

第 66 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和54年10月2日~10月4日

於 島 根 大 学

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第66回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和54年10月2日(火)～4日(木)

講演会場 島根大学 0852-21-7100
 第I会場 教養教室2号館 4F 702教室
 第II会場 教養教室2号館 2F 501教室
 第III会場 教養教室2号館 2F 503教室

懇親会場 島根大学 法文理会議室

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
10月2日 (火)	I	電離圏 I		中層大気 I			電離圏 II		南極ロケット		評議委員 会
	II	地磁気脈動		磁気圏 I			中低緯度 VLF		太陽磁気圏		
	III	プラズマ実験		岩石磁気 I			岩石磁気 II・惑星		古地磁気 I		
10月3日 (水)	I	オーロラ		現象			特別講演・総会 (第I会場)			懇親会	
	II	磁気圏理論 I		磁気圏理論 II							
	III	磁気測量		古地磁気 II							
10月4日 (木)	I	地磁気変動・CA		EXOS-B 波動			EXOS-B				
	II	電波計測		電離圏観測							
	III	磁気圏 II		中層大気 II			中層大気 III				

各講演は指定時間を守ることに(講演時間11分, 討論時間4分)。

ポスターセッション参加講演は講演番号にPが附加されている(講演時間5分)。

ポスターセッションは随時ですが10月3日午前には集中的に開催します。

第I会場

電離圏I	座長 小川 徹 (京大工)
1- 1 <u>馬場清英</u> (中部工大)	異方性電離層下でのVLF電波(NWC-22.3 kHz)の日出時におけるモード伝播特性 (09:00-09:15)
2 <u>筒井稔</u> , 見持圭一, 小川徹(京大工)	標準電波の反射高度変化とSq電流 (09:15-09:30)
3 <u>皆越尚紀</u> , 菅宮夫, 新野賢爾(電波研), 栗原弘(国際電電)	1979年3月22日の磁気嵐に伴って発生した衛星電波の大シンチレーション(09:30-09:45)
4 <u>新野賢爾</u> , 菅宮夫(電波研)	きく2号衛星電波観測から推定される電離層スボラディックE層とスプレッドF出現の関連性 (09:45-10:00)
5 <u>前田力雄</u> , 吉川和男(電波研)	1954-1976年電離層嵐のカタログ(II) (10:00-10:15)
6 <u>北村泰一</u> , 竹生政資(九大理)	電子密度(E, F領域)の時間変化モデル-HFドップラー量からの推定- (10:15-10:30)
7P <u>竹生政資</u> , 北村泰一(九大理)	電子密度(E, F領域)の時間変化モデル(その1) -HFドップラー量からの推定- (10:30-10:35)
(休憩 10:35-10:45)	
中層大気I	座長 広野 求 和 (九大理)
8 <u>柴田隆</u> , 平隆介, 内海通弘, 藤原玄夫, 広野求和(九大理)	YAG Lidarによる成層圏エアゾルの観測 (10:45-11:00)
9 <u>前田三男</u> , 内野修(九大工), 柴田隆, 藤原玄夫, 広野求和(九大理)	XeClレーザー・レーダによる成層圏オゾン層の観測(I) -LC反転形XeClレーザーの開発- (11:00-11:15)
10 <u>長沢親生</u> , 藤原玄夫, 広野求和(九大理)	Laser Radarによる中間圏ナトリウム層の観測(III) (11:15-11:30)
11 <u>鈴木勝久</u> (東大理)	ヘリウム赤外共鳴線の観測結果(11:30-11:45)
12 <u>上山弘</u> , 大沼利弘, 富田二三彦(東北大・理)	亜熱帯大気光の掃天測光(第3報) (11:45-12:00)
13 <u>中村純二</u> (東大教養), 大地登(岐阜大教養)	S-310-7号機によるTMA発光雲の観測 (12:00-12:15)

第1日 10月2日(火) 09:00-12:20

第II会場

地磁気脈動	座長	国分	征 (東大理)
II- 1	坂翁介, <u>下泉政志</u> , 北村泰一(九大理)		低緯度地磁気脈動に対する電離層効果(大地からの反射波の問題) (09:00-09:15)
2	<u>桑島正幸</u> (地磁気観女満別), 外谷健, 河村村謙(地磁気観)		中低緯度における磁気脈動の特性 - Pc1型磁気脈動- (09:15-09:30)
3	<u>谷口治幸</u> , 國分征(東大理)		Auroral Pulsation and Pi-C Pulsation (9:30-09:45)
4	<u>平沢威男</u> (極地研)		極光短周期変動(I) (09:45-10:00)
5	外谷健, 小池捷春, 桑島正幸, <u>河村謙</u> (地磁気観), 福西浩, 平沢威男(極地研)		極光Pc1脈動の分類(10:00-10:15)
6	<u>福西浩</u> , 佐藤夏雄, 藤井良一(極地研)		L=6付近のULF波動の共役性, III 0.1-2Hz帯脈動の共役性(10:15-10:30)
7P	斎藤尚生, <u>湯元清文</u> , 田村忠義(東北大理) 瀬戸正弘(東北工大), 青山巖(東海大工)		高感度RING-CORE型磁力計の開発とその現状(10:30-10:35)
(休憩)			10:35-10:45
磁気圏	座長	福西	浩 (極地研)
II- 8	<u>早川基</u> , 西田篤弘(東大宇宙研)		プラズマシートの構造とダイナミクス(I) (10:45-11:00)
9	<u>西田篤弘</u> (東大宇宙研) E. W. Hones (LASL)		プラズマシートの構造とダイナミクス(II) (11:00-11:15)
10	<u>笹村義孝</u> (京産大理)		惑星間磁場の急激な南向きによる地上磁場変化(11:15-11:30)
11	<u>前沢洵</u> (名大理)		強い北向きIMFの時の磁気圏(II) (11:30-11:45)
12	<u>西田篤弘</u> (東大宇宙研) T. E. Eastman (LASL)		磁気圏境界面の構造(11:45-12:00)
13	森岡昭, <u>三浦俊一</u> , 近藤哲朗, 近藤実, 大家寛(東北大理)		木星デカメータ波のダイナミクスベクトラム解析(12:00-12:15)
14P	<u>寺沢敏夫</u> (東大宇宙研)		衝撃波によるFermi型加速(12:15-12:20)

第1日 10月2日(火) 09:00-12:10

第Ⅲ会場

プラズマ実験

座長 大林辰蔵 (東大宇宙研)

- Ⅲ- 1 矢守章, 河島信樹(東大宇宙研) 飛行体からの電子ビーム放出時の帰還, 電子電流の研究(09:00-09:15)
- 2 佐々木進, 八木康之, *金子修, 河島信樹 (東大宇宙研)(*名大プラ研) 宇宙空間における帯電現象の研究 (09:15-09:30)
- 3 江尻全機(東大宇宙研), 長野勇(金沢大工), SEPAC Team SEPAC搭載機器による電子ビーム Active 実験 (9:30-09:45)
- 4 筒井稔, 松本紘, 木村磐根(京大工) プラズマ波動-粒子相互作用の基礎実験 (09:45-10:00)
- 5 木村磐根, 松本紘(京大工), 宮武貞夫 (電通大), 橋本弘蔵, 筒井稔(京大工), 加谷信幸, 松本治弥(神大工), 大林辰蔵 (東大宇宙研) マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用のロケット実験(MINIX) -宇宙太陽発電の基礎実験- (10:00-10:15)
- 6 松本紘, 中島徳嘉(京大工) マイクロ波, 電離層プラズマ非線形相互作用ロケット実験のための理論計算(10:15-10:30)
- 7 増田益大, 賀谷信幸, 松本治弥(神大工), 松本紘, 筒井稔, 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工), 宮武貞夫(電通大) 大出力マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用の室内実験(10:30-10:45)
- (休憩 10:45-10:55)

岩石磁気 I

座長 笹嶋貞雄 (京大理)

- 8 河野長(東大理) 伏角のみのデータの統計的取扱い (10:55-11:10)
- 9 西谷忠師(東大理) スピネルを含んだチタノマグネタイトの磁氣的性質 (11:10-11:25)
- 10 浜野洋三(東大理) TRM, ARMの粒子サイズ効果, X=0.5チタノマグネタイトについて(11:25-11:40)
- 11 百瀬寛一(信州大理), 船木寛(極地研) 軽石中に含まれている強磁性鉱物の磁気的性質 (11:40-11:55)
- 12 河野長, 浜野洋三, 西谷忠師, 当舎利行 (東大理) Paleomagnetic Processor 3. スピナー磁気計の原理(11:55-12:10)

第1日 10月2日(火) 13:15-17:15

第I会場

電離圏Ⅱ

座長 深尾 昌一郎 (京大工)

- 14 白木正規(地磁気観測所) 地磁気太陽日変化-N₂項の解析(13:15-13:30)
- 15 竹田雅彦, 前田坦(京大理) 磁力線座標を用いた3次元Sq電流系の計算
(13:30-13:45)
- 16 小川徹, 鼓崎努, 北野正雄(京大工) S-310-5号機による電離層電流(Ⅱ)
(13:45-14:00)
- 17 前田坦(京大理) MAGSATデータを用いた日変化磁場の解析
(14:00-14:15)
- 18 前田憲一(京産大理) 電離層ダイナモの内部構造(14:15-14:30)
- 19 中山泰雄, 前田坦(京大理) 地磁気嵐時の熱圏対流に伴う(O)/(N₂)変化
(14:30-14:45)
- 20 下井浩, 米沢利之(中部工大) 電離層における準2年変化Ⅱ(14:45-15:00)
- (休憩 15:00-15:10)

南極ロケット

座長 木村 磐根 (京大工)

- 1 21P 宮崎茂, 小川忠彦, 森弘隆(電波研) S-310JA-7ロケットによる極域電離層プラズマ
の観測結果(15:00-15:15)
- 22 小玉正弘(理研) オーロラX線を利用したロケット姿勢計
(15:15-15:30)
- 23 高橋忠利, 大家寛(東北大理) 19次隊南極ロケットによる電子密度計測
(15:30-15:45)
- 24 山岸久雄(極地研), 江尻全機, 鶴田浩一
郎(東大宇宙研), 木村磐根(京大工),
西野正徳(名大空電研), 平沢威男(極地研)
- 25 松本治弥, 賀谷信幸, 小松雅明(神大工) 昭和基地におけるS-310JA-5, 6号機によるkeV
電子束の観測(16:00-16:15)
- 26 奥谷晶子, 和田雅美, 今井喬, 小玉正弘
(理研) 南極ロケットS-310JA-6号機による高速電子の
観測(16:15-16:30)
- 27 大家寛, 宮岡宏(東北大理), 宮武貞夫
(電通大) 南極ロケットS-310JA-6号機による高周波プラ
ズマ波動スペクトルの観測(16:30-16:45)
- 28 鎌田哲夫, 西野正徳, 山中義人(名大空電
研), 平沢威男(極地研), 大家寛(東北
大理)
- 29 木村磐根(京大工), 鶴田浩一
郎(東大宇宙研), 山岸久雄(極地研), 松尾敏郎(京大工) S-310JA-5号機によるオーロラヒスのVLF波動スペ
クトル及びポインティング電力の測定(17:00-17:15)

第II会場

中低緯度VLF

座長 鶴田 浩一郎 (東大宇宙研)

- | | | |
|-------|-----------------------------------|--|
| II-15 | 太田健次, 江口博之(中部工大) | 自動観測結果によるホイッスラーの特性
(13:15-13:30) |
| 16 | 栗本計起(中部工大) | 小笠原・母島と中部工大におけるホイッスラーの同時観測(13:30-13:45) |
| 17 | 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光, 石川嘉彦, 渡辺成昭(電波研) | 低緯度ホイッスラー到来方位の観測-I
(13:45-14:00) |
| 18 | 早川正士, 岡田敏美(名大空電研) | 低緯度ホイッスラーの非ダクト伝搬(ダクトホイッスラーとPLホイッスラーの判断)(14:00-14:15) |
| 19 | 吉田敏郎, 大津仁助, 早川正士(名大空電研) | ホイッスラーによる電子サイクロン共鳴の持続性について(14:15-14:30) |
| 20 | 早川正士, 田中義人, 岡田敏美, 岩井章(名大空電研) | 低緯度ホイッスラーのゴニオメータ多点方位測定(14:30-14:45) |
| 21 | 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光(電波研) | ISIS衛星で観測された中位緯度ヒス特性-I
(14:45-15:00) |
| 22 | 柴田喬(電通大) | LHRホイッスラーの伝搬機構(15:00-15:15) |
| | (休憩 15:15-15:20) | |

太陽磁気圏

座長 長島 一男 (名大理)

- | | | |
|--------|-----------------------------|--|
| II-23P | 斎藤尚生(東北大理), 森 寛(信州大理) | 1974年における宇宙線強度日周変化と地磁気擾乱の年変化の解釈(15:20-15:35) |
| 24 | 家森俊彦, 前田坦(京大理) | 磁気圏へのエネルギー輸送に関する2つのパラメーターの比較(15:35-15:50) |
| 25 | 丸橋克英(電波研平磯) | 太陽黒点減少期の活動と太陽磁場(15:50-16:05) |
| 26 | 桜井邦朋(神奈川大工) | 太陽相対黒点数と太陽活動の“真”の指標(16:05-16:20) |
| 27 | 大家寛, 渡部重十, 高橋忠利(東北大理) | 金星電離層における電気伝導度 - 太陽風磁場による影響について- (16:20-16:35) |
| 28 | 坂翁介, 石津美津雄(九大理) | 太陽風アルベーン波の定位相線構造について(16:35-16:50) |
| 29 | 斎藤尚生(東北大理), 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大) | 太陽面上の磁極(VHP)の運動と二半球MODEL(16:50-17:05) |
| 30 | 北村正弼(気象研) | 宇宙線異方性の方向(17:05-17:20) |
| 31 | 八木頼一郎(金沢大理) | Forbush 減少時の宇宙線日変化の増大(17:20-17:35) |
| 31A | 別生栄, 河島信樹(東大宇宙研) | 太陽フレアのシミュレーション実験(17:35-17:50)
(予稿は1-63) |

第1日 10月2日(火) 13:15-16:55

第Ⅲ会場

岩石磁気Ⅱ・惑星

座長 浜野洋三(東大理)

- Ⅱ-13 登内正治, 吉田俊夫, 小林和男(東大海洋研)
14 河野長(東大理)
15 柳沢正久(東大宇宙研)
16 清水幹夫(東大宇宙研)
17 清水幹夫(東大宇宙研)
18 永田武(極地研)
- 南関東のオフィオライト帯の磁気的性質
(13:15-13:30)
天皇海山玄武岩の磁気的性質(DSDP Leg 55)
(13:30-13:45)
太陽系探査とリモート・センシング
(13:45-14:00)
地球型惑星と隕石の起源(14:00-14:15)
金星の希ガス過剰について(14:15-14:30)
ある特異なコンドライトの粘性残留磁化
(14:30-14:45)

(休憩 14:45-14:55)

古地磁気Ⅰ

座長 広岡公夫(富山大理)

- Ⅱ 19 大志万直人, 田中秀文(東工大理)
20 時枝克安(島根大理)
21 広岡公夫(富山大理), 時枝克安(島根大)
22 田中秀文(東工大理)
23 日置幸介, 河野長(東大理)
24 高井真夫(九大理)
25 鳥居雅之(京大理), 酒井英男(阪大基礎工)
26 伊藤晴明, 時枝克安, 野津考夫(島根大理)
- 製鉄遺跡の磁気探査(14:55-15:10)
日本における考古磁場強度の測定(15:10-15:25)
考古地磁気と完新世古地磁気(15:25-15:40)
富士火山, 古期溶岩流による古地球磁場強度
(15:40-15:55)
東伊豆単成火山群の古地磁気(15:55-16:10)
熊本県人吉盆地の火山岩類・火砕流堆積物の古地磁気
(16:10-16:25)
室生火山岩の地磁気(16:25-16:40)
五島列島中新生花崗岩の古地磁気
(16:40-16:55)

第2日 10月3日(水) 09:00-12:25

第I会場

オーロラ現象

座長 平沢威男(極地研)

- | | | |
|------------------|---|---|
| 1-30 | 藤井良一(極地研), 飯島健(東大理) | Seasonal variation of field-aligned currents
(09:00-09:15) |
| 31 | 飯島健(東大理),
J. S. KIM (SUNY),
M. SUGIURA (NASA/GSFC) | CHARACTERISTICS OF POLAR
GEOMAGNETIC DISTURBANCES
(09:15-09:30) |
| 32 | 長井嗣信, 河村謙(地磁気観), 河野毅
(気象研) | 静止衛星で観測されるサブストーム時の粒子フラッ
クス変動について(09:30-09:45) |
| 33 | 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研) | KYOKKOによって観測されたオーロラ電子の特徴
(09:45-10:00) |
| 34 | 金田栄祐(東大理), 平尾邦雄(東大宇宙
研) | KYOKKOオーロラ観測データの画像処理
(10:00-10:15) |
| 35 | 小川忠彦(電波研),
B. B. Balsley, W. L. Ecklund,
D. A. Carter, P. E. Johnston
(ERL/NOAA) | 南極サイプル基地でのオーロラレーダー観測(1)
エコー出現率とドップラー速度の年平均分布
(10:15-10:30) |
| 36 | 小川忠彦(電波研),
B. B. Balsley, W. L. Ecklund
(ERL/NOAA) | 南極サイプル基地でのオーロラレーダー観測(II)
ドップラー速度と衛星観測との比較
(10:30-10:45) |
| (休憩 10:45-10:55) | | |
| 37 | 五十嵐喜良, 小川忠彦, 黒葛原栄彦,
城 功, 大瀬正美(電波研) | 昭和基地におけるオーロラドップラーレーダー観測
(1)初期結果 (10:55-11:10) |
| 38 | 五十嵐喜良, 黒葛原栄彦(電波研) | 電波オーロラと光オーロラとの相関観測
(11:10-11:25) |
| 39 | 西野正徳, 山口敏明, 田中義人, 岩井章
(名大空電研), 平沢威男(極地研) | オーロラヒス到来方向の特性(11:25-11:40) |
| 40 | 芳野越夫, 尾崎孝之(電通大), 福西浩,
佐藤夏雄(極地研) | 地域におけるVLFヒス・ソーサーの発生領域と季
節変化(11:40-11:55) |
| 41 | 佐藤夏雄, 山岸久雄, 福西浩(極地研),
位高英夫, 木下良雄, 芳野越夫(電通大) | ELF-VLF放射の地上-衛星同時観測
(11:55-12:10) |
| 42 | 鮎川勝, 山岸久雄, 平沢威男(極地研),
外谷健(地磁観), 岡分征(東大理) | 無人観測施設による超高層多点観測(II)
(12:10-12:25) |

第2日 10月3日(水) 13:45-17:30

特別講演 (13:45-15:45)

第I会場

- | | | |
|----|--------------|-------------|
| 1. | 行 武 毅 (東大震研) | 地球磁場の成因について |
| 2. | 大 家 寛 (東北大理) | 木星磁気圏について |

総 会 (16:00-17:30)

懇 親 会 (18:00-)

第II会場

磁気圏理論I

座長 玉尾 孜 (東大理)

- II-32 大家寛, 近藤哲朗 (東大理) 木星デカメータ波放射ダイナミックスpekトラムの理論計算(09:00-09:15)
- 33 大家寛, 宮岡宏(東大理) Theory on Resonance Scattering Conversion of the Planetary Radio Waves due to Turbulent Plasma (09:15-09:30)
- 34 南部充宏(九大教養), R. K. Shukla (ルール大) 乱流プラズマからの異常輻射(09:30-09:45)
- 35 西尾勝, 松本紘(京大工) LTSコードによる非線形ホイッスラー相互作用の計算機シミュレーション(I) (09:45-10:00)
- 36 芹沢善稔, 橋本弘蔵, 木村碧根, 松本紘(京大工) 自由境界条件におけるホイッスラー波動-粒子相互作用の計算機シミュレーション(10:00-10:15)
- 37 藤田茂, 玉尾孜(東大理) ULF振動によるVLF波不安定性変動(10:15-10:30)

磁気圏理論II

座長 西田 篤 弘 (東大宇宙研)

- II-38 大塚聖, 三浦彰, 玉尾孜(東大理) アルファベン振動の固有周期並びに振幅分布(10:30-10:45)
- 39 三浦彰, 大塚聖, 玉尾孜(東大理) 電離層-磁気圏結合によるアルファベン波の励起(10:45-11:00)
- 40 玉尾孜, 三浦彰(東大理) 電磁流体波による磁気圏と電離圏の結合(11:00-11:15)
- 41 尾崎政男, 玉尾孜(東大理) 磁気圏尾に於ける断熱加速による落下粒子スペクトルの緯度分布(11:15-11:30)
- 42 田中基彦, 佐藤哲也(東大理), 上村鉄雄(名大プラ研) 磁気中性面近傍におけるプラズマのマイクロ不安定(11:30-11:45)
- 43 Y. Kamide (京産大理), S. Matsushita (HAO, NCAR), A. D. Richmond (SEL, NOAA) Numerical Models of Ionospheric Electric Fields and Currents Associated with Field-Aligned Currents (11:45-12:00)
- 44 大林辰蔵(東大宇宙研) 磁気圏内のオーロラ・フレアー現象(12:00-12:15)
- 44A 井上雄二(京産大) 地球磁気圏の電磁氣的モデル V (12:15-12:30)
- 44B 前田佐知子, 井上雄二(京産大) 地球磁気圏の電磁氣的モデル VI 磁力線分布(12:30-12:45)

第Ⅲ会場

磁気測量

座長 住友 則 彦 (京大教養)

- Ⅱ-27 河村謙, 大地洗(地磁気観), 行武毅, 本
蔵義守, 小山茂(東大震研) 草津白根火山における全磁力および伏角の測定
(09:00-09:15)
- 28 宮嶋衛次, 前川徳光, 西田泰典(北大理) 有珠山およびその周辺の磁気測量
(09:15-09:30)
- 29 大志万直人, 田中秀文(東工大理) 伊豆半島西部地域における全磁力観測(7)
(09:30-09:45)
- 30 伊豆半島地磁気グループ 伊豆半島における地磁気変化と地震
(09:45-10:00)
- 31 笹井洋一(東大震研) くい違いの弾性論に基づく Tectonomagnetic
Modelling (1)一般応力状態における可逆的ピエソ
磁化(10:00-10:15)
- 32 笹井洋一(東大震研) くい違いの弾性論に基づく Tectonomagnetic
Modelling (2)くい違いの歪核が作るピエソ変化磁
場(10:15-10:30)
- 33 笹井洋一(東大震研) くい違いの弾性論に基づく Tectonomagnetic
Modelling (3)垂直矩形断層の一様横ずれに伴う地
磁気変化(10:30-10:45)
- 34 宮崎光族(地質調) ライン諸島列北域の海山による磁気異常
(10:45-11:00)
- 35 MAGSAT 研究班, 福島直(東大理), 行
武毅(東大震研) MAGSAT 衛星資料利用の国際共同研究
(11:00-11:15)
- (休 憩 11:15-11:25)

古地磁気Ⅱ

座長 百 瀬 寛 一 (信大理)

- Ⅲ-36 乙藤洋一郎, 笹嶋貞雄, 阿部悦夫(京大理),
横山卓雄(同志社工), 西村進, 池田隆
(京大教養), 小林洋二(神大理),
M. SAPRI, J. SOPHELUWAKAN,
F. HEHUWAT (NIGM, INDONESIA) SUMBA, SUMBAWA, FLORES
(SUNDA ARC)の古地磁気(11:25-11:40)
- 37 笹嶋貞雄(京大理) 東南アジアのプレート発達史に対する Paleoma-
gnetic constraints (11:40-11:55)
- 38 当舍利行, 河野長(東大理) ふたつの古地球磁場強度測定法について(The llier
法と Shaw の方法) (11:55-12:10)
- 39 船木実(極地研) 南極の古地磁気(その2) フェーラードレライト
の古地磁気(12:10-12:25)

第I会場

地磁気変動・CA

座長 河村 謙 (地磁気観)

- I-43 水野浩雄 (国土地理院) 北向成分の永年変化に及ぼす外部磁場の影響 (09:00-09:15)
- 44 住友則彦 (京大教養) 全磁力日平均値の水平分力日平均値への回帰係数の年周変化 (09:15-09:30)
- 45 行武毅 (東大震研) 静穏日の年平均値とすべての日の年平均値との差に見られる太陽活動周期 (09:30-09:45)
- 46 西田泰典 (北大理) 北海道におけるCA観測結果の解釈 (09:45-10:00)
- 47 歌田久司, 行武毅, 吉野登志男 (東大震研) 柿岡におけるELF自然電磁場の観測結果にもとづく応答関数の特性 (10:00-10:15)
- 48 佐野幸三 (地磁気観) 柿岡のCA-変換関数の時間的变化の解析 (10:15-10:30)
- 49 M. Shiraki (地磁気観) Monitoring of the time change of transfer functions in the central Japan conductivity anomaly (10:30-10:45)

(休憩 10:45-10:55)

EXOS-B波動

座長 大津 仁 助 (名大空電研)

- I-50 大家寛 (東北大理) Summary on plasma wave emissions observed by JIKIKEN-preliminary report for the initial phase of the observation results (10:55-11:10)
- 51 橋本弘藏, 木村磐根 (京大工) EXOS-B VLFドップラー観測(II) (11:10-11:25)
- 52 木村磐根, 松本紘, 橋本弘藏 (京大工), 向井利典 (宇宙研), R. A. Helliwell, T. F. Bell, J. Katsufurakis (スタンフォード大学) EXOS-B/Sipleプロジェクト -波動粒子相互作用の実験-(その1) (11:25-11:40)
- 53 木村磐根, 松本紘, 橋本弘藏 (京大工), 向井利典 (宇宙研), R. A. Helliwell, T. F. Bell, J. Katsufurakis (スタンフォード大学) EXOS-B/Sipleプロジェクト -波動粒子相互作用の実験-(その2) (11:40-11:55)
- 54 池田慎 (東大宇宙研) サイブル電波の到来方向の解析結果 (11:55-12:10)
- 55 鶴田浩一郎, 町田忍, 池田慎, 寺沢敏夫, 西田篤弘 (東大宇宙研), 前沢湧 (名大理) カナダにおけるVLF多点同時観測(速報) (12:10-12:25)
- 56 森岡昭, 大家寛 (東北大理), 宮武貞夫 (電通大) Characteristics of the terrestrial Kilometric radiation: Initial results from JIKIKEN (EXOS-B) satellite (12:25-12:40)

第II会場

電波計測	座長	若井 登 (電波研)
II-45 <u>今井一雅</u> , 立花邦彦(高知高専)		木星電波放射源の位置測定用長基線干渉計の開発 (09:00-09:15)
46 <u>高橋富士信</u> , 川尻慶大, 河野宜之, 川口則幸, 吉野泰造, 小池国正(電波研)		鹿島, 平磯南北基線 VLBI システムについて (09:15-09:30)
47 <u>深尾昌一郎</u> , 佐藤亨, 加藤進(京大工), R. M. HARPER(Rice大)		VHF帯電波の中間圏散乱特性 (09:30-09:45)
48 <u>深尾昌一郎</u> , 佐藤亨, 加藤進(京大工), 広田勇(京大理)		A LONG-PERIOD WAVE IN THE TROPICAL MESOSPHERE OBSERVED BY THE JICAMARCA RADAR (09:45-10:00)
49 <u>西崎良</u> (宇宙開発事業団), 松浦延夫(電波研)		南米, 東南太平洋付近の f_oF_2 夜間異常 (10:00-10:15)
50 <u>松浦延夫</u> , 緒方隆信, 永山幹敏, 猪木誠二, 丸山隆, 井出俊行, 藪馬尚, 山西光夫(電波研)		ISS-bによる電離層世界分布観測(2) (10:15-10:30)
51 <u>上滝実</u> , 栗城功, 加藤仲夏, 杉内英敏(電波研)		HF帯宇宙雑音観測 (10:30-10:45)
(休憩 10:45-10:55)		
電離層観測	座長	宮崎 茂 (電波研)
II-52 <u>佐川永一</u> , 森弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂(電波研)		RPT(ISS-b)で観測された高度1100 Km付近の夜間の電子密度・温度(10:55-11:10)
53 <u>巖本巖</u> , 水津武, 佐川永一(電波研)		電離層観測衛星(ISS-b)によるイオン組成の観測結果-II(11:10-11:25)
54 <u>渡辺勇三</u> , 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙研)		インピーダンスプローブ法による電離層電子密度の観測(11:25-11:40)
55 <u>長野勇</u> , 満保正吾, 深見哲男(金沢大工), 平尾邦雄(東大宇宙研)		波動法とDCプローブ法によるD層電子密度の比較観測(K-9M-67号機-速報) (11:40-11:55)
56 <u>南繁行</u> , 竹屋芳夫, 堤四郎(大阪市大工)		K-9M-67号機による電離層下部の正イオン温度測定(11:55-12:10)
57 大家寛, 小野高幸, <u>三浦悟</u> (東北大理)		プラズマ波動波数計測 — K-9M-66号ロケットによる観測結果 (12:10-12:25)

第3日 10月4日(木) 09:00-12:35

第III会場

磁気圏II

座長 齊藤尚生 (東北大理)

- III-40 加藤愛雄(東海大工), 齊藤尚生, 湯元清文, 田村忠義(東北大理), 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大) Ring-core型磁力計を用いた大気球による磁場観測(09:00-09:15)
- 41 国分征(東大理), 福西浩(極地研) パルス励起によるリングコア型フラックスゲート磁力計の試作(09:15-09:30)
- 42 国分征(東大理) Pc型脈動の衛星-地上での相関(09:30-09:45)
- 43 林幹治, 小口高, 国分征(東大理) Pe1・多点観測(Manitoba, Sept. 1976)・振幅・偏波空間分布・プラズマポーズ(09:45-10:00)
- 44 平沢威男, 佐藤夏雄(極地研) SCおよびSI現象がPe1, Pi1脈動におよぼす影響(10:00-10:15)
- 45 国分征(東大理) 静止衛星高度における擾乱時の磁場変動(10:15-10:30)
- 46 桜井亨, 前田弘(東海大工), R. L. Mepherron(UCLA) 磁気圏嵐に伴う静止衛星軌道における磁場形状の変化(10:30-10:45)
- 47 山下喜弘, 小沢芳郎(気象衛星センター), 友村清, 桜井亨, 加藤愛雄(東海大工) SSCに伴う高エネルギー粒子の静止衛星軌道における変動特性(10:45-11:00)
- (休憩) 11:00-11:05

中層大気II

座長 前田 担 (京大理)

- III-48 麻生武彦, 津田敏隆, 伊藤礼, 野々山徹, 谷井純, 加藤進(京大工) 京都大学流星レーダー観測(VI)(11:05-11:20)
- 49 伊藤礼, 麻生武彦, 津田敏隆, 野々山徹, 谷井純, 加藤進(京大工) 京都大学流星レーダー観測(VII)(11:20-11:35)
- 50 石嶺剛, 越前谷喜松(電波研) 冬季異常-そのII(11:35-11:50)
- 51 前川泰之, 深尾昌一郎, 若杉耕一郎, 木村繁根, 加藤進(京大工) Jicamarca IS レーダーによる成層圏風の観測(2)(11:50-12:05)
- 52 加藤進, 津田敏隆(京大工) A consideration on tidal theory(12:05-12:20)
- 53 渡辺章人, 津田敏隆, 加藤進(京大工) 局所熱源による大気潮汐波動の励起II(12:20-12:35)

第I会場

EXOS-B

座長 河島 信 樹 (東大宇宙研)

1-57 M. Ejiri, K. Tsuruda, A. Nishida and T. Obayashi (東大宇宙研)

Morphology of ELF noises in the magnetosphere observed with IEF on EXOS-B (13:30-13:45)

58 大家寛, 小野高幸(東北大理), 鎌田哲夫 (名大空電研)

科学衛星「じきけん」によるプラズマ波動励起実験 (SPW)-III (13:45-14:00)

59 久保治也, 向井利典, 河島信樹(東大宇宙研)

“JIKIKEN”による荷電粒子の観測 — L-MLT座標上の分布 — (14:00-14:15)

60 河島信樹, 村里幸男, 牛越淳雄, 久保治也, 向井利典, 江尻全機(宇宙研), 大家寛, 森岡昭, 小野高幸(東北大), 松本絃(京都大), 宮武貞夫(電通大)

磁気圏における電子ビーム放射実験(JIKIKEN-CBE)-I (14:15-14:30)

61 遠山文雄, 青山巖, 高橋隆男, 利根川豊 (東海大工)

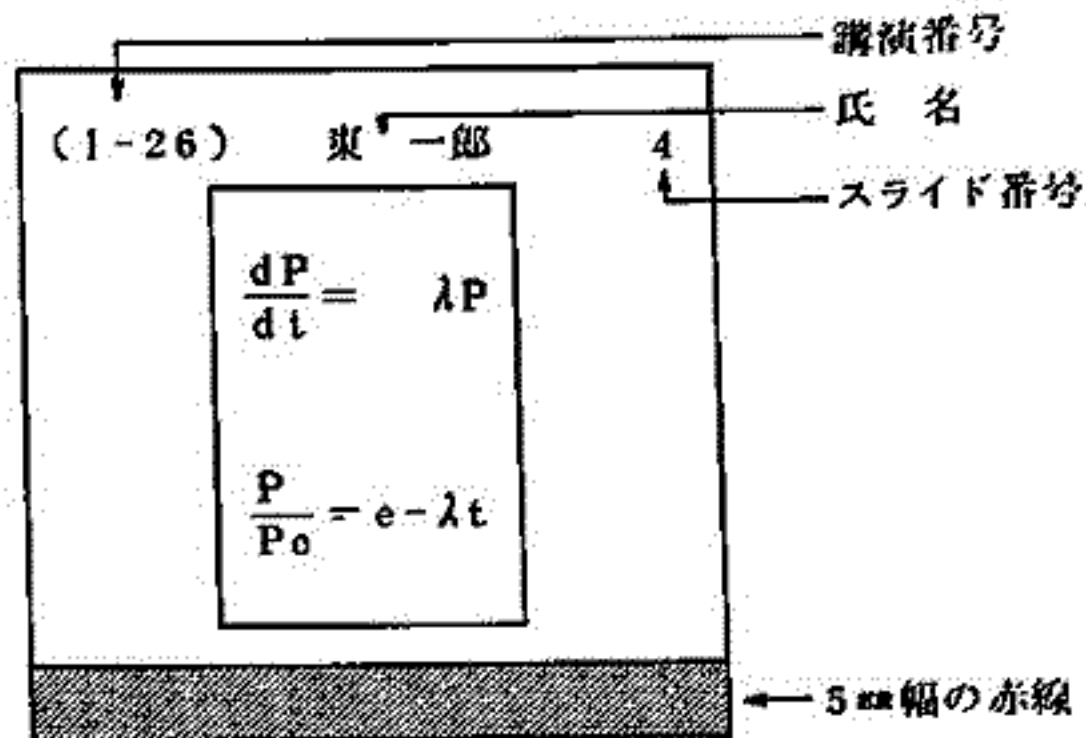
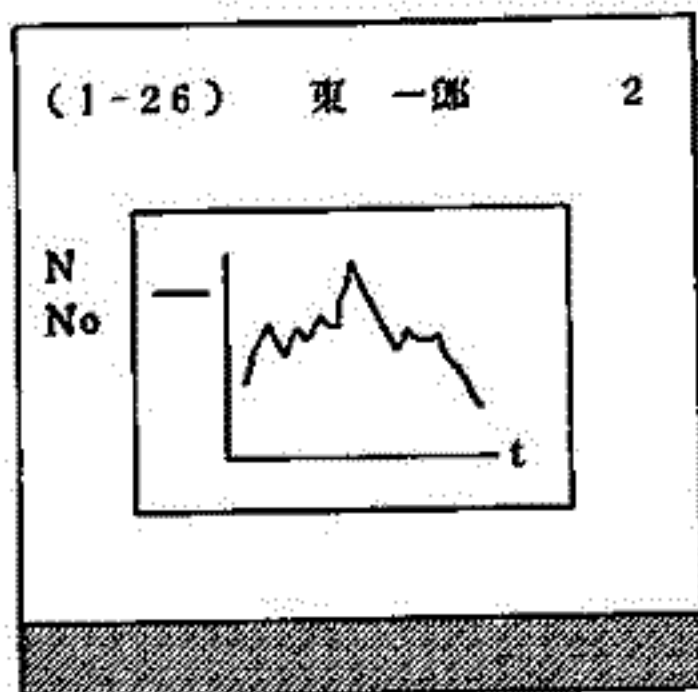
「じきけん」衛星の姿勢(14:30-14:45)

62 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男, 利根川豊 (東海大工), 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理)

“JIKIKEN”衛星による磁場測定 (14:45-15:00)

スライドの様式について

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



◦画面(正立位置)上に講演番号(カッコ内に)、著者氏名(著者が複数の場合は筆頭著者)、スライド番号(1, 2, 3……の順に)を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。

◦スライド下端に幅5mmの赤鉛筆等で記入。

第3日 10月4日(木) 13:30-15:00

第Ⅲ会場

中層大気Ⅱ

座長 上山 弘 (東北大理)

Ⅱ-54 柴崎和夫, 小川利紘(東大理)

吸光法による大気NO₂ 全量の測定(Ⅱ)
— 乗鞍岳(標高2876m)での観測 —
(13:30-13:45)

55 高橋文穂, 三留重夫, 平尾邦雄(東大宇宙研)

対流圏・成層圏H₂Oの気球観測(Ⅳ)
(13:45-14:00)

56 松崎章好, 本田秀之, 中村良治, 伊藤宥造(東大宇宙研)

近赤外スペクトル観測による成層圏大気浮遊微粒子と気温及び気圧の同時測定(14:00-14:15)

57 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 加藤進(京大工)

Jicamarca IS レーダーによる下部成層圏大気振動の局所的性質について-(2)(14:15-14:30)

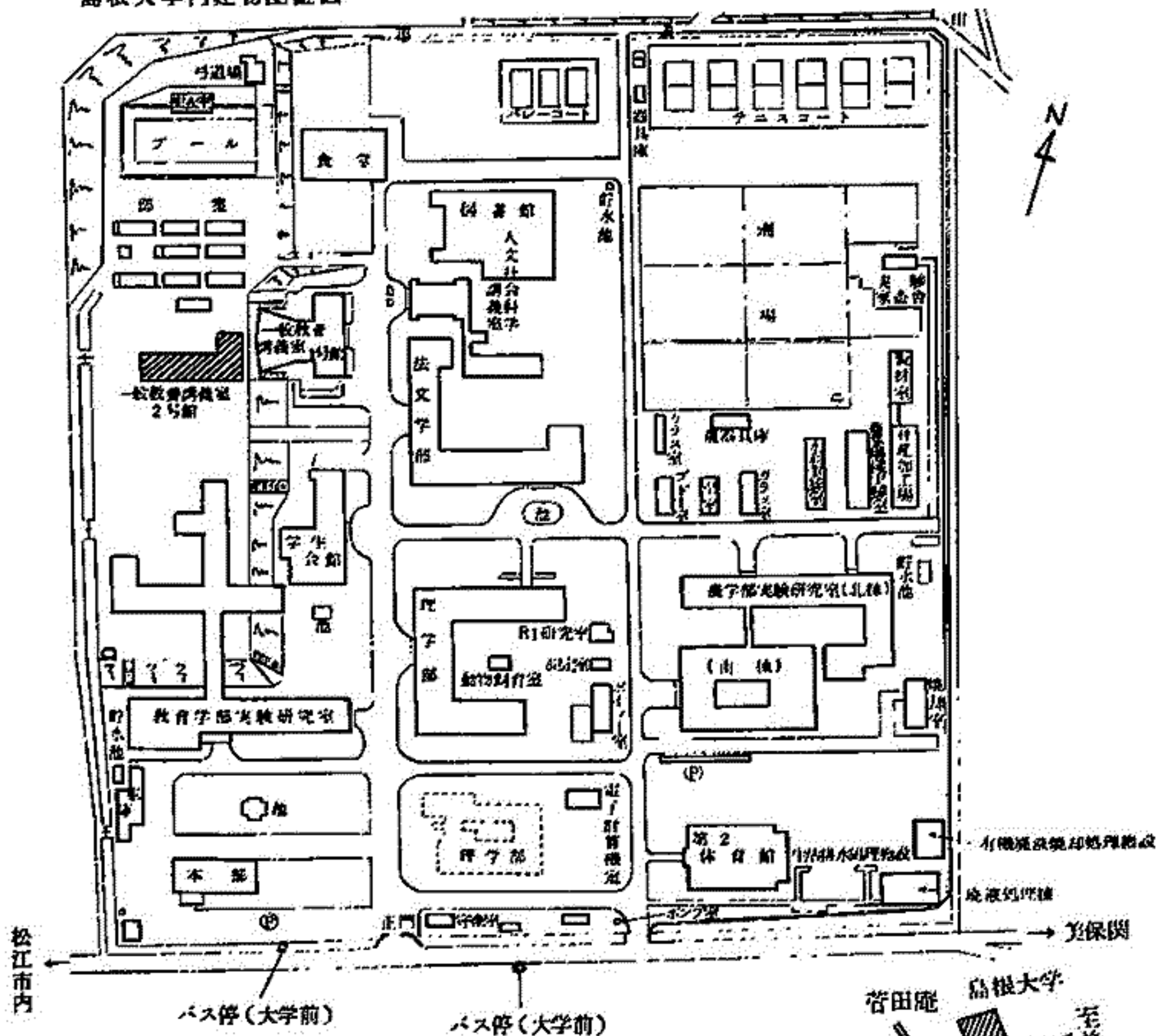
58 山崎徳和, 深尾昌一郎, 木村啓根, 加藤進(京大工), R. M. Harper (Rice 大)

Arecibo ISレーダーによる下部成層圏の観測(Ⅱ)
(14:30-14:45)

59 津田敏隆, 渡辺章人, 加藤進(京大工)

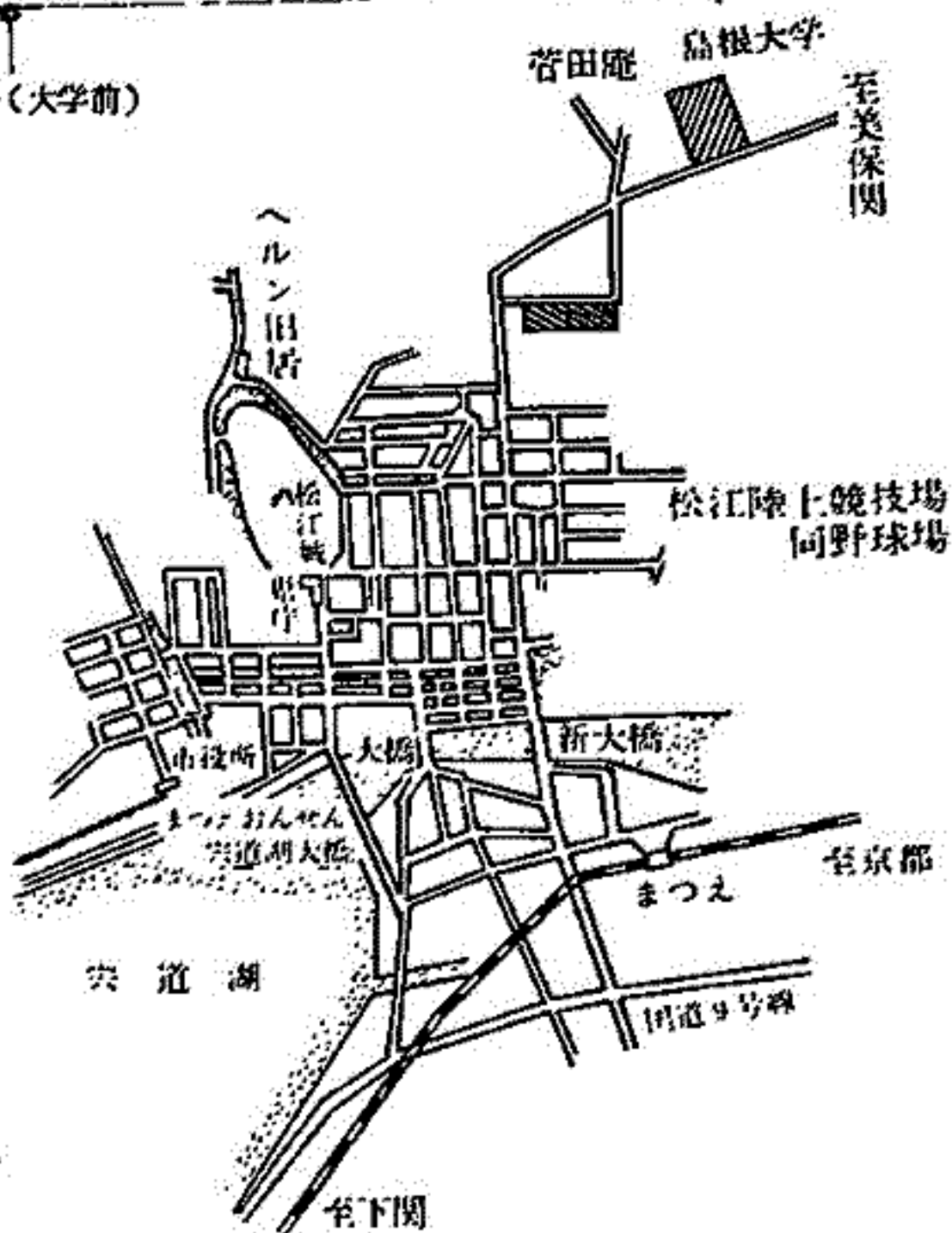
オゾンによる大気潮汐励起の季節変化Ⅱ
(14:45-15:00)

島根大学内建物配置図



交通

- ① 松江駅よりバスで15～20分
市バス 大学・川津行,
又は一畑バス美保関, 本庄,
七類, 野波, 多古, 沖泊行
で大学前下車
- ② 松江駅よりタクシーで約10分



第 1 会 場

異方性電離層下でのVLF電波(NWC-223kHz)の 日出時に於けるモード伝播特性

馬場清英
(中部工大)

従来NWC-223kHz VLF電波の赤道越え伝播(NWC-KASUGAI)の受信電波の解析を行って来たが、電離層モデルは等方的であると仮定してきた。その場合、長距離伝播では1,2次モードを考慮すれば十分であるが、日出時等、受信電波の説明を与えるものとしては満足すべきものではない。地球磁場による異方性電離層の場合には、より多くのモードが伝播するようになる。今回は不均質異方性電離層下での電離層日出時のVLF電波(223kHz)のモード伝播特性の計算をはいめたので、その計算結果について報告する。

(計算方法) Rappert¹⁾による地球-電離層間導波管理論を用いる。ある高さにおける電離層、地表面による反射係数の行列をそれぞれ $R_1(s), R_2(s)$ とする。sは入射角、正弦に対応する。反射係数の計算はFULL WAVE法(BuddenのRAVE ADMITTANCE法)による。これらにより、

$$F - |R_1 R_2 - 1| = \left| \begin{pmatrix} R_{11} & 0 \\ 0 & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{21} & R_{22} \\ R_{11} & R_{12} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right| = 0$$

なるモード方程式をNEWTON法で解き、固有値 S_n を得る。

(電離層モデルと計算結果) 計算に用いた電離層の電子密度分布の例がFig. 1に示してある。分布1は夜間、分布17は地上の日本に対応する。地磁気子午面内赤道上での南北伝播の計算結果がFig. 2に示してある。モード番号は分布1での位相速度の小さい順に付してある。横軸はFig. 1の電子密度分布の番号を示している。

(参考文献)

- 1) R.A. Rappert, Radio Sci., 3, 219 (1968)
- 2) K.G. Budden, Lectures on Magnetoionic Theory, P53 (Gordon and Breach, 1964)

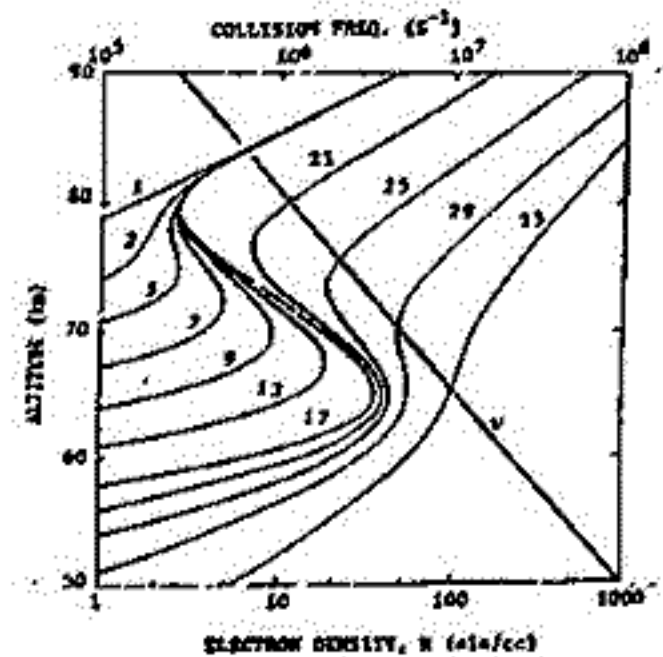


Fig. 1 ELECTRON DENSITY PROFILES

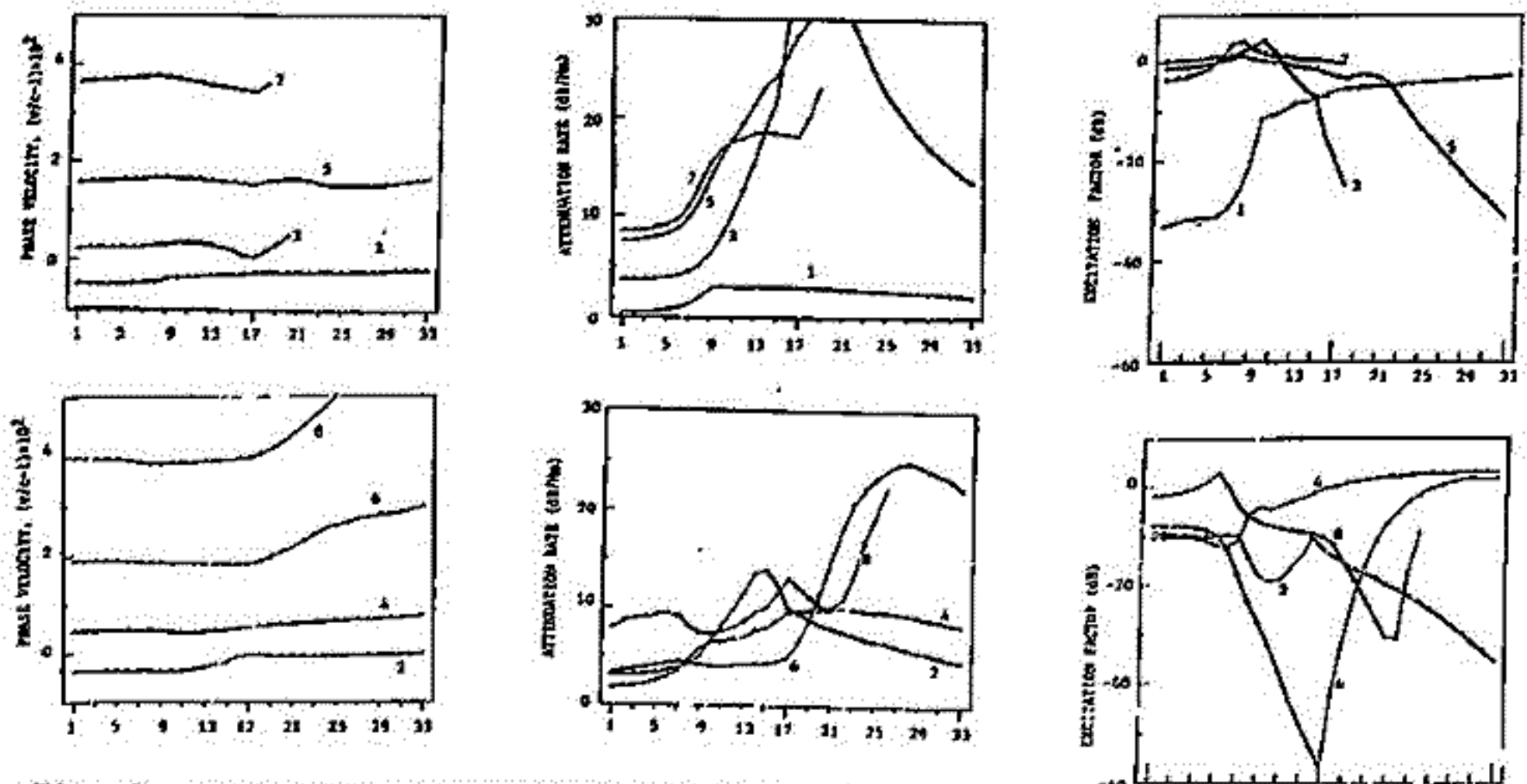


Fig. 2 PROPAGATION CHARACTERISTICS OF 1 - 8 MODES

筒井 稔 見持 圭一 山川 徹
(京都大学 工学部)

E層反射の標準電波のドップラーシフト分の積分による位相通路長変化から反射高度変化を求め、Chapman-\$\alpha\$層における反射高度の時間変化との差から \$S_0\$ 電流成分の算出を試みる。

斜伝播する電波の位相通路長変化 \$P(t)\$ は次式で与えられる。

$$P(t) = -\frac{c}{f} \int_0^t \Delta f(t) dt, \quad (1)$$

c : 真空中における伝播速度
 f : 使用周波数
 $\Delta f(t)$: ドップラーシフトの時間的変化

E層を Chapman-\$\alpha\$層と仮定すると電離層高度 \$h\$ は

$$h = h_0 + H \ln(\sec x) \quad (2)$$

x : 太陽天頂角
 h_0 : $x=0$ 時の高度
 H : スケールハイト

又 $\cos x = \cos l \cdot \cos \theta \cdot \cos \phi(t) + \sin l \cdot \sin \theta$ である。
 ここで l は地理的緯度、 θ は太陽の赤緯、 $\phi(t)$ は太陽の地方時角である。

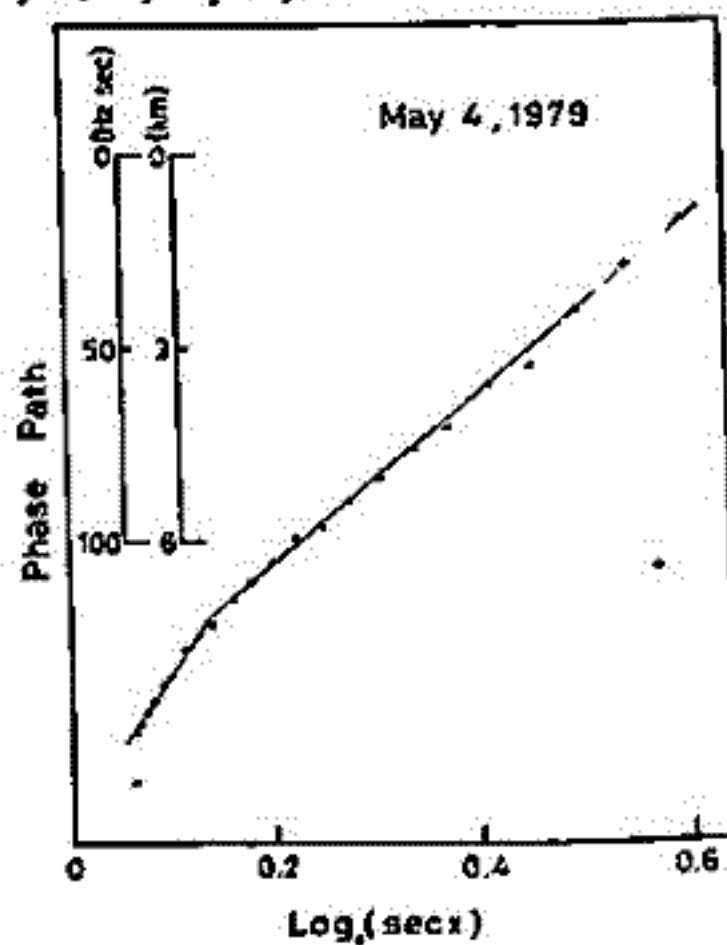
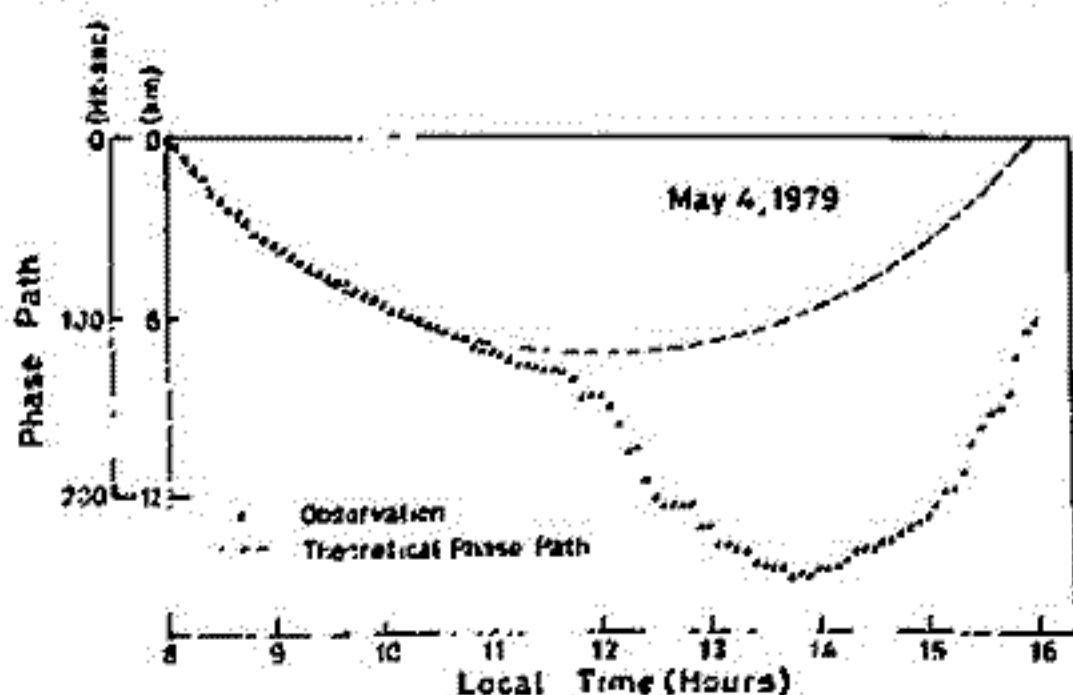
E層での反射が鏡面反射と仮定すれば、反射高度の時間的変化 $z(t)$ は次式を得られる。

$$z(t) \sqrt{\cos x_0} = \left(\frac{f_0 E}{f}\right)^2 \left\{ z_0^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2 \exp \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z(t) - z_0}{H} - \sec x \cdot \exp\left(-\frac{z(t) - z_0}{H}\right) \right] \right\} \quad (3)$$

ここで D は送受信間距離、 $f_0 E$ は E層突きぬけ周波数、
 図1は1979年5月3日の位相通路長変化対 $\ln \sec x$ を示したものである。この傾斜を垂直方向に変換してスケールハイトを求めたのが表に示してある。表では全体に大きな値を示すものは使用周波数が高い事と鏡面反射という点に関係しているものと見られる。

図2は観測から得られた位相通路長変化と(3)式から求めた $z(t)$ の斜方向成分を比較したものである。この日の10:30 JST過ぎからずれが見られるがこれについて解析を行う。

以下学術的報告する。



	H (km)
May 3, 1979	13.5
4	13.3
8	16.1
9	17.7
10	8.85
12	6.60
13	13.8
14	10.9
15	12.9
16	18.5
17	15.9
18	13.7

1979年3月22日の磁気嵐に伴って発生した衛星電波の大シンチレーション

皆越尚紀* 菅宮夫* 新野賢爾* 栗原弘**

(* 郵政省電波研究所 ** 国際電信電話株式会社)

磁気嵐の際、衛星電波に大規模なシンチレーションが発生することがあるが、まだ観測例が少なく、その性質についてはよくわかっていない。この報告は1979年3月22日の磁気嵐時に発生したシンチレーションの発生状況やそれから推定した電離層不規則構造の振舞いについて述べる。表1と表2に磁気嵐のデータと衛星電波のシンチレーションの発生状況がまとめられている。磁気嵐としては各程大きいものではないが、発生したシンチレーションは12GHz帯まで反常非常に大きなものである。シンチレーションの強度から、4GHz波でも多重散乱を受けていることがうかがえる。今回は国内各地で広い周波数範囲の受信データが得られたばかりでなく、近隣諸国の実用衛星回線(4GHz)の受信状況についても情報が得られた。図1は各地で観測された4GHz波シンチレーションの発生時刻から、電離層不規則構造の高度を300kmとして、その広がりと動きを推定したものである。この図に示したように、電離層不規則構造は磁気嵐の主相開始から約1時間後、25~30°N、120~135°E付近に発生し、東西方向に1300~1500km、南北方向に600~800kmの広がりをもって高緯度の方へ移動したと思われる。図2には各衛星電波のシンチレーション及び国内電離層垂直観測データに現われたスプレッドFの開始時刻から推定した電離層不規則構造の移動速度を示す。

表1 地球電流の観測データ

観測所	磁気嵐時刻 (JST)				917	Q	HmF2
	初相	主相	終相	終了			
神岡	22nd 1725	22nd 1900	22nd 0102	22nd 0600	SSC	B	145E

表2 各種衛星電波に発生したシンチレーション

周波数	衛星	受信地	発生時刻 (JST)	変動幅
136 MHz	ETS-E (130E)	山形 (31.2°N 130.6°E)	22nd 23rd 1945-1200	15.5 dB
		東京 (35.7°N 139.5°E)	2111-1200	15.0
		鹿島 (36.0°N 140.7°E)	2111-1045	13.0
		平塚 (36.5°N 140.6°E)	2116-1015	13.0
1.7 GHz	GMS (140E)	山形 (31.2°N 130.6°E)	22nd 23rd 1945-1200	10
		鹿島 (36.0°N 140.7°E)	23rd 0645-0200	0.9
4 GHz	CS (135E)	鹿島 (36.0°N 140.7°E)	23rd 0645-0200	0.9
		平塚 (36.5°N 140.6°E)	なし	なし
		横内 (45.4°N 141.7°E)	なし	なし
	IS-10S (65E)	香港 (22.2°N 114.2°E)	なし	なし
		台北 (25.1°N 121.6°E)	なし	なし
		山口 (34.2°N 131.6°E)	22nd 2040-2125	10
		伊予 (35.4°N 137.8°E)	2135-2130	7
	IS-POS (174E)	KanSai (36.5°N 140.6°E)	なし	なし
		北京 (39.1°N 116.2°E)	なし	なし
		香港 (22.2°N 114.2°E)	なし	なし
IS-POS (174E)	台北 (25.1°N 121.6°E)	なし	なし	
	上海 (31.2°N 121.5°E)	22nd 2020-2125	なし	
	KanSai (36.5°N 140.6°E)	2100-2330	なし	
	長崎 (32.7°N 140.7°E)	なし	なし	
IS-POS (174E)	北京 (39.1°N 116.2°E)	2152-0203	なし	
	山口 (34.2°N 131.6°E)	22nd 2030-2230	15	
12 GHz	BS (110E)	山形 (31.2°N 130.6°E)	22nd 2018-2300	3.5
		東京 (35.7°N 139.5°E)	2120-2217	数分
		鹿島 (36.0°N 140.7°E)	2130-2220	数分
		横内 (45.4°N 141.7°E)	なし	なし

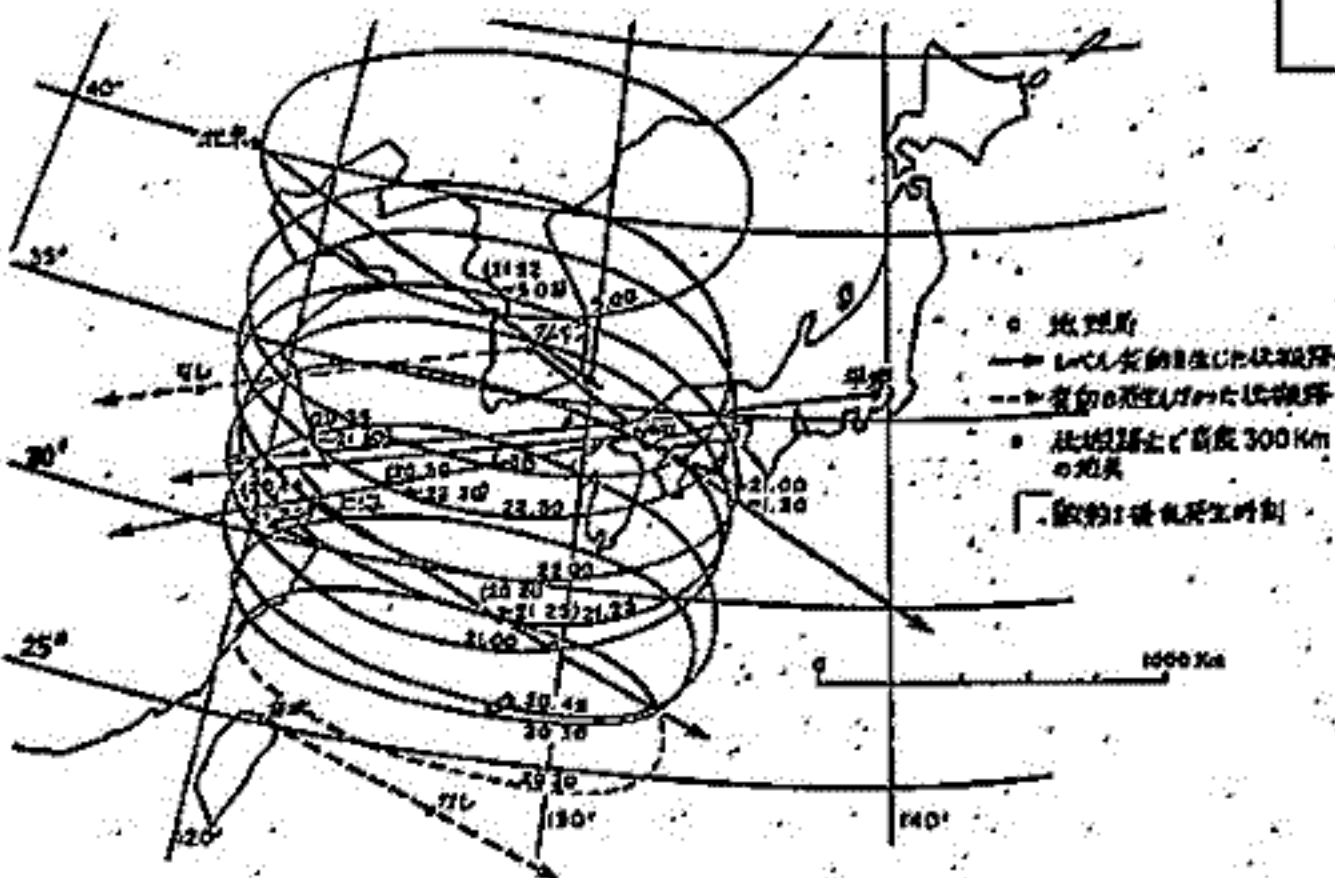


図1 電離層不規則構造の広がりと動き (高度300kmと仮定)

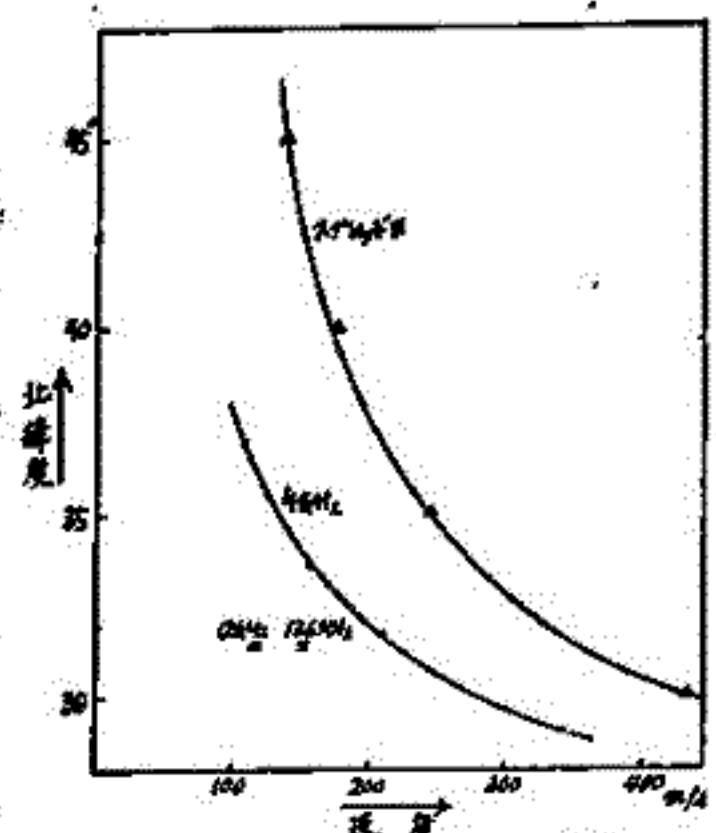


図2 電離層不規則構造(高度300km)の移動速度

きくす号衛星観測から推定される電離層 スプラディックE層とスプレッドF出現の関連性

新野賢爾 菅 官夫
電波研究所

1977年4月以来、国分寺において、きくす号 (ETS-II) 静止衛星の136 MHz 電波受信によりフアラダー回転およびシンケレーション観測を実施している。

この観測結果から、太陽活動極大期における平均的な日変化および季節変化特性についてはすでに報告した (第62回講演会)。

すなわち、夜間に発生するシンケレーションは、電離層電波観測にみられるスプレッドFと対応して最も多く出現するこゝが知られている。本報告では、このようにシンケレーションはフアラダー観測にみられる短周期変動を伴っていることとし、更にこの逐日的変化がスプラディックE層の出現と関連していることを指摘する。

この両者の関連性は、その発生機構に何らかの共通した原因の存在を暗示する。

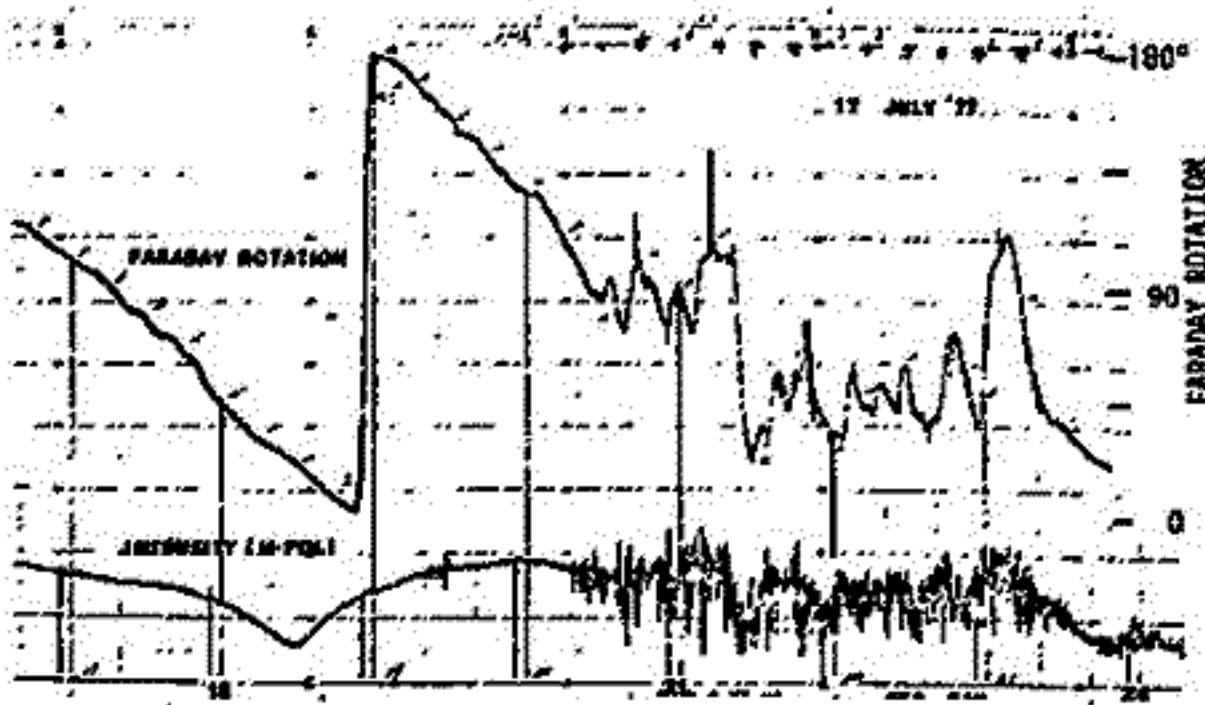
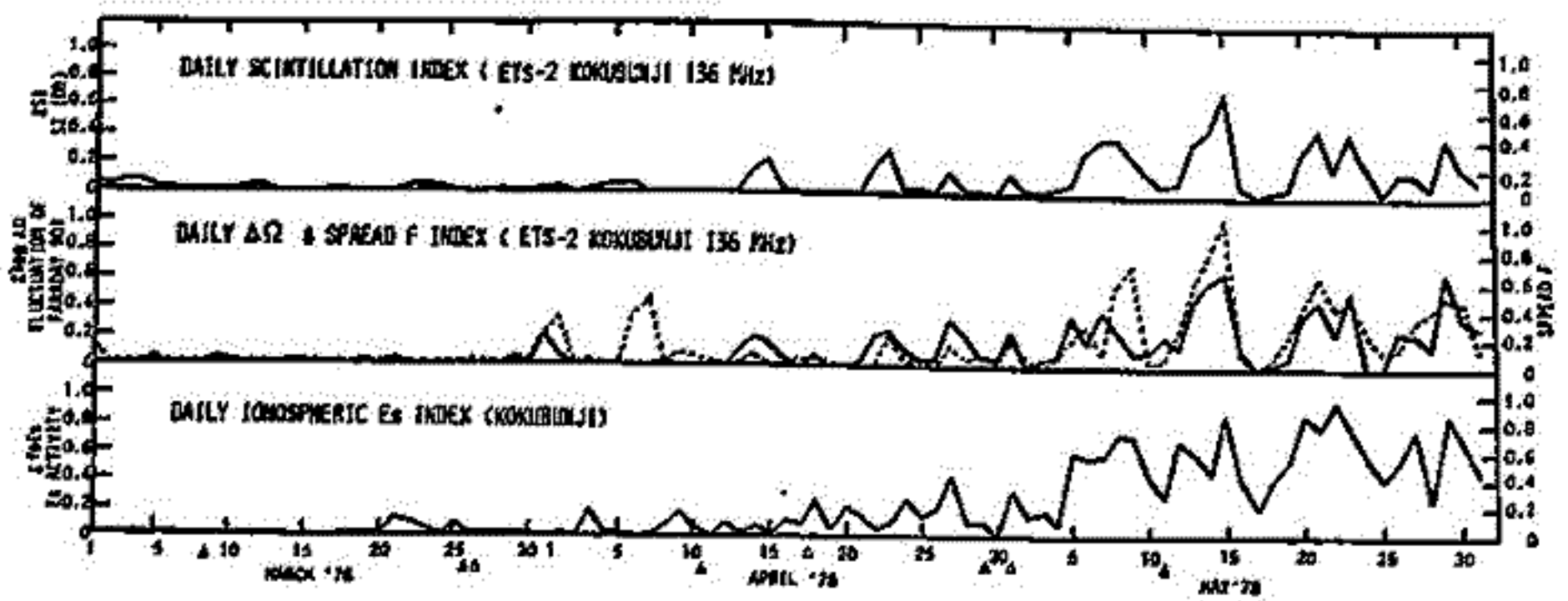


Fig. 1
夜間シンケレーションに伴って現れるフアラダー回転短周期変動の例

Fig. 2
1978年3月1日から5月31日までの各活動度の逐日的変化。
(上) シンケレーション
(中) フアラダー変動とスプレッドF (実線)
(下) スプラディックE層

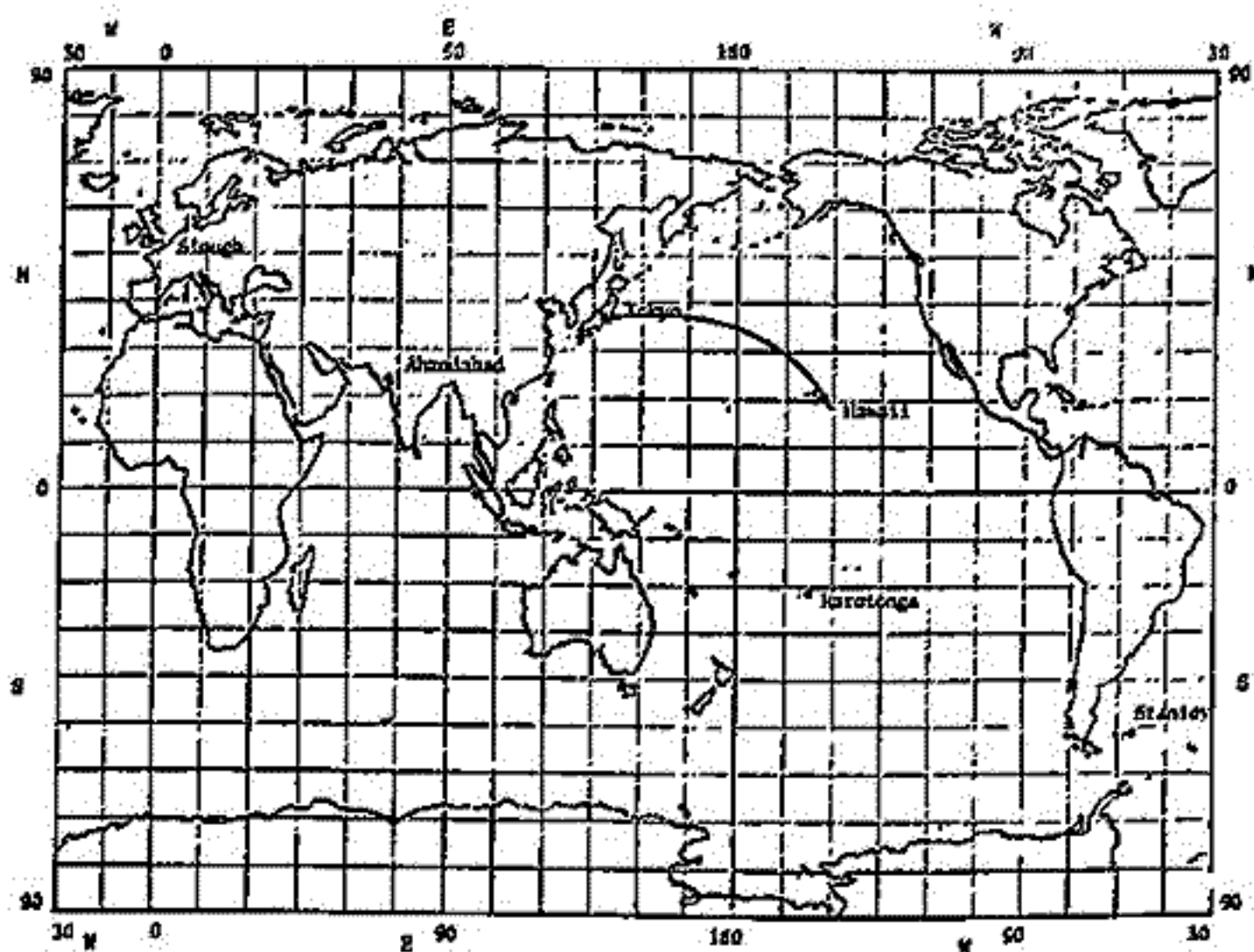


前田力雄・吉川和男
電波研究所

第19-20太陽サイクル(1954-1976年)における電離層嵐、とくにfof2による乱の正相が経過した電離層嵐のカテゴリーを試作した。東京(国分寺)において、この種のじょう乱は真相じょう乱の発生とは相補的に9月から2月へかけて頻発し、いわゆる冬型電離層嵐の大部分を形成する。今回は上記期間中に検出された約130のfof2冬型じょう乱の特性について述べる。

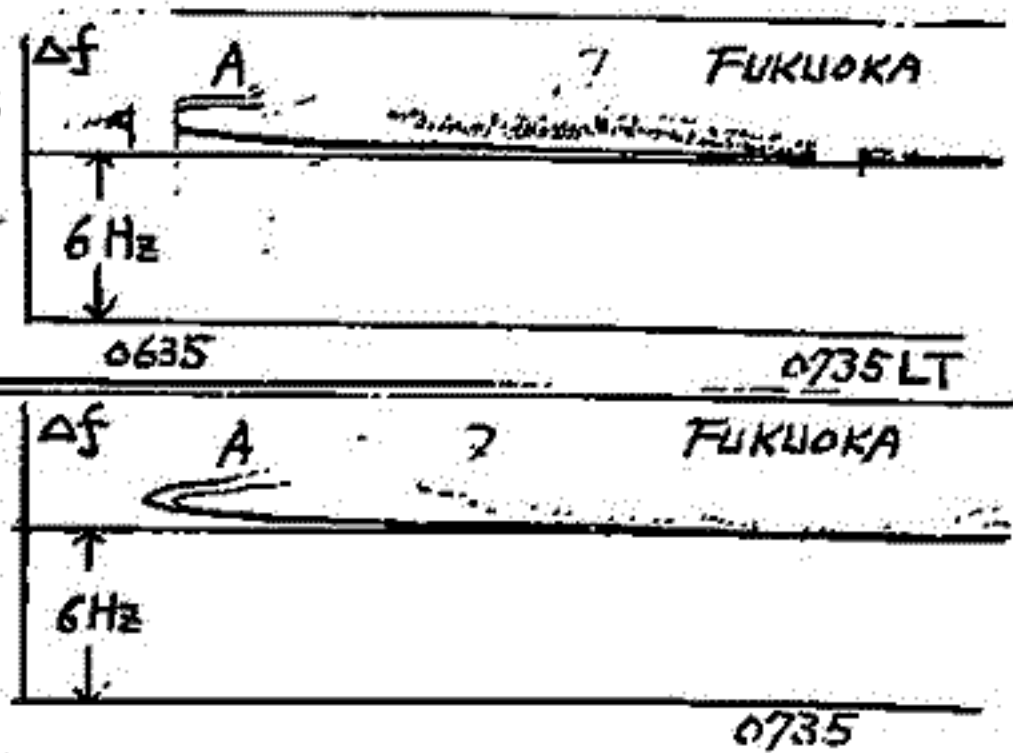
このじょう乱の双極界性は稚内(45°N, 142°E), 秋田(40°N, 140°E), 山形(36°N, 131°E), 沖縄(26°N, 128°E), Siough(52°N, 1°W), Afimedehead(23°N, 73°E), Rarotonga(21°S, 160°W), Stanley(52°S, 52°W)の電離層資料に基づいて示した。

国分寺(36°N, 139°E)における冬型の発生は夏型の発生に比べると数が少なく、およそ半である。夏型とは異なり、太陽活動11年変動に対応する増減がなく、この北数年間は増加の傾向を繰り返した。地球磁気じょう乱及びK伝搬じょう乱に対しては夏型と同様に正相関性を保持している。



電子密度 (E, F-領域) の時間変化モデル
 — HF ドップラ-量からの推定 —
 北村 泰一, 竹生 政資
 (九大 理工)

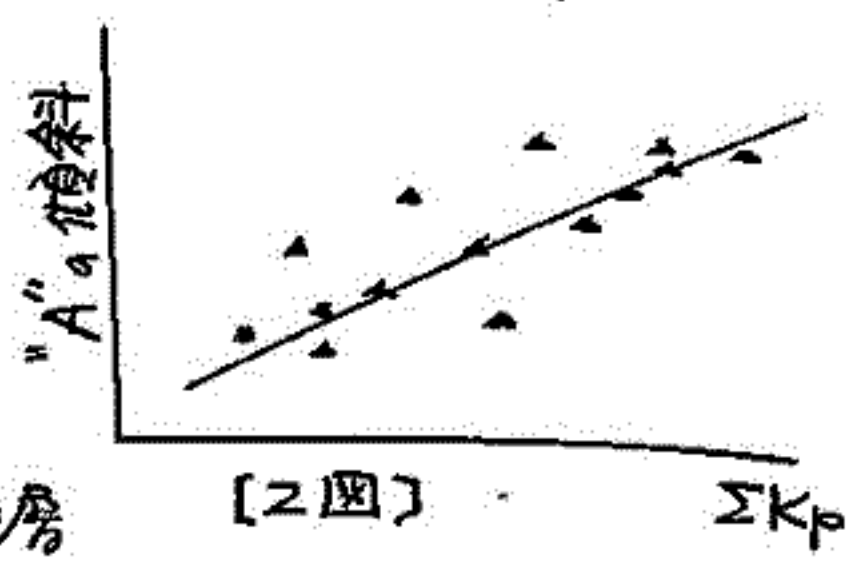
斜め伝播 (長距離) HF ドップラ-の特色のひとつは、右図のような "日の出効果" がある。これは連日、日出時に観測され、いわゆる "Nahstrahlung" と "Fernstrahlung" で定性的に説明でき、また、"日の出効果" の上方にのびるトレース (11回中 A に示してある) の時間的な傾きには K_p 依存性がある (2図) あることを報告した。



[1図] 日の出効果

今回は、

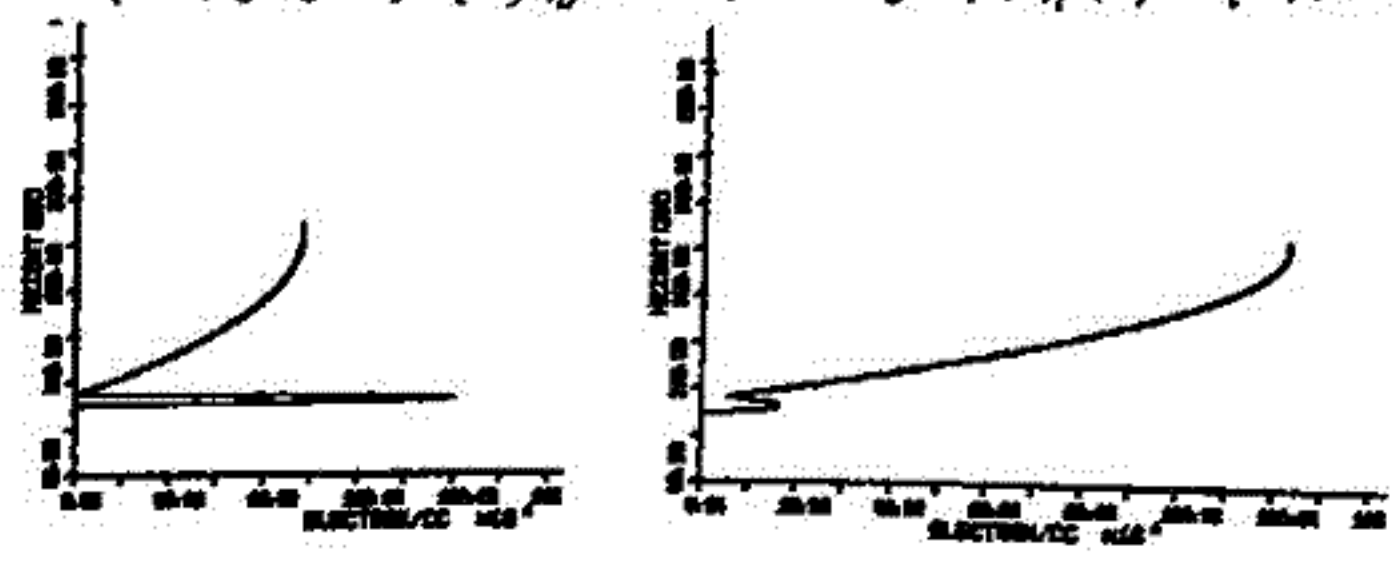
- ① 日の出効果のドップラ-量が定量的に説明出来るか
- ② 2図の "傾き" の K_p 依存性が電離層の異なる状態に対応しているか?



