

## 第80回

# 日本地球電気磁気学会講演会

---

## 講演予稿集

- とき／昭和61年10月14日(火)～16日(木)
- ところ／九州エネルギー館  
福岡郵便貯金会館

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第80回総会・講演会プログラム

日 時 昭和 61 年 10 月 14 日(火)～10 月 16 日(木)

場 所 ・九州エネルギー館  
福岡市中央区薬院 4-13-55  
Tel. 092-522-2333

及び

・福岡郵便貯金会館  
福岡市中央区薬院 4-14-52  
Tel. 092-523-1100

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
10 月 14 日	I		磁気圏構造 I				惑星間空間・宇宙線				
	II		磁気圏波動 I				磁気圏・電離圏結合 I			電離圏構造 I	
	III		主磁場・永年変化 テクトノマグネティズム				古地磁気		古地磁気・岩石磁気		
10 月 15 日	I		磁気圏・電磁圏結合 II				特 別 講 演	総 会	懇 親 会		
	II	大気組成・放射 I		磁気圏波動 II							
	III	電気伝導度		電気伝導度 ・磁気異常							
10 月 16 日	I		さきがけ・すいせい				太陽系・惑星		共役点観測		
	II	磁気圏波動 III		U L F		U L F つづき	電離圏構造 II				
	III	磁気圏構造 II		大気圏組成 ・放射 II		つづき	大気圏力学				

\* 指定時間を厳守して下さい。(講演 12 分, 討論 3 分)

\* 各会場ともスライドプロジェクター, オーバ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ありません。

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
		<b>磁気圏波動 I</b>
		座長 三 浦 彰 (東大理)
9:30		II-1. 電磁イオンサイクロトロン波の非線形固有モード:(I)流体解析 ○寺沢敏夫(京大理), 久保 匡(宇宙研)
9:45		II-2. 電磁イオンサイクロトロン波の非線形固有モード:(II)シミュレーション ○久保 匡(宇宙研), 寺沢敏夫(京大理)
10:00		II-3. プラズマ・レーザー効果による粒子加速のメカニズム ○南部充宏(九大教養)
10:15	<b>磁気圏構造 I</b>	II-4. 乱れた電場によるプラズマ中の運動量輸送 ○中村 匡, 山本 隆, 玉尾 孜(東大理)
	座長 袴 田 和 幸 (中部大工)	
10:30	I-1. SSC時の磁気圏内のダイナミクス ○藤田 茂(地磁気観測所)	II-5. 磁気圏プラズマ波動に関する粒子コード計算機シミュレーション研究の最近の動向ーレビュー(1982-1986)ー ○松本 紘(京大超高層)
10:45	I-2. IMF極性が北向きに变化した時の磁気圏ダイナミクス ○西田篤弘(宇宙研)	II-6. 宇宙プラズマ中における電子ビーム伝搬に関する計算機シミュレーションーダブルレイヤーかトリプルレイヤーか?ー ○稲垣恵三, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)
11:00	I-3. 磁気嵐急始部(SC)の惑星間空間磁場(IMF)依存性 ○荒木 徹(京大理)	II-7. 自由境界粒子コードによる飛翔体 wakeの計算機シミュレーション ○田中剛彦, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)
11:15	I-4. FTE(Flux Transfer Event)に伴って形成される磁力管の構造 ○武井恵雄(東北大理)	II-8. 静電波とホイッスラー波の不安定性の競合関係 ○大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層)
11:30	I-5. 磁気ループ加熱のシミュレーション ○鶴飼正行(愛媛大工)	II-9. 斜め伝搬ホイッスラー波ー粒子相互作用の計算機シミュレーション ○田中 寛(京大超高層), 大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層)
11:45	I-6. 静止軌道でのサブストーム効果と IMF By ○長井嗣信(気象研)	II-10. 日米共同テザーロケット実験における波動励起 ○佐々木進, 小山孝一郎, 河島信樹, 大林辰蔵(宇宙研), 平尾邦雄(東海大)

## 午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>主磁場・永年変化・テクトノマグネティズム</p> <p>座長 本 蔵 義 守 (東工大理)</p>		9:30
<p>Ⅲ - 1. 赤道面双極子磁場の東方移動</p> <p>○行武 毅, 横山由紀子(東大震研)</p>		9:45
<p>Ⅲ - 2. 磁場中の流体運動によって誘導される 二次磁場のモード計算</p> <p>○横山由紀子, 行武 毅(東大震研)</p>		10:00
<p>Ⅲ - 3. 結合円板ダイナモモデルによる Gauss 係数の変動</p> <p>○松島政貴, 本蔵義守(東工大理)</p>		10:15
<p>Ⅲ - 4. 一等磁気測量成果に基づく最近の日本 国内全磁力永年変化の時空間分布につい て</p> <p>○住友則彦(京大教養), 中堀義郎(地理 院)</p>		10:30
<p>Ⅲ - 5. ウィーナー・フィルターによる地磁気 3成分ノイズ除去について(Ⅱ)</p> <p>○濱嶋多加志, 本蔵義守(東工大理)</p>		10:45
<p>Ⅲ - 6. 地殻ダイラタンシーの複合テンション・ クラックモデル - その変位, 重力およ び地磁気変化</p> <p>○笹井洋一(東大震研)</p>		11:00
<p>Ⅲ - 7. 伊豆半島東部地域の全磁力観測 - 1984年4月~1986年8月 -</p> <p>○石川良宣, 笹井洋一(東大震研)</p>		11:15
<p>Ⅲ - 8. 千葉県館山における地磁気観測と地震 観測</p> <p>○歌代慎吉, 川下敬之(東京理科大)</p>		11:30
<p>Ⅲ - 9. 海底磁力計の信頼性について</p> <p>○中埜岩男, 甲斐源太郎(海技センター) 島田誠一, 藤縄幸雄(防災センター)</p>		11:45

10月14日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
12:00	<p style="text-align: center;"><b>磁気圏構造 I (続き)</b></p> <p>I-7. 擾乱時の磁気圏尾部における沿磁力線電流 ○大谷晋一, 国分 征(東大理)</p>	休 み

10月14日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
13:00	<p style="text-align: center;"><b>惑星間空間・宇宙線</b></p> <p style="text-align: center;">座長 寺 沢 敏 夫 (京大理)</p>	<p style="text-align: center;"><b>磁気圏・電離圏結合 I</b></p> <p style="text-align: center;">座長 森 岡 昭 (東大理)</p>
13:15	<p>I-8. 1974年と1984年における太陽光球磁場分布の比較 ○袴田和幸(中部大工)</p>	<p>II-11. 第26次南極観測隊ロケット実験速報 S-310JA-11,12号機によるオーロラ中の波動, 粒子電磁場観測 ○山岸久雄(極地研), 福西 浩(東大理), 26次南極ロケット実験班</p>
13:30	<p>I-9. MHD解析による太陽風の構造 ○鷺見治一(名大空電研), 吉野 裕(名大工), 荻野竜樹(名大空電研)</p>	<p>II-12. 南極ロケットS-310JA-11,-12による磁場変動観測実験(速報) ○福西 浩(東大理), 遠山文雄, 高橋隆男(東海大工), 国分 征(東大理), 藤井良一, 山岸久雄(極地研)</p>
13:45	<p>I-10. 惑星間空間の衝撃波の伝搬 ○丸橋克英(電波研)</p>	<p>II-13. オーロラ粒子と発光スペクトル ○江尻全機, 平澤威男, 小野高幸, 山岸久雄(極地研), 小口 高(東大理), 小山孝一郎(宇宙研)</p>
14:00	<p>I-11. IMF. 太陽風パラメーターの長期変動(I) 長島一男, ○藤本和彦, 龍岡亮二, 宗像一起(名大理)</p>	<p>II-14. 第26次南極観測隊大気球実験速報 制動輻射X線とVLF帯自然電波の同時観測 ○小島年春(電通大), 山岸久雄, 佐藤夏雄, 宮岡 宏(極地研), 小玉正弘(山梨医大), 山上隆正(宇宙研), 巻田和男(拓殖大), 芳野赳夫(電通大)</p>
		<p>II-15. 南極ロケットS-310JA-11号機及び12号機搭載NELの観測結果初報 ○渡辺勇三(宇宙研), 高橋忠利(東大理), 山岸久雄(極地研), 福西 浩(東大理)</p>

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
休 み		12:00

午 後

<p style="text-align: center;">古 地 磁 気</p> <p>座長 鳥 居 雅 之 (京大理)</p> <p>Ⅲ-10. 自動測定スピナー磁力計の開発 山口公治, ○西 洋祐, 河野 長 (東工大理)</p> <p>Ⅲ-11. 焼土試料と交流消磁 ○渋谷秀敏 (大阪府大総合)</p> <p>Ⅲ-12. シリア・ドゥマラ洞窟中期旧石器遺跡 における古地磁気 ○酒井英男, 広岡公夫 (富山大理), 木村 賛 (京大霊長類研), 赤澤 威 (東大総 研資)</p> <p>Ⅲ-13. 山口県秋吉台石灰岩層群の持つ残留磁 化方向の暗示するもの ○森永速男, 足立泰久, 井口博夫, 安川 克己 (神戸大理), 堂面春雄 (山口大教 育), 河野通弘 (山口短大)</p> <p>Ⅲ-14. 大分県八丁原 (Hatchobaru) 地熱地帯 ボーリング・コアの古地磁気 ○堂面春雄 (山口大教育)</p>		<p>13:00</p> <p>13:15</p> <p>13:30</p> <p>13:45</p> <p>14:00</p>
--	--	--

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>惑星間空間・宇宙線(続き)</b>	<b>磁気圏・電離圏結合 I (続き)</b>
14:15	I-12. IMF. 太陽風パラメーターの長期変動(II) ○龍岡亮二, 藤本和彦, 宗像一起, 長島一男(名大理)	II-16. オーロラ電離層での密度ゆらぎの観測 ○佐川永一, 小川忠彦(電波研), 森弘隆(電波研平磯), 小川俊雄(高知大), 山岸久雄(極地研), 福西浩(東北大理)
14:30	I-13. 太陽惑星空間磁場の不規則振動波形のカオス的解析 ○樋口知之, 国分征(東大理)	II-17. HF帯電波のポインティングベクトルの計測—K-9M-79号機の観測結果— ○小原隆博, 森岡昭, 大家寛(東北大理)
14:45	I-14. AE指数に現れた太陽風中の周期構造 ○亀井豊永, 荒木徹, 寺沢敏夫(京大理)	II-18. 高速イオン・エネルギー質量分析器(FIMS)の開発(III) ○福井以知郎, 賀谷信幸, 松本治弥(神大工), 向井利典, 伊藤富造(宇宙研)
15:00	休　　み	休　　み
	<b>惑星間空間・宇宙線(続き)</b>	<b>磁気圏・電離圏結合 I (続き)</b>
	<b>座長 丸 橋 克 英 (電波研)</b>	<b>座長 賀 谷 信 幸 (神戸大工)</b>
15:15	I-15. FIRST SACECRAFT OBSERVATION OF THE ALIGNED HELIOSPHERE WITH THE MOST FLATTENED NEUTRAL SHEET. ○Takao Saito, Kiyohumi Yumoto (Tohoku Univ), Kunio Hirao (Tokai Univ), Koichiro Oyama (ISAS), Tomoko Nakagawa (Tohoku Univ)	II-19. コーディングビームを用いた時間計測の信頼度についての考察 ○早川基, 鶴田浩一郎, 中村正人(宇宙研)
15:30	I-16. 1979年3月22日のSSC(CDAW-6)を起した惑星間空間衝撃波の観測的モデル ○渡辺堯, 柿沼隆清, 小島正宜(名大空電研)	II-20. 中低緯度における電離層電場の水平ベクトル測定法—(HFドップラー法)— ○筒井稔, 小川徹(京大超高層)
15:45	I-17. 太陽風MICROTURBULENCEの構造 ○柿沼隆清, 小島正宜(名大空電研)	II-21. カスプ領域における降下イオンの特性(II) ○葛蒲昌也, 賀谷信幸, 松本治弥(神大工), 向井利典, 伊藤富造(宇宙研)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>古地磁気(続き)</b>		
Ⅲ-15. Brunhes-松山期境界の地球磁場逆転 ○新妻信明, 岡田 誠(静岡大理)		14:15
Ⅲ-16. 伊豆半島中軸部白浜層群・熱海層群の 古地磁気 ○小山真人(東工大理)		14:30
Ⅲ-17. 北海道積丹半島新第三系の古地磁気 ○田中秀文(東工大理), 網川秀夫(東海 大開発技研), 山岸宏光(北大理), 木 村 学(香川大教育)		14:45
Ⅲ-18. 東北地方・中新世火山岩類の古地磁気 : 泊および霊山 ○林田 明(同志社大工), 鶴留久士, 鳥 居雅之(京大理)		15:00
Ⅲ-19. 松島周辺の中新世堆積岩類の古地磁気 ○山崎俊嗣, 上嶋正人, 石井武政(地質 調査所)		15:15
Ⅲ-20. 富山県北部に分布する中新~鮮新統の 古地磁気 ○伊藤康人, 鳥居雅之(京大理)		15:30
休 み		15:45



開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>惑星間空間・宇宙線(続き)</b>	<b>磁気圏・電離圏結合 I (続き)</b>
16:00	I-18. 高エネルギー( $\approx 10^{12}$ eV)宇宙線の恒星時異方性 ○森 覚, 鷺坂修二, 安江新一(信大理), 一之瀬匡興(信大教養)	II-22. 「大空」衛星により観測した高エネルギー粒子の高度分布 ○近藤博章, 永田勝明(玉川大工), 河野毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立大理), 長谷部信行(愛媛大教養), 菊池順, 道家忠義(早大理工研)
16:15	I-19. コロナルホールに伴う高速太陽風による宇宙線南北異方性 ○宗像義教(中部大工), 森 覚(信大理)	II-23. 北極域における大気球オーロラ X 線撮像観測 ○平島 洋, 村上浩之, 中本 淳, 奥平清昭, 鈴木裕武(立大), 山上隆正, 太田茂雄, 並木道義(宇宙研), 宮岡 宏, 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 小玉正弘(山梨医大)
16:30	I-20. 地下(武山, 三郷)に於ける太陽活動極小期の宇宙線日変化 ○奥谷晶子(理研), 森 覚(信大理)	II-24. ブラジル・アノマリー境界域における電子フラックス-「大空」の観測結果 ○永田勝明, 近藤博章(玉川大), 河野毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立大), 長谷部信行(愛媛大), 菊池 順, 道家忠義(早大理工研)
16:45		休 み
		<b>電離圏構造 I</b>
		<b>座長 奥 澤 隆 志 (電通大)</b>
17:00		II-25. イオノゾンデで見た Es の垂直運動 ○野崎憲朗(電波研)
17:15		II-26. 反射点高度データを考慮した Es 層出現時の HF ドップラー自動解析 ○阿保 真, 長沢親生, 金木利之(都立大工)
17:30		II-27. HF ドップラートレース(数値シミュレーション) ○竹生政資, 北村泰一(九大理), 広重法道(九州富士通通信システム)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気・岩石磁気		
座長 新 妻 信 明 (静岡大理)		
Ⅲ-21. 西南日本外帯の珪長質火成岩類の古地磁気(その2)―主に大崩山岩体について― ○石川尚人, 鳥居雅之(京大理)		16:00
Ⅲ-22. 古地磁気からみた琉球孤南部の回転運動(予報) ○三木雅子, 乙藤洋一郎(神大理), 松田高明(姫路工大工)		16:15
Ⅲ-23. Amount of clockwise rotation of Southwest Japan inferred from an apparent polar wander path from southwest Japan since 100 Ma ○乙藤洋一郎(神大理), 松田高明(姫路工大工)		16:30
Ⅲ-24. Viti Levu島(Fiji)の回転運動 ○井口博夫(神大理), B.Rao, P.Rodda (Mineral Resources Dept., Fiji), 安川克己(神大理)		16:45
Ⅲ-25. ODP Site 652 (ティレニア海)の古地磁気層序 ○鳥居雅之(京大理), ODP Leg 107 乗船研究者一同		17:00
Ⅲ-26. 大西洋中央海嶺の深海掘削と古地磁気(ODP 第109次航海) ○浜野洋三, 藤井敏嗣(東大震研), ODP 第109次航海乗船研究者一同		17:15
Ⅲ-27. 白鳳丸KH86-2航海における日本海盆地磁気精査結果 ○玉木賢策, 中西正男, 小林和男(東大海洋研), 伊勢崎修弘, 佐柳敬造(神大理)		17:30

10月14日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
17:45		<p style="text-align: center;"><b>電離圏構造 I (続き)</b></p> <p>II-28. Numerical Simulation of the Thermospheric Disturbances with Coupled Dynamics and Composition during Auroral Activity ○前田佐和子(NOAA), T. Fuller-Rowell (Univ. College London), D. Evans (NOAA)</p>
18:00		<p>II-29. ISS-bデータによるIRIモデルの検証 ○巖本 巖(電波研)</p>
18:15		<p>II-30. 地磁気静穏日日変化の逐日変化の地域差 ○竹田雅彦(京大理)</p>

10月15日(水)

第2日目

		<p><b>大気組成・放射 I</b></p> <p>座長 渡 辺 隆(筑波大物理)</p>
9:00		<p>II-31. おおぞらBUVによるオゾン観測 ○小池 真, 小川利紘(東大理), 鈴木勝久(横国大教育)</p>
9:15		<p>II-32. 「大空」で観測された紫外大気散乱光の強度変化 ○鈴木勝久, 加藤滋久(横国大教育)</p>
9:30		<p>II-33. BUVによる衛星オゾン観測の最適波長 ○有賀 規(電波研)</p>
9:45		<p>II-34. ミリ波分光観測によるオゾン高度分布 ○小川利紘(東大理), 河舘公昭, 福井康雄, 小川英夫(名大理)</p>

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p style="text-align: center;"><b>古地磁気・岩石磁気(続き)</b></p> <p>Ⅲ-28. 石筍の合成実験と合成石筍の残留磁化 ○神野正樹, 森永速男, 井口博夫, 安川克己(神大理)</p> <p>Ⅲ-29. 磁場中での振動によって獲得される堆積後残留磁化(PDRM)について ○村田史之(神大自然科学), 森永速男, 足立泰久, 安川克己(神大理)</p> <p>Ⅲ-30. 雪水中に含まれる磁性粒子の磁気特性 ○船木 實(極地研), 酒井英男(富山大理)</p>		17:45
		18:00
		18:15

午 前

<p style="text-align: center;"><b>電気伝導度</b></p> <p style="text-align: center;"><b>座長 笹 井 洋 一 (東大震研)</b></p> <p>Ⅲ-31. AMT 観測から推定される有珠山火口原内の断層分布 R. Ballestracci (Univ. Toulon), ○西田泰典(北大理)</p> <p>Ⅲ-32. 東北地方北部のCA 観測(序報) ○小川康雄, 村上 裕, 内田利弘(地質調査所)</p> <p>Ⅲ-33. 南部フォッサマグナ西縁部における地球電磁気学的観測 ○角村 悟, 山本哲也, 桑島正幸, 仲谷清, 熊坂信之, 大地 洸(地磁気観測所), 原田 朗(気象庁業務課)</p> <p>Ⅲ-34. 九州地方におけるGDS 観測(Ⅱ) ○下泉政志, 北村泰一(九大理)</p>		9:00
		9:15
		9:30
		9:45

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>磁気圏・電磁圏結合 II</b>	<b>大気組成・放射 I (続き)</b>
	座長 巻田和男(拓殖大)	
10:00	I-21. Mapping High-Latitude Ionospheric Electric Field and Current Patterns From Combined Magnetometer and Radar Observations ○A. D. Richmond (HAOI NCAR, 京産大理), 上出洋介(京産大理)	II-35. ラマンレーザーを用いたオゾンライダーによるオゾン観測 福田光伸, ○柴田 隆, 成清 徹, 前田三男(九大工)
10:15	I-22. DE-2で観測されたカサブ付近の沿磁力線電流 ○田口 聡, 杉浦正久(京大理), J. L. Burch, J. D. Winningham (SRI), N. C. Maynard (AFGL), B. G. Ledley, J. Thieman (GSFC)	II-36. 航空機観測用オゾン測定器の開発 ○小島 浩, 近藤 豊, 高木増美, 森田 恭弘, 岩田 晃(名大空電研), 村松久史, 広田道夫(気象研)
10:30	I-23. REGION-1 BIRKELAND 電流系の発生源の考察 ○飯島 健, 芝地貴夫(東大理)	II-37. 中間圏ナトリウム層の一次元光化学モデル一日変動における諸問題一 ○内海通弘, 藤原玄夫(九大理)
10:45	I-24. 沿磁力線電流の微細構造(2) ← 発生領域付近での磁場変動一 ○家森俊彦(京大理)	II-38. 夜間大気光単色撮像・絶対測光共同試験観測 ○金田榮祐(東大理), 宮下晴彦, 田鍋浩義(東京天文台)
11:00	I-25. 粒子加速と沿磁力線電流 ○玉尾 孜, 三浦 彰(東大理)	II-39. OH回転温度に対する水蒸気吸収の影響 井出一仁, ○岡野章一(東北大理)
11:15	I-26. 沿磁力線ポテンシャル差を通しての磁気圏電離層結合 ○三浦 彰(東大理), L. C. Lee (アラスカ大), 玉尾 孜(東大理)	II-40. 中間圏上部・熱圏下部の酸素原子高度分布 ○牧野忠男, 関口宏之, 内藤一郎, 長谷川みどり, 山本博聖(立大理)
11:30	I-27. シアーのあるプラズマ流を成因とするディスクリート・オーロラの構造 ○山本 隆, 堀 尚子(東大理)	休　　み
		<b>磁気圏波動 II</b>
		座長 佐藤夏雄(極地研)
11:45	I-28. イオンクラウドリリースによる沿磁力線電場の観測一基礎的考察一 ○中村正人, 鶴田浩一郎, 早川 基, 門倉 昭, 上原浩臣(宇宙研)	II-41. Z-mode observations with the DE-1 satellite ○K. Hashimoto (Tokyo Denki Univ.), W. Calvert, R. Huff (Univ. of Iowa)

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>電気伝導度(続き)</b>		
Ⅲ-35. 2周波数成分を用いたVLF-MT探査 一千々石断層 ○半田 駿, 鈴木 亮(佐賀大教養), 田 中良和(京大理)		10:00
Ⅲ-36. 伊豆小笠原海嶺下の電気伝導度構造 (予報) 瀬川爾朗(東大海洋研), 伊勢崎修弘(神 大理), 藤本博巳, 小泉金一郎, R.V. アイエンガー(東大海洋研), 野木義史 (神大理), 伊関伸一(千葉大理), ○藤 浩明(東大海洋研)		10:15
Ⅲ-37. 丹那盆地における地電位ノイズ観測 ○高山寛美, 森 俊雄, 吉川澄夫, 小泉 岳司, 柳原一夫(気象研)		10:30
Ⅲ-38. 地電位変化とその原因 ○森 俊雄, 高山寛美(気象研)		10:45
休 み		11:00
<b>電気伝導度・磁気異常</b>		
<b>座長 西 田 泰 典 (北大理)</b>		
Ⅲ-39. 漏洩電流法による花折断層の調査 ○藤原 智(京大理), 住友則彦(京大教 養), 塩崎一郎(神大自然科学), 野木 義史, 大久保晃(神大理)		11:15
Ⅲ-40. 跡津川断層における地電流と全磁力の 観測 ○中山 武, 土居 光, 加藤正明, 三雲 健(京大防災研上宝地殻変動観測所)		11:30
Ⅲ-41. 電解質溶液を含む岩石の電気比抵抗に ついて ○奥山良俊(秋田高専), 乗富一雄(九大 工)		11:45

10月15日(水)

第2日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>磁気圏・電磁圏結合 II (続き)</b>	<b>磁気圏波動 II (続き)</b>
12:00	I-29. 極域電離層電流系のシミュレーション 実験 II ○浅野弘明, 筒井 稔, 小川 徹(京大 超高層)	II-42. 低高度にて ISIS-1 により観測されるホ イッスラ・モード AKR の特性 ○相京和弘, 恩藤忠典, 大高一弘(電波 研)
12:15	I-30. Who said it is a substorm ? ○上出洋介(京産大理)	II-43. Plasmopause 近傍における波動-粒子 相互作用現象 - EXOS-C (おぞら) 観 測 ○森岡 昭, 大家 寛(東北大), 永田 勝明(玉川大)
12:30	I-31. 北向き IMF とサブストーム ○石原良俊, 上出洋介(京産大理)	II-44. 磁気圏におけるサイプル信号のレイバ スに対する日出日没効果 ○澤田 晃, 木村馨根, 大村善治(京大 工)
12:45	I-32. SC と SI <sup>-</sup> の polarization の北半球上で の分布について ○永野 宏(朝日大), 荒木 徹(京大理)	II-45. ISIS によって観測された夜間 ELF 帯波 動 ○渡辺成昭(電波研)

10月15日(水)

第2日目

14:00	<b>特別講演</b> <b>エルニーニョと世界気候変動</b> 山形俊男 九州大学応用力学研究所	
15:00	<b>総 会</b>	
16:45	<b>懇 親 会</b>	





開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
9:00		<b>磁気圏波動Ⅱ</b>
9:15		座長 渡 辺 成 昭 (電波研)
9:30		II-46. VLF電波の電離層透過領域(出口)の活動度 ○池田 慎(武蔵大), 鶴田浩一郎(宇宙研), 町田 忍(アイオワ大)
9:45	さきがけ・すいせい 座長 小 山 孝一郎 (宇宙研)	II-47. 極カスプのVLF現象 ○恩藤忠典, 中村義勝(電波研)
10:00	I-33. 太陽風パラメータのスペクトル解析 ○阿部 琢美(電通大), 小山孝一郎(宇宙研), 平尾邦雄(東海大)	II-48. オーストラリア, パーズビル(L=1.6)及びその周辺でのLFデッカ波の共役点観測(速報) ○田中義人, 西野正徳, 早川正士(名大空電研)
10:15	I-34. 「さきがけ」観測による惑星間磁場不連続現象の発生特性 ○中川 朋子, 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理)	II-49. 共役点観測で得られた中緯度ホイッスラの活動と空電源分布との対応 ○西野正徳, 田中義人, 早川正士, 岩井章(名大空電研)
10:30	I-35. 「すいせい」の観測によるCometosheath内の温度の算出 ○高橋 俊, 寺沢敏夫(京大理), 向井利典, 北山正信(宇宙研), 三宅 亘(電波研), 平尾邦雄(東海大)	II-50. 波動分布関数によるホイッスラ波の電離層透過域評価と伝搬機構 ○島倉 信, 鈴木弘喜(千葉大工), 早川正士(名大空電研), 太田健次(中部大工)
10:45	I-36. 「さきがけ」で観測されたプラズマ波動現象を手懸りとしたイオントラップ過程の検討 ○大家 寛, 森岡 昭(東北大理), 三宅 亘(電波研)	II-51. 低緯度ダクト伝搬ホイッスラのレイトレーシング ○中村義勝, 恩藤忠典(電波研)
		U L F
		座長 桜 井 亨 (東海大工)
		II-53. Preliminary report of Japan-Australia magnetic conjugate observations ○K. Yumoto, T. Saito (Onagawa. Mag obs. Tohoku. Univ.), Y. Tanaka (Research Institute of Atmos. Nagoya Univ.), K.J.W. Lynn (Elect. Res. Lab. DRCS, Australia)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>磁気圏構造Ⅱ</b>		
座長 家 森 俊 彦 (京大理)		
Ⅲ-46. 惑星空間磁場・地磁気変動から見た transpolar aurora の分類 ○巻田和男(拓殖大), 赤祖父俊一(アラ スカ大), Ching-I. Meng (APL/JHU)		9:00
Ⅲ-47. 磁気圏電場とオーロラのドリフト ○中村るみ, 小口 高(東大理)		9:15
Ⅲ-48. 脈動性オーロラパッチのドリフトの微 細構造 ○小口 高, 山本達人(東大理)		9:30
Ⅲ-49. 北向き IMF 時の磁気圏プラズマ対流: 観測とモデル ○芝地貴夫, 飯島 健(東大理)		9:45
Ⅲ-50. オーロラ・エクспанションに伴う電 流系 ○西谷 望, 小口 高(東大理)		10:00
Ⅲ-51. 夕方側ステーブルオーロラの発達とブ レークアップ ○小野高幸, 平沢威男(極地研)		10:15
Ⅲ-52. オーロラ・ブレークアップの構造 ○平沢威男, 小野高幸, 江尻全機(極地 研)		10:30
<b>大気圏組成・放射Ⅱ</b>		
座長 岡 野 章 一 (東北大理)		
Ⅲ-53. 夜間連続大気光発光メカニズムについ て ○渡辺 隆, 高野元春(筑波大物理), 中 村正年(熊本大教育)		10:45

10月16日(木)

第3日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>さきがけ・すいせい(続き)</b>	<b>U L F (続き)</b>
11:00	I-37. ハレー彗星起源のイオンの空間分布 ○向井利典(宇宙研), 三宅 亘(電波研), 寺沢敏夫(京大理), 北山正信(宇宙研), 平尾邦雄(東海大工)	II-54. 赤道域でのPc 3-4 脈動の統計的性格 ○坂 翁介, 北村泰一(九大理), 小口 高 (東大理), 荒木 徹(京大理)
11:15	I-38. ハレー彗星近傍のイオンダイナミクス ○北山正信, 向井利典(宇宙研), 三宅 亘 (電波研), 寺沢敏夫(京大理), 平尾邦 雄(東海大工)	II-55. 極域超多点観測による長周期地磁気脈 動の特性 ○山本達人, 小口 高, 國分 征, 林 幹 治(東大理), 他GADC グループ(東大 理, 九大理, 京大理, 拓大, 極地研, UBC, U. Vic, SUNYA, U. Oslo)
11:30	I-39. ハレー彗星の水素コマ 高木幹雄(東大生産研), ○金田榮祐(東 大理), 平尾邦雄(東海大工), 足原 修, 清水幹夫(宇宙研)	II-56. 広域多点観測によるIPDPの発達過程 ○林 幹治, 小口 高, 國分 征, 山本 達人(東大理), GADCグループ(東大 理他)
11:45	I-40. さきがけ/すいせい太陽えんぺい時に おける科学観測の検討 ○水野英一, 佐々木進, 河島信樹(宇宙 研)	II-57. 1986年2月8-9日の大磁気嵐に引 続いたPc 1現象 ○國分 征, 林 幹治, 山本達人, 小口 高(東大理), GADCグループ(東大理他)

10月16日(木)

第3日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>太陽系・惑星</b>	<b>U L F (続き)</b>
	座長 中 澤 清 (東大理)	
13:00	I-41. 太陽風He-fluxの永年変化 ○高柳昌弘, 小嶋 稔(東大理)	II-58. 磁気嵐に伴う短周期(0.1 Hz~0.4 Hz) 地磁気脈動について ○加藤愛雄(東北大理), 利根川豊(東海 大工)
13:15	I-42. “太陽風イン・プランテーションの室 内実験” ○二神常爾(東大理), 甘利幸子(神大理), 小嶋 稔(東大理), 中村良治(宇宙研)	II-59. SCのPreliminary Impulseの水平伝搬 シミュレーション ○山田雄二, 荒木 徹, 竹田雅彦(京大 理)
13:30	I-43. 原始大気散逸モデルによる地球Xe同 位体パターンの説明 ○佐々木晶, 中澤 清(東大理)	II-60. DE-1で観測されたO <sup>+</sup> サイクロトロ ン波 ○中川晃成, 杉浦正久(京大理), E. G. Shelley, W.K. Peterson (Lockheed 研 究所)

午 前 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<b>大気圏組成・放射Ⅱ(続き)</b>		
Ⅲ-54. 成層圏NO(一酸化窒素)の日出時の観測(MAP-GLOBUS NO <sub>x</sub> Campaign) ○近藤 豊, 岩田 晃, 高木増美, 森田 恭弘(名大空電研), W.A. Matthews (DSIR), P. Aimeidieu (CNRS)		11:00
Ⅲ-55. 成層圏NO <sub>2</sub> 観測(MAP/GLOBUS国際共同観測)(Ⅲ) ○柴崎和夫(国学院大), 岩上直幹, 小川 利紘(東大理)		11:15
Ⅲ-56. エアロゾルの赤外領域における大気加熱効果について ○秋吉英治, 藤原玄夫(九大理)		11:30
Ⅲ-57. 春の南極成層圏におけるエアロゾル及び気温の変化 ○岩坂泰信(名大水圏研), 小野高幸(極地研), 野村彰夫(信州大工)		11:45

午 後

<b>大気圏組成・放射Ⅱ(続き)</b>		
Ⅲ-58. 成層圏エアロゾルの季節変動 藤原玄夫, ○大塚宣子, 秋吉英治(九大理)		13:00
Ⅲ-59. サンプルング法による成層圏大気微量成分の観測 伊藤富造, ○本田秀之(宇宙研), 富永 健, 巻出義紘(東大理), 酒井 均, 堤 眞(東大海洋研), 中沢高清(東北大理)		13:15
<b>大気圏力学</b>		
座長 深 尾 昌一郎(京大超高層)		
Ⅲ-60. 熱圏大気重力波の共鳴相互作用 - I ○柴田 喬, 奥澤隆志(電通大)		13:30

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	<b>太陽系・惑星(続き)</b>	<b>電離圏構造 II</b>
	座長 佐藤 亨 (京大超高層)	座長 佐藤 亨 (京大超高層)
13:45	I-44. ガス抵抗則と微惑星の集積 ○大槻圭史, 中川義次, 中澤 清(東大理)	II-61. MUレーダーによる中緯度電離圏不規則構造の観測 ○伊藤敦夫(京大工), 深尾昌一郎(京大超高層), 木村磐根(京大工), 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
14:00	I-45. 惑星科学実験用レールガンの開発 I ○柳澤正久, 佐藤恵一(宇宙研), 原 常典(相模工大), 中沢徳郎, 古矢勝彦, 内田昌文(日本コンデンサ), 矢守 章, 河島信樹(宇宙研)	II-62. 赤道域プラズマバブルの3次元シミュレーション — 理論と観測の比較 ○渡部重十, 大家 寛(東大理)
14:15	I-46. 太陽風と金星電離圏相互作用のMHDシミュレーション ○荻野竜樹(名大空電研)	II-63. プラズマバブル中の熱エネルギー収支 ○小山孝一郎(宇宙研), 渡部重十, 高橋忠利, 大家 寛(東大理), 平尾邦雄(東海大)
14:30	I-47. K-3型VLBIシステムを利用した600m基線干渉計による木星デカメータ波放射観測 ○近藤哲朗, 徳丸宗利, 雨谷 純, 金子明弘(電波研鹿島)	II-64. 多重散乱を考慮した電離圏シンチレーションのモデリング ○熊谷 博(電波研)
14:45	I-48. 550km基線による木星デカメートル波広帯域偏波2地点同時観測システムの開発 ○今井一雅(高知高専), 富沢一郎(電通大)	II-65. 衛星電波とMUレーダーによる電離圏不規則構造の観測(1) ○皆越尚紀, 熊谷 博, 大谷 晃, 相京和弘, 五十嵐喜良(電波研), 佐藤 亨(京大超高層)
15:00	休 み	休 み
	<b>共役点観測</b>	<b>電離圏構造 II (続き)</b>
	座長 林 幹 治 (東大理)	座長 坂 翁 介 (九大理)
15:15	I-49. 全天TV観測によるオーロラアークの動き及び渦状構造の共役性 ○藤井良一, 佐藤夏雄, 小野高幸(極地研), 国分 征(東大理), 共役点観測グループ	II-66. ISS-b RAN人工雑音とFof <sub>2</sub> ○西端美樹, 丸橋克英, 加藤仲夏(電波研)
15:30	I-50. オーロラ活動にともなう磁気脈動Pi2の共役性 ○桜井 亨, 利根川豊(東海大), 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 共役点観測グループ	II-67. 強力マイクロ波によるプラズマ加熱の計算機シミュレーション ○林 幸彦, 賀谷信幸, 松本治弥(神大工)

午 後 ( 続 き )

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
大気圏力学(続き)		
Ⅲ-61. 中間圏高度の慣性重力波の特性MUレーダーによる観測 ○村岡良和(兵庫医大物理), 川平浩二(京大理)		13:45
Ⅲ-62. MUレーダー観測における中間圏乱流散乱と重力波の関連 ○山本 衛, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)		14:00
Ⅲ-63. XeFエキシマーレーザーによる中層大気重力波の観測 ○柴田 隆, 福田光伸, 成清 徹, 前田三男(九大工)		14:15
Ⅲ-64. 二日周期プラネタリー波の南北両半球比較観測 ○加藤 進, 津田敏隆(京大超高層), Vincent, R. (アデレイド大物理)		14:30
Ⅲ-65. 対流圏・下部成層圏におけるVHF帯電波の反射・散乱機構 ○津田敏隆, 佐藤 亨, 深尾昌一郎, 加藤 進(京大超高層)		14:45
休 み		15:00
大気圏力学(続き)		
座長 柴 田 喬 (電通大)		
Ⅲ-66. MUレーダーで観測される対流圏・成層圏エコーの高度変化 ○松本浩昌, 木村磐根(京大工), 深尾昌一郎, 津田敏隆, 佐藤 亨, 加藤 進(京大超高層)		15:15
Ⅲ-67. MUレーダーによる対流圏擾乱現象の観測 ○道司 博, 木村磐根(京大工), 深尾昌一郎, 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)		15:30

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	<b>共役点観測(続き)</b>	<b>電離圏構造 II (続き)</b>
15:45	I-51. 南北両カサブ領域における長周期脈動の特性 ○利根川豊(東海大工), 福西 浩(東北大理), L.J. Lanzerotti, C.G. MacLennan(AT & T Bell Labs.)	II-68. Spacelab 1号 SEPAC で計測されたスペースシャトルの真空/電磁環境 ○河島信樹, 佐々木進, 柳沢正久, 栗木恭一, 大林辰蔵(宇宙研)
16:00	I-52. Fingerprint 型 Pc 1 脈動 ○佐藤夏雄(極地研), 城倉義彦(電通大), 平澤威男(極地研), 共役点観測グループ	II-69. 航行衛星 NNSS による昭和基地での電離圏観測 ○五十嵐喜良, 小川忠彦, 前野英生, 相京和弘, 倉谷康和(電波研)
16:15	I-53. 共役点で観測された Polar Chorus 放射の強度分布と発生頻度の Kp 依存性 ○鈴木博之(山形大理), 佐藤夏雄(極地研), 渋谷仙吉, 前澤 潔(山形大理), 共役点観測グループ	II-70. 昭和基地 NNSS 衛星で観測された地磁気静穏時の中規模 TID ○小川忠彦, 五十嵐喜良, 相京和弘, 前野英生, 倉谷康和(電波研)
16:30	I-54. 昭和基地・アイスランドにおける VLF 放射の活動と電力線放射の関連 ○木村 肇根, 樋口浩司, 松尾敏郎(京大工), 佐藤夏雄, 山岸久雄(極地研)	II-71. “おおぞら”衛星による極域電離層観測 - サブストームに呼応した極域電離層の変動 - ○高橋忠利, 大家 寛, 渡部重十(東北大理), 渡辺勇三(宇宙研)
16:45		II-72. オーロラアークの運動の電離層密度構造への影響 ○櫛田 健, 大家 寛(東北大理)

午 後 ( 続 き )

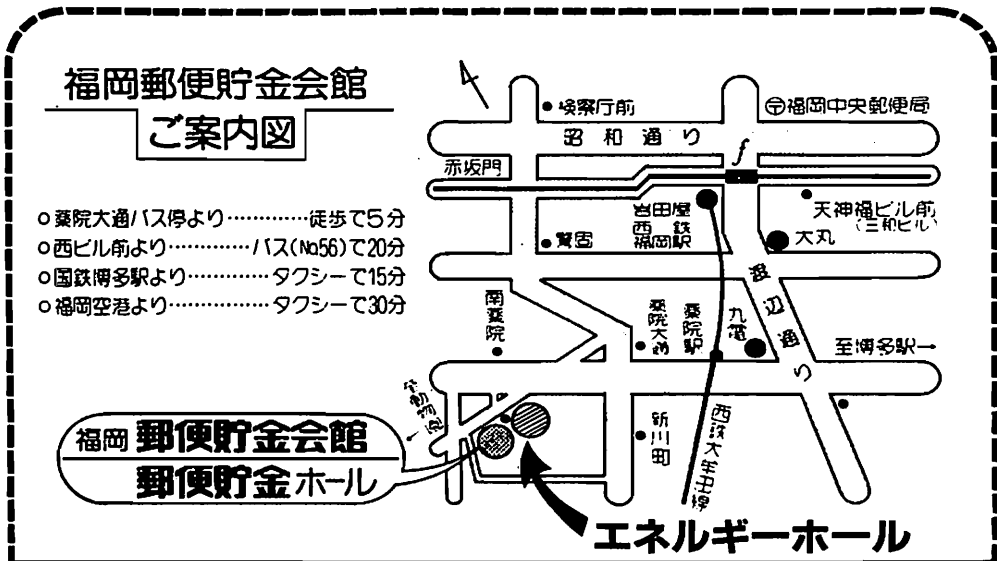
第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>大気圏力学(続き)</p>		
<p>Ⅲ-68. レーダー観測による流星飛跡の時間高度分布の解析 ○上原孝之, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)</p>		15:45
<p>Ⅲ-69. SAD法による風速測定 of 系統誤差について ○P. T. May, S. Kato (RASC, Kyoto Univ.)</p>		16:00
<p>Ⅲ-70. 大型レーダー観測における風速推定精度の評価(Ⅱ) ○深尾昌一郎, 佐藤 亨(京大超高層), 稲葉基之, 木村磐根(京大工), 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)</p>		16:15
<p>Ⅲ-71. MUレーダー利用 RASSによる対流圏・下部成層圏の気温高度分布の測定 ○犬木久夫, 増田悦久, 高橋耕三, 松浦延夫(電波研), 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)</p>		16:30
<p>Ⅲ-72. 赤道レーダーアンテナの設計 ○佐藤 亨, 津田敏隆, 深尾昌一郎, 加藤 進(京大超高層)</p>		16:45



# 日本地球電気磁気学会会場案内図

会 場 九州エネルギー館  
福岡市中央区薬院 4-13-55  
電話 092(522)2333

福岡郵便貯金会館  
福岡市中央区薬院 4-14-52  
電話 092(523)1100



## 会場への交通

- 博多駅より西鉄バス⑩～⑪番，南薬院下車徒歩5分，タクシーで15分
- 福岡空港より空港バスで博多駅下車，同上  
空港バスで天神下車，天神より西鉄バス⑫25南薬院下車  
タクシーで30分

## ■第 I 会場

(I-1~I-54)

藤田 茂 (気象庁 地磁気観測所)

太陽風中のshock/discontinuityに伴う磁気圏の圧縮による磁気圏内のダイナミクスは現在のところ統一された形での定量的な議論は行われておらず、今後シミュレーションの手法により明らかにされなければならない段階である。これを企てる準備として、定性的にPRI (Preliminary Reverse Impulse)、MI (Main Impulse) 及びPsc の発生機構を考えてみる。

まずPRI の発生機構は次のように考えられる。太陽風のshock/discontinuity が昼間側のマグネトポーズに到着しこれを地球側に押すことにより磁気音波モード (fast magnetosonic mode) の電磁場擾乱が生じ、その波面にdawn→duskの電流が流れる。この電流は太陽風のshock 等とマグネトポーズが接触している部分にしか流れないためdusk側に+、dawn側に-の電荷を生じ静電場ができる。この電場がアルペンモードの電磁場擾乱として磁気圏の磁力線に沿って電離層に伝わりpolar cap の電場分布を作り出す。この電場による電離層ホール電流系は、polar cap のdusk側に+、dawn側に-の中心があるような二つ目玉の電流系である。(図1) この電磁場擾乱はマグネトポーズを押すことによって生じた磁気音波とアルペン波が結合している擾乱である。

電離層の電場分布は全地球的に広がり、特に赤道においては電離層電気伝導度が大きいので大きなPRI が観測される。

太陽風中のshock/discontinuity のフロントが磁気圏尾部まで達し、磁気圏全体を圧縮すると、MIが生じる。MIに関しては、磁気圏対流電場と同形な電離層電流分布を持つもの(高緯度地域に顕著)と、赤道環電流と逆向きの電流が作る磁場擾乱(中緯度地域に顕著)の2つから出来ていることが知られている(Araki, 1977)。後者はマグネトポーズをdawnからduskへと層状に流れるChapman-Ferraro 電流による磁場擾乱であると考えられ、これは磁気音波モードの擾乱である。一方前者は磁気圏の圧縮に伴う強められた対流電場によると考えられている。この電場によって尾部から地球側へドリフトしてきたプラズマは、図2に示すように、磁気圏の夜側から昼側に向かって大きくなる磁場による $\nabla B$ ドリフトの効果でdawn側で+、dusk側で-の電荷を作り出し、アルペンモードの擾乱として磁力線に沿って電離層へ伝播し、PRI と逆向きの電離層電流系を作り出す。

Psc はMIを作る磁気音波モードの擾乱が磁気圏内のプラズマ、磁場の空間的には非一様性のためにアルペンモードの擾

乱と結合し(Kivelson and Southwood, 1986)発生すると考えられている。Kuwashima, et al.(1985) の観測結果はこの考えと一致する。

以上の現象をシミュレートするには空間的には3次元の考慮と電離層を含んだ現実的な磁気圏のモデルを使う必要がある。

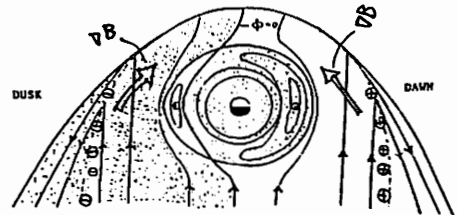
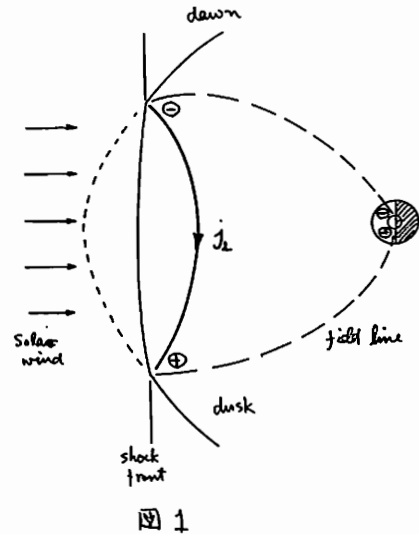


Fig.1 A schematic diagram representing equi-contours of the electrostatic potential on the equatorial plane, due to charge separation of magnetospheric particles under the distorted magnetic field with the sheared component, as well as the non-axisymmetric intensity distribution.

図2

(Tamao, 1985 8)

IMF極性が北向きに変化した時の磁気圏ダイナミクス

西田 篤弘 (宇宙科学研究所)

太陽風から地球の磁気圏へのエネルギー流入が惑星間磁場 (IMF) の極性が南向きの時に活発であることは、数多くの解析によって確立した事実である。このことを単純に外挿すると、IMFが南向きから北向きが変わったあとでは磁気圏の活動度は次第に低下するものと予想される。実際、そのような例が多数見出だされている。しかし、IMF極性が北向きが変わった直後に、それまでに蓄えられていたエネルギーが一挙に解放されて sub-storm の expansion phase を出現させるように見える例があることも否定出来ない (Rostoker 等)。

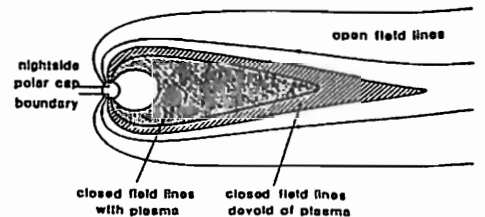
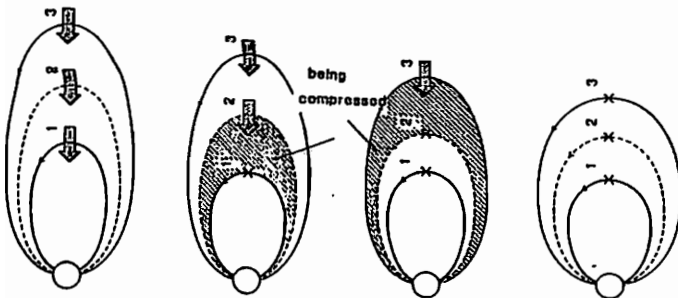
一方磁気圏ダイナミクスの理論的研究は、専ら IMF の極性が一定である場合について行われており、IMF 極性の変化に対する磁気圏のレスポンスの理解は十分でないと思われる。そこで、IMF 極性が南向きから北向きになった時の磁気圏の構造変化について考察してみた。

1. IMFが北向きになると、昼間側の磁気圏境界面上での reconnection が停止するため太陽方向に向かって磁気圏プラズマと磁力線の convection が止まる。流れの停止は昼間側から尾部へと fast mode の MHD 波の伝播速度で伝わって行き、第1図に描いたように尾部の磁力線を引伸ばされ方の少ない形に変えてゆく。この時尾部ではプラズマの圧縮が起きる。尾部構造の理論モデルによると、plasma sheet 中での convection に伴う圧力の上昇は lobe の磁気圧では抑えきれない程大きく、定常的な力のバランスを保つことは困難であるとされているが (Birn and Schindler, Erickson and Wolf), IMF が北向きになった時のプラズマ圧縮は力のバランスを更に保ち難くする。このため、尾部の磁力線とプラズマが collapse し、解放されたエネルギーによって expansion phase が生じる可能性がある。

2. Distant tail では、IMF が北向きになると mantle から のプラズマ供給が途絶えるため distant neutral line が遠方へと移動する。この時新たに作られる closed field lines 上にはプラズマが無いため、第2図の様な構造が作られるであろう。IMF が北向きになった時から始まる auroral oval の収縮が数時間かかって進行する (Hakai et al.) のは新たに作られた closed field lines 上に他のメカニズムでプラズマが侵入するために要する時間を反映しているであろう。

第1図

第2図



荒木 徹  
京大 理

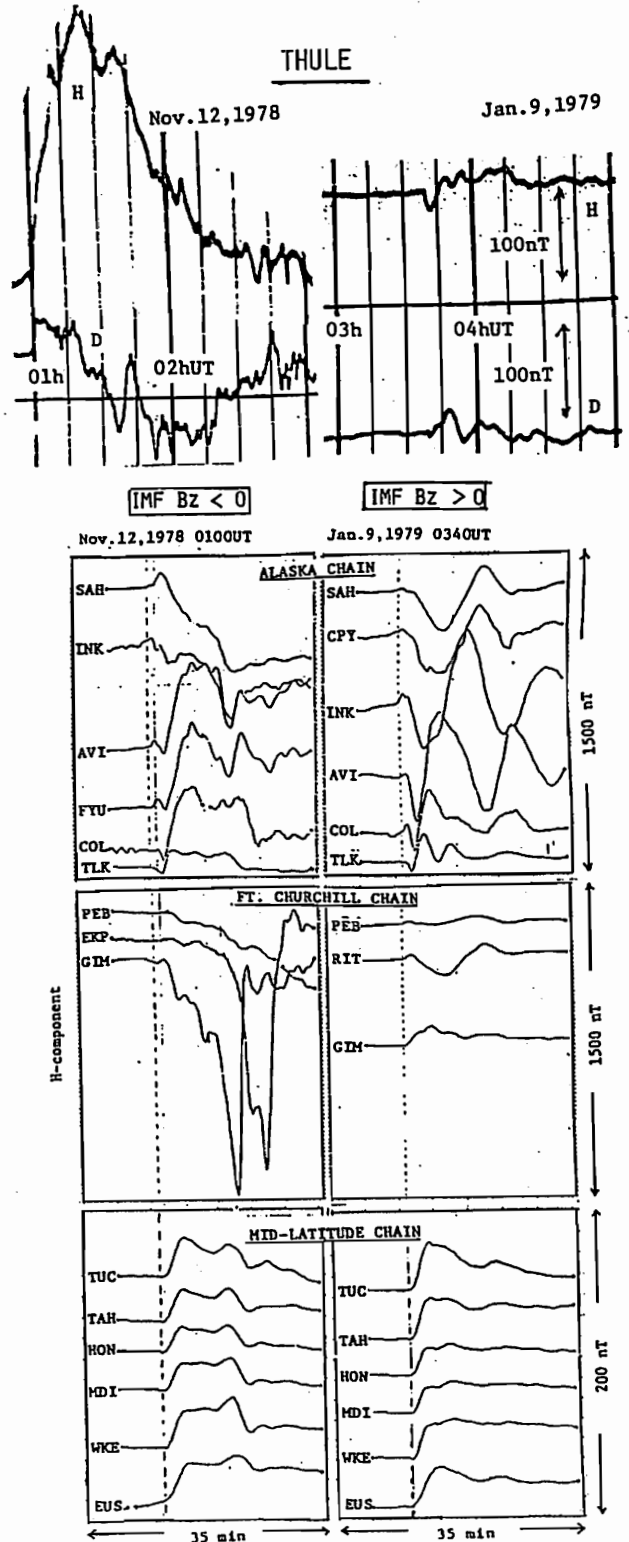
外部磁気圏の磁場配位は惑星間空間磁場(IMF)に依存しているはずであるから、惑星間空間衝撃波と磁気圏との衝突によって生じる地磁気変化 SC も、また IMFの影響を受ける筈である。しかし、SCの性質は基本的には衝撃波に伴う動圧の増加によって決まり、IMF効果は2次的なものになるので、その検出は簡単ではない。

Iyemori and Araki (1983)は、SC時のAE指数変化に次の様なIMF依存性が有ることを見いだした。すなわち、「IMFが南向きの時にはAE、AL指数が共に変化するが、北向きの時はALが余り変化しない。」これより、彼らは、北向きIMFの時のSCの main impulse の等価電流系は一つ渦であり、従来、主張されてきた二つ渦電流系は、南向きIMFの時のSC直後に生じたDP2場またはサブストームによるものであると指摘した。

SC triggered substorm は、SC固有の場の検出を困難にする。そこで、サブストームをトリガーしないSI-の等価電流系を調べてみると、昼側極地方に最初 dawn-to-dusk 方向の電場に対応する二つ目玉、ついで、dusk-to-dawn 方向電場に対応する二つ目玉が現れることがわかった。電流の向きを逆転させれば、前者はSCの preliminary impulse の、後者はmain impulse の電流系に対応するから、磁気圏圧縮時(SC)の main impulse 固有の場は二つ目玉であって良さそうに思える。

SC main impulse の等価電流系は一つ目玉か二つ目玉か？、SCへのIMF効果は他の何に現れるのか？、これを調べるためAE指数と関連マグネトグラム、ISEE-3等のデータを調べた結果を報告する。

図に、ほぼ同時刻に起こった、低緯度での振幅がほぼ同じ二つのSCの波形のIMF依存性をThuleとIMS network stationsのデータによって示す。データは高緯度のものから順に並べてある。polar capで大きく異なることが分かるであろう。Nov. 12, 1978のSC(図の左側)直後に起こったサブストームがこの差異に大きく寄与している事は確かだが、果してそれだけなのか？、右側のSCの特徴は何であろうか？この辺りを検討したい。



# I-4 F T E (Flux Transfer Event) に 伴って形成される磁力管の構造

武 井 恵 雄  
(東北大学理学部)

惑星間空間磁場と地球磁気圏磁場との結合は頻繁に起こっており、昼側磁気圏界面上で、Flux Transfer Event (以下、FTEとする)として観測されている(Russell-Elphic, 1978)。

FTEは、当初の予期に反して相当量の磁束を磁気圏尾に運ぶ(起電力にして20-40kV相当)こと、多分最も容易なタイプの磁気結合(magnetic Reconnection)の形態であることや、plasma mantleの形成や遠方の磁気圏尾の形状に強く関わっていることから、磁気圏物理学上重要な現象である。

さらにまた、FTEは磁場の持つ本源的な性質として、自らが自己収束して、"Magnetic Rope"を形成している形であると考えられるので、興味深い。

ところでFTEに関しては、全体を通しての物理的モデルがまだない。現状は以下の通りである。

・Russell-Elphic(1978)はFTEの発見を報告すると同時に、現象論的モデルを提出している。

彼等のモデルは、惑星間空間磁場と地球磁気圏磁場との部分的結合を基盤に置いて、磁場測定に見る bipolar signature を巧みに説明しており、現象の基本的部分を抽出した重要なものであるが、その物理過程については語っていない。

・Lee-Fu(1985), Fu-Lee(1985)はシミュレーションによって非定常な磁気再結合過程を調べ、昼側磁気圏では、Multiple X-line reconnection が生じること、それが観測的にはFTEであることを論じている。

彼等が行ったシミュレーションは、太陽風を模擬する対流と、仮想された有効消散過程とから、magnetic island と呼ぶ磁氣的構造が次々に生成され、磁場方向に飛んで行くことを示したが、これがFTEそのものであるとすれば、その局所生成モデルを提出したことになる。

・一方、Sibeck-Siscoe(1984)は、FTEの時間的发展を考察し、大域的モデルを提出している。

FTEが高頻度で発生すること、FTEにつながるシース側の磁力管は太陽風とともに流されることを考慮すると、それらは磁気圏尾へ運ばれ、Plasma mantleの形成に預かるとか、あるいはplasma sheetの中へ埋没して行って、金星と同様、Magnetic Ropeの形成に至ることが考えられ、重要な指摘である。

しかし、基礎に置いたのが流体力学的モデルであり、プラズマの熱的性質や磁場を全く考慮していないのは惜まれる。

このため粒子密度の変化など、観測を想定したときの observable signature にしても実際と違ったものを予測しかねない。

以上の状況を考え、FTEの life cycle にわたる磁力管の構造と dynamics を明らかにしたいと考え、段階的にモデル化を試みているので報告したい。ただし、磁気再結合の起こる極く初期の部分は含めていない。

最初のモデルは一次元の磁気流体力学的モデルである。

一次元ではあるが直線である必要はなく、形状の変形を許すから、convectionの存在下における磁場変化を含めて考察することができる。

主要な結果として、粒子密度・圧力・流速や磁場ベクトルの強度や曲がり(kink)の解消がそれぞれ別々の特性速度を持つことを得ている。それらは相似流であるが有限振幅の解であるから、特性速度は局所場に依存した値を持つ。

さらに、このモデルによって、FTE磁力管中での高エネルギー粒子の運動と、プラズマ波動特性を調べている。

FTEの発生に伴って形成された磁力管は、磁気圏内の高エネルギー電子・陽子の排出坑となり、磁気圏内の高エネルギー粒子分布を変える。Speiser-Williams(1982)は局所的磁場モデルによってこれを考察しているが、FTE磁力管内ではプラズマ波動の励起に結びつくから、より大域的な状況のもとでの特性を得る必要があり、粒子と波動との統一的把握を目的としている。

## References

- Russell, C.T., and R.C. Elphic, Space Sci. Rev., 22, 681, 1978.  
Speiser, T.W., and D.J. Williams, J. Geophys. Res., 87, 2177, 1982.  
Sibeck, D.G., and G.L. Siscoe, J. Geophys. Res. 89, 10709, 1984.  
Lee, L.C., and Z.F. Fu, Geophys. Res. Letters, 12, 105, 1985. Fu, Z.F., and L.C. Lee, Geophys. Res. Letters, 12, 291, 1985.

鶴飼 正行  
(愛媛大工)

磁気ループ加熱の問題は磁気圏サブストームに対して基本的に重要である。サブストームが発生するとプラズマシート中の粒子は著しく加熱されて、地球ダイポール場に沿ってオーロラ粒子が作られ、Van Allen 帯粒子の源が提供される事が知られている。この問題を解決するためには、サブストームにみあうような急激なエネルギー変換がどのような物理的メカニズムによって生じるかを考える事が先決である。現在、磁気リコネクションがサブストーム発生に対して基本的に重要である事が理論的にも観測的にも認識されている。

磁気圏プラズマは本質的に無衝突である。従って有効な電気抵抗はプラズマ乱流より生じる異常抵抗によって与えられると考えるのは合理的である。ところでサブストームの特徴はその突発性と大規模なエネルギー変換が短時間 (Alfvén time scale) に

発生する事にある。筆者はこの問題に対して、異常抵抗とセルフコンシステントに結合して自発的に発展する fast reconnection のモデルを提唱してきた。プラズマシートのある点で電流が増大し、電流駆動型不安定性によりマイクロ波が突然成長し、磁気中性域は乱流状態になると考えられる。その結果生じた異常抵抗とリコネクション流が結合すると(抵抗の大きさは非常に小さくても)非常に速い成長率でリコネクションが成長する事が理論的にもシミュレーションでも示された。更に、系の長さが充分長ければ、リコネクション流は異常抵抗と完全に結合し、fast reconnection が閉じた系でも発展しうる事が示された。今回は fast reconnection の結果、磁気ループがどのように加熱されるかを調べた結果を報告する。下図にその結果の一部を示す。プラズマは強く加熱されてループの境界に分布する事が示される。

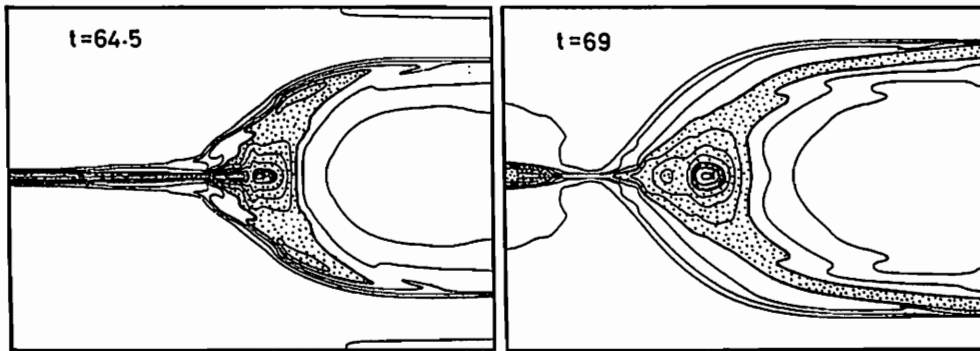
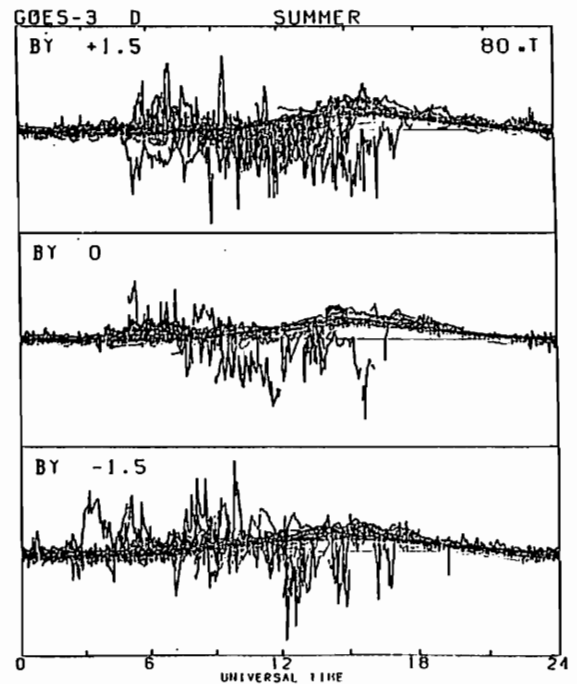
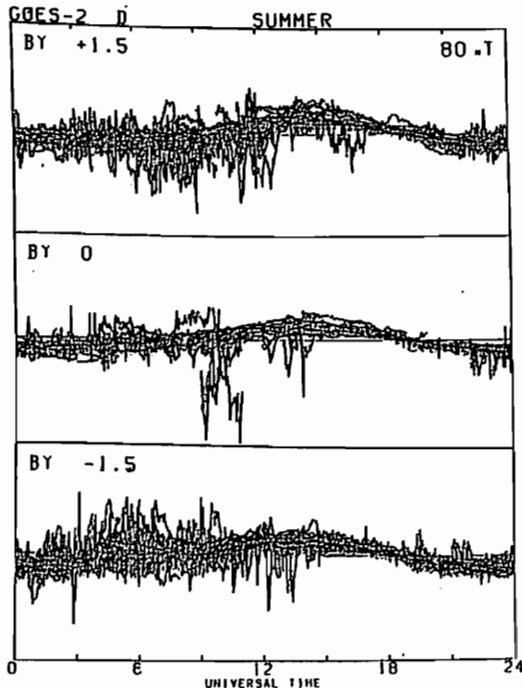


図. 1. 温度  $T (=P/\sigma)$  の分布。ドットをつけた領域は温度が約5倍以上、影をつけた領域では10倍以上加熱された事を示す。

静止衛星軌道近傍での磁場D成分の変動は substorm current wedge といわれるモデル電流系で良く説明できることが、知られている。このモデルでは、朝方側に電離層にはいる沿磁力線電流 (FAC) が衛星の上方にあり、negativeな(西向き)のD成分の変動をおこし、夕方側には電離層から出るFACがあるため、positiveな(東向き)のD成分の変動がおきるとされている。朝方側のFACと夕方側のFACの構造はかならずしも対称でなく、また totalのintensityは同じでも、磁気圏の構造の朝夕での違いによって、D成分の変動が、違ってくるとも考えられる。一般に、2つ以上の衛星を使つての同時観測でも、衛星の磁気緯度が違うために、朝夕での非対称性を直接に検証することはむずかしい。1つの衛星の結果を使って統計的に調べる方法をとることができる。

下の図は、GOES-2とGOES-3について、1979年7、8月と1980年7、8月の磁場のD成分を、IMF Byが、positive, zero, negativeの場合についてプロットしたものである。ここでIMFの値は、J. H. Kingの Interplanetary Medium Data Book(1986)を使っている。Byがpositiveのときは、朝方のnegativeなDの変動が卓越し、Byがnegativeなときは、夕方側のpositiveなDの変動が卓越することがわかる。さらに、磁場構造についても調べてみると、IMF Byの方向によって朝夕の非対称性がでてくることがわかる。このことは、D成分にあらわれた結果がFAC自体の変化と考えることもできるが、current wedgeの構造の変化によるものとすることもできる。以上のことは、サブストームの発生/発達に、IMF Byが密接にかかわっていることを示している。





磁気圏擾乱時において沿磁力線電流は磁気圏電離圏結合に重要な役割を果たす。極軌道衛星や静止軌道衛星での磁場の観測からは確かに沿磁力線電流の存在が確認され、特に静止軌道での観測からはCurrent wedgeモデルが提唱されている(Nagal [1982])。一方磁気圏尾部での観測については僅かの報告(例えば、Aubry et al. [1972], Fairfield [1973], Sugiura [1975], Kelly et al. [1986])があるだけである。

今回、著者達はCDAW6(Cordinated Data Analysis Workshop)で対象とした磁気嵐時のISEE 1, 2の磁場の観測をもとに解析を行った。1979年3月22日には大きなサブストームが二つ起きているのだが、図1は後の方のもの onset 1436 UT前後での磁場の様子を示したものである。両方の衛星の位置で磁場のX, Y成分が大きく変化していることがわかる。図2は、この間の磁場ベクトルをX-Y平面に射影したものの(ホドグラフ)である。1340-1440 UTおよび1520-1620 UTで磁場はほぼ同一方向を向いているのに対し、1440-1520 UTではX-Y面内で大きく回転しているのがわかる。以上から、この時に沿磁力線電流が流れていることが確認できる。衛星が inbound であることを考慮すると、電流は高緯度側で電離圏に向かい、低緯度側では電離圏から出る向きである。衛星が朝方側に位置している(ISEE 1: X=-9.2, Y=-6.2, Z=-2.4 [Re] at 1500 UT)ので、この結果は過去の報告(例えば、Sugiura [1975])と一致する。一方、同じ3月22日の1054 UTに onset を持つサブストームに関しては、静止軌道でGOES 2, 3のD成分の20 [nT]以上の変動からCurrent Wedgeの存在が確認されているにもかかわらず、それらの衛星とほぼ同一地方時にあるISEE 1, 2の磁場の観測からはCurrent Sheetらしいものは全く見ることができない。先に述べた例と比べると衛星が地球から離れている(ISEE 1: X=-13.6, Y=-7.1, Z=-0.8 [Re] at 1100 UT)ことから、Current Wedgeで表わされるような沿磁力線電流は磁気圏尾部の中でも地球近傍から生じていると推察される。すなわち、従来の観測で示されていたプラスマシートの境界面を流れている沿磁力線電流の起源は、少なくとも擾乱時においては、比較的地球近傍にあると考えられる。この事実は、サブストーム中に尾部で解放されるエネルギーをその消費領域である電離圏、環状電流領域に伝達する物理機構を考える上で重要である。

講演では、79年3月31日-4月1日の磁気嵐も含め、CDAW6での他の報告をも考慮して議論してみたい。

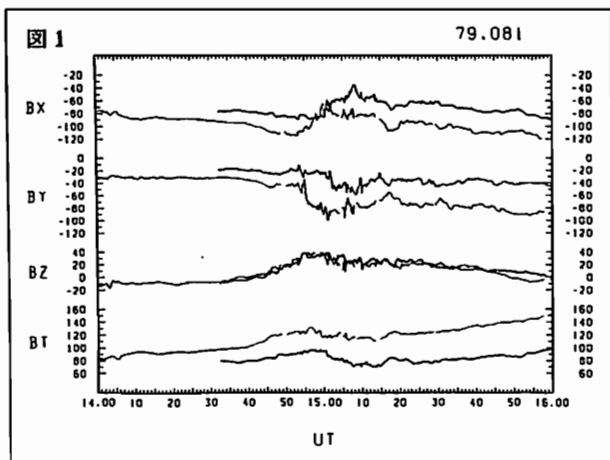
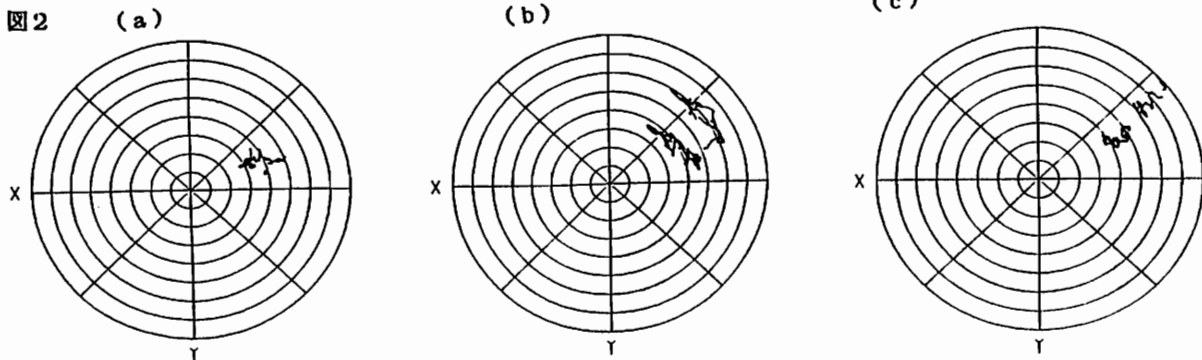


図1: ISEE 1 (太線)、2 (細線)で観測された磁場のX成分(BX)、Y成分(BY)、Z成分(BZ) (GSM) および磁場強度(BT)

図2: (a) 1340-1440 UTに ISEE 1 (太線)、2 (細線)で観測された磁場のX-Y平面内でのホドグラフ (b) 同 1440-1520 UT (c) 同 1520-1620 UT



# 1974年と1984年における 太陽光球磁場分布の比較

袴田和幸  
中部大工

人工衛星により観測された惑星間磁場や太陽風速度等は1974年の間安定した回帰性を示した。それ故これらの源となる太陽の諸性質も安定した回帰性を示すことが期待される。そこでこの期間にウイルソン山観測所で観測された太陽光球磁場のSynoptic Chartを重ね合わせ、その平均をとったものを図1に示す。図中の横軸はカリントン経度、縦軸は太陽緯度の正弦で示してある。白黒の濃淡は■は $-4G$ 未満、▣は $-4G \leq < -1.33G$ 、▤は $-1.33G \leq < 0G$ 、□は $0G \leq < 1.33G$ 、▥は $1.33G \leq < 4G$ 、▧は $4G$ 以上の領域を示している。図からわかるように、赤道よりやや南よりの経度 $180^\circ$ を中心に強い磁場領域が現れ、またそこから約 $180^\circ$ 離れた経度 $0^\circ(360^\circ)$ の回りにも次に強い磁場領域が存在している。南北両半球の高緯度帯はそれぞれ正及び負の磁場極性を示している。またSynoptic Chart上では正負の磁場領域は、反時計回りに $90^\circ$ 回転したV字型をしている。

一方その約1 Cycle (10年)後の1984年にも太陽光球磁場は比較的安定した様相を示した。そこでキットピーク国立太陽観測所で観測された太陽光球磁場のSynoptic Chartを図1と同じように重ね合わせて求めた平均磁場分布を図2に示す。この図では白黒の濃淡は、■は $-15G$ 未満、▣は $-15G \leq < -5G$ 、▤は $-5G \leq < 0G$ 、□は $0G \leq < 5G$ 、▥は $5G \leq < 15G$ 、▧は $15G$ 以上の領域を示している。南北両半球の高緯度帯の磁場極性は1974年に比して逆転して居り磁場強度も1974年当時よりも約3

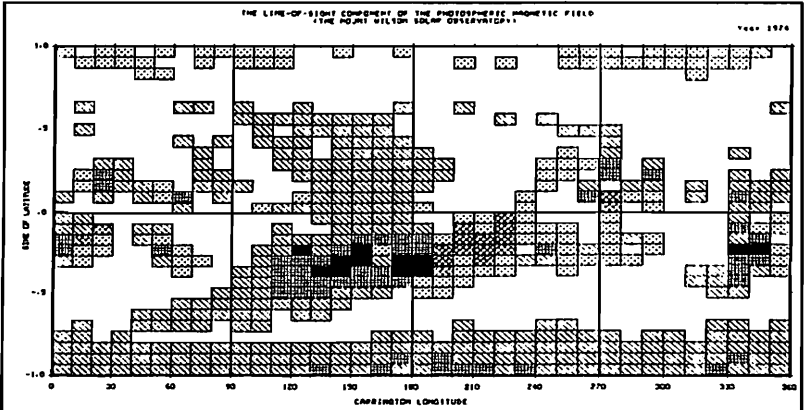


図1 1974年の間にウイルソン山観測所で測定された太陽光球磁場のSynoptic Chartを重ね合わせ平均をとった図。

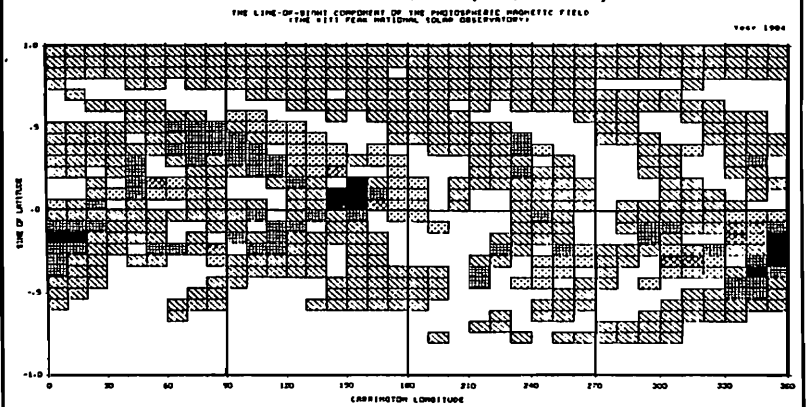


図2 1984年の間にキットピーク国立太陽観測所で測定された太陽光球磁場のSynoptic Chartを用いて平均した図。

倍程強くなって居るが、正負の磁場極性の領域の形は図1と良く似ている。また図1では経度 $180^\circ$ 付近にあった最強磁場の領域が経度 $0^\circ$ 付近に移っているようにも見える。以上、Cycle 20の1974年とCycle 21の1984年では太陽磁場は共に良い回帰性を示して居り、両期間中に重ね合わせにより求めた平均的太陽光球磁場の分布は、強度及び緯度方向のずれはあるものの、経度方向にはかなり良い対応を示している事がわかった。

鷲見 治一                      吉野 裕                      荻野 竜樹  
 (名大 空電研)                  (名大 工)                      (名大 空電研)

太陽近傍におけるMHDシミュレーションによる太陽風の構造の研究を行い、詳しい解析が可能となった。基礎方程式は軸対称を仮定した2次元MHD方程式で、太陽の自転効果は無視している。境界条件として、太陽表面でDIPOLE、HEXAPOLE、またはDECAPOLE磁場配位を与えて準定常になるまで計算を行った。例としてHEXAPOLE磁場配位の場合の磁力線の様子を図1に、距離をPARAMETERとした各物理量の距離依存性を図2に示す。これらの解析により以下のことなどが判明した。

- (1) 磁力線の閉じた部分が引き延ばされて磁気中性面をつくるが、長時間 ( $\geq 10$ 日) 極めて安定である。
- (2) 電流は太陽からの距離の近いところでは磁力線の開いたところと閉じたところの境界を流れるが、遠くなるにつれて磁気中性面に集結する。この電流によりつくられる磁場は極めて大きい、即ち初期磁場のDIPOLE、HEXAPOLE、またはDECAPOLEの距離依存性は $R^{-3}$ 、 $R^{-5}$ 、 $R^{-7}$ であるが、この電流により $R^{-2}$ 程度の磁場がつくられる。従って惑星間空間磁場は、このPRESSURE-DRIVEN電流によりつくられていると考えられる。
- (3) MASS-FLUXは、 $2R_s$  ( $R_s$ : 太陽半径) 程度の距離では磁力線の閉じた領域で小さくないが、磁気中性面では逆に開いた領域よりも大きくなっている。

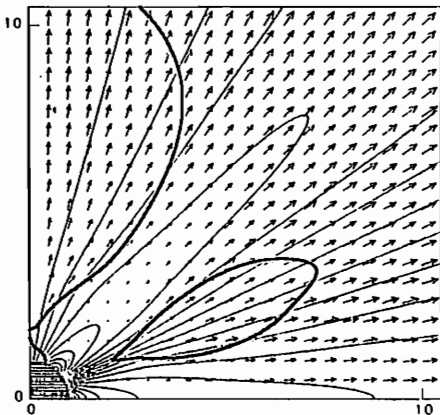


図1、 $10R_s$ までの磁場構造  
 (矢印 — 速度ベクトル  
 太線 —  $BETA = 1$   
 細線 — 磁力線)

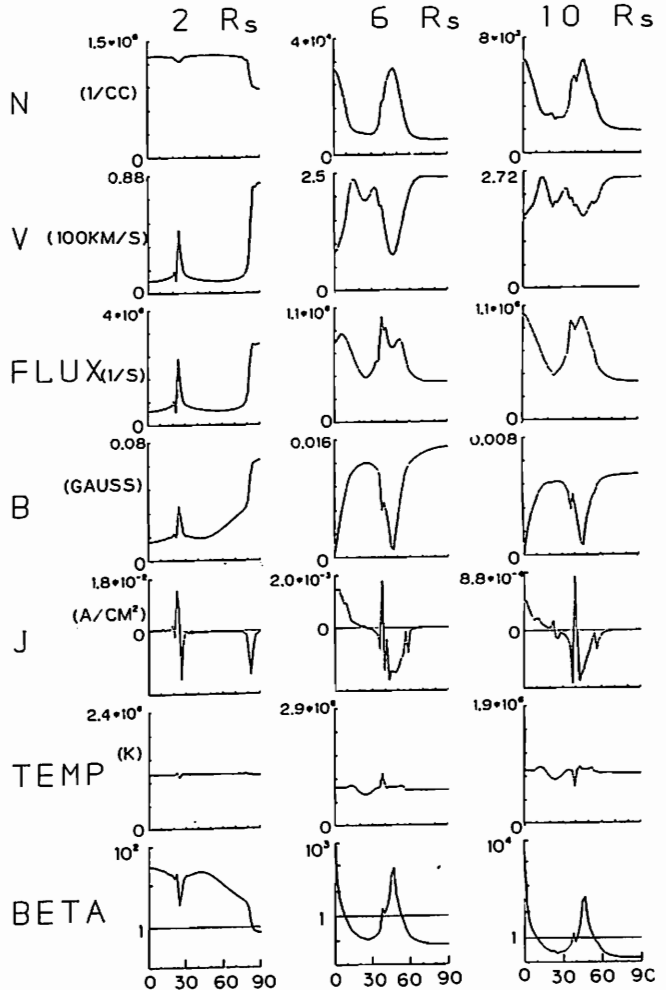
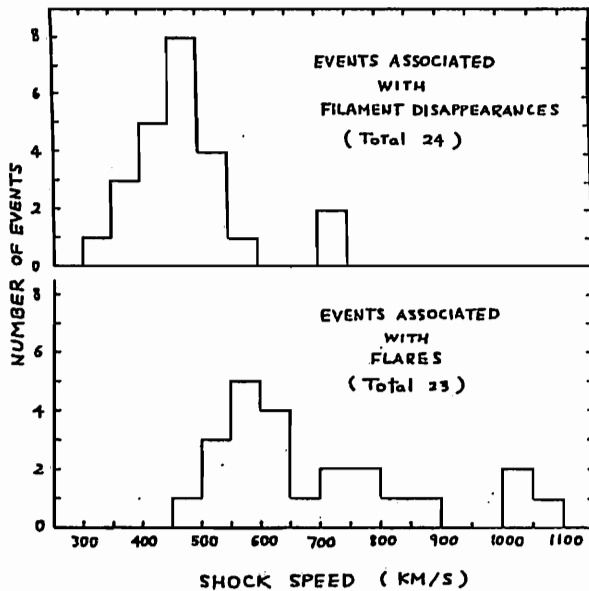


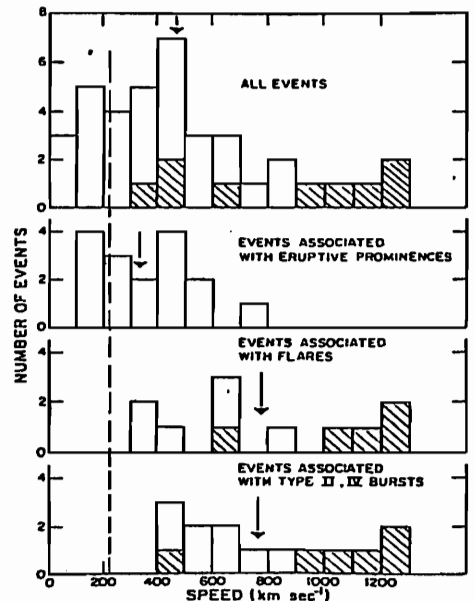
図2、太陽からの距離 $2R_s$ 、 $6R_s$ 、 $10R_s$ での物理量(密度、速度、FLUX、磁場、電流、温度、BETA)の緯度依存性 (BETAのみLOG SCALE)

丸橋 克英  
電波研究所

太陽コロナで発生した衝撃波がどのように地球まで伝搬してくるかを調べることは、地球近傍で観測された太陽風の擾乱を太陽現象と結びつける上で重要な情報を与える。惑星間空間の衝撃波としては、太陽フレアに伴って発生するもの、ダークフィラメントの突然消失に伴って発生するもの、stream-streamの相互作用で惑星間空間で発達するもの等が知られている。ここでは、太陽フレアとダークフィラメントの消失の二つに注目して、地球近傍で観測した衝撃波の速度について統計的な差異を求めた。第1図は1978, 1979年の2年間に原因のはっきり同定できる衝撃波の速度の発生頻度を示す。太陽フレアに伴って発生した衝撃波の速度は広く分布すると同時に、平均速度もダークフィラメントの消失に伴う衝撃波よりも速いことが明確に示されている。第2図はGosling et al. (1976)がスカイラブで観測したCMEの速度について随伴する太陽現象別に統計した結果である。両者を比較すると類似の傾向が認められる。また、ダークフィラメントの消失に伴って発生する衝撃波はあまり減速を受けずに地球近傍まで伝搬してくることも理解できる。(学会の講演までには例を増やして、種々の統計を試みるつもりである。)



★1図



★2図

長島一男, 藤本和秀, 齋藤節二, 宗像一  
及大塚

IMF南北成分( $B_0$ )、及太陽風ハズレ( $\rho, U_0$ )の長同期変動を調べる。図1は  $B_0$  生成に關する Suess Nerney model と 我々の model と比較して  $B_0, U_0, \rho$  の緯度分布を schematic に示した。地球の heliolatitudinal excursion に依り  $\rho, U_0, B_0$  は年周変化を生ずる。この図の中、Suess & Nerney と Ours の中間の差は  $B_0$  の Suess Nerney の Positive state と Negative state と年周平均は11ヶ月である (polarity ind) であり、Ours は Amplitude dep に示し  $(P)$  及び  $B_0^A + B_0^T = B_0^{A+T}$  は負 (N) であり、正 (P) である。観測例として 1975~1978 (Positive state) 及び  $B_0$  の持続的の負の値を示す。

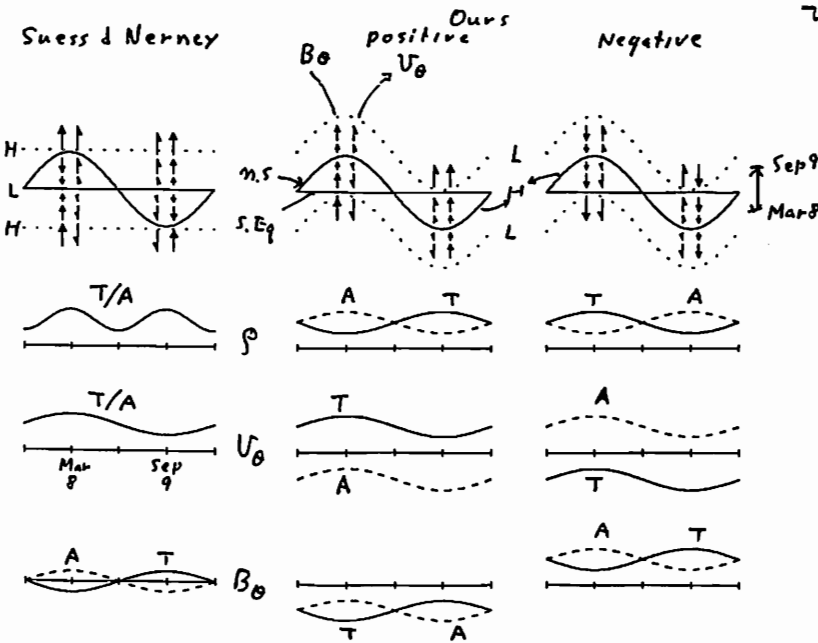


図1  $B_0, U_0, \rho$  の緯度分布

このように  $B_0$  の Obs 及びは我々の Divergence from m.s type を示す。示す。

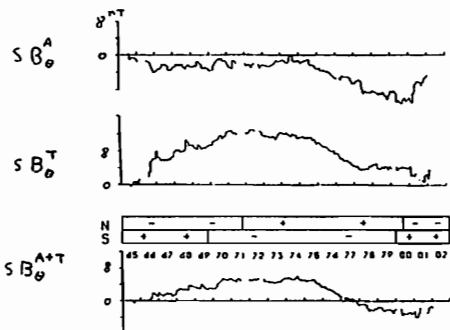


図2 IMF南北成分の長期変動

$$sB_{0,i} = \sum_{k=1}^i B_{0,k}$$

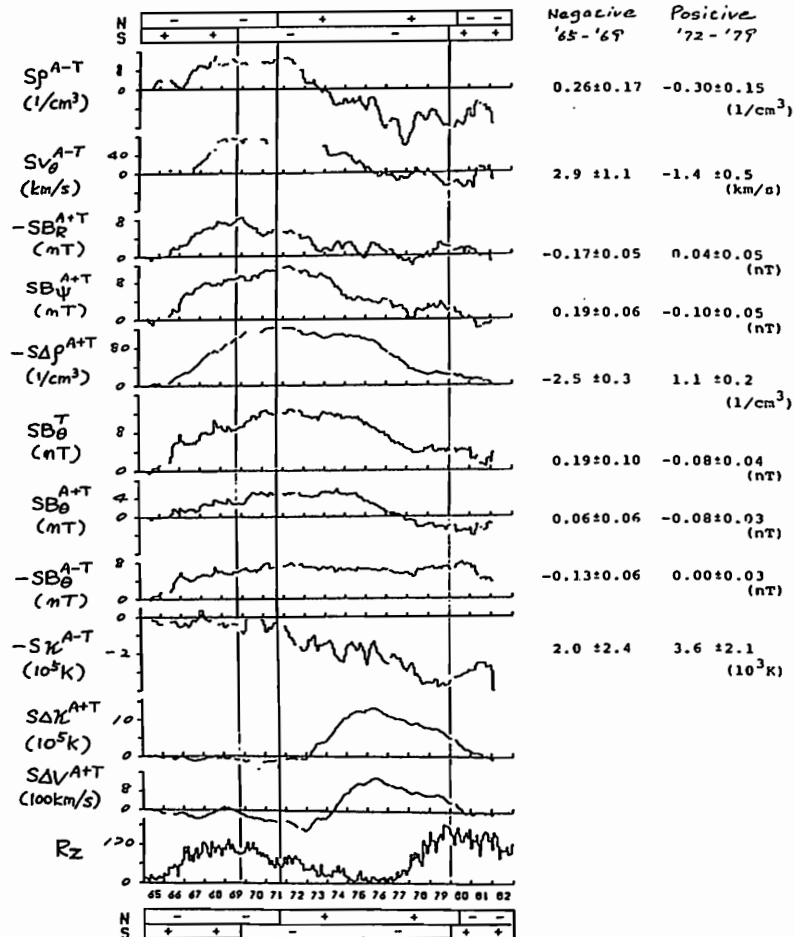
龍岡亮二、藤本和彦、岸俊一、長島一男

名大、理

人工衛星で測られた1965年~1982年の地球近傍での磁場(IMF)および太陽風のデータを用いて、これらの長期変化を調べた。

データは地球近傍でのIMF極性(セクター構造; Toward/Away)を分類して解析された。すると、磁場はParker磁場と逆行成分(B<sub>R</sub>)およびそれを垂直する成分(B<sub>θ</sub>, B<sub>φ</sub>)に分解して議論される。

結果として磁場および太陽風パラメータは、太陽双極子磁場の極性反転と関連した長期変化が見られる(下図)。ここでは、主にB<sub>R</sub>, B<sub>φ</sub> および ρ(密度)、V(太陽風速度)の長期変化について議論する。



$$SQ(M) = \sum_{i=1}^M Q(i), \quad S\Delta Q(M) = \sum_{i=1}^M [Q(i) - \langle Q \rangle]$$

$Q = \rho, B_R, \text{etc.}$        $\langle Q \rangle$ : average of  $Q$

$\kappa$ : 温度,       $R_z$ : 太陽磁極指数。

太陽惑星空間磁場の不規則振動波形の  
カオスの解析

樋口知之、国分 征 (東大 理)

我々は今まで、不規則な時系列のデータを目的とする注目している物理量に作用している力には非決定論的な要因が存在している、つまり雑音に支配されている系だと考えてきた。しかし最近少数の自由度に於いて簡単な非線形方程式の解が非常に複雑な挙動を示すことが明らかになり、美しいものである。そして、その系は単純である。さて実際のデータを解析する時、それと異なる要因があるのかそれとも決定論的なものであるのか従来のフーリエ変換や統計的手法では判定し難い。散逸系の力学のカオスの特徴的な現象として軌道がある図形の中を動き回る事が挙げられるが、その図形(アトラクター)のトポロジーに注目し、そのアトラクターを特徴づける一つの量、次元をもって、カオスの特徴づけるのが普通である。(注:次元の定義のし方にもいろいろある。)たとえば、一次元単振動は、 $X(t)$ と $\dot{X}(t)$ の2つで系を記述でき、2次元平面で軌道を描くと楕円になるが、その図形の次元は曲線であるからして1である。実際の解析ではある程度の大きさの雑音が重畳しているので $\dot{X}(t)$ はノイズを大きく含むため $\dot{X}(t)$ の代わりにある時間間隔  $T$  だけシフトオペレートした  $X(t+T)$  の量をもって系を記述する変数とする。単振動の場合  $X(t)$ と  $X(t+T)$ の他に  $X(t+2T), \dots, X(t+(n-2)T), X(t+(n-1)T)$  の  $N$ 個の変数を取り  $N$ 次元空間に埋め込んだとしてもその軌跡は  $N$ 次元空間の中で楕円を描き次元は1のままである。この次元は  $T$ の大きさによらない。ところがノイズは何次元空間に埋めこんでもその軌跡は空間を一様に覆い、従ってその次元はその埋めこまれた次元数に等しい。図1に1000個の乱数データから計算した結果を示す。  $N$ はデータを埋めこむ次元数、  $D$ はアトラクターの次元数をしめす。ただしここで示されたアトラクターの次元はGrassbergerらの導入した相関積分から得られる指数である。ここで相関積分とは

$$C_N(r) = \frac{1}{M^2} \sum_{i \neq j} \theta(r - \|x_i - x_j\|)$$

で定義される量で  $\log r$  と  $\log C(r)$  をとりプロットすると図2の様な直線が得られる(直線の上にいることがフラクタル性を

示す)。  $N$ はデータを埋めこむ次元、  $X$  はもとの時系列から作られる  $N$ 個の成分から成るベクトル、  $M$  はベクトルの個数、  $\| \cdot \|$  はユークリッドノルム、  $\theta$  は階段関数である。

人工衛星によって得られた磁場のデータの中には複雑な波形故にノイズとして処理されてきたものも多い。注目している物理量が真にノイズ的なものなのかそれとも決定論的なものか今まで解析する手段がなかったためである。今回特にupstream-waveの波形の乱れとその波形が作るアトラクターの次元数を比較し、その波形の乱れがノイズ的なものなのかそれとも非線形性の効果が大きくなってきたものかを検討したい。図3にupstream-waveのIMP-Gの磁場のデータを解析した結果を示す(解析に使用したデータは1969.Aug.10 GSM coordinateのY成分1000個)。図2に示したのはこのデータの  $N=10$  のときのものである。その相関指数は埋めこむ次元に依らず3.6の一定の値をとる。Z成分1000個のデータからは4.1の値を得た。参考に図4に典型的なstormtime Pc5の圧縮性成分の磁場のデータから計算した結果を示す。データはGOES 3 1979.Aug.29のものである。そのアトラクターの次元はcompressional Pc5の波形がsinisoidalに近い事から予想されるようにupstream-waveよりも小さい2.1である。

Figure 1  
Dependence of dimensionality

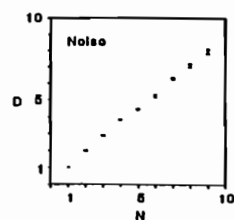


Figure 2

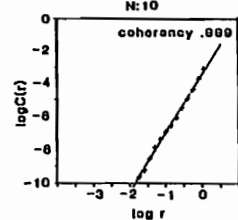


Figure 3  
Dependence of dimensionality

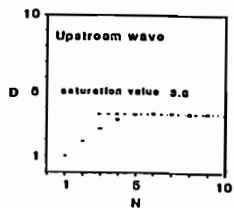
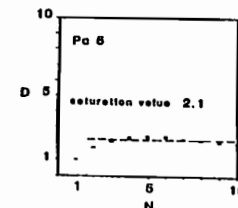


Figure 4  
Dependence of dimensionality

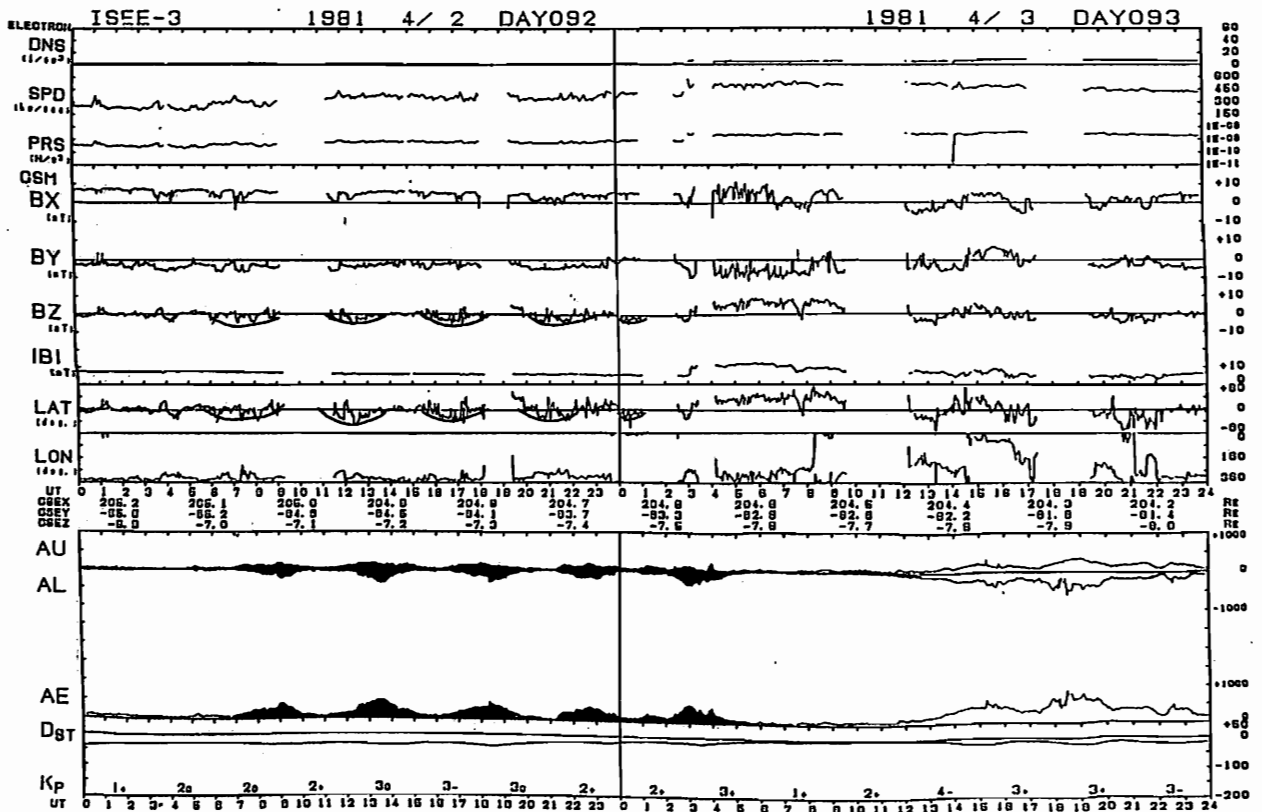


亀井 登永、荒木 徹、寺沢 敏夫  
京大理

下図は、WDC-C2 for Geomagnetism Data Book, Special Issue (本年 9月発行) より取ったもので上欄から、ISEE-3による太陽風の密度、速度、圧力、磁場 (GSM X, Y, Z成分、lat, long)、AE指数 (AU, AL, AE), Dst指数、Kp指数 がプロットされている。

AE指数に丸1日間にわたって、ほぼ等しい周期 (4-5時間) と振幅の変化が現れている。AE指数は、しばしば数時間の卓越周期で変化するが、これほど規則的なものは珍しい。対応する太陽風磁場の変化はより複雑であるが、短周期成分を無視すれば、Bz, By 成分に AE指数とほぼ等しい周期の変動を見つける事ができる。磁場の大きさ (|B|) は変化していないから、この AE指数の変化は太陽風中の Alfvén 波によって生じたと解釈できよう。

この例は、1978 - 1983 年の 6年間の AE指数に現れた最もきれいな例 (IMF Bz が 0を中心として適当な振幅で振動した例) があるが、類似の現象は他にも幾つか見つけることが出来る。それらについての解析結果も報告する。





FIRST SPACECRAFT OBSERVATION OF THE ALIGNED HELIOSPHERE WITH THE MOST FLATTENED NEUTRAL SHEET

Takao Saito\*, Kiyohumi Yumoto\*, Kunio Hirao\*\*, Koichiro Oyama\*\*\*, and Tomoko Nakagawa\* (\*Tohoku Univ., Sendai, \*\*Tokai Univ., Hiratsuka, \*\*\*ISAS, Tokyo)

**INTRODUCTION** Results obtained from the Sakigake/IMF observation until its closest approach to comet Halley were already published in more than 20 papers. The purpose of the present paper is to advocate an importance of the observed disappearance of the 27-day recurrence of the solar wind after the closest approach.

**OBSERVATION** Sakigake observed a disappearance of 27-day recurrence of the sector polarity in April-May 1986, when the heliographic latitude of the sub-Sakigake point on the sun was highest.

**DISCUSSION** Disappearance of the sector structure has ever been observed by Pioneer 11 in the last excursion phase of the heliosphere. However, the heliospheric neutral sheet is deduced to be much more flattened now than ever, because of the two reasons: (1) The warped sheet is affected by a flattening mechanism at ~5AU, while not affected at  $\leq 1$  AU, (2) Pioneer 11 was at  $\phi \sim 16^\circ$ , while Sakigake was at  $\phi \sim 8^\circ$ . Small discrepancies among the Sakigake data with the Stanford neutral line data and the Toyokawa IPS data are reasonably explained. The basic model of the heliosphere with the flattened sheet is proposed.

**CONCLUSION** The observed result agrees well with the feature expected previously from the two-hemisphere model on solar cycle variation of the heliosphere as shown in Fig. 1. It is concluded that Sakigake is carrying out the first observation of the heliosphere with the most flattened neutral sheet within the history of the past spacecraft observations. The observation of the typically aligned heliosphere is advocated to be important to study the most basic feature of the heliosphere.

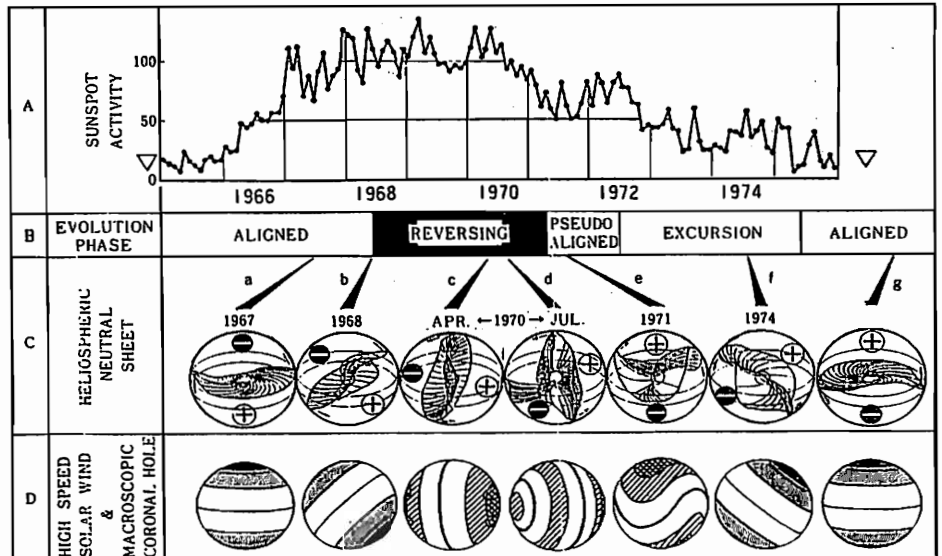


Fig. 1

We discuss large-scale properties of interplanetary disturbance relevant to the ssc of 0826 UT, March 22, 1979 (CDAW-6; McPherron and Manka, 1985). Solar wind speeds from IPS measurements of 3C144 at Toyokawa (TYKW) and at UCSD are plotted in Fig. 1 with spacecraft observations of the flow speed (ISEE-3 and IMP-8). On March 22, the solar wind of 465 km/s with enhanced density fluctuations was detected by IPS observation of 3C144 at about 07 UT on March 22. This indicates that the interplanetary disturbance relevant to the first CDAW-6 event arrived at the line-of-sight of 3C144 1-7 hours before the ssc.

A phenomenological model of the interplanetary disturbance in question is determined on the basis of IPS and spacecraft observations through the comparison between theoretically predicted flow speeds and the observed flow speeds (Watanabe et al., 1986). We assume that the solar source of the interplanetary disturbance was the M7/1B solar flare (N07°E05°) which took place at 1654 UT, March 19, 1979 after Tsurutani et al., (1984). The predicted time variation of the observed flow speed by IPS of 3C144 is given in Fig. 2 by a solid curve using the model for the plasma speed within the region of enhanced density fluctuations;

$$V_p(L, B, R) = 300 (R/0.1)^{-0.7} \cos(L+30^\circ) \cos(B-10^\circ) + 420 \text{ (km/s)}$$

where R is the heliocentric distance in AU ( $\geq 0.1$ ), and (L, B) are the longitude and the latitude relative to the earth respectively. The predicted time variation of the flow speed at ISEE-3 is also shown in Fig. 2 by a broken curve. The flow speeds obtained by IPS of 3C144 during March 23-24 were markedly lower than those observed at ISEE-3 in the same interval. To explain the quick reduction of the observed flow speed, it is necessary to assume that the radial thickness of the shell of enhanced density fluctuations was narrower than 0.1 AU near the earth's orbit and that the level of density fluctuations behind the shell is 20% of the ambient level.

The approximate geometry of the interplanetary disturbance at 0826 UT, March 22 (ssc) is shown in Fig. 3. The shell of enhanced density fluctuations is represented by shading. According to magnetic field observations at ISEE-3 (Zwickl et al., 1983; Tsurutani et al., 1984), high-level fluctuations of the magnetic field strength were observed in the shocked plasma, and the magnetic field with very small fluctuations was observed in the shock driver with lower proton temperatures (Zwickl et al., 1983). It is concluded that the degree of turbulent state was higher in the shocked plasma than in the shock driver in this case. The azimuthal angle of the shock normal at the earth is about  $-10^\circ$ , which is positive measured clockwise from the anti-solar direction.

McPherron, R. L., and R. H. Manka, *J. Geophys. Res.*, **90**, 1175-1190, 1985.  
 Tsurutani, B. T. et al., *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 339-342, 1984.  
 Zwickl, R. D. et al., in *Solar Wind Five*, NASA SP-2280, pp. 711-717, 1983.  
 Watanabe, T. et al., *Geophys. Res. Lett.*, in press, 1986.

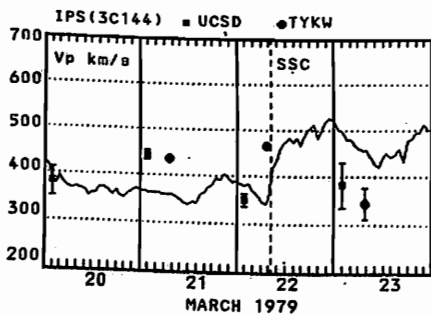


FIG. 1

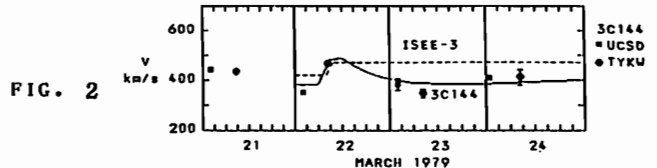


FIG. 2

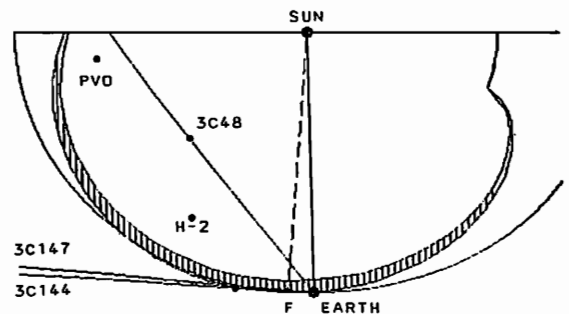


FIG. 3

柿沼隆清, 小島正宜  
名大空電研

太陽風中のスケールサイズ2~300 kmのプラズマ密度の乱れの空間的構造を惑星間空間シンチレーションを利用して観測した。惑星間プローブによる直接観測では、温度異方性等は求まるが、密度の空間分布を求める事は、複数のプローブが必要な為に不可能である。一方、惑星間空間シンチレーションの多点観測は、観測できるスケールサイズに制限があるものの(観測周波数で決まるフレネル半径程度かそれ以下)、この空間分布を求めることができる。シンチレーションで観測されるものは、地球-電波源を結ぶ視線に垂直な平面に投影される二次元構造である。解析を行ったデータは、0.3 ~ 0.8 AU の距離範囲で得られたものである。この領域に於いては、流れの方向はradial方向で、磁場はアルキメデス・スパイラルを形成しradial方向とは角度をなしている。プラズマ波動に関係する密度の乱れが存在した場合、その空間的構造は、磁場方向と関連があると予想される。そこで投影された乱れの二次元構造を楕円近似で求め、その長軸方向とradial方向とを比較したのが図1~3である。利用した電波源は3C 48(黄緯21度) 3C147(黄緯26度) 3C161(黄緯 -29度) で前二つの電波源は黄道面より北にあり、他の一つは南にある。又、図4~6は軸比の分布とその確率分布を表している。図中の破線と確率分布線の交点は50%確率の軸比を示しており、三図ともほぼ1.5の辺りである。観測されたものは、平面に投影された結果なので三次元空間における実際の異方性はこれより大きいと予想される。地球から見て(すなわち、黄道面内から見て) radial方向に対し磁場(アルキメデス・スパイラル)のなす角度は、黄道面の北側と南側では対称に成っているはずである。北においては、磁場はradial方向から反時計回り方向に角度がずれており、南では、角度のずれは、時計回り方向である。北にある電波源3C48と 3C147(図1・2)は、乱れの異方性がradial方向から反時計回りにずれた方向に伸びていることを示し、南の電波源 3C161(図3)は、図1・2とは対称な分布を見せている。これは上述したradial方向と磁場の関係と同じであり、シンチレーションが観測した乱れの異方性は、磁場方向に波面を持つプラズマ波動に関連すると思われる。

図1 ORIENTATION(3C 48)

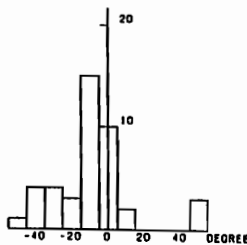


図4 AXIAL RATIO(3C 48)

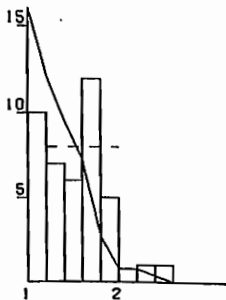


図2 ORIENTATION(3C147)

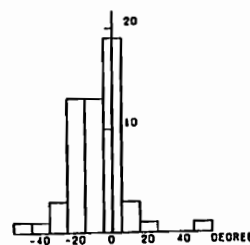


図5 AXIAL RATIO(3C147)

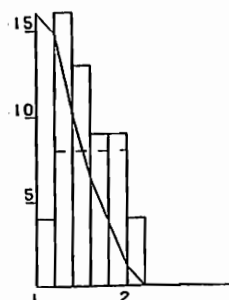


図3 ORIENTATION(3C161)

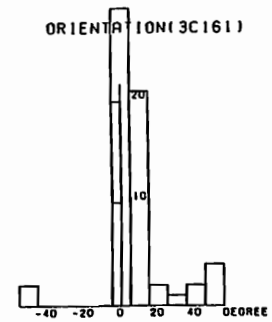
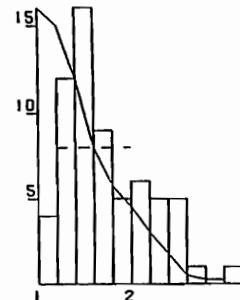
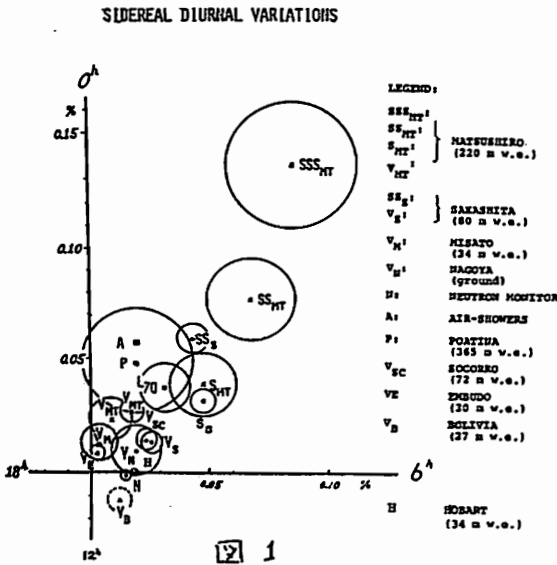


図6 AXIAL RATIO(3C161)



森 覚 豊坂 修二 安江 新一 (信大理)  
 -之瀬 匡興 (信大 教養)

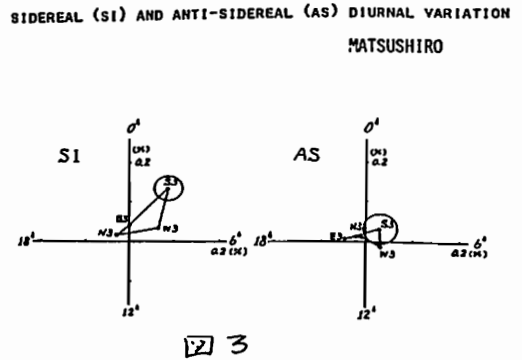
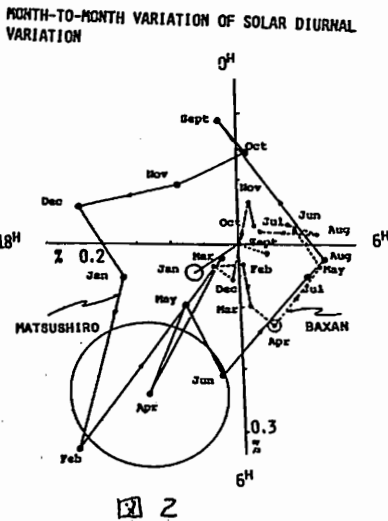


宇宙線恒星時異方性の観測は地上、地下あるいは空気シャワーにより長年行われており、異方性についていくつかの証拠が得られている。もつと信頼の高い結果は、空気シャワー ( $10^{13} \sim 10^{14}$  eV) によるもので、(i) 銀河起源の、(ii) 振幅約 0.06% で方向は略 1 時 (LST) とされている。地上、地下宇宙線計の結果もそれに近く、振幅 0.02~0.03% で、位相は 1~6 時 (LST) である。

我々は、最近の 2 年間 (1984~86) の、深い地下 (松代) で、図 1~3 に示す興味ある結果を得た。このことについて報告する松代地下観測所の諸元は、次表の通りである。

深さ	計測方向	エネルギー
220 m w.e.	17 方向	$6 \cdot 10^{11} \sim 10^{12}$ eV

図 1 中、SSSM<sub>MT</sub>, SPM<sub>MT</sub>, SMT, VMT は松代の恒星時日変化を示し、併記した他の観測所は、図中右側に書かれている。



SSSM<sub>MT</sub>-計は、計数約 900 毎の南に大きく傾けた方向計を表し、今回はこの結果を強調する。すなわち、(i) 極めて大きい振幅 ( $\sim 0.15\%$ , 2 時 LST) が得られたこと、(ii) その日は、日変化の月毎の変化が、太陽時がイヤル上で、反時計回りであること、かつ (iii) 図 3 の如く他の方向計 (東、西、北方向計) も、上記の結果と首尾一貫していることから、「恒星時異方性」によるものと結論される。

この観測に対応する異方性は、(i) 大きさ、従来得られたものの 2.5 倍もあること、かつ、(ii) その流れは、Heliospheric equator の近傍に股らぬと思われることから、Helio-magnetosphere 内の modulation 機構かつ、興味ある事実を提起していると思われる。

## コロナルホールに伴う高速太陽風による 宇宙線南北異方性

宗像 義教 (中部大・工)      森 寛 (信大・理)

良く知られているように、再帰性の有るコロナルホールが 1973-1975 年に出現した。このコロナルホールからの高速太陽風 (HSS) による宇宙線の異方性のうち日変化成分については、多くの報告がある。南北の異方性については、ニュートロンモニタによるデータを用いて、HSS によっては、変化が見られないと言う報告 (N.V. MYMRINA et, al., Geomag. and Aeronomy, 317, 25, 1985) が有るだけである。しかし、ニュートロンモニタによる南北異方性は、元来数多くの重ね合わせでしか現れて来ない位の精度であり、彼らの結果を鵜呑みにするわけにはいかない。

我々は、名古屋大の高精度中間子モニタによる南北異方性のインデックス (GG) を用いて、HSS と南北異方性の関連を調べたので報告する。

図 1 に 1973 年の太陽風の速度 (V), GG, 中性子強度 (ITABASHI, I) と IMF の By 成分を day by day に示す。

宇宙線の南北異方性は  $B \times \nabla n$  によると理解されており、B の方向によってその極性を変えることが特徴である。

図 1 より明らかなことは、IMF の Away, Toward にかかわらず、IMF の極性と異方性の方向が合わない (たとえば Toward でありながら宇宙線は、南から流れている) 日は、HSS が地球を通り過ぎた後 (太陽風速度の declining phase) に限られており、しかもその日は、宇宙線の Intensity は increasing phase にあることである。

このことは、この日の、宇宙線の密度勾配 ( $\nabla n$ ) が、radial 方向より longitudinal の方向に大きいことを示唆している。これらを詳細に調べることにより HSS による宇宙線の密度分布変化が明らかになることが期待される。

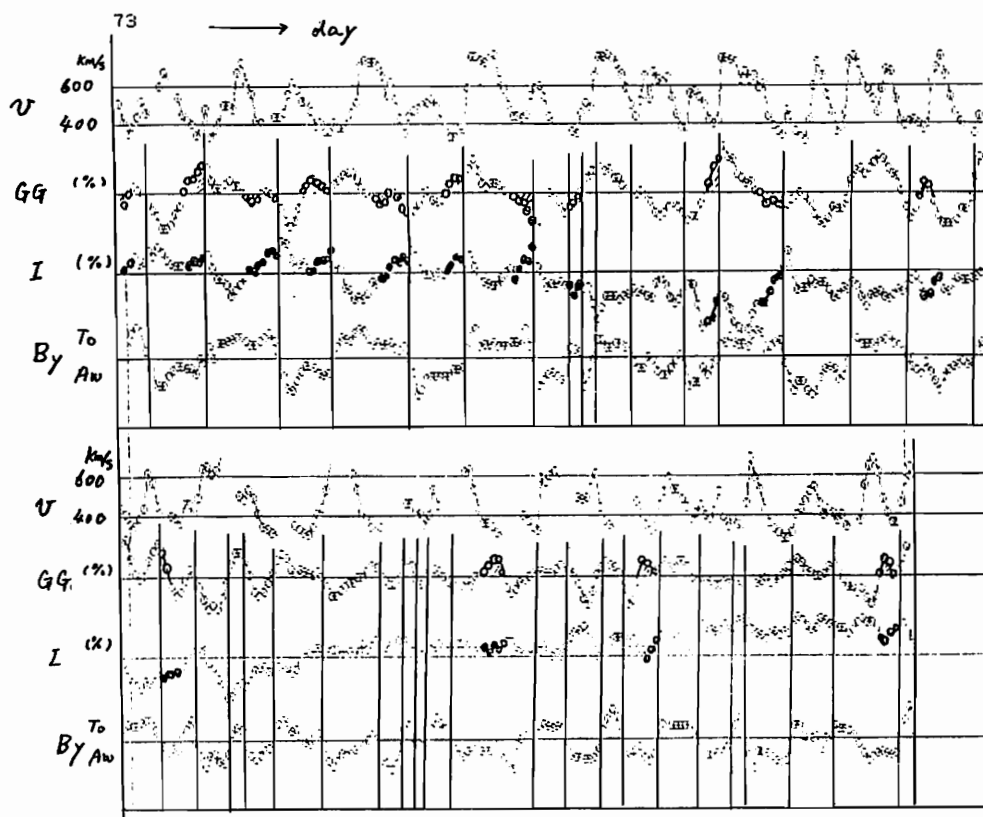


図 1.

奥谷 晶子、森 覚  
理 研、 倍 大理

武山(54mwe)と三郷(34mwe)の多方向中間子計により観測された太陽活動極小期の太陽時日変化について報告する。先ず1976年の sunspot minimum 前後に観測された太陽時日変化を図1、図2に示す(地球公転による Compton-Getting効果の補正済み)。

図1は武山の鉛直成分(V)に関する月平均ベクトルの sunmation diagram である。図より、1日変化ベクトルの位相は6ヶ月毎に前進後退を繰り返すことがわかる。即ち、位相の1年変化である。太陽活動極小期に入った1975年1月からは位相の1年変化の偏角が急に増大すると共に、日変化ベクトルの振巾が小さくなる。図2は5成分(V, NESW)の年平均ベクトルである。1974-1976年にかけての振巾の減少、1976-1978年にかけての振巾の増大が見られる。

図3は5成分に関する最近の月平均ベクトルの sunmation diagram である。この場合にも、5成分とも位相の1年変化がはっきり見てとれる。今回の太陽活動極小期の特徴は1984年12月頃に現われ始め現在進行中である。なお、図4のように、5成分の年平均ベクトルは1984年から1985年にかけて減少する。三郷も含め、これらの観測結果について考察を加える。

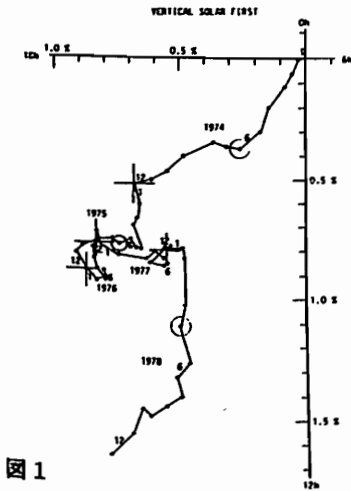


図1

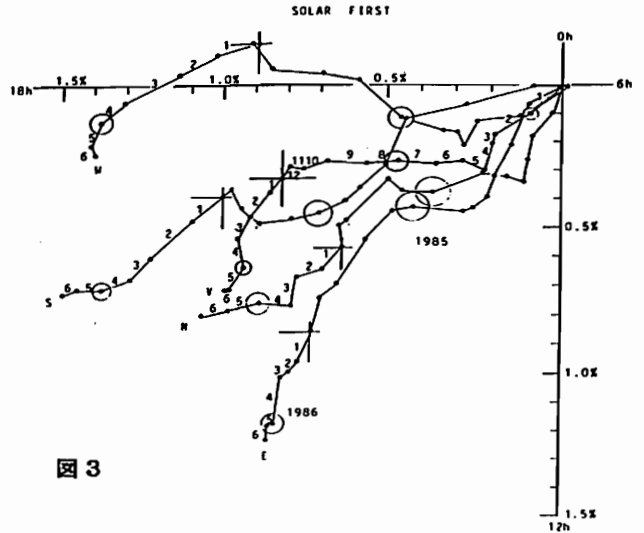


図3

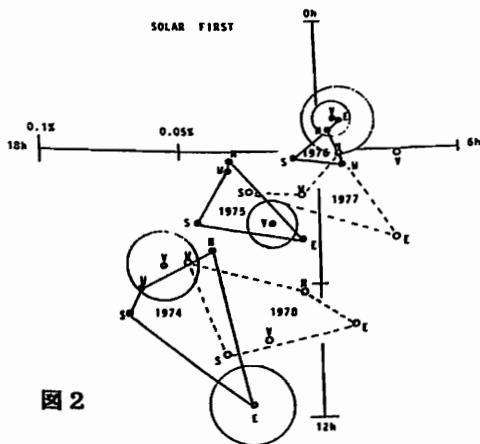


図2

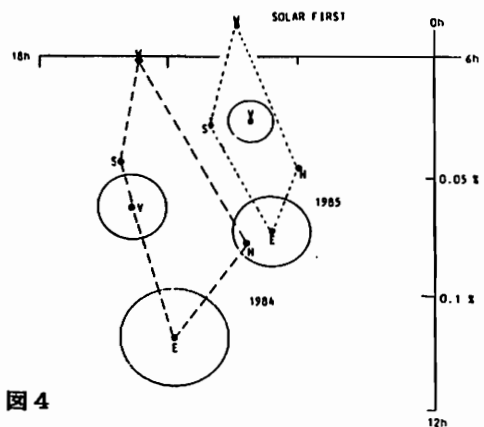


図4

MAPPING HIGH-LATITUDE IONOSPHERIC ELECTRIC FIELD AND CURRENT PATTERNS FROM COMBINED MAGNETOMETER AND RADAR OBSERVATIONS

A.D. Richmond<sup>1,2</sup> and Y. Kamide<sup>2</sup>

<sup>1</sup>High Altitude Observatory, National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO 80307, U.S.A.

<sup>2</sup>Kyoto Sangyo University, Kyoto 603.

We have developed a new technique for mapping instantaneous high-latitude patterns of ionospheric electric fields and currents, field-aligned currents, and magnetic perturbations using simultaneous data from magnetometer chains, backscatter radars, and (potentially) satellites. The maps are particularly interesting for examining the evolution of ionospheric electrodynamic features during substorms and other events. This paper describes the technique used and presents some examples.

Figure 1 outlines the principles of our algorithm. The purpose is to find a set of coefficients  $a_i$  which, when multiplied by the prespecified basis functions and summed, reproduces well the observations. A single set of coefficients applies to all electrodynamic parameters simultaneously.

The basis functions for the electric potential  $\phi$  are orthogonal mathematical functions created specially for this purpose, that are oscillatory in latitude at high latitudes, but are damped at low latitudes to reflect the fact that the strongest electric fields are expected to occur at high latitudes. The conductance model, which in principle can be based on information available from a variety of measurement techniques, helps determine the basis functions for the horizontal ionospheric current  $\underline{I}$ . The field-aligned current  $J_{\parallel}$  is the divergence of  $\underline{I}$ , and the ground magnetic variations  $\underline{B}$  are calculated from the three-dimensional current system.

A procedure based on the theory of optimal linear estimation is used to fit the coefficient-

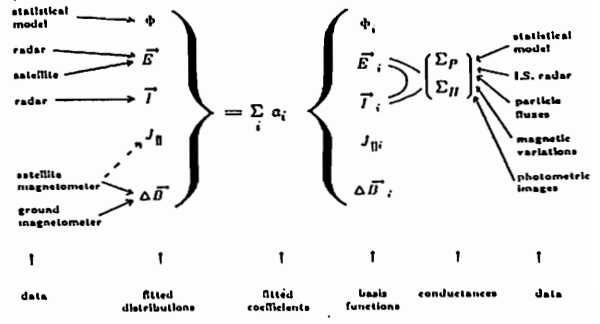


Figure 1

ents  $a_i$  to the data. We used 121 coefficients in the results shown here. In principle a wide variety of data can be included to help fill in the pattern in areas where little or no data are available. We intend to do this as a future development.

Figure 2 shows an example of how the algorithm can be used to examine the temporal variations of high-latitude convection and currents. Four times were selected during a disturbed period in January 1984 (the GISMOS campaign) to illustrate the patterns during the main and recovery phases of two substorms. Although the familiar two-cell convection pattern is a consistent feature, the shapes, strengths, and orientations of these cells vary. It remains to be tested how well the fitting algorithm can reproduce the actual electrodynamic features in regions where data are lacking.

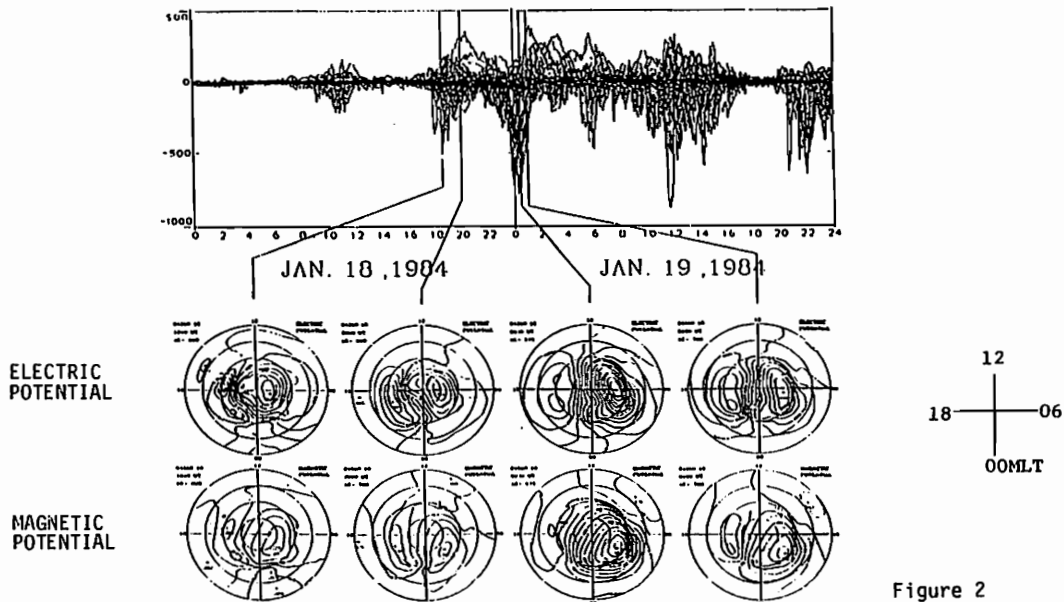


Figure 2

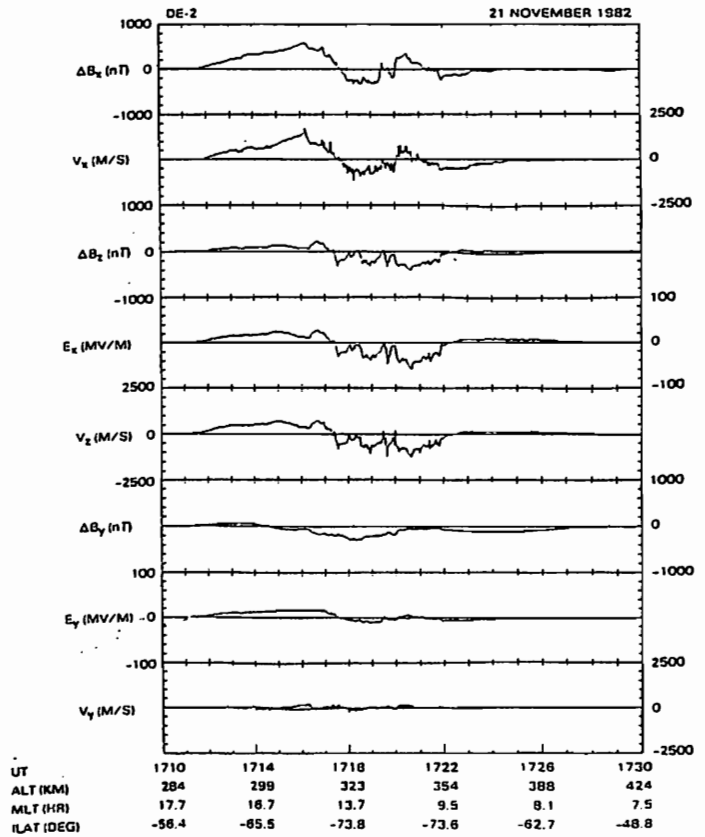
## DE-2で観測されたカスプ付近の沿磁力線電流

田口 聡, 杉浦 正久 (京大理), J. L. Burch, J. D. Winningham (SRI),  
N.C. Maynard (AFGL), B.G. Ledley, J. Thieman (GSFC)

電気伝導度の高い昼側のカスプ付近で、DE-2が観測した磁場、電場、イオンドリフト速度の相関は極めて高い(右図参照)。このうち磁場の変動とイオンドリフト速度の相関のよいことから、沿磁力線電流のシートの方向はプラズマ対流のパターンに一致することがわかってきた。

今回は、沿磁力線電流と降下粒子との関係をあきらかにすることを目標にする。上記のデータのほかに降下電子及びイオンの観測結果を用いて得た北半球昼側カスプ付近の沿磁力線電流分布について報告する。特に、比較的大きな沿磁力線電流のINF-By依存性を調べることに由来とは少し異なった描像があきらかになってきた。例えば、 $B_z < 0$ の時の結果を簡単にまとめると、 $B_y > 0$ の場合、低緯度から順に、大きくみて下向きのカスプ電流(電流密度大)、上向きのカスプ電流(電流密度小)、上向きポラーキャップの電流があらわれる。 $B_y < 0$ の場合には、 $B_y > 0$ の電流の方向をすべて反対にしたものに一致する。 $B_y$ の正負にかかわらず、反対向きの2つのシートとなって現れるカスプ電流は、大抵、低緯度の電流密度のほうが大きい。このうちの下向き電流領域に降下しているカスプ電子の運ぶ上向き電流分の寄与を検討することは意義深い。また、低緯度側のカスプ電流は、隣接するregion 1と同じ向きであるため、これまで、これらの2つの電流領域の区別はなされなかったことが多い。さらに、高緯度側のカスプ電流、及びそれと同じ方向を持ち $|B_y|$ が大きくなると現れるポラーキャップの沿磁力線電流をひとまとめにして、カスプ電流と呼んでいるのがほとんどである。

$B_z > 0$ の際の観測結果についても報告し、これまでに提案されているさまざまな沿磁力線電流のパターンとの比較も行う。



南半球で観測されたデータの例。 $\Delta B$ ,  $E$ ,  $V$  は、それぞれ磁場変動、電場、イオンドリフト速度を表す。 $\Delta B$ ,  $E$ の各成分は、DE-2の進行方向をX軸、上向きをY軸とした右手系。 $V$ の各成分は、すべてその逆向きを正にとっている。



# REGION-1 BIRKELAND 電流系

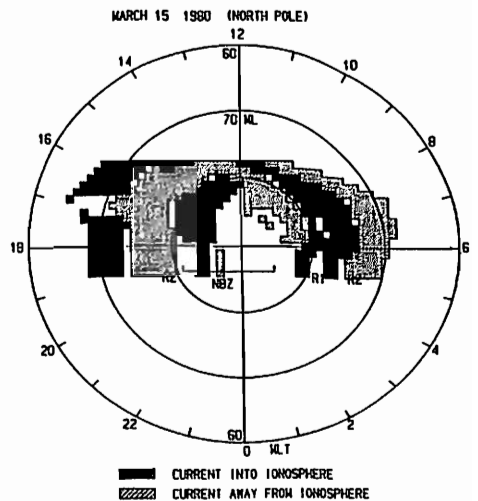
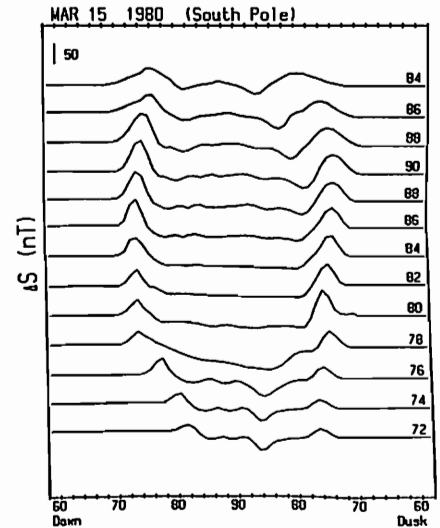
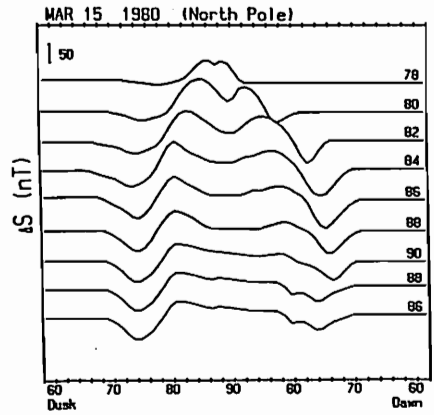
発生源の考察

飯島 健, 芝地貴夫

(東大・理学部)

人工衛星 MAGSAT で計測された、地球磁場を解析に与えた二次の主要事象に基づいて、Region 1 Birkeland 電流系の発生源と構造を記録することが本論文の主旨である。

- 大規模 Birkeland 電流系は 2 つの異なる源を有す: 1 つは昼間磁緯帯中心に発達する NBZ 電流系 + Region 1 電流系, 他は dawn-dusk および夜間磁緯帯中心に発達する Region 1 + Region 2.
- IMF  $B_z > 0$  時, 正の  $B_z$  が増加すると NBZ の増加に随伴して Region 1 も増加した。  $B_z < 0$  時, 負の  $B_z$  が増加すると Region 1 + Region 2 が増加した。
- IMF  $B_z, B_y, B_x$  が微小な時 (付図参照: March 15, 1980,  $|B_z| < 1$ ,  $|B_y| < 1$ ,  $B_x \approx 3-4$  nT) には、磁緯帯 NBZ は高緯度でしか弱い電流系 (Iijima-Potemra, 1976) が発達する。 Region 1 + Region 2 電流系がこの場合の主体を占める。
- 太陽風が  $n$  が異常に増加している場合でも大規模 Birkeland 電流系構造はほぼ不変である。



沿磁力線電流の微細構造 (2)  
 発生領域付近での磁場変動

家森俊彦 (京都大学理学部)

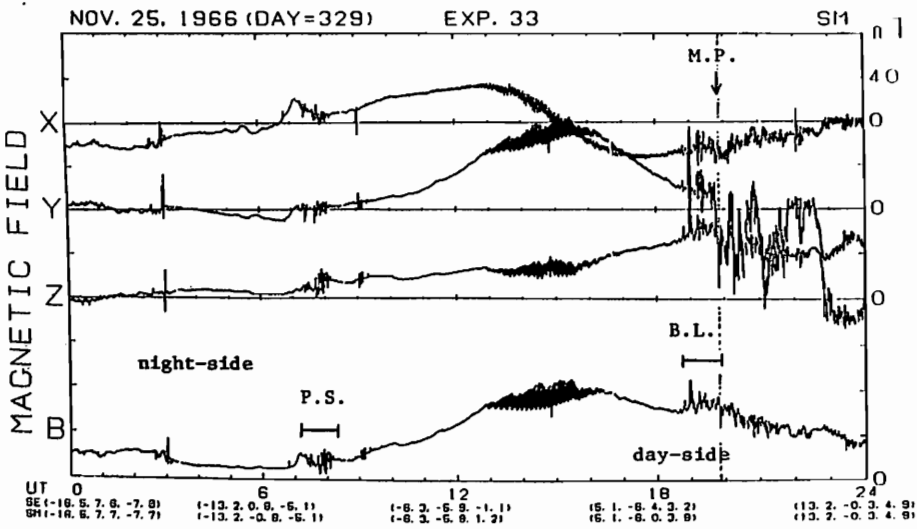
MAGSATの高時間分解能磁場データを用いて沿磁力線電流の微細構造を調べた結果、巾関数で近似されるパワースペクトルを持つこと、スペクトル指数の場所による差異は小さいことなどが明らかになった。パワーの分布なども考え合わせると、これら微細構造の発生原因は磁気圏プラズマの乱流的運動(構造)であると思われる。沿磁力線電流の発生が、例えば二流体近似で Hasegawa and Sato (1980) により導かれた(1)式で表現出来ることと、発生源での速度や圧力勾配のスペクトルを仮定することによりどの様な磁場のパワースペクトルが期待されるか、そしてそれを解析結果と比較することにより(1)式のどの項が主要であるのか調べることを前回(第79回学会)行った。逆に発生メカニズムを仮定すれば沿磁力線電流のスペクトル構造から磁気圏プラズマの乱流スペクトルを推定することも出来る。即ち、(1)式は、入力(磁気圏プラズマ乱流)と出力(沿磁力線電流微細構造)の間の一種のフィルターと見なすことが出来る。

$$J_{||} = B \int (en/B \cdot d/dt(\Omega/\omega_i) - (\nabla p_i \times \nabla n) \cdot \hat{b}/nB^2 \cdot \Omega/\omega_i + m/B^2 (dV_i/dt \times \nabla n) \cdot \hat{b} + 2/B^2 J_{\perp} \cdot \nabla B) dV_{||}$$

但し、 $\Omega = \nabla \times V$  (1)

しかし、沿磁力線電流が発生していると考えられる領域(プラズマシート、磁気圏境界層)のプラズマを乱流という観点から、果してどの様な構造をしているか調べた直接的なデータ解析結果はあまり無いようである。今回は手始めに Explorer 33 により測定された磁場データ(5秒値)を用いて、地球に比較的近い領域(<20Re)での変動の様相を調べた。低高度を短い周期でまわる MAGSAT 等とは異なり、測定された変動が、時間変化か空間変化か殆ど区別できないこと、又、磁場変動とプラズマの速度変動の関係が単純ではないという本質的困難があるが、時間変化と空間変化の両極端を仮定して議論することにより乱流的構造についての推測の巾を狭めることが出来る。

データを見てまず気の付くことは、図に示す様に地球近傍のプラズマシートは非常に変化が激しく、特に全磁力の変化が大きい。同様の事は磁気圏境界層についても言える。空間変化が主体であり、準静的に圧力バランスが成り立っていることとすると、このことは圧力勾配がかなり大きいことを意味し、(1)式に於ける  $\nabla p$  の項が無視できないことを示している。それ故、磁場成分のスペクトル(凍結条件から速度のスペクトルに類似?)と共に、磁場強度のスペクトル( $\nabla p$  のスペクトルにより密接に関係?)を調べる必要がある。講演では Tsyanenko-Uzmanov による磁気圏磁場モデルを用いて変動の分布を調べた結果と各場所での Explorer 33 磁場データのスペクトル解析結果を示し議論する。



Explorer 33 による磁場観測データの一例

## Particle Acceleration and Field-aligned Currents

## 粒子加速と沿磁力線電流

Tamao, T. and Miura, A. ( Geophys. Res. Lab., Univ. of Tokyo )

We shall present critical discussions on origins and carriers of field-aligned currents ( FAC's ) that are connecting the magnetospheric current to the ionosphere in some limiting cases. As FAC is the relative bulk motion between electrons and ions along a magnetic field line, we generally need to solve a field-aligned dynamical problem under the accelerating parallel electric field for its determination. In other words, we must look for the maintenance mechanism of the accelerating electric field. A solenoidal current condition requires,

$$\text{div } j_{\perp} = -\text{div}(j_{\parallel}\hat{e}) \quad (1)$$

where  $\hat{e}$  is the local unit vector along the field line. The positive divergence of the perpendicular dynamo current in the magnetosphere means the accumulation of negative space charges that may be discharged along a field line as the upward FAC. The followings are critical points to be distinguished :

( 1 ) There is no constraint effectively in moving of sufficient numbers of cold electrons ( their thermal speed is less than the Alfvén speed ) along a field line so as to neutralize the produced space charges by the dynamo current. In such a case, the FAC intensity at the foot of the field line can be determined by making use of eq.(1) without solving the parallel dynamics, if the spatial distribution of the perpendicular currents are given. A typical example is the case of the localized shear Alfvén wave accompanying FAC's, which are connected to the perpendicular electric field through the wave conductance,  $\Sigma_w = 1/\mu_0 \nabla_A$ , and given as  $j_{\parallel} = \pm \Sigma_w \text{div} E_{\perp}$  with the associated parallel electric field,

$$E_{\parallel}/E_{\perp} = (ck_{\perp}/\omega_{pe})^2 (k_{\parallel}/k_{\perp}) / \{ 1 + (ck_{\perp}/\omega_{pe})^2 \}. \quad (2)$$

( 2 ) In another limiting case where the amount of energetic electrons is not negligible in comparison with the cold electrons, a significant potential difference along a field line is supported by some mechanisms such as the magnetic mirror effect, anomalous resistivity, and double layers. Thus, the accelerated electrons, which have transited from one end to the other of the field line, are carriers of FAC's that is proportional to the FA-potential difference and is expressed as

$$j_{\parallel} = \pm en v_{e, th} [ e( \Phi_I - \Phi_M ) / T_e ]. \quad (3)$$

(3) As to the perpendicular dynamo currents for the space charge production in the magnetosphere, we have the following classification :

a) the eddy part due to the inertia and viscous currents

$$\text{div} ( j_{\text{inertia}} + j_{\text{visc}} ) = [ \partial_t + v_E \cdot \nabla + \text{div} v_E - v_{\text{vis}} \nabla_{\perp}^2 ] ( \rho \Omega_E / B ), \quad (4)$$

where  $\Omega_E = \hat{e} \cdot \text{rot} v_E$  is the flow vorticity and  $v_E$  is the electric field drift motion.

b) the finite pressure part due to the grad-B and curvature currents

$$\text{div} ( j_B + j_C ) = B^{-2} \hat{e} \cdot ( \nabla B \times \nabla p_{\perp} ) + [ ( p_{\perp} - p_{\parallel} ) B^{-2} \nabla B + B^{-1} \nabla p_{\parallel} ] \cdot ( \hat{e} \times \mathbf{K}_C ), \quad (5)$$

with  $\mathbf{K}_C = \hat{e} \cdot \nabla \hat{e}$  is the field line curvature vector.

The vorticity equation derived by the substitution of (3) - (5) into (1) means that introduction of FAC's connecting to the ionospheric current is the dissipation process for the vorticity while the dynamo currents, i.e., the viscous, grad-B, and curvature drift currents, are the vorticity sources. The inertia current can't support the FAC because the vortex is constant along a stream line in a steady state.

( 4 ) In the low latitude boundary layer, there are the sunward component of the grad-B and the tailward curvature due to the Chapman-Ferraro current whereas the gas pressure increases radially outward. From such situation we may expect the negative charge production ( upward FAC ) in the afternoon and the positive charges in the morning.

沿磁力線ポテンシャル差を通しての  
磁気圏電離層結合

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

磁気圏と電離圏との結合を起こさせる沿磁力線電流には幾つかの成因がある。一つはアルフベン波に伴な、冷電子によって運ばれる沿磁力線電流である。ところがアルフベン波速度より大きな熱速度を持つ電子が磁気圏に存在する場合には、この電子は磁気圏と電離層とのポテンシャル差を直線的に感じ加速され電離層に降り込み沿磁力線電流に寄与する。

電離層が主体とな、電離層と磁気圏とがアルフベン波により結合しオーロラの生成につながるというモデルは既に論じられてきた。そこで、今回は磁気圏の流束が主体となり沿磁力線ポテンシャル差を通して磁気圏と電離層とが結合しオーロラの生成につながるという可能性についてモデル計算を行ない調べる。

解くべき基礎方程式は次の通りである。

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Omega = G \phi_0 + \nu \nabla^2 \Omega \quad (1)$$

$$\nabla^2 \psi = -\Omega \quad (2)$$

$$J_{\parallel} = -\alpha \phi_0 \quad (3)$$

$$R_x^{-2} J_{\parallel i} = \nabla_{\parallel} \cdot (\Sigma_p E_m - \Sigma_p \nabla_{\parallel} \phi_0) + \nabla_{\parallel} \cdot [(\Sigma_H E_m - \Sigma_H \nabla_{\parallel} \phi_0) \times \hat{e}] \quad (4)$$

ここで  $\Omega$  は磁気圏での渦度、 $\psi$  は磁気圏の流束関数、 $\phi_0$  は沿磁力線ポテンシャル差、 $\nu$  は異常粘性係数である。

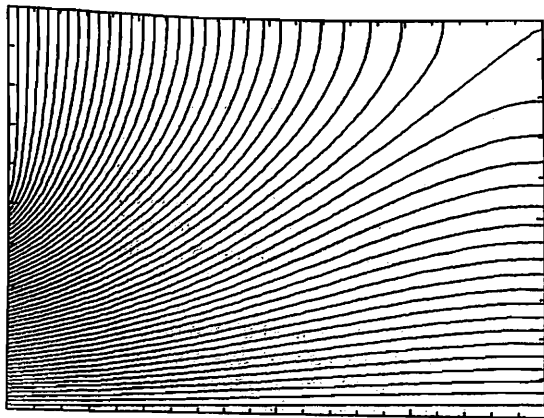


Fig. 2 (渦無し)の流線)

モデル計算に於いては Fig. 2 に示す  $y=0$  の境界からシアを持つ流れを入れ他の境界から流れ出るような形にする。(1)-(4)式を解くことにより  $\psi$  と  $\phi_0$  が時間と共にどのように変化するかを調べる。もし(1)式右辺第1項が慣性項あるいは粘性項とつりあい定常状態が達成せられるとすれば、その時のポテンシャル差  $\phi_0$  がオーロラを光らせるのに十分大きくなるかを調べることが本研究の目的である。

$t=0$  では  $J_{\parallel} = 0$  と  $\psi = 0$  の境界を除く全領域で渦無しの流れを仮定する。Fig. 2 は  $t=0$  の流線を表わし Fig. 3 は  $\phi_0$  の等高線を示す。 $t=0$  のポテンシャル差はまだオーロラを光らせるのに十分ではない。 $t > 0$  更に渦が領域中に運ばれてきた時に  $\psi$  と  $\phi_0$  がどのように時間発展したか  $\phi_0$  がどの値にまで達するか等、計算結果の詳細は講演の際に報告する。

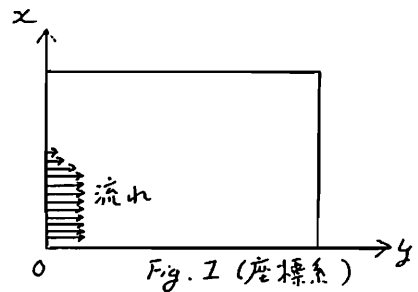


Fig. 3 ( $\phi_0$ の等高線)

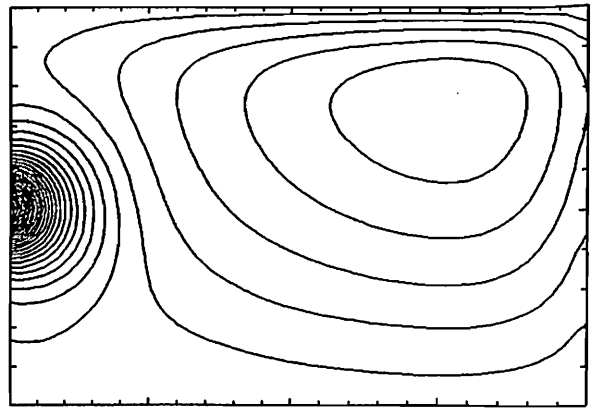


Fig. 3 ( $\phi_0$ の等高線)

I-27

シア-のあろプラズマ流を成因とする

ディスクリ-ト・オーロラの構造

山本 隆, 堀 尚子

東京 理学部

Latitudinal structures of discrete arcs are modelled as a consequence of the quasi-steady magnetosphere-ionosphere coupling involving viscous interaction between sunward and anti-sunward plasma flows in the magnetosphere. The quasi-steady state in the magnetosphere and ionosphere coupling is described by current conservation in both the magnetosphere and ionosphere, and the current-potential relation assuming adiabatic electron motion along field lines. The upward and downward field-aligned currents are assumed to be stably maintained by vorticity-induced space charges in the region of plasma flow reversal, where divergence of the magnetospheric electric field  $\vec{E}_{m\perp}$  is negative and positive, respectively. A specific relation between the dc field-aligned current density  $J_{\parallel}$  and the magnetospheric electric field  $\vec{E}_{m\perp}$  is derived as  $J_{\parallel} = \sum_{dc} \text{div} \vec{E}_{m\perp}$  where the effective conductance  $\sum_{dc}$  arising from the anomalous viscosity is introduced. Sufficiently large potential drops to accelerate auroral electrons are shown to appear along the auroral field-lines originating from the flow reversal region with  $\text{div} \vec{E}_{m\perp} < 0$ . It is shown that the latitudinal structure of a discrete arc is primarily determined by the magnetospheric potential structure and the characteristic width is on the order of 10 km at the ionospheric altitude. The multiple inverted V structure is modelled as a result of a superposition of the outer potential structure (width  $\gtrsim 100$  km) and the inner potential structure (width  $\lesssim 10$  km) in the magnetosphere. The upward and downward field-aligned currents are produced from vorticity-induced space charges associated with the inner potential structure.

## イオンクラウドリリースによる 沿磁力線電場の観測 — 基礎的考察 —

中村正人、鶴田浩一郎、早川基、門倉明、上原浩臣

宇宙研

極域上空における粒子加速は磁力線に沿った電場が原因であると言われて久しい。しかし、この領域でダブルプローブ法によって電場を計ろうとしてもプローブに対する荷電粒子の降りこみの影響が観測に現れてしまい、いまだに信頼性の高いデータが得られていない。プローブ法にかわって沿磁力線電場の存在を検証しようとするいくつかの方法が考えられているが、その内の1つにイオンクラウドを宇宙空間で作成しそれが加速される様子を調べようという考えがある。宇宙空間でのイオンクラウドリリースはバリウム、ストロンチウム、リシウムなどを使ってすでに多く行われており、最近ではAMPTEでの実験が有名である。中でもバリウムは中性粒子から光によって電離するまでの時間が約30秒と短く、さらに電離すれば目に見えるという利点もあり、よく利用されている。

我々の計画している沿磁力線電場計測の方法はロケットで電離層中にイオンクラウドを作り、この粒子の加速を更に上空の衛星で観測しようというものである。具体的にはロケットを北欧の発射場から打ち上げ、EXOS-DのLEP (Low Energy Charged Particle Experiment)、SMS (Suprathermal Ion Mass Spectrometer) で観測することを考えている。この場合LEP、SMSの特性上バリウムのように重たい粒子は使うことが出来ない。軽い粒子として考えられるものにリシウムがあるが、リシウムは光による電離の時定数が約1時間と長く、電離するまでに拡散して非常に希薄になってしまうのではないかとこの恐れがある。単純に計算をしてみると、初速1 km/secで放出された中性のリシウムは、磁場によるトラップを受けず、またまわりの粒子とのcollisionも無視するとすれば、放出量の大半が電離する1時間後には半径3600 kmの球殻を形成する。1 kgのリシウム(粒子数にして $10^{26}$ 個)は、このときの球殻の厚さを100 kmと仮定すれば、密度60個/ccにしかない。これは、測定するには若干少な過ぎる数である。しかし実際には電離した粒子は、磁力線にトラップされるし、まわりの粒子との衝突も考えなければならない。これらは、いずれもリシウムの拡散を妨げる要素であり、リシウムイオンの密度を上げ観測をたやすくするはずである(ただし、リシウムイオンと他の粒子の衝突はイオンの拡散につながる)。

われわれは磁場のトラップの効果をみる為に3つのモデルをたてた。第1のモデルは磁場のトラップが無い場合、第2のモデルは中性粒子はすべてある一定の速度で拡散し、イオンは電離した時点でその場に留まるという場合、第3のモデルは中性粒子は密度一様でその場に留まるものとする。これらの場合、まわりの粒子との衝突の効果はモデル中の中性粒子の拡散の仕方に含まれていると仮定する(イオンについてはこの効果は、無視されている)。計算の結果、リシウムクラウドの放出点を中心に半径100 kmの範囲内で第2、第3のモデルは、第1のモデルに較べ2桁ほど高いイオン密度を示すことがわかった。現実の中性粒子の拡散は第2と第3のモデルの間にあると考えられ、このことから判断すれば、適当な放出パラメータを選べばリシウムでも充分観測を行うことが出来るといえる。ただし確実に可能であると言うためには、さらにトラップされたイオンの拡散について見積りを行わなければならない。これらの詳しい解析は、学会において発表される。

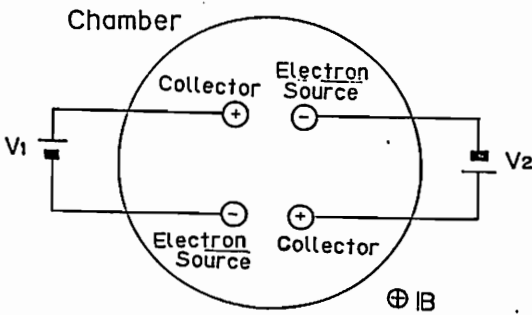
極域電離層電流系のシミュレーション実験 II

浅野弘明、筒井 稔、小川 徹

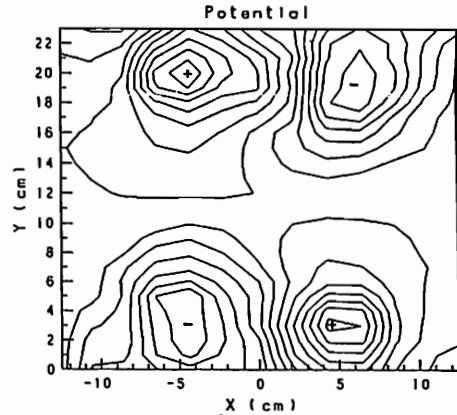
(京都大学 超高層電波研究センター)

ハラング不連続帯付近の電離層電流の状況を明らかにするために実験室で二組の電子降り込み・上昇領域を形成させ、その電流及び電位分布を測定した。図1における電子源(-)が電子降り込み領域に、コレクター(+)が電子の上昇する領域にそれぞれ対応している。チェンバー内では電子・イオン各々に対する(中性粒子との衝突周波数) / (サイクロトロン周波数)の値をオーロラジェット電流の流れている高度付近の値に設定してある。そして、 $V_1$ と $V_2$ をほぼ等しく印加した時の実験結果を図2~図4に示す。図2の電位分布図によると、電子の降り込む領域の周囲で電界が非常に大きい事が見られる。極域電離層での観測データ(例えばRobinson et al. 1985)は正にこの事を示しているものと思われる。図3の磁場に垂直な面内における電流分布図によれば、特に電子の降り込む領域では電流は左回りの渦を形成しており、 $E \times B$ の力を受けたホール電流が現われている。このことからオーロラジェット電流の形成にはシート状電子入射が大きく寄与していることが分る。図4と図2との関係を見ると電位の極大極小値は電子上昇及び入射領域に一致していることが示されている。今後はシート状電子源を用いて東西ジェット電流の接点付近を調べる必要がある。

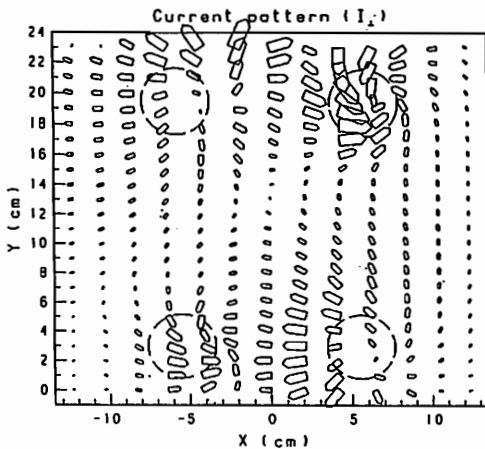
<文献> Robinson, R.M., F. Rich, and R.R. Vondrak, Chatanika Radar and S3-2 Measurements of Auroral Zone Electrodynamics in the Midnight Sector, J. Geophys. Res., 90, 8487, 1985



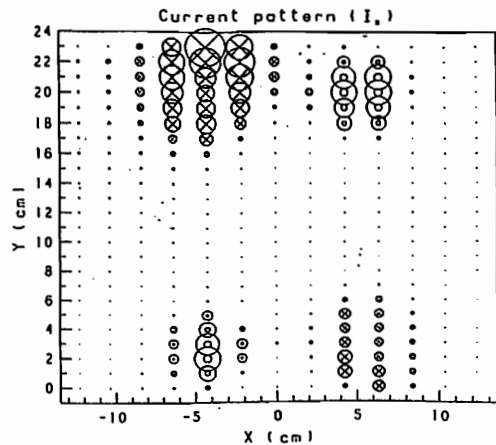
図・1 実験系



図・2 電位分布



図・3 電流分布(磁場に垂直な成分)



図・4 電流分布(磁場に平行な成分)

上出 洋介 京都産業大学理学部

惑星空間磁場とサブストームの相関関係が発見されて以来約20年、その解釈をめぐって、サブストームの発生機構について様々な見解が展開されてきた。とくにこの5年間は、directly driven 過程と loading-unloading 過程という2つの相異なる言葉でサブストームが議論され、両成分を使って、諸観測を説明しようとする試みもある (Nishida and Kamide, 1984; Akasofu, 1986)。

多くのサブストームを連続的に identify する方法のうち、現在可能な最もいい方法は AL index を使うことである。個々のサブストームの研究では、できるだけ多くの観測所の地磁気3成分を使うことが大事であることはいうまでもない。具体的には、極光帯真夜中付近での H 成分の突然の減少、すなわち、西向きオーロラ・ジェット電流の増大をもって identify しているのが常である。オーロラ・ジェット電流の局所性という欠点を克服するため、中緯度のいわゆる positive H bays もサブストームを見つける方法として提唱されたが、この方法では、小さなサブストームを見つけることは非常に難しい。

今までの研究で、次の様な実際的な問題があった。

1. どれぐらいの突然を突然というのか? すなわち、単なる電流の fluctuation, intensification と本物の expansion onset をどう区別するか?

2. 極サブストームの電流は真夜中付近で一番強いはずであるが、AL がどの MLT から一番多くくるかを統計的に調べると、0300 MLT であり、真夜中ではない。この性質は、AL の1時間値でも 2.5 分値でも共通している。

地上の磁場変動はいろいろな電流の積分効果であるから、電流の増大は、電気伝導度、または電場、あるいは両方の増大を表わしており、磁場の記録のみからそれぞれの大きさを量的につかむことは難しい、あるいは、不可能なことである。この点、最近のレーダー観測の結果から、電気伝導度と電場の時間/空間的な特徴的ふるまいが報告されていることを考慮に入れる必要がある。

そこで本論文では、今までとは少し異なった見方/仮定で、最近の地上・衛星観測結果を見直してみ、その見方/仮定がどのような深刻な矛盾を生ずるか調べてみたい。その見方/仮定とは、

「AL の上がり下がりのはほとんどはサブストームではなく、単なる convection 電流の増大/減少である。」  
 実際、このような今までの習慣とは相入れない見方をしてみると、意外に次のような観測結果がうまく説明でき、案外間違っている妄想仮定でもなさそうな気がする。

1. AL は2つの local times (1つは真夜中、もう1つは 0600 MLT) の westward electrojet か

らきている。

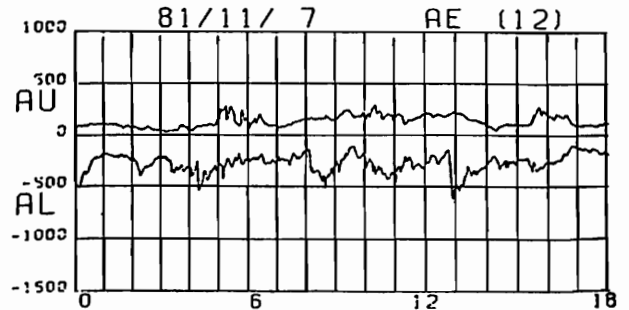
2. これらを平均すれば、0300 MLT である。

3. 約半分の AL power が solar wind 電場を使って reproduce できる。

4. AL の増大 (たとえば、 $>500$  nT) だけの条件を使って サブストームを選び、人工衛星のデータを見ると、必ずしも consistent な結論が得られない。さらにいうと、

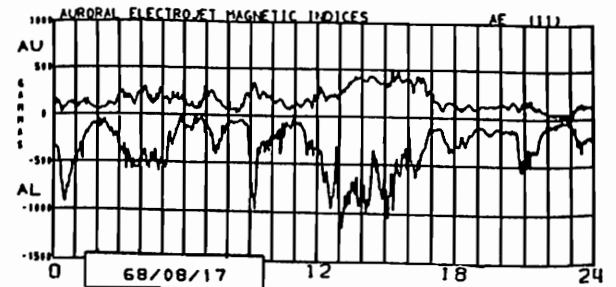
A. IMF のパラメーターから linear prediction filter を使って再現できる成分は directly driven 過程である、という見解 (McPherron, Akasofu, etc) は間違っている。

B. AL index の内部に、サブストームがかくされている可能性がある。(図参照)



DE auroral image data によると、サブストーム開始は、0456 UT.

さて、次の AL のなかにいくつのサブストームがあるでしょう?



答え — Pytte et al. (1978) によると、サブストームの開始時刻 (UT) は、0304, 0515, 0712, 0850, 1122, 1613, 2046.

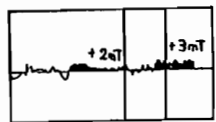
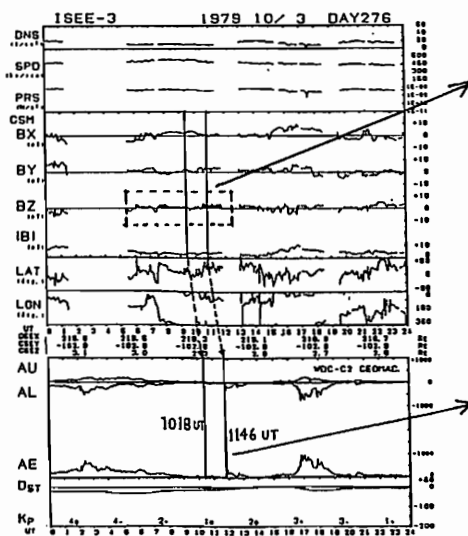


石原良俊, 上出洋介 (京産大理)

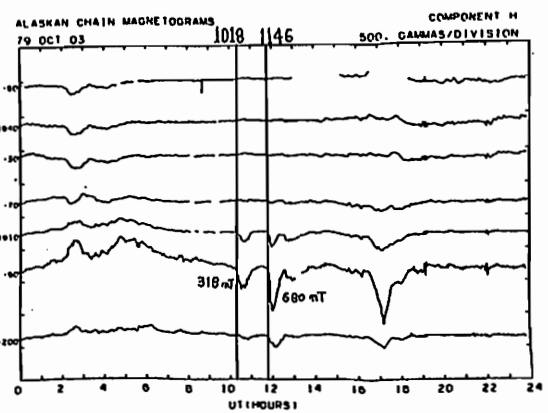
惑星間磁場 (IMF) の南北成分は他の成分と比べて小さいにもかかわらず、サブストームの発生に大きく依存していることは、これまで多くの研究者によって報告されている。IMF が北向き ( $B_z > 0$ ) のときは磁気圏活動度が低く、南向き ( $B_z < 0$ ) のときは高いことが統計的に示されている。しかし最近の個々のデータの解析から、①北向きのときでも小さいながらサブストームが起まる (Nishida, 1971; Kamide et al., 1978)。②北向きでも大きいサブストームが頻繁に発生する (Akasofu et al., 1973)。③北向きのサブストームは南向きのサブストームと性質が異なる (McPherron et al., 1973)。④突然の IMF 北転に対応して大きなサブストームが発生する (Caan et al., 1977; Rostoker et al., 1984)。⑤北向き IMF のサブストームは極光帯では観測されにくい (Lui et al., 1976)。など、必ずしも一致する結果とは言えない結果が出されている。これまで報告されてきた結果は、AE 指数と  $B_z$  との相関に注目し、極光帯の限られた station の磁場変動と比較してまた傾向が強いために小さな局所的なサブストームは見おとされたと考えられるので、 $B_z > 0$  とサブストームとの依存について不十分な点が多い。また、一見  $B_z < 0$  との対応が良くても、それがサブストームなのか、単に磁場強度の増大によるものなのかの吟味が十分にされたかは疑わしい。

今回の研究は、数多くのデータを詳しく解析し統計的に調べた結果をもとに、①北向き IMF のときサブストームの発生する確率は？ ②どんな条件のとき北向き IMF サブストームが起まるのか？ を明らかにすることが主目的である。

方法: IMS 子午線磁力計ネットワークの地上観測データと ISEE-3 によって観測された 1 分毎の磁場データを解析し、 $B_z > 0$  が 2 時間以上続いた期間とサブストームとの対応を調査した。使用した資料は 1979 年 1 年分のデータである。下図はその中で  $B_z > 0$  の時にサブストームが発生したと思われる例を示している。



1018 UT と 1146 UT において、AE は小さいが Alaskan Chain の AVI, FYU では明らかに磁場変動が見られる。



# SCとSI<sup>-</sup>のpolarizationの北半球上での分布について

永野 宏、荒木 徹  
(朝日大) (京大理)

前々回と、前回の講演により、我々は、北米IMS network (地磁気緯度  $63^{\circ}$  -  $78^{\circ}$  N, 地磁気経度  $255^{\circ}$  -  $326^{\circ}$  E) の地磁気データを用いて、地上高緯度でのSC polarizationは、地磁気緯度  $70^{\circ}$  の近傍で緯度方向の逆転が起こること、また、これには2つのtype (type IとII) が存在することを明らかにし、さらに、それらの発生機構をも明らかにした。type Iは、X成分が顕著な緯度変化を示し、極電離層に伝達されたdusk-to-dawnの電場により生じたHall電流のtwin vorticesの夜側への移動によって説明可能である。午後側に出現し、Y成分が顕著な緯度変化を示すtype IIは、dawn-to-duskの電場により生じ、負のIMF Bzやinterplanetary shockもしくはdiscontinuityの傾き等と関係していると思われる。このように、緯度・経度方向に或る幅をもった窓を通して調べると、以上のような統計的結果が見られるが、1つのSC eventに対して全世界的にどのようなpolarizationの分布をしているのかは、特に、緯度方向の逆転の2重構造との関連で、興味ある問題である。我々は、1979年3月22日のCDAW 6 (the sixth Coordinated Data Analysis Workshop) eventの中のSCとその2時間後に起こったSI<sup>-</sup>について、北半球全体についてのpolarizationの分布を調べた。図1は、このSCとSI<sup>-</sup> (図の中の矢印の部分) について、ISEE 3で得られたsolar windのdynamic pressure、地球近傍のIMP 8で観測されたIMF Bz、静止衛星GEOS 2で観測されたtotal magnetic field, 電場のEs・E<sub>φ</sub>成分、そして、プラズマ密度である。このSCを誘起するinterplanetary shockの通過前のIMF Bzは正であり、通過後はより大きく正に変化している。図2は、地磁気緯度  $20^{\circ}$  N以上でのこのSCのpolarizationの分布を

示しており、経度方向の逆転はMLT  $13h30m$  と  $01h30m$  の近くであり、また、緯度方向の逆転は、低緯度側にtype Iを、高緯度側にtype IIをもつ2重構造になっていることが分かる。この2重構造は、shockの傾きに依存していると思われる。SI<sup>-</sup>は極電離層の急膨脹により起こるので、圧縮によるSC (or SI<sup>+</sup>)とは逆方向の電離層電流により生じ、polarizationも逆senseであると考えられる。この傾向が全世界的に正しいかどうかについて、調べた結果を報告する。

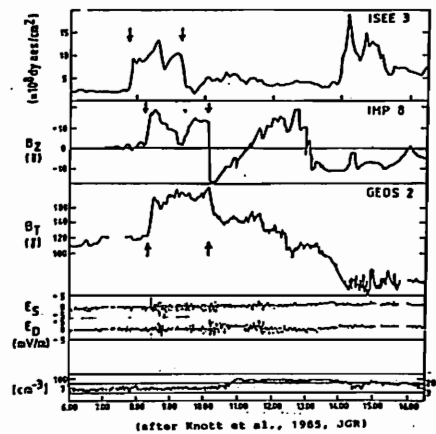


図 1

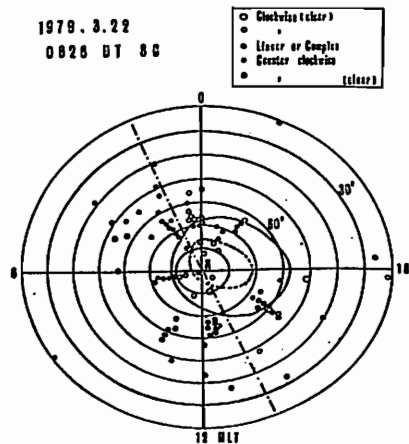


図 2

阿部琢美 小山孝一郎 平尾邦雄  
 (電通大) (宇宙研) (東海大)

Faraday cup which was installed in SAKIGAKE is continuing the measurement of solar wind for about eighteen months, since it was launched on the 8th of January 1985. Here we would like to report power spectrum of solar wind parameters which was analyzed by means of MEM(maximum entropy method). The data gap is one of the problems in this power spectrum analysis. The data gaps were filled by taking the linear interpolation between two points. This linear interpolation can be applied to solar wind velocity, but not to ion density, because density does not change linearly but roughly exponentially.

Power spectrum of the solar wind velocity is shown in Fig. 1. Its main peak is located at about 0.037 cycle/day, that is, nearly a period of 27 days, and decreases to lower frequency after Feb. 1986. We have also calculated the power spectrum of solar wind density and temperature in the same way. Density spectrum is similar to velocity's one, but it has peaks around the higher harmonics (for instance 13.5 and 9.0 days). On the other hand, the temperature spectrum has not conspicuous peaks, but it has a weak peak after Feb. 1986, even when the other two parameters have not eminent peaks.

Fenimore et al. (J. Geophys. Res., 83, No. A9, 4353-4357, 1978) presented the power spectrum of the solar wind speed. The peak around a period of 13.5 days is higher than the peak around the 27.0 day's period. This result is different from ours.

In order to find out the geomagnetic relationship with solar wind, spectrum of the geomagnetic index,  $K_p$ , was analyzed in the same way. Behavior of  $K_p$  index is similar to that of solar wind density rather than velocity. This might be quite reasonable when we think that  $p = \frac{1}{2} N_p m_p v_{sw}^2$  is mainly dominated by  $N_p$ .

To study the relationship between power spectrum, sun, and heliomagnetosphere is our future program.

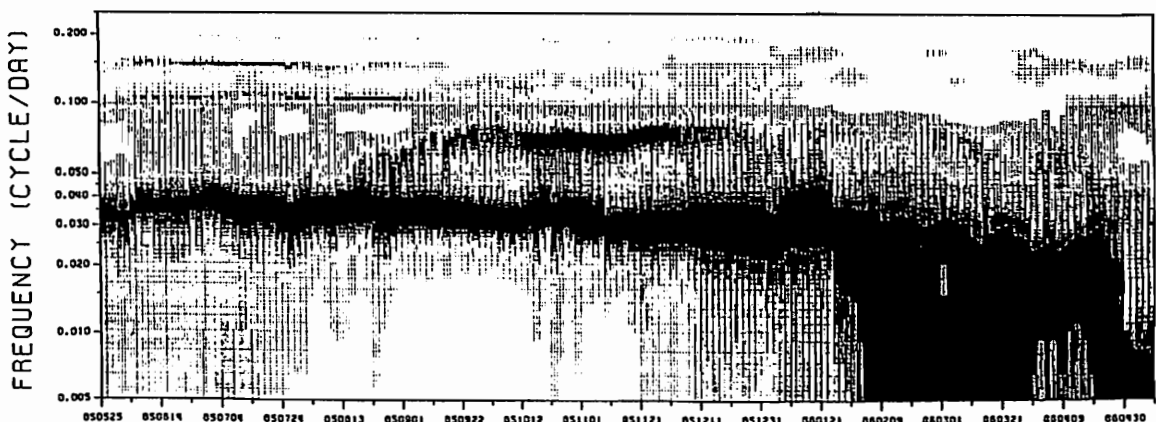


Fig. 1 SOLAR WIND VELOCITY ANALYSIS

惑星間磁場不連続現象の発生特性

中川朋子・斎藤尚生・湯元清文  
(東北大理)

1. はじめに

磁場 vector の方向や強度が急変する“磁場不連続現象 (magnetic discontinuity)”は、惑星間磁場観測において非常に目立った現象である (第1図)。惑星間空間探査機「さきがけ」の観測からもその性質が調べられ、(1) rotational discon. の卓越、(2) discontinuity pair の存在、などが確認されている。しかし、磁場不連続現象がどんな時期に頻発するのか、についてはこれまであまり研究されていなかった。本解析では、1985年7月-12月の「さきがけ」IMF data に基づき、不連続現象 ( $|\Delta B| > 1.0 \text{ nT}$  のもの) の1時間あたりの発生数を調べ、「さきがけ」SOWによる太陽風速度と比較した (第2図)。

2. 解析結果

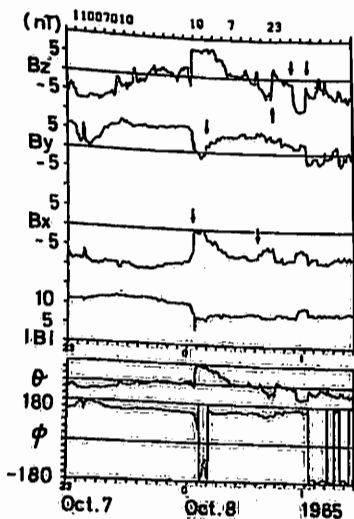
不連続現象の発生頻度履歴と太陽風速  $V$  の履歴との間には1日の位相ずれがあり、(不連続現象が先行)、相関係数は  $r = 0.50$  であった。発生頻度の5日移動平均値をとると、太陽風速  $V$  との相関は  $r = 0.75$  (現象が  $V$  より1日先行) となった。これらにより、高速の flow の約0.3 AU前方に不連続現象が多発することが明らかとなった。

また、不連続現象を Neugebauer et al. (1984) に従って4つの type

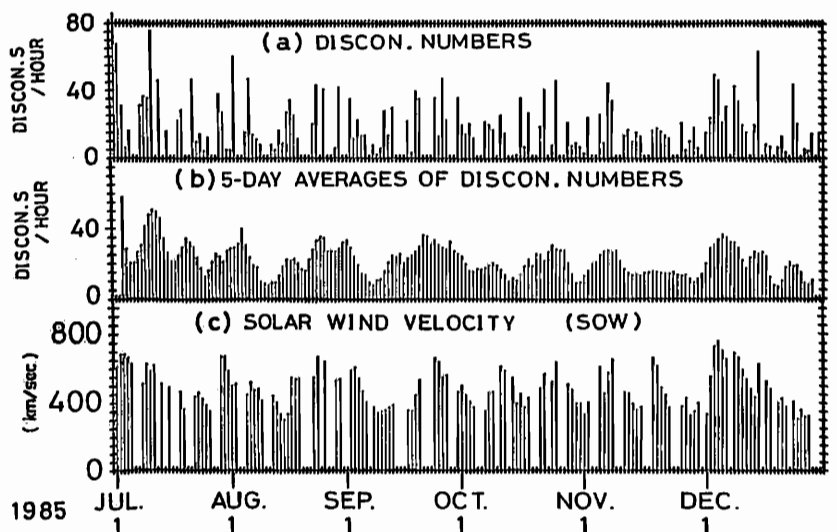
- (1) Either Discon :  $|\Delta B| < 0.2 \text{ nT}, \vec{B} \cdot \vec{n} < 0.4 \text{ nT}$
- (2) Rotational " :  $|\Delta B| < 0.2 \text{ nT}, > 0.4 \text{ nT}$
- (3) Tangential " :  $> 0.2 \text{ nT}, < 0.4 \text{ nT}$
- (4) Neither " :  $> 0.2 \text{ nT}, > 0.4 \text{ nT}$

に分けそれぞれ発生頻度を調べると、E.D. 及びR.D. は太陽風速  $V$ , あるいは  $\Delta V / \Delta T$  と明らかに相関を持つ (それぞれ1日先行、1日遅れ) が、一方、T.D. 及びN.D. の発生頻度は太陽風速に依存しないことが判明した。

(参考文献) Neugebauer, M. et al., *J. Geophys. Res.*, **89**, 5395, 1984



第1図 「さきがけ」による磁場観測例。



第2図 「さきがけ」によって観測された磁場不連続現象発生頻度と太陽風速度。

「すいせい」の観測による  
Cometosheat 内の温度の算出

高橋 俊・寺沢敏夫（京大理）向井利典・北山正信（宇宙研）三宅 亘（電波研）平尾邦雄（東海大工）

ショックの前後及びcometosheat内での温度変化を見るために、「すいせい」の太陽風イオン観測装置によって観測されたイオンの分布から、cometosheat内のイオンの温度を算出した。イオンは太陽風起源のものとともに、彗星起源のものがある。後者は、彗星から放出された中性粒子が電離されてできたもので、これが磁力線に巻き付いてシェル構造が形成している。このため、粒子の分布はマックスウェリアンとはならない。このようなものがあつては、温度算出はきわめて困難である。従つて、シェル構造が形成されている方向のデータは省いて、おそらくはマックスウェル分布をしているであろうと期待される方向のみについて計算した。

温度の算出にあつては次の仮定をした。

- 1: 粒子の分布がマックスウェル分布に従う。データはHalleyの近くでは、観測は3次元だが、送られてくるデータは2次元分布のみなので、2次元のマックスウェル分布として、フィッティングを行った。
- 2: 温度は等方である。

- 3: 粒子は、プロトン及び酸素のみとする。

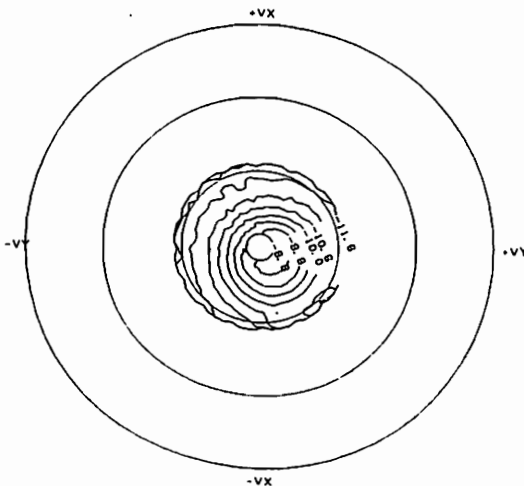
実際の計算は次の手順で、段階的に行つた。

- 1: 分布の形が山形2つになっていれば、これを2分割し、大きい方の山で、プロトンのみの分布として、さらに速度を固定して、数密度と温度を決定する。
- 2: この数密度と温度を初期値として、速度と温度と数密度を決定する。
- 3: 小さい方の山の部分から前の段階で求めたプロトンの分布を差し引いて、酸素の数密度と温度と速度を決定する。
- 4: プロトンと酸素の温度と速度と数密度をいっしょに決定する。

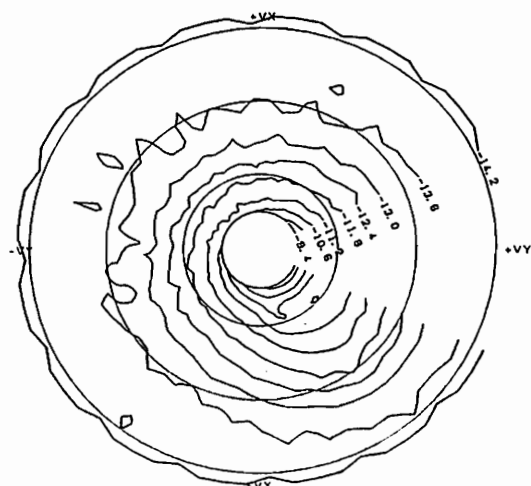
マックスウェリアン、特に2つのマックスウェリアンの重ね合わせの場合、フィッティングはかなり困難であり、予稿執筆段階ではプロトンの温度の算出が可能となつたところである。発表段階では、酸素の温度の算出が完了の予定である。

下図は、観測されたデータを分布関数に直してプロットした例。この段階で既に太陽方向の部分は省略している。図の第4象限にリング構造がみられる。この部分も省いて計算する。

FILE =6.  
ENERGY=LOW  
VALUE =DISTRIBUTION  
STEP =VELOCITY



FILE =7.  
ENERGY=HIGH  
VALUE =DISTRIBUTION  
STEP =VELOCITY



# 「さきがけ」で観測されたプラズマ波動現象を手懸りとした イオントラップ過程の検討

大家 寛、 森岡 昭、 三宅 亘  
(東北大 理) (電波研究所)

**1. 序** 「さきがけ」に搭載されたPWP(プラズマ波動観測器)は1986年3月10日-13日にわたって行なわれたハレー彗星との会合の際多くのplasma波動現象を見出しているが今回はそのうちin-situ plasma波動現象に注目して解析を行った。

**2. 観測内容** 観測は70Hz-450HzにわたるELF帯と、10kHz-190kHzにわたるLF帯にわかれるが、その例をELF及びLF帯についてそれぞれ図1及び図2に示す。ELF現象の特質は、非常にレベルの高いじょう乱現象が出現している事で、また電子サイクロトロン波動の存在を示していることであるが、これらの現象はまた同時にLF帯でも電子プラズマ波動の励起(20kHz前後)を示している。

**3. 検討** こうした強いレベルのプラズマ波動現象は太陽風プラズマ中では存在しないもので、これが明らかに水素コマ領域に存在するプラズマ波動現象であることを示している。こうした激しいプラズマ波動現象を生むには自由エネルギーの発生が必要であるが、この自由エネルギーの発生は

1) 太陽風計測器(SOW)のデータに明らかな方向変化及び速度変化が現われている。

2) 磁場計測器(IMF)のデータにみられる特異な状態(磁場強度が強まり変動が少なく)と対応している。

つまり、プラズマに表われる特質のある変化は、 $1-5 \times 10^4$  km程度の広がりをもつcloudを、形成している。

彗星ガスがイオン化し、太陽風と相互作用をおこす過程は、いわゆるイオントラップ現象と呼ばれているが、以上の事柄はイオントラップ現象はこうした空間的に広がりのある大きなプラズマじょう乱が数万kmのcloudを形成するような形で進行する、複雑なメカニズムを持ったものであることを示している。

つまり、イオントラップ現象を、ガスが電離したと同時に周囲磁場に捕捉されると言った形で捉えられるようなcleanで単純なモデルではなく太陽風との等価衝突をともなった大規模なchaosと云って良い。

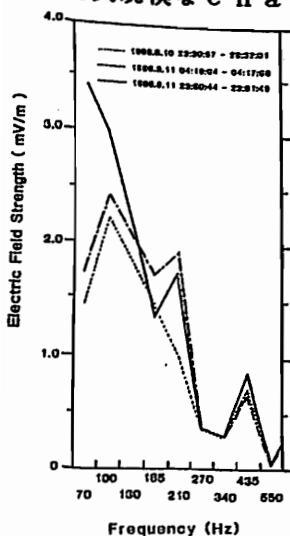
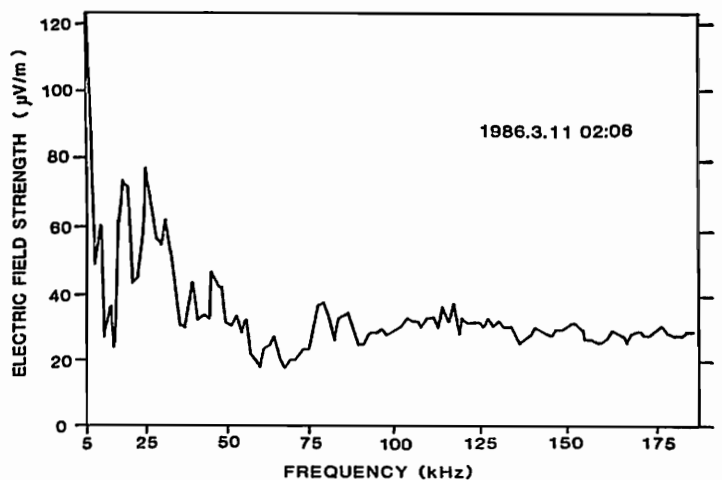


図1 ELF帯  
スペクトラム  
の例

図2 LF帯ス  
ペクトラムの  
例



# ハレー彗星起源のイオンの空間分布

向井利典  
(宇宙研)

三宅 亘  
(電波研)

寺沢敏夫  
(京大理)

北山正信  
(宇宙研)

平尾邦雄  
(東海大工)

前回の学会に於いて、ハレー彗星探査機「すいせい」(PLANET-A)がハレー彗星への最接近に際して彗星起源のイオンの検出に成功したことを報告した。それは、彗星起源のイオンの太陽風への同化過程の特徴であるトーラス/シェル構造(位相空間上に於いて)の同定に基づくものである。「すいせい」のプラズマ観測器は Energy/charge 分析器であるので、各種イオンは  $\sqrt{M/q}$  倍の速度をもったプロトンであるかのように観測され、その同定により、主成分の水分子族イオン ( $H_2O^+$ ,  $OH^+$ ,  $O^+$ ) を始め、微量成分である  $CO^+$  (又は  $N_2^+$ ) 及び  $CH^+$  (又は  $C^+$ ) の存在を明らかにした。ここでは、そのシェル構造を形成する水分子族イオンと水素イオン(プロトン)の密度の空間分布について報告する。下図がその結果である。今、我々のデータは、テレメータのビット・レートの関係で、黄道面内の二次元分布のデータであるので、密度の算定には、シェル構造内の分布を仮定することが必要である。comatosheath 外のデータでは、shell-filling factor を

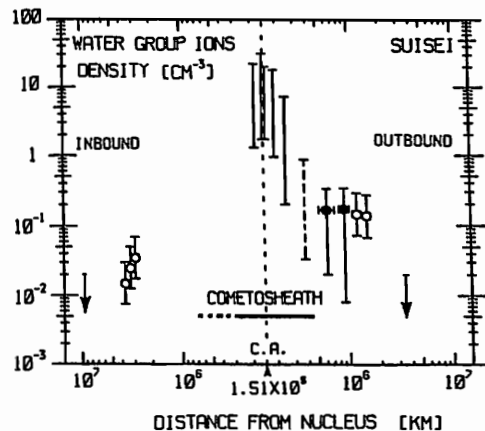
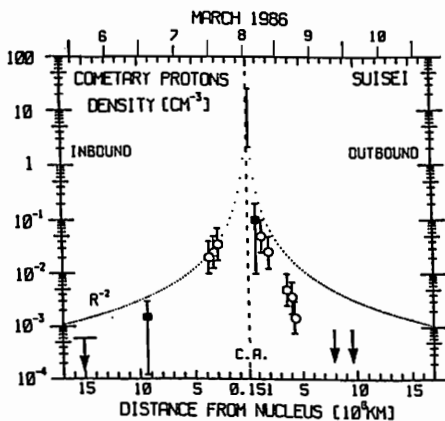
50% とするのが妥当と思われたので、各データ点はその仮定に基づいている。error bar の max. は 100% - shell とした場合で、min. は単純なトーラスと仮定した場合である。comatosheath 内では必ずしも 50% - shell が妥当とは言えないので、max-min のみを表示している。

この空間分布で面白い点は inbound と outbound の非対称性である。太陽風に pickup された彗星起源のイオン密度は下式の太陽風流速に沿う線積分で表わされる。

$$n = \frac{1}{V_c} \int_{R_{obs}}^{R_{limit}} P ds$$

- 但し、 $V_c$ : convection velocity
- $P$ : Production rate of ions
- $R_{limit}$ : 上流側上限  $R_{obs}$ : 観測点

従って、積分路の長さ及び  $V_c$  の差で非対称性は考えられるが、下図はこれだけでは説明できない。多分、ハレーのジェット等による  $P$  の違いと推測される。他に面白い点は、分布の凸凹及びイオン密度の多さについてであるが、詳細は講演にて。



ハレー彗星起源のプロトン(左図)及び水分子族イオン(右図)の空間分布  
(注: 横軸のスケールは左図が linear, 右図は Log である)

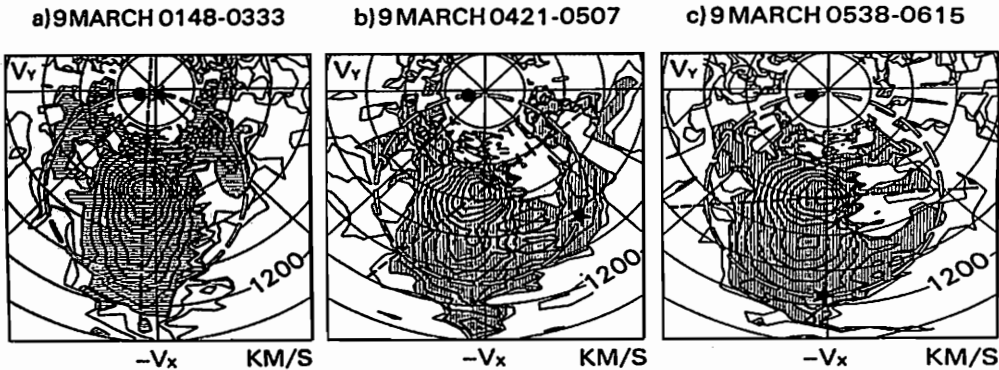
# ハレー彗星近傍のイオンダイナミクス

北山 正恒<sup>1</sup>・向井 利典<sup>1</sup>・三宅 亘<sup>2</sup>・寺澤 敏夫<sup>3</sup>・平尾 邦雄<sup>4</sup>  
 ( <sup>1</sup>宇宙研、<sup>2</sup>電波研、<sup>3</sup>京大理、<sup>4</sup>東海大工)

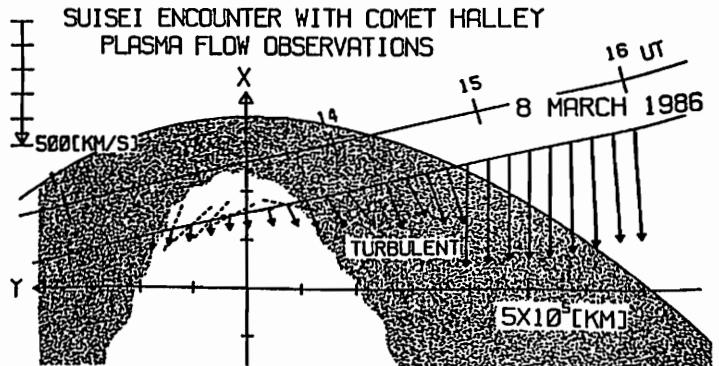
先の春の学会、及び今学会の向井らによる講演に続いて、ここでは「すいせい」がハレー彗星最接近前後に観測したデータから得られた結果を、特にイオンのダイナミクスを中心に報告する。

イオンは磁場の回りに *lanor* 運動するので、速度空間での分布はその磁場に関して対称なはずである。さらに、衝撃波の外の太陽風の勢力圏では、太陽風の温度に顕著な異方向性がみられるときは磁場の方向が判る。そのような場合には、彗星起源のイオンのつくるシェル状の分布は、太陽風によって得られた磁場を対称軸に持つことがわかった。即ち、「すいせい」の捕らえた彗星起源のイオンのつくるシェル構造は一般に一様ではないので、その対称軸から磁場の方向を推定することができる。(もちろん180°の不確定性は残る。)

下図はこの事を示すもので、最接近後、核から340~440万km離れたところで得られたデータを全てH\*として分布関数にしたときの等高線図である。「すいせい」のプラズマ計測器はE/Q型の測定器なので、H\*を元に速度分布関数を描くと速度Vを持ったイオンは $\sqrt{M/Q} \times V$ の速度をもったH\*として振舞う。座標系は、「すいせい」中心で太陽方向に+Xをとり、Y軸はZ軸が北向きになるような右手系にとっている。-V<sub>x</sub>方向 550km/s付近に太陽風のH\*の山があり、800km/s以上には太陽風のH\*などの重イオンが分布している。破線は、太陽風のbi-Maxwellian fit で求めた温度の異方向性から決めた磁場の方向である。ハッチした部分はH\*の分布関数の値で、10<sup>-14</sup> (a), 10<sup>-14.5</sup> (b, c) m<sup>-8</sup>s<sup>3</sup>以上の所である。黒丸は彗星起源のイオンの出現位置(「すいせい」とハレーとの相対速度 (-18,70) km/sで決まる)を表し、白抜き円は太陽風に pick-upされた彗星起源のH\*のつくるシェルの理論的な予想円であり、この円周上に沿って密度が高くなっていることがわかる。(75km/s以下にはデータがなく、残念ながら出現位置の分布は得られない。)しかし、この分布は円周に沿って一様ではなく、磁場に対称な分布をしていることが判る。(星印は、イオンの出現位置の磁場に対する対称点である。)



衝撃波の内側のcometosheathでもシェルの対称軸から磁場の方向を得ることが出来る。その様にして得られた磁場の方向は、ハレー彗星に巻き付くようになっている。(右図の破線)プラズマの流れも、彗星の周りで曲げられる様子が観測されており(右図の矢印)、さらにcometosheath内の位置によって流れの性質が異なっている。内側の核から約20万kmまでは層流的で安定しているが、その外側の衝撃波に近い領域では乱流的であり、この様に乱れたところではシェルは観測されなかった(右図のハッチ部分)。



「すいせい」最接近時のプラズマの流れと磁力線方向



ハレー彗星の水素コマ

高木幹雄<sup>\*</sup> 金田栄祐<sup>\*</sup> 平尾邦雄<sup>†</sup>  
<sup>\*</sup> 東大生産研. <sup>\*</sup> 東大理. <sup>†</sup> 東海大工

足原修<sup>\*\*</sup> 清水幹夫<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*\*</sup> 宇宙研

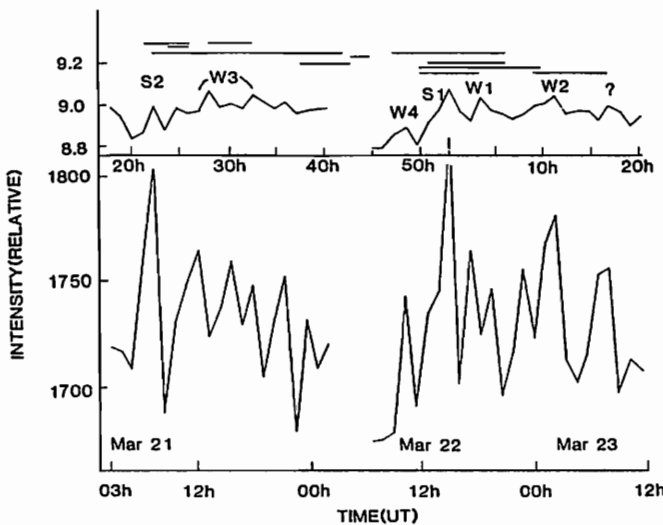
探査料<sup>†</sup> "すいせい" 搭載の真空紫外撮像観測装置(UVI)による、ハレー彗星観測は、同彗星の太陽離角の関係の、1986年1月中旬から2月上旬の一時中断を挟んで、1985年11月14日より86年4月15日の間、行われた。この間、3月8日に同探査料が、ハレー彗星に~15万km迄接近した際、UVIは、彗星核距離~30万km迄の水素コマの密度分布の観測を行った。

UVIが、11月下旬より12月中旬にかけて、近日点通過前の同彗星の水素コマの周期的変動から同定した核自転周期2.2日は、3月6日と9日に行われた、Vega-1, -2のencounterに於いて確認された。更に近日点通過後も同彗星の水素コマは周期的に変動を繰り返して居るのか、UVIによって確認された。一方、水素コマの存在の源泉となるH<sub>2</sub>Oの放出量は、予測された通り、近日点通過後の3月上旬に最大に達した。水素コマの周期的変動と併せて、この事実は、今後の彗星核に

関する議論を進める上で重要な点である。

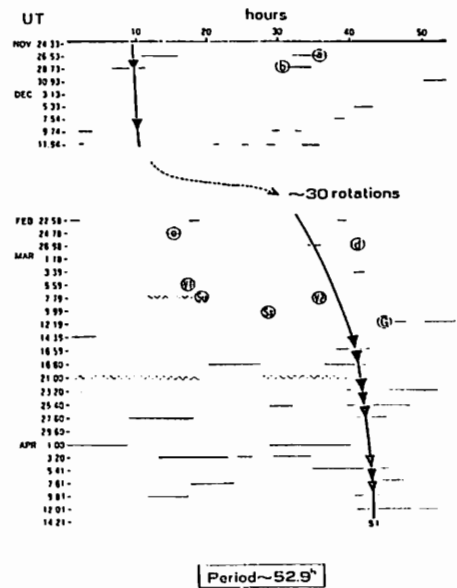
近日点通過後、水素コマは2.2日の1周期内での活動度が上昇し、6(?)回のoutburstが観測されて居る。更に、このoutburst中で最も顕著なものに就いては、軌道運動の結果生ずる真近点離角の変化を考慮に入れた場合、前述の観測中断の期間と、それに隣接する観測データ未処理部分の併せて約30自転分のギャップを挟んで、近日点通過の前後でinphaseの関係で連続して観測されて居り、ハレー彗星核自転軸の角度、outburst源の位置に関する重要な情報を提供して居る。

探査料がハレー彗星との距離をつめた2月20日以降、水素コマの内部に、H<sub>2</sub>Oの分解では説明が困難な、短時間で変動する微細構造が、outburst発生時に観測される様になった。この点に就いても、画像処理の結果を加えて、報告を行う。



測光モードでの水素コマ輝度の連続観測

上段: 画面内全画素の輝度レベル平均値  
 下段: 画面内最明100画素の輝度レベル和



核自転周期内でのoutburst S1 (▼) 発生と、軌道運動を考慮に入れたS1発生予測時刻(実曲線)

さきがけ/すいせい太陽えんべい時における科学観測の検討

水野英一、佐々木進、河島信樹  
(宇宙科学研究所)

人工惑星の太陽えんべいの機会を利用したテレメトリによる太陽近傍(～10Rs)プラズマの間接測定が1970年前後からアメリカで行なわれてきた。それによってそれまでは Natural Stars を使ってしか測定できなかった太陽近傍のプラズマ密度などの測定や一般相対性理論の検証において大きな成果をもたらした。

我が国においてはハレーすい星観測のために先に打ち上げられた2つの人工惑星「すいせい」、「さきがけ」がそれぞれ1987年7月と1988年2月に初めての太陽えんべいを受ける(図1、2)のをはじめとして、それ以後も宇宙研の金星ミッションなどで太陽えんべいが起こると考えられる。このような機会をとらえて人工惑星からのSバンドテレメトリを利用した観測を有効に行なうために

- (1) 観測項目
  - 1. 太陽近傍の電子密度
  - 2. 太陽風の速度
  - 3. 電子密度じょう乱のスペクトル
  - 4. その他
- (2) 観測装置
- (3) データ処理
- (4) IPSのデータなどとの照合

などの項目について検討した。

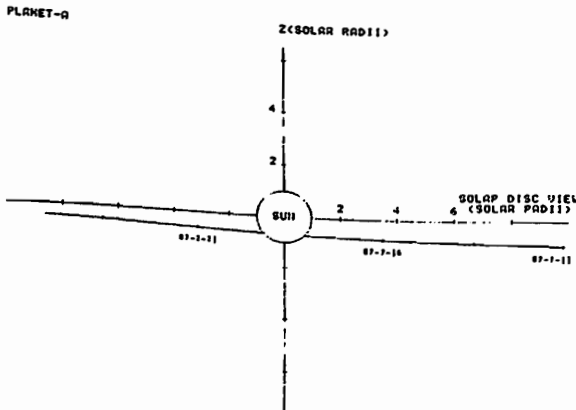


図1. 「すいせい」

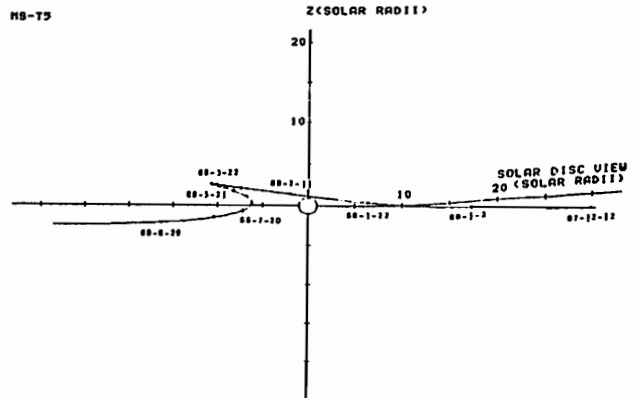


図2. 「さきがけ」

深海底堆積物中には、宇宙塵が混入している。宇宙塵は、地球圏外で太陽風の照射を受け、太陽風Heをトラップしている(文献1)。われわれは、太平洋(KH68-4-18)、大西洋(DSDP Leg 73)で採集された二本の長い堆積物コアを用い、このコアの各レベルで<sup>4</sup>He濃度およびHe同位体比(<sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He)を測定した。さらにこの結果から、過去数千万年間の、地球に降下する太陽風<sup>3</sup>Heのフラックスを推定した。試料として用いた二つのコアについては、化石および古地磁気測定から、詳しい堆積速度データが得られている。堆積速度を $r(\text{cm/y})$ 、堆積物の密度(dry condition)を $\rho(\text{g/cm}^3)$ 、堆積物中の<sup>3</sup>He濃度(dry condition)を $[^3\text{He}](\text{cm}^3\text{STP/g})$ とすると、宇宙から地球に降下する<sup>3</sup>Heのフラックス $f(^3\text{He})(\text{cm}^3\text{STP/cm}^2\cdot\text{y})$ は、

$$f(^3\text{He}) = \rho_d \cdot r \cdot [^3\text{He}] \quad (1)$$

で与えられる(文献2)。図1、2には式(1)で求めた<sup>3</sup>He-fluxの値を横軸に、年代を縦軸(百万年)に取り、示してある。

以上から、結論として

- (1)  $f(^3\text{He})$ について過去4000万年間の平均値は、過去300万年間の平均値と有意義に変わらない。
- (2) 0・300万年間に限った、より詳しい測定では、数十万年程度の期間では、 $f(^3\text{He})$ は、かなり一様であったようにみえる。

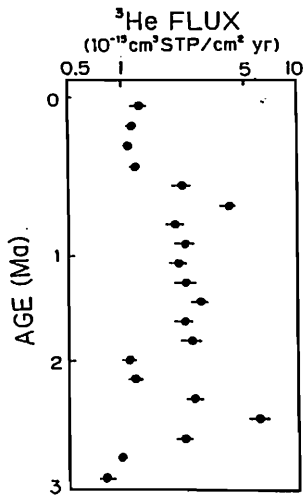


Fig. 1

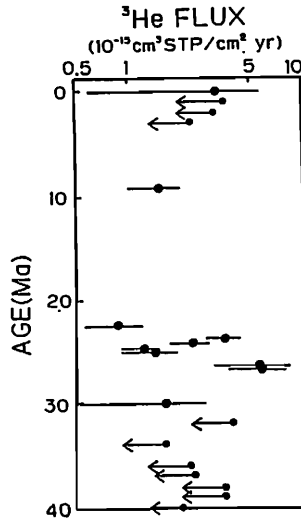


Fig. 2

Fig. 1. Sample: KH68-4-18. <sup>3</sup>He-flux is plotted against the age of the core.  
2. Sample DSDP Leg 73-site 522. <sup>3</sup>He-flux is plotted against the age of the core. Data with arrows indicate a maximum value.

#### 文献

1. Ozima, M., Takayanagi, M., Zashu, S. and Amari, S. (1984) Nature, 5985, 448.
2. Takayanagi, M. and M. Ozima, J.G.R. (submitted).