[2図]

の2点について得られた結果を報告する。

方法としては Model Ionosphere (図3) 中の ray tracing から、実際の path に沿ったドップラ-量 $\Delta f(t)$ を求めて観測に best fit する model を探し、静穏日と擾乱日の日出時の電子密度プロファイルの時間変化を求めるといったやり方を採った。結果は、①について定量的にも説明できることが確かめられた。



[3図] 用いた種々の電子密度プロファイルの一例

— HF ドップラー量からの推定 —

北村 泰一 竹生 政道
九州大学理学部 地球物理

(目的)

8 MHz の電波を使った HF ドップラー観測によると、きょう朝方に C 字形のドップラーシフトが得られる。これは日の出に伴う電子密度の増加によるものと考えられる。そこで電離層の電子密度分布の簡単なモデルをつくり、これを定量的に説明することを試みた。

(方法)

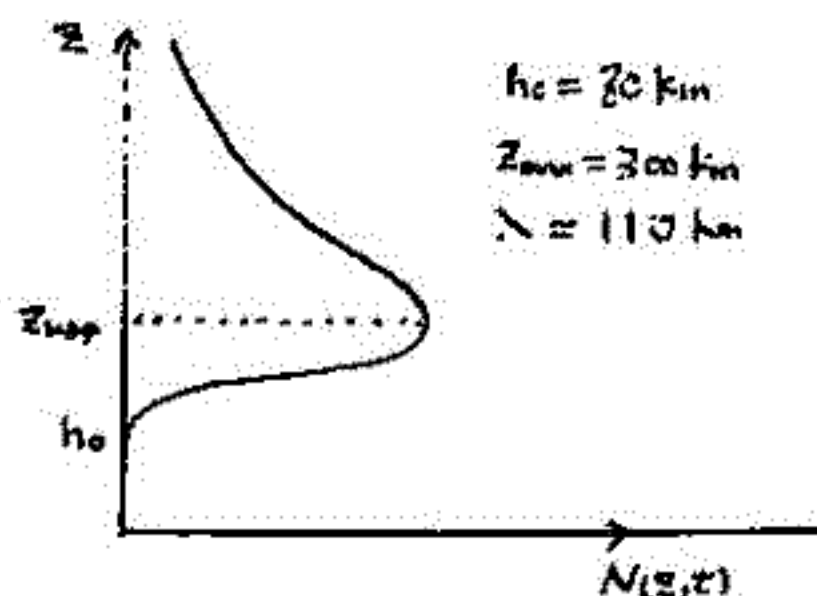
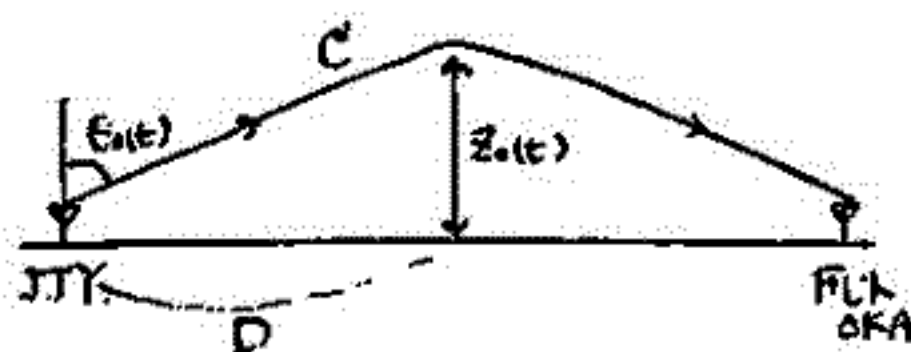
$$\mu(z, t) = 1 - \frac{f_p^2(z, t)}{f^2}, \quad N(z, t) = T(t) \cdot (z - h_0)^2 e^{-\frac{(z - h_0)}{\lambda}}$$

(電子密度モデルの一例)

$$\delta f = -\frac{f}{c} \cdot \frac{d}{dt} \int_C \mu(z, t) ds$$

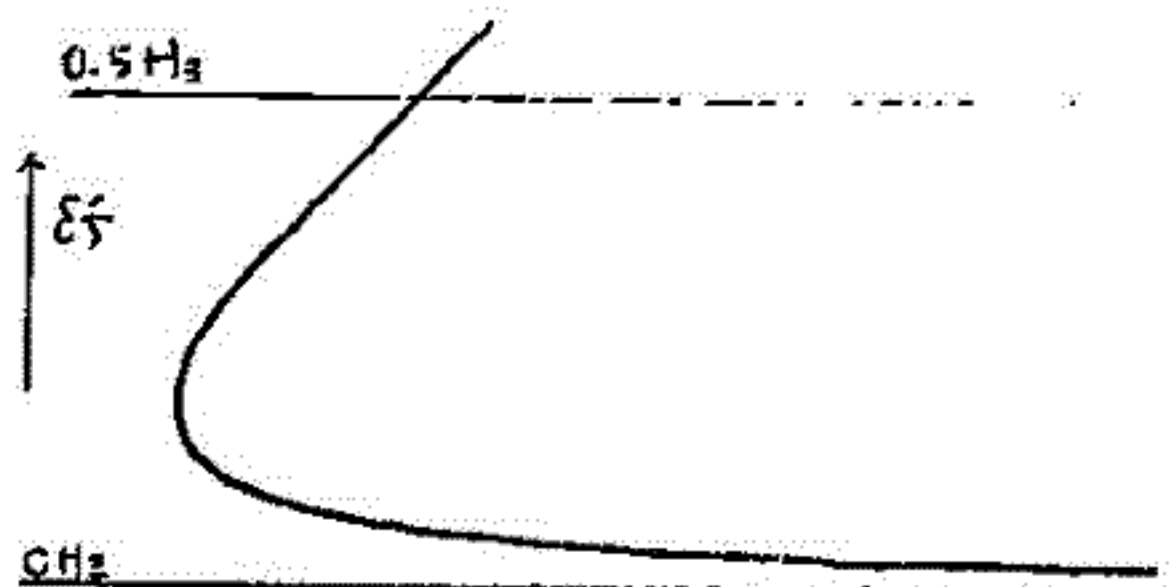
$$= \frac{f}{c} \frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} \left[D \cos \theta_c(t) \cos \theta_r(t) - \int_0^{z_{sup}} \left(1 - \frac{e^2}{m \epsilon_0 \omega^2} N(z, t) \right) dz \right]$$

$$D = 500 \text{ km}$$



ray path の形を双曲線で近似して、反射点の高さ $z_0(t)$ を求める。国分寺における $f_p - z$ の観測データを使って $T(t)$ の形を求め、いくつかの電子密度のモデルをつくり、計算結果と観測データを比較してフィットする。

(結果)



YAG Lidar による

成層圏エアロゾルの観測

柴田隆, 中隆介, 内海通弘, 藤原玄夫, 高野正和

九州大学理学部

観測期のエアロゾルの Lidar 観測には YAG レーザーが適していることを前回報告した。ここでは高出力の YAG レーザー、高量子効率の PMT (Varian 164A, 2% at 1.064 μm) を用いてエアロゾル層をより精度よく観測すべく、実験を続けている。

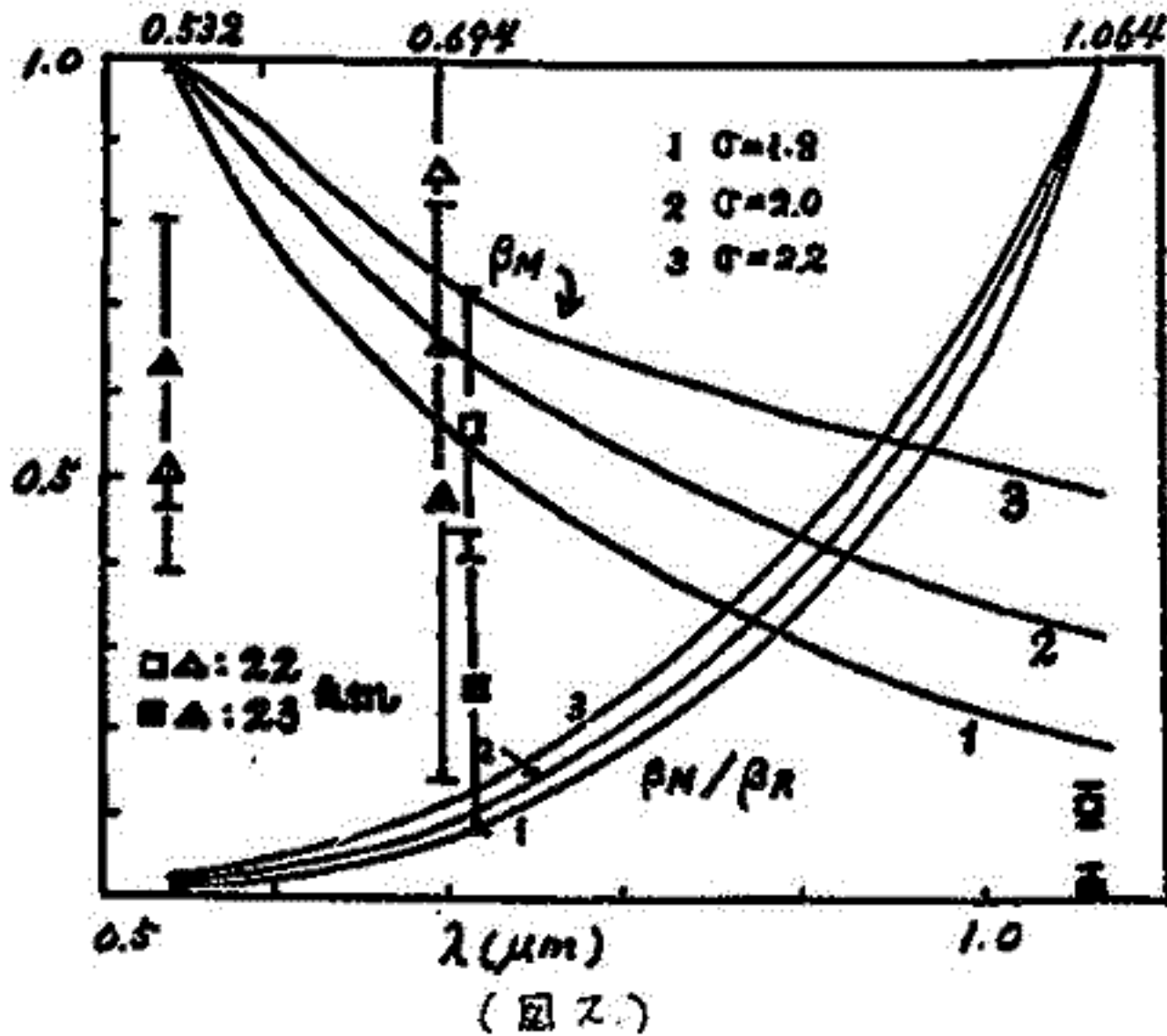
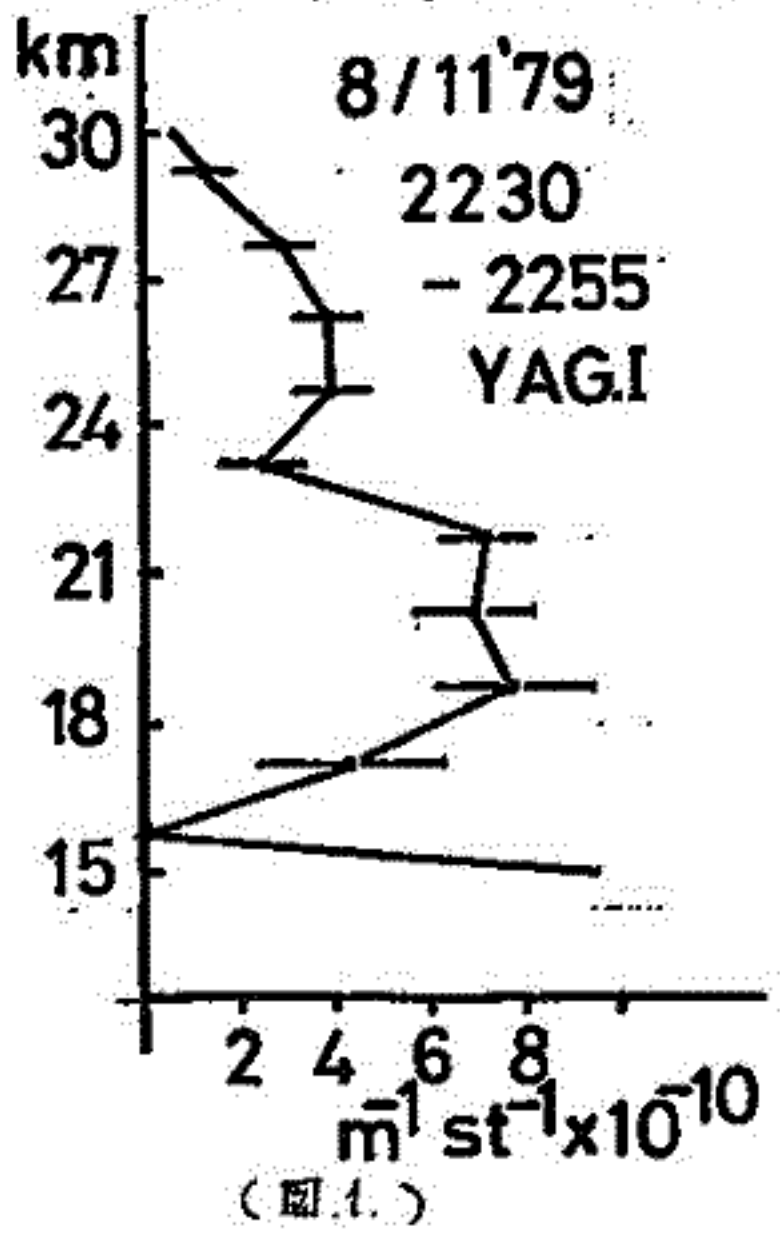
実際の観測に際しては、PMT の受光面が小さい (5.58 × 4.17 mm) ことにより、受信望遠鏡の視野を 2mrad 以下に小さくなくてはならない。遠受信間隔が 14m と大きいので、レーザービームと視野が完全に overlap する高さは約 12km となる。出来るだけ低いレベルからのデータを取得しようとすると、微妙な Alignment が必要である。overlap の高さが高いために低いレベルで normalize することが困難になる。この場合、高いレベル (~30km) で normalize することが必要となる。YAG Lidar による観測例を図 1 に示す。

YAG Lidar, Ruby Lidar によって得られたデータによってエアロゾルの粒径分布を検討してみた。図 2 は λ = 0.532 μm (YAG 2nd) の線形散乱関数 β に対する λ = 0.694 μm (Ruby) λ = 1.064 μm (YAG fundamental) の β の比をプロットしたものと (104), また Scattering ratio を見ると、λ = 1.064 μm に対する λ = 0.694, 0.532 μm のそれぞれ他の波長の R-1 の比をプロットしたものである。(104) 曲線は Zold distribution

n(r) = A exp [-ln^2 (r/r_m) / (2 ln^2 σ)] , A = 1 , r_m = 0.035 μm

に対するこの比を算出したものである。これによると β の比は σ が小さい場合に近くなる。これは分布関数の傾きがより急な場合に対応する。他方 R-1 は Zold から大きくずれている。Zold 以外の分布についての同様の検討結果と、Ruby Lidar によるエアロゾル層の観測の長期変化の様子を最近のデータを加えて報告する。

* 54年 春学会予稿 P23.



XeCl レーザ・レーザによる成層圏オゾン観測(2)

— LC 共振形 XeCl レーザの開発 —

前田三男 田野修 柴田隆 藤原玄夫 矢野和
(九大・工) (九大・理)

昨年我々は XeCl レーザ・レーザにより下部成層圏オゾン層の観測に成功した¹⁾。さらにライカ
ーによるオゾン層の観測誤差について前回の講演で報告した^{2,3)}。ライカーに代わって天気が
良ければ常時観測が出来るので、例えにエアロゾルとオゾンとの相関、フラスターリー法に
よるオゾン変動、及びオゾン成層圏-対流圏間の輸送等に意味のあるデータを提供でき
るものと思われる。前回のオゾン観測に使用した XeCl レーザは3眼のくみレーザーシートコン
サイを用いた二重位送線形のもので、最大出力 125 mJ を得たが発振のくり返しは 1.5 秒
に一回程度で、1回の観測に4~5時間を用いた。今回は小信号初音のよい二重位送線形に
なることにより最大出力 100 mJ, くり返し数 Hz, ビームのひろがり10倍を達成すること
により 1 mrad 以下、というすぐれた特性を得た。現在観測と同様にしようとして、その
結果は当日発表することにして、こゝでは装置の概要をのべる。

図1に LC 共振形 XeCl レーザの共振回路を示す。コンデンサには1個あたり 2500 pF、
耐圧 30 kV) のセラミック製のものを並列にして、3にトリガースパークギャップ⁴⁾、
EGG-14B を用いた。共振管は前回のものと同じで、主共振極の長さ 25 mm、サブ
長さ 24 mm のステンレス製で、予備電離は45個の小マニッパ電極をり成り、管の全長は
3.4 m である。トリガースパークは SCR を利用した2重位送線形のもので、予備電離に
対し主電離は1に約 Delay がかかるようにした。

図2に共振率100%の共振管とレーザ管の両管を共に発振させたときの出力と電圧を
変化させたときのものを示す。HCl: Xe: He = 3.5: 15: 2280 (3気圧) のとき、
30 kV で最大 700 mJ の出力が得られた。レーザの初音、1秒あたり1発の電圧を
この混合比の時 26 kV とし、0.42% に達し、これは前回のものに比べて約10倍、
図3にパルスくり返し周波数に対するレーザ出力の相対値を示した。周波数を上げると出力が低
下するのは主に電源容量 (30 kV, 50 mA) の不足と思われる。ビームのひろがり
を狭くするために70倍の鏡として平面鏡、直径 25 mm と 120 mm の
組み合わせで、0.8 mrad 程度にビームが絞れた。

1) Appl. Phys. Lett. 33, 807-809 (1978)
2) 1979 春 3) IEEE J. Quantum Electron. 2(1), 199 (1976)

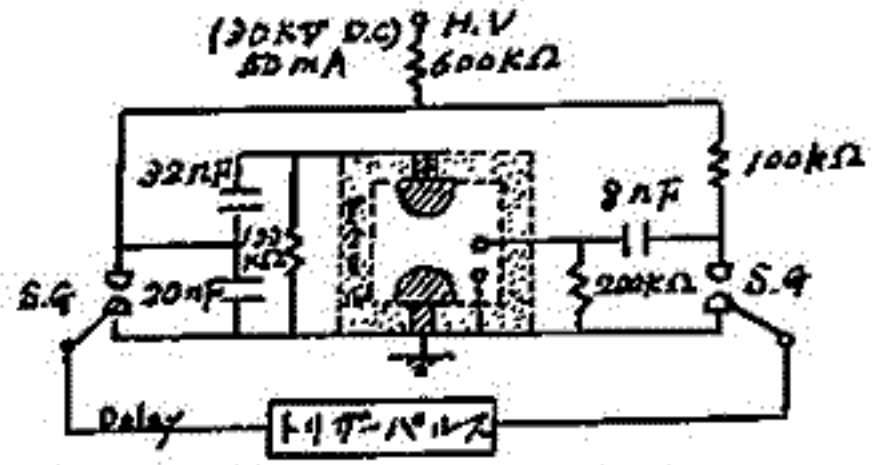


図1. LC 共振形 XeCl レーザの共振回路

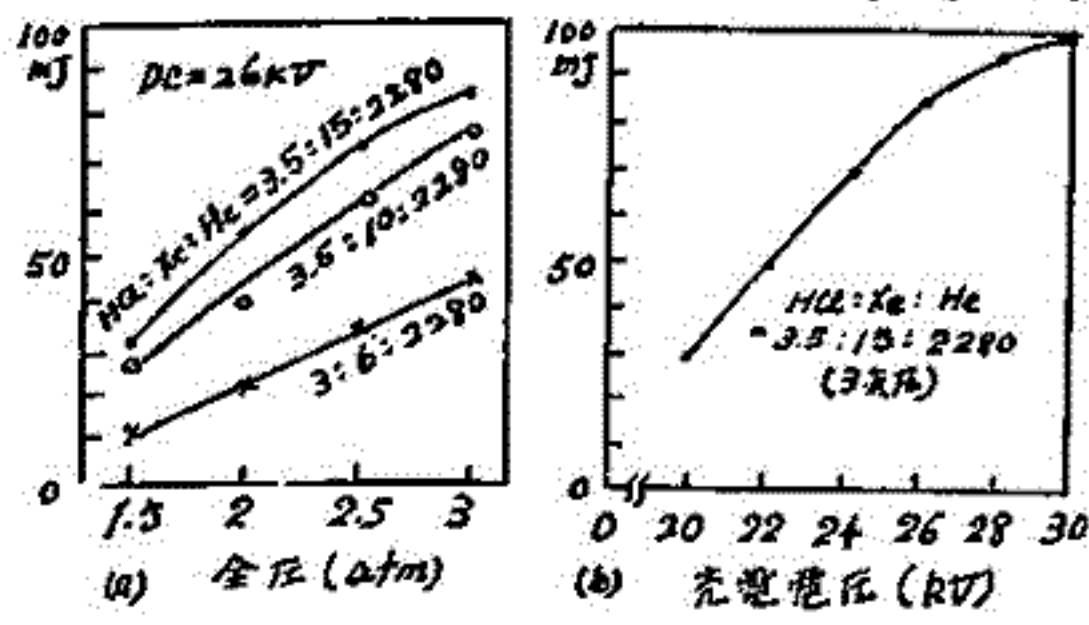


図2 XeCl レーザの出力特性

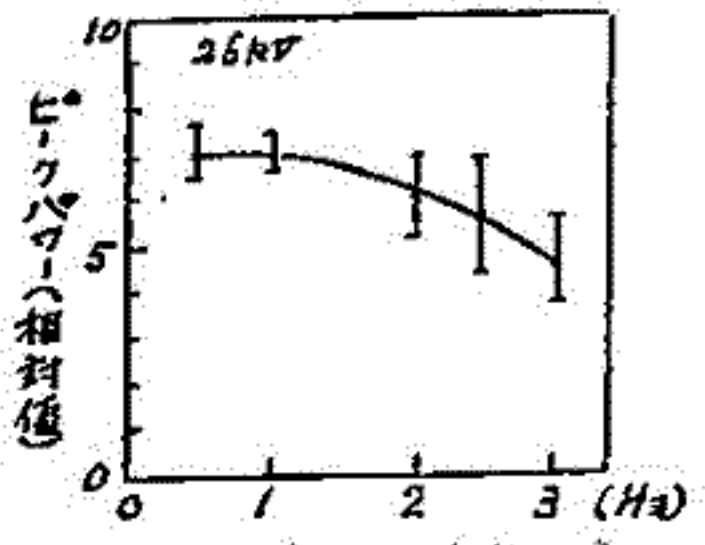


図3 26 kV のときのパルスくり返し周波数に対する相対ピークパワー

長沢親生, 藤原玄夫, 広野永和

九州大学理学部

中間圏Na層の起源については, まだ決定的な説明は, なされていながら, Mege et al. (1978)⁽¹⁾は, レーザレーダによる中間圏のNaとKの同時観測から, それらの濃度比が, 夏には meteorite 中の成分比と一致し, 冬には marine aerosol 中の成分比に等しいことを示した。このことは, 少なくとも夏においては中間圏Na層の起源が, 地球圏外からの流入物に大きく依存していることが予想される。したがって地球圏外からの流入の激しい meteor shower 時に, 中間圏Na層の観測を行うことは, 有意義なことである。

我々は, レーザレーダによって1978年8月の「ペルセウス座流星群」の際にNa層の観測に成功して以来, 1978年11月の「ツツ座」, 1979年6月の「こゝ座」, それから1979年8月の「ペルセウス座流星群」の際にもNa層の観測を行うことができた。1979年8月13日をピークとする流星群の際には, 比較的その前後の観測を行うことができたが, この観測と1978年の同じ日時における観測から, 日出(5時38分, LST)の1時間程前から, Na層の急激な増加が始まっていることがわかった。Fig. 1に示すように, その増加はピーク値で10倍程に達した。その増加した層の半値巾は, 12~13 kmで通常の日の値と変わらない, 鋭いピークを示した。また, その増加の始まる30分程前のNa層の量は, 通常の日の量と比べて著しい増加はなかった。これらの sporadic event は, Hake et al. (1972)⁽²⁾, Mege et al. (1977)⁽³⁾が報告しているが, それらは30°~40°の中緯度に集中し, Clemesha et al. (1978)⁽⁴⁾の57°E 緯度では, その傾向がほとんど述べている。

また, 1979年8月19日の観測では, 流星群の到来しない日の, 日出1時間程前にも, Na層が, いくぶん増加する傾向を示した。日出の1時間程前から, Sun light が, 100 km の高さに照射を始めること, 何らかの関係があるのではいかと思われぬ。

参考文献

- (1) G. Mege and J. E. Blamont (1977) Planet. Space Sci, 25, 1093
- (2) R. D. Hake, Jr., D. F. Arnold, D. W. Jackson, W. E. Evans, B. P. Picklin and R. A. Long (1972)
- (3) G. Mege, F. Bes, J. E. Blamont and M. L. Chauvin (1978) P. S. S. 26, 27 J. G. R. 21, 6839
- (4) B. R. Clemesha, V. W. J. H. Kirchhoff, D. M. Simonich and H. Takahashi (1978) S. 873

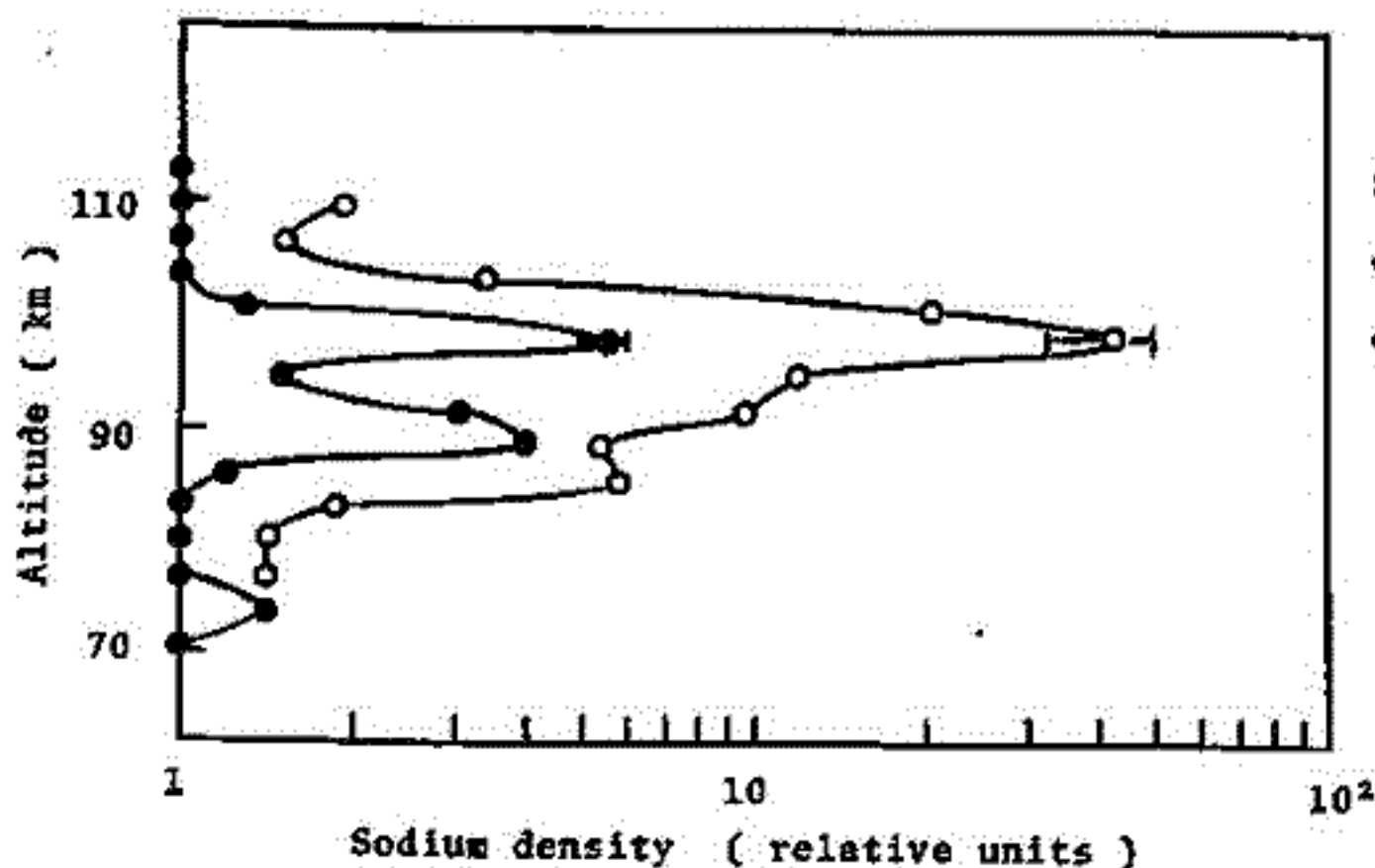


Fig. 1

Sodium altitude profile during the meteor shower on August 13, 1979

- : 02:35-04:00
- : 04:20-05:05

鈴木勝久
東京大学理学部

He 赤外共鳴線(波長 10830.3 \AA)の観測結果について報告する。この共鳴線は 2^3S 状態の He 原子によって放射される。 2^3S 状態の He の生成は 2^1D 状態と光電子の衝突によって直接励起されるものが主要であると考えられている。この共鳴線の観測は地上から外圍大気の状態を知るうえで有効な方法と考えられているが、共鳴線に近接して OH (5-2) バンドの Q 枝 (10831.5) が存在し、高分解能の分光器を用いるならば共鳴線のみを観測はできない。今までの観測ではこの共鳴線を分離して観測したのではなく、OH-Q 枝と共鳴線もこみで観測し、何らかの方法で Q 枝の強度を推定し、共鳴線の発光強度を求めていた。

今回の観測装置は 3 枚のナローバンドの干渉フィルターの大面積測光器である。フィルターを周期的に傾斜させることにより、エミッションラインのバックグラウンドを測定する。(78 年秋季電気気学協会誌) 観測は柿岡 (26°N) で 77 年 7 月から行っている。フィルターの透過幅は約 1 \AA なので OH-Q 枝を分離して観測することはできないが次の方法で He 線の強度を求めた。

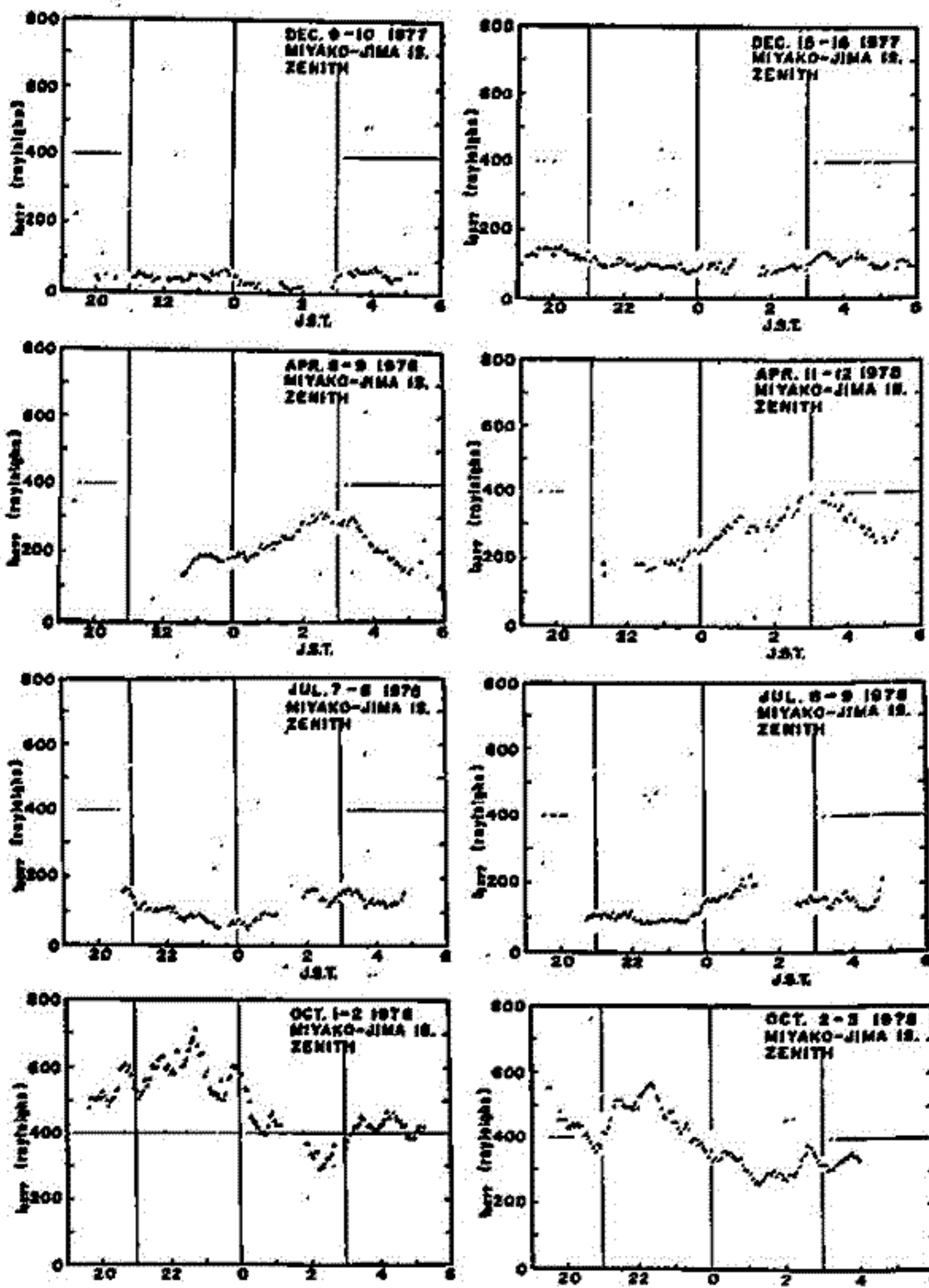
このエミッションは He (2^3S) が太陽赤外線を散乱するところから、E₂ の He の高度分布にもよるが、シェドール・ハイトが $100 \text{ km} \sim 200 \text{ km}$ に入るとなる太陽天頂角では共鳴線の強度はほぼ一定になると考えられる。これは太陽天頂角が 30° 以内にあたる。個々の観測日ごとの OH-Q 枝の R 枝に対する強度比を太陽天頂角 30° 以上のデータを用いて求め、これから薄明時に測った Q 枝の強度を推定し、共鳴線の強度を求めた。解析の結果次のことがわかった。

- (1). 共鳴線の強度に季節変化が認められ、冬期強度が増加している。
- (2). 従来報告がある太陽天頂角 15° 以内の方位・朝方での発光強度の差は認められなかった。
- (3). ほぼ全方位・朝方の強度変化の太陽天頂角に対する依存性は、3 層モデルで説明された。すなわち朝方の共鳴線は天頂角 15° 以内で観測されるが、夕方になると 130° まで観測された。これは外圍大気温度の日変化によって説明することができる。

上山 弘, 大沼 利弘, 宮田 三彦
東北大・理・超高度研

亜熱帯果樹帯の総合観測の一環として、われわれは沖縄県宮古島において夜間大気光輝線(6300Åおよび5577Å)の掃天測光を行なった。観測は1977年12月から1978年10月まで、季節的な変化も把握するよう、各季節毎にそれぞれ2週間ずつ行なわれた。各季節の最も天候条件の良かった晩について、酸素輝線(6300Å)の解析結果は前回の学会で既に報告した。今回はさらに同じ日の5577Åの解析が終了したので、その結果を報告する。

5577Åについて特に季節的な特徴を示す。(右図)強度のレベル、および日変化の型が異なっているのがわかる。右の図は上から冬、春、夏、秋の例、それぞれ天候条件の良い2晩の解析結果を示す。なお詳細な比較については、学会当日に報告する予定である。



中村純二 ・ 大地 登
(東大教養) (岐阜大教養)

1. 目的

高度50km~100kmの中間圏を重点的に探索しようとする今年から5年間に亘るMAP (Middle Atmosphere Project) 国際協力期間の主要課題の一つは大気波動の解明である。その原因として、乱流による運動エネルギーの散逸や、鉛直方向へのエネルギー輸送等が考えられているが、これらの物理量を最も直接的に観測できるのが人工発光雲法である。この場合、周期数時間の波動的性質を知るためには、様々な局所時に対する観測結果の得られることが望ましい。このため観測時間帯について細かい制約を受けない夜間発光雲法によるのが理想的であろう。

この際、TMA (トリメチルアルミニウム) 発光弾を高度100kmから50kmの間で作動させ、中間圏中性大気の運動や乱流のスケール、あるいは拡散係数を測定し、さらにその積重ねから波動的性質をも探ろうとするのが、本実験の目的である。

2. 搭載機器の概要

1979年9月13日2000打上げ予定のS-310-7号機に搭載されるTMA弾の主要部はTMAとTEA (トリエチルアルミニウム) の混合液体約3ℓを入れる薬室と、これらにピストンを介して乾燥窒素ガス5.5気圧で加圧するための容積約2ℓのガス室、並びに急開弁装置であって材質はステンレス、全重量は約3kgである。他に付属装置としてTMAの注入バルブ、N₂ガスの加圧バルブ、急開弁装置をタイマーで働かせるための始発筒およびその安全装置、あるいはTMAをロケット側壁から円錐頂角60°で約30秒間に亘って噴射する2ヶのノズル (#426) などが装着されている。

ロケットが下降時高度100kmに達すると、タイマーと点火系電源の働きで始発筒が作動して0.13grの黒色火薬が約400 kg/cm²の圧力を発し、急開バルブにつながらるクランクを押し、TMAは高度50kmまで約25秒間に亘って噴射される。

噴射されたTMAは周囲の大気中の酸素原子や酸素分子と反応し、励起されたAlO分子を作る。このため直径約10km、長さ約50kmの帯状発光雲が現われ、夜空を背景に十数分間青白色に輝く。この発光雲を地上の5観測点に設置したK20型航空カメラ、あるいは分光計、エコー電波等によって約10分間観測を行う。

3. 観測透視

今回は特にTMA弾を安全性の立場から検討し、構造や急開弁装置に改良を加えた。これら開発経過と、実際ロケット実験で得られたTMA夜間発光雲の概要を発表する。

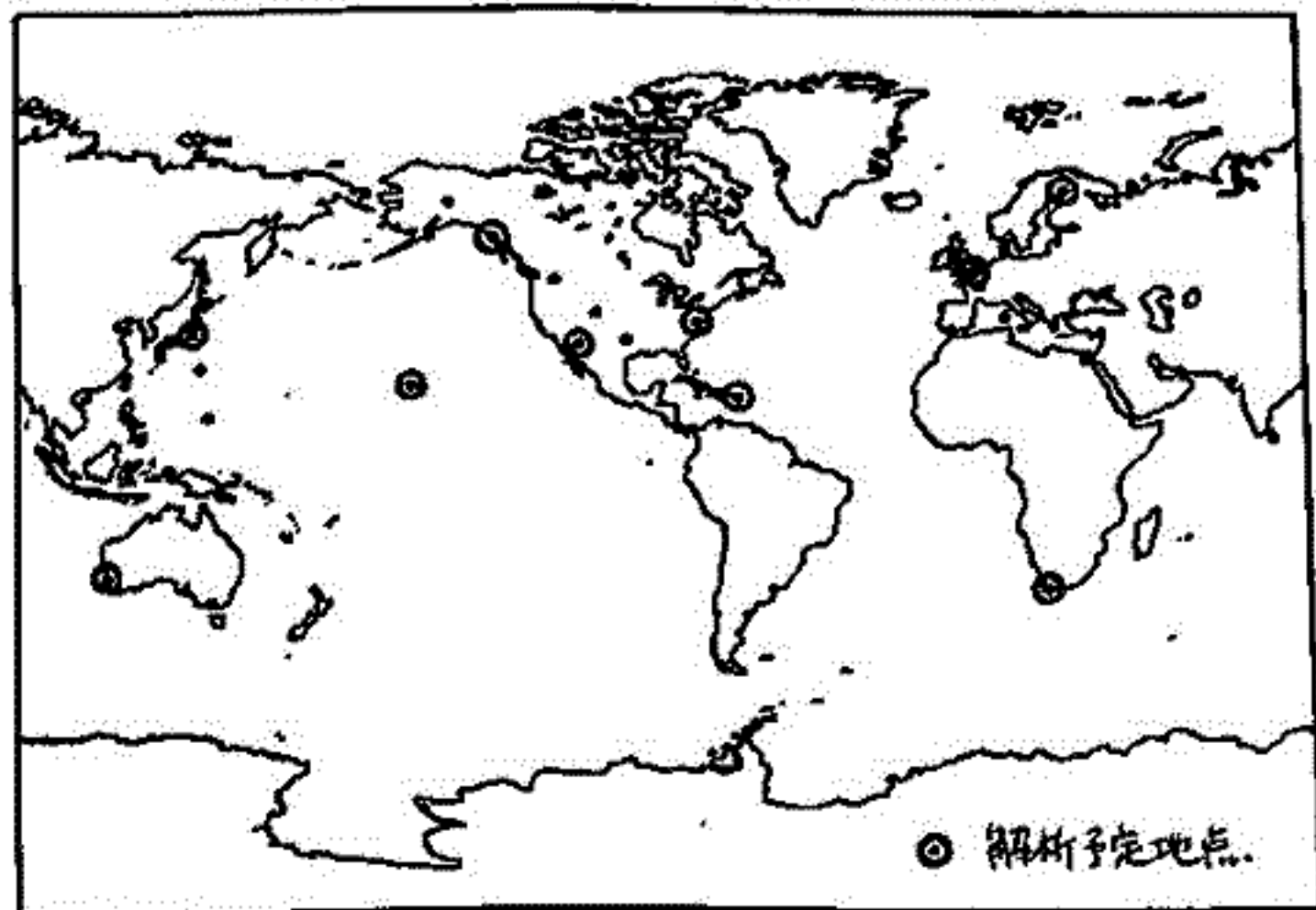
白木正規
地磁気観測所

普通、地磁気太陽日変化(L)として研究されているのは、潮汐ポテンシャルの中で最も振幅の大きい M_2 項である。ところが、潮汐ポテンシャルには、 O_1 項、 N_2 項といった項もあり、 M_2 項と比べて無視できない振幅をもっている。このうち、 N_2 項は変化の大きさが、 M_2 項の約 $1/5$ であるが、 M_2 項と周期が非常に近い (M_2 項: 1.932 日、 N_2 項: 1.896 日) ことから、地磁気太陽日変化のダイナモメカニズムの研究にとって、この項の解析は興味をもたれる。

N_2 項を M_2 項と同じ精度で検出するには、 M_2 項を検出するのに用いた資料の約20倍の資料が必要である。中低緯度の M_2 項は、約1年以上の資料があれば、結果の良否は別にして検出可能なので、30年程度の資料があれば N_2 項の解析ができる。現在手もとにある資料で、30年以上の長期にあたるのは、Kakioka (57y), Tucson (66y), Wathercoo (40y) など10地点である(下図参照)。これらの地点の N_2 項を解析する。二かまじのところ、上記の3地点の解析がすすんで、同期間の M_2 項との比較がなされ、主として次のような結果が得られている。

- ① 年平均の場合、 N_2 項と M_2 項の大きさの比は、期待値 $1/5$ (0.19) にほぼ等しい。
- ② また、位相差は約1時間である(遅れ進みのセンスは地点によって異なる)。
- ③ しかし、季節平均では、 N_2 項の季節変化は必ずしも M_2 項のそれと同じでない。

学会では、更に解析地点数を増やして N_2 項と M_2 項の比較を詳しく調べた結果と、これらの結果の解釈について報告する。



竹田 雅志 前田 健
京大 理

\$S_4\$ 電流系の計算は、従来、垂直電流を無視し、高々による静電ポテンシャルの電位を考慮に入れて行われてきた。しかしながら磁気赤道付近ではこの仮定は成り立たず、子午面内にはいわゆる meridional current system が存在するし、また半日周期の大気潮汐のように、高々によって強度・位相の変化的な大きな源によって生ずる電流系もまた、垂直電流の効果は当然考えられる。これらの問題を完全に解決するには、完全な三次元計算を行う必要があるが、これは現在のところ計算機の性能の限界上、非常に困難である。

そこで、電気伝導度のラシ、磁力線に平行な成分 (\$J_{\parallel}\$) が、他の成分 (Azimuthal Component) に比べて、E-F 両層を通じて 2 桁以上大きいことを利用し、静電ポテンシャルが磁力線に沿って一定であり、地球の磁場が dipole であると仮定して \$S_4\$ ダイナミクスの解を求めた。具体的には、磁力線に沿って \$\theta\$、子午面内で磁力線に垂直な方向に \$\phi\$ とすると

$$\rho = \frac{r_0^2 \cos \theta}{r^2}, \quad t = \frac{r_0^2 \sin^2 \theta}{r}$$

ただし \$(r, \theta, \phi)\$ は地球中心を中心とする極座標、\$r_0\$ は地球中心から電離層下層までの距離、\$(t, \rho, \phi)\$ は石川系直交座標となる。解くべき \$\nabla \cdot j = 0\$ は、geometric parameters \$h_1, h_2, h_3\$ を用いることにより

$$\frac{\partial}{\partial t} (h_1 h_2 j_t) + \frac{\partial}{\partial \phi} (h_1 h_2 j_\phi) = - \frac{\partial}{\partial \rho} (h_1 h_2 j_\rho)$$

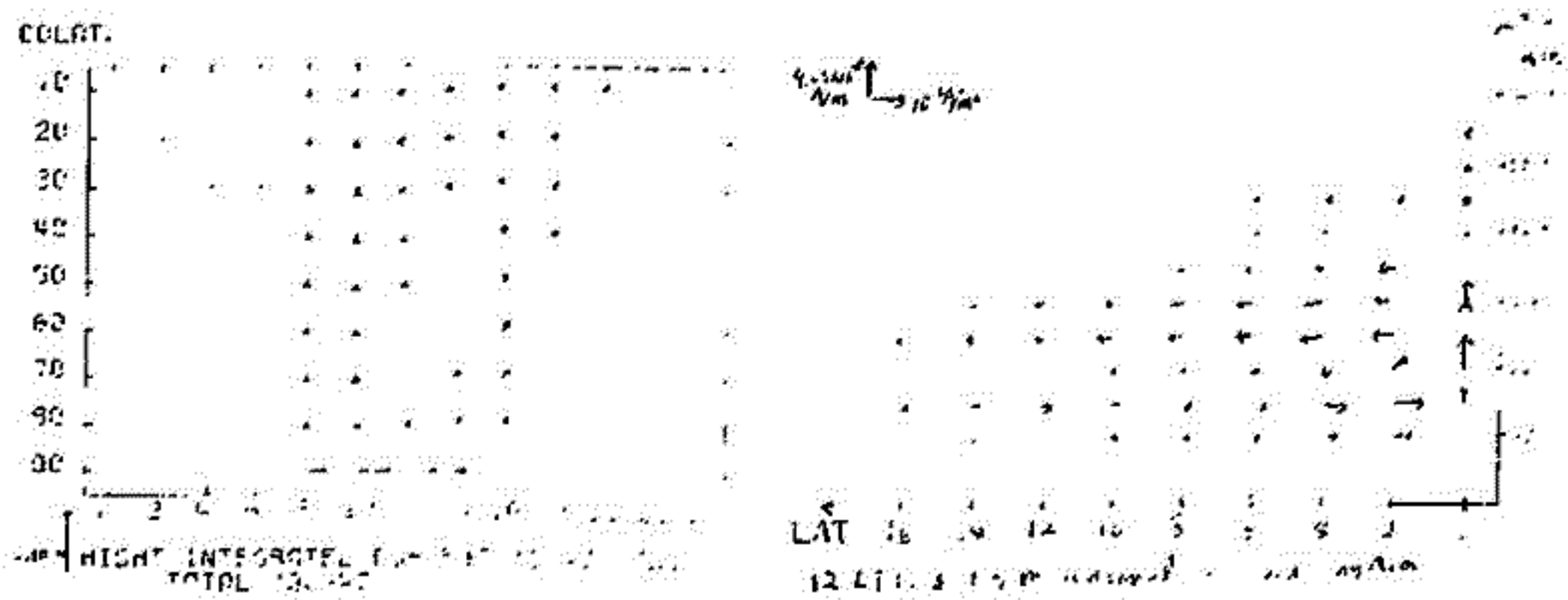
と書け、この両辺を磁力線に沿って電離層内で積分すると

$$\int_{\rho_1}^{\rho_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} (h_1 h_2 j_t) + \frac{\partial}{\partial \phi} (h_1 h_2 j_\phi) \right) d\rho = (h_1 h_2 j_\rho)_{\rho_1} - (h_1 h_2 j_\rho)_{\rho_2}$$

ただし \$\rho_1, \rho_2\$ はそれぞれ電離層下層・上層の \$\rho\$ の値、となる。ここで、\$j_t, j_\phi\$ を静電ポテンシャル \$S\$ と風出で表わし、\$\frac{\partial S}{\partial \rho} = 0\$ を利用することにより

$$A \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + B \frac{\partial^2 S}{\partial \phi^2} + D \frac{\partial S}{\partial t} + E \frac{\partial S}{\partial \phi} + F = (h_1 h_2 j_\rho)_{\rho_1} - (h_1 h_2 j_\rho)_{\rho_2}$$

ただし \$A, B, D, E, F\$ は \$t\$ と \$\phi\$ の関数、となり、\$j_\rho\$ について \$A, B\$ を適当な条件 (\$A=0, \text{で } j_t=0 \text{ } A=A_2 \text{ で } j_\phi=0\$) を用いることにより \$S(t, \phi)\$ が求まり、これから \$j\$ の元的な電流分布が求められる。この結果の一部を以下に示す。



小川 徹, 萩崎 努, 北野 正雄
(京都大学工学部)

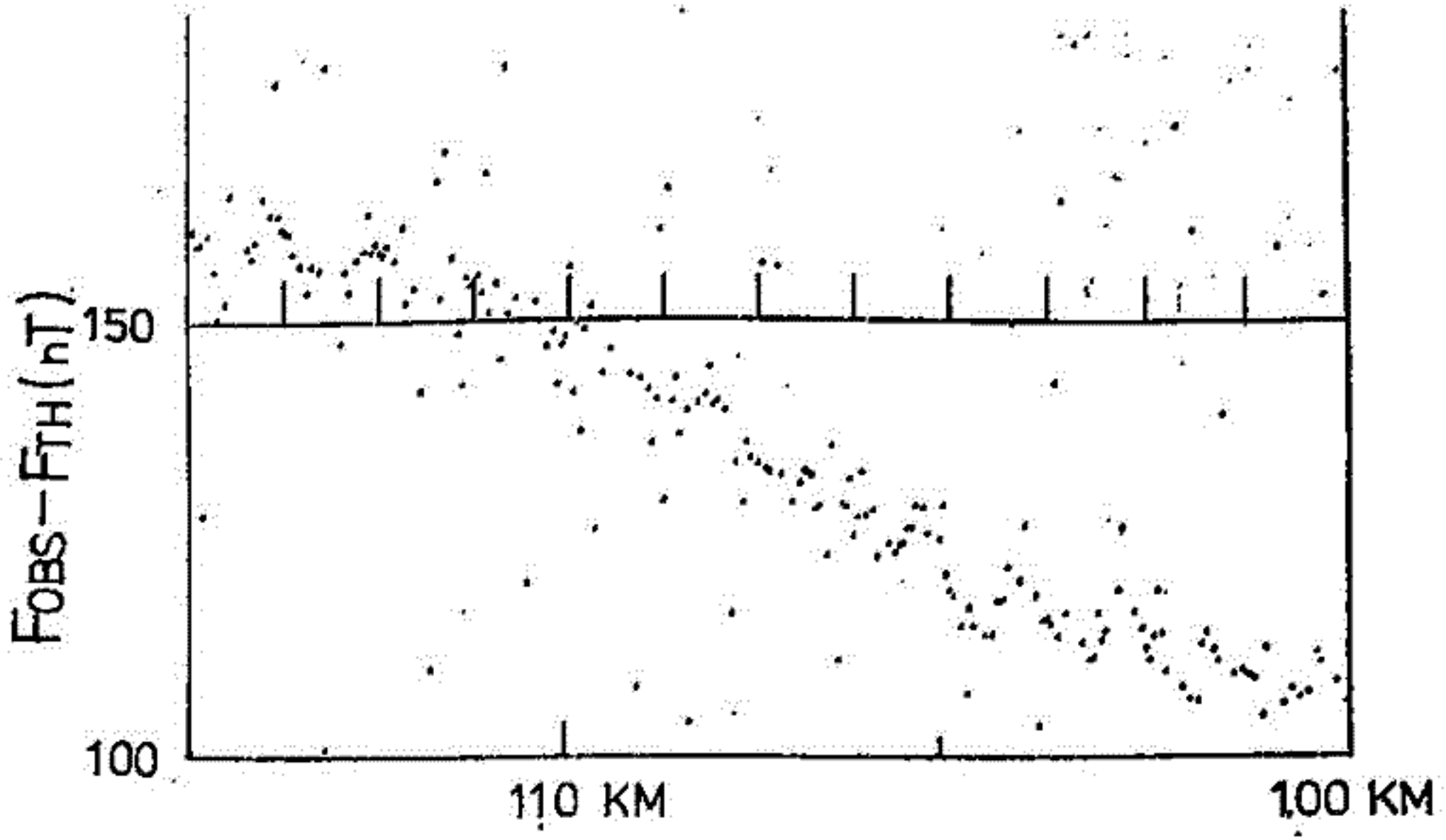
前回の速報¹⁾でS-310-5号機による上昇時の観測結果の概要をのべたが, 今回は上昇時のデータの高分解能解析の結果と, 下降時のベクトル解析について報告する。

上昇時の観測によれば, 電流の高度分布は102kmより115kmにわたり, 107kmに最大電流密度4.92 A/kmをもっている。また全電流密度は33.8 A/kmである。分布は単調で, 電流層は垂直方向には微細構造はないものと思われる。またK-9M-32号機²⁾により夕方に観測されたオス層は正午付近ではオイ層に含まれている。

次にベクトル観測の結果を図に示す。テレメータの帯域が狭いためデータ処理の際, 帯域端を含むデータは大きな誤差を含むので, 図では多くの点が散乱している。しかし, 帯域端を含まないデータにより解析を進めることが出来る。

現在解析は完結しないが, ロケット下降時にも約35 nTの磁場変化があり, ほとんどが磁場の南北方向成分の変化であること, および東西成分も多少存在するらしいことが分かった。しかし垂直成分については未だ不明である。

- 1) 萩崎, 北野, 小川: 地球電磁気学会, 第65回講演会予稿 I-30P (1979).
- 2) T. Yabuzaki and T. Ogawa: Journ. Geophys. Res. 79, 1999 (1974).



京大理学部 前田 坦

1979年10月にNASAは低高度の磁場観測衛星(MAGSAT)を打上げる予定である。この図ではNational Teamをつくり、地球内部および外部の問題を研究しようとしている。ここでは主として日変化磁場の解析を中心として天計遇について述べる。

まず、この衛星による観測の概要は次のとおりである： 打上げ時期 10月中旬；観測期間 6~8ヶ月；軌道 twilight sun-synchronous orbit；inclination 97.15°；高度 325 km(北地点) 550 km(南地点)から始まり、だんだん低くなる；磁気計 Cs Vapor magnetometer (372X以内) fluxgate magnetometer (各成分68)

日変化の解析は2つの目的で行われる。一は地球内部の local anomaly の解析に役立つ日変化成分の算出、他は地上で観測される外部原因即ちへの電流層電流と磁気圏電流の算出の手段である。前者に關しては最近 Sugiyama and Hagan (May 1979) が peak-to-peak amplitude で約 40%, dawn-dusk meridian で約 10% と算出している。また、この算出においては従前に用達し只向題が持たれてくる。従前に用達しては衛星軌道が dawn-dusk meridian に限られてくるので、その分解方法は若干工夫が必要である。

一般に、日変化磁場は spherical harmonics によって表現される。今の場合 local time が固定されてくるので、地上で観測されるデータによる磁場ポテンシャルは

$$W(T, r, \theta, \lambda) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [\{ g_n^{(1)}(T) \cos m\lambda + h_n^{(1)}(T) \sin m\lambda \} \left(\frac{a}{r}\right)^n + \{ g_n^{(2)}(T) \cos m\lambda + h_n^{(2)}(T) \sin m\lambda \} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}] P_n^m(\cos \theta) = W^e + W^i$$

他方、衛星で観測されるデータによる磁場ポテンシャルは

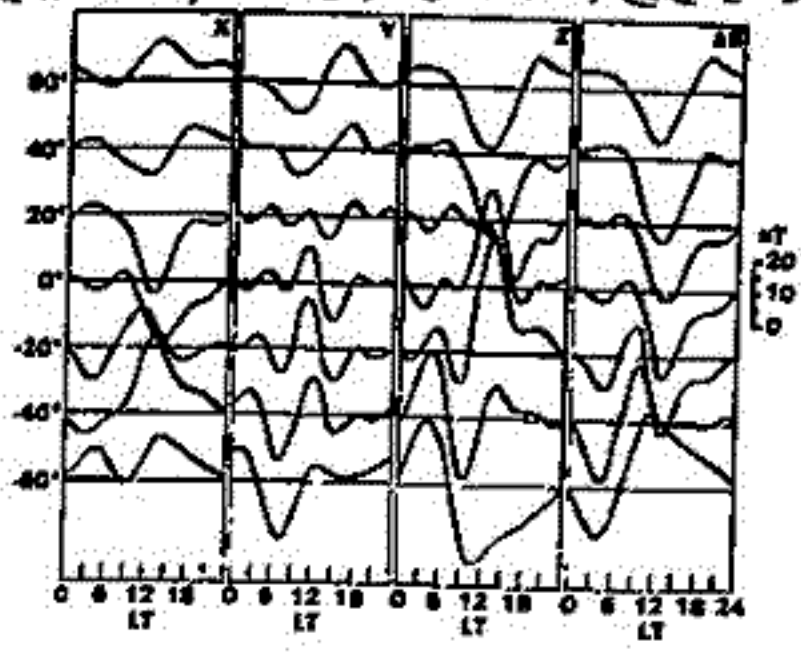
$$V(T, r, \theta, \lambda) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [\{ G_n^{(1)}(T) \cos m\lambda + H_n^{(1)}(T) \sin m\lambda \} \left(\frac{a}{r}\right)^n + \{ G_n^{(2)}(T) \cos m\lambda + H_n^{(2)}(T) \sin m\lambda \} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}] P_n^m(\cos \theta) = V^e + V^i$$

また、よく知られるように current shell に流れる電流の current function J と magnetic potential W (or V) との間には次の関係がある：

$$W_e = -4\pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n+1}{2n+1} J_n \left(\frac{r}{a}\right)^n \quad (r < a)$$

$$W_i = 4\pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{2n+1} J_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \quad (r > a)$$

これらの関係を用いて、上記の2つの向題をささげる方法について考えてみる。



左図 Calculated Sq at 1100 UT, May 24, 1958 (solar maximum) for 400 km altitude; X (north), Y (east), Z (vertically downward) components and dB (scalar difference field, see the text for definition), at various geographic latitudes. (Sugiyama and Hagan, 1979)

前田 憲一
京師産業大学理学部

1. 序

1960年代中頃から1970年代にかけて、ダイナモ電流の垂直分布 (current profile) がロケットによって観測された。これらの結果は、従来考えられていた conductivity 分布と一致しないことを示しているが、不幸にしてダイナモ専門家への注意をひかすことが出来なかった。著者は電離層の conductivity と、地球自転変化から求められた電場と tidal force を参考にして、電離層ダイナモの内部構造を検討し、垂直電流の効果などについて述べる。

2. ダイナモ式

3次元ダイナモ式は $\vec{j} = (\sigma)[E + V \times B] \dots (1)$ 、次に垂直電流 $j_z = 0$ として2次元化して $\vec{j} = (\bar{\sigma})[E + V \times B] \dots (2)$ 、さらに \vec{j} , $(\bar{\sigma})$ を高さ z で積分して $I = (\Sigma)[E + V \times B] \dots (3)$ になる。 V は tidal force の acceleration $(-\nabla P/\rho)$ と電場 E によって与えられるので、これを考慮すると、式(2)は $\vec{j} = (\bar{\sigma}')E + (\bar{\sigma}'')(-\nabla P/\rho)(B_z/j\omega) \dots (4)$ となる。この場合 $j_z \neq 0$ として式(1)から出発して計算すると式(4)のかわりに

$$j = (\bar{\sigma}')E + (\bar{\sigma}'')(-\nabla P/\rho)(B_z/j\omega) + \begin{pmatrix} \sigma'_{xz} \\ \sigma'_{yz} \end{pmatrix} j_z / \sigma'_{zz} \dots (5)$$

となる。 E は E_x (南向) $\times E_y$ (東向) だけである。磁気子午面内の電場が B に垂直であるとするとき、式(5)に似た式を得、この場合は E は E_y だけである。

3. 実測 current profile の検討

Peru の磁気赤道附近と、鹿児島県山川へ行方北にロケット観測の結果を図1と図2の破線である。 E と $\nabla P/\rho$ については S. Kato (1956) の求めたものを用い、式(4)によって j_y を計算したものが、実線と示され、 $j_z = 0$ と附記されている。

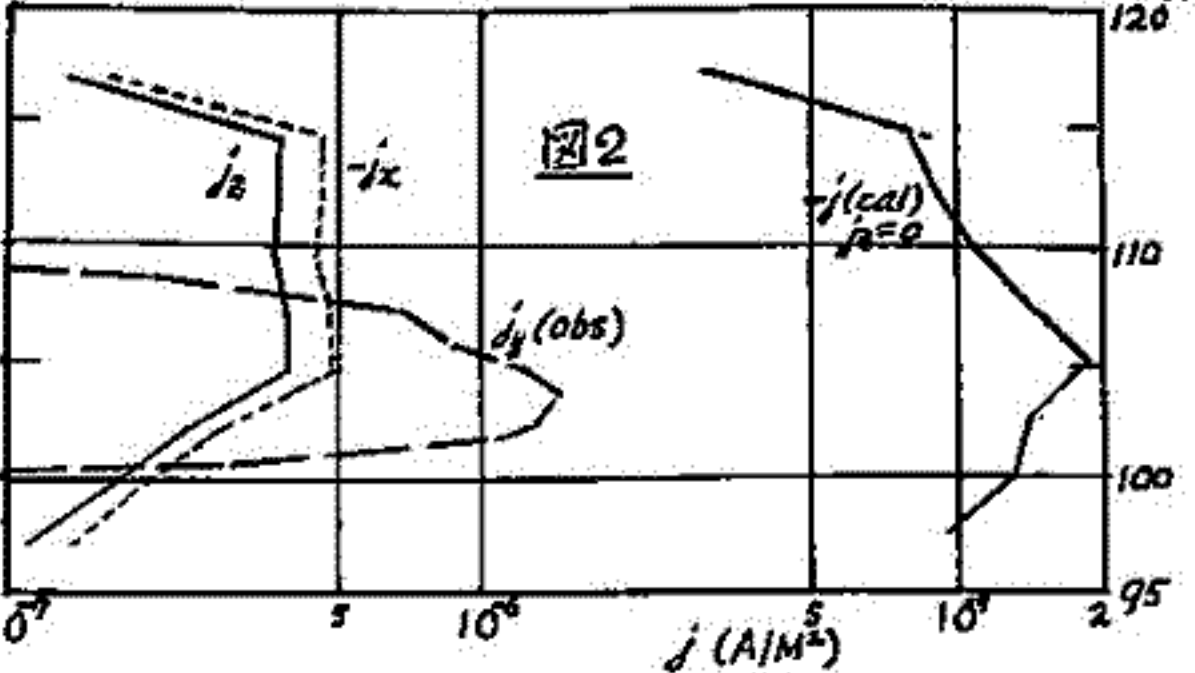
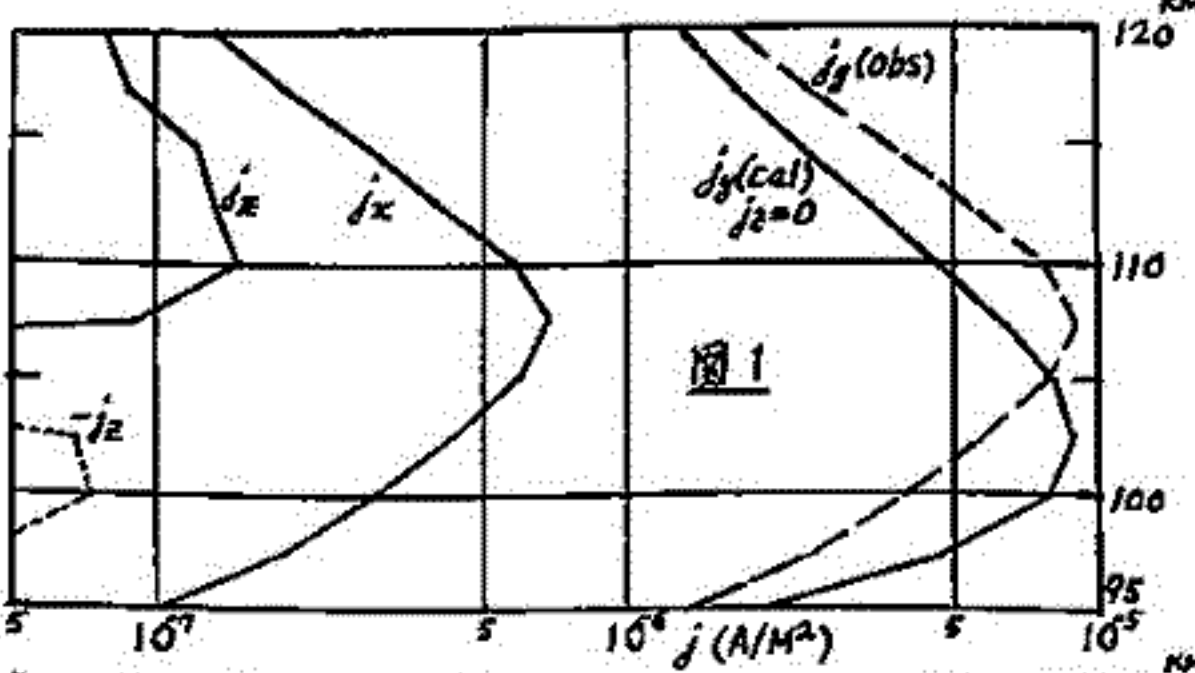


図1では j_y の計算値が観測値と一致する。図2では j_y の計算値が観測値より小さい。これは、観測された j_y の向きが南向であるからである。

式(5)を用いて j_y の計算値が観測値と一致する。図2では j_y の計算値が観測値より小さい。これは、観測された j_y の向きが南向であるからである。

図1は j_x (南向) を示しているが、図2では j_x は北向きで、その向き、sense とは実際の電流の方向に一致する。図1で j_x (南向) が示されているのは、計算で磁気偏角をゼロとせず、 35° としたためと考えられる。

中山泰雄 前田坦
京大理工

地磁気嵐時に電離層F領域の電子密度が変化することはいくらか知られてゐる。NoF2に着目したとき、増加する場合は *positive storm*、減少する場合は *negative storm* と言ふ。negative stormの原因としては従来より酸素原子 [O] と窒素分子 [N₂] の比 [O]/[N₂] の減少によるものとされてきた。最近の satellite に従つた mass spectrometry による中性大気成分の観測も、地磁気嵐に伴、てかなり広い範囲にわたつて [O]/[N₂] 比の変化が起ることを示してゐる。

OGOB によつて [O]/[N₂] 比が高緯度で減少、低緯度で増加することを観測された。この結果から、熱圏に global 的 circulation が地磁気嵐時に起る、ていふことが示唆された。Mayr and Volkmann (1973) は auroral pole heating による熱圏中性大気の運動を計算し、地磁気嵐時に auroral region に流入する pole heating が、auroral region と上層流との global 的 circulation を起すこと、を説明し、これに伴う [O]/[N₂] 比の変化を観測を説明し得ることを示した。一方、Turbopeina Land での [O]/[N₂] 減少により NoF2 が減少することから Chandra and Stubb (1971) による計算もあつた。又、satellite による中性大気成分の観測から得られた高度 120 km での [O]/[N₂] 比の変化と NoF2 変化との正の相関があることも示されてゐる。

以上の様に、高緯度はともかくとして、中緯度の negative storm の原因を考えた場合、中緯度F領域での [O]/[N₂] 比減少には、高緯度の上層流によつて生じた [O]/[N₂] 比の減少した大気の circulation wind による、て運ばれる場合と、Turbopeina での変化の原因となる、ていふ場合との二通りが考えられるわけだ。現在この二つがどちらかであるか、は不明だ。昨夏春の学会で成る、1流線モデルを用いて auroral pole heating による熱圏中性大気の運動を、非定常かつ静水圧平衡の仮定を用いて計算した結果を報告した。運動は全直方向に比べて、極めて水平方向に起る。[O]/[N₂] 比の観測を説明するに、垂直風が小さ過ぎるの、ていふ疑問をも、てあり、circulation theory にもう少し調べてみる必要があると思つた。今回の2流線モデルを用いて [O]/[N₂] 比の計算結果を報告する。主な方程式は次の様だ。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} n_1 k_1 + \frac{\partial}{\partial t} n_2 k_2\right) \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q - \frac{\partial}{\partial z} (n_1 k_1 c_1 \nabla T) - \frac{\partial}{\partial z} (n_2 k_2 c_2 \nabla T) - P_1 \nabla c_1 - P_2 \nabla c_2$$

$$P \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \left(\frac{\partial \epsilon_1}{\partial z} + \frac{\partial \epsilon_2}{\partial z}\right) - \frac{\partial P}{\partial z} + P g$$

$$C_1 - C_2 = -\frac{n_1}{n_2} \frac{D_{12}}{kT} (P_1 - P_2)$$

$$f = n k T$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \rho (P \epsilon) = 0$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} + \rho_1 (P_1 \epsilon_1) = 0$$

- T: 温度
- n₁, n₂: 酸素、窒素の密度
- k: Boltzmann 定数
- k: 熱伝導係数
- P₁, P₂: 酸素、窒素の力学的圧力
- c₁, c₂: 酸素、窒素の速度
- Q: mass velocity
- D₁₂: 拡散係数
- n₁, n₂: 酸素、窒素の質量

引用文献

1) Mayr and Volkmann, J.G.R., 72, 2251-2264, 1973.
2) Chandra and Stubb, P.S., 11, 411-412, 1971.