(\*) 現: 富士通K.K. 宇宙開発推進室

太陽風イン プランテーションの室内実験

二神常爾・甘利幸子・小嶋 稔・中村良治  
(東大理) (神大理) (東大理) (宇宙科学研)

深海底の堆積物は、一般に地球外起源のヘリウム同位体比 ( $^3\text{He}/^4\text{He} > 10^{-4}$ ) を示すことが知られている。これは、深海底堆積物中に極少量含まれている宇宙塵によるものと考えられている。すなわち、宇宙塵は惑星空間で太陽風にさらされ、表面に太陽風ヘリウムがインプラント(implant)されたものであると理解されている。

甘利・小嶋(文献1)によれば、深海底堆積物中の宇宙起源ヘリウムは、圧倒的に磁性成分に濃集している。これは、磁性物質が珪酸物質に比べ選択的に太陽風ヘリウムをトラップすることによるのかもしれない。われわれはまず本研究で、磁性鉱物が珪酸塩に比べて高い温度までヘリウムを保持しているか否かを室内実験で調べた。具体的には、試料として酸化鉄および玄武岩粉末を用い、宇宙研プラズマチェンバー内において太陽風にみまてたヘリウムビームを各々のサンプルに照射した。

具体的なサンプルの準備・照射の状況を以下に述べる。玄武岩粉末はふるいによって分け、400 Mesh以下のものを実験に用いた。酸化鉄は市販のものを用いた。顕微鏡で観察したところ、酸化鉄の粒子の大きさは数ミクロン程度であった。照射の状況は図1のようである。Al板の上に試料を薄く広げヘリウムビームをあてた。照射条件は以下の通りである。

加速電圧 ; 2 Kv	ビーム直径 ; 30 cm
照射時間 ; 24時間	ビームフラックス ; 50 $\mu\text{A}$
照射日時 ; 1985年 6月	単位面積あたりビーム流量 ; $3.82 \times 10^{16}$ 個 $^4\text{He}^+/\text{cm}^2$

照射したサンプル総量は酸化鉄約90 mg, 玄武岩粉末約180 mgである。そのなかから、酸化鉄1.41 mg 玄武岩粉末10.78 mgを本実験に用いた。実験は、段階加熱法により、各フラクションで出るガスの量を求めた。具体的実験の手順は、以下のものである。タンタルのクルーシブルにサンプルを入れ、ヒーター電流を変えることによって温度を調節する。図2のように 100分間電流を一定に保ちその 100分間にサンプルから出てくる  $^4\text{He}$  をスタティック状態で集めた。ガスは、チタンゲッター、チャーコールで精製した後、セクター型質量分析計で  $^4\text{He}$  を解析した。以上のステップをヒーター電流を変えて 5ステップ(つまり 5つの異なる温度)行う。

実験結果は、図3にまとめられている。最も低温のフラクションで出てくるガスの量を1として、各フラクションで出てくるガスの量を規格化している。温度は、ヒーター電流から校正直線によって外挿して求めたので目安にすぎない。図3よりわかるように各温度での  $^4\text{He}$  脱ガス量に関して、酸化鉄と玄武岩粉末の間に大きな差は見られなかった。すなわち、ガスのヘリウム保持能力には、有意義な差は認められなかった。5フラクションで出てきた  $^4\text{He}$  総量は以下の通りである。

酸化鉄 1 gあたりから出た	$^4\text{He} > (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-2}$ ccSTP
珪酸塩 1 gあたりから出た	$^4\text{He} > (1.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ ccSTP

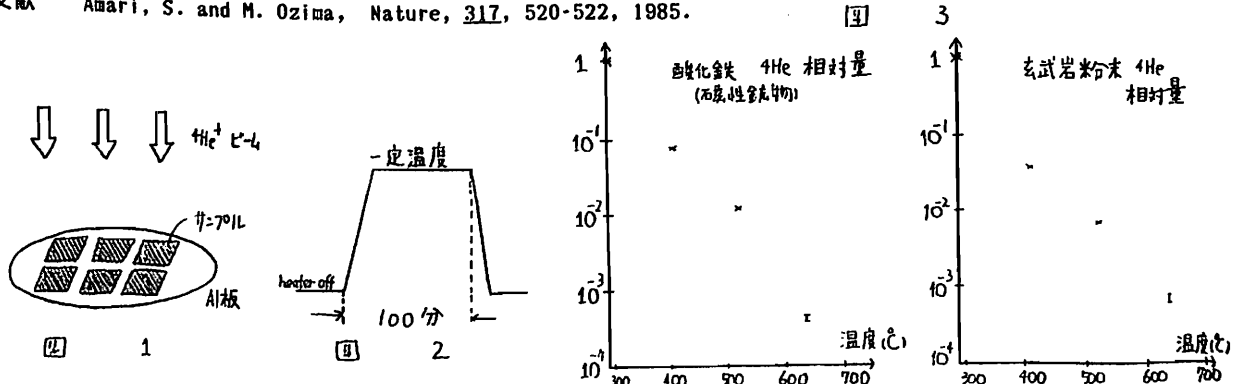
(不等号をつけた理由: ビーム照射の際、サンプル粒子は層をなしている。すなわち下層の粒子は十分にヘリウムをとりこまなかった可能性がある。十分にヘリウムをとりこんだ粒子の実際のヘリウムの濃度は計算値より高いことは十分考えられる。)

ビーム照射の際、試料の断面積を通過した  $^4\text{He}$  粒子数のうちで試料にとりこまれた  $^4\text{He}$  の占める割合は、

酸化鉄 0.5 %	玄武岩粉末 0.07 %
-----------	--------------

と推定された。最後に付け加えると、常温でもサンプルからヘリウムは脱ガスしていると思われる。この量は無視できる量であるか、否かは、吟味を要する。

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



# 原始大気散逸モデルによる地球Xe同位体 パターンの説明

佐々木 晶 · 中澤 清  
(東大理)

地球のXe同位体のパターンは隕石の値・太陽の値に対し、相対的に重い同位体に富み、軽い同位体が欠如している。この違いは系統的で、滑らかな曲線の上にあるため、何らかの質量分別作用(mass fractionation)によるものと考えられる。このパターンを説明する機構は以下の事実を満足するものでなければならない。(1) fractionationの程度が非常に大きく(3.5% per amu) 吸着のようなmicroな機構で説明するのは難しい。(2) 隕石の値には大きなfractionationは見られない。(3) Xeより軽いKr, Arにはfractionationは見られない。通常の質量依存型のfractionationの機構ではKr, Arにむしろ大きな同位体変動が見られるはずである。これは単一の機構では説明できないことを示唆している。

我々は、地球形成過程で周囲に存在した原始大気が、Tタウリ段階の太陽の強い紫外線で散逸するときに重いXeがfractionationを受けて残留する可能性を考えた。紫外線で加熱された水素分子が逃げ出すときに、他の気体分子も分子どうしの衝突で運動量をえて引き

ずり出される。このとき気体分子は質量に応じたfractionationを受ける。図1には大気散逸時の各希ガスの総量の変化が描いてある。重いXeはやがて逃げにくくなり、大気中の相対的な存在度は増加する。最終的に現在の大気量に近いXeが残ることになる。図2に見るように残留Xeは現在のパターンを十分説明できる大きいfractionationを受けている。ところが他の希ガスは何れも現在大気と比べると遥かに少ない量しか残らない。そこで我々はfractionationを受けた残留原始大気と、地球内部にもともと取り込まれていた希ガスとの混合で、現在の地球の希ガスは構成されていると考える。Kr, Arは、地球内部の値を反映しているため、隕石とほぼ同じ同位体対比を示すと考えられる。隕石の母天体は質量が小さく大量の原始大気を集めることはできない。そのため隕石には大きなXeのfractionationは見られない。

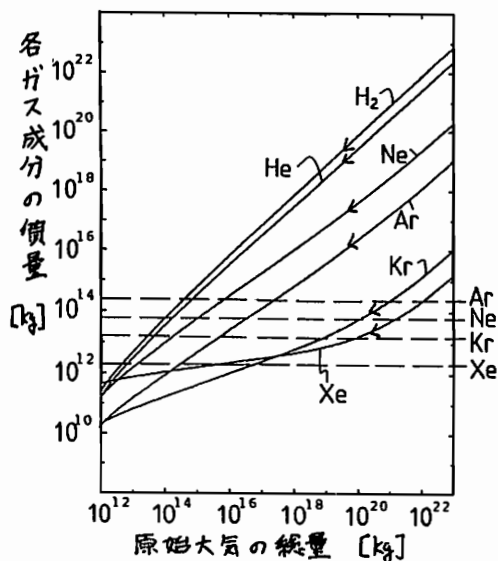


図1. 原始大気散逸に伴い各ガス成分の量の变化。初期大気量  $1 \times 10^{22}$  kg EUV fluxは現在の100倍。水平破線は各希ガス成分の現在大気中の存在量。

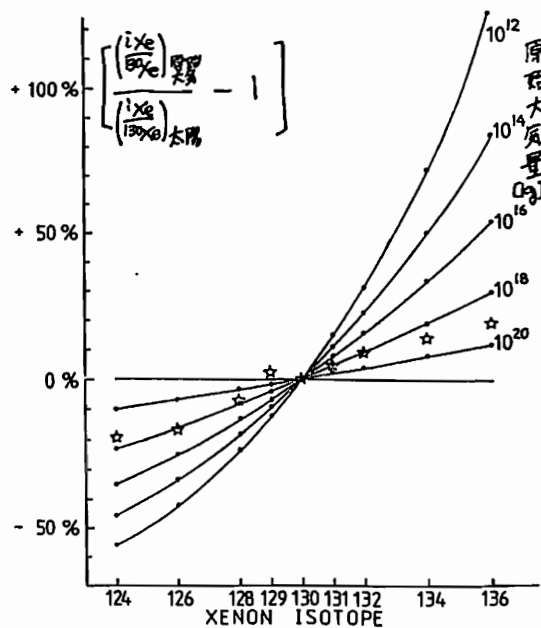


図2. 計算されたXeのfractionation pattern. ☆印は現在の地球大気の数

## ガス抵抗則と微惑星の集積

大槻圭史, 中川義次, 中澤清 (東大理)

微惑星の集積過程については多くの研究がなされ、真空中で集積が進んだ、とする立場 (Safronov (1969), Greenberg et al (1978), Wetherill (1980)) もあるが、太陽系形成開始から約  $10^7$  年以内は、原始太陽系星雲ガスの中で集積が進んだ、と考える方が、木星型惑星の形成なども統一的に理解することができるとする (Nakagawa et al (1983), Hayashi et al (1985))。

微惑星の集積過程を考える際、そのランダム速度  $v$  の大きさが、重力衝突の断面積、

$$\sigma_c = \pi(r+r')^2 \left\{ 1 + \frac{2G(m+m')}{|v-v'|^2(r+r')^2} \right\}$$

を決めるうえで重要な物理要素となる。ガス中での集積と考える場合、このランダム速度は、微惑星相互の重力散乱による励起効果と、ガス抵抗による散逸効果の釣合いの結果、微惑星の質量  $m$  に応じた値とする。

従来、このランダム速度の平衡値を求める際には、ガス抵抗則の表式、

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \pi r^2 \rho_g v^2 \quad (\rho_g: \text{ガスの密度})$$

を用いて、 $C_D$  は定数と考えられてきたが、物体の質量が大きくなると重力半径 ( $r_g = Gm/v^2$ ) が、幾何半径  $r$  を上回るようになるので、 $C_D$  が急激に大きくなるということが最近調べられた (Takeda et al (1985))。

今回、この重力が効く場合のガス抵抗則を用いて集積過程を調べ直した結果、これまで、微惑星の質量  $m$  とともに大きくなっていった  $v$  の値が、質量がある値  $m_c$  を超えると、ガス抵抗が強くなることにより逆に、 $m$  とともに小さくなり、その結果  $\sigma_c$  が急激に大きくなるため暴走成長が起こるという可能性が示された。

また、これまでの、質量分布関数のみを使った方法 (Nakagawa et al (1983)) では、集積末期で、まわりの微惑星からうける重力散乱を過大評価してしまうという問題があったが、集積末期では、上述の暴走成長の結果形成された原始惑星と、分布関数で記述される、まわりの微惑星の成長を組合わせて考えれば、この問題を解決することができる。

参考文献

- 1 Safronov, V.S. "Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets" (Nauka, Moscow, 1969)
- 2 Greenberg et al, Icarus 35, 1-26 (1978)
- 3 Wetherill, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 77-113 (1980)
- 4 Nakagawa et al, Icarus, 54, 361-376 (1983)
- 5 Hayashi et al, In "Protostars and Planets II (Univ. of Arizona Press, Tucson)" pp 1100-1154
- 6 Takeda et al, Prog. Theor. Phys. 74, 272-287 (1985)

柳沢正久<sup>1</sup>, 佐藤恵一<sup>1</sup>, 原 常典<sup>2</sup>,  
 中沢徳郎<sup>3</sup>, 古矢勝彦<sup>3</sup>, 内田昌文<sup>3</sup>,  
 矢守 章<sup>1</sup>, 河島信樹<sup>1</sup>

1: 宇宙科学研究所, 2: 相模工業大学, 3: 日本コンデンサー工業KK

火薬や軽ガスを使った銃で、数 km/sec 以上の速度で物体を発射するのは極めて難しい。一方、岩石どうしの衝突においては、数 km/sec から 10 数 km/sec の範囲で、溶融、酸化、プラズマ化が起こると言われている。月面に存在する磁気異常の原因は、いん石の衝突によるプラズマ中で発生した磁場であるという説もある。数 g の弾丸をこの様な高速で飛ばす装置があれば色々新しい惑星科学実験をすることが出来る。わが国では、東京工業大学、工業技術院化学技術研究所で、高圧物性の研究、新材料の開発用に、レールガンの開発が行われてきた。宇宙科学研究所においては、惑星科学実験用として開発を始めた。

レールガンで弾を加速するのは、ローレンツ力である。下図のように、2本の導線を平行におき、弾を通して電流  $I$  をながす。平行導線の単位長さあたりのインダクタンスを  $L_x$  とし、弾の位置での磁束密度を  $B(z)$  とすると、弾に働く力は、

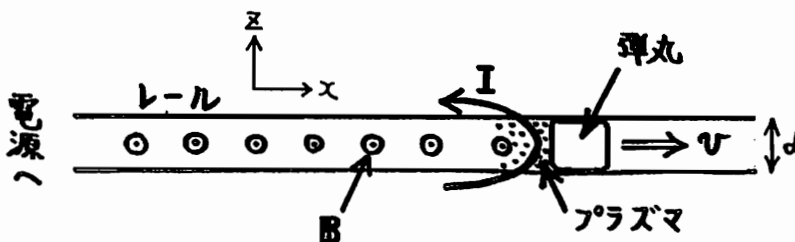
$$F = \int_0^d I \cdot B(z) \cdot dz = I \cdot (1/2) L_x I = (1/2) L_x I^2$$

となる。宇宙研のレールガンでは、 $L_x = 3 \times 10^{-7}$  (H/m),  $I = 5 \times 10^5$  (A) 程度であり、 $F = 4 \times 10^4$  (N), 1g の弾で、 $4 \times 10^7$  (m/sec<sup>2</sup>) の加速度、加速距離 2m で、12 (km/sec) の速度が得られるはずである。電流は、弾丸自体、あるいは、そのすぐ後のプラズマ中をながれる。

宇宙研のレールガンで、26発のショットを行った。残念ながら、理論式どうりの速度は出ておらず、現在までの最高速度は、1.4 km/sec である。その原因としては次のようなことが考えられる。

- (1) 銃口と弾のサイズに違いがあり、プラズマが、弾より先に逃げてしまう。
- (2) 大電流維持のために、銃口の材料がプラズマ化し、弾と共に加速され、弾丸重量が実質的に重くなる。

現在、プラズマの漏れ、銃口材料の損失を、定量的に測定する実験を準備中である。



荻野竜樹

(名大空電研)

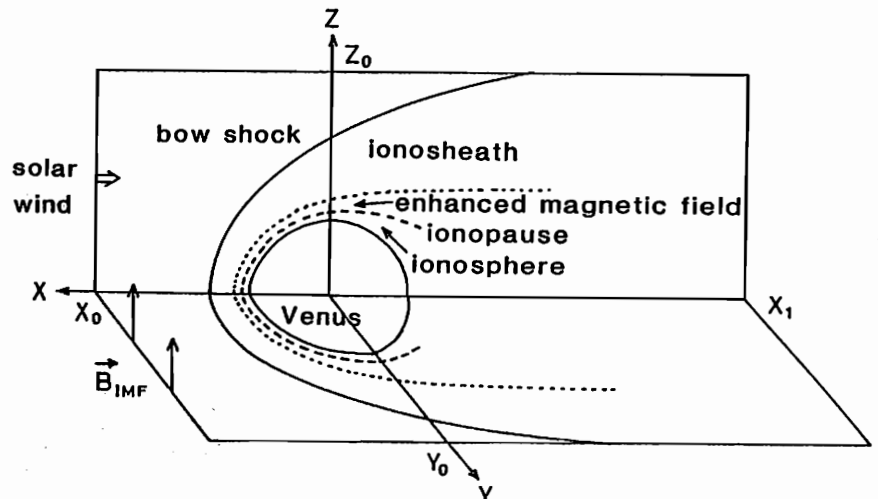
金星は地球と同程度の質量と大きさを持っているにもかかわらず、金星と太陽風との相互作用は地球の場合と比較して大変異なっていると考えられている。その理由は金星が大変遅い自転周期を持っていて、固有磁場があったとしても非常に小さいためである。従って、金星の電離層は直接太陽風に曝されていることになる。Pioneer Venus Orbiter (PVO) の衛星観測によれば、金星から太陽方向へ  $1.5 R_v$  程度離れた場所に bow shock が、 $260 \text{ km}$  ( $1.043 R_v$ ) 程度の高度に ionopause が在り、その前面に金星電離層に掛かって積み重なった惑星間磁場の存在することが知られている。ここに、 $R_v = 6052 \text{ km}$  は金星の半径である。昼側の金星電離圏の構造を決定する要因としては、太陽紫外線の光電離による金星大気からの電離層形成、太陽風プラズマとの荷電交換及び金星電離圏における対流パターンの形成が重要であることが指摘されている。又、金星背後の夜側電離圏にも昼側で生成された電離層プラズマがかなりの量しかもかなり高速で回りこんでいるらしい。

これらの太陽風と金星電離圏相互作用を調べるために、惑星間磁場の強さを変化させた場合の三次元の電磁流体力学的 (MHD) シミュレーションを行った。計算では金星の近傍で重力と金星電離層プラズマの圧力が釣り合い、かつ遠方で太陽風プラズマに漸近する条件から初期の静的な金星電離層構造を決定し、その金星起源プラズマに惑星間磁場を伴った太陽風プラズマが衝突して時間的に変化していく過程及び結果として得られる準定常状態を調べた。計算方法としては、MHD方程式とMaxwell方程式を two step Lax-Wendroff法で初期値問題として解いた。

まず、遅い太陽風速度  $V_{sw} = 150 \text{ km/s}$  を仮定して、惑星間磁場が零即ち純粋に流体力学的な相互作用の場合を調べた。その結果、準定常状態で bow shock と ionopause はそれぞれ  $1.8 R_v$  と  $1.3 R_v$  の位置に形成されて、bow shock に関しては Rankine-Hugoniot の衝撃波の飛びの条件は良く満足されていた。また、ionopause は太陽と金星を結ぶ線と平行にほぼ直線的に尾方向に伸びる。次に、比較的弱い惑星間磁場 ( $5 \text{ nT}$ ) を導入した時、惑星間磁力線は金星電離層に捕捉されて積み重なり ionopause のすぐ前面で最大になる。その磁気圧は太陽風の動圧と同程度である。捕捉された惑星間磁力線は尾方向に伸びて反平行磁場構造と厚くて変化の少ない不明瞭なプラズマシートを形成する。夜側の ionopause には大きな脈動が現れ

て、更に惑星間磁場の向きと垂直な方向から金星背後に回りこむ対流が発生する。

第1図。太陽風と金星電離圏の相互作用の三次元MHDシミュレーションにおける座標系、金星電離層に惑星間磁場を伴った太陽風が衝突する。





# K-3型VLBIシステムを利用した600m基線干渉計による 木星デカメータ波放射観測

近藤哲朗、徳丸宗利、雨谷 純、金子明弘  
(電波研・鹿島支所)

## 1. はじめに

電波研で開発されたK-3型VLBIシステムを利用したデカメータ波帯干渉計を製作し、昭和59年から木星デカメータ波放射の観測を行っている。当初、基線長はわずか60mと短いものであったが、原振に木素メーザ周波数標準器を用いるなど、二つの受信系で共通ローカルを使用したことを除けば、大陸間VLBIシステムと全く同じ構成であった。昭和60年には、鹿島支所内で基線長を約600mと延ばすと同時に、それぞれのアンテナとして直交八木アンテナを用いて、偏波成分の受信も可能とした。観測は木星の衝の前後3ヶ月に亘って、イオ依存性電波源を中心に行っている。本報告では、現在までの観測結果について述べる。

## 2. 観測システム

アンテナ（4素子および3素子八木アンテナ）で受信したデカメータ波帯の信号（28~30MHz）を100MHzのローカル信号を用いて128~130MHzのIF帯に周波数変換する。このIF帯の信号をK-3型VLBIシステムのビデオ変換器に入力する。0~2MHzのビデオ帯に変換された信号は250 nsecごとに1ビットサンプリングされた後、時刻ラベルが付加され、20000 ビットが1フレームのフレームデータとなる。この信号がレコーダーで記録される。観測は、大部分が計算機により自動的に行なわれる。観測終了後、記録されたテープを再生し相関処理を行なう。図1に受信システムのブロック図を示す。

## 3. 観測結果

図2に相関処理結果例を示す。予測された遅延に相当するところで相関が得られていることが分かる。また木星の日周運動によって生じるフリンジ回転の為、相関関数の形が変化していく様子も見える。相関処理はすべてのアンテナの組み合わせについて行い、良い相関を得ることに成功した。今後、相関処理データから偏波の解析を行う予定である。

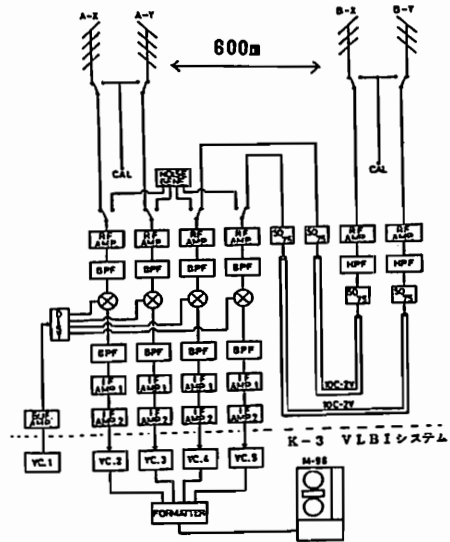


図1. デカメータ波帯VLBIシステムブロック図

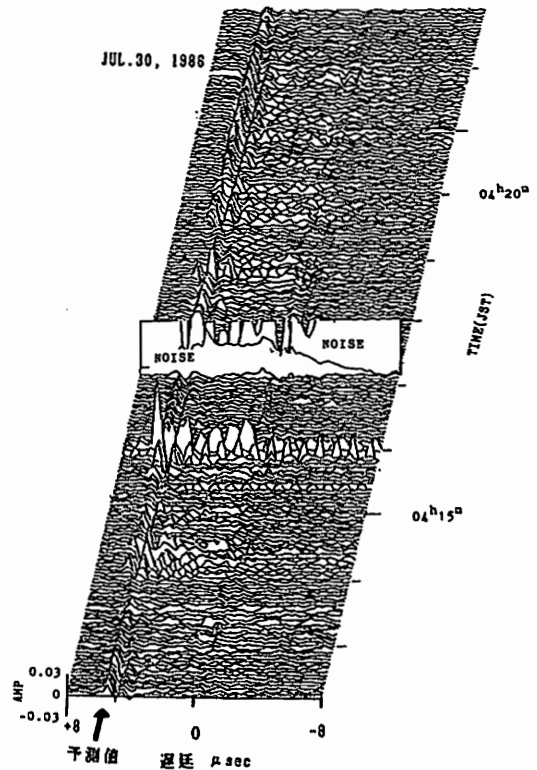


図2. 木星デカメータ波放射相関処理結果例

# 550 Km 基線による木星デカメートル波 広帯域偏波2地点同時観測システムの開発

今井一雅

富沢一郎

高知工業高等専門学校・電気工学科 電気通信大学・菅平宇宙電波観測所

## 1. はじめに

前回の学会で報告したように、筆者らは木星デカメートル波の広帯域偏波特性を調べることを目的として、広帯域偏波観測システムの開発を行った。この観測システムは、21.9 MHzを中心とした1 MHzの帯域の偏波観測を行うために、右旋円偏波と左旋円偏波の偏波特性を交互にスペクトラム・アナライザーで測定し、ミニコンによりカラーでそのダイナミック・スペクトラムを表示し、解析するものである。従来このような観測は、種々の木星電波放射源を対象とし、かつ長期間に渡っては行われておらず、今後木星デカメートル波放射源機構を解明する上で非常に重要な情報が得られるものと思われる。

ところで、今までこのような広帯域偏波観測は、多地点で同時にしかも継続的に行われた例はない。筆者らが定常的に行っている固定周波数における多地点強度変動観測で調べてきた太陽風によるシンチレーションの影響や、地球の電離層シンチレーションの影響などは、多地点の偏波スペクトラムを比較することができればより詳しく把握することが可能となる。そこで筆者らは、新たに図1のような550 Kmの基線長を持つ木星デカメートル波広帯域偏波2地点同時観測システムの開発を行い試験観測を開始したので報告する。



図1 観測点の位置

## 2. 広帯域偏波受信系

図2は、南国側の広帯域偏波受信系のブロックダイアグラムである。三素子クロス八木アンテナで受信された木星電波(21.4~22.4 MHz)は、パワーディバイダーによりX・Y共に分配され、それぞれの片方を90°ハイブリッド・パワーコンバーターによりπ/4位相をずらして合成している。これにより、右旋円偏波(R)成分と左旋円偏波(L)成分を広帯域に取り出すことができる。また、この2つの出力は、RFスイッチにより、R・L交互にスイッチングし、スペクトラム・アナライザーにそれらの広帯域な偏波状態を表示することになる。このため、スペクトラム・アナライザーへのR・Lの入力を切り換えるRFスイッチと、表示する掃引時間とが同期している必要がある。ここでは、2.5 HzでRFスイッチを切り換え、それに同期した外部掃引トリガパルスにより、スペクトラム・アナライザーのCRTに、偏波特性を表示している。また、後の解析のために、この出力をR・L切り換え確認用の2.5 Hz信号(CH2)及びブランキング信号(CH4)、そして時刻確認用のJJY信号を同時にデータレコーダに記録している。

菅平側の受信系は、三素子クロス八木アンテナにラットレス回路を使用することによりR・L成分を取り出している。スペクトラム・アナライザーにはR成分のみを入力し、5 Hzで掃引し南国と同様な記録をしている。

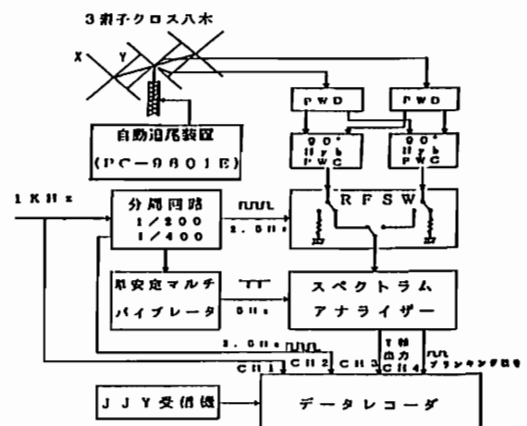


図2 広帯域偏波受信系のブロックダイアグラム

## 3. 解析システム

両地点のデータレコーダに記録されたスペクトラム・アナライザーの出力データは、ミニコンにA/D変換して取り入れるために、前述のJJY時刻信号とCH2、CH4の信号をもとにタイミングをとり、サンプリングされる。これにより、10 msec以内の精度で両地点のスペクトラム・データの時刻合わせが可能となる。このように、一度ミニコンの磁気ディスク上にデータが入れば、後はソフト的に処理が可能となる。筆者らは、偏波スペクトラムの時間変化(ダイナミック・スペクトラム)を疑似カラーコードによりカラーグラフィックディスプレイに表示し、各種の画像処理を行うことにより、2地点のデータの比較解析を行う方法をとっている。

## 4. むすび

以上の観測システムによって、1 MHzの広帯域偏波2地点同時観測が可能となった。現在菅平側は、偏波はR成分のみの観測であるが、両円偏波成分が観測できるよう今後検討したい。このシステムによる試験観測は、1986年7月30日から始まっており、現在観測データの解析を行っている段階である。講演では、試験観測データの解析結果および従来から行っている南国の広帯域偏波観測結果についても報告する。

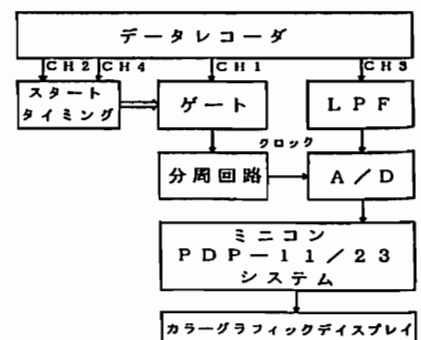


図3 解析システムのブロックダイアグラム

全天TVカメラ観測によるオーロラアークの動き  
及び渦状構造の共役性

藤井良一、佐藤夏雄、小野高幸(極地研)、国分 征(東大理)、共役点観測グループ

昭和基地-アイスランド共役点で得られた全天TVカメラ同時観測データを用いて、オーロラの enhancement 中及びその前後におけるオーロラの東西方向の動き及びオーロラアークの渦状構造の deformation の共役性について報告する。使用したデータは 1984年9月26日及び9月3日に昭和基地とその地磁気共役点にあたるアイスランド、フッサフェルで取得された全天TVカメラデータである。

9月26日 22:05:19 UT (MLT UT)に両共役点で 小規模なオーロラの enhancement (地磁気H成分: -50nT) が起り、それまで動きのなかった非常に弱いアーク状オーロラ (図1) は光強度を増し、かつ、南半球側では 50-60 km 以下の大きさの渦状構造が生じた (図2)。このアーク状オーロラは 22:05:19 UT から 22:05:35 UT までは両半球とも東方向に移動し、その後 22:05:50 UT まで西方向に移動した。22:05:50 UT 以後は両半球のオーロラには、緯度方向のアーク幅の増加が見られると共に、再度両半球とも東方向に移動し、更に100km程度の渦状構造の発達を観測された。

解析の結果、オーロラの enhancement を生ずる以前の静穏時の弱いアークと enhancement 中の活発なアークについて以下の点が見い出された。

1) 静穏時のアーク:

- (a) 片半球にアークがある時、その共役点付近にそれに対応するアークが存在する (図1)。今回のデータについては、北半球側のアークの方が南半球のアークに比較して約0.5° (Invariant latitude) 高緯度側に出現している。
- (b) アーク内の小さなスケールの構造については、必ずしも南北で同時に出現していない。図1から分かるように南半球側ではレイ構造が見られるが、北半球側では、それに対応するレイ構造は見られない。又アークの経度方向の拡がりも南北共役点で差が見られる。

上記のことは、静穏時のアークの源は磁気圏にあるが、アーク内のレイ構造等を決定しているのは、磁気圏に共通にあるのではなく、localなものであることを示唆している。

2) 活動的なアーク

- (a) オーロラの enhancement に伴う東西方向の動きについては南北でほぼ同時に起きる。
- (b) しかし、fold 状の渦構造は南北で必ずしも同時に起きるとは限らず (図2)、又同時に南北で渦構造が見られる時もその空間的規模は同じではないことがある。

これらの観測結果は、オーロラの東西方向の動きは、南北共通の原因によって作られているが、オーロラの fold 等の渦状構造の原因は、磁気圏と電離層を結ぶ local な領域で、南北別々に作り出されている可能性を示唆している。

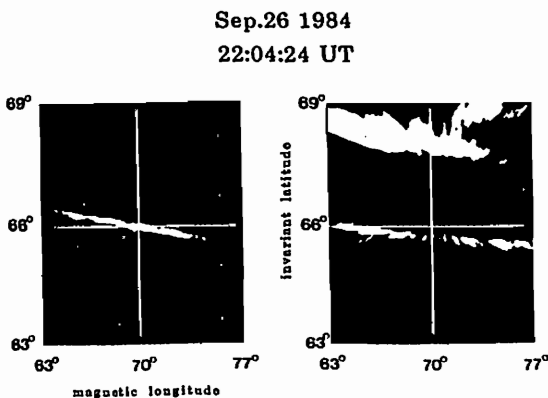


Figure 1

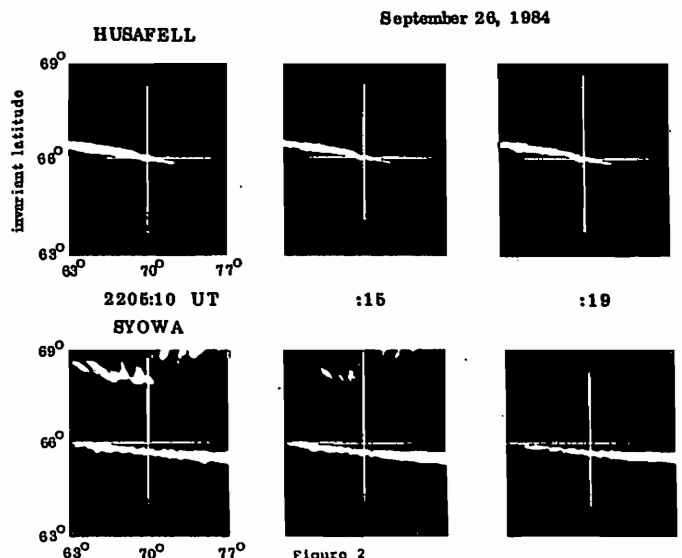


Figure 2

オーロラ活動にともなう磁気脈動 P<sub>2</sub> の  
共役性

梶井亨(東海大), 利根川 豊(東海大), 佐藤夏雄(極地研)  
藤井 良一(極地研), 共役実視測グループ

P<sub>2</sub>型 磁気脈動は 磁気共役奥向  
では 磁力線の定在振動 (odd mode)  
で説明されることは、過去の研究から  
明らかであることとされているが、その位相  
関係は必ずしも明確ではない。何故か  
だろうか?

★1の P<sub>2</sub> は 2205 UT に Syowa と  
Husafell 双方の極め付近で起った  
Aurora brightening にともなう起った。  
明瞭な振動とは言えないが、周波数  
15 mHz 近く、H, D 両成分共 Spectral peak  
を、極めて高い coherency をしめし、Syowa と  
Husafell 向でほとんど完全な odd mode の  
位相関係を示した。Iceland の地の 2 度  
は Syowa に対して同一の位相関係を示した。  
即ちこの P<sub>2</sub> は Syowa と Husafell 向で  
odd mode の定在振動による奥の共役性が  
現われた事例とされる。

P<sub>2</sub> 脈動がオーロラ活動と極めて密  
接に関係している事から、上記の事と  
明らかにするためには、オーロラ活動と  
P<sub>2</sub>型脈動との関係を出来るだけ詳細に  
検討することが必要であると痛感して  
いた。

★2の P<sub>2</sub> は 2212 UT の Aurora の  
brightening にともなう起ったが、Aurora  
の brightening が Syowa, Husafell 近くでな  
く、離れた Tjornes 近くで起った。このため  
P<sub>2</sub> の振動は前例と顕著に異なった  
位相特性を示した。即ち、4 観測所  
で共通であるが、H と D 成分で振動が  
大変に違った特性を示した。H 成分はほとんど  
同一位相で大振幅、D 成分は観測所毎  
に全く異なる振動を、しかも Tjornes と別  
にして小振幅の振動であった。このため  
Syowa との位相の対応は Iceland の 3 度  
はそれぞれにおいても odd mode の特性  
を現わさなかった。即ちこの P<sub>2</sub> 振動の  
奥の odd mode の共役性は、オーロラの活動の  
移動に伴って、上記の station 向以外に  
移動したものである。

幸いに 極地研究所を中心として、  
南極、Syowa Station とその磁気共  
役奥である Iceland, Husafell, および  
Iceland の他の 2 所、Isafjordur  
Tjornes との計 4 所での Aurora,  
ULF, VLF の 共役実同時視測  
が行なわれ、そのデータを使用して  
P<sub>2</sub> の共役性とオーロラ活動との関係  
を検討することが出来た。

一般的には、オーロラ活動の発達に  
ともなう P<sub>2</sub> の振動特性 (波形、  
振幅、位相、これらの 4 観測所向での  
相互相関) は複雑化して来る。

今回は、September 26, 1984 の  
2205 UT (=MLT) 開始の一連の  
substorm にともなう Aurora と P<sub>2</sub>  
との関係を substorm の初相の 2 例  
についての検討結果を報告する。

これらの結果は、P<sub>2</sub> の共役奥がオーロラ  
の活動と共に移動するということの確証の  
1 例として示されたことになる。

Station	Geographic		Magnetic dipole		Invariant (Geomagnetic)			
	Latitu- tudo	Longi- tudo	Latitu- tudo	Longi- tudo	Latitu- tudo	Longi- tudo	MLT (HH:MM)	I-value
Antarctica	Syowa	69.00E 39.58E	-69.97 80.18	66.12 70.01	00:06	6.10		
	Mizuho	70.70E 44.43E	-72.30 81.46	67.90 70.96	00:06	7.12		
	Holodoshmays	67.67E 45.05E	-70.04 88.03	66.56 76.98	00:30	6.32		
Iceland	Lorivogur	64.18N 21.73W	69.66 72.43	65.66 69.12	23:59	5.89		
	Husafell	64.67N 21.03W	69.95 73.92	65.99 70.09	00:03	6.04		
	Isafjordur	66.08N 23.13W	71.62 73.42	67.00 69.59	00:01	7.01		
	Tjornes	66.20N 17.12W	70.59 80.27	66.92 74.56	00:21	6.51		

南北両カスプ領域における長周期脈動の特性

利根川 豊、 福西 浩、 L. J. Lanzerotti, C. G. MacLennan  
 (東海大・工) (東北大・理) (AT&T Bell Labs.)

Pc 3-5 帯の長周期脈動の発生源のうち磁気圏外の energy source として、磁気圏境界面における K-H 不安定および bow shock 上流における ion cyclotron wave 等が考えられている。これらの source wave が磁気圏内部で local field line の定在振動を励起している事は衛星観測および中高緯度での地上観測とその定量的解析により明らかになった。今後は source wave 自体の波動特性を明らかにし、また発生源から magnetosheath および magnetopause を通して磁気圏内部へのエネルギー流入過程を直接調べる事が重要である。その意味でカスプ領域は興味深い観測点である。

南極ではカスプ領域として近年 South Pole 基地 ( $\phi \approx 76.1^\circ S$ ,  $\lambda \approx 18.0^\circ E$ ) が地磁気, ULF, VLF, CNA, 全天カメラ等の高水準の観測を行っている。さらに北半球では South Pole のほぼ共役点に位置するカナダ北西部の Frobisher Bay ( $\phi \approx 73.6^\circ N$ ,  $\lambda \approx 14.9^\circ E$ ,  $MLT \approx UT-4h$ ) でベル研究所を中心としたグループによって地磁気 3 成分と CNA の観測が昨年 7 月より行われている。これら両観測点の同時記録を解析しカスプ領域における長周期脈動の波動特性を明らかにし、合わせてその特性からカスプ自体のダイナミクスを探るのが本研究の目的である。今回はまず Frobisher Bay の H-D 成分について約 2 ヶ月分のダイナミクススペクトルと、その偏波解析を行った。その結果、次のような特徴が示された。(1) Pc 5 帯のブロードなスペクトルバンドがほぼ 1 日中表われる。(2) その Pc 5 帯のスペクトルは 09 ~ 12 MLT で Q が高くなりそこでは右廻り偏波が主であるが、その他では時刻や周波数によって複雑に変化する。(3) Pc 3 帯の波動は午前から昼にかけて数 10 分の短い継続時間で間欠的に表われる。(4) Pc 3 帯でパワーの強い所は右廻り偏波の場合が多く、その他は主に直線偏波である。講演ではさらに South Pole の解析結果を加え上記の特性を検討した結果を報告する。

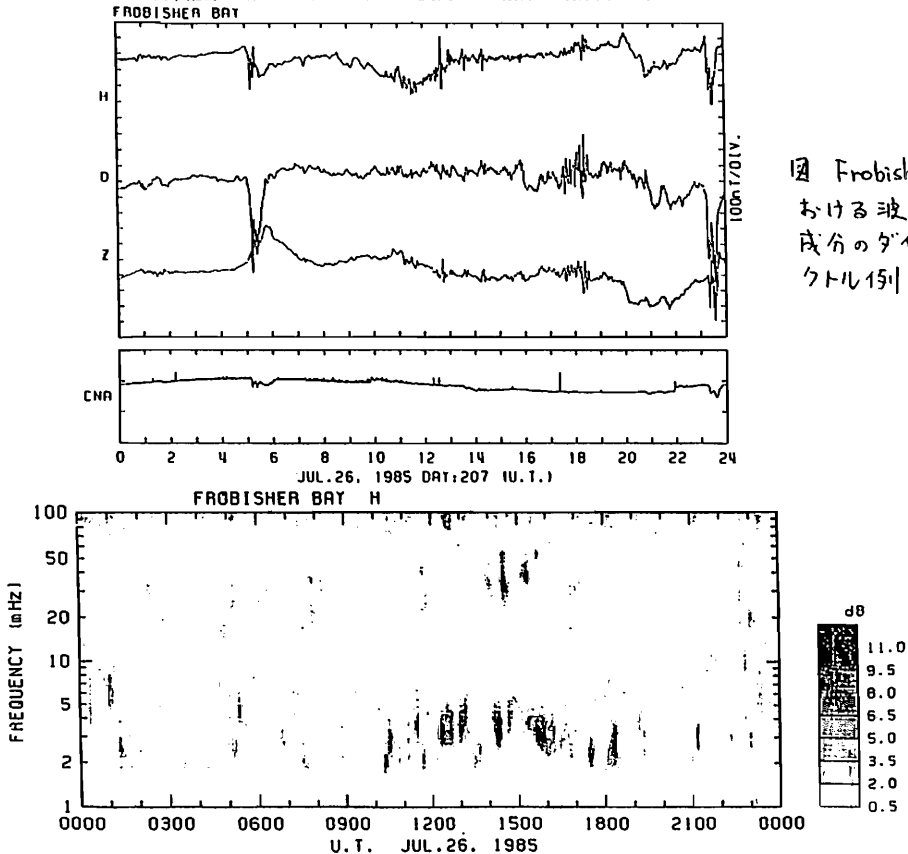


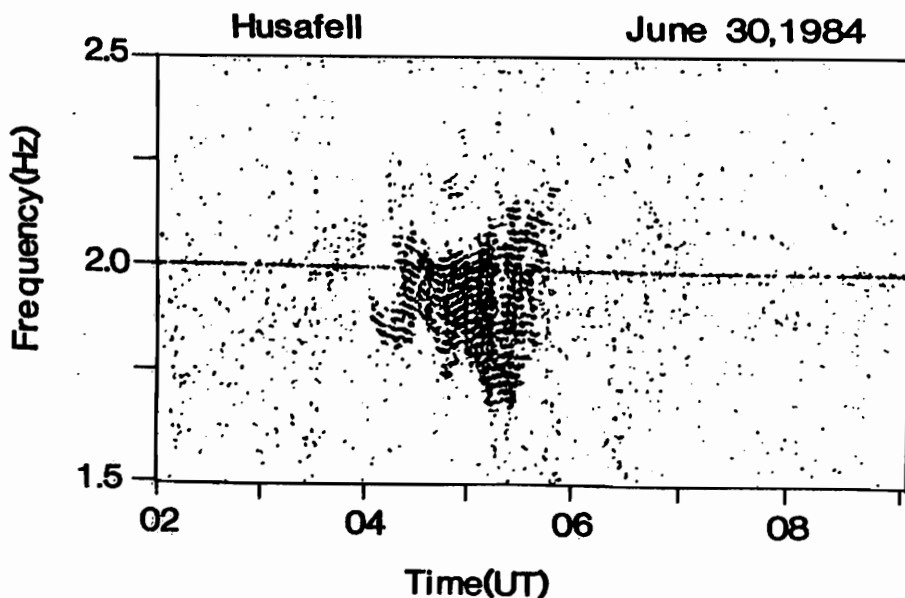
図 1 Frobisher Bay における波形出力と H 成分のダイナミクススペクトル例

## Fingerprint 型 Pcl 脈動

佐藤夏雄 ( 極地研 )、城倉義彦 ( 電通大 )、平澤威男 ( 極地研 )、共役点観測グループ

高速・高分解能 FFT スペクトル解析装置を用いて、Pcl 波動を解析したところ、図 1 に示すような指紋状 ( fingerprint ) Pcl 脈動が f-t スペクトル上で見つかった。Syowa 基地とその共役点のアイスランド Husafell における 1984 年 1 年間分データを解析することにより、以下の特徴が明らかになった。

1. このエミッションは f-t スペクトル上で、数多くの狭帯域 (  $\sim 10\text{MHz}$  ) 線状スペクトルから構成されている。線状スペクトル本数は 25 本以上に達することもある。隣接する線状スペクトルの周波数差は  $\sim 15 - 50\text{MHz}$  である。これらの線状スペクトルの周波数は一般に時間とともに変化し、f-t スペクトル上で rising-tone, falling-tone, wavy-tone の形をしている。
2. 共役点で十分な強度で観測された場合、発生時刻、周波数等の微細構造は共役点で同じである。
3. 共役点データを用いて統計的に解析すると、非共役性現象に関しては、冬半球側の観測点で発生頻度が大きい。また、春・秋分時に共役性のある現象が多く観測される。
4. 中心周波数に関して、共役性現象は  $1.5 - 1.75\text{Hz}$  であるが、Husafell のみで観測される現象は  $1.75 - 2.0\text{Hz}$  と少し高周波数になっている。
5. 発生時刻 ( MLT ) 依存性に関して、共役性現象は朝と夜間で、Husafell のみの非共役性現象は早朝で主に観測される。



共役点で観測された Polar Chorus 放射の  
強度分布と発生頻度の Kp 依存性

鈴木博之<sup>\*</sup> 佐藤夏雄<sup>\*\*</sup> 渋谷仙吉<sup>\*</sup> 前沢 潔<sup>\*</sup> 共役点観測グループ  
(<sup>\*</sup> 山形大学理学部 <sup>\*\*</sup> 国立極地研究所)

1 はじめに

Polar Chorus 放射の出現には、顕著な日変化、季節変化（下図）があることが知られている。それらの日変化、季節変化はどのような強度分布のもとに起こり、また、それらの変化に地磁気活動度はどのような影響を与えているのかに注目し、共役点において観測されたデータを用いて統計的に解析を行った。

2 解析方法

今回解析に用いたデータは、南極昭和基地（SY）とその地磁気共役点のアイスランドの Husafell（HL）において観測された、それぞれ 1984 年 1 月から 1986 年 1 月までと、1984 年 8 月から 1986 年 8 月までのそれぞれ 25 ヶ月分の 750Hz 帯のデータである。これらのデータを用いて強度分布の日変化、季節変化、また、出現頻度の日変化、季節変化の地磁気活動度（Kp-index）への依存性について統計的に解析を行った。また、電離層による電波の吸収の効果を見るため CNA（銀河雑音吸収）と 750Hz 帯の比較を行った。

3 解析結果

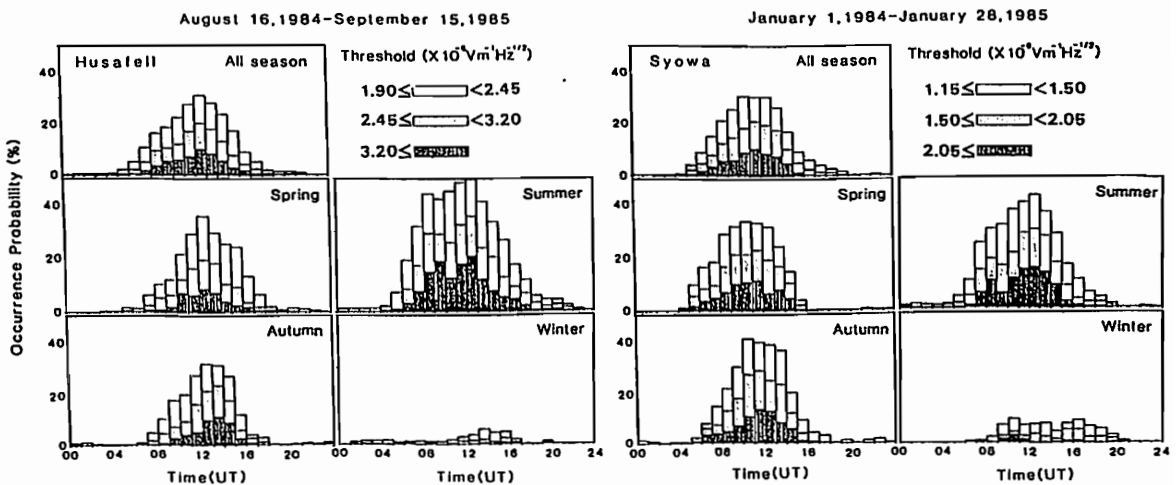
解析の結果以下の事が明らかになった。

- 1) Polar Chorus 放射の主に出現する 10-14 UT の平均強度の冬に対する春夏秋の強度比は両半球においてほぼ 1.7 : 2.1 : 1.8 となりまた HL の強度は常に SY の強度の約 1.6 倍の強さである。
- 2) 放射の出現は両半球とも主に Kp が 1 ~ 3 の比較的地的磁気活動度の静かな時に起こる。また、午前側と午後側を較べると、両半球とも午前側では多少地磁気の荒れた時、午後側では比較的静かな時に放射は発生する。
- 3) CNA と Polar Chorus の共役点同時観測データを比較してみると、電離層下部による電波の吸収効果は、Polar Chorus の日変化、季節変化にあまり影響を与えていない。

4 結果の考察

Polar Chorus の日変化、季節変化を説明するのに次のような可能性が考えられる。

- 1) 発生領域付近の ambient プラズマ密度の季節変化、2) 地磁気活動の季節変化、3) 電離層による電波吸収の季節変化、4) ダクト発生の季節変化、5) 磁気圏から電離層上部への電波伝搬の季節変化。これらの可能性について共役点データの解析結果をもとに考察を行う。



HL の Polar Chorus の発生頻度

SY の Polar Chorus の発生頻度

## 昭和基地・アイスランドにおけるVLF放射の活動と電力線放射の関連

木村 馨根 樋口 浩司 松尾 敏郎 佐藤 夏雄 山岸 久雄  
(京大工) (極地研)

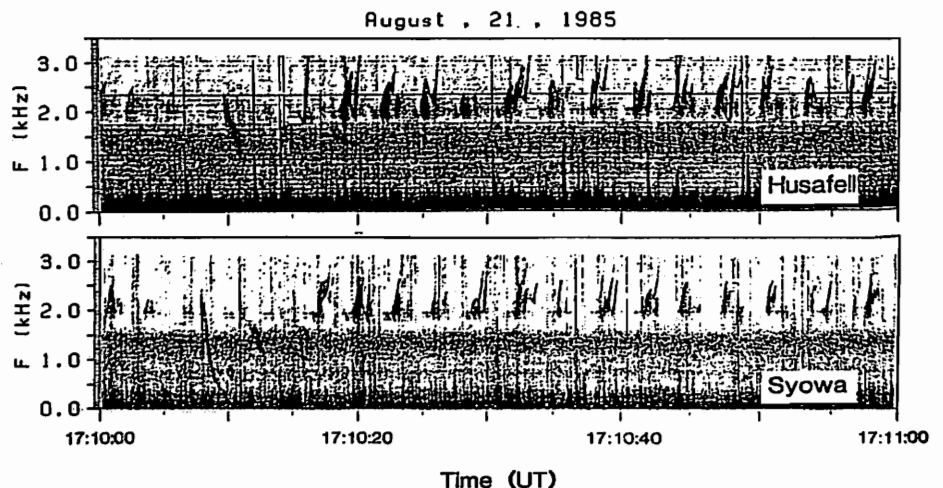
Park and Miller(1979)はSipleにおけるVLF放射の曜日依存性を示したが、その後我々は昭和基地のマルチチャンネルVLFのデジタルデータの2.5年分(1981.7~1983.12)を用い、同様な統計を0.75, 1.2, 2.0kHzに付いて行ったが、曜日依存性はみられなかった(Higuchi et al. 1986)。一方1983、4年から、アイスランドの3地点(Husafell, Isafjordur, Tjornes)での共役点観測が始まったので、1984年9月~1985年5月の比較的短期間ではあるが、この期間この3地点におけるデジタルデータを用いて、同様な統計を取った。この結果、3地点とも、VLF放射の活動に付いて、曜日依存性はみられなかった(Kimura et al., 1986)。ただここで、Tjornesの1.2kHzについては、この付近に強い人工雑音があり、これが週末には止まるため、統計的にも明瞭な週末の信号強度減少がみられたが、これはある意味では、工業地帯や、電流の大きい送電線付近では、power line harmonic radiationの源となりうるので、この様な傾向が出るのは、Park and Millerの観測結果と照らしても矛盾はないであろう。しかし、この源としての強度は、アイスランドでは余り強くない(工業地帯でない)ため磁気圏内でのVLF放射のトリガーとなるほど強いものではないと推論出来る。

一方、1985年8月21日1650~1730UT頃にアイスランド3点と昭和基地、及びみずほ基地の総てにおいてエコー性のライザー放射が観測されたが、ワイドバンドスペクトルで見るとこれが2kHz付近の50Hzの高調波であるline emissionsからトリガーされている様に見える。第1図はHusafellと昭和基地のスペクトルの比較を示す。このイベントではホイッスラエコーも全ての地点で受信されているのでダクト伝搬であることは明かであり、また伝搬時間からプラズマの情報も得られる。本報告では、この関係を詳細に調べ、アイスランド-昭和基地の子午面でも例外的にpower line harmonic radiationの影響があるものと考えたい。

終りにこれらのデータ取得について、共役点観測プロジェクトのメンバーの方々、および第26次越冬隊の方々に厚く謝意を表す。

(文献)

Higuchi, Kimura, Hashimoto, Sato & Tonogawa, Mem. Natl. Inst. Polar Res. (1986) in press.  
Kimura, Higuchi, Hashimoto, Sato & Matsudo, ibid. contributed (1986).  
Park & Miller, JGR. 84, 943-950 (1979).



第1図 Aug. 21, 1985 昭和基地とHusafellで観測されたVLF放射



## ■ 第II会場

(II-1~II-72)

電磁イオンサイクロトロン波の非線形固有モード：

(I) 流体解析

寺沢敏夫(京大理)・久保匡(宇宙研)

大振幅アルフェン波は天体プラズマの様々な局面で重要な役割を果たしていると考えられる。我々は大振幅アルフェン波の非線形現象(パラメトリック不安定に伴う波の波数スペクトル変化、波とプラズマ間のエネルギー分配等)についての理論解析及び数値シミュレーションによる研究から、逆カスケード過程(長波長へのエネルギー輸送)の存在を証明し、それに伴うイオンの加熱現象について新しい結果を得た(Terasawa et al., JGR 1986, 4月)。その後、対象とするプラズマを2成分系から重イオンを含んだ3成分系に拡張したところ、左偏波のアルフェン波で、重イオンのサイクロトロン周波数より高い周波数の分岐(電磁イオンサイクロトロン波)にたいしては、2成分系の結果の外挿から存在の予想される不安定モードの他に、3成分系特有の不安定モードの存在を見だした(久保ほか、学会講演85秋, 86春)。解析の結果、この新しいモードはパラメトリック不安定性とはカテゴリーが異なり、3成分プラズマ系内のアルフェン波の非線形固有モードと考えるべきであることが明らかとなった。このモードはよく知られている強度一定の円偏波モードとは違って、円偏波ではあるが強度が非線形振動を示す。本講演ではこの固有モードの流体的記述について述べ、kineticな性質については、次の講演で述べる。

プロトン・重イオンの質量比( $M_p/M_i$ )を $\delta$ 、重イオンの電子に対する存在比( $Qn_i/n_e$ )を $\alpha$ とする。ただし $Q$ は重イオンの電荷数である。速度をアルフェン速度、時間をプロトンのサイクロトロン周期で規格化した方程式系(上述のTerasawa et al.の文献参照)は次のように書ける。

$$\frac{\partial \vec{V}_p}{\partial t} + \vec{V}_p \times \frac{\partial \vec{V}_p}{\partial X} = \vec{E} + \vec{V}_p \times \vec{B}, \quad \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + \vec{V}_i \times \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial X} = \delta (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot } \vec{E}, \quad \vec{E} = -[(1-\alpha)\vec{V}_p + \alpha\vec{V}_i] \times \vec{B} + \vec{B} \cdot \nabla \vec{B}$$

ただし平均磁場 $B_0$ ( $\equiv 1$ に規格化)に平行に伝播する非圧縮モード(密度一定 $\equiv 1$ )を考えており、圧力勾配は落ととしている。(これだけで方程式系が閉じるか否かは問題だが、後で正当化される)。 $V_{px}, V_{ix}$ はプロトン全体、重イオン全体が一様に $X$ 方向に運動することを表す。通常の計算では $V_{px}, V_{ix}$ は初めから零としている。その結果は任意の一定振幅を持った円偏波モードであることは周知の通りである。しかし、電磁イオンサイクロトロン波については $\alpha, \delta$ で決まる限界振幅以上でこの円偏波モードは不安定であって、 $V_{px}, V_{ix}$ が零でないモードに移行する。このモードを記述するために次の記法を導入する。

$$\vec{B}_\perp = \frac{1}{\sqrt{2}} [A \vec{e}^{ikx} + A^* \vec{e}^{-ikx}] \quad (\text{磁場の } y, z \text{ 成分}) \quad (1)$$

$$\vec{V}_{j\perp} = \frac{1}{\sqrt{2}} [V_j \vec{e}^{ikx} + V_j^* \vec{e}^{-ikx}] \quad (\text{速度の } y, z \text{ 成分, } j=p \text{ 及び } i) \quad (2)$$

ただし $\vec{e}$ は偏波ベクトル(0, 1, -i)/ $\sqrt{2}$ を表す。すると $V_{px}, V_{ix}, V_p, V_i, A$ に対する方程式として

$$\frac{\partial V_{px}}{\partial t} = \frac{i}{2} \alpha [(V_p - V_i)A^* - (V_p^* - V_i^*)A] = -\frac{\alpha}{\delta(1-\alpha)} \frac{\partial V_{ix}}{\partial t} \quad (3)$$

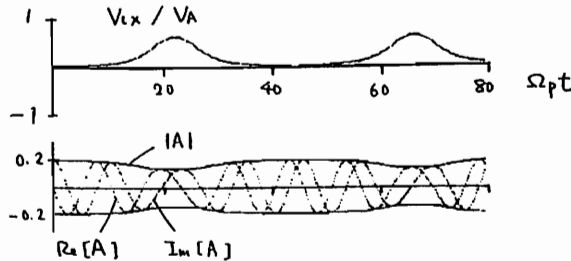
$$\frac{\partial V_p}{\partial t} + ikV_{px} V_p = i\alpha [(V_{px} - V_{ix})A - (V_p - V_i)] + ikA \quad (4)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + ikV_{ix} V_i = i(1-\alpha)\delta [(V_{ix} - V_{px})A - (V_i - V_p)] + ik\delta A \quad (k \text{ は } \Omega_p/V_A \text{ で規格化した波数}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = +ik(1-\alpha)[V_p - V_{px}A] + ik\alpha[V_i - V_{ix}A] + ik^2A \quad (6)$$

(3)-(6)の方程式系は非線形であるので解はユニークではない。 $V_{px} \equiv V_{ix} \equiv 0$ とおけば通常の解が出る。(この場合非線形項は自動的に落ちてしまう)。一方、これらの式を数値的に解いた結果を下図に示す。ここでは初期条件として通常の解から出発し、 $X$ 方向に僅かな摂動を与えてある。図のように $V_{ix}$ と $A$ の絶対値の変動が結合した非線形振動解が得られている。

(パラメータ)  
 $\omega/\Omega_p = 0.6$   
 $\delta = 0.5$  (He<sup>++</sup>イオン)  
 $\alpha = 10\%$   
 波の初期振幅 =  $B_0$ の20%



ここで述べた、新たな非線形モードは太陽風内や惑星間衝撃波に於ける重イオンの選択的加速の問題などに重要な役割を演じていると期待される。更に(3)-(6)の数値解析からアルフェン波の振幅がchaos-likeに変化する場合も見だされており広く非線形物理学一般に対しても重要な寄与が得られるかも知れない(ただしこの最後の点についてはまだ吟味が必要である)。

II-2 電磁イオンサイクロトロン波の  
非線形固有モード  
(II) シミュレーション  
久保 匡(宇宙研)・寺沢 敏夫(京大理)

重イオンを含めた3成分プラズマ系に於ける、Lモードでその周波数が重イオンのサイクロトロン周波数より上の分岐のものである大振幅アルフェン波の非線形固有モードに関して、その流体的記述について前講演(寺沢他)で述べたが、本講演では、シミュレーションによる結果に基づいて、このモードのkineticな性質(およびアルフェン波のパラメトリック不安定性をも含めて)について述べる。本講演で述べるシミュレーションの計算の方法および結果の概略は以下の通りである。

1. 方法

1次元ハイブリッドコード(プロトン・重イオンは粒子、電子は流体として扱う。なお波の進行方向をX軸にとり全ての物理量はこの方向にのみ変化するものとする)を用いる。t=0において、周波数が重イオンのサイクロトロン周波数より高い、左円偏波(Lモード)平行伝播有限振幅アルフェン波、およびそれに加えTHERMAL NOISEを与えておき、以下の時間発展を調べる。なお、境界条件としては、周期的境界条件を採っている。

2. 結果

a) 重イオンは、平均としては波の進行方向(すなわちX軸正の方向)へ加速される。

下に結果を図示したパラメーターのもとでは、おおよそ0.2VAにまで達する。(VAはアルフェン速度)

b) 重イオンは、おおよそ2流体へと分離される。

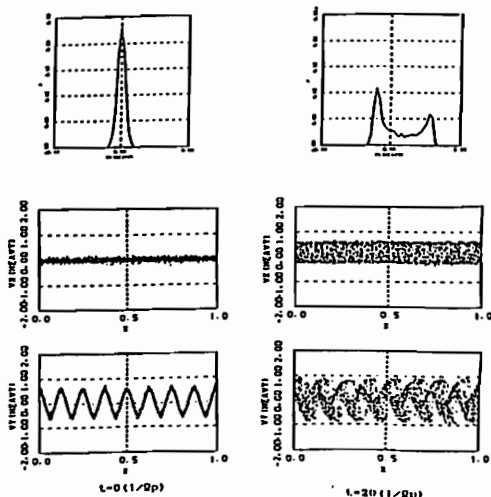
すなわちt=0に於て $V_x > 0$  ( $V_x$ はX軸方向の速度)であった重イオンは正の方向へさらに加速され、逆に $V_x < 0$ であったものは負の方向へ加速されることにより2つにわかれ、それぞれが振動する。このため、前講演で述べたような1流体としての非線形固有振動は見られない。

c) 2成分系では、既にシミュレーションでも証明され(Terasawa et al., JGR '86・4)、3成分系においても線形理論解析で示されていたパラメトリック不安定(変調不安定およびDECAY不安定)がみられる。

なお、下図はa) b)で述べた重イオンの加速、2流体への分離の様子を現したものである。

パラメーターは、  
波の初期振幅: 背景磁場の14%  
波の周波数: プロトンのサイクロトロン周波数の60%  
重イオンの荷電存在比: 6%  
プロトン・重イオンの重量比: 50%

また右の図は  
上段: 重イオンのX軸方向の速度の分布関数  
中段: 重イオンのX-Vx粒子分布  
下段: 重イオンのX-Vy粒子分布  
をそれぞれ表している。



## II-3 プラズマ・X-レーザー効果による粒子加速のメカニズム

菊部 充 浩  
九大教養

天体プラズマに於ける粒子加速の機構を解明する前に現在までに(年代順)

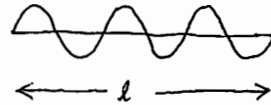
- 1) ベータートロン加速  
W. F. G. Swann, Phys. Rev. 43, 217 (1933)
- 2) フェルミ加速  
E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949)
- 3) shock wave による加速  
E. N. Parker, Phys. Rev. 102, 1328 (1958)
- 4) ダブル・レーナーによる加速  
L. P. Block, Cosmic. Electro. 3, 349 (1972)
- 5) 統計加速 (準線形理論)  
J. R. Jokipii, Phys. Rev. Lett. 26, 666 (1971)
- 6)  $V_p \times B_0$  加速  
R. S. Sagdeev and Shapiro, JETP Lett. 12, 279 (1973);  
R. Sugichara and Y. Mizuno, J. Phys. Soc. Japan 42, 1290 (1979)
- 7) ビート波加速  
T. Tajima and J. Dawson, Phys. Rev. Lett. (1974)
- 8) プラズマ・X-レーザー効果による加速  
M. Nambu and P. K. Shukla, Phys. Rev. 20A, 2498 (1979)

等があげられる。ここでは 8) の場合の粒子加速のメカニズムが調べられた。

プラズマ・X-レーザー効果とは共鳴場(例えばイオン音波)が存在しているプラズマに非共鳴場をかけた場合(例えばラングミュア波), 非共鳴場も粒子加速に関与できる process である。メカニズムの説明には Vlasov 方程式を用いない方法も採用する。[Space Sci. Rev., 発表予定]

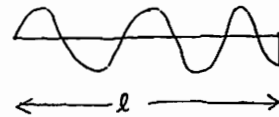
非共鳴場(振動数  $\Omega$ , 波数  $k$ ) のみが存在する場合, 粒子の感じる振動数は  $\Omega^* = \Omega - kv$  である。ここで粒子の速度もひとす。明らかに周期  $2\pi/\Omega^*$  で平均すると粒子は非共鳴場からエネルギーを得る事はない。つまり非共鳴場が単独に存在する場合には粒子加速はおこらない。

しかし, 非共鳴場に加えて共鳴場が存在するとはどうであろうか。この時には注意深い考察が必要である。例えば共鳴場の空間スケール ( $l$ ) が非共鳴場のスケールの整数倍であったとする。



共鳴場がなければ左図の如く  $2\pi/\Omega^*$  で平均すると粒子加速は

発生しない。ところが共鳴場があると粒子加速の前ひが増加し,  $\Omega^*$  は減少する ( $k > 0$  とする) のでスケール  $l$  が非共鳴場の整数倍から



ずれる。この為粒子の得るエネルギーは

$\Delta E = q E_0 l (1 - \alpha E)$  となる。ここで  $E_0$  と  $E$  は天々共鳴場, 非共鳴場の電場を示し,  $\alpha > 0$  は数係数であり, その詳細は Vlasov 方程式で決定される。現実には共鳴場は加速域, 減速域が random に存在し, 1) のゆる統計加速の概念が用いられ, その結果 加速率として

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} = \frac{q^2 l}{m v_0} (2 + \alpha^2 E^2) \langle E_0^2 \rangle$$

となる。ここで  $v_0$  は粒子の初速度  $\langle E_0^2 \rangle$  は平均される加速場(共鳴場)の二乗である。上式の 2 項目がプラズマ・X-レーザー効果による粒子加速を示している。

乱れた電場によるプラズマ中の運動量輸送

中村匡 山本隆 玉尾孜 (東大理)

この論文は、1次元電子プラズマ系で、両端から速度 \$V\_d\$ の冷たいビームを注入したときの熱化の様子を、粒子数値実験と理論計算から検討した。実験では、イオンは無限に重く、電子は有限な質量を持つ。メッシュ数は \$64 \times 64\$、粒子数は \$2000 \times 2000\$、\$V\_d = 8.0 \omega\_p \Delta x\$ で実験開始から \$150 / \omega\_p\$ まで定常状態に達したと思われるときの \$x-v\$ 位相空間での粒子分布のプロットを示す。

ここで以下の3つの仮定をする。

- 1) 時間が充分たればこの系は (プラズマ振動周期より大きい) 定常状態に達する。
- 2) その定常状態においてある時刻に境界から系を注入された粒子は Stochastic な運動をし、それが時刻 \$t\$ に \$x, v\$ にある確率は \$P(x, v, t)\$ という確率分布関数で与えられる。
- 3) 1粒子の存在確率分布 \$P\$ に従って粒子群間数 \$f\$ がえられる確率を \$\text{Prob}(f; P)\$ であらわすと 1) 仮定した定常状態はこれに最大にする \$f'\$、つまり

$$\text{Prob}(f'; P) = \text{Max} \{ \text{Prob}(f; P) \}$$

となるような \$f'\$ と一致する。但し \$f\$ は束縛条件として、粒子数、運動量、エネルギーを保存しなければならない。

以上の仮定から \$f'\$ をもとめるのであるが \$\text{Prob}(f; P)\$ は直接には扱いにくいので、かわりにその対数 \$\log \{ \text{Prob}(f; P) \}\$ を考えると、

$$\log \{ \text{Prob}(f; P) \} = \int f \log (f/p) \, dv \, dx \, dt$$

となる。あとは古典的なボルツマンの方法にしたがって、これをラグランジェの未定係数法を使って最大点を求める。結果は、

$$f = \int_0^{\infty} P \exp(\alpha + \beta v^2 + \gamma v) \, dt$$

となる。ただし \$\alpha, \beta, \gamma\$ は未定係数である。簡単な一例として粒子に働く電場を

$$\langle E(t+s) E(t) \rangle = D \delta(s)$$

というガウス過程で近似すると、(これはかなりあらい近似である) 境界を離れてから時間 \$t\$ たったのちの粒子群の速度分布は

$$\exp [ - (A + \beta)(v - \kappa V_d)^2 ]$$

$$\left( \text{但し、 } A = 1 / D t, \kappa = A / (A + \beta) \right)$$

に比例する。ここに \$V\_d\$ は粒子の初速度なので、粒子群の平均速度は、\$\kappa = A / (A + \beta)\$ 倍だけ減速されていることが分かる。

この理論を検証するための計算機実験の結果が図-1である。計算機実験では系の長さが有限なのでこの結果との直接の比較は難しいが、\$V\_d = 4.0 (\omega\_p \Delta x)\$ に対して理論値は 2.90 実験値は 3.44 となっている。講演ではさらに詳しい理論と実験の比較をおこない、1) - 3) の仮定の正当性や理論の問題点などについて述べる。

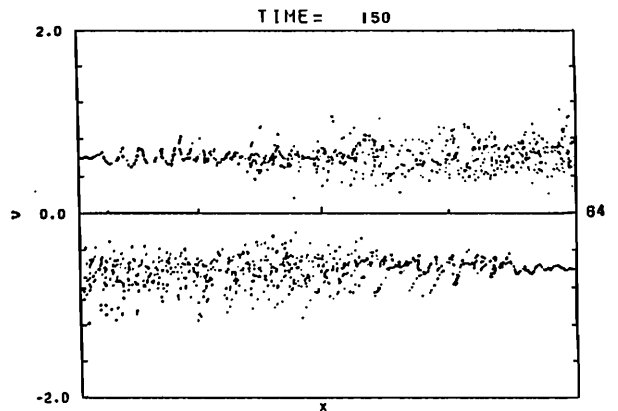


図-1 1次元電子プラズマ系で両端から速度 \$V\_d\$ の冷たいビームを注入しつつけたときの熱化の様子を粒子数値実験。イオンは無限に重く、電子は有限な質量を持つ。メッシュ数は \$64 \times 64\$、粒子数は \$2000 \times 2000\$、\$V\_d = 8.0 \omega\_p \Delta x\$ で実験開始から \$150 / \omega\_p\$ まで定常状態に達したと思われるときの \$x-v\$ 位相空間での粒子分布のプロット。

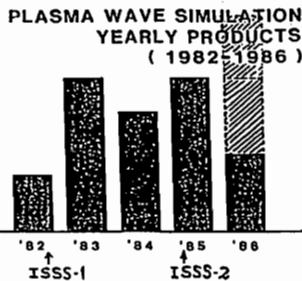
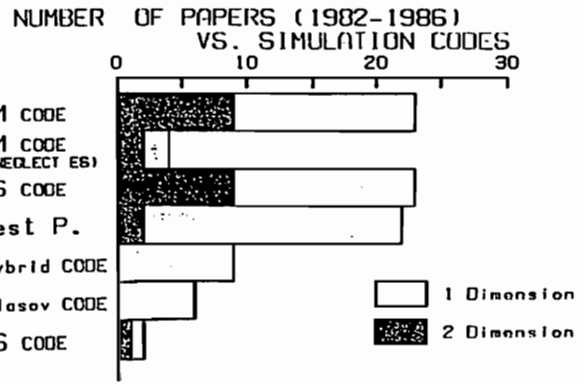
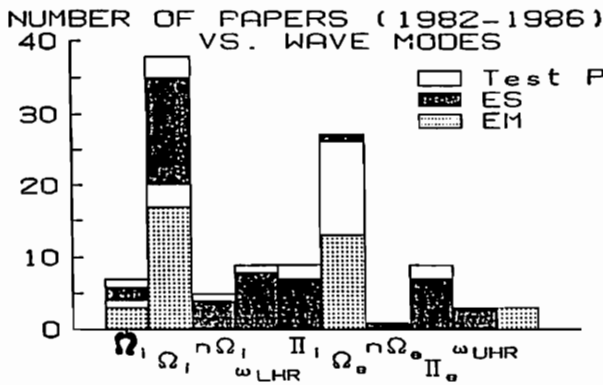
磁気圏プラズマ波動に関する粒子コード  
 計算機シミュレーション研究の最近の動向  
 レビュー (1982-1986)

松本 紘 (京大超高層)

§1 要旨 1982年から1986年までの5年間に行われた磁気圏及び磁気圏周辺の領域におけるプラズマ波動の計算機シミュレーションによる研究のレビューを行った。このレビューは本年7月フランスで開催されたCOSPAR/STPシンポジウムで講演したものである。約80編の論文を、1)対象領域、2)波動モード、3)シミュレーション・コード、4)物理過程、5)地域、年別著者 に従って分類してみた。今後のこの方面の研究に役立てば幸いである。学会当日には Bibliography および summary chart も用意する予定である。また将来の方向についても、簡単な検討を行いたい。

§2 各論 紙面の都合上、上記5つの基準による論文の分類を図で下に示す。

§3 展望 今後、三つの課題が重要となるものと思われる。一つは、同じ現象に対し行われた複数のシミュレーションを比較し、幾つかの融合過程を定量的に調べること、第二は周期境界モデルを自由境界モデルに改良し、シミュレーションの応用範囲を広げること、三番目はシミュレーションから新しい物理過程を引き出すこと、であろう。講演時に議論したい。

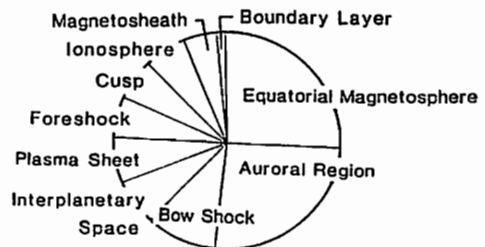


Number of Papers on Plasma Wave Simulation (1982~1986)



CLASSIFICATION BY CAUSE & EFFECT

Effect \ Cause	PARTICLE (Electron / Ion)				WAVE					Total	
	Acceleration		Heating		P.A.S.	Trap.	Gene.	Damp.	Prop.		
	//	⊥	//	⊥							
E.Beam	3	1	1	1		5	1	13		1	20
E.Aniso.								5			5
I.Beam	2	1	4	2	1	6		2	11		20
I.Aniso.				1	3		4	2			5
Wave	3	1	6	1	6	11	5	6	9	2	29
DC E <sub>0</sub>	2	2	1	2	3	2				1	2
Rev. B <sub>0</sub>	2	2	1	2	3	2					8
Total	8		7		11	0	14	36	2	3	80



宇宙プラズマ中における電子ビーム伝搬に関する  
 計算機シミュレーション  
 —— ダブルレイヤー か トリプルレイヤー か? ——

稲垣 恵三  
 (京大超高层)

松本 紘  
 (京大超高层)

大村 善治  
 (京大工)

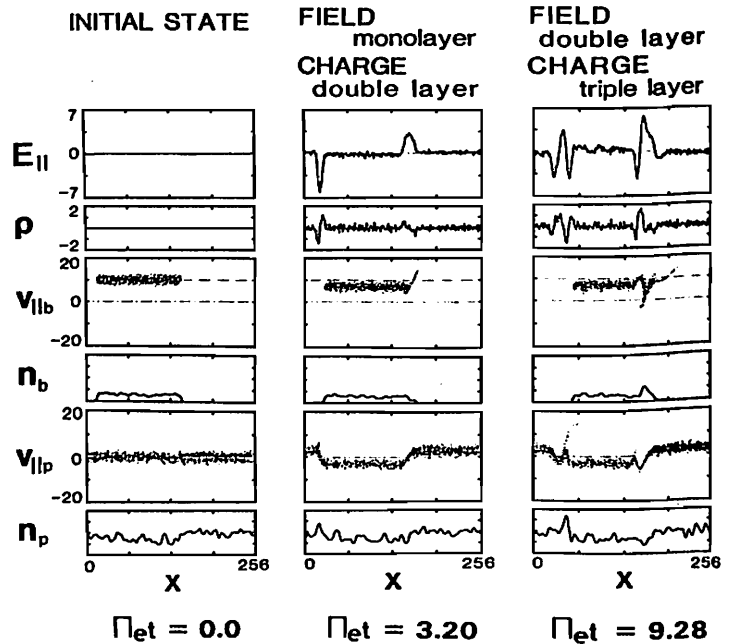
宇宙プラズマ中の非線形波動粒子相互作用を研究するためロケットや衛星を用いた能動実験が行なわれている。中でも高エネルギー大電流の電子ビーム放出実験を行なったARAKS1),2)やECHO3)等の実験では予期せぬ現象や相矛盾する結果が得られ、今なお解明されていない。ARAKS実験では電子ビームの伝搬時間が異常に長いことや、それにもかかわらず到達した電子のエネルギーが初期値とほぼ同じであるという結果が得られており、Lyatskiy4)、Maltsev5)らによって理論的な解析が試みられている。一方、ECHO実験では電子ビームはその初速度で伝搬し、伝搬時間の遅れ等は観測されていない。更にSEPA C実験6)では初期エネルギー以上に加速された粒子の生成が報告されている。

我々の研究室ではこの電子ビームの問題に関して電磁粒子コード(KEMPO)を用いて1次元7)、2次元8)、9)、10)シミュレーションを行ない研究を進めてきた。その結果、先頭の一部粒子は加速されるが電子ビーム全体としては減速されるということが明らかになった。本研究では、ビーム長、ビーム電子と背景電子の密度比、ビームドリフト速度と熱速度の比を変えた数多くの1次元シミュレーションを行ない、電子ビーム伝搬のパラメータ依存性とその物理機構について調べた。ビームの減速は表面的にはLyatskiyらの理論と比較的よい一致が見られた。しかし、ビーム先頭における減速の物理機構は彼らの考えていたものとは異なり、ダブルレイヤーではなくトリプルレイヤー(電荷三重層)が本質的な役割を果たしていることが明らかになった。講演ではその形成と安定性及びビーム不安定性との関係について議論する。また一例を取り上げて2次元シミュレーションを行ない、1次元シミュレーションで得られた結果と比較する。図はシミュレーション初期におけるトリプルレイヤーの形成過程を表している。

更に実際の実験では電子ビーム放出による衛星本体のポテンシャル変動もビームの放出及び伝搬に本質的な影響を与えると考えられるので、次のステップとしてシミュレーション空間に内部境界を持ち込んだシミュレーションを行なう際の技術的、物理的な諸問題点についても考察を加える。

参考文献

1. Yu. F. Zarnitskiy, A. Kh. Pyatsi and Yu. I. Sverdrov., Apatity, 1978, 89.
2. F. Cambou, J. Lavergnat, V. V. Migulin, et al., Nature, 1978, 271, 23.
3. J. R. Winckler, R. L. Arnoldy, C. Pollock, J. Geophys. Res., 1985, 90, 519-521.
4. V. B. Lyatskiy, Geomagn. Aeron., 1981, 21, 378.
5. Yu. P. Maltsev, Geomagn. Aeron., 1982, 22, 14.
6. T. Obayashi, N. Kawasaki, S. Sasaki, M. Yanagisawa, K. Kuriki, M. Nagatomo, K. Ninomiya, W. T. Robbers, W. V. Taylor, P. R. Williamson, P. Banks, D. L. Reasoner and J. L. Bunch, Earth-orient. Applic. Space Technol., 1985, 5, 37-45.
7. H. Matsumoto and K. Fukuchi, G.R.L., 1985, 12, 61.
8. Y. Omura and H. Matsumoto, Radio Sci., 1984, 20, 496-502.
9. H. Matsumoto, N. Komori, M. Ashour-Abdalla and D. Donatelli, submitted to J. Geophys. Res., 1986.
10. N. Komori, Master thesis, Dept of Electronics, Kyoto Univ., 1986.



## 自由境界粒子コードによる飛翔体wakeの 計算機シミュレーション

田中 剛彦,                      松本 祐,                      大村 善治  
(京大・超高層)                      (京大・超高層)                      (京大・工)

宇宙プラズマ中を人工衛星などの飛翔体が飛行する際に、プラズマの流れを遮ることによりwakeを形成することが予想され、その周辺の電磁環境を乱している恐れがある。このようなwake形成に内在するミクロな波動-粒子相互作用の過程を調べるために、粒子コードを用いて計算機シミュレーションを行う。このため境界条件を、今まで用いられてきた周期境界から自由境界に変更する必要が生じ、現在までにほぼその完成を見た。

自由境界化のため、周期境界の2(1/2)次元電磁粒子コード(KEMPO)の、電磁波に対する境界条件とPoisson方程式の解法<sup>(1)(2)</sup>とを、改良する必要があった。

特に、電磁波に対する境界条件としては主に、

(1) 外挿により境界での値を推定する方法<sup>(2)(3)</sup>

(2) 減衰領域を設けて波を吸収させる方法<sup>(2)(4)</sup>

があるが、検討の結果、余分なメモリが必要である欠点があるものの、その柔軟性から減衰領域を設ける方法を用いることにした。波を減衰させる方法としては、比較的簡単なMasking法<sup>(4)</sup>を用いた。図1に、自由境界モデルを用いた単色波の伝搬テスト結果の一例を示す。この方法で、減衰領域に比べて波長の短い波は、十分な吸収が得られた。

図2に、飛翔体wakeのシミュレーションのモデルを示す。二次元のシステムでx方向に自由境界、y方向に周期境界とする。x方向にプラズマを流し、物理領域の左端に導体壁を設け一部プラズマ流を遮る。

講演では、自由境界化コード及びシミュレーションのモデルを説明し、その結果を紹介する。

### 参考文献

- (1) Buneman, O., J. Comput. Phys. **12**, 124, 1973.
- (2) Birdsall, C. K., and A. B. Langdon, Plasma Physics Via Computer Simulation, McGraw-Hill, N.Y.
- (3) Orlanski, I., J. Comput. Phys. **18**, 215, 1976.
- (4) Tajima, T., and Y. C. Lee, J. Comput. Phys. **42**, 406, 1981.

図1 自由境界モデルによる伝搬テスト

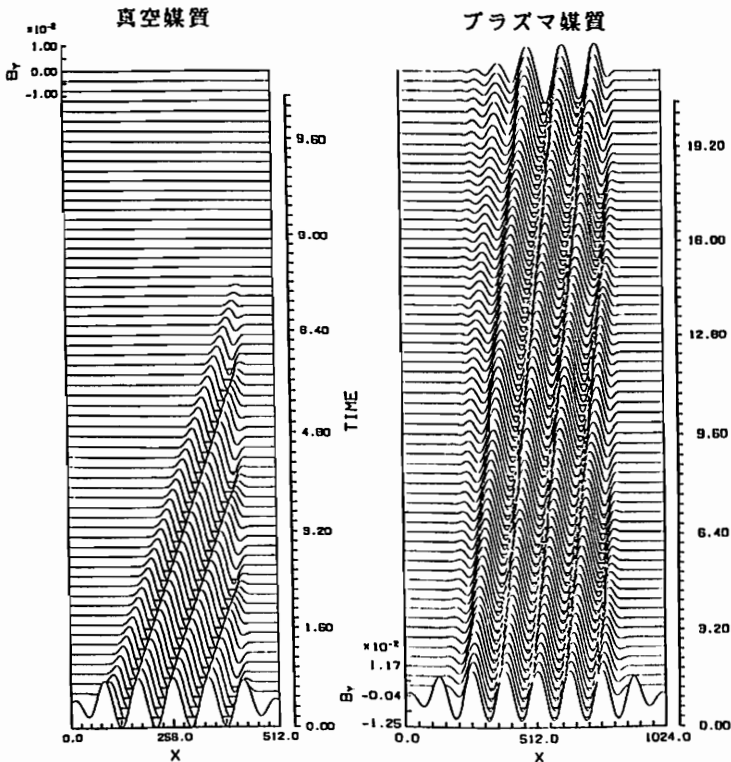
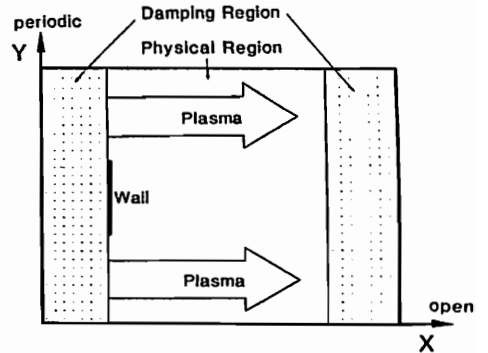


図2 wakeシミュレーションモデル





静電波とホイッスラー波の不安定性の競合関係

大村 善治  
(京大工)

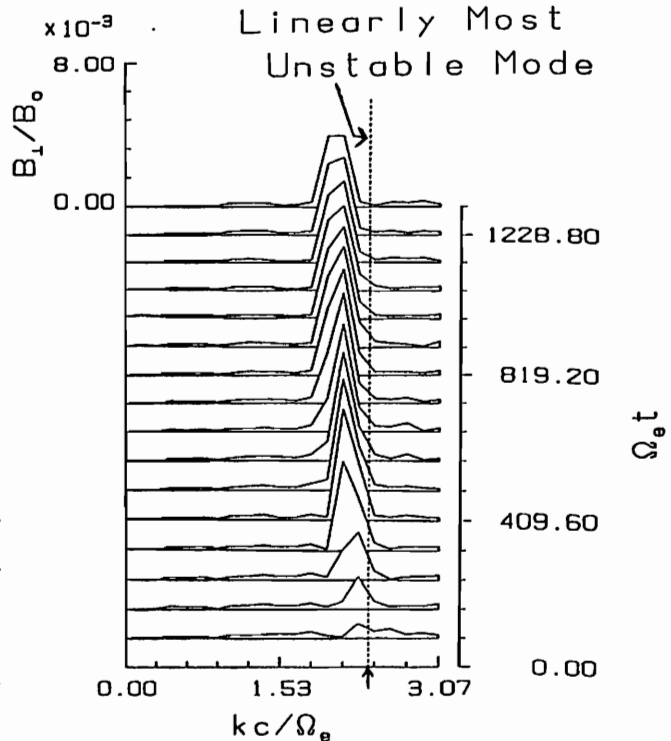
松本 紘  
(京大超高層)

ホイッスラー波不安定性の数多くの従来の理論及び計算機シミュレーションにおいては、平行伝搬するホイッスラー波と静電波とは、線形理論の範囲で独立であるという事から、静電波の影響は無視されてきた。我々は、静電波も扱うことの出来る電磁波コード(KEMPO)を用いて、電子ビームによるホイッスラー波励起の計算機シミュレーションを行い、予想外に強い静電波の励起によりホイッスラー波不安定性が、抑圧されることを報告した。(59年秋、60年秋、大村・松本)これは、静電波の線形成長率の方が大きく、静電波による非線形トラッピングにより、電子ビームが速度空間で拡散される為、ホイッスラー波の線形成長率が大幅に減少するためである。

シミュレーションにおける電子ビームの初期速度分布関数は、 $V_{\parallel}$ についてはドリフト速度を持ったデルタ関数で、 $V_{\perp}$ についてはビッチ角 $60^{\circ}$ にピークを持つロスコーン分布であり、非常に大きな温度異方性を有している。大きな温度異方性があればホイッスラー波は、不安定になるはずであるが、以前に、報告したシミュレーションでは、静電波による $V_{\parallel}$ 方向の拡散により、この温度異方性は少し弱められたものの、かなり大きな異方性が残されたまま、ホイッスラー波の成長はみられなかった。これは、ホイッスラーモードが不安定となる領域の波数 $k$ が非常に離散的で(mode=1,2,3,4,5,6...の内、mode=4が不安定)あったことに起因している。即ち静電波による電子ビームの拡散によって、不安定なホイッスラー波の $k$ スペクトルが移行したが(mode=3と4の間)、そこにシミュレーション空間で許された波数 $k$ が存在しなかったためである。このような $k$ スペクトルが非常に離散的なモデルは、隣接する $k$ スペクトルへエネルギーが流れるような物理過程を扱うには不適當であるといえる。

そこで、シミュレーションの領域を拡大して波数 $k$ の分解能を上げ、同時に物理的な実行時間を延長して、小さな成長率のモードの時間発展も見れるような大規模なシミュレーションを行った。その結果、静電波不安定性が飽和した非線形段階においてホイッスラー波が、線形理論では安定な波数 $k$ の小さな領域で成長し、電子ビームの $V_{\perp}$ がサイクロトロン共鳴により拡散をうけることが確認出来た。

したがって、静電波による電子ビームの相互作用による $V_{\parallel}$ 速度分布の拡散により、線形理論で予測される $k$ スペクトルにおけるホイッスラー波のビーム不安定性は抑圧されるが、線形理論では安定な波数 $k$ の小さな領域においてホイッスラー波が成長するということが結論出来る。右図に、ホイッスラー波の $k$ スペクトルの時間発展を示す。



斜め伝搬ホイッスラー波-粒子相互作用の  
計算機シミュレーション

田中 寛                      大村 善治                      松本 紘  
(京大・超高層)                      (京大・工)                      (京大・超高層)

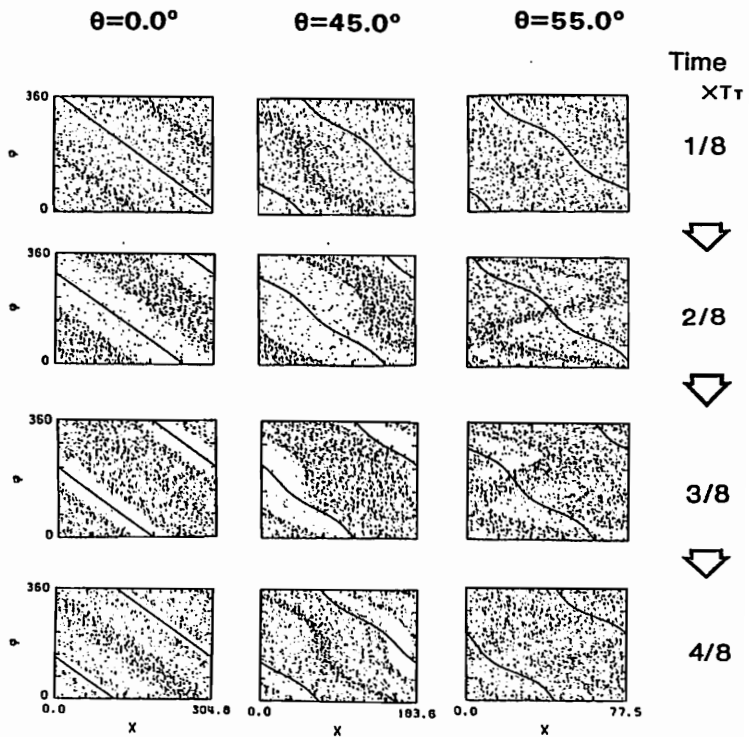
VLFトリガード放射の発生機構として、ホイッスラー波と磁気圏内の高エネルギー粒子とのサイクロトロン相互作用が重要であると考えられている。しかし、斜め伝搬ホイッスラー波の場合を考えると、サイクロトロン相互作用だけではなく、外部磁場に平行な電場が存在するため、ランダウ相互作用も考慮する必要がある。過去の斜め伝搬ホイッスラー波の研究としては、Kumagai他(1980)の非線形ランダウ相互作用の計算機シミュレーション、Inan他(1982), Tkalcevic他(1984)のランダウ相互作用のテスト粒子シミュレーション、Bell他(1984)のサイクロトロン相互作用の解析理論研究がある。そこで、本研究では計算機シミュレーションの手法を用いて、ランダウ相互作用とサイクロトロン相互作用の両者を含む非線形相互作用の定量的解析を行なう。

まず、サイクロトロン共鳴粒子のテスト粒子シミュレーションを行なった。波の伝搬角を $\theta$ 、粒子の速度ベクトルの外部磁場に垂直な成分を $v_{\perp}$ 、波の磁場ベクトルの外部磁場に垂直な成分を $B_{\perp}$ とし、 $v_{\perp}$ と $B_{\perp}$ とのなす角を $\zeta$ とする。前回の講演では、 $\theta$ がある程度大きくなると、 $\zeta=0^{\circ}$ を中心に捕獲されるようになる異常位相トラッピング(APT)が起こり、これは高ビッチ角の粒子に対して起こりやすくなることや、また位相バンチングの基本性質について述べた。下図にその後得られた1次元テスト粒子シミュレーションの結果を示す。縦軸にサイクロトロン共鳴粒子群の $v_{\perp}$ の位相 $\phi$ 、横軸にシステムxをとり、位相バンチングの空間プロファイルがどういう時間発展をするかを示したものである。実線は $B_{\perp}$ の位相を表す。 $\theta=55^{\circ}$ の場合はAPTが起こりうるような高ビッチ角の粒子ばかりを集めてみた。 $\theta=0^{\circ}$ と比較して、 $45^{\circ}$ の場合は位相バンチング即ち共鳴電流が場所xの関数であることが判る。 $\theta=55^{\circ}$ ではさらに異なった様子を示している。

そしてつぎのステップとして、共鳴電流による電流帰還が波にどう影響するか、また電荷収束による電荷帰還の影響はどうかを調べるために、フルシミュレーションを行なった。今回はこの結果を交じえながら、サイクロトロン共鳴電子ビームの現象整理し、サイクロトロン・ランダウ両方の共鳴条件をカバーするような広範囲な速度分布を与えた場合についてサイクロトロン相互作用とランダウ相互作用との競合関係について述べる。

(参考文献)

1. Kumagai, H., K. Hashimoto, I. Kimura, and H. Matsumoto, Phys. Fluids **23**(1), 1980.
2. Bell, T.F., U.S. Inan, and R.A. Helliwell, J.G.R., **88**, 4649, 1981.
3. Inan, U.S., and S. Tkalcevic, J.G.R., **87**, 2363, 1982.
4. Kimura, I., H. Matsumoto, T. Mukai, K. Hashimoto, T. F. Bell, U.S. Inan, R.A. Helliwell, and J.P. Katsufakis, J.G.R **88**, 292, 1983
5. Bell, T.F., J.G.R., **89**, 905, 1984.
6. Tkalcevic, S., U.S. Inan, R.A. Helliwell, J.G.R., **89**, 10, 813, 1984.



日米共同テザーロケット実験における波動励起

佐々木進 小山孝一郎 河島信樹 大林辰蔵 \*平尾邦雄

宇宙研 \*東海大

昨年12月14日午前0時 第4回目の日米共同テザーロケット実験が 米国ニューメキシコ州ホワイトサンズで行なわれた。この実験は導電性のワイヤーをつけたままロケットを親子分離し電子ビーム(最大1kV80mA)を放射するとともに 両ロケット間に高電圧を印加して電離層プラズマの反応を調べようとするものであった。電子ビームの放射 両ロケット間への高電圧の印加により様々なタイプの波動が検出された。

1 電子ビーム放射に伴うプラズマ波またはUHRの励起

電子ビーム電流が10及び40mAの時プラズマ周波数付近のディスクリートな波動(1.9MHz)が励起された。これは親ロケット近傍でのみ観測された。

2 電子ビーム放射にともなうサイクロトロンハーモニクスの励起

電子ビーム電流が10,40,80mAの時サイクロトロン高調波が励起された。これは親子分離後には検出されず バーンシュタインモードと考えられる。

3 電子ビーム放射に伴うブロードバンドエミッションの励起

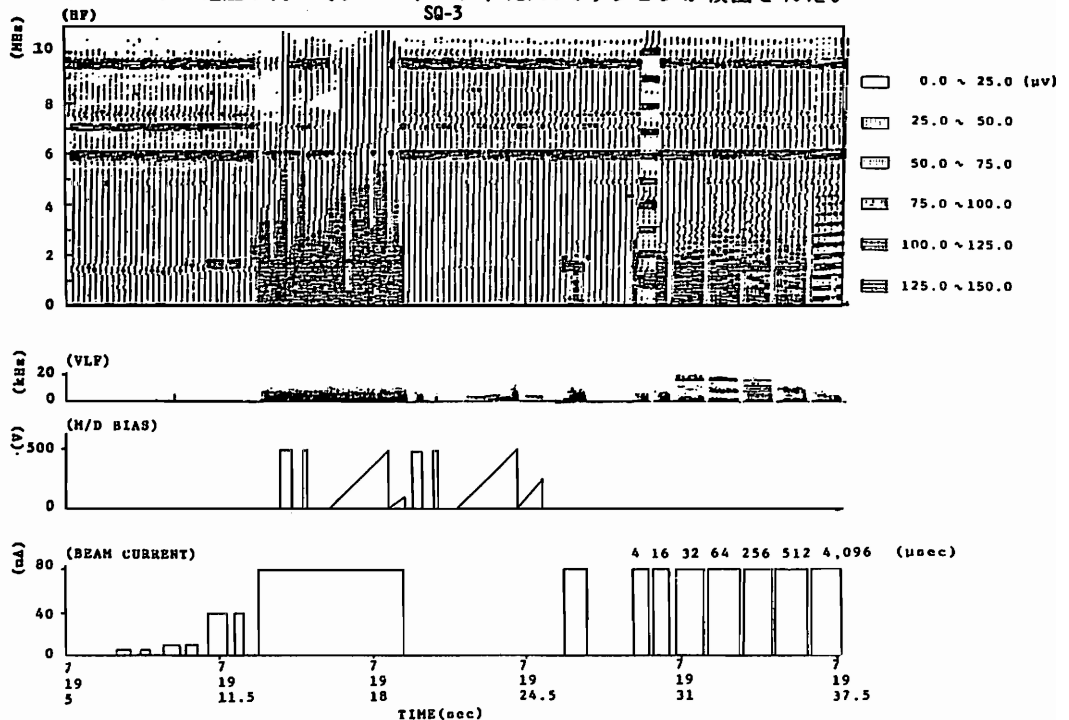
電子ビーム電流が大きい時(80mA)5MHz程度までの広帯域エミッションが観測された。サイクロトロン周波数以下のものは400m程度はなれた場所でも検出された。

4 変調電子ビームによる波動励起

変調電子ビーム(15.6,7.8,3.9,2,1kHz)放射によりビームの変調周波数及びその高調波が励起された。実験の最後でワイヤーが切れた瞬間検出レベルは小さくなった。

5 親子ロケット間への電圧印加による波動励起

両ロケット間に500Vまでの電圧を印加した場合電圧が低い時 3kHz付近にディスクリートエミッションが 電圧が高い時ブロードバンドVLFエミッションが検出された。



小島年春(電通大)、山岸久雄、佐藤夏雄、宮岡 宏(極地研)、小玉正弘(山梨医大)  
山上隆正(宇宙研)、巻田和男(拓殖大)、福西 浩(東北大)、芳野起夫(電通大)

### 1. はじめに

極域で観測されるVLF帯自然電波放射は、オーロラサブストームにより地球磁気圏に流入した高エネルギー粒子との波動-粒子相互作用により発生する。発生した波動は、地上に伝播する途上で空間的に拡散するため、地上でのVLF観測のみでは波動の発生領域を同定することは困難である。これに対し、相互作用の結果として極域電離圏に降下する粒子は、磁力線に沿って降り込む。従って、波動と良い相関を示す降下粒子現象は、波動発生領域の同定に対し有効である。

この観点に立ち、第26次南極観測隊では、大気球によるVLF帯自然電波と、降下粒子より発生する制動輻射X線の同時観測が計画された。

### 2. 観測器構成

搭載した観測器は、降下粒子が極域電離圏に降り込む際に放射する制動輻射X線を測定するX線観測器及びVLF観測器である。用意した5台のX線観測器中2台は、X線センサーを1本持ち、20~150keVのエネルギーレンジを5チャンネルに分割するエネルギー分解能重視の設計となっている。残り3台は、3本のX線センサーを120度の方位角で等間隔に配置することにより、X線の空間分布を観測する設計(エネルギーは20~90keVを3チャンネルに分割)となっている。一方、VLF観測器は、750Hz, 1.2kHz, 8kHzの3チャンネル検波強度の他、200Hz~8kHzまでの広帯域信号を受信する。

### 3. 実験経過

放球は南極上空の成層圏風速が弱い夏期(2月、11~12月)に行われた。また、冬期(7月)北極圏で日本・ノルウェー共同気球実験(AZCO計画)が行われ、これに呼応した放球も当初計画されていた。しかし、この時期は成層圏の風速が強く、観測時間が充分にとれないため放球は断念し、地上データの連続共観測を行い、北半球では夏期のため観測不可能なオーロラのデータ等を取得するにとどめた。

放球は5機とも成功し、放球時のショックでVLF信号ケーブルが切断したB15-1Sと、気球の浮力不足のためX線観測可能な高度まで上昇しなかったB5-27Sの2機を除き、X線とVLFの長時間同時観測に成功した。表1に各気球の飛翔及び観測概要を示す。

### 4. 解析方針

取得データは現在解析中であるが、一部にVLFと良い相関を示すX線現象が確認されている。今後、VLFとの相関が良いX線現象について、高いエネルギー分解能を有するデータからは、VLFとX線の現象の受信時間差や気球の位置等を考慮して、波動発生領域の位置や拡がり、X線のエネルギー依存性等を、また、X線の空間分解能を有するデータからは、波動発生領域の形状や移動の様相を推定することが期待できる。

気球名	B15-1S	B5-27S	B5-28S	B15-2S	B15-3S		
X線センサー数	3本	1本	1本	3本	3本		
放球日(1985年)	2月27日	11月29日	11月30日	12月 3日	12月13日		
放球時刻(UT)	20時17分	05時57分	05時50分	06時51分	21時09分		
シーリング高度	約34km	約24km	約31km	約34km	約34km		
受信終了日	2月28日	11月29日	12月 1日	12月 3日	12月14日		
受信終了時刻	06時30分	15時01分	17時54分	21時02分	11時15分		
受信継続時間	約10時間	約9時間	約36時間	約14時間	約14時間		
現象	X線	オーロラ関連	○	観測不能	?	?	○
	VLF関連	?	○		○	?	
	VLF放射	観測不能	○	○	○	○	

表1. 第26次南極観測隊大気球実験概要一覽

## 南極ロケット S-310JA-11, -12 による磁場変動観測実験 (速報)

福西浩, 遠山文雄, 高橋隆男, 国分征, 藤井良一, 山岸久雄  
(東北大理) (東海大工) (東海大工) (東大理) (極地研) (極地研)

第26次南極観測隊により昭和基地で行った S-310 ロケット 実験において、3成分フラックスゲート型磁力計が搭載され、地球磁場変動の観測が実施された。本観測の目的は、沿磁力線電流及び電離層電流を測定し、これらの電流と、同時観測されたオーロラ粒子・電離層電場及び各種プラズマ波動との関係や地上から観測されるオーロラとの関係を明らかにすることである。更にロケットの姿勢を決定するための姿勢計(GA)としての役割も併せ持っている。

実験は S-310JA-11, -12 を用いて、2回行われ、双方ともノイズの少ない磁場計測に成功した。特に今回の実験では、ロケット本体及び他の計測器からの磁場雑音をせむぐために、ブームを用い、ロケット機軸と垂直方向にセンサーを伸展(ロケット機軸-センサー間距離  $\approx 32.5$  m)した。そのためロケット本体からの磁場干渉は極めて少なくおさえることができた。本磁力計の諸特性を表1に、ロケット本体等からのバイアス磁場を表2に示す。

S-310JA-11 は、1985年5月29日 0059.53 UT (MLT  $\approx$  UT) に打ち上げられた。スピン周期は約1.8秒、コーニングは半角  $11^\circ$ 、周期は340秒以上と良好の姿勢による飛翔であった。地磁気活動度は約30 nT の擾乱が続いていたが、比較的穏健であった。オーロラ活動度は、昭和基地高緯度側にバンド状オーロラが、低緯度側には活発なオーロラの発達が見られた。(フォトメータ  $(4278 \text{ \AA}) \approx 2 \text{ KR}$ )

S-310JA-12 は7月12日 1935.39 UT に打ち上げられた。磁場解析からコーニングは半角  $25^\circ$ 、周期は290秒であった。地磁気活動度は、17 UT 頃より断続的に negative perturbation が起り、飛翔中は約500 nT のサブストームが観測された。オーロラ活動もループ状オーロラの出現が見られ、フォトメータ  $(4278 \text{ \AA})$  は 12 KR 以上のオーロラ強度を記録した。

(表1) 3成分フラックスゲート磁力計の諸特性

計測範囲:	$\pm 60,000 \text{ nT}$
周波数レスポンス:	10 Hz
サンプリング:	50 Hz
ノイズレベル:	5 nT 以下 (各成分)
アナログ出力:	$\pm 60,000 \text{ nT} / 5 \text{ V} = 24,000 \text{ nT/V}$
PCM:	$\pm 60,000 \text{ nT} / 2^{14} = 1.8 \text{ nT/bit}$
ドライバ周波数:	15 kHz

(表2) バイアス磁場 (地上測定値)

S-310JA-11:	$\Delta X = 129 \text{ nT}, \Delta Y = 102 \text{ nT}, \Delta Z = -476 \text{ nT}$
	$\Delta F (\text{トータル}) = 504 \text{ nT}$
S-310JA-12:	$\Delta X = 206 \text{ nT}, \Delta Y = 243 \text{ nT}, \Delta Z = -247 \text{ nT}$
	$\Delta F = 403 \text{ nT}$

議論では、両ロケットの姿勢解析の結果及び電離層電流/沿磁力線電流の同定、他の観測機器の解析結果との比較検討を行う予定である。

江尻全機、平澤威男、小野高幸、山岸久雄、小口 高、小山孝一郎  
 [極地研] [東大理] [宇宙研]

第25次南極観測隊で実施した観測ロケット実験 AURORA I (198404192701 UT)、AURORA II (19840503221410 UT)、AURORA III (19840528231713 UT) は、夫々対応したオーロラの形態 (II: pre-break-up stable arc, I: break-up active aurora arc, III: post-break-up diffuse aurora) によってオーロラ粒子エネルギー分布関数が異なる事、又、オーロラ発光スペクトルの違いについての初期結果を明らかにして来た。今回は、オーロラ粒子の E-t diagram を用いて、三つのオーロラタイプの特徴を示し、それに対応する発光スペクトルを 427.8nm 強度 (PHO: フォトメータータ) と約400~800nm visible の測定強度の比として表現し、粒子と比較する。又、電子密度と電子温度の高度分布の比較を行なう。

(1) Apparent Emission Rate (in Rayleigh) を I で示すと, precipitating monoenergetic electron energy に対して  $\gamma_1=1$  (OI: 5577) / I (4278) 及び  $\gamma_2=1$  (6300-6364 multiplets) / I (4278) は、例えば A. V. Jones によってモデル大気について計算されていて  $\gamma_1(E_1) > \gamma_1(E_2)$ 、 $\gamma_2(E_1) > \gamma_2(E_2)$  for  $E_1 < E_2$  である。上記計算は、monoenergetic particles の場合であるが、今回粒子の E-t diagram を得たので発光スペクトルについても  $\eta=1(4278)/I(\text{visible})$  として  $\eta$ -t diagram を得 比較する ( $\eta \propto \gamma - 1$ )。結果は図1に E-t、図2に  $\eta$ -t を示す。AURORA I、II については inverted-V type の spectrum であるが III は power-law であるので  $\eta$  の値も他と異なっている。

(2) 電子密度・温度分布について、図3、図4に夫々結果を示してあるが AURORA I と II については発光強度が I > II で電子密度も I > II であるが I と III については発光強度は I > III でも電子密度は I ~ III であり、やはり粒子のエネルギー分布関数の違いを反映していると考えられる。温度については高度 180km 以下では顕著な差がなく、180km 以上の高度で I が高くなっている。以前に得られた他のロケット実験の結果でも(例えば S-310JA-6, 7 及び SEC II、CUSP II 等) 電子温度が大きく変化するのは 約150km 以上である。

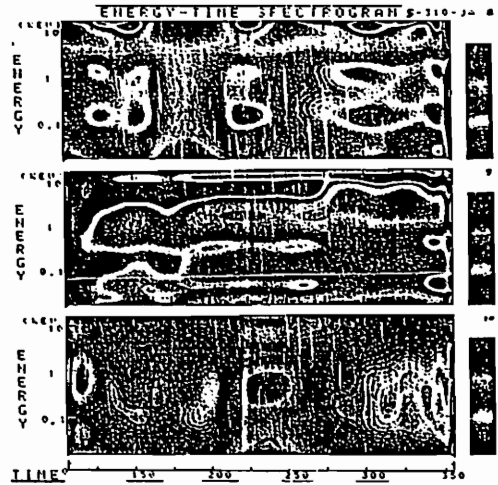


図1. 擬似カラー表示のモノクロコピー

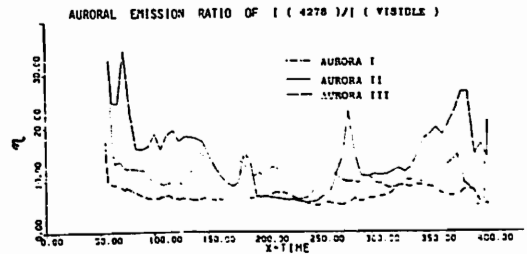


図2.

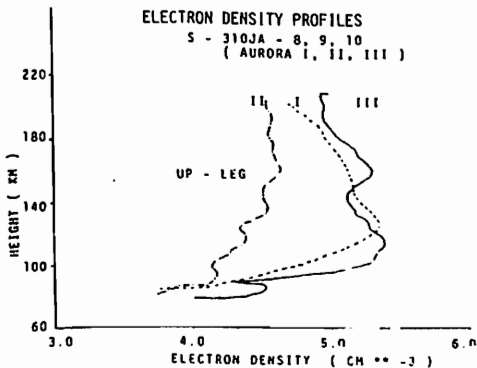


図3.

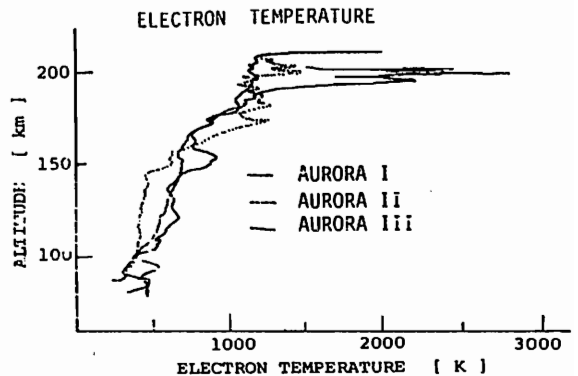


図4.

山岸久雄 (極地研)、福西 浩 (東北大)、26次南極ロケット実験班 (下表)

座 MAP 計画の一環として、26次南極観測隊では25次隊に引き続き、S-310JA型ロケット2機によるオーロラ観測を実施した。25次隊ではオーロラ粒子とオーロラ発光の観測に重点が置かれたが、26次隊ではオーロラ中の波動現象の観測に重点が置かれた。本講演では、実験計画概要、ロケット飛行時のオーロラ活動、飛行結果について述べる。

**実験計画概要** 昭和57年9月~12月、58年9月~10月、実験計画の公募が行われ、59年2月、極地研宙空専門委員会により、表1の観測器構成が決定された。本実験の目的はオーロラ中の波動-粒子相互作用を明らかにするため、両者をオーロラ中で同時観測することであり、また波動発生条件を支配するオーロラ中の電場、三次元電流系、電子密度を併せて観測する。この目的のため、波動観測としてはELF帯からHF帯にわたり、波の電界、磁界成分、プラズマ密度ゆらぎ、粒子束ゆらぎを測定する。2機のロケットは同一の観測器構成とし、両者をそれぞれオーロラアーク、パルセーティングオーロラ中に打ち込み、異なるタイプのオーロラ中での物理過程の差異を比較することが計画された。

**ロケット飛行時のオーロラ** 11号機は4月23日発射準備が完了したが、その後、地磁気擾乱周期と好天周期が一致せず、7回の発射待機の後、5月29日、図1に示す地磁気静穏時の静かなオーロラアーク中に発射された。一方12号機は7月12日、プロトンフレアに起因する磁気嵐下、越冬期間中の最大級のオーロラブレイクアップの中に発射された(図2)。

**飛行結果** 11号機は磁南々東、12号機は磁北方向に発射され、それぞれ発射後227秒、234秒に最高々度211.7km及びに222.6kmに到達した。11号機のPWN、12号機のESPの一部のデータを除き、観測器は正常に動作し、所期の観測結果が得られた。

観測項目	担当者 (下線責任者)
オーロラ粒子 ESP	山岸、宮岡 (極地研)、佐川 (電波研) 向井 (宇宙研)、賀谷 (神戸大)
低周波波動 PWL	木村、松尾、松本、筒井 (京大) 長野 (金沢大)、橋本 (電機大)
PWN	山岸 (極地研)、鎌田 (前・空電研) 森、佐川、巖本、小川 (忠) (電波研)
高周波波動 PWH	大家、森岡、小原 (東北大) 宮岡、小野 (極地研)
電子密度 NEI	高橋、大家、森岡 (東北大) 渡辺、大林 (宇宙研)
オーロラ電場 AEF	小川 (俊) (高知大) 福西 (東北大)、山岸 (極地研)
磁場 MGF	福西 (東北大)、藤井 (極地研)
地平線センサー HOS	石堂 (神戸大)

表1. S-310JA11, 12 観測器構成と担当者

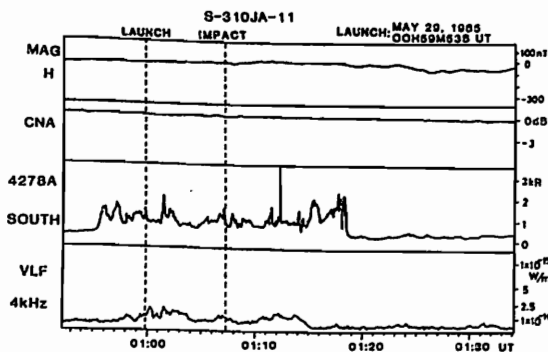


図1

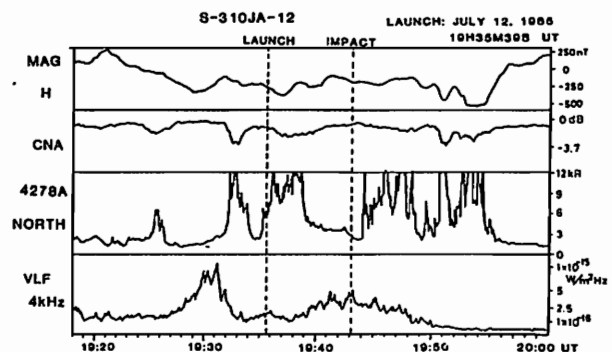


図2

## 及び12号機搭載NELの観測結果初報

渡辺 勇三 高橋 忠利 山岸 久雄 福西 浩  
(宇宙研) (東北大理) (極地研) (東北大理)

26次越冬隊担当の表題の二機の搭載観測機器は1983年9月に公募された。翌年2月~3月に開催の設計確認会議、及び、7月の計器合わせと9月の組み合わせ試験、シールド室試験を経て11月に昭和基地へ出航した。昨年の5月と7月に実施された実験のデータが本年4月に砕氷艦しらせによって持ち帰られた。ここでは両機搭載のインピーダンスプローブのデータの内のペンレコーダー記録を一次処理した結果の概略を述べ簡単に検討する。

【打ち上げ日時】 (UT)

1985年5月29日 01:59:53 [11号機]

1985年7月12日 19:35:39 [12号機]

【軌道】

	[11号機]	[12号機]
最高高度	211.7 km	222.6 km
// 秒時	227秒	235秒
到達水平距離	276 km	243 km
// 秒時	443秒	450秒
発射上下角	80°	80°
飛行方位角	110°	333°

【地磁気擾乱度】

5月中旬下旬は静穏で29日は特に静かであった。29日のKpは2-1+2-0+0+1+1+0+0で実験中は2-であった。7月は全般に擾乱しており12日は最も激しく乱れていた。当日のKpは4+5+0+4-5+5+0+7-3+0で飛行中は最大の7-であった。

【観測経緯】

	[11号機]	[12号機]
開頭	51.05秒	50.79秒
プローブ展開	53.07秒	52.78秒
測定期間	63.7~392秒	58.5~408秒
プローブ切断	不明	425秒

【ロケット姿勢】

11号機の下降時観測データが大きくばらつき200 km 高度ではロケットウエイクの影響を受けて大きな凹みが生じた。12号機の昇降時及び11号機の上昇時は正常に電離層の電子密度分布を観測した。

【最大電子密度値とその高度】

$1.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$	140 km	[11号機昇り]
$1.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$	119 km	[11号機降り]
$1.1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$	103 km	[12号機昇り]
$2.9 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$	127 km	[12号機降り]

【電子密度の時間変化】

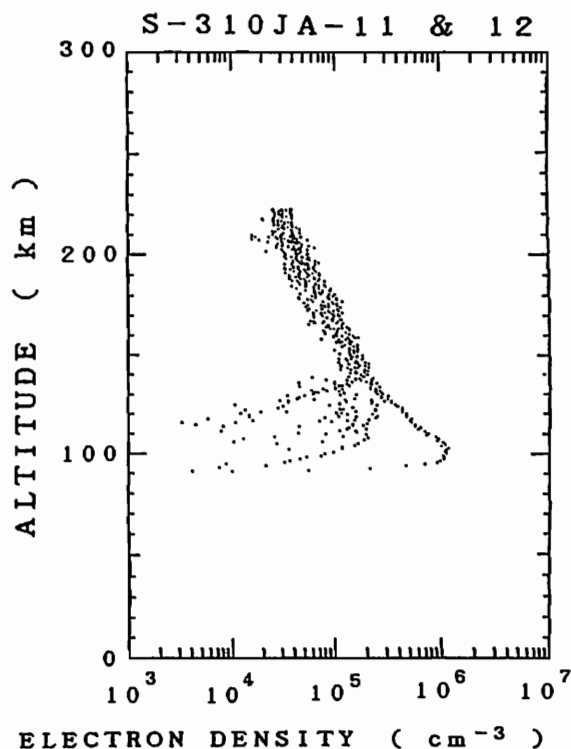
極域の電離生成現象は磁気圏から磁力線にそって超高層に侵入する高速荷電粒子と深い関係がある。入射粒子束は11号機の時には少なく12号機の時には大量でしかも後半に比べて前半に多く降り込んだことが判った。

【電離層々高度の変化】

高速荷電粒子の中性大気による減速効果は粒子エネルギーによって異なる。電離層底部高度の違いから12号機の時にエネルギーの高い荷電粒子が入射したことが判った。

【電離層プラズマ温度】

二機は同一デザインでNELも同一特性に設計している。両号機のプローブスペクトラムにはPR、MPR、SHR、UHRが明瞭に観測されたが12号機にはプラズマ温度の高い時に検出される特性を持つ、n f H共鳴が現われた。入射粒子によって電離層プラズマが加熱されたことが判った。



実験時のオーロラ全天撮影、磁場三成分、リオメーター観測、フォトメーター観測、VLF観測については講演時に述べる。他の同機搭載機器の結果、今迄の南極ロケットの結果、大空衛星の同時観測結果に関しては検討中である。



オーロラ電離層での密度ゆらぎの観測

佐川 永一, 小川 忠彦, 森 弘隆, 小川 俊雄, 山岸 久雄, 福西 浩  
 (電液研) (電液研早磯) (高知大) (極地研) (東北大理)

オゾン気球観測隊によって打上げられた観測ロケット: S-310-JA-11&12号機にオーロラ電離層内のプラズマ密度ゆらぎ観測を目的とし、ファラデーカップを搭載した。測定器は1978年に打上げられたJA-7号機に搭載した同型のものに若干の改良を加えたもので、密度ゆらぎ(5Hz~5kHz)の他にE>90eVの電子の積分フラックス、電子密度に対応する電子飽和電流を測定する。図1はJA-12号機上昇時の観測結果をまとめたもので、強いオーロラが出現していたので、電子電流は一部で飽和している。 $\Delta Ne$ で示された密度ゆらぎの振幅はE層で最大となっているが、今回の観測結果は、高度分布の途中に谷がある点の特徴である。

今回の観測の目的の一つにJA-7号機で観測されたE層高度での正弦波状の密度ゆらぎの確認があった。JA-7号機では高度200km付近で40~60Hzの、0+の

ジャイロ周波数近傍で明確な密度ゆらぎが観測されたのに対して、今回のJA-12号機では150Hz近傍に正弦波状の密度ゆらぎが観測されている。図2は高度~220kmでの密度( $\Delta Ne$ )と電場( $\Delta E$ )のゆらぎの周波数スペクトルの一例である。周波数は異なるが、JA-7とJA-12号機の結果は良く似ており、同様の現象を観測したと考えられる。

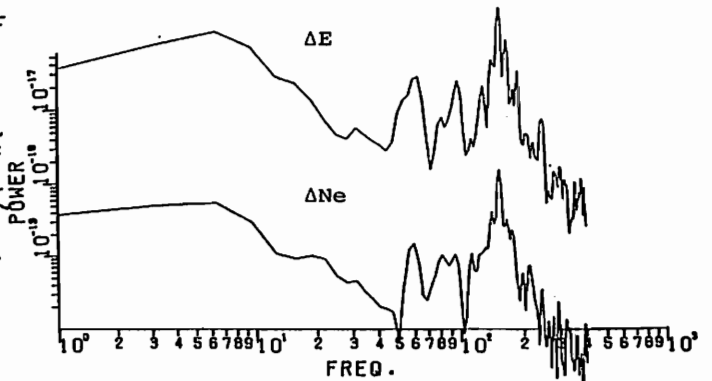


図2. 電場( $\Delta E$ )及び密度( $\Delta Ne$ )ゆらぎスペクトル

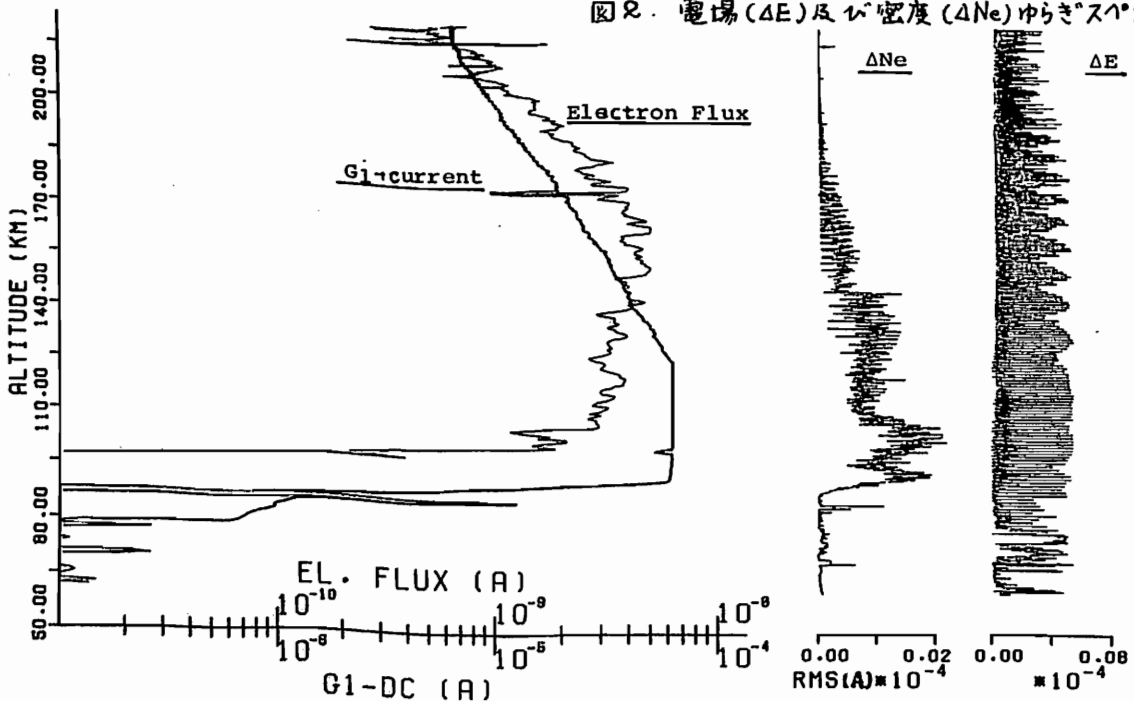


図1. S-310-JA-12号機上昇時の観測結果

# HF帯電波のポインティングベクトルの計測 - K-9M-79号機の観測結果 -

小原 隆博・森岡 昭・大塚 寛  
(東北大学・理学部)

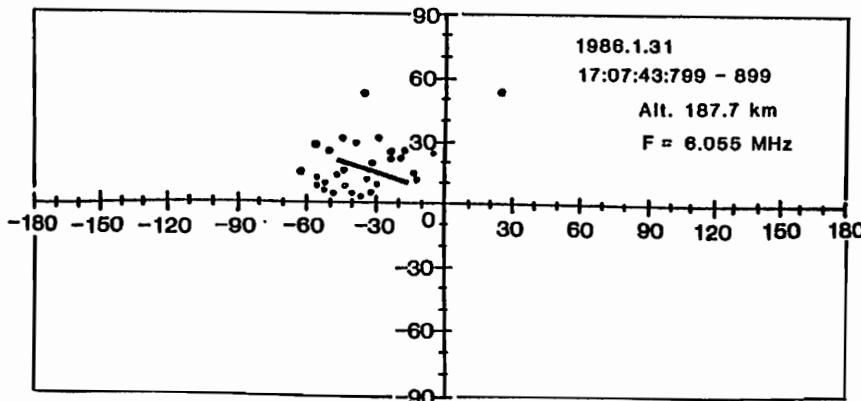
**§1. 実験の目的** 爆発的にオーロラから放射される電波、即ちオーロラキロメータ電波の放射機構の解明が、科学衛星EXOS-D(1989.2.打上げ予定)の目的のひとつである。放射機構の解明にあたっては、スペクトル及び偏波観測によるモードの決定の他に、発生領域の情報を含む到来方向の計測が、非常に重要な意味をもつ。本研究はEXOS-Dの基礎開発として、電磁波の到来方向計測システムを開発し、K-9M-79号機に搭載し、実験を行なったものである。今回は初の実験であることから、地上局からの放送波を主対象にポインティングベクトルを計測した。前回の学会では、システムの概略と、速報的に解析結果のいくつかを、報告したが、今回は全飛行データを解析した結果について報告する。

**§2. 解析結果** 構造的なむずかしさゆえ、衛星からは、電界計測用のアンテナはスピン軸に直交する平面内にしか、展開されない。この様な事情に立ってロケット実験に於ては、スピン軸方向であるZ軸の電界成分の無い状態を実験を行なった。観測された電界2成分、磁界3成分から、電磁波のポインティングベクトルを求めるにあたり、仮定として  $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$  を採用し、残りの電界1成分を求め、ポインティングベクトル  $\vec{E} \times \vec{H}$  を算出した。結果は、高度200km

を境に、異なった様相をしめした。まず、高度200kmまでに得られたデータの共通した特徴として、ほとんどの例に於て、はらつきは存在するが、系統的に電波源をさししめしている。結果の例として、1図に、高度187.7kmでの観測結果をしめす。これは解析により求められたポインティングベクトルの方向をロケットのスピン軸をZ軸に、そしてX、Y軸をそれに直交する平面内に配した、いわゆるロケット固定の座標系上に示したものである。又同時に計測の対象となった電波が直達したとして、計算から求められる方向を実線をしめしている。両者がより良い一致をしめしている事からこの計測システムでポインティングベクトルが求められる事が、まず結論される。一方、高度200kmを越えて、電離層中に突入すると、同一の手法を用いたところ、結果は、はらつき系統的には、ある方向を示さなくなる。この事は、電離層中に於ては  $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$  が成り立たなくなっている事をしめす。

この点に関しては、プラズマ中の電磁界を考慮することによって、到来電磁波のポインティングベクトルを算出する解析手法の開発を中心に、現在、考察を進めている。(参考文献)小原・森岡・大塚  
第79回日本地球電気磁気学会予稿集  
p.91

K-9M-79 PWP-P (Poynting Vector Measurement)



(第1図)

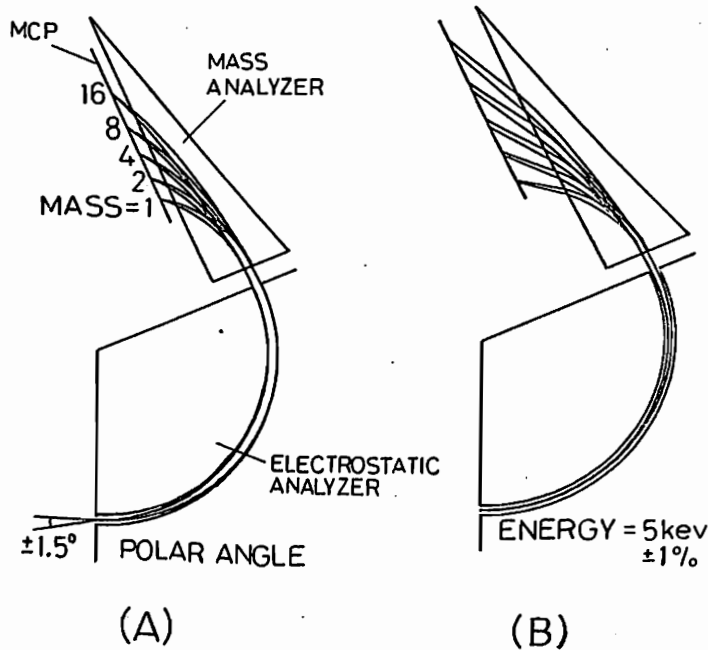
ロケットフレームでのポインティングベクトルの方向。(点で示す)。実線は、計算から求められる電波のポインティングベクトルの方向。両者の良い一致が見られている。

福井以知郎, 賀谷信幸, 松本治弥 (神大工)

向井利典, 伊藤富造 (宇宙研)

我々の開発した高速イオン・エネルギー質量分析器は、イオンのエネルギー、質量、およびピッチ角のパラメータのうち、質量分布とピッチ角分布を、検出器にMCP (Micro Channel Plate)を用いることにより、2次元的に同時に観測することができる。そのため掃引パラメータがエネルギーのみとなって、従来の装置より時間分解能が格段に向上している。このFIMSは、試作器が1986年1月31日に鹿児島県内之浦から打ち上げられたK-9M-79号ロケットに搭載され、電離層イオンの観測を行い、正常に動作することが確認された。今回は、FIMSの質量分解能をさらに、向上させるための改良点について報告する。

FIMSの構成要素である半球型静電アナライザー、磁石型質量分析器、MCPの配置や形状を工夫することで、質量分解能の向上をめざす。入射粒子の角度成分の1つであるPolar角には、180度の偏向点での収束性があり、この収束点にMCPをもってくれば高い分解能が得られるはずである。しかし実際には粒子のエネルギー幅 $\Delta E$ の影響のため、必ずしもそこにイオンビームが収束するとは限らない。つまり、角度とエネルギーについて2重の収束性を満たすような条件を求めることが必要である。ここで1例を図に示す。(A)はPolar角を $\pm 1.5$ 度で振ったものであるが、MCP上で収束しているのがわかる。これはエネルギーの値を変えても同じような収束性を示した。しかし(B)に示すように、エネルギーに一定の幅を与えてその収束性を見ると、この状態では充分には収束しないことがわかる。したがって角度とエネルギーの2重収束は成り立たない。そこでこれが成立するような条件を求めるため、粒子の軌道計算を行って、最良の状態が得られるよう検討を行った。その詳細については講演時に報告する。



(A) (B)  
5000 eV 粒子の FIMS 内の軌道の 1 例

II-19      コーディングビームを用いた時間計測の  
信頼度についての考察

早川 基・鶴田浩一郎・中村正人  
(宇宙研)

デュ-ティ-50%のクロックコーディングしたビームを用いてTDF法を行なう場合について、結果として得られるデータリファレンスクロックとの位相差の信頼度について以下の条件のもとで考察を行なった。

- 1). 送信ビーム、リファレンス信号共に周期は2 $\ell$ ビット、デュ-ティ-は50%
- 2). 受信データ1ビット中に信号成分によりカウントが出現する確率は
 
$$\begin{cases} S: \text{送信ビームが"1"のとき} \\ \emptyset: \text{送信ビームが"\emptyset"のとき} \end{cases}$$
- 3). 受信データ1ビット中に雑音によりカウントが出現する確率は送信ビームの状態にかかわらず  $m$
- 4). リファレンス信号と受信データとの間の位相差は  $m$  ビット ( $-\ell \leq m \leq \ell$ )
- 5). 受信データの長は  $L$  周期

リファレンス信号が"1"である区間を状態  $a$ 、" $\emptyset$ "である区間を状態  $b$  とすると、状態  $a$  のカウント数が  $I$  となる確率  $P(I)$  は

$$P(I) = P_1(I_1) \cdot P_2(I_2)$$

$$\text{但し、} \quad I = I_1 + I_2, \quad \emptyset \leq I_1 \leq L(\ell - 1m), \quad \emptyset \leq I_2 \leq L|1m|$$

$$P_1(I_1) = {}_{L(\ell-1m)}C_{I_1} (m+S-MS)^{I_1} \{(1-m)(1-S)\}^{L(\ell-1m)-I_1}$$

$$P_2(I_2) = {}_{L|1m|}C_{I_2} m^{I_2} (1-m)^{L|1m|-I_2}$$

同様にして状態  $b$  のカウント数が  $J$  となる確率  $Q(J)$  は

$$Q(J) = Q_1(J_1) \cdot Q_2(J_2)$$

$$\text{但し、} \quad J = J_1 + J_2, \quad \emptyset \leq J_1 \leq L|1m|, \quad \emptyset \leq J_2 \leq L(\ell - 1m)$$

$$Q_1(J_1) = {}_{L|1m|}C_{J_1} (m+S-MS)^{J_1} \{(1-m)(1-S)\}^{L|1m|-J_1}$$

$$Q_2(J_2) = {}_{L(\ell-1m)}C_{J_2} m^{J_2} (1-m)^{L(\ell-1m)-J_2}$$

となる。データとリファレンス信号との相関値を  $L\ell + K$  とし、 $K$  の期待値を  $\bar{K}$ 、分散を  $\sigma^2$  とすると簡単な計算により

$$\bar{K} = L(\ell - 2|1m|)(1-m)S \quad (1)$$

$$\sigma^2 = L\ell(1-m) \{ (m+S-MS)(1-S) + m \}$$

(1)式より、位相の異なる二つのリファレンス信号による相関値から位相差  $m$  を推定できる事がわかる。この推定値と本当の位相差との誤差  $\Delta m$  は95%の信頼度で

$$\Delta m \leq \frac{\sigma}{L(1-m)S} = \sqrt{\frac{\ell \{ (m+S-MS)(1-S) + m \}}{L(1-m)S^2}} \quad (2)$$

となる。従って誤差  $\Delta m$  を小さくするには、 $S, m$  が小さい範囲では  $m$  を小さくする事よりも  $S$  を大きくする事が効果がある事がわかる。又、(2)式より  $S, m$  を仮定した時に求める精度を出す為に必要なデータ長を推定する事が出来る。

学会講演時には、送信ビームと違う周期のリファレンス信号を用いた場合等についても報告する予定がある。

中低緯度における電離層電場の  
水平ベクトル測定法  
- (HFドップラー法) -

筒井 稔、小川 徹  
京都大学 超高層電波研究センター

前々回の報告において、サブストーム時のDP電場が中緯度地方でもHFドップラー観測により感度良く検出出来る事を示したが、その後更に厳密な解析を行った結果、電離層内電場の水平ベクトルの時間変化をも求める事が出来る式を得た。

短波のドップラー変動に現れる電場の効果についてはJacobs and watanabe (1966)により与えられているが、そこでは急激な変動電場に対する議論が主であり、Kikuchi et al. (1985), Kikuchi and Araki (1985)はそれを利用してSC時の電場を求めている。しかし現在必要とされているのはもっと長い時間スケールでの電場観測である。我々はこの点に重点を置きHFドップラー観測から電離層電場の水平ベクトルの時間変動を求める式を見出したのでここで報告する。

HFドップラー法で電離層電場を測定する原理は本質的にはISレーダーと同様にプラズマドリフトの測定であるが、本方法は電波のRay pathに沿った積分効果を利用して、電場が微弱であってもその感度と時間分解能は抜群である。

長い時間スケールのプラズマドリフトの変動において考慮しなければならないのは生成・消滅を繰り返している電離層中電子のLife Time  $\tau$  である。Jacobs and watanabeはこの効果が無視出来る短い時間スケールの変動を取り扱っていたが、我々は彼等の式を更に拡張して次式を得た。

$$J_x E_x(t) + J_y E_y(t) = -\frac{k}{c f} \left\{ \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^t \Delta f(t) dt + \Delta f(t) \right\} \quad (1)$$

$$J_i = \int_{H_0}^{H_r} \frac{1}{n(z)} \frac{\partial}{\partial z} \{ N(z) b_i(z) \} dz, \quad (i = x, y) \quad (2)$$

ここで $E_x(t)$ ,  $E_y(t)$ はそれぞれ電離層電場の南向き及び東向き成分であり、 $\Delta f(t)$ が観測データである。 $f$ は電波の周波数、 $c$ は真空中の光速、 $k$ は定数である。又 $n(z)$ は屈折率、 $N(z)$ は電子密度そして $b_i(z)$ は電子の有効移動度の高度分布を表している。上式では $E_x(t)$ ,  $E_y(t)$ を別々に求めることは出来ないが、2つの異なる周波数の電波を用いる事により次式に示すように電場の水平ベクトルの時間変化を求めることが出来る。

$$\begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{J_{x1} J_{y2} - J_{y1} J_{x2}} \begin{bmatrix} J_{y2} A_1(t) - J_{y1} A_2(t) \\ -J_{x2} A_1(t) + J_{x1} A_2(t) \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで $A_1(t)$ 及び $A_2(t)$ は2つの周波数 $f_1$ 及び $f_2$ の電波での観測値 $\Delta f_1(t)$ 及び $\Delta f_2(t)$ を(1)式の右辺に代入した時に得られる値である。

(文献)

- Jacobs, J.A., and T. Watanabe, Doppler frequency changes in radio wave propagating through a moving ionosphere, *Radio Sci.*, 1, 257-264, 1966.
- Kikuchi, T., Evidence of transmission of polar electric field to the low latitude at times of geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, 91, 3101-3105, 1986.
- Kikuchi, T., and T. Araki, Preliminary Positive impulse of geomagnetic sudden commencement observed at dayside middle and low latitudes, *J. Geophys. Res.*, 90, 12195-12200, 1985.

菅浦昌也 賀谷信幸 松本治弥 (神大工)

向井利典 伊藤富造 (宇宙研)

人工衛星「大空」搭載の低エネルギー粒子観測器 (ESP) により、現在までに膨大な観測データが得られ、興味深い現象がいくつか確認された。それらの興味深い現象のうち、カスプ領域でのデータに見られるイオンの特徴的な現象について報告する。

カスプ領域でのデータに見られるもっとも顕著な特徴は、図2に示される様なイオンの分布に、その前後ではっきりと区別できる高密度な降り込みを示すことである。更に、それらのイオンの分布には、エネルギー分散を示すデータが、確認され、図2の場合にも、磁気緯度が下がるにつれて、平均エネルギーが上がるタイプのエネルギー分散を示している。このタイプのエネルギー分散は、EXB driftの影響を受けて、降下粒子が極方向へのドリフトを起こし、エネルギーが分散されることが原因であると、J.L.Burchらは議論している。(P.H.Reiff and J.L.Burch, 1977) もしEXB driftの影響により、粒子がドリフトされているとするなら、イオン粒子のうち、質量がプロトンの2倍の $\alpha$ 粒子では、プロトンに比べて2倍のエネルギーを持つ粒子が、同じ位置までドリフトされ、衛星によって観測されことになる。つまり、EXB driftによって粒子は、エネルギー分散されるとともに、質量分析も行われていることになる。上記の観点でEXOS-Cのデータを検討した結果、図1に示すデータが確認された。この図は、横軸にエネルギーをリニアで、縦軸に粒子のカウント数 (Energy Flux) を対数でとった座標上に、EXOS-Cのデータを、5掃引分 (10秒間) 表示したものである。この時の衛星の軌道は、ほぼ子午線に沿ったものであり、E-tダイアグラムは図2の通りである。つまり、図1のデータは、エネルギー分散を観測している最中のデータであることがわかる。図1のデータを見ると、一番低エネルギー側のピーク (○印) のエネルギー値と次に低エネルギー側のピーク (□印) のエネルギー値との関係が、1:2になっていることがわかる。もし○印のピークがプロトンで、□印が $\alpha$ 粒子によるものならば、このイオンの分散は、EXB driftによるものと考えることができる。ただし、このように二番目のピークが顕著にみられるのは、現在この一例だけである。今後、更にデータを詳細に検討する予定である。

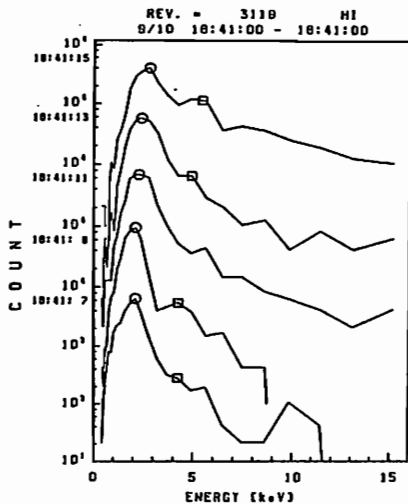


図1 エネルギースペクトル

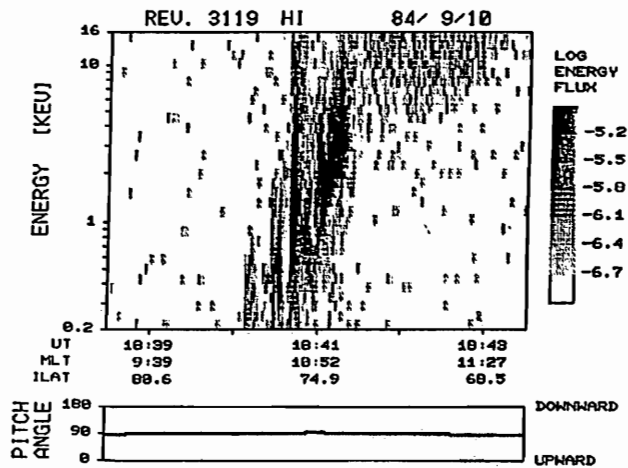


図2 イオンのE-tダイアグラム

「大空」衛星により観測した  
高エネルギー粒子の高度分布

近藤博登、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）、菊池順、道家忠義（早大理工研）

「大空」衛星の観測による高エネルギー粒子、電子（0.19-3.2MeV）、陽子（0.64-35MeV）  
について1 MeV以上の高いエネルギー範囲に区切って等高線マップを作成した。

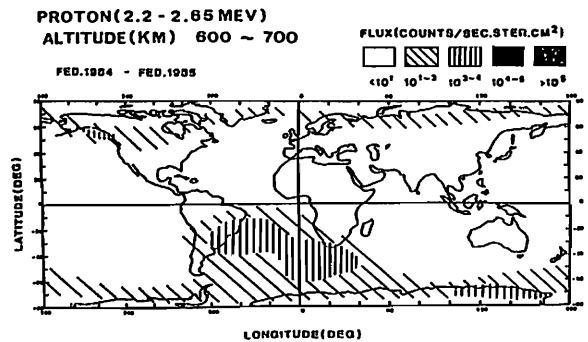
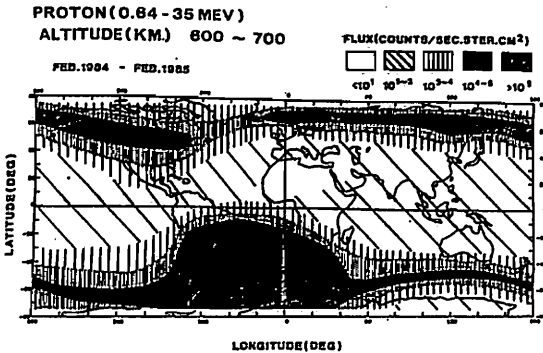
粒子のエネルギーは南大西洋上空では、1 MeV以上の粒子の成分が増えている。陽子の  
エネルギー分布を詳しくみると1 MeV以下では $E^{-0} \sim E^{-1.0}$ とべきが急で、1 MeV以上では  
 $E^{-2} \sim E^{-3}$ とべきは緩やかな傾斜を持っている。1 MeV以下では極域の陽子に似たエネルギ  
ー分布を持っているし、1 MeV以上では放射線帯の inner zone の陽子に似たエネルギー分  
布を持っているので南大西洋上空の陽子のエネルギー分布は極域の成分に放射線帯の  
inner zone を加えたような分布になっている。

高度を350~500、500~600、600~700、700~850kmの四つに区切った。粒子数は $10^1 \sim 10^5$ ま  
で一桁毎に区切った。fluxが $10^5$ (counts/s.sr.cm<sup>2</sup>)以上の非常に粒子の降下が多い地域は  
南北の mid-latitude zone とブラジル上空であるが、今回の様に1 MeV以上に区切って等  
高線マップを作成するとブラジル上空だけに限られてくる。同じ1 MeV以上の粒子に限って  
みても電子と陽子では高度分布の様子も変わってくる。これは放射線帯の inner zone に  
おける電子と陽子のエネルギー分布の形状の違いがそのまま現れていると考えられる。

下図は陽子の高度600~700kmに於ける等高線マップである。第1図のエネルギー範囲は  
0.64-35MeVであり、第2図は2.2-2.65MeVである。図からみて明らかのように、fluxの数が  
多い部分が第1図は南北の極域と南大西洋上空にあるが、第2図は南大西洋上空のみであ  
る。やはり南大西洋上空では極域よりもエネルギーの高い粒子の降下が認められた。

第1図。1984年2月から1985年2月の間の  
高度600~700kmの陽子（0.64-35MeV）の  
等高線マップ。

第2図。1984年2月から1985年2月の間の  
高度600~700kmの陽子（2.2-2.65MeV）の  
等高線マップ。



北極域における大気球オーロラX線撮像観測

平島洋, 村上浩元, 中本 淳, 奥平清昭, 鈴木裕武(立大),  
 山上隆正, 太田茂雄, 並木道義, 西村 純(宇宿研),  
 宮岡 亮, 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研), 小玉正弘(山梨医大)

北欧諸国との国際協力大気球観測(AZCO)が1985年7月に行われ, オーロラX線撮像観測に成功した。

X線撮像に用いられた観測器は独立した二系統である。一系統はSi(Li)半導体検出器(SSD)を5x5 pixelsの二次元マトリックス型に配列したX線撮像観測器である。他の系統はNaI(Tl)シンチレーションカウンタを8本直列配列にしたスキャン方式撮像観測器である。観測器の主要諸元を表1に示した。

表1 X線撮像観測器主要諸元

	角分解能 (オーロラX線源 と星の距離)	全視野角 (オーロラX線源 と星の距離)	エネルギー
二次元配列SSD 撮像観測器	15° (19 km)	62° (81 km)	37~ 200 keV
8管NaI(Tl) 撮像観測器	中心NaI 15° (19 km)	95° (146 km)	≧22 keV

大気球水平飛行中, July 6, 2330 UT頃(位置は64.5°N, 77°W; L=5.2), SSD観測器, 8管NaI(Tl)観測器の両方でカウントの増加が7分間にわたって観測された。一方, この時に successive multi 型の substorm が観測された。July 6, 2100~2400 UTのKp

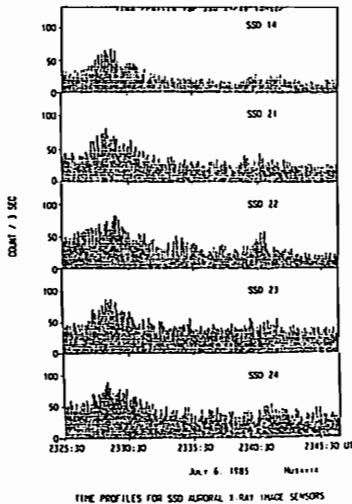


図1. SSD's によるカウント時間変化

index は5であった。

前述の二系統の撮像観測器の各センサー(SSDおよびNaI(Tl))のカウント増加の時間変化のうち, 代表的なものとして5個のSSDのカウント時間変化を図1に示した。両撮像観測器の各センサーについてのカウント増加の変化から, オーロラX線の二次元像を求めたことができた。SSD撮像観測器のデータを用いて得たオーロラX線像のtop viewを図2に示した。8管NaI(Tl)撮像観測器によるデータからもオーロラX線像が得られている。

これらのオーロラX線撮像結果によると, オーロラX線源は不規則な空間分布をしており, 時間的にも不安定である。或る一部分は変動しているようにも見える。即ち, オーロラX線源は単純なアーク状はなないことは確かである。

このイベントの時刻に昭和基地でオーロラ全天カメラのデータが得られており, オーロラが同時刻に出現している。これらの地上観測のデータとオーロラX線撮像観測結果とを比較検討する。

最後に地上データを提供された方々への謝意を表明する。

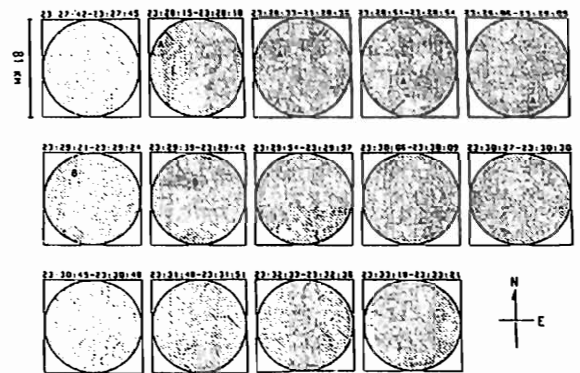


図2. SSD撮像観測器によるオーロラX線像



## II-24 ブラジル・アノマリー境界域における電子フラックス - 『大空』衛星の観測結果

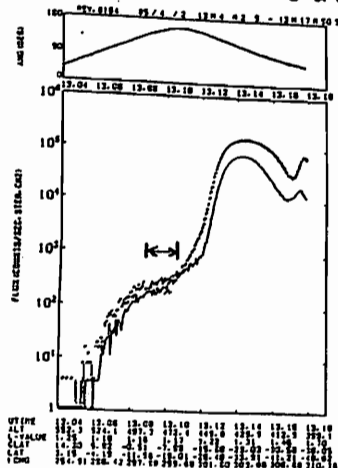
永田勝明, 近藤博章(玉川大), 河野敏(理研), 村上浩之, 中本淳(立教大), 長谷部信行(愛媛大), 菊池順, 道家忠義(早大理工研)

『大空』衛星に搭載している高エネルギー電子(0.19-3.2MeV)と陽子(0.64-35MeV)のフラックスの比はブラジル・アノマリー領域でおおよそ 1:10 で陽子の方が多く存在している。しかし, ブラジル・アノマリーの赤道よりで電子の方が数多く観測されている領域があることがわかった。ここでは, この電子成分が多い領域における フラックス, 高度分布, 地域分布等について述べる。

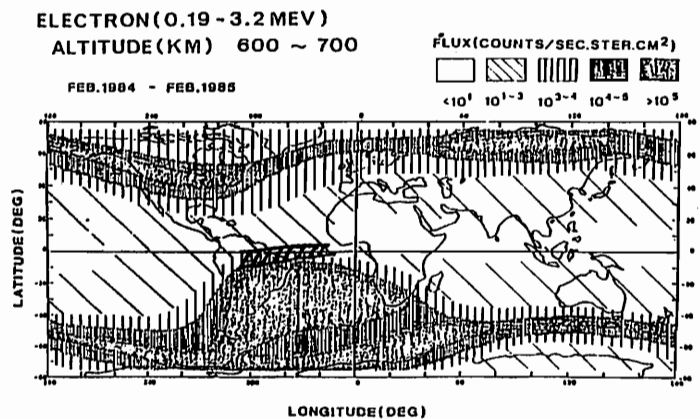
衛星がブラジル・アノマリーの赤道寄りから南極方向へ飛行した時(Rev. 6164, 1985年4月2日UT)の電子(実線)と陽子(p)のフラックスの時間変化とピッチ角の時間変化を第1図に示す。13時09分から13時11分にかけてフラックスが $10^2 - 10^3$  (counts/sec $\cdot$ sr $\cdot$ cm $^2$ )の間で電子フラックスが陽子より数が多い領域が見られる。この時, 衛星は高度490-460 km で, 南緯15-21 $^\circ$ , 経度300 $^\circ$  近くを飛行していた。『大空』には2つの高エネルギー粒子(HEP)センサー(S-1, S-2)を搭載している。図は2ケのセンサーのうちの1ケ(S-2)のデータで, ピッチ角136-151 $^\circ$ のデータである。他のセンサー(S-1)のピッチ角は74-84 $^\circ$ にあつて, こちらは陽子の方が数が多かった。この狭い領域における電子成分はピッチ角90 $^\circ$  近くにおいては陽子より少なく, 0 $^\circ$  または 180 $^\circ$  近くなるにしたがつて電子成分が多くなることがわかった。これは磁力線に沿って運動する電子の成分が陽子より多いことを意味する。

磁力線に沿う電子の成分が陽子の成分に比較して多い地域はブラジル・アノマリーの赤道側の境界に位置している。この地域についてデータをいくつか集めて地図上に示したのが第2図である。ここに示したのは600-700 kmにおけるもので, 図に帯状に示したのが電子成分が多い地帯である。ピッチ角等による差は考慮しないで, 観測による幅を示したものである。図の濃淡は電子のフラックス分布を示す。この電子の多い地域は『大空』に搭載している電子温度(TEL)の測定により, 電子温度が上昇している地域と一致している。

第1図. 電子成分が多い地域。



第2図. 電子成分の多い地域(帯状の部分)。



野崎 嘉朗  
(電波研)

毎年夏至を中心とする4ヶ月間は日本の上空でスホラディックE層 ( $E_s$ ) の発達が頻繁に見られる。東京(国分寺)で定常観測に使用しているイオノゾンデにマイコンコンピュータを接続し、固定周波数での  $E_s$  の高度と臨界周波数を15分毎に自動記録した。高度分解能を1kmにすると  $E_s$  の垂直運動を明確に捕捉できる。

$E_s$  は大気潮汐による東西風のshearによって風速が0になる高度に集められ、shearの垂直運動と共に100km付近の高度に降りて来る。その後は大気潮汐の位相がずれる、100~110kmの高度を漂いながら減衰する。

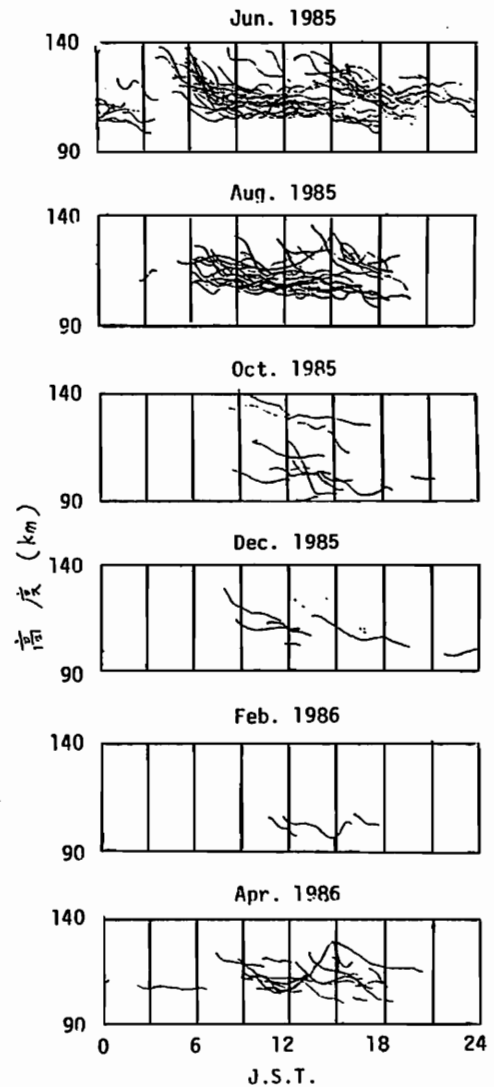
5月から8月にかけての  $E_s$  の活動時期には1日に2回、7時と16時に  $E_s$  が発達してから降下開始するパターンが明瞭に見られる。大気潮汐の半日成分が卓越しているが、1.2時間周期ではなく、9時間と1.5時間が交互に現われるパターンになっている。1つの  $E_s$  の継続時間が長く、強い  $E_s$  が下にあるとその上の  $E_s$  がマスクされてしまい、一見、1日成分が卓越して見える事がある。

$E_s$  の活動が衰える9月~4月はこの日変

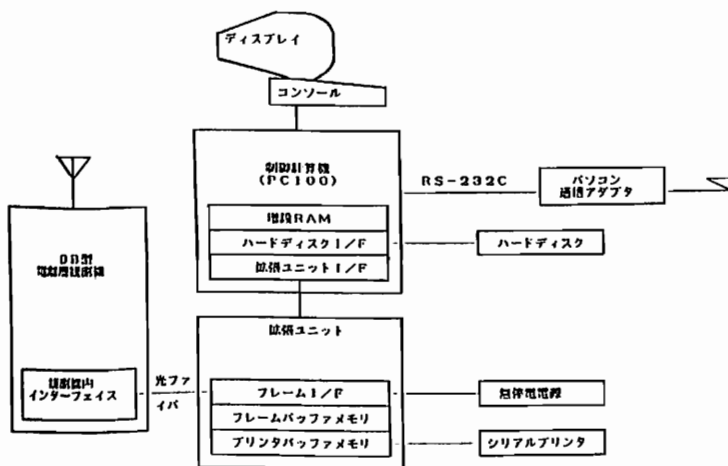
化のパターンがくずれ、特に午後側の開始時刻が一定しなくなる。1つの  $E_s$  の継続時間は短くなり、また降下速度が速くなる傾向にある。

季節によるE層高度での風のパターンの変化が  $E_s$  の発達に大きく関係していると思われる。

東京での  $h' E_s$  (5MHz) の日変化



観測装置



# 反射点高度データを考慮した

## Es層出現時のHFドップラー自動解析

阿保 真, 長沢親生, 金木利之  
東京都立大学・工学部

我々は、先の講演会でスポラディックE層 (Es層) 出現時のHFドップラートレースの自動解析方法について報告した。この方法は、それまで人間の判断によって行っていたトレースの特徴の分類を、コンピュータにより客観的に行なうものである。しかし、分類の判断をドップラートレースの情報のみによっていたため、十分満足する結果が得られなかった。

今回報告する方法は、HFドップラートレースデータの他に、HFドップラー観測と同時に進んでいる標準電波を利用した反射点高度観測のデータを利用している。反射点高度観測は標準電波の秒信号を利用して伝搬時間を測定するもので、HFドップラーと同じJJYの5MHzの電波を利用しており、結果はコンピュータにより記録されている。

この反射点高度 (相対値) から、図1のようにF層反射、Es層反射 (E層反射は5MHzでは無い)、反射なしを自動的にコンピュータで判断し、このデータよりEs層反射の時刻を選び、その時刻のドップラートレースの5分間ごとの分散値を計算した。この計算値を適当なしきい値で区切ることによりEs層出現時のドップラートレースの特徴を客観的、定量的に分類することができる。

結果の一例として、図2に分散値  $\sigma^2 = 6 \times 10^{-3} \text{ Hz}^2$  で分類したタイプの相互出現率と、 $f_oE_s$  と  $f_bE_s$  の差との関係を示す。これは、以前人間の判断で行っていた結果と同様の傾向があらわれている。すなわち、 $f_oE_s$  と  $f_bE_s$  の差が大きいほど分散値が大きい、つまり拡散状のトレースがあらわれている。

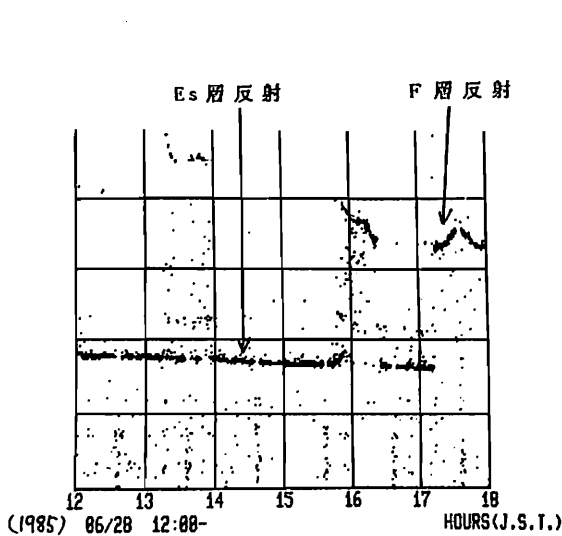


図1 反射点高度観測データによる  
反射電離層の判断例

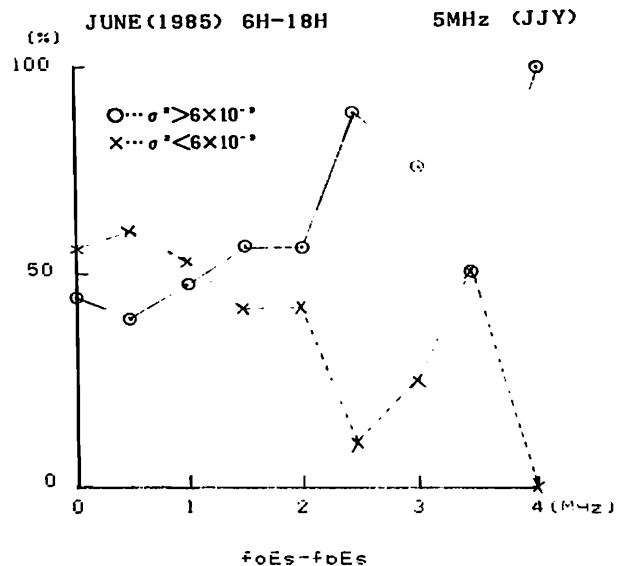


図2 自動分類したタイプの相互出現率  
と  $f_oE_s$  と  $f_bE_s$  の差との関係

H F ドップラートレース (数値シミュレーション)

竹生政資・北村泰一 (九大理学部)、 広重法道 (九州富士通通信システム)

H F ドップラー法による電離層観測は、最初 Ogawa(1958)によってH F 標準電波の安定度、電離層の擾乱、狭帯域通信の信頼性などを研究する目的で開発されて以来いろいろな研究に応用されている。そのおおまかな原理は、電離層で反射されたH F 帯標準電波のごくわずかの周波数のズレ (H F ドップラーシフト) を検出することにより電波の通過してきた部分の電離層の変動をモニターしようとするものである。この方法は1960年代に、対流圏や成層圏で発生した大気重力波・音波が電離層レベルまで伝播してきて引き起こすTID (Travelling Atmospheric Disturbance) という現象を観測する手段として応用され、世界各地で数多くの研究がなされてきた。今日でも主にこの目的で研究が行われている。H F ドップラー法はこの目的以外にも、例えば太陽フレアによる下部電離層の電子密度変化や磁気圏から入射した磁気流体波動によって引き起こされる電子密度変動を測定することもできる。

このようにH F ドップラー法は電離層だけでなく磁気圏や対流圏で起こっている現象の観測方法として広く応用されているが、残念ながら最も基本的な問題である電離層の変動 (さらにその原因としての大気波動) と電波の受けるドップラーシフトとの間の関係を《定量的に》研究した論文はほとんどない。Layon (1978) があるにはあるが、これとて真空中に水平移動する正弦波状の完全反射体を仮定したもので計算結果も縦軸のドップラーシフトのスケールを書いていない (書けない?) など、とても定量的な議論とは言いがたい。これまでの研究は、例えば中性大気波動 (しかし観測しているのはあくまでも電離層レベルの電子密度変動でしかない) の研究の場合、

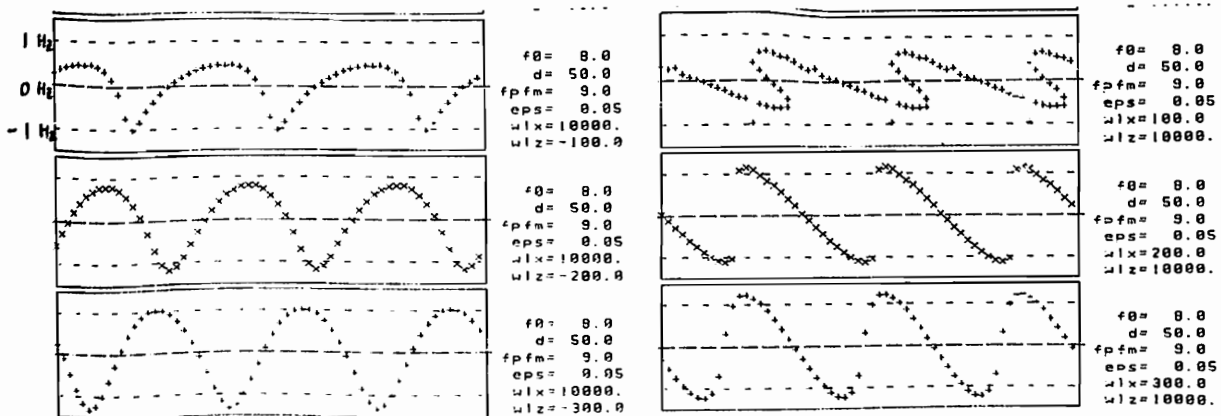
(1) H F ドップラーシフトの波形は電離層大気変動のそれと《ほぼ》同じである

(2) 電離層大気変動はまたバックグラウンドの中性大気波動と《ほぼ》同じ形である

ということを暗黙の前提としている。つまり、ドップラーシフト波形の周波数解析を行えばそれはそのまま電離層大気や中性大気波動の周波数特性であり、また多点観測で得られたドップラーシフト波形の相互間の位相のズレから計算された位相速度はそのまま電離層大気あるいは中性大気波動の位相速度になる、ということが前提とされている。こうした前提自体は、周波数解析や波動の位相速度解析に関するかぎり問題はないの《かもしれない》が、それでも疑問は残る。さらにこれまでの研究では、あるドップラートレースが観測されたとき、電離層内で実際にどれだけの振幅の電子密度変化が起こっているのか、だいたい目安さえも与えることはできなかった。

そこで今回の研究では、以上の問題に答えるため、まずできるだけ現実的なF層のモデル (波が存在しない場合の) をつくり、次にそれに任意の方向へ伝播する正弦波状の電子密度のゆらぎを加え、最後にこの電離層に対して Ray Tracing を行い数値計算によりドップラートレースを計算した。同じような計算を波のパラメータをいろいろ変えて行った。計算結果の一例を下に示す。左側はゆらぎが鉛直伝播、右側は水平伝播の場合のドップラートレースである。今回の研究で実に多くのことが明らかとなったが、詳細は講演時にゆずるとして、ここでは

《1 H Z 前後の大きな振幅のドップラートレースは、F 層のゆらぎに換算すればわずか5%以下にすぎない》という重要な結論の1つだけを述べておく。



前田佐和子<sup>(1)</sup>, T. Fuller-Rowell,<sup>(2)</sup> D. Evans<sup>(1)</sup>  
<sup>(1)</sup> NOAA, <sup>(2)</sup> Univ. Collage London

The zonal averaged dynamical and compositional change in the thermosphere in response to auroral activity was simulated. The simulation was done for a period of the Global Thermospheric Mapping Study project.

The time variation of auroral activity is given in terms of the estimated hemispheric power input due to particle precipitations. The Total Energy Detector which is being flown on board the TIROS/NOAA satellites monitors the energy flow into the high latitude atmosphere carried by precipitating particles (ions and electrons) within the energy range 300 eV to 20000 eV. A technique has been developed by D. Evans which uses the energy flux observations made during a single pass to estimate the total amount of particle energy going into the atmosphere over an entire auroral hemisphere. These estimates of hemispheric power input play the role of an activity index replacing the traditional magnetic activity indices.

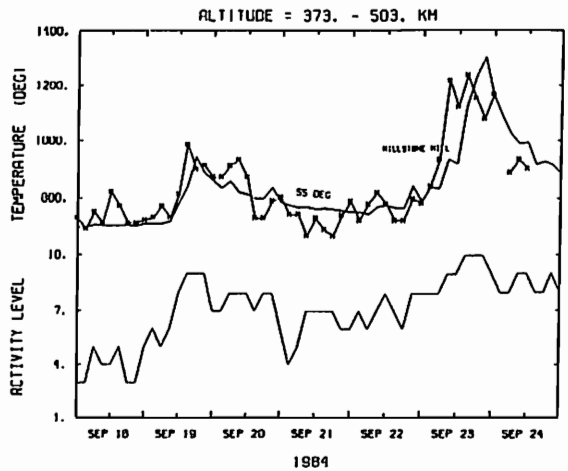
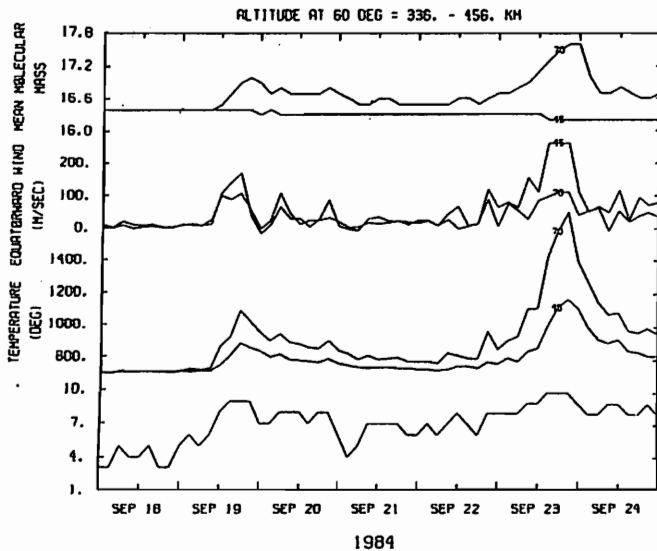
Some of the particle energy deposited into the ionosphere in the form of ion production is recovered by the processes such as ion-electron recombination going into heating the neutral gasses. The major heat source for the neutral atmospheric disturbances is, however, from the resistive heating due to Joule dissipation of ionospheric electric currents. All the parameters such as Joule

and particle heat inputs have been used as the driving inputs to a time dependent calculation of the thermospheric response to the auroral activity.

Ionization and conductivities were inferred from the statistical model which was constructed by using the data base of TIROS/NOAA particle observations. The statistical patterns are ordered by the estimated hemispheric power input. The analytic model of the ionospheric convection electric field which was developed by J. Foster and J. Holt from the ion-drift measurements by the Millstone Hill radar was used. The electric field is also ordered by the same particle power input. The numerical thermospheric model of T. Fuller-Rowell (1984) was used to simulate the changes observed in temperature, wind and composition (O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>).

The major conclusions are as follows: the auroral heat inputs strongly intensify the thermospheric temperature throughout the region above 200 km; although the mixing ratio of atomic oxygen decreases above the heating region because of upwelling of the molecular-rich air, the number density of atomic oxygen largely increases. It has been found that the simulated exospheric temperature is in good agreement with the exospheric temperature observed by the Millstone Hill radar (provided by W. Oliver)

T. J. Fuller-Rowell, *J. Geophys. Res.*, **89**, P2971, 1984.

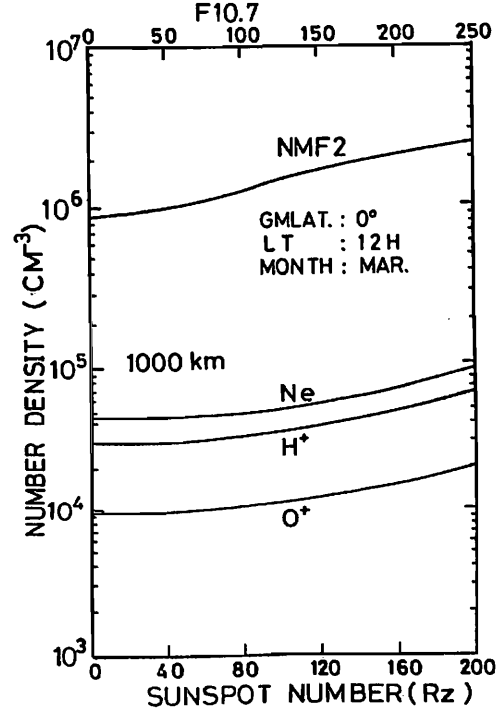
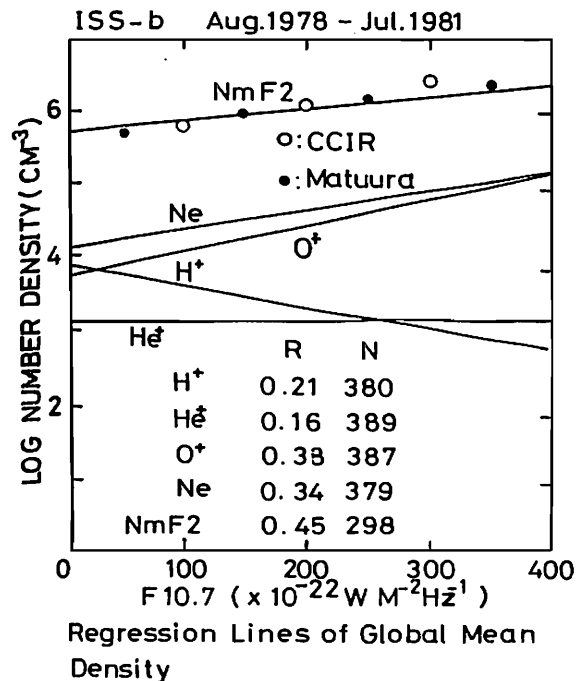


藤本 薫 (電波研究所)

International Reference Ionosphere (IRI) は場所・時間・太陽黒点数を指定すれば、電子密度・温度・イオン組成などの電離層パラメータが簡単に計算できるので、いろいろの目的に便利に使われている。IRI モデルは世界の多くの電離層観測データと元にした  $F_2$  の CCIR モデルを基本にロケット・衛星・IS レーダなどの観測結果と採り入れた経験的なものである。NM F<sub>2</sub> については参照データが多いので信頼性も高いと考えられる。トップサイド、ボトムサイドについては未だデータが多くないので信頼性も下がり、より一層の改良が望まれる。ここで検討するトップサイドについてはアルエット、AEROS、040-6 などの衛星データが参照されている。これらの衛星の観測時期は主として黒点サイクル 20 に相当し、全体として太陽活動はあまり高くなかった期間である。一オ ISS - b 衛星観測はサイクル 21 の極大期に当り、しかもかなり広い時間・空間領域をカバーしたので、IRI の改良に貢献できるものと考える。そこで既存の IRI プログラム (IRIF08, 1982 年版) がどの程度 ISS - b の観測と合っているかチェックしてみることにした。ただし IRI の上限高度は 1000 km で ISS - b の平均高度は 100 km なので若干ずれるが、この高度では電離層構造は大きな変化はないので、比較は差しつかえないと考える。

電離層変動の主要なものは (地磁気) 緯度, 地方時, 季節, 太陽黒点数である。比較の方法はこれらのパラメータのうちについて ISS - b は IRI とについてそれぞれ分布を求めて比較する。下図はその一例で、太陽黒点数依存性を示したものである。この例については踏演を示す。結論として、イオン組成については IRI モデルは極めて不十分で、ISS - b データを用いた改良を提案したい。

IRI MODEL



竹田雅彦  
(京大・理)

地磁気静穏日日変化(Sq)の逐日変化が地域的にどのような広がりをもっているか、また、各地域における変化の位相関係はどうであるかを調べることは、逐日変化の原因を調べるために重要である。

今まで、例えばSchlapp(1968)はSq場の振幅の相関係数を調べ経度が40°又は緯度が15°離れると相関係数が0.5に減少することを見だしている。また、Briggs(1984)は、Port MoresbyのSqをスペクトル解析して、太陽放射の変動と関連していると思われる27日周期の変化を検出している。

今回は、Kane(1973)の方法によってSdIを求め、表1に挙げた7つの観測所のIGY(1957年7月から1959年12月まで)期間の地磁気Sq場の変動を調べた。その結果、ほぼすべての観測所で、20日程度の周期をもつほぼ同位相の変化がみられるほか、5日程度以下の短周期変化では、かなりの地域差があり、Allbagで最も大きく、Fanningで最も小さいことがわかった。これは地理緯度の違いによるものと考えられる。これらの変動の原因について議論する。

観測所名	地理緯度	地理経度	地磁気緯度
Guam	13.6°N	144.9°E	4.4°N
Muntinlupa	14.4°N	121.0°E	3.4°N
Allbag	18.6°N	72.9°E	9.5°N
M'bour	14.4°N	17.0°W	20.8°N
Tatuoka	1.2°S	48.5°W	9.2°N
Tarala	4.6°S	81.3°W	6.4°N
Fanning	3.9°N	159.4°W	4.1°N

表1. 用いた観測所の位置

文献

Briggs, R. H., J. A. T. P., 46, 419, 1984.  
 Kane, R. P., J. A. T. P., 35, 1565, 1973.  
 Schlapp, D. M., J. A. T. P., 30, 1761, 1968.

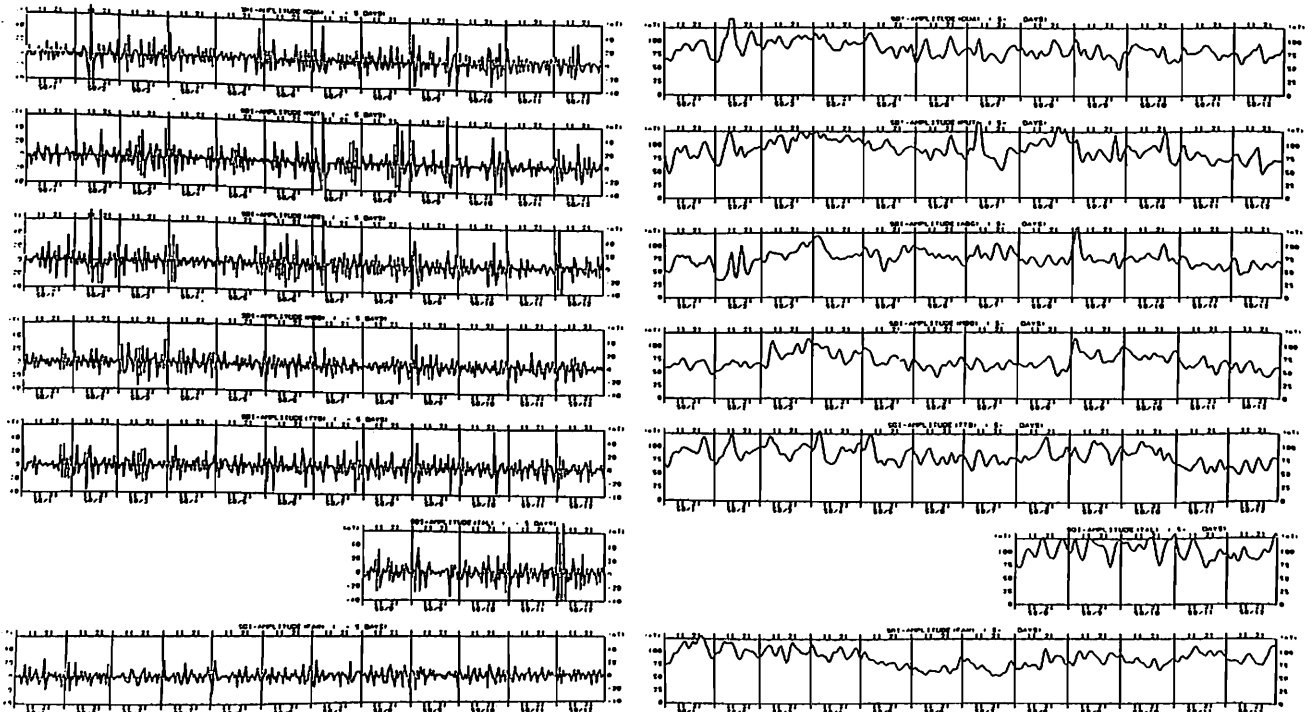


図1. 1958年1年間のSqの振幅変化、左は約5日以下の、右は約5日以上の周期の変化の成分を示す。観測所の順番は表1に同じ。

小池 真、小川 利紘 (東大理)  
鈴木 勝久 (横国大教育)

科学衛星 EXOS-C の BUV は、太陽紫外線の地球大気による後方散乱光を用い、全地球的なオゾン密度の高度分布を観測することを目的としている。観測された紫外線 (2500 - 3000 Å) は、光路上においてオゾン分子によって吸収を受けているので、そのスペクトルからオゾン密度の高度分布を求めることが可能となる。また BUV の観測方法は、多重散乱やエアロゾルの影響の存在する下層大気とはほとんど独立な一次散乱光を見ている為、比較的に不確実性の少ないオゾン分布を反転分析によって得られることを特徴としている。

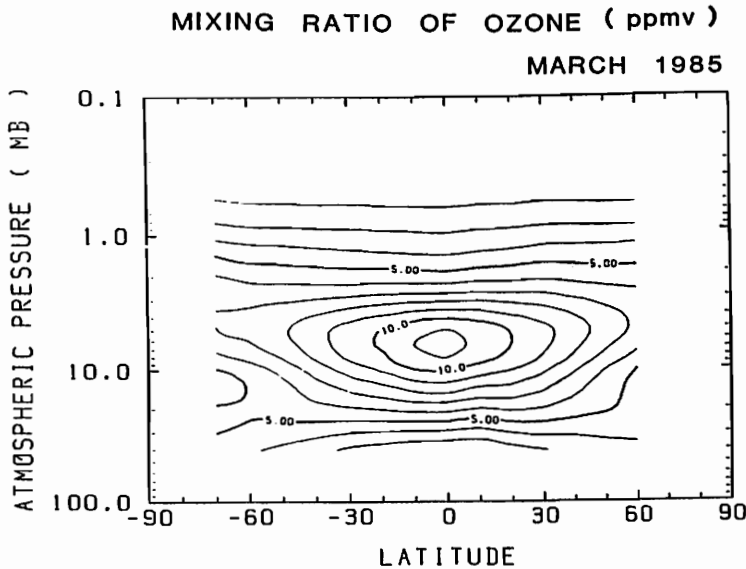
今回の発表は、この BUV によって得られたオゾンの密度分布を示すことを目的としている。

第一には、各月毎に経度方向に平均した高度分布の、緯度構造、季節変化、経年変化、を示す。このうち、緯度-高度の子午面構造(下図参照)は、他の人工衛星

NIMBUS 7 / SBUV や SAGE の、別の年に行われた観測結果と比較的よく一致した形をしている。しかし更にその季節変化を追ってみると、やや異なった傾向を持っているようである。

第二には、1985年9月-10月にフランスで行われた、成層圏気球キャンペーン MAP/GLOBUS の観測結果との比較を示す。このキャンペーンは NOx の日変化の観測を中心としたものであるが、同時に気球及びミリ波の電波地上観測により、オゾンの観測も集中的に行われた。この時フランス上空で BUV によって得られたデータをこれらと比較すると、高度 3 mb 以上においてはミリ波地上観測と良く合っているものの、10 mb 以下における気球による直接観測とはズレがあることが分かった。

第三に、衛星の連続軌道でデータが密に得られた場所におけるオゾン分布の変化の例を示す予定である。





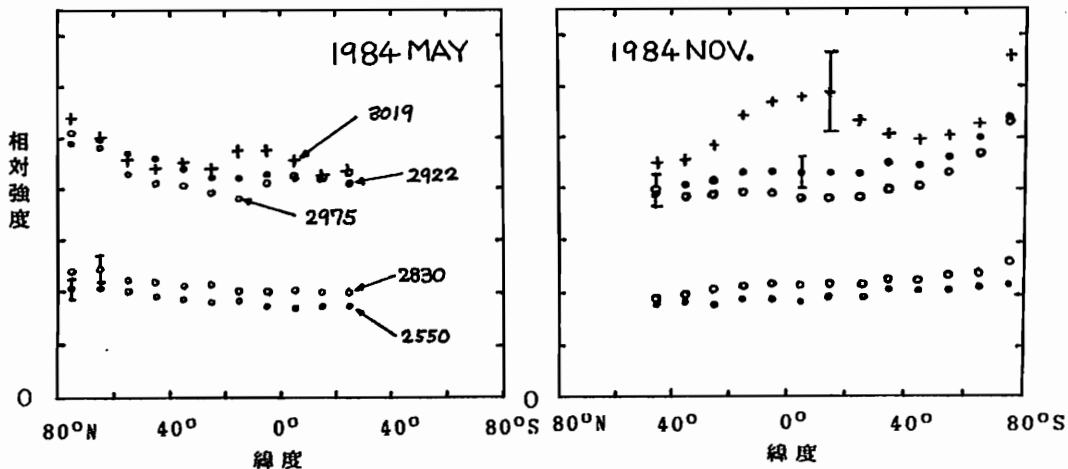
「大空」で観測された紫外大気散乱光の強度変化

鈴木勝久、加藤滋久  
横浜国立大学教育学部

「大空」衛星により観測された、1984年の紫外大気散乱光のデータ解析の結果について報告する。この光(波長2500-3200Å)は、太陽紫外光が地球大気により散乱されたものである。散乱の過程で大気中のオゾンにより吸収を受けている。今回の解析で波長別の散乱光強度の緯度変化、季節変化などを調べ、オゾン密度との関連を明らかにすることを目的としている。

用いたデータは1984年3月から12月までのデータで、波長は2550Å、2830Å、2922Å、2975Å、3019Åの5波長である。またデータは太陽天頂角が $\leq 65^\circ$ のものを用いた。個々のデータは太陽天頂角の違いによって強度が変化するので、中緯度オゾンモデルを用いた理論的な天頂角依存性に従って、天頂角 $20^\circ$ の値に引き直して解析を行なった。観測の周期は8秒ないし32秒に1回である。観測値を緯度 $10^\circ$ の間隔で平均する。衛星の軌道傾斜角が大きいことから、この間の経度方向の位置の違いは高緯度地方を除いて小さい。このような平均的な強度変化と別に、連続的観測を行なった期間については、ある領域での強度のパターンを求めることができる。

このようにして解析した散乱光の強度変化の例を図に示す。3019Åをのぞいて、散乱光の強度はゆるやかな緯度依存性を示していることが分かった。3019Åの散乱光は(これは高度 $\sim 30$ kmのオゾン密度と定性的には逆相関の関係がある)、低緯度において大きく変化していることが分かった。また特に強度が増加する領域は、経度方向に $20\sim 30^\circ$ に広がっている。「大空」と同様な原理でオゾン密度の定数をこなっているNIMBUS、DE-1などの観測においても同様のスケールのオゾン密度の変動が観測されており、統計的な変動とは別に、短時間のオゾン変化があると考えられる。



波長別散乱光強度の緯度変化。値は一ヶ月の平均値。

有賀 規

郵政省電波研究所

太陽紫外線の地球大気からの後方散乱 (BUV: Back-scattered Ultra-Violet Radiation) を利用した衛星によるオゾン層の観測は米国の Nimbus-4, 7, Ogo-4 衛星等に 1970 年代から行われており、日本にも最近になつて Exos-C で観測が行われている。オゾンの垂直分布はオゾン分子の紫外域の吸収帯にある Hartley 帯から Huggins 帯にかけて、0.25~0.31 μm 程度の波長域から多チャンネル (8チャンネル程度) の波長を逆択し、各々の波長で BUV の放射強度を測定し、Inversion (積分方程式を解くことに相当する) を行って垂直分布を求めるものがある。

Inversion には種々の方法があるが、著者が過去に提案した方法は、地球大気を多くの層に区切ること (例之は幅 1 km)、この層 (sublayer) 内のオゾンの密度が微小変化 (相対値として考える) した時の BUV 放射強度の変化と直接計算して重荷函数 (weighting function) を求め、逐次代入法によりオゾンの垂直分布を解として求める方法がある。この方法と Mateen により提案された Partial Derivative Method とは類似しているものなので、今回の研究は PD 法にもそのまゝ当てはまり、また原理は他の BUV の Inversion 法にも応用できる。

図 1 には Nimbus 衛星で用いられている波長での重荷函数を示した。重荷函数のピークの高度が上層で密で下層で疎になつていく。これは理想的な波長逆択でなく、上層に重荷が偏り過ぎることを示れており、下層のオゾン分布決定精度が悪くなる。そこで、垂直分布の retrieval や放射強度測定への誤差の影響等を種々の場合にわたって計算機シミュレーションを行つて調べた結果、波長の逆択は各波長の重荷函数のピークの高度間隔が重荷函数の半値幅に比例するように波長を逆択する時が最も適当であるという結論を得た。即ち、 $i$  番目

の波長を  $\lambda_i$ 、重荷函数のピークの高度を  $h_i$ 、半値幅を  $w_i$ 、 $i$  と  $i+1$  の波長の重荷函数のピークの高度間隔を  $d_{i,i+1}$  とすると、

$$d_{i,i+1} = c \frac{w_i + w_{i+1}}{2}, \quad c = \text{const.}$$

が成立することになる。もし 8 個の波長を逆択すると、

$$c = (h_1 - h_8) / \left( \frac{w_1}{2} + w_2 + \dots + w_7 + \frac{w_8}{2} \right)$$

となる。

この原理に基づくと、即ち上式が成立するように最適波長を求めたものが表 1 にある。講演ではこの結論を求めるに至つた種々の解析、計算機シミュレーションの結果についても報告する。

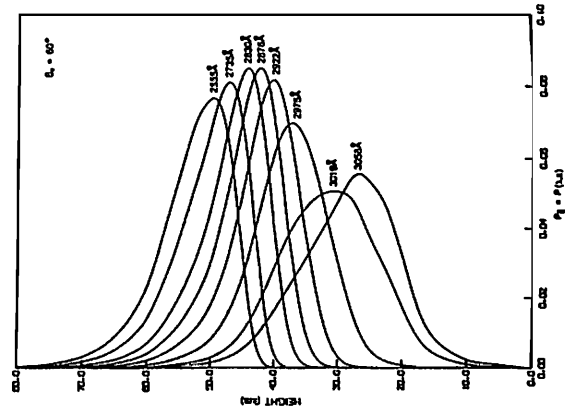


図 1. 重荷函数の例

表 1. Optimum Set of Wavelengths (Å)

channel	solar zenith angle ( $\theta_0$ )			
	0°	60°	75°	85°
1	2555	2555	2555	2555
2	2765	2745	2725	2745
3	2840	2835	2815	2810
4	2900	2895	2880	2870
5	2955	2950	2935	2925
6	2985	2995	2985	2970
7	3000	3020	3030	3015
8	3060	3060	3060	3060
extra			3100	3105
				3160
				3210

ミリ波分光観測によるオゾン高度分布

小川利紘, 河舘公昭, 福井康雄, 小川英夫  
 (東大理) (名大理) (名大理) (名大理)

上部成層圏・中間圏オゾンを上から遠隔測定する方法としてミリ波分光観測が注目されている。これは、大気オゾンの熱放射または太陽放射の大気オゾンによる吸収を測定するものであるが、輝線あるいは吸収線の輪廓を求めてオゾンの高度分布に対する情報を得る。高度分解能は10km程度であるが、熱放射の観測は昼夜によらず可能であるから、中間圏オゾンの日変化を上から追跡できる。

名古屋大学理学部のミリ波望遠鏡(口径4m)は、もともと天体観測のための装置だが、大気オゾンの輝線が存在する周波数帯域をカバーできるので、試験的に大気オゾンの観測を試みている。ここでは、われわれの測定した輝線輪廓からオゾン分布を求めうる可能性について論ずる。

ここで対象とするオゾン(O<sub>3</sub>)の回転線は6<sub>1,5</sub>-6<sub>0,6</sub>の遷移に対応する周波数110.836 GHzである。この周波数帯域では黒体放射に対するレーリー・ジーンズの式が使えるので、放射束より放射温度を慣用する。オゾン輝線の放射温度は

$$T_B(\nu) = \int_0^{\infty} T(z) e^{-\int_0^z \alpha(\nu, z') \sec \theta dz'} \alpha(\nu, z) \sec \theta dz$$

で与えられる。ここで、 $\nu$ は周波数、 $z$ は高度、 $\theta$ は視線方向の天頂離角、 $T(z)$ は気温である。 $\alpha(\nu, z)$ は吸収係数で、AFGLの線定数を使えば次のように表わされる。

$$\alpha(\nu, z) = 1.732 \times 10^{-13} \frac{e^{-25.3/T(z)}}{T(z)^2} n(z) V(x, y) \quad [\text{cm}^{-1}]$$

ここで  $n(z)$  はオゾン数密度、 $V(x, y)$  は Voigt 函数で

$$V(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{(x-t)^2 + y^2} dt$$

$$x = (\nu - \nu_0) / \Delta\nu_D, \quad y = \Delta\nu_c / \Delta\nu_D$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \left( \frac{z k T(z)}{m} \right)^{1/2} \quad \text{Doppler 幅}$$

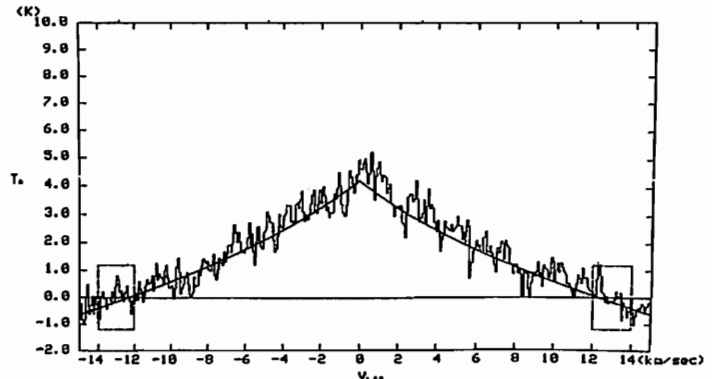
$$\nu_0 = 110.836 \times 10^9 \text{ Hz}$$

$\Delta\nu_c$  は衝突による圧力幅で、実験データにより  $\Delta\nu_c = 1.00 \times 10^8 p(z) T(z)^{-0.65}$

( $p(z)$  in mb,  $\Delta\nu_c$  in Hz)

$T_B(\nu)$  に対する各高度の寄与を計算してみると、線輪廓の中心付近では気圧の低い中間圏の寄与が支配的であり、輪廓の裾では圧力幅がりの効く高度、すなわち下部成層圏が支配的である。幸いなことにオゾンは対流圏にほとんど分布しないので、対流圏の影響は無視してよい。式からわかるように放射温度は気温・気圧にも依存するから、理想的にはこれらの大気パラメータも同時測定(地上~中間圏まで)が必要だが、当面は季節変化を表現できる climatological な大気モデルがあれば足りる。

下図は、今年1月1日に測定した輝線輪廓を示す。横軸はドップラ速度で表現してあるが  $\Delta\nu$  (MHz) = 0.37  $V$  (km/s) である。内之浦のロケット観測から得たオゾンの平均分布をもとに計算した値を滑らかな実線で示してある。オゾンの季節変化は考慮していないが、大気モデルは30°N 1月のモデルを使っている。観測と計算の一致は良好であり、この装置が大気オゾンの測定に対しても有効であることがわかる。下層大気の水蒸気による吸収の影響、装置の雑音レベルの決定など放射温度の絶対値の評定は今後の課題である。



福田 光伸、柴田 隆、成清 徹、前田 三男 (九大工)

我々はエキシマーレーザーを利用したオゾンライダーの開発、及びそれによるオゾンの観測を続けてきた。初期のオゾン観測はXeCl(308nm)レーザーの一波長のみで成層圏の測定を行い、以後、エキシマーレーザーの改良と共に、XeClレーザー励起p-Terphenyl dyeレーザーによる2波長化、KrFレーザー(248nm)励起CH4ラマンレーザー第2ストークス線(290nm)とXeClレーザーを組み合わせ、上部対流圏のオゾン測定などを行ってきた。

ところで、上記のようなXeClレーザーを中心にしたオゾンライダーでは、オゾン密度の小さい対流圏を測定する場合、300nm以上の波長を得るために、上でのべたようなKrFレーザー用、とXeCl用の二台のエキシマーレーザーが必要となり、観測手順も煩雑となる。今回我々はKrFレーザー励起のH2第一(277nm)、第二(313nm)、第三(360nm)ストークス線、D2第二(292nm)ストークス、及びCH4第二(290nm)ストークス線がそれぞれちょうど対流圏から下部成層圏にかけてのオゾンライダー測定に適する波長であることと、KrFレーザーからこれらのストークス線へのエネルギー変換効率が10%から30%と高いことから、これらのラマンレーザーのみを用いて測定を試み良好な結果を得た。図1は上記波長のうち290nm、313nm、360nmを組み合わせた場合に予想される測定誤差を示す。これによると1.5kmの分解能、5分程度の測定時間で、30kmまで約10%の誤差で測定が可能である。図2は実際の測定例である。受信フィルターの透過率の悪化により12km付近の誤差が大きくなっているが、これは近日中に改善できる見込みである。ラマンレーザーを用いた場合、成層圏への2波長(313, 360nm)では同時送受信が可能である。また、広く用いられているNd:YAG SHGレーザー励起dyeレーザーSHGにくらべると構造が非常に簡単で、フィールドでの使用により適する。

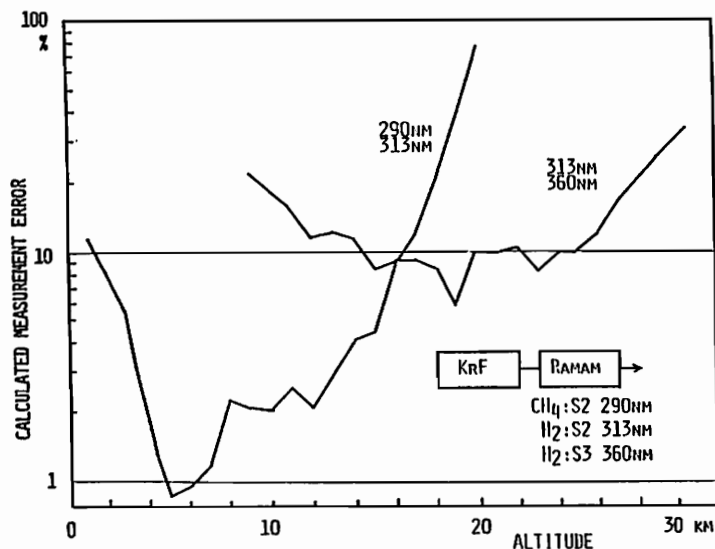


図 1

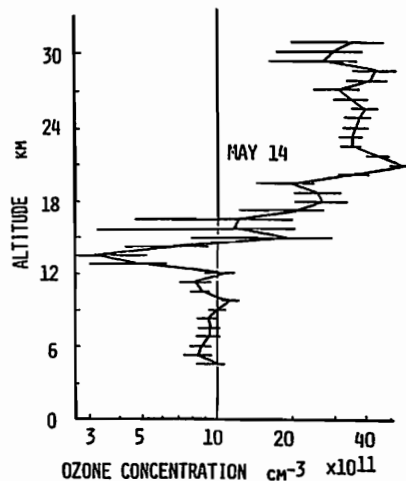


図 2

## 航空機観測用オゾン測定器の開発

小島 浩<sup>\*</sup>、近藤 豊<sup>\*</sup>、高木増美<sup>\*</sup>、森田恭弘<sup>\*</sup>、岩田 晃<sup>\*</sup>、村松久史<sup>\*\*</sup>、広田道夫<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*</sup>名古屋大学空電研究所、<sup>\*\*</sup>気象研究所

### 1. はじめに

従来、市販のオゾン-エチレンの化学蛍光(ケミルミネッセンス)を利用したオゾン測定器は、航空機観測に用いる際に、高度の変化による気圧及び温度の変化に伴って感度が変化してしまうという問題点があった。

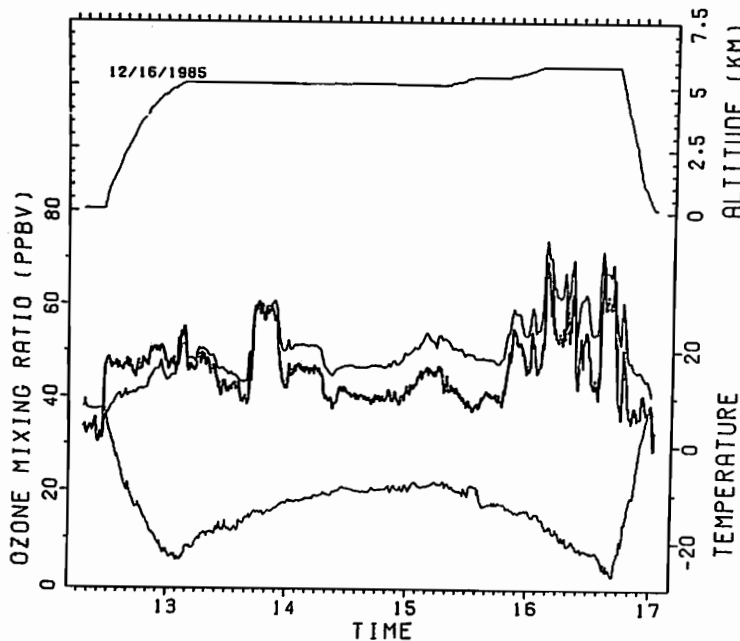
我々は、その問題点を解決するために、サンプルする大気及びエチレンの質量流量がコントロールできる様な機能を持った測定器の製作を行った。(前回の 第79回 日本地球電磁気学会で報告)

実験室におけるテストでは、オゾン濃度に対する測定器の出力はかなり良い直線性を示しており、感度変化は500mb以上の圧力範囲で5%以内に収まっていることが確認できた。

### 2. 航空機比較観測

この測定器を使って1985年12月16、17日に北緯26度から38度にわたって航空機観測を行い観測データを得た。同時に、K1(ヨウ化カリウム溶液)法を用いてオゾンのデータを得ている(気象研)。両者のデータの比較を行った(図)。

今後、測定器による誤差の評価や誤差を生じる原因を検討し、更に精度を向上させることが重要である。



(オゾン濃度の太線は空電研、細線は気象研のデータ)

## — 日変動における諸問題 —

内海通弘 藤原玄夫  
九大・理・物理

この2年くらいの間に、中間圏ナトリウムに関する反応の速度定数が急速に室内で測定されるようになり、化学反応系が次第に明らかになっている。以前に推定していた速度定数よりも、測定値は速いものが大部分である。まだ多くは、測定されていないが、それらは、理論的に求めて補い、中間圏ナトリウム層の季節・日変化などをシミュレートする。

ナトリウム化合物の  $\text{Na}$ ,  $\text{NaO}$ ,  $\text{NaO}_2$ ,  $\text{NaOH}$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Na}^+\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{Na}^+(\text{H}_2\text{O})_2$  を変数とし、一次元で、その密度を計算する。化合物  $i$  の密度  $n_i$  の連続方程式は、

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i n_i - \text{div} \phi_i \quad (1)$$

と表わされる。ここで、 $P_i$ ,  $L_i n_i$  は、生成と消滅項である。 $\phi_i$  は、垂直フラックスである。分子拡散は、無視し、うず拡散のみを考慮する。

境界条件は、上限 120 km で、

$$\left. \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right|_{z=120 \text{ km}} = 0$$

を仮定する。主な、化学反応や、流星の注入が 100 km 以下で起り、(1) 式の生成消滅項が上限では、無視できるからである。下限は、30 km にとり、力学に比べ化学反応が速いことから、光化学平衡を仮定した。垂直に 2 km の格子間隔をとり、時間ステップは 1 分で、 $\text{Na}$ ,  $\text{NaO}$ ,  $\text{NaO}_2$  を family にして、Implicit で解く。組成の密度プロファイルは、島崎 (1984) を使った。

化学反応系は、中性反応とイオン・クラスタリング反応から成っている。中性反応は、Sze ら (1982) の反応とほぼ同じであるが、速度定数は最近、測定されたものを使う。イオン反応は、Jegou ら (1985) とほぼ同じである。

流星の注入量は、Hughes (1975) の全地球で 44 ton/day を使い、隕星中、0.6% の  $\text{Na}$  を仮定して、 $1.6 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$

を使った。注入プロファイルは、Huntens (1980) を使い、注入星で、ノーマライズした。

時間発展させて、定常解を得た。季節変動は、観測とほぼ一致するが、日変動は昼と夜で 2 倍近く変動し、観測と一致しない。観測では、夜・昼ほとんど、全量に差がないことが分っている (Gibson & Sandford, 1972)。これは、反応系が今だ不十分であることを物語っている。

次にこのモデルの流星雨に対する応答を調べた。ペルセウス流星の極大日 (8/12) 付近に我々は、レーザー・レーダーによって  $\text{Na}$  層の観測を詳しく行っている。この結果、ペルセウス座流星群と  $\text{Na}$  層の全量の相関が良いことが明らかになった。このことから、適切な流星の注入を仮定して、その応答を調べることは、重要なモデルのチェックになるであろう。 $\text{Na}$  層は、1 日で流星の影響が消えるが、モデルでは、2~3 日、影響が残る。

## 参考文献

1. Shimazaki, T. (1984), *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 173-191.
2. Sze, N. D., Ko, M. K. W., Swider, W. and Murad, E. (1982), *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 473-476.
3. Jegou, J. P., Granier, C., Chanin, M. L. and Megie, G. (1985); *Annales Geophysicae*, **3**, 299-312.
4. Hughes, D. W. (1975), *Space Research*, **XV**, 331-539.
5. Huntens, D. N., Turco, R. P. and Toon, O. B. (1980), *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1342-1357.
6. Gibson, A. J. and Sandford, M. C. W. (1972), *Nature*, **239**, 509-511.