下井 浩, 米沢 利之
(中部工大)

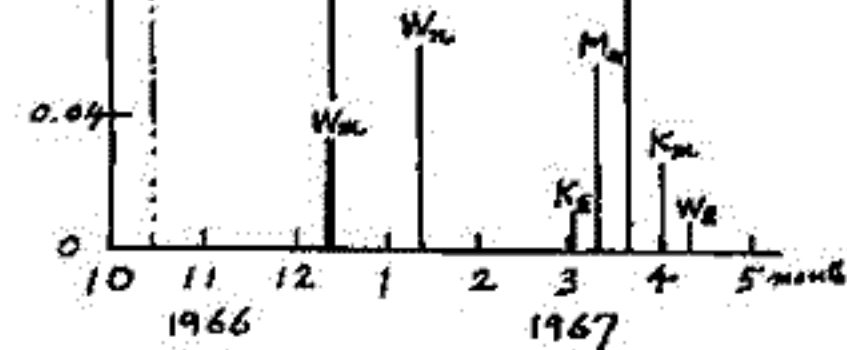
前の学会では電離層電子密度の準2年変化に関する予備的な結果を報告したが、今回はこれについて詳しく調べた結果を述べる。

準2年変化の振幅が小さいので、それを求めるには十分に長い期間にわたる観測データが必要であるが、そのようなデータを待つ観測所としては、Washington, Huancayo, Mundaring (Watheroo), 国分寺が考えられる(このほかSloughなども古い歴史をもつが、現在筆者の手許には古いデータは得られていない)ので、これらの観測所の正午と真夜中の30~40年におよぶfoF2のデータをとりあげてみた。ただしこの中でMundaringは、Watherooから移転した当時はその観測装置の性能が十分でなかったらしく、観測可能なfoF2の上限が十分高くなかったりで、1957~1960年間の活発な太陽活動期には、正午のfoF2はその下限しかとらえていない場合が少なくない。その上毎日のデータをよく調べてみると、中央値の算出に誤りがある場合が目立つ。それでこの観測所の正午の値はあまり信用がおけないものと見なし、考察の対象からはずすことにした。またHuancayoの真夜中の場合にも、理由は明らかでないが、雑音が多くて準2年変化の振幅が非常に小さくなってしまったので、これもここでは取り上げないことにする。以上のほかWashingtonと国分寺の正午のfoEをもあわせて考察することにした。

データの取り扱いは前の報告と同じである。foF2やfoEには、準2年変化よりもはるかに大きい太陽サイクル変化や季節変化が含まれているので、それを取り除くことをまず考える。そのために、一年中の各月別に、その月のfoF2(またはfoE以下ではこれを省略する)の中央値対太陽黒点数の統計的な関係を表式で表わし、実際の観測値のその曲線からずれたΔfoF2には太陽活動の影響や季節変化のほかに含まれていないものと見なし、ΔfoF2の周期性をペリオドグラム法で調べる。すなわちΔfoF2の時系列を26ヶ月毎に区切って、各対応する数値全部の平均値を求め、これが平均的26ヶ月変化を表わすものと見なし、その振幅や位相を調和解析により求めるのである。

結果は図に示す通りで、線分の長さが振幅を、線分の位置が位相(極大に到達する年月)を表わす。第一に注目されるのは、観測所およびE層F2層に因縁なく、準2年変化の位相がかなり揃っていること、これが極大値を収める年月は、4ヶ月の範囲内におさまっている。これは周期26ヶ月の約1/7であるから、偶然によりこのようなことが起こる確率は非常に小さいと考えられ、今得られた準2年変化が乱雑な揺らぎから生じた偶然の産物ではないことを示すことを見てよからう。振幅は余り大ではないが、正午のfoF2の場合に最も大きく、真夜中のfoF2がそれに次ぎ、foEの場合に最も小さいことはfoF2とfoEそのものの大きさを考えれば、首肯できるとしてよい。

なお黒点数についても、これをΔfoF2と同様に取り扱って解析したところ、その極大時は電離層のそれより約4ヶ月先行していることがわかった。この時間差はH. Sugiura and D. J. Poros (J. G. R. 82, 5621, 1977)が黒点数と地球気候特性数の間に見出した時間差とよく合っているのは興味がある。



なお黒点数についても、これをΔfoF2と同様に取り扱って解析したところ、その極大時は電離層のそれより約4ヶ月先行していることがわかった。この時間差はH. Sugiura and D. J. Poros (J. G. R. 82, 5621, 1977)が黒点数と地球気候特性数の間に見出した時間差とよく合っているのは興味がある。

プラズマの観測結果

宮崎茂, 小川忠孝, 森弘隆
電波研究所

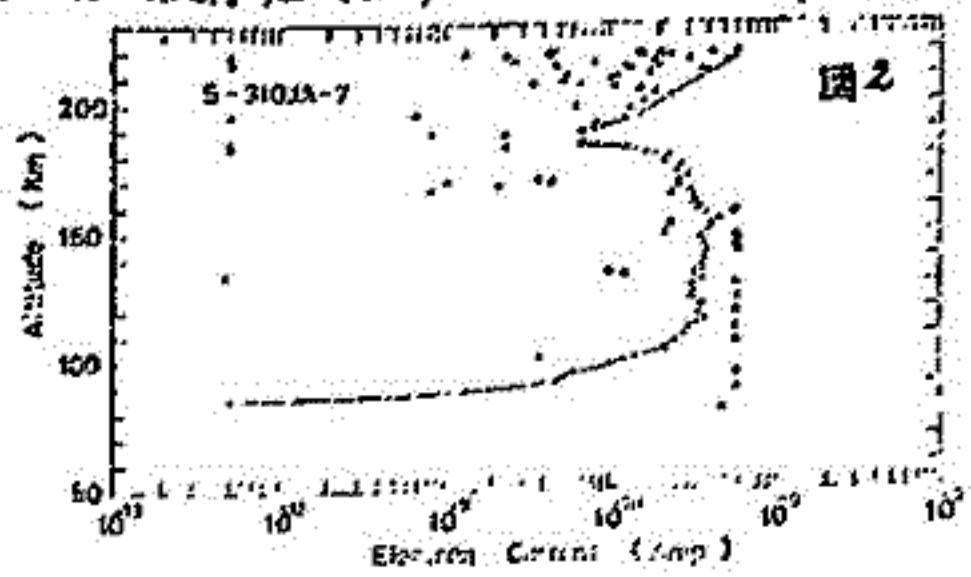
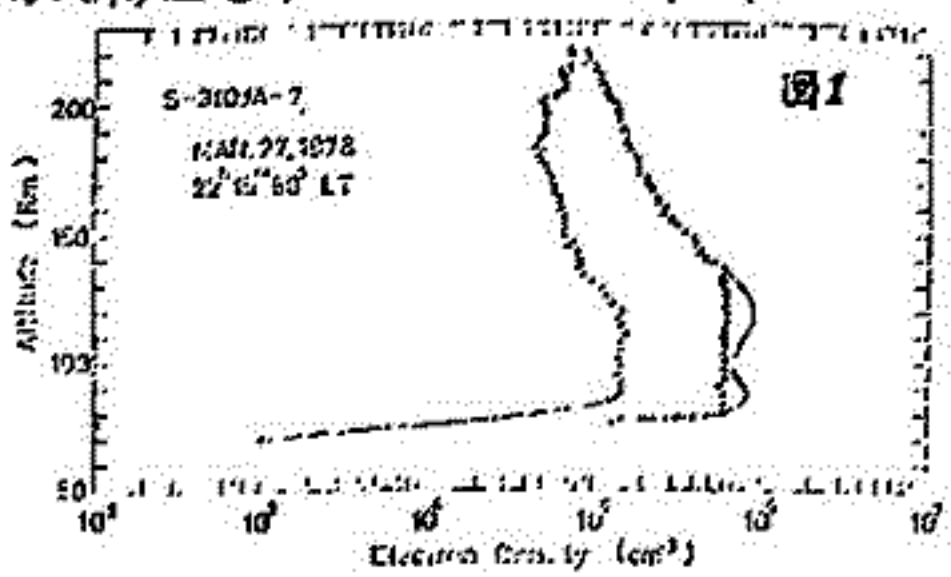
S-310JA-7号機はオ19次隊により、1978年3月27日12時15分50秒LT(19時5分50秒UT)に発射され、最高高度219kmに達した。ロケット発射時には、Substorm expansion phaseであり、下降途中に auroral break-up 現象を示した。

アイオノグラムは3月27日12時15分までの観測ではEs層からの反射波が周波数約6.6 MHzまで存在し、且つ4回送の多重反射を記録していた。12時30分以降のアイオノグラムは完全 Black out となり電離層反射波は全く記録されなかった。20MHz, および30MHz CNAのリオメータの記録において、12時17分から急激に吸収値が大きくなり、12時50分頃まで吸収状態が続き、その後 Control dayの平常値に戻った。

30MHz CNAの最大吸収値は3.9 dBである。地磁気 ΔH の変化はロケット発射の直後約 740γ を示した。その後最大値は 1000γ 以上であった。オーロラの全天カメラ写真によると、ロケット発射後50secから auroral break-up が起り、オーロラが激しく南の方へ広がり移動していった。そして100秒後にやや静かになってきた。210秒後から310秒にかけてオーロラの光がやや増し、かつ動きがやや活発になってきた。

さて電子密度の観測はロケット先端に取り付けられたフラデーカップのグリッドに流れる電子電流から求めた。図1は電子密度の観測結果を示す。上昇時は高度75kmから測定を開始した。しかし高度85kmから135.5kmの間は電子密度が異常に高く、増中器が飽和してしまった。この間は同じロケットに搭載された熱エネルギー分析器の電流データから推定を行い、図の真線で示したような分布を得た。これによると高度85km及び高度130km付近に最大値が現われその密度は約 $9.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ と推定される。それより高度の高い方では219kmまで密度は単調に減少している。下降時においては高度180kmにおいて密度の局所的な減少がある。しかしこれは降下粒子の時間的変化も考えられるので、このプロファイルの特徴は更に検討を要する。120kmから87.6kmにおいて下降時の電子密度の極大値がややフラットの状態で存在し、その値は $1.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ である。87.6km以下では密度は急激に減少している。上昇時においては80kmから以下では急激に密度が減少している。

図2は100eV以上のエネルギーを持つ電子電流の測定値でフラデーカップのコレクターの観測から得られたものである。上昇時81kmから148kmまでは飽和して 6×10^{-10} Amp. の値を示しているが、これは aurora の Break-up に伴って大きな flux の precipitation があつたことを示すものである。また発射後206sec(216km)から314sec(188km)まで precipitation の flux の変動がかなり大きく変化している。その変動は1桁以上を示している。そして下降時182km-107kmは比較的一定の flux, 電流は 4×10^{-10} Amp. である。



小玉正弘(理研)

ロケットの飛行姿勢を決めるのに広く用いられている地磁気姿勢計(GA)は、磁力線からのロケット軸の傾き、従ってアセクション角のみを与えるもので、アセクションコーン軸の方向つまりロケットの絶対姿勢は分らない。これを補うためには光学的方法によるしかなく、その光源の対象として月、星、太陽、地平線などと利用したそれぞれの姿勢計のいずれかを別途に搭載しなければならない。

南極でのロケット観測ではその主たる対象はオーロラである。オーロラはその形態こそ複雑かつ変動的であるが、入射電子により二次的に発生するオーロラX線の高度分布は、ほぼ高度100km付近にフラックスピークを持ち、それより高くても低くても急速に落ち込む。つまりオーロラ出現時(ロケットはそれを狙って発射される!)には、高度100km付近に1つのX線のplane sourceがあると考えてよいだろう。S-310型観測ロケットの最大到達高度は ~ 250 kmであり、ロケットは必ずこの発光層を通過する。従って、もしロケット軸からある角度だけ傾けたX線カウンタで天空をscanすれば、スピン軸のlocusに対してX線のピーク点(高度角で示す)をプロットすると、1アセクションに対してsinカーブが得られる筈である。この時、

$$\frac{1}{2}(\text{振巾}) = \text{アセクションコーン軸の天頂角}$$

となるので、GAと組合せればロケットの絶対姿勢は決まる。同時に、入射粒子に関する物理情報も併せ得られるので一石二鳥であろう。もちろん実際には、全天一様に光るよりも部分的に光る場合の方が多いであろう。そのような場合にもこの方法が有効かどうかは、その明るさと形状にかかわってくるだろう。

この方法と実際にテストするため、南極ロケットシリーズ中のS-310JA-6, -7号機にそれぞれオーロラX線姿勢計(ATX)を搭載した。使用したX線検出器はサイズが $1\text{cm} \times 2\text{mm}$ のNaIクリスタルで、開口角 $\pm 5^\circ$ にコリメートしたものをロケット軸に垂直に取りつけた。姿勢決定の精度のX線エネルギーに対する依存性を調べるため、検出下限エネルギーを6号機で20 KeV, 7号機で4 KeVとした。テレメータはIRIG #5 (20 Hz)を使用した。

6号機は1978. 8. 28に、7号機は1978. 3. 27にそれぞれ発射された。前者ではオーロラはそれ程activeでなく、また下限エネルギーを高くとつたこともあつて、十分なX線フラックスが得られず($< 10^2$ /秒)、スピン変動は認められなかった。しかし后者では、テレメータレスポンスの限界に近いフラックス(10^4 /秒)とスピン変動が得られたので姿勢決定に役立つものと期待される。その結果について報告の予定である。

高橋 忠利 大家 寛
東北大学 理学部

JARE 19次隊では、昭和基地での一連のロケット実験の最終シリーズとして、S-210JA 2機、S-310JA 4機による超高層観測を行った。インピーダンスプロット (NEI) による電子密度計測はこの内5機によって行われたが、ここでは、S-210JA-30, 31 及び S-310JA-5, 6号機による結果について報告する。これらの号機の飛行軌道の諸元を表1に、搭載電子密度計測器の主要パラメータを表2に示す。

実験は種々の条件下で行われているが、これらの結果について、地上観測、同時に搭載された他の計測機器の観測結果とも対応させつゝ種々の角度から検討を加えたい。

S-310JA-5及び6号機による結果はともに、冬期、真夜中付近の計測でコロナ状オーロラ出現時である。この結果をオーロラ活動、地磁気活動の非常に静かな時に得られた。18次隊のS-310JA-3号機の結果と比較すると、110km付近のE層の電子密度がほぼ一桁大きい値を示している (ピーク値はS-310JA-5で $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, S-310JA-6で $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$)。また、3号機では、

120km から上で単調に増加し、

APEX 付近が密度最大になっていた

事に較べ、150~170km に第2のピークが見られ、それ以上では単調減少

に陥っている等の顕著な違いが見られる。

110km 高度のE層は6号機の場合、上昇時、下降時で殆ど同じレベルであるが、5号機の場合、下降

時にこの密度が著しく減少している。

粒子降下領域の局所性等との関連で興味のもたれる点である。

S-210JA-30 及び 31 号機は、

夏期、やはり真夜中付近に打上げられて

いる。このシリーズでは、

200kHz におけるソース容量値の連続計測も行っているが、31号機

の結果は、高度90~110km を中心に、

密度ゆらぎによるものと思われ、

ソース容量値の変動現象が見られる (図1、NEI-A に見られる

微細構造)。この現象の解析結果についても報告したい。

表1. NEI 搭載ロケット諸元

	S-210JA-30	S-210JA-31	S-310JA-5	S-310JA-6
飛行年月日	'78. 1. 28	'78. 2. 6	'78. 6. 11	'78. 8. 28
飛行時刻	23:10:00	21:55:00	01:58:50	00:56:00
発射方位角	22°	39°	315°	315°
到達高度	125.2 km	116.0	224.8	237.0
到達距離	96.0	148.6	277.9	250.3

表2. NEI 主要パラメータ

	S-210JA-30/31	S-310JA-5	S-310JA-6
プロブ	1.2 ^m whip	1.2 ^m whip	1.2 ^m whip
掃引周波数	0.2~7MHz	0~12MHz	0~11.5MHz
固定周波数	0.2MHz	—	—
掃引時間	0.25 sec	0.233 sec	0.28 sec
周波数固定時間	0.75 sec	—	—
TM Response	450 Hz	59 Hz	81 Hz

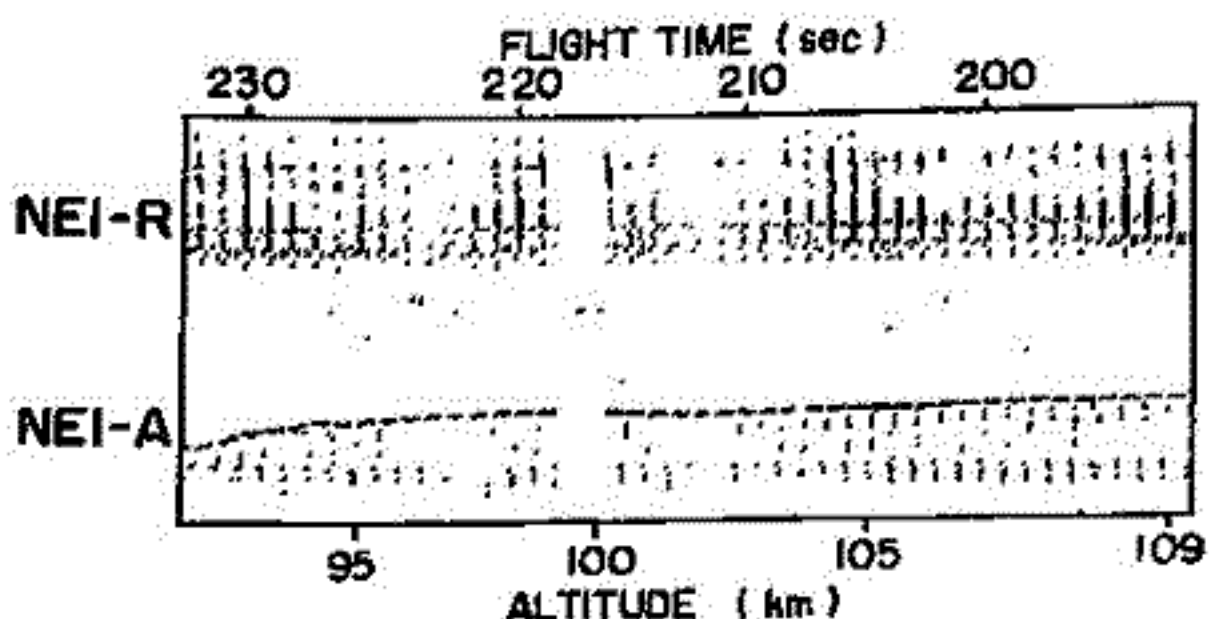


図1. S-210JA-31 NEIによる容量値計測

山岸久雄, 江尻全蔵, 鶴田浩一郎, 木村碧根, 西野正徳, 平沢威男
(極地研), (東大宇宙研) (京大工), (名大空電研), (極地研)

1978年8月18日00時32分UT S310 JA-4号機は、南極昭和基地より、磁南方向に発射された。発射時は、オーロラサブストームの開始期にあたり、ロケットは磁南に出現したレイアー状オーロラに命中し、オーロラ中の各種波動現象、降下電子の観測が行われた。

本実験の観測目的は、オーロラ帯電離層領域ではしばしば観測される種々の擾乱現象が、どのようなプラズマ不安定性に起因するものであるかを、電磁場、降下電子フラックス、プラズマ諸パラメータを同一ロケットで総合的に測定することにより明らかにすることである。

ロケット搭載計器の観測項目としては、高周帯プラズマ波動測定 PWH (東北大 大友電通大 宮武), オーロラ粒子計測 PAR (電波研 森), 電子温度測定 TEL (東大宇宙研 小山), 地磁気姿勢計 GA (東海大 青山), 地平線センサー HOS (神戸大 巻田) の他、電磁場総合観測 EMF として、DC 電場成分, ELF および VLF 帯の波動の電場成分, 磁場成分, および電子密度ゆらぎ, 7 kHz 帯電磁波のポインティングフラックスの方向測定を行い、また、インピーダンスプローブおよび固定バイアスプローブを用いて、電子密度測定を行った。

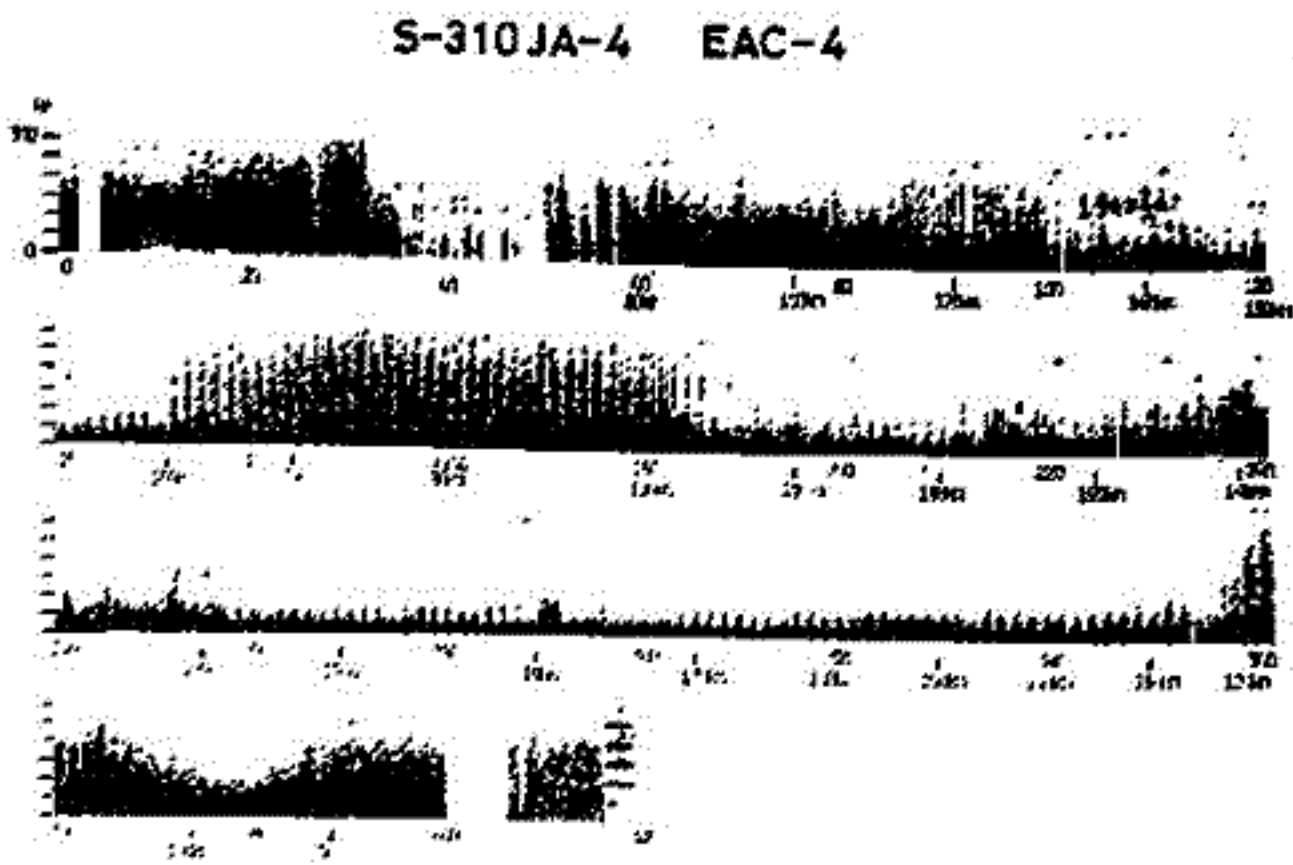
観測項目が多いため、従来用いていた 295 MHz テレメータの他に、400 MHz 帯テレメータを用意し、二系統伝送とし、FM 264 チャンネル、ワイドバンド 24 チャンネルのデータを地上に伝送した。なお 400 MHz テレメータの受信は人工衛星テレメトリの受信システムを流用した。

Tip to Tip 8 m のアンテナをはじめとするセンサーはすべて正常に伸展し、観測計器も順調に動作した。観測結果の概要は次の通りである。

- ・高周帯の波動はほとんど観測されなかった。
- ・90 eV 以上のオーロラ粒子が、飛行中、間歇的に観測された。
- ・数十ヘルツの電子密度ゆらぎ、および電場変動が観測された。
- ・VLF 帯の波動としては、オーロラ粒子入射時に、周波数の下限が、LHR 周波数付近にありと思われる、電場成分をもつ波動が観測されたが、対応する磁場成分は、ほとんど受信されなかった。

観測結果の一例として、ELF 帯電場成分のダイナミックスペクトラム E 右図に示す。

一方、昭和基地地上観測システムは、磁南方向に向けられたオーロラレーダーが、ロケットが観測する領域を同時観測した他、今更カトウ、ホトメータによるオーロラ観測、アイオノゾンデ、VLF 自然電波観測、地磁気変動観測等が行われた。



昭和基地における S-310JA-5, 6号機による 3 keV電子束の観測

松本治弥, 賀谷清幸, 小松雅明
(神戸大・工)

極域に降下するオーロラ電子の観測を目的に, 第19次南極ロケット S-310JA-5, S-310JA-6号機にオーロラ電子観測器(ESM)が搭載された。S-310JA-5号機は1978年6月10日 2256 UT に打上げられ(Apogee 226 km) Corona-type Aurora に突入し, S-310JA-6号機は1978年8月27日 2156 UT に打上げられ(Apogee 238 km) Intense Aurora に突入し降下電子の観測に成功した。観測器は, ロケット軸方向と垂直方向に二台の180°偏向磁界型アナライザからなる。測定エネルギーは階段状に約1, 2, 3, 5, 10 keV 2チャンネルカウンターの測定で, 10秒E-周射に1 step/secで電極石電流と掃引する。Geometrical factorは 6.27×10^{-3} [cm² str], エネルギー半値幅は1/10.2である。2次電子増倍管には打上げ後120秒, 高度160 kmで高圧が印加され, 観測を開始した。全データを図1, 2に示す。5, 6号機ともチャンネルカウンタから, 5号機は高度140 kmで, 6号機は高度110 kmで降下電子がstopしている。ロケット垂直方向のデータ(ESM-H)はスピン・モジュレーションを用いた。これはビッチ角分布を観測しているものがある。ビッチ角分布例を図3, 4に示し, この時の同じビッチ角でのエネルギー分布を図5に示す。降下電子($\alpha < 90^\circ$)は3 keVが卓越し, 高エネルギー電子は, 降下電子か上昇電子より多い傾向にある。ロケット軸方向のデータ(ESM-E: 15°磁界線方向)には時間的変動が激しい特徴がある。

おわりにロケット打上げにおいて第19次南極隊員はトの極地研力方々に感謝の意を表す。

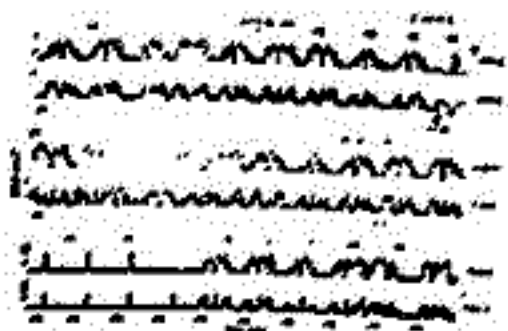


図1 S-310JA-5 ESMデータ

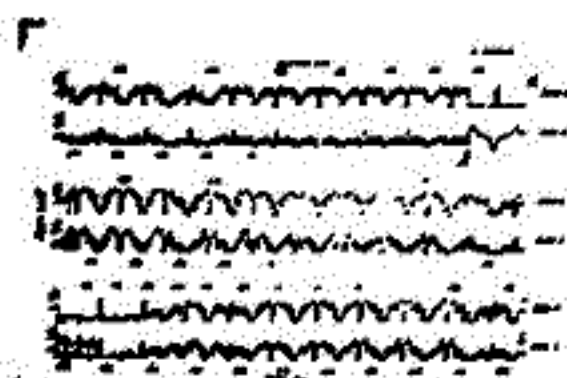


図2 S-310JA-6 ESMデータ

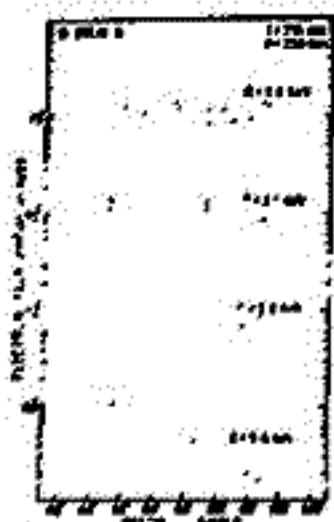


図3 ビッチ角分布例
(t=279 sec)



図4 ビッチ角分布例
(t=174 sec)

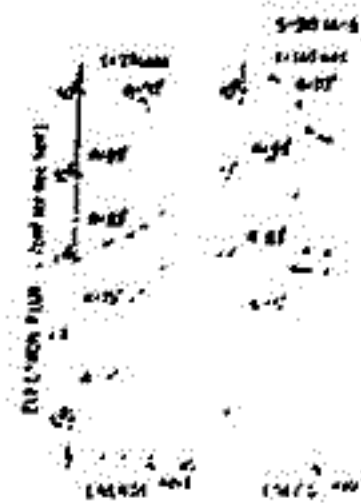


図5 エネルギー分布例

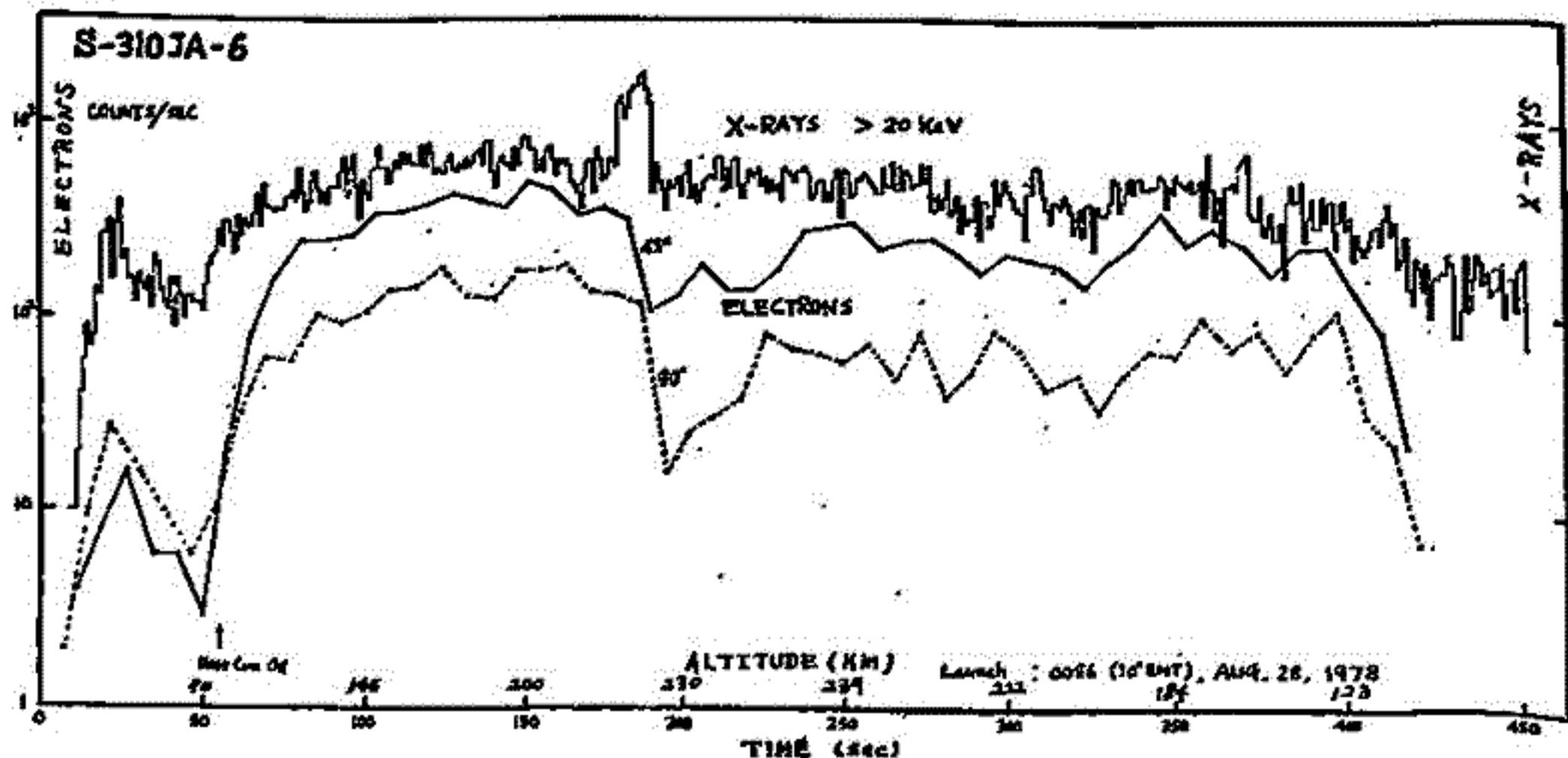
奥谷晶子, 和田雅美, 今井 喬, 山王正弘
理 研

IMS期間中の南極ロケット観測シリーズの最終にあたる第19次隊により, ESH (高エネルギー電子観測器) 搭載の S-310JA-6 号機は, 1978年8月28日 0056LTに打上げられ, 高度237kmで到達した。

ESHは, これまでの観測に使用されたものと, ほぼ同じ仕様のマイカ薄窓型の比例計数管であるが, 今回はマイカ薄窓の厚みを約 $1/2$ に減らしたので, 測定されたエネルギーの下限は, これまでの40 KeVよりやや低く, 30 KeV前後となる。なお, 全エネルギー領域を, これまでの2分割から4分割にしたので, これまでより詳しいエネルギー分布に対する情報が得られた。この比例計数管2本を, ロケット軸に対し, それぞれ45°, 90°の角度で取り付けたので, より広範囲のビッチ角分布が得られた。

この号機には, 他グループによる1~10 KeV電子を対象としたESM (低エネルギー電子観測器) も搭載されたので, 中広い電子エネルギー領域についての情報が得られた。

データ解析は, 磁気テープによる計算処理がまだ完了していないので, 断定はできないが, モニター用の記録から得られた低エネルギー帯のフラックス変化は, 下図の様になった。ただし縦軸のフラックス値は絶対値ではないので, この図は相対的変動の全体のプロフィールを示すに過ぎない。なお, 比較のため同時搭載のX線(ATX)の変化も示してある。



高周波プラズマ波動スペクトルの観測

大家 寛, 宮田 宏, 宮武貞夫
(東北大理) (電通大)

序. IMSプロジェクトの一環として、第19次南極地域観測隊により、極域電離層に於ける波動粒子相互作用の解明を目的としたロケット観測が、S-310型ロケット機、S-310JA-4, 5, 6及び7) を使って行なわれ観測に成功した。本報告では、このうちS-310JA-6号機に搭載された高周波プラズマ波動観測装置 (FISH) による観測結果について報告し、これに基づき極域電離層領域に於ける高周波領域の波動粒子相互作用について理論的検討を行なう。

観測システム. S-310JA-6号機に搭載されたFISHは、S-310JA-20, 21及びS-310JA-1, 2号機に搭載されたものと同システムで、100kHzから10MHzに亘る周波数領域の電界スペクトルを2つの周波数帯域 (100kHz - 1MHz, 帯域幅20kHz及び1MHz - 10MHz, 帯域幅50kHz) に分離してそれぞれ2チャンネルで掃引計測する。センサーは、tip to tip 2.4mのダイポールアンテナを使用している。

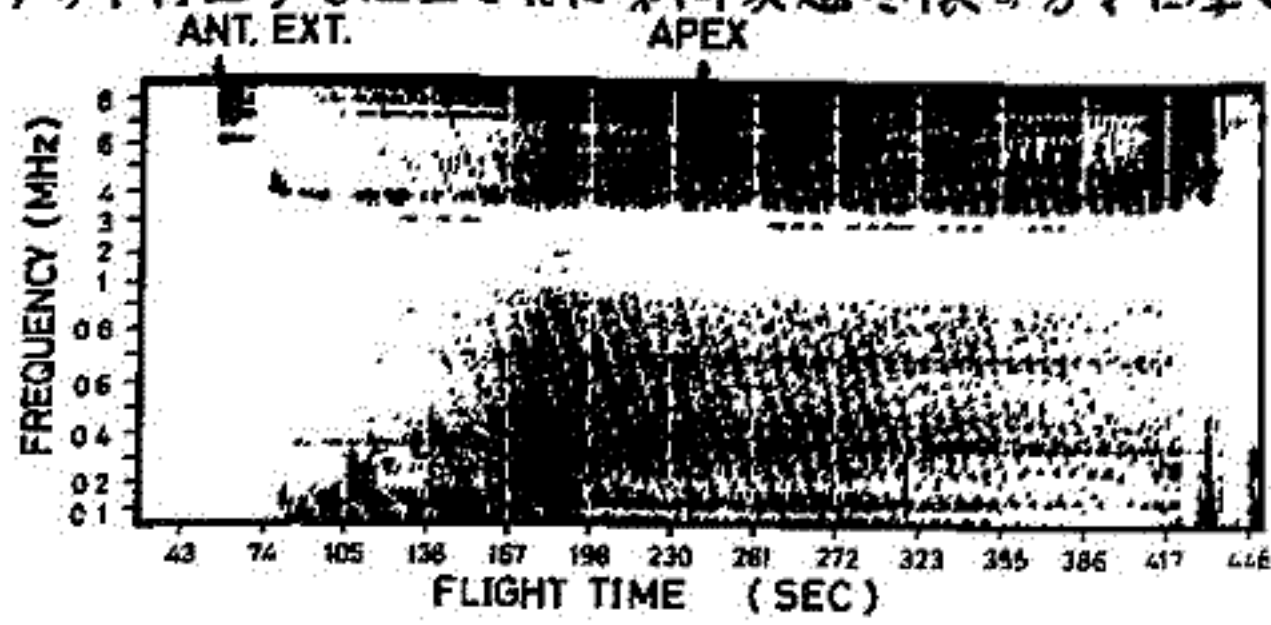
観測結果. 第1図はS-310JA-6号機、1977年11月28日 07:56 LT 発射による観測結果の dynamic spectrum を示す。縦軸の周波数範囲は、100kHzから約7MHzである。ここには background noise を差し引いた上で dynamic spectrum 表示されている。第1図から、次の周波数範囲で特徴的なエミッションが観測されていることがわかる。

Type-I. 電子プラズマ周波数近傍. ロケット発射後約55秒にアンテナの展開されると6~8MHzの周波数帯域が放電波を受信されるが約10秒後一旦途切れ、これとともに約4MHz付近で比較的周波数変動の小さい emission が現れ始める。これは、ローフィル放電波の透過がなくなった時点から観測されることから電離層内で励起された local emission と考えられる。

Type-II. 電子サイクロトロン周波数以下の帯域. アンテナ展開後ロケット並傍に於ける電子サイクロトロン周波数は、ほぼ1.1~1.2MHzの範囲にあるが、1MHz以下の周波数領域では、136秒から167秒にかけて、広帯域の emission burst が観測された。167秒付近にも弱い burst が認められる。この号機はかなり active なプラズマ中に打ち込まれたことから、これらの emission burst は、降下粒子、降下磁気圧と密接に関連しているものと考えられる。

まとめ. S-310JA-6号機に搭載されたFISHの観測により、これまでの観測 (S-310JA-21, S-310JA-1, 2) で得られた2つのカテゴリの emission (Type-I及びII) と基本的に同じタイプの波動現象の存在することが確認された。

謝辞. 本ロケット観測の機会を与えていただいた国立極地研究所、並びに実際に現地でのロケット打上げを担当された第19次越冬隊の方々に厚く感謝致します。



第1図 S-310JA-6号機に搭載されたFISHにより観測された高周波帯プラズマ波動スペクトル。電子サイクロトロン周波数は、1.1~1.2MHzの範囲にある。

鎌田 哲夫 西野 正徳, 田中 義人, 平沢 威男, 大家 寛
 (名大空電研) (令石) (令右) (国立極地研) (東北大理)

IMS国際観測年中の我が国における南極でのプロジェクトの一つである、波動-粒子相互作用を究明するのを目的とした一連のロケット観測が昭和基地で計画・実施された。我々のプロジェクト「VLF領域におけるオーロラヒスの発生と伝播」は、S-310-JA6号機に測定機の搭載がみとめられ、VLF領域でのオーロラヒスのスペクトル、到来方位及びポインティングフラックスの方向測定と実施した。この号機には、我々の測定機以外に、HF帯スペクトル測定機、オーロラ粒子測定機、電子密度・温度測定機、地磁気変動計、X線による絶対姿勢計が搭載された。

この号機は、第19次南極地域観測隊により、オーロラが出現した1978年8月28日、現地時間00時56分00秒に磁力線方向に打ち上げられ、アークタイプのオーロラに命中、すべての搭載計器は正常に動作し、観測は成功した。今回はこの結果を報告する。

1978年8月28日、昭和基地では00時50分LTから、地磁気H成分に急激な変化がみられ、プロト状のオーロラ活動が始まった。況いで、00時52分頃からHissが観測され始め、00時54分にはその活動度が活発化する兆しがみられたので、オーロラの動きを見ながら、00時56分にはロケットを発射、見事にオーロラに命中させた。ロケットは正常に飛行し、01時03分30秒(7分30秒後)地平線下に没した。この間、屋外カメラの記録から、オーロラは、活動層は雲をみられたが、ほぼ全天に亘って観測されていた。一方地上でのHissは、ロケット発射中の00時57分30秒以後01時00分まで全く観測されず、ロケットが地平線下に没する直前の01時03分頃から再びインパルス状の活動の開始がみられた。これに対してロケット上では、00時56分56秒(高度約81km)でアンテナを展張した直後から00時57分10秒(高度約104km)まで、地上と同時に極めて強いHissが受信されたが、その後5秒間は全くHissが観測されなくなり、00時57分15秒(高度111km)から突如として強いHissが受信されアパックスをすぎた01時02分30秒(高度137km)まで連続して受信された。しかしこの間前述したように地上では全くHissを観測していなかった。このことは、夜高層高度では、オーロラに伴って可成りのHiss活動があったにもかかわらず、オーロラ粒子の降り込みに伴う異常電磁増幅のため、Hissが強い吸収を蒙って地上まで到達しえなかったこととみられる結果だとみられる。

実はロケット上で受信されたHissのスペクトルから、この時のHissは4kHz位にカットオフを有する種々のものであった。LHR周波数付近には静電項が励起されているのがみられる。オーロラアークの活動に伴って、0~10kHz全域に広がるバースト状のノイズも観測された。この一連のHissについて到来方位も同時に観測したが、磁場成分が可成り弱く、測定機の設定値を不具合を突かぬ限り方位測定は出来なかったが、磁場成分の揺動変化から求めた結果からみると、Down going と Up going の波とが混在しているらしいことなどがわかった。今後では、相乗り観測の資料などもえて更に詳しく調査した結果をも述べたいと考えている。

S-310JA-5号機によるオーロラヒスのVLT観測

スペクトル及びポインティング電力の観測

木村規根¹・鶴田浩一郎²・山岸久雄³・北尾敏博³

1:京大工 2:東大工学部 3:宇都宮大

S-310JA-5号機はオ19次南極観測隊により、1978年6月10日午後5時56分50秒(UT)に昭和基地から磁気線方向に発射され、コロナホーローラに突入した。このロケットにはVLT下帯(0.2~10kHz)自然電波観測器、及び、観測された波動のエネルギーと伝搬方向を測定する機器が搭載された。今回は観測されたオーロラヒスの特性、特に、ポインティングベクトル、Kベクトルについて報告する。

*** 搭載観測装置** 片側1.2mのダイポールアンテナ(E), 10cmφ, 100ターンの空芯ループアンテナ(B)がセンサーとして用いられ、それぞれロケット軸に直角な面内に取り付けられた。E及びBは10秒、5秒で切換えられ、これらノイズレベルはAGC増幅後Wide Bandテレメータで、又、その強度はAGC増幅後、包絡線検波し、対数圧縮して14で伝送された。又、ポインティングベクトル(P_Σ)の観測(PFX-D)にはこれらのセンサー、リアンプが共通に使われた。7kHz(バンド幅、100Hz)のチューニングアンプの出力は $P_{\Sigma} = E_x \cdot B_y - E_y \cdot B_x$ なる演算をされた後A/D変換され、更に3bit、4並列(計12bit)に変換された。この後、D/A変換され50msに一回の観測で順次、14で伝送された。一方、Kベクトルの観測には互いに直交した空芯ループによるB_x, B_yが用いられ、7kHzのチューニングアンプを通過後、それぞれ1/2の移相器を通過した信号と通過しない信号の和と差の比が求められる。

*** 観測結果** 図1に観測されたオーロラヒスのスペクトル、図2にPFX-DのP_Σ(1スピン周期で平均)の時間変化を示す。(1), 図1の7kHzの電界、磁界強度は4~6kHzのそれと比べて弱く観測されていない期間がある。(2), 上昇時の高度170~190kmではPFX-DのP_Σの値は負値であった。これはポインティング電力が下方に向う事に対応する。(3), Kベクトルとロケット軸のなす角は、観測中で50°~64°(1スピンの平均値)の範囲であった。(2), (3)はともにロケット座標での値で今後地上(絶対)座標に変換する予定である。又、観測されたP_Σの値は小さいが、これは(1)と関係していると考えられる。

謝辞

本観測はオ19次南極観測隊(平沢隊長)の方々のご協力によりなされたものでここに深謝の意を表します。

図1

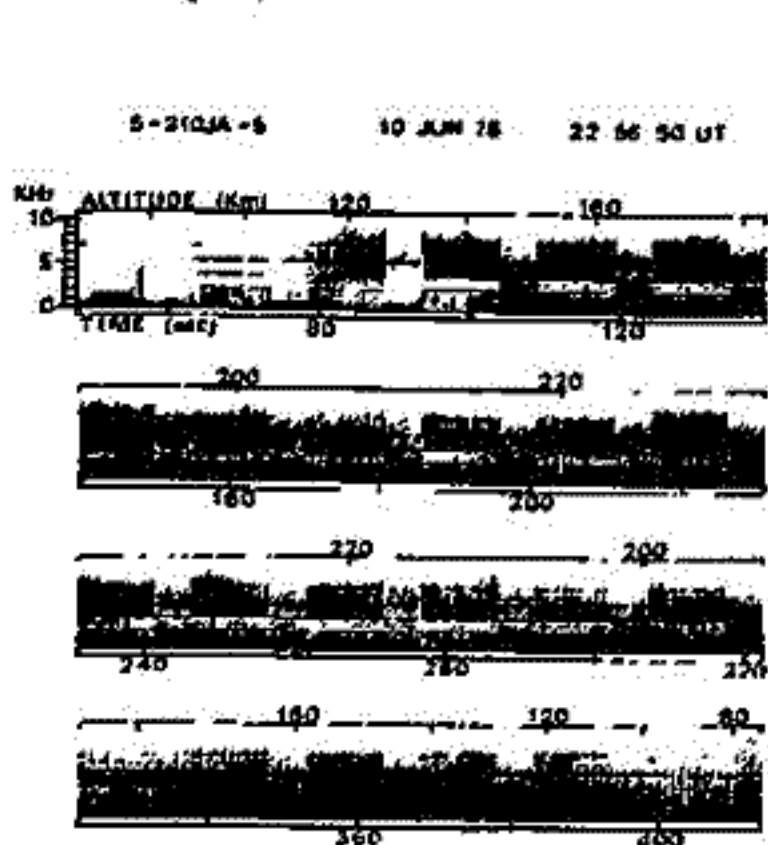
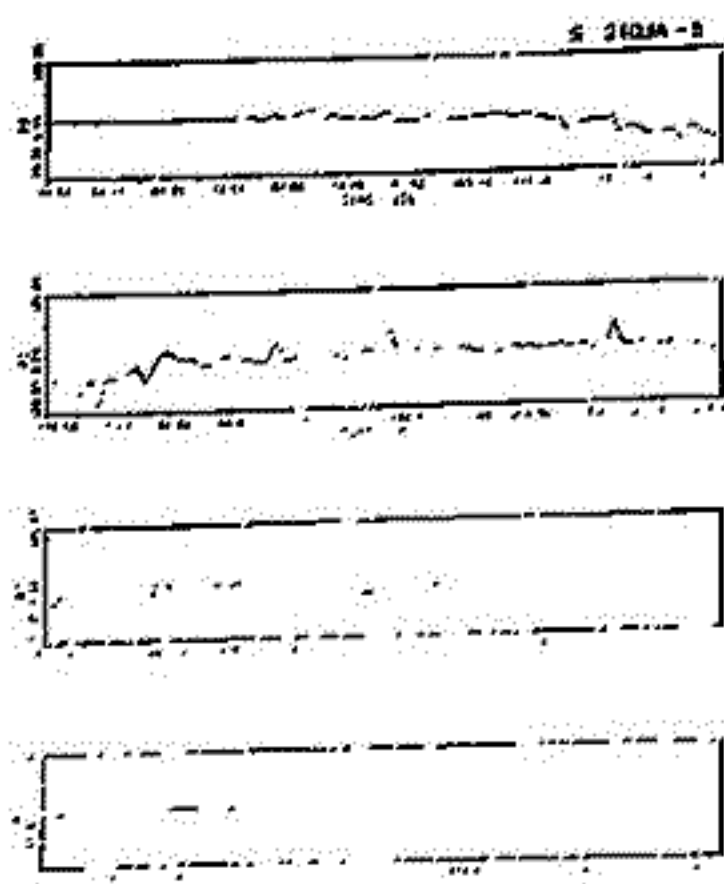


図2



藤井 良一, 飯島 健
 国立極地研究所 東大理

前回に引き続き Field-aligned current (FAC) の季節変化の解析を行なったので、その結果について報告する。

データとしては、前回同様 1973, 74 (College 受信), 1976, 77 (Resolute 受信) の TRIAD 衛星の磁場3成分を使用し、単層且つ2重層構造の FAC を対象に解析を行ったが、今回は新たに、

- ① 02-10 MLT のデータが前回の解析では不足していたので夏・冬の期間の定義を引き伸ばして、データ数を増やすことにより、その領域での解析結果の信頼性を高めた。
- ② 磁気圏の荒水方の指標として、惑星間空間磁場(IMF)を併せ用いた。
- ③ 夏・冬各季節の FAC 構造を昼間部分を中心に、緯度分布という立場から論じた。
- ④ 夏冬各季節の電流収支を北半球で種々の FAC 全体で閉じているか否か、又 region 1 FAC, region 2 FAC 各々で閉じているか否かについて論じた。
- ⑤ 1974年4月から8月については、南半球 McMurdo で受信したデータがあるので、それを用いて南北両半球の FAC の比較を行った。

その結果として

- ① 電流収支は単層、2重層全体で考えれば北半球で、統計的誤差の範囲内で閉じているが、region 1 と呼ばれるオーロラ帯の高緯度に出現する FAC だけでは閉じておらず、統計的には region 2 FAC と結合している。region 1 と 2 FAC が電離層内でどのように結合しているかは、数値シミュレーションで論じられる問題である。
 - ② 昼間部分の FAC 構造については Iijima and Potemra (1976) が提唱した分布は複雑であり、FAC の緯度分布だけからみると、午前側の region 1 が午後側の region 2 と午後側の region 1 が午前側の region 2 とつながっているように見える場合もある。
- その他、解析結果の詳細については講演で述べる。

CHARACTERISTICS OF POLAR GEOMAGNETIC DISTURBANCES

T. IIZIMA* (Dept. Atmos. Sci., State Univ. of New York, Albany, NY 12222, U.S.A.)
 J.S. KIM (Dept. Atmos. Sci., State Univ. of New York, Albany, NY 12222, U.S.A.)
 H. SUGIURA (Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, U.S.A.)

Characteristics of polar geomagnetic disturbances in the northern high-latitude region have been determined from the magnetometer data obtained from the IMS high-latitude network stations (Alaska, East-West, and Fort Churchill chains) and five other observatories in the polar cap. Characteristics observed include the following:

- 1) Polar geomagnetic disturbances result from two distinctly different sources, namely polar-cap disturbances and auroral electrojets.
- 2) Polar-cap disturbances, which originate in the polar-cap region, exist quasi-permanently even when auroral zone disturbances are extremely weak or nonexistent. These polar-cap disturbances expand toward the auroral zone during disturbed periods. They may exhibit the so-called convection current. However, the regions where variations are highly correlated are localized; the polar-cap current often varies differently in the afternoon and forenoon sectors, with more variable behavior in the forenoon than in the afternoon region.
- 3) The westward auroral electrojet usually expands poleward and seems to merge into the polar-cap disturbance, especially in the morning sector. It also occasionally expands equatorward. Individual eastward auroral electrojets expand poleward; however, their locations of initial occurrence shift equatorward during successive occurrences of prolonged disturbances. The magnetic disturbances observed at the time of storm sudden commencements and during initial phases of magnetic storms are also ascribable to the superposition of these basically different sources of distribution. We interpret the well-known two-cell convection current at high latitudes as the result of the superposition of these two types of disturbances. The results presented in this paper are consistent with the large-scale characteristics of field-aligned currents observed by TRIAD.

* On leave from Geophysical Research Laboratory, University of Tokyo, Bunkyo-Ku, Tokyo 113, JAPAN

I-32 静止衛星で観測されるサブストーム時の
粒子フラックス変動について

地磁気観測所 長井 嗣信 ・ 河村 謙
気象研究所 河野 毅

静止衛星高度 ($6.6 R_E$) におけるサブストーム時の energetic particle flux の変動については、真夜中付近の現象について詳しい検討がなされている (e.g. Walker et al. 1976)。サブストームの expansion onset 前に particle population が地球側へ移動すること、従って flux decrease が観測されること、また expansion onset 時に particle population が磁気圏尾方向に動き、このとき、hot plasma の injection があることが知られている。また朝側では、真夜中付近と同様な particle population の運動が観測されるが、その大きさは、小さいことが知られている。一方、午後側から夜にかけては、それより東側の現象と異なり、expansion onset 後に flux decrease が観測される場合が多い (e.g. Legniak and Winckler, 1970)。

ここでは、午後側から真夜中前の現象について、今まで解析の少ない地上の磁場変動との関係およびそれより東側の現象との関係について述べる。

GMS (経度 $140^\circ E$) のデータ (proton 1.2-4 MeV, electron > 2 MeV) から、午後側の flux decrease が midnight 付近の expansion onset 以後に起こること、この現象は中緯度の negative bay と対応が良いこと、オロラ帯の event-like positive bay と対応する時があることを示す。

GMS ($140^\circ E$), GOES-3 ($135^\circ W$), GOES-2 ($75^\circ W$) の3つの静止衛星の同時データの解析により、substorm の各 phase に対して、夕方側と真夜中から朝にかけての変動のよすがが異なることを明らかにする。

GOES のデータは NOAA の好意による。

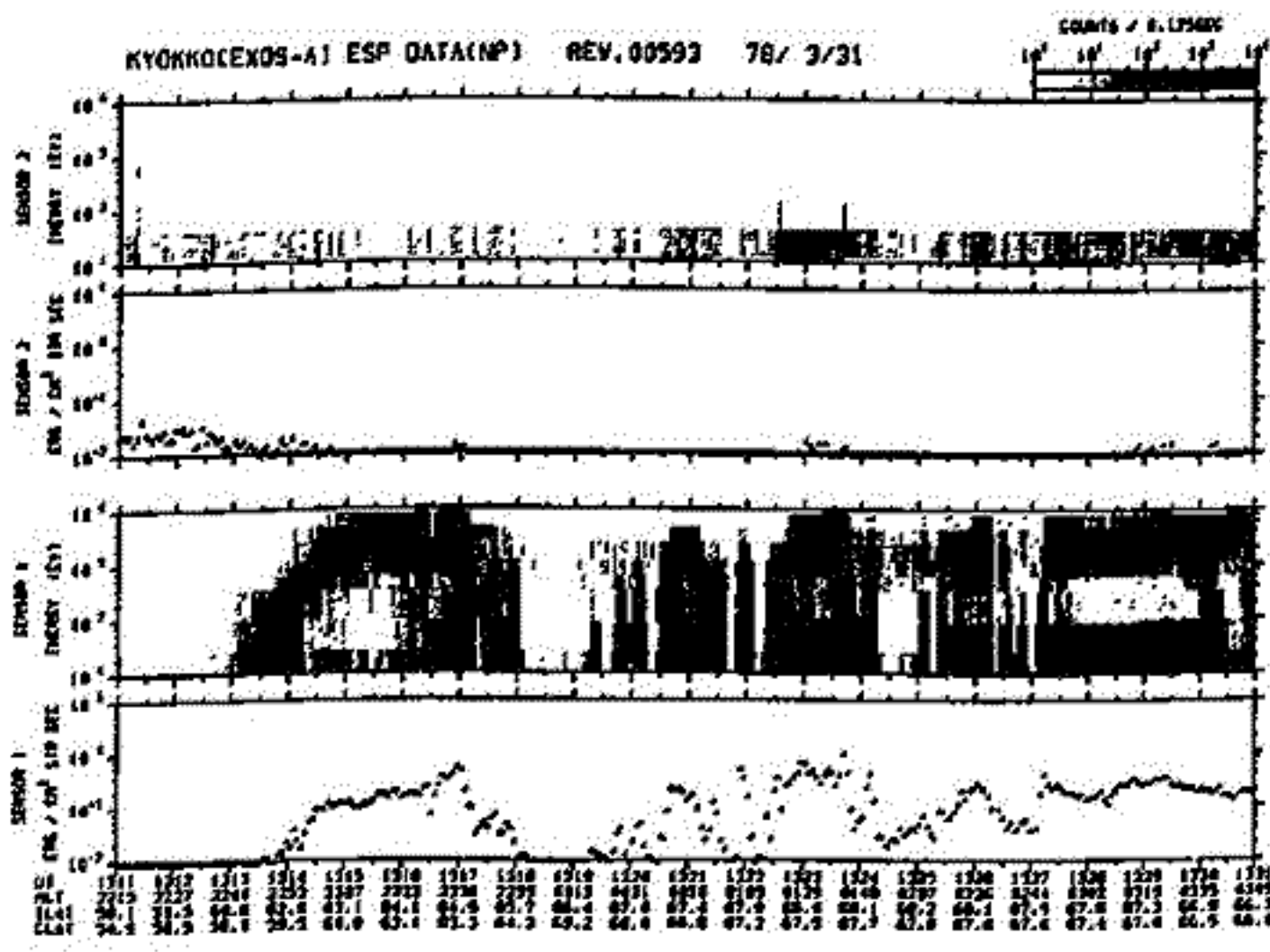
KYOKKOによって観測された オーロラ電子の特徴

向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

科学衛星「KYOKKO」に搭載された低エネルギー電子分析器(ESP)によって得られたデータのうち、invariant latitude 58° 以上の北半球で観測されたオーロラ電子の特徴について述べる。KYOKKOの軌道はその傾斜角が 65.3° という準極軌道(遠地点約 4000 km , 近地点約 640 km) である。その最高到達地磁気緯度は経度によって大きく変わる。成る場合には 78° にも達して polar cap の中に入ることもあるが、別の場合には 60° 以下でオーロラ帯以下のこともある。その上、オーロラ電子のパターンは substorm の phase によって変わるので、データは全く多様多様である。下図は Rev. 593 の例である。センサ1は降下電子(downward flux)、センサ2は upward flux を示す。図の左1/3は緯度変化を示し(MLT 23 時頃)、低緯度側から高緯度にかけてゆっくりと変化する降下領域がある。図の右半分は invariant latitude (ILAT) が $67\sim 68^\circ$ で、むしろ緯度変化(MLT 0030-0330)を示している。この領域では幾つかの discrete zone があって、いわゆる inverted-V型の変化をしている。(この例では inverted U型に見える)

他例とも合わせて一般的に、夜側(夕方~真夜中~朝方)のデータの全体的な特徴を列挙すると、

- 1) 全体的にゆっくりに変化する成分(安定領域)の上にも、高緯度側で局所的に増加あるいは変動する領域がある。
- 2) 安定領域は地方時依存性が少なく、keV領域のエネルギー分布はほぼマクスウェル分布を示していて、diffuse aurora に対応しているものと思われる。
- 3) 変動領域では、しばしばエネルギー分布にピークがあって、いわゆる inverted V型の変化をする。しかし、1 keV以下のフラックスが大幅に変動している場合も多い。



Rev. 593 の例

$K_p = 3+$
この日(78/3/31)
は $\Sigma K_p = 15-$ であ
ったが、1300に
Substorm onset が
あった。
1100
1300
1410 } onset
1455
(UT)

金田原 謙(東大理), 平尾 邦雄(東大宇宙研)

科学衛星"KYOKKO"によるオーロラの真空紫外光線観測は、打上げ後約1年半が経過した。順調に進んで居る。現在、内之浦の鹿児島宇宙空間観測所(KSC)及びカナダ、マニトバ州チャーチルの日本北方地上局に取得したオーロラの画像データは、併せて約20,000 scene に達する。

観測開始以降、取得データの画質判定、データのアーカイブ、更には観測装置運用基準決定等、殆んど一切の作業はKSCに設置したミニコンピューター(U-400)を中心とする中核データ処理装置(CDS)のリアルタイム処理によって取得されるフロッピーディスクのCRT表示画面、及びそのハードコピー・ファイルの参照によって行われて来た。従って、観測によって発見された新たな事実の精細な検証、統計的傾向の決定等、研究を一段階進める為にはリアルタイム処理の枠に限定された画像処理では不十分であり、より高度な画像処理が要求される。この為、これ等の要求を満足させるソフトウェアシステムの開発を行って来たが、この度一応の段階に達したので、ここで報告する。

オーロラデータの画像処理において要求される計算資源増量等を全て保有する計算機システムが存在しない為、このソフトウェアシステムは幾つかの計算機にアクセスする様に分割せざるを得ない。これは逆に処理の分散に効果的であり、大量のデータの処理において並行処理の利便形態もとりやすい。また、マシンタイム等の制限がある場合には、効率の良い処理となる。このソフトウェアシステムは大別すると次の5グループのハイパーキーで構成される。

1. ATV系データ作成
受信データの時刻ツケ、脱蒸フレーム処理等を行う。以後の処理において矛盾を生じない様にする。
2. 第1次画像ファイル作成
データ圧縮を繰り返して居るATV画像データの復元処理を行う。フロッピーディスクで表示されるものに相当するファイルを作成する。
3. 第2次画像ファイル作成
光害系、ラスタースキャン等によって生ずるインストルメンタル歪みを補正する。
4. 第3次画像ファイル作成
経緯位置、姿勢等のデータと併せて画像データに座標ツケを行う。
5. 第4次画像ファイル作成
前段階のデータを規格化された大きさの極座標系プロットに変換する。

現在、4. の段階が終了した。この結果による、これ迄の観測結果を次の表で整理して発表する。

南極サイプル基地でのオーロラレーダー観測(II)

ドップラー速度と衛星観測との比較

小川忠彦, B.B. Balsley and W.L. Ecklund
 (電波研究所) (Environmental Research Labs., NOAA)

従来、極域の電場観測は飛翔体、イオン雲、ISレーダー等によ、て行された。

Ecklund et al. [JGR 82, 195 (1977)]はアラスカのオーロラレーダーで得られた三重の電子ドリフトの大きさや方向がISレーダーで測定された電場と一致することを見出した。これはオーロラレーダーで電場を測定することの意味する。現在北極で活躍しているSTARE (Scandinavian Twin Auroral Radar Experiment) レーダーで興味ある事実が得られているが、ロケットとの同時観測でも上記の事実が確認されている [Cahill et al., GRL 5, 677 (1978)]。前講演(I)ではエコー出現率とドップラー速度の年平均したパターンについて述べた。ここではドップラー速度の新しい解析結果について述べ、更にこれを衛星観測 (OGO 6) から Heppner [JGR 82, 1115 (1977)] が得た電場のモデル分布と比較する。

図に両者の比較を示す。Heppnerのモデルは北半球の夏期 1800-0600 MLT 子午面内の電場の緯度分布を与えている。電子ドリフトの大きさは E/B (B :地球磁場) であるが、上に述べた事実によって、これはレーダーで測定されるドップラー速度と一致するはずである。図中の3種類の直線は Heppner のモデル (A, B, AD モデル) から予想されるドップラー速度の分布である。南向きのレーダー (I) を参照) による測定結果は標準偏差を含む折れ線で表わしてある。1800 ± 0020 MLT ではプラスの速度、0600 ± 0020 MLT

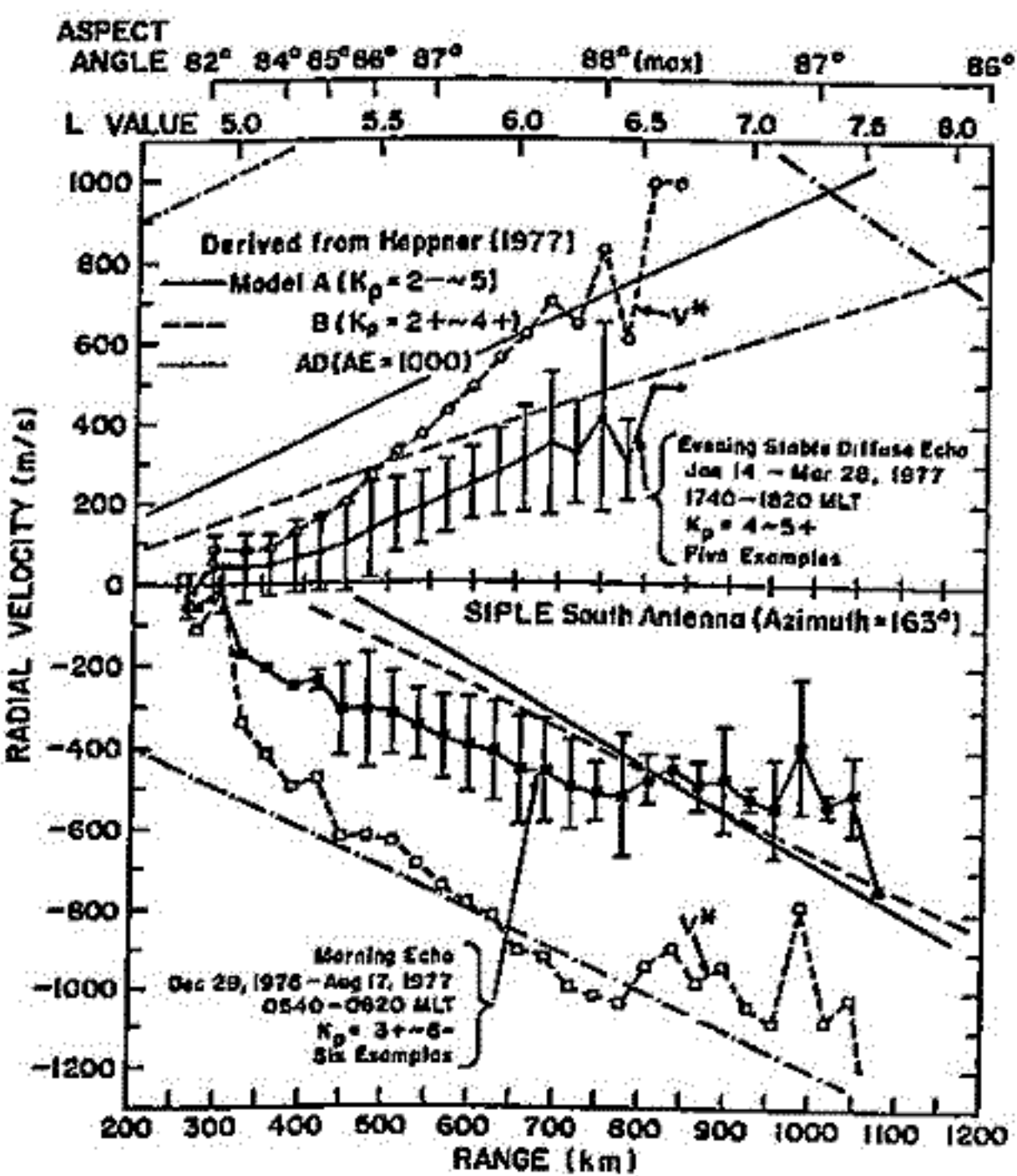
ではマイナスの速度に反っており、速度方向はモデルと一致する。

モデルからは近似的に L shell に沿ったドリフト速度が得られる。一方南向きのレーダーは L shell と 60° 交わるので、 L shell に沿って両者を比較するにはレーダーによる値を2倍する必要がある。

結果は V^* で表示してある。夕方ではあまり一致しないが、朝方には $L \geq 5.2$ で AD モデルとよく一致する。不一致の原因として

- 1) レーダー結果を反対半球のモデルと比較している(南北対称性)
- 2) レーダー結果の K_p は概してモデルの K_p 値より高い。
- 3) 距離が近い P_{ij} とは (< 400 km 以下) A_{up} に依存性に関連したレーダー波伝搬上の固有の問題でドップラー速度が低くなる。

等が考えられる。



南極サンプール基地でのオーロラレーダー観測(I)

エコー出現率とドップラー速度の年平均分布

小川 忠彦, B.B. Balsley, W.L. Ecklund, D.A. Carter and P.E. Johnston
(電波研究所) (Environmental Research Labs., NOAA)

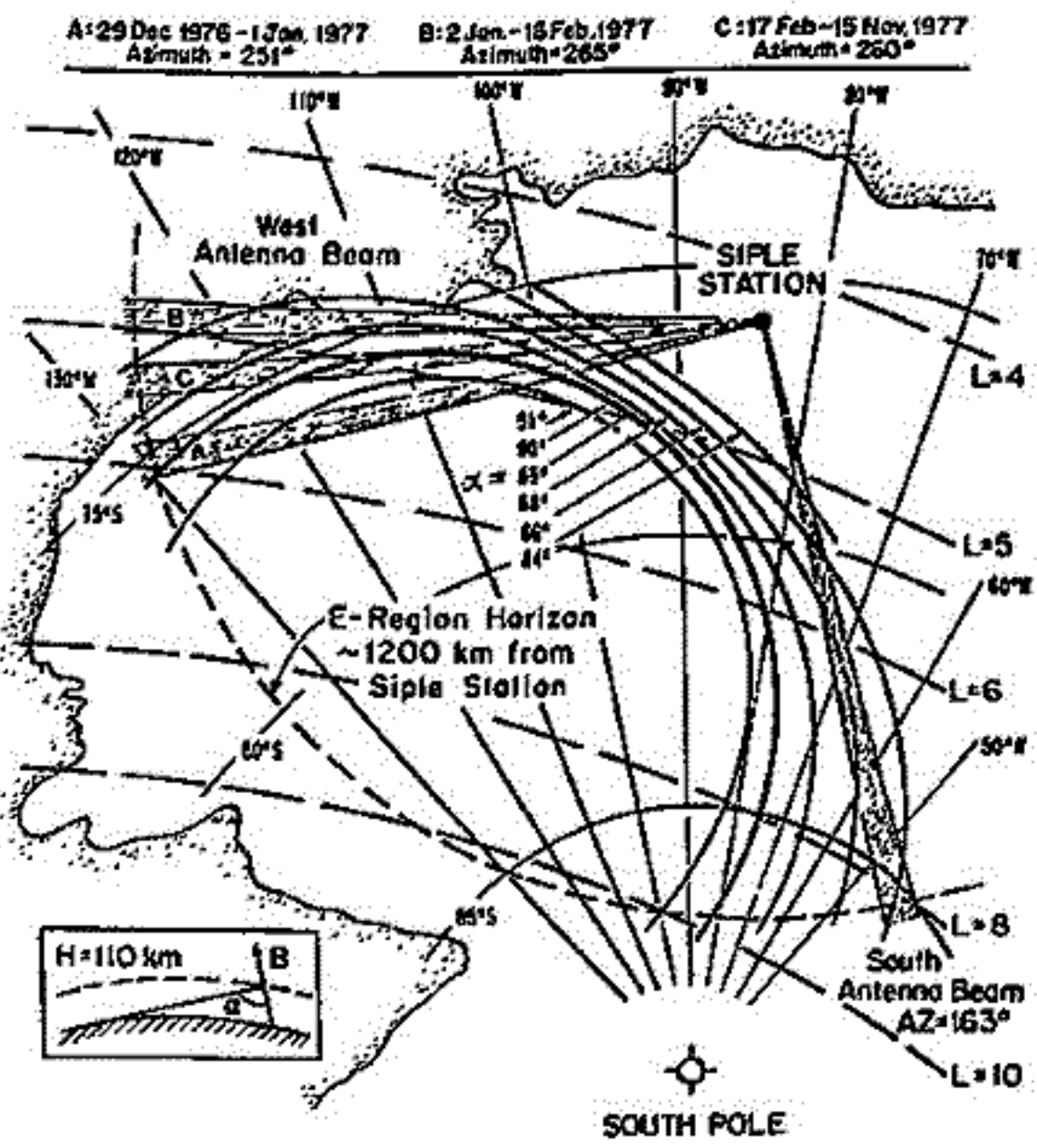
最近、極域三領域の地球物理現象を探るのにオーロラドップラーレーダーが有効であることが認識されてきた。1976年末に南極サンプール基地(75°55'S, 83°55'W, 地磁気緯度64°26'S)にNOAAのグループにより、2台のオーロラドップラーレーダーが設置され、1978年3月迄連続観測が行われた。50MHz