夜間大気光単色撮像・絶対測光共同試験観測

金田栄祐\* 宮下晴彦\* 白崎浩義\*

\* 東京大学地球物理学研究所

夜間大気光の単色撮像観測の試みは、長年の間、多くの研究者によって、様々な方式によって行われてきた。著者(金田)は、単色撮像用魚眼レンズを用いて、全天の単色像を2次元的に検出する、同時性と重複する方式を採択した。科研費試験研究(2)の補助金によって作成した電子撮像装置に上記のレンズを組合せた。単色撮像観測システムを完成させ(平学会オプティカル講演会(1986年4月)発表)。その後東京天文台測光部の御好意で、同天文台木曾観測所に於いて共同試験観測を断続した。今日迄継続して来たのが、本研究の沿革である。

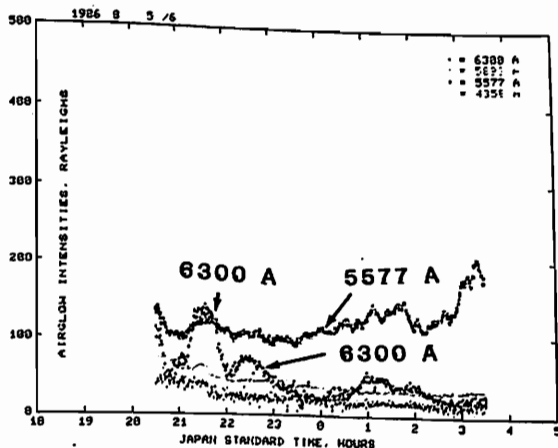
木曾観測所に於ける試験観測では、光子計測法撮像装置とイメージインテンシファイアー(I.I)+高感度撮像管(SIT)の組合せの撮像装置と比較の為に、夫々使用した。前者では、撮像装置の中核部分である、光子計測法撮像管の、許容最大計数率の関係から、[OI] 6300Åでの全天観測には、D~0.8のNDフィルターによる減光を必要とする事が判明し、今後の改善課題となった。

\* 東京天文台

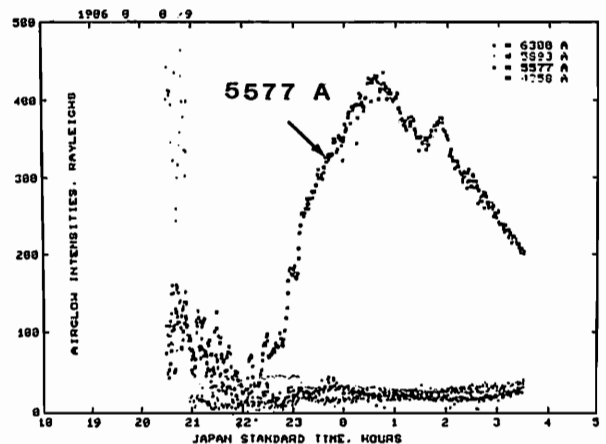
I.I.+SITの後者では、フレーム・ブランキングを利用した積分に於いては、読取りビーム1回の掃査では、信号の読み残しが生ずる等の問題があり、外部のフレームメモリの採用が必要だった。判明した。最近、ビデオレートで簡単な演算が可能で高速フレーム・メモリーが入手可能となった。従って、各フレームの画像データの離散して居る光点とする。夜間大気光程度の輝度レベルに於いては、この様なフレーム・メモリーを信号蓄積部として使用する事によって、光子計測法撮像装置同様、使用出来る見通しがあった。

今回は、本年8月に行った観測の結果に就いて発表を行う。下図に示した如く、8月16日21-23hの[OI] 6300Åの天頂値の変動に対応して、[OI] 6300Åの移動を伴うパターン変化、8月19日22-02hの[OI] 5577Åの強い増加の際の、[OI] 5577Åのパターン変化が特に興味ある結果である。

猶、今回の試験観測に於いて、浜松ホトニフスの協力を頂いた事を、最後に附記します。



1986年8月16日 木曾天頂値  
21h-23h [OI] 6300Åの特徴的変動を示して居る。



1986年8月19日 木曾天頂値  
22h-02h [OI] 5577Åの異常に近い単独増加が特徴的。





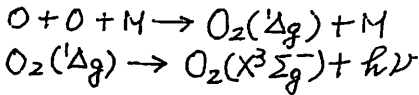
中間圏上部・熱圏下部の酸素原子高度分布

牧野忠男、南口宏之、内藤一郎、長谷川みどり、山本博理

立教大、理

1986年2月1日、22時40分に  
内の浦より発射された観測ロケットS-3  
10-16号機によって波長1.27 μm  
及び1.6 μmの測定が行なわれた。

夜間における波長1.27 μmの光は



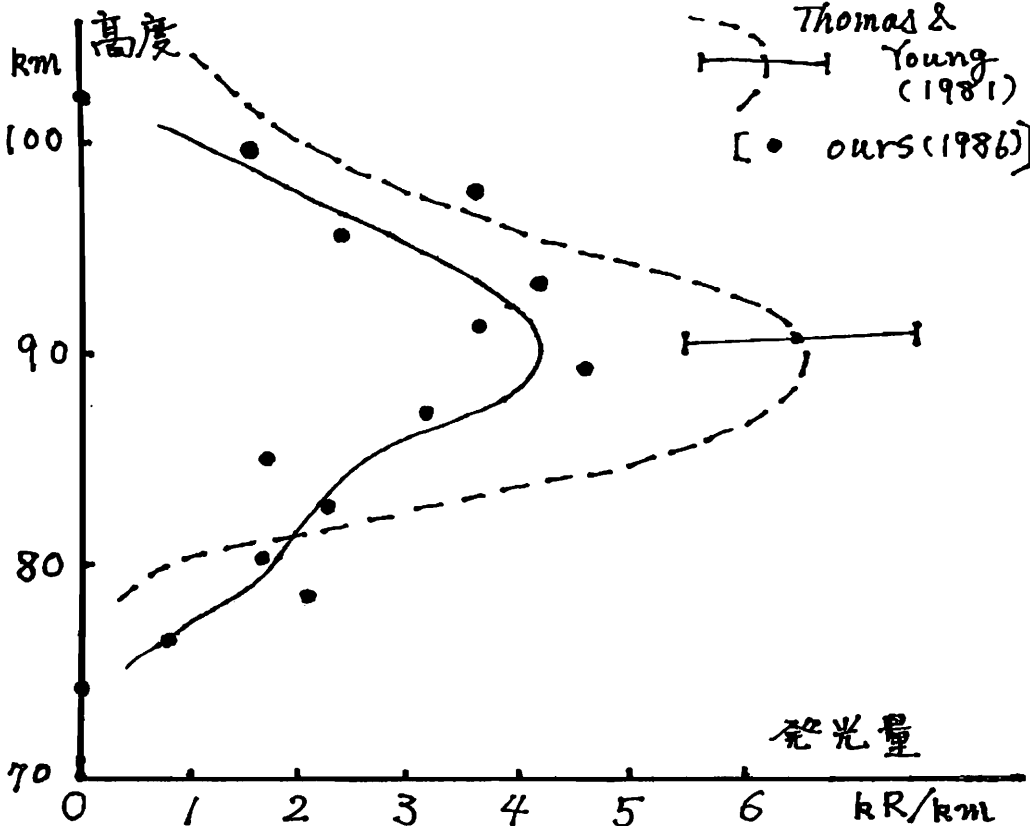
による発光と考えられている。この光を  
測定すれば酸素原子の高度分布が推測さ  
れる。測定結果を図に示す。この光の  
最近の測定(Thomas & Young: 1981)  
も併せて示す。

図示されている我々の測定値を定めるに  
は測定器の視線方向(即ち、ロケットのス  
ピン軸の天頂角)を知る必要があるが、そ

の決定には同乗した筑波大のデータ(スピ  
ン軸と直角方向を視線としている)の  
Van Rijn 曲線を計算によるSimulation  
と比較してロケット高度80~100kmの  
間でスピンの天頂角を38.9度とした。

この方法によるスピンの天頂角の決定は  
始めてであり、昼間に於けるsun sensor  
及びgeomagnetic spectrometerの結果と比  
較してみる必要がある。

波長1.6 μm付近の測定はOH Meinel  
band(3-1, 4-2, 5-3)の高度分布に対  
するものであるが、この結果についても報  
告する。



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

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

The Plasma Wave Instrument (PWI)<sup>1</sup> on Dynamics Explorer-1 can measure both polarizations and propagation directions. These measurements are obtained from the correlation between two of three sensor signals, chosen from among (1) a 200m tip-to-tip rotating long-wire antenna perpendicular to the spin-axis ( $E_x$ ), (2) a 9m tip-to-tip tubular antenna parallel to the spin-axis ( $E_z$ ), and (3) a loop antenna measuring the wave magnetic field component parallel to the long-wire antenna ( $B_x$ ). Depending upon the pair of sensors used, one can measure the polarization (right-handed or left-handed) from  $E_x$  and  $E_z$ , the propagation direction (up or down) from  $B_x$  and  $E_z$ , and a combination of these two (right-up/left-down or right-down/left-up) from  $B_x$  and  $E_x$ . Wave arrival directions can sometimes be measured using the  $E_x$  and  $E_z$  configuration.<sup>2</sup> Such observations, including simultaneous spectrogram and polarization results, are being surveyed for Z-mode emissions.

Z-mode emissions are commonly observed in the frequency range from just above the plasma frequency cut-off of whistler-mode hiss ( $f_p$ ) to the cyclotron frequency ( $f_H$ ), within the regions where  $f_p < f_H$ . Also observed are the Z-mode emission seemingly associated with the ordinary-mode (left-handed) auroral kilometric radiation, just below  $f_H$  and near auroral field lines. In these cases the Z-mode waves are right-handed and upgoing. Although the Z-mode emissions near  $f_H$  may be generated by a mechanism related to the cyclotron resonance, it seems unlikely that the Z-mode emissions sometimes observed near the plasma frequency at less than 10 kHz are generated in this way.

**References:**

1. S. D. Shawhan et al., Space Sci. Instr., 5, 535, 1981.
2. W. Calvert, Geophys. Res. Lett., 12, 381, 1985.

低高度にてISIS-1により観測される  
ホイッスラ・モード AKR の特性

相京 和弘、恩藤 忠典、大高 一弘

郵政省電波研究所

南極域のISIS-1サウンダ・データには種々の放射が見出される。先回の講演ではその中のZモード放射の特性について報告したが今回はMF/LF帯のホイッスラモード放射について紹介する。極域においては昼夜に無関係にこの種の放射がしばしば観測されるが今回特に扱ったデータはISIS-1の近地点(590 km)で観測されたもので図1に例で示す。近地点は0028UT付近にあり観測点の時刻は03-20MLTの夜間で地磁気緯度は $68^{\circ} \sim 82^{\circ}$ である。この時衛星はカートホイール運用にあり固定周波数( $f=0.48\text{MHz}$ )における受信強度はスピン変調を受けていることが分かる。この放射はAlouette-11の観測(Hartz, 1971)ではスピンの影響は殆どないとされていたもので、観測高度の差に因るものとも考えられる。事実、観測時間の異なる昼側のカサブ付近の高度1800kmでの例ではスピンの影響は認められない。強度の強い時の上限周波数はホイッスラモード内で $f_n$ (プラズマ周波数)、 $f_h$ (ジャイロ周波数)と無関係にほぼ6-700kHzにある。このように低高度でスピン効果が顕著なのは波源が比較的離れており伝搬効果の現われと解釈できる。図1には受信強度と共に受信アンテナのスピンの位相角が示されておりこれから強度極小の時のアンテナの磁場に対する位相角 $\delta$ はほぼ $0$ (又は $180^{\circ}$ )付近にあることが分かる。これは電界面がほぼ磁力線に直角方向にあることを意味する。いま0029UT頃に受信されたイオノグラム(写真)をスケールして得た受信点の $f_n=2.5\text{MHz}$ 、 $f_h=1.2\text{MHz}$ を用い、 $0.48\text{MHz}$ 波の受信点における伝搬ベクトル $K$ を図2のグラフによる解法で求めると、 $\delta$ はほぼ $3-8^{\circ}$ であり、この条件で許される $|\delta| < 26^{\circ}$ を満たし、伝搬ベクトル角 $\theta$ は磁場に対し $8-14^{\circ}$ となる。 $\theta$ には $180^{\circ}$ のあいまいさがあるが上方から到来したと仮定し、この初期値で適当な電離圏モデルのもとにレイト

レーシングを行なった結果によるとほぼ磁力線に沿って上方に伝搬し、 $f_n$ が低下して $f=f_n$ の条件に近づくとも通路は水平方向に曲げられて、 $f < f_n$ の条件を満たしつつほぼ等電子密度線に沿って伝搬する。これは $f > f_n$ の時、共鳴角 $\theta_{res}$ が小さくなり、許される $\theta$ が $0$ に近づくとともにrayの方向が磁場に直角に近づくためである。発生機構としてはロス・コーン分布をもつオーロラ電子によるホイッスラ・モード不安定(Wu et al., 1983)が発生する波のベクトル及び発生高度などから最も有力である。なお、このイベントの時の昭和基地における地上VLFデータにはVLFヒスが観測されており、解析した他の2イベントも同様であった。

ISIS-1 SOUNDER AGC VOLTAGE & ANTENNA ORIENTATION

0024-0029UT NOV.16, 1977 SYOWA  
WHISTLER-MODE EMISSION (FF:480kHz)

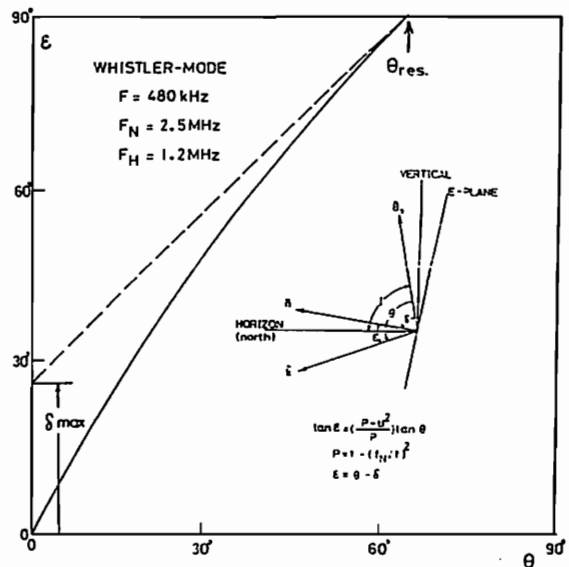
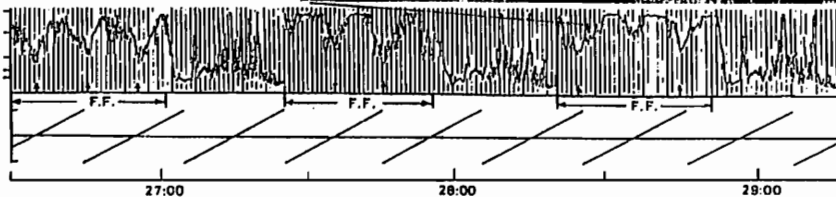
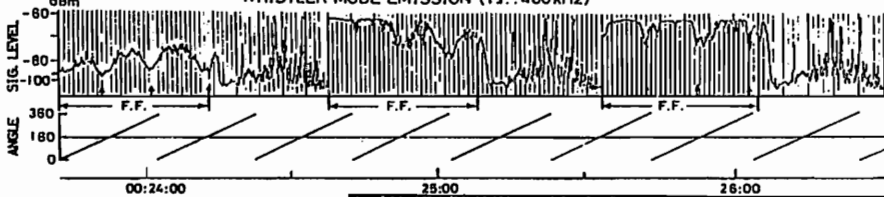


図2. 電界面法線ベクトル、伝搬ベクトル及び地磁気ベクトルとの間の幾何学的関係、及び $\epsilon$ 対 $\theta$

図1. ISIS-1のサウンダ AGC 電圧に現われた低高度(近地点付近)ホイッスラ・モード AKR の例と地磁気・アンテナ角の変化。F.F.部は480kHz 波の振幅変化。

# Plasmapause 近傍における波動-粒子相互作用現象

— EXOS-C (おおぞら) 観測

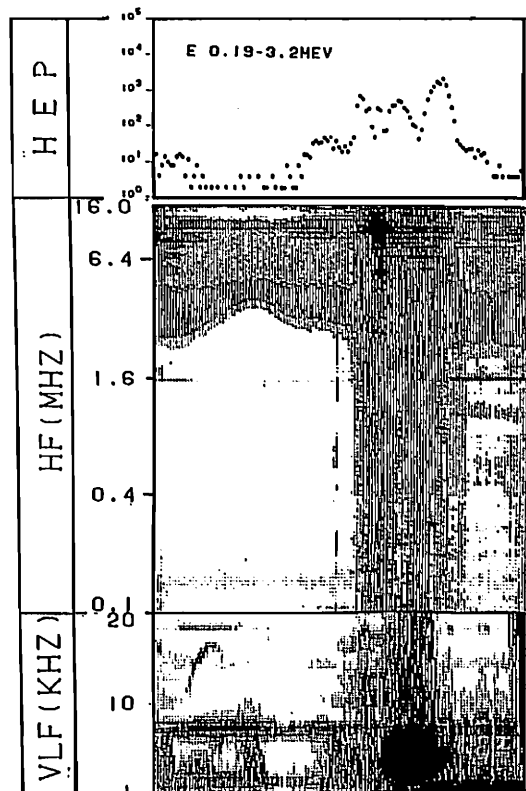
森岡 昭 大家 寛 永田 勝明  
(東北大・理) (エリ大)

EXOS-C (おおぞら) 衛星は、赤道から極域にわたる電離圏のプラズマ及びプラズマ波動の観測をつづけている。プラズマ波動データは、機上でスペクトラム処理を行った後にデータレコーダに記録されるために、特に VLF 波動は従来の衛星による波形直接伝送方式に比べて格段にデータ取得率が向上した。この特徴を生かして、過去の衛星の成果の検証を含めて、プラズマ波動現象の世界的分布や、磁気圏擾乱に伴う時間変動を詳細に見直すことが可能となっている。本報告では、電離層高度で観測される plasmapause 近傍のバースト性波動現象 (ここでは plasmapause バースト性波動現象と仮称する) について報告する。

第1図に「おおぞら」衛星が Plasmapause 領域を通過する際に観測された VLF, HF プラズマ波動ダイナミックスペクトラム及び高エネルギー粒子のフラックス計測結果を示す。ここに示された例は典型的なケースであるが、その統計的な性質は以下の様に要約される。

1. VLF 帯域では、LHR バンド放射 (電離層 origin) が広帯域化すると同時にこれに重畳して数 kHz から 20 kHz 程度のバースト性の放射 (plasmapause origin) が観測される。
2. 同時に ELF ヒス (plasmapause origin) のスペクトラムが広帯域化することがある。
3. HF 帯域 (100 kHz - 16 MHz) では全帯域をカバーする様な雑音性スペクトラム (in-situ 現象と考えられる) が観測される。
4. この plasmapause バースト性波動現象が観測されるとその放射線帯粒子のフラックスは変動が激しい。
5. この現象は、磁気嵐主相時に多く観測

される。  
以上の特性をもつ一連の現象は、磁気嵐主相時において ring current 電子とプラズマ波動の相互作用の結果生じたプラズマ波動 (VLF バースト, ELF ヒス) と、この波動による loss-cone におとされたエネルギー粒子、及びこの粒子が電離圏でつくる LHR 放射と理解される。しかし、HF 帯 Noise は、電離層及び静電波では説明できない広帯域スペクトルをもつが、その発生原因については、更に詳細に調べていく必要がある。



UT	14:45	14:50	14:55	15:00	15:05	15:10	15:15
HLT	08:05	08:21	08:34	08:49	09:08	09:41	11:00
INVL	35.7	23.1	21.0	30.8	44.9	59.1	71.4
MLA	-30.2	-14.4	4.3	22.5	40.2	57.3	73.1
GLO	253.4	259.6	263.0	267.5	271.9	278.4	291.3
GLA	-42.6	-24.2	-5.8	12.1	29.6	46.4	61.9
II	442.6	501.4	572.9	650.1	724.6	707.9	632.0

第 1 図

## 磁気圏におけるサイブル信号の レイパスに対する日出日没効果

澤田 晃    木村磐根    大村善治  
(京大工学部)

昨年春の学会で、ベクトル・プロセッサを用いた非ダイポール磁場中のレイトレイシングの高速化に関して発表したが、このプログラムの応用として、南極サイブル局から出る電波が、電離層を突き抜ける時、日出、日没の効果で、電離層電子密度に経度方向の傾きがあるとき、それが電離層を突き抜ける電波の通路に、どのような影響があるかを調べることは、科学衛星などでその信号を受信したときの特性を解釈するとき大変有効である。  
**電子密度モデル**    いわゆる拡散平衡型モデルに経度( $\phi$ )方向の勾配を与える関数

$$2.0$$

$$1 + \frac{1 + \exp\{(\phi - \phi_0) / K\}}{2}$$

を掛けるものとする。ただし $\phi_0$ は勾配の中心経度、 $K$ は勾配を与える定数で $\pm 7.5^\circ$ とした。この関数はISS-bにより南極サイブル付近で、実際に観測されたF層最大電子密度の経度方向の勾配を読み取り、これをフィティングしたものである。経度 $\pm 30^\circ$ で密度が3倍程度変化する(中心で2倍)モデルである。第1図(a)にはサイブルの経度( $7.6^\circ W$ )で日出後1時間頃に対応し、又同図(b)には日没前1時間頃に対応する、経度方向の電子密度プロファイルを示す。

**レイトレイシング**    サイブル局から5kHzの電波が導波管モード伝搬の後電離層に垂直に入射するものとしてレイトレイシングを行った。第2図(a)(b)は第1図(a)(b)の電子密度分布によって行った通路の赤道面への投影を北極から見たものであり、通路の出発点は磁気緯度 $64.8^\circ S$ 、経度を $30^\circ W$ から $15^\circ E$ まで $5^\circ$ おきに10本の通路を計算した。実際には、この2例の両極端の間の勾配に対しても計算したが、図から明らかなように、経度方向の勾配は電波の通路に大きな違いを与えることが分かる。一般に電子密度の勾配の正方向に通路が曲げられ、極端にある経度方向にフォーカスされる場合がある。今後この結果を実際の科学衛星観測のデータから得られる信号強度の経度依存性を調べて、この様な効果が確かに存在しているかどうかを調べる。

Fig. 1  
電子密度  
分布

(a)  
日出後  
1時間

(b)  
日没前  
1時間

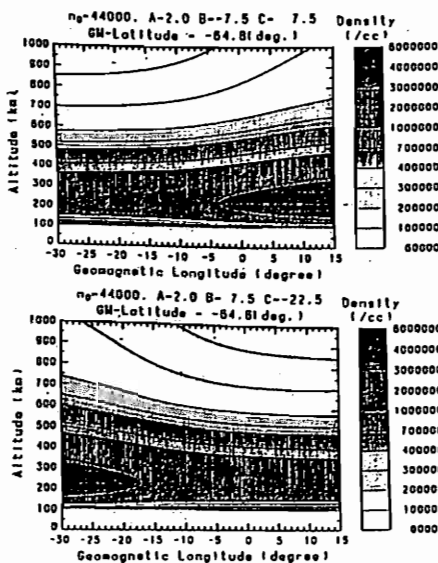
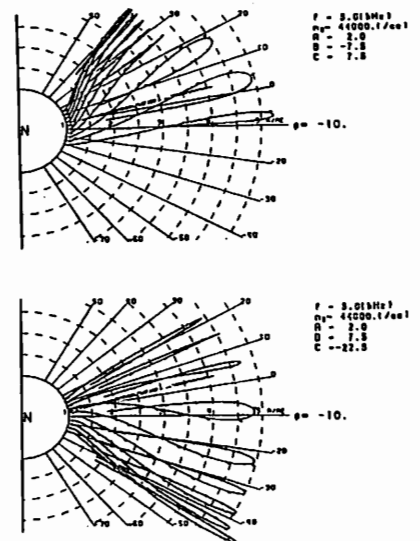


Fig. 2  
レイパス

(a)  
日出後  
1時間

(b)  
日没前  
1時間



渡辺成昭

電波研究所

多成分のイオンを含む上部電離圏及び下部磁気圏のELF波動は、イオンと相互作用し、各イオン種にあるクロスオーバー周波数、カットオフ、LHR周波数での振幅により、複雑なダイナミックスペクトルのパターンを作り出す。

下部磁気圏、上部電離圏の500 Hz以下の低周波数波動は主として昼間のデータで論じられて来た。そのダイナミックスペクトル例は、**図1**のように赤道越え重水素(TED)ホイストラ及びハリウム群が「くさび」形で帯に表わされる。

しかし、夜間では、**図2**に示されるように、赤道越えの重水素ホイストラは全く観測されず、逆に黒くスペクトル強度の弱い部分となって表わされる。その他、夜間のスペクトルは昼のスペクトルパターンと著しい違いがある。

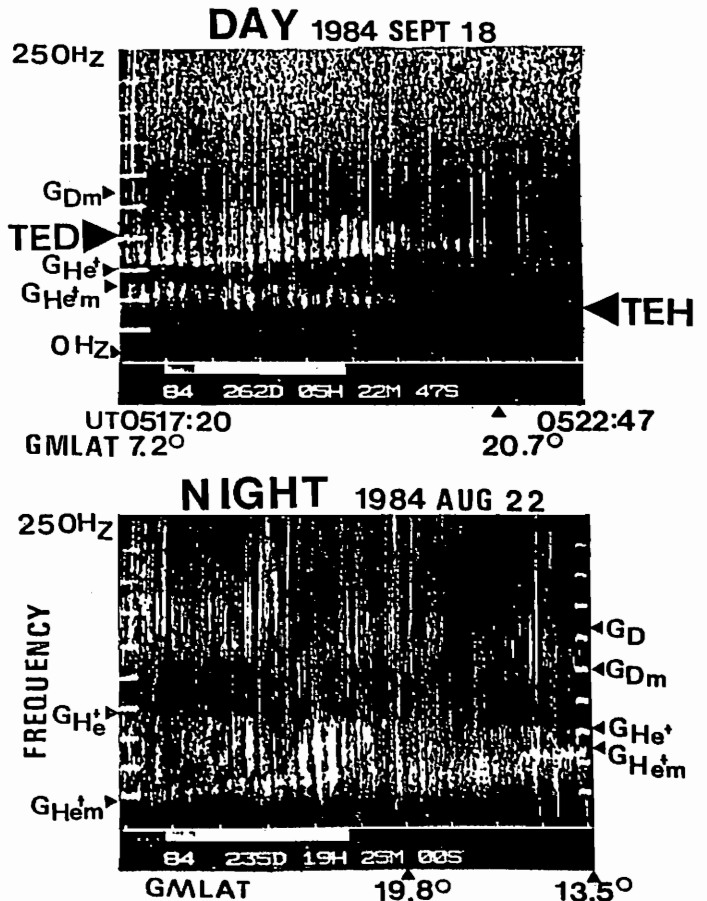
**図1**

TEDホイストラを形成する100Hz前後の波動は、高々度まで、 $He^+ - O^+$ のジャイロ周波数の間にあるクロスオーバー周波数の所で偏波変換の影響を受けずに、右偏波で生き残らねばならない。Fizakow et alの計算(1973)と著者のレイトレースを組合せると、夜間に於いては、これが極めて困難であり、TEDホイストラを形成出来なかったものと考えられる。尚、**図1**と、**図2**では衛星の進行方向は逆。その他興味ある例を紹介する。

**図2**

下図に於いて

- $G_D$ : 重水素のジャイロ周波数
- $G_{Dm}$ : 磁気圏を突き抜ける磁力線の赤道付近で最小の値を持つ $G_D$
- $G_{He^+}$ : ハリウム1価イオンのジャイロ周波数
- $G_{He^+m}$ :  $G_{He^+}$ の最小値
- TED: 赤道越え重水素ホイストラ
- TEH: ハリウムホイストラ



池田 慎  
(武蔵大)

鶴田 浩一郎  
(宇宙研)

町田 忍  
(アイオワ大)

前回の学会で報告した方法と同じ方法で、カナダ、ロバーバルの6ヶ所の観測点で得られたVLF電波の磁場強度から、電離層下面での電波の強度分布を見積もった。これを電離層からの出口と呼ぶ事にすると、この出口での電波強度分布Sのモデルは、図1に与えられている。図中の「E」印におかれた磁氣的・電氣的ヘルツベクトルから放射された球面波の磁場強度が、各観測点でたし合わされて受信されるものとする。ただし、出口での強度分布Sは、各観測点での磁場強度分布に最も良く一致するように最小二乗法によって決められる。以上のような方法で、電離層下面での出口の位置と形が得られる。

サイフル電波とホイスラーを明け方近くの約30分間に6ヶ所で受信した。デジタル処理された時間帯をAP1(11:33~34 UT), AP2(11:42~43 UT), AP3(11:51~52 UT), AP4(11:58~59 UT)と表わすと、その時間帯でのサイフル電波の地上強度分布の典型的な形は図2に与えられている。上の図で、「O」は観測点E, Aに対応しており、「X」は観測点D, Bに対応している。上の図は、地磁気東西方向の強度分布を表わしているが、はっきりした時間変動を示していない。一方、下の図は地磁気南北方向の強度分布であるが、非常に明らかな時間変動を示している。つまり、期間AP1では観測点Aでピークを示すが、期間AP2とAP4では観測点Eにピークがある。さらに期間AP3では、今もピークを示しているが、同時にEでも二次ピークを示している。

図2の期間AP3でピークが2つある事から、この期間を詳細に解析した結果、サイフル電波の出口が2ヶ所ある事がわかった。その位置と形が上述の多点強度分布の解析モデルを使って得られた(図3)。さらにこの期間に観測されたホイスラーを解

析した結果、図4に示されているような出口も得られた。図2の強度分布の時間変動と比較すると、これらの出口はVLF電波の透過に対して、活発化したり不活発になったりするように思われる。

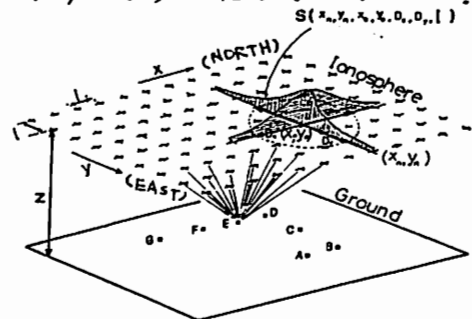


図1

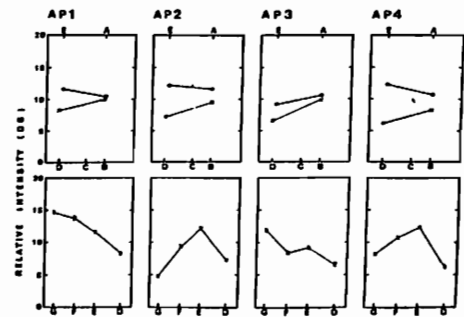


図2

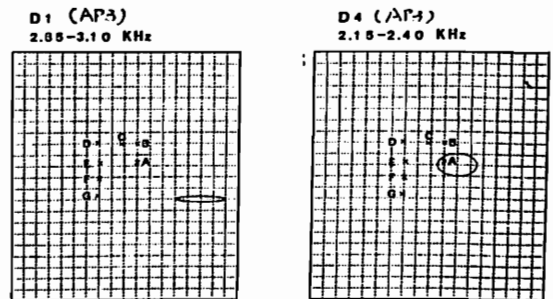


図3

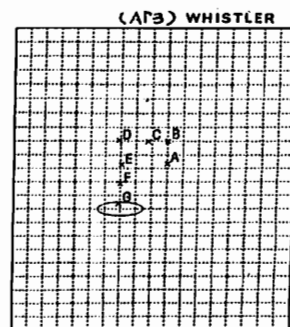
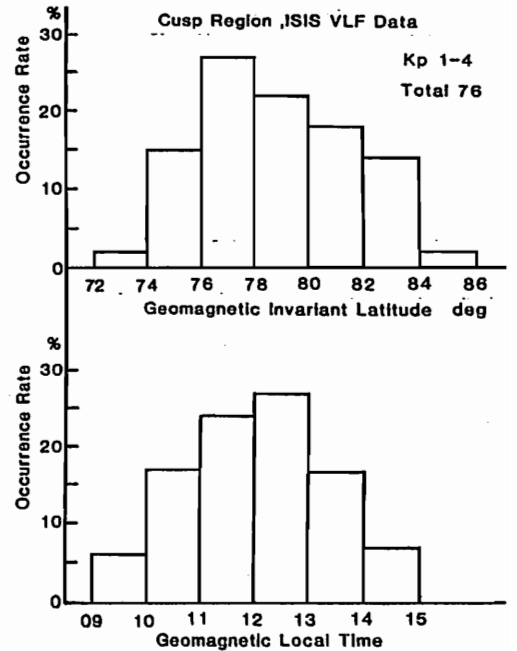
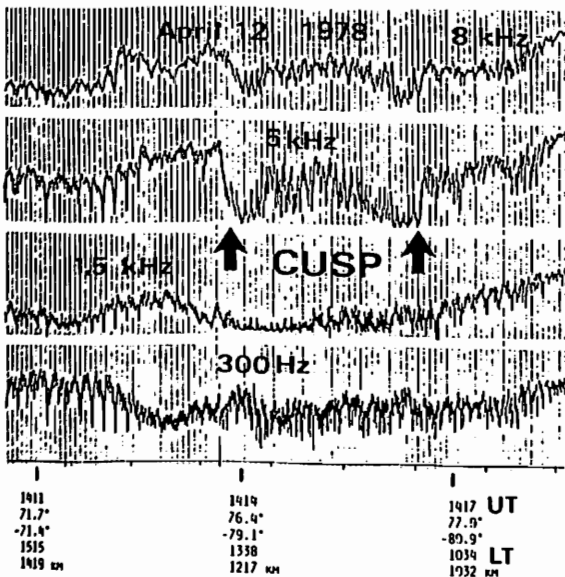


図4

恩藤 忠典、中村 義勝 (電波研)

昭和基地で受信した ISIS VLF データを解析した結果、下図の 5 kHz の強度対時間データに見られるように、明らかにカスプ域に相当する所で、こまかい変化が見られる。f-t スペクトルでも下図のように、カスプ域では変化の激しいスペクトルが見られる。このような現象を極カスプの VLF ヒストリとしてその特性を調べた。

76 回のカスプ VLF ヒストリの不変緯度分布及び MLT 分布は下図の通りで、Kp が 1 から 3 の値で最もよく起る。VLF データから得られた 10-13 MLT, 不変緯度 74°-83° に関して、使用した全データの分布は、カスプヒストリのあったもの 50%、擬似カスプヒストリのあったもの 15%、カスプヒストリがなかったもの 35% となる。カスプヒストリは、カスプと通って侵入する位エネルギーの太陽プラズマ粒子の不規則降下と関係があると推測される。



April 12, 1978 Kp:3- ISIS-1



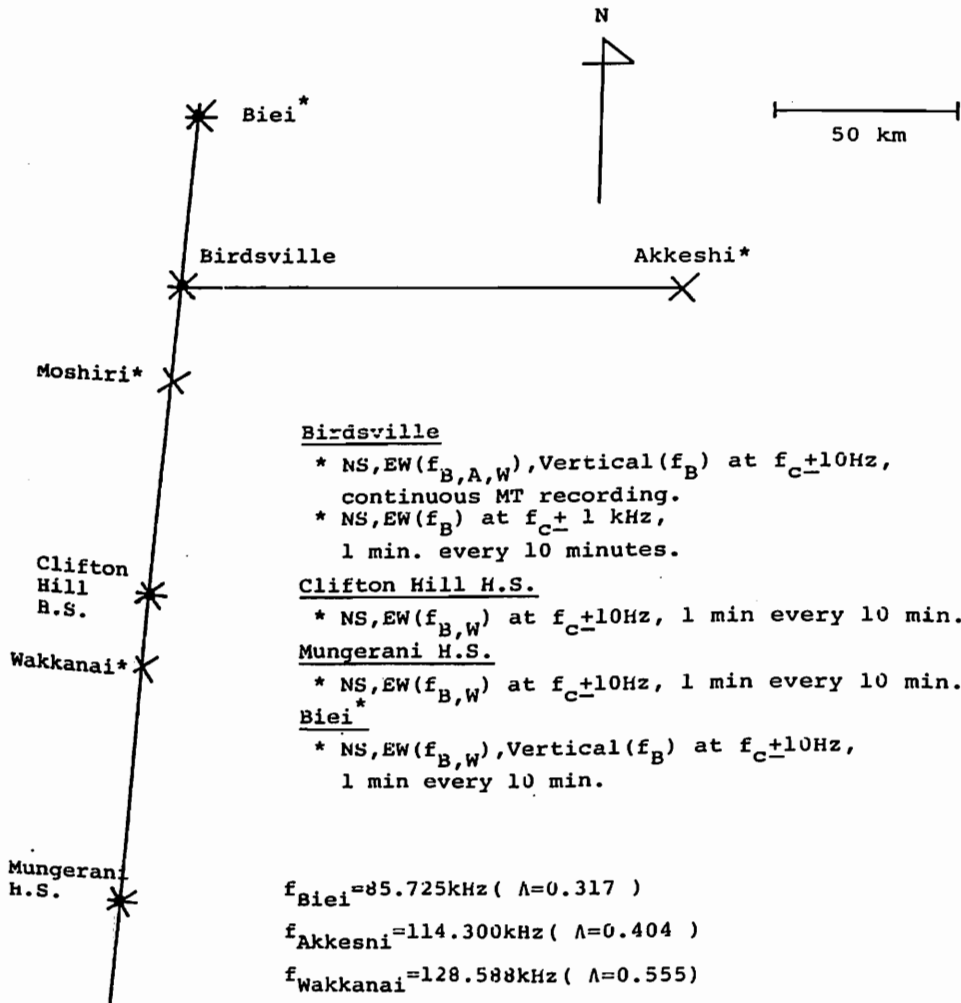
14 14 40 UT IN LAT 77.1 1303 GM LT  
GM LAT 80.48 ALT 1174 km



# オーストラリア・バースビル(L=1.6)及び その周辺でのLFデッカ波の共役点観測(速報)

田中義人, 西野正徳, 早川正士  
(名大. 空電研)

1986年7月中旬~9月中旬にオーストラリア, バースビルとその周辺において,  
北海道からのLFデッカ局(美瑛, 稚内, 厚岸)電波の共役点受信を行った。  
観測地点, 観測項目及び赤道上の電子のジャイロ周波数で規格化した周波数( $\Lambda$ )を下図  
に示す。本講演では, 得られた結果の概略を示す。



# 共役点観測で得られた中緯度ホイッスラーの活動と空電源分布との対応

西野正徳, 田中美人, 早川正士, 若井章  
(名大. 空電研)

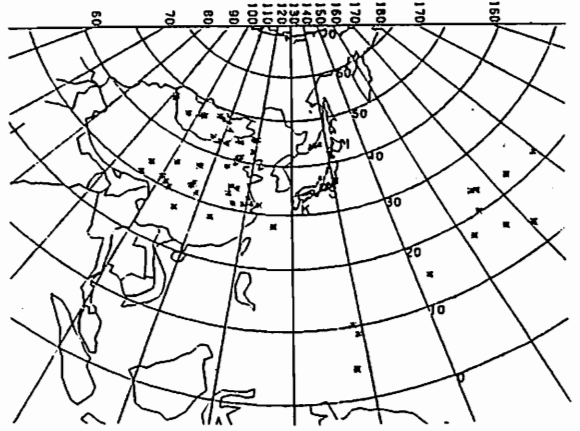
ホイッスラーの活動は、反対半球での雷活動に依存している。我々は、VLF/LF等々の磁気圏位相波の研究のため、1983-1984年、日本とオーストラリアの共役点観測を行った。VLF帯に関しては、1984年7月20日～9月7日、ソ連のエムソモリスフ(L=1.9)の高出力VLF局(500kW, 14.85kHz)からの磁気圏位相波を観測すると同時に、ホイッスラーの観測をセドナ地区で行った。一方、空電源の位置決定の観測は、空電研究所附属の3観測所(母子星, 佐久島, 鹿島)に設置されている空電方位測定装置を用いて行われ、東アジア地域上空の空電源の分布が得られた。本講演ではセドナで得られたホイッスラーの発生数と分散のデータを空電源位置データと比較し、さらにVLF局磁気圏位相波観測の結果から推定された位相条件を考慮することにより、ホイッスラー活動の原因を分析することである。

第1回は、18:50～51分JSTの観測で得られたホイッスラーの発生数の日変化と、VLF局磁気圏波の発生指数(16～21hJST)の日変化との対比を示す。

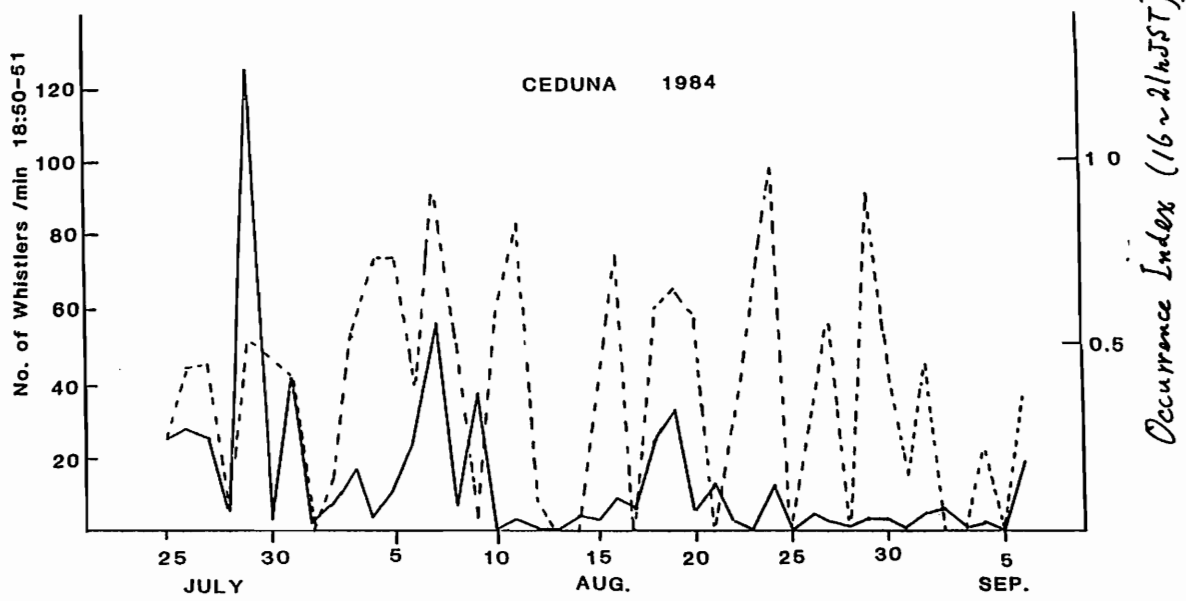
第2回は、Aug 7, 1986, 18:50～55分JSTの東アジア地域での空電源の位置の分布を示す。ソ連のエムソモリスフ周辺において雷活動が高く、発生位置も北緯50度近くの高緯度まで分布している。

本講演では、詳細な比較、検討の過程について発表する。

MAP OF ATMOSPHERIC SOURCES  
DATE 84.08.07. TIME 18:50 TOTAL 81 PLT 79



第2回



第1回

# 波動分布関数によるホイッスラ波の 電離層透過域評価と伝ぱん機構

島倉 信, 鈴木 弘 義, 早川 正 士, 太田 健 次  
(千葉大・工) (名大空電研) (中部大・工)

波動分布関数(WDF)による磁気圏波動の電離層透過域推定の特徴は、(1)電離層下端における波動エネルギーの広がりを得る、(2)複数の波源を分離して求めることである。図1は、電離層下端における波源のエネルギー分布を正規分布とした場合の標準偏差とWDFによって評価した波源の大きさの関係を示したものである。極めてよい直線性を示し、WDFによる波源の大きさを十分評価できることを示している。

1982年1月15, 16の両日、山岡(Geomag. 25°)を観測したホイッスラ波の分散は約34 sec/km<sup>2</sup>、透過域は天頂付近に存在した(図2)。15日は透過域の大きさが約80 km<sup>2</sup>、南から北へ移動しているのに対し、16日は南東15 km<sup>2</sup>中心をもち極めて安定な単一ダクトの存在を示唆している。また各ホイッスラ波の透過域は約40 km(平均)である。これらの結果は回動方位測定の結果とも一致し、今後WDFを用いた伝ぱん機構の解明が期待される。

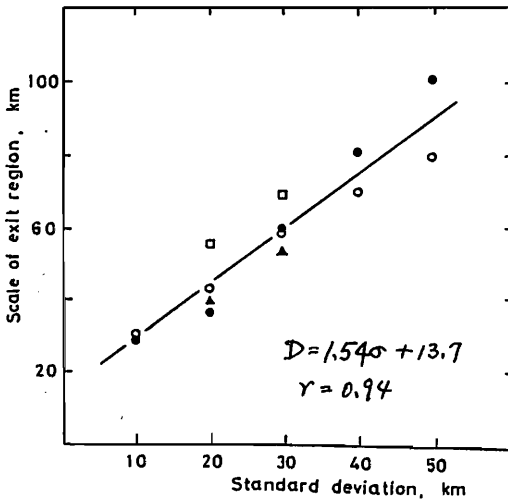


図1. 波源のエネルギー分布の標準偏差とWDFによる電離層透過域の関係  
(▲: θ=0°, ●○: θ=45°, □: θ=60°)  
▲, ● は入射角, ○, □ は方位角による評価

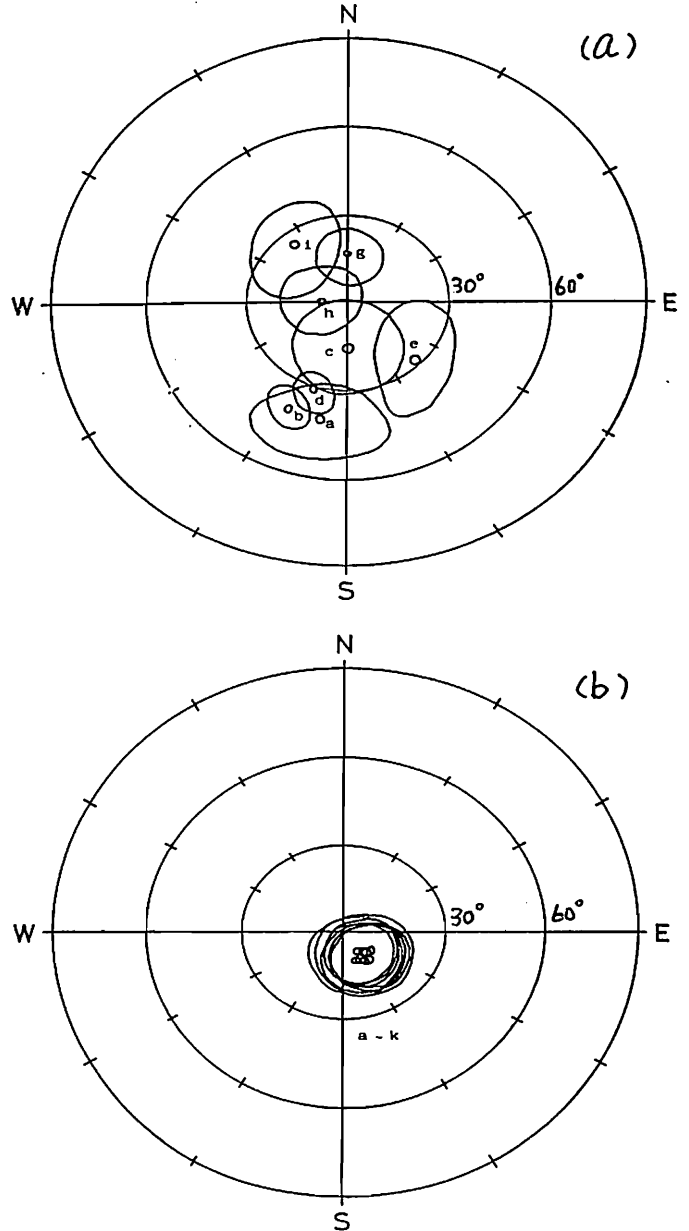


図2. WDFによる各ホイッスラ波の電離層透過域(山岡)  
(a) 1982年1月15日, 1640~1740 (JST)  
(b) 1982年1月16日, 1610~1640 (JST)

## 低緯度ダクト伝搬ホイスラのレイトレーシング

中村義勝, 恩藤忠典  
電波研究所

筆者等は沖縄において、ホイスラの方探地上観測を行って来た。その結果、観測したホイスラは天頂附近の狭い領域から到来しダクト伝搬の性質を示した。ホイスラの出口は、高度100kmにおいて直径5~20kmの大きさのものが主である。電離圏上部においては人工衛星観測からホイスラダクトの大きさが求められており、伝搬機構についても種々のモデルが発表されている。沖縄での方探観測の結果を説明するには、ホイスラがどのように電離層下部領域を通過して地上で受信されるかについて、これらの観測結果を結びつける、更に詳細なダクト伝搬モデルの考察が必要であると思われる。方探観測結果を理解する上で必要と思われる具体的な問題としては、なぜホイスラの到来方向が天頂附近に集中しやすいか、ダクトの下端の高度、ダクトの大きさ、その他のパラメータの変化が到来方向に及ぼす変化はどのようなものであるか、到来方向が天頂からずれると到来波の偏波

率が急激に低下するのはなぜか等である。本講演の目的は、ダクトを持つ電離圏モデルでのレイトレーシングにより、これらの問題をどの程度明らかにすることが出来るか研究することである。座標系は地理座標を修正したものをを用いる。

レイトレーシングにおいては、解析的なモデルが取り扱やすいので、磁場モデルはIGRF磁力線に近いダイポール磁場を用いる。電子密度は以下に示すようにAngerami-Tomasのモデルに不規則性を加えたものをを用いる。今回はこれらのモデル及びレイトレーシングの計算例について述べる。

## 電子密度

$$N = N_b Q^{1/2} F$$

$N_b$  = electron density at a base level

$$Q = \epsilon_{O^+} \exp(-Z/H) + \epsilon_{He^+} \exp(-Z/4H) + \epsilon_{H^+} \exp(-Z/16H)$$

$$Z = (R - R_b) R_b / R$$

$R_b$  = base level measured from the center of the earth

$\epsilon_{O^+}$ ,  $\epsilon_{He^+}$  and  $\epsilon_{H^+}$  are respectively the relative composition of oxygen, helium and hydrogen at a base level

$F$  = latitudinal modulation factor

$$= 1 + \alpha \exp[-((\theta - \theta_0)/\beta)^2]$$

$\alpha$  = enhancement factor of a duct

$\beta$  = half invariant latitudinal width of a duct

$\theta_0$  = invariant latitude of the center of a duct

## VLF放射 ( $f \approx f_H/2$ ) の off-equator での 方位測定と伝搬路の逆追跡

DIRECTION FINDING IN THE OFF-EQUATORIAL REGION OF THE MAGNETOSPHERE  
AND INVERSE RAY TRACING OF HALF-GYROFREQUENCY VLF EMISSIONS

武藤広泰<sup>†</sup> 岡田敏美<sup>†</sup> 島倉 恒<sup>†\*</sup> 早川正士<sup>†</sup>

Hiroyasu MUTO Toshimi OKADA Shin SHIMAKURA Masashi HAYAKAWA

<sup>†</sup>名古屋大学空電研究所

<sup>†\*</sup>千葉大学工学部

Research Institute of Atmospherics, Nagoya University - Chiba University

### 1. まえがき

磁気圏赤道面での Half-gyrofrequency VLF emissions の direction finding (方位測定) が静止衛星 GEOS2 のデータに基づいて行われた。<sup>(1)</sup> その結果、その波は oblique resonance angle (斜共振角) に非常に近い wave normal angle で発生している Quasi-electrostatic whistler mode 波 (準静電波) であることが分かった。これらの実験事実に基づき、我々は、コールド・プラズマと、十分な温度異方性 (またはロスコーン分布) を持つホット・プラズマとからなる 2 成分プラズマでの静電不安定性による発生機構を提案した。<sup>(2)</sup>

磁気圏の off-equatorial region におけるこれらの波の wave normal 方向や WDF (wave distribution function) の情報は、上述した様に、波の発生領域が磁気赤道面であることを確認することが出来るとともに、その後の波の磁気圏内での伝搬を調べることが出来、波の発生、伝搬機構の全体像を解明するのに極めて重要である。

### 2. GEOS1 data

本研究では 1977年9月19日と10月12日の2日について衛星 GEOS1 で観測された波動磁場および電場のデータに基づいて、off-equator における VLF emissions の wave normal 方向と WDF の決定を行った。

図1に、解析に用いた波のスペクトルを示す。ある特定の周波数を境として、上のバンドと下のバンドからなっている事が理解されよう。このギャップ周波数は発生領域でのジャイロ周波数の 1/2 であろう。

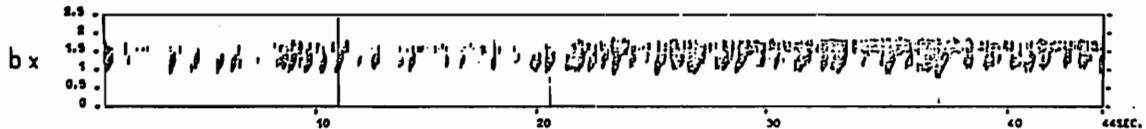


図1 A spectrogram of the September 19, 1977, event. The satellite attitude parameters are 1148:13 UT,  $L = 10.00$ ,  $MLT = 34.04^\circ$ . The local electron gyrofrequency and gap frequency are 3.490 kHz and 1.32 kHz, respectively.

### 3. Direction Finding (方位測定)

DFは最大エントロピー法による VDF analysis を用いて行った。その結果、磁気緯度が低い場合、 $\theta$  ( $B_0$  と  $k$  とのなす角) は  $\theta_{res}$  に近いところに分布している。一方、磁気緯度が高い場合には  $\theta$  は  $\theta_{res}$  よりも約  $15^\circ$  から  $20^\circ$  内側に分布していることが分かり、衛星が赤道面から離れている場合には伝搬の効果が効いてきており、磁力線に沿って伝搬するという近似が使えないことが分かる。

また今までは、磁界3成分のみを用いて VDF analysis を行ってきたが、本研究では、次に述べる ray tracing との関連から、波動電界の情報をも用いて、方向に関する ambiguity を取り除いた。

### 4. Inverse Ray Tracing (伝搬路の逆追跡)

これまでの結果より、off-equator で観測される Half-gyrofrequency VLF emissions は、磁気赤道面が発生したものが、伝搬してきたものであると考えられるため、off-equator での DF data を初期データとして、3次元の backward の ray tracing を赤道面まで行い、赤道面での波面法線方向の情報を得て、従来の我々の実験結果とも比較する。

[文献] (1) Hayakawa et al., J. Geophys. Res. 89, P.2811, 1984.

(2) Ohmi and Hayakawa, J. Plasma Phys., in press, 1986.

## PRELIMINARY REPORT OF JAPAN-AUSTRALIA MAGNETIC CONJUGATE OBSERVATIONS

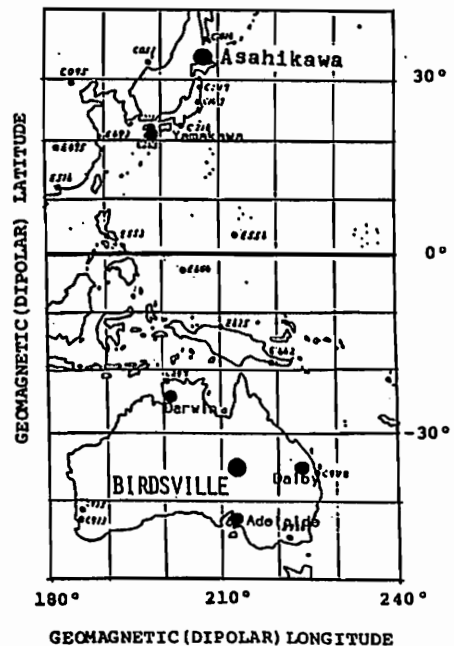
K. Yumoto, T. Saito, Y. Tanaka, and K. J. W. Lynn

(1: Onagawa Mag.Obs., Tohoku Univ., 2: Res.Inst.Atmos., Nagoya Univ., 3: Elect.Res.Lab.,DRCS)

Our understanding of hydromagnetic wave generation and propagation mechanisms in the magnetosphere has greatly increased over the last few years. Statistical studies show that the period of low-latitude Pc3 magnetic pulsations is strongly correlated with the magnitude of the IMF while the occurrence rate depends on the orientation of the IMF. It is generally accepted that dayside Pc3 pulsation energy at low latitudes is associated mainly with upstream source waves in the earth's foreshock. [cf. Wolfe et al., 1985; Yumoto et al., 1985, J.G.R.].

From the Japan-Australia simultaneous magnetic observation during 1982-1984, low-latitude Pc3 pulsations are found to have complex polarization characteristics. We recently proposed a possible model to interpret the polarizations as follows: The compressional Pc3 source waves propagating from the outer magnetosphere can excite a standing field-line oscillation near  $L \sim 2.0$ , and further arrive at the lower-latitude ionosphere. Rotational Hall and Pedersen eddy ionospheric currents are expected to be induced by the standing oscillation and the inductive electric field of the compressional wave, respectively. If these current strengths change periodically in time and the current patterns move azimuthally, produce magnetic variations on the ground show suitable, elliptical polarizations similar to the observations. However, despite the improved understanding of hydromagnetic wave phenomena at lower latitude, we still have not specifically identified the mechanisms which transfer wave energy to low and equatorial latitude.

In order to stimulate both our theoretical and experimental research in this area, we are now carrying out the Japan-Australia magnetic conjugate observations at Asahikawa ( $L \sim 1.55$ ) in Japan, and Birdsville, ie., the conjugate point of Asahikawa, Dalby ( $L \sim 1.55$ ), and Adelaide ( $L \sim 2.1$ ) in Australia during July 20 - September 16, 1986 as shown in Figure 1. The Dalby and Birdsville pulsation data will be used to examine azimuthal movements of the ionospheric current pattern. The Adelaide site is located at the same meridian of the conjugate points, and at the foot point of the standing field-line oscillations near  $45^\circ$  magnetic latitude. In the present discourse, preliminary results of low-latitude Pc3 and Pi2 pulsations, eg., occurrence characteristics, will be represented. We are planning to carry out the Japan-Australia multiple conjugate observations at Yamakawa ( $L \sim 1.18$ ), Asahikawa in Japan, at Darwin ( $L \sim 1.18$ ), Birdsville in Australia, and, if possible, dip equator in the next year.



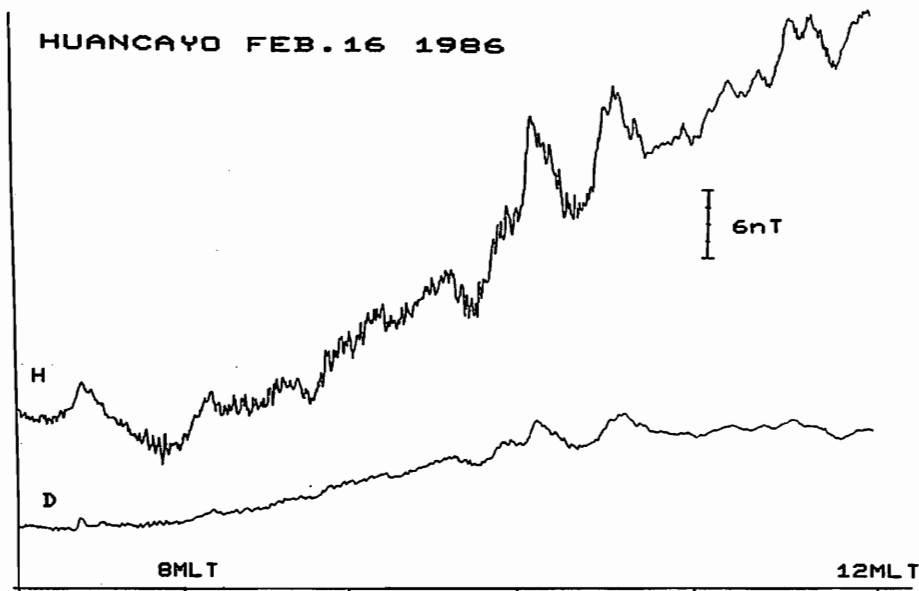
坂 翁介 北村泰一(九大理) 小口 高(東大理) 荒木 徹(京大理)

磁気赤道下 Huancayo, Peruにおける半年間の Fluxgate磁力計データを用いてPc3-4脈動を統計的に調べる。

Huancayoの磁力計システムは インド、カメルーン、パラオ、グアム 及び国内に設置したシステムと同規格である。磁場データの分解度は6 p T。時刻精度は最も悪い時で0.2secであった。3成分の磁場データが3secに一度同時に収録され10日間のデータが一本のカセットテープに収まる。郵送されてきたカセットテープはパーソナルコンピュータで解読され、フロッピーディスクに収められる。

下図は1986年2月16日のPc3-4脈動の一例を示す。脈動の活動は0740MLTより始まり1030MLTまで続いている。図からわかる様に D成分の振幅は H成分に比べ極端に小さい。このような理由から過去、脈動の偏波特性等の研究があまり行われていなかった。

脈動の数値シミュレーションの予測と統計的解析にもとづく脈動パラメタの結果から赤道域での脈動現象をより正確に把握してゆきたい。

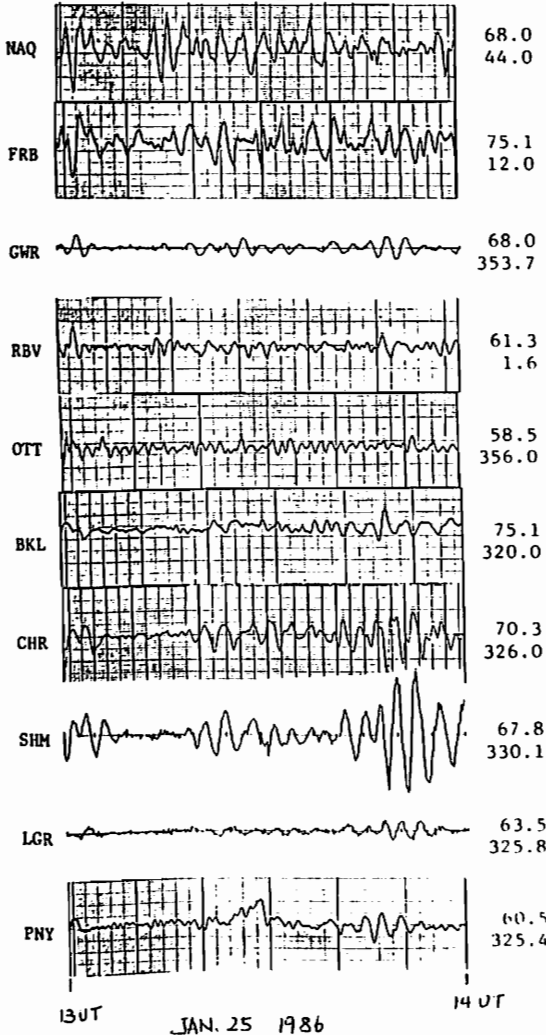


極域超多点観測による長周期地磁気脈動の特性

山本達人・小口高・國分征・林幹治 他 GADCグループ  
 東大理・九大理・京大理・拓大・極地研・UBC・UVic・SUNYA・UQub

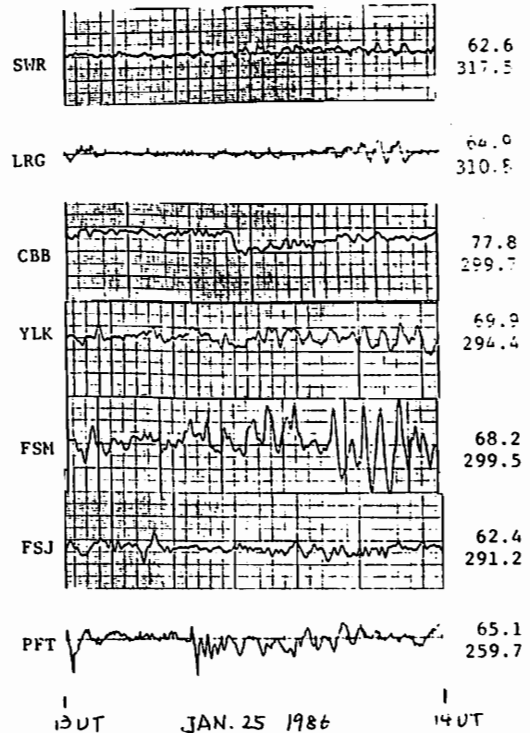
昨年12月から本年2月にかけて、オーロラTV 9点、誘導磁力計38点、Flux-Gate磁力計19点(赤道低緯度8点を含む)、VLK-8点の広域多点観測が実施された。今回は、1秒サンプリングでデジタル記録されたFlux-Gate磁力計データ、並びに、f<sub>s</sub>5Hzでアナログ記録された誘導磁力計データを用い、カナダ地域で観測された124~5帯を中心とした長周期地磁気脈動の波動特性の解析を行った。

多点データを概観した範囲では、振幅



偏波特性等について、旧来の報告と良く一致する傾向にあるが、細かく見ると、その構造はかなり短いtime-scaleで変化していく過程が見られる。特に比較的activityの高い時、夜側のsubstormに呼応して、複雑な細様相を生ずるようである。

これらの長周期脈動の波動としてのoriginが、磁気圏外部であるか、内部であるか、或いは境界層にもとめられるかは興味のある所である。本講演では、広域多点観測データにより、長周期地磁気脈動の空間構造を時々刻々と追跡し、その形態並びに発達過程を明らかにし、波動としてのoriginについても、言及していきたい。



↑  
 ← 多点で観測された長周期地磁気脈動の片成分の一例。



林幹治、小口高、国分征、山本達人 他 GADCグループ  
 東大理・京大理・九大理・拓大・極地研・UBC・UVIC・SUNYA

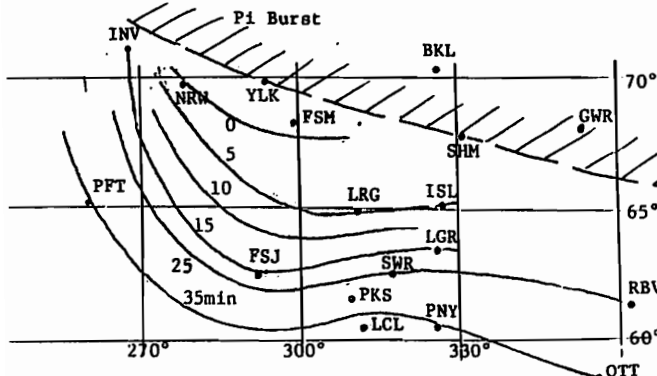
磁気圏現象の認識は行う観測と考えるモデルのスケーリングによって強く規定される。観測を面へ広げ、数において許される限りの密度と地域の広がりを求めることは新しいスケーリングを行い、その限界を広げることを意味する。短周期脈動の Pc 1-2 帯の現象をほぼ 30 地点のダイナミックスペクトルとして概観するだけで、磁気圏擾乱の諸相においていくつかの特定の緯度帯、時間帯に特有の現象を分離することは容易である。

Pc 1 の多点観測データの中で、IPDP は Substorm に伴いその spectrum の構造が時間的にも空間的にも短時間に急激な発展を遂げる最も顕著な現象の一つである。右図はその例であり、観測点は上から東の高緯度側より並べられている。昨年(1985)12月より今年 2月までの 2ヶ月間は 25 点を超える地点でのデータが取得され右図のような例が 9 日観測された。いずれも Great Whale River で 300-500nT の Bay が見られ、そのうち 5 例は複数の IPDP が 2-3 時間間隔で発生した。

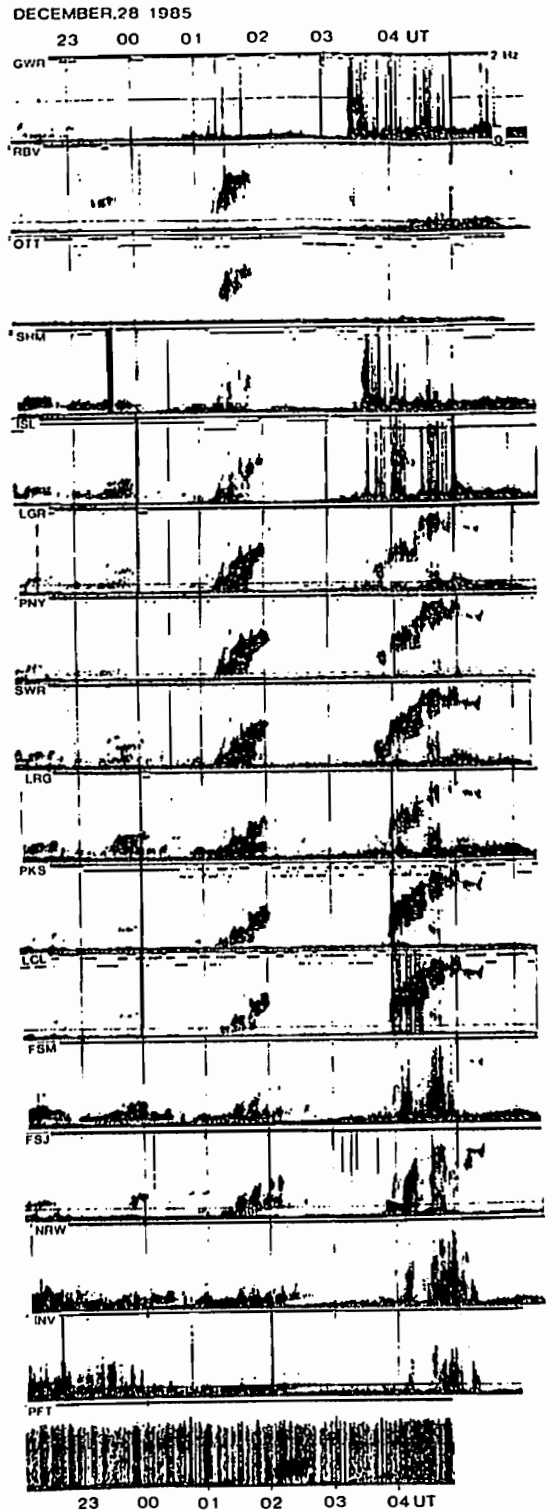
特徴は広域多点観測によって現在までに明らかになった IPDP の発達過程の

- (1) 発生する時間帯は 13~01 LMT に含まれ、多くは 18±4 LMT に発生する。個々には経度方向に 4 時間程度の広がりをもつ。
- (2) 地磁気活動に依存するが、発生緯度帯は 70° - 50° に渡り、常に西側の緯度が高い。
- (3) 多くの場合、西側高緯度での現象の開始が先行する。
- (4) f-t spectrum 上数個のブロックが段階的に発達する場合、個々のブロック内では東から西への発達が一般的である。

IPDP の理解にはプラズマ injection とその時間変動、その後の電場、磁場ドリフトとその時のプラズマポーズ等の存在を同時に考える必要がある。



1985 DEC. 28 01-02 UT の IPDP 開始等時線



## 1986年2月8-9日の大磁気嵐に引続いた

## Pc1現象

国分征、林幹治、山本達人、小口高他 GADCグループ  
 東大理・京大理・九大理・拓大・極地研、UBC、UVIC、NSU、UOS

1986年2月8-9日には、過去20年  
 間では、1982年7月13-14日の磁気嵐  
 に匹敵する大きな磁気嵐が観測された。NOAA/WDC-AのJ.H.Allen (EOS, 97,  
 No.25, 1985)によると、アラスカのカレッジで  
 $\Delta H \sim -6000 \text{ nT}$ , Dの変化 $17.6^\circ$   
 という大きな擾乱が記録され、ホノルルでは、  
 $440 \text{ nT}$ のH成分の減少がみられたという。  
 ここでは、この大きな磁気嵐の余波とみられる  
 Pc1帯の波動現象について報告する。データ  
 は、我々がこの冬、12月から2月にかけてカ  
 ナダを中心として行った多点観測によって得  
 られたものである。

観測点は、磁気緯度 $49.5^\circ$ から $84.1^\circ$ 経  
 度方向には $300^\circ$ から $114^\circ$ でほぼ $180^\circ$   
 をカバーしており、18の観測点で良好なデー  
 タが得られた。磁気嵐は、8日の午後から9日  
 の午前中にかけて最大を示し、10日にはほぼ  
 回復した。Pc1帯の脈動の活動は11日から  
 みられ、12-14日の3日間には、全ての観  
 測点で、通常より大振幅のPc1現象が観測さ  
 れた。この3日間のPc1活動は発生した周波

数帯域や継続時間など、通常みられる現象と異  
 なっており、8-9日の磁気嵐と関連した現象  
 と考えられる。この期間のPc1現象には、次  
 の様な特徴がみられた。

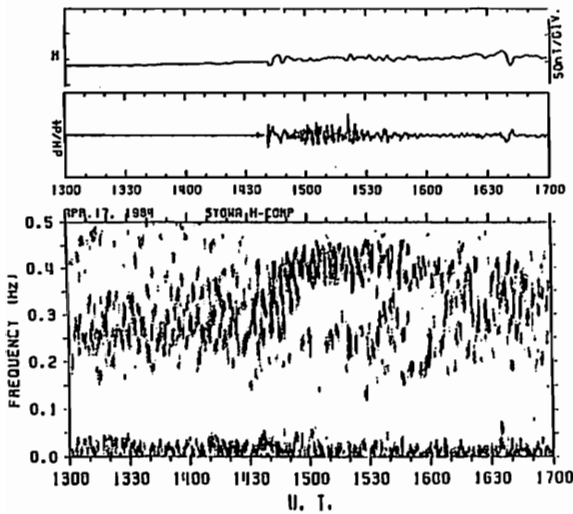
1. 平均周波数は、通常観測されるものよりも  
 高く、 $1.5-3 \text{ Hz}$ に強いエミッションが  
 みられた。また、 $4 \text{ Hz}$ を超える周波数  
 をもつ現象も認められた。
2. 11日の21h30m、2Hz付近に発生  
 した現象や、12日の4-5h1-3Hz  
 の広い帯域に発生したものは、カサブ領域  
 から $50^\circ$ 付近までの広い領域をカバーし  
 た全ての観測点で記録された。
3. この3日間には、夜から午前側にあたる領  
 域で強い現象が観測された。
4. 動スペクトルの微細構造の特徴としては、  
 Periodic型の規則的な構造をもつものが多  
 く見られた。
5. 14日には汎世界的なSI変動に伴うPc  
 1現象もみられたが、この場合は、burst的  
 な構造をもつものが特徴的であった。

I-58 磁気嵐に伴う短周期 (0.1 Hz ~ 0.4 Hz) 地磁気脈動  
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

著者等はさきに *Cusp* および極電帯における  $pc \pm$  あるいは *Substorm* に伴う  $pc \pm$  地磁気脈動について報告した。今回は高緯度地帯で観測される磁気嵐に伴う  $pc \pm$  あるいは  $pc \pm$  について、ダイナミックスペクトルをもつて解析した。

Fig. 1  
Apr. 17.  
14.42 UT  
1984



記録は昭和基地において観測された磁気嵐の記録を使用した。  
SC の onset time は *Solar geophysical data book* に記載された時刻であって、Apr. 17. 14.42 UT (Fig. 1) と June 23 20.56 UT (Fig. 2) の2例を図示した。昭和基地では UT は ほぼ LT に一致するので、Fig. 1 は 昼間に起った磁気嵐で Fig. 2 は 夜間に起った磁気嵐である。

Fig. 2  
June 23  
20.56 UT.  
1984

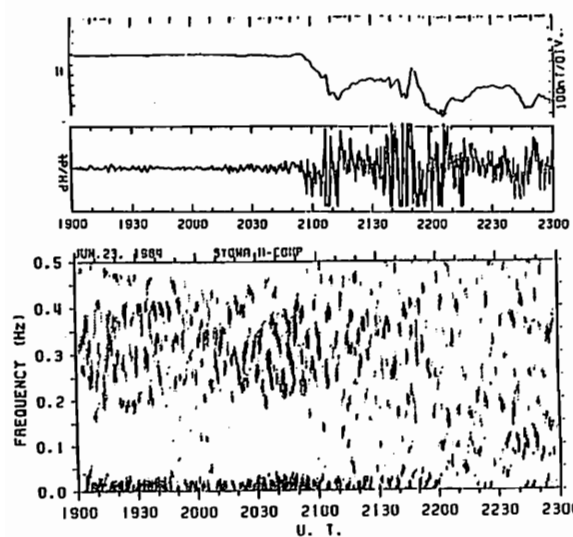


Fig. 1 は 昼間での磁気嵐であって、図に明らかである onset と共に 0.4 Hz の短周期変動 ( $pc \pm$ ) と 0.25 Hz, 0.2 Hz を中心とする短周期脈動が、その前後の Back ground Noise よりもはるかに強く現れている。  
Fig. 2 は 夜間での記録で前者とは全く異なった 0.2 Hz 付近に 0.1 Hz を中心とする短周期変動 ( $pc \pm$ ) が起っている。  
前者 (Fig. 1) は 磁気嵐に伴う plasma Beam が 磁気圏境界に到達し、low latitude boundary layer あるいは Entry layer に侵入した plasma が 地球磁気力線のもとで ion-cyclotron wave を励起し磁気力線に沿って高緯度地帯に傳播したものと考えられる。後者 (Fig. 2) は 夜間に起った磁気嵐によるもので、Substorm と同様に tail field での磁気擾乱に伴って励起した ion-cyclotron wave と考えられる。

山田雄二・荒木 徹・竹田雅彦(京大・理)

磁気嵐急始部(SC)のmain impulseに先行する1分程度の磁場変化(Preliminary Impulse,PI)は、中・高緯度域と磁気赤道域でほぼ同時に観測される。中・高緯度での磁場変化に対応する等価電流は午後側で時計回り、午前側で反時計回りの一対の電流渦であり、その電流渦は、惑星間空間衝撃波と磁気圏との相互作用によって発生したAlfven波が磁力線に沿って高緯度電離層に入射したときに生じるHall電流で説明できる。

一方赤道域でのPIは中・高緯度域でのPIと対応がよいことから、高緯度電離層へAlfven波によって印加された電場がなんらかの形で赤道域まで伝搬することにより発生した赤道電離層東西電流によるものであると考えられる。

この高緯度から赤道域へのPI電場の伝搬の機構として、Kikuchi and Araki(1979)は地表とE層とからなる導波管伝搬を考えた。この理論によれば電場は水平方向に光速で伝わることができ、地上でのPI磁場観測の同時性を説明できる。しかしMAGSATが中緯度F層中で観測したPIの振幅は地上のその3倍程度あり(Araki et al.,1984)、地表-E層導波管伝搬の考えと矛盾する。これに対してPI波が電離層中を水平伝搬すると考えた場合、その機構としてはF層で電子密度がピークをもつことによるF層ダクト伝搬が有力であり、この考えは上記のMAGSATの観測結果を説明するには都合がよい。しかしGreifinger and Greifinger(1968)は磁気脈動についての考察において、磁気流体力波のF層ダクト伝搬のlower cut-off周波数がおおよそ0.1Hzとなることを示しており、PIのような1分程度の時間スケールを持つimpulseが伝搬できるかどうかは疑問が残る。

このようなPI波の入射・伝搬の問題を調べるために、我々は電離層と非定常・孤立Alfven波との相互作用を初期値境界値問題として数値的に追跡してみる。

座標系として円筒座標( $r, \phi, z$ )を用い、軸対称を仮定する。媒質は $z$ (高さ方向)にのみ依存するとし、静磁場を $-z$ 方向(鉛直下向き)として、 $r, z$ 両方向について局所的な軸対称Alfven波を磁気圏側から下向きに入射させその時間発展を1 msec間隔で計算する。媒質は次の4つの領域に分ける。

- 1)  $z = 0$  : 地表 (完全導体)
- 2)  $0 < z \leq 90\text{km}$  : 真空層
- 3)  $90\text{km} < z \leq 2000\text{km}$  : 電離層
- 4)  $2000\text{km} < z \leq 4000\text{km}$  : 磁気圏 (理想的MHD媒質)

電離層の電子密度・衝突周波数の高さプロファイルを与え、一般化されたオームの式とMaxwellの方程式とを差分化してそれらを解けば電場・磁場の時間発展を求めることができる。

電離層のモデルとしてIRI(International Reference Ionosphere)モデルを使い、Local Timeや太陽活動度による違いについても議論する。

文献

Araki, T., T. Iyemori and T. Kamei,  
JGG, 507-520, 1984  
Greifinger, C. and P. Greifinger,  
JGR, 7473-7490, 1968  
Kikuchi, T. and T. Araki,  
JATP, 927-936, 1979

DE-1 で観測されたO<sup>+</sup>サイクロトロン波 (II)

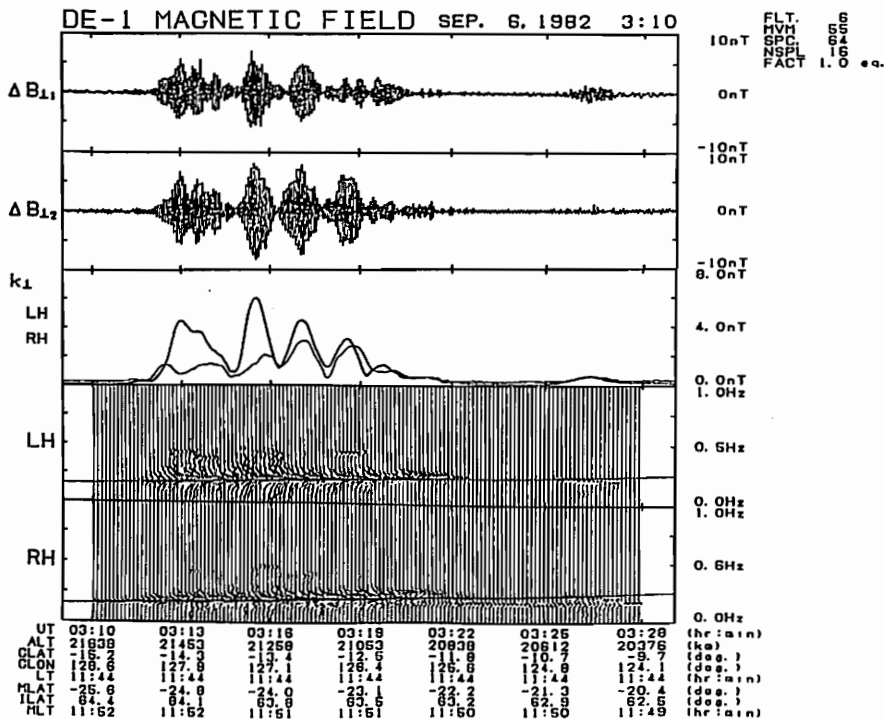
中川 晃成, 杉浦 正久 (京都大学理学部),  
E.G. Shelley, W.K. Peterson (Lockheed Missiles & Space Company, Inc.)

磁気圏内で発生する電磁イオンサイクロトロン波(ICW)は、地上ではパール型・IDPD等のPc1脈動(周期0.2-5sec)として古くから観測されてきた。一方、人工衛星によるICWの観測も、ATS-1・6, GEOS-1・2等により、十年ほど前から静止軌道で行われている。これらはその周期から、主に、H<sup>+</sup>或はHe<sup>+</sup>サイクロトロン波であると考えられている。それに対し、磁気圏内のO<sup>+</sup>サイクロトロン波に対応すると思われるPc2脈動(周期5-10sec)の観測は、H<sup>+</sup>, He<sup>+</sup>サイクロトロン波の観測に対して少ない。

ここ数年、イオン種の区別できる測器が人工衛星に搭載されるようになり、プラズマポーズより外の正イオンは、地磁気が静穏なときには、その大部分はH<sup>+</sup>であるが、磁気嵐の主相には、O<sup>+</sup>イオンの寄与が大きくなり、時には、数密度、エネルギー密度共にH<sup>+</sup>を上まわることもあることがわかってきた。これは、プラズマシートに貯えられていた電離層起源のイオンが、磁気嵐時に加速されつつ磁気圏に入射してきたものであると考えられている。従って、この様な状況では、O<sup>+</sup>の存在下で熱いH<sup>+</sup>により、または、直接熱いO<sup>+</sup>により、O<sup>+</sup>サイクロトロン波が励起されることは十分あり得る。

前回の学会では、大きな磁気嵐の主相に、L値5, 地磁気緯度-24°, 地磁気地方時12時で、DE-1により周期5秒, 最大振幅8nTのPc2脈動が観測されたことを報告した。観測された波は単色の波であって、主磁場に対する伝搬角が5°以内の左偏波の横波であり、その振動数がO<sup>+</sup>サイクロトロン振動数の約半分の波であることから、O<sup>+</sup>サイクロトロン波であると考えられる。

この振動数における伝搬角の小さな波は、円偏波に極めて近い伝搬モードしか持たないが、観測された波の長軸と短軸の比は1.5-4であり、かなり偏平な楕円偏波を示し、しかもその比の変動が激しい。下図三段目は、これを左円偏波と右円偏波の重ね合わせと解釈し分解したものである。どの波束に対しても、右偏波が左偏波に遅れて到着し、左偏波の振幅が波束ごとに小さくなる傾向を示すのに対して、右偏波は大きくなる傾向を示している。この左偏波モードと右偏波モードの結合は、磁気圏の非一様性に由来するものと考えられる。磁気嵐による磁気圏磁場及びプラズマの変化を考慮にいれ、偏波に関する観測結果について議論する。



1.序 磁気赤道域で生成されるプラズマバブルは、地上及び衛星からの観測により、その構造及び運動が解明されつつある。理論的には、Ossakow 達が、レーリー-テラー不安定を基礎としたプラズマ・バブルの2次元シミュレーションを行ない、プラズマ・バブルの生成について下層下部から上部への運動を明らかにし、赤道面での構造についても検討した。

ひのとり衛星によって観測された、プラズマバブルを含む背景電子密度の変化を図1に示す。Rev 1593では、磁気赤道域で、プラズマバブルの発達とともに背景電子密度の上昇が起きている事実が明らかに示されている。さらに Rev 1594 では、7枚のプラズマバブルが発生し、同時に、発達した赤道異常が生成されている。これらの結果はプラズマバブルの赤道面での2次元シミュレーションでは、得ることのできないものである。そこで我々は、緯度方向の広がりを含んだプラズマ・バブルの3次元シミュレーションを行ない、観測結果と比較した。

2.観測とシミュレーションの対比

プラズマ・バブルの3次元シミュレーションは、プラズマの連続方程式と電荷保存の式が用いられた。初期条件として電離層の電子密度に正弦波の変動を与え、その発展がシミュレートされる。図2は、プラズマ上昇速度(ドリフト速度)が±20m/s に対応する、東向き又は西向きの電場を加えた場合であるが、東向きの電離層内電場が存在するとき、プラズマ・バブルの成長がうながされ、その時赤道異常がより発達することが示されている。

プラズマ・バブルの3次元シミュレーションと観測データとの比較は、以下に示すような結果を示唆している。

・プラズマ・バブルは赤道域で発達し、磁力線に沿った構造をもつ。全体として羊円

形にちかい形となっている。

- ・東向きの電離層内電場が、プラズマ・バブルの発達にとって重要である。またプラズマ・バブルの発達にともない赤道異常も同時に発達する。
- ・シミュレーションから、E層の電気伝導度が小さいほど、プラズマ・バブルはより発達する。この結果は、プラズマ・バブルが夜間のみ観測されることに対応している。

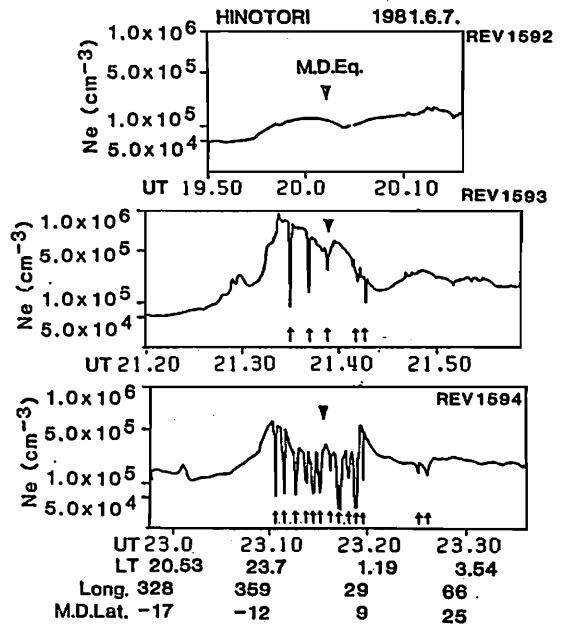


図1. ひのとり衛星によるプラズマ・バブルの観測例。

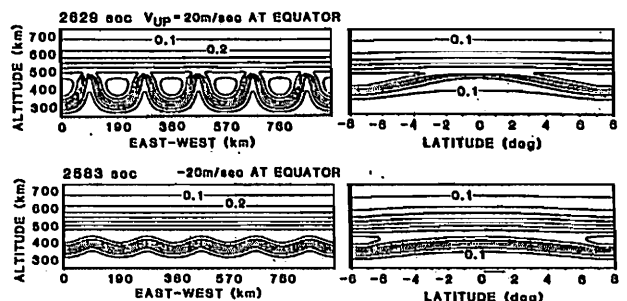


図2. プラズマ・バブルの3次元シミュレーションの結果。電子密度の等密度線を示している。

II-62 プラズマバブル中の熱エネルギー収支

小山孝一郎<sup>1</sup>、渡部重十<sup>2</sup>、高橋忠利<sup>2</sup>、大家寛<sup>2</sup>、平尾邦雄<sup>3</sup>

<sup>1</sup>: 宇宙研、<sup>2</sup>: 東北大・理、<sup>3</sup>: 東海大

‘ひのとり’によって得られた600km高度でのバブル近辺の温度について解析を続けているが、これまでの研究結果からバブルの中での電子温度 $T_{\text{in}}$ が外側の電子温度 $T_{\text{out}}$ より

- ケース(1) 高い場合
- ケース(2) 低い場合
- ケース(3) 同じ場合

の3つの場合に分けられる事が分かっている。これらのうちケース(2)及び(3)は、プラズマバブル発生後の経過の時間に関連する。即ち $T_{\text{in}} = T_{\text{out}}$ はバブルの発生後の時間が長い時で、従ってこのようなケースは夜中を過ぎてからが多い。ケース(3)の場合はバブル内の温度は高度600kmより低い高度のバブルの温度を維持しているか、あるいは600km高度で加熱される途中であると考えられる。(2)、(3)と(1)との違いは、バブルの存在している領域に外側からの熱エネルギーが存在するかどうかによる。たとえば朝方のバブルでは、磁気共役点からの光電子によりエネルギーが供給され、バブルの中の温度が高くなる。バブル内外の電子温度を記述する式は以下のように表され

$$Q = L_{\text{in}} + L_{\text{cond}}$$

ここで $Q = q N_{\text{e}}$        $q$  : 毎秒当り1個の電子に与えられるエネルギー  
 $N_{\text{e}}$  : 電子密度 (1/cm<sup>3</sup>)

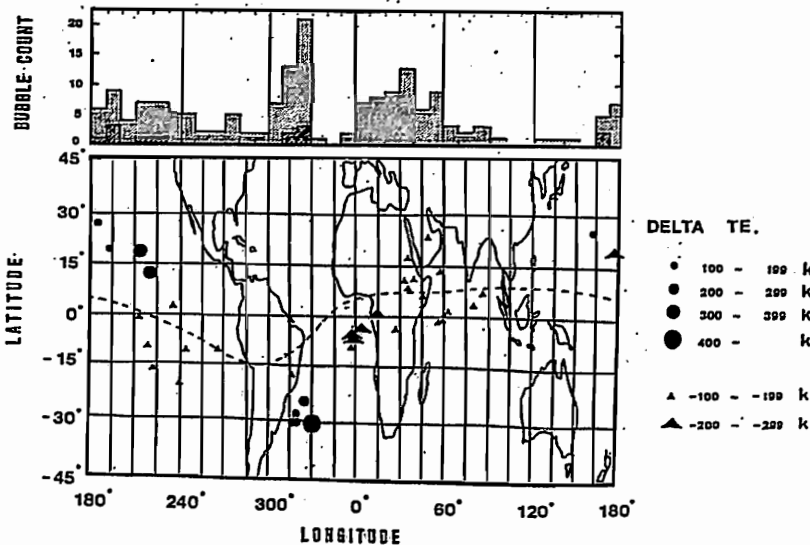
$$L_{\text{in}} = 4.7 (T_{\text{in}} - T_{\text{out}}) / T_{\text{out}}^{3/2} N_{\text{e}}^2$$

$L_{\text{cond}}$ は場合によっては正、負の値をとりうる。

この式によると

ケース(1)は $Q > 0$  ( $Q > L_{\text{in}}$ )の場合に相当しバブル付近の熱的電子へ入力されたエネルギーは、バブル内外の電子をあたためるのに使われる。バブル内の $N_{\text{e}}$ が低いので、そこでの $L_{\text{in}}$ が少なくなり、従ってバブル内の $T_{\text{in}}$ はまわりの $T_{\text{out}}$ より高くなる。バブル内に入力されたエネルギーの殆どが、熱伝導により逃げてゆくことは簡単に見積ることが出来る。

さて、前述のように(1)のケースの場合において、朝方のバブル内の高い電子温度(これは磁気共役点からの光電子による)とは別に夜間に電子温度が高い事がある。ここでは、この電子温度の上昇がどこで生じているかを調べた。南大西洋上空で観測されたバブル内の電子温度が高くなっているケースが多い。特に、 $K_p$ インデックスが3以上の時に顕著である。即ちこのことはバブルの存在する付近に熱入力がある事を示している。講演では特に南大西洋上空のバブルについて報告する。



$K_p > 3$ の時に観測されたバブルの個数とそのうち $T_{\text{in}} < T_{\text{out}}$ のバブルをプロットしたもの。ハワイ上空付近とブラジル上空において $T_{\text{in}} > T_{\text{out}}$ となる場合が多い。東経0~60°の領域ですべてのバブルが $T_{\text{in}} < T_{\text{out}}$ であることはおもしろい。

多重散乱を考慮した  
電離圏シンチレーションのモデリング

熊谷 博 (電波研)

1. はじめに

これまでの、衛星電波シンチレーションの多点観測から、中緯度の電離圏不規則構造の空間的構造が明らかにされた[Kumagai and Ogawa, 1986]。主な結果として、①不規則構造はよく発達した沿磁力線構造を持っている。②VHF帯では、シンチレーションは、しばしば飽和に達する。③シンチレーションが強くなるにつれ、不規則構造のスケール・サイズ(相関距離)が減少する。これらの結果のうち、①は電波の散乱体の形状を与える。②③は、シンチレーションの電波散乱メカニズムとして、多重散乱が重要であることを示唆している。そこで、今回は、モデル計算により、これを確認する。さらに、観測値との比較から、シンチレーションが発生しているときの、不規則構造のゆらぎの強さ等を推定し、不規則構造のモデルを作る。

2. 計算方法

多重散乱の効果を入れるため、4次モーメント法による計算を行った。この方法は、これまでレーザーの大気中伝搬で使われている。電界の4次モーメントの伝搬に関する微分方

程式をimplicit差分法により解く。4次モーメントが求められると、シンチレーション指数 $S_4$ や、空間相関関数が容易に導かれる[Liu et al, 1974]。不規則構造は、指数4のパワー型のスペクトルを持つと仮定した。

3. 計算結果

シンチレーションの強さ( $S_4$ 指数)とゆらぎの強さの関係を、3つの周波数について下図に示す。ゆらぎの厚さは、256km、ゆらぎの中心から地上までの距離は450km、ゆらぎは等方的であると仮定した。 $S_4$ 指数は、ゆらぎの強さとともに増加する。しかし、 $S_4$ 指数は1付近で飽和し、これ以上は増加しない。これは、多重散乱が支配的になるためである。多重散乱を考慮しない理論では、 $S_4$ の周波数特性は、 $f^{-1.5}$ に比例する。この予測はシンチレーションが弱い間は成り立っている。この他、異方性がある場合や、相関距離等を計算し、これまでの観測結果を説明することができた。

H. Kumagai and T. Ogawa, JATP, 48, 221, 1986.  
C.H. Liu et al., Radio Sci., 9, 599, 1974.

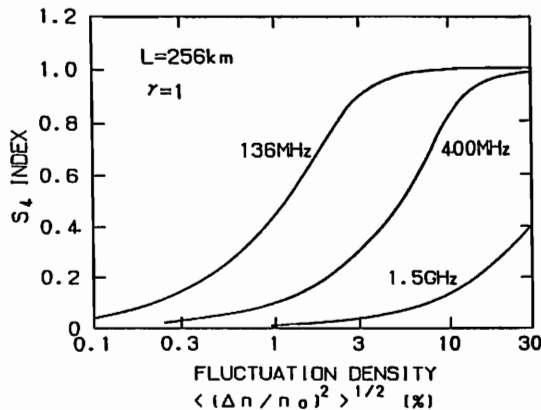


図.  $S_4$ 指数のゆらぎの強さ依存性. 3周波について示す. ゆらぎの厚さは256km, 等方的なゆらぎを仮定.