観測の目的は、オーロラE層に出現する電子密度 irregularities の運動をレーダーとしてE層のドリフトミックス(電場, エレクトロジェット電流など)を調べることにある。レーダー諸元は、ピーク出力: 15kW, パルス幅: 100μs (距離分解能 = 15km), アンテナ: コリニアアンテナ(水平面内ビーム幅 ~ 3°)である。下図に示す如く、同一のレーダーシステムを2セット有し、ひとつは南, 他は西を向いている。西向きアンテナビームは図に示すように変えられたが、最終的にはCビームに固定されて連続観測が行われた。西向きビームはエレクトロジェット電流方向に沿っており, 南向きビームはそれに近似的に直角である。レーダーパルスは、エコー強度とその距離を測るために単一パルスと、平均ドップラー速度を測るためのダブルパルスの繰返しで発射された。受信機出力はフィルムに記録されると共に、ミニコンピュータを経て約40秒間の積分値がデジタルテープに記録される。

この講演では、1977年2月15日から11月15日までに観測された全てのエコーを処理して得たエコー出現率とドップラー速度のパターンについて述べる。すなわち、

- (1) エコー出現率最大の時刻: 午後側では1800-1900MLT, 午前側では0100-0200MLT頃である。
- (2) エコー出現距離: 午前側で、より遠くまで出現する。西のエコー最大出現率は図のαが89°の時である。これは50MHz波が電離層中で約1°屈折することと意味する。
- (3) ドップラー速度: 2100~2200MLT付近で符号が逆転する(Harang discontinuity)。速度方向は午後側では極向き, 午前側では赤道向きの電場に対応する方向である。速度は極に行くにつれて増大し、最大700~800 m/s である(詳しくは(Ⅱ)を参照のこと)。

上記(3)の結果は衛星やISレーダーによるものとも一致する。(1)と(2)についても従来のオーロラレーダー観測結果と一致する。



昭和基地におけるオーロラレーダ観測 (I) 初期結果

五十嵐喜良、小川忠彦、黒島原栄彦、城 功、大淵正美
郵政省 電波研究所

1. はじめに

昭和基地のオーロラレーダは、VHF帯の4周波(50, 65, 80, 112 MHz)を送信でき、1974年から1976年までは主にエコー強度の観測を行なった。また、電子密度の不規則性構造のミクロ構造特性を調べるため、ドップラー周波数を測定できるようにこの装置を改造し、1978年3月から1979年1月(19次隊)までエコー強度とドップラー速度の観測を1回約10分間計65回行なった。ここでは、解析の初期結果について報告する。

2. 観測手法

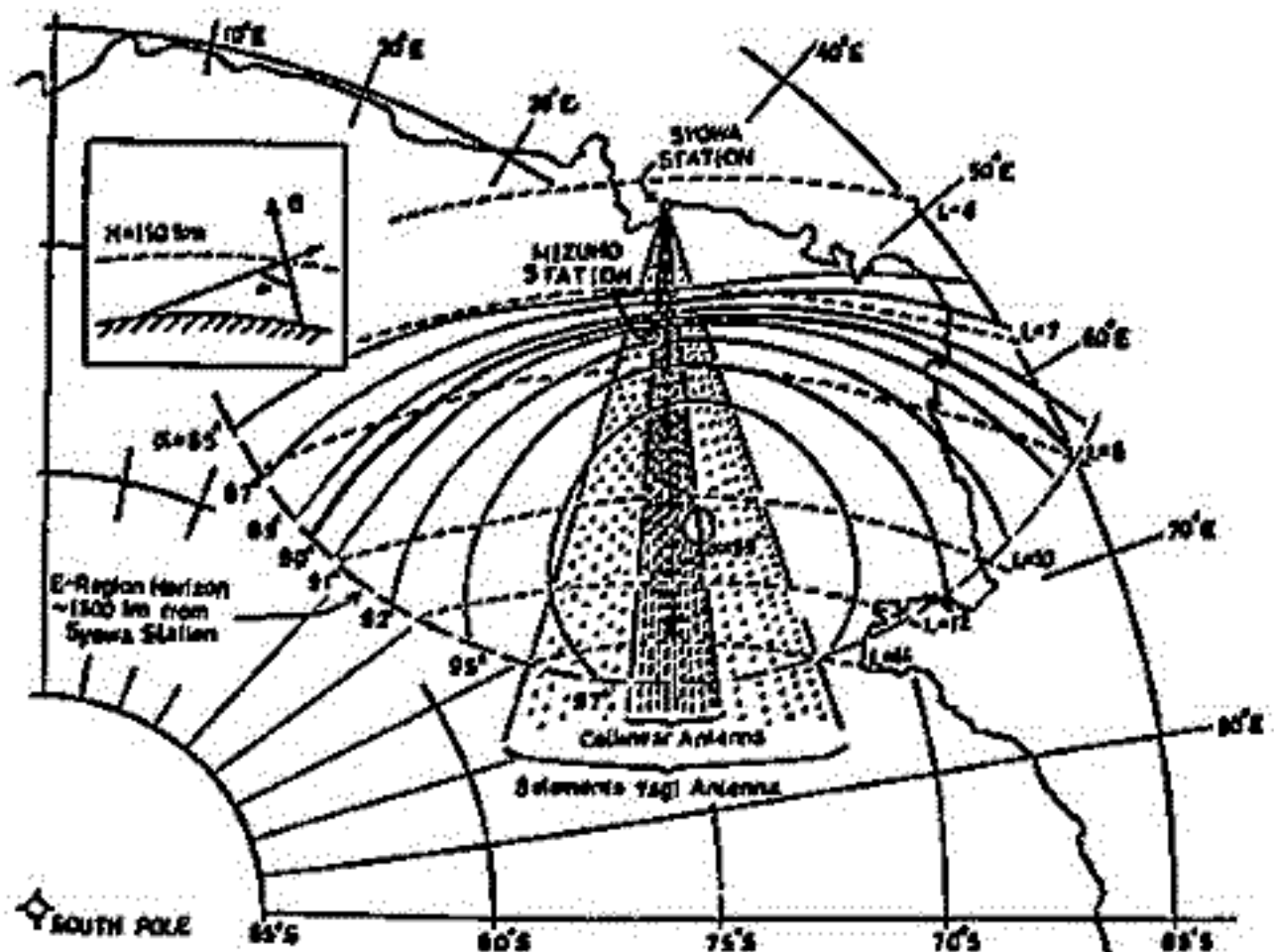
オーロラレーダのビームは磁南に向いている。レーダエコーが強くなる、とくま条件としては、E層領域の高度で、レーダビームと磁力線が直交していることが必要である。この磁力線とレーダビームの間の角度 α をAspect angleと呼んでいる。高度110 kmにおける α と α 値を因に示す。ドップラー周波数を検出するため、送信の繰り返し周波数を400 Hz程度まで上げて観測した。また、送受信系の各局舎の位相をそろえるためシンセサイザで構成したドップラー検出装置を付加した。シンセサイザの原振は、高安定水晶発振器(安定度 $1 \times 10^{-10}/\text{day}$)を用いた。周波数分解能は約0.01 Hzである。送信パルス幅は、100 μs (距離分解能15 km)で、アンテナは8素子の八木アンテナと16素子のコリニアアンテナとを併用した。

3. データ解析

1回の観測時間は10分で、65回観測を行なった。MTに記録したデータをA/D変換し、電算機を用いてFFTを行ない、各距離における周波数スペクトルを求める。このスペクトル形状からIrregularitiesの諸性質を知ることが出来る。磁南に向けて打ち上げたS310JA4号機と、磁北に向けて打ち上げたS310JA7号機との同時観測も行なった。この結果は、現在解析中である。エコーはみずほ基地上空($\alpha \approx 90^\circ$)から最も強くかえってくるので、みずほ基地で得られた他の測定データとの比較も可能である。

オーロラレーダ諸元

- 送信係
送信周波数 50, 65, 80, 112 MHz
パルス幅 50 μs , 211 μs
送信ピーク電力
20 kW (P.R.F. = 50 Hz)
3 kW (P.R.F. = 700 Hz)
受信機バンド幅 25 kHz
- アンテナ系
送信アンテナ
8素子八木アンテナ
(ビーム幅 約35度)
受信アンテナ
8素子八木アンテナと
16素子コリニアアンテナ
(ビーム幅 約10度)



電波オーロラと光オーロラとの相関観測

五十嵐善良、黒島康彦

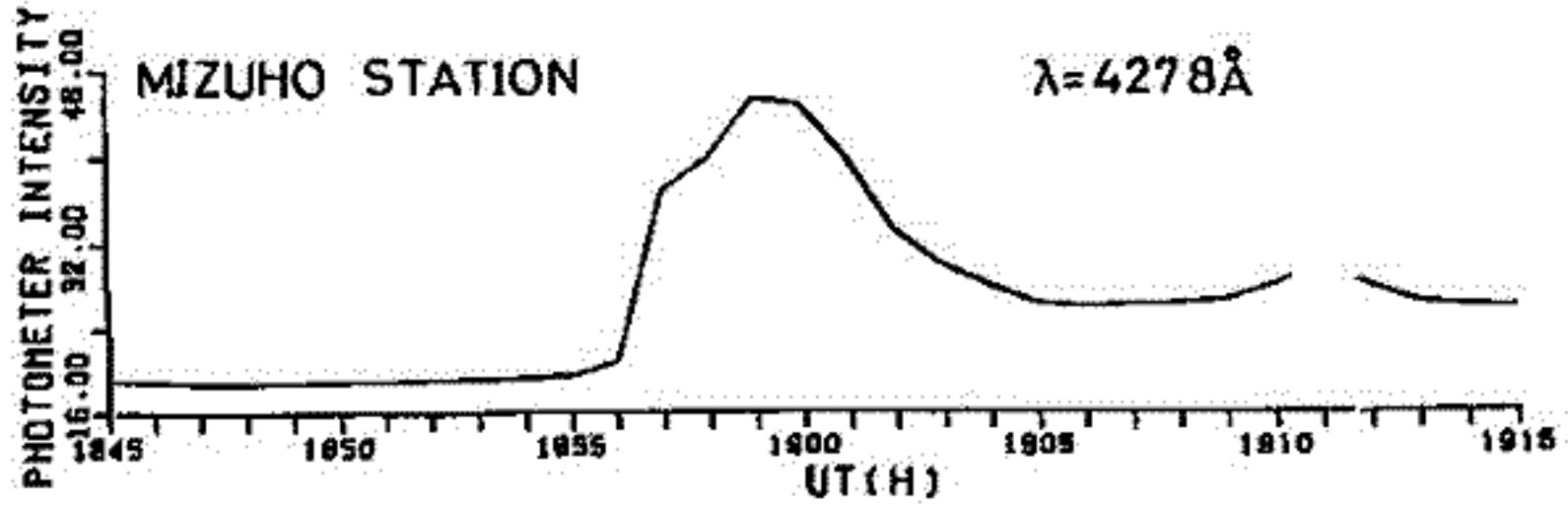
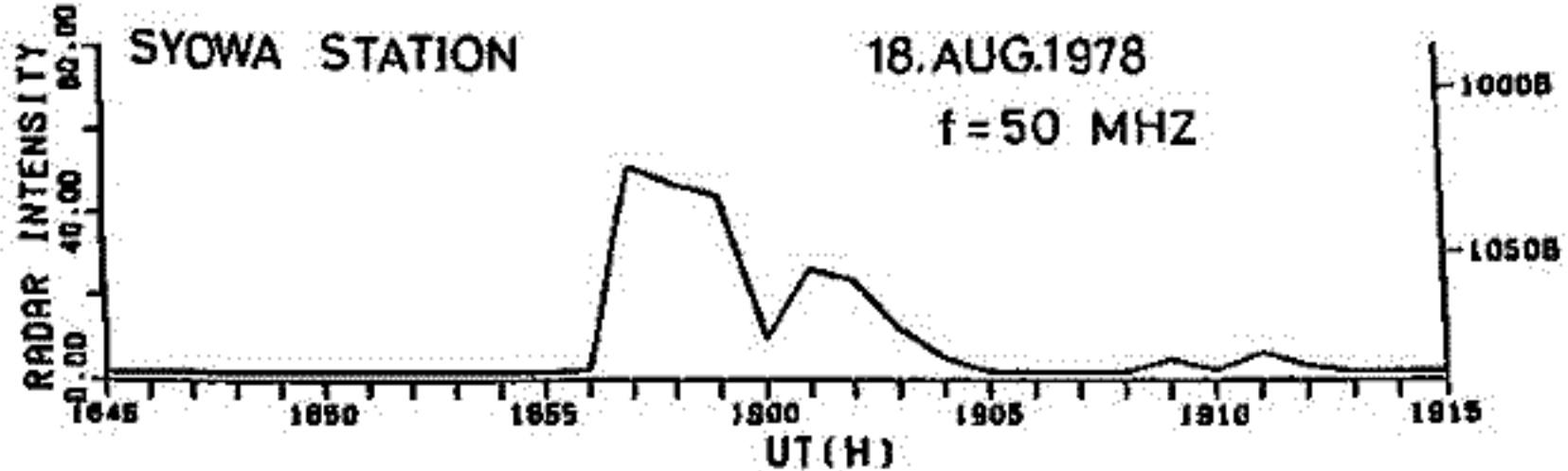
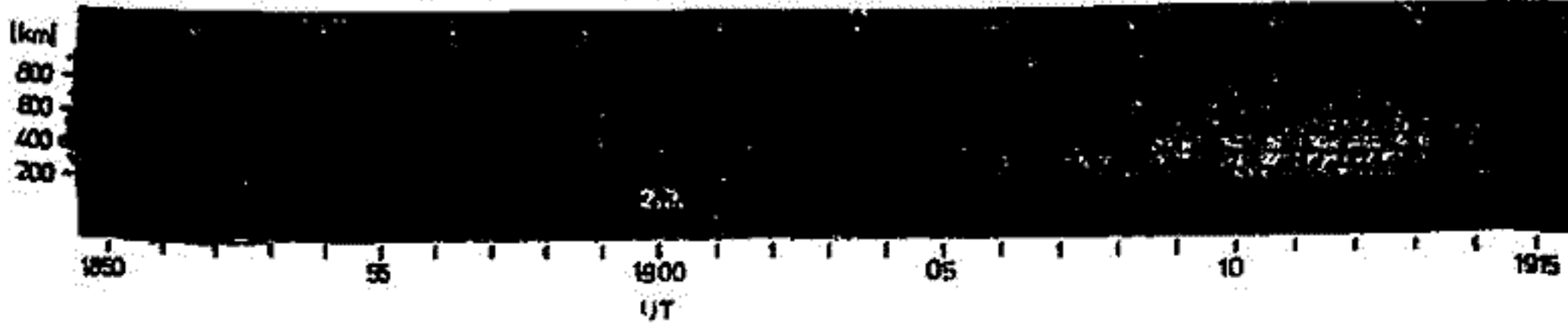
郵政省 電波研究所

オーロラレーダのエコ-強度と極光強度との相関関係を調べるため、天頂フォトメータを内陸のみずほ基地に設置し、1978年7月から10月初めまで、同時観測を行った。非常に相関の良い観測例がある。これを報告する。

オーロラレーダのビームは、 $E_L \approx 25^\circ$ で高度のみずほ基地上空 ($\alpha \approx 90^\circ$) でE層領域にぶつかっているので、みずほ上空のE層内の Irregularities の様子を知らることが出来る。みずほ基地には、 4278 \AA 天頂フォトメータを設置し、ペンレコーダで記録した。このフォトメータの視野全角度は5度である。

下図に示したデータは、ペンレコーダで記録したレーダエコ-強度とフォトメータ強度を1分間隔で読みとってプロットしたものである。レーダエコ-強度は、距離300kmにおいて幅100kmの距離ゲートをおいてサンプリングした。上段の Range Time Intensity の記録からエコ-が Diffuse タイプのエコ-であることがわかる。距離は、250km ~ 350km ほどみずほ上空である。この場合は、極光強度が強くなるのとエコ-強度が強くなるタイミングも一致しているし、減少していく様子も良くあっている。

RANGE TIME INTENSITY



西野正徳^{*} 山口敏明^{*} 田中義人^{*} 若井幸^{*} 平沢威男^{**}

名古屋大学, 電電研, 防衛庁 国立極地研究所

1978年、南極昭和基地において、3点到来時間差計測(相関法)の原理によるオーロラヒスの到来方向測定観測システムを開発した。このDF観測システムによって得られた観測結果のいくつかを紹介し、到来方向の特性を述べる。顕著な2例を以下に示す。

図1は、ほぼ全方位にわたるオーロラヒス出現し、オーロラブレッグアツク時に発生した約10分間のオーロラヒスの到来方向の時間的変化を示す。

図2は、約1時間継続したヒスの中、強度の強い約10分間のオーロラヒスの到来方向の時間的変化を示す。

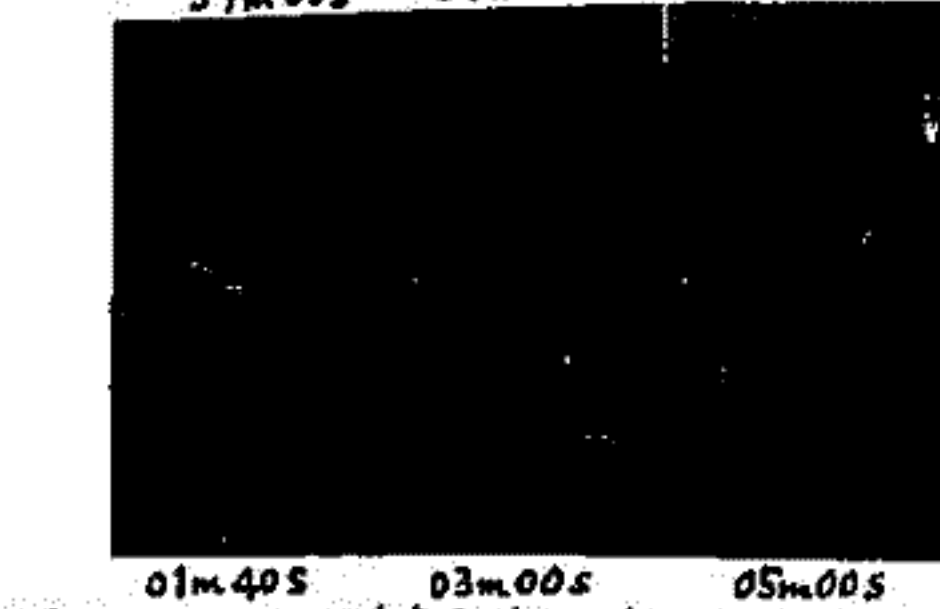
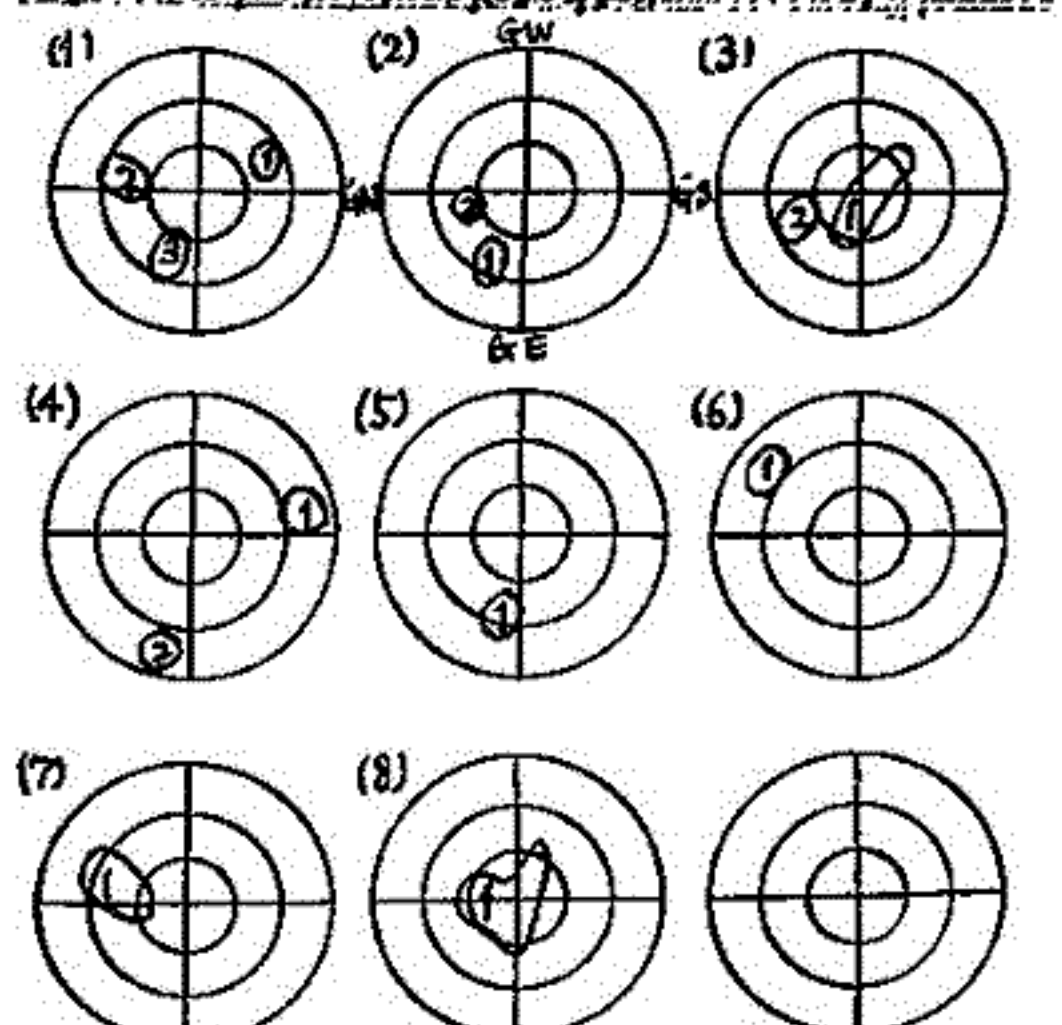
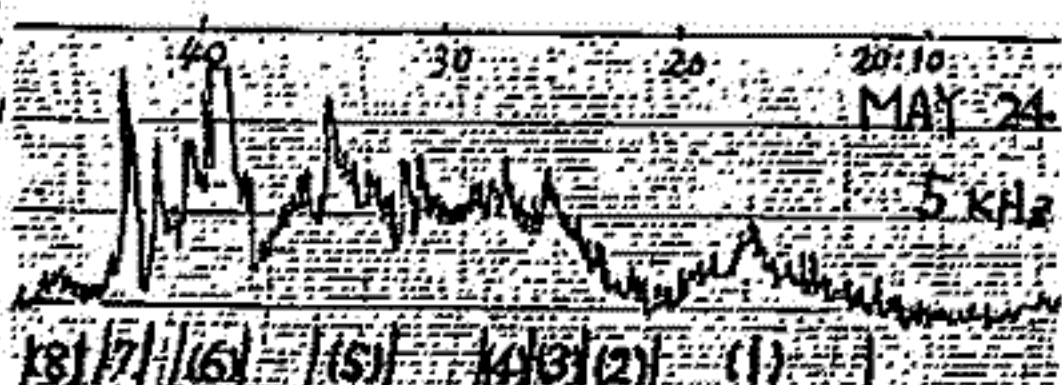
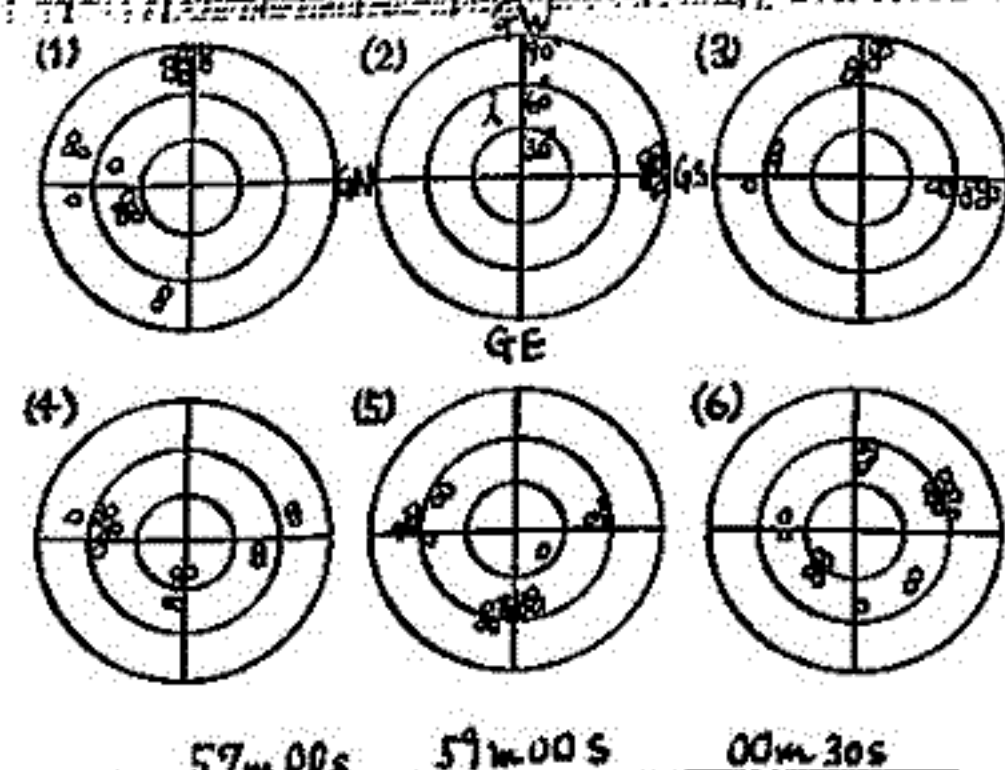
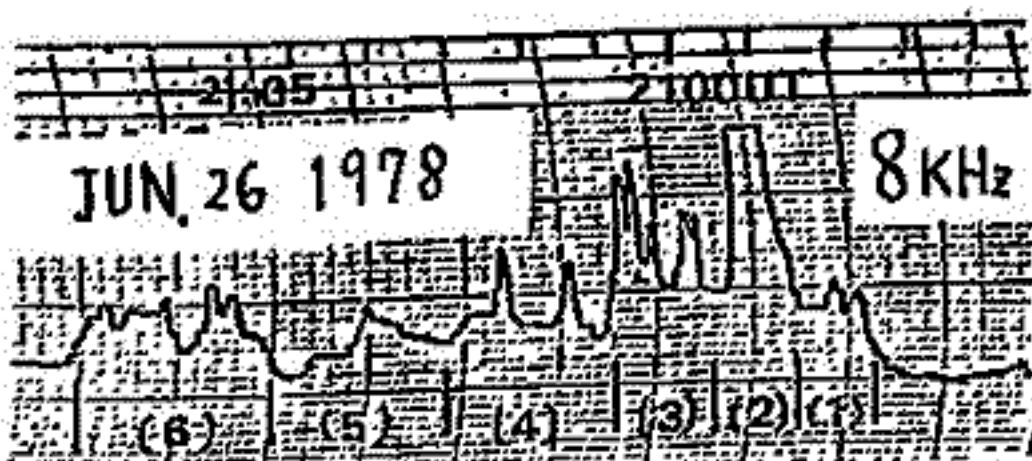


図1. ヒスの到来方向とオーロラ全天写真の比較 (JUN 26 1978)

図2. 長時間ヒスの到来方向 (MAY 24 1978)

I-40 極域におけるVLFヒスソーサーの発生領域と季節変化

青野勉夫・尾崎孝之・福西若・佐藤夏雄
 (電通大) (極地研)

1976年5月から1977年1月までの間に昭和基地で受信されたISIS-1号1軌道, ISIS-2号15軌道のVLFデータを用い, VLFヒスソーサーの発生領域を統計的に調べた。その結果ヒスの発生領域に関し以下のことが明らかになった。

- 1) 発生領域は磁気緯度 60° より高緯度側に限られるが, 85° 以南のGeomagnetic Pole付近の発生頻度は非常に低い。
- 2) 日の時間帯も観測されるが, 発生頻度50%以上の領域は昼間側では10-16 MLTの $75^\circ-85^\circ$, 夜側では20-02 MLTの $65^\circ-75^\circ$ である。
- 3) 発生頻度は冬高い。

一方VLFソーサーに関し,

- 1) 発生頻度の高い(30%以上)領域は昼間側の10-18 MLTの $75^\circ-85^\circ$ 及び夜側の22-04 MLTの $65^\circ-70^\circ$ に位置する。
- 2) 顕著な季節変化があり, ISIS-2(高度1400kmの円軌道)では10月から4月の間は全く観測されない(図1)。極円軌道のISIS-1のデータを用い, 高度分布を求めると, 冬期は2500-3000kmに最大発生頻度をもち, 500-4000kmの範囲に観測されるのに対し, 夏期は3000km以下ではソーサーは観測されず, それより高くなるにつれ発生頻度も高くなる(図2)。

図1

これらの結果より, 昼間側のヒス・ソーサーの発生にはカスプ領域のField-aligned Currentが関係していることが推測される。また, ソーサーの顕著な季節変化より, ソーサーの発生は磁気圏内の電子密度に強く依存していることが分かる。

図1. 2で白のヒストグラムは衛星の全軌道数, 斜線部分はソーサーが観測された軌道数を表わす。

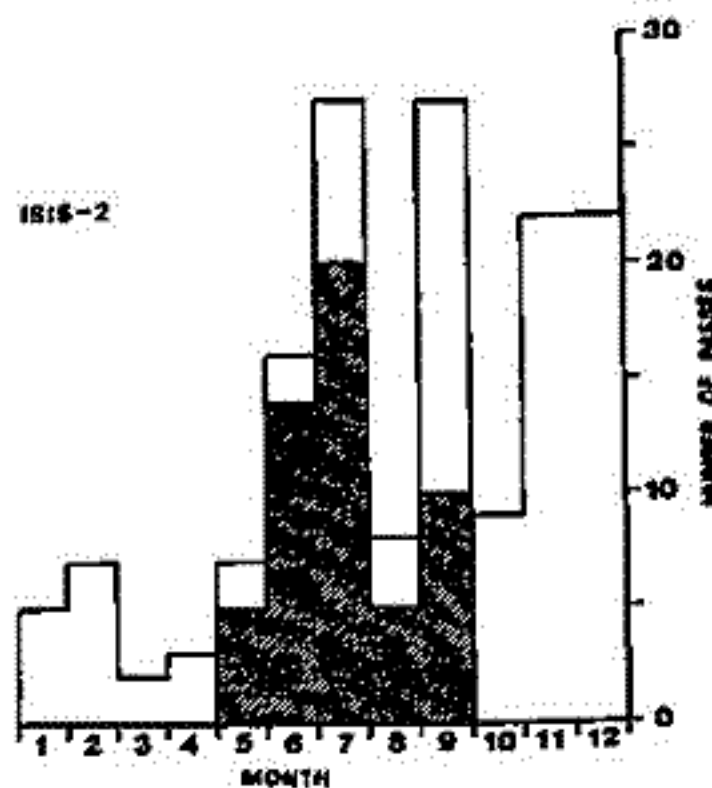
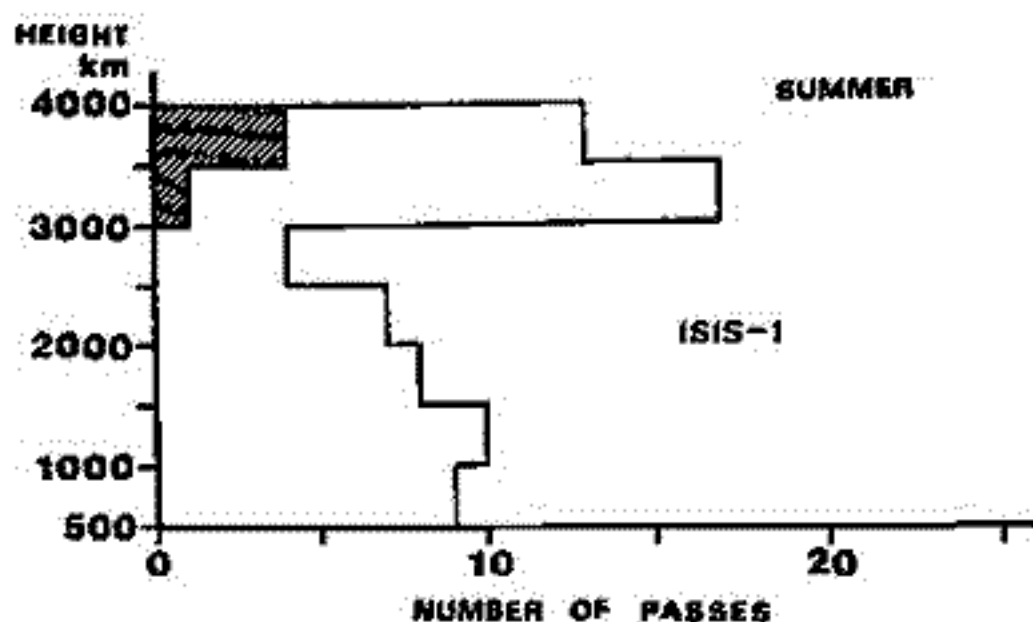
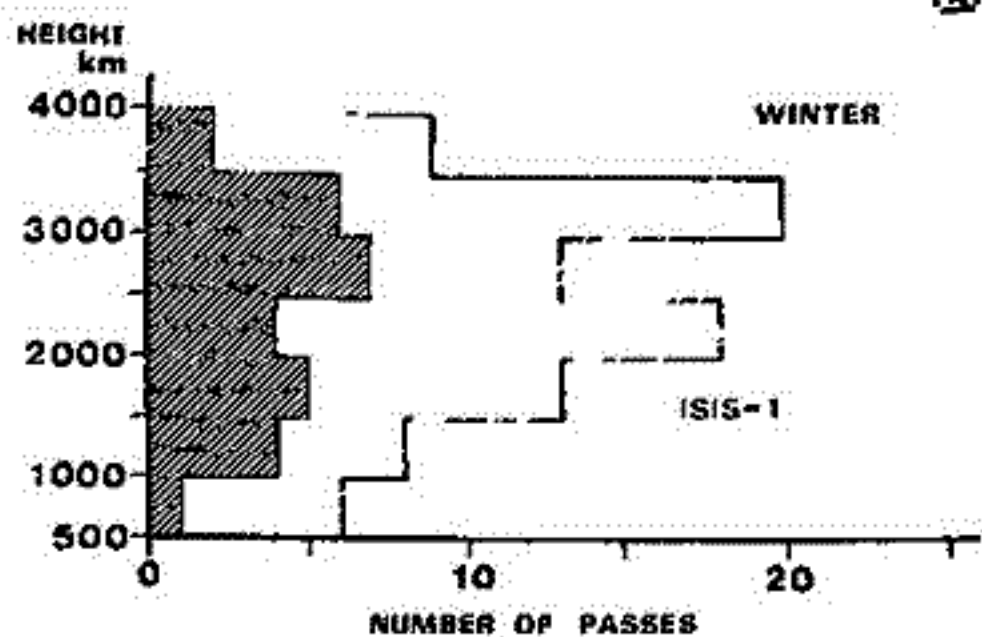


図2



地上-衛星同時観測

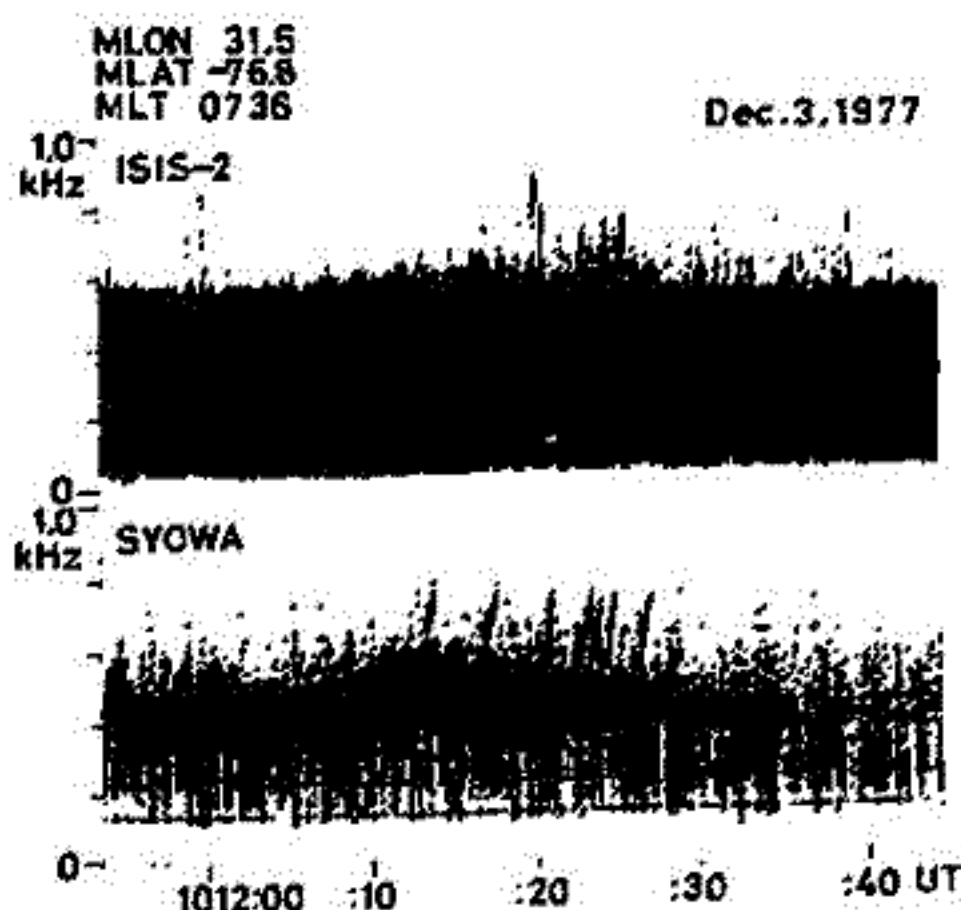
佐藤夏雄 山岸久雄 福西浩 (極地研)
 位高英夫 水田良雄 若野超夫 (電通大)

IMSプロジェクトが実施された1976年以来、南極の昭和基地において、ISIS-1, 2衛星で観測されたVLF放射のテレメータ受信が継続されている。すでに3年間、約350軌道のVLF放射のf-hスペクトラムを作製した。これらのスペクトラムを、地上で観測された現象と比較することにより、VLF放射の領域的な変化と時間的な変化の区別、伝搬特性を明らかにすることができる。

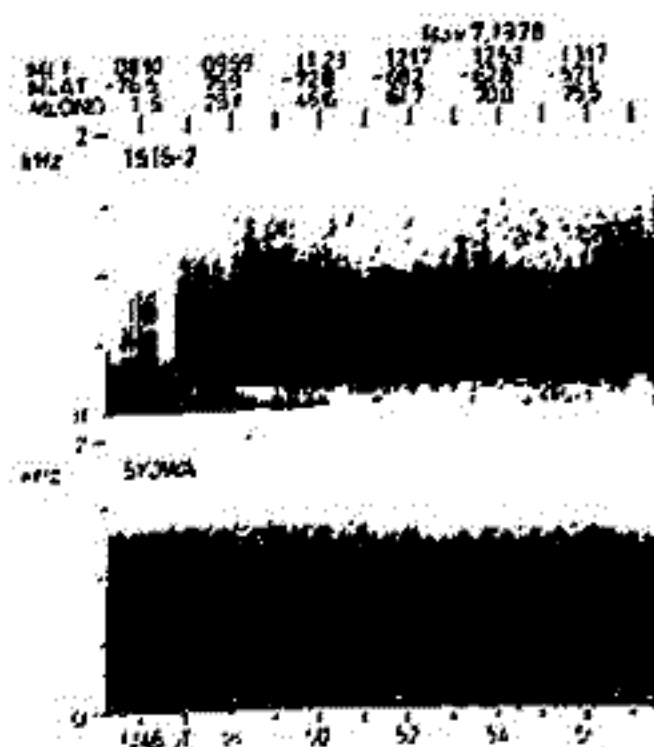
前回の学会ではQuasi-periodic エミッションの地上-衛星の相関解析から、昭和基地の上空約2000 kmの範囲($\sim 80^{\circ}-60^{\circ}$ MLAT)で地上と衛星との相関が良いことが明らかになった。この特性の解釈として、磁力線に沿って伝搬してきたVLFエミッションはISIS衛星高度よりも上空でダクトが消滅し、大きなwave normalをもって広がる。さらに、この波は下部電離層(~ 100 km)で高緯度側や低緯度側に反射するため、広い領域で地上と同じ現象が受信されるものと考えられる。

今回はELFヒス、コーラスに注目し、地上-衛星の比較、検討を行なった。その結果、

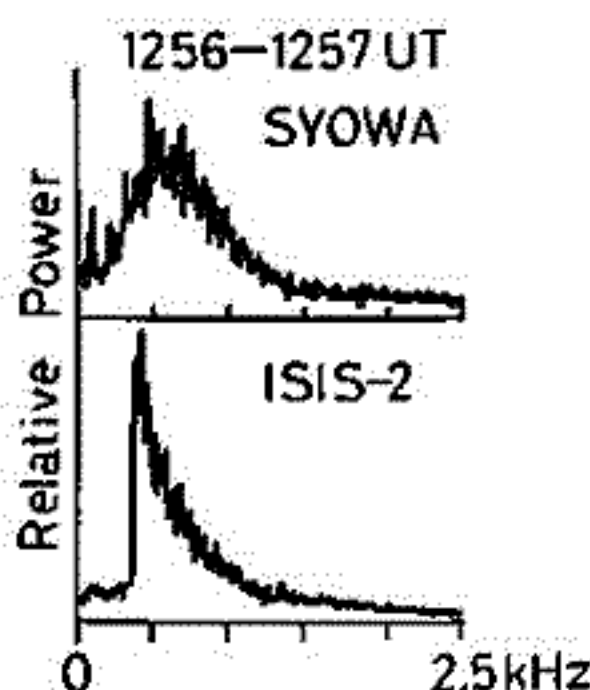
- i) コーラスのdiscreteエレメントは一般にone-to-oneの対応がつかない。(概して相関の良い例を図1に示す。)
- ii) ELFヒスは広範囲で地上と同じlower cut-off と higher cut-off 周波数を持つ。ただし、衛星で観測されるELFヒスはlower cut-off がシャープである(図2)。この鋭いlower cut-off は衛星高度でのcross over 周波数に対応しているものと思われる。さらに、今回は、地上のエミッションと最も相関の良い場所を探し、エミッションの電離層上層(~ 1400 km)から地上までの伝搬特性を明らかにする。



↑ 図1



← 図2



鮫川, 山岸, 平沢, 外谷, 国分
(国立極地研究所) (地磁気観測所) (東大理)

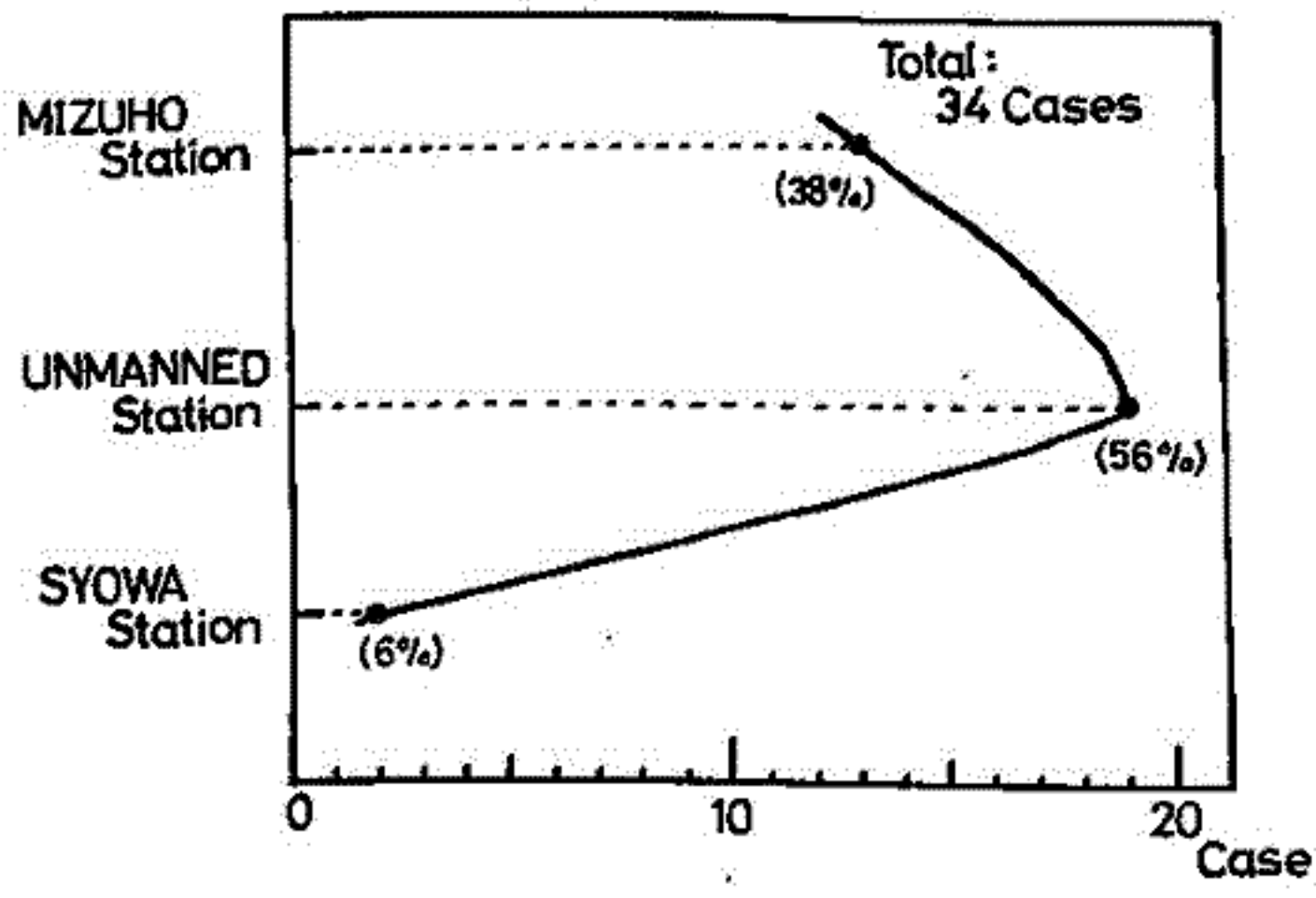
I MS計画の一環として1976年から1978年まで南極昭和基地周辺で2つの有人基地(昭和, みすほ)と1つの無人観測点(A₂)で超高層多点観測を実施してきた。

第5回春の学会では1977年5月末から8月末にかけて無人観測点A₂で取得した地磁気3成分とその期間中に昭和基地でオーロラ観測が実施できた34の地磁気変化現象をピックアップし, 昭和, みすほ, 無人A₂の南半球3観測点と, 北半球Leirvogurの地磁気共役性を北あるいは南どちらか一方の観測地点を固定して比較検討し報告した(図1)。

我々はこの結果からLeirvogurとの共役性が最も良いのは無人観測点A₂付近であるが, 地磁気共役点は固定しているのではなく常に変動していることを指摘した。

今回はオーロラデータが天候等の条件によって得られていないが, さらに多くのPolar substorm現象を選び, 解析結果を前回の解析手法を用い比較検討したものについて報告する。さらに1977年1月~2月にかけて無人観測点A₂で約1ヶ月間ULF現象が観測されていたので併せて報告する。

Estimated conjugate points between Antarctic area and Leirvogur Station



水野 浩雄

(国土地理院)

筆者は先に、柿岡の北向成分の永年変化と考察しつつ、外部原因の磁場の影響として、太陽黒点数に比例する部分のあることを示した。1966.0~73.0年の間の北向成分 X と太陽黒点数 S の年平均値の変動から、太陽黒点数の5だけの変化が北向成分1 μT の変化をもたらすことを示した。

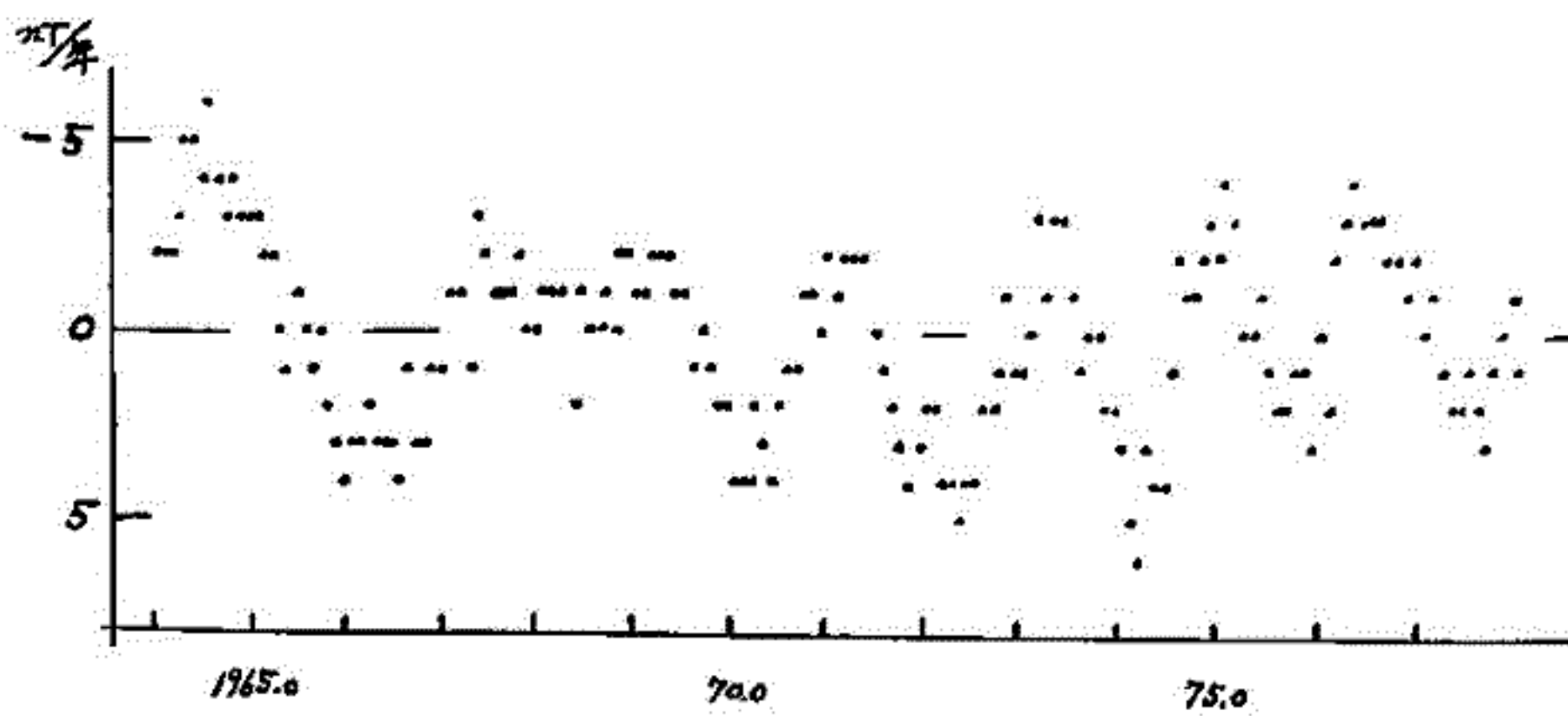
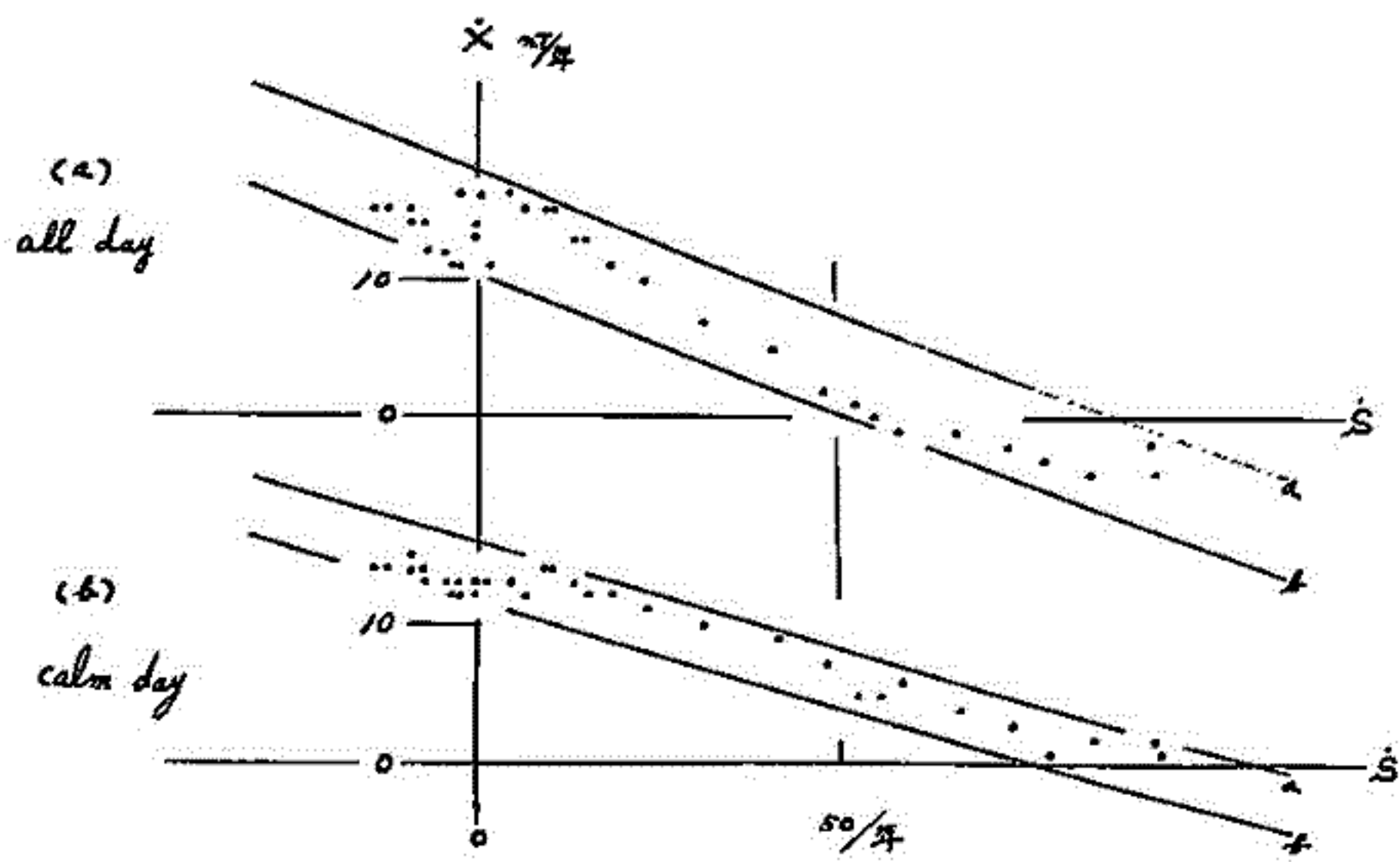
1975年以降 X は年率10 μT 以上で増大していったが、 S も1977年中頃から急激な増加に転じ、当然 X にもその影響がはっきり現われた。1979年3月迄の月平均値により一ヶ月間隔の移動平均による年平均値と求め、それによる X と S の年変化量(\dot{X} , \dot{S})の対応関係とみるに図(4)のようになる。プロットされた点は平行な二直線 a , b の間に並び、その勾配は $-1/5$ である。すなわち、この期間にも内部原因の年変化量は一定値と保らるるが、 S の5の変化に対して X は1 μT だけ変化していったことが確認された。1978年初頭における太陽黒点数の増大は極めて急激で $\dot{S}=92.8$ /年に到達したが、このように大きな \dot{S} に対してもおおむねこの割合が成立していったことは、太陽黒点数に比例する外部原因磁場の存在の有効なうらづけとなる。

次に、*calm day*の X による月平均値を用いて同様の考察とすると、(4)図に示すように、 \dot{S} が7の変化に対して X は1 μT の変化となる。この場合、*calm day mean*は*all day mean*より太陽活動の影響が小さい。また*all day mean*による場合に比べて、 \dot{S} と \dot{X} の対応関係のばらつきが小さい。 $\dot{S}=0$ に対する平均の \dot{X} は(4)図から(5)図からも同じく14 μT /yearであって、これが1975年中頃から以降の新しい状態における内部原因による年変化量である。

太陽黒点数の増減が常にこの割合で X 成分に変動したと仮定して、任意の時点において $\dot{S}=0$ の状態に*reduce*した \dot{X} と求めることができる。*all day*のもの \dot{X}_{red}^a 、*calm day*によるもの \dot{X}_{red}^c とする。1957年以降の \dot{X} とこのように処理して得た \dot{X}_{red}^a , \dot{X}_{red}^c の時間的変動から、すでに論じた1974.0年、1965.5年と境とする \dot{X} のレベルの急速な遷移がうかがわれる。しかし、特徴的なことは、それらが2~3年 $\times \dots$ の周期の変動を示し、その振中は \dot{X}_{red}^a の方が大きく、その時期によりおのりの大小があることである。この変動はSugiura (1976)が指摘した*quasi-biennial variation*である。

\dot{X}_{red}^a , \dot{X}_{red}^c には共に内部原因の永年変化 \dot{X}_{sec} が含まれていく。 $\dot{X}_{red}^a - \dot{X}_{red}^c$ と作れば、 \dot{X}_{red}^a は相殺して、その結果 \dot{X}_{red}^a と \dot{X}_{red}^c に含まれる*quasi-biennial variation*の差が明瞭にあらわれる。(5)図にそれと示す。

このようにして、観測された年変化量 \dot{X} は、内部原因の永年変化 \dot{X}_{sec} 、太陽黒点数に比例して変化する外部原因磁場からの \dot{X}_e^a 、及び*quasi-biennial variation* \dot{X}_e^b の和と考えられる。太陽黒点数 S に比例する影響だけとすれば、 \dot{X}_{red}^a 又は \dot{X}_{red}^c では急速な変化と追跡する上で不十分である。内部原因による永年変化 \dot{X}_{sec} の急速な変化と追跡する上で不十分である。したがって、 $\dot{X}_{red}^a - \dot{X}_{red}^c$ の周期の*quasi-biennial variation*の*phase*と考慮に入れることにより、 \dot{X}_{sec} の遷移の時期及び年率とより良く推定し得る可能性がある。



(c) $X_{red}^a - X_{red}^c$

I-44 全磁力日平均値の水平分力日平均値への回帰係数の年間変化

桂友則考
京都大学教養部

磁場の水平分力 H と垂直分力 Z が全磁力 F となり、日平均値 \bar{H} 、 \bar{Z} 、 \bar{F} の変動の大部分は、いわゆる DR 場の変動に起因すると考えられる。 DR 場の変動係数は D_{sc} 指数により求められている。この D_{sc} 指数を D とするとき、磁気緯度 α の地点での H が Z の日平均値は、近似的に次式で表わされる。

$$\bar{H} = H_0 + k_H \bar{D} \cos \alpha \quad (1)$$

$$\bar{Z} = Z_0 - k_Z \bar{D} \sin \alpha \quad (2)$$

ここで、 H_0 および Z_0 は主磁場の各成分値、 k_H および k_Z は、地球内部の電流分布に依存する定数とする。一方、 F の日平均値は、

$$\bar{F} = F_0 + \bar{D} (k_H \cos \alpha \bar{Z} - k_Z \sin \alpha \bar{H}) \quad (3)$$

と書ける。(1) と (3) より \bar{D} を消去すると、

$$\bar{F} = A \bar{H} + B \quad (4)$$

となり、 A は \bar{Z} 、 B は H_0 および k_H の関数となるが、短期間（例えば一年）では、定数と見做すことができる。ところが、月毎に、この回帰係数を求めると、年間変動の傾向を示すことが分る。すなわち、 A は、夏は小さく冬は大きく変化する。しかも、年間変化の振幅は、高緯度ほど大きく、北極圏では約 6%、赤道で 1.5%、赤道より南緯度の変動を示した。

同様な方法で、(1) と (2) より \bar{D} を消去すると、

$$\bar{H} = A' \bar{Z} + B' \quad (5)$$

が得られるが、 A' もほとんど A と同様な年間変化を示した。

これらのことから、 A や A' の変化は、見かけ上 α の変化に帰すると考えられる。つまり、 $ring$ current のつく DR 場の地表への入射角が年間変化すると考えられる。このことは、地球に対する $ring$ current の相対位置が年間変化していることを示す。この問題は、 $ring$ current の構造や性質に依存すると思われるので、ここでは以上議論しない。しかし、地磁気の年間変化を調べた際に、極域磁場を除去する (1) (2) の D_{sc} 指数を用いた補正をした上、いわゆる $weighted$ $mean$ $differance$ 法を用いたデータを再検討を要する問題があると考えられる。

静穏日の年平均値とすべての日の年平均値 との差に見られる太陽活動周期

行 武 毅

東京大学地震研究所

太陽活動に伴う地球磁場の長周期変化と、外部磁場と内部磁場とに精度よく分離することができれば、それはマントル深部の電気伝導度を調べる上で有力な手掛りとなる。観測所の3成分の年平均値は、通常すべての日平均値をもとに計算される。(今後これを、静穏日の日平均値をもとにして求めた年平均値と区別するために、全日年平均値と呼ぶことにする) 観測所データの全日平均値は太陽活動に伴う変化をしており、球函数に展開すると g_i^e 項が卓越する。内部磁場変化と外部磁場変化とに分離し、その比を $g_i^i/g_i^e = 0.32$ という値が得られている。

ところで、全日年平均値の変化の中には、太陽活動による、日変化振幅の変化や擾乱日の頻度の変動などの影響が含まれている。マントル深部の電気伝導度を調べるためには、年平均値の変化から、太陽活動周期に比べて短くは「短周期変化」の影響を除く必要がある。その手始めとして、静穏日年平均値と全日年平均値との差の時間変化を調べた。

各観測所での静穏日年平均値と全日年平均値との差を X とし、 X 成分では太陽活動1周期の間は2個のピークが現れ、全日年平均値より求めた g_i^e の外部磁場項 (g_i^e) とを組み合わせてよく似た変化をみる。3成分では、変化の向きが X 成分とは逆で対称的な変化をみる。

観測で得られた3成分の静穏日年平均値と全日年平均値との差について、 $n = m = 1$ までの球函数解析を行った。(X-Y)より得られた係数とZ成分より得られた係数とを組み合わせ、内部磁場変化と外部磁場変化とを分離した。その結果 g_i^i 項の変化は、全日年平均値自体から得られた g_i^e の変化とほとんど同じような変化をみる。ただし太陽活動周期間の振幅は全日年平均値の変化の約 $1/4$ である。静穏日年平均値と全日年平均値との差については、全日年平均値自体の解析の場合と異なり、内部磁場変化 g_i^i の方が精度よく決まることかできる。内部磁場変化と外部磁場変化の比 g_i^i/g_i^e は 0.39 となる。また g_i についてはあまり顕著な太陽活動周期は認められず、 h_i については、振幅は小さいが、 g_i と同様の変化が得られる。

太陽活動極小期でも、静穏日年平均値と全日年平均値の差から得られる g_i^e は零に等しくない。この解析では4桁程度の g_i^e が残っている。

磁気嵐を解析して得られた内部磁場と外部磁場の比 $1/e = 0.38$ であり、この解析結果とよく一致している。静穏日年平均値と全日年平均値との差には、磁気嵐や磁気擾乱の影響の強いことが窺える。太陽活動度による磁気擾乱発生頻度の変化が、これら年平均値の差の変化に反映されたと推定される。

西田 泰典
北大 理

北海道におけるCA観測結果はすでにNISHIDA(1976), 山下・横山(1975, 1977), Mori(1975)等により詳しく報告されているが, その変換函数の周期特性は複雑である。今回, ある周期Tにおける変換函数 A_T ($\approx B_T$)は海面と表層と地下良導層とのカウリングの結果で A_{5min} ($\approx B_5$) (表層の効果のみによる)と考えると α ($\approx \beta$)倍に減少し, さらに更にその他の原因による地域特性 β ($\approx \delta$)が重なるものと解釈してみよう ($A_T = \alpha A_5 + \beta$ $\approx B_T = \gamma B_5 + \delta$)。北海道を石狩湾地帯と伊達人で南西部——一部東北地方北部を含む——(領域I)と道央部(領域II)に別け, 上式の関係を求めた所図1(周期40分の例)にみられる如く各領域において, 特にAについて割合良く係数を決めることが出来る。又各領域の間には明らかな差が見られる。両地域の各係数の周期特性は図2の如くなる。

α, β の周期特性を説明するようには, HONKURA(1973)が三宅島に適用した理論を用いて地下電気伝導度分布を求めた所, 図3の如くなる。この結果が直ちに領域下の平均的地下構造と与えているかどうかについては未だ問題があり, 北海道ととりもく北面太平洋下の地下電気伝導度の情報を各人でいる可能性がある。

NISHIDA (1976), J. G. G., 28, 375-394.
 山下・横山(1975), 北大地球物理学研究報告, 34, 15-44.
 山下・横山(1977), 北大地球物理学研究報告, 36, 41-58.
 Mori (1975), Mem. Kakkoka Mag. Obs., 16, 77-93.
 HONKURA (1973), J. G. G., 25, 167-199.

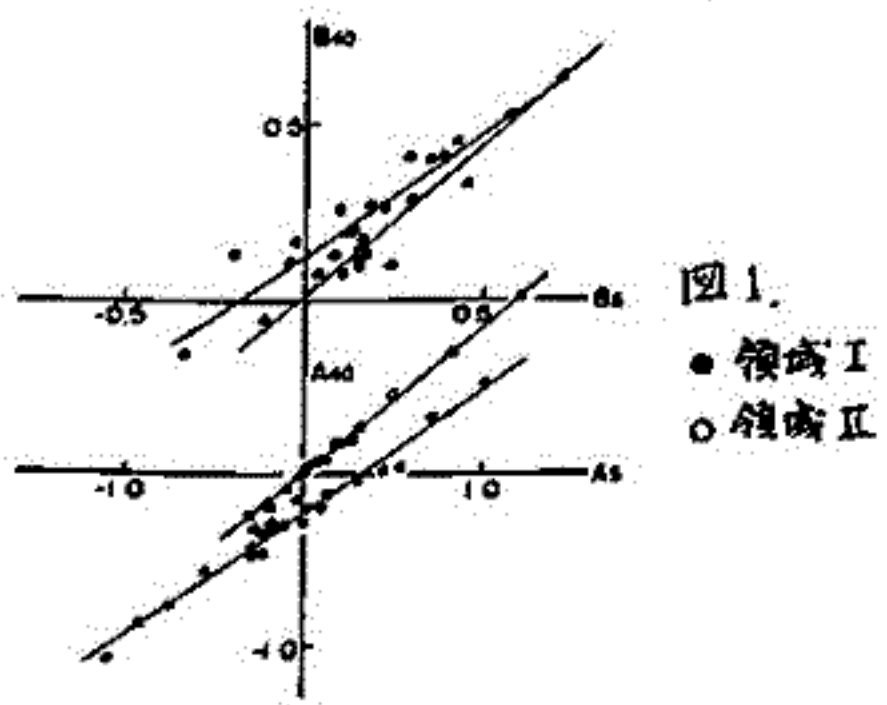


図1.
● 領域I
○ 領域II

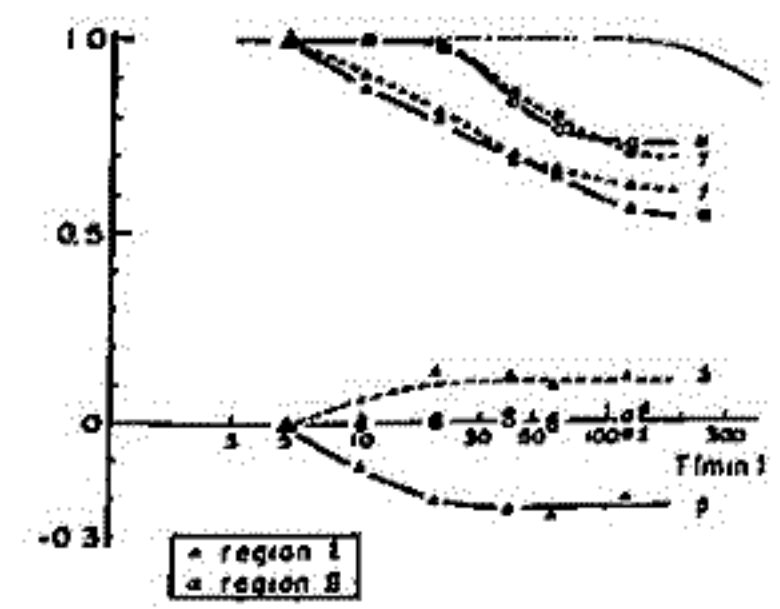


図2.

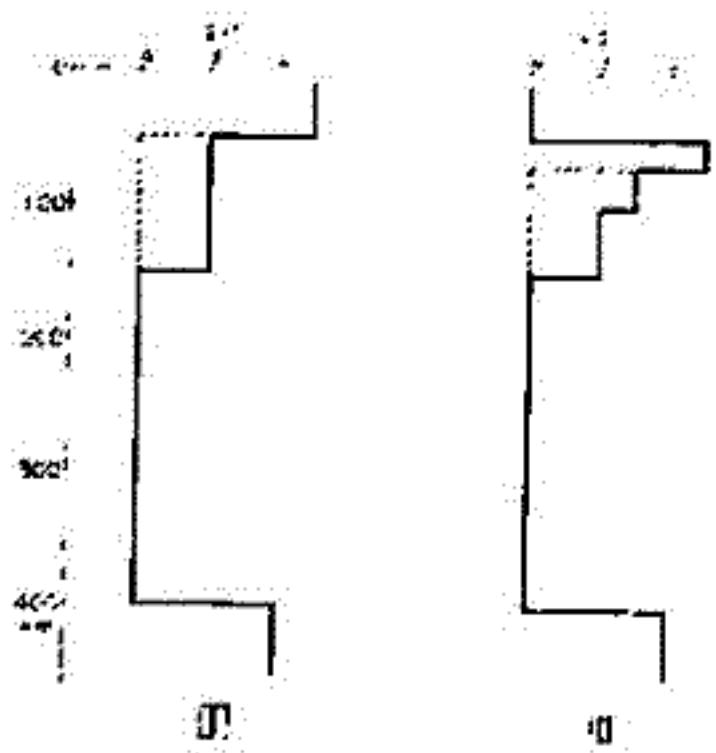


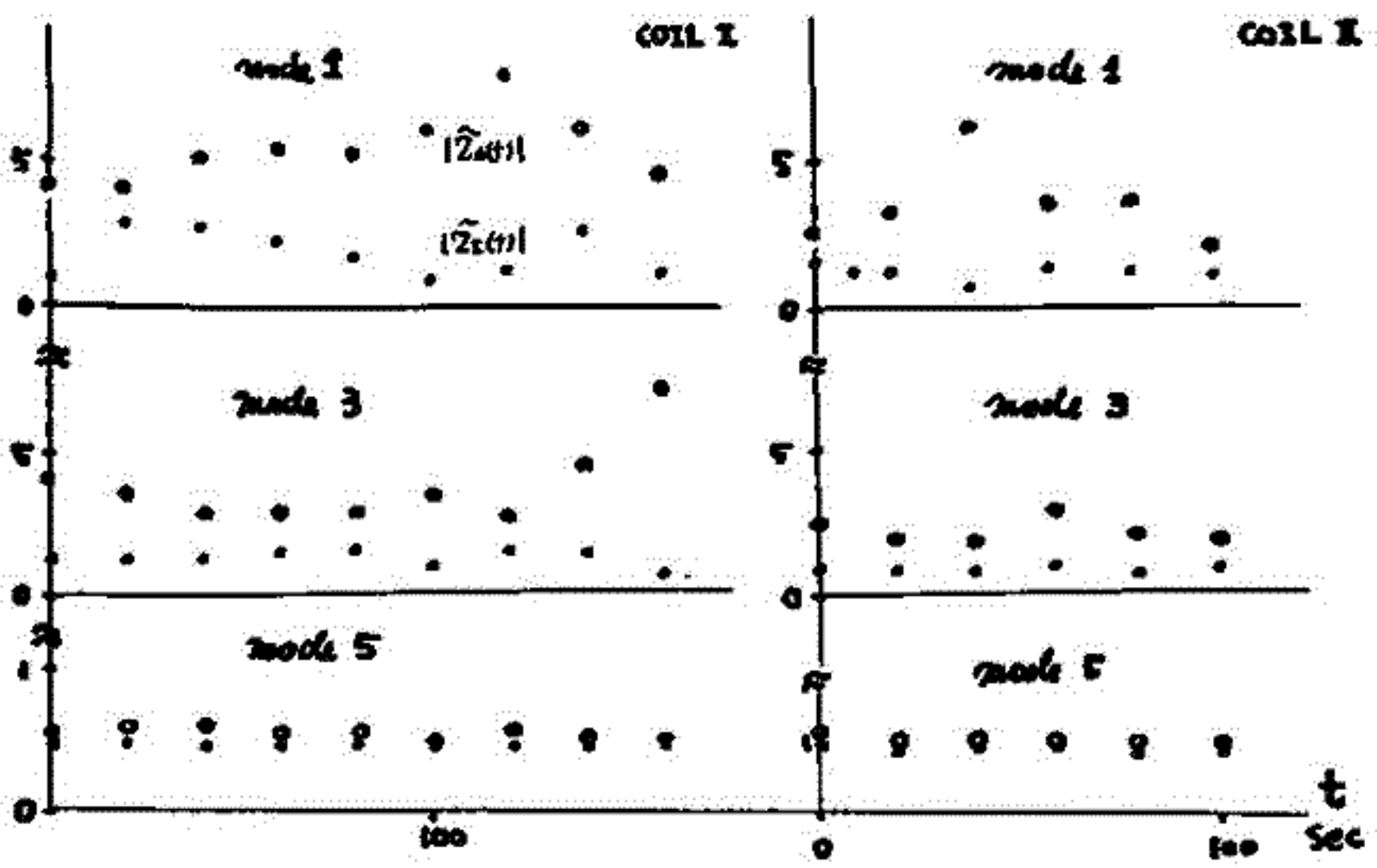
図3. 実線と破線は観測値を説明し, 厚さ極値を示す。

柿岡における E L F 帯自然電磁波の観測結果に
 もとづく応答関数の特性

教田久司, 行武教, 吉野賢太郎
 東大農研

最近, 地下数 km 程度の構造を調べるとして, E L F 帯の自然電磁波を用いたマグネトテラリフ法が注目されてきている(半田, 生友, 1979)。従って, この帯域, さらに地球気象変動の帯域の現象を観測することと目的として, 誘導磁カ計を製作した。本年 8 月, 磁カ計センサーの検定を行うとともに, 柿岡地磁気観測所構内において, 試験的な電磁場の測定を行った。使用したセンサーはパーマロイコアで, 0.2φ の銅線 100,000 回巻きのものと 0.5φ 20,000 回巻きの本で, (こゝではこれを, Coil I, Coil II と呼ぶことにする) 交互に測定に使用した。電流は, 約 50 m 離れた炭素棒電極により測定した。測定系は未だ不完全な点が多く見られるが, 今回の測定結果よりスペクトル解析によって求めた応答関数(インピーダンス)の特性について, 若干の考察を行った。なほ, 測定は現在のところ電磁場ノイズが少なく行っている。

記録はカセットテープにコンピュータを用い, 5ms のサンプリングレイトで A/D 変換し, FFT 法によって解析した。スペクトルは周波数で表示し, $f_c = 0.5 \text{ Hz}$ で約 4000 回の DATA から求めたものを, Coil I に対し $\hat{Z}_1(f)$, Coil II に対し $\hat{Z}_2(f)$ の複素インピーダンスを求めた。複素インピーダンスは, 通常の手法で求めた $\hat{Z}_1(f)$ とアドミタンスの逆数として求めた $\hat{Z}_2(f)$ の両者に対して, 主として時間的性質を見ることが出来る。 $|\hat{Z}_1(f)|$ と $|\hat{Z}_2(f)|$ は一般に一致しない。これは, 両者が入力のサイズに差をつけてそれぞれ下向き・上向き bias が生じるためで, 結果のうち, Schumann 共振の $\omega_1, \omega_3, \omega_5$ mode 周波数における値を時間的にプロットすると図のように各 mode 共に偏りが見られる。今回の観測結果に因る限り, 原因はよくわからぬが, \hat{Z}_2 mode の方が時間的に安定しており, bias も小さいようである。さらに Coil I, II を代わると, II の方が観測に適しているという結論できようである。 \hat{Z}_2 は絶対値に代わると mode ごとにはばらばらなくともならないことがわかった。



佐野 幸三
(地震気象測研)

柿岡の周期60分を中心とする多くの周期についてのCA変換函数を、1976年6月頃より連続的に解析している。各年の解析結果については、学会、CA研究会でその報告報告した。また、今回は1977年および1978年の期間についての詳細な解析結果を報告する。

この研究の主目的はいろいろでもなく、地震発生に関連するCA変換函数の時間的変化を明らかにすることである。前回までの報告で、各期間個々の事例において、より比較的地震に着目しての重お合せ統計結果から、明りよる地震の前兆現象的なCA変換函数の変動があることを報告してきた。反面、CA変換函数の変化の中には地震気活動度に関連した部分もあり、これは恐らく外部擾乱磁場の影響を考慮する必要がある。これは地震発生したCA変換函数の変化の検出に大きな障害となっていることを報告した。これらの結果は各年の不十分な資料にもとづくもので、十分信頼のあけるものとはいえない。しかし、重お合せ統計のために選んだ地震についても十分客観的な基準を持ったものばかりでなく、都合の良いものばかりを選んだのではないかという疑問が残りわけでは無い。

今回はこれらの問題点を解消すべく、地震についての震源域および規模により、客観性のある基準にもとづき選定した次のような地震群について独自の統計処理を行った。

- ①: 内陸部地震(茨城県南西部, 千葉県北部等), マグニチュード 4.1以上, 個数=18。
- ②: 茨城県沖地震, マグニチュード 4.0以上, 個数=14。
- ③: 千葉県沖地震, マグニチュード 3.6以上, 個数=14。
- ④: 柿岡より60km以内地震, マグニチュード 4.1以上, 個数=16。
- ⑤: 柿岡より120km以内地震, マグニチュード 4.5以上, 個数=12。
- ⑥: 同上, マグニチュード 4.4以上, 個数=15。
- ⑦: 120km以内地震を時間について群別した地震群, 個数=13および20群。

以上の9種の地震群に対する統計結果は、上記②, ③の地震群に対する結果と併せて、明りよる地震の前兆現象的なCA変換函数の変化が検出された。つまり地震の前にはCA変換函数が減少することを示している。②, ③の茨城県沖および千葉県沖の地震群に対することは、地震効果がないというのではなく、他の地震域のものの方が効果が大きく影響し、十分高過ぎるからであると思われる。

各分類された地震群に対するCA変換函数変化の地震効果の有意な差異とみることは、比較的に⑦として分類した地震群に対してのものが比較的に良い地震前兆現象的な変化を示しているようである。特に周期の短い(10, 20, 30, 60分)のものの方が、そのような特性を示している。

そこで、白木によっても筆者と同じKASMERのデータを用いてパーパスプロット解析の手法により、日々のCA変換函数が、1976年より求められている。白木の周期は、30, 60分の資料について、同様の解析を行ない、筆者の結果と比較してみた。両者の解析結果は細部については多少相違するところもあるが、概要はほぼ一致している。これは、両者とも地震気活動度効果等の地震効果以外の要因による部分を無視している。独立した解法による結果が良好一致を示していることは、これらの解析の信頼性を裏付けている。

参考文献

- 1) 白木正規; 柿岡のCA変換函数の定常監視, 新地学会誌, 第一巻, 号4, 1977。

Monitoring of the Time Change of Transfer Functions
in the Central Japan Conductivity Anomaly

M. Shiraki
Kakioka Magnetic Observatory

Time change of transfer functions for conductivity anomaly in the central Japan is being monitored to detect possible electrical conductivity changes preceding earthquakes. Using geomagnetic data of a sampling interval of one minute, the transfer functions at the Kakioka Magnetic Observatory are calculated day after day. The method of analysis is based on the power spectrum analysis as developed by Everett and Hyndman. Monthly means are statistically obtained from these daily values of transfer functions. Monthly transfer functions during 40 months from January 1976 to April 1979 show no significant changes. Small fluctuations are likely to be accounted for by a seasonal change probably originating in the external magnetic disturbance. No major earthquake activity has been reported in the vicinity of this site during this period.

-preliminary report for the initial phase of the observation results

Hiroshi OYA

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

JIKIKEN (EXOS-B) was successfully launched on Sept. 16, 1978 into an orbit with initial apogee of 30,056 km and perigee of 227 km, with an inclination -31.1° ; the orbit is suitable for the investigation of the wave-particle interaction process near the plasmapause. The analog data transmission system is used and we can obtain fine structure of the dynamic spectrum in a frequency range from 10 KHz to 3 MHz, and wide band spectrum from several 100 Hz to 10 KHz. The important wave phenomena observed by current observations of JIKIKEN are:

- i) Auroral (Earch) kilometric radio waves;
- ii) Upper hybrid mode emissions;
- iii) $(n+1/2)f_c$ emissions;
- iv) Principal phenomena of VLF frequency range such as, whistler, chorus, and hiss;
- v) Pure tone emissions in VLF range;
- vi) Artificially stimulated plasma waves and observation of plasma parameters;
- vii) Planetary radio waves;

and viii) Solar type III outburst. As a preliminary approach to verify the wave particle interaction processes, investigations of the energy spectra have also been made for the case of the UHR mode plasma wave and pure tone emission in ELF and VLF range. Very long duration UHR resonance has been triggered by 500 μ sec pulse in the stimulated plasma wave experiment; the resonance persist up to 125 msec, even in VLF range (below 30 KHz); and the electron cyclotron resonances are stimulated in very high harmonics number n ; in the maximum case, sometimes, $n=20$. Using these resonance frequencies, the plasmapause electron-density distributions are obtained. The present results have been obtained by EXOS-B team:

Manager	T. Obayashi	(ISAS, Tokyo U.)	DPL	I. Kimura	(Kyoto U.)
Project Scientists	H. Oya	(Tohoku U.)	IEF	K. Hashimoto	(Kyoto U.)
	N. Kawashima	(ISAS, Tokyo U.)		M. Ejiri	(ISAS, Tokyo U.)
	A. Nishida	(ISAS, Tokyo U.)		K. Tsuruda	(ISAS, Tokyo U.)
SPW	H. Oya	(Tohoku U.)	MGF	Y. Watanabe	(ISAS, Tokyo U.)
	T. Ono	(Tohoku U.)		A. Nishida	(ISAS, Tokyo U.)
	T. Kamada	(Nagoya U.)		I. Aoyama	(Tokai U.)
	H. Oya	(Tohoku U.)		F. Toyama	(Tokai U.)
NPH-A, V, VL and S.	A. Morioka	(Tohoku U.)	ESP	T. Saito	(Tohoku U.)
	T. Miyatake	(U. E. C.)		K. Yumoto	(Tohoku U.)
	H. Matsumoto	(Kyoto U.)		H. Kubo	(ISAS, Tokyo U.)
	J. Ohtsu	(Nagoya U.)	T. Mukai	(ISAS, Tokyo U.)	
	I. Kimura	(Kyoto U.)	N. Kawashima	(ISAS, Tokyo U.)	
	H. Miyaoka	(Tohoku U.)	T. Arikawa	(Tokyo U.A.T.)	
			CBE	N. Kawashima	(ISAS, Tokyo U.)
			S. Murasato	(ISAS, Tokyo U.)	

ISAS (Institute for Space and Aeronautical Science)
 U. (University)
 U.A.T. (University of Agriculture and technology)
 E.C. (Electric and Communication)

橋本弘蔵・木村啓根
(京大工)

EXOS-B(じきけん)VLFドップラー観測(DPL)のPCMデータ(信号強度)とアナログデータ(ドップラーシフト)軌道に関する総合解析について述べる。

図1はPCMデータのRev180についての処理例である。上中下段はそれぞれ、アンテナ容量(短かい方のアンテナAに換算したもの)、22.3kHzの受信レベル(dBμ)、軌道データを示す。上段の図で、450~500pFの間の部分は、DPLで使用しているアンテナを示しており、450pF相当のレベルのときアンテナB、475pFでアンテナA、500pFのときアンテナ接続なしである。信号レベルでは約13dBが下限となる部分があるが、これはアンテナ開放時の雑音レベルである。2000UT前後の容量変化はプラズマホーズと考えられ、その時のL値は5程度である($K_p=1$)。同時に信号強度にも増加がみられるが、プラズマ同波数近傍の静電波を受信しているものと考えられる($N_e=6/c.c$ のとき、 $f_p=22.3$ kHz)。1700~1720, 1840~1850 UTでのアンテナ容量の増大はCBEによる電圧放射の効果である。アンテナインピーダンス低下により、信号(雑音)レベルも低下している。

図2はドップラーシフトのデータをFFTにより同波数解析を行ったものである。2132~2140 UTにわたって-3Hz~-1Hzのドップラーシフトが受信されている。このとき、受信強度は、図1より60dB程度もあることわかる。2105~2115 UTでの-6.5Hzの信号は、アンテナ接続なしの時刻に対応しており、内部干渉であろうと思われる。

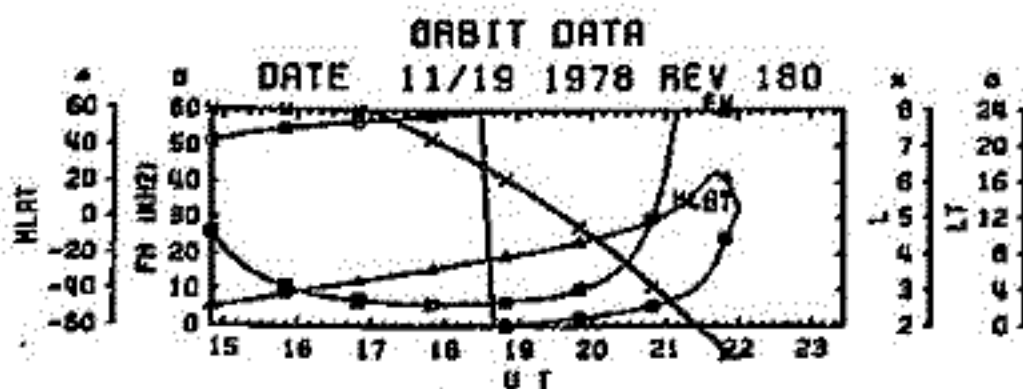
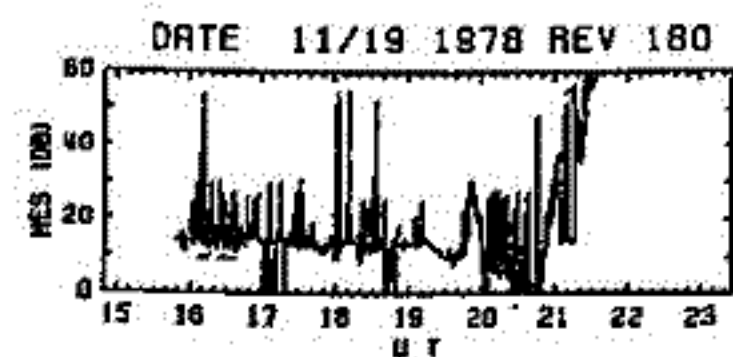
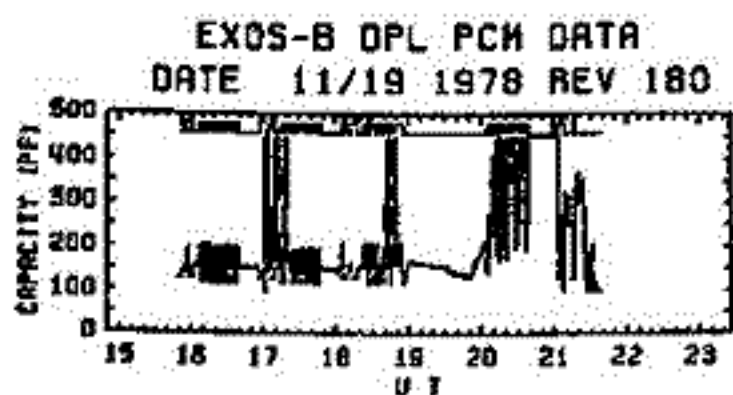


図1 DPL PCMデータ

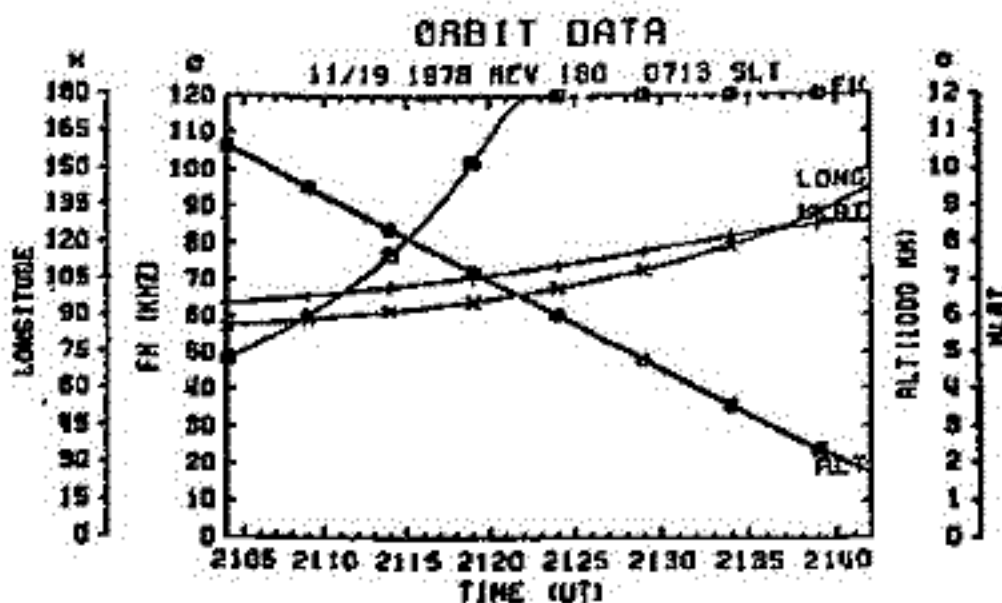
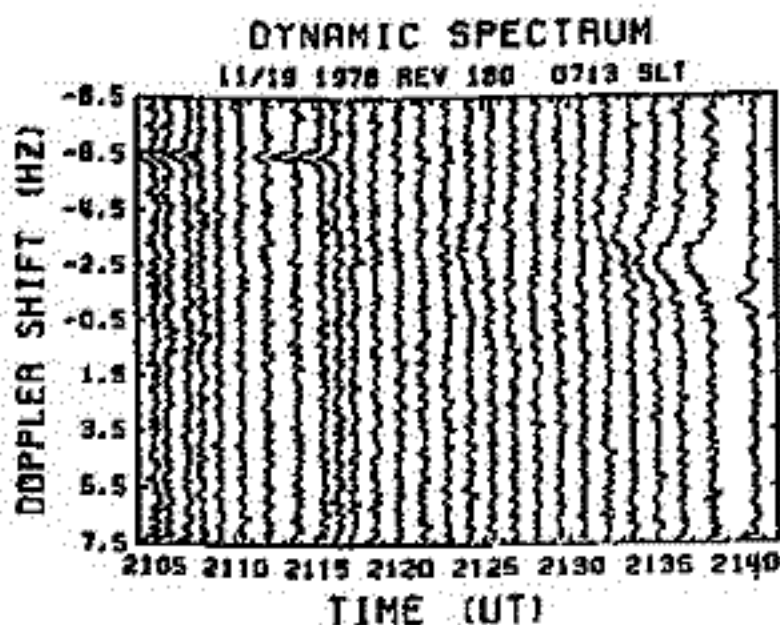


図2 DPL アナログデータ

—波動粒子相互作用の実験— (その1)

木村磐根、松本 絃、橋本弘毅 (京大・工) 向井利典 (宇宙研)

R. A. Helliwell, T. F. Bell, J. Katsufurakis (スタンフォード大)

1. 緒言 地上から発射されたVLF電波が磁気圏中でVLF放射をトリガーしうることは地上観測で周知のことであるが、これが磁気赤道付近に位置する相互作用領域において起るといふ理論を支える実験的証拠はない。我々はこの事実に鑑み、EXOS-Bで南極サイアル局信号及びVLFスペクトルと10keV以下の電子束の観測を行った。

2. 実験計画 EXOS-Bは遠地点約3万km、近地点約250kmの衛星であるが、衛星がサイアルの子午面(地理経度 $84^{\circ}W$)の $\pm 60^{\circ}$ の範囲でL値が2.5~5.7の範囲(サイアルは $L \approx 4$)を選びサイアル信号を送信すると共にコマンドにより衛星PIを動作させ、テレメータ信号をノースカロライナ州NASAローズマン局にて受信してもらうこととした。得られたデータのVLFスペクトルのアナログデータは、ローズマン局で直ちに周波数スペクトルのウィックレルックを行うと共に、電話にて一部のスペクトルがスタンフォードに伝送され、リアルタイムにサイアル信号受信の有無を確認。ATS-3衛星を通してサイアルに周波数変更の指令を行える体制をとることとした。

3. 実験期間 昭和54年7月15日から8月25日にわたる6週間を実験期間とし、最初7月15日から8月12日迄はいずれも衛星が磁気赤道を横切る部分(すばインバウンド)を毎日約1時間観測し、8月14日~25日には磁気緯度 $40 \sim 50^{\circ}$ のアウトバウンドと磁気赤道付近のインバウンドパスの西方をぬらうこととした。

4. 実験結果の概略

- (1) 8月24日迄に観測した43パスの内の22パスでサイアル信号が受信された。この内サイアル信号が直接、間接に原因となつていふと思われ、A₅Eは8月14日、15日、17日に受信されたが、14日、17日はoff equatorial (geomagnetic) であり、15日は磁気赤道通過の条件になつていふが、非常に明瞭なものは8月17日に得られていふ。
- (2) 粒子の観測はすばのパスについて行われたが、PCMのため特に2keV、7keVが選ばれウィックレルックのプリントアウトが行われた。観測位置が $L = 5 \sim 5$ 付近を集中して行つていふのでプラズマポーズの外側で高いカウントが認められ、プラズマポーズの内側で最小となり、更に内側で再びカウント数が増加する典型的な形がしばしば観測された。VLF波動との相互作用については上記A₅Eの起つた3パスでは2keV、7keVに関する限り、15日のみ大きなカウント数が認められたが、14、17日には大きなカウントはなかった。
- (3) 本実験ではその他多数の自然のVLF放射現象が観測され、これと粒子の相互作用に関する情報が得られたほか、サイアル信号の絶対強度についても貴重なデータが得られた。

謝辞 本実験は文部省海外学術調査研究費によつて行われた。又テレメータ信号のローズマン局での受信についてはNASA本部、GSFC、ローズマン局の方々のご協力によつて行われたが、特にNASA本部のシェマリング博士、L₅F₁のロウ氏に負うところが大きい。国内では特に宇宙研野村所長、EXOS-B主任大林教授、および大塚教授、河島助教授のほか、KSCにおけるEXOS-Bコマンドでは宮武氏はじめ多数の方々のご協力を得た。ここに併せて厚く御礼申し上げたい。

I-53 EXOS-B / Siple プロジェクト

—波動粒子相互作用の実験— (その2)

木村 繁根, 松本 純, 橋本弘蔵 (京大・工) 向井利典 (宇宙研)

R. A. Helliwell, T. F. Bell, J. Katsufurakis (スタンフォード大)

本研究の概略については前頁の報告に述べたが、ここではVLFスペクトルの観測結果をより詳細に述べる。

1. サイアル信号 サイアル局は $76^{\circ}S, 84^{\circ}W$ にあり地上の全長21 kmのダイポールアンテナにより、現在最高電力150 kWがアンテナに注入される(周波数特性があり、5 kHzで最大)。送信フォーマットは計算機制御で、中心周波数を指定すると、その上下各500 Hzの範囲で各種のパルス巾、階段波、直線上昇、下降、等の組合せの標準メニューが作られており、5分間で1シーケンスが完了する。サイアルでは、スタンフォードからの指令がなければ、サイアル局のVLFアクティビティの最大の周波数に中心周波数を合わせて送信される。

2. 観測結果例 サイアル信号のEXOS-Bによる観測例を図1に示す。この例は、7月26日1908 UT頃のもので周波数が時間と共に変化するいわゆる Ramp の送信フォーマットに対応している。本夏期の6週間の経験ではサイアル信号が受信されるパスではホイスラーの強度が一般的に高く、ホイスラーが全く受信されないときに、サイアルが受信される例は比較的少ないと云える。

図2は8月17日の0931 UTに観測されたサイアル信号によるASEの典型的な例である。同図の下には送信フォーマットが示されているが、中心周波数が5.05 kHzで、その上下に ± 200 Hz離れたFSパルスに対応してもASEが伴われていることがわかる。

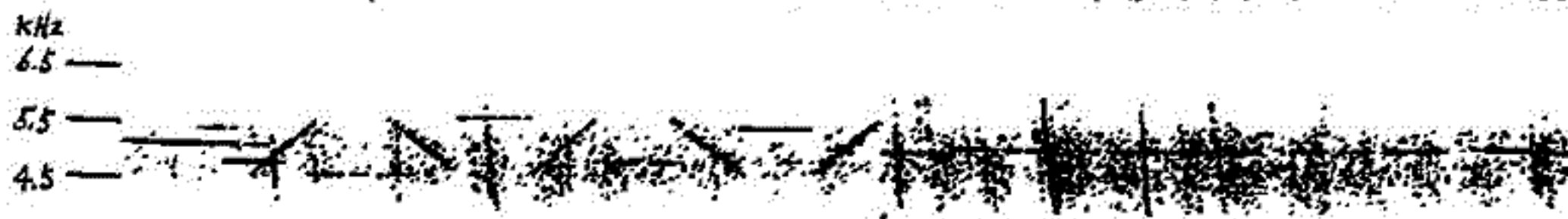


図1 サイアル信号 (July 26 '79, 1908 UT)

この観測に対応した磁気緯度は 52° 、L値は5.65、又地理経度は $68^{\circ}W$ でサイアル子午面に近い。又衛星高度は6500 kmである。

これらに対応する電子束の分布については、目下解析中であり、詳細は学会にて報告する。

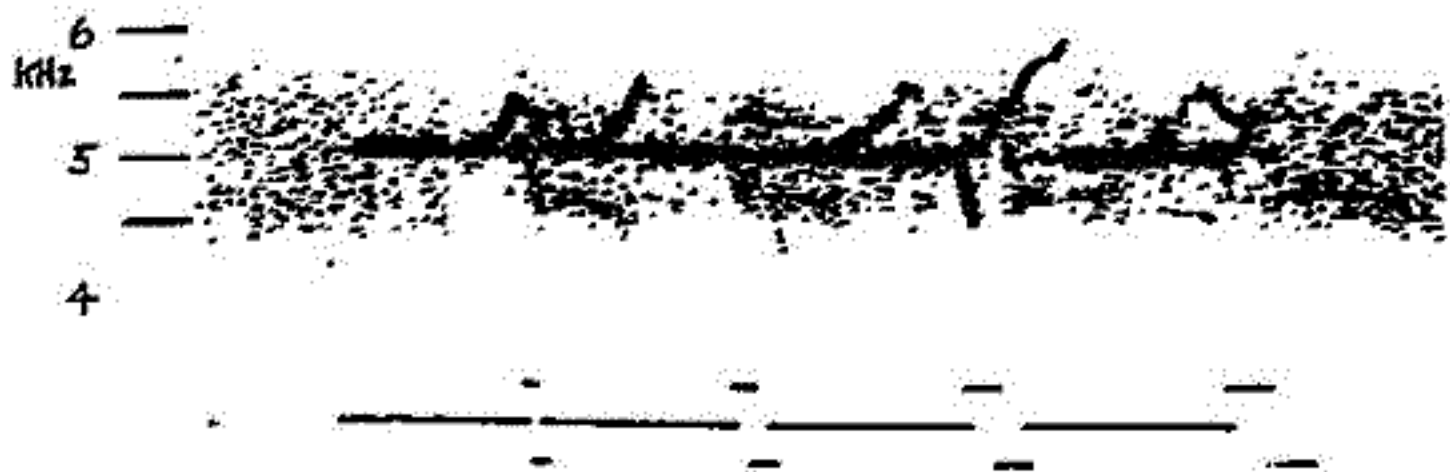


図2 サイアルASEと送信フォーマット (August 17, '79, 0931 UT)

サイクル電波の到来方向の解析結果

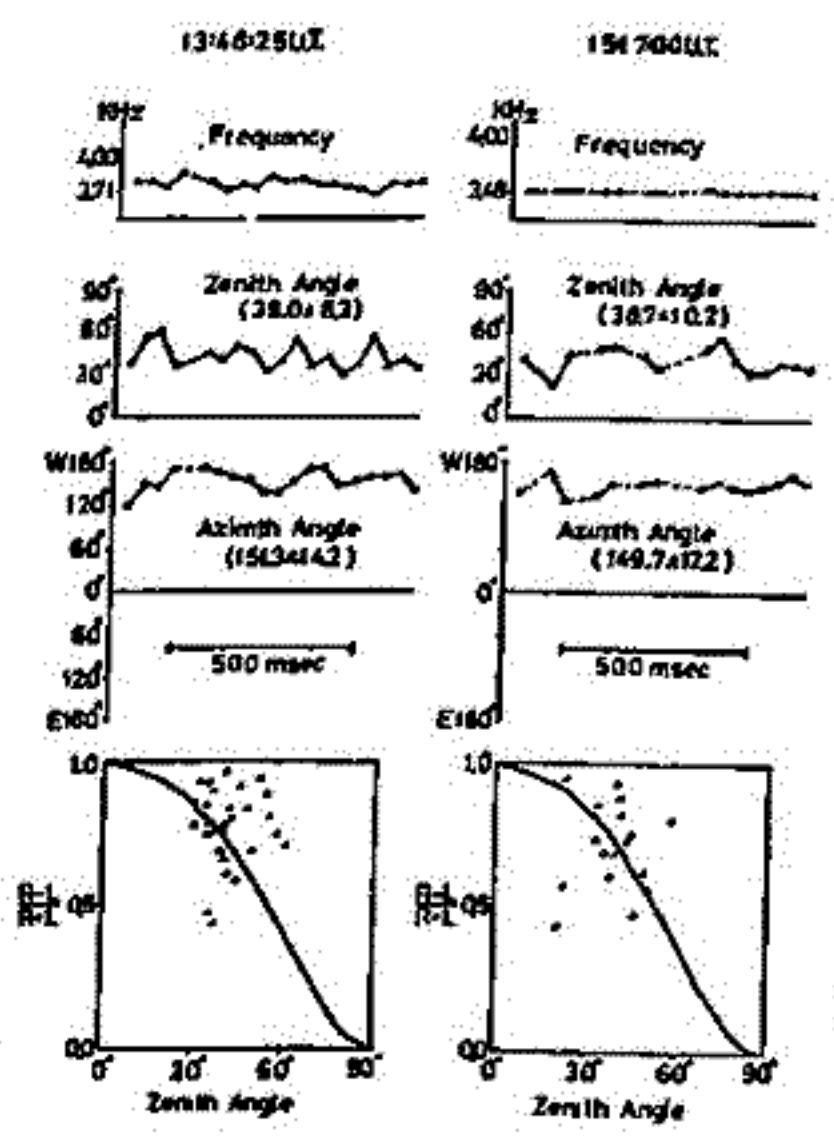
池田 真
(東大 宇宙研)

前日に引き続き、1975年にRobertsvilleで観測されたSiple電波の到来方向の観測結果を報告する。

前日報告したモデル計算の結果を踏まえて、前日とは異なる日のほぼ4時間分のデータも、電波の高度から検討し、報告する。

特にホイスラ-データを加工したグラフの形で、到着電波の高度から検討する。

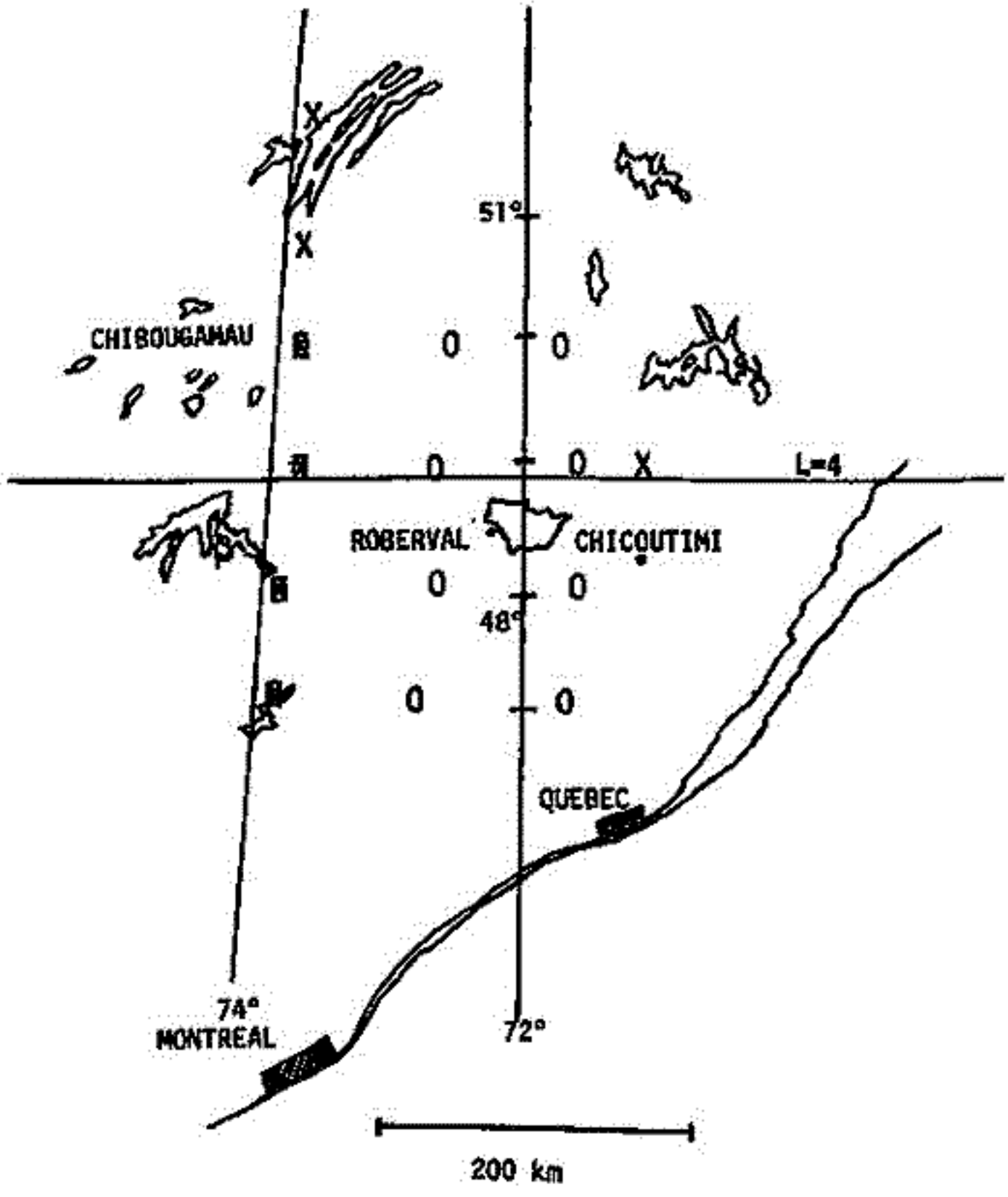
下記に、前日報告した到来方向の解析結果を示す。上から解析したSiple電波の周波数、その周波数に対応する天頂角と方位角、-高度の図は周波数(271, 272, 273, 274, 275)はRimbleの波の振幅、Linnellの波の振幅)と天頂角との関係を示す図である。縦軸に点が集まる場合、前日のモデル計算から電波源は点源とみなしてよいと思われる。下図の2例(13:46:25UTと15:17:10UT)は、ともにこの場合である。



野田浩一郎、町田忍、池田敏、寺沢敏夫、西田篤弘、前沢利 ※
東京大学宇宙航空研究所、*名古屋

前回の学会で観測計画を報告したが、1979年7月9日より8月11日にわたって、カナダのケベック州北部においてVLF多点観測を実施した。観測に小型水上機を用いたため、低雑音の地帯に観測点を置くことができ、また観測点網の形状を単純にすることができた(図4参照。0印及びX印のネットワークで、それぞれ約2時間半の観測を行なった。) テープレコーダはUHER製の市販品を改造し、4日間のデータを収録できるようにした。

この観測により、Sipleからの送信波のほか、自然VLF波のデータが豊富に得られた。観測成果の概要につき、速報を行なう。



INITIAL RESULTS FROM JIKIKEN(EXOS-B) SATELLITE

Akira Morioka*

Hiroshi Oya*

Sadao Miyatake**

* Geophysical Institute, Tohoku University

** Department of Radio Communication, University of Electro-Communication

The characteristics of the terrestrial kilometric radiation are presented using the data obtained by JIKIKEN(Exos-B) satellite. The natural plasma wave experiment -- astronomy mode (NPW-A) on JIKIKEN is designed to observe the planetary and solar radio waves in the frequency range from 10 KHz to 3 MHz using the long dipole antenna. The high resolution spectrum analysis provide some important characteristics of the terrestrial kilometric radiation(TKR). The typical example of TKR and other observed plasma waves by JIKIKEN is shown in Figure 1.

The height distribution of the source region is derived from the frequency component of the radiation. It is shown that the altitude range of the source varies with respect to the geomagnetic activity, and ranges from about 3000 km to more than 12,000 km above the auroral ionosphere (see Figure 2). The fine structure of TKR shows that the source with the dimension of 100 km in the direction of the field line is moving down repeatedly toward the polar ionosphere with the average velocity of 5-10 km/sec, and suggested that the generation of TKR and source motion is closely related to the formation and the structure of the parallel electric field. TKR emission is sometimes accompanied by the intense upper hybrid emission at the inner edge of the dusk side plasmasheet, indicating that TKR is corresponding with the development of the auroral field aligned currents.

The source mechanism is discussed that the electrostatic waves near the upper hybrid frequency generated by auroral particle is converted in a form of the electromagnetic waves.

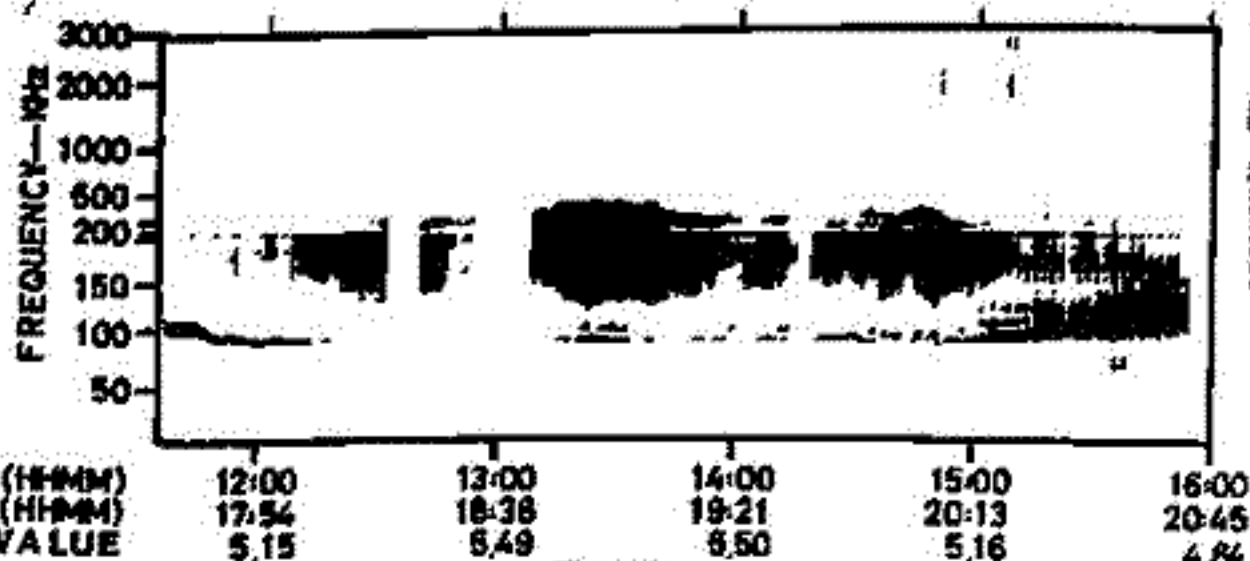


Fig. 1

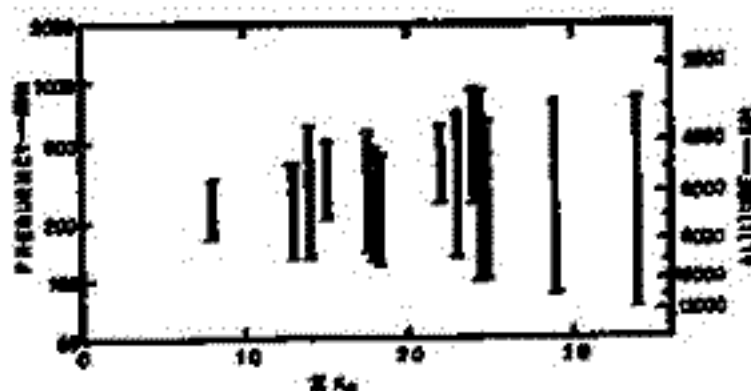


Fig. 2

Morphology of ELF noises in the magnetosphere observed with IEF on EXOS-B.

H. Ejiri, K. Tsureda, A. Nashida and T. Obayashi
 ISAS, Univ. of Tokyo

IEF (Impedance and Electric Field) instrument onboard EXOS-B was designed to measure an antenna impedance and DC electric field and AC (low frequency) electric field using a long cylindrical antenna system. Preliminary impedance data show an upper hybrid resonance down to a few tens of kHz which corresponds to the electron density of about 10 cm^{-3} around the Plasmapause boundary, where DC electric field intensity changes abruptly in a same manner as observed by the S³ (Explorer 45) satellite.

AC electric field measurement using a dipole antenna with a tip-to-tip length of about 100 m gave a variety of wave phenomena in the frequency range from 1 Hz to 1 kHz, such as driftwaves, plasmaphasic hiss, ion cyclotron waves et al, though they have not been identified clearly yet. Since the EXOS-B observations were undertaken inside, at the boundary, and outside of the plasmasphere in the midnight regions, those noises were very changeable in frequency, in intensity, and in its frequency band width depending on the satellite location.

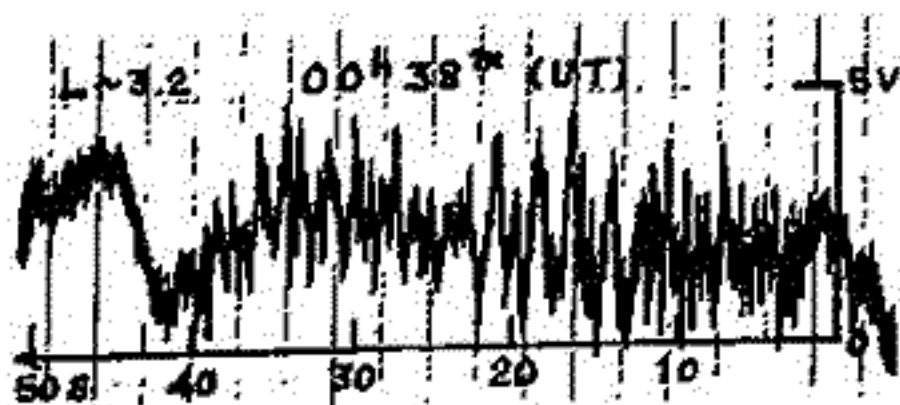
Two typical examples of low frequency (1 Hz ~ 50 Hz) noises are illustrated below, where (1) JST of 00:21, L value of 9.4, an altitude of 30000 km, the geomagnetic latitude of -39° and (2) JST of 02:07 L value of 8.2, an altitude of 27500 km, the geomagnetic latitude of -35.5° , both being observed on September 28, 1978. Another example of quite time period of REV. 807 is shown in Fig. (3) and (4) in the wave form vs time.



(1) SPECTRUM OF ELF ELECTRIC FIELD
 L=9.4 Sep. 28, 1978



(2) SPECTRUM OF ELF ELECTRIC FIELD
 L=8.2 Sep. 28, 1978



(3) WAVE FORM OF ELF ELECTRIC FIELD
 L=3.2 June 26, 1979



(4) WAVE FORM OF ELF ELECTRIC FIELD
 L=4.6 June 26, 1979

プラズマ波動励起実験 (SPW) - III

大冢 寛, 小野高幸, 鎌田哲夫
(東北大理), (名大空電研)

I. 序 科学衛星「じきけん」に搭載された プラズマ波動励起実験装置 (SPW) は、磁気圏プラズマ中に於て 10kHz より 3MHz に至る大電力 (300 watt) の高周波パルス をプラズマ中に印加することにより、人工的にプラズマ波動を励起しつつ、励起されたプラズマ波動及び自然プラズマ波動の観測を行なう。この観測システムは 磁気圏プラズマ中では GEOS-I, ISEE-I 衛星 (1977) に次ぐものであり、非常に新しい観測システムが確立された事になる。ここでは これまでの報告 (1978, 秋, & 1979, 春学会) に続いて、励起されたプラズマ波動の特性について報告したい。

II. 観測結果 第1図に代表的なデータ例を示す。図中には1部自然電波として TKR の観測を含むが、人工的に励起されたプラズマ波動として、1次及び2次の電子サイクロトロンレゾナンス (nF_{ce} 及び $2F_{ce}$), 電子プラズマレゾナンス (F_p), 及び上部ハイブリッドレゾナンス (F_{UH}), の主プラズマレゾナンスが示される。これらのプラズマレゾナンスは磁気圏プラズマ中に於て次の様な特徴を呈している。

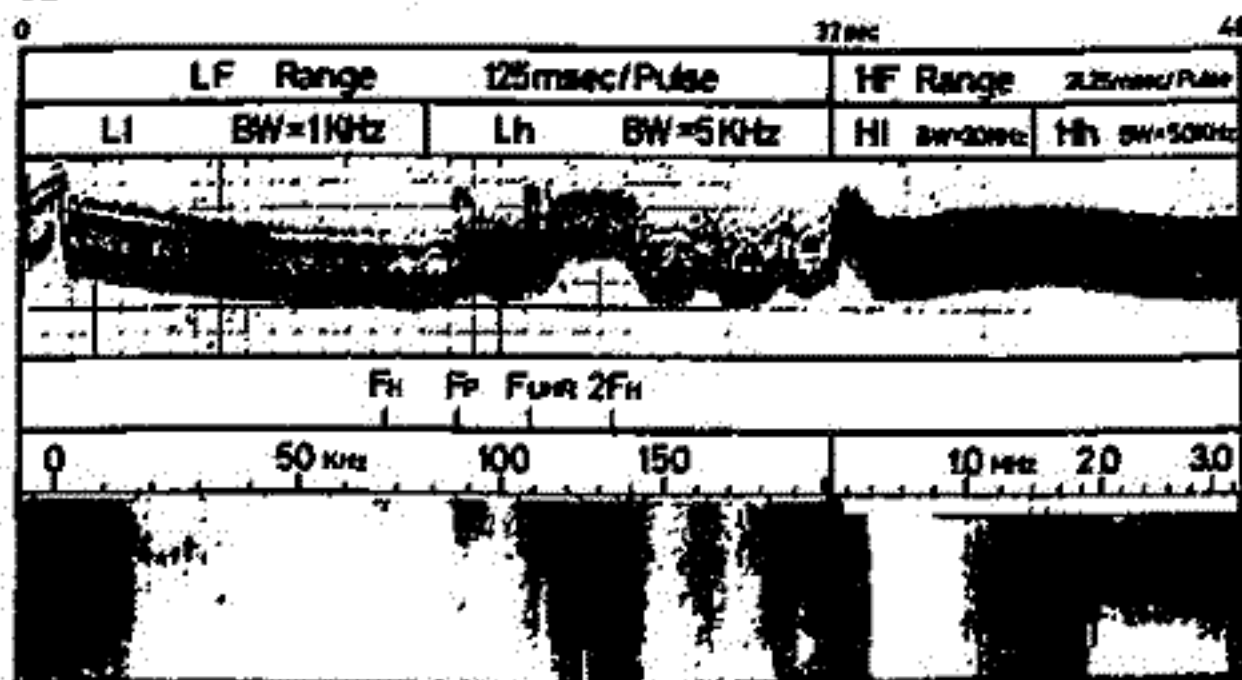
II-1. 主プラズマレゾナンス (a), 電子サイクロトロンレゾナンス (nF_{ce}); nF_{ce} レゾナンスは、非常に高次にわたって観測され、最大 47 次 ($n=47$) までの観測が記録されている。また持続時間のパターンは、プラズマ圏外では、UHR 周波数より高い周波数領域に於ても長い持続を持って観測され、電離層レベルでの観測とは異なる重要な特徴を持っている。(b), 上部ハイブリッドレゾナンス (F_{UH}); F_{UH} レゾナンスは、一般にプラズマレゾナンス中、最も長い持続を示し、120 msec 以上の持続を示す場合も多い。しかし、夜側の磁気圏深部に於ては高エネルギー粒子による衛星の Charge Up のため、レゾナンスの観測されない場合が見出された。(c), 電子プラズマレゾナンス (F_p); F_p レゾナンスは波長効果により、 F_{UH} レゾナンスに比べて持続は短かく、見出されない事も多い。

II-2. F_{ce} 及び F_{ce} レゾナンス (a), F_{ce} レゾナンス; 磁気圏プラズマの速度分布函数は非マクスウェル分布の常態を呈し、この場合、 F_{ce} レゾナンスの周波数は、マクスウェル分布の場合よりもずれる事が予想されていたが、プラズマ圏外に於ける観測により、この効果の存在する事が初めて実証された。(b), F_{ce} レゾナンス; 高周波パルス印加による大きなプラズマの温度異方性の形成を必要とする F_{ce} レゾナンスは、プラズマ圏内部に於ける観測例は存るが、プラズマシートの高温プラズマ中に於ては、プラズマ自身の持つエネルギーが極端に上昇し、注入されるエネルギーは相対的に小さくなり、従って F_{ce} レゾナンスの観測は見出されない。

III. まとめ 以上高周波パルスの注入により励起されたプラズマ波動現象は、電離層レベルでの観測とは異なり、磁気圏プラズマ環境特有の様相を呈している。これらは粒子分布の様相を反映しているため、結果を詳細に検討する事は、磁気圏プラズマの波動粒子相互作用の解明を進める上で有力な手段となっている。

第1図:

1978年12月15日、プラズマボース領域に於て得られたデータを示す。08^h52^m(UT), MLT=18^h20^m, GMLAT=36.3°, L=4.5



“JINKEIN”による荷電粒子の観測

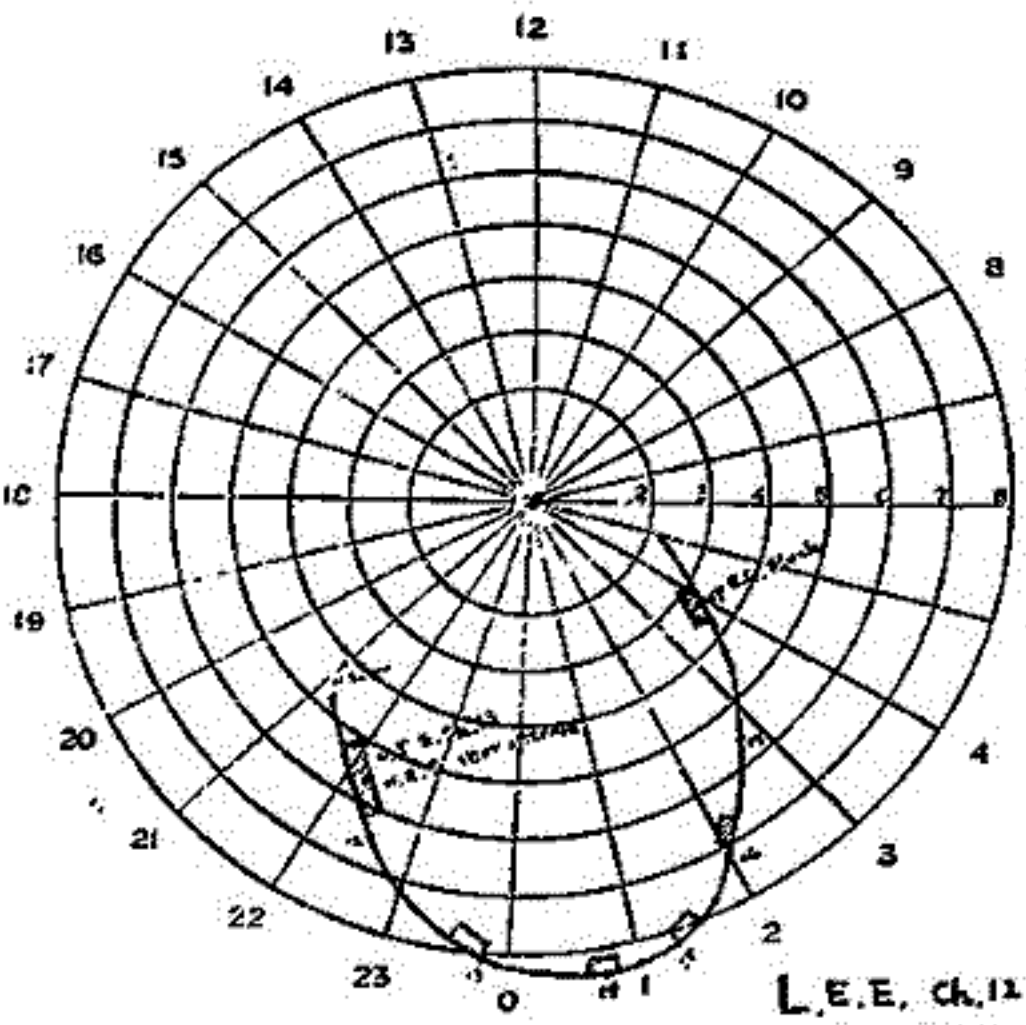
—— L-MIT座標上の分布 ——

久松治也, 向井利典, 河島信樹 (宇宙研)

JINKEINは約10 keVの電子, 100-200 keVのイオンを観測している。760eV以上のエネルギーの電子と, 2.4 MeV以上のエネルギーのイオンに着目した磁気圏に於ける荷電粒子の分布を図に示す。これは地球磁気活動度によって分類した。データ量が少ないので, 必ずしも正確な分布を示すことが出来ず, 以下の通りである。

- 1) 静穏期 (Rev. 81, Rev. 146, Rev. 276, Rev. 410): プラズマシートが衛星の軌道より外側にあり, 200 keV程度の電子とイオンの有意なプラズマは観測されず。
- 2) 擾乱期 (Rev. 10, Rev. 250, Rev. 343, Rev. 373, Rev. 384, Rev. 625): 大量の MeV-電子が L-MIT 観測され, プラズマシートからの injection を示唆している。1 MeV以上のエネルギーの電子はイオンと古磁気圏の外の擾乱期に観測されている。
- 3) その他 Rev. 254 などの例外は Rev. 619 である。

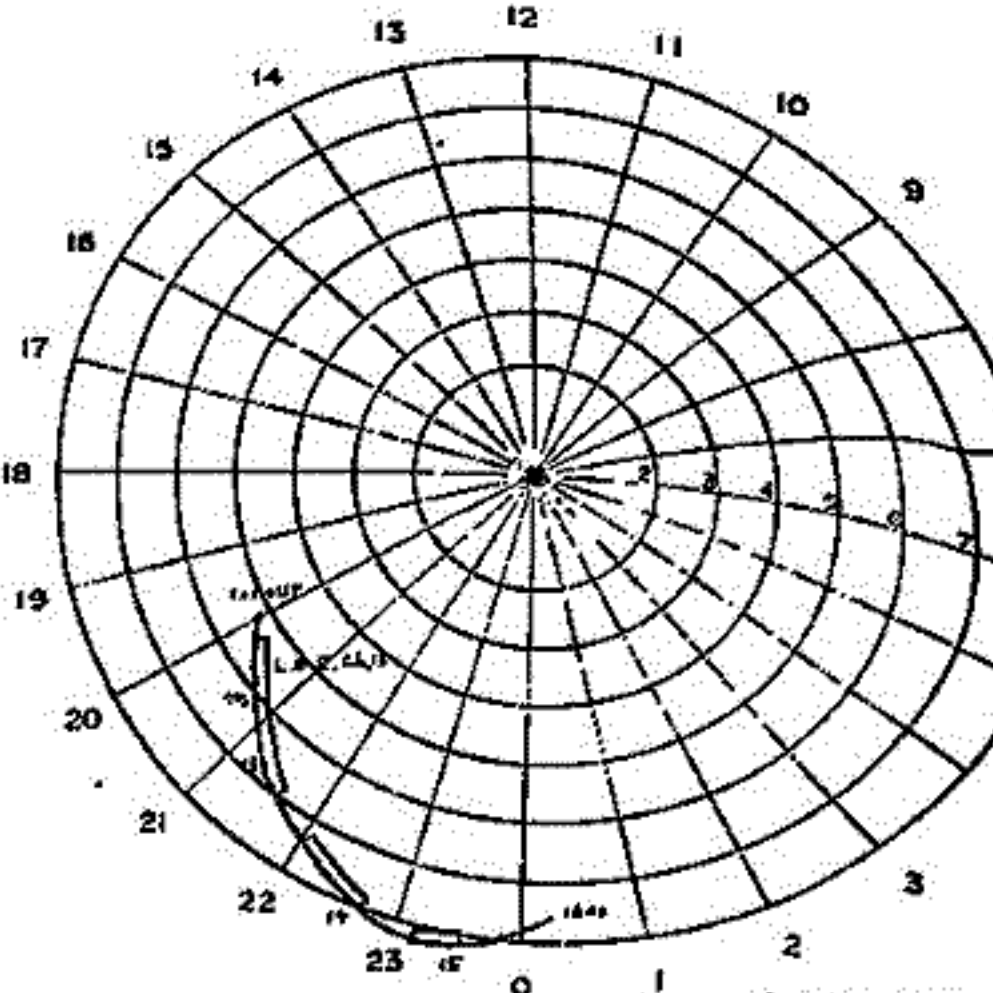
Rev. 90 $\Sigma K_p = 33$
1978.10.18



- ESD 04
- ▨ High Energy Electron
- ▩ High Energy Ion
- ▧ 予知: 5.11.82

L.E.E. ch.12
B.G. Few

Rev. 146 $\Sigma K_p = 10$
1978.11.7



L.E.E. CR12
B.G. Few
OVERALL FEW

7 磁気圏に於ける荷電粒子の分布

(JIKIKEN-CBE)

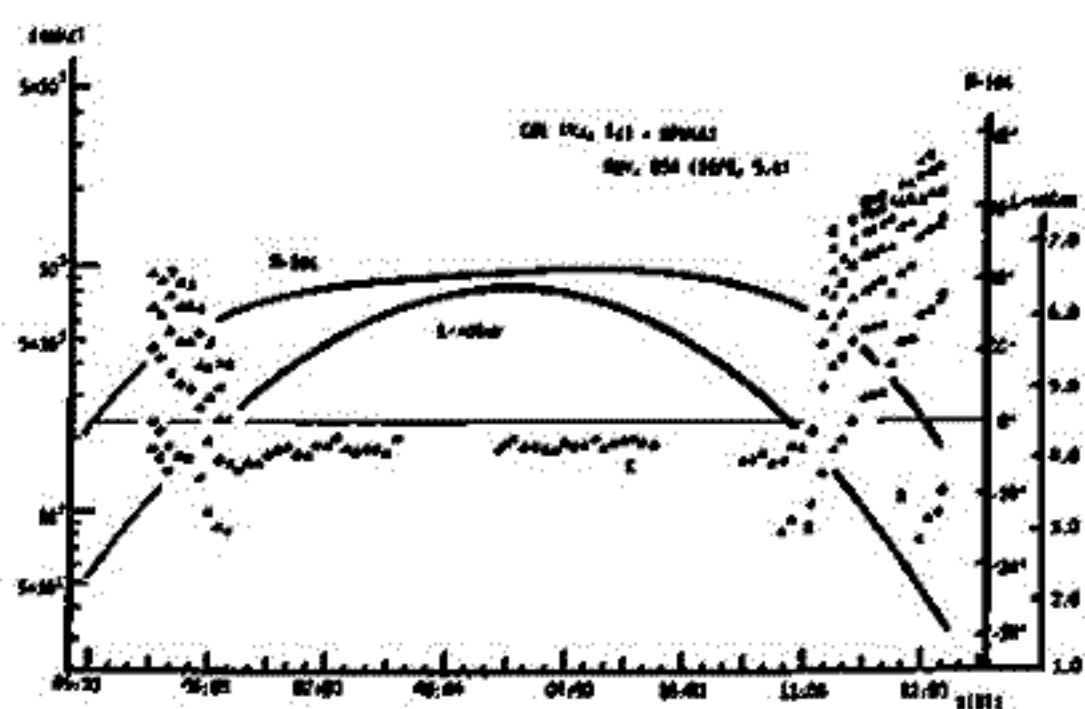
河島 信樹* 村里 幸男* 牛越 津雄* 久保 治也* 向井 利興*
 江尻 全敏* 大塚 寛** 森岡 昭** 小野 高幸** 松本 紘***
 高武 寅夫****

* 東大宇宙研 ** 東北大理 *** 京都大工 **** 慶通大

科学衛星EXOS-B(JIKIKEN)におけるCBEの実験は、電子ビーム放出による衛星プラズマの制御および、ビームプラズマ相互作用による波動の励起や、線形非線形現象の研究を目的とするものであるが、これまでの実験で既に周波数プラズマや衛星に対し電子ビームの影響が強く現われることが、同時に搭載された観測装置による観測からわかっている。今回は主に(NPW-A)への影響について明らかに結果を報告する。ビーム放出によりNPWへの影響が最も顕著に現われているものと思定される(M4, I4)モード, M4 = -200V I4 = 1.0 mA. 以下はビーム電圧、ビーム電流共に最大のモードを用いて実験を行った結果、状況に応じて以下に述べる5つのタイプの波動が励起されていることがわかった。

まず、第1の波(Type-A)は比較的L値が低い領域にのみ現われ、L値が下がるとともに周波数が増加し、その高調波が現われている。この波動の基本波は、インピーダンスプローブの測定から、上側ハイブリッド周波数 $f_{UH} = \sqrt{f_{pe}^2 + f_{ce}^2}$ があつた。これは電子プラズマ周波数 f_{pe} であり高調波は多岐に Instrumental 17V のと見られる。

第2の波(Type-B)はType-Aよりも低いL値で現われており電子サイクロトロン周波数 f_{ce} を中心に極めて近い周波数の波動である。Type-A, Bの波動は共にスピン周期性をもっている。第3の波(Type-C)はL値がある程度大きい時にだけ現われる波動で、かなりピーク幅が広く、Orbitの歪み等により多少再現性が左右される。Type-A, B, CのM-lat, L-value 依存性を上図に示した。



第4の波(Type-D)は電子銃のヒーターが交流電圧(16kHz)によるための高調波群であるが状況により現われ方が異なっておりL値が大きい領域ではほとんどスピン周期に依存していついの際にL値が低い領域ではType-A, Bの波動とout of phaseでスピン周期と同期した変動を受けている。第5の波(Type-E)は16kHz高調波群の同じ周波数がスピン周期で変動している。この波動はL値が大きい領域で現われている。以上のよう「JIKIKEN」から放出された電子ビームは磁気圏プラズマとの相互作用による非常に興味ある波動励起現象をひきおこす。今回はこれらの物理的メカニズムについて報告する。

遠山文雄 青木 巖・高橋 隆男・利根川 豊
東海大学・工学部

JIKIKEN に搭載された高感度磁力計 (MGF) は、遠地飛行中における地磁場の微小変動を観測するほかには近地長途飛行での地磁場変動観測としても使用され、同時に搭載された太陽センサと合せて慣性空間座標系で絶対姿勢を測定するという二つの目的を担っている。

MGF として使用された磁力計は三軸のフラックスゲート型磁力計である。感度は最大 2 nT から 11 nT、64 nT、380 nT の4段階に自動または手動コマンド指令により切り換えられ、出力は 8 bit × 3 words と出力。校正用メモリとして 1 word が加えられている。また、センサ計は衛星の磁気バイアスを避けるために、衛星姿勢よりブームによって約 1.5 m 離れた位置に設置されている。各センサはそれぞれ、衛星スピンの軸に平行な軸とセンサとそれに垂直な平面に互いに直角に X、Y 軸センサが設置されている。これら三つのセンサ出力から地磁場と衛星スピン軸との方位角 (α) が測定される。

太陽センサは 7 bit のグレイコードを採用したデジタルセンサで、衛星スピン軸と太陽との方位角 (δ_s) を測定するものである。衛星のスピンの利用して、衛星測面に A、B 二つの太陽センサを設置して、測定範囲を広くするようにしている。

軌道要素と時刻から衛星の位置が決定できるので、その位置における太陽位置と地球磁場方向が慣性空間座標系で理論的に計算されて、MGF と太陽センサによって測定された α , δ_s とを組み合わせて球面三角法により衛星の絶対姿勢が決定される。

本稿では、衛星打上げ後から約 370 回目までの姿勢解析結果について報告する。

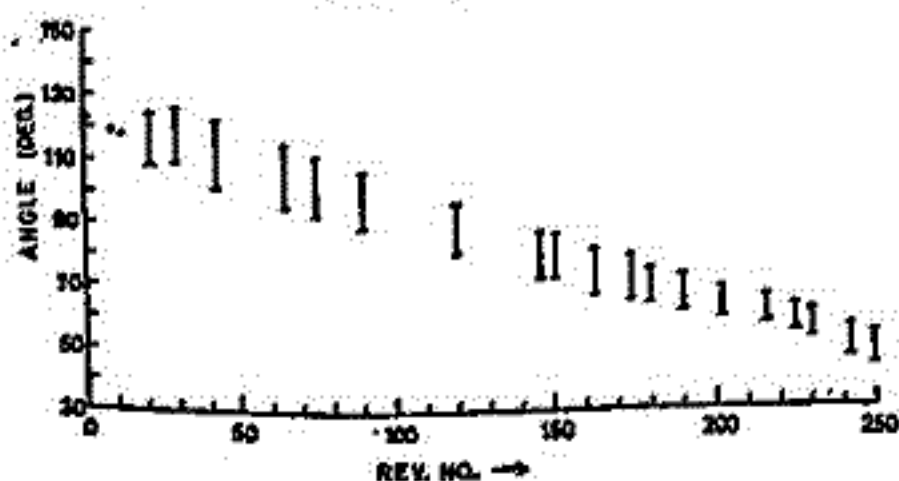


図1. 太陽角変化

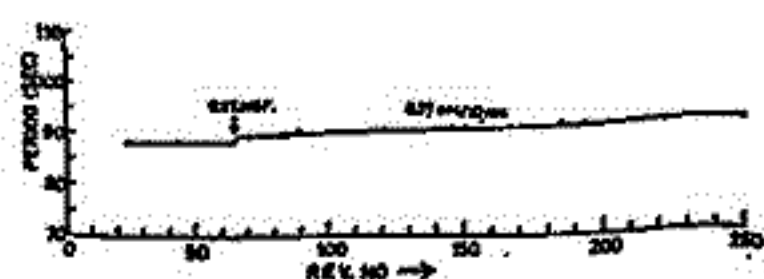


図2. スピン周期変化



図3. 絶対姿勢変化

高橋隆男 青山 兼 遠山文雄 利根川 豊 (東海大工)
 青藤尚生 河元 啓文 (東北大理)

昭和53年9月16日14時00分にM-3H-3号機によって打ち上げられた衛星EXOS-B (名称“JIKIKEN”)には、3成分高感度フラックスゲート型磁力計(MGF)が搭載された。このMGFによる観測目的は次の二つから成り立っている。

- (1) 遠地英付近(プラズマボース近傍)において地球磁場の微小変動を観測する。
- (2) 近地英近傍では、MGFを地磁気姿勢計として用い、同時に搭載した太陽センサーと合せて楕円空間における衛星の絶対姿勢を観測する。

上記目的を達成する為には、MGFの感度は2 nT, 11 nT, 64 nT, 380 nTの4段階に自動あるのは手動コマンドによって切り換える事ができるようになっている。また、MGFセンサー部は衛星の磁気バイアスを避ける為、衛星見脚からブームによって約1.5 m突出する機構となっている。

MGFのデータは東北大学ではHISSAによる周波数解析(アナログ解析)がなされるとともに、東海大学ではMEMやFFTなどによる周波数解析(デジタル解析)及び姿勢計算を行って来た。データベースによる解析の定常化がなされたので今回はこれらの結果について報告する。これらの解析システムのルーチン化は大量のデータを組織的に解析するため必要で、磁場の全体的な変化を思ふ ①サマリープロット ②アナログ側に周波数解析をするHISSA ③デジタル処理(MEM等)によるダイナミックスペクトラムを求め、特異現象を探し、この部分では更に詳細な解析を行っている。

図1. には Rev. 242でのデジタル処理の例を示してある。この部分ではすでに前回の手法でも示れたミニサブストームと関連するものであるが、特に、衛星のスピン成分を周波数領域でカットしたものである。図から明らかのように、周期約140秒の成分が明確に表われている。尚、Rev. 250では、field aligned current によるものと考えられる現象が観測されており、これらの解析結果についても報告する予定である。



図1. ダイナミック・パワー・スペクトラム。(Rev. 242)

別生 栄 河島 信樹

宇宙研

太陽フレアの発達については、H α やEUVを用いた観測から次の三つの段階よりなると考えられている。①フィラメントの生成、②two-ribbonの発光、③フレアループの爆発と衝撃波、太陽宇宙線の発生、である。これらの現象の実験室内シュミレーションを行った。

実験は flare loop に相当するプラズマ柱を平行に二本生成し、これの相対的な運動とエネルギーの散逸を測定した。実験装置をFig. 1に示した。二本のプラズマ柱はプラズマガンから放出された $n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim$ 数eVのプラズマを種として生成される。二本のプラズマ柱の断面はFig. 2の写真に示したように時間的に(a) (プラズマ生成後) 4 μ sec (b) 5 μ sec (c) 6 μ sec (d) 7 μ sec と変化して最後には一本のプラズマ柱となる。この各段階で発生した高速イオンを、127°17' 静電偏向型粒子エネルギーアナライザーと time of flight を用いて 0.1 ~ 10 keV の範囲でスペクトルを得た。Fig. 3は、Fig. 2-(a) の状態での粒子スペクトルで、プロトンが加熱されはじめたことを示し、Fig. 4は、Fig. 2-(d) の状態でのプロトンのスペクトルでさらに加熱され、 T_i 3.8 keV になったことを示した。また Fabry-Perot 干渉計、分光器を用いた、ドップラー幅とシュタルク幅の測定よりプラズマ柱一本になる current merging の際に、温度と密度の上昇が見られた。こくしたエネルギーの散逸は、 $\frac{1}{2}LI^2$ で蓄えられていた磁場エネルギーが電流間の相互作用によって、プラズマの運動エネルギーに変化し誘導電場の発生や、プラズマの断熱圧縮によって直接にイオンのエネルギーに変換されていることが予想される。

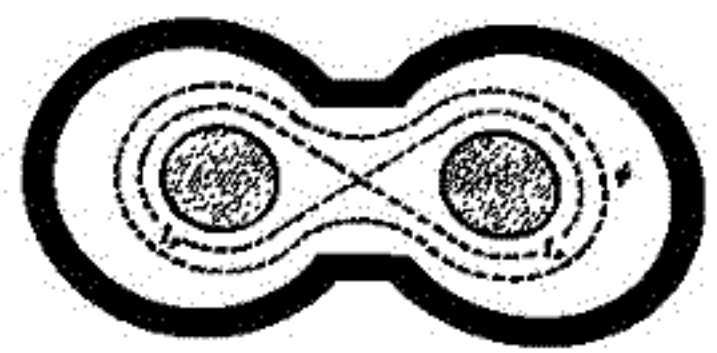


Fig. 1 実験装置の断面図。
I_p: プラズマ電流;
 ψ : 磁気面

1) 別生, 河島: 核融合研究 41, 553 (1979)

2) S. Besshou and N. Kawashima:
(submitted to Physics of Fluids)

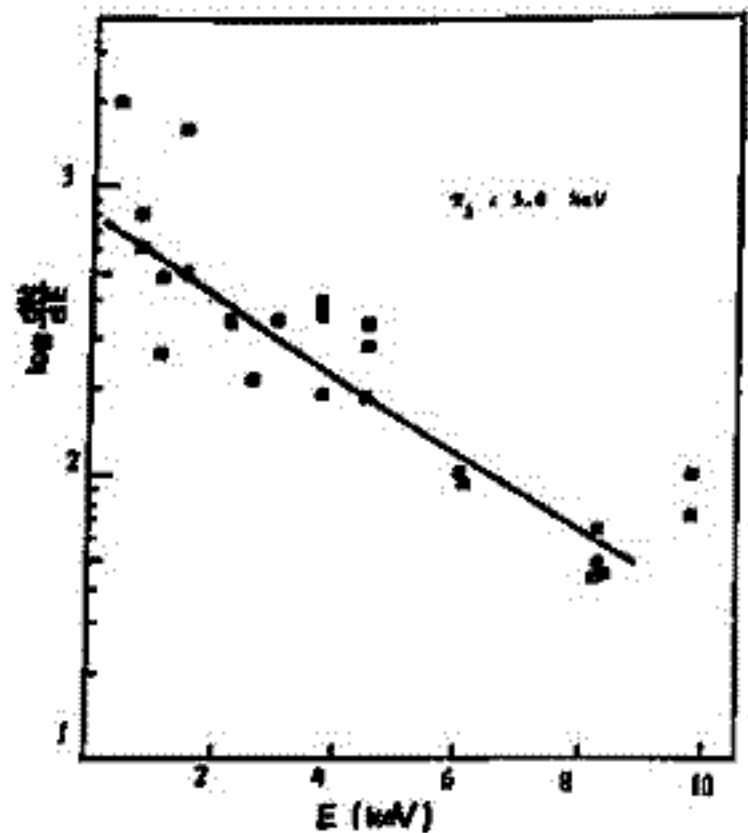


Fig. 4

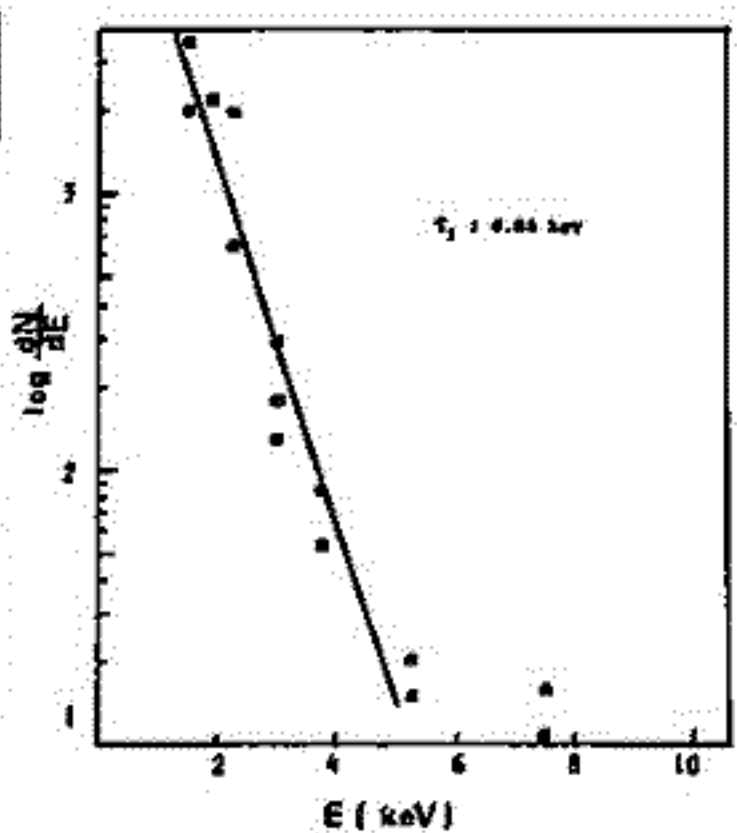


Fig. 3

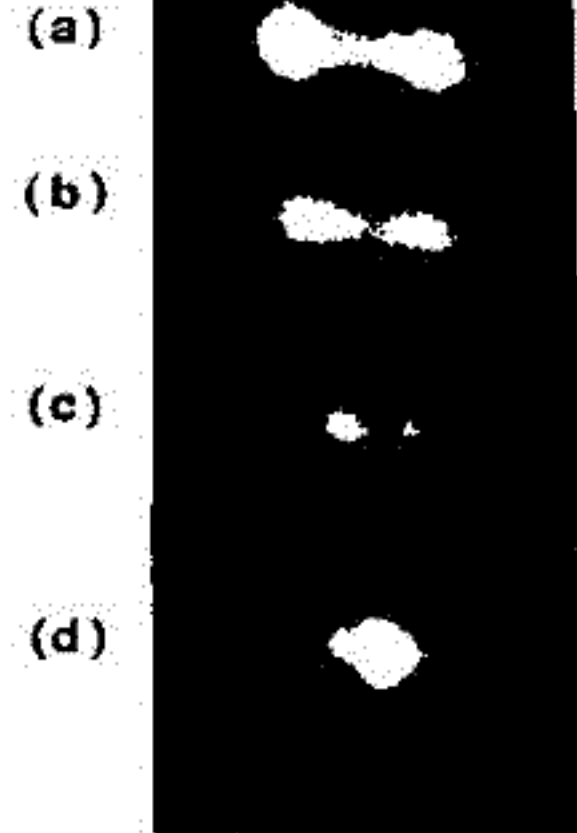


Fig. 2

第 2 会 場

低緯度地磁昇脈動に対する電離層効果 (大地からの反射波の問題)

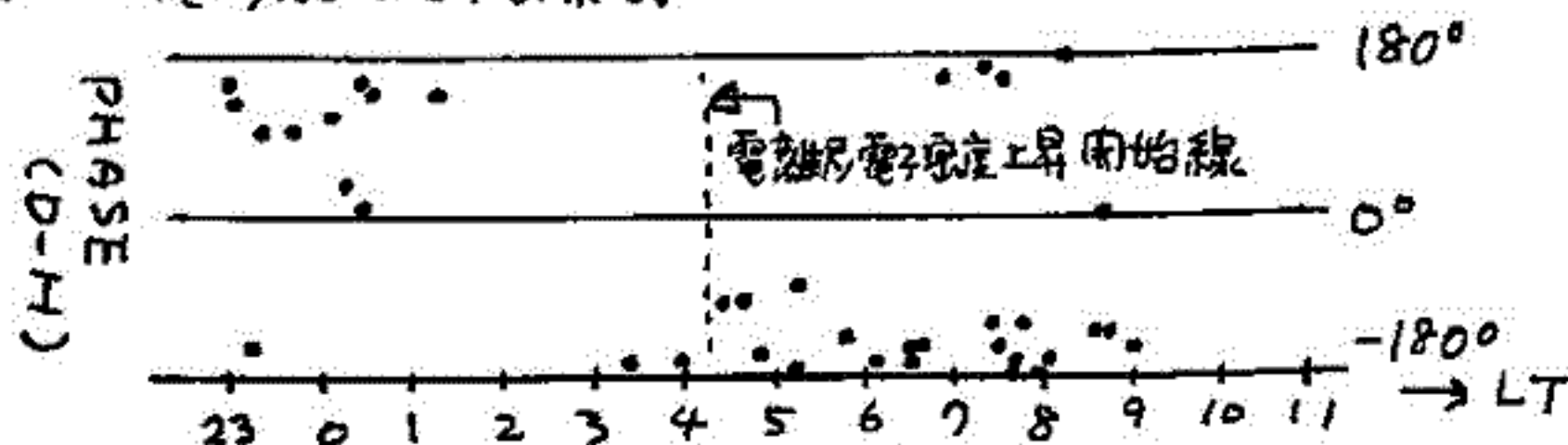
塚 節介, 下泉 政志, 北村 泰一
(丸大・理)

ASOに於ける P_2, P_4 型地磁昇脈動の東西成分 (X 成分) は電離層のホール電流が担い、これは ω 周波数帯からの入射波ロイナルモードに対する電離層からのトロイダルモード輻射と考えると たいたい説明がつかぬことも前回発表した。

今回は大地の誘導効果が ASO と異なる地域で電離層効果がどのように地上に現れるかを調べた。対象とした観測点は 甘露川 (MMB) である。

MMBでの脈動は大きな振幅の垂直成分 (Z 成分) を持つ。これは近くを電気伝導度の不連続面 (ストライク) が走っていることを示唆する。誘導効果の理論によれば、ストライクに垂直な成分の磁場 (E polarization) は大地の影響を強く受け、振幅、位相に変化が起ることが示されている (Swift, 1971)。そのためストライク近傍では入射波の偏波情報は大地からの反射波により かわさってしまうことになる。

1976年12月, 1978年12月, 1977年7月のうち計5回測定の脈動データを地磁昇観測所の好意により入手し、解析した。その結果 夜間の脈動の D/H 比は ASO に比べ ずっと大きいことがわかった。これはストライクが南北方向より 東又は西に傾いていることを示している。2夜明けにともなう電離層電子密度変化は $D-H$ 向の位相差を変化させ、偏波主軸方向を回転させることがわかった。しかしながら電離層効果は ASO に於ける程鮮明には出てこなかった。これは大地に流れる電流がストライクにより影響を受けるため入射波に対して大きな雑音源となつているからと考えることも出来る。もしくは MMB がより高緯度側に近いため入射波が ASO 2 推測されたものと異なるためと考えることも出来る。



桑島正幸* 外谷健** 河村謙**

*地磁気観測所 女満別出張所

**地磁気観測所

我々は Pc 1 脈動についての解析結果を本学会において何回か報告してきた。最初に中低程度における Pc 1 を、高程度で観測される Pc 1 と比較すると、出現頻度の日変化や現象の中心周期において大きな違いが見られることがわかった。Pc 1 の発生機構としては Cornwall (1965) によって示されるおびき proton の cyclotron instability によるとしても、発生領域については 少なくとも 2 つ以上のものを考える必要があるらしい。教科書についてのみではあるが、Pc 1 の発生領域を Wentworth (1966) の方法で推定すると中低程度の Pc 1 については plasmopause 付近に source があるらしいが、高程度の Pc 1 については 大抵はるか外側に source region のおびきがあることがわかった。

今回は 中低程度の Pc 1 として 我々の観測点である 女満別の他に、芝役点の隣にある オーストラリアの観測点で得られた資料を加えて解析をした結果を報告する。使用する観測点の、地磁気的位置を図 1 に示す。オーストラリアにおいては、特に注目したいのは Auckland, Newcastle, Woomera 及 Murrumbidgee の 4 つの観測点がおおむね同じ緯度になって 経度 254° から 187° の間に位置していることである。Pc 1 がどのような程度効果をもたせ伝播しているかを調べる上で興味ある結果が期待される。又 Woomera と女満別は おおむね同じ午線にあり、位置しているが、図 1 に示されるように、出現頻度分布を見るとこの 2 つの観測点は他の観測点と比較して類似性がある。本講理は 中低程度の Pc 1 の芝役性についての解析結果を報告する。

オーストラリアの資料は Newcastle 大学の Dr. Fraser によって提供されたものである。解析期間は 1967年 5月 - 1969年 5月、及び 1971年 4月 である。

図 1

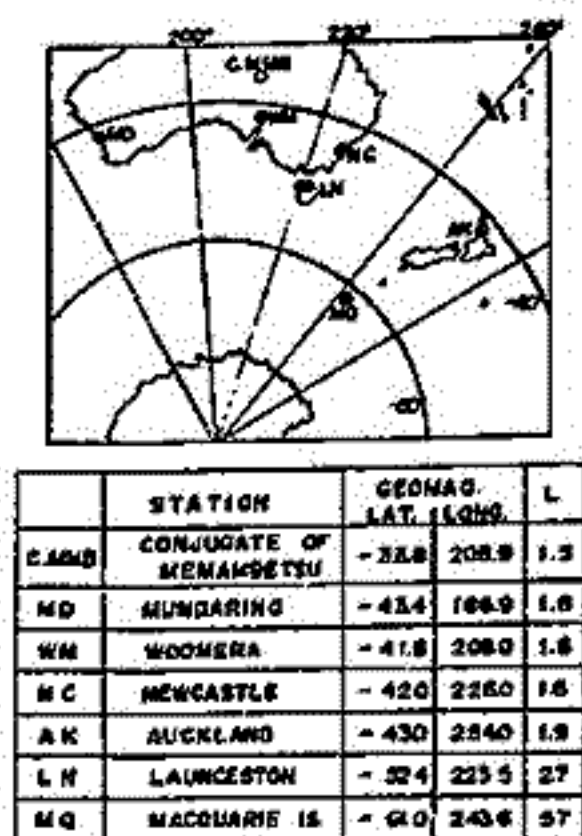
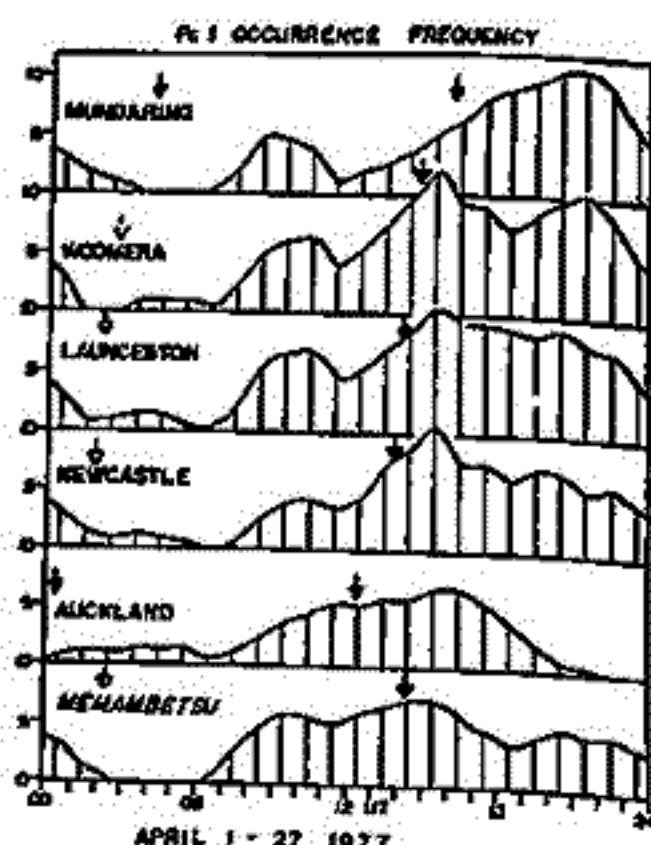


図 2.