# 衛星電波とMUレーダーによる電離圏不規則構造の観測(1)

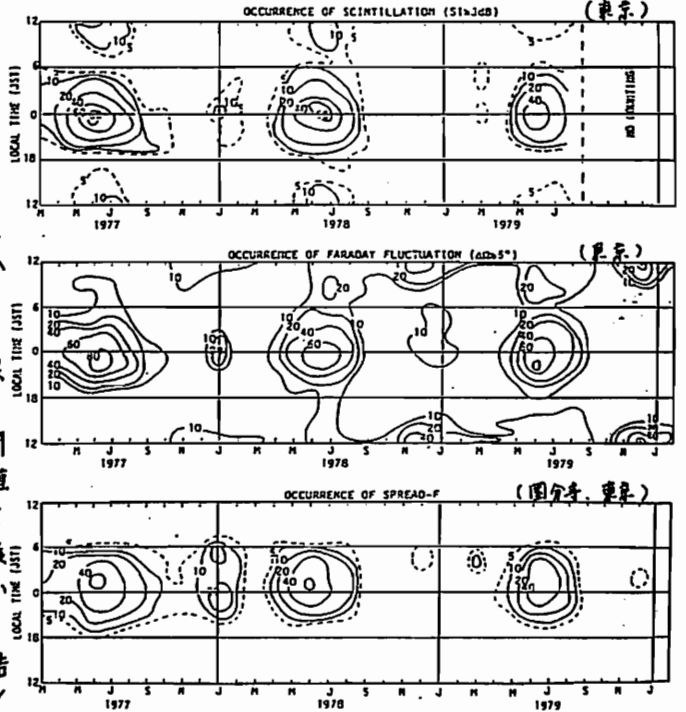
皆越尚紀, 熊谷博, 大谷見, 相京和弘, 五十嵐喜良, 佐藤亨\*  
(電波研究所, \*京都大学超高層電波研究センター)

電波研究所では、衛星電波のシンチレーションとファラデー回転の測定により、電離圏の不規則構造と全電子数の長期観測を実施している。その結果、日本付近に発生する不規則構造の統計的性質についてかなり明らかになったが、その物理的解釈や生成機構の解明は、まだ残された課題である。

この観測は京大超高層電波研究センターの共同利用研究課題として、衛星電波、MUレーダー及びイオソフゾンデを用いて、電離圏不規則構造と背景にある電離圏状態を総合的に観測し、中緯度電離圏不規則構造の性質や生成機構の解明をさらに進めようとするものである。今回はこれまでに明らかになった中緯度電離圏不規則構造の性質、MUレーダーによる電離圏観測の有効性及び1985年と1986年夏季に実施した観測結果について報告する。

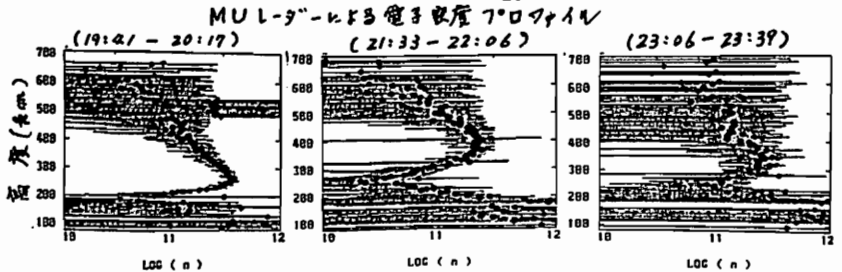
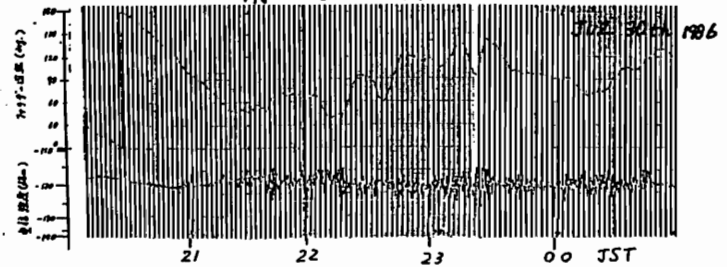
第1図は東京で得られた不規則構造に関連した3つの電離圏現象の発生頻度の等値線図である。これらの現象は夜間についてはほぼ同じ特性を示し、夜間のF領域で展開される不安定化過程の一面を現出しているものと考えられる。

第2図は1985年7月30日に行った観測結果を示す。衛星電波には20時/30分-01時/31日の時間に強いシンチレーションとファラデー回転のゆらぎが発生し、イオソフグラムにはスプロッドFが現われている。MUレーダー観測から求めた電子密度プロファイルには、シンチレーションの発生直前から初期にかけてピーク高度が上昇し、その後次第に電子密度の変動が増大しているのが見られる。MUレーダーのマルチパルス法観測により、イオソフソフト速度の測定も試みている。これはF領域の電場との関連で重要なパラメータである。



第1図

## 衛星電波 (東京)



第2図

## MUレーダーによる 中緯度電離圏不規則構造の観測

伊藤敦夫<sup>1</sup>、深尾昌一郎<sup>2</sup>、木村磐根<sup>1</sup>、佐藤亨<sup>2</sup>、津田敏隆<sup>2</sup>、加藤進<sup>2</sup>  
京大・工<sup>1</sup> 京大超高層<sup>2</sup>

赤道地域のF層不規則構造及びそれに伴って起こるスプレッドFは、衛星やISレーダーなどからその詳細な構造が理解されるようになってきたが、今回、我々はMUレーダーを用いて中緯度における沿磁力線の不規則構造を観測することに成功したので、その結果を報告する。

図1は観測時のMUレーダーからのビーム方向と磁力線との関係を表したものである。図中、横軸はレーダーから北向きに測った散乱体までの距離を表しており、レーダーの位置を原点としている。一点鎖線で示した矢印はビーム方向、太線は磁力線を表す。図より、MUレーダーが位置する日本付近の地磁気伏角が大きい為、ビームの天頂角を大きく取る必要が生じている。また、高度による違いが大きい為、単一のビームが磁力線と直交する高度はかなり限られたものとなる。これらの理由から、レンジ方向の分解能に比べ、高度分解能は悪くなっている。

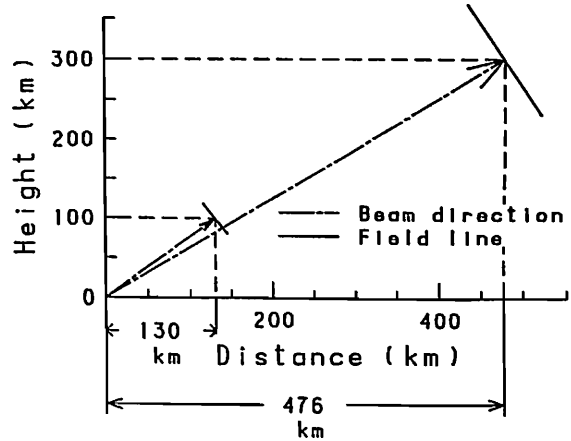


図1 MUレーダーのビーム方向と磁力線との位置関係を表した図

図1に示したようなビームを用いて観測を行った結果得られた反射エコーパワーの高度、時間変化を図2に示す。観測日時は1986年6月20日23時26分から21日4時17分までで、ビーム方向は北向き天頂角59°であり、ビームは高度約300 kmで直交している。図より、21日午前0時頃から観測された不規則構造によるエコーは、2時頃から時間と共に上昇していくのがわかる。また、観測ではE層の不規則構造によるエコーも受信されているが、そのことについても報告を行う予定である。

20-JUN-1986 23:26:18 - 21-JUN-1986 04:17:51  
BEAM DIRECTION : ( 0, 59 )

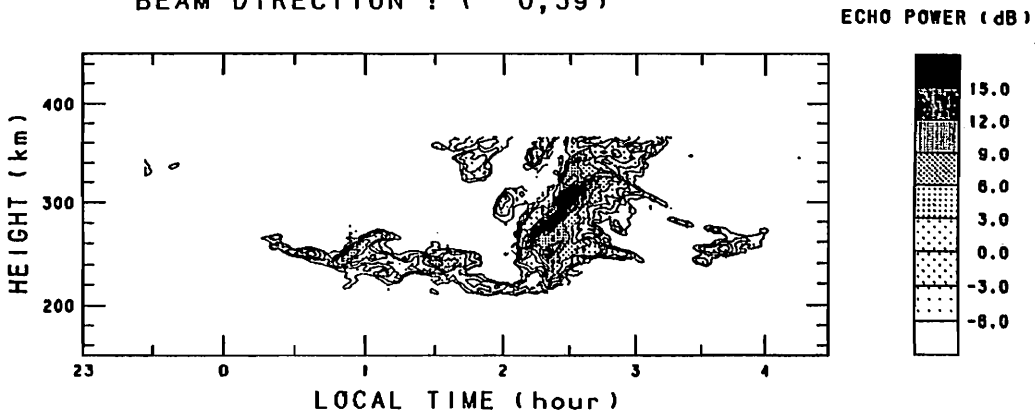


図2 観測で得られたエコーパワーの高度、時間変化

西端 美樹 丸橋 克英 加藤 仲夏  
郵政省 電波研究所

すでに, ISS - b の RAN (電波雑音) 自身に関する総合的な解析はなされている。本報告では, f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> と人工雑音との関係について述べる。

図(a) は, 電波雑音強度が, 人工雑音と宇宙雑音を分けるレベルを越える確率を分布図にしたものである。この季節では, 北半球, 特にヨーロッパ上空で人工雑音を受信する確率が高い。全般的に見ても夏季より冬季の方が高くなる。また一日の内, 夜間のほうが, 日中より高い。

次に, 図(a) と f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> の周波数分布図(c) を比べてみると, ほぼ逆の分布になっていることがわかる。前に述べた季節変化や時間変化の点に於いても, 逆の変化であり, f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> と受信確率には良い逆の相関がある。

更に受信強度との関係を調べてみる。図(b) は, 平均受信強度の分布図である。強度の低い所では, 図(a) とよく似ているが, 西ヨーロッパから北アフリカ西部の上空で

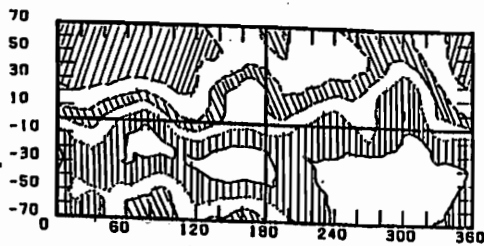
は, 確率に関わらず非常に受信強度が強い。これは, この地域では人工雑音源となり得るような地上電波源が多いためと思われる。

図(d) は f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> と雑音強度の関係をプロットしたものである。これより明らかなように f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> が低いと強度の強いものが受信できるが, f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> が低いからと言って必ず強いのでなく雑音源が無ければ強度は弱い。

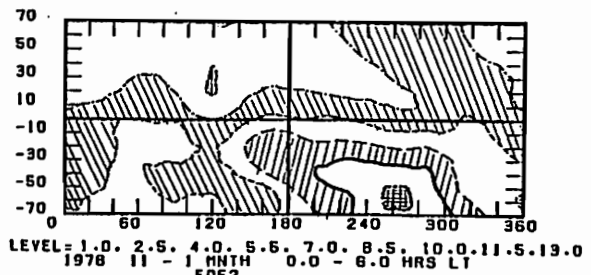
これら四つの図より, 衛星軌道での人工雑音は f<sub>o</sub>F<sub>2</sub> と地上雑音源の有無によって決められることが確認された。

ところで, 上の原則に関わらず南半球の高緯度地域では, 人工雑音源がほとんどないと考えられるのに人工雑音らしきものが良く受かっている。これは, 雷や標準電波のダクト伝播であると思われる。

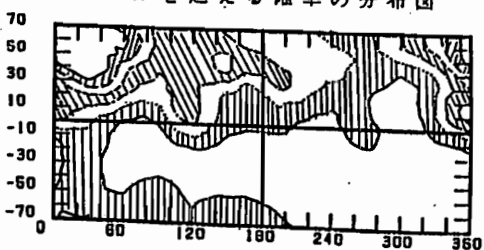
RAN では, 10MHz の他に 2.5, 5.20MHz を観測しており, 低い周波数では, 衛星付近の電離層の影響を受け, 高い周波数ではもはや電離層によらないことも報告する。



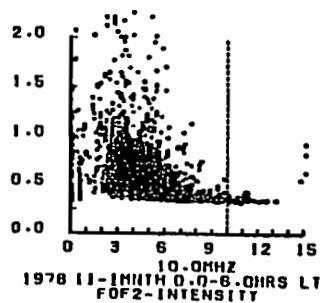
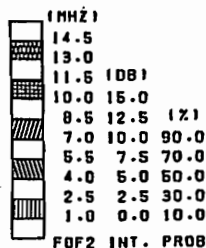
10.0MHZ  
OVER 0.45VOLT  
1978 11 - 1 MONTH 0.0 - 6.0 LT  
PROBABILITY MAP  
図(a) 人工雑音と宇宙雑音を分ける  
レベルを越える確率の分布図



LEVEL=1.0, 2.5, 4.0, 5.5, 7.0, 8.5, 10.0, 11.5, 19.0  
1978 11 - 1 MONTH 0.0 - 6.0 HRS LT  
foF2  
図(c) foF<sub>2</sub> の周波数分布図



10.0MHZ  
LEVEL=0.0, 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5, 15.0  
1978 11 - 1 MONTH 0.0 - 6.0 LT  
INTENSITY MAP  
図(b) 雑音強度分布図



10.0MHZ  
1978 11 - 1 MONTH 0.0 - 6.0 HRS LT  
FOF2-INTENSITY  
図(d) foF<sub>2</sub> と強度の関係

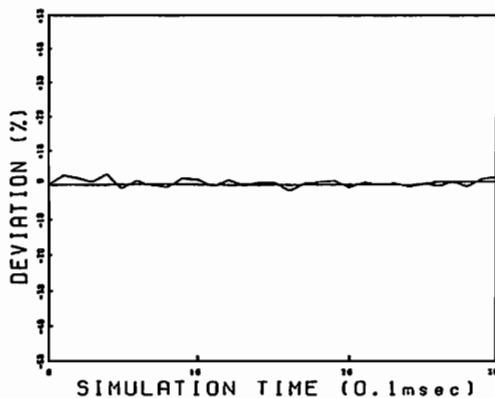
林 幸彦、賀谷 信幸、松本 治弥（神大工）

宇宙太陽発電衛星を実現させるためには、強力マイクロ波と電離層プラズマとの非線形相互作用について研究しなければならない。ここでは特に相互作用のうちマイクロ波によるプラズマ加熱に関して計算機シミュレーションを用いて説明することを試みた。このシミュレーションでは、1983年夏に行われたMINIXロケット実験の結果を検討するために、マイクロ波の電界利得は、実験に用いたホーンアンテナの指向特性を用い、マイクロ波出力、電子の平均自由行程、電子温度、イオン及び中性粒子の密度、そして加熱時間などもロケット実験を考慮したものにした。なお、衝突はすべて完全弾性衝突と仮定してシミュレーションをおこなった。

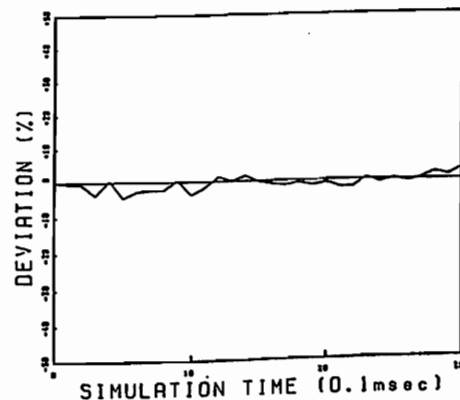
加熱に伴う電子密度の変化あるいは局所的な加熱をシミュレートするためには、境界をfreeにする必要がある。このシミュレーションでは境界をfree boundaryにすることにした。つまり、シミュレーション空間に存在する粒子の中で境界を通過したものがあればその時点で計算を終了し、境界からは新たな粒子を注入することにして、シミュレーション時間中に空間内に存在するすべての粒子の動きをシミュレーションする。このことで温度や電子密度の時間的変動が多少生じることになるが、境界から粒子束に従った速度分布の粒子を注入することや、注入位置、注入時期に乱数を用いるなどの改良を加えた結果温度および電子密度の時間的変動を共に小さくすることに成功した。図は、電子の平均自由行程が実験時の10分の1で、1ステップを0.1msecにして30ステップのシミュレーションを行った時の空間内の温度および電子密度の時間的変化をグラフにしたものである。この図によると温度および電子密度の時間的変動が共に初期設定値の±5%未満で計算開始時からの過渡状態のない定常プラズマを計算機上で実現できることがわかる。

プラズマ加熱の有無、マイクロ波照射に伴う電子密度の時間的推移等については、講演時に報告する。

電子温度



電子密度



電子の平均自由行程を実験時の10分の1にした場合のシミュレーション結果

S PACELAB 1号 SEPAC で計測された  
スペースシャトルの真空/電磁環境

河島信樹 柳沢正久 佐々木進 栗木恭一 大林辰蔵  
(宇宙研)

SEPAC実験は粒子ビーム放射を用いたアクティブ実験を主目的として行なわれたが、同時にSEPACのスペースシャトルの電磁環境に関してそのバックグラウンドの特性とアクティブ実験を行なったときの環境変化更にはスペースシャトルのTHRUSTER FIRING やWATER DUMP のようなスペースシャトルがおこなうACTIVE ACTIVITY にたいする環境の変化に関して興味あるデータを得ることが出来た。

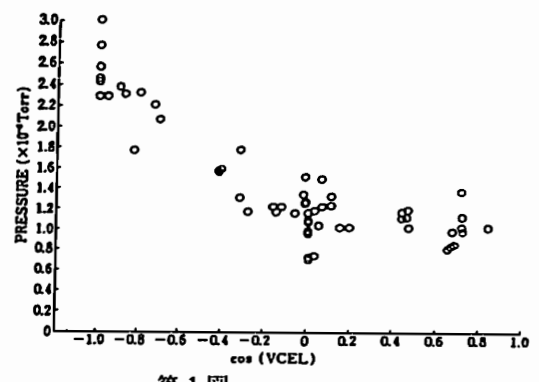
1 真空環境

PAYLOAD BAY がRAM かWAKE かに  
よって真空度は大幅に異なる。但しWAKE  
における真空度は10<sup>-6</sup> TORR でありこれ  
は、OUTGAS または MODULE などからのLEAK  
により、真空が変わっているとかがえられる  
(第1図)。

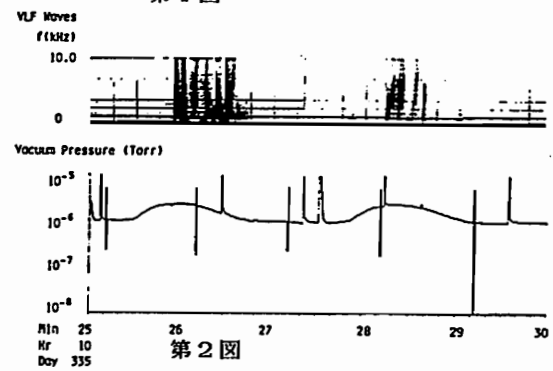
THRUSTER FIRING によってはTHRUSTER  
の種類/位置等によって異なるが大きい時は  
10<sup>-4</sup> TORR 位まで真空度は変化する。

2 電磁環境

PAYLOAD BAYの RAM/WAKE に対して  
VLF信号が大幅に変化する(第2図)。  
THRUSTER FIRING に対してRAM の時はプラ  
ズマ密度は減少し VLF信号は増加する。しか  
しWAKE の時は全然変化しない。(第3図)



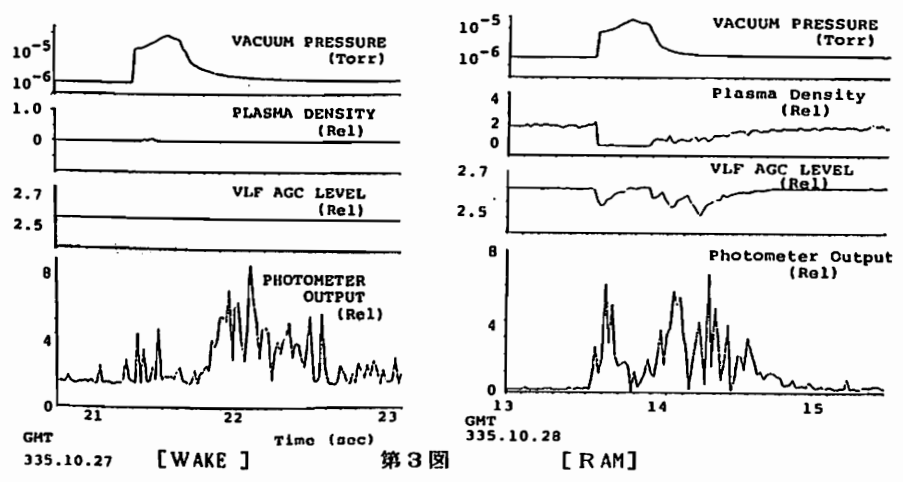
第1図



第2図

電子ビーム放射等のACTIVE 実験によって

も環境はプラズマ密度/  
VLF雑音の増加、シャ  
トル電位の上昇、シャ  
トル表面の発光など 大幅  
に変化する。また中性ガ  
スを放射してもプラズマ  
密度は増加することが見  
いだされている。



第3図

五十嵐 喜良、小川 忠彦、前野 英生、相京 和弘、倉谷 康和  
(電波研究所)

高度1200kmの極軌道を飛翔する航行衛星 N N S S を用いて、全電子数、シンチレーション(150MHzと400MHz)、T I D 及び電波ホログラフイーの手法によるシンチレーション発生高度の観測を行ない、従来とは違った観点から極域電離圏を詳しく研究することを試みた。

図1に受信系とデータ記録系のブロック図を示す。全電子数とシンチレーションの観測ができる範囲は、地理緯度で53~85°地磁気緯度で55~85°(L値=3~33)の範囲であり、サブオーロラ帯から極冠帯まで含んでいる。図2に中規模T I D が観測された例を示す。周期は1~2分で、これは衛星高度で500~1000kmの水平スケールに対応する。また、これを300km高度に換算すると300~600kmになる。差分ドップラー周波数( $\Delta f = f_{100} - 3f_{300} / 8$ )の変動としてとらえられたT I D の統計をとることにより、中規模T I D の起源が、オーロラ活動か、下層大気の擾乱によるものかどうか推論できると考えられる。

シンチレーションの期間には、電波受信強度のふらつきに加え $\Delta f$ もばらつく。後者は、F層あるいはE層の不規則構造により、VHF帯の2波が全くランダムに散乱されるために起こると考えられる。E層の不規則構造を観測するオーロラレーダや電波ホログラフイーの手法を用いて、シンチレーションの発生高度も推定できる。

N N S S 衛星は、本来船舶の位置決定を目的としている。2周波法を用いると電離層による伝搬遅延誤差が除かれるはずであるが、極域のように電離圏擾乱の頻発する場所ではシンチレーションや電子密度の強い勾配などが発生するので、測位誤差を生じることもある。総パス数は9565パス、総観測日数は245日で、1日平均39パスについて位置が決定された。これらを統計処理し、K指数と測位誤差の関係を調べたところ、地磁気擾乱依存性が見い出された。

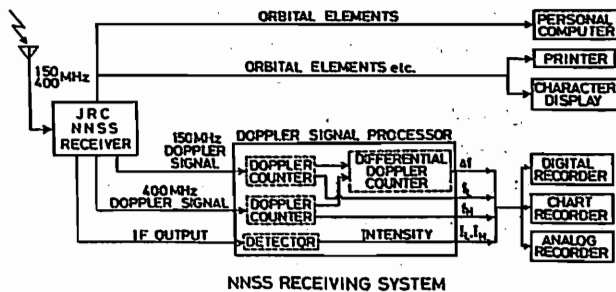


図1. N N S S 受信系ブロック図

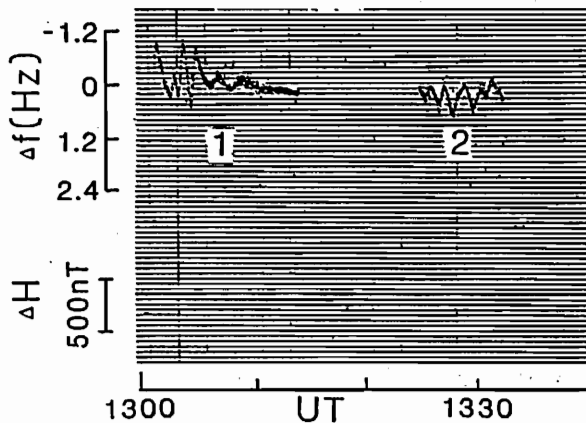


図2. T I D の観測例(1985年8月26日)

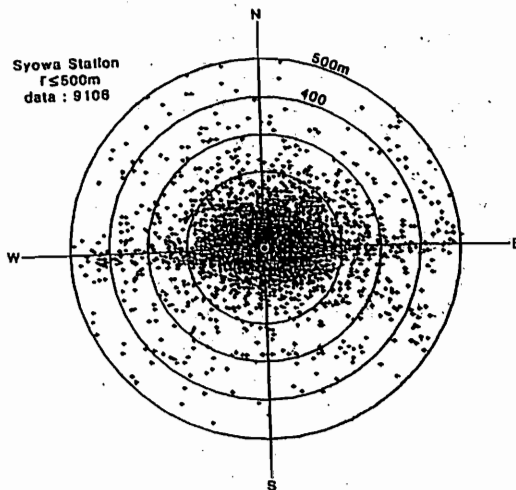


図3. 平均位置からの各即位位置のずれ

昭和基地NNS S衛星で観測された地磁気静穏時の中規模T I D

小川 忠彦、五十嵐 喜良、相京 和弘、前野 英生、倉谷 康和  
(電波研究所)

第26次南極観測隊(1985年)によって、2周波(150/400MHz)のNNS S航法装置を用いて、1985年3月9日から1986年1月11日の間、昭和基地で電離圏の全電子数とシンチレーションの観測が行なわれた。地磁気擾乱(昭和基地のK-指数)が小さいかあるいは静かな時、しばしば全電子数(厳密には150MHzと400MHzとの差分ドップラー周波数 $\Delta f = f_{150} - 3f_{400}/8$ )のデータに周期1~2分のT I Dが観測された。この周期は300km高度に換算すると水平スケールが300~600kmの中規模T I Dに対応する。T I Dが観測された衛星パス数は428(全パスの4%)である。

これらは、少なくとも昭和基地上空のオーロラ活動にあまり関係がないものである。地磁気擾乱が大きくなるほど、あるいはオーロラ活動が活発になるほど、NNS Sからの150/400MHz波が電離層のirregularitiesで散乱されるために、 $\Delta f$ のデータも散乱してしまい、たとえオーロラ活動起源(ジュール加熱やローレンツ力)の中規模T I Dが発生していても、データからこれらを識別することは困難である。この理由により、地磁気が比較的静穏な時のみ、NNS SできれいなT I Dが観測されることになる。

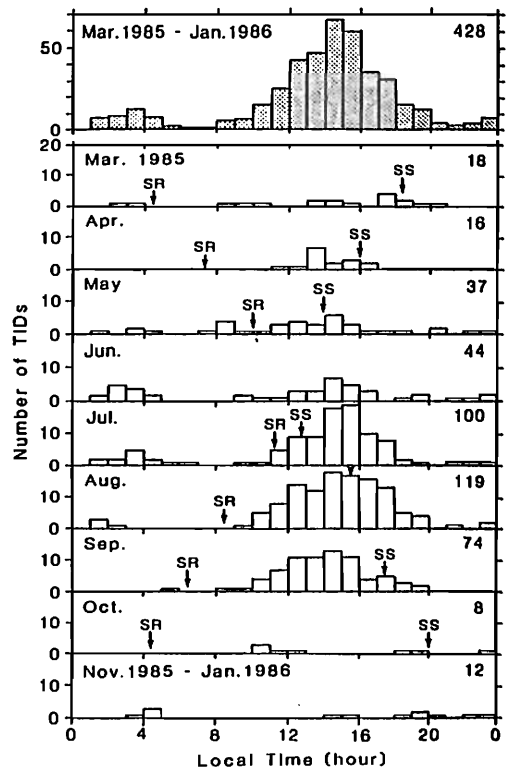
428例の統計結果は次のようになる。

- (1) 地磁気擾乱の増大(昭和基地のK-指数)とともに発生率が減少する。(これは必ずしも事実を反映していないことに注意。上記のデータ識別上の問題に由来しているかもしれない)。これは、中規模T I Dは地磁気活動に関係しないという中緯度でのEvans et al. (Radio Sci., 18, 435-451, 1983)の結果と矛盾しない。
- (2) 7、8、9月(南半球の冬から春)に発生数が多くなり、8月がピークである。一方、11~1月の夏期にはほとんど発生しない。これは、冬と春秋に増加し、夏に減少するというEvans et al.の結果と定性的に一致する。
- (3) 日変化には4時LT頃と15時LT頃にピークがある(付図参照)、後者のピークが圧倒的に大きい。前者には昭和基地のオーロラ活動によるものが含まれている可能性がある。これらは、Evans et al.による、日の出前に最少で8時LTに最大に

なる、という結果と矛盾しない。

- (4) 赤道方向へ伝搬していると認められるものがかなり存在する。これは、中規模T I DがAtmospheric Gravity Wavesによって引き起こされていることを示唆する。

中規模T I Dの起源はオーロラ活動あるいは下層大気の大気擾乱にあるとされている。前者の場合、発生数はK-指数とともに増加するはずであるが、われわれやEvans et al.の結果から、必ずしもそうはなっていない。われわれの結果は、下層大気の大気擾乱によるAGWの発生が大きな原因と考えるべきであることを示している。



付図 下段：各月の発生数の日変化(月の発生個数を右端に示す。SR：日の出、SS：日の入り、6月は太陽が出ない)。上段：全期間における日変化。

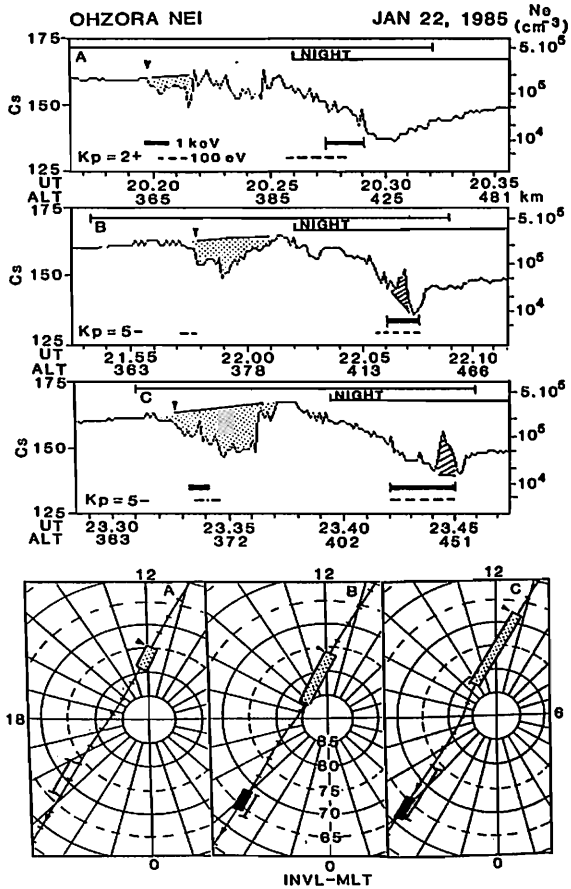
高橋忠利、大家 寛、渡部重十、渡辺勇三

(東北大・理) (宇宙研)

擾乱時における極域電離層は降下粒子による効果や、大規模電場の影響を受けて大きく変動するが、個々の場合についてその詳しい様相を調べる事により極域電離層の変動を支配するプロセスについての理解を深める事ができる。本報告では”おおぞら”衛星によって観測された極域電離層のサブストームに伴う変動現象の特徴を述べ、その成因につき考察を加える。

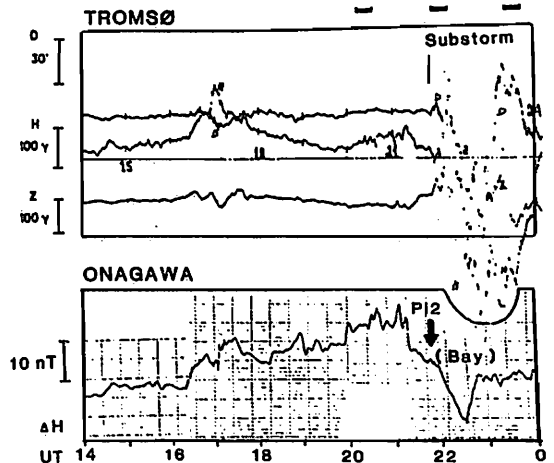
第1図にサブストームに呼応した極域電離層の変動を示す”おおぞら”NEIの観測結果を示した。第2図はこの時の極域及び中緯度での磁場データであるが、21:45 UTに onset を持つ顕著なサブストームがあったことを示している。第1図

に示した連続観測に見られる極域F層の特徴として、1) 昼側のカスプ領域から極冠域への広い密度減少域の形成(点領域で示した)、2) 21:00 MLT 附近のオーロラオーバル内に局所的に生ずる密度上昇(斜線領域)、3) 日陰極冠域での昼側から夜側へ向かう密度のゆるやかな減少、4) 極域の広域にわたる電子密度の不規則構造等が指摘される。特に上記1)及び2)の現象は図中B及びCに顕著であり、サブストームに呼応した極域電離層の変動現象と考えられる。2)はオーバルに沿う降下粒子の増大に対応する。1)の sunlit F層における大規模な depression 進行は、サブストームに伴う極域電離層の変動現象として特に興味深い。このような現象を引起こすプロセスとして、a) 極域電離層の電場ドリフトの急変による電離再分布、b) 実効的イオン温度の上昇による再結合係数の増大、c) 電離層イオンの磁気圏への逃散、等が考えられる。近年の観測によるとサブストームに伴って  $10^{25}$   $\gamma/s$  に達する  $O^+$  flux が磁気圏へ流出していることが明らかにされており、c) の効果は量的にも観測された現象を充分説明し得るものである。



第1図 ▲

第2図 ►





II-72 オーロラアークの運動の  
電離層密度構造への影響

榑田 健・大泉 寛  
(東北大学・理)

度 ロケットにより観測されたオーロラ降下電子からモデル計算によって電離層電子密度分布を再現する試みは、十分成功しているとはいえず多くの場合2倍程度の差異を残している。これらの計算は全て1次元モデルを使用しているが、discrete arcの場合、比較的静かなアークでも100~500m/s程度の南北方向のドリフト速度を持っており、電子密度分布への影響が十分に予想される。そこで今回、第19次南極ロケットでの降下電子観測<sup>1)</sup>を基に子午面内2次元でのモデル計算を行い、同時観測された電子密度分布<sup>2)</sup>と比較した。(同結果の1次元モデルによる解析は3),4)モデル連続の式  $\frac{\partial n}{\partial t} = Q - \alpha n^2 - \text{div}(nV)$ <sup>5)</sup>を用い、アークのドリフト速度を一定と仮定し、このアークに固定された座標系において  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ を仮定した。降下電子による電離率  $Q$ は、電子の輸送方程式を4 stream近似<sup>6)</sup>で解いて求めた。電子密度分布の全体的傾向を再現することを主眼とするため、降下電子の観測値(1 spectrum/10 sec)は3 spectraの移動平均をとって用いた。

結果 S-310JA-5号機についての結果を図1,2に示す。アークの移動速度は scanning photometerによる輝度分布図<sup>7)</sup>より北向き350m/sとした。図1は子午面上での電子密度分布を示し、図2はロケットの飛跡に沿った電子密度の高度変化を示す。図2にはアークが静止していると仮定した場合(1次元モデルと等価)の結果も示した。F<sub>1</sub>領域での上昇時と下降時の約2倍の濃度差が1次元モデルでは説明できないのに比べ、運動の効果を取り入れた2次元モデルではほぼ再現されている。しかし高度150km以下及び200km以上では、まだかなり大きな差異が残っている。上昇時150km以下の場合、電子密度観測時と、その領域の電離に寄与する降下電子の観測時に約3分の差があることが現因と考えられる。

以上より、アークの運動はオーロラ電離層層の2次元電子密度分布を支配する重要な因子であることが示された。

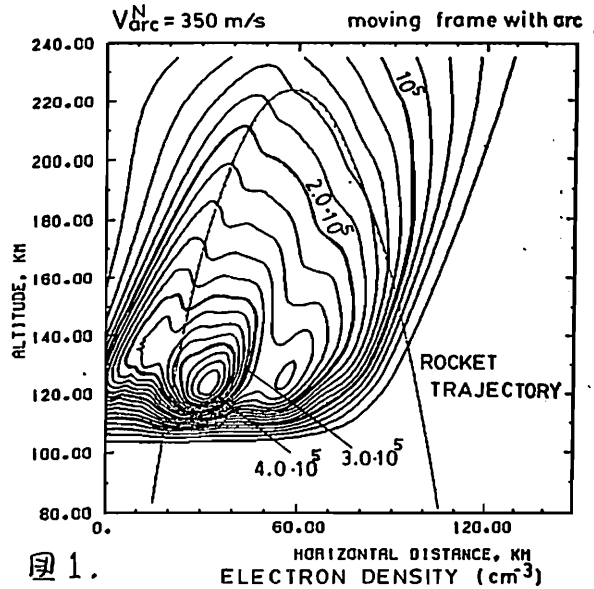


図1.

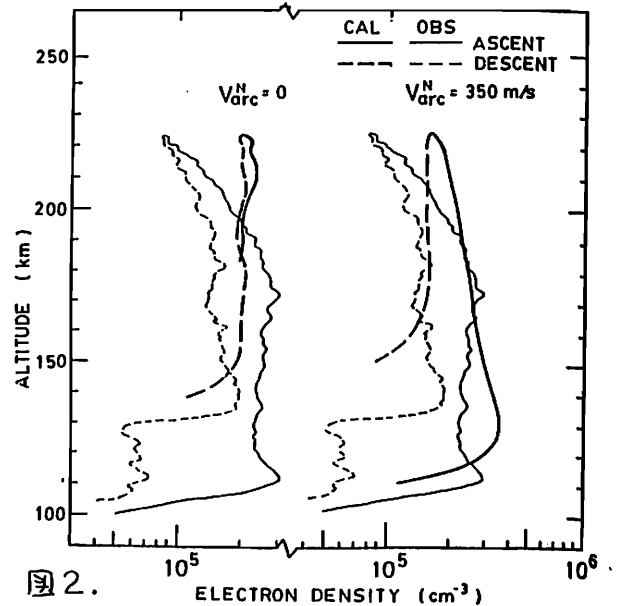


図2.

- 1) Kaya et al., Mem. Natl. Inst. Polar Res., 18, 427, 1981
- 2) Takahashi et al., " , 18, 283, 1981
- 3) Kaya & Matsumoto, " , 22, 207, 1982
- 4) 松本ほか, 第20回学会(神戸)予稿, 64, 1981
- 5) 榑田 & 大泉, 第29回学会(東京)予稿, 30, 1986
- 6) Kustd & Kamiyam, Mem. Natl. Inst. Polar Res.
- 7) 平沢による, 例えば文献 2) L 26, 345, 1985

## ■ 第Ⅲ会場

(Ⅲ-1～Ⅲ-72)

行武 毅・ 横山由紀子  
 東京大学・地震研究所

地球磁場の永年変化を磁気ポテンシャルの球関数展開項について調べると、階数( $n$ )と次数( $m$ )の等しいsectorial項が極めて明瞭な西方移動を示す。 $n=m=1$ の項で表された赤道面双極子磁場も、その例外ではなからず、

16世紀以降の赤道面双極子の動きを見ると、西方移動の様子が主であるが、より見られるが、その変化は、たんに停滞性磁場と一種類の移動性磁場、すなわち一定振幅一定角速度で西方移動する磁場、の重ね合せだけで説明できるほど単純ではなからず。西方移動する磁場(あるいは停滞性磁場)の時間変化を考えたとき、あるいは新たに東方移動する磁場を導入する必要がある。ここでは古地磁気データを用いて得られた過去約2000年の赤道面双極子項の変化から、東方移動する成分の存在を示すこととする。

1. 古地磁気データによる赤道面双極子項

Merrill and McElhinny(1984)は古地磁気データを編集して0~2000 AD間の100年毎の地磁気極の位置を推定している。これに同じく古地磁気による磁場強度を組み合せると、赤道面双極子項の係数 $g_1^i, h_1^i$ を計算することができた。

このようにして得られた結果を $g-h$ 図上にプロットすると、約2000年間反時計回りの動きが明瞭に見られる。すなわち赤道面双極子の動きには、この間東方移動成分が卓越していたのがわかる。

Gauss係数や停滞性磁場( $F$ )、西方移動磁場( $K_w$ )、東方移動磁場( $K_e$ )からなるとして、

$$g_1^i(t) = F \cos \alpha + K_w \cos m V_w(t - T_w) + K_e \cos m V_e(t - T_e),$$

$$-h_1^i(t) = F \sin \alpha + K_w \sin m V_w(t - T_w) + K_e \sin m V_e(t - T_e).$$

と置き、上に求めた Gauss 係数と $\alpha$ の自乗和を最小にするよう、最小自乗法により

それぞれ成分の振幅、移動速度、位相を決めた。西方移動する磁場の速度を $V_w$ 、東方移動する磁場の速度を $V_e$ 、西向き速度を正にとりこくとする。

0~2000 AD のデータでは( $V_w=0.52^\circ/\text{年}$ ,  $V_e=-0.27^\circ/\text{年}$ )が最小の値を示す。また0~1600 AD のデータでは( $V_w=0.30^\circ/\text{年}$ ,  $V_e=-0.32^\circ/\text{年}$ )と( $V_w=0.61^\circ/\text{年}$ ,  $V_e=-0.21^\circ/\text{年}$ )の2組が最小値を示す。

いずれの場合も $0.27 \sim 0.31^\circ/\text{年}$ の速度で東方へ移動する成分が得られる。これに打ちして西方移動速度として、 $0.3^\circ/\text{年}$ と $0.5 \sim 0.6^\circ/\text{年}$ の2種類の速度のいずれも、それぞれに観測値を近似する。

2. 器械観測データによる赤道面双極子項

16世紀以降は器械観測による偏角・傾角のデータが存在する。これらを基礎にして得られた赤道面双極子項について、前述の方法を適用すると( $V_w=0.50^\circ/\text{年}$ ,  $V_e=-0.10^\circ/\text{年}$ )が残差自乗和を最小にする。16世紀以降でも東方移動成分の存在を示すのがわかる。

3. 結論

古地磁気データを含めて過去約2000年間の赤道面双極子磁場の変化を調べると、約 $0.3^\circ/\text{年}$ の速度で東方移動する成分の卓越していたことがわかる。これに打ちして $0.3^\circ/\text{年}$ あるいは $0.6^\circ/\text{年}$ の速度で西方移動する小振幅の磁場成分が認められる。

16世紀以前と以降とは、双極子の動き方も違、すなわち、求められた移動速度(振幅)も有意に違、といる。この違いが実際に16世紀の前後で磁場の性質が変、たためなのか、古地磁気データと器械観測データとの間のデータの質の違いによるのか、現在明らかではない。

磁場中の流体運動によって誘導される二次磁場のモード計算

横山 由紀子, 行武 毅  
(東京大学地震研究所)

地球核内のダイナモ問題を考える際には、インダクション方程式の誘導項  $\nabla \times (v \times H)$  を計算し、磁場  $H$  に速度場  $v$  が作用してできる誘導磁場を求めることが重要になる。 $v$  と  $H$  は、トロイダル、ポロイダルにかかわらず、ルジャンドル関数の線形和で表されるのでこの積を線形に直すことが即ち誘導磁場のモードを知る事になる。例えば、ルジャンドル陪函数  $P_{1k}(\cos \theta)$  を含むモード  $(1, k)$  の  $v$  がモード  $(n, m)$  の  $H$  に作用してモード  $(1, j)$  の誘導磁場  $h$  を作るとする。この  $(1, j)$  を求める為に、従来はエルザツサ-積分、ガウント積分といったルジャンドル関数の直交性を利用した方法が用いられ、その  $(1, k)$ 、 $(n, m)$  と  $(1, j)$  との間に特定の関係がある時のみ誘導磁場が存在するという事が選択則 (selection rules) という形で示されていた。しかし、この選択則は繁雑であるという欠点を持っている。

我々は、ルジャンドル関数を三角関数に展開し、漸化式を用いて従来とは違う方法で選択則を簡単に表現した。その結果、ポロイダルとトロイダルにモード分けした  $v$  と  $H$  のそれぞれの組み合わせについて得られる誘導磁場のモード  $(1, j)$  が表1の様に単純化される事がわかった。但し、表1において  $1 < j$  の時 又は、 $1 < l$  の時  $P_{1j}(\cos \theta)$  の係数は、0となる。ここでの誘導磁場のポロイダルモードは、トロイダルモードが動径成分を持たないことを利用してインダクション方程式の誘導項の動径成分より求まる。トロイダルモードは誘導項より先に求めたポロイダルモードの各成分を引くことにより求まる。この時の誘導磁場の各モードの係数は、数式処理言語 REDUCE Ver.3.0 (東京大学大型計算機センター HITAC-M682H) を用いて容易に計算することができる。

表1より、 $v$  と  $H$  の各組み合わせによって作られるモードには  $(1-n+2t, m+k)$  と  $(1-n+2t-1, m+k)$  の2種類があることがわかる。又、同じ  $v$  と  $H$  の組み合わせからできるトロイダルとポロイダルの誘導磁場は、どちらか一方が  $(1-n+2t, m+k)$  のモードをとるならば、他方が  $(1-n+2t-1, m+k)$  のモードをとる。

	h	HTnm	HSnm
VTlk	hT	$(1-n+2t-1, m+k)$ $t=1, 2, \dots, n$	$(1-n+2t, m+k)$ $t=0, 1, 2, \dots, n$
	hS		$(1-n+2t-1, m+k)$ $t=1, 2, \dots, n$
VSik	hT	$(1-n+2t, m+k)$ $t=0, 1, 2, \dots, n$	$(1-n+2t-1, m+k)$ $t=1, 2, \dots, n$
	hS	$(1-n+2t-1, m+k)$ $t=1, 2, \dots, n$	$(1-n+2t, m+k)$ $t=0, 1, 2, \dots, n$

表1: 誘導磁場のモード  
添え字 T、S は、トロイダル、ポロイダルモードを表す。

# 結合円板ダイナモモデルによる Gauss係数の変動

松島政貴・本蔵義守  
(東工大理)

地球磁場の変動は磁場の生成原因であるダイナモ作用の非線形性の現れであると考えられる。しかし、コア内の電磁流体の状態を直接扱うことは難しいので、非常に簡単なモデルではあるが、地球磁場の永年変化の物理的意味を考えるものとして非線形性を示す結合円板ダイナモが用いられる。

結合円板ダイナモを赤道平面(あるいは傾いた平面)に環状に配置して磁場のポテンシャルを球関数展開することにより、その変動をGauss係数の変動としてとらえる(Shimizu and Honkura)。

結合円板ダイナモの各円板を  $(r_0, \theta_{i+}, \phi_{i+})$  と  $(r_0, \theta_{i-}, \phi_{i-})$  に置いた  $\pm q_i$  の磁荷の組と考えると、N円板ダイナモモデルによるGauss係数は、球面の半径を  $a$  として、

$$g_n^m = \frac{r_0^n}{a^{n+2}} \sum_{i=1}^N q_i \{ P_n^m(\cos \theta_{i+}) \cos m\phi_{i+} - P_n^m(\cos \theta_{i-}) \cos m\phi_{i-} \}$$

$$h_n^m = \frac{r_0^n}{a^{n+2}} \sum_{i=1}^N q_i \{ P_n^m(\cos \theta_{i+}) \sin m\phi_{i+} - P_n^m(\cos \theta_{i-}) \sin m\phi_{i-} \}$$

となる。それぞれの円板ダイナモの磁場に対応した時系列  $q_i(t)$  (図1) を代入すれば、Gauss係数の変動(図2)が求まる。

求めた  $g_n^m, h_n^m$  の変動の様子を  $g-h$  diagram (Yukutake diagram) (図3) に示す。磁場逆転の前後では図中の  $g_n^m, h_n^m$  の変動の様子はカオティックであるが、安定な期間では特徴のある形となった。

安定期において磁場の停滞性部分と移動性部分との分離を試み、移動速度や各部分のゆらぎについて考察する。



図1 非均質結合円板ダイナモにおける  $\sum_{i=1}^N q_i$  の変動

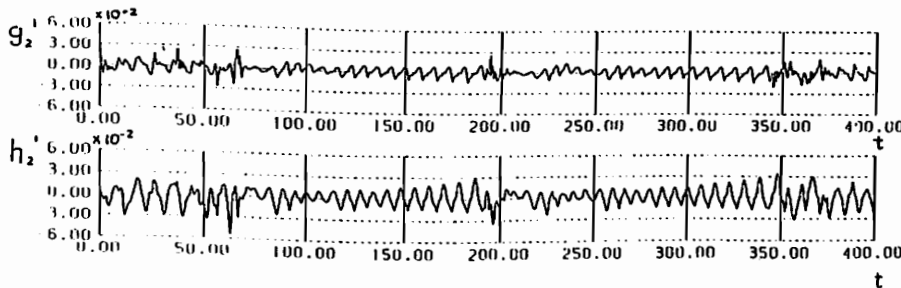


図2 Gauss係数  $g_2^1, h_2^1$  の変動

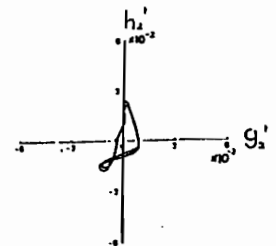


図3(a) 安定期  
 $t = 166.7 \sim 183.3$

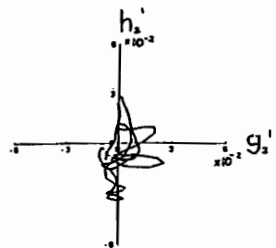


図3(b) 不安定期  
 $t = 183.4 \sim 200.0$

III-4

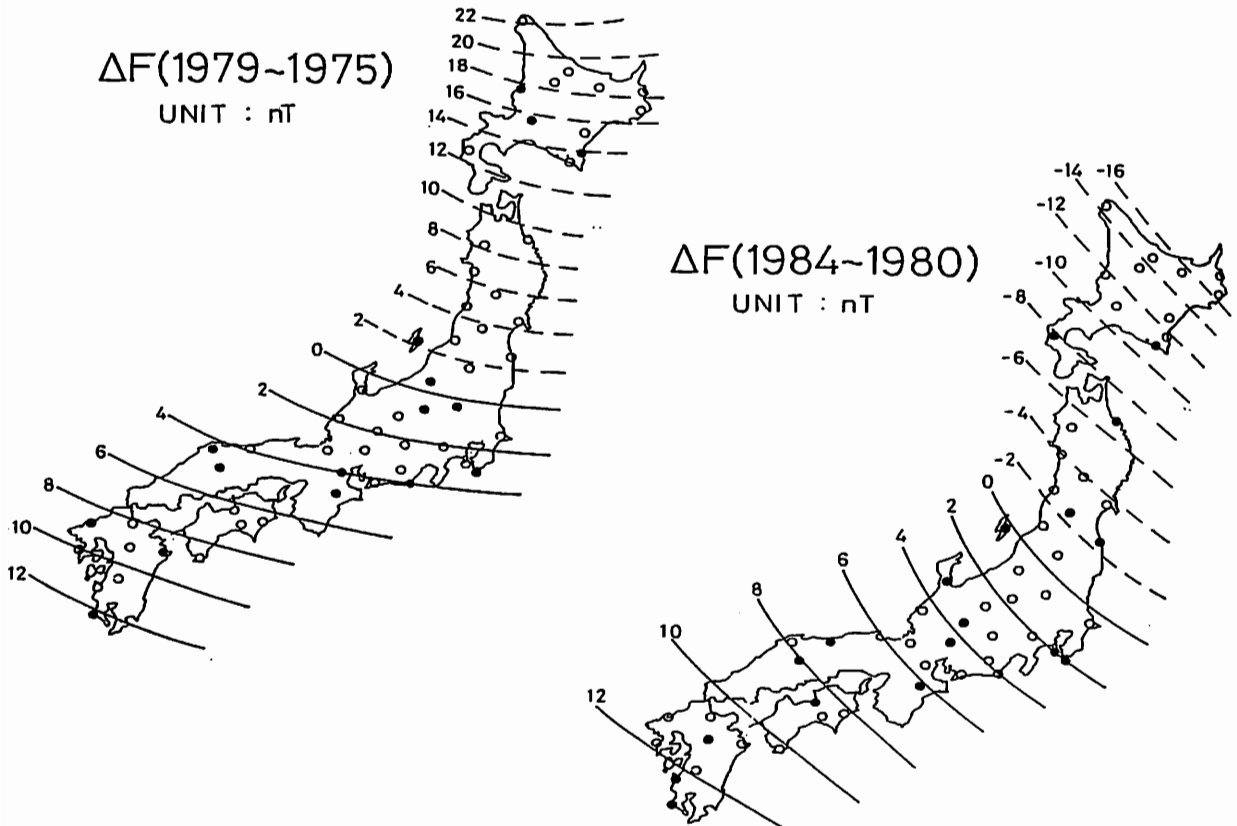
一等磁気測量成果に基づく最近の日本国内の全磁力永年変化の時空間分布について

住友則彦  
(京大教養)

中堀義郎  
(地理院)

地震予知のための全磁力連続観測が、国内の20を超える地点で実施されている。最近、西天生(京大防災研)または高山(名大)の柿岡に相対的な永年変化異常を検出するに、国内の全磁力永年変化の時空間分布を知る必要がある。全磁力観測点のデータのみからこれを求めることは、観測点の分布が偏っているのが難しい。そこで、国土地理院によって実施されている一等磁気測量の成果から約60カ所の磁気点データを用いて永年変化の標準曲線を求めた。期間は1968-1985年である。この期間に6回以上の磁気測量が成されている磁気点を選んだ。方法は以前試みたように(住友、1976)、各磁気点での観測値を時間に関して2次曲線で近似し、この1、2次の係数を緯度、経度の2次の項まで展開し標準曲線を求めた。これより求めた1979-1975、1984-1980年の全磁力永年変化分布を下図に示した。但し、これらは柿岡に相対的な変化量である。図の黒丸は標準値よりはずれる磁気点を示す。このほか連続観測点の観測値の異常の有無も検討する。

参考文献 住友則彦 地殻活動に関連した地磁気永年変化異常、地震予知研究シンポジウム(1976)、145-155

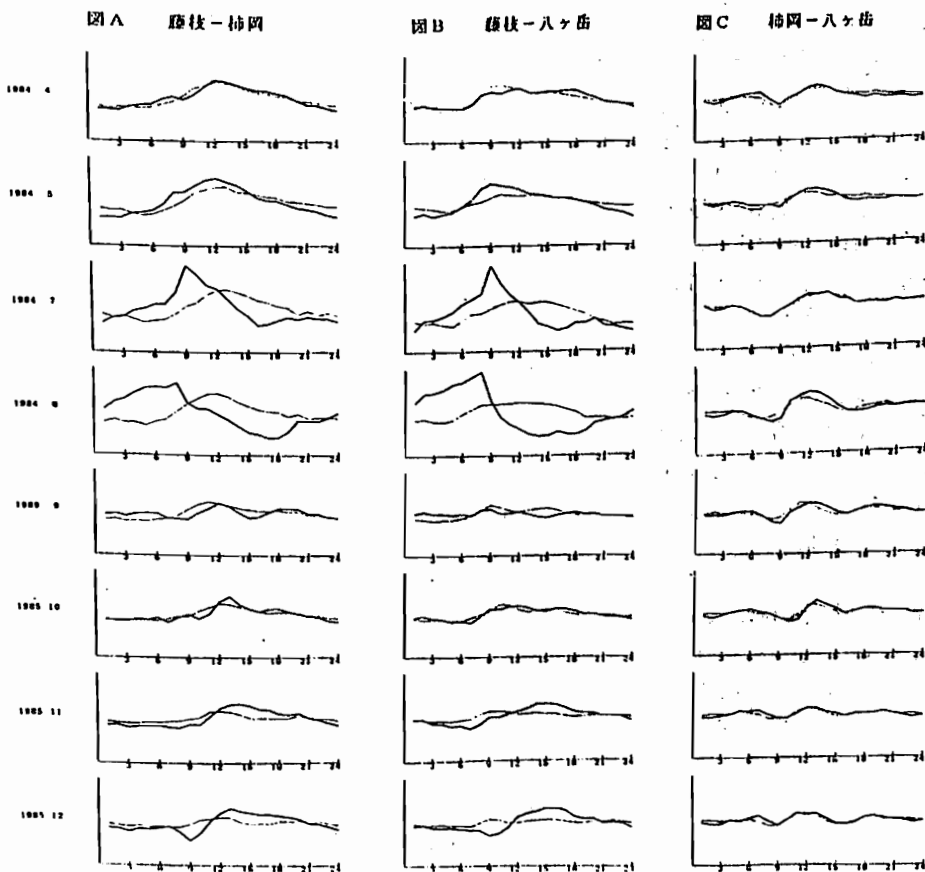


ウィナー・フィルターによる地磁気  
3成分ノイズ除去について(II)

浜島多加志 本藤義守  
(東工大理)

地震活動に関連する地磁気異常を検出するために、その他の地球電磁氣的ノイズの除去をウィナー・フィルターを用いて試みている。前回(1986年春)では、静岡県藤枝市に設置したDIF計による地磁気3成分データと、茨城県柿岡の地磁気観測所でのデータを用いて解析を行った。今回は、柿岡の代わりに、東大地震研究所・八ヶ岳観測点での地磁気データを用いることにより、柿岡の場合と同様な傾向が見られるかどうかを検討する。

下図は、月別に見た地磁気D成分の平均的日変化を示している。図の大線は、2観測点間の単純差をとったものの日変化、細線は、2点のうち一方を入力とするウィナー・フィルターを用いて、この単純差を予測したものである。フィルター係数の決定は、1984年4月11日から20日までの10日間を使用した。図Aは前回報告した藤枝-柿岡の場合である。4月のデータに対して、“予測”が“単純差”に最も近くなるように決定したフィルター係数を、他の月に適用すると、7・8月を見れば明らかのように、“予測”と“単純差”の日変化に位相の差があらわれている。又、11・12月を見ると、夏とは逆の位相のずれを生じているように見える。図Bは、藤枝-八ヶ岳の場合であるが、図Aとほぼ同様な傾向があることがわかった。しかし、図Cの柿岡-八ヶ岳の場合を見ると、位相のずれはどの季節においても、ほとんどないことが認められる。



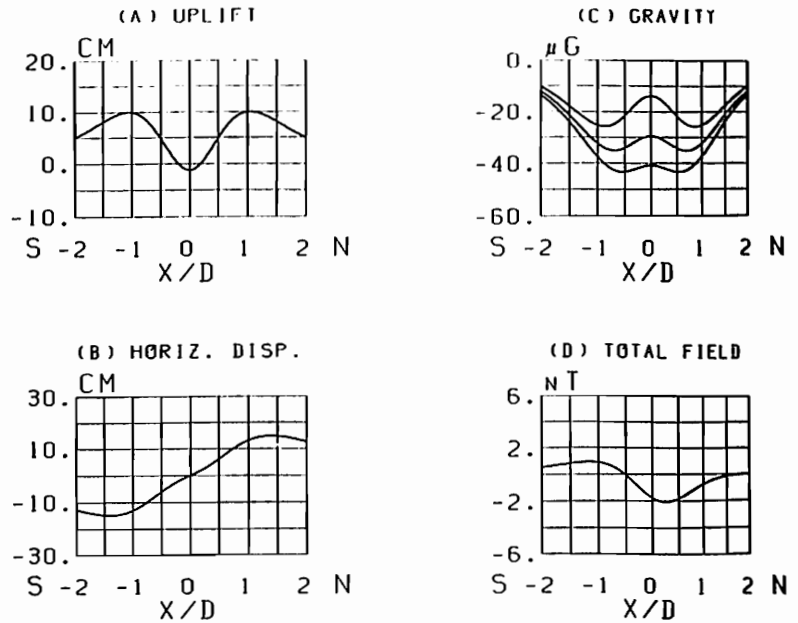
地殻ダイラタンシーの複合テンション・クラック  
モデル—その変位、重力および地磁気変化

笹井 洋一

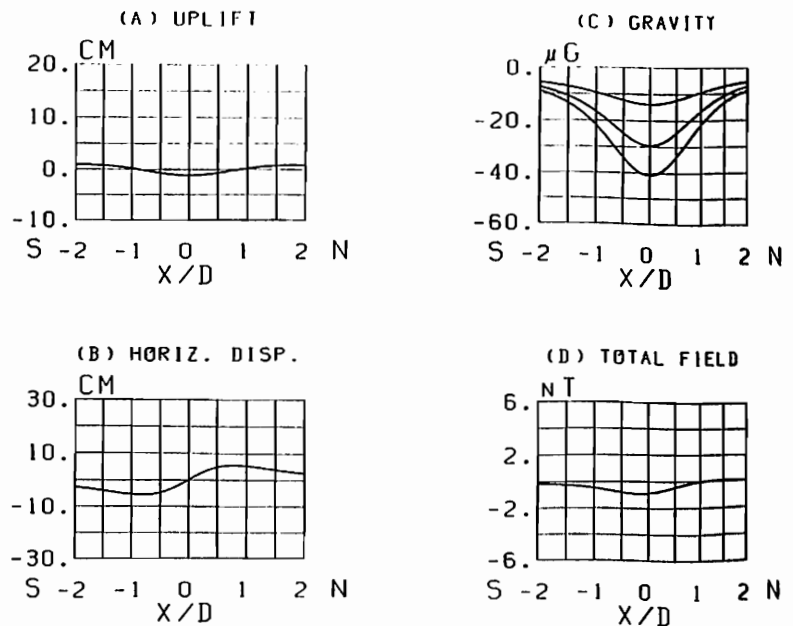
東京大学 地震研究所

地殻のダイラタンシー状態の巨視的モデルとして、複合テンション・クラックモデルを考えた。これは半無限弾性体の面かいくつかの種類、の引張り割れ目を多数がウス分布させたもので、萩原(1977)の複合茂木モデルを拡張した。引張り割れ目として、(i)球状(T00型)、(ii)水平円板状(T33型)、(iii)垂直円板状(T11型)のものを採用した。割れ目の種類とモデルのパラメタ(最大隆起量、分布中心の深さ、水平方向の分散、垂直方向の分散)を任意に与え、それに伴う地表変位、重力と地磁気変化を計算するプログラムを作った。重力変化については、クラックに含まれる物質(ガス、水、マグマ)によって、差を生ずる。特に興味深いふるまいをするT11型クラックの計算例を、第1図、第2図に示す。地磁気変化の特徴として、全磁力増加域が南側にひろがることと挙げられる。これは複合茂木モデルで、全体として減少域が卓越するニヒと区別される。又、T11型モデルでは、まわめて大きな重力変化勾配が得られるのが特徴である。このモデルはダイラタンシーのみならず、火山現象にも適用できると思われる。

SASAI, Y. (1986) Multiple Tension-Grack Model for Dilatancy: Surface Displacements, Gravity and Magnetic Change, B. E. R. I., 投稿中。



第1図 複合T11クラック・モデル  
(クラック走向と直交するプロファイル)



第2図 複合T11クラック・モデル  
(クラック走向に平行なプロファイル)

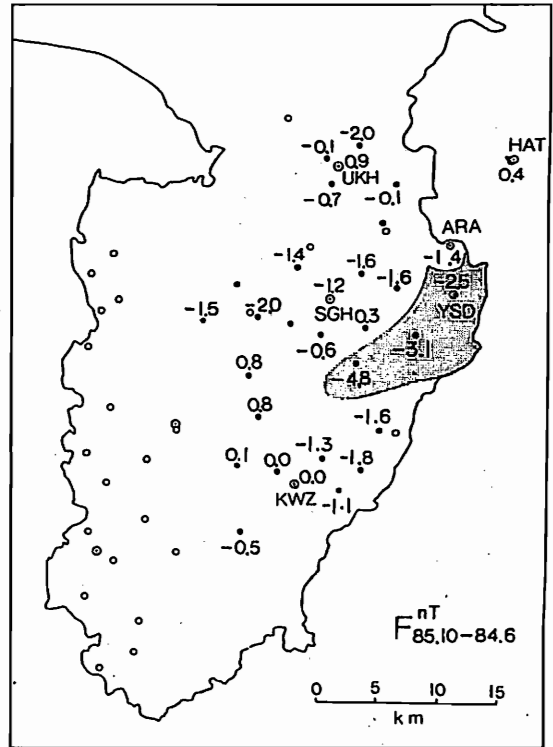


# 伊豆半島東部地域の全磁力観測

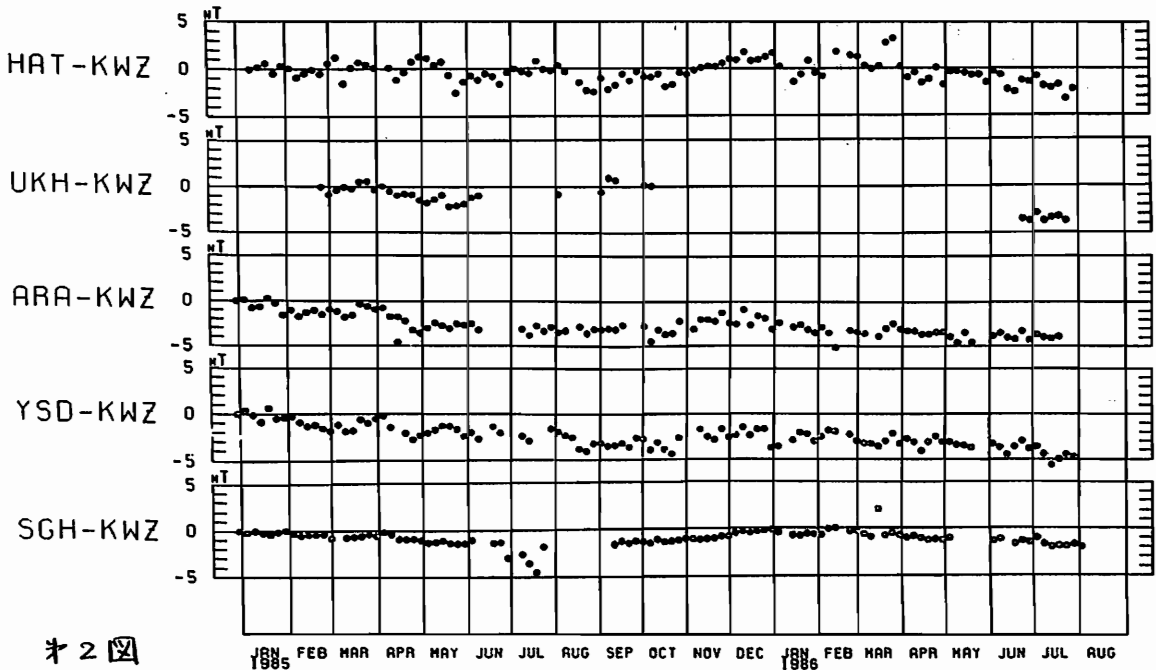
— 1984年4月～1986年8月 —

石川良宣・笹井洋一  
 東京大学 地震研究所

前報(石川・笹井: 1984年春季学会)に引続いて、伊豆半島東部地域の全磁力観測結果を報告する。この期間は、1984年9月の川奈崎沖群発地震を最後に、地震活動は静穏であった。しかし伊東市南部の海岸附近を中心として、2年間に4cm以上の隆起が見出されている(国土地理院1986)。  
 本1図は、1984年6月から1985年10月にかけての全磁力観測結果で、隆起域において顕著な全磁力減少が見られる。本2図の伊東市新井(ARA)および同市吉田(YSD)の変化に明らかのように、この減少は主として、1985年前半に生じたもので、隆起活動の推移とよく対応している。なお、大仁町浮橋(UKH)で欠測期間をばさんで、全磁力減少を生じたように見えるが、これはセンサー破損等による人為擾乱の可能性が高い。近日中に予定しているくり返し観測で、この点をチェックできるであろう。



本1図



本2図

歌代慎吉, 川下敬之 (東京理科大学)

昨年7月房総半島最南端の千葉県館山市布良にある東京理科大学館山研修所(旧館山測候所)において地磁気3成分測定用 Fluxgate 磁カ計とプロトン磁カ計による地磁気観測を開始して約1年を経過した。観測は毎分値をデータロガーにより PROM に記憶させ1ヶ月半毎に PROM を取替えて PC 9800E を用いて Print Out している。

本年2月に長周期水平動地震計(固有周期10秒, 東西成分, 南北成分)2台と垂直地震計(固有周期3秒)1台を設置して微小地震の観測を始めた。又プロトン磁カ計については現在観測中の高さ3mの木柱の検出器の外にその直上に高さ10mの木柱を立てその先端に検出器を取付けこれより独立にデータロガーを用いて同時に毎分の全磁カFの測定を行っている。又上記の観測木柱から西側に10m離れた地裏に高さ3mの木柱を立てその先端にもう一つプロトン磁カ計の検出器を取付けこれらでFの毎分値の同時観測を行っている。これは高さ3mの地裏のFの値を基準としてFの垂直 gradient  $\frac{dF}{dz}$  と水平 gradient  $\frac{dF}{dx}$  の時間変化を測定し地震・地電流・海流等の影響を調べることを目的としている。これらについて現在逐判明した測定結果の一部を報告する。

又館山におけるプロトン磁カ計による全磁カFの測定結果と地震発生との関係について調べた結果について、3報告する。先づ柿岡(気象庁), 鹿野山(国工地理院), 八丈島(水産部)と館山はほぼ同一経度で南北一直線上に位置しているので日変化とSE以外の外部磁場による影響は緯度のみに関係する。従って経度値について考えるとき変化磁場は緯度のみの函数で表はすことが出来る。

基準観測所を柿岡として各地裏の変化磁場の係数を求め又館山は特にCAによる半島効果が大きいのでこれによるFへの影響を修正した。そして館山の経度値を用いて外部磁場及びCAの影響を除去して地震との関係を調べた。最近の館山付近での大きな地震は昨年10月4日午後9時25分に起きたM=6.0, 震源は千葉・茨城の境界, 深さ80km, 東京の震度5(強震)又本年6月24日午前11時53分に起きたM=6.9, 震源は房総半島南東沖, 深さ80km, 館山・勝浦の震度4(中震)等があるがこれら地震とプロトン磁カ計によるFとの関係について報告する。

尚柿岡, 鹿野山, 八丈島の地磁気毎分値のフロッピーディスクを送付して下さった気象庁地磁気観測所, 鹿野山測地観測所, 水産部の方々の御厚意に感謝します。

## 海底磁力計の信頼性について

中楚岩男・甲斐源太郎，  
(海洋科学技術センター)

海底同軸ケーブルを用いる連続観測用の海底プロトン磁力計は、前回報告したシステムの改良により、これまでの一連の機器開発を終了し、基本システムの完成をみるに至った。1985年3月から再開した海底磁力計の長期信頼性試験は、再開後1年6ヶ月を経過した後も、引き続き順調に実施できている。これまでの試験期間中、海底部のトラブルによる試験中断は2回、陸上部のトラブルによる中断は7回発生したが、すべて回復した。試験期間533日中、観測期間は312日、欠測期間は221日であり、最大連続観測期間は52日、最長欠測期間は92日という機器動作結果が得られた。

次に、1985年3月7日から12月19日まで取得した、初島沖350m、水深約30mの海底の全磁力データに基づいて、その信頼性を評価した。まず、取得データから毎日の全磁力夜間値を計算し、別途計算した地磁気観測所の全磁力夜間値と比較した。その

島田誠一・藤縄幸雄  
(国立防災科学技術センター)

結果を下図に示す。図中のKAKは柿岡の夜間値を、HATは海底磁力計設置点の夜間値を、また、(HAT)-(KAK)は両夜間値の単純差を表わしている。この図から、海底磁力計の取得データによる夜間値の変化は、柿岡のそれとほとんど一致しており、両者の差の変化幅は±2nT以下であった。しかし、7月20日から8月30日までの海底磁力計の取得データには、その前後のデータに比べて約30nTの総対値の低下がみられる。地震予知連絡会報(34号、35号)で報告されている初島陸上観測点における夜間値とはこの期間においてのみ、2~3日以内の短期変化に明らかな差異がみられた。この原因については不明である。

このように、海底磁力計は、やがて欠測期間が長い、海底部に起因する期間を除いて短縮が可能であり、また、取得データも上記絶対値低下期間を除けば、1nT程度の信頼性を有していることが分かった。

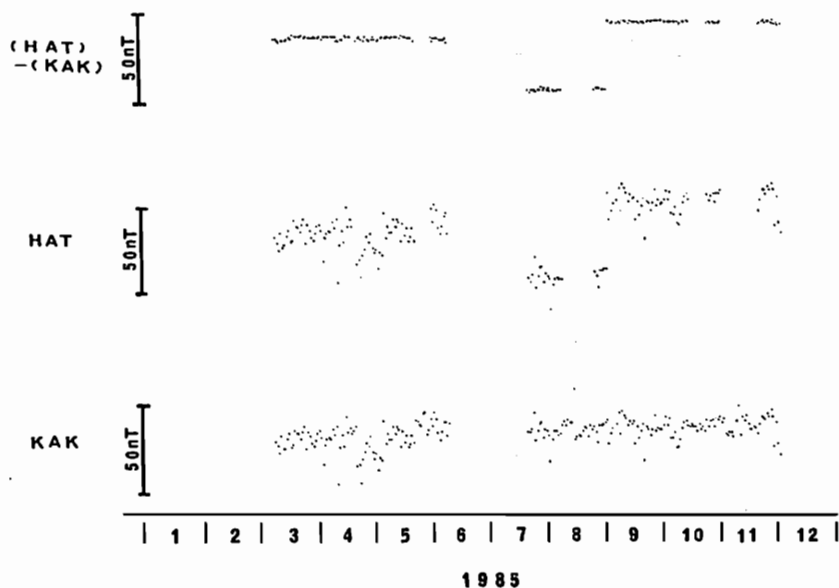


図1 全磁力夜間値の変化の比較 (HAT:初島沖海底観測点の全磁力夜間値, KAK:柿岡の全磁力夜間値)

西洋祐, 河野長, 山口公治  
東工大理, 現川崎製鉄

通常のスピナー磁カ計では, 岩石試料を何回か置きかえて測定することにより, 磁化の成分を求める。しかし, 右図のように, 試料を回転軸(Z軸)方向に移動しながら適当な何点かで測定することによっても, それは可能である。現在開発中の装置では, Z軸方向の移動にステッピングモータとリードスクリューを用いており, 一度試料をセットすれば, あとはマイコンによって, 自動的に測定ヒテータ処理が行える。いまのヒテータは, 1回の測定に要する時間は約2分, 極性を判別できる最小の磁気モーメントは  $2 \times 10^{-8} \text{ Am}^2$  で, どちらもまた改善の余地は残っている。また, Z軸上に配置できる交流消磁用コイルと, そのコイルに流す交流消磁も含まれた岩石磁気自動測定システムの完成をめがけている。

岩石試料の磁気ポテンシャルは, 極座標  $(R, \theta, \phi)$  により

$$W = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \left(\frac{a}{R}\right)^{n+1} P_n^m(\cos\theta)$$

とあらわされるが, 円筒座標系  $(r, z, \phi)$  に変換し,  $r=a$  の位置におけるト方向成分の磁場を求めると, 次のようになる。

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) F_n^m(z)$$

$$F_n^m(z) = (\sin\theta)^{n+1} \{ (n+1) P_n^m - (n-m+1) \cos\theta P_{n+1}^m \}$$

$$\sin\theta = \frac{a}{\sqrt{a^2+z^2}}, \quad \cos\theta = \frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}}$$

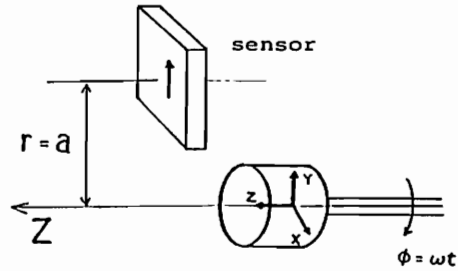
実際の測定では, 試料を  $\phi = \omega t$  で回転させる。すると,

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} g_n^0 F_n^0(z) \quad \text{: dc成分}$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} (g_n^1 \cos\omega t + h_n^1 \sin\omega t) F_n^1(z) \quad \text{: } \omega \text{成分}$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} (g_n^2 \cos 2\omega t + h_n^2 \sin 2\omega t) F_n^2(z) + \dots$$

のように dc成分と  $\omega$ 成分を分離できる。dc成分を  $B_{dc}$ ,  $\cos\omega t$  の成分を  $B_{cw}$ ,  $\sin\omega t$  の成分を  $B_{sw}$  とすると,



$$B_{dc}(z) = g_0^0 + g_1^0 F_1^0(z) + g_2^0 F_2^0(z) + g_3^0 F_3^0(z)$$

$$B_{cw}(z) = g_1^1 F_1^1(z) + g_2^1 F_2^1(z) + g_3^1 F_3^1(z)$$

$$B_{sw}(z) = h_1^1 F_1^1(z) + h_2^1 F_2^1(z) + h_3^1 F_3^1(z)$$

となる。  $g_0^0, g_1^0, h_1^1$  は, 磁気双極子に対応するもので, 他の高次の項に比べて卓越している。  $h_1^1$  は,  $n=2$  には  $n \geq 4$  のものについてほぼ0とした。また,  $g_0^0$  は, 磁気シールドによって打ち消し smallest 地球磁場の dc成分である。  $h_1^1$  の位置  $z_i (i=1, 2, \dots, R)$  で測定すると, 上式は次のように行列表現できる。

$$B_{dc} = F^0 g^0 \quad B_{cw} = F^1 g^1 \quad B_{sw} = F^1 h^1$$

そして, 最小自乗法により係数が求まる。

$$g^0 = (F^{0T} F^0)^{-1} F^{0T} B_{dc}$$

$$g^1 = (F^{1T} F^1)^{-1} F^{1T} B_{cw}$$

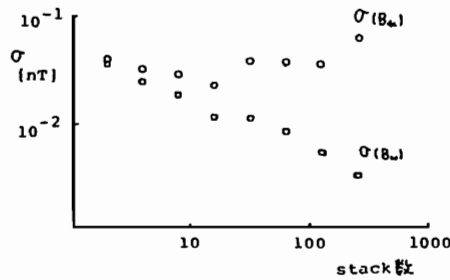
$$h^1 = (F^{1T} F^1)^{-1} F^{1T} B_{sw}$$

また,  $h_1^1$  の誤差は,

$$\sigma^2(g^0) = \sigma^2(B_{dc}) (F^{0T} F^0)^{-1}$$

$$\sigma^2(g^1) = \sigma^2(h^1) = \sigma^2(B_{sw}) (F^{1T} F^1)^{-1}$$

である。  $\sigma(B_{dc}), \sigma(B_{sw})$  は,  $B_{dc}, B_{cw}, B_{sw}$  を測定するときの誤差で, 小づつは Stacking によって小さくおさえることができる。  $h_1^1$  の効果を  $\sigma(B_{sw})$  は  $1/\sqrt{n}$  に比例して小さくできるが,  $\sigma(B_{dc})$  は残念ながら



らない。  
現在は,  $h_1^1$  を小さくできることには苦慮している。

渋谷秀敏  
(阪府大・総合)

焼け土は考古地磁気試料として多く用いられてきた。特に西南日本では非常に多くの測定が行われ、過去2000年間の地磁気永年変化がほぼ明らかに成っている。焼土試料の磁化は良く焼けている限りは一般に非常に安定で、消磁は必要ないとされているが、系統的な消磁が行われている文献はない。今回は、大阪府及び京都府の5地点、13サイトから採集した焼土試料の交流消磁結果について述べる。焼土を採集した遺構は窯跡、炉跡、梵鐘鋳造遺構と様々である。測定は京都大学の超伝導磁力計を用い、交流消磁は同大学の試料非回転式三軸交流消磁装置（5重の $\mu$ メタルで磁気シールドされている）を用いた。

#### 1. 二次磁化の全く見られない試料。

非常に良く焼けた試料は磁化も非常に強く、安定である。段階交流消磁を施しても、方向は実際上全く変化しない。消磁前のサイト平均と10mTでの消磁後のサイト平均を比較すると、消磁後の方がむしろ $\alpha_{95}$ が大きく成っている。いずれにせよ、その変化も、方向の変化もわずかで、如何なる議論をするにせよ問題となるものではない。

#### 2. 不安定で小さな二次磁化の見られる試料。

かなり安定で、消磁前の $\alpha_{95}$ が比較的小さいものでも、小さな二次磁化の見られるものがあった。この二次磁化は非常に不安定で、5mTの交流消磁で取り除く事ができた。またその方向には余り系統性が見られない様であるので試料採取後保存中に獲得されたものの様で、起源は粘性残留磁化と考えられる。これらのサイトでは10mT程度の消磁で平均方向が少し動き、 $\alpha_{95}$ が改善された。

#### 3. かなり安定な二次磁化の見られる試料。

これは瓦窯の焼き口付近から採集した試料に見られたものであるが、直交消磁図で見ると明らかに二つの磁化成分の重ね合わせと成っているものである。低抗磁力の成分は永年変化の範囲程度の方向を持っているのに対して、高抗磁力の成分は過去2000年の間の如何なる時代の方向からも大きく外れている。これに対するもっともらしい解釈は、まず窯を焼いたときに高抗磁力の成分が付いて、後に焼け土が動いて低抗磁力の成分が成長した、とするものである。低抗磁力の成分と言っても30mT程度まで安定であるので、この成分も発露後と言った短い時間ではなく、埋没時に床面が動いて後、かなり長い時間をかけて成長したものであろう。焼けの良くない床面は、磁化の安定性に問題が在るだけでなく、変形し易いと言う問題点も在るようだ。

#### 4. よく分からない試料。

弥生時代などの炉跡になると焼けが非常に悪く、磁化が弱いばかりでなく、方向のまともにもわるいので、どのような成分を含んでいるのかよく分からなくなる。考古地磁気試料の場合、二次磁化と初生磁化の角度の違いは、高々永年変化程度であるので、非常に小さい。つまり、各消磁後の測定値の誤差がかなり小さくないと磁化の分離は難しい。ところが、交流消磁装置の限界（電源として商用交流を直接使っている）と試料が地球磁場にさらされる度にかんがりの量の粘性残留磁化が付いてしまう事で、一つ一つの磁化測定の誤差がどうしても減らない。

以上のように様々な場合があるが、一般に磁化強度の強いものは安定で消磁を必要としない様である。しかし、上記2. で上げたようになり安定で $\alpha_{95}$ も小さいサイトでも多少の粘性残留磁化が見られる事はあるようなので、少しの交流消磁を施す方がよいであろう。また、3. の様に残留磁化獲得から試料採取までの間に動いた床面が判る場合は非常に有用である。

シリア・ドゥアラ洞窟中期旧石器遺跡に  
おける古地磁気

酒井英男\*, 広岡公夫\*, 木村賢\*\*, 赤澤成\*\*\*

\*富山大・理 \*\*京大・霊長類研 \*\*\*東大・総研資

ドゥアラ洞窟(北緯34°38.5', 東経38°27.5')はアラビア砂漠の北に続く広大な砂漠の北端にある, いわゆるシリア砂漠の低い山塊の中腹にあいている(標高約550m)。この山塊はバルミラ盆地といわれる内陸盆地の周縁を形成している。東京大学西アジア調査団は, 1970年以来, 数次に渡ってドゥアラ洞窟を調査し, 今日迄にほぼ5万年以上前から1万年前頃までの堆積物から多量の旧石器, 動植物化石を発掘した。この遺跡では, 未だ, 人類化石の発見という様な華々しい成果はないが, 別の面で数々の新しい知見を得た。その一つが5万年以前に当洞窟に居住したネアンデルタールが残した巨大な(約6m×5m)炉址の発見である。炉址堆積物に混ざって二次的に焼け, 黒色・灰色化した石器・動植物化石が多数発見されたが, 同時に二次的に焼けたと考えられたバライトノジュールが発見され, Nishimura(1978)はそのフィッシュトラック年代測定を試み, 7.5万年前後という値を発表している。1984年の発掘の際, 木村によりこの炉の壁面の数地点において焼土の定方位採集が行われた。焼土試料は, 内径38mm角のアルミ角筒に入る大きさに削られ石膏で固めて採集された。炉の壁面の高度差1mの範囲から8個の試料が得られた。今回, これらの焼土・バライトノジュールの古地磁気測定を行った。

採集された各ブロック試料の残留磁化をまずアスタテック磁力計にて測定した。その後, 各ブロック試料を1インチ角の複数個の小試料に分割し, 1個は交流消磁法による磁化の安定性の検討に用い, 他は熱消磁・テリエ法の実験に用いた。消磁実験によると磁化は非常に安定であった。加熱による変質の有無をWalton(1979)の考案法で検討しながらテリエ法により焼土が被った加熱温度の推定も試みた。Jn-Jt図上でプロット点が線形関係からずれる温度からみると加熱温度は最高430℃くらいと推定された。また炉内で加熱を被ったと考えられるバライト(BaSO<sub>4</sub>)の熱磁気分析を行った所, 400℃付近に低温酸化によると思われる自発磁化の上昇が認められた。この400℃での自発磁化の上昇は炉内だけでなく露頭より採集された原石バライトにも存在することからバライトの生成過程で晶出した磁性鉱物によるものと考えられる。これはまた炉内のバライトが生成後, 400℃での低温酸化を覆す程の高温まで加熱を被っていないことを示し, テリエ法で推定した加熱温度と矛盾しない。バライトノジュールの成因はよくわかっていないが低温酸化の存在はこれらが水中で生成されたことを暗示している。

各ブロック試料から得た4ないし5個の小試料の段階熱消磁の各段階の平均値より最適段階を定めブロックの磁化方向を求め, 8個のブロックの平均よりドゥアラ遺跡の炉跡の磁化方向を求めた。得られた当時の地磁気方向( $D_{mean}=12.8^\circ$ ,  $I_{mean}=53.5^\circ$ ,  $\alpha_{95}=6.7^\circ$ )は現在より東偏しているが伏角は余り変わらない方向である。テリエ法による実験は19個の試料について行った。Jn-Jt図で線形関係が7以上のポイントから得られ, 相関係数が0.99以上のデータについて平均をとると当時の磁場強度は $29.4 \pm 4.1 \mu T$ と求めた。これは地磁気双極子強度(VDM)に直すと現在値の65%程度にあたる。McElhinny and Senanayake(1983)はB.P. 15,000-50,000年の期間の世界中のデータ(わずか18個)のコンパイルを行っている。旧石器時代のなかで報告されている最古の年代の地磁気強度のデータは Barbetti and Flude(1979)によるフランスBoissejour遺跡(-B.P. 50,000)の結果であり5万年以前のテリエ法による地磁気強度のデータは従来, 報告されていない。B.P. 15,000-50,000年の期間の磁場強度のデータは, B.P. 30,000前後のムンゴ・エクスカージョンに伴うとされる強磁場を除くと現在値より低い傾向にある。ドゥアラ遺跡の結果は古地磁気強度の弱い傾向が過去5万年以前にもあった可能性を示す。ドゥアラ遺跡では炉中で採集されたバライトノジュールの熱ルミネセンス法による年代測定(蛭川ほか)や石化した種子のタンデムによる放射性炭素年代測定が試みられている。こうした年代測定の結果が出れば今回得られた古地磁気強度の結果と比較しMcElhinny & Sananayake(1983)などが過去5万年間で検討している放射性炭素の生成量と磁場強度の相関をより古い時代において議論出来ると考えられる。

山口県秋吉台石灰岩層群の持つ

残留磁化方向の暗示するもの

森永速男<sup>1</sup>、足立泰久<sup>1</sup>、井口博夫<sup>1</sup>、安川克己<sup>1</sup>、堂面春雄<sup>2</sup>、河野通弘<sup>3</sup>

<sup>1</sup>神戸大学理学部、<sup>2</sup>山口大学教育学部、<sup>3</sup>山口短期大学

秋吉台石灰岩層群は古生代石炭紀前期より二疊紀後期にかけてサンゴ礁複合体として形成されたものである。それが二疊紀後期から三疊紀後期前にかけての間に相対的に北から南に働く大きな地殻変動を受けて、層序が逆転したことが化石帯等の調査によって知られている。この造構運動は秋吉造山運動とよばれ、西南日本における古生代末より中生代初頭にかけて最も規模の大きな激しい造山運動である(Ota, 1977)。

秋吉台は厚東川を境に東西二つの台に分けられる。その西の台より7サイト、東の台より6サイトで石灰岩試料を採取した。各サイトから最低5個の定方位試料を、それらから6~17の測定用試料を得た。

これら石灰岩のNRM強度は $10^{-5} \sim 10^{-4}$ A/mと大変弱かった。しかし、段階の交流及び熱による消磁に対して安定であり、弱い段階(交流で5mT, 熱で100℃)でVRMと思われる成分が取り去られた後は高い段階(交流で40mT, 熱で400℃)まで一成分であり同じ方向を示した。最適消磁磁場(ODF)は10mT程度であったので、すべての試料を10mTの交流磁場中で消磁した。以後の数値はNRMまたは10mTの交流消磁後のもののどちらかで、ばらつきの小さいものを使って求めたものである。

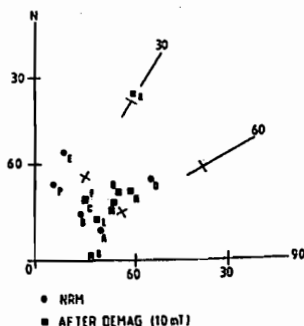
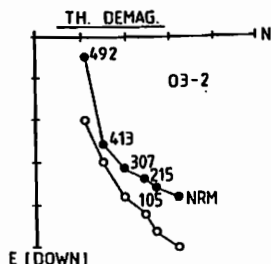
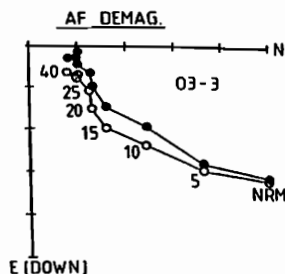
東の台の6サイト中5サイトに関しては石灰岩に発達する葉理面の測定により、岩層の走向、傾斜が分かっている。それらの走向は約NE80°ぐらい、傾斜は約250°であり、その5サイトは逆転構造の地点である。この5サイトのbedding補正前のサイト平均は偏角=45.9°、伏角=61.9°( $k=67.8$ ,  $\alpha_{95}=9.4^\circ$ )であり、bedding補正後のサイト平均は偏角=12.8°、伏角=-36.9°( $k=16.6$ ,  $\alpha_{95}=19.3^\circ$ )であった。このように補正後のばらつきの方が大きい。石灰岩が堆積時の磁化を保持し、約15m.y.前に西南日本が真に大陸に対して時計回りに回転したのであれば、この補正後の偏角値はもう少し東に振らなくてはならない。補正前のばらつきの小ささと西南日本の回転を考慮すると、石灰岩の保持している磁化は二疊紀後期から三疊紀後期前にかけて起こった層序逆転運動後から約15m.y.前の西南日本の時計回り回転以前までの間に獲得された二次磁化と考えるのがもっともらしい。

さらに岩層の走向、傾斜の分かっていない残りの8サイトの磁化方向も東に振っている。全13サイトのbedding補正前の磁化方向のサイト平均は偏角=43.1°、伏角=61.3°( $k=28.3$ ,  $\alpha_{95}=7.9^\circ$ )である。

どのような出来事がこれら石灰岩の二次磁化をもたらしたのかは不明であるが、非常に広範囲な大きな出来事があったのかもしれない。

段階消磁

bedding補正前のそれぞれのサイトでの平均方向



Ⅲ-14 大分県八丁原 (Hatchobaru) 地熱地帯  
ボーリング・コアの古地磁気

堂面 春雄

山口大・教育・物理

九州の最高峰、久住山 (1,791 m) を主峰とする九重連峰の北側、標高約 1,000 m の高原と温泉の町、大分県九重町の南端に近く、湧蓋山 (Wata-yama), 泉水山 (Sensui-yama), 合頭山 (Gotoh-yama) などの火山群にとり囲まれた盆地状の部分は、大岳・八丁原 (Otake-Hatchobaru) 地熱地帯と呼ばれているが、ここには九州電力大岳発電所・八丁原発電所がある。特に後者は、1977年に営業運転を開始した、最大出力  $5.5 \times 10^4$  kW を誇る我が国最大の、世界的にみても最大級に列する、地熱発電所である。

筆者は、上記八丁原発電所の南約 500 m の地点で試掘された、調査井 HT-4 号よりえられたボーリング・コアの一部を貰い受けて、これらの磁気的性質を研究中である。今回は、これまでにえた自然残留磁化についての測定結果の一部を大まかに述べる。

当ボーリングは、標高約 1,200 m の地表より地下 1,500 m に達しており、上部より下部へ、九重火山岩類 (地下約 200 m まで; 主として角閃石安山岩), 豊肥火山岩類 (約 200 ~ 1,200 m; 主に輝石安山岩), 及び宇佐層群 (約 1,200 m 以深; 凝灰角レキ岩など) の重なりを貫いている。

供試試料は、このボーリング・コア (直径約 5 cm。宇佐層群の部分は約 2.5 cm) より 100 m 程度の間隔で、長さ 30 cm 前後の部分をピク・アップし、それらを直径と同じ高さの円柱に切断したもので、これらの自然残留磁化をアステイク磁力計を用いて測定した。

当調査井では、ほぼ鉛直にボーリングされているが、コア自体のオリエンテーションは、水平面内での回転角が明らかでなく、したがって、磁化方位の偏角を地磁気方位にリファードできず、また、各供試コア間隔も大きく、上下のつながりも関連づけることは不能であり、本報告では、磁化の伏角、及び強度について述べる。

これまでにえた自然残留磁化の伏角、強度の概値は次のようである：

		伏角	磁化強度
九重火山岩類	更新世中期 ~ 後期	~ 50°	~ $10^{-3}$ emu/g
豊肥火山岩類	更新世後期	~ 67	~ $10^{-4}$
宇佐層群	中新世中期	~ 60	~ $10^{-5}$

なお、部分的には、おろし浅い伏角を示す試料も見られるが、これまでのところアップ・ディップのものは見出されていない。磁化の安定性については、目下交流消磁を実施中であるが、約 1 年間の室内放置による変動は測定誤差の範囲内にある。また、各試料の造岩強磁性物質についての、熱磁気解析も実行している。

一 例、九州島における、当ボーリング・コアにそれと対比される露出岩試料についての古地磁気学/岩石磁気学的研究も並行して行っている。



新妻信明・岡田 誠 (静岡大学理学部地球科学)

房総半島の北部に分布する更新統の秋本階の地層は半深海底に堆積したものであるにもかかわらず、堆積速度が異常に速く、地球磁場の状態を詳細に明らかにするには好都合な堆積物である。これらの地層については、既に古地磁気層位学的研究がなされており (新妻, 1976)、Brunhesと松山期の境界についての研究も柳川において既になされている (Niitsuma, 1971)。

今回は、このBrunhes-松山境界をその上位約 1.5m に挟む火山灰鍵層 (TNTT凝灰岩) を柳川から東方に15km追跡し堆積速度の異なる 2地点からBrunhes-松山境界を貫く3本の連続方位コアを採取し、古地磁気を測定し、柳川の結果と比較検討したのでその結果を報告する。

ここで取り上げる 3地点での堆積速度は、酸素と炭素の同位体層位学により決定することができ、柳川では 4.35m/ka、平蔵川では 2.23m/ka、長南では 1.91m/ka である。これらの地点から得られた古地磁気方位は、互いに良く一致しており、その VGP の位置から、Brunhes-松山地磁気逆転の時期を 9つに区分できた。それぞれの区間内の VGP の位置のばらつきを  $81/\sqrt{k}$  を用いて比較すると堆積速度の大きい柳川で最も大きく、最も小さい長南では柳川の半分程度になっていることが分かった。このことは、このように早い堆積速度でも堆積岩に記録される古地磁気は堆積速度が遅い程平均化されることを示しており、zone-magnetizationをしていることが分かる。逆転層準をその上位の凝灰岩鍵層と比較することにより depth lag を直接求めることができ、 $63 \pm 5\text{cm}$  の lag が存在することが明らかになった。

Brunhes-松山境界が同位体層位学的にどの層準に当たるかは、長い間、議論されてきたが、堆積速度の遅い深海底堆積物を使用すると、depth lag がその層準の対応を大きく狂わすため確定されるに到っていなかった。今回は独立にdepth lag を求めることができ、しかも同位体層位学的検討をBrunhes-松山境界を含む秋本階上部について同時に行ったので、その対応をつけることができ、Brunhes-松山境界は酸素同位体層

位学の Stage 18.3 と Stage 18.4 (Prell et al., 1986) にあたることがわかった。この対応関係を使用すると、いかなる堆積物でも古地磁気と酸素同位体層位学的検討を行えば、depth lag を求めることが可能である。これまでに報告されている深海底のコアについて、この関係を使用して depth lag を求めると 40-50cm となり、新妻・順 (1977) の推定値と良く合致している。

同位体層位学により堆積速度がかなり正確に求めることができたので、地球磁場逆転に要する時間を正確に求めた。VGP の位置はBrunhes-松山境界の下位で大きく位置を変化させるが、その動きは断続的であり、動いてはある位置周辺に留まることを繰り返しており、留まる位置に A から F の記号をつけて図に示した。この境界部においてVGP が最終的に北半球に留まるようになった時のVGP の移動は南緯50度から北緯60度へ起こったが、それに要した時間は僅か33年であったことが明らかになった。この移動速度は従来考えられてきたものよりも、2桁近く速いものであり、地球磁場逆転の機構を考えるための大きな限定条件を与えることになるであろう。

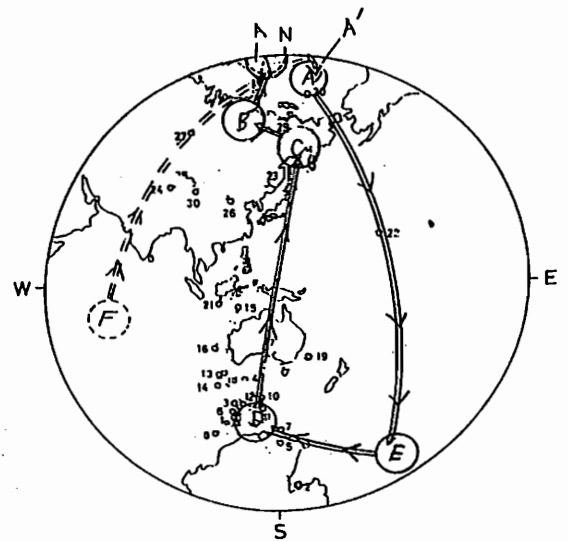




図1. 調査地域

1979年以來の野外地質調査によって伊豆半島中軸部(図1のA)の広域地質図が完成し、層序・構造が明らかになった。この地域には、伊豆半島に分布する第三系および第四系火山岩類のほぼ全層準がそろっており、それらを11のmemberを含む51のformationに区分し、下位より仁科層群、湯ヶ島層群、白浜層群、熱海層群の4層群にまとめた(小山, 1986, 地質学会講演要旨)。地質調査と並行して、新たに170地点から古地磁気測定用試料を採取した。今回は、これらの試料のうち、白浜層群と熱海層群(中新世後期~更新世)の測定結果について報告する。

試料のほとんどは玄武岩・安山岩・石英安山岩質の溶岩であり少量の凝灰岩を含む。NRH強度は $2.0 \times 10^{-5} \sim 1.5 \times 10^{-2}$  kA/m(emu/cc)の範囲にあり、MDFは2mTから40mTの多岐にわたる。段階消磁結果に基づき、106地点の全試料のうち74地点224個の試料の残留磁化方向をreliableなものとして採用し、野外地質資料に基づいてすべての地点の傾動補正を施した。

古地磁気伏角の絶対値を層序ユニットごとに平均した結果(図2の白丸)、白浜および熱海層群については従来のデータと同様、現在の緯度から期待される伏角(+54.5°)と有意な差は認められない。よって、中新世後期以降に限った場合、伊豆地塊の北上量は古地磁気学的に検出できるレベルには至っていないと考えられる。

古地磁気偏角については、局所的な地質構造の反映と考えられるものを除けば、顕著な異常は認められず(図3)、中新世後期以降には伊豆地塊全体としての大規模な構造回転が生じていないと考えられる。

図2. 伏角の絶対値と地質年代の関係。従来のデータのうち傾動補正が考慮されているもののみをコンパイルし、層序ユニットごとに平均を求めてある。図中の数字は試料採取地点数。

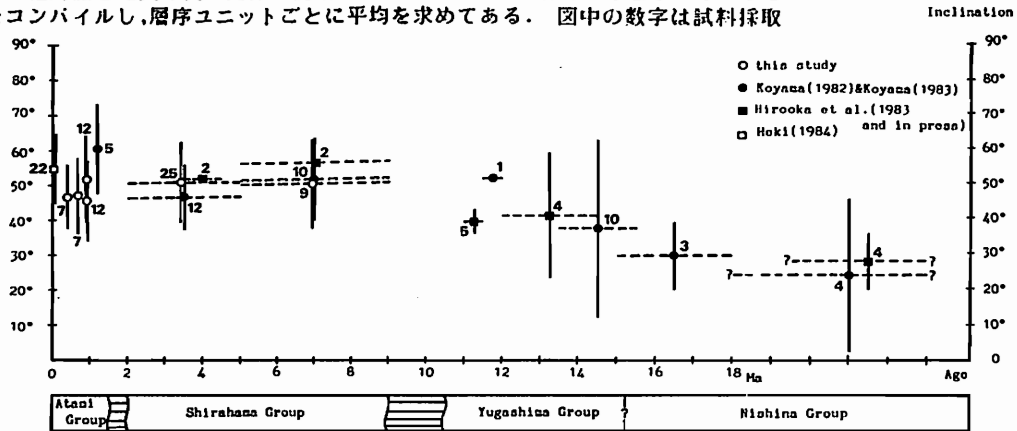
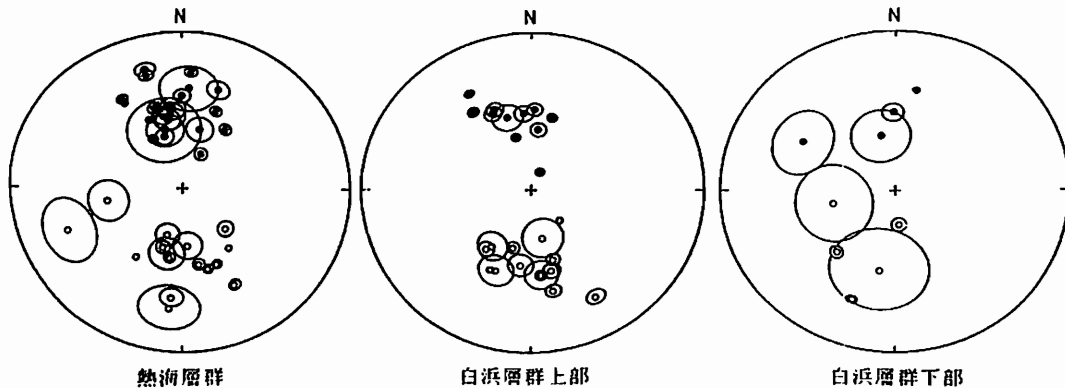


図3. 採取地点ごとの平均磁化方向と $\alpha_{95}$ を層群別に示したものの。



北海道積丹半島新第三系の古地磁気

田中 秀文 (東工大・理)      細川 秀夫 (東海大・開発技研)      山岸 宏光 (北大・理)      木村 学 (香川大・教育)

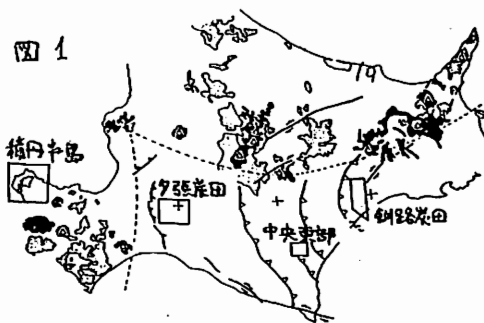
DELP昭和60年度の調査として、関東グループは図1のように北海道の4地域から主に第三紀の岩石を採集した。このうち積丹地域の試料については交流消磁が終了し、熱消磁を進めているところで、ここに結果の報告を行なう。

積丹半島は北部北上帯の延長と考えられ、北海道の東北日本に対する相対的關係を知る上で重要である。またこの地域はグリーンタフ地域の最北部にあり、新第三紀の活発な火山活動のため、水中噴火堆積物や岩脈類が多数分布している。採集した岩石も下表のように、204所のうち13ヶ所で火山岩である。

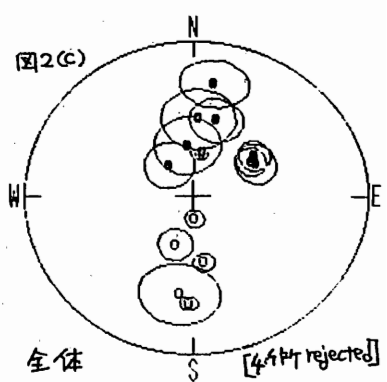
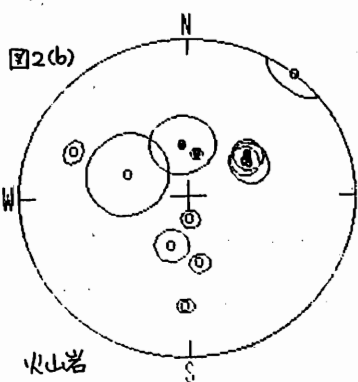
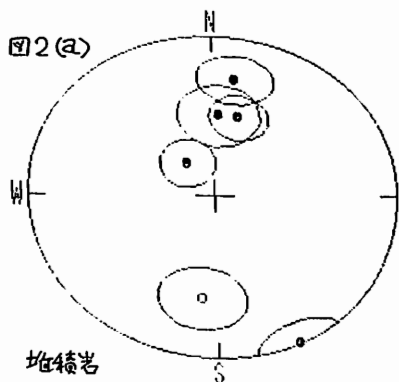
NRM強度は堆積岩で $10^2 \sim 10^4$  A/m、火山岩で $10 \sim 10^2$  A/m程度で、MDFはいずれも3~40 mTである。交流消磁に対し全く不安定なのはST06 (hard shale) だけである。in situで現在の地磁気方向を向くもの、即ちVRMの可能性のあるものは堆積岩4、火山岩2の合計6ヶ所ある。このうち角セン石安山岩のST02は熱消磁でReverseが判明したが他は検討中である。

図2に磁化方向を(α)堆積岩(β)火山岩(γ)全体について示す。但し、(γ)の全sitesについては平均からの離れの大きい4ヶ所を除いた。またいずれの図もVRMの可能性のあるデータを今のところ含めてある。VRM以外の問題点として火山岩の傾動補正がある。doleriteの分化面と回りのhard shaleの走向傾斜がほぼ一致するST03以外は傾動補正をしてない。dikeについては多くが直立しており補正なしでも良いかと思われる。

これらの問題点は残るが、ともかく、図2(C)は積丹半島が新第三紀以後大きな回転運動を受けなかったことを示唆すると思われる。



新	創新世	余別類層	Siltstone (ST01, ST07)
	後	豊浜類層	hard shale (ST04, ST05, ST06) 角セン石安山岩 (ST02) dike (ST15, ST16, ST17, ST18, ST19)
第	中	古寺川類層	dolerite (ST03)
	新	古平類層上部	basalt (ST08, ST09, ST11) mudstone (ST14)
紀	前	古平類層下部	mudstone (ST10)
	世	珠瑠類層	welded tuff (ST12, ST13)



林田 明（同志社大・工）・鶴留久士・鳥居雅之（京都大・理）

青森県下北半島の泊地域、および福島県東部の霊山産地に分布する中新世の火山岩類に付いて古地磁気学的研究をおこなった。

泊地域には、中期中新世の玄武岩～安山岩質の溶岩や岩脈が分布する。これらの岩石の定方位試料 6～10 個を 8 サイトから採集した。残留磁化の測定にはスピナー磁力計をもちい、交流消磁および熱消磁をおこなって磁化の安定性を検討した。この結果、すべてのサイトの試料に初生磁化と思われる成分が見いだされた。1 サイトは中間帯磁していたが、他のサイトはすべて逆帯磁を示した。1 サイトでは、1 枚の溶岩流の場所によって方位の異なる磁化がみられ、熱残留磁化の獲得後にも若干の流動があったことがうかがえる。これら 2 サイトを除いた 6 サイトの平均磁化方位は、 $D_m = 157.3^\circ$   $I_m = -47.9^\circ$   $\alpha_{95} = 5.3^\circ$  であるが、地層の傾動を考慮して補正すると、

$$D_m = 151.2^\circ \quad I_m = -65.1^\circ \quad \alpha_{95} = 5.6^\circ$$

となる。

霊山山地には、前期中新世の玄武岩質の岩石が分布している。ここでは、主として溶岩の試料を採集したが、各サイトでの定方位試料は 2～3 個であった。霊山山地の試料についても、泊地域と同様の方法で磁化の測定と消磁実験をおこなった結果、ほとんどのサイトで初生磁化と思われる成分が見いだされた。このうち、2 サイトは逆帯磁、6 サイトは正帯磁であり、8 サイトの平均磁化方位（正帯磁方向）は、

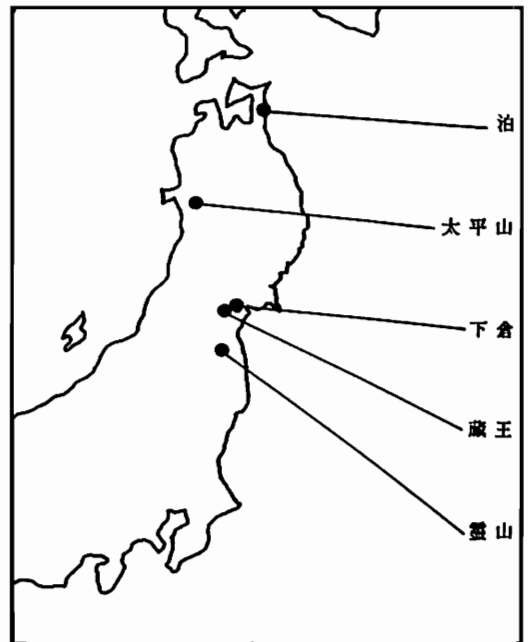
$$D_m = -44.4^\circ \quad I_m = 62.0^\circ \quad \alpha_{95} = 10.0^\circ$$

であった。溶岩流に顕著な傾斜はみられなかったため、磁化方位の傾動補正はおこなわなかった。

泊地域の火山岩類の年代は約 12～14 Ma と推定され（須藤ほか、私信）、また霊山産地の岩脈について約 22 Ma という K-Ar 年代が報告されている（TSUNAKAWA et al. 1983）。したがって、霊山地域の火山岩の

古地磁気方位が泊地域のものに比べてより大きな西偏を示すことは、21 Ma と 12 Ma との間に東北日本が反時計まわりの回転運動をおこなったという OTOFUJI et al. (1985) の結論と調和的である。

泊地域の火山岩類の古地磁気方位が示す約  $30^\circ$  の偏りは、この地域が中期中新世以降にも反時計回りの回転を被った可能性を示す。東北地方の中期中新世の古地磁気方位としては、OTOFUJI et al. (1985) による太平山の大倉又層 (14 Ma)、蔵王の山寺層 (11 Ma)、TSUNAKAWA et al. (1985) による下倉岩脈群 (8 Ma) など、 $10\sim 20^\circ$  の反時計回りの回転を示すものが報告されている。今後、東北日本の回転の様子を明らかにするためには、20～15 Ma の古地磁気資料をふやすと同時に、中期中新世以降の変形についても注目する必要がある。