極低周波同相相における Auroral Pulsation (AP) と関連現象 — Pi-C (Pi-1, AIP) 脈動, CNA 脈動, ELF-VLF Chorus, 等 — は, 電子 cyclotron 天鳴の低周波変調の機構と電離層-磁気圏結合系の形成などを説明するべき点として, 研究が進められている。AP と Pi-C の相関解析の結果, 次の 2, 3 の事実がすでに得られている。AP と Pi-C の相関は, 活発な AP が天頂近傍に出現するとき強し。相関は Pi-C の 2 成分(H, O)と非等直性があり, O 成分と相関が強く, AP の輝度増大は Pi-C の遅延時間 1~1.5 sec を伴う Pi-C の東向き変位(南半球)に対応する。AP-Pi-C の同時現象は, 大略 2 つの周波数帯ともう, 低周波帯 (0.07-0.1 Hz) は, H 成分に代表され, 高周波帯 (0.1-0.14 Hz) は, O 成分と AP に代表される。このことから, 地上観測の Pi-C は, AP と入出力関係をもつ電離層源の部分と, そうでない部分(低周波型)から構成されていると推論されている。電離層源の Pi-C は, 図 1 に示すような, 高 energy 電子降下-電離層電子密度非一様性-偏極電場-局所電流系という過程に帰着できる。電離層は, 電源となり, Alfvén 波と冷電子の沿磁力線電流波と放射する。この波の, 電場・磁場・冷電子電流波は, 磁気圏道域で電子 cyclotron 天鳴を生成し, 閉じた feedback 系が形成される可能性がある。

本稿では, AP-Pi-C の入出力関係と, Pi-C の周波数・偏極特性を解析することにより, 上述の電離層での過程と feedback 系の存在およびその特徴を報告する。

1. Pi-C 脈動の特性

Pi-C の 2 成分 ($x(t), y(t)$) は,

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t), \quad x_1(t) = \int_0^t h_{xa}(\tau) a(t-\tau) d\tau$$

$$y(t) = y_1(t) + y_2(t), \quad y_1(t) = \int_0^t h_{ya}(\tau) a(t-\tau) d\tau$$

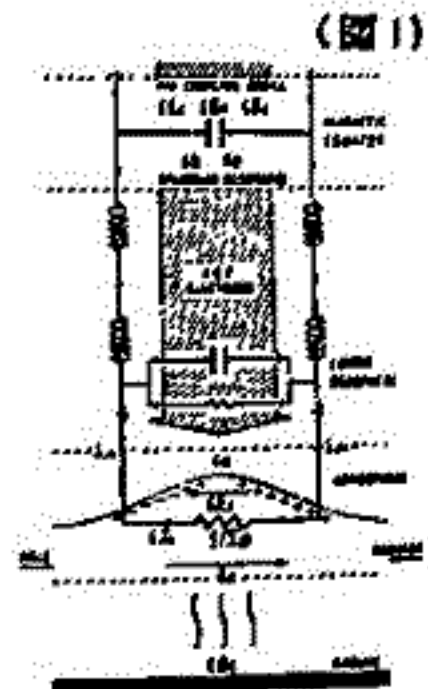
のように AP ($a(t)$) と線型入出力関係をもつ部分 ($x_1(t), y_1(t)$) と, そうでない部分 ($x_2(t), y_2(t)$) とに分離される。但し, $h_{xa}(\tau)$ 等は電離層の impulse 応答関数である。電離層の周波数応答関数は, $|H_{ya}(\omega)| \gg |H_{xa}(\omega)|$ の関係にあり, このことは外電場への向き(赤道方向)により説明される。Pi-C の 2 つの部分に対して, 周波数・偏極解析がなされ, 特に AP と相関関係をもつ部分の磁気圏源の HM 解であると推論される。

2. 電離層の周波数応答と電離層-磁気圏結合系

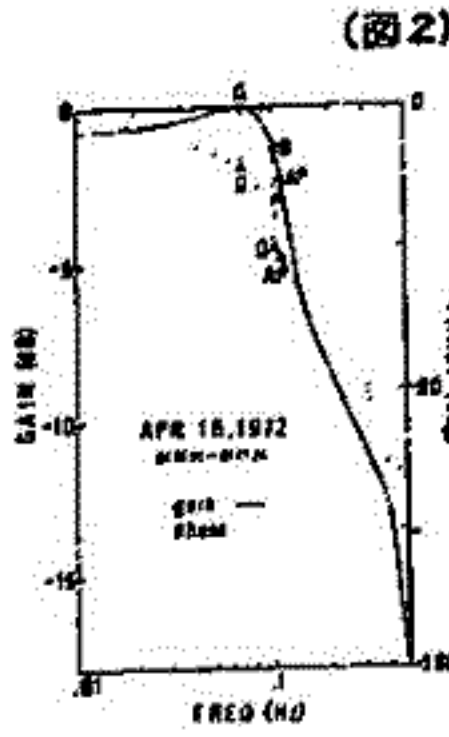
典型的な周波数応答関数 $H_{ya}(\omega)$ は, 図 2 に示されている。この利得-位相関係は, 第 1 近似で, 2 次低域 Butterworth filter 型 ($[1 + i\omega/\omega_c]^{-2}$) とあるとよい。電離層-磁気圏結合を考慮するとき, 適当な線型近似で, 電離層の周波数応答(入力 = 電子降下, 出力 = $S \int z \dots$ height-integrated current の微分)は,

$$i\omega \cdot [1 + \Sigma_p Z]^{-1} \cdot [1 + i\omega/2\alpha n_0]^{-1}$$

(Σ_p : height-integrated Pedersen 導電率, Z : 磁気圏 impedance, α : 有効 recombination 係数, n_0 : ambient 電子密度) であり, 観測事実を説明するのは, $Z \gg 1/\Sigma_p$, Z は inductive ($\propto i\omega$) とあると, 結論される。



(図 1)



(図 2)

平沢成男
国立極地研究所

強い輝きを示す auroral arc (Band) や Breakup type の aurora 中には数〜数十 Hz における短周期輝度変化が存在することが知られている。1978年、昭和基地において、高感度 TV カメラと同軸上に設置されたホトノタ (4278 Å) を使用し、TV カメラ画像上で active aurora を捕捉、追跡しながら短周期変動の観測を実施した。

その結果は、

- (a) Breakup type aurora の中には、卓越周波数を 1, 6 および 20 Hz あたり¹⁾に有する輝度変化が存在すること。
 - (b) 上記の 1 および 6 Hz Band は ULF 変動と一致する場合があること。
 - (c) 周波数 0.1 ~ 1 Hz の範囲に顕著な 2 つの Spectral Band が存在すること。
- などである。

II-5 極光帯 Pc 1 波動の分類

外谷健・小池櫻春 幸島正幸 河村謙 (地磁気観測所)
 福西若・平沢威男 (極地研)

昭和三十九年(1977)2月28日午前(UT=07.0)に設置されたインテグレーション磁力計の観測データより、1977年、1978年2年間の連続データスペクトルを作成した。これらから0.1-2 Hz帯に現れるPc1, 2 現象の分類を行った。た(図1)。その結果、出現するLTや周波数帯の特性により、より異なるものを同定した。Pc1の分類は、すなわちKakubun(1970)による分類と一致するが、今回の分類でいくつかに新しいタイプの脈動が認められた。とりわけ、Morning IPDP特有の現象として、周波数が直線的に上昇するIPDPタイプの現象が認められた(図2)。

Kakubun, S., Fine structure of ULF emissions in the frequency range of 0.1 - 2 Hz, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 24, 24 - 44, 1970.

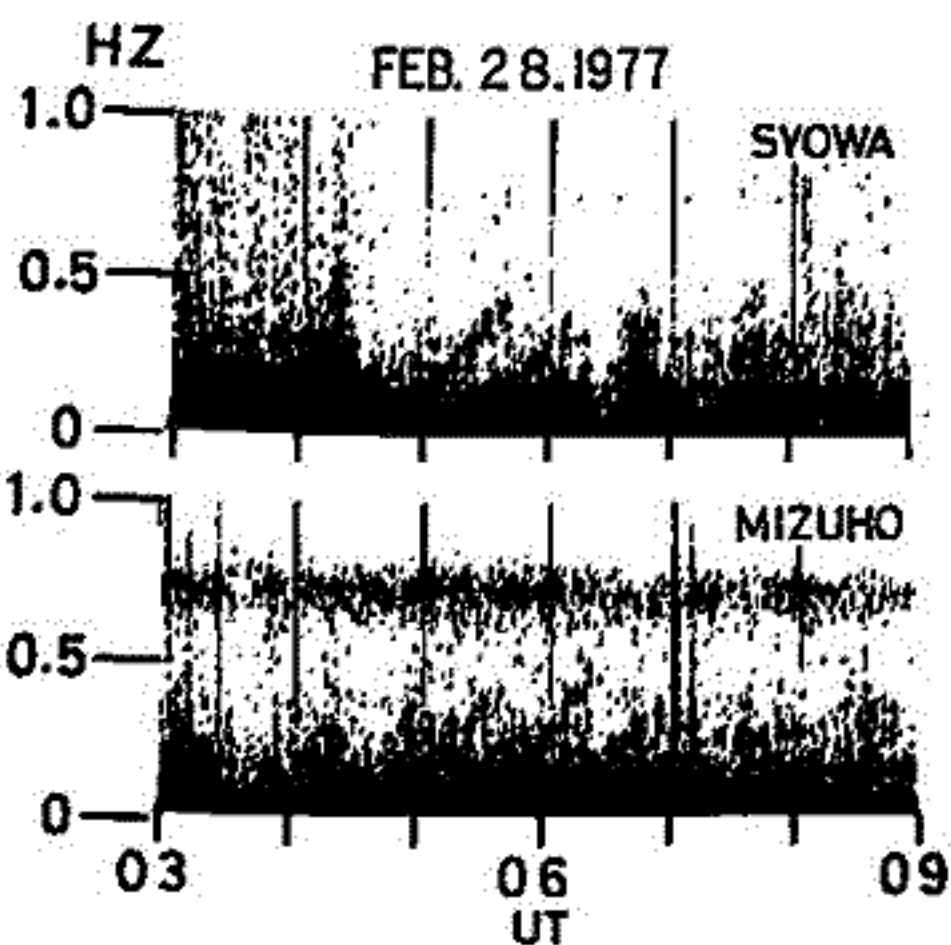


図2

HM Whistler	
HM Periodic Emission (Non-dispersive)	
HM Periodic Emission (Dispersive)	
HM Periodic Emission (Drifting)	
HM Periodic Emission (with Diffuse Noise)	
HM Chorus	
HM Emission Burst	
IPDP	
Morning IPDP	
Unstructured Pc 1-2 Band	
Irregular HM Emission (Dispersive)	
Irregular HM Emission (Dotted)	

II-6 L = 6 付近の U L F 波動の共役性

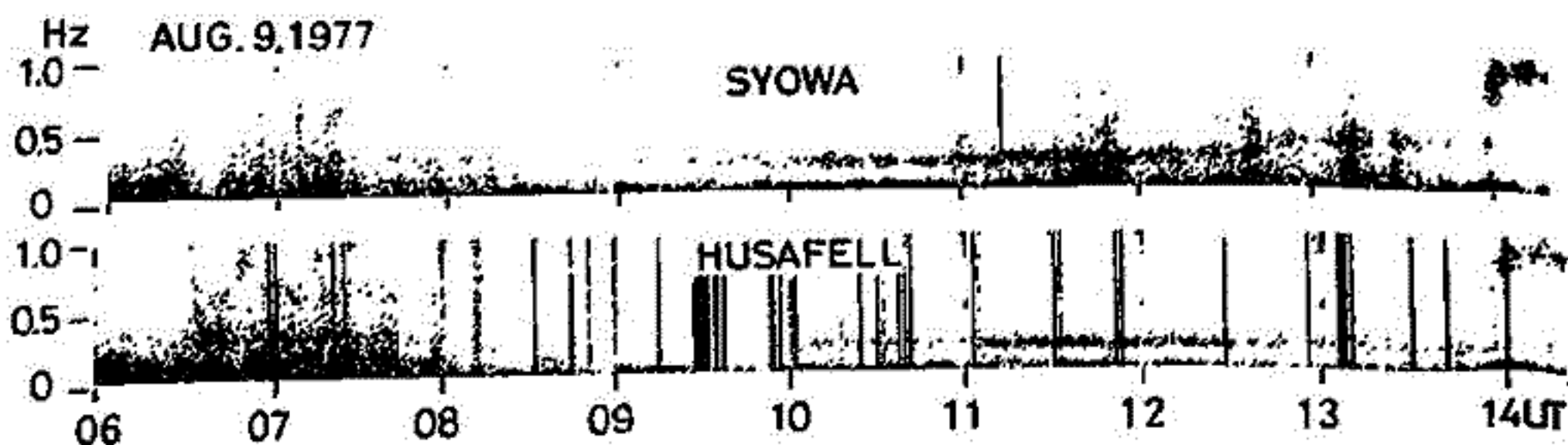
Ⅱ. 0.1 - 2 Hz 帯脈動の共役性

福西浩・佐藤夏雄・藤井良一 (極地研)

1977年7月29日-9月18日、及び1978年8月20日-9月27日の2回にわたってアイスランドの Husafell で地磁気脈動の共役点観測を実施した。これらのデータからフーリエスペクトラムを作成し、0.1-2 Hz 帯に現われる U L F 波動の共役性を調べた。その結果以下のことが明らかになった。

- 1) 0.2-0.5 Hz 帯に現われる H M Chorus や H M Periodic Emission with Diffuse Noise, I P D P は Syowa-Husafell の共役点でほぼ同じ強度をもつて同時に出現した。そこでこれらの脈動の Source は、Syowa と Husafell を結ぶ磁力線近くにあると考えられる。
- 2) 0.5-1.5 Hz 帯に現われる H M whistler や H M Periodic Emission の共役性は太陽の高度角に強く依存する。即ちアイスランドの真夜中付近で Husafell, Syowa とともに太陽からの日射がない時間帯では、これらの脈動は同時に観測されるが、昼間夏半球にある Husafell が日射があり冬半球の Syowa では日射がない時間帯になると、これらの脈動は Syowa のみで観測される。この結果は、これら U L F 波動の Source は L = 6 よりも低緯度側 (多分 Plasmapause 付近) にあり、L = 6 付近で観測されるものは電離層ダクト伝搬してきたものであることを示唆する。
- 3) 朝側に現われる周波数が急激的に上昇していくタイプの脈動 (Morning I P D P Event) は一般にいくつかの Dot の集まりからできているが、これら Dot は両半球で同時に現われる。そこでこのタイプの脈動は磁気圏の赤道面付近でつくられ、磁力線に沿って両半球に同時に伝搬してきたものと考えられる。一般に朝側に出現する Irregular H M Emission の各々の Element も同様な性質 (両半球で同時に現われる性質) を示す。
- 4) 0.1-0.3 Hz に長時間にわたって現われる Unstructured Pc 1-2 の共役性は太陽の高度角に強く依存する。一般に夏半球にある Husafell で日射があり、冬半球の Syowa では日射がない時間帯では、このバンドは Husafell で強く現われる。また周波数が共役点で異なることがしばしば起る (図1)。この観測結果は、Pc 1-2 Band の発生には電離層の電子密度分布が大きな影響を及ぼしていることを示唆する。

図 1



斎藤尚生・湯元清文・田村忠義・瀬戸正弘・高山 敏
 (東北大・理) (東北工大) (東海大工)

最近日本では磁気圏電や Halley 彗星領域まで飛ばす Open-J や Planet-A などの科学観測計画が進行中であるが、この様な弱磁場中自由空間で ULF 変動も計測し得る様な新型高感度磁力計の開発を我々は成功裡に推進しつつあるので、その経過と現状を報告する。

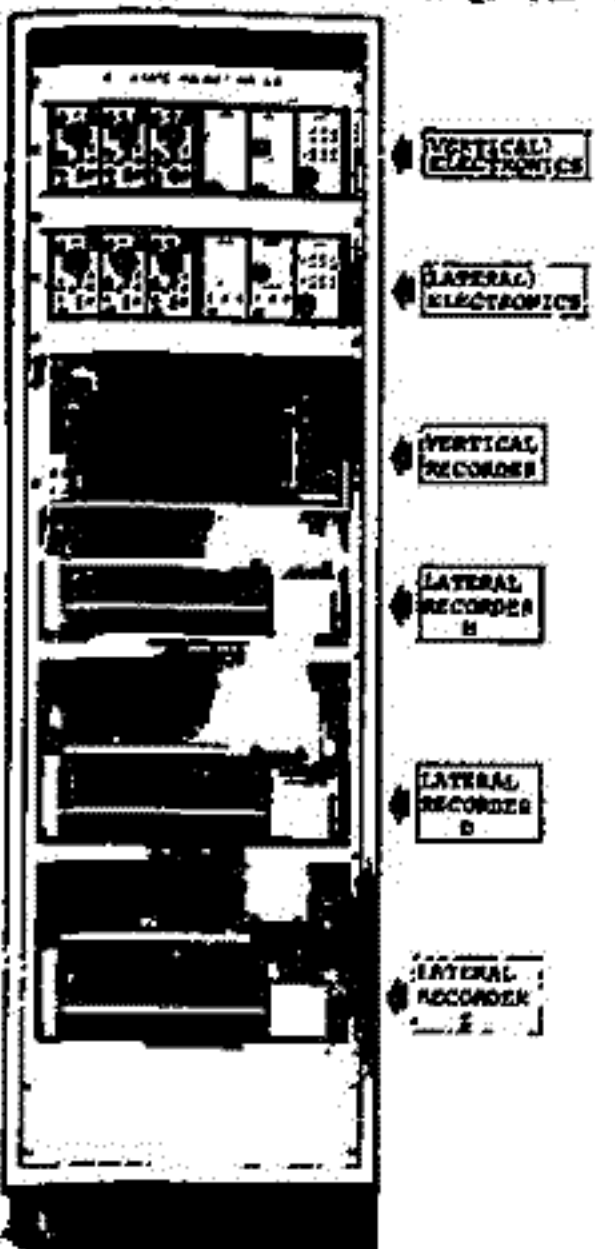
オ1次計画 two-core型としては世界最高のdimension ratioを有する50cm長 sensorを製作して女川地磁気観測所で高感度連続観測に成功した (宇宙研報告 14, 1267, 1978他)。

オ2次計画 dimension ratioの更に高い ring core について、直径材質構成を更之に12種類製作し、相互比較試験を行な、 ϵ 。 決定された最良の ring core で磁力計を製作して、女川で高感度連続観測に成功した (宇宙研報告 14, 1277, 1978他)。

オ3次計画 2次計画の試験結果をplot-typeとして測機舎に製作を依頼し、オ1図に示す様な2種類のring-core磁力計を女川にsetし、現在特殊記録方式による高感度連続観測を実施中である。 オ2図及びオ3図に夫々通折縦書き及び横書き記録の一部を示す。同一縮尺で示してある現在市販中のtwo-core型磁力計と比較しても、同定に戸惑う程高感度(0.036nT/mm及び0.10nT/mm)なので、Pc3型飛船まで大坂中で忠実に記録されていることが解る (宇宙研報告 (印刷中) 他)。

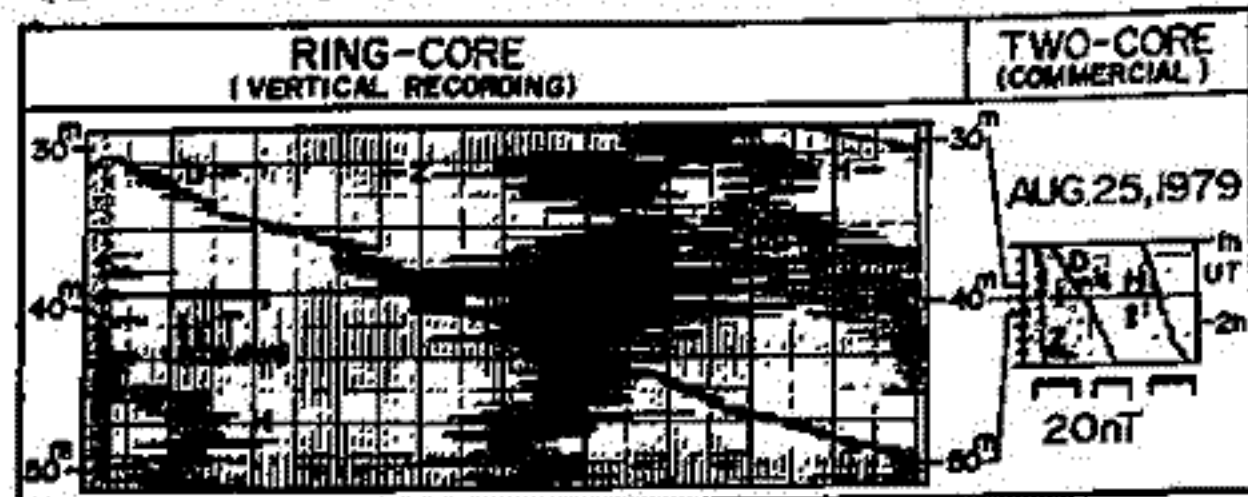
オ4次計画 balloonで予備実験する為に小型ring-core磁力計を4成分自作し、0.5nT/mmの感度で女川で予備観測に成功した。 この磁力計を大気球に搭載して、9月17-18日に三陸でballoon-地上の同時観測を行なう予定である (宇宙研報告 (印刷中) 他)。

上記の様に高性能なので、ring-core型磁力計は将来飛翔体用として有用であるばかりでなく、定点観測用、CAや飛船の移動観測用、極域等無人観測用、老成磁力計用、airborne用、岩石磁気測定用等、応用範囲の極めて広い有望な磁力計として期待される。

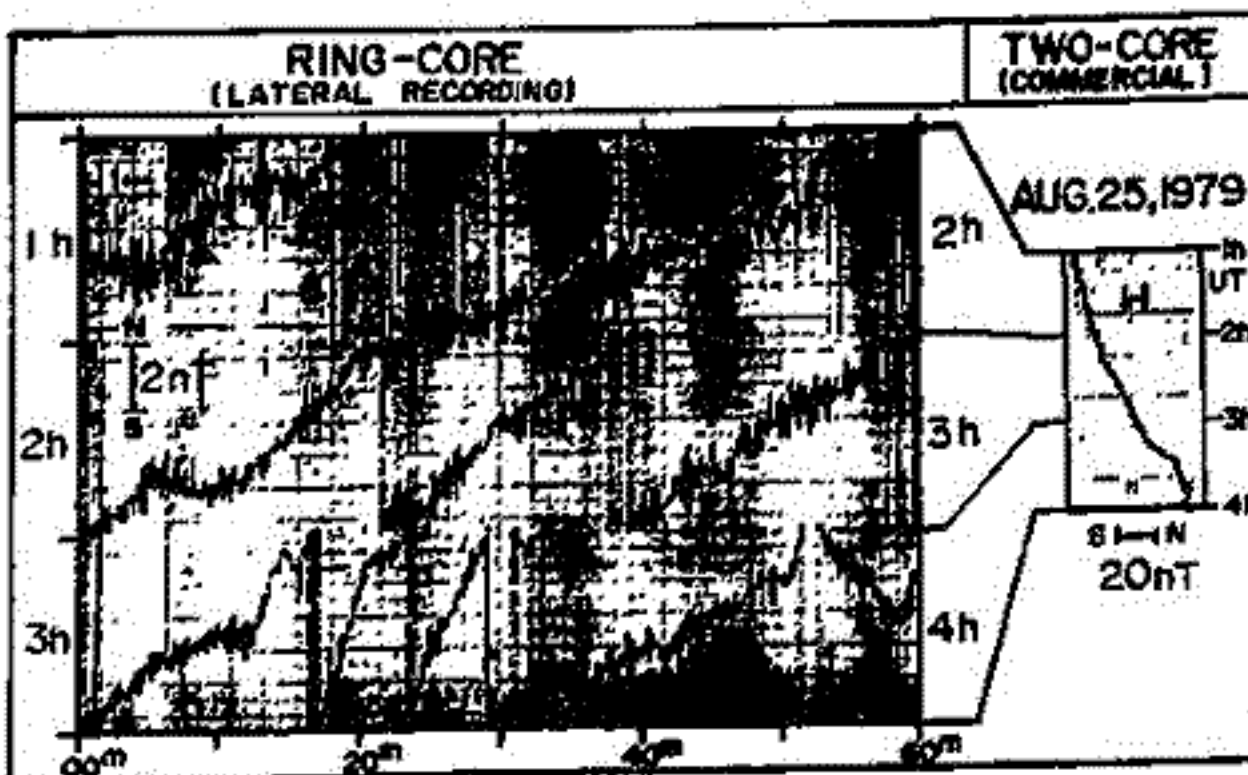


オ1図

オ2図

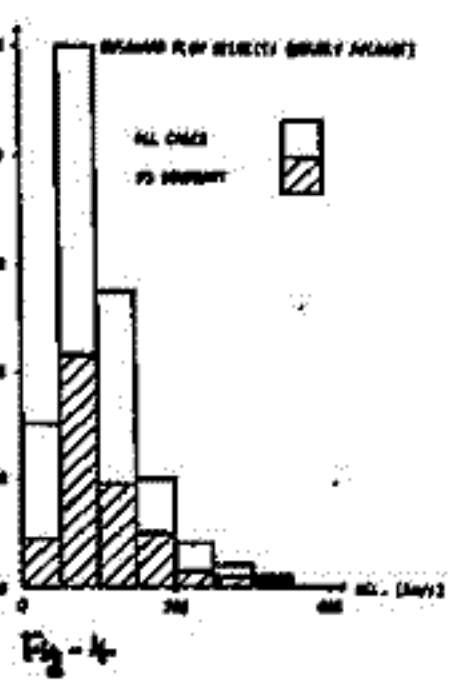
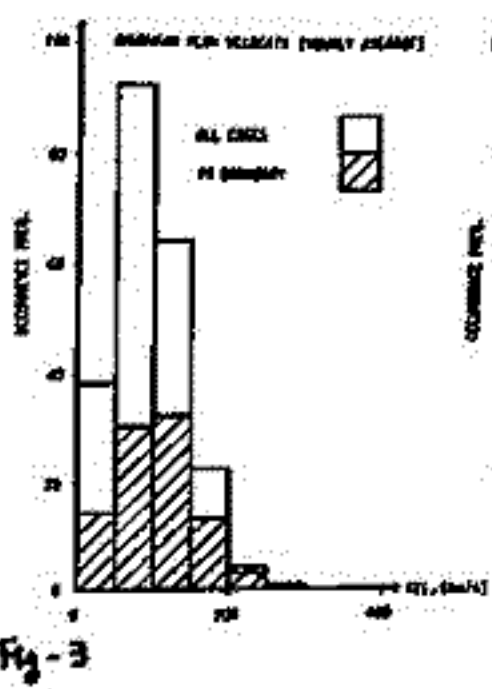


オ3図



早川 基・西田篤弘
(東大宇宙研)

春の学会に続いて、IMP-6 プラズマデータを用いたプラズマシートの流れの解析を行なった。前回は、流れの方向を地球向きと反地球向きだけに分け、流れの速さをデータとして用いたが、今回は、速度ベクトルも2次元的に分解し、それぞれの方向の成分を用いて統計的に処理した。結果をまとると、(1)地球向き・反地球向きの速度成分には、しばしば400 km/sを超えるような高速流が出現し、特にAE-インデックスが高い時のプラズマシート境界面付近における地球向き高速流の出現が顕著である。しかし、朝方向き・夕方向きの速度成分には、そのような高速流は稀である。(2)地球向き・反地球向きの速度分布は、AE-インデックスの増大に伴ない全体に速い方へ移動する。(3)プラズマシート内では、朝方向き・夕方向きの速度成分とAE-インデックスとの間には、比較的良い相関があるが、AE-インデックスの増大による速度成分の増大する量は小さい。(4)朝方向き・夕方向きの速度分布には、地球向き・反地球向きの間で見られるような、流れの方向による分布の違いや、プラズマシートの境界にいるか、内にいるかといった場所による分布の違いが見られない。(図1~4参照) (5)いずれの方向の流れにしても、地球からの距離との相関は、あまり良くない。(6)朝方向き・夕方向きの流速並び出現頻度とIMFの B_y 成分との間には、相関が認められない。ことなどが認められる。



- PS Boundary とは、一時間の間に衛星が Plasma Sheet と lobe との境界を通過したデータである。
- All Cases とは、PS Boundary のデータと、一時間の間ずっと衛星がプラズマシート内にいた時のデータを合わせたものである。

西田篤弘 (東大宇宙研)、E.W. Hones, Jr. (LASL)

磁気嵐時に発生してプラズマシートの形状やエネルギー・スペクトルが変化することは、既に数多くの論文において報告されている。これらの研究によると、 R (地球からの距離) $\sim 15 R_E$ より地球側では、Expansion Phase の開始に伴って (1) プラズマシートの厚みが増し、(2) 地球方向に流れるプラズマの速度が増加し、(3) プラズマシートの地球側境界面が地球に近づく、と結論されている。

しかしながら、これらの研究は主として $R \sim 6.6 R_E$ の Geosynchronous orbit にある ATS 等のプラズマ及び磁場観測と、OGO-5 の磁場観測とに基づくものであり、 R の $7R_E \sim 15R_E$ 領域でのプラズマ観測による証明はまだ行なわれていない。とくに、急激な地球向きの流れが本当にプラズマシートの低緯度領域で発生しているかどうかは、まだ取められていない。

そこで、IMP6 衛星のプラズマデータを用い、磁気嵐の発生の前後に、 R の $7R_E \sim 15R_E$ 領域でプラズマシートがどのように変化するかを調べた。磁気嵐発生時刻の決定に当たっては、low-latitude positive bay と P12 を基本とし、high-latitude negative bay を参照するという方法をとった。また、IMP 6 による磁場観測データ (D.H. Fairfield and N.F. Ness) も用いた。

解析の結果は次の通りである。

- (1) プラズマシートの形状変化は、Expansion Phase の開始以前に始まる。開始の約 30 分前から、磁力線が引き伸ばされるのに伴って、シートの厚さが減少するものと考えられる。
- (2) プラズマ密度・圧力の回復は、 ΔZ (プラズマシート中央面と衛星間の距離) $\geq 3R_E$ では Expansion Phase の開始より遅れる傾向がある。たとえプラズマシートの回復が $R \lesssim 15R_E$ では Expansion Phase の開始と同時に始まるにしても、Growth Phase 開始以前の厚さを回復するには、10分～30分の時間を要するのであろう。
- (3) 衛星がプラズマシートの中央部近く ($|\Delta Z| \lesssim 1R_E$) にあるときに磁気嵐が発生したケース (3例) では、Expansion Phase 開始に伴う地球向き流の発生や磁場の急激な上昇を確認することができなかった。
- (4) 緯度位置の $|\Delta Z|$ や R にかかわらず、回復後のプラズマシートを thinning 以前のプラズマシートと区別する特徴は電子スペクトルの高エネルギー・テイル部分 ($\gtrsim 10$ keV) におけるフラックス増加であり、電子温度の上昇はさほど顕著でない。

以上の結果のうち、(3) は特に重要であり、従来からの磁気嵐モデルと reconcile するためには、活動領域が経度方向に狭いセクターに限定されていると考えなければならない。

笹村 敦寿
京都産業大学 理学部 物理

惑星間磁場が長時間北向きを保持していた状態から、急激に南向きになる場合、それに対応して地上磁場変化が各地域でどのように発達して行くかという過程的変化を調べる。

今回はそのような惑星間磁場の南向きによる地上磁場変化の開始時刻及びその発達過程について報告する。

今回の解析では、まず惑星間磁場の南向きによる地上磁場変化の開始時刻を調べる為に、1966年7月から1972年8月迄の Explorer 31, 34, 35, 37 の磁場資料を用いて下電の条件を満足する事例を選んだ。

- ① 惑星間磁場の南向きの前は充分長く北向きの状態であること、
- ② 北向きから南向きへの遷移時間は充分短いこと、
- ③ 惑星間磁場の南向きの効果が現われる前は、地上磁場変化は出来る限り少ないこと。

上記の期間中に上の各条件を満足する事例からは、惑星間磁場の南向きによる地上磁場変化の開始時刻は準オーロラ帯から極冠帯にかけて、3~6お程度の時間差が認められる。Michie (1977) は惑星間磁場とサブストームの発達関係について調べ、サブストームの開始時には風間側のカスプ附近から地上磁場変化が現われる。そして、その場合に惑星間磁場は北向きから南向きに変化していることを述べている。しかしながら、ここで調べた事例からは、必ずしも風間側のカスプ附近の方が速く磁場変化が進むとは云いかたい。逆に風間側の準オーロラ帯の方が速く磁場変化が進む場合もある。

さらに、選ばれた事例中、サブストームを伴わない事例から惑星間磁場の急激な南向きによる地上磁場変化が時間的に、そして地域的にどのように発達していくかを調べる。このために、その磁場変化が最大に達する時刻について調べて見ると、その変化が高緯度帯より中低緯度帯の方が速く最大に達する傾向が得られる。さらに重要な事は、地上磁場変化が発達する時間間隔は惑星間磁場の南向きの時間間隔と比較してかなり短いことである。

このような地上磁場変化の発達についての地域的及び時間的変化の原因の一つの可能性を議論する。

前次 別
(名大理)

IMF (惑星間空間磁場) が 強く 北向きの時に Polar Cap 内に 逆向き の Convection が起るとは、最近の衛星観測によって実証されつつある (前回の筆者講演参照)。しかしながら、対流パターン^の詳細や、その解釈については必しも一致していない (Crooker 1979; Horwitz & Akasofu 1979; McDiarmid et al 1979)。筆者は以前より、IMF が強く北向きの時には Polar Cusp の高緯度側 (Tail Lobe 側) で磁場の Reconnection が起り、そのために通常とは逆の 2-cell pattern の対流が Polar Cap 内に誘起されると考えさせた。最近、いくつかの新しい考え方や事実が発表されたので筆者の考え方と比べ、Discussion を行なうこと。

まず Crooker (1979) は筆者と非常によく似た Reconnection Model を示した (但し IMF 南向きの時についで異なる)。Polar Cap 内の Convection が By-effect のため One-cell になるという点で筆者のモデルとちがっている。(筆者のモデルでも By-effect はあるが、IMF が強く北向きの時にはその効果は相対的に小さい) テータによる標記の面からいうと、By について統計的に平均すれば、Crooker のモデルも見かけ上 2-cell pattern を与えるので、どちらのモデルが正しいかは統計的なデータ解析からは判断できない。ここでは、individual example を用いて、実際には two-cell pattern が起っていることを示した。

次に、Horwitz & Akasofu (1979) は、Thule 及び Resolute Bay の 2 つの Station のデータを用いて Maezawa (1976) の解析を連続し、ほぼ同様の結果を得た。しかしながら後者の Speculation による Current System は、低緯度側に再び 2 つの目玉を持つことと筆者のものと違っている。その原因は、後者の解析方法では、北向き IMF の effect 以外のものが結果に出てしまうことにあることを指摘した (但し、北向き IMF の時も、Polar Cap より低緯度側に current vortex が起るとは事実で、これは、IMF 北向き、南向きにかかわらず常に存在するものと思われ、その原因としては、Boundary Layer での Viscosity によるものか、又は、IMF 北向きの時にみわすの Dayside 低緯度で Reconnection が起っていることを示していると思われる。)

最後に、最近 McDiarmid のクルーゾーで得た非常に面白いデータについて論ずる。後者は Isis-II のデータにより、IMF 北向きの時に現れる逆向き Convection Region 中の降下粒子の Pitch Angle 分布を計った。これによると、普通に行きわたる Pitch Angle 分布は Open Field Line の Signature を示し、筆者のモデルと consistent であるが、IMF の北向き成分が 30° という異常に大きい時期に Polar Cap 内中に Closed Field Line の Signature が現れた。この異常な事態は、Plasma Sheet が異常に強い逆向き Convection により、Tail Lobe 領域を侵食したと考えると説明できる。

西田 篤弘 (東大宇宙研)、T.E. Eastman (LASA)

太陽風エネルギーは、磁気圏境界面を通過して磁気圏の中に侵入している。エネルギー侵入のメカニズムとして有力な説は Dungey や Petschek によって唱えられた Reconnection model であり、この説はいくつかの間接的な証拠によって裏づけられてきた。しかし、Reconnection modelの当否に關する本格的な証明は、磁気圏境界面の構造解析によって行なわなければならない。惑星間空間磁場の構造と地磁気活動度の相関関係のような間接的証拠は、Reconnection model 以外のモデルによっても説明できるかもしれないからである。

Reconnection modelの最も本質的な特徴は磁力線が磁気圏境界面を貫くことであり、Sommerup はこの特徴を検証する努力を長年にわたって行なってきた。その際に用いられたのは minimum variance method である。しかし、境界面がたえず揺動するため、この方法によつて B_n (=磁場の境界面に垂直な成分)の抽出は、しばしば正確さを欠くのではないかとと思われることがあった。

MHD 近似が成立する領域では、 $B_n \neq 0$ を満たす解は Alfvén (intermediate mode) 波または slow 波の波面である。従つて Reconnection modelの検証のためのもう一つの手段は、磁気圏境界面の両サイドにおける磁場やプラズマの状態の關係が、Alfvén 波又は slow 波の条件をみたしているか否かを見ることにある。即ち、両サイドにおける速度や磁場の揺を δv や δB と表現するとき、Alfvén 波であればこの間に $\delta v_t = \mp \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \delta B_t$ の關係が成立するはずであり、slow 波であれば $\delta v_t = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho_2}} \sqrt{\frac{k-1}{k}} \delta B_t$ が成立するはずである。(添字 t は波面に平行な成分をあらわし、 k 及び ρ は両サイドの磁場及び密度比である。)

この考えに基づいて、IMP6 衛星による "magnetopause current layer" 通過時のデータを解析し、この層境界面が Alfvén 波又は slow 波の特徴を持つか否かを調べた。その結果、"magnetopause current layer"の外側にある magnetosheathからその内側にある plasma boundary layer への transition が、Alfvén wave の特徴を持つ例を見出したので報告する。

§ 1. 序

1978年9月から1979年4月の期間に東北大学蔵王観測所で行なわれた木星デカメータ波のダイナミックスペクトラム観測の結果、木星電波のもつ周波数及び強度の時間変動の種々の特徴が明らかにされ、木星電波ダイナミックスペクトラムに含まれる電波発生源及び木星プラズマ圏の情報を探るため、より詳細なデータ解析が行なわれた。

§ 2. ドリフト構造の特徴

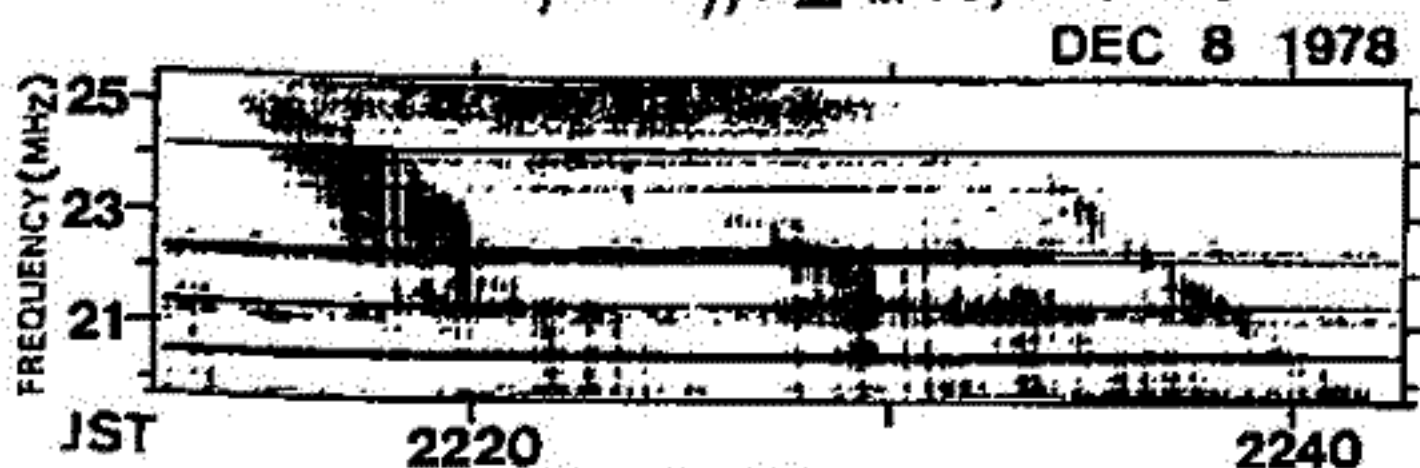
木星デカメータ波のダイナミックスペクトラムには、さまざまな時間スケールでドリフトする構造が存在する。今回は特に20 MHz から25 MHz の周波数帯において、①継続時間が10分程度の構造、及び②数分以下の構造の明らかに異なる特徴をもつドリフト構造に注目して解析を進めた。①は約0.5 MHz/min で負にドリフトする構造(図1)であり、主電波源においてよくみられる。ドリフト率は木星中央子午線経度(CML)に依存して変化する(図2)。この構造は Voyager が見出した arc 構造と同じものであると考えられる。②は複数の電波源の干渉によると思われる構造であり、くり返しがはっきりしている(図3)。これは Riihimaa et al. (1970) のいう modulation lane に属し、主電波源において約-100 kHz/sec のドリフト率をもつことが明らかとなった(図4)。

§ 3. まとめ

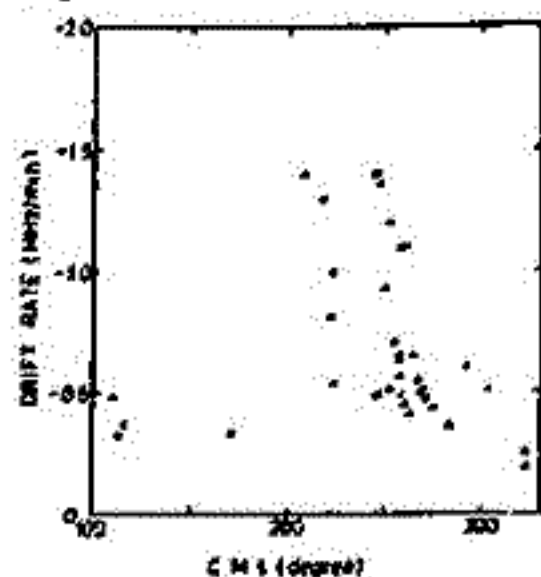
1978年9月より1979年4月までの期間において、32例、延時間37時間の木星デカメータ波ダイナミックスペクトラム観測が行なわれた。得られたデータは現在 morphological な分類、発生源(CML, Io)とスペクトル特性、微細な周波数ドリフト構造の3点に主眼をおいて解析されている。今後は更に受信周波数帯域の広帯域化をはかり、デカメータ波領域での木星電波のスペクトルを明らかにしてゆく。

(1) Warwick et al. Science 204 995 (1979)

(2) Riihimaa et al. Ap J. Suppl. 19 No. 172, 175 (1970)



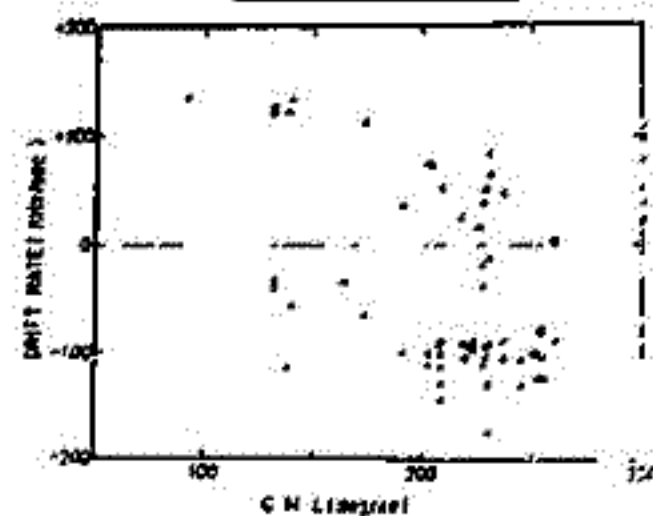
第 1 図



第 2 図



第 3 図



第 4 図

衝撃波による Fermi 型粒子加速

寺沢敏夫

(東大宇宙研)

近年、太陽圏物理学および天体物理学の領域で、Fermi 型の粒子加速機構に対する関心が再燃し、多くの論文が発表されてきている。この原因の一つには、Pioneer, Voyager, Ulysses などの探査機群による新たな観測事実のモリスしたレポートがあると思われる。これは、我々が以前から提唱してきた Fermi 型加速モデルをもとに、新しい観測事実をとりこみ、今後の向標点を論ずる。また Fermi 型機構により誘われるとして注目を集めている宇宙人バクテリア (E^{-5} ; $\gamma \sim 2$) についての理論的結果に対し、我々の立場からの批判を教わりたい。中心となるものは以下の諸点である。

(I) bow shock 上流側の energetic ions (H, He, Uly , 10-100 keV/n)

bow shock 上流側の energetic proton については数年前に Lin et al., (1974; JGR 77, 484), West and Enck (1976; JGR 81, 567) により報告がなされた。我々はこの proton の起源に対し、Fermi 型加速モデルを提唱した (Terusawa, 1974; PSS 27, 365)。その後、しばしば新しい観測例は出版されていながらも、ISEE-3 リーダの衛星打ち上げ後、急に注目を集め、数多くの観測が報告されるに至った。現時点では、Fermi 型メカニズムが最も有力と推測されている (Wibberenz, 京都宇宙線国際会議 Rapport talk, 1979年8月)。観測から、以下のポイントを挙げれば、

- energetic proton には 2 つの非熱的粒子集団がある。一つは "reflected component" であり、磁気線中心、(上流側より強い異方性をもつ。エネルギースペクトルは 10 keV 程度まで伸びていながら、もう一つは "diffuse comp." であり、拡散、各角分布を示し、人バクテリアも、2 倍のエネルギー ($\sim 100 keV$) まで伸びている (Gosling et al, 1974; JGR 79, 457)。また大規模の upstream wave は、後者の (diffuse) comp と同時に出現するところがある (Pisuminski et al., 1977; JRL 6, 204)。
- energetic ion は bow shock 上流側 R_c 以内にある ISEE 1, 2 にも、20 R_c 程上流にある ISEE-3 にも観測される。ISEE-1, 2 に見られる角分布は等方的に近いが、ISEE-3 では上流側より異方性が強い (Snyder et al., 1977; ICRU, Kyoto, SPS-28)。
- 観測エネルギーによる分散: IMF の方向変化に伴って、衛星が bow shock に近づくと、 $\sim 5 keV/n$ の粒子は速ちに (数分以内) 出現するが、 $\sim 100 keV/n$ の粒子は数十分遅れて出現する (Ipovich et al., 1977; Space Sci. Rev., 23, 93 / ICRU Kyoto, MG 2-3)。
- 粒子強度は IMF の人バクテリア角をよみ相関があり、スパイラル角が D^* に近い (i.e. IMF が radial に向く) 程、強度が大きい (Lin, private communication, 1979)。

これらの結果は以下の Fermi 型モデルにより説明しうるものである。

(II) 相対論的粒子エネルギー-人バクテリアの両立

上述の upstream ion は $\frac{dN}{dE} \propto E^{-E/E_0}$ あるいは E^{-E/E_0} 型のスペクトル、CIR (collating acceleration region) に伴う衝撃波により加速された粒子については $\frac{dN}{dE} \propto E e^{-\sqrt{E/E_0}}$ 型のスペクトルをもつことが報告されている (Ipovich et al. 前掲論文 / Gloeckler et al., 1979; Ap. J. 230, L191)。また、相対論的エネルギーの粒子に対し、Bell (1979, M.N.R. astr. Soc. 182, 177), Drumbird and Costrict (1978; Ap. J. 221, L29) からは $T^{-\alpha}$ ($\alpha \sim 2$) のスペクトルを理論的に得ている。我々のモデルにより、非相対論的エネルギー領域と、相対論的エネルギー領域について、Fermi 加速後のエネルギースペクトルを導き、上に述べた諸結果との比較検討を行う。

大田 健次 江口 博之
(中部工業大学)

1. まえがき

5チャンネルの Phase Locked Loop IC (PLL) を利用したホイスノの自動観測についてすでに報告している。

今回はPLLの自走周波数を6, 5.5, 5.45, 4 KHzに設定し、各出力をマイクロコンピュータ I/O (8ビット) に接続し各種の測定を行った。

2. 測定の手続き

a). 分散度を測定する場合は6 KHz ~ 4 KHzまでのすべての周波数帯域でPLL出力が得られる場合のみ6 KHz, 4 KHzに相当する基準周波数周の時間差を測定する。

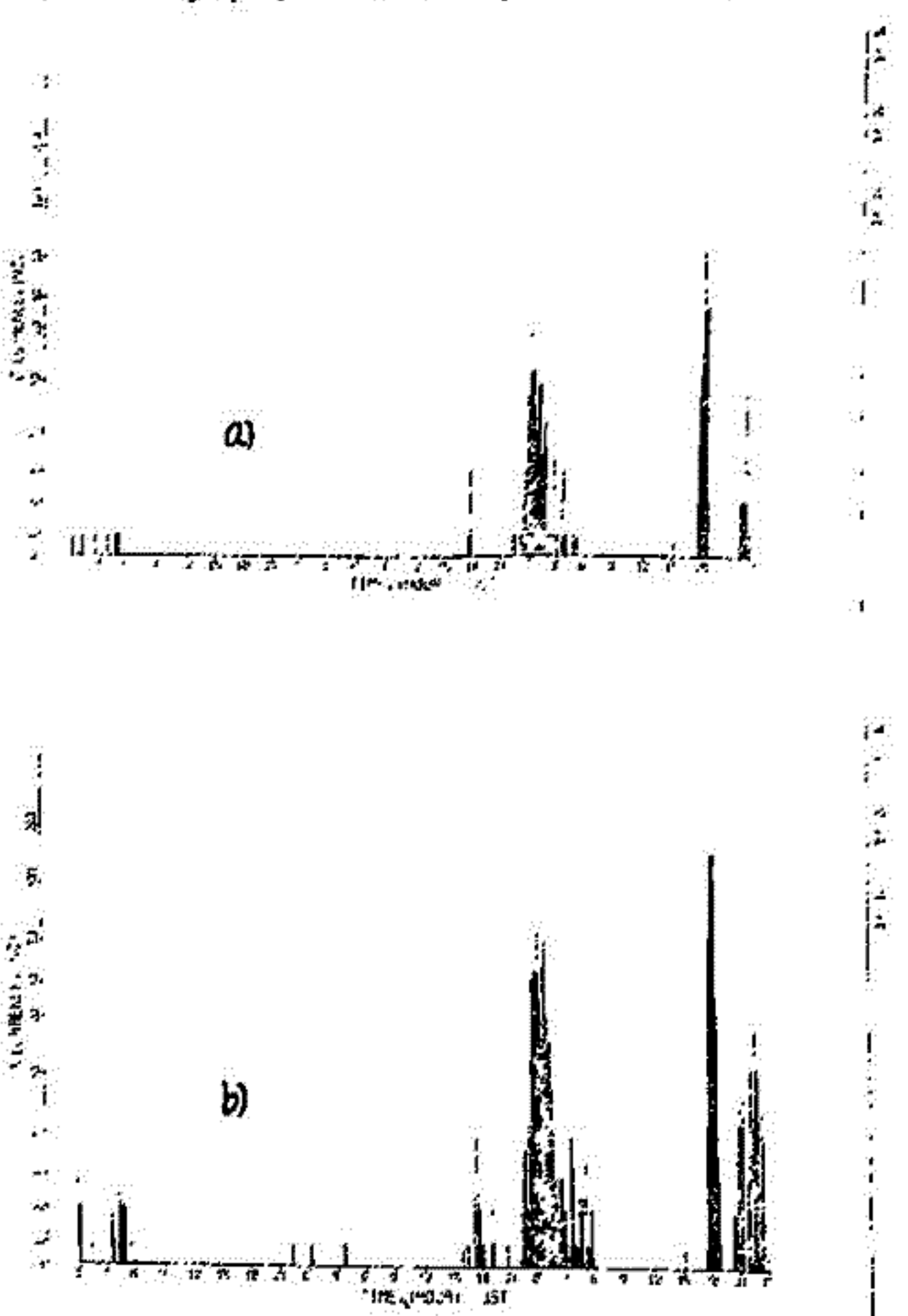
b). ホイスノ発生頻度は6, 5.5, 5 KHz 又は 5.5, 5, 4.5 KHz 又は 5, 4.5, 4 KHzの3組の出力のいずれかが得られた場合ホイスノと見なす。

c). 単位時間パルスを8ビット I/O に加えることにより255個のホイスノを記憶できる。

d). PLL出力の基準電圧を高くし、封鎖音検出作を許す際各PLL出力よりホイスノ周波数成分の有無が連続測定できる。

3. 測定結果

測定結果の一例として1979年3月1日 ~ 3日までのa)とb)で得られたホイスノの発生頻度(10分単位)を示す。



参 照

1) 第4回講義予稿集
17A-18

2) 電子通信学会アンテナ
伝播研究会資料
A-P 78-106

栗本訂起
中部工業大学

低緯度帯の木々スラの低緯度帯の調査をするため、小笠原・母島 (Geomag. coord. 16.5°N 208°E) と中部工大・山岡観測所 (24.7°N 203.6°E) にあつて、1979年1月30日から10日間に亘り木々スラの同時観測を行つた。母島子午線に沿つた1100km離れた2箇所の観測地では発生頻度、分散、電離強度、および電離層高のそれぞれに差異がみられ、木々スラの特性の理解のため、観測期間中の母島を観測された木々スラ観測数は164ヶ、平均分散値19.0 s²であり、山岡では222ヶ、平均分散値35.3 s²であり、

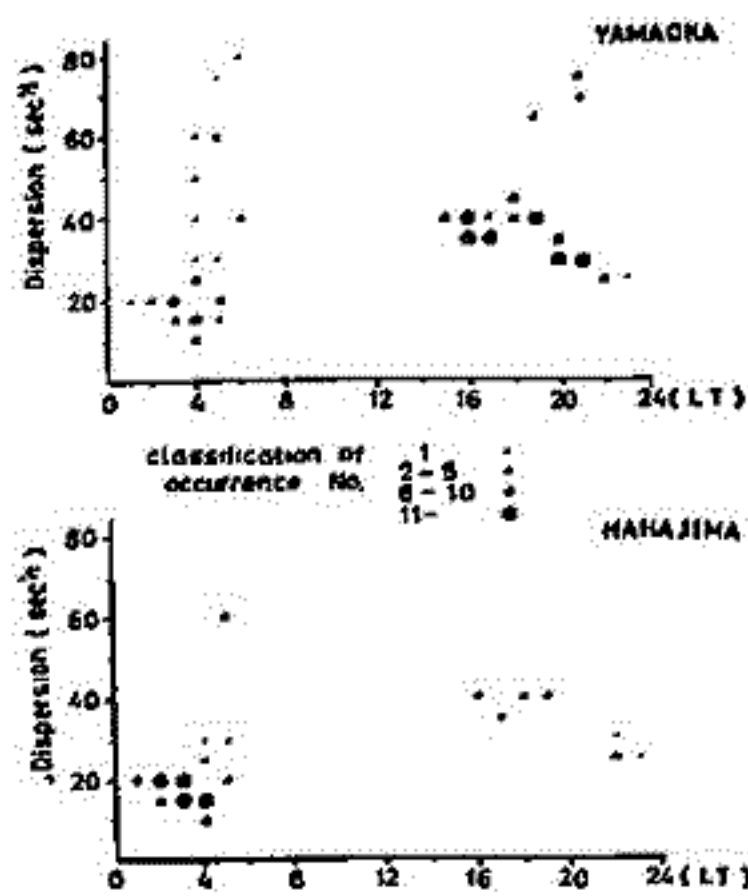
観測結果の概要 本工図は両所を分向のループ観測で得られた木々スラ発生頻度とその分散の比較である。朝夕のピーク時の分散は母島では15~20 s²に占められてゐる。この木々スラは母島付近の低緯度帯電離層に起因し、下降地帯の地表で強電場を形成する。同時地球電離層間の導波管モードの子午線に沿つた伝播は山岡で受信される割合は22%である。一方、日没後の木々スラの分散は30~40 s²が大部分であり、その下降地帯は35°付近にあり、発生頻度、電離強度共に山岡の方が高く、同一の木々スラが母島で受信される割合は10%である。これはプラズマ伝播モードの木々スラが電離層に起因する際、中・低緯度帯を赤道方向に励起される下層に存在するに起因するものである。

次に両観測地から得られた Two- ω の断面積から E 層下端の反射層高を求めたのが本工図である。2箇所の期間中にはおける電離層高の平均は山岡で92km、母島で86kmと6kmほど母島が低くなる。この差の原因は、太陽照度の違いと E 層領域のプラズマ密度の影響が考えられる。夜間にはおける誘導電流 (S_q) は西向きであり、電離層内の電子は磁場と電場の作用で南向きの力を受ける。特に低緯度帯では電場が強く、赤道方向の運動が下層の電離層が押下げられる状態となり高度差が生じると考えられる。

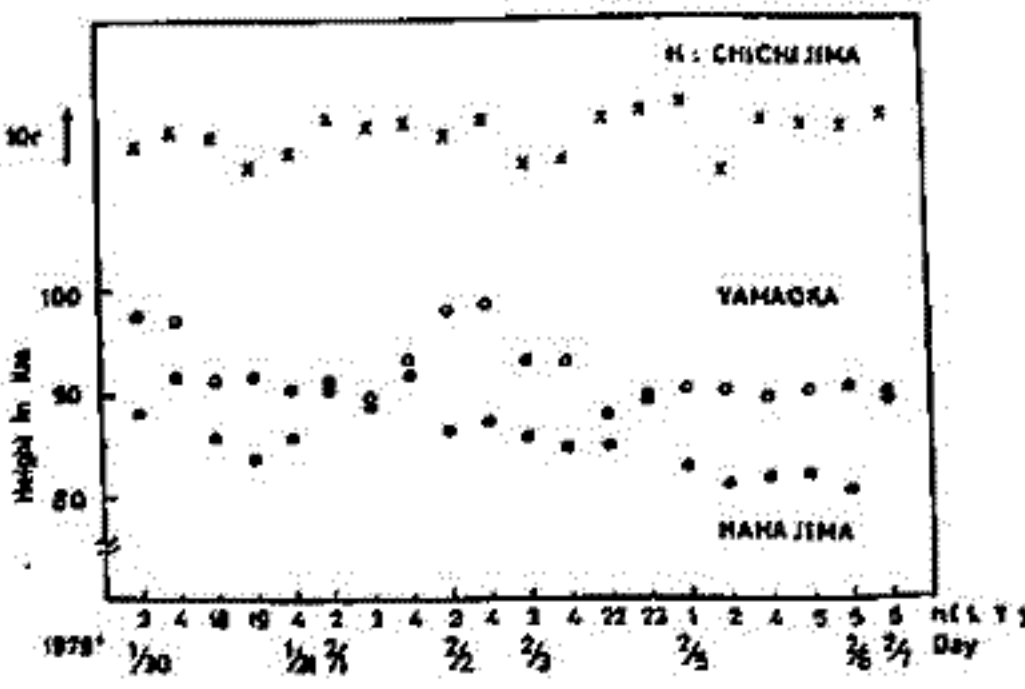
父島化磁気観測所データは入手できなかったが、その地帯に資料が豊富に存在する量論的結論を出すに致す。これは、

このように低緯度帯の電離層が電離層の sunset 木々スラが吸収され、かつ木々スラ下降地帯の低緯度帯方向への励起分布の標準偏差と相関、母島の夕方木々スラ発生頻度の下げに致す。これは理論上である。

謝辞 日ごろ御指導を賜つて下さる本学、金原孝教授、米沢利元教授に心から感謝致します。



本工図 発生数、分散日変化

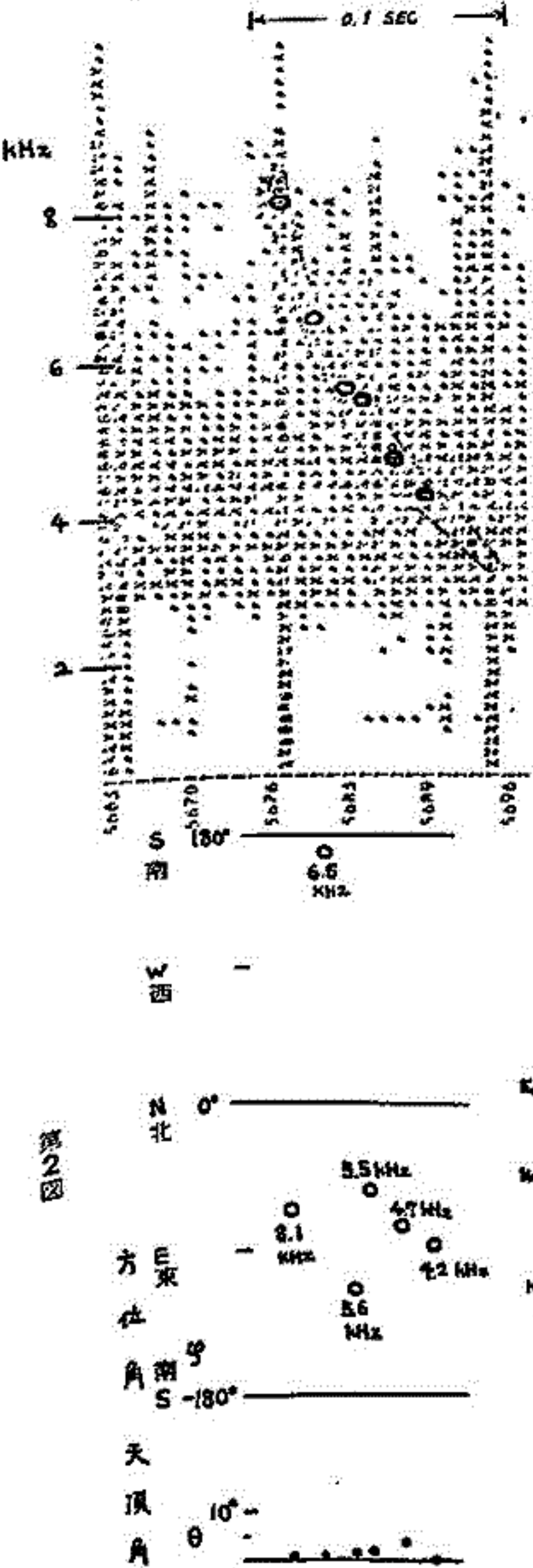


本工図 山岡と母島、電離層高、差

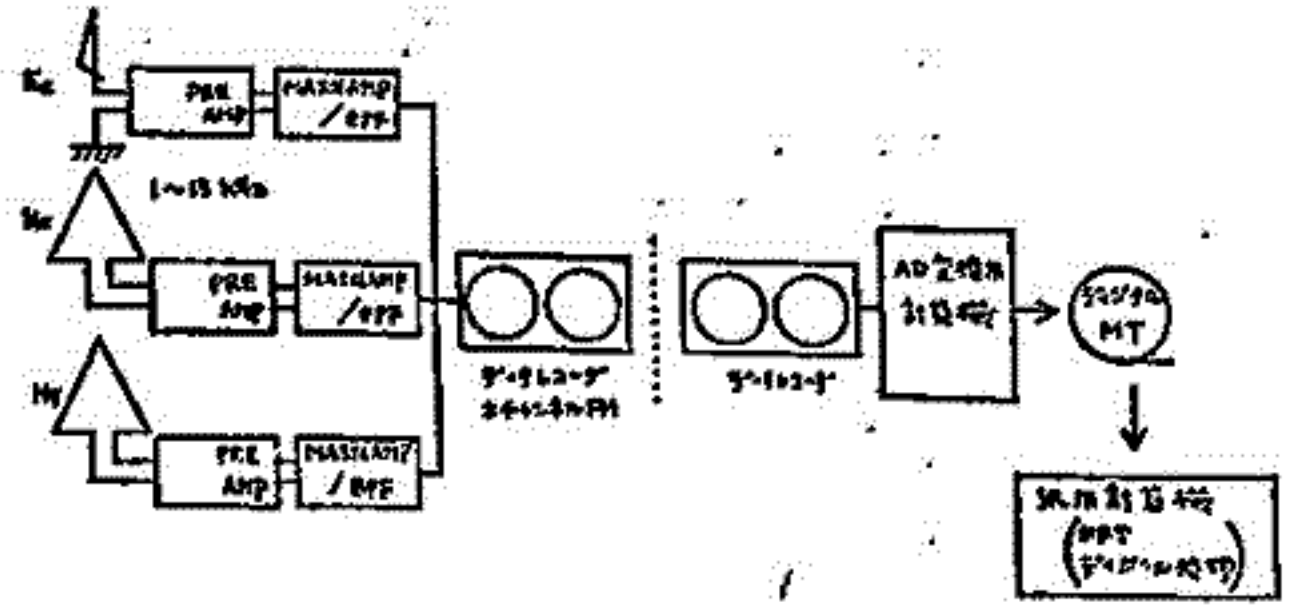
恩藤忠典 中村義勝 村上利光 石川嘉彦 渡辺成昭
電波研究所

低緯度でのホイスラーの伝搬機構

を解明するため、沖縄で1978年12月から1979年2月まで、ホイスラー到来方向の方探観測を行った。その解析結果について述べる。方探の方式は、垂直アンテナと、直交する二面のループアンテナを用い、ホイスラー波の垂直電場成分 E_z と水平磁場成分 H_x, H_y をそれぞれのアンテナで受信し、各受信成分の代数演算から到来方向を求めるものである。データ処理方式は、第62回講演会で述べたように、従来のアナログ処理方式によらず、受信三成分をワイドバンドでFM収録したものをAD変換し、得られたデジタルデータをFFTした後、アンテナ系に基づく振巾位相変化、データレコーダによる位相変化を補正し、必要な演算処理を行った(第1回参照)。また観測データの一部を解析したのみであるが、ホイスラーの信号成分の大部分は天頂近くから到来する。特に強い信号成分の場合、到来方向の天頂角 θ は大きくても 5° 程度である。従って低緯度ホイスラーの伝搬はダクト伝搬によるものと考えられる。ただ天頂から数 10° 度ずれる信号成分もあり、また到来方向の天頂角 θ が周波数によって変化するノンダクトと思われるホイスラーも観測された。なお水平方位 ϕ については θ が小さい場合でもある程度の規則性が見られた。第2図はホイスラーの一例について、周囲雑音のピーク値以上の強い信号成分について到来方位を示したものである。



第2図



第1図

低緯度ホイツラの非ダクト伝搬 (ダクトホイツラと非ダクトホイツラの判断)

早川 正士 (名大空電研)
岡田 敏美

1. まえがき

低緯度(20°~35°, 磁気緯度)の地上ホイツラの発生頻度の日変化は、日没前後の鋭いピークと夜間のなだらかなピークとを持つ。本報告では、そのうちの昼間時のホイツラの伝搬のみを取り扱う。昼間時には、電離層・赤道異常(Equatorial Anomaly)が存在し、低緯度ホイツラの伝搬に著しい影響を及ぼすことはよく知られている。

2. 赤道異常を考慮した磁気圏内のホイツラ伝搬²⁾

我々は地上ホイツラの解明に重要と置いているのは、赤道異常を考慮した磁気圏モデルに於いて、非ダクト伝搬モードと地上へ透過し得るモードが存在し得るの重要な問題がある。レイトレーニング結果、地上へ透過するモードは二つあることが判明した。

- i) 赤道異常の外側・境界の one-sided duct に $\omega < \omega_{UH}$ の Whistling gallery mode の propagation が可能である。
- ii) 赤道異常の内部の horizontal gradient により, Equatorial (EL) モードが可能である。

特に、このうち EL モードは、中・高緯度には存在する¹⁾ことが、最近の衛星・地上同時観測により明らかになった。このため、低緯度ではその確認を欠いている。次節では、この問題を扱い、赤道異常の存在に伴う昼間ホイツラの EL 伝搬の実験を試みる。

Table 1 Characteristics of ducted and PL whistlers

3. ダクトホイツラと非ダクトホイツラの判別

非ダクトホイツラとダクトホイツラを比較しながら述べてよう(表1)。この際、Eckersley's law に従うため、その比較には両者の判別は不可能である。両者の区別は、この際、低緯度(45°以下)の電離層出口と電離層下の伝搬特性が著しく異なる。この点に着目し、また、冬期に母子見により、多方位方位測定と同時測定と有意味に行い、両者の判別及び各伝搬の詳細な研究を行うこと。

	Ducted whistler	PL whistler
f-t spectrum	Eckersley's law	Eckersley's law
Diffuseness	Pure tone	Pure tone
Lat. of occurrence	Simultaneous occ. of ducts at several lats.	Specified by horizontal gradient
Exit pt.	Very small ($\lesssim 10$ km)	a few degrees in latitude
Freq. dependence	same exit pt. for all freq.	same exit pt. for higher freq. (≥ 3 kc), and different exit pt. for $f \lesssim 1$ kc
Below the ionosphere	Excitation of poleward propagating mode	Excitation of modes propagating poleward and equatorward
Meridional prop. below ionosphere	horizontal beam (meridional + non-meridional)	Meridional

4. 参考文献

- 1) Inyakuwa, Tamita; Rev. Geophys. Space Phys. 26, 111 (1978)
- 2) Hayakawa, Hasegawa; Planet. Space Sci. (in press, 1979)

ホイスターによる電子サイクロトロン共鳴の持続性について

吉田 敏郎 大津 仁助 早川 正士

名古屋大学 空電研究所

宇宙磁気圏の様に磁場や粒子密度が不均一なプラズマ中では一般にサイクロトロン共鳴電子は Whistler-Mode の波と永く共鳴状態を保つことはできない。特に風波教一定の波と異なり、Whistler の如く風波教が局所的、空間的に変化する波と電子との相互作用は複雑で解析も困難である。しかし、逆に媒質の不均一性にうまく対応し共鳴状態を永く保つ可能性を持つ為これを解析することは Whistler による Triggered Emission を説明する上で非常に重要である。

今回は Whistler と共鳴した電子がその後の後度共鳴状態を保ちうるかを解析し Whistler Triggered Emission の発症条件等を考察したので報告する。

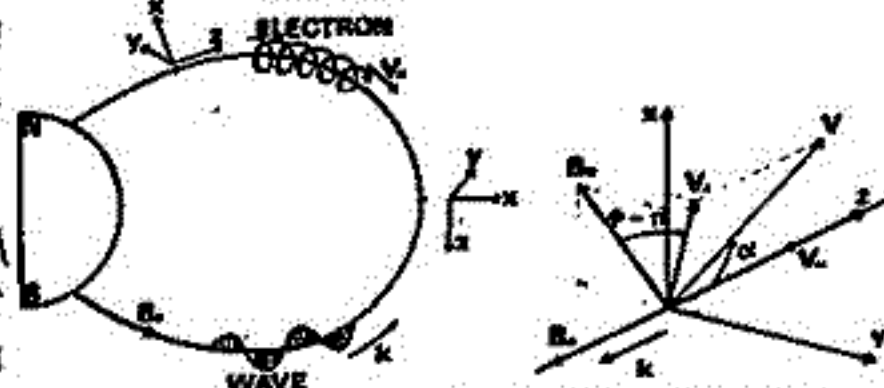


Fig 1 Interaction Model and Relation of Fields and Velocities

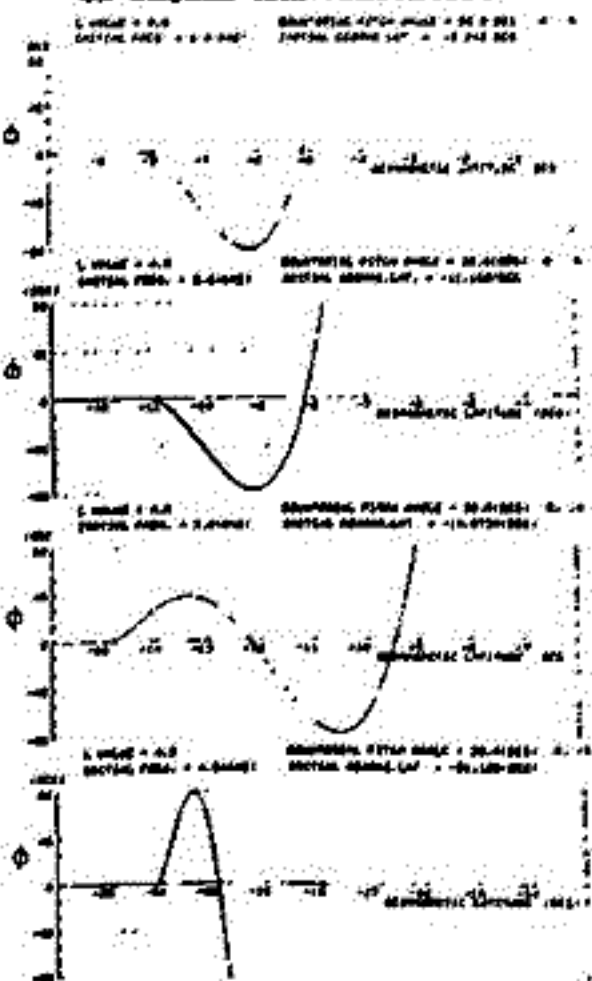


Fig 2 Unperturbed Phase Variations

解析方法 Emission が励起されるには電子が波と共鳴しその状態が永く保たれ、そして Coherent に波を放射する為 Phase Bunching を受ける必要がある。これらの相互作用は電子の速度の垂直成分 V_{\perp} と右円偏波の Whistler の場の間の位相角 ϕ (Fig 1) に依存し、共鳴状態に近い時 ϕ の変化は小さくなる。故にこの ϕ の変化を評価することが共鳴状態が保たれる程度を知る手段となる。評価法は電子への波の効果は無視し、電子の磁気赤道での Pitch Angle α_{0z} と初期風波教 f_0 とをえ、共鳴開始の初期位置 (磁気緯度 λ_i) に対して f_0 の ω 化に至るまでの電子の進行距離 (Interaction Length) 等を数値計算で求める。

結果 $\alpha_{0z} = 30^\circ$ の場合の ϕ の変化の例を Fig 2 に示す。
 $\alpha_{0z} = 30^\circ, 60^\circ$ の場合の結果を Fig 3 に示す。

参考文献

- 1) Helliwell, R.A.: 1965, Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford, Calif.
- 2) Helliwell, R.A.: 1967, J. Geophys. Res. 72, 4773.
- 3) Helliwell, R.A.: 1970, Particles and Fields in the Magnetosphere, edited by S.M. McCormac, p292, D. Reidel, Dordrecht, Holland.
- 4) Inan, U.S., Bell, T.F. and Helliwell, R.A.: 1978, J. Geophys. Res. 83, 3235.

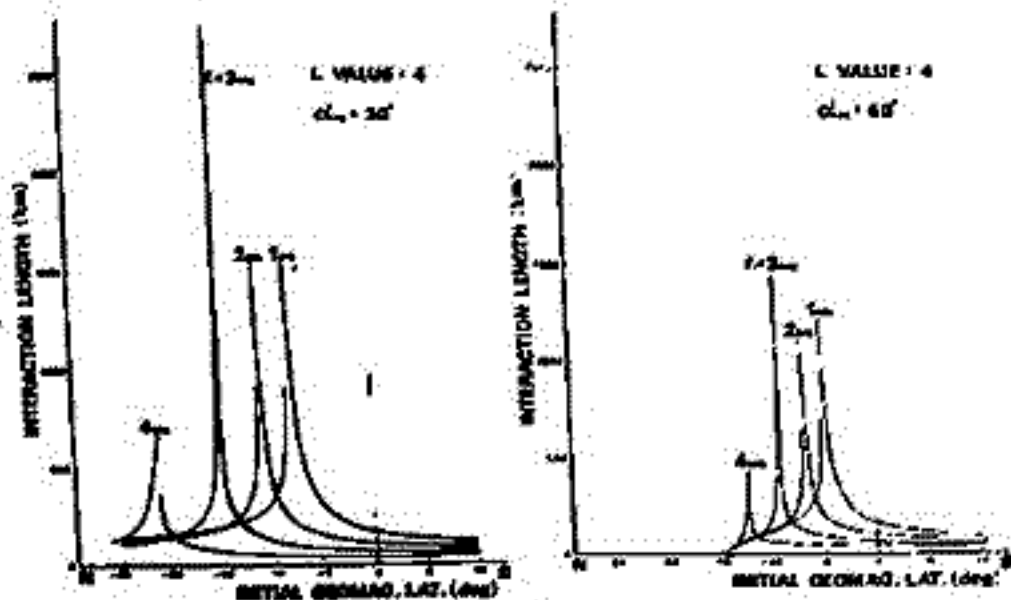


Fig 3 Interaction Length

Multi-stationed goniometric direction finding for
low-latitude whistlers

Hayakawa, M., Tanaka, Y., T. Okada, and Iwai, A.
Research Institute of Atmospherics, Nagoya
University, Toyokawa, Aichi, 442, Japan

Two-stationed goniometric direction finding measurement to locate the ionospheric exit points was carried out to study the propagation mechanism of low-latitude whistlers, or whether they are attributed to ducted propagation or non-ducted one.

I) Observing Stations;

- i) Kiyoshima Observatory, geomag. coord. $20^{\circ}24'N, 197^{\circ}53'E, L=1.216$
- ii) Ohyata station, Shikoku (Temporary), $22^{\circ}06'N, 199^{\circ}51'E, L=1.248$
- iii) Sakushima Observatory (routine-base observation)

II) Observing period and schedule;

- i) 22 January to 23 February, 1978
- ii) 2 minutes starting from 10, 30, and 50 min every hour

III) Observing system;

- i) Goniometer: measurement of azimuthal direction.
- ii) Polarimeter: measurement of ratio of axes of Lissajous' pattern projected onto the ground, estimation of polarization error in goniometric measurement.

IV) Results;

- i) Temporal movement of ionospheric exit points.
- ii) Ducted propagation
- iii) Duct structure
- iv) Usefulness of goniometric-polarimeter system
- v) Importance of multi-stationed simultaneous measurement.

II-21 ISIS衛星で観測された中低緯度ヒス特性-I

恩藤忠典・中村義晴 村上利光
電波研究所

電波研究所鹿島支所で1974年～1976年と同に受信された18パスのISIS-1又はISIS-2号のVLF電界データの周波数スペクトルの分析を行い、中低緯度の上層電離層におけるVLF-ELFヒス特性を求めた。

その結果Thorne等(1973)がOGO-5号のELF磁界データの19パス分の解析から求めた、上限周波数(≒1kHz)がほぼ一定のプラズマ圏ヒスとは多少特性が異なるものも得られた。それらと大別すると、

- (1) Thorne等のプラズマ圏ヒスと同様に、上限周波数(≒2kHz)が、緯度によって殆んど変化しないELFヒス。
- (2) このELFヒスの上限周波数(パス毎に異なる)の緯度による不変性は、地磁気活動度に依存しない。
- (3) プラズマ圏ヒスと異って、緯度と共に上限周波数が増加するELFヒスがかなり存在する。但し周波数変化は1kHz以内の場合が多い。
- (4) 緯度によって上限周波数が変化しない1kHz以下の強いELFヒスの上に、弱いヒスが1kHz～3kHzにわたってしばしば出現する。
- (5) 地磁気緯度15°以下の赤道領域で、ELFヒスが全く存在しない場合もある。

柴田 喬
電気通信大学

Feb. 9, 1978

H=3690km, INV. LAT. ≈ 53.5°

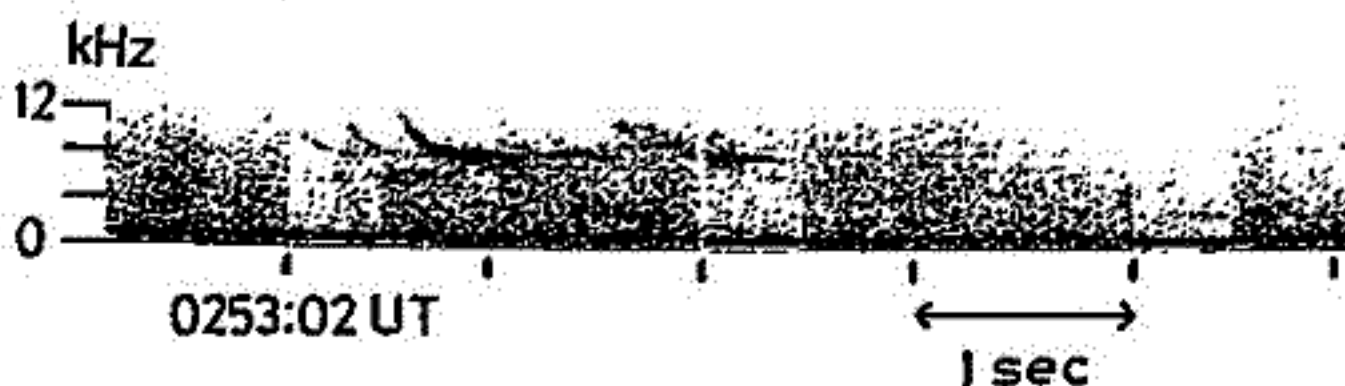


図 1

図1は、科学衛星“極光”で観測されたLHRホイスラのスเปクトルの一例である。このLHRホイスラの伝搬機構の詳細は、まだ明確にされてはいない。

我々は、そのスเปクトル特性の解析から、LHRホイスラは、地球磁界ベクトルにほぼ垂直な方向に密度勾配を持つようなプラズマ媒質中を、非常に大きな

WAVE NORMAL ANGLE で non-duct 伝搬するホイスラモード波であろうと推論した⁽¹⁾。そして、その様子は特異な密度勾配を持つプラズマ構造の一例として、Bell型の沿磁力線不規則電離を仮定し、共鳴状態となり得る周波数を検討し、観測されたLHRホイスラの共鳴周波数を説明することが可能なことを示した⁽²⁾。しかし、これらの議論は、プラズマの温度を無視して cold と仮定しておこなったものであり、共鳴角近くでの波の伝搬の厳密な取り扱いとはなり得ない。

プラズマ温度の効果を検討するには、いわゆる hot plasma 中での分散関係を算定する必要があるが、ここではプラズマ温度がそれほど高くないとして、warm-plasma 近似⁽³⁾を用いて温度効果を検討する。図2は、warm 近似を用いてホイスラモード波の屈折率を求めたもので、破線は cold 近似の場合である。Hashimoto et al. (1977)⁽⁴⁾ の述べるように、共鳴角以内の wave normal angle では、温度効果はほとんどあわない。cold 近似での議論が可能であるが、warm plasma 中では、共鳴角より大きな wave normal angle を持つ波も、温度効果のために伝播可能な状態となり温度を無視できなくなる。

LHRホイスラの伝搬機構における温度効果についての議論は、講演時にゆずることとする。

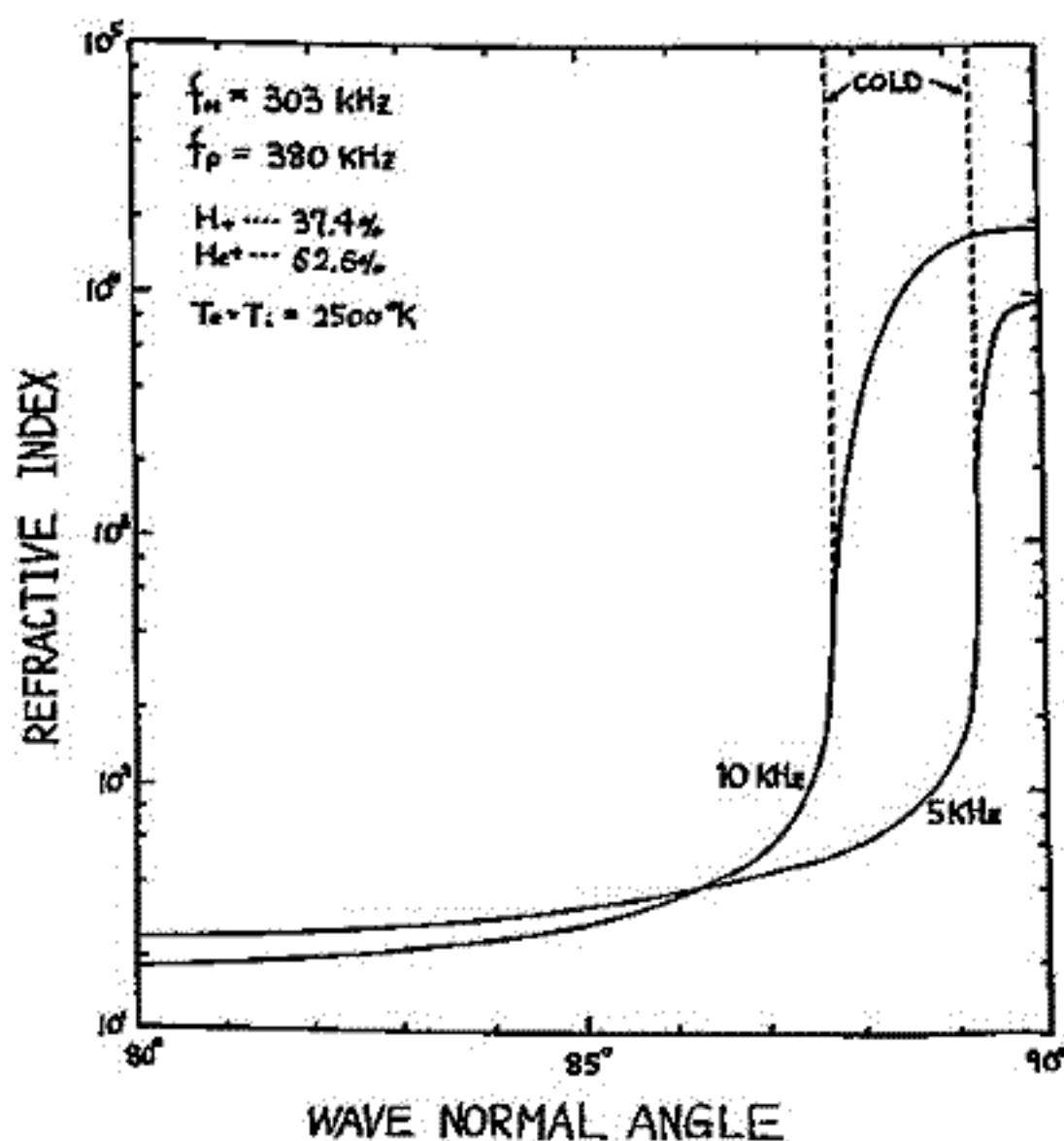


図 2

(1) 柴田 喬; 第5回地球電磁気学会年報集

(2) 柴田 喬; 1978年宇宙観測シンポジウム

(3) Aubry, M.P., et al; Radio Sci. vol 5 (1970)

(4) Hashimoto et al; Planet. Space Sci. vol 25 (1977)

地磁気擾乱の年変化の解釈

斎藤 尚生 · 森 寛
(慶北大・理) (信州大・理)

緒言

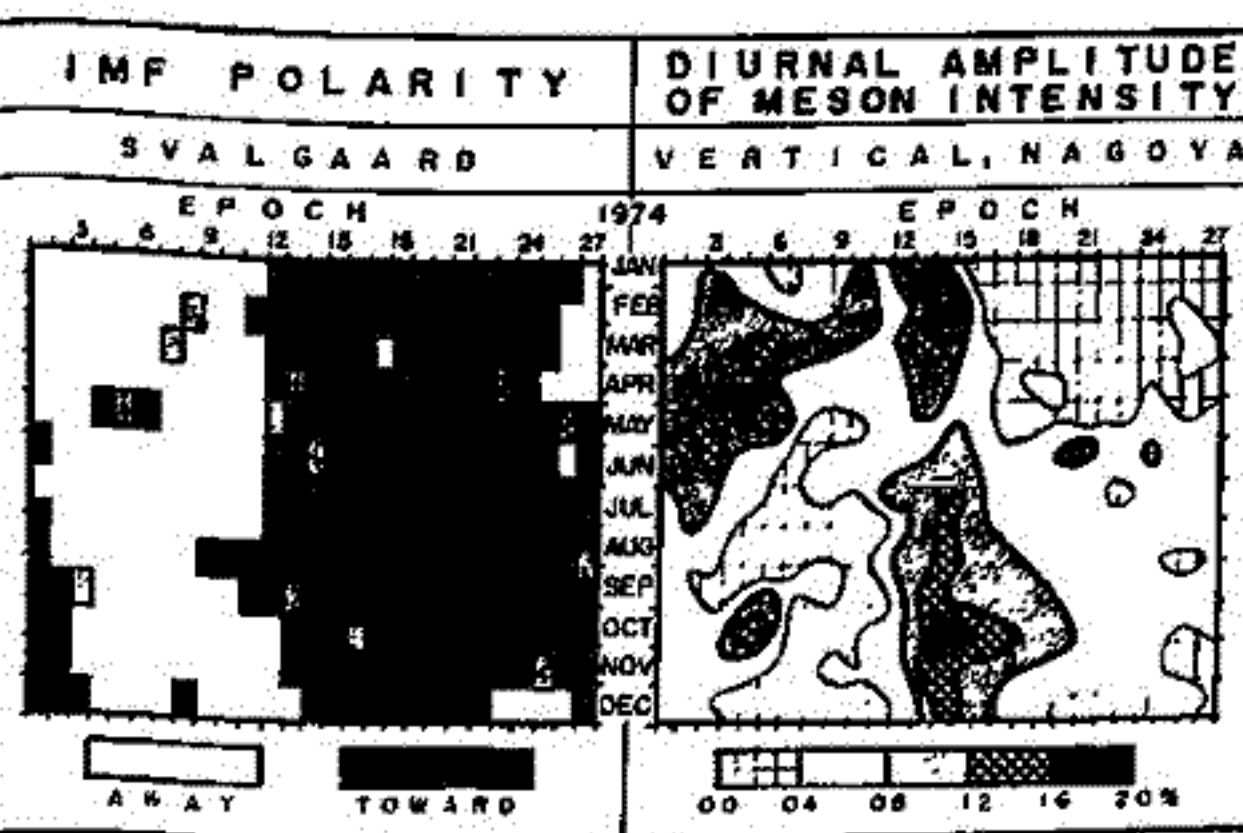
1974年には太陽風磁場は極め2安定した2-sector構造を示し、速度、密度、磁場強度等の観測dataも揃い、かつ coronal hole の位置や自転の様子も解明されている。そこでこの典型的な期間について、この太陽-惑星間空間の観測を二半球 model で解釈し、かつこの三次元 model を用いて宇宙線強度日周変化とこの年変化、および回帰性地磁気擾乱の IMF 依存性とこの年変化を統一的に解釈することを試みる。

dataおよび解析

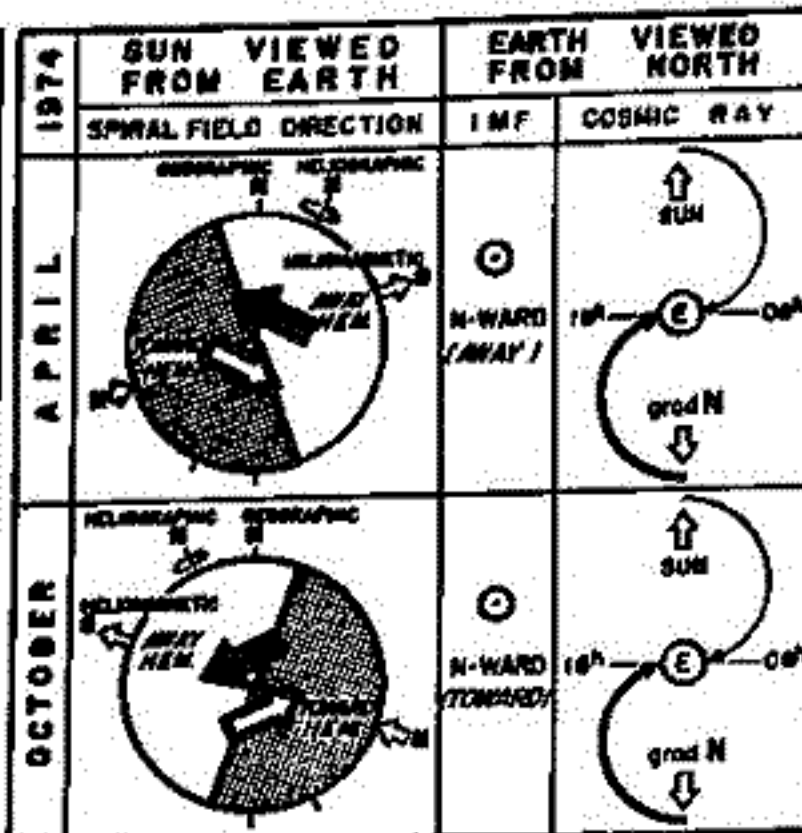
太陽風 : Hansen et al. の K-corona 資料から ~40° を傾いた太陽磁気赤道面が求められた。
太陽風 : PIMF の 27 日回帰 pattern (才1A図) が IMF 中性面で説明された。
宇宙線 : 名古屋の Meson の垂直成分の日周変化振幅の 27 日回帰 pattern を才1B図に示す。4月を中心とした away (toward) sector と、10月を中心とした toward (away) sector の日周期の異方性が大きい(小さい)という年変化が見られる。
地磁気 : 地磁気擾乱指数 C9 を contour line で表示した 27 日回帰 pattern が作成され、3月を中心とした toward (away) sector と、9月を中心とした away (toward) sector で C9 が大きい(小さい)という年変化が見出された。

二半球 model による解釈

地理的南北を基準にした太陽磁気赤道面は4月および10月を才2A図の様に大きく傾き、二半球 model から、地球近傍の IMF に太矢印の様な南北成分が生ずることと解釈。このうちの北向き成分が才2B図の様に宇宙線 drift を生ぜしめ、日変化を強めると解釈すると才1B図の傾向と合致する。又 IMF の南向き成分(SQSM 効果)と太陽風速度(ARS 効果)が地磁気擾乱に寄与するといふ1972年に propose された ARS-SQSM model を適用すると回帰性地磁気擾乱の傾向がうまく説明出来る。



(A) (B) 才1図



(A) (B) 才2図

家森俊彦・前田坦

京都大学・理学部

太陽風から磁気圏へのエネルギー輸送の問題に関して、最近 Perreault and Akasofu (1978), Akasofu (1979) により示されたパラメータ $E = V \cdot B^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot L_0^2$ が注目されてくる。(V:太陽風速度, B:磁気圏磁場強度, θ : $x-z$ 平面での磁場のz軸となす角, $L_0 = \text{長さ(定数)} = 7R_E$)。他方、AE指数を使った統計的解析により、Murayama and Hakamada (1975) は、 $V^2 \cdot B_z$ (B_z はIMFの南向き成分) という形のパラメータが地磁気擾乱(この場合、auroral electrojet)の大きさに比例することを示した。どちらも経験式ではあるが、その示唆する物理的意味は全く異なる。前者(E)は太陽風中の Poynting flux である電磁場のエネルギーが輸送される擾乱のエネルギーと示しているのに対し、後者($V^2 \cdot B_z$)は、その自身の物理的意味は現在のところ明らかではないが、むしろ太陽風中の運動エネルギーも磁気圏に輸送するパルスの効率のようなものではないかと思われ。その中々、これら二つのパラメータを比較して、太陽風からのエネルギー輸送のパラメータとして、どちらがより適当であるかを明らかにする必要がある。ところが、これらの二つのパラメータは、関数形が非常に異なるに思われる。一見しただけではどちらが地磁気擾乱とより良く相関しているか明らかでない。そこで我々は、以前(1977年秋号)に報告した方法で、上記二つのパラメータから、地磁気インテックス(Dst, AL, AU)を再現し、実際のインテックスと比較することによって、それぞれのパラメータは、どのような場合にはどの程度まで地磁気擾乱を再現できるかということを調べた。使用したデータは、合計250日分の一時間平均値で、 B_z の計算は、Murayama (1979) に従った。表1には、パラメータからインテックスを予測(再現)した場合の、予測の効率Eを示す。主な傾向は以下のようである。

- (1) 全体的には、Eより $V^2 \cdot B_z$ が、より良く擾乱を再現する。しかし、Dst インテックスについては、それは差はない。
- (2) 1つ1つ孤立したサブストームについては、 $V^2 \cdot B_z$ のほうがかなり良い。
- (3) storm main phase の Dst については E のほうが良い場合が多い。
- (4) これら二つのパラメータに対する各インテックスのインパルス応答関数の形は、どちらも良く似ており、パラメータの変動とインテックスの変動とは約一時間の時間的遅れがある。

以上のようには、平均的には $V^2 \cdot B_z$ が、Eよりも各インテックスとの相関は良い。しかし、前田(1978), 及び前々回(1978, 2)の学会で報告が指摘したように、IMF B_z 成分は、単に磁気圏へのエネルギー輸送を支配するのみでなく、サブストームの発生メカニズムにも密接な役割(エネルギーを蓄積するだけではない)を果たしていると考えられるから、比較的小さな孤立したサブストームについては、擾乱の大きさが、そのまま、これを単独のパラメータによって輸送されたエネルギーに比例していると考えらることに注意を要する。とくに、ring current (Dst index) のエネルギーが、auroral electrojet (AL, AU index) として消費されるエネルギーより約1桁高いことを考えると、storm main phase の Dst インテックスも E が良く再現できることは注目される。

表1

パラメータ	Dst	AL	AU
B_z	.778	.684	.643
$V \cdot B_z$.829	.727	.660
$V^2 \cdot B_z$.845	.733	.646
$V B^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$.832	.615	.544

References

Akasofu, S.-I. (1979): Planet. Space Sci., 27, 425-431.
 Murayama, T. and Hakamada, K. (1975): Planet. Space Sci., 23, 24-31.
 Murayama, T. (1979): Magnetospheric Study 1979, Proc. of the International Workshop on Selected Topics of Magnetospheric Physics, 26-27.
 Perreault, P. and Akasofu, S.-I. (1978): Geophys. J. R. astr. Soc., 58, 567-578.

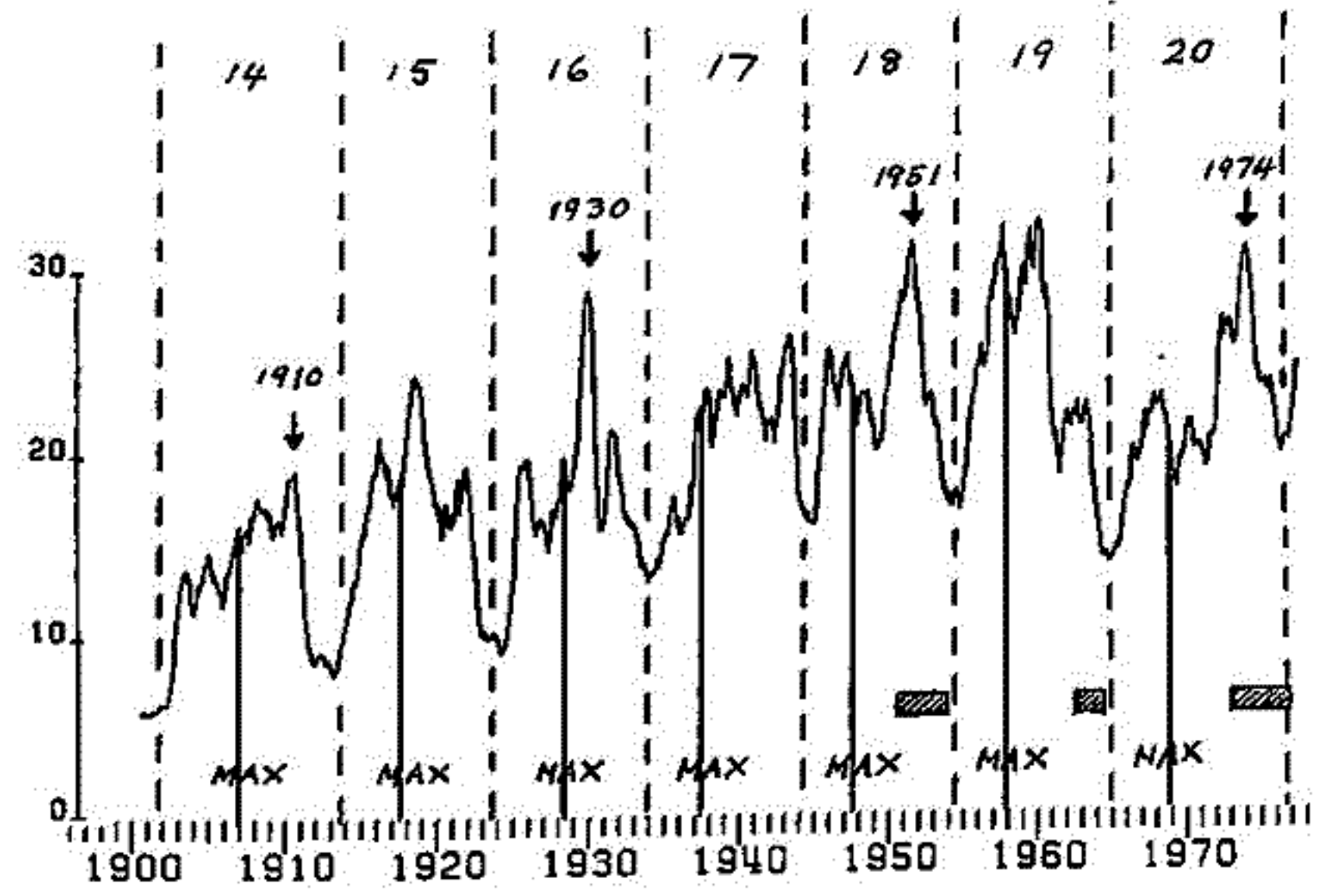
丸橋 克英
電波研究所平磯支所

太陽黒点の減少期には地磁気活動の回帰性が卓越することはよく知られている。ところが、この時期の地磁気活動の大きさが偶数番目の太陽サイクルで特に大きかった事実が過去数サイクルにわたって認められる。下の図は、SGDに最近発表されたAA指数の12ヶ月移動平均のグラフの一部であり、矢印で示すように偶数番目のサイクルの後半に、顕著な地磁気活動のピークが見られる。このピークと地磁気活動の回帰性が卓越する時期との関係を見るために、回帰性のよい期間が斜線で示されている。地磁気活動のピークは回帰性が顕著になり始める時期に現われているようである。

この研究の目的は、上記の地磁気活動のピークが偶数番目の太陽サイクルに卓越する理由を明らかにすることである。1974年のピークは同時期に発達したコロナホールによることは疑いがない。従って、この問題の解答を次の二つの可能性に求めてみる。

- (1) コロナホールとそれに伴う高速太陽風の発達も偶数番目の太陽サイクルで著しい。
- (2) 太陽風の変化はサイクル毎に同様に繰り返されるが、太陽磁場の反転により、IMFの極性による地磁気活動の変調効果が強くさいている。

現在まだ結論は得られていないが、Svalgaard & Wilcox (1975) が1926年以降のセクター構造を解析した結果を見ると、地磁気活動の大きなピークが見られる時期には本質的には2セクターと呼べるような、大きなセクター構造が認められる。これに対してサイクル17, 19の同時期には、惑星空間はきれいな4セクター構造をしていた。この事は(1)の可能性を強く示唆する。しかしながら、(2)の効果があることは明らかと思われるので(1)を結論する前に(2)の効果の評価が必要がある。今回はIMF極性と地磁気指数データによって、この評価を試みる。



桜井邦朋
神奈川大学工学部

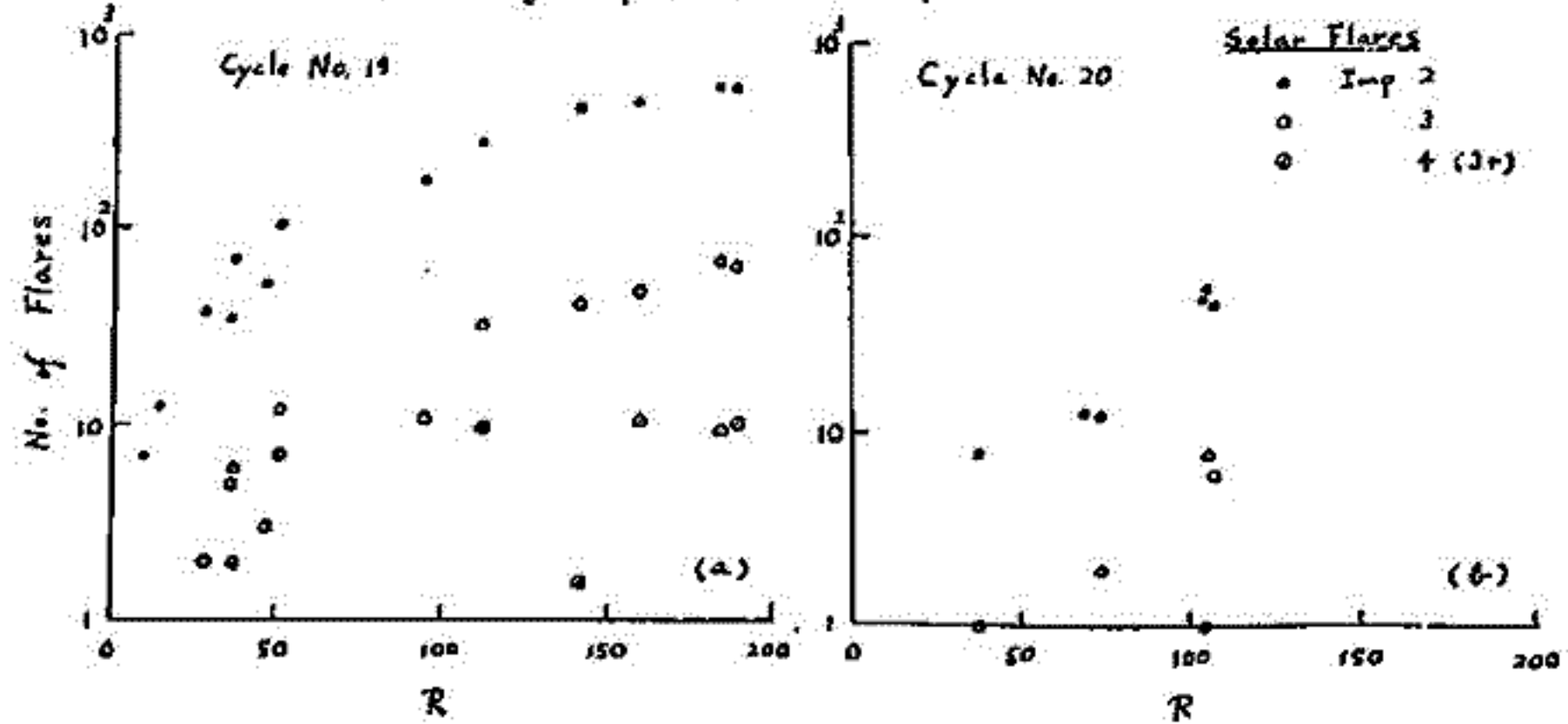
太陽の光球面で観測される黒点群の数をを用いて、現在、相対黒点数 (Wolf 数) が太陽活動の指標として、一般に用いられている。この黒点数が、太陽活動の真の姿を表わしてはいない指摘されてから、既に相当の長い年月が経過している。しかしながら、現在でも、この黒点数が、太陽活動の指標として用いられているのが現状である。

この相対黒点数の大きさは、太陽活動サイクルととも約11年の周期で変動をくり返している。また、この黒点数の大きさと、太陽フレアの発生頻度には、ある比例的な関係が統計的に成り立つことも知られている。しかしながら、この比例関係は、サイクル毎にみると、例外をきたしているものではないことがわかる。下の図に示すように、サイクル19と20では、比較的大きな太陽フレアの発生頻度が、同じ相対黒点数に対して約1.5倍に増えているからである。

既に示したように (Sakurai, 1979), サイクル19の太陽活動は、過去300年以上に及ぶ黒点観測のデータを参照して、異常に高い年で、このサイクルにおける太陽現象と地球物理的諸現象との関連が、典型的な例として言えることとなる。すなわち、サイクル20の方が、太陽地球系諸現象の“真”の姿を、私たちがみせてくれていることが知られる。このサイクル後半におけるコロナホールや、太陽風の構造形成、或は、太陽活動やUV放射にみられる準2年周期振動などは、“静穏”な太陽活動サイクルの特徴が表現される“真”の姿の一部のことが知られているのである。

文献

Sakurai, K.: 1979, *Astrophys Space Sci.*, in press.



相対黒点数とフレア発生数の関係

大家 寛 渡部 重十 高橋 忠利 (東北大理)

I. 序

金星は、固有磁場をもたないために、金星大気と太陽風は、直接相互作用しこいよを考
えられている。最近の、Pioneer Venus mission による、金星電離層の、直接検査によ
って、その様相が、かなり明確になってきた。ここでは、Ionopause での、Pressure
balance について、議論するとともに、電離層での電気伝導度の、磁場及び ion と
electron の温度による影響を考察した。

II. Ionopause での Pressure balance

Mariner, Venera シリーズによる、電離層の、Radio Scintillation による、こ
Ionopause の存在が、示された。Spreiter (1970) によると、Ionopause での、
Pressure balance は、太陽風の動圧 ($P_{sw} = \alpha n m v^2 \cos^2 \psi$) と、金星電離層の、static な
圧力 ($P_e = N k T$) とから成立していると考えられている。しかし、それが成立するのは、
プラズマの温度 $T (= T_i + T_e)$ が $\approx 5000^\circ K$ ほどでなくともいけなく、これは、Proto-minimal
に考えられる温度よりはるかに大きい。この温度上昇の原因として、金星電離層での、
horizontal な磁場の存在、及び、Solar Wind からの、heat flux による、予熱を挙げ
(第65回日本地球電磁気学会予稿集 1979 II 86, Cravens, et al G.R.L 1979 116, 117)

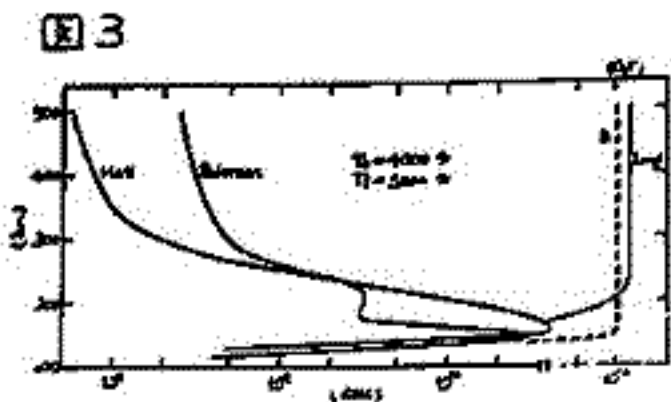
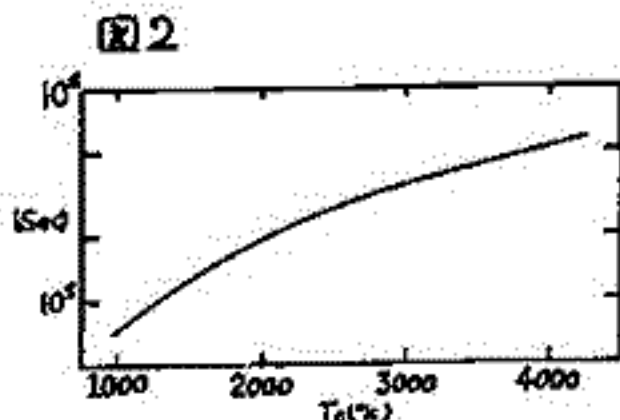
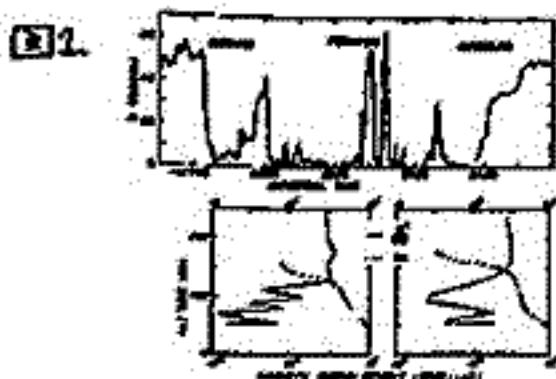
Pioneer Venus による、Ionopause での、磁場、プラズマの、直接測定、(図1) によ
ると、太陽風磁場に起因する、horizontal な磁場が存在し、Ionopause での磁気圧 $\frac{B^2}{8\pi}$ は、
太陽風の動圧にくらべ、無視できないほど、あるいは、動圧以上に、enhance している。
これは、Ionopause での Pressure balance が、今までの議論 ($P_{sw} = P_e$) とは、異なり、
 $P_{sw} + \frac{B^2}{8\pi} = P_e$ によって 成り立っているということを示している。

III. 金星電離層での電気伝導度

Ionopause での enhance した磁場は、ある特性時間をもって、電離層内に拡散し、
Pioneer Venus によって、得られた ion 及び electron の number density を使用し、
Ionopause が、500 km であるとして、拡散時間を求めた。(図2) また、拡散方程式
を解くことによって、電離層内での、磁場、電気伝導度を求めることができる。(図3)

IV. 結果

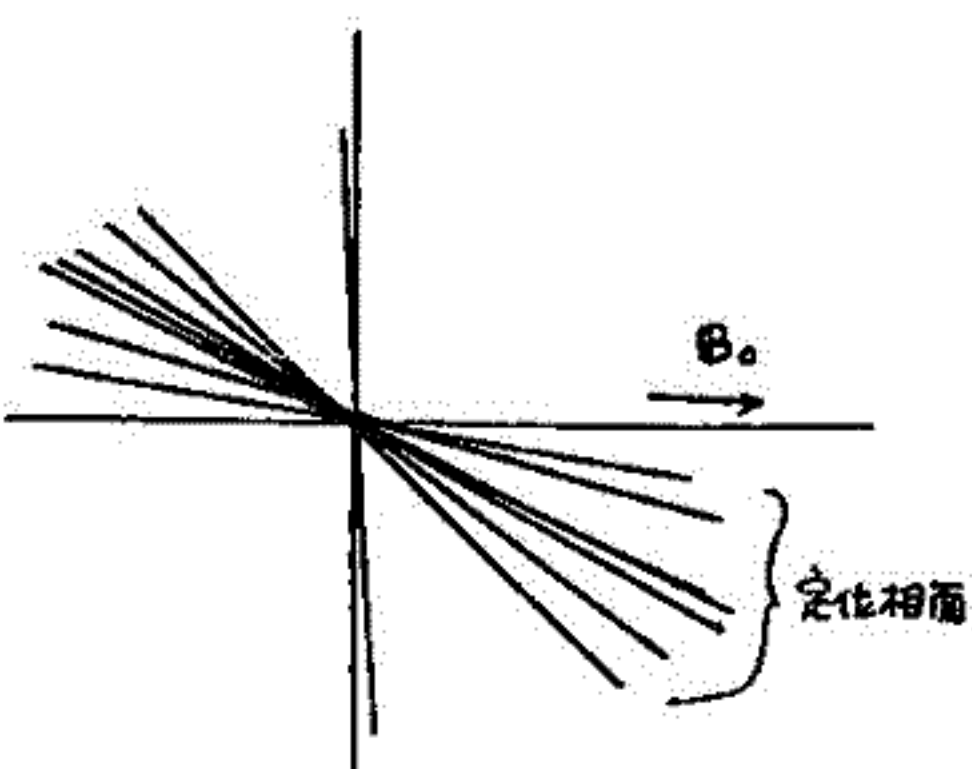
拡散時間が長いために、磁場は、金星電離層中に、長時間、存在しつづけることができる。
これは、太陽風磁場が、Ionopause 近傍から強く圧縮された形で、電離層中にも、侵入し、こ
いることになるからである。太陽風磁場の変化と直結して電離層中では、電気伝導度の
変化が生ずる。図1の磁場の data では、明らかに磁場層状変化の構造が、みとけられる。
つまり、図1a, 図3の磁場の強さの相違は、電離層内に電流が、流れしている影響によるも
ので、電流を生ずる原因となる電場は、太陽風電場の進入、とともに、電離層中の風によ
る電場として存在する。



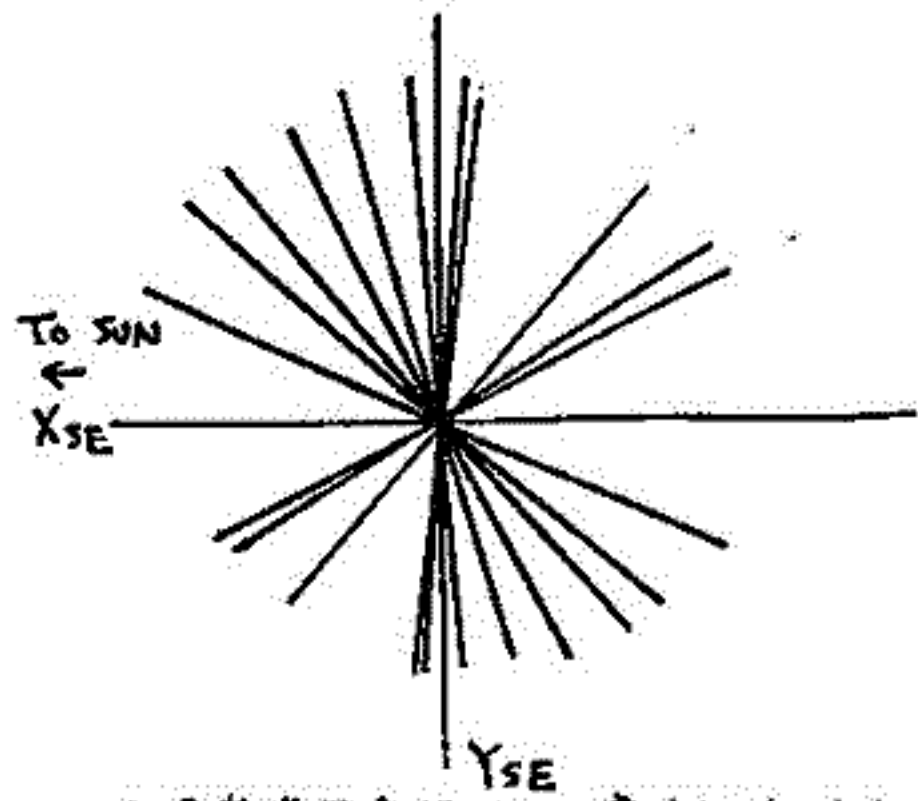
坂 翁 介 ・ 石 津 美 津 雄
(大 理)

Explorer 33 及び 35 衛星の磁場データを用い太陽風アルバーン波の定位相線構造を調べた。ここで議論するアルバーン波は 1.36 分より 27.3 分に納まる周期をもつものに限らる。2つの衛星はデータを解析した期間、太陽黄道面に投影して 77 ~ 54 Re 離れた位置にあった。太陽風の状態は fast-stream ($V_A \sim 550 \text{ km/s}$) でコロナホールから噴出したコロナスクリュー内のアルバーン波を観察していることになる。

太陽風アルバーン波の定位相線構造については過去2つの仕事がある (Chang and Nishida (1973), Danskat and Burlaga (1977))。CN は定位相面内に磁場のゆらぎが納まっているとしたが、DB はこれを否定した。そこで我々は 1968 年 1 月 21 ~ 24 日までの4日間のデータより 12 例について解析したが、1 例を除きすべての場合定位相面内に磁場のゆらぎは納まっていなかった。これは DB の結果と同じであるが、CN の結果を否定するものではない。CN は主として slow-stream データを用いたが我々が使ったのは fast-stream データである。Feldman et al (1976) は時間平均のコロナスクリューデータより fast-stream の方が slow- より コロナスクリューが空間的により一様であると述べた。一方 CN はアルバーン波の観測より逆の結果を得た。つまり fast の方が slow に比べアルバーン波が空間的により細かな構造を持つとした。この様に太陽風コロナスクリューは slow 及び fast stream がより異なった状態にあると考えなければいけない。以上の事より、アルバーン波の定位相線構造も fast- のみならず slow-stream に対しても調べなければいけない。今我々が得た結果が fast-stream データは波を平面波の重ね合わせととらえるのが非常に困難であるという意味だとすれば、CN の得た fast-stream 経路の構造が微細になるという結論と一致する。



磁場 (B_0) と定位相面 (線) のなす角度分布。



太陽黄道面座標内での定位相線分布

斎藤 尚生 ・ 瀬戸 正弘 ・ 早坂 孝
(東北大・理) (東北工大)

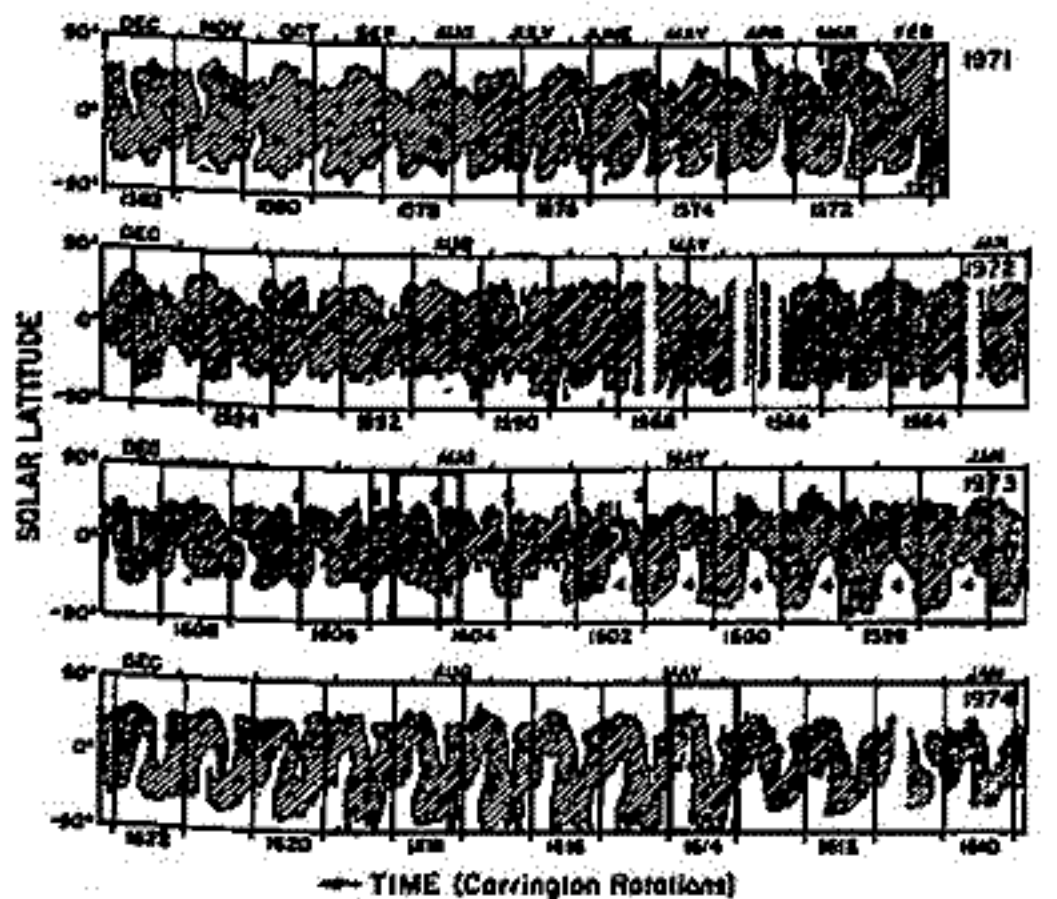
緒言 昨秋の学会において Mysterious region=coronal hole tongue=high-speed stream sourceの関係を述べ、かつこれらは太陽中心双極子の極付近に打ち成して出来易いことを述べ、二半球モデルで統一的に説明した。太陽面現象、特に coronal hole の対蹠点性質については疑わしいとの意見も出されたが、Hansen et al (1976)のK-corona dataにも明瞭な対蹠性質が見られ、上記結論が正しい事が裏付けられる(オ1図参照)

そこでこのK-coronaのdataを用いて、1971年から1974年までの太陽面磁極(virtual heliomagnetic pole=VHP)の移動を追跡した。

解析 各 Carrington rotation number毎にK-coronaのcontour lineの北限緯度 ϕ_N と南限緯度 ϕ_S を白面緯度 10° 毎に読取り、 $\phi_B = (\phi_N + \phi_S)/2$ をsolar sector boundaryとみなした。 ϕ_B をFourier解析することにより、heliomagnetic equatorial planeを決定し、その面と直交する軸が太陽面と接するN極をVHPとした。オ2図にCarrington No. 1614における解析結果を示す。

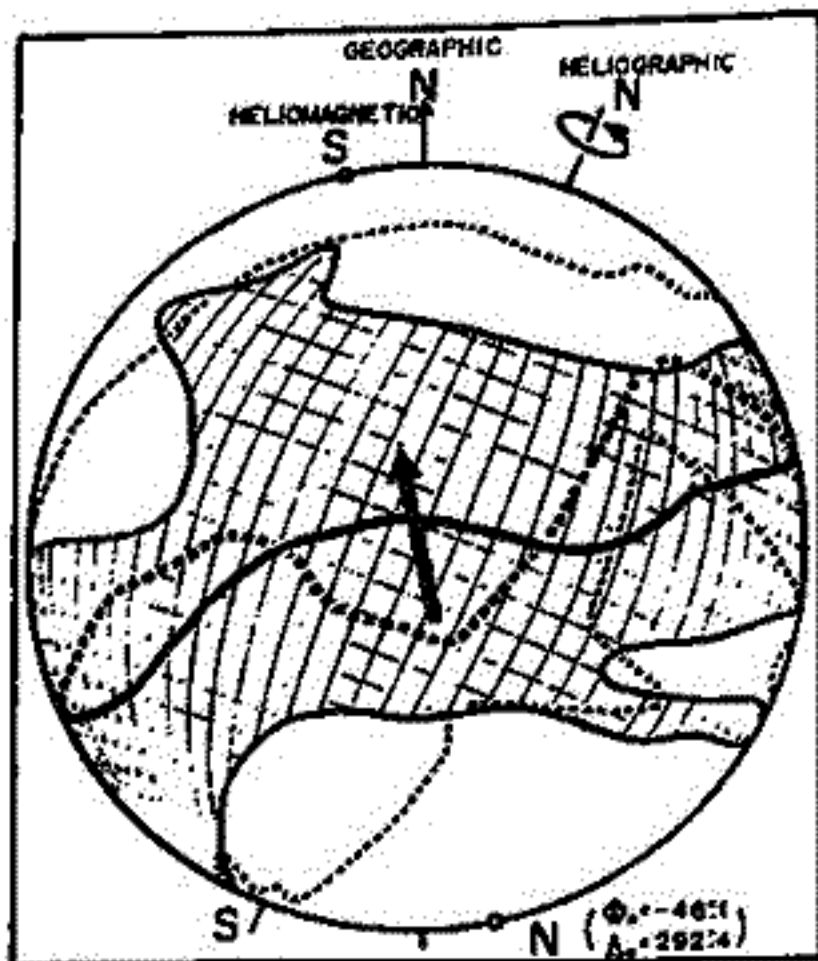
- 結論**
- (1) VHPはゆるやかに連続した、即ち安定した運動をする。(このことから解析の思想および結果が正にらぬでない事が解る。)
 - (2) VHPの緯度 ϕ は全期間を通じて $\phi = -90^\circ$ 即ち殆ど $\pi/2$ の条件を満足した。
 - (3) 然し太陽活動極小期に近付いたとき $\phi = 46^\circ$ に傾く時期があった。
 - (4) 太陽極磁場反転機構には、gradual reversing model よりも、極大期の2-3年で急激に反転するというabrupt reversing modelの方が適合する。
 - (5) solar main dipole は約28日の周期で自転する。
 - (6) 解析結果はcoronal hole, 太陽磁場, solar sector boundary, heliomagnetospheric neutral sheet に関する統一的解釈と矛盾しないばかりでなく、観測されたIMF, 宇宙線modulation, 回帰性磁気擾乱等を統一的にうまく説明する。

K-CORONA AT 1.5 R.



SYNOPTIC MAP OF THE K-CORONA AT 1.5 R_☉ FOR INTENSITY LEVEL 2.0 × 10⁻¹⁰ pB.

オ1図



オ2図

北村正丞
 気象研究所

宇宙線太陽日変化は、一方向異方性によつては説明されないことはすでに以前に報告したことであるが、最近地の多くの研究者によつて二方向異方性の議論が行われるようになってきた。その中でも方法の違い、考え方の違いが見られるが、ここでは二つの異方性の方向についての解析結果を報告する。

Fig 1で見られる二方向の宇宙線異方性 Δj_1 及び Δj_2 が夫々(1)及び(2)式で与えられるとき、地球上で期待される宇宙線日変化の振幅 (Amp) 及び最大時刻 (T_{max}) は夫々(3)及び(4)式のようになる。

計算結果の一例として

$m_1 = -1, m_2 = 0; p_{u1} = 1000 \text{ GeV}, p_{u2} = 1000 \text{ GeV}$ の場合について板橋中間子、東経中性子成分に対する計算値から求めた値をFig 2に示す。横軸は中性子及び中間子成分の振幅比 (A_{mp}^n / A_{mp}^m)、縦軸は両成分の位相差 ($T_{max}^n - T_{max}^m$) を示す。(p_{u1} 及び p_{u2} の変化は結果に大きな影響は与えない。)

Fig 2中の○印は板橋中間子、東経中性子成分の観測より求めた値で、各々の振幅 (Amp) 及び最大時刻 (T_{max}) の10年間の値はFig 3に示される。

以上の計算と観測値との比較から結論として云えることは

- ① Δj_1 の方向は 18 ~ 19^h L.T. 方向
- ② Δj_2 の方向は 1957年 ~ 1966年の期間 (但し 1965年を除く) は 12^h ~ 17^h L.T. 方向
- ③ 1965年の Δj_2 の方向は 9^h L.T. 方向である。
 - i) ①はいわゆる corrotational anisotropy に対応するものと思われる。
 - ii) ②はこの期間の 15^h L.T. 成分の存在を示唆している。(helio-magnetosphere の極性から期待される。)
 - iii) 1965年は太陽黒点最小期の翌年に当り、この年のみが Δj_2 の方向が 9^h L.T. になるのは興味深い。

以上のほか、その後の解析も合わせて報告する。

Two-Way Anisotropy



Rigidity Spectra

$$\begin{aligned} \Delta j_1(p, \theta) / \Delta j(p) &= k_1 (p/p_0)^{m_1} \cos \theta && \text{for } p \leq p_{u1} \\ &= 0 && \text{for } p > p_{u1} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta j_2(p, \theta) / \Delta j(p) &= k_2 (p/p_0)^{m_2} \cos(\theta - \phi) && \text{for } p \leq p_{u2} \\ &= 0 && \text{for } p > p_{u2} \end{aligned} \quad (2)$$

Expected Amplitude and Time of Maximum

$$\text{Amp} = K_1 A_1 \cos(\phi_{max} - \theta) + K_2 A_2 \cos(\phi_{max} - \theta - \phi) \quad (3)$$

$$T_{max} = \phi_{max} / 15 - (24 - T_{a1}) \quad (4)$$

Where

$$\phi_{max} = \phi - \phi_1 + \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin(\phi_2 - \phi_1 - \phi)}{K_2 A_2 \cos(\phi_2 - \phi_1 - \phi)} \right\} \quad (5)$$

Fig. 1

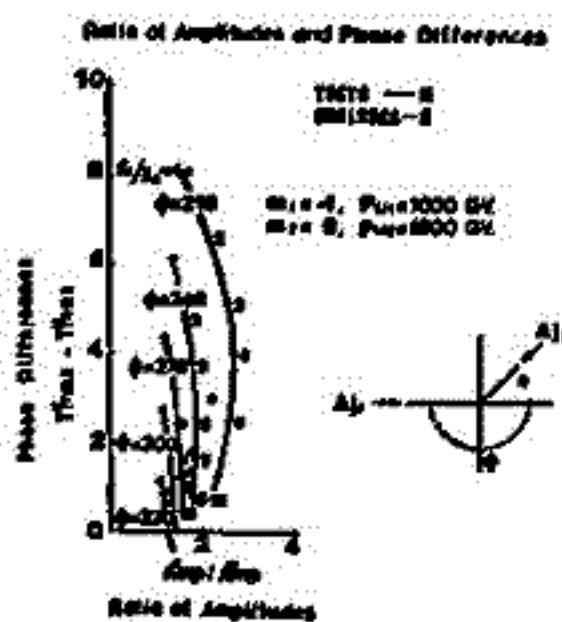


Fig. 2

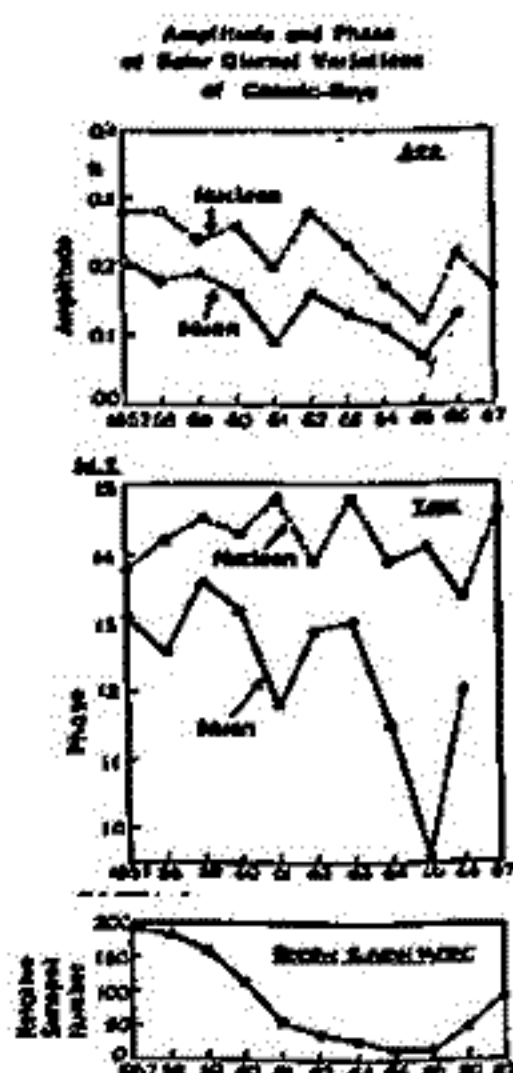


Fig. 3

ダイナミックスペクトラムの理論計算

大泉 寛 近藤哲朗
(東北大・理)

§1. 序

木星デカメートル波放射のダイナミックスペクトラムは、その時間スケールから大きく分けて3つに分けて考える事ができる。すなわちi)数時間 order のスペクトラム、ii)数日 order のスペクトラム、およびiii)数ヶ月 order のスペクトラムの3つである。このうちI。衛星に関係した先行電波源(オ1図参照)の電波の数時間 order のスペクトラムは、木星中央子午線経度(CML)とI。衛星の位相角に依存している。したがって、同じ中央子午線経度および位相角の場合に、同じ形のスペクトラムが得られ、木星磁場の大きな構造を表わしているものと考えられる。

本研究では、I。を通る磁力線上に電波源があり、さらに地球方向と磁力線のなす角度(Θ_{EB})を考慮に入れて、理論的に予測されるスペクトラムを求めた。計算の結果は観測結果とよい対応を示すことが明らかになった。

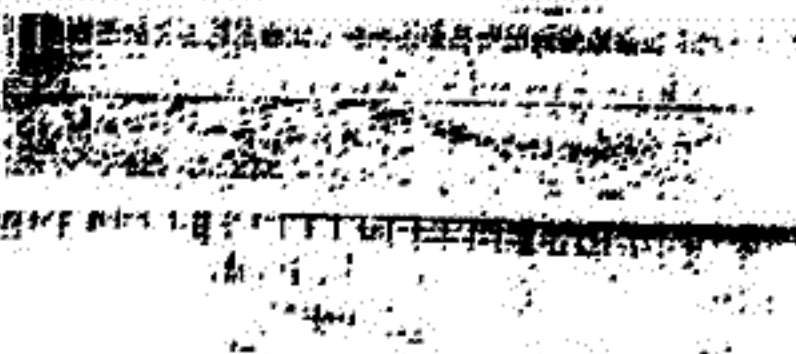
§2. ダイナミックスペクトラムの理論計算と結果

木星磁場モデルとして、GSFC-O₄モデルを使用し、I。を通る磁力線上の電波源からは、その電波源のサイクロトロン周波数で電波が放射されるとした(サイクロトロン周波数 \gg プラズマ周波数)。I。衛星の公転と木星の自転を考慮に入れ、 Θ_{EB} の計算を行なった結果がオ2図である。計算はオ1図と同様のCMLおよびI。の位相角について行なっている。図中の破線はオ1図のスペクトラムを模式的に表わしているものであるが、放射は Θ_{EB} が80°から100°の範囲に限られ、 Θ_{EB} が90°付近で広帯域放射が起こっている事を示している。さらに、スペクトラムに見られる負のドリフト構造は、理論計算におけるカットオフ周波数のドリフト構造と一致している事がわかる。

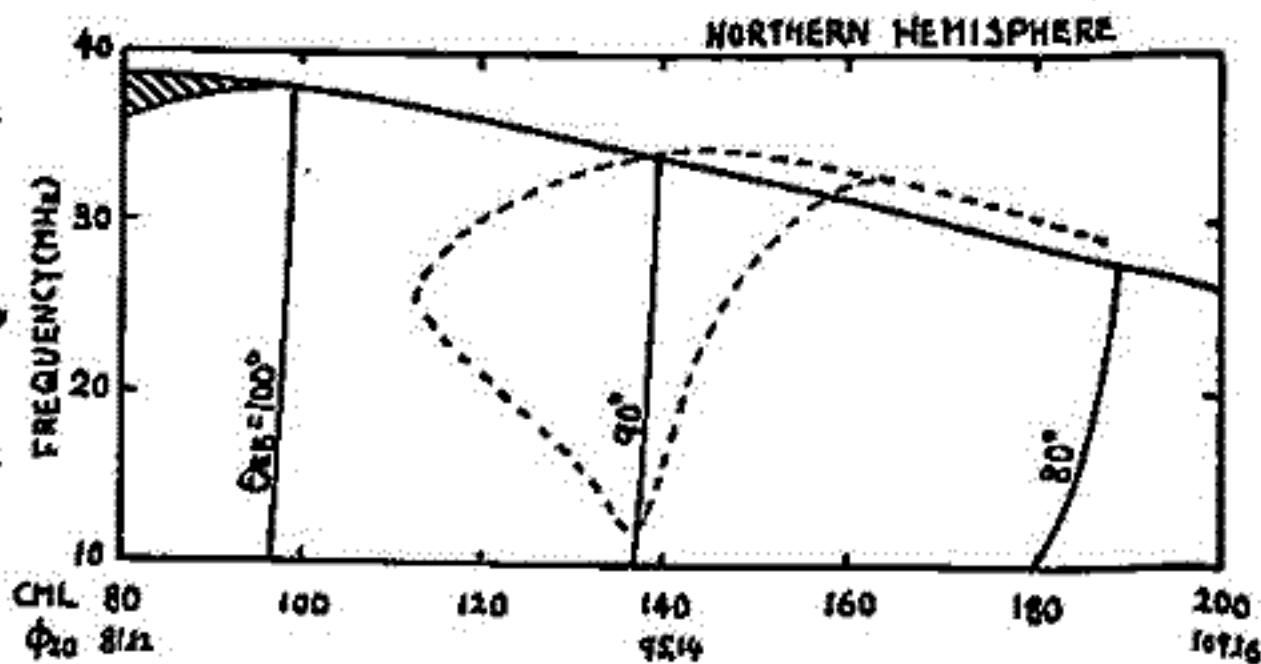
さらに、電波放射強度および放射方向の高度依存性を考慮に入れるとより実際に近いダイナミックスペクトラムを得る事が出来る。すなわち高度が高くなると伴に、放射強度が減少し、 Θ_{EB} も90°から100°方向にずれるとすると、より現実のスペクトラムに近づいている。

参考文献

Alexander, Ap.J. 115 217 (1975)



オ1図. 先行電波源のスペクトラム
(Alexander, 1975)



オ2図. 計算結果

Theory on Resonance Scattering Conversion of the Planetary Radio Waves
due to Turbulent Plasma

Hiroshi OYA and Hiroshi HIYAOKA
Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

Theoretical formulae have been developed for the analyses of the energy conversion rate of the planetary radio waves under the conditions of the plasma irregularities expanded in the parallel direction to the magnetic field. For the case $f_p / f_c \ll 1$, where f_p and f_c are the plasma frequency, and the electron cyclotron frequency, respectively, there is a channel where the wave number \vec{k}_x of the R-X mode and the wave number \vec{k}_o of the L-O mode indicate very close values each other. A large scale irregularity of the plasma distribution that has the characteristic wave number \vec{k}_m , then, makes a resonant condition, $\vec{k}_x - \vec{k}_o = \vec{k}_m$.

For the spectrum of the irregularity that takes a preferable peak value near at $|k_m|$, then, the very large conversion rate of the energy from the R-X mode to the L-O mode takes place near at f_p or f_c ; the conversion rate, for this case, approaches to $(N_1/N_0)^2$. The observed value of N_1/N_0 in the plasmapause takes value $0.1 < N_1/N_0 < 0.7$ for the characteristic wavelength longer than 10 km indicating suggestions for the existence of the irregularity in the planetary plasmasphere. The theory gives a basic understanding for the planetary radio waves emissions with the large power even for the condition $f \gg f_p$. For the case of Jupiter, $f = f_c$ is the most possible source for the generation of the decametric radio waves in the Jovian polar ionosphere.

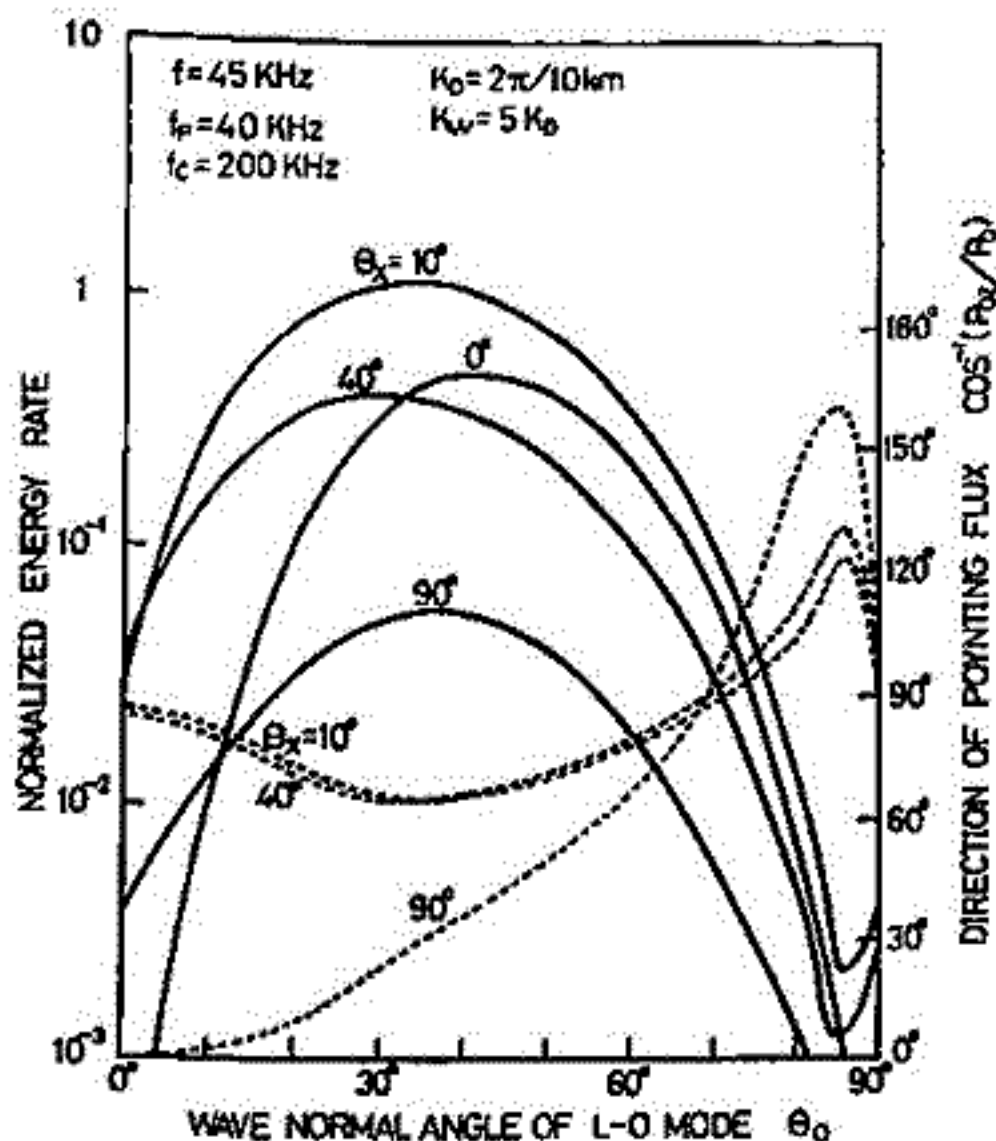


Figure 1. Numerical result of the energy conversion rate and the direction of the Poynting flux calculated for $f=45\text{kHz}$. The conversion rate is expressed versus the transmitted wave normal angle θ_o of the O-L mode, using θ_x as a parameter; the calculations are made for the conditions as given in the diagram.