位置図

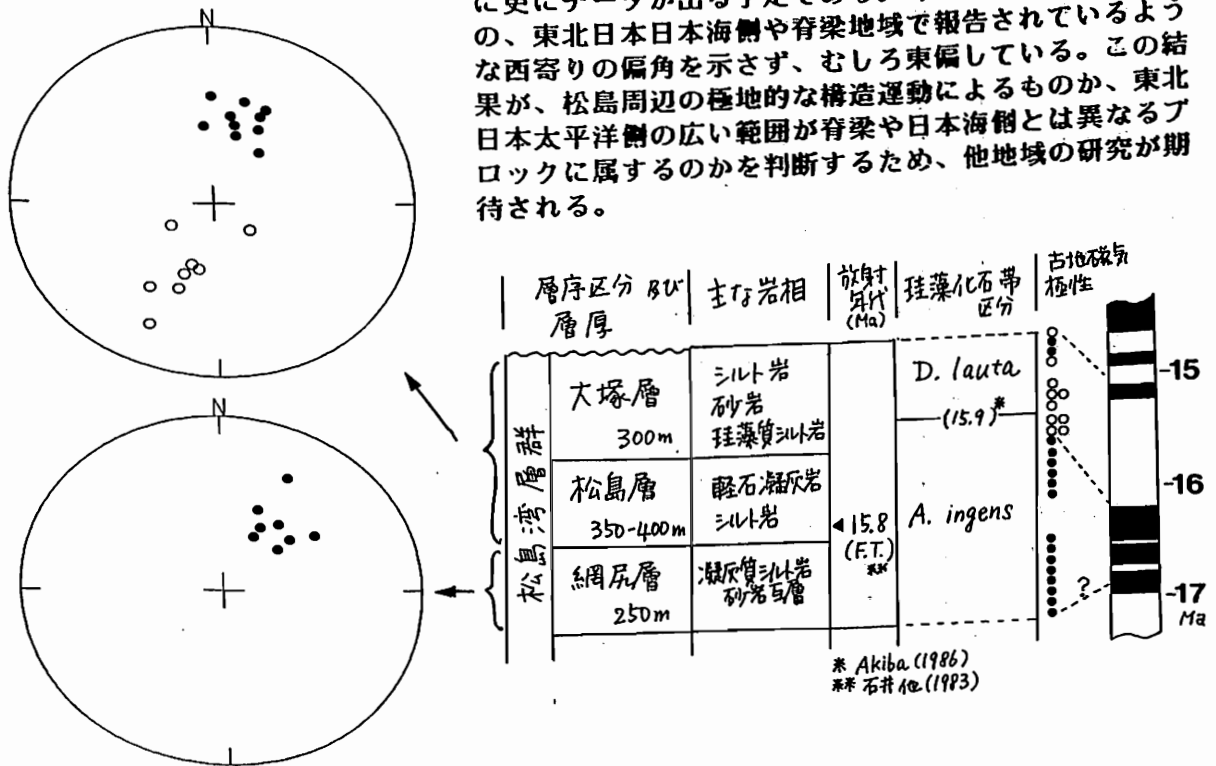
山崎俊嗣, 上嶋正人, 石井武政  
(地質調査所)

宮城県松島湾周辺には新第三系が広く分布する。本地域は、二戸地域、仙台地域と並び、東北日本太平洋側の、詳しい微化石層序学的研究がなされている、主要な新第三系分布域である。本研究の目的は、松島地域の中新統の古地磁気層序を確立すること、及び、中期中新世の日本海拡大に伴う東北日本の構造運動の理解のための基礎データを提出することである。

試料は、松島湾層群の網尻層、松島層、大塚層から、シルト岩、凝灰岩を中心に採取した(下表)。大塚層はシルト岩を主体とし、下部には、珪藻化石帯 *A. ingens* ゾーンと *D. lauta* ゾーン の境界のあることが知られている。松島層は、火砕流堆積物を主体とし、地質的には短期間の堆積物と考えられる。同層下部の軽石凝灰岩について、15.8 Ma の F.T. 年代が報告されている。試料採取地点の地層傾斜は一般に10度以下で、はげしい構造運動を受けておらず、変質の影響も少ない。

残留磁気測定は超伝導磁力計で行い、交流消磁、熱消磁により磁化の安定性の検討を行った。二次磁化の影響は、一般に余り大きくなく、150-300°C の熱消磁で除去可能であった。

結果として下表右欄のような古地磁気極性を得た。珪藻化石層序、F.T. 年代と併せて、標準タイムスケールの15-17 Ma に対比可能である。各サイト毎の平均磁化方位をプロットしたのを下図に示す。(現時点ではサイト毎の試料数が平均 3個と少ないので、95% 信頼円を示しておらず、また、個々の信頼性の検討を行っていないが、学会までに更にデータが出る予定である。) 前期中新世以前の、東北日本日本海側や脊梁地域で報告されているような西寄りの偏角を示さず、むしろ東偏している。この結果が、松島周辺の極地的な構造運動によるものか、東北日本太平洋側の広い範囲が脊梁や日本海側とは異なるブロックに属するのかを判断するため、他地域の研究が期待される。

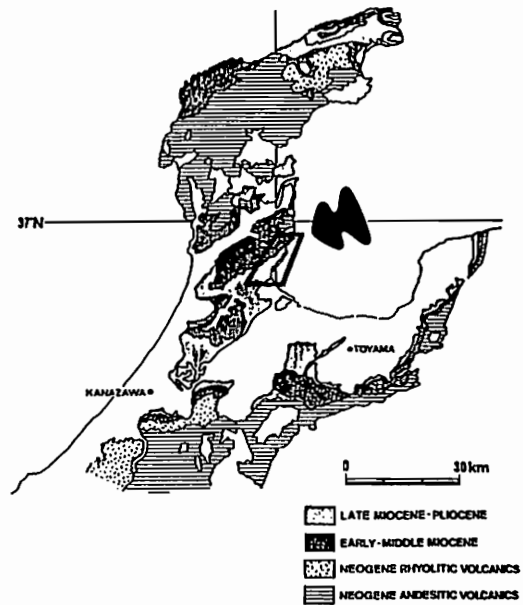


富山県北部に分布する中新～鮮新統の古地磁気

伊藤康人・鳥居雅之（京大理）

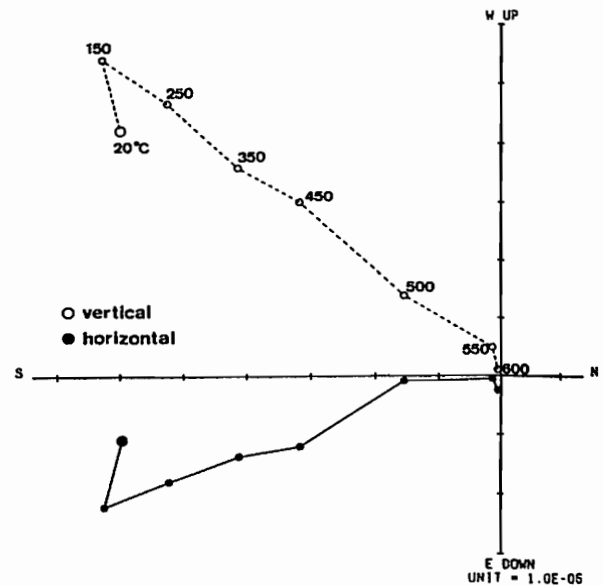
最近の古地磁気学的研究の結果、北陸地域を含むブロックが西南日本に対して中期中新世に反時計回りの回転運動を行なったことが指摘されている（伊藤，1986）。今回の研究では、回転運動の性格をより詳細に知る目的で富山県北部の灘浦海岸および氷見市西郊（第1図）に分布する新第三系を対象に古地磁気測定を行なった。

灘浦・氷見周辺には浮遊性微化石を多産する海成堆積岩が広く分布しており、北陸地域における新第三系標準層序のひとつとして、従来より多くの層序学的研究が行なわれている（両角他，1979など）。試料採取はハンドサンプリングで行ない、Blowのzone N8に対比される大泊凝灰岩層ならびに中期中新世～鮮新世にあたる姿・稲積・藪田の各累層から合計20層準について凝灰岩または泥岩の定方位試料を得た。残留磁化測定には超伝導磁力計をもちいパイロット試料の段階熱消磁および段階交流消磁実験によって磁化の安定性を検討した。その結果多くの層準で安定な磁化成分が見いだされたが（第2図）、ことに稲積累層（珪藻化石からは約6～4 Maにあたる）については大部分の凝灰岩が安定な磁化を保持していることがわかった。それらの磁化方位はantipodalな分布を示し、現在の地球磁場方位と大きく異なる。このことは北陸地域を含むブロックが、6 Ma以降には回転を伴う構造運動をこうむっていないことを示している。



第1図 古地磁気試料採取範囲

HK 100405 PTHD (IN SITU)



第2図 段階熱消磁実験結果の一例（稲積累層中の凝灰岩層）

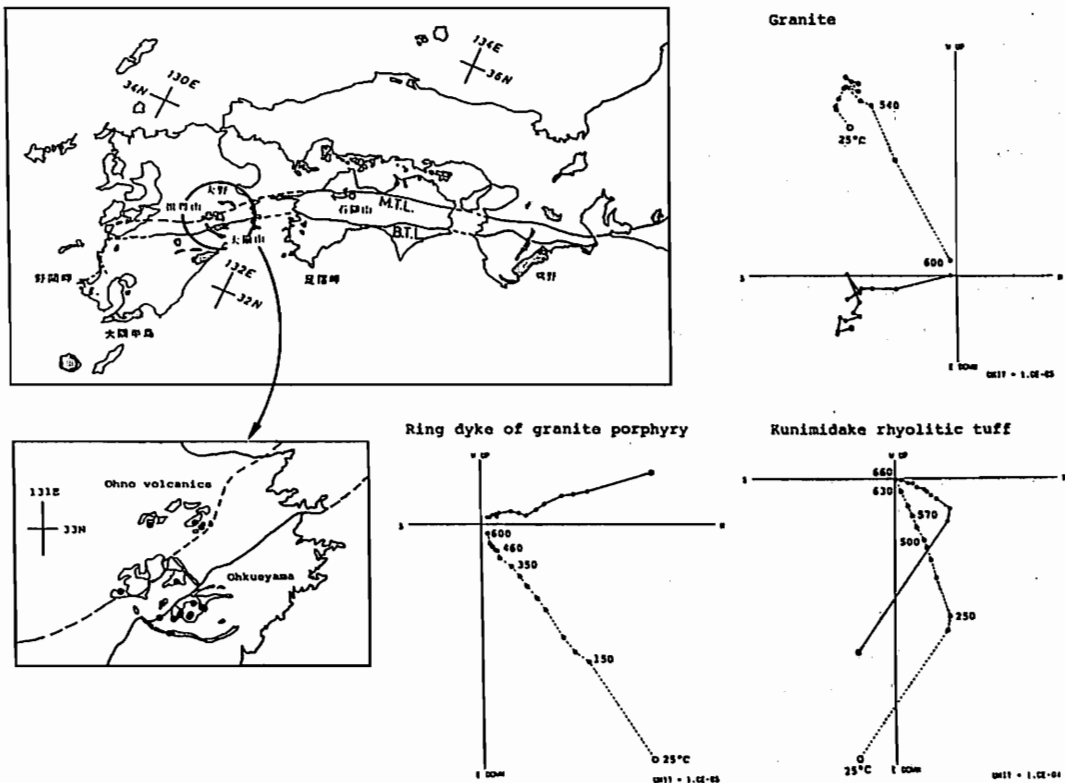
石川尚人・鳥居雅之 (京都大・理)

九州東部の大分県～宮崎県県境付近には、中央構造線をはさんで北に瀬戸内火山岩類の延長と考えられている大野火山岩類(13.2Ma:巽ほか、1980)が分布し、南に外帯珪長質火成岩類の一員である大崩山岩体(中田・高橋、1979)がある。大崩山岩体は、デイサイト質～流紋岩質火砕流堆積物(溶結凝灰岩など)からなる火山岩体と、それに貫入した花崗斑岩のリングダイク、大崩山パソリス(13.8Ma:柴田、1978)の花崗岩質貫入岩体からなる。いままでの外帯珪長質火成岩類についての古地磁気学的研究によって、熊野酸性岩類(田上、1982)、石鏡火成岩類(鳥居、1986)、足摺岬アルカリ質火成岩類(伊藤ほか、1986;石川・鳥居、1986)からは、東偏する古地磁気方位が報告されており、一方、九州南部の大隅

半島、野間岬の花崗岩質岩類からは逆センスの残留磁化方位が得られている(石川・鳥居、1986)。このことから、大崩山岩体及び大野火山岩類の占める空間的・時間的位置は興味深いものである。

試料は、大野火山岩類を5地点、大崩山岩体から溶結凝灰岩を2地点、リングダイクの花崗斑岩を2地点大崩山パソリスの花崗岩を9地点で採集した。磁化の測定にはスピナー磁力計、超伝導磁力計を用い、各地点2個以上のパイロットサンプルについて段階的熱消磁実験、交流消磁実験を行い、残留磁化の安定性を検討した。

今回は、得られた安定な残留磁化の方位と、それらを他の岩体と比較した結果について報告する。



三木 雅子 乙藤 洋一郎  
(神戸大理)

松田 高明  
(姫路工大工)

琉球弧はアリューシャンからフィリピンへ続く一連の島弧列の一つである。琉球弧北部に隣接する日本弧については古地磁気の研究から約15Maの西南日本弧の時計回りの回転、及び、東北日本弧の反時計回りの回転が報告され、背弧海盆である日本海の拡大にともなって島弧が形成されたことが示されている。琉球弧については背弧海盆である沖縄トラフの拡大が問題になっている。この地域では、地殻熱流量、重力異常、及び地磁気異常の観測などから少なくとも最近拡大したことが報告されている。特に最近では潜水調査船などにより現在活動中であるかどうか調べられている。また琉球弧南端は台湾に接しているが、ここでは late-Neogene に南方より Luzon-Arc が衝突したことが報告されている。この衝突はまわりの地域になんらかの影響を与えたことが考えられる。

この様にこの地域はテクトニクスから見ても非常に興味深い地域であるが、トラフ拡大も含め過去の変動現象についてはあまり明らかにされていない。したがって、この地域での古地磁気学的な研究は意義のあることと思われる。

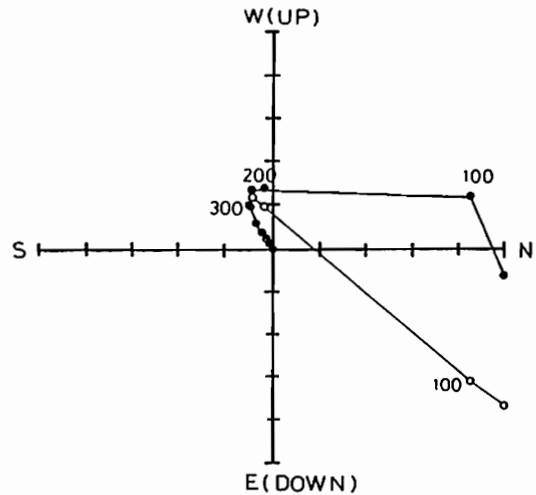
試料採取は、石垣島25サイト、西表島3サイト、及び与那国島7サイトの Eocene から Miocene の岩石について行った。石垣島では Eocene の宮良層群野底層及び Miocene の於茂登火山深成複合岩体、西表島では野底層及び Miocene の八重山層群、与那国島では八重山層群より試料を採取した。

今回は石垣島の14サイトの結果について報告する。試料は Miocene の花こう岩1サイト及び Eocene の凝灰岩、安山岩、流紋岩13サイトのものである。1サイトにつき1~2個ずつのパイロットサンプルを選び、段階熱消磁及び段階交流消磁の実験を行った。熱消磁は最高 625℃、交流消磁は最高

70mT迄行った。残留磁化の測定は、磁化の強い一部の安山岩についてはスピナー磁力計、他は超伝導磁力計を用いて行った。

その結果、Eoceneの多くのサイトについて熱消磁によって安定な成分を得ることが出来た。結果はすべて逆帯磁で、偏角 -150° 前後、伏角 -30° 前後であり、Eocen以降に 20° ~ 30° の時計回りの回転が起こったことを示している。

同じ地域について、Sasajima 1977 の報告では、約40° の時計回りの回転が指摘されているが、今回得られた結果はそれよりも小さい値を示している。また、Eocene以降の岩石の古地磁気については報告されておらず、この回転が Eocene 以降どの時代に起こったものなのかは明らかにされていない。今後の重要な課題である。



段階熱消磁の例

300℃の熱消磁で安定な成分が得られた試料

白丸：UD-NS

黒丸：EW-NS



AMOUNT OF CLOCKWISE ROTATION OF SOUTHWEST JAPAN INFERRED FROM  
AN APPARENT POLAR WANDER PATH FROM SOUTHWEST JAPAN SINCE 100 Ma

乙藤 洋一郎  
(神戸大・理)

松田 高明  
(姫路工大・工)

Paleomagnetic measurements have been carried out on the welded tuff ranging in age between 58 Ma and 116 Ma from Yamaguchi and Go river areas in central part of Southwest Japan. The new results are used together with those of younger igneous rocks published previously to define a late Mesozoic-Cenozoic apparent polar wandering path (APWP) for Southwest Japan. In comparison with the APWP of Eurasia, clockwise rotation of  $56^\circ \pm 4^\circ$  about the local pivot at  $134^\circ\text{E}$ ,  $35^\circ\text{N}$  is required for Southwest Japan to reconcile its APWP to that of Eurasia. The clockwise rotation occurs in only one phase between 20 Ma and 10 Ma. Southwest Japan is also rotated more than 40 degrees with respect to Korean Peninsula. The large clockwise rotation of Southwest Japan implies that Southwest Japan is rotated by an opening of the southern part of the Japan Sea, which widens northeast ward (fan shape opening). The tectonic feature of Southwest Japan and Japan Sea is analogous to that of Corso-Sardinia and Ligurian Sea in the Mediterranean, indicating that the fan shape opening is a result of the rifting of the continental sliver at continental rim.

### III-24 V i t i L e v u 島 ( F i j i ) の 回 転 運 動

井口博夫 · B. R a o · P. R o d d a · 安川克己  
 ( 神 戸 大 理 ) ( M i n e r a l R e s o u r c e s D e p t . , F i j i ) ( 神 戸 大 理 )

Fiji 弧は、Indo-Australia Plate と Pacific Plate の境界と考えられている Hunter Fracture Zone と North Fiji Basin の東端の間に位置し、二つの大きな島 (Viti Levu 島、Vanua Levu 島) とそれらを取りまく小さな島々からなる。

Viti Levu 島 ( 南緯 18° , 東経 178° ) では、過去いくつかの古地磁気学的研究がなされている。Tarling (1965) は、Viti Levu 島で広範囲にわたり岩石の残留磁化を測定したが、テクトニクスを論じるような結論を得ていない。James and Falvey (1978) は、4 ~ 4.5 Ma から現在までの間に Viti Levu 島が反時計廻りに 21° 回転したことを主張し、Yaskawa et al. (1985) により支持されている。さらに Mahloff et al. (1982) は、7 Ma から現在までの間に 90° の反時計廻り回転があったことを主張している。

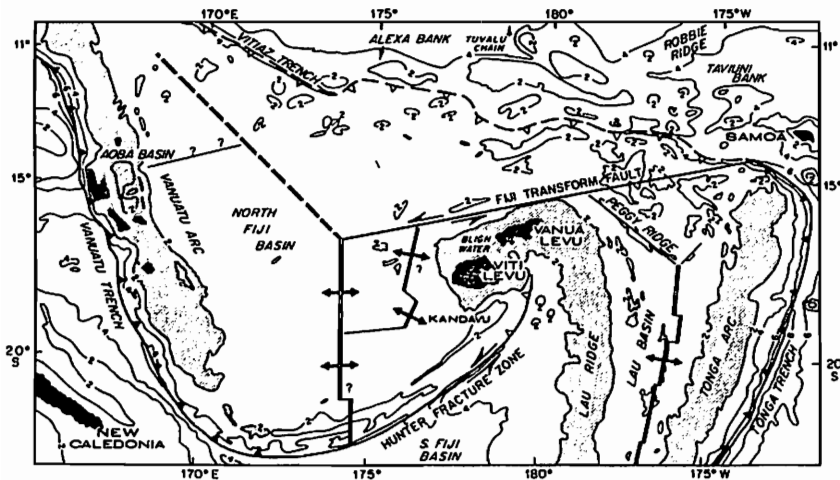
これらの研究より古い時代にさかのぼって回転運動 (あるいはテクトニクス) を

知ることを目的として Viti Levu 島の 21 サイトから磁化測定用試料を採取した。採取した岩石の年代は 6 ~ 40 Ma にわたる。今回はその内 10 Ma 前後の年代を示し岩石の残留磁化について報告する。

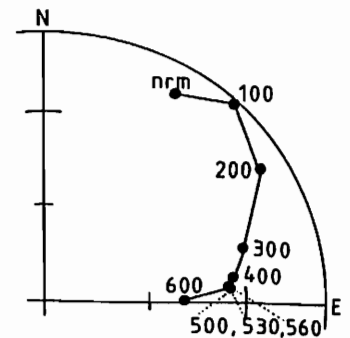
1 サイトにつき 5 個以上の定方位試料を採取し、それらから 10 個以上の測定用試料を整形した。残留磁化は主に超伝導磁力計により測定し、磁化の強いものはスピナー磁力計により測定した。各サイトより 2 ~ 5 個のパイロット試料を選び段階交流消磁及び段階熱消磁実験をした。その結果から決定した最適消磁を残りの試料に施し磁化を測定した。

10 Ma 前後の年代を示す岩石から得られた磁化方位は、西向き約 90° の偏角を示した。この結果は、過去の研究と矛盾しない。

10 Ma より古い時代の古地磁気学的研究は今後の課題であり、現在進行中である。



Viti Levu 島の位置  
 ( Brocher & Holmes, 1985, Fig. 3)



等面積図に投影した段階熱消磁による磁化方向の変化の例

鳥居雅之 (京大・理), Leg 107 乗船研究者一同

ODP Leg107は地中海中央部のティレニア海で 7 site, 10 holeのコアリングを行った。Site 652 (Lower Sardinian Continental Margin) で得られたコアは全長721 mで、このLegでは最長のコアであった。全体は岩相によって上下2つの部分に分けることができる。海底より188 mまでが、Plio/Pleistoceneのhemipelagic marine sedimentsで、その下188 mから721 mまではgypsum layerをとこところに挟む化石を産出しない泥質の堆積物からなっている。下部の堆積物は、Mediterranean salinity crisisを示す堆積相で、時代はMessinian (Late Miocene)と考えられている。しかし時代決定に有効な海棲の浮遊性微生物の化石をいっさい産出しないために、より詳細な時代推定は古地磁気層序学的な手法に頼らざるをえない。

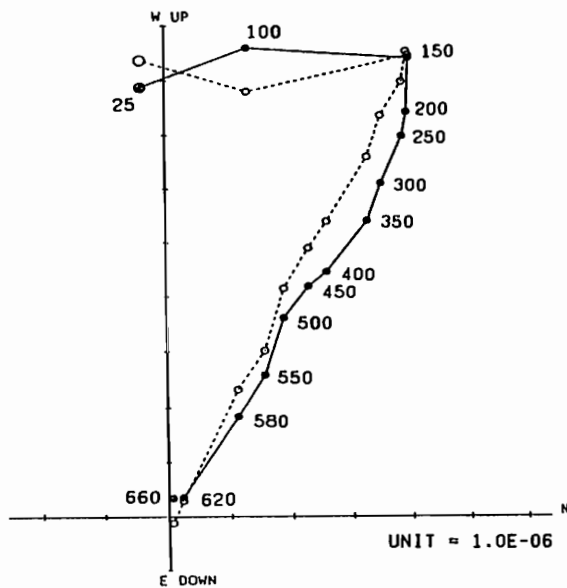
上部のmarine sedimentsはNRM intensityが十分大きく、船上のspinner magnetometer (Molspin)でも測定・交流消磁ができたが、下部は一般に弱く、下船後cryogenicで

測定と、熱消磁実験を続けてきた。

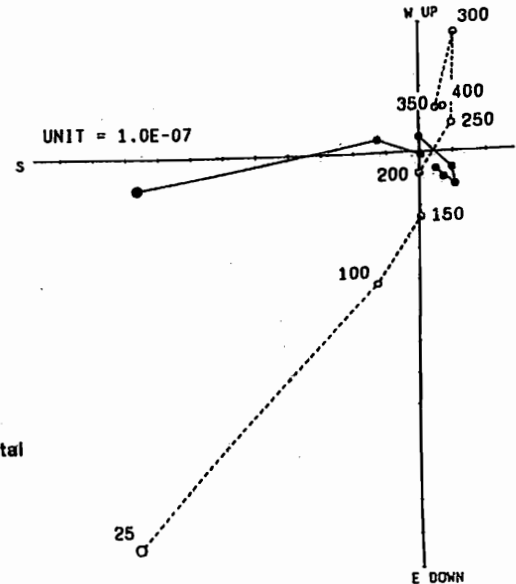
他の多くの堆積物の残留磁化の測定例にみられるように、二次磁化の消磁に交流消磁は一般に有効ではなく、300°C前後の熱消磁が適切な消磁条件であると判断された。実際には各コアから1個以上のpilot sampleを段階的に熱消磁したのち、残りの大部分のsampleについては300°Cで部分熱消磁を行った。

Miocene/Pliocene boundary (5.1Ma)は、Gilbert Reversed Epochの前期 (Polarity Chron 3r)に当たるが、Site 652では約190 m BSFと考えられる。その下位、最深部まで全ての層準で逆帯磁が完全に卓越している。この事実を率直にうけいれると、site 652の最深部(721 m BSF)はEpoch 5には達しておらず、Gilbert Epochの前期 (Chron 3r)に留まっているのではないかと思われる。とすればMessinianとそれ以降の時代では、堆積速度に大きな差があったことになりそうである。

652A-43R-4, 118-120cm (408.09m)



652A-67R-3, 89-91cm (638.10m)



段階熱消磁実験結果の例

浜野洋三、藤井敏嗣 (東京大学地震研究所)

ODP Leg 109 乗船研究者一同

ODP (Ocean Drilling Program) 第109次航海は1986年4月23日グカール (セネガル) 発~1986年6月19日ブリッジタウン (バルバドス) 着の日程で行われた。本航海の主な成果は1) ODP 第106次航海に引き続いて中央溪谷の中心部の Hole648B (22°55.32'N, 44°56.83'W) での Zero age crust の掘削、2) DSDP 第45次航海で掘削された Hole395A (22°45.35'N, 46°04.90'W) での孔内計測、3) 中央溪谷西斜面に位置する Hole670A (23°10.00'N, 45°01.93'W) での Serpentinized Peridotite の掘削である (図1参照)。Hole648B の掘削では106次、109次の航海を併せて海底下50.5m迄の Basalt 層が掘削された。この部分は表層約30mの pillow basalt 層、薄い (~3m) Vesicular basalt の層、下部の粗粒の Massive basalt 層の3層に分けられる。各層から得られた試料に対する古地磁気測定の結果は表層の pillow basalt 層が表面で各 pillow 単位で移動、回転を行っていること、下部の Massive basalt 層は固化後に動いていないこと、全体の噴出時間が数百年程度の期間に入ること、等を示している。また表1に大西洋地域で得られた Basalt 試料の NRM 強度と帯磁率を比較するが、今回の試料は Leg 52 で得られた1億年前の海底下の試料と最も似通っている。FAMOUS 地域で dredge された試料や LEG 37 の試料では、NRM 強度が今回の試料と同じ程度であるにもかかわらず帯磁率が数分の1になっている。

Hole395A の孔内計測の一つとして日本で新しく開発された自立型高温孔内三成分磁力計による計測を行った。この結果は岩石の残留磁化が反転する場所で孔内磁場の水平成分、鉛直成分共に大きく変化すること、短周期の変動の様子は他の物性量の変化と対応すること、等が分かった。

Hole670A では 86.1m の Serpentinized Peridotite 層が掘削された。Fracture Zone から 30km も離れた地点で大規模な Peridotite の露出があることは、海底地殻の形成過程の研究に極めて重要である。これらの岩石の古地磁気測定の結果は、Serpentinization の進んだ Peridotite は Basalt に匹敵する NRM 強度を持ち、帯磁率は Basalt よりずっと大きい、伏角は現在のこの地点の磁場に比べて浅いものが多い、NRM 強度や帯磁率の値は Serpentinization の程度と良い相関を示す、等である。

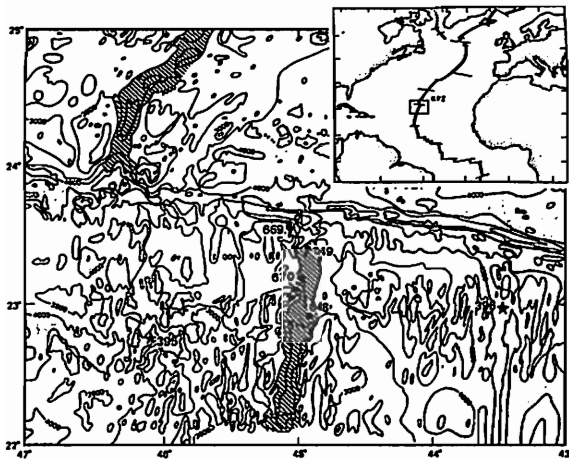


図1 掘削及び計測地点の位置

	NRM Intensity ( $10^{-4}$ emu/cc)		Susceptibility ( $10^{-4}$ G/cc)	
Hole 648B <sup>(1)</sup>	110	42 (22)	12.7	5.6 (22)
FAMOUS <sup>(2)</sup>	144	123 (103)	2.99	0.34 (103)
LEG 37 <sup>(2)</sup>	36	31 (85)	2.41	0.22 (84)
LEG 52 <sup>(3)</sup>	119	73 (84)	20.0	8.5 (83)
LEG 45 <sup>(4)</sup>	34	24 (135)	20.9	30.2 (42)

表1 Basalt試料のNRM強度及び帯磁率の比較

五木賢敏・中西正男・小林和男  
(東大海洋研)

伊勢崎修弘・佐柳敬造  
(神戸大理学部)

白鳳丸KH86-2次研究航海の第2leg (1986年5月6日~15日)において、日本海の日本海盆において海上プロトン磁力計による地磁気精査を行なった(図1)。測線間隔は4マイル、測線方向は330°であった。この間隔は従来の地磁気測線データから推定される磁気縞模様の走向を垂直に切るように、また測線間隔は予想される磁気異常の波長が最低で5マイル程度であることを考慮して決定された。本精査の目的は、従来複雑で不明瞭であるとされていた日本海の磁気縞模様の実態を、細かな測線間隔と、精度の高い間隔によって明らかにしようとするものであった。

精査域は、日本海中央部から南東側、日本の200海里経済水域内で、従来のデータから考えて最も磁気縞模様の存在する可能性の高いところ選ばれた。調査は漁船団によってしばしば阻まれたが概ね予定どおりに終わることが出来た。もし日本海の中央部に拡大軸が存在したとすれば、本精査海域には、日本海盆の最も若い磁気異常から最も古い磁気異常までのすべてが含まれるはずである。

測定結果及び解釈を図2に示す。得られた磁気異常の振幅は概ね300nT以下であった。全般的に磁気縞模様が明瞭に観察されるが、その連続性はあまりよくない。図2の解釈は磁気縞模様の不連続な部分に断層を仮定することによってマッピングを行なったものである。図2を見ると、日本海盆には磁気縞模様は確かに存在するが、縞模様を斜交する断層によってズタズタに切られているということがわかる。

このような磁気縞模様に斜交する断層は、中央海嶺系でしばしば観察されるridge propagationによって発生するpseudo faultと解釈するのが妥当である。このことは日本海盆の拡大過程でridge propagationが極めて頻りに起こったことを示す。今後日本海の磁気異常の年代同定は、このpseudo faultの存在を考慮しながら再検討されねばならない。また日本海盆地における頻りにridge propagationの発生は日本海盆地大プロセスを考察する上で極めて重要な示唆を与えてくれる。

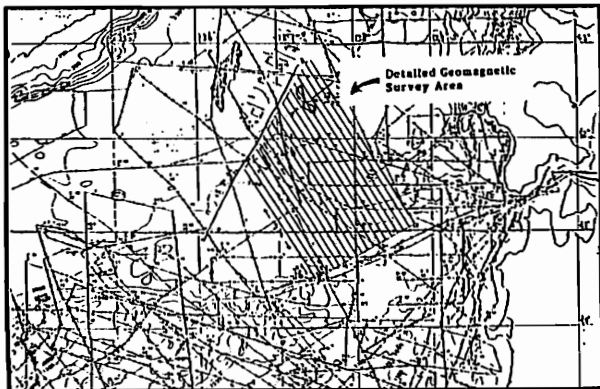


図1) 日本海盆KH86-2地磁気精査海域。

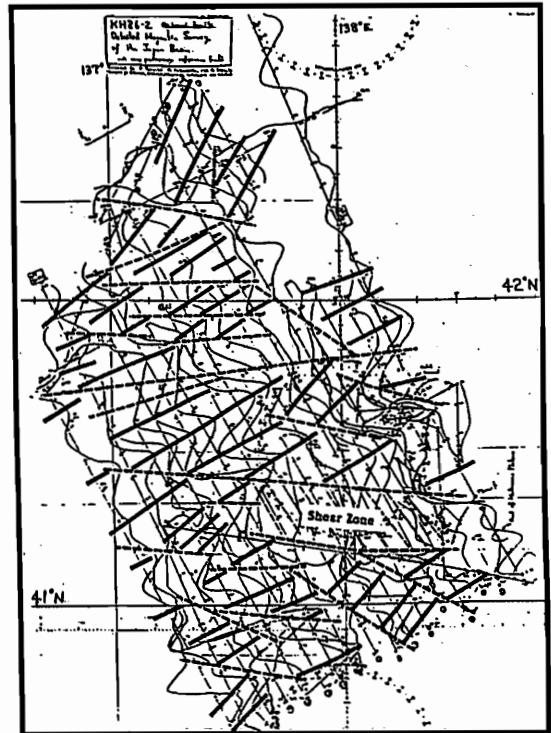


図2) 磁気異常プロフィールと磁気縞模様解釈図  
実線: 磁気縞模様、  
破線: pseudofault

### III-28 石筍の合成実験と合成石筍の残留磁化

神野正樹、森永遠男、井口博夫、安川克己

神戸大学・理学部

石灰洞窟内二次生成物（石筍、鍾乳石等）は微弱であるが、安定な残留磁化を持っている。その残留磁化により、過去約二万年程度の地球磁場方位の永年変化が推定されている。その残留磁化を担う磁性粒子は、熱磁気分析から主にmagnetiteであり、他にhematiteやgoethiteであると考えられている。それら磁性粒子は以下の二つの状態で洞窟内に運ばれて二次生成物中に残っていると考えられる。

- (1) 鉄イオンの状態、 (2) そのままの鉱物の状態。

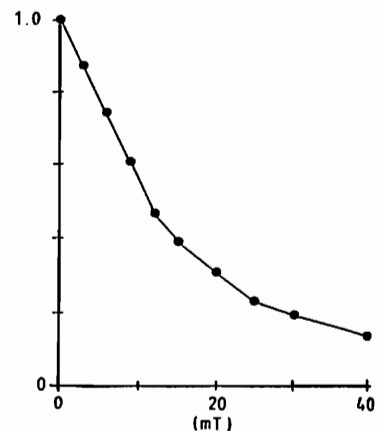
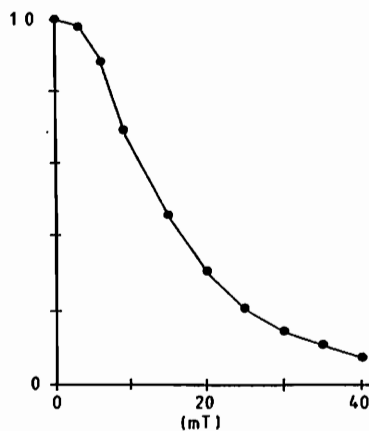
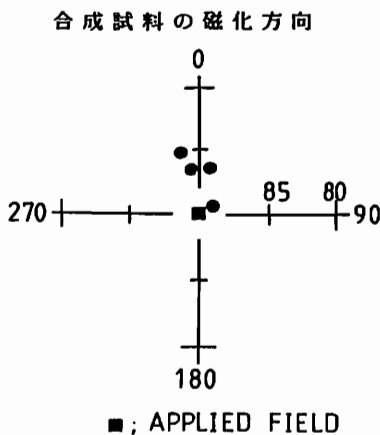
石灰洞窟の存在する石灰岩地域には褐色や赤色の土壌が多く見られるが、それらは石灰岩の不溶性残渣や火山灰である。また、洞窟内の床にも同様の土壌が多く堆積している。両方の土壌の熱磁気分析の結果はほとんど同じで、同様な磁性粒子組成をしていた。さらに二次生成物中の磁性粒子組成も、熱磁気分析から上の二種の土壌とほとんど同じであった。以上のことから想像すると、石灰岩地域で見られる土壌が地下水等で洞窟内まで運ばれ、その一部が二次生成物の結晶間に取り込まれる。また、その運ばれた土壌の大部分は洞窟内の堆積物となる。結晶間に取り込まれた土壌中の磁性粒子がその時の地球磁場方向に向きをそろえることによって、残留磁化を獲得すると考えられる。上記(1)の場合も否定できないが、以上のことから、まず上記(2)の場合を想定し石筍（洞床から上方に成長するもの）の合成実験を試みた。

石筍を構成するカルサイトは1mmの厚さだけ成長するのに数十年から数百年を要する。これだけの期間を実験に費やす訳にはいかないで、短時間で晶出するチオ硫酸ナトリウムを用いて石筍を合成した。チオ硫酸ナトリウムの融点は約50℃である。これを溶かした後、こうもり穴（山口県秋吉台）の洞床から採取した堆積物粉末を加える。よくかき混ぜた後、ヘルムホルツ・コイルで作成した地球磁場程度の大きさの磁場内に置いた試料ケースにその溶液を滴下させて、しばらくの間（数十分間）固化し終わるまで待つ。出来上がった石筍の合成試料は制御した磁場方向とほとんど同じ磁化方向を持っていた（左図）。また、磁化の交流消磁に対する安定性は本物の石筍と全く同じであった（右図）。

段階交流消磁での挙動

合成した石筍

本物の石筍（こうもり穴）



# 磁場中での振動によって獲得される 堆積後残留磁化 (PDRM) について

村田史之・森永速男・足立泰久・安川克己

神戸大学・自然科学 神戸大学・理

未固結堆積物が PDRM を獲得する場合、磁化強度とは磁性粒子が作用磁場方向へ配列する割合と考えることができる。従来の PDRM 獲得機構では静的状況下で作用磁場のエネルギーによって磁性粒子がゆっくりと再配列する場合を考えた。しかし本発表では堆積物に振動という外部エネルギーを与えた場合、磁性粒子が作用磁場方向へいっそう再配列する割合が大きくなること、つまり獲得される残留磁化の強度が増大することを示す。本実験の振動との対応は必ずしも明確ではないが、自然界においてはこうした振動は地震を想定することができると思われる。

未固結堆積物に対して振動を与えて磁化を測定する場合、振動を与える場所と磁化測定場所が異なっていると、測定場所まで移動する際試料がショックを受け、誤差が生じる可能性がある。そこで本実験では超伝導磁力計 (SQUID) の内部に磁場をトラップし磁場中で試料に振動を与え、その磁化を SQUID で測定することによって、磁化が獲得されて行く過程をリアルタイムで記録することにした。

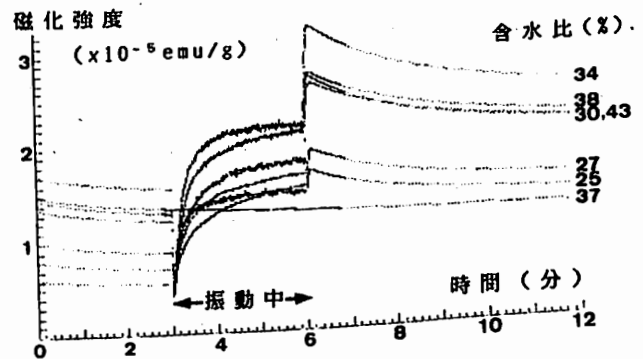
実験に用いた試料は諸条件をコントロールするため試薬 (石英砂) を用いた。この試料中に含まれる磁性鉱物は等温残留磁化の付加実験によるとマグネタイトと考えられ、誘導磁化の比率が極めて小さいことから磁性粒子はかなり小さいものと考えられ、磁場中の磁化測定を行うには好都合である。振動はステップモーターとタイミングベルトを組み合わせてマイコンで制御し、鉛直方向に振動させた。SQUID からの信号は 1 秒間に約 7 回取り込み、記録は振動前 3 分、振動中 3 分、振動後約 6 分、計約 12 分について行った。試料は無磁場空間で水と混合し、含水量は無磁場中で乾燥させることによってコントロールした。

実験ではパラメータとして振動の周波数

・振幅・トラップした磁場強度・含水比を選んだ。

結果は全体的な傾向として以下のようにまとめられる。

- 1 獲得時期…試料は振動している間に急激に磁化を獲得し、その磁化は振動停止直後に最大となる。
- 2 含水比…同一の振動下で異なる含水比の試料が獲得する磁化強度は異なり、磁化強度最大となる含水比が存在する。
- 3 周波数・振幅…実験範囲内では振動の周波数・振幅が共に大きくなるにつれ獲得される磁化も増大するが、その影響度は周波数の方が大きい。
- 4 磁場強度…実験範囲内では磁場強度が増すとともに振動によって獲得される磁化も増大する。



異なる含水比の試料に同一の振動を与えた例

(振動は 7.1Hz・15.2mm)

なおほとんど磁化強度の変化のない含水比、37%の試料は、比較のため磁場中で振動せずに測定したものの

船木 實 酒井 英男  
 (極地研) (富山大・理)

南極アーランヒルより掘削採集された氷の試料の残留磁化は火山灰層を含む部位でしっかりした残留磁化を持つことが報告されている(船木, 1984)。これは火山灰に含まれる磁性粒子の磁化方向がある時期の地球磁場方向に並んで氷中で固定されたものと考えられる。しかし雪氷内で磁性粒子がいつどういう過程で配向し固定されるのかは全くわかっていない。そこで雪氷中の磁性粒子の磁化機構を解明するための室内実験を開始した。今回は以下の様な実験を行った。火山岩(伊豆玄武岩)を細かく砕いて150μッシュ以下にて粒径を揃えた粉末(磁性粒子)と低温室(極地研)でしばらく放置した切削氷および自然界の雪を均一に混ぜ、予冷した1インチ角のポリカーボネイト製容器にいれ低温室内の磁場方向に並べる。一定時間後に取り出し、超伝導磁力計にて残留磁化を測定する。試料は-10℃と-20℃の両低温室にてそれぞれ5から10個を用意した。-10℃の部屋に一軸圧縮機を持ち込み一個の試料に加重を加えてみた。またドライアイスによる急冷で既に磁性粒子が氷の中に閉じ込められている試料5個も-10℃にて保存し磁化の変化をみた。低温室での保存・磁化測定は4日間続けた。

結果 氷に閉じ込められ既に磁化を獲得していた試料の磁化には有意な変化が認められなかった。また約20Kg/cm<sup>2</sup>で一週間加圧した雪試料においても磁性粒子の磁場方向への顕著な配向は認められなかった。それ以外の全ての試料では磁化は時間と共に磁場方向に揃っていき、磁化の強度も増加していったが今回の4日間の期間では磁化(磁性粒子の配向)は飽和に達しなかった。粉末にして雪に混ぜた磁性粒子の混合量から計算された単位重量当りの磁化強度が砕く前の岩石の磁化(熱起源の磁化)より大きくなった試料もあった。-20℃より-10℃にて保存したほうが磁化の配向は進んだ。

これらの結果は雪粒子の中では磁性粒子が自由に動けることを示すと考えられる。磁性粒子の磁場方向への配向は①.周りの雪・氷の状態と②.磁性粒子の大きさ・種類に依存する。氷の状態の試料で磁化変化が非常に小さくなることから、粒子の配向は雪・氷の状態に大きく依存しており、ある状態になると配向はかなり固定されると考えられる。今後、磁性粒子・雪氷の状態の条件を変えながら期間を延ばした実験・測定を行う予定である。雪・氷という理想的な非磁性体中での磁性粒子の挙動を調べることは残留磁化の獲得機構の解明に役立つだけでなく磁気特性による雪・氷の状態のモニター等、雪氷学的にも貢献が期待できる。

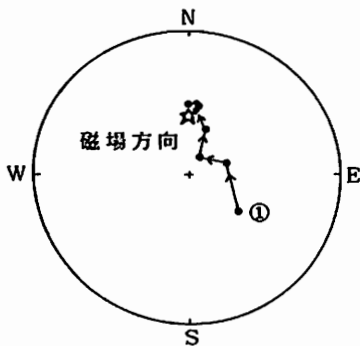


図1. 1インチ角試料(No.11)の磁化方向の時間的变化をシュミット等積投影法にて表した。時間と共に★の磁場方向へ動くのがわかる。

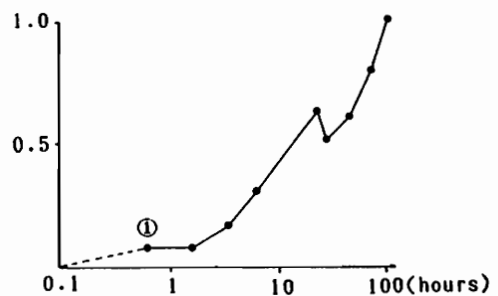


図2. 試料(No.11)の磁化強度の時間的变化。縦軸は磁化強度を横軸は時間(対数)を示す。時間と共に強度は増加している。



## AMT観測から推定される有珠山火口原内の断層分布

R. Ballestracci  
Univ. Toulon

西田泰典  
北大理

有珠山火口原内でMT観測を行った。用いた周波数帯は8-1700Hzである。図1に示される測線方向に50m毎に電場を、又それに直交する方向に磁場を測定した。図2, 3で、各測線沿いの見掛け比抵抗分布の例を示す。測定範囲が不十分なので、ここでは予備的な考察を示すと、1)火口原では数~数10 $\Omega\cdot m$ の低比抵抗値が一般的で、水に富んだ火山堆積物の厚い分布を示唆している。渡辺等(1984)のdipole法による探査結果では外輪の外側に100 $\Omega\cdot m$ 以上の相対的高比抵抗値が観測されてあり、外輪山と火口原堆積物との間に電気抵抗のコントラストが認められる。2)火口原内に、ある中を持つ数100 $\Omega\cdot m$ の高比抵抗帯の存在が認められる。それはNW-SE方向の主断層域(図1網目)で特に顕著である(8-24測線)。その断層に平行して地温も極めて高く、又自然電位も高い。断層沿いに上昇する高温蒸気が周辺の岩石を乾燥させ高比抵抗になると同時に、断層の存在に強く規定された熱水対流が山体内部で起っているものと思われる。25-35測線に見る如く、表面的には火口原堆積物に覆われた場所にも高比抵抗域が分布しているが、これは上記主断層の延長を示すものであろう。

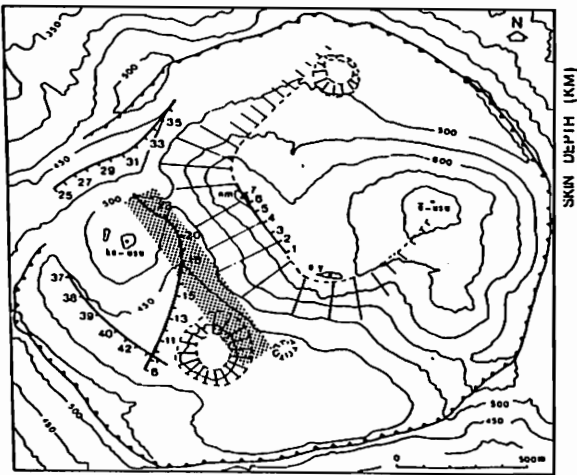


図1

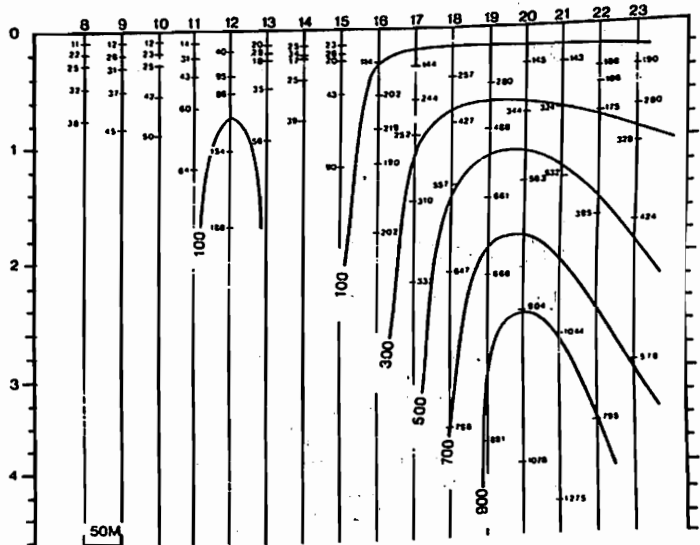


図2

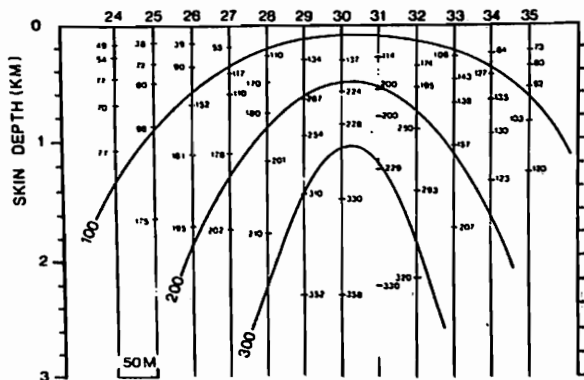


図3

地質調査所 小川原雄 村上裕 内田利弘

1. はじめに

筆者らは、仙岩地熱地域（下図の影の部分）を取り囲む東北地方北部の地殻比抵抗構造を解明し、キュリー点深度分布、地震波速度構造との関係を議論するためにCA観測を実施してきた。今回報告するのは、1985年11月～12月にわたって行なったULF帯のデータである。

2. 測定について

測点は下図に黒丸で示した30測点であり、白丸は1984年に実施した分である。測定は、2測点ずつペアを作り、同期させながら記録し、Remote Reference MT法の手法で解析することができる。測定は1測点あたり2日間行なっている。観測期間中、地磁気脈動が毎日観測され、全測点で有意義な解析が可能である。

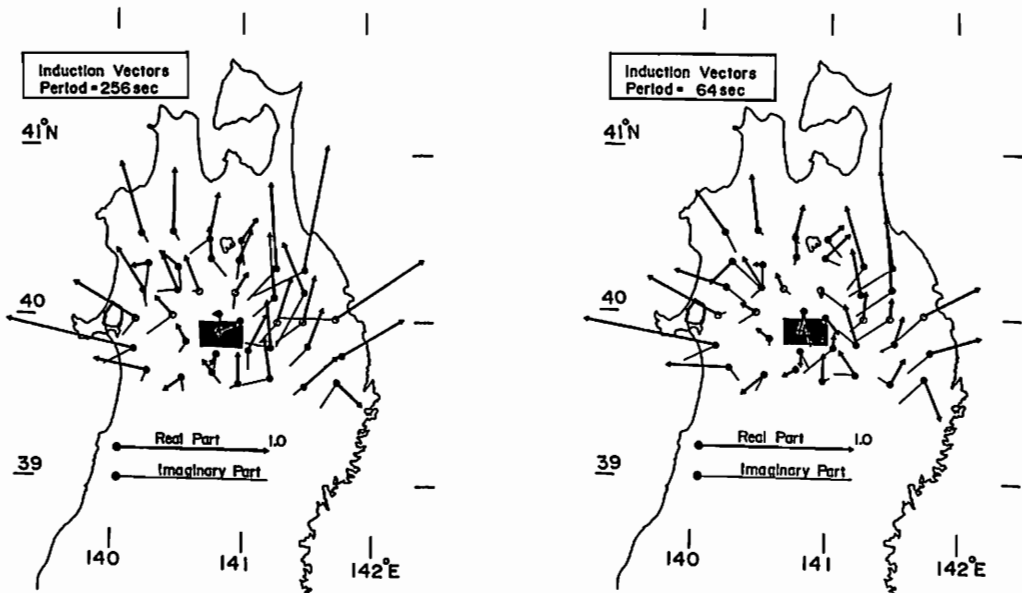
3. ULF帯のInduction Vector分布について

周期256秒のInduction Vector分布を第1図に示す。調査範囲の北部（十和田湖以北）および東部（北上山地以東）では、北向きのVectorが顕著であり、これは津軽海峡によるチャネリングによるものと考えられる。これに対して、仙岩地熱地域を取り囲む、調査範囲の中南部では、北向き成分が顕著でない。特に、仙岩地域の北方では顕著にInduction Vectorの大きさが小さく、向きも南向きになる。さらに仙岩地域の南北方ではInduction Vectorが再び北向きになる。

このことは、仙岩地熱地域の周辺に顕著な低比抵抗異常が存在することを反映していると考えられる。

周期64秒では、津軽海峡による影響が薄れ、Induction Vectorの北向き成分は小さくなる。ここで火山前線との関係を見ると、十和田湖から盛岡に至る範囲で、Induction Vectorの北向き成分は、火山前線以西で顕著に減少している。

以上の観測事実は、火山前線以西に顕著な低比抵抗異常が存在していることを示唆する。



周期256秒のInduction Vector

周期64秒のInduction Vector

（影の部分が、秋田焼山、八幡平、岩手山、秋田駒ヶ岳などの第四紀火山の分布する仙岩地熱地域）

角村悟 山本哲也 桑島正幸 仲谷清 熊坂信之 大地 洸(地磁気観測所) 原田朗(気象庁業務課)

昭和61年 2月～3月にかけて、フォッサマグナ西縁を成す糸井川静岡構造線に近い静岡県梅が島地方で人工電流法（シュランベルジャー法、ダイポール法）と地磁気・地電流・ULF及びELF-MT, VLF-MT観測を行った。人工電流法では、スタッキングによりスパンを15kmまで延ばすことができた。図1に、人工電流法の測線と測点及び地磁気・地電流の測点配置を示す。

人工電流法とMT法による結果から求めた比抵抗の深さ方向の一次元モデルを図2に示す。両モデルとも、深さ2km付近に～数Ωの低比抵抗層が存在することを示している。MT法の結果では、その直下2km～30kmにかけて～数10 kΩの高比抵抗層が存在することも明らかになっている。

インダクションベクトル（周期128分）を、これまでに周辺地域で求められている結果（周期105分）と併せて図3に示す。梅が島におけるインダクションベクトルは、糸井川静岡構造線の西側のものとはほぼ同じ方向を示しており、構造線の東側地域のものと比較して系統的に反時計周りの回転が見られる。この現象は、太平洋で誘導された電流が構造線の東側地域に流れ込んでいることによると思われる。

(尚、本研究は科学技術庁科学技術振興調整費によるものである。)

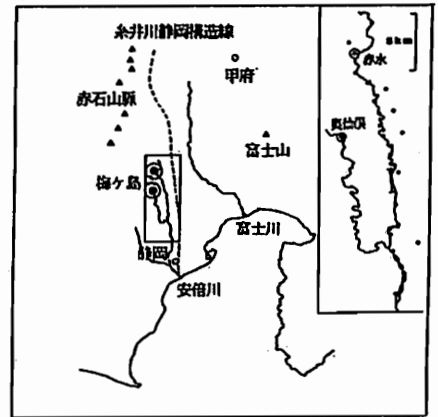


図1 長周期地磁気・地電流、ULFの測点配置。右側の枠内は電気探査での電流極及びダイポール法の観測点分布図。

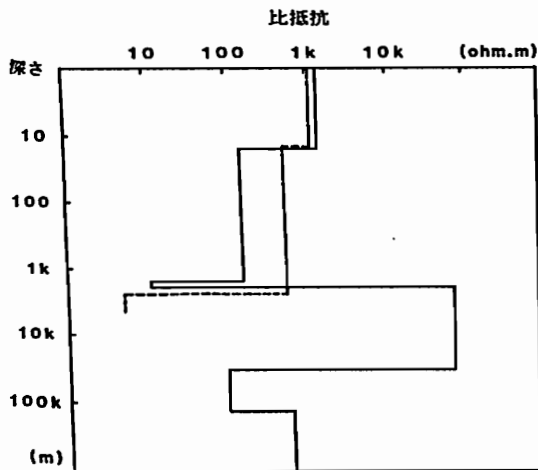


図2 比抵抗構造モデル。破線は人工電流法、実線はマグネトテリク法による。

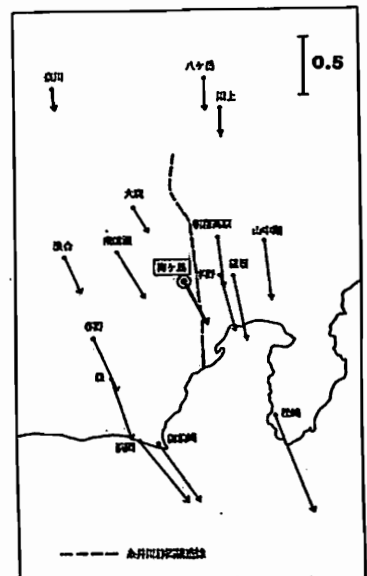


図3 インダクション・ベクトル

下泉 政志、北村 泰一  
(九州大学 理学部)

九州北東部(大分県中部)地域のGDS(Geomagnetic Depth Sounding)法による観測結果では、周期10分から3時間程度においては、パーキンソン・ベクトルは、全観測点で西南西-南西を向き、その大きさは、0.1-0.2程度であり、西側ほど大きいという傾向があった(下泉1985)。又、より南西側の阿蘇山西方では、ベクトルの方向はほぼ同一であるが、大きさが0.25程度とより大きくなっている(田中他1984,85)。そこで、中部九州を横切る構造線に沿う方向のベクトルの分布を得る為に、さらに西方の島原、天草及び五島列島中通島で観測を行なった。

その結果、図1に見られるように、大きさは島原では0.30-0.34、天草では0.34-0.38と増加するが、その方向は東部地域とほぼ同じという結果が得られた。このラインの観測点でのベクトルの大きさの共通する周期特性は、周期1000秒前後のピークである。図2に、最大のZ(鉛直磁場)成分を生ずる状況のデータ例を示す。

一方、離島効果の影響等を受けていると考えられる五島列島中通島では、ベクトルの方向は南西であるが、その大きさは、島原、天草のものよりも小さく、0.22-0.26という結果になった。従って、このベクトルを生じる原因はさらに西方の東シナ海域に存在すると考えられる。

このような北部九州のほぼ全域で、パーキンソン・ベクトルを周期10分から3時間に渡り同一方向に向かせる原因が、海水中の誘導電流によるものだけなのか、それとも五島南西の男女海盆を北上していると言われている沖繩トラフ(木村1985)に起因するのかは、興味ある事柄であるが、現時点では、陸上の観測点の不十分さと、広大な海水に阻まれ、結論を下すことは出来ない。

[参考文献]

- 下泉 政志 (1985) 第78回日本電磁気学会 講演予稿集 P.175  
 田中 良和 他 (1984) 第75回日本電磁気学会 講演予稿集 P.165  
 (1985) 伝導度異常(CA)の研究 P.87-95 地質調査所  
 九州大学出版会  
 木村 政昭 (1985) 地震と地殻変動

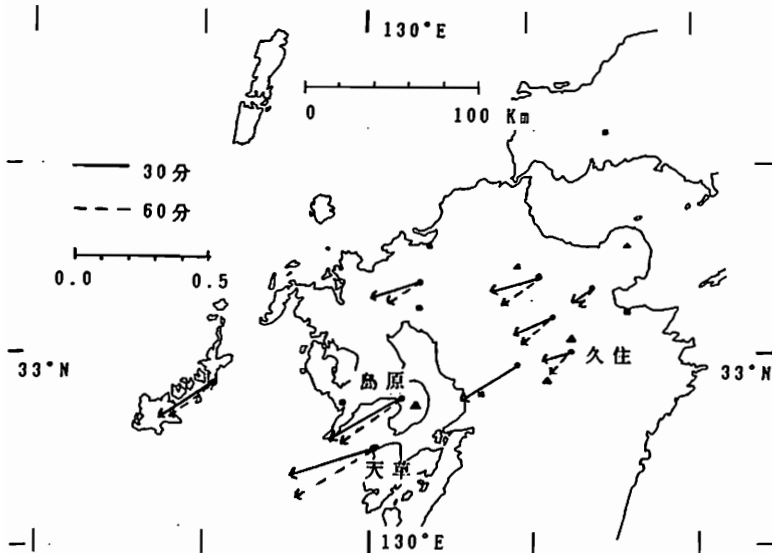


図1. パーキンソン・ベクトルの分布  
 周期30分を実線で、60分を破線で示し、  
 図左側にベクトルの大きさのメジャーを  
 記している。

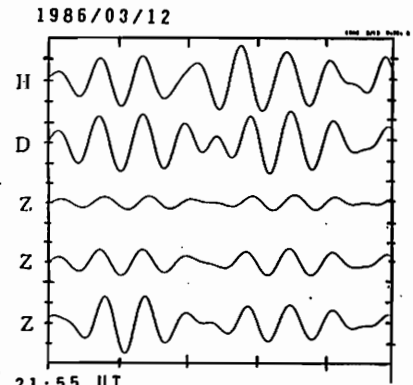


図2. BPFデータ例

上より久住のH、D、Z  
 島原、天草のZ成分を示す。  
 縦軸 H, D : 0.3 nT/div  
 Z : 0.2 nT/div  
 横軸 30分/div

Max. response が現れる  
 水平磁場方向、周期(1000秒)  
 のデータ例

2周波数成分を用いたVLF-MT探査  
—千々石断層—

半田 駿 鈴木 亮 田中良和

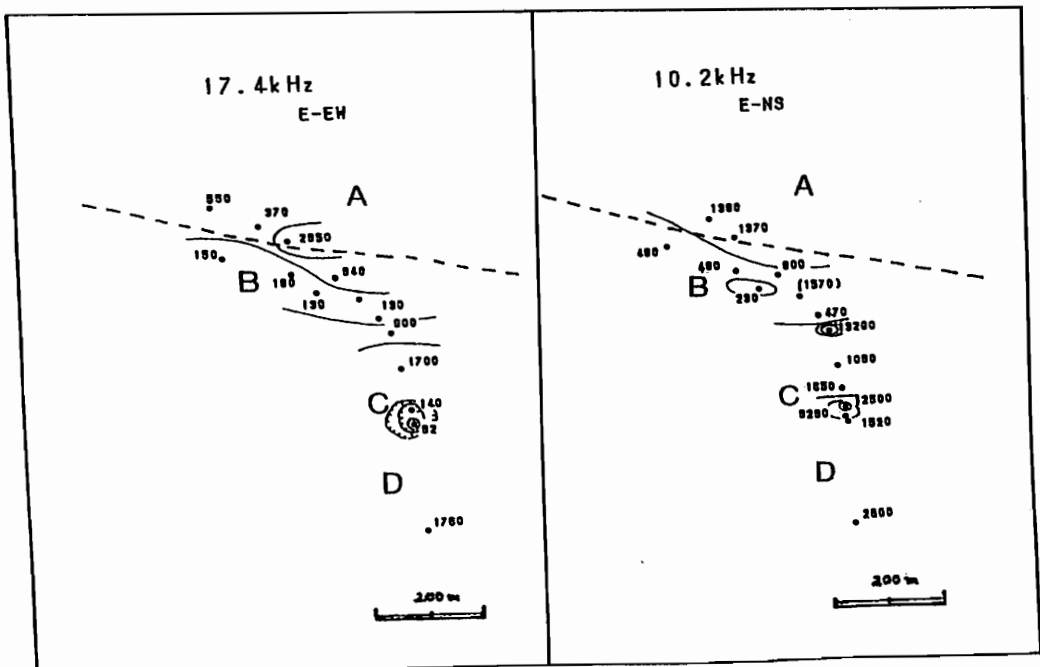
佐賀大学教養部 (京大 理)

標準電波を用いたVLF-MTは、1周波数成分、かつ電波の到来方向のみの測定が普通である。地下構造が2・3次元構造である場合は(むしろ浅部ではこの傾向が強いと思われる) VLF帯でも、当然比抵抗の異方性が存在する。したがって、テンソル・インピーダンスを測定することにより、より正確な地下の比抵抗構造に関する情報が得られるはずである。しかしながら、1ヶ所からの標準電波を利用するだけで直交成分を測定するのは、電波の到来方向によっては十分なS/N比を得られないことがある。

九州では、対馬のオメガ局(10.2, 11 1/3, 13.6kHz)および愛知県依佐美(17.4kHz)の電波の受信が実用上可能である。しかも、両者は接近した周波数であり、到来方向もほぼ直交しており、両者を利用すれば直交するスカラー・インピーダンスが得られ、不完全ではあるが上記の目的をある程度満たす結果が得られるものと思われる。ただ、オメガ局の電波は、例えば、10.2kHzの電波は10秒に1回1秒間だけ発射されており、これをVLF-MTに用いるには少々工夫が必要であろう。今回は、デジタル・パネルメータのホールド機能を利用して、波形のピーク値をホールドして読み取る方式を用いた。

下図はこのVLF-MT探査で得られた島原半島中央部での、千々石断層の比抵抗分布である。a, b図はそれぞれ10.2kHz, 17.4kHzで得られた見かけ比抵抗で、構造が東西性であるとするとそれぞれH-polarization, E-polarizationに相当する。千々石断層は島原半島の中央部に位置する雲仙地溝の北端を形成する正断層型の活断層であるとされている。以前の我々のELF-MT探査で、この断層の東部と西部ではあまり明確な低比抵抗層が存在しないのに対し、下図に示した中央部では低比抵抗層が存在するらしいことが分かっていた。しかし、地形等の制約から、その幅については不明であった。

a, b図は推定断層(破線)のすぐ南に幅約50m程度の低比抵抗層が存在することを明確に示している。しかし、低比抵抗帯内(B)でE-polarizationに相当する17.4kHzの見かけの比抵抗の方が小さいこと(2次元構造を仮定すると逆の結果になる)、C地区で10.2kHzと17.4kHzから得られた見かけの比抵抗が大きく異なること等不明な点も多い。



伊豆小笠原海嶺下の電気伝導度構造 (予報)

瀬川 爾朗, 伊勢崎 修弘, 藤本 博巳,  
小泉 金一郎, R. V. アイエンガー,  
野木 義史, 伊関 伸一, 藤 浩明。

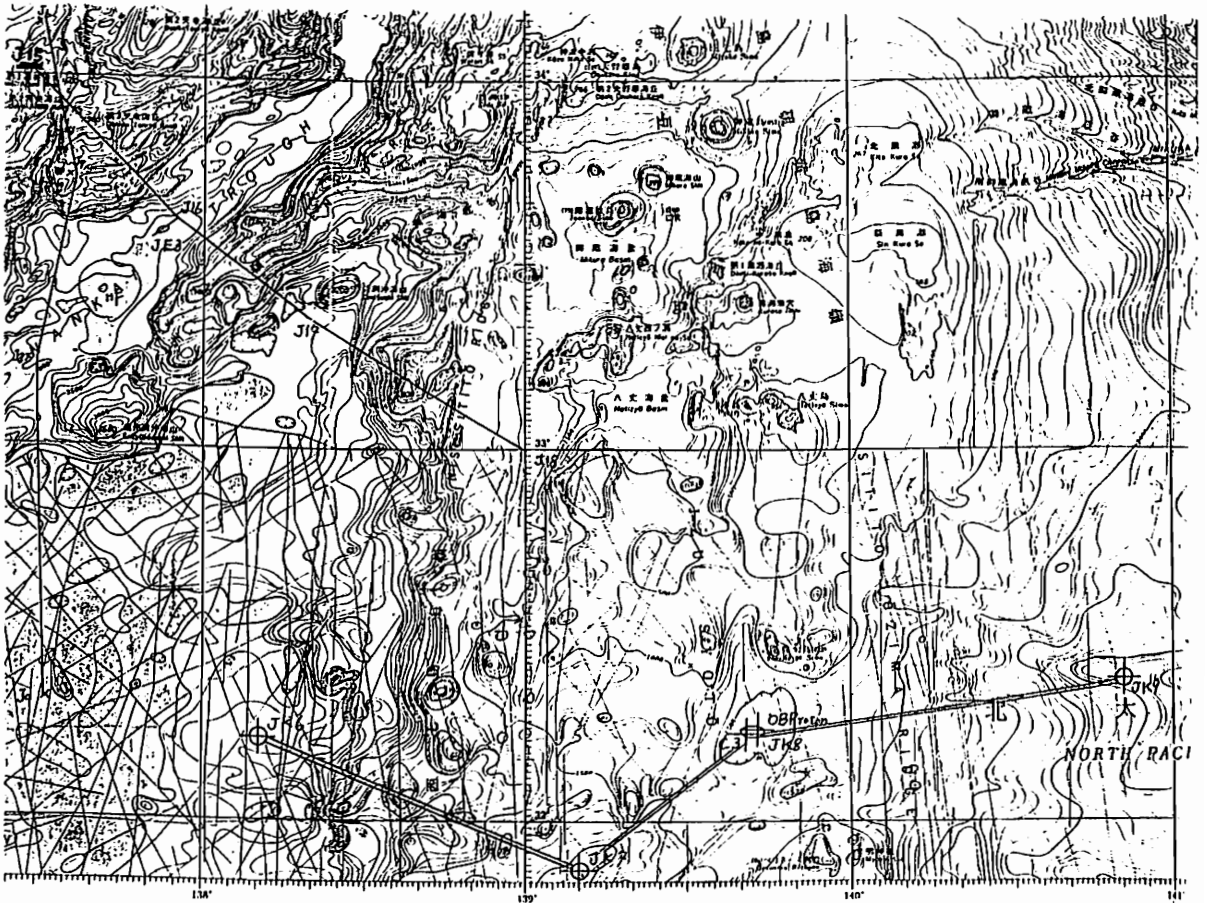
本年八月東大海洋研究所KT86-12次航海において、図1の二重線で示す測線上に5台の磁力計を敷設し海底地磁気観測を行った。本観測の目的は以下の通りである。

(1) 地磁気変換関数を用いた海底下電気伝導度分布の推定

(2) 海底地磁気絶対観測

---三成分海底磁力計の海底プロトン磁力計によるキャリアレーション

本航海では海底電位差計を敷設できなかつた為、MT法を用いて見かけ比抵抗を求めることはできないが、奇ヶ島以西の磁力計三点が回収できればHS G法によりそれに代えられる。併せて、過去二年間のデータとも比較検討し、フィリピン海プレート北部の電気伝導度構造を明らかにしたい。



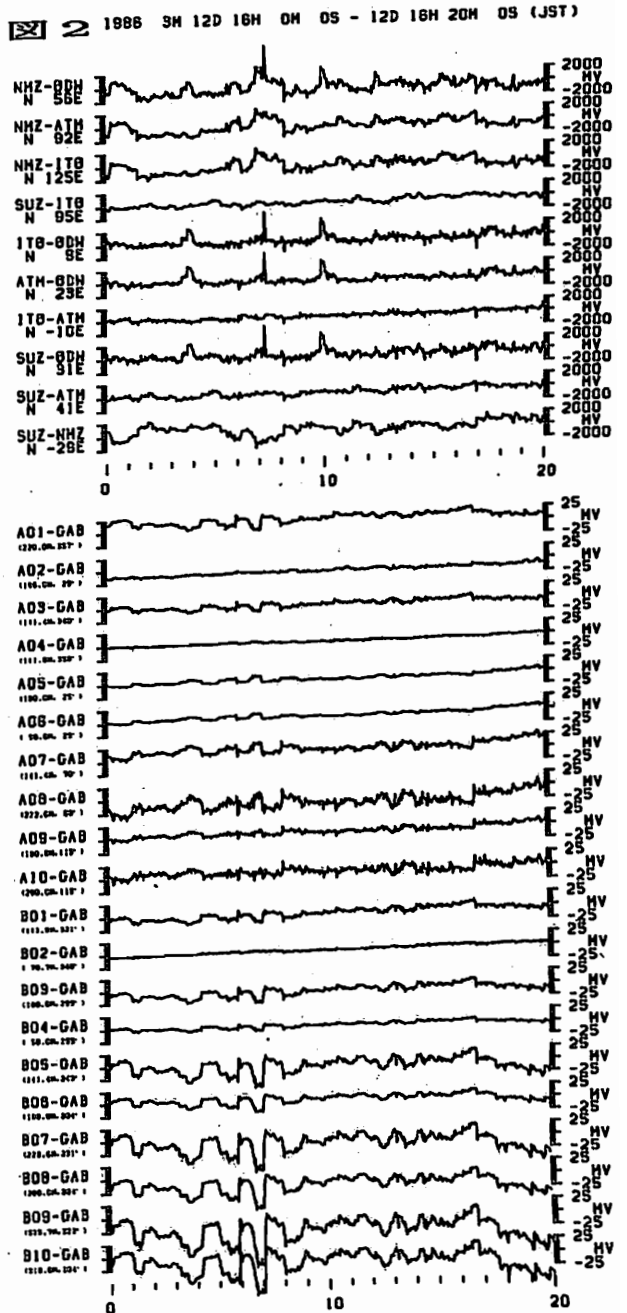
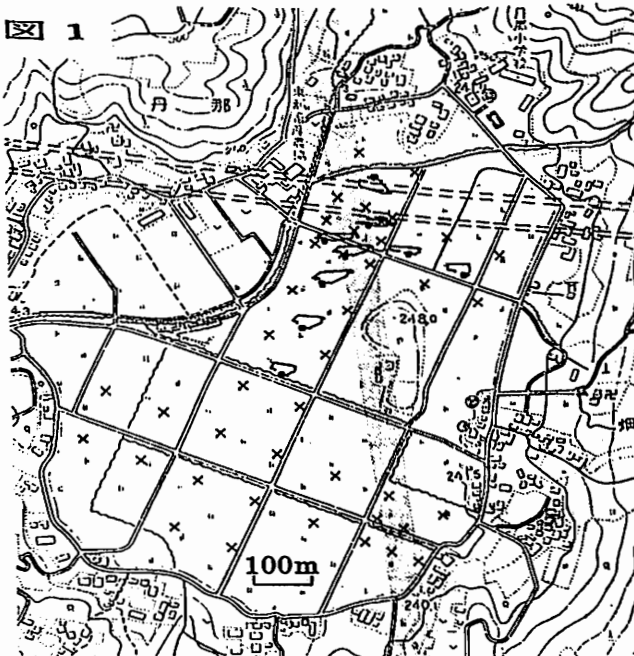
<図 1>

高山寛美・森 俊雄・吉川澄夫・小泉岳司・柳原一夫

(気象研究所 地震火山研究部)

現在、NTTの電話中継所のアースを利用した地電位観測を行っているが、沼津付近では、工場あるいは鉄道から発生していると思われるノイズが非常に大きい。これらをソースとして利用し、断層付近での変化と、直下を通っている鉄道およびトンネルの影響を調査することを目的として、1986年3月12日と13日に丹那盆地で地電位観測を行った。電極は銅-硫酸銅電極を用い、記録はPROMに1秒サンプリングで16ビットのデジタルで行った。20観測点と基準の1点との電位差を2台のデータロガーで約1時間収録した。12日と13日は2観測点だけを共通にとり、他の18観測点と電位差の基準点は異なる地点にとった。また広域的な状態をみるためにNTTの沼津電話局においても同じく1秒サンプリングで収録した。図1のX印は観測点の位置を示している。図2は記録の例で、時間は20分間である。上はNTTの沼津電話局、下は盆地内でのものである。2本の測線の観測値から地電位差の最急降下の方向と大きさを求め、20秒間の軌跡を図1に示す。盆地の北側の破線は国鉄東海道線のトンネルの位置で、地表下約160mである。上が新幹線(交流)で、

下が在来線(直流)である。トンネルの上と下で逆向きになっている。これは鉄道あるいはトンネルの影響によるものと考えられる。

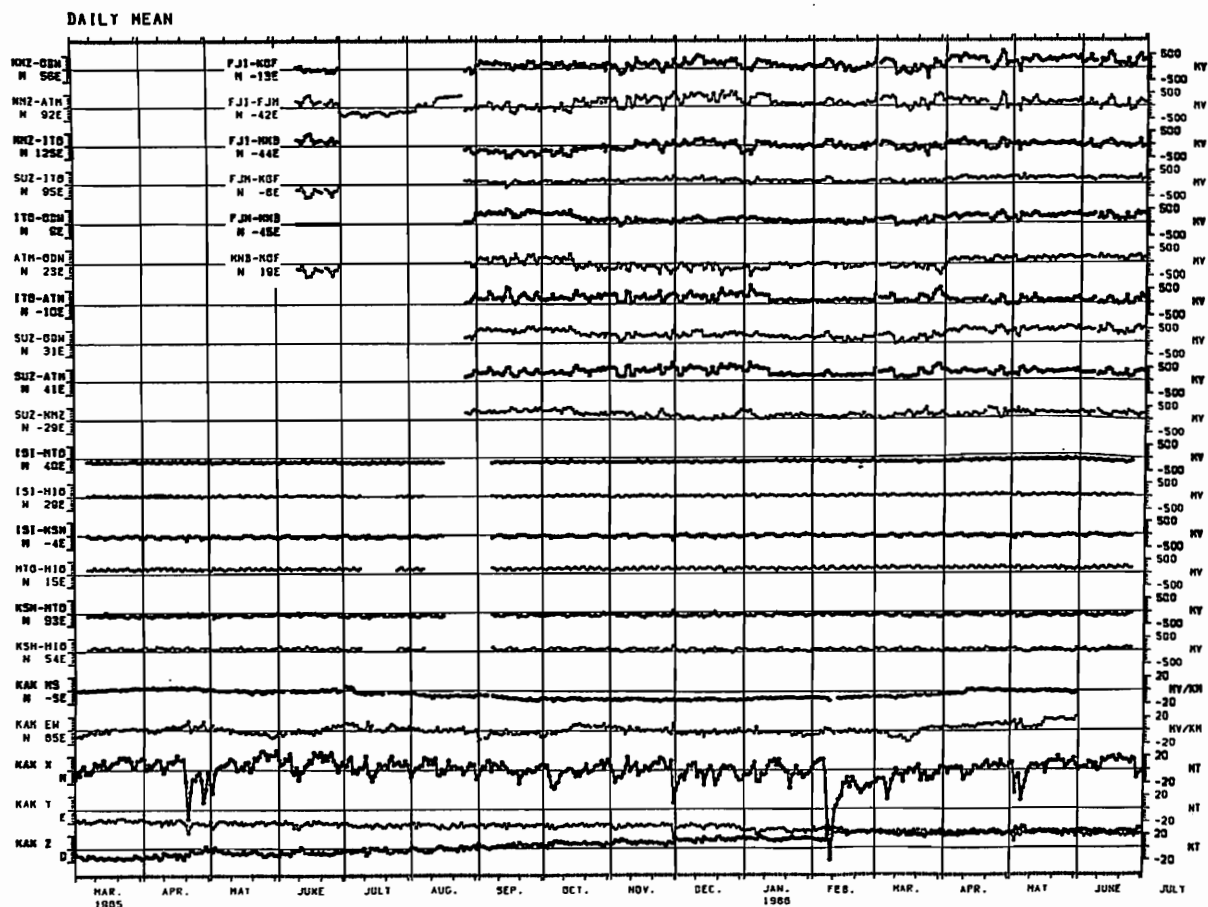


森 俊雄・高山寛美

(気象研究所 地震火山研究部)

現在、NTT施設を利用して数10km基線長の地電位観測を水戸(MT0)および沼津(NMZ)を基点として行っている。この観測の特徴は、電極と土壌との接触電位が安定していると考えられること、および、電極間隔が長いこと、S/Nが良いことである。下図は、観測を始めた1985年3月から、1986年6月までの地電位変化を日平均値でプロットしたものである。上から10本が沼津系統、中間6本が水戸系統、その下が柿岡の地電位と地磁気変化である。沼津系統の変化が大きいが、ここは直流電車による人工的雑音が非常に大きいためである。しかし、水戸付近に比較して、伊豆半島は地

殻活動も活発であるため、それらを反映していると考えられる変動も見られる。1986年1月以降では、3月頃と4月下旬の変化が目立つ。3月の変動が潮位変化によるものが多いと思われる。4月下旬の1週間程度の変化は、沼津で600mv、修善寺、伊東で300mv変化したことに相当するが、現在のところ、この変化に対応するものは見られない。この観測の主な目的は、地震予知に应用することであるが、地電位変化には、地震発生と直接結びつかない変化も多くあると考えられる。この観測を基にして、電位変化の種々の原因について追求していく考えである。



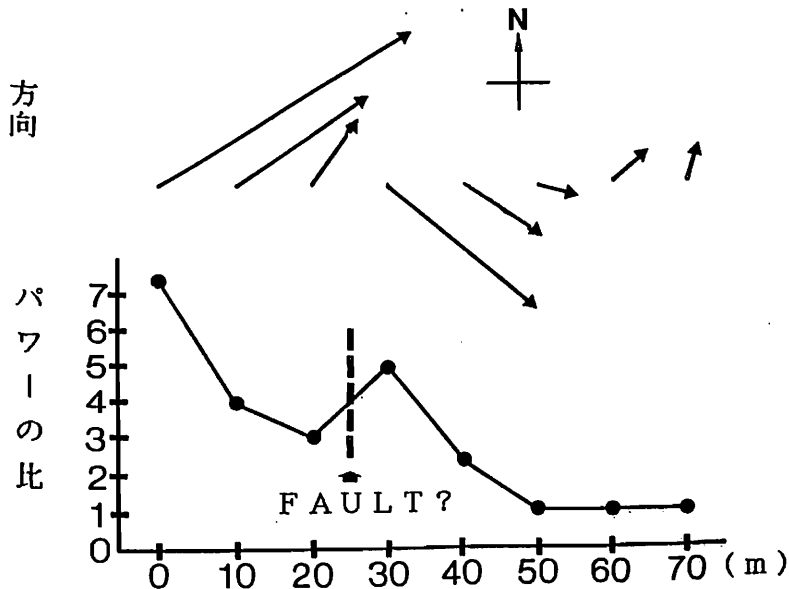


藤原 智      住友則彦      塩崎 一郎      野木 義史      大久保 晃  
 (京大 理)    (京大 教養)    (神戸大 自然科学)    (神戸大 理)    (神戸大 理)

花折断層の一部が京大構内(理学部植物園)を通っていると考えられている。いままでに、VLF-MT法、電気探査法、自然電位法等によって断層位置の推定が行われてきた。一方、電車軌道からの漏洩電流を利用した探査方法の開発が土井、住友(1984)らによって報告されている。これは、漏洩電流が場所を固定すると、その流れの向きが時間によらず、ほぼ一定していること、また、電流振幅が堆積層の厚さを反映するなどの性質を利用するもので、これにより被覆断層の位置推定が出来る場合がある。

今回は、この方法を花折断層の位置推定に応用した。断層を横切る測線上の、各測点で、東西、南北2成分の地電位差を計測し、これの回転スベクトルを求め、電流ベクトルの振幅および向きを計算した。図に示したように、断層を横切ると電流ベクトルの向きや振幅が明瞭に変化した。電流ベクトルの向きの安定性を調べると、断層上ではやや不安定になる傾向がみられた。断層の他の測線についての結果も報告する。

参考文献      土居 恵治、住友則彦 電気鉄道からの漏洩電流の性質と電気探査への応用、京都大学教養部地学報告(九十九地学)第19号、31-41、1984



中山 武・土居 光・加藤正明・三雲 健  
(京大防災研 上空地殻変動観測所)

地震に関連しておきる地電流や地磁気の異常を検出するために、82年6月から跡津川断層上の岐阜県北部河合村 美生(観測点西天生 NAM)と、これよりENEに17Km離れた宮川村 榎蔵(観測点宮川 MYG)の2つの地点(図1)で地電流観測を始めた。また、天生では84年6月からプロトン磁力計も設置し、地電流と全磁力の連続観測を始めた。各観測点からのデータはテレメータにより京大防災研上空地殻変動観測所を経て防災研宇治に転送されている。

本講ではこれらの観測について、地電流電極の配置と設置の方法、それにこれまでの観測記録の中から一部を紹介する。

NAM, MYG とともに地電流観測線は断層に対して直交(L)成分と平行(II)成分の2成分と(たが、NAMは断層線が明瞭(付近に断層露頭や地形がみられる)なのに対して、MYGは付近の地形より断層線を推定した。プロトン磁力計センサーは断層線上で地磁気の安定している所に設置してある。

これまでの観測記録の中から図2に磁気嵐時のNAMとMYGにおける地電流擾乱の同時記録を示す。図にみられるように、各成分の振幅の違いはNAMはMYGの約8倍に達している。この事は各観測点の地質的な特徴を表わしているものと考えている。また、NAM, MYG付近での断層に対する地電流主方向の変化と近地地震との関連についても考えてみたい。

図3は全磁力(85年6月7日)のNAM, 柿岡KAK, 鳥取TOT, の日平均値とそれらの全磁力地点差を示したものである。図に見られるようにその差は±1%で、KAKに対して安定しているものと考えている。

86年2月9日付近の磁気嵐について、全磁力変化と地電流擾乱からNAM, MYG付近の電磁氣的性質などについても検討してみたい。

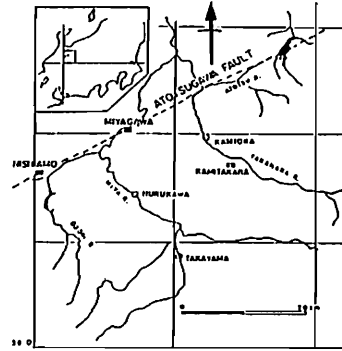


図1. 跡津川断層と観測点西天生と宮川

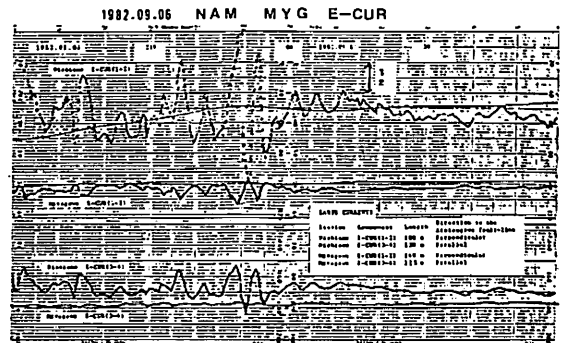


図2. 地磁気擾乱時における西天生・宮川の地電流擾乱の記録

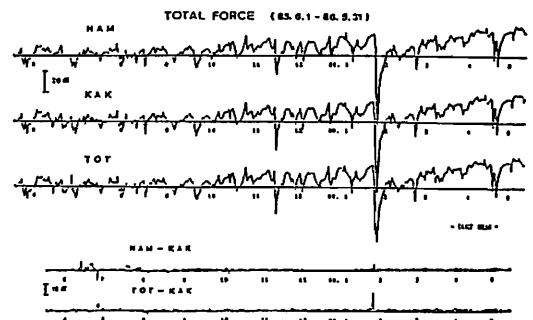


図3. 西天生・柿岡・鳥取の全磁力と地点差

電解質溶液を含む岩石の電気比抵抗

について

奥山良俊 垂富一雄  
(秋田高専) (九大工)

変質した岩石から溶出したイオンが岩石の電気比抵抗に影響を与えるものと考へ、そのような見地から試錐コアの粉末試料による浸出溶液の電気比抵抗及びpHを測定し、孔隙率との関連において、すでに報告しているが、今回は溶出イオンの存在ものについて同定を行なったので図1にその測定例を示す。粗粒玄武岩(Dol)についてのもので、溶出イオンの濃度及び溶液の比抵抗値と孔隙率の関係を示している。有色鉱物にみられる元素の中で、FeとMgは全く類似した傾向を示し、孔隙率の増加とともに溶出しやすくなる岩質となることがわかる。これは前回の発表結果を裏付けるものであり、FeとMgが同じ挙動を示すのは例えばカンラン石の構造式 $(Mg, Fe)_2[SiO_4]$ に關係するものと思われるし、またCaに富み塩基性岩の特徴も示されている。

以上のように、孔隙中に含まれる水は溶出イオンによって電解質溶液となり得るものと考えられるので、濃度の知れている塩化ナトリウム溶液を岩石試料に含ませ、完全湿潤状態の下で比抵抗を測定し、その影響の程度を調べてみた。図2に玄武岩(BI-2)、石英安山岩(Da2-4)及び凝灰岩(TO-a)についての例を示す。孔隙率の他に電解質溶液の濃度に大きく依存することがわかる。また、塩化ナトリウム溶液の濃度と比抵抗にみられる挙動と類似した傾向を示すことが判明した。次に、岩質の相異と電解質溶液による影響をみるために一定濃度(0.5 mol/l)の塩化ナトリウム溶液を含ませ、純水を含ませた場合の比抵抗値との対比を行なったところ、孔隙率が10%を越えたと電解質の影響のより大きくなることと、アーチーの式に示される、ベキ指数の殆ど変わらないことも知られた。

以上の測定はすべて25°Cの下で行なわれたものである。

尚、溶液は岩石の粉末試料2.0gに100ccの蒸留水を加え、強制撹拌したものである。

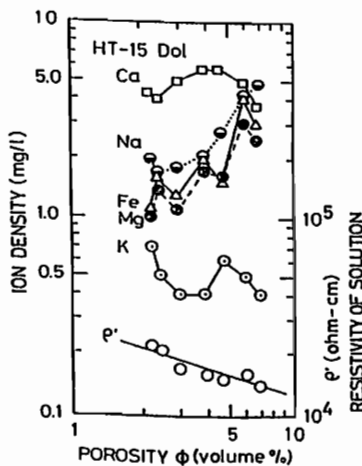


図1 浸出溶液のイオン濃度及び比抵抗と孔隙率の關係

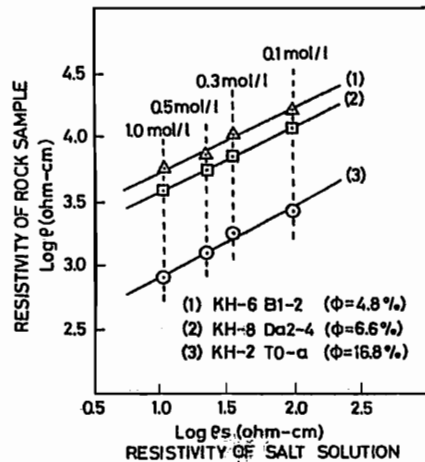


図2 塩化ナトリウムの溶液を含んだ岩石試料の比抵抗と溶液の比抵抗との關係

歌田久司  
(東大震研)

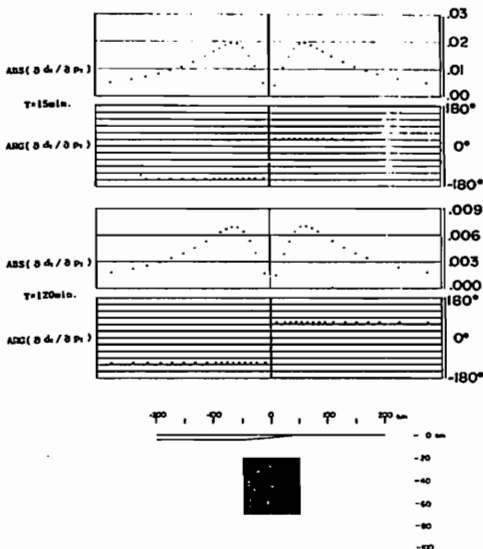
日本列島のように、複雑な地下構造を持ち、周囲を海で囲まれた地域では、信頼度の高い電気伝導度分布を求める事は極めて困難であった。本研究では、従来個別に用いられてきた地磁気変化と地電位差変化データを総合的に用い、それらの観測値から電気伝導度分布を求める直接インバージョンの方法を開発した。2次元電磁誘導問題のインバージョンは、Weidelt(1974)により磁場変化(MV)を、Jupp and Vozzof(1977)などによって電場変化(MT)をもとにした方法の定式化が行われている。今回開発した方法は、より一般化し、電磁場変化のデータを統一的に評価する定式化を行った。

具体的には地下構造をブロック分けし、各ブロックの電気伝導度に対する電磁応答 (transfer function・impedance)の偏微分を求め、非線形最小自乗法を適用して各電気伝導度を求める。観測値の理論値及び、逐次近似に用いる偏微分はともに有限要素法によって求める。transfer functionとimpedanceを同等にインバージョンに組み込むためにはスケーリングが重要である。簡単な場合の考察を行い、電気伝導度とimpedanceはlog、transfer functionはlinearなスケーリングが相当であることがわかった。

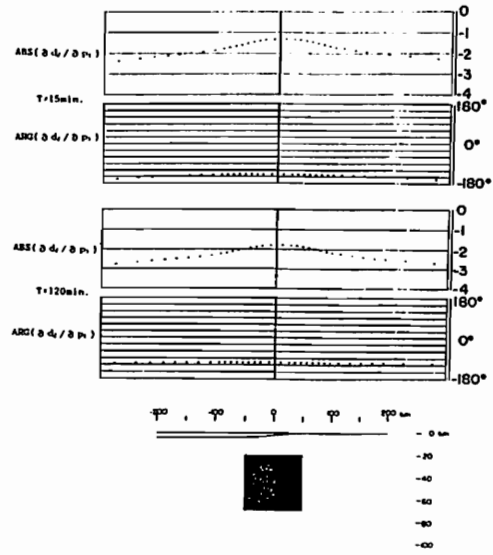
今回はこの方法に対し、簡単なモデルを用いて数値実験を行った結果を紹介する。結果をまとめると次のようになる。

- (1) 同一の不均質な地下構造に対して、impedanceは電気伝導度の絶対値を、transfer functionは電気伝導度のコントラストに関する情報を与える事が明確になった。(第1図・第2図参照)
- (2) モデルの自由度と解の安定性に関する吟味ができた。
- (3) 解の信頼度と、偏微分(partial derivative)・covarianceとの関係が明らかになった。
- (4) 海陸境界域において地下の電気伝導度分布を求めるためには、海底での観測が必要である事を具体的に示した。
- (5) 良導層に対してより決定精度が高い事が判った。

この方法を用いることにより、モデルの一意性及び信頼度に関する明確な情報を得ることが可能となった。この方法によって求めた東北・中部日本の地下構造モデルを最後に紹介する。



第1図 陰影領域の電気伝導度に対する transfer function の偏微分 (地表)



第2図 陰影領域の電気伝導度に対する impedance の偏微分 (地表)

異なる比抵抗構造を持つ2点間に対する  
remote reference の適用について

藤井 崇 ・ 木蔵 義守 (東工大理)

MT法による測定データにノイズが混入した場合、それらのノイズが無相関であるとするれば、cross power の計算においては、平均をとることでノイズの影響を除去できる。それに対し auto power の計算ではノイズの power が残ってしまい、インピーダンスの値を歪めてしまう。このbiasをなくすために remote reference を使用する方法が考案されている。しかし、測定点と reference 点の比抵抗構造が違くと、得られる磁場の data もその比抵抗構造を反映し異なったものとなるはずである。このために remote reference を用いて求めた比抵抗の値が、reference 点の比抵抗構造の影響により正確でなくなってしまう可能性がでてくる。

この測定点と reference 点での地下構造の違いによる比抵抗の値の変化を、次の簡単なモデルに対して調べることにした。図 1,2 に測定点、及び reference 点のモデルを示してある。測定点は中央を境に比抵抗が2分されていて、reference 点は、測定点の右側と同じ  $50 \Omega m$  の均質な構造としてある。

計算は、Jones & Pascoe(1971) の方法によって得られた電場、磁場の各成分の値を、右側の点 (▽) の電場が両地点で共通だとして行った。パラメータとして  $\Lambda$  の部分の比抵抗の値と周波数を取りその結果を調べる。

例えば、 $\Lambda$  の部分の比抵抗  $30 \Omega m$ 、周波数  $0.03 Hz$  では、中央部 (▽) で reference を用いたものと用いなかったものの比が、 $0.94$  となる。全体として、 $\Lambda$  部の比抵抗のほう小さいときは、普通に求めた時より reference を用いた方が小さい値となり、 $\Lambda$  部の比抵抗のほう大きいときは逆に reference を用いた方が大きな値をとる傾向が見られる。さらに  $\Lambda$  部と reference 部の比抵抗の違いが大きいほどこの影響も大きく、 $\Lambda$  部の比抵抗が小さい時にこの傾向が顕著なようである。周波数に対する依存性では、基底部までの深さ程度の skin depth をもつ周波数で差が一番大きくなるようである。これらの結果より、異なる比抵抗構造の2点間で remote reference 法を用いる時は注意が必要であろう。

reference の影響を調べる手段として今回の方法は最適とは思われず、回転させた場合の影響などこれから更に調べる必要が残っている。

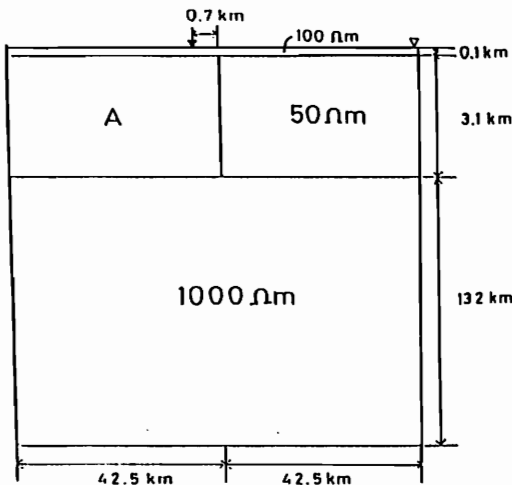


図1 測定点の比抵抗構造

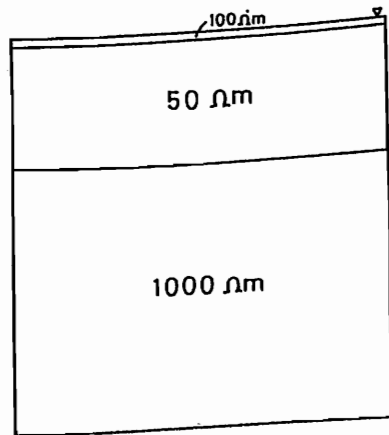


図2 reference 点の比抵抗構造

中川一郎 (東大震研)

前回の学会ではデジタル地形高度データを用いた地磁気地形補正の方法を紹介したが、今回はその必要性和問題点について述べる。

地形補正の必要性和を一瞥で言えば、次の3点に集約される。

(1) 地磁気異常を説明する Source に Uniqueness がない。これは、Equivalent Source 法や Double Fourier 級数展開法によれば、表層の帯磁物質だけで、たとえ長波長磁気異常でさえも説明されてしまう。

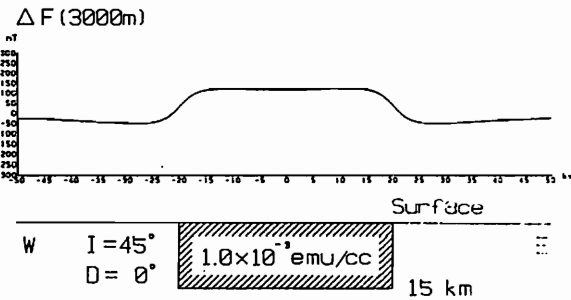
(2) Regional Anomaly を抽出するのに、Low Pass Filter や移動平均がしばしば用いられる。これによって得られる磁気異常を説明する Source とは何であるか？

(3) 観測値から直接地下磁気構造が求まるか？

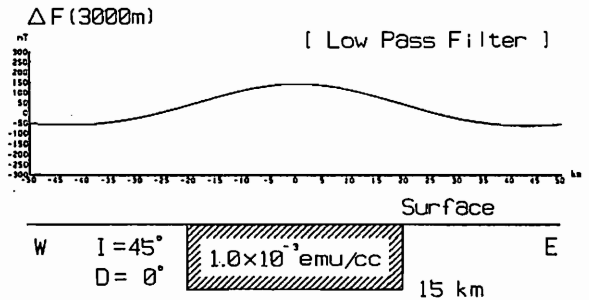
今回は、(2)と(3)の問題について簡単な2次元モデルについて考察する。

第1図のような大規模な貫入岩体が上部地殻にあったとき、これにともなう地磁気異常に Low Pass Filter をかけると第2図のような磁気異常が得られる。これを説明するような Source を求めると、第3図のように見掛け上深い位置に強い帯磁物質を置く事になる。これでは正しい磁気構造が得られない。

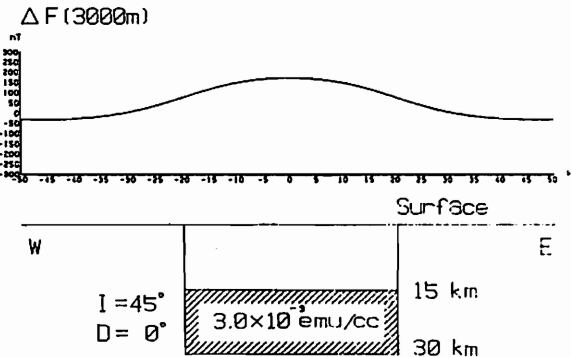
第1図 上部地殻に大規模貫入岩体があった時の磁気異常



第2図 第1図に Low Pass Filter を通して得られた磁気異常



第3図 第2図のデータから求まる見掛け上の磁気構造



# 水路部による第12回全国磁気測量の概要

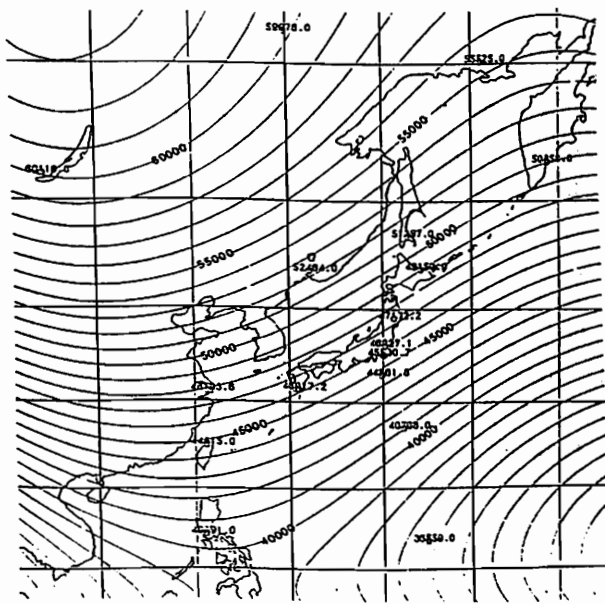
植田義夫<sup>\*</sup>, 朝尾紀幸<sup>\*</sup>, 中川久穂<sup>\*</sup>, 長屋好治<sup>\*</sup>, 平岩恒廣<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*</sup>水路部, <sup>\*\*</sup>八丈水路観測所

水路部では日本近海磁気図編纂士の資料を得るため、1912年~13年の第1回全国磁気測量から現在にいたるまで計12回の全国磁気測量を実施している。1964, 65年の第8回全国磁気測量からは陸上磁気測量に加え、航空磁気測量も実施しており、これにより日本周辺のより広範囲の磁気分布が求まるようになった。

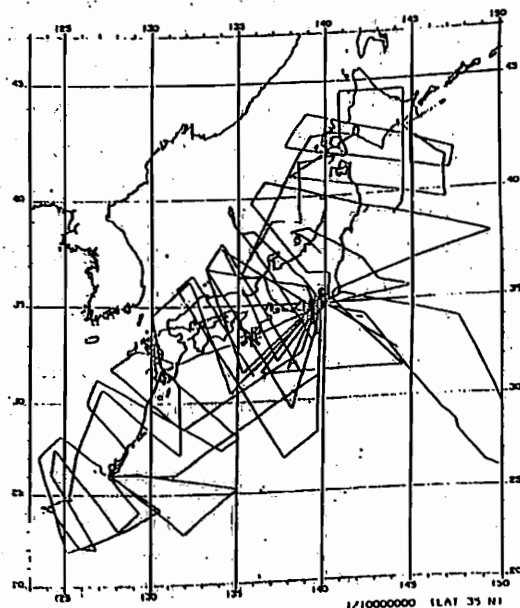
航空磁気測量の方法については、その後測量機器の更新とともにデータ処理方法にも何度かの改良が試みられていた。今回は、1984年から1985年にかけて実施した第12回全国磁気測量の概要とその成果の一部を報告する。

今回実施した陸上磁気測量は、59年度 中城(沖縄)、豊玉(村島)、油土(隠岐)、太地(和歌)、60年度 相川(佐渡)、炭辰(北海道)、辰尾(北海道)、志津川(宮城)の計8点で、各測点ではGSI型磁気儀と標準用直視磁カ計による一昼夜連続観測を実施した。

航空磁気測量は59年度に西日本周辺、60年度に東北・北海道周辺と南島島周辺で実施した。使用航空機は海上保安庁所属YS-11型機で、航空磁気儀、自動測定装置、魚眼カメラにより地磁気成分のベクトル量を測定するとともに、オメガ測定システムで位置も決定した。全国磁気測量の資料は現在データ処理中であるが、前処理の一部として陸上磁気測量から求めた日本周辺の全磁カFの分布図を本図に示す。又、第2図は日本列島周辺の航空磁気測量航路図である。全国磁気測量の成果は日本近海磁気図の編纂士にとり、て不足の資料であるとともに、日本列島やその周辺海洋の地球物理学的研究にとり、ても貴重な成果と考へらる。航空磁気測量の代表的なプロファイルとこれから推定される地下構造については学芸講演で報告する予定である。



第1図 日本周辺の全磁カFの分布 (1985.0)



第2図 第12回全国磁気測量 航空磁気航路図

transpolar aurora の分類

巻田 和男  
(拓殖大学)

赤祖父 俊一  
(アラスカ大学)

C-hing-I. Meng  
(APL/JHU)

オーロラ・オバール帯の高緯度側に、しばしば noon-midnight 方向のオーロラ (transpolar aurora) が出現する。この様な transpolar aurora は θ-オーロラ とか Sun-aligned arc とかの名を呼ばれている。しかしながら、現在のところ、ポーラー・キャップ域に出現するこれら多彩なオーロラが、惑星空間磁場や地球磁気圏のどのような状況下で生起しているのかという点に関して、十分な研究が進んでいないと言えよう。

我々は 1983 年 1 月、11 月、12 月及び 1984 年 1 月の 4ヶ月間の DMS aurora image 及び particle data をもとに、様々な種類の transpolar aurora を選り出し、その時のオーロラの形態、強度及び IMF や地磁気変動を考慮して、大きく 4 つのタイプに分類してみた。以下、これから 4 つのタイプについての特徴を示してみよう。

(A) Strong northward IMF 時の Bright transpolar aurora.

IMF の値が大きく、かつ強い北向きの状況下に夜中附近のオバール帯から極中心に向けて、明るくオーロラ帯のびていく。この transpolar aurora はオーロラ帯のそれと同程度の輝度を示しており、極上空からながめると Frank が指摘しているような θ aurora に見える。このオーロラの出現は強い北向き IMF と擾乱状態の磁気圏とのカップリング作用によるものと推定される。

(B) Break up 以後の poleward leap aurora と関係する Bright transpolar aurora

オーロラ・ブレイクアップ以後、オーロラ帯から離れて、一部の明るくオーロラが高緯度へ飛んでいくことがある。このオーロラが次第に極中心方向にのびていき、transpolar aurora を形成する。この時の IMF は特に強い北向きというわけではない。このようなオーロラの出現は、

サブストーム以後のプラズマ・シートの特徴は発達と関係しているように思える。

(C) Strong northward IMF 時の multiple faint transpolar aurora.

強い北向きの IMF 時でかつオーロラ帯の活動が大変弱い時に、キャップ域で弱いアーキがいくつも見られる。これは従来から Sun-aligned arc と呼ばれてきたものに対応している。このようなオーロラ粒子の降下は IMF の直接的なコントロールの影響下によっているものと思われる。

(D) Very faint transpolar aurora

オーロラ帯の活動が大変弱い時にキャップ域に大変弱いアーキが 1-2 本出現することがある。この時の磁気圏は基底状態に近いと考えられるが、このような弱い相互作用の中에서도、散発的に IMF と磁気圏との相互作用を伴い、オーロラ粒子を降下させ、キャップにアーキが出現すると考えられる。

以上の分類はまだ、初歩的なもので、今後更に多くの例を調べつつ、その物理過程を考慮して、上に示した現象を説明していく計画であるが、その際の基本的立場としては、IMF と磁気圏との強い相互作用のよって生じている現象と、主に磁気圏自身の影響によるものと、主に IMF にコントロールされているものとに、現象を整理しながら、キャップ中のオーロラを見ていくつもりである。



中村るみ、小口高 (東大理)

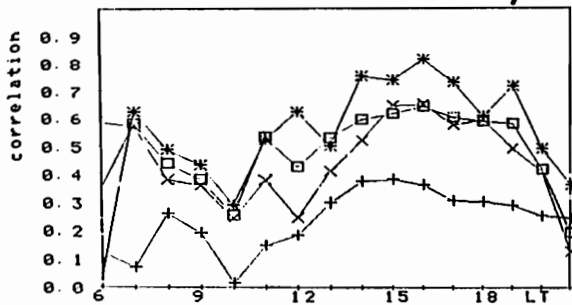
静軌道衛星 GEOS2 の電圧ビームを用いた観測結果を、1978年8月の AL と AU の電場データと、1979年4月の AL と AU の電場データを比較し、その相関性を検討した。AL と AU の電場データは、それぞれ 0.7 以上の相関性を示している。また、Dst と AU の電場データの間にも、0.67 の相関性を示している。これらの結果は、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることを示している。また、AL と AU の電場データの相関性は、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることを示している。また、Dst と AU の電場データの相関性は、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることを示している。

uti et al, 1980) 従って、GEOS2でも同じ現象を見ることが出来る。1980年冬のオーロラ活動は、1979年4月のオーロラ活動と同様に、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることが示されている。また、AL と AU の電場データの相関性は、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることを示している。また、Dst と AU の電場データの相関性は、オーロラ電場のドリフトが、衛星軌道に沿って進行していることを示している。

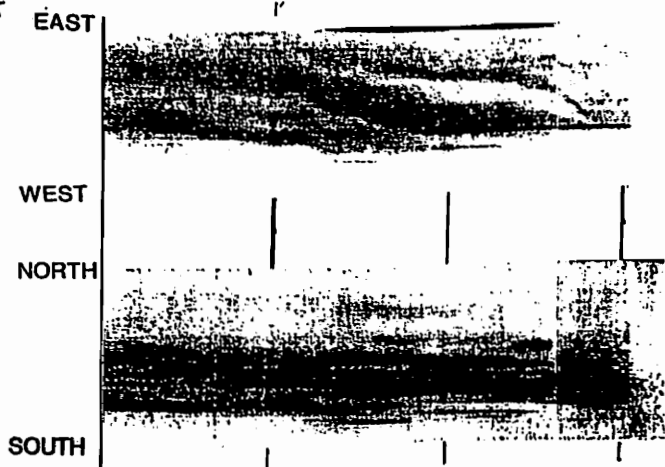
Feb. 18 1980

LA RONGE

Eduskward v.s. AL, AU, Py, Dst



\* AL (図1)  
 □ AU  
 X Py  
 + Dst



19 (図2)

20 LT

## 脈動性オーロラパッチのドリフトの微細構造

小口高、山本達人

東大理

脈動性オーロラのパッチは一般に極めて特徴的な複雑な形をとり、明るさの脈動を繰り返しながら、夕方では西へ、明け方では東へ、また深夜 Expansionの直後には低緯度側へドリフトすることが知られている(Oguti, 1981)。

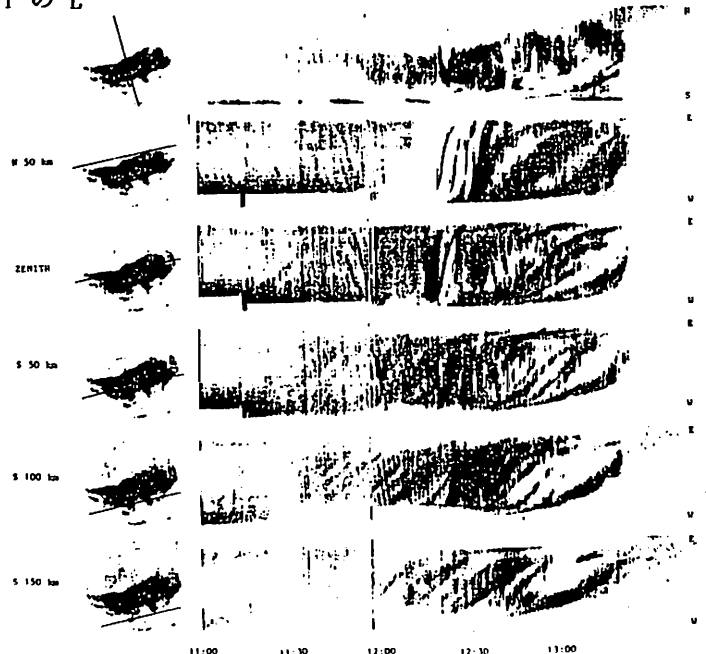
これらの特性から、パッチは磁気圏における低エネルギープラズマの非一様性を示すものであり、これらの非一様プラズマが磁気圏電場によってドリフトすることに因ってオーロラパッチのドリフトがおこるものと考えられている(Oguti, 1976)。しかし、まだこのようなプラズマの非一様性は磁気圏での衛星観測によっては見つけられていない。

従来、オーロラパッチのドリフト速度は脈動オーロラ領域中ではほぼ一様であって大きな Velocity shear は無く(Davis, 1977)、また、時間的にも割合一様であるとされているが、実際には図に示すように、Velocity shearの存在するように見えることもあり、時間的にもかなり変動する。これらはいずれも磁気圏電場の時間、空間変動を反映しているものと考えられる。

図は1981年1月28日、11:00-13:30 UT の L

a Ronge (磁気緯度 64.8 度) に於けるオーロラパッチのドリフトを、N-S Line、及び、北 50 km、天頂、南 50 km、南 100 km、南 150 km を通る E-W Line 上でのセクションによって示したものである。図から判るように 11:40-12:10 UT の間では N 50 km 及び天頂を通る E-W Line 上ではドリフトは西向きであり、その間、S 50 km、100 km を通る E-W Line 上では明らかに東向きで、天頂と南 50 km の間にドリフトの shear があるように見える。尚、天頂を通る E-W Line では 11:15-11:40 UT には東向きのドリフトも見られる。

ここで注意を要するのは 11:50-12:20 UT の間、特に S 50 km、S 100 km の線上で東向きのドリフトに速い西向きの運動が重なっているように見えることである。これはパッチが東向きにドリフトしながら西向きの Expansion を繰り返していることに対応している。このようなパッチの Expansion とドリフトとが互いにどのように係わっているのかはパッチの成因を探る上で今後の問題であろう。



北向き IMF 時の磁気圏プラズマ対流

: 観測とモデル

芝地貴夫, 飯島 健  
(東大・理学部)

北向き IMF に伴う磁気圏対流のモデルが、近年多数提出されている (Reiff and Burch, 1985; Kan and Burke, 1985; Bythrow et al., 1985 等)。

今回の講演では、MAGSAT 衛星で計測された地球磁場から以下に述べる方法を用いて導出される磁気圏プラズマ対流の形態について報告する。

Sun-synchronous な MAGSAT 軌道の特殊性を考慮し、

$$\Sigma_p(UV) \gg \Sigma_p(\text{particles})$$

を仮定すると、

$$\begin{aligned} \text{rot}_{\perp} B_{\perp} &= \mu_0 J_{\parallel} \\ &= \mu_0 \text{div } \mathbf{I} \\ &= \mu_0 \Sigma_p \text{div } \mathbf{E}_i \end{aligned}$$

( $J_{\parallel}$ : 沿磁力線電流,  $\mathbf{I}$ : 電離層電流)

沿磁力線電場を無視して、 $\mathbf{E}_i$  を MAGSAT の高度まで投影することにより、

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

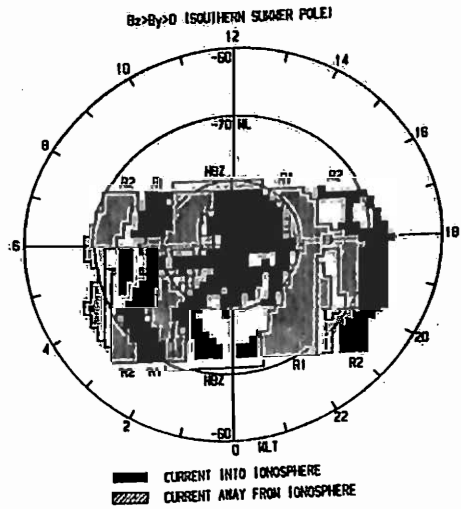
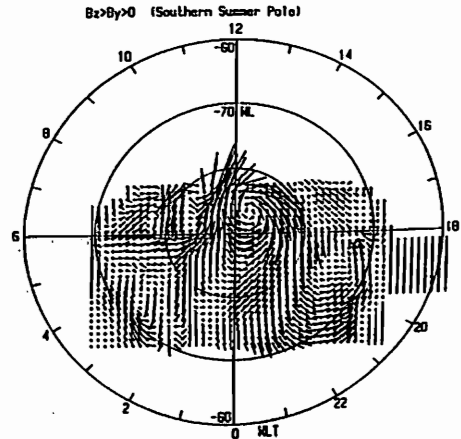
として磁気圏対流が求められる。

図はその前段階として、主磁場に垂直な変動磁場をプロットしたもの (上図) 及びこのときの大規模沿磁力線電流の分布を示したもの (下図) である。

上図では、昼間側の高緯度領域に強い 2 つのセルが見られ、その両側 (低緯度側) に逆向きのセルが存在することがわかる。夕方側の低緯度セルが夜側までのびているのに対し、朝側の低緯度セルは昼間側と夜側の 2 つのセルに分かれている。また、その夜側のセルの高緯度寄りに、昼間側の高緯度セルと同じセンスのセルが、それとは独立に存在している (74°ML, 0300MLT 付近)。この朝側-夕方側の非対称性は IMF  $B_y$  の効果であると考えられる。また、昼間側と夜側のそれぞれにセルが存在することは、

下図において、NBZ, Region 1, Region 2 の各電流系に、昼間側の source, 夜側の source が考えられ、その中間に intermediate zone が見られることに対応すると考えられる。

以上のように、IMF がほぼ北向きであっても、従来のような単純な 4 セル構造のみでは磁気圏プラズマ対流は説明しきれないと考えられる。



aurora expansionに伴う電流系  
西谷 望・小口 高(東大・理)

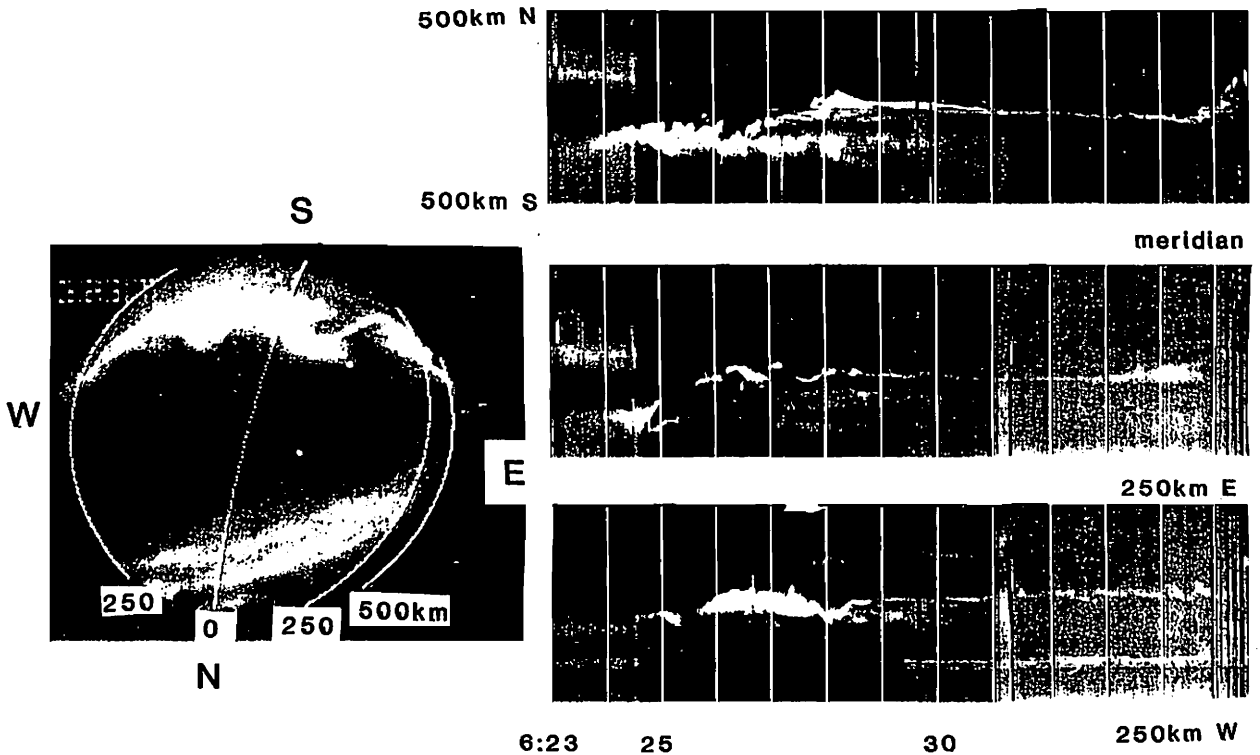
前回の学会では、地上のオーロラのデータと静止衛星GOES2・3のデータを比較し、オーロラに伴う電流系が地上においても衛星においても極めてlocal(地上で100km以下、静止軌道上で経度方向に数度以下)であることを概略的に示した。

このような局所性は、従来言われているようなline currentによるcurrent wedge modelでは説明がつかない。もっと局所的に磁場変化が起こるような構造を考えなければならぬ。そこで地上と衛星との擾乱の対応づけをすることによりその構造を探ろうというのが本研究の目的である。データとして用いた80年のキャンペーン期間(1月16日~2月23日)において、22例のexpansionを調べたが、地上・衛星どちらか一方のデータがない場合が多い。本学会では、両者のデータが揃っている幾つかの例について発表する予定である。

て発表する予定である。

下図に例として2月16日のPark Siteでの(off-)meridian displayを示す。横軸は時間、縦軸は南北方向への距離である。魚眼レンズの画像を高度100kmの平面に直しており、且つカメラの角度修正も行っているため、より正確な精度で位置が議論できる様になった。上から順に天頂を通る南北面、東に250km、西に250kmの南北面を示す。breakupはまずPark Site(磁気経度310度)の真南150kmの地点でではじまり、そして東、続いて西にひろがっていったことがわかる。これは、GOES2(磁気経度329度)の現象の始まりが6時24分30秒、GOES3(磁気経度295度)が6時25分30秒であることと一致する。地上の磁場変化も、同様の傾向を示している。

1980 Feb. 16 Park Site



# 夕方側ステープルオーロラの発達とブレイクアップ

小野高幸・平澤威男  
(極地研)

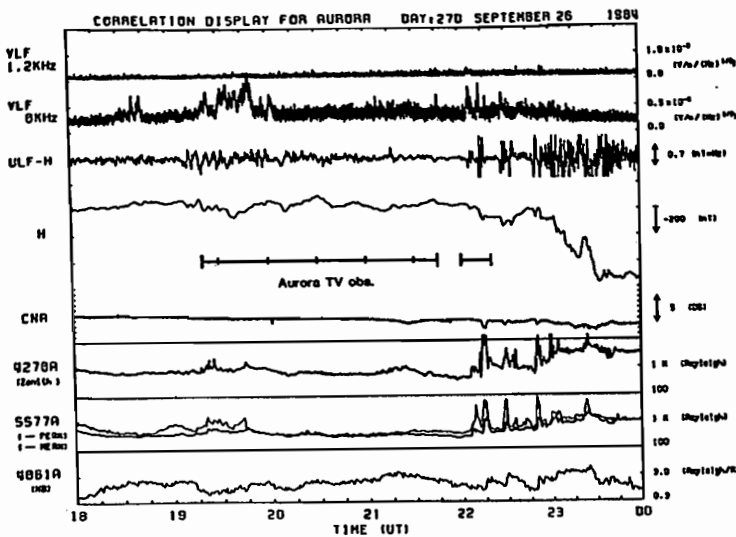
これまでに夕方側ステープルオーロラの形態について、高緯度側のディスクリートークは降下電子によって、また低緯度側のディフューズオーロラは降下プロトンによって発光している事が示されてきた。ここでは、オーロラTVによる長時間の連続観測の結果より得た夕方側ステープルオーロラの発生、成長及びブレイクアップに至る過程の解析結果を報告する。

### 観測

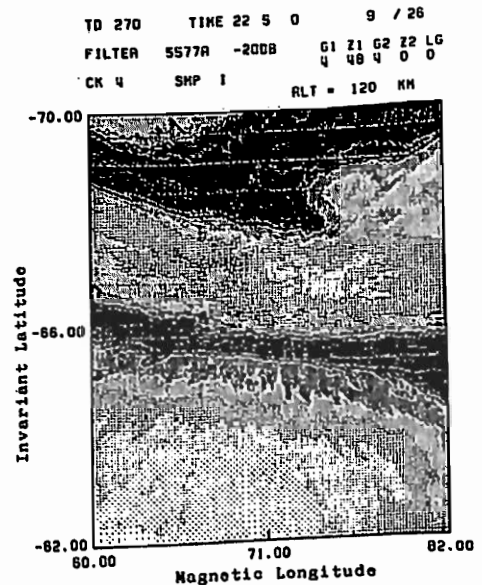
第1図に、1984年9月26日におけるULF、VLF、CNA、地磁気変化及びフォトメータによるオーロラ光強度観測の結果を示す。19時30分付近にサージ通過に伴うオーロラ、ULF脈動、VLFヒス等が現われた後約2時間は比較的静穏な状態が継続する。オーロラ活動は22時5分より活性化し、数度のブレイクアップを繰り返す活動を展開している。オーロラTVによる観測は、19時20分より21時45分まで及び22時より22時18分までの間連続的に行なわれ、比較的静穏な時期におけるオーロラ形態の変化がとらえられている。第2図にブレイクアップを引き起こす直前の、発達過程にあるディスクリートークを示す。

### 解析結果

- 19時30分より22時18分に至るオーロラTV画像の解析の結果は以下の様にまとめられる。
- 1) サージの通過の後、低緯度側のディフューズオーロラ領域は極側へ移動し、強度も弱まる。
- 2) 20時より22時5分に至るまで、オーロラ活動の弱い期間が継続するが、この間、オーロラの赤道側境界は徐々に低緯度側へドリフトしてゆく。
- 3) 2)の期間中にはパルセーティングオーロラが現われる。パルセーティングオーロラは約1.2秒の周期を持ち、低緯度側のベルト状ディフューズオーロラより高緯度に位置するアーク状オーロラに伴って出現する。
- 4) 3)の期間に出現したアーク状オーロラは、パルセーティングオーロラの停止後も持続し、いわゆるステープルディスクリートークの形態を取る。
- 5) ステープルディスクリートークは22時5分よりレイ構造の出現とともに、強度及び活動度が増大し、22時6分及び13分に強いブレイクアップを引き起こす。



第1図



第2図 5577Åによるオーロラ画像  
(22時05分)

平沢威男 小野高幸 江尻全機 (国立極地研究所)

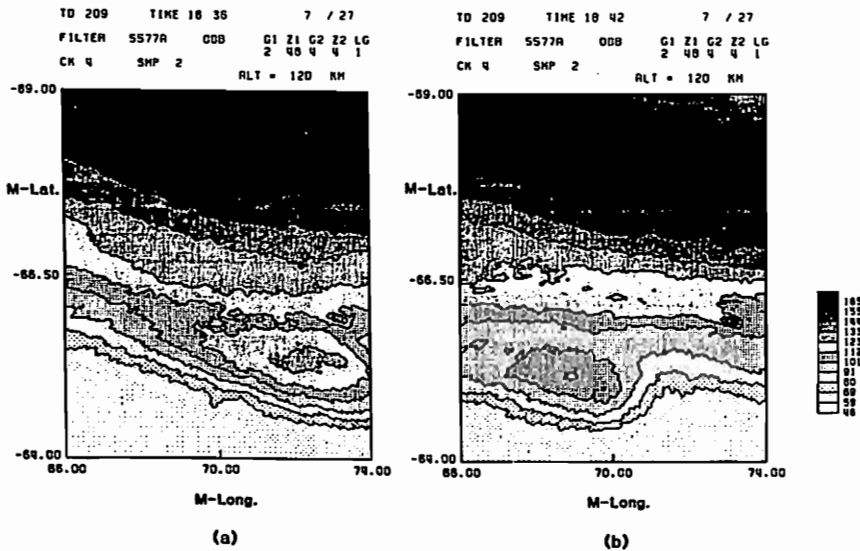
オーロラ単色光 (5577A) 画像データを用いて、オーロラの形態と動きの解析を、特に、オーロラ・ブレイクアップ時 (Substorm 開始時) に関して行った。その結果、

(a) 午後側 (地磁気地方時 18~21時) では、小規模 (地磁気緯度中約 0.5~1度、経度中約 1~2度程度) な Westward traveling surge によって Substorm は起こされている。surge の通過速度は約 1~2 km/sec、しかし、個々の surge が伝播する距離はせいぜい数 100 km 程度である。オーロラ オバールに沿って夜側から午後側へと伝播するように見えるのは複数の surge が連続して発生し、見かけ上のもと考えられる。

(b) 真夜中前 (地方時 21~24時) に観測される Substorm の殆どは大規模 (緯度中 1~3度、経度中 2~5度) な Surge によって起こされている。Surge の西方への移動速度は 2~5 km/sec、極方向へは約 2 km/sec の速さで展開する。また Surge は必ずしも一本の arc ではなくいくつかの arc の重ね合わせである。時に過状態を示し、多くの場合この状態から急速な極方向への移動を開始する。

(c) 真夜中後 (地方時 00~03時) の Substorm は  $\Omega$  band 型オーロラの急激な発達 (30 sec ~ 1min 以内) によって起こされている。 $\Omega$  band 型オーロラは形成の初期にその極側に discrete arc を伴うことが多い。この arc は東方に移動しその速度は約 2 km/sec、時に 10 km/sec を越すこともある。 $\Omega$  band の極側のフロントは波状構造を示し、東方へと約 1 km/sec の速さで移動する。

上記解析結果と DAMP auroral image とを相互に比較・検討し、auroral breakup時の構造を議論する。



図説明 : オーロラ単色光 (5577 A) 画像データの例

1. はじめに

夜間大気光の中で可視から近赤外域で連続スペクトルを持つ“連続大気光”はその観測上の困難さのために、観測例は極めて少なく、またその発光のメカニズムもよく分かっていない。しかしながら連続大気光の強度や発光高度を知ることは下部熱圏の光化学をよりよく理解する上で重要であるし、またほぼ同じ高度で光っていると思われるO II大気光等ほかの輝線、バンドスペクトルを持つ大気光をロケット観測による高度分布を測定する場合、それらの大気光をこの連続光成分から分離して測定する上でも、極めて重要である。我々はS-310-16号機によって連続大気光のスペクトル分布と発光層高度分布を同時に観測することに初めて成功したが、その解析結果に基づいて連続大気光の発光過程について考察する。

2. 観測結果及び考察

ロケット実験は1986年2月1日(2240 JST)に之内浦に於て行われた。観測に用いられた photometer はロケット軸に垂直方向に視野(4°)を持つ side-looking photometer である(1)。連続光観測は、ロケットの上昇時、高度55kmでの開頭直後に開始され、その後最高高度200kmに達した後着水時まで連続的に観測が行われた。今回は星センサーを指図していないためにロケット姿勢のデータとしては地磁気センサーによる磁力線との傾角の測定値、さらに大気光の van Rijn 効果による増角の天頂角依存性のふたつを用いて視野方向を決めた。上昇時の各 photometer の出力の高度分布を微分して得られる発光層高度分布は約90±2kmにピーク高度を持ち、発光層の厚さは約8kmである(第1図)。連続大気光の発光メカニズムとしてはNO+O→NO<sub>2</sub><sup>+</sup>、NO+O<sub>2</sub>→NO<sub>2</sub><sup>+</sup>+O<sub>2</sub>によって励起状態のNO<sub>2</sub><sup>+</sup>ができそれが発光して連続スペクトルを放出するというものがあり、このふたつの発光スペクトルは室内実験により測定がなされている(2)。この外に酸素原子の再結合による電子励起状態のO<sub>2</sub>による発光も可能性が指摘されているが強度またはスペクトル分布の詳細についての研究はほとんどなされていないのが現状である。今回得られた高度はNO+O→NO<sub>2</sub><sup>+</sup>+Hの反応によって連続大気光が励起されると考えると都合がよいし、また酸素原子の再結合による発光の高度とも大体一致する。

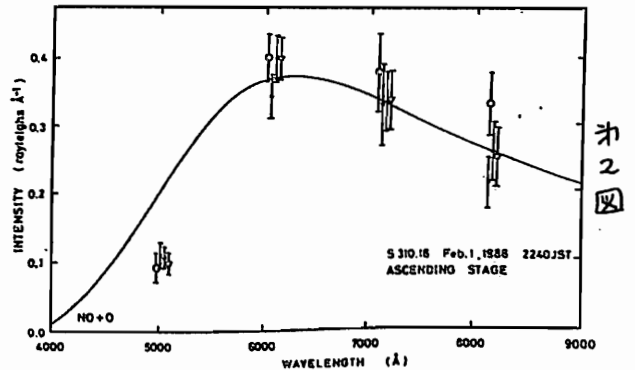
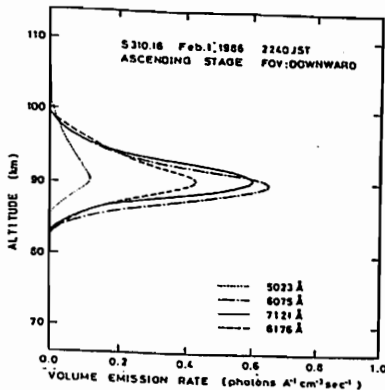
つぎに各波長での発光スペクトル強度は6075Åに最大強度を持つような波長分布が得られ(第2図)、この結果はNO+O反応によるスペクトルの室内実験値とよい一致を示すことが分かった。この様に発光層高度(第1図)、及びスペクトル分布の測定(第2図)、のふたつの結果から判断すると連続光の発光は主にNO+O反応によって起こっていると考えられる。

連続光の天頂強度としては5023Åで0.10R/A、6075Åで0.37R/A、7121Åで0.36R/A、8176Åで0.36R/Aという値が得られた。我々が過去に行った実験としては1981年8月24日夜に打ち上げられたS-310-10号機で7150Åの photometer により上昇時0.31R/A、下降時0.24R/Aという値が得られており、今回の測定強度とほぼ一致した結果となっている。

このように連続大気光のスペクトル分布および高度分布がロケット観測としては今回初めて明らかにされた。これによりこれまで詳細が知られていなかった連続大気光の発光メカニズムや強度についての研究がより進展することが期待される。今回の観測結果の詳細は近日中に公表される予定である(3)。

1. 渡辺・高野・中村, 宇宙観測シンポジウム昭和60年度, p67-68.
2. Sutoh et al., J.Chem.Phys., vol.72, 20, 1980.
3. Watanabe et al., to be published, 1986.

オ1図



オ2図

成層圏NO (一酸化窒素) の日出時の観測  
(MAP-GLOBUS NO<sub>x</sub> Campaign)

近藤 豊・岩田 晃・高木 増美・森田 恭弘 (名古屋大学空電研究所)

W. A. Matthews (DSIR, New Zealand)

P. A. Imedieu (CNRS, France)

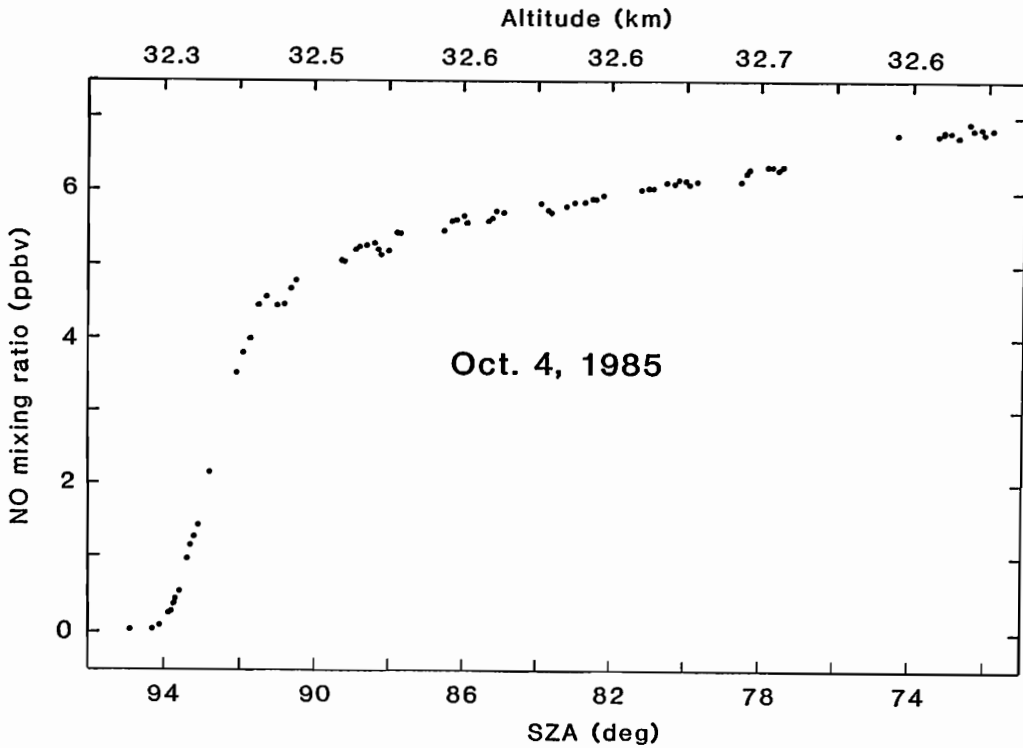
1985年の秋に、フランスのAire-sur-l'Adour (44° N, 0° W) で、成層圏NO<sub>x</sub>の測定を目的としたMAP-GLOBUS NO<sub>x</sub>キャンペーンが行なわれた。

我々は、9月19日と10月4日の2回のフライト実験を行なった。9月19日は日没時のNOの観測が主として行なわれ、測定結果については、既に発表した。

1986年の春期学会、宇宙科学研究所報告 (大気球特集号、1986年) を参照。

10月4日は、日出時のNOの変化及び15-33kmの高度分布の測定が行なわれた。33km高度での日出時のNOの変化の様子が、初めて詳細に観測された。(図)

観測結果を定量的に解析するための作業も国際的に行なわれつつある。





# 成層圏NO<sub>2</sub> 観測 (MAP/GLOBUS 国際 共同観測) [II]

嵯崎和夫・岩上直幹・小川利弘  
(国学院大) (東大理)

1985年9月にフランスの Aire sur l'Adour において実施した MAP/GLOBUS (NO<sub>x</sub> Campaign) 国際共同観測での我々のグループのNO<sub>2</sub> 観測結果について報告する。上記 Campaignの詳細については昭和60年度大気球シンポジウム報告等を参照されたい。

## 1. 観測結果

1図に我々が観測した日没時のNO<sub>2</sub> 分布(▲印)を示す。同時に我々のグループがこれまでに実施した中低緯度での観測結果も記してある。1978年の三陸での初めて観測した分布以外、25km以上で同様な分布が得られている。この範囲の高度でNO<sub>2</sub> 分布がかなり一様であることを示唆している。これに対し25km以下では個々の観測のバラツキが大きい。水平輸送の効果(大気運動)が重要であることを意味していると考えている。

## 2. 相互比較

今年7月9~11日、フランスのツールーズにおいてデータ検討会を開いた。各グループのデータ解析が完全には終了していないが、今回はフランス CNRS と名大空電研グループの結果との比較を示す。

2図に各グループの結果を示す。CNRSのグループは我々と同じ可視分光法を用いており、今回の結果も誤差の範囲内で両者は一致している。空電研グループのNO観測は化学蛍光法を用いた in situ 観測で、今回のデータは昼、気球上昇時の値である。NO、NO<sub>2</sub> は大気光化学で密接に結びついた分子であり、光化学理論との検証も今回の目的の一つである。日没時と昼、remote, in situ と互いのデータの直接比較はできないが、NO<sub>2</sub> の日変化を考慮し、O<sub>3</sub> 分布も加えて [NO] / [NO<sub>2</sub>] 比が理論値とどのような関係にあるかを示したい。詳細は講演時に報告する。

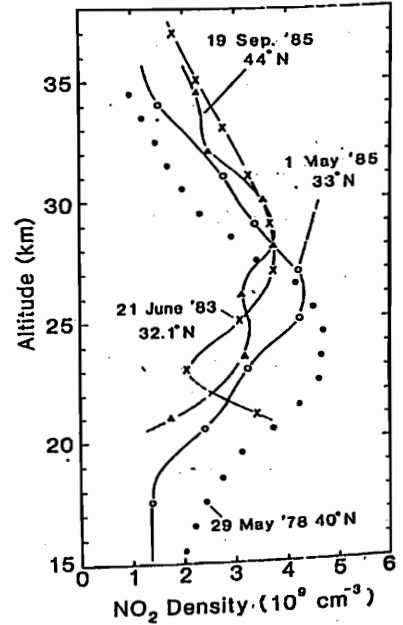


図1

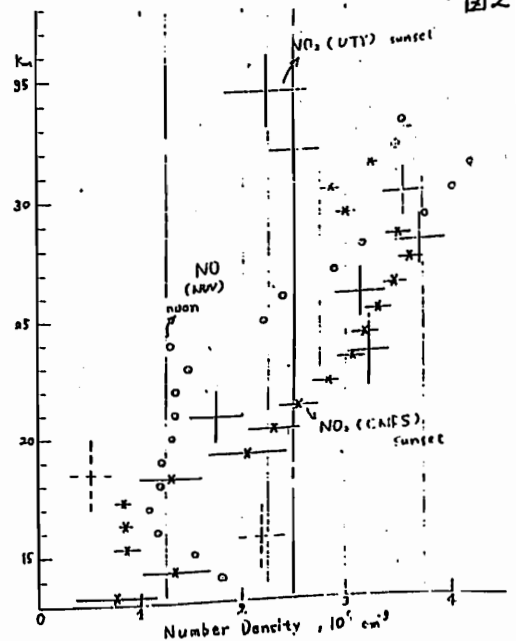


図2

秋吉英治・藤原玄夫

(九大理)

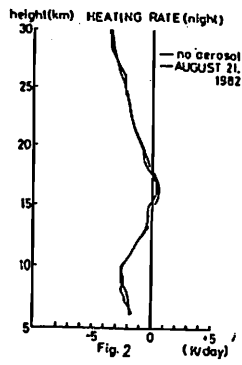
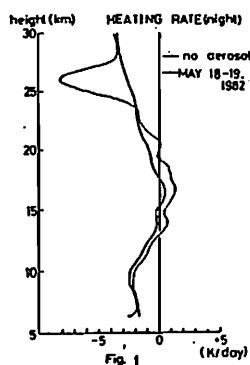
火山爆発によって 成層圏～対流圏上部のエアロゾルが増加した場合、夜間にどの程度の加熱率が生じるかを放射伝達方程式を用いて調べた。昼間の太陽光の散乱吸収まで考えると、多重散乱を含めた方程式を用いなければならず、めんどむになるので今回は、散乱効果の無視できる夜間の赤外領域における加熱効果のみを調べた。

計算方法と結果

加熱率の計算には、赤外での散乱効果を無視した放射伝達方程式 (Schwarzschild's equation) を用いた。大気とエアロゾルとが混合した平行平板大気を考え、その Optical Depth は 水蒸気、オゾン、二酸化炭素による Optical Depth  $\tau_p$  と エアロゾルによる Optical Depth  $\tau_{p,A}$  とをたしあわせたものとし、

$$-\cos\theta \frac{d I_p}{d(\tau_p + \tau_{p,A})} = -I_p + B_p(T)$$

$B_p(T)$ : Planck の黒体放射関数を解くことにより加熱率を計算し、エアロゾルのない場合の加熱率との差で加熱効果を検討した。Fig.1 と Fig.2 は El'Chichon 火山爆発後の 1982 年 5 月と 8 月の Hofmann & Rosen (1983) によるエアロゾル個数密度観測データを用いて計算した夜間の加熱率を示す。大気モデルは McClatchey et al.(1972) の熱帯大気モデル、粒径分布は  $\sigma=1.8$ 、モード半径  $r_m=0.2 \mu m$

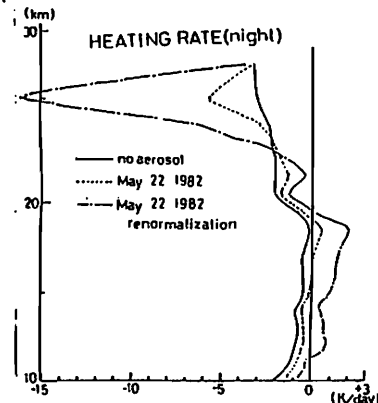
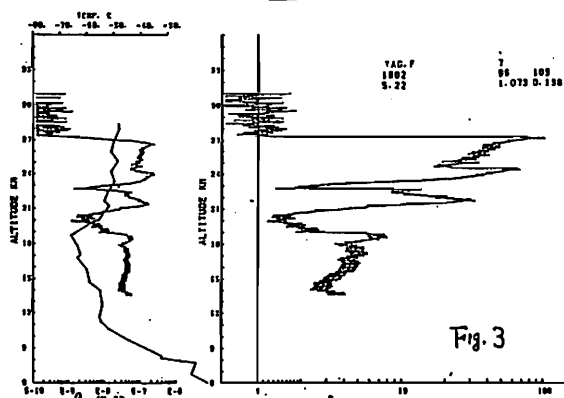


の ZOLD 分布を用いた。熱帯対流圏上部では温度が低いために、エアロゾルの存在は夜間でも加熱を起し得ることがわかる。

Fig.3 は九大の YAG レーザーの基本波長 ( $\lambda=1.064 \mu m$ ) を用いた 1982 年 5 月 22 日の観測により得られた後方散乱係数  $\beta$  と 散乱比 R、ゾンデにより得られた気温の鉛直プロファイルであるが、この  $\beta$  を Pinnick(1980) の方法に従い赤外域の Optical Depth に変換して 前述の方程式を用いて計算した加熱率を Fig.4 に示す。

一点鎖線は、同じ九大の観測データを renormalize した値を用いて計算した加熱率であるが、El'Chichon 火山爆発後 1~2 ヶ月のこの時期は 正確に  $\beta$  の絶対値を決めるのは難しく、計算した点線と一点鎖線の値は 取り得る値の幅ぐらゐに考えるのがよいと思われる。

\*J.G.R. 85 4059-4066 1980



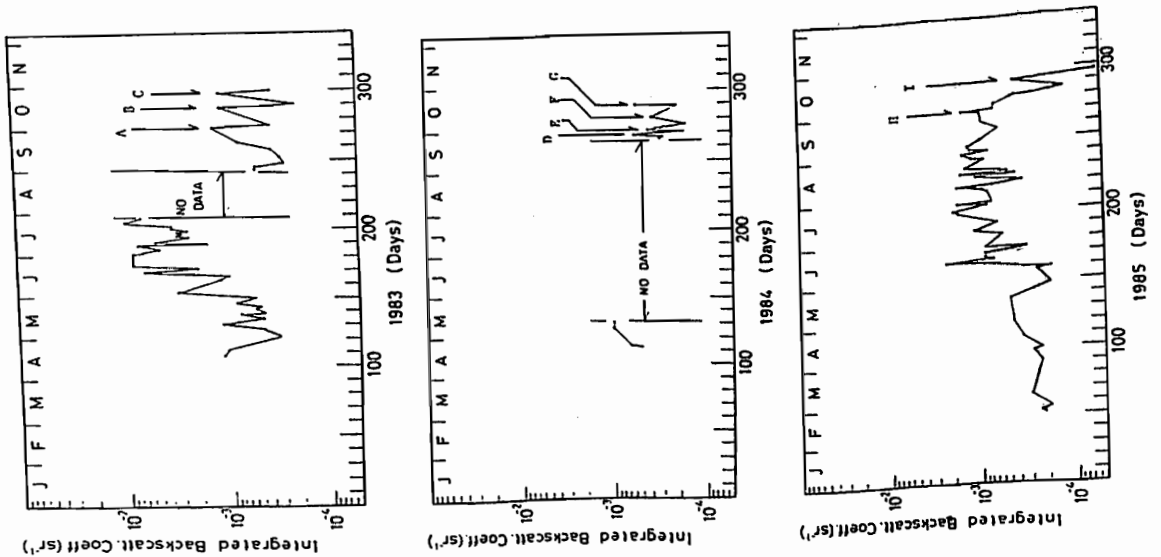
昭和基地におけるライダー観測

岩坂泰信(名古屋大学水圏研)

小野高幸(極地研究所)

野村彰夫(信州大学工学部)

**Abstract** Measurements on stratospheric aerosols at Syowa Station (69°00'S, 39°35'E) in 1983, 1984, and 1985 are described. Year-to-year change in aerosol content was influenced by volcanic eruption of Mt. El Chichon (spring 1982, Mexico) and variations of stratospheric temperature. Aerosol load of spring 1985 was larger than that of spring 1983 even though the effect of the volcanic eruption was more severe in 1983. Continuous decreasing of average stratospheric temperature in spring may be essential for this. If heterogeneous reactions are indeed important for Antarctic ozone depletion, rates of heterogeneous reactions in Antarctic spring increase from 1983 to 1985.



藤原玄夫・大塚宣子・秋吉英治  
(九大理)

El Chichon火山噴火以前の成層圏エアロゾルは、その絶対量が少ない上に日々の変動が大きく、しかも比較的小さな火山噴火によって乱されるため、季節的変動を検出するのが困難であった。

1982年4月のEl Chichon火山噴火によって成層圏のエアロゾル量は一挙に数100倍にも達した。この多量のエアロゾルは、最初の年には複雑な変動を示したが、1983年以降には全体として減少の一途を辿っている。この多量のエアロゾルの減少過程で、全体的に単調な減少に重畳して、El Chichon以前にはあまり明瞭でなかった季節的変動が顕わになった。

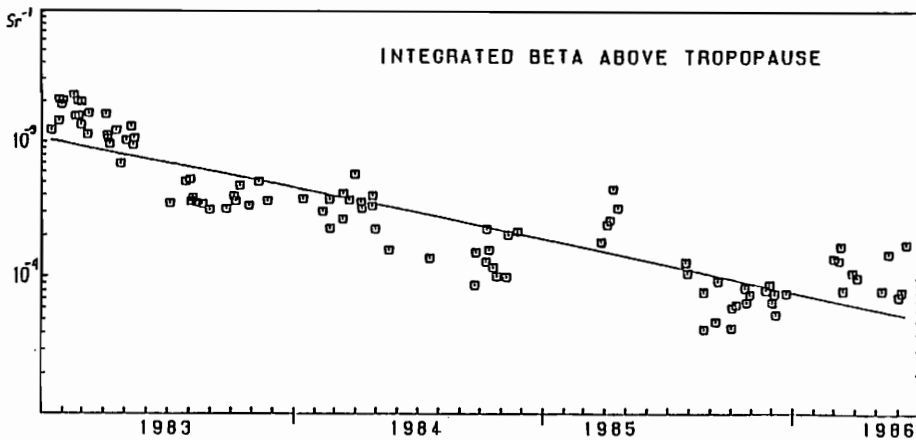
YAGライダー(波長1.064 m)によって福岡で観測された、1983年以降の成層圏エアロゾル後方散乱係数の高度プロフィールを検討した結果、つぎのような季節的変動が見いだされた。

(1) 成層圏エアロゾルの全量(後方散乱係数高度積分値)は、冬から春にかけて極大値、夏から秋にかけて極小値をとる。この季節変動はある特定の高度(ピーク高度、または圏界面高度より数km上の高度)より上のエアロゾル量に関してはあまり明瞭ではない。

(2) 高度プロフィールの形状は、夏には安定した薄い層をなしているが、冬、春にはピークがしばしば複数個出現し、そのうちの1つは夏のものと同様同じ高度である。このことは、冬、春に圏界面がしばしば複数個出現しそのうち1つが夏の圏界面高度にほぼ等しいことと対応しているようである。

成層圏エアロゾルのこのような季節的な変動の要因としては、温度場の変動に伴うエアロゾル粒子の生成・消滅あるいは凝縮・蒸発の過程と大気大循環によるエアロゾル輸送の過程が考えられる。

今回は、福岡で得られたライダー観測データとレウィンゾンデのデータ、および他の観測点におけるライダーデータの解析から、成層圏エアロゾルの季節的変動の様相を示し、エアロゾルの生成過程と輸送過程に関する若干の数値計算をおこなって、季節的変動の要因を考察する。



伊藤 富造・ 木田 秀之・ 宮永 健\*\* 巻出 義雄\*\*  
 酒井 均' 堤 真' 中澤 高浩!!  
 \*宇市研 \*\*東大理 I 東大海洋研 !!東北大理

昨年に引続き、本年もクライオサンプリング法により成層圏大気の採取およびそれに含まれる微量成分気体 ( $\text{CCl}_3\text{F}$ ,  $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ) と炭素の同位体比 ( $\delta^{13}\text{C}$ ) の分析を行った。今回の実験では、気球は昭和61年5月28日三陸大気球実験場より放球され、機器も無事回収された。

システムの基本的構成(図1)、実験方法は昨年の場合と同様であるが、前回みつかった不具合等には改良をほどこした。今回はB30(容積3万 $\text{m}^3$ )の気球を使用したため、到達高度は約33K $\text{m}$ になった(図2)。その後少しずつ高度を下げながら33, 30, 27, 24, 21, 18K $\text{m}$ の6点で、またパラシュート降下中に13.5K $\text{m}$ の1点で大気の採取を行なった。これら全ての操作は順調に行なわれ、海上での回収もごく短時間の後に終了した。

採取した試料の一部は別に用意した保存容器に分け取り、残りを分析した。

予稿の段階では最終的な分析結果は出ていないが、講演時には報告する予定である。

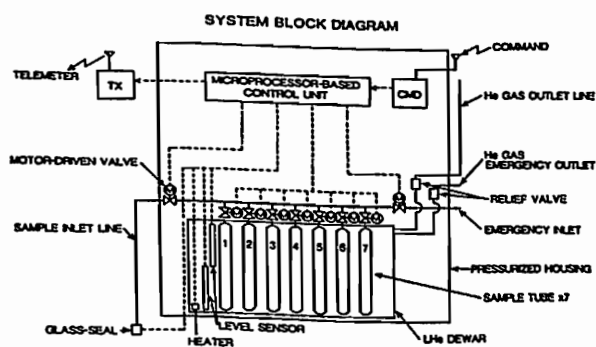


図 1

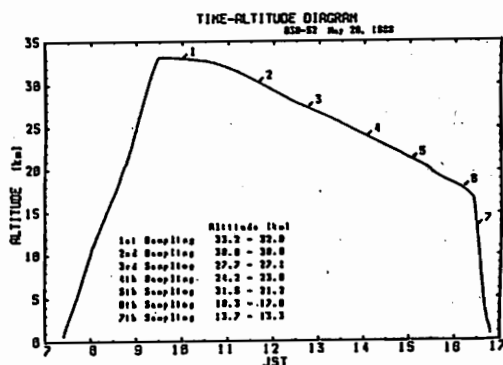


図 2

柴田 壽 , 奥澤隆志  
(電気通信大学)

熱圏大気重力波のスペクトルを決定している要素の一つとして、波動-波動共鳴相互作用の果たす役割の重要性が指摘されている<sup>1),2)</sup>。本研究の目的は、その役割をできるだけ定量的に評価することにある。今回はその予備的段階として、等温、無損失、弱い非線形の仮定のもとに、共鳴関係にある三波の重力波のエネルギーがそれぞれどのように時間変化するかを調べた。

共鳴状態にある三波（周波数,  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ; 波数,  $k_1, k_2, k_3$ ）の振幅関数を、それぞれ  $A_1, A_2, A_3$  とする。共鳴条件を

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_2 + \omega_3, \\ k_1 &= k_2 + k_3, \end{aligned} \tag{1}$$

とした場合、各波の振幅は、次のような結合方程式で表現される<sup>3),4)</sup>。

$$\begin{aligned} \partial A_1 / \partial t &= K_{k_1, k_2, k_3} A_2 A_3, \\ \partial A_2 / \partial t &= K_{k_2, -k_3, k_1} A_3^* A_1, \\ \partial A_3 / \partial t &= K_{k_3, k_1, -k_2} A_1 A_2^*. \end{aligned} \tag{2}$$

ここで、 $K, \dots, \dots$  はそれぞれの場合の interaction kernel である。解析解は、(2)式を大気重力波の分散関係式と適当な初期条件のもとで解くことにより得られる。

$$\text{図1に、} \begin{cases} \omega_1 > 0, \omega_2 > \omega_1 > 0, \omega_3 < 0, \\ |A_1(t=0)|^2 = 0, |A_2(t=0)|^2 \neq 0, \\ |A_3(t=0)|^2 \neq 0 \end{cases}$$

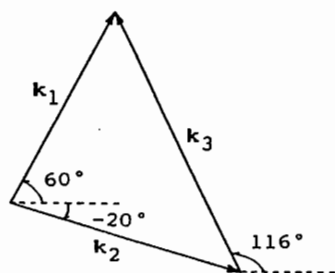
の場合に得られた結果の一例を示す。横軸は、'波-1'の波動周期で正規化した時間を表し、縦軸は、波のエネルギー密度に相当する。初めの時間帯に注目すると、図より、当初、ゼロ振幅であった'波-1'が、時間の経過とともに'波-2'よりエネルギーをもらい、4~5周期の時間内にピークに達するよう成長することが分かる。また、'波-3'も'波-2'よりエネルギーをもらって成長し、それに伴い、'波-2'のエネルギーはゼロに落ちてしまうことが分かる。

紙幅の都合により、詳しい議論は講演時に譲る。

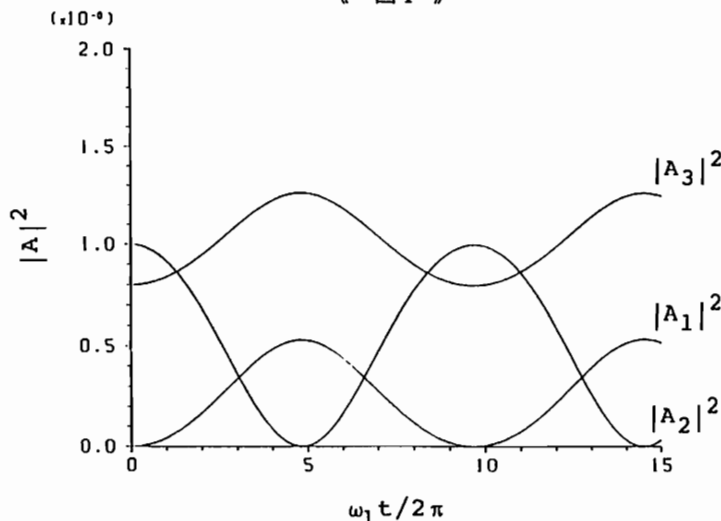
参考文献

- 1] Beer, T.; 'Atmospheric Waves', Adam Hilger, London (1974)
- 2] Yeh, K.C. and C.H. Liu; Radio Sci., 20, 1279 (1985)
- 3] Davidson, R.C.; 'Methods in Non-linear Plasma Theory', Academic, New York (1972)
- 4] Yeh, K.C. and C.H. Liu; J. Geophys. Res., 86, 9722 (1981)

$$\left( \begin{array}{l} \omega_b \text{ (Brunt 周波数)} \\ = 8.06E-3 \text{ (rad/sec)} \\ \omega_1 = 4.03E-3 \text{ (rad/sec)} \\ k_1 = 1.39E-4 \text{ (1/m)} \\ \omega_2 = 7.57E-3 \text{ (rad/sec)} \\ k_2 = 1.67E-4 \text{ (1/m)} \\ \omega_3 = -3.54E-3 \text{ (rad/sec)} \\ k_3 = 1.98E-4 \text{ (1/m)} \end{array} \right)$$



《 図 1 》



中間圏高度の慣性重力波の特性  
M U レーダーによる観測

村岡良和 川平浩二  
(兵庫医大・物理) (京大・理)

I. はじめに

中層大気中には下層から伝播してくる様々な周期をもつ波動が存在している。これらの相互作用を行ない、平均流に大きな影響を与えることがこれまで理論的に明らかにされてきた。また、この相互作用は波動の振幅が非常に大きくなる中間圏で顕著な現象になると考えられている。したがって、現実などのような波動が中間圏高度に存在し、相互作用に重要な役割を果たしているかを観測で実証することが今後の課題である。このような目的のために、M U レーダーによる中間圏高度の風の観測が極めて有力な手段になることを前回講演で報告した。今回は、これまで行なわれた中間圏風の観測から見出し) 内部慣性重力波の特性について報告する。

II. 観測と解析方法

観測は、京都大学超高層電波研究センター共同利用研究の一環として、滋賀県甲賀郡信楽町(34.9°N, 136.1°E)に設置されたM U レーダーを用いて上部中間圏(60~90 km)における風速三成分の測定をドップラー法によって行なった。風速は約30分単位で積分された散乱エコーのドップラーシフトから求められ、平均風はさらにこれらのある時間にわたって平均したものである。また、風速測定の高度分解能は約0.6 kmである。これらの精度は中層大気中で典型的に見られる慣性重力波の周期および鉛直波長の大きさと比べて充分小さい。

M U レーダーによる観測の特徴は水平風だけでなく、鉛直風の測定が可能なることである。したがって、波動の伝播に関しても鉛直成分を含めたより深い議論が可能になると思われる。

III. 慣性重力波の理論的特性

大気の運動を決定する基礎方程式から適当な仮定を用いて慣性重力波に対する分散関係式は

$$\hat{\omega}^2 = \frac{N^2(k^2 + \ell^2) + f^2(m^2 + 1/4H^2)}{k^2 + \ell^2 + m^2 + 1/4H^2}$$

となる。さらに、これを用いて風速三成分に対応する平面波の複素振幅(U, V, W)の偏波の関係式

$$\begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k\hat{\omega} + i\ell f}{\hat{\omega}^2 - f^2} \\ \frac{\ell\hat{\omega} - ikf}{\hat{\omega}^2 - f^2} \\ -\frac{m}{N^2}\hat{\omega} \end{bmatrix} P$$

が得られる(Pは圧力の複素振幅)。

IV. 結果

M U レーダーによる観測から得られた結果の要点は以下の通りである。

- (1) 水平成分の風速のホドグラフは高度の増加と共に時計回りの回転を示す。これは、上向きの群速度を持つ周期の長い( $\hat{\omega} \geq f$ )慣性重力波の特徴である。
- (2) 特徴的な鉛直波長は6~7 km程度である。
- (3) 鉛直成分と水平成分のホドグラフから波動の偏波面の形が求められ、水平伝播の方向を決めることができる。

さらに、詳細については講演時に報告する予定である。なお、レーダー観測およびデータ解析に当たって全面的にご支援を頂いた、超高層電波研究センターの各位、特に深尾昌一郎、津田敏陸ならびに佐藤亨の諸氏に深く感謝致します。

# MUレーダー観測における 中間圏乱流散乱と重力波の関連

山本 衛、津田 敏隆、加藤 進  
(京大・超高層)

前回我々はMUレーダーによって一か月に4日間連続に行われているGRATMAP観測のデータを用いて、中間圏で得られる乱流散乱エコーが長時間持続する散乱層を形成し、その高度が時間と共に下降することが多いことを報告した。これらの事実から乱流散乱層は背景の大気波動の消散による乱流生成の結果生じると考えられている。

図1に本年2月13日の観測によって得られた中間圏エコーパワーの等高線図と各2時間平均の東向き風速を示す。風速プロファイルからは背景風成分が取り除かれているが、下向きの位相速度約0.6km/hr, 鉛直波長約18kmの慣性重力波と思われる波動がみられる。またエコーパワーの図に描かれた等位相線によりこの日の乱流散乱層が重力波と同じ位相速度で下降していることがわかる。この関係は次の日の観測でもみられており、乱流が重力波のある位相において生成される様子があきらかとなった。乱流生成の機構は慣性重力波によるリチャードソン数の高度分布から推定することが可能である。更に他日の観測によって周期30分程度の重力波に同期する乱流散乱の変動やKelvin-Helmholtz不安定によると思われる周期約9分の視線方向風速変動に伴う散乱層の高度変動も得られており、今回はこれらを含めた乱流散乱と波動の関連について発表する予定である。

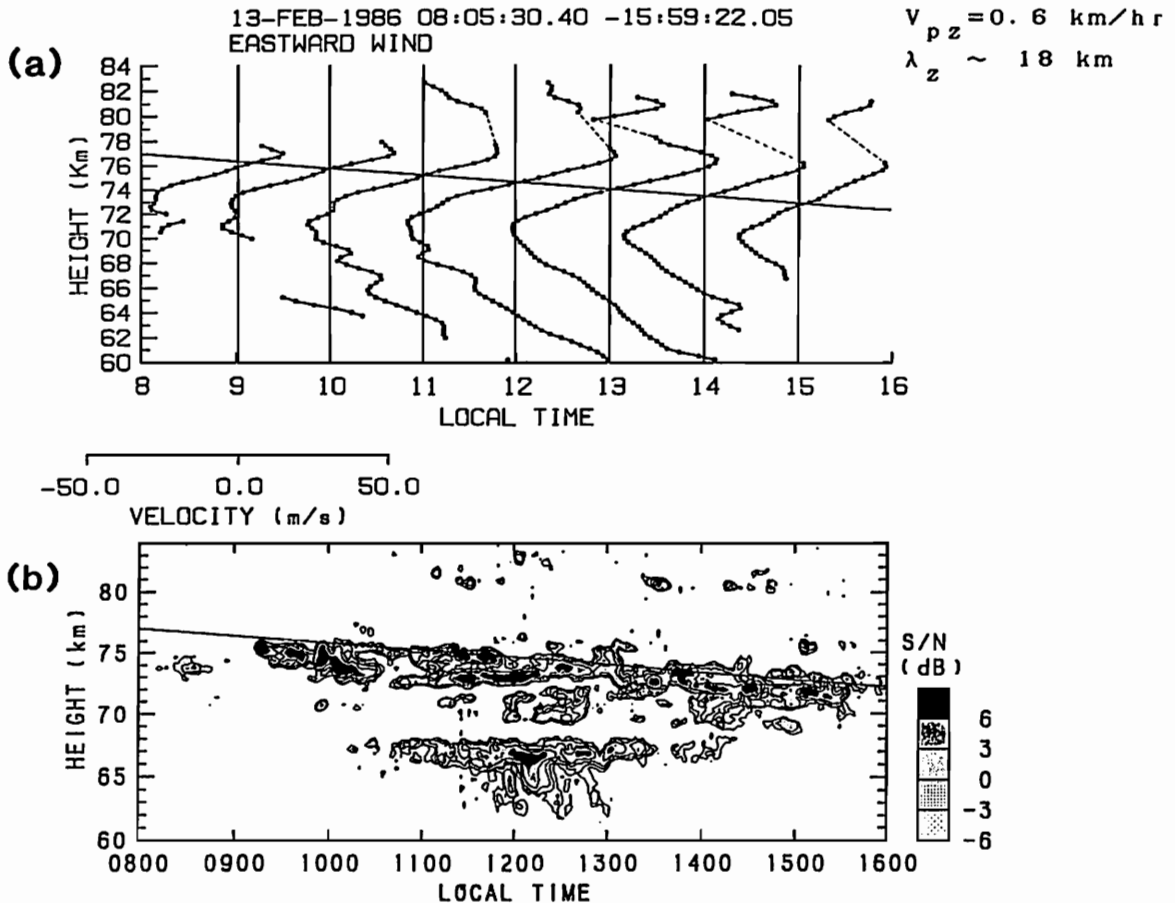


図1 1986年2月13日の(a)各2時間平均の東向き風速及び(b)散乱エコーパワーの時間・高度分布を示す。風速プロファイルの背景風成分は一次関数近似によって取り除かれ、波長4.5km以下の成分はローパスフィルターによって除かれている。また(b)には(a)に示したものと同一等位相線を描く。



柴田 隆、福田光伸、成清 徹、前田 三男 (九大工)

昨年4月から約1年間 X e F エキシマレーザーを用いた Rayleigh ライダーによる中層大気密度、温度の観測をおこなった。観測は快晴の夜に限られることから、月に約2回の頻度で、1夜につき平均約5時間の観測を行うことが出来た。得られた高度範囲は30から70 km、最小の時間、距分解能はそれぞれ2.5分、150 m である。測定誤差は15分、1.5 kmの分解能で、高度50、60 km それぞれに付いて約1%、3 K、および3%、10 K である。

得られ密度データより15 km以下のスケールの変動成分をもとめ、その特徴を調べた。図1に昨年8月19日から20日にかけての観測例を示す。約10 kmの波の位相が下向きに移動している様子が見える。これは、ほとんどの測定例で見られる。変動のピークの移動の様子から、特に図1の例では位相速度下向き1 km/hが見積られる。図2は同様の方法で得られた昨年4月から本年3月までの、位相速度の変化を示している。9月に最小値 -1.2 km/h をとるが、冬期は位相の動きが非常に遅く、1月、2月はほぼ0 km/h である。図2右側に卓越波長10kmに対して位相速度か求めた周期を示している。半数以上の例で、周期は、福岡での慣性周期、約22時間を越えている。これらの例では、密度の変動が慣重力波によるとすれば、平均流による Doppler-shift で周期が長くなったと解釈できる。これは、波の水平位相速度が平均流とは逆向きになっているべきことを示している。このほか以下のようなことが明かとなった。波長10 km 付近の波の振幅は4月、10月に極小、8月、2月に極大をとり、半年変化を示す。密度変動の鉛直波数に対するパワースペクトル密度は  $-5/2$  乗の傾きを持つ。波のエネルギーは45 km 付近まで高さとともに減少傾向を示す。

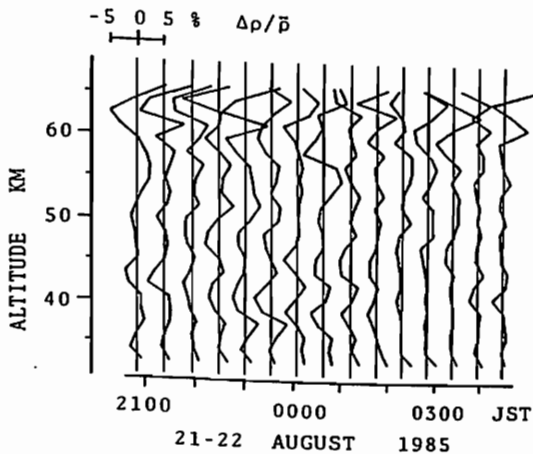


図. 1

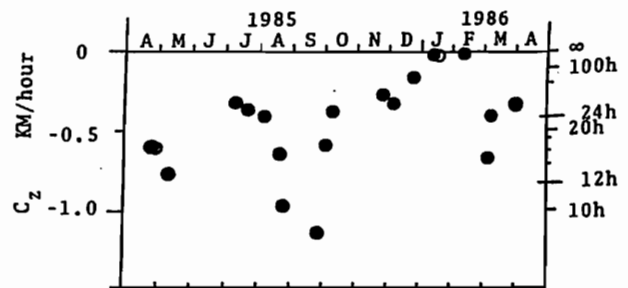


図. 2

## 観測

加藤 進 , 津田敏隆 , Vincent, R.  
 (京大超高度電波研究センター), (京大超高度電波研究センター), (アデレード大物理)

Kyoto meteor radar has been almost continuously working for several years collecting a large amount of data relative to meteor height dynamics. Among various atmospheric waves delineated from the data, we are interested in waves with a period of about two days in the mesosphere. The wave may be a free mode of the atmospheric wave which is excited below but reach the thermosphere, wherein possibly producing a dynamo action. However, details remains unknown as yet.

It is now found that the period varies, increasing from 2.2 days in early summer to 2.0 days in early fall. In some summer as in 1985 the activity remains very low. A comparative study by Kyoto meteor radar and Adelaide partial reflection radar suggests that the wave amplitude is much larger in the southern hemisphere than in the northern hemisphere while the phase is fairly consistent with that of an antisymmetric Hough mode. Generally, waves with a few day period seem to contaminate daily wind observations of the mesosphere.

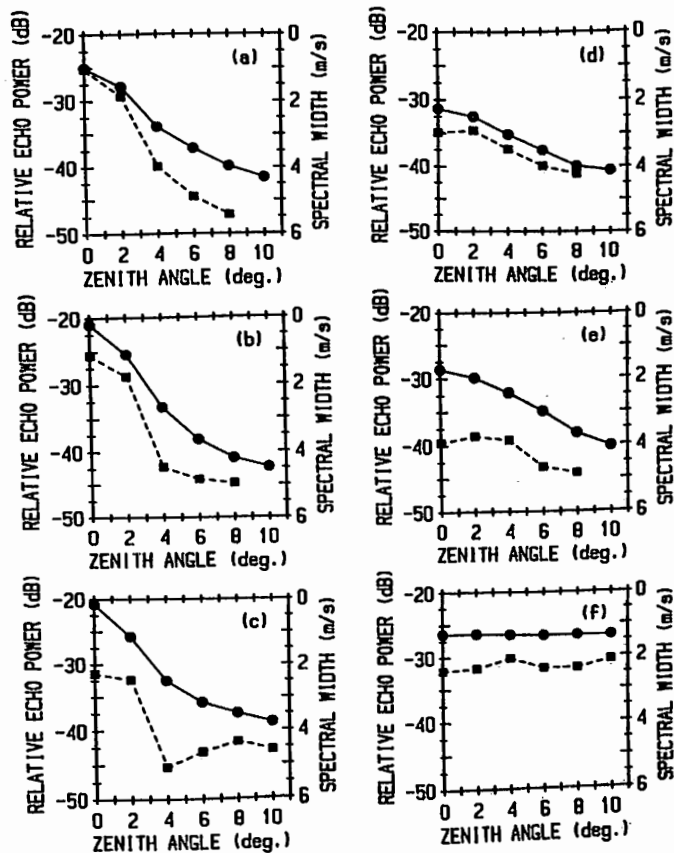
Reflection and scattering of VHF radio wave  
in the troposphere and lower stratosphere

Toshitaka Tsuda, Toru Sato, Shoichiro Fukao and Susumu Kato

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, Kyoto, Uji 611, Japan

By using the fast beam steerability of the MU radar, we have studied the characteristics of the aspect sensitivity of the VHF backscattered echo power in the troposphere and lower stratosphere. The tropopause clearly divides the altitude range into regions with and without large aspect sensitivity. In the stratosphere, large aspect sensitivity occurs in the entire altitude region, and is clearly correlated with the echo power received in the vertical direction. From investigation of the Doppler spectra, it is found that the aspect sensitivity of the echo power is correlated with the zenith angle dependence of the spectral width as shown in Fig. 1. Fairly large aspect sensitive echoes are also received from intense scattering layers in the troposphere, although their time-height variation is large. Because of the large aspect sensitivity of the stratospheric echo power, the effective zenith angle of the antenna beam is smaller than the bore sight angle, so that the horizontal wind velocity can not be estimated correctly from the radial wind velocity measurements done at small zenith angles.

Fig. 1 Zenith angle dependence of  $P_r$  (a circle) and 3 dB spectral width (a square) of the Doppler spectra averaged over 30 min., where  $\chi$  is the zenith angle in degree. Note that the vertical axis for the spectral width is plotted in the reverse direction. (a)-(e) correspond to stratospheric echoes, and (f) to a tropospheric echo.



MUレーダーで観測される  
対流圏・成層圏エコーの高度変化

松本浩昌<sup>1</sup>・木村磐根<sup>1</sup>・深尾昌一郎<sup>2</sup>・津田敏隆<sup>2</sup>・佐藤亨<sup>2</sup>・加藤進<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>京大・工 <sup>2</sup>京大・超高層

VHFレーダーによって観測されるエコーは一般に乱流によるレーダー波長の半分のスケールの屈折率変動(Bragg散乱)に起因すると考えられている。また、エコー強度の天頂角依存性を説明するため天頂方向からのエコーについては分反射の機構も考えられている。一方、レーウィンゾンデ観測によって得られる気圧・温度・湿度の高度プロファイルから平均の屈折率勾配を求めることが可能であり、この量と晴天大気のreflectivityあるいは反射係数を結び付ける理論モデルが考案されている。我々はMUレーダーによって対流圏・成層圏で観測されたエコーの高度変化をこれらのモデルを用いて検討してみた。その結果について報告する。

図1は1985年6月に観測されたエコー強度とモデルの高度プロファイルと比較したものである。図にみられるように観測データは理論モデルと良い一致を示している。この結果を逆に用いるとエコー強度によって平均の屈折率勾配を推定できることになる。このことは、対流圏界面や前線の高度をある程度決定できることを意味する。これより、この期間の観測では上空で前線が通過していることが推定できる。MUレーダーは高時間分解能・高高度分解能で連続観測を行っていることから、対流圏界面や前線についての貴重なデータが得られるものと期待できる。また、エコー強度の季節による違いについても検討を加える予定である。

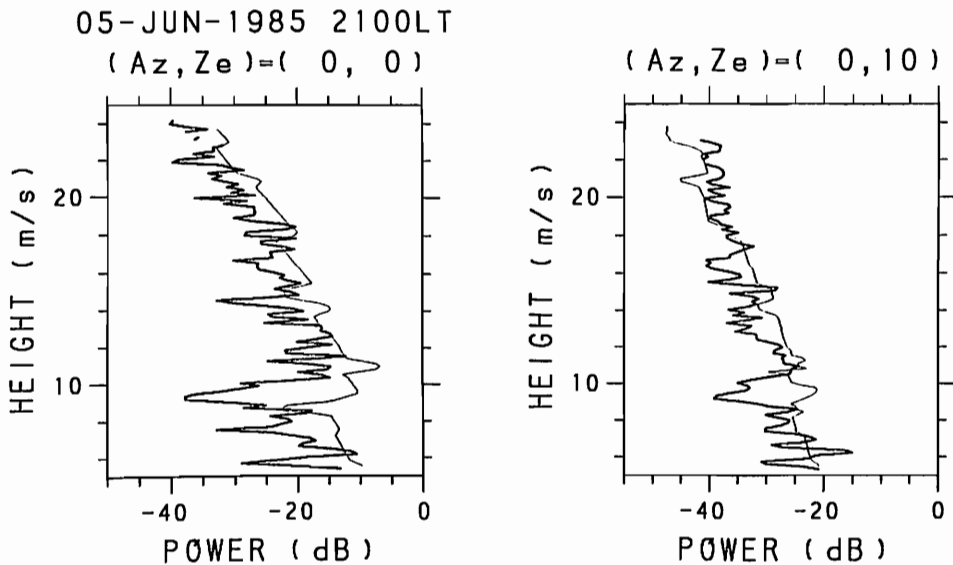


図1 天頂方向(左)と天頂角10度方向のビーム(右)のエコー強度の高度プロファイル。距離による減衰を補正してある。何れも細線はゾンデのデータより求めた理論値。

# M U レーダーによる対流圏擾乱現象の観測

道司 博<sup>1</sup>・木村 磐根<sup>1</sup>・深尾 昌一郎<sup>2</sup>・佐藤 亨<sup>2</sup>・津田 敏隆<sup>2</sup>・加藤 進<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 京都大学工学部      <sup>2</sup> 京都大学超高層電波研究センター

ら乱ではスの工気の幅の雲  
か気測れれる大の示対流  
子大観こ峰れよ、トにら  
粒はの。双らに、ク2か  
雨に時る。見流と、に  
降の雨あが、が乱もベ凶性  
に陰降がる向気をスを称  
と、しこらるの観、常線の  
乱は激るえがルの、非値向  
散ルしれ考広一日の、等方  
のトからもがケ4、り、の間  
らクし得と幅ス月、あ風時  
かベ。がるルい9、で直の  
流ス<sup>1</sup>、るトくな年、図鉛そ  
乱一なるてクえ5、線の、  
気ワなくれべい985、付近は、  
大バとベさスは1985、等付間  
は、ののスクのと1985、幅分  
でコつワマコさは、論ル01  
観工持バがエ小で議ト4約、6月29日  
観散ク広コら十報てク時後<sup>2</sup>、ら  
対と幅の流より本つス1るれ日  
たののに滴乱積る。係け分とえ2に  
いこつ常雨気体れ開お0心考月計  
用。2非に大るらのに2中と6度  
をる。で為もすえ一測時をの年強  
一きす峰のに射考コ観7るも6雨  
ダで当単流合照もエの1こる8降  
一出相ば乱場がとのこく分い9。  
レ検にし気のみる滴は帯6て1一  
Uも滴ば大ル一あ雨1間0したダ文  
M乱雨しいトビでと図時時測ま一考  
散と、レク、一流い8観レ参  
の流は、激べで、コ乱広1を波(

Fukao, S., K. Wakasugi, T. Sato, S. Morimoto, T. Tsuda, I. Hirota, I. Kimura and S. Kato, Direct measurement of air and precipitation particle motion by very high frequency doppler radar, Nature, 316, 712-714, 1985.

<sup>2</sup> 浅井 富夫、武田 喬男、木村 竜治、大気科学講座 2、雲や降水を伴う大気、東京大学出版会、p.128, 1981.

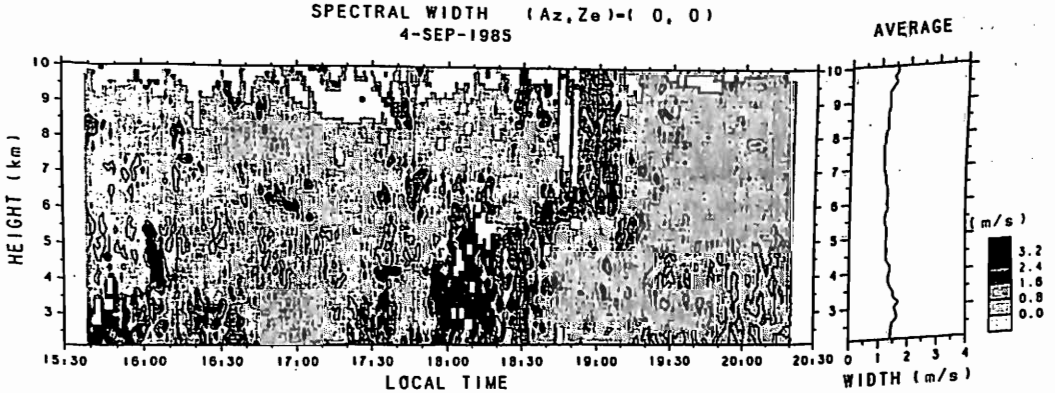


図 1. 1985年9月4日の観測における鉛直方向のパワースペクトルのスペクトル幅の等値線図

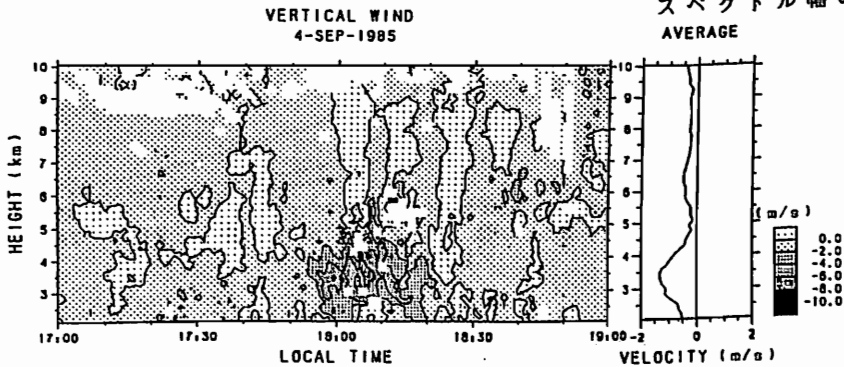


図 2. 図 1 においてスペクトル幅が非常に広い時間帯の鉛直風の等値線図

# レーダー観測による 流星飛跡の時間高度分布の解析

上原 孝之、 津田 敏隆、 加藤 進

(京都大学超高層電波研究センター)

京都大学流星レーダーによる観測をもとにした流星飛跡の時間高度分布についてはこれまでも報告してきたが、電波流星の時間高度分布についてのモデル計算を含めてより詳細な解析を行ったので報告する。

これまで流星飛跡数の季節変化の解析には電離層による反射や外来の妨害電波等の影響を避けるため24時間分のデータを用いずに明け方の2時間分のデータを用い明け方2時間の飛跡数として異常に多いか或は少ないものを除いて解析を行っていた。今回、より正確な解析のためにレーダーの停止期間、電離層反射による観測不能時間等のデータをもとに流星飛跡数の年周変化及び日周変化の再検討を行った。さらに従来は困難であった散在流星と群流星の分離も試みる。流星飛跡数の日周変化については明け方に個数が多く夕方に少ない三角関数で近似できる変化をするといわれていたが、より厳密なモデル計算を行った。流星エコーは飛跡からのフレネル散乱であるため飛跡がビームと直交する形で形成されたときにのみ受信される。そこで流星の速度として三次元の正規分布を仮定し地球の公転速度、地軸の傾き及び観測地点の緯度を考慮に入れてビームに直交する飛跡を作る流星個数を求めた。図1はその結果である。明け方と夕方の個数比及び最大値を取る時刻が季節により異なるのが判る。

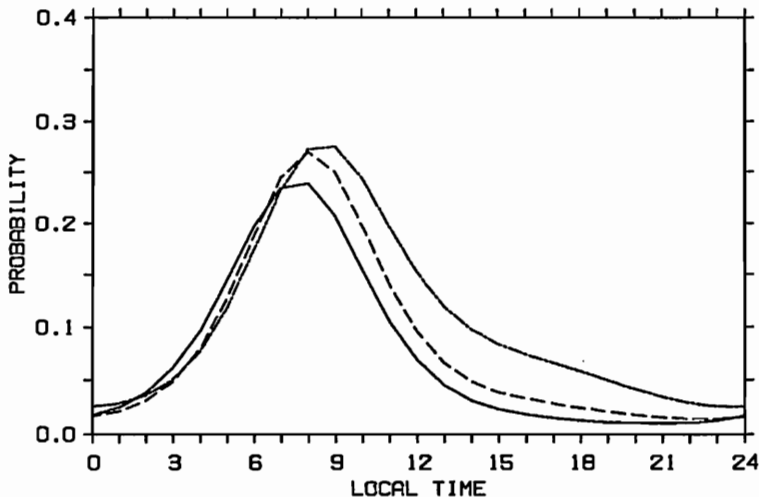


図1. 流星個数の日周変化のモデル計算結果

—— : 春分,    - - - - : 夏至・冬至,    - · - · - : 秋分

## Statistical Errors in the Determination of Winds by the Spaced Antenna Drift Technique

P.T. May and S. Kato

RASC, Kyoto University.

The Spaced Antenna (SA) technique has been used for the determination of horizontal winds in the ionosphere for over 30 years, but until recently no satisfactory theory for the statistical errors in the technique has been developed. Some limited numerical work has been carried out and an unpublished report has given an expression for the error in determining the position of the maxima of cross-correlation functions, but this is only a part of the problem. A rigorous treatment of the errors is difficult and will not be attempted here. However expressions for the errors in the technique can be found using straightforward and simple arguments. The resultant expression for the error in determining the position of the maxima in the cross-correlation functions will be shown to be an improvement over the previous theory. In addition an expression for the error in finding the value of lag such that the auto-correlation function falls to the value of cross-correlation at zero lag, which is the second quantity needed for performing the SA analysis, will also be given. These expressions will be tested using numerical simulations and shown to give excellent agreement over a large range of correlation parameters, such as the fading time of the signal, the record length and the maximum value of cross-correlation. The effect of high frequency noise on the data will also be described. Finally, an experiment using the large 2MHz antenna array located near Adelaide, Australia, in which the theoretical expressions are tested for practical SA experiments will be described. Again good agreement is found, but with the theoretical error being an overestimate, an effect which is ascribed to the effect of applying rejection criteria to the analysis in the real experiment.

大型レーダー観測における  
風速推定精度の評価 (II)

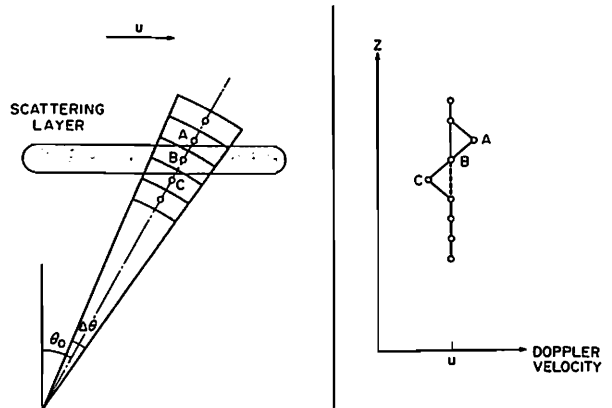
深尾昌一郎\* 佐藤亨\* 稲葉基之\*\* 木村啓根\*\* 津田敏隆\* 加藤進\*

\*京都大学超高层電波研究センター \*\*京都大学工学部

Wind measurement by MST/ST radars is accompanied by a systematic error due to a finite range volume effect which works when a thin turbulence layer is simultaneously located in adjacent several range volumes. The finite range volume effect appears as a false vertical shear of horizontal wind in a vertical scale on the order of a few hundred meters, even if the ambient wind field is uniform (Figure 1). The false wind shear sometimes exceeds  $40 \text{ ms}^{-1}\text{km}^{-1}$  in magnitude or the critical value to induce the Kelvin-Helmholtz instability. Also the effect leads to a false temporal variation of the wind measurement, although the wind field does not change at all. The false wind shear with a magnitude less than  $40 \text{ ms}^{-1}\text{km}^{-1}$  cannot be discriminated from a true one in the observed data. It seems hard to indicate directly that the finite range volume effect appears as theoretically conceived. However, this effect is not a phenomenon that is rarely found but seems to appear quite frequently in the actual atmosphere, judging from wind velocity and echo intensity data obtained by the MU radar in Japan.

The present investigation will show that these errors are well explained by a simple numerical model which is made to simulate an actual observational situation. The observed wind velocity is more reliable at ranges where the echo intensity is relatively large compared with adjacent ranges. The small vertical scale wind shear as well as the temporal variation found only at a specific range should be treated with a great care except when the ambient windfield is weak where the finite range volume effect is not so important. The finite range volume effect is virtually negligibly small for weak ambient wind velocity less than approximately  $10 \text{ ms}^{-1}$  and/or for antenna beam width less than one degree (Figure 2).

Figure 1. A schematic diagram showing the finite range volume effect. Left: Vertical cross section of range volumes illuminated by the antenna beam of MST/ST radars (encircled by thick line). The beam is assumed to be tilted in a vertical plane parallel to the ambient horizontal wind  $u$ .  $\theta_0$  is the zenith angle of the apex (chain) of the antenna beam with one-way half-power width of  $\Delta\theta$ . A thin horizontal turbulence layer indicated by shade is assumed to be simultaneously located at range volumes A, B, and C. Right: Height profile of horizontal wind velocity to be observed in the case shown on the left. A false vertical shear of horizontal wind appears in a height range from A to C.



⊙ : 60m thickness  $Y = 0.036X - 0.018$   
 ▲ : 30m thickness  $Y = 0.032X + 0.010$   
 | : observed

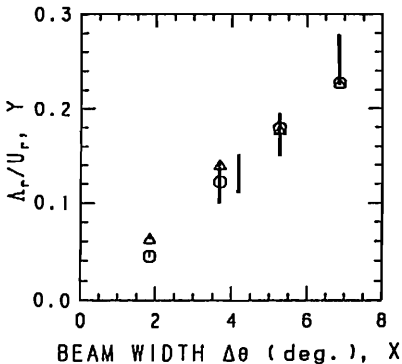


Figure 2. False shear-velocity ratio  $\lambda_r/u_r$  (Y) versus beam width  $\Delta\theta$ (X) obtained by the numerical model. The ratio is given by the gradient of the curves of radial-velocity shear versus radial velocity for respective beam widths. The turbulence layer is assumed to be 60 or 30 cm in thickness. The linear relationship between X and Y given for each layer thickness is determined by a least-mean-square fitting. The thick vertical bars indicate the observed values of the MU radar.



犬木久夫、増田悦久、高橋耕三、松浦延夫、佐藤 亨、津田敏隆、加藤 進  
(電波研) (京大超高層)

1. 序

上層大気の気温高度分布を地上から遠隔測定する一方法として電波と音波を共用するRASS (Radio Acoustic Souding System) がある。RASSはドップラレーダと音波発射装置から成り、音波波面からの電波の反射波 (RASSエコー) を同位相で受信し、そのドップラ周波数から音速を求め、音速から気温を算出する装置である。

対流圏・成層圏の気温高度分布の遠隔測定を目的とする“MUレーダー利用RASS実験”を昭和60年3月、8月及び昭和61年1月、7月の4回にわたって、MUレーダーと電波研究所で製作した音波発射装置を組み合わせて行ってきた。各実験とも、RASSエコーを受信でき、気温高度分布が測定できたので、第78回日本地球電気磁気学会講演会以降の解析結果及び実験の総合結果について報告する。

2. 実験結果

**夏期実験結果**：昭和60年8月1～3日の実験では、高度6 kmから21 kmまでの、また、昭和61年7月23～25日の実験では、高度3 kmから22 kmまでの対流圏・下部成層圏の気温高度分布が測定できた。

図1は、昭和60年8月1～3日に測定された気温高度分布を示す。図中の気温は風の効果を補正してある。すなわち、RASSエコーは風速と音速のベクトル和のドップラ効果を受けているため、音波波面の移動速度から風速のビーム方向成分を差し引いて、音速を求め、この音速から気温を算出してある。気象庁湘州測候所のラジオゾンデによる気温を●印で示した。この気温は、9時と21時に測定された等気圧面高度の3日間の算術平均値である。

**冬期実験結果**：昭和60年3月13～15日の実験では、高度4 kmから8 kmまでの、また、昭和61年1月29～31日の実験では、高度3 kmから8.5 kmまでの対流圏の気温高度分布が測定できた。

図2は、昭和61年1月31日に測定された気温高度分布を示す。気象庁米子測候所のラジオゾンデによる気温を▲印で、また、浜松でのラジオゾンデによる気温を●印で示した。冬期実験の最大測定高度が8.5 kmとなった主な原因は下記の通りである。RASSエコーを受信するためには平均風速ベクトルとレーダと音波発射装置は同一垂直面内になければならないが、高度2～8 kmにおいて風速10～50 m/secの強い風が吹いていたため、MUレーダーで測定した風向・風速の高度分布を用いて、高高度 (8.5 km以上) まで、この条件が満たされよう、音波発射装置を設定できなかったためである。

**参考文献** 松浦、増田、犬木：日本地球電気磁気学会第78回講演予稿集Ⅱ-40

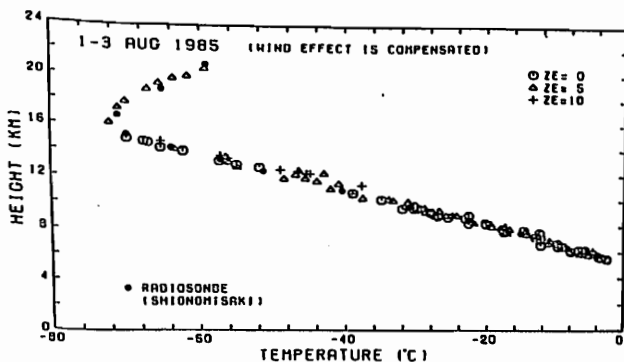


図1 昭和60年8月1～3日の実験により測定された気温高度分布

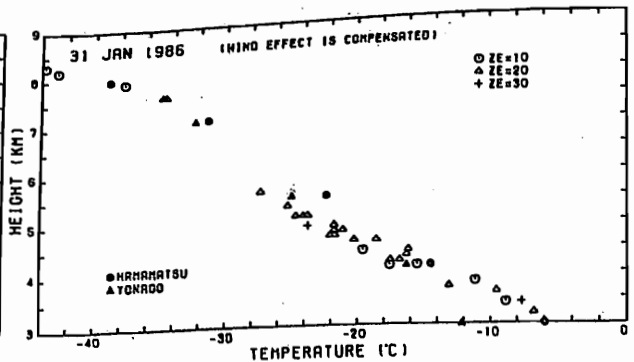


図2 昭和61年1月31日の実験により測定された気温高度分布

佐藤 亨・津田 敏隆・深尾昌一郎・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現在計画が進められている国際赤道大気観測所 (IEO) に VHF 帯ドップラーレーダー (仮称: 赤道レーダー) を設置することを計画している。このレーダーは MU レーダーと同種のアクティブフェーズドアレイ方式を採用する予定であり、赤道地域の下層から超高層に亘る領域の大気力学の観測を主目的とする。中心周波数は 47 MHz が予定されている。

国外に建設されるという条件を考慮し、保守性を高めるため、送受信モジュールや変復調部には MU レーダーと同一のものを用いることが考えられている。一方、現在の候補地であるボンティアナ (インドネシア) では広大な敷地が使用できるため、アンテナ開口面積を大きくすることによって比較的安価にシステムの感度をあげることが可能である。

ここでは、MU レーダーと同程度の送受信モジュール数で 10 倍の有効開口面積を持つアンテナの構成案について議論する。この場合 1 モジュール当りの開口面積は  $4\lambda^2$  程度となり、約 16 dB の利得が必要となる。これを一基のアンテナで実現するのは容易でないので、四素子八木アンテナ 4 基を並列給電し、これをサブアレイとして主アレイを構成する。主アレイは素子間隔  $2\lambda$  の正三角配列とするが、そのままではグレーティングローブが多数現れ、良好なサイドローブ抑圧比が得られない。そこで中心では素子を密に、外周部では間隔を広げて配列するスペースターバーを加え、グレーティングローブを分散させると共にビーム走査時の動作インピーダンスを安定化させる。ターバー量が大きいほどパターンは良好となるが、開口効率は低下するので、試案では  $\pm 10\%$  とし、ビーム天頂角  $10^\circ$  以内でグレーティングローブ抑圧比 11 dB を得ている。図 1 にアンテナ配列を、表 1 に主要諸元を示す。

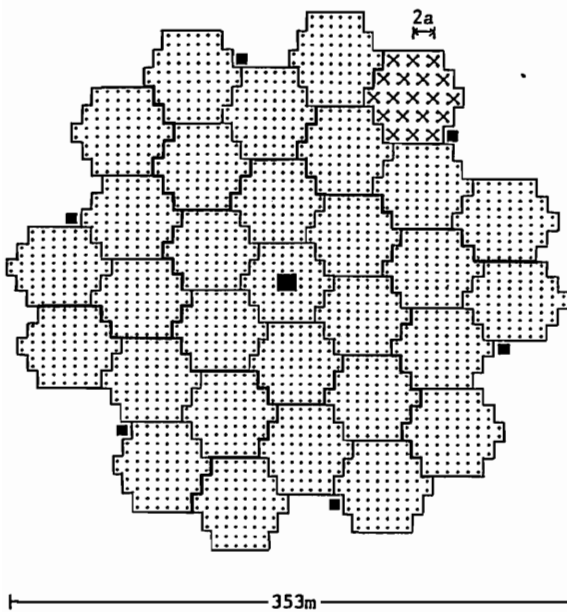


図 1. アンテナ配列。個々の十字は 4 素子直交八木アンテナを表わす。

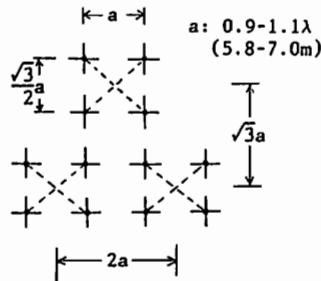


表 1. 赤道レーダーアンテナ主要諸元 (試案)

中心周波数	47.0 MHz
構成	4 素子直交八木アンテナ × 4 本並列給電サブアレイ × 588 組
配列	直方配列サブアレイ × 準正三角配列 (0.9 ~ 1.1 λ スペースターバー)
有効開口面積	84700 m <sup>2</sup> (有効直径 325 m)
絶対利得	44.1 dB
ビーム半値幅	1.2°
サイドローブ抑圧比	20 dB 以上 (ビーム天頂) 10 dB 以上 (天頂角 10°)
ビーム走査角	10° 以内 (任意方位角)

■通常1mS程度の時刻又は $\pm 1 \times 10^{-8}$ までの周波数の比較は短波の標準電波(JJY)が利用されていますが、 $\mu$ Sオーダー時刻及び $\pm 1 \times 10^{-10}$ に到る周波数測定は長波標準電波(JG2AS 40kHz)が用いられます。

■短波は電離層の変動により2mSに及ぶ変動が観測され、受信地に於ける周波数精度は $\pm 1 \times 10^{-8}$ 程度といわれています。長波は岩手県水沢(発信地より405km)で観測した電波研究所の資料によれば夜間は1~2 $\mu$ Sの変動があり、日出没時は季節により最大6 $\mu$ S程度の変動がありますが昼間は安定であると報告されています。

■電界強度は発信地茨城県猿島に最も近い筑波で90dB、東京で80dB、大阪で55dB、九州で45dBはあり、日本全国あらゆる地点で受信可能です。

■アンテナは1,150 $\times$ 865角型ループアンテナを用い、これは短波のアンテナよりも手軽なものです。

■JS2AS専用受信器で受信された40kHzで内蔵水晶発振器からの40kHzを $\pm 1\mu$ Sで位相ロックします。同時に500mS中の秒信号をノイズキラー信号雑音判別器を用いて時刻修正信号を作り、内蔵水晶発振器からの秒信号(1Hz)の時刻誤差を常時修正( $\pm 50\mu$ S)します。

## 用途

■理工学工学精密時刻測定記録

■広い地域で時刻同期

☆地震計記録 ☆人工衛星追跡

☆天文、測地の観測記録 ☆送電線の位相同期

☆各種現象の時刻同期 ☆ルビジウム発振器の同期運転

## 仕様

■水晶発振子

☆ $\pm 2 \times 10^{-8}$ /DAY(恒温槽入) オプションとして $\pm 5 \times 10^{-10}$ /DAY

■ディスプレイ

☆月日時分秒 10桁7セグメントLED表示 時刻セット装置付

■出力

☆JG2AS秒信号 1k $\Omega$

☆時刻信号 1Hz OPEN COLL.立下り

☆BCD並列コード 月日時分秒 31ビット OPEN COLL.負論理

☆BCD直列コード オプション

☆BUSY信号 パルス巾約1mS 最小桁のデータの変り目

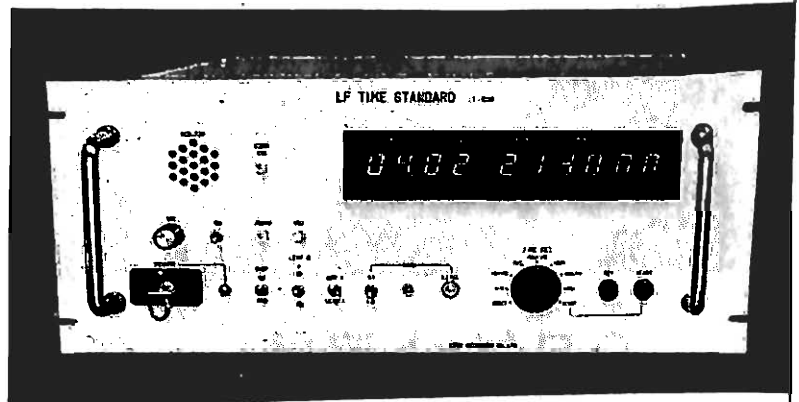
■電源 DC24V $\pm 10\%$

■寸法 480(W) $\times$ 199(H) $\times$ 350(D)

時刻同期精度  $\pm 0.1$ mSEC

# 長波時刻標準器

## LT-1000



### 其他製造品目

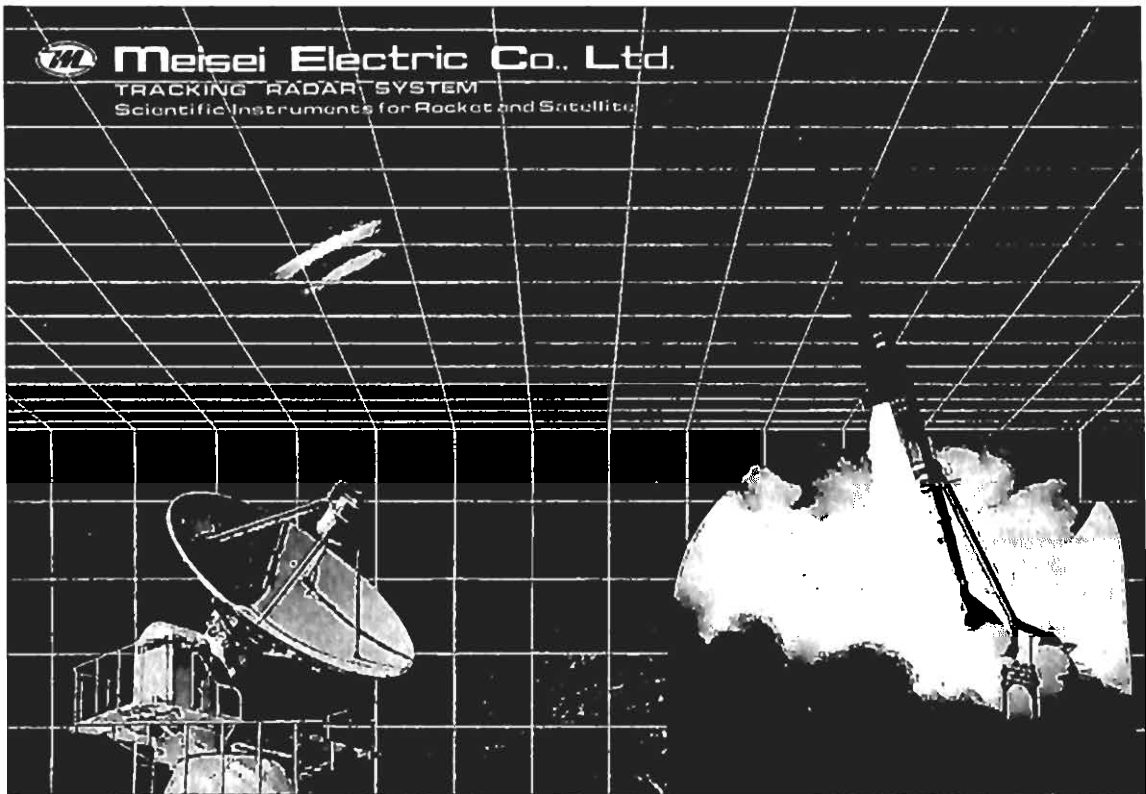
- AQ-1000E 標準型  $\pm 3.5$ mS
- AQ-220 電算機用標準時計  $\pm 50$ mS
- LF-1000 長波周波数標準器 (40kHz)
- LT-1000 長波時刻標準器  $\pm 0.1$ mS

### ●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)

# 宇宙開発に貢献する **メイセイ** の技術



- ロケット追尾レーダ
- 衛星追跡システム
- ロケット及び衛星搭載観測器
- スペースシャトル搭載機器
- 地震テレメータ装置

**メイセイ**  
 こころをつたえる豊かな技術  
**明星電気株式会社**

本社・東京支店 03(33) 814 511(代)  
 大阪支店 06(6) 312 9751(代)  
 札幌支店 011(011) 726 5221(代)  
 仙台営業所 022(022) 61-7361(代)  
 群馬営業所 0372(0372) 331 5735(代)  
 横浜営業所 045(045) 3453 1588(代)  
 名古屋営業所 052(052) 331 5735(代)  
 神戸営業所 065(065) 251 9571(代)  
 広島営業所 082(082) 295 1188(代)  
 福岡営業所 092(092) 431 5531(代)  
 沖縄営業所 098(098) 63 7711(代)