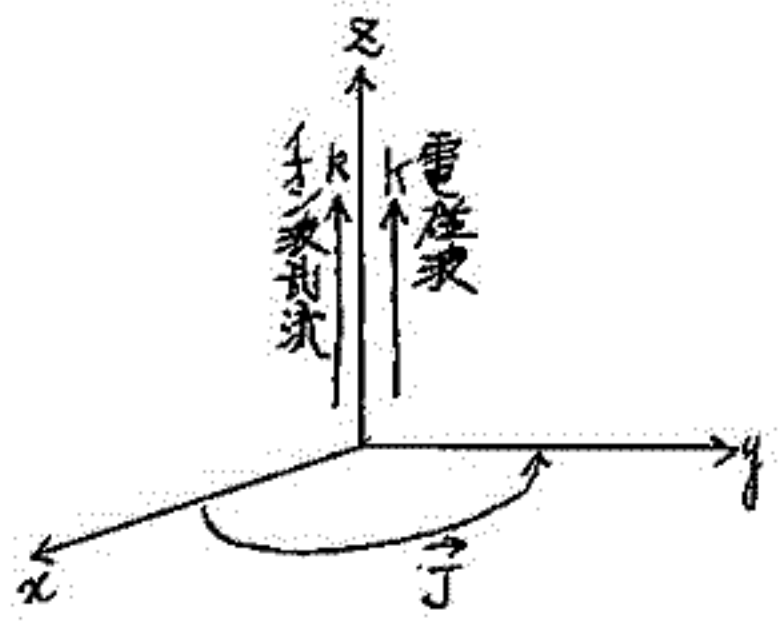
乱流プラズマからの異常放射*

南部秀齊 (九大教授), P. K. Shukla (ルーヴ大)

地球磁気圏を始めとした自然界のプラズマは熱平衡状態からはずれた状態にある事が多いが、従来特に乱流プラズマからの放射は多くの研究者の興味を引いて来た。しかしながらここでも問題とする induced bremsstrahlung radiation は無視されて来ている。従って本講義ではその物理的メカニズムの定性的説明に重点を置くが、space plasma physics としては Terrestrial Kilometric Radiation の発生機構、その他観測される種々の電磁波や放射の発生機構に関連していると思われる。

本講義では induced bremsstrahlung radiation という現象を理解していただく為にプラズマ中にイオン表流が存在している場合の電磁波発生理由について述べたいと思います。今回、 z 方向に伝播するイオン表流 (本質的にはイオン密度のゆらぎ) が存在しているとします。これに伴う nonlinear induced current (J) を計算すると主として (x, y) 方向である事が判ります。この電流は Maxwell 方程式に従って電磁波も z 方向に発生させます。以上が概要ですが現実には多くの要素が関連して来ます。例えばイオン表流の構造と発生電磁波の波長の関係、電磁波の進行方向とイオン表の進行方向の相関係数等ではこの process は absorption にも、radiation にもなります。又電子の分布関数によっても radiation の進行方向が左右されます。しかしイオン密度のゆらぎがあれば電子分布は Maxwellian でも radiation が発生します。この場合の free energy は乱流による誘起された電子分布の擾乱部分に存在します。

一般的に言って induced bremsstrahlung radiation のエネルギー源は乱流に共鳴する粒子 (共鳴粒子) の運動エネルギーに存在している。共鳴粒子数は少いと感じる電場が大きい前 結果として大きな放射が発生する。



* To be published in Phys. Rev. A

II-35 LTSコードによる非線形ホイッスラー相互作用の計算機シミュレーション(II)

西尾 陽・橋本 純
京都大学工学部電機学研究所

§ 目的

本研究の最終目標は磁化プラズマ中でのホイッスラー波-4プラズマ相互作用の計算機シミュレーションを行なうことである。シミュレーションの方法としては *enavit*¹⁾ が開発したLTSコードに改良を加えたものを採用した。

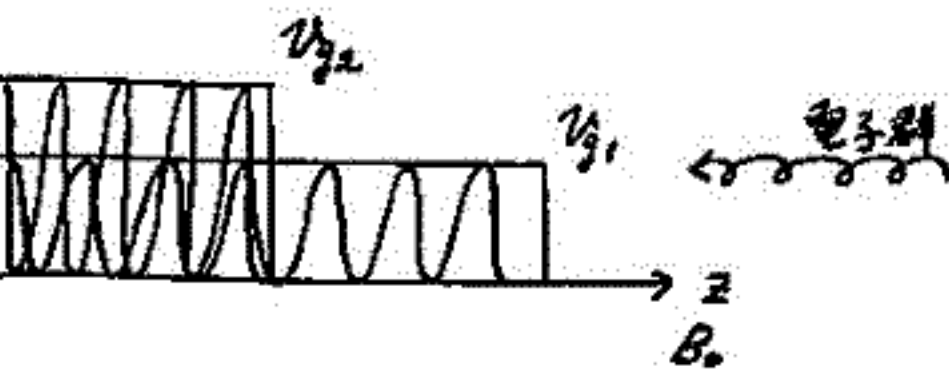
今回は、VLFトクガード・エミッションにおいて、最近発見された波動-波動相互作用を明らかにするために行なわれたテスト粒子シミュレーションの結果を報告する。

§ 計算のモデル

一様な外部磁界 B_0 に沿って伝播する二つのホイッスラー波を考え、それぞれ順次、Encountする共鳴粒子群の運動を追尾する。磁場磁界 B_0 として

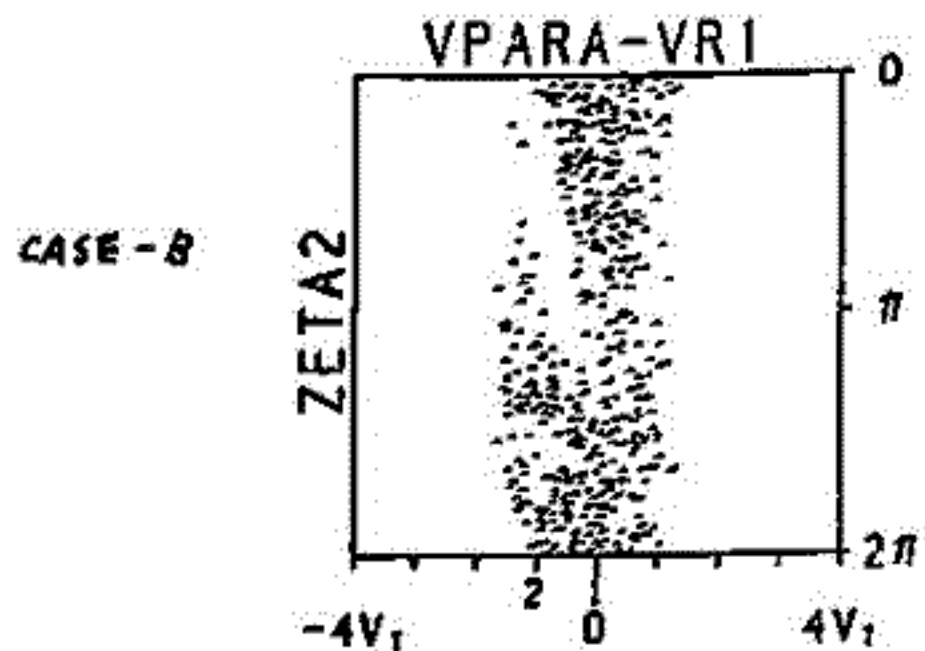
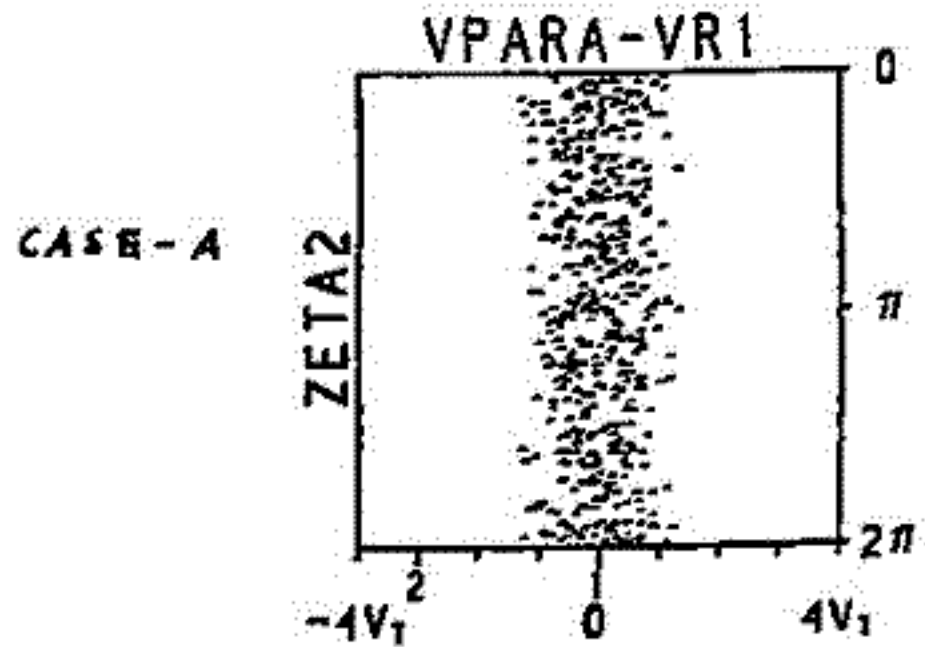
$$B_0(z, t) = B_2 u\left(t - \frac{z}{v_1}\right) e^{j(\omega_1 t - k_1 z)} + B_2 u\left(t - t_0 - \frac{z}{v_2}\right) e^{j(\omega_2 t - k_2 z)}$$

で表現される、ユニット関数で変調された二つの波を重ね合わせたものを採用する。ただし、媒質の分散性による波頭の形の変化は考慮しない。



§ 計算結果

空間の特定の部分に注目し、 $\psi_1 - \psi_2$ 、 $\psi_1 - \psi_2$ 位相平面内における粒子密度分布をみる。これにより、複数の波によるテスト粒子のダイナミクスを知ることが出来る。一例として、後から入射する波の影響が小さい場合(CASE-A)と、大きい場合(CASE-B)について $\psi_1 - \psi_2$ 位相平面図を下に示す。



1) J. Denavit et al, J. Comput. Phys. 26, 408 (1978)

II-36 自由境界条件におけるホイスラー波動-粒子相互作用の計算機シミュレーション

芥沢善種, 橋本弘蔵, 木村繁根, 松本紘
(京大・工)

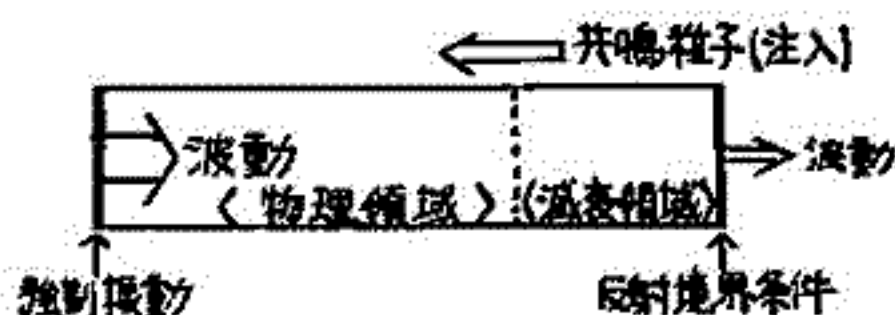
磁力線に沿って伝搬するホイスラーモード波と、それに対し逆方向に走る電子ビームとの相互作用に関する固期境界条件でのシミュレーション*は過去に報告されている。今回、このシミュレーションコードをより現実に近い自由境界コードに改訂したので、それについて述べる。

これまでのコードは、プラズマの粒子モデルを用いて固期境界条件の下で粒子の運動方程式と Maxwell の式を解くものである。しかも共鳴粒子をモデル空間全域に初めから配置してあるため、計算開始と共に全空間にわたり相互作用が起こることになる。実際の現象としては、波と粒子が遭遇して徐々に相互作用をすると説明されているので、これに合った自由境界条件での Encounter (遭遇) モデルのコードに改めた。

まず波動については、モデル領域内でビームなしの分散関係を満たすように定常伝搬しているとして初期値を与え、時間・空間に関して完全中心差分近似した Maxwell 方程式に従って伝搬させ、境界では波がそのまま出て行くようにする。差分式を解く際境界外の値が必要となるが、波が入ってくる側は一定域中の波が入ってくるように強制振動をさせている。波が出て行く側では何らかの境界条件を用いるが、この境界の誤差による影響は領域内部に急速に伝わる。これを軽減するため、モデル領域(物理領域)の外側にさらに緩衝帯として減衰領域を設けた。この領域では粒子の運動方程式に衝突項を入れ、境界に近くなるほど減衰が強くなるようにしてある。ここでの初期値は衝突項を入れた分散関係を満たす定常解を与えている。境界外の値を定めるために用いる境界条件としては、数値微分法、曲線近似あるいは領域内の位相速度からの外挿等の方法が試みられたが、いずれも数値的に発散してしまった。そこで単純な反射境界条件(境界点での微係数が零)を、屈折率の関係から磁場に比べ域中の小さい電場に用いている。この条件では数値的に 2~3 倍程度の誤差になるだけであり、この誤差も減衰領域があるために物理領域内には伝搬しない。

この方式によりビームを入れずに伝搬テストを数マイクロトン同期行なったが、何ら不安定は起こらずに伝搬することが確かめられた。減衰領域の長さとしては、物理領域となめらかに接続し、かつ境界付近で十分に減衰させるという要請から、1 波長を 64 セルに分割した場合 4 波長程度が限界となっている。

共鳴粒子については、初めから領域内に配置するのではなく徐々に注入している。エネルギーチェックは、固期境界をはずしたため FFT による手法が使えないので若干の工夫をして、波動-粒子相互作用のシミュレーションを行なっている。



* H. Matsumoto and Y. Yasuda, Phys. Fluids, 19, 1513, 1976

藤田茂, 玉尾政
東大理

はじめに

高緯度の明け方側では、ULF振動に伴って準周期的な強度変動を示すVLF波放射が観測されている。(Q. P. エミッシェン) [N. Sato] この現象はVLF波不安定性が磁気圏でULF振動による変動を受けるときに起こると言われているが、今回我々は現実の地球磁気圏と合うモデルを組み立て、定量的な説明を試みている。

モデル

この現象は、時間スケールで分けると、定常部分、ULF振動による変動部分、VLF波による変動部分の3つに分けられ、前者2つはガイニングセクター近似が使える。粒子分布、磁場は

$$f = F + \underbrace{\delta f}_{VLF}, \quad F = \underbrace{f_0}_{\text{定常}} + \underbrace{f_1}_{ULF} \quad (1)$$

$$B = \underbrace{B_0}_{\text{定常}} + \underbrace{B_1}_{ULF} + \underbrace{\delta B}_{VLF} \quad (2)$$

と書ける。ULF振動を含むバックグラウンドは経度方向には一様な2次元問題と見做し、赤道運動量 P_y は運動の定数になるとした。 P_y は

$$P_y = \int A_0(L) + \int A_1(L, S, t) + O\left(\frac{r}{L}\right)^2 \quad (3)$$

と書ける。さらにULF振動による沿磁力線方向の加速は小さいので、赤道での沿磁力線方向の粒子のエネルギー W_{ye} も一定であり、磁気モーメント μ も運動の定数である。粒子分布 F は、プラズマホーズの外側の磁力線に捕捉された粒子を考え、ULF振動は L 方向の位相速度の谷に捕捉されている fast magnetosonic mode を考えている。Tamao [1979] におき、捕捉粒子は

$$\left(\frac{v_{||}}{B}\right) F = \left(\frac{v_{||e}}{B_e}\right) F_e \quad (e \text{ は赤道での値}) \quad (4)$$

となり赤道での分布は運動の定数で書けるから F は

$$F = N \frac{B}{B_e} \frac{v_{||e}}{v_{||}} (1 + \alpha P_{ye}) \mu^{2m} \exp\left(-\frac{\mu}{\mu_0} - \frac{W_{ye}}{W_0}\right) \quad (5)$$

と書ける。(N, α, m, μ_0, W_0 は定数)

VLF波動の線型成長率

$$\frac{D \delta f}{Dt} = -\left(\frac{dP_{ye}}{dt}\right)_1 \frac{\partial F}{\partial P_{ye}} - \left(\frac{d\mu}{dt}\right)_1 \frac{\partial F}{\partial \mu} - \left(\frac{dW_{ye}}{dt}\right)_1 \frac{\partial F}{\partial W_{ye}} \quad (1 \text{ は VLF による変動}) \quad (6)$$

から成長率を求める。左辺は unperturbed orbit での微分であるので、 δf を求める時は F はこの orbit に対して一定である。不安定のエネルギー源はビッチ角分布異方性、経間的な非一様性があり、fast magnetosonic mode は前者を効果的に変動させる。ここからは今までの偶らねた結果について報告する(7=11)。

参照文献

1. N. Sato 例えは「磁気圏プラズマ波動に関するミニレビュー」1978京都 J. Tamao 1979春の学会予稿

大塚 聖、三浦 彰、玉尾 孜
 東京大学 理学部

地磁気振動の成因を考ふる上で、アルフベン振動の固有周期及び振幅分布を、現実的な磁場モデルに対して知ることが重要である。今回我々は、電離層境界において完全反射の場合及びジュール損失による減衰のある場合に対して、アルフベン波の波動方程式を固有値問題として数値解析(シューティング法)を行なった。本講演では、time of flightの計算によって求めた周期と固有周期との比較や、アルフベン振動の振幅分布等について詳しく述べる。

モデル1

磁力線を直線と仮定し、磁場の大きさはダイポール的に地球中心からの距離の3乗に逆比例するとし、密度は磁場に比例すると仮定して完全反射の場合を扱う。

固有周期に対して、数値計算の結果と、time of flightの計算による結果とを比較すると、後者の場合周期の値が相当小さくなる可能性のあることがわかった。

モデル2

磁場としてダイポール磁場を仮定し、密度としては

$$n = n_{eq} (R_{eq} / R)^m, \quad R: \text{地球中心からの距離}, \quad eq: \text{赤道面における値を示す}$$

という形を仮定した。

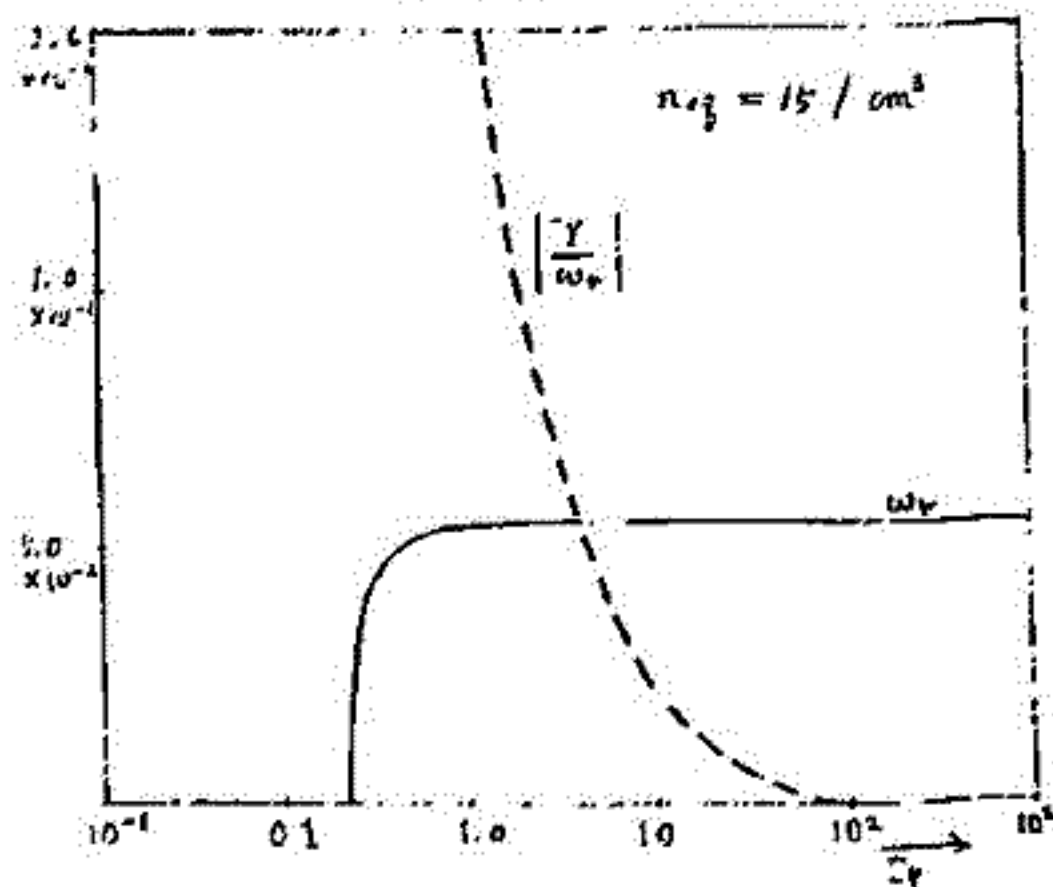
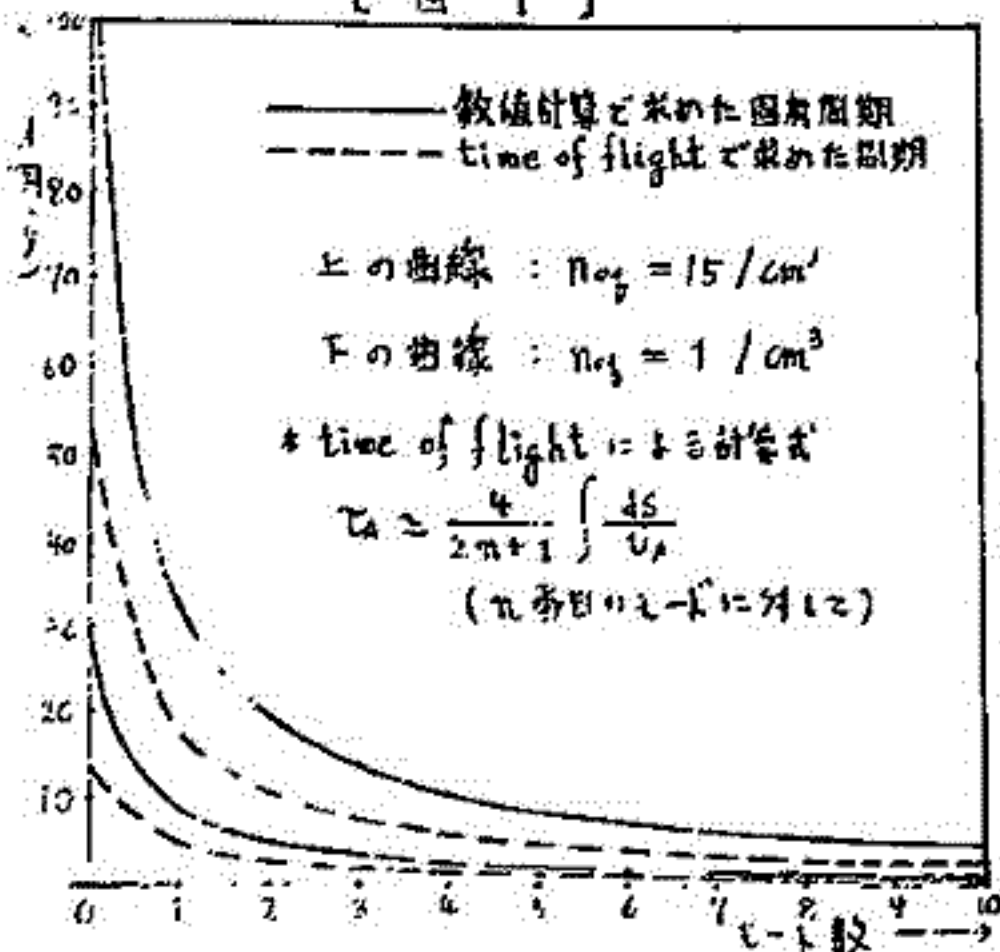
(A) 完全反射の場合——数値解析で得られた固有周期と、time of flightによる計算の結果とを比較し、モデル1の場合と同様に後者では周期が小さく求められることが判明した。(図1参照)

(B) ジュール損失による減衰のある場合——Pedersen伝導度 Σ_p の種々の値に対して固有値 ω とアルフベン振動の振幅分布を明らかにする。一例として図2に Σ_p を横軸として ω_r と $|\gamma/\omega_r|$ の変化の様様を示す。

更に講演では、(A),(B)のモデルに対し、固有周期の緯度分布、アルフベン振動の δE_n (南北成分)、 δB_p (東西成分)の磁力線に沿っての分布等を明らかにする。

[図 1]

[図 2]



三浦彰, 大塚聖, 玉尾敦
東大理

電離層に大規模直流電場が加えられた状態で磁気圏に励起されるアルヴェン波は Cuscut オールアウトの生成に重要な役割を果たすことは既に明らかにされている。本講演では磁力線に沿っての磁場、電子密度分布の現実的なモデルに対し、電離層と磁気圏との結合により、アルヴェン波が実際に不安定となることを明らかにする。

計算に用いる基礎方程式と境界条件は次の通りである。

$$\frac{\partial}{\partial s} (r \delta B_y) = - \left(\frac{r}{V_A} \right)^2 B_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta E_n}{r B_0} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\delta E_n}{r B_0} \right) = - \frac{1}{r^2 B_0} \frac{\partial}{\partial t} (r \delta B_y) \quad (2)$$

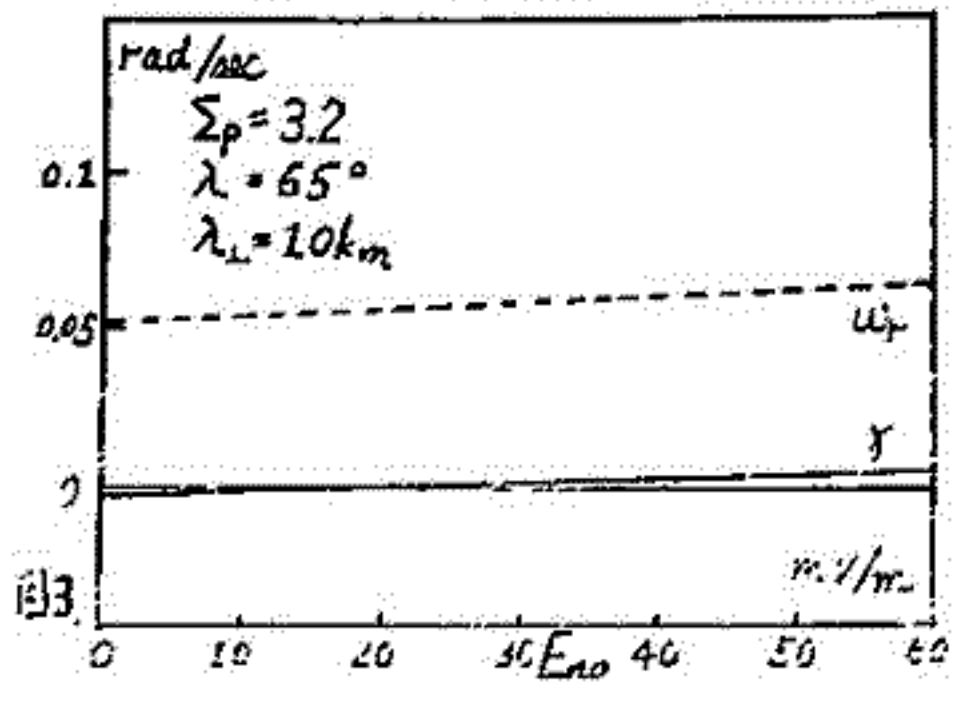
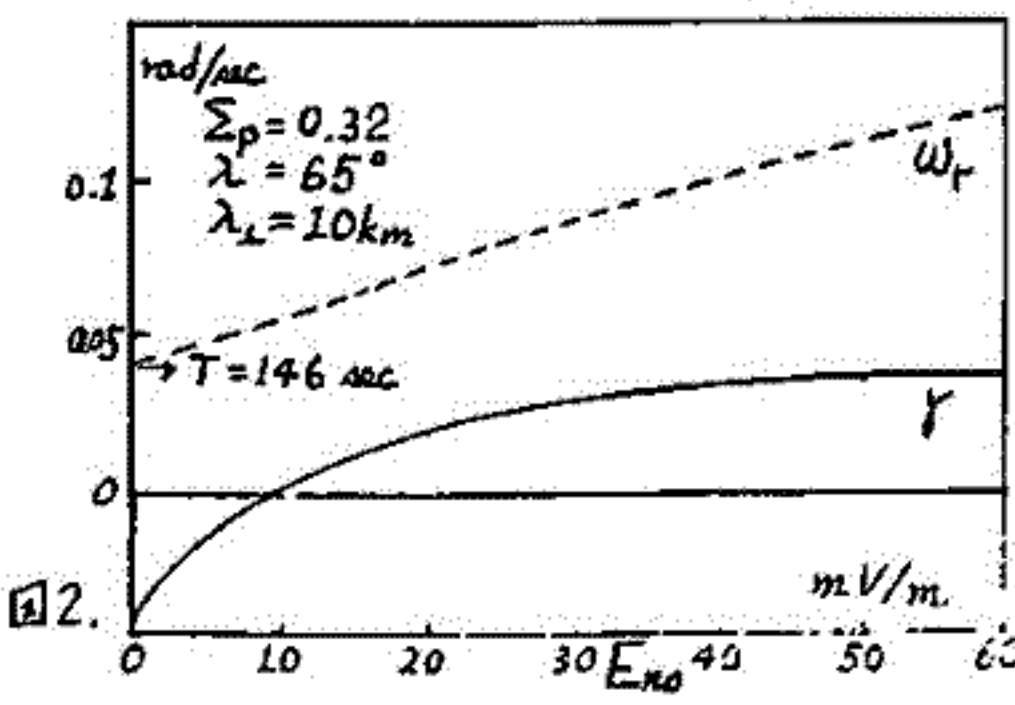
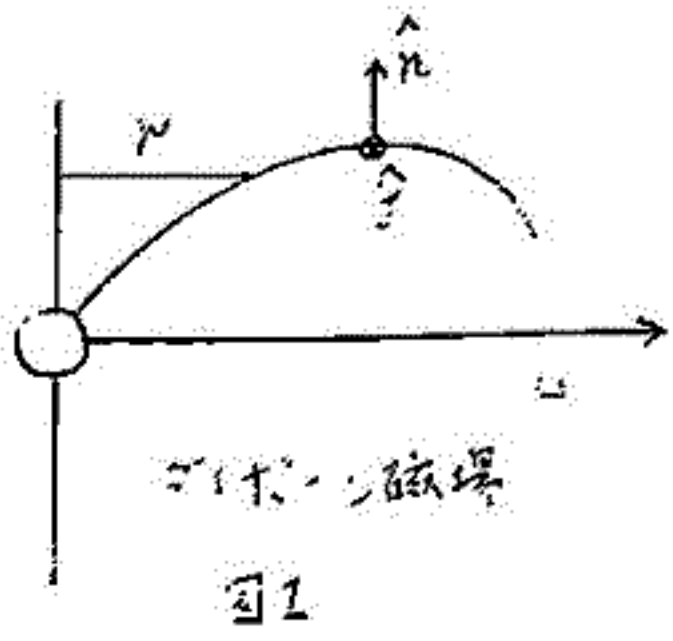
$$\delta B_y = 0 \quad (s = 0; \text{赤道}) \quad (3)$$

$$\left(1 - \frac{\Sigma_p \bar{E}_{n0}}{N_0 e h} \frac{1}{\omega + i 2\alpha N_0 L} \frac{r_0 B_0}{L B_{0y}} k_L \right) \delta B_y(s_0) = \mu_0 \Sigma_p \delta E_n(s_0) \quad (4)$$

E_{n0} : 電離層の南北直流電場 ($s = s_0$; 電離層)

以上で用いた座標系は図1の通りである。計算ではアルヴェン波の波動方程式(1), (2)と境界条件(3)のもとで赤道から磁力線に沿って電離層まで積分し、境界条件(4)を満たすような固有値 $\omega = \omega_r + i\gamma$ を数値的(シューティング法)に求める。

図2, 図3は計算結果の一例を示し、電離層に加わる南北方向の電場(横軸)と共に ω_r , γ の変化の様子を示す。図2は電離層の電子密度 N_0 が $2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ の場合で、電場が 10 mV/m を越えるとアルヴェン波は不安定となり $\gamma > 0$ 。電場と共に ω_r , γ が増大する。図3は N_0 を 10^{17} m^{-3} とした場合で、再結合により、 γ が図2の場合に比べて小さくなる。また、 ω_r の波長依存性、磁力線に沿ってのアルヴェン波の δE_n , δB_y の分布等詳しい結果については講演の際に報告する。



電磁流体力学による磁気圏と電離圏の結合
(電離圏内の負吸収による波の成長)

尾 坂・三浦 彰
東京理科大学

磁気圏内の ULF 波動に対する電離圏の効果と、巨視的対流電場 E_0 が存在する場合、energetics の観測の考察。また、二つの場合を別に考える。

(a) 磁気圏に沿った Alfvén 定在波運動

(b) 残る shell の間の fast magnetosonic mode の trapping 振動。Alfvén とは弱く結合状態。波のエネルギー方程式

(1) 磁気圏
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta B^2}{4\pi} + \frac{1}{2} \delta U_0 \right) = - \text{div} \left(\frac{\delta E \times \delta B}{4\pi} \right) - \frac{1}{2} \text{div} [v_0 (p_0 + \delta U_0)] - \text{div} [(v_0 \hat{e} + v_0) w f_0]_{\text{energetic}} \quad (1)$$

$$\delta U_0 = \frac{1}{2} n_0 m_i (u_{\perp}^2 + \delta U_{\parallel}^2) + \frac{1}{2} \delta p_0 + \delta p_i$$

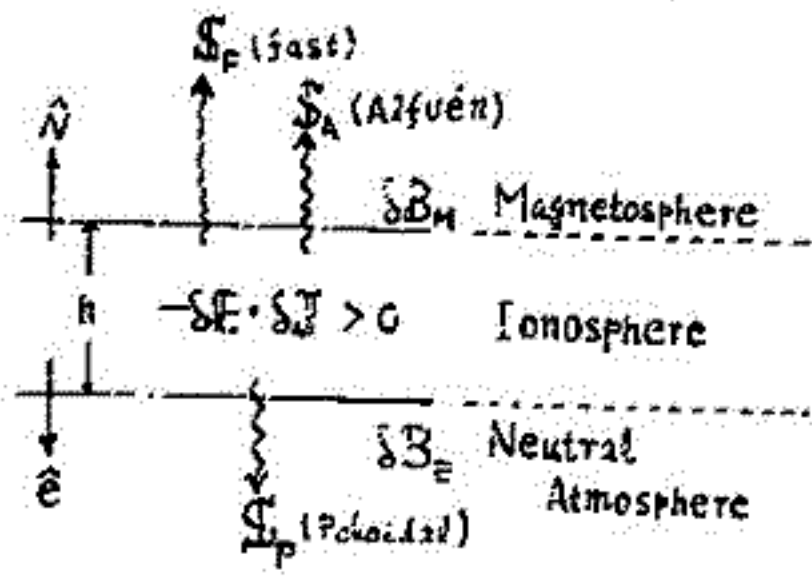
(2) 電離圏
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta B^2}{4\pi} + \frac{1}{2} n_0 m_e \delta U_{\parallel}^2 \right) = - \text{div} \left(\frac{\delta E \times \delta B}{4\pi} \right) - \sigma_p |\delta E_{\perp}|^2 + \frac{S_H}{n_0} (\sigma_H E_0 \times \hat{e} - \sigma_p E_0) \cdot \delta E_{\perp} - \delta E \cdot \delta j \quad (2)$$

下図の考察より、電離圏の負吸収は波のエネルギー損失を意味し、これは Poynting flux S の磁気圏に伝達される。ULF に伴う沿磁力線電流 j_{\parallel} は高エネルギー電子の加速低下を引き起こす。電離圏内の電子密度増加 δn_e を (2) 式に代入し、磁気圏全体にわたるエネルギー変化 $\delta \mathcal{E}$ により振動の成長率 γ の決まる。

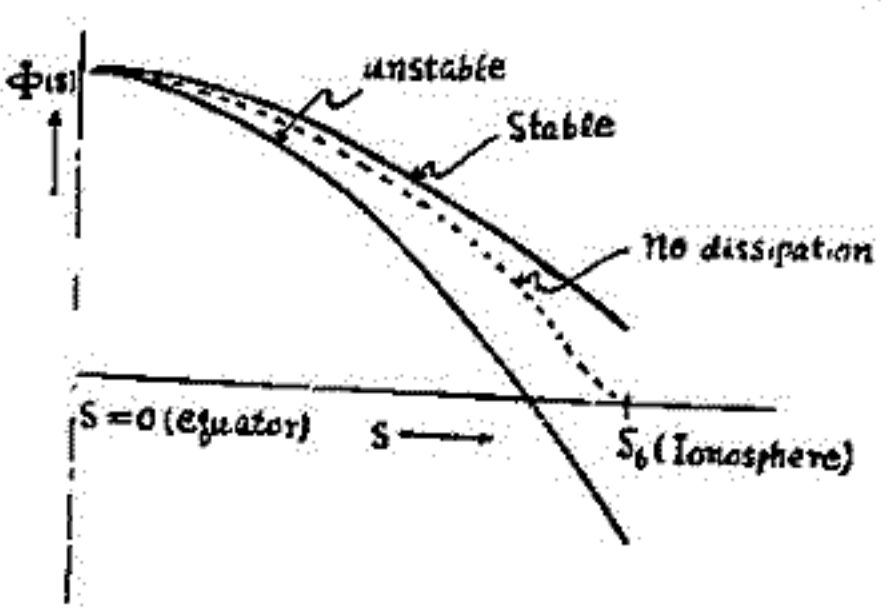
$$\gamma = \frac{-S_0 \delta E \cdot \delta j + \frac{\partial}{\partial t} \int r \cdot n_e \cdot \pi_e \delta U_{\parallel}^2 \Delta L ds}{\int \left(\frac{\delta B^2}{4\pi} + \delta U_0 \right) S ds} \approx -10^2 \frac{\Phi(r_0) \int_0^r \Phi' ds'}{\int_0^r r' \Phi(r') ds'} \quad (3)$$

Alfvén の場合の不安定条件は、下図に示す Potential $\Phi(s)$ の分布の電場 E_{\parallel} と σ_p 。

Negative Absorption in the Ionosphere



Field-aligned Potential Distribution (Alfvén)



$$\nabla \times (\delta B_M - \delta B_E) = 4\pi \delta j_{\parallel}$$

$$-\nabla_{\parallel}^2 \Phi = 4\pi \sum_n n_n \delta B_{\parallel n}$$

$$= -\nabla_{\parallel}^2 \Phi$$

$$= -\frac{1}{n_0} \nabla_{\parallel}^2 \Phi$$

Inst. Condition for $k_{\perp} E_{\perp} > 0$

$$\int_0^r \frac{1}{r'} \left(\frac{E_{\perp}}{B} \right)^2 \frac{r' \delta U_{\parallel}^2}{\delta U_0} \frac{ds'}{r'} < 0$$

$\sum_p \int_{r_0}^r \dots$ (Note: The text is partially obscured and difficult to transcribe fully.)

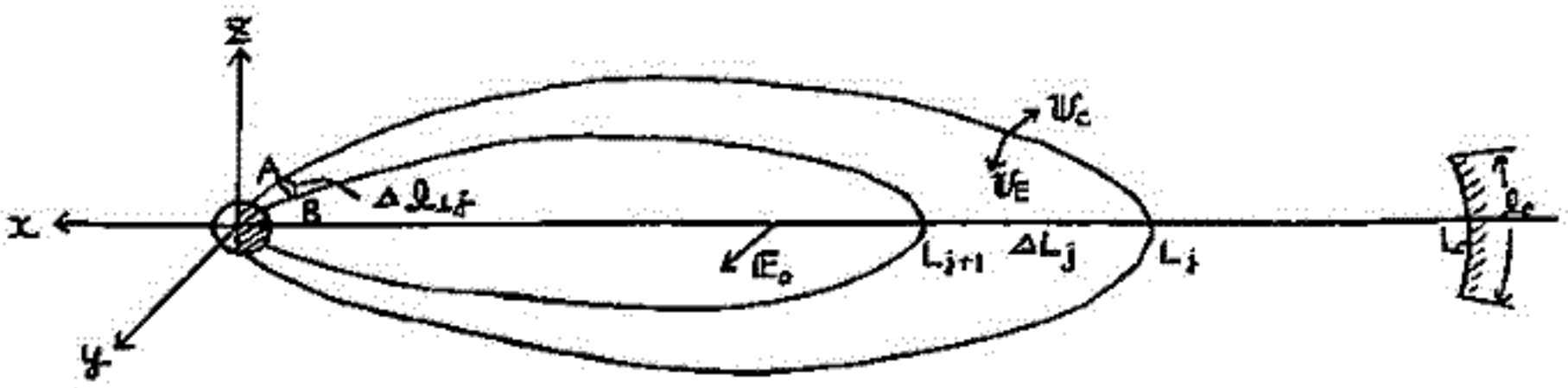
II-41 磁気圏尾に於ける断熱加速による落下粒子スペクトルの緯度分布

尾崎政男・五尾 敦

東京大学理学部

前回の学会に於ては、ULF振動による落下粒子束の変動を述べたが、今回も沿磁力線粒子束に関する矢体論的方程式(*)を適用することにより、対流電場の影響下での落下粒子スペクトルの緯度分布を磁気圏尾の磁場構造から求める。問題は定常的なものを取り扱い、磁気モーメントは保存すると仮定している。

モデル



磁場：D.B.Beard (the magnetotail magnetic field) のモデル磁場 + 双極子磁場

電場：朝側から夕方側へ向かう一様電場 (y軸方向)

ものごとはy方向に依らないとして2次元で扱う。

ドリフト近似での運動エネルギー変化は

$$\frac{dW}{dt} = W_E \cdot \left[m v_{\parallel}^2 \frac{\partial \hat{e}}{\partial s} + \mu \nabla B \right]$$

($\hat{e} = B/B$)

L_j にあった粒子が ΔL_j 進み L_{j+1} に到達する間のエネルギー変化 $\Delta W_{j,j+1}$ は、バウンス平均をすると

$$\Delta W_{j,j+1} = \frac{\oint W_E \cdot \left[m v_{\parallel}^2 \frac{\partial \hat{e}}{\partial s} + \mu \nabla B \right] \frac{ds}{v_{\parallel}}}{\oint W_E \cdot \hat{n} |\nabla L| \frac{ds}{v_{\parallel}}} \cdot \Delta L_j$$

沿磁力線粒子束の方程式から L_j, L_{j+1} に対応する電離層 A, B 間 (距離 ΔL_j) に落下する粒子束は

$$\langle U_{\parallel} f \rangle = \frac{l_0}{\Delta L_j} \left(\frac{2W_e}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{B_m(L_{j+1})}{B_m(L_j)} \frac{n(L_0)}{6T^4} W_e^2 e^{-\frac{W_j}{T}} \left[\Delta W_{j,j+1} + \frac{\partial \ln B_m(L_j)}{\partial L} \Delta L_j \right]$$

但し B_m は電離層での磁場の値。添字 0 は粒子が最初に入射されたところでの値を示し、又 l_0 は入射領域の長さである。

ΔL_j は $\Delta L_j B_e(L_j) = \Delta L_j B_m(L_j)$ より

$$\Delta L_j = \frac{B_e(L_j)}{B_m(L_j)} \Delta L_j$$

*：昭和54年春学会予稿集 P39

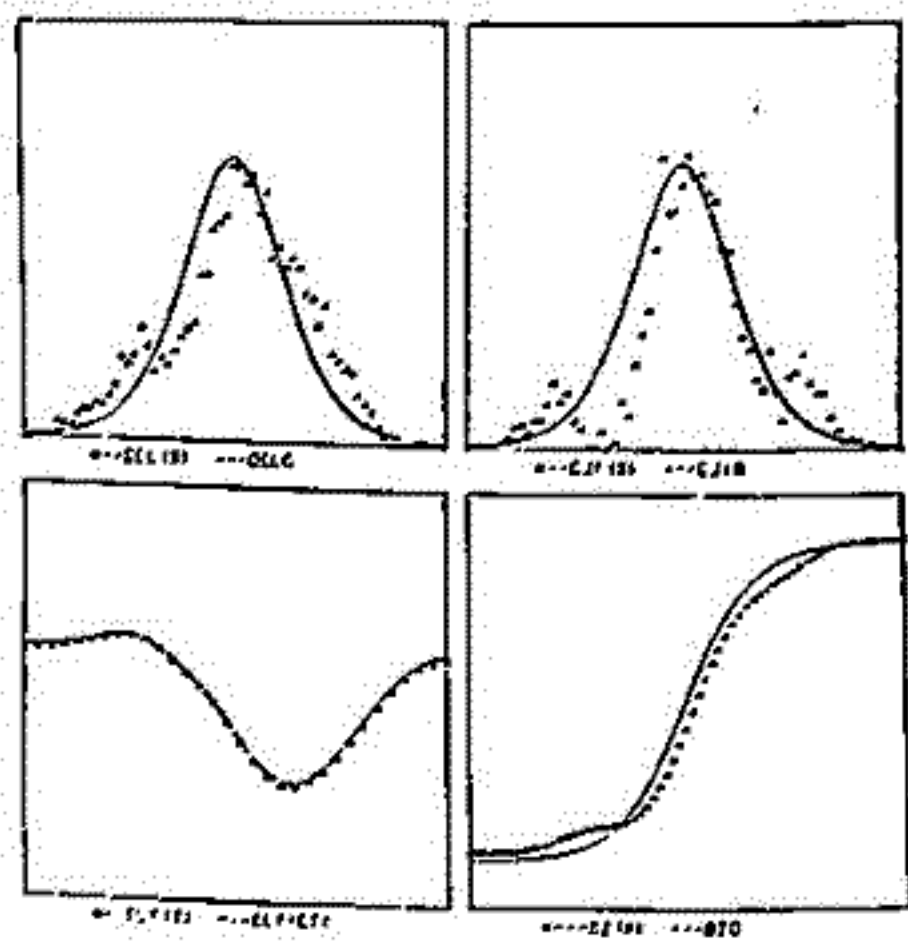
磁気中性面 近傍における
プラズマのマイクロ不安定性

田中基彦^{*}, 上村鉄雄^{**}, 佐藤哲也^{*}
* 東大 理 院 ** 名大工学研

前回は 磁気中性面のモデル化、数値計算法についてのべたが、その後それらに従いいくつかのランダムを行った。得られた結果は中間的なものではあるが、その中には、磁気中性面から離れた 磁場勾配をもつ付近で、ある種のマイクロ不安定が生じていることを示している。

TIME * 184.000

Fig 1



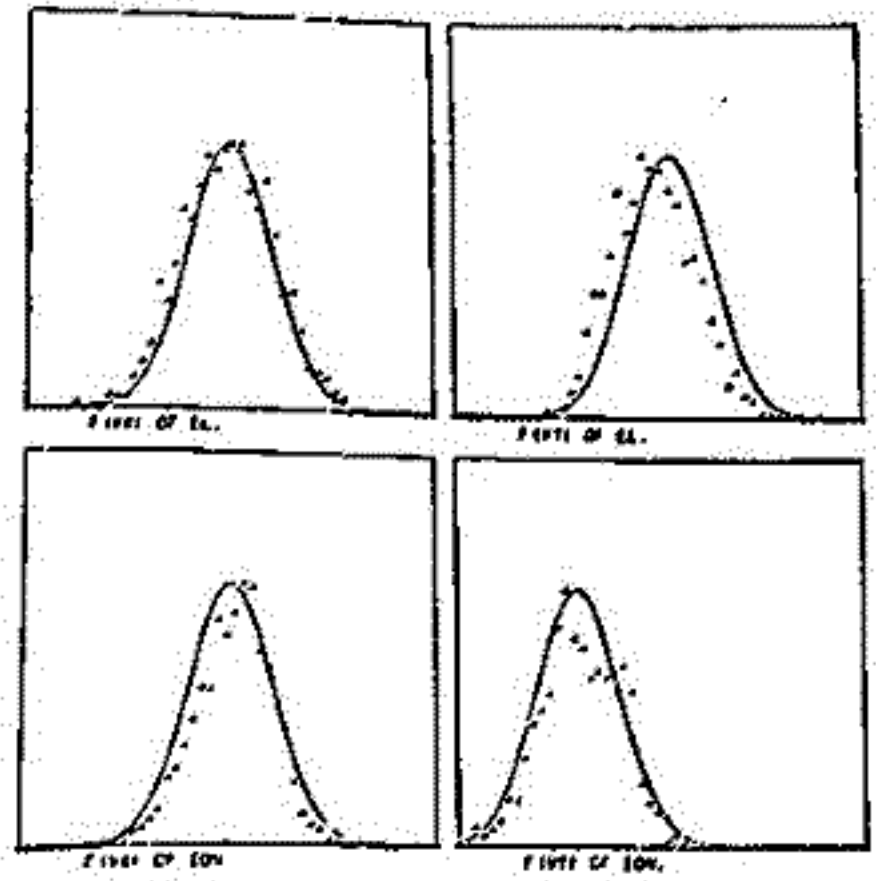
ここに初期の平衡分布 (実線で示されている) が変形をはじめた例を示す。Fig 1) [上段左から右へ 電子密度, 電流密度, 下段 電流方向の電場, 磁場] 左下の図だけ 横軸は東西方向, 実線は全電場

電流の断面図で, 左右1/4の2ヶ所で電流がゼロになる谷が生じて, ただのピンチ効果ではなるとおもわれる。

Fig 2) 電子(e), イオン(i)の速度分布。左が南北, 右が東西方向で, 横軸中央がゼロ。(イオンの横軸を1/3に縮めると電子と同じスケール)

TIME * 199.600

Fig 2



シミュレーション法

超粒子を用いた静磁コード, 64x32セル
電子, イオン 各2万4千

初期分布 ドリフト Maxwell 分布をもつ
プラズマのワラソフ平衡 (ハリス解)

境界条件 南北(x)方向は平板導体の条件
東西(y)方向は周期的境界条件

ここに掲げた例のパラメータ

$$T_e/T_i = 0.5, \quad M/\mu = 20.0, \quad \psi/\psi_0 = 5.0$$

$$LB/\Delta = 10.0, \quad \lambda_{De} = 1.4\Delta$$

NUMERICAL MODELS OF IONOSPHERIC ELECTRIC FIELDS AND
CURRENTS ASSOCIATED WITH FIELD-ALIGNED CURRENTS

Y. KAHIDE (Kyoto Sangyo University, Kamigamo, Kita-ku
Kyoto 603; High Altitude Observatory, NCAR,
Boulder, Colorado 80307, U.S.A.)

S. MATSUSHITA (High Altitude Observatory, NCAR, Boulder,
Colorado 80307, U.S.A.)

A. D. Richmond (Space Environment Laboratory,
NOAA, Boulder, Colorado 80303, U.S.A.)

An algorithm is presented to derive (1) the distribution of horizontal electric fields and currents in the ionosphere produced by given field-aligned currents and (2) the distribution of ionospheric electric fields and current, as well as field-aligned currents in high latitudes, on the basis of observed ground magnetic perturbations. For those methods the steady state equations for current conservation are solved numerically with a use of realistic ionospheric conductivity models which simulate both quiet and disturbed conditions.

It is possible for (1) to examine in quantitative detail how conductivity enhancement and field-aligned currents in auroral latitudes effect the global potential distribution. To examine how the field and current patterns change progressively during magnetospheric substorms, extensive computer simulations are conducted in which the time-dependent behavior of the substorms is approximated as a sequence of steady states, where realistic field-aligned currents and conductivities are employed at each time interval. The results of the simulations are compiled in the form of a movie.

The merit of (2) is demonstrated by examples which indicates how the combination of the actually observed magnetic perturbations on the earth's surface and simple conductivity models can make it possible to separate the effects of field-aligned currents from those of ionospheric currents.

大林辰蔵

東京大学 宇宙航空研究所

宇宙ステーションの磁気圏内の擾乱について25年間の観測事実が蓄積されてきた。これを総合的に説明するモデルを考察する。

1. 太陽風エネルギーの磁気圏内流入過程

磁気圏前面における磁力線結合と移送 (Cusp 域)
テイル境界域でのダイナモ作用

2. 磁気圏尾部における X-O 型 磁気中性域の形成

プラズマジェット
粒子加速 (直流電場加速 + ベータトロロン加速)

3. オーロラ粒子の侵入過程

E/B 帯場による粒子加速と AKR 放射
オーロラパターン (電子およびプロトン・オーロラ)
オーロラ電流ジェットによる電離層加熱

4. スペース プラズマにおけるフレヤー現象

太陽フレヤー
木星磁気圏内のオーロラと電波放射

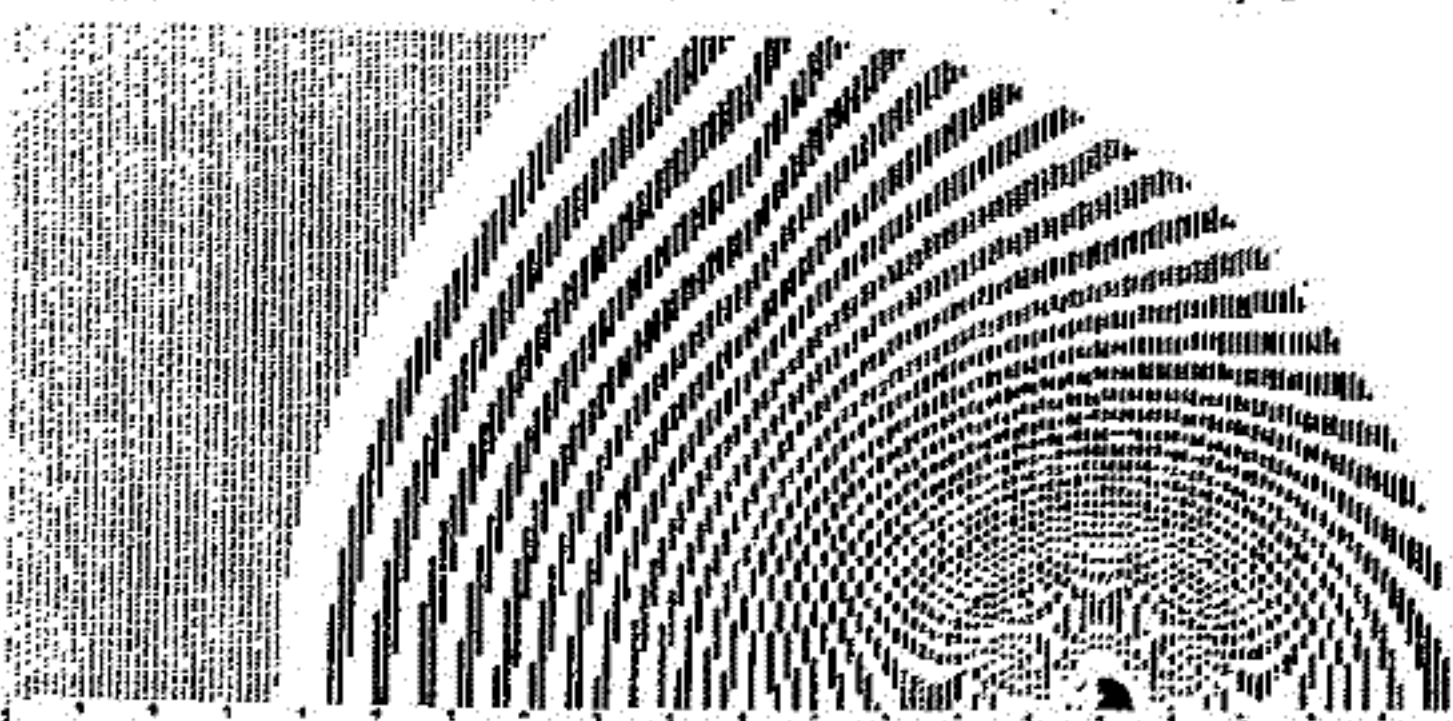
井上雄二
京都産業大学・計算機科学研究所

地球磁気圏の幾何学的形が成る構成磁場は、地球磁気圏の電磁氣的モデル IV' において記述されたものと同じである。地球双極子磁場が、超高速流の太陽風・Magnetosheath 風によって磁気圏内に肉じ込められる。この肉じ込めのためには、Magnetopause 上に流れる表面電流と Magnetotail 磁場 $\{B_{S,m} | m=1,2,\dots\}$ が必要である。後者は半球領域内には電流を流さないが、円筒の Magnetotail 領域に独特な電流系を形成させる。即ち、双極子磁場と磁気圏と類似の幾何学的構造内に肉じ込められるためには、Magnetotail 磁場が必要であり、Magnetopause 上の表面電流のみによって肉じ込めは不可能である。

一方、 $\{B_{C,m} | n=1,2,\dots\}$ の磁場は磁気圏内全体に亘って、Laplace の方程式から導き出されるポテンシャル場で、その源は Magnetopause 表面電流であり、それは主として前面付近の Magnetopause 表面上に流れる。そのポテンシャル $\psi_{C,m} = J_1(k_n r) \cdot \exp(k_n x) \cdot \sin \lambda$, $J_1'(k_n R_0) = 0$, R_0 は Tail 円筒の半径であるから、指数関数の依存度は n の増加に伴い急激に強くなり、 $\{B_{C,m}\}$ は前面の Magnetopause 付近にのみ集中する。従って $\{B_{C,m}\}$ は前面の Magnetopause 表面電流の擾乱によって生成される磁場として特性付けられる。半球面 Γ_s 上の $\{B_{C,m}\}$ の半径方向の成分は Magnetotail 磁場のそれと互に消合して、肉じ込めを行う： $(B_{C,m} + \sum \gamma_{n,m} B_{S,m})_R = 0$ on Γ_s 。この事柄は Magnetopause の前面の半球面上の表面電流の擾乱は直接に Magnetotail 磁場の消長に関連する。IMF 磁場は Magnetopause 表面電流の擾乱を誘起すると考えられるから、Field-Line 再結合の機構が前面の Magnetopause で働かなくとも、 $B_z < 0$ の IMF は Magnetotail 磁場を増大させる。

上記の肉じ込め機構を基礎として、種々の計算機実験を行い、その結果を報告する。特に、

- (1) IMF = 0, IMF $B_z > 0$, $B_z < 0$ の状況における磁気圏磁場構造とその役割、
- (2) 観測事実と比較するため、M. Sugiura の表示に従い ΔB 分布の三次元表示
- (3) Ring 電流の分布およびその効果
- (4) IMF の Magnetosheath および磁気圏内磁場への影響とその Substorm への効果



磁気圏赤道面上の磁気圧力・B分布
Dusk 側
半径約 $20 R_e$

磁力線分布

前田佐知子・岸上雄二

京都産業大学・計算機科学研究所

地球磁気圏の幾何学的モデルを図1に示す様に、半球と直接に接続された半無限長の円筒と仮定する。このモデルに於ては超高速流の太陽風と Magnetosheath 風によつて閉じこめられた磁気圏磁場は、地球双極子磁場を含めて、4種類の構成磁場系から形成される事が分った。

- ①地球双極子磁場, $B_d = \nabla\psi_d, \psi_d = M \cos\theta / r^2$,
- ②円筒状磁気圏の外部で地球磁場と打ち消す様に円筒表面電流を流し、内部では Laplace 方程式 $\nabla^2\psi_a = 0$ を満足する磁場 $B_a = \nabla\psi_a, \psi_a = (2/\pi)M \int_0^{\pi/2} S(K'(s)/I(s)) \cdot I_1(PS) \cdot \cos(\lambda S) \cdot ds \cdot \sin\lambda$,
- ③磁気圏内では $B_{c,n} = \nabla\psi_{c,n}, \nabla^2\psi_{c,n} = 0, \psi_{c,n} = J_1(k_n r) \cdot \exp(k_n z) \cdot \sin\lambda, J_1'(k_n R_0) = 0$ と記述される磁場系 $\{B_{c,n}; n=1, 2, \dots\}$
- ④磁気圏前部の半球内では $\psi_{s,m} = 0, B_{s,m} = \nabla\psi_{s,m}, \psi_{s,m} = P_m(\cos\mu) \cdot R^{2m} \sin\lambda z$. 磁気圏尾部の円筒内では, $B_{s,m} = \sum B_{s,m} \cdot P_m \cos\mu$ により記述される磁場系, $\{B_{s,m}; m=1, 2, \dots\}$.

今回は、その結果を用いて、磁気圏の磁力線分布を計算した。計算方法は、1次の常微分方程式に対する Runge-Kutta 法を用いる。

磁力線に沿う線要素を A とし、座標 (x, y, z) に与えらる磁力線の方向余弦は、

$$dx/ds = B_y/B = f(x, y, z), \quad dy/ds = B_x/B = g(x, y, z), \quad dz/ds = B_z/B = h(x, y, z)$$

と与えられる。磁力線の座標 (x_n, y_n, z_n) が与えられた時、線要素 A に付随した点の磁力線の座標 $(x_{n+1}, y_{n+1}, z_{n+1})$ は、次の表式で計算できる。

$$x_{n+1} = x_n + A \{ R_1 + 2R_2 + 2R_3 + R_4 \} + O(A^2), \quad y_{n+1} = y_n + A \{ L_1 + 2L_2 + 2L_3 + L_4 \} + O(A^2), \quad z_{n+1} = z_n + \frac{1}{2} \{ M_1 + 2M_2 + 2M_3 + M_4 \} + O(A^2),$$

$$\{ R_1 = Af(x_n, y_n, z_n), L_1 = Ag(x_n, y_n, z_n), M_1 = Ah(x_n, y_n, z_n) \} \quad \{ R_{i,n} = Af(x_n^i, y_n^i, z_n^i), L_{i,n} = Ag(x_n^i, y_n^i, z_n^i), M_{i,n} = Ah(x_n^i, y_n^i, z_n^i), i=1, 2, 3 \}$$

$$\{ z_n^1 = x_n + R_1/2, y_n^1 = y_n + L_1/2, z_n^1 = z_n + M_1/2, i=1, 2 \}, \{ x_n^2 = x_n + R_2, y_n^2 = y_n + L_2, z_n^2 = z_n + M_2, i=2, 3 \}$$

得られた磁力線分布から、次の点について論ずる。

- ・ $\cos\mu = \cos\theta$ の磁気圏への投影、non-equatorial minimum B の構造。
- ・ IMF の角度および方向をパラメータとして、磁気圏磁場構造の変化。
- ・ Ring current を考慮した場合の磁場構造。

以上の議論を通じて、磁気圏、電離層電流と Auroral Substorm との関連について考慮する。

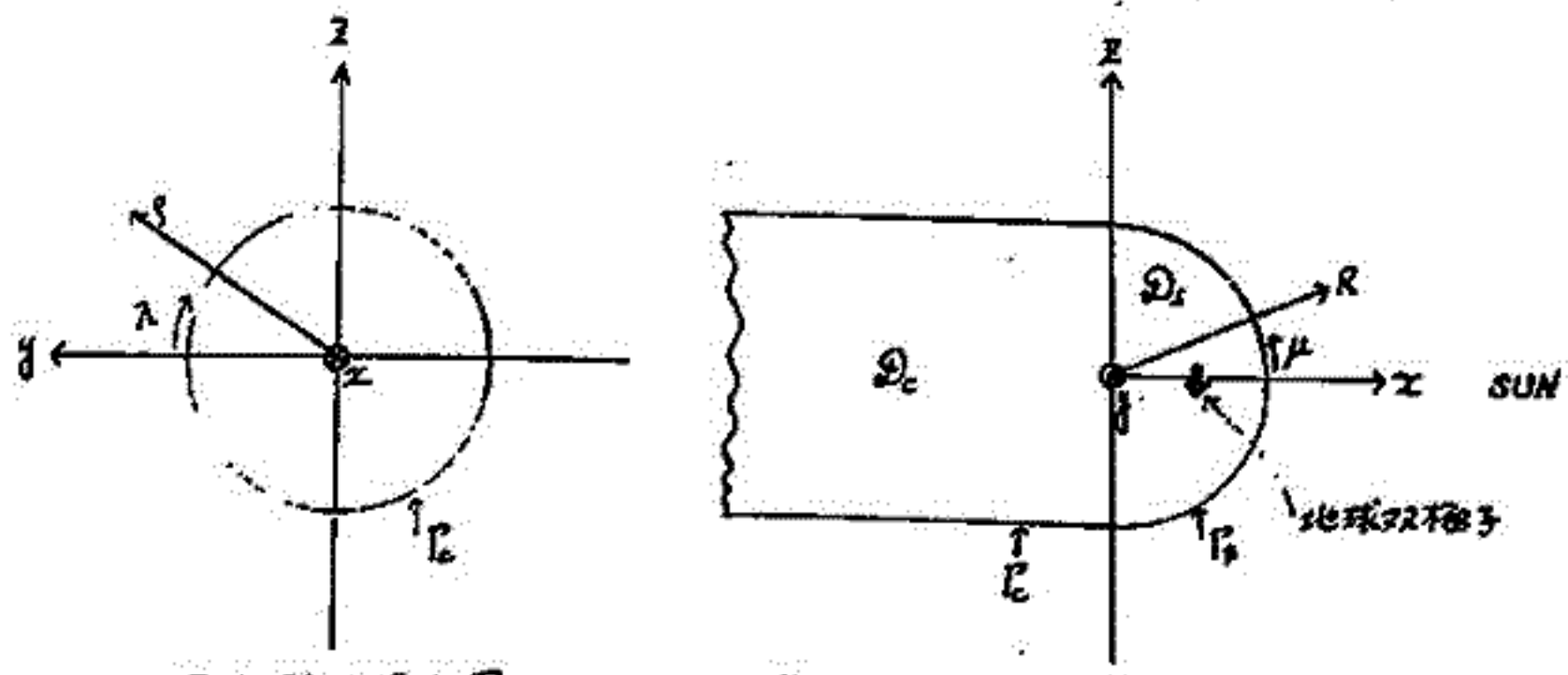


図1 地球磁気圏の幾何学的モデルと座標系

今井一雅・立花邦彦
(高知高専)

木星プラズマ圏のどのような領域から電波放射が起きているのかを突きとめる事は、木星デカメートル波放射機構の解明において重要な鍵であると考えられる。今までの放射時間構造、偏波特性等の観測事実を総合すると、木星デカメートル波放射は、木星の北磁極あるいは南磁極付近で、同時にあるいは片一方で起きていると推測されている。今回の報告は、放射源の位置測定用干渉計の開発についてであり、放射源の位置測定に関しては初めての試みである。

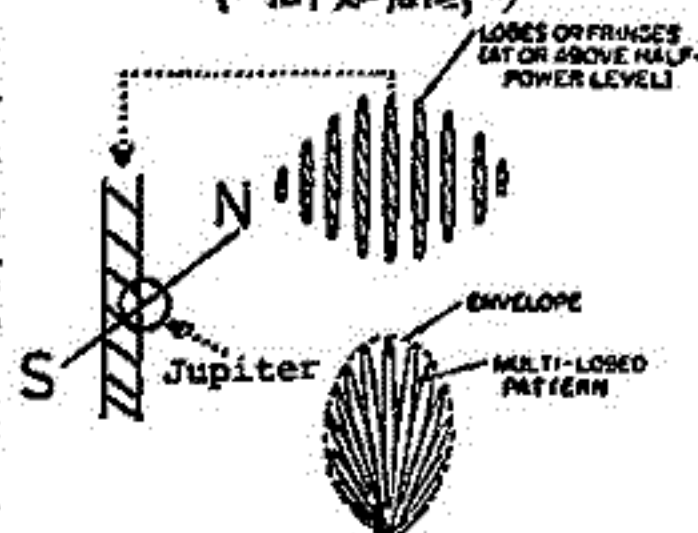


図1 位置測定用長基線干渉計のビーム

原理 この位置測定用長基線干渉計のビーム中は、木星の直径オーダー(約50秒角)になるように観測周波数(16.705MHz)と基線長(約100Km)がとられている。しかも、できるだけ木星の南北方向に分解能をもたせる為、北東方向の基線をとっている。(図1参照) この干渉計によって、図2に示すように18MHz以下において顕著な放射源Io-AからIo-C又は、Io-Bからnon-Io-Aの連続放射の干渉パターンを調べることによりそれら放射源が同じ極か違う極かあるいは同時に両極から出ているのかを明らかにすることができる。

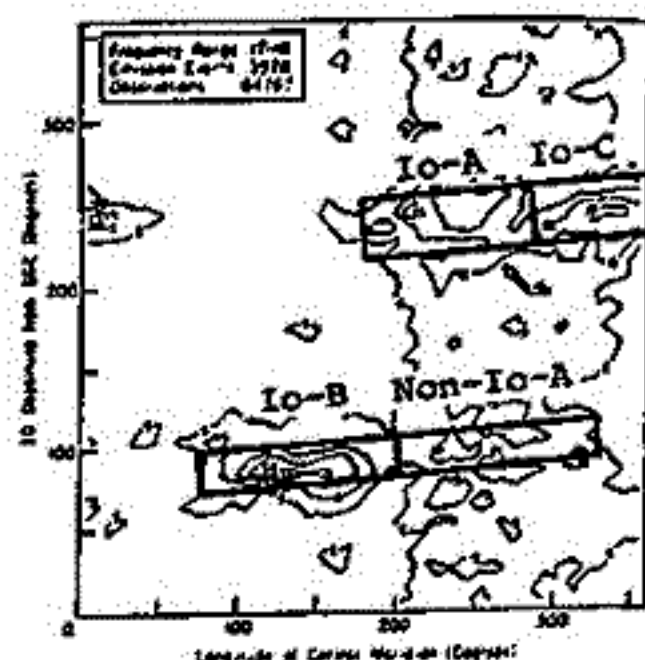


図2 17から18MHzでの木星電波発生強度分布

[R.G.Wilson et. al. 1968]

観測システム 干渉計となる2つのアンテナは、高知高専構内(南国市)と足摺岬におき(図3参照)干渉計を構成する為の情報のやりやりは、VHF帯の実験局用電波を利用する。よりのよい電波伝送が必要とされるので、図4に示すように見通し距離内伝搬の為、高知高専に近い三宝山山頂(240m)に局発用シンセサイザの参照周波数用搬送波送信機と、中継用送受信機をおく。木星電波用受信機は電通大グループの開発したトリプルスーパーヘテロダイン方式*で、3rd IF周波数は3KHz帯域幅は、2KHzとされている。両地点の受信機の局発の位相は、前記の搬送波を使ってロックし、足摺岬側のIF情報は、その時FM伝送されて、高知高専側で計算器により干渉されることになる。

* 馬島・今井・富沢・芳野 昭和54年春の学会予稿集 P20

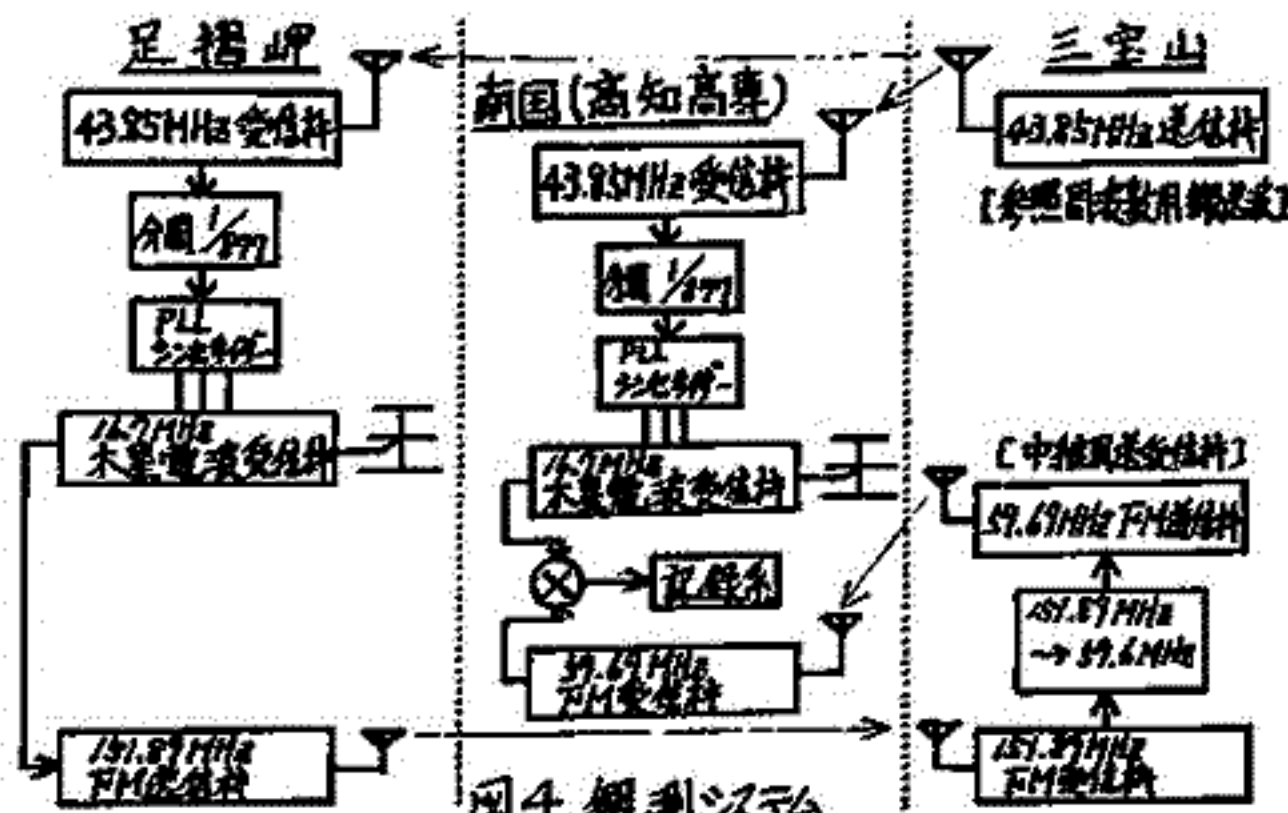


図4 観測システム

図3 干渉計を構成する2つのアンテナの配置

VHF 帯電波の中間圏散乱特性

深尾 昌一郎・佐藤 亨・加藤 進・R.M. HARPER
(京大・工) (Rice 大)

Using the VHF radar (49.92 MHz) at Jicamarca (12.0°S, 76.9°W), radio wave scattering from the tropical mesosphere was observed for more than 60 hours on November 14-16, 1977. The 60-90 km region was probed at 2.5 km intervals in two antenna beam directions: the vertical and 3.45° from the zenith to the west. Strong aspect sensitive scattering that is accompanied by a marked positive correlation between the echo power and signal correlation time is observed below about 74 km as in previous measurements. Above that altitude the correlation becomes negative while the scattering is virtually isotropic. This could possibly indicate that the types of scattering are basically different above and below 75 km: turbulent scatter above 75 km and Fresnel or diffuse reflection below it. This marked difference appears to be directly related to the stability of the atmosphere, and enhanced-reflectivity regions seem to be narrow structures that are horizontally stratified below 75 km. The rms turbulent velocity fluctuations generally increase above 75 km. Signal correlation time depends upon the period of data used to calculate power spectra in the period of 10 to 60 sec, suggesting that there exist substantial velocity fluctuations on short time scales.

深尾 昌一郎・佐藤 亨・加藤 進・広田 勇
 (京大・工) (京大・理)

Zonal wind velocity in the tropical upper mesosphere was continuously observed for about 60 hours in November 1977 by the VHF radar at Jicamarca, Peru (12.0°S, 76.9°W). The daytime average is compared with a day-long observation made in May 1974 when the season is just the opposite to that of the present observation. The seasonal variation of the zonal wind profiles inferred from both the observations is found to exhibit the features that mark the climatology of the annual mean wind and the annual and semi-annual wind oscillations. A day-to-day recurring wind pattern is not always evident in the height range observed, but rather a long-period wave with a period longer than one day seems to coexist with tidal wind oscillations in the present observation. The phase of this wave shows remarkable downward progression, indicating a vertical wavelength of 10-15 km. The period that could not definitely be determined, due to the limited duration of the observation, seems to be of the order of either 2 or several days. These period ranges strongly indicate the existence of large-scale equatorial waves that may play an essential role in the dynamics of the tropical mesosphere.

* To appear in J. Geophys. Res. (Green-covered)

西崎 良 松浦 延夫
(宇宙開発事業団) (電波研究所)

1. 序

本年3月、電波研究所から f_oF_2 世界分布図第一集が発行されているが、これの LT-MAP によると、夜半 22 時から 2 時頃まで、南アメリカ西側から東南太平洋にかけての広い範囲にわたり、 f_oF_2 が非常に高く、部分的には真昼と同じ 14~15 MHz となっている所がある。今回はこれについて、これまでに得られている周回分布図や f_oF_2 の観取値 トップサイド・イオノグラム等を調べたので報告する。

2. 解析結果

イ. 経度分布

LT-MAP から Dip Latitude $30^\circ S$ 線上の f_oF_2 について Local time 2 時間毎の経度分布を第 1 図に示す。LT 0 時の経度分布は $90^\circ \sim 100^\circ W$ 付近で、 f_oF_2 が高くなっている。また、経度線上の f_oF_2 最大値を求め、夜間 20~04 時までの平均値を求めた場合もほぼ同じような結果が得られ、何れの場合も周波数で 20% 程、この地域で高くなっている。

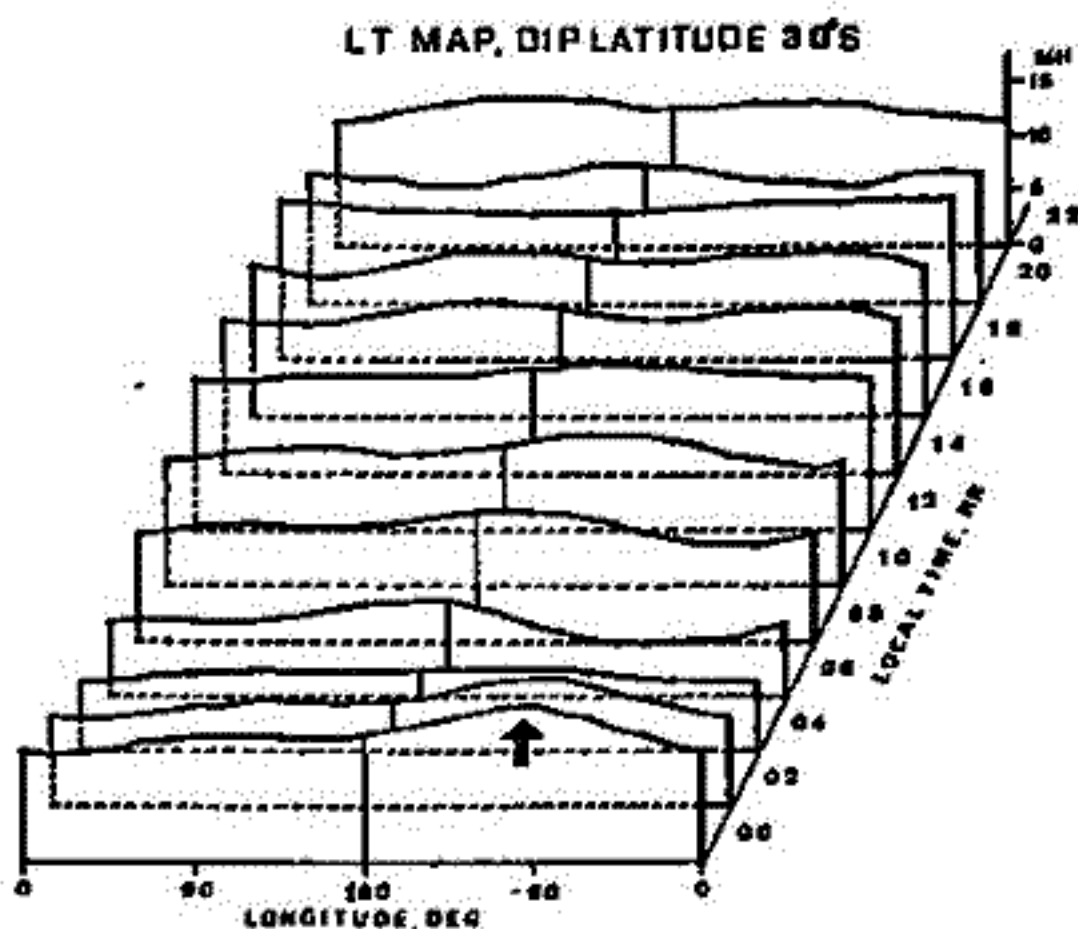
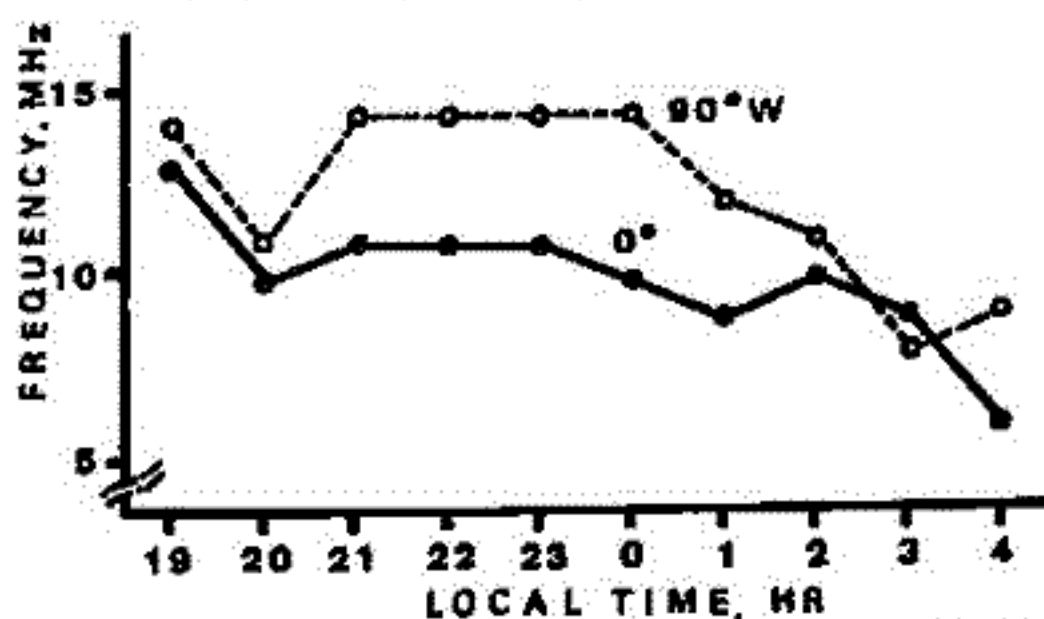
ロ. Local time 分布

経度 0° および $90^\circ W$ における経度線上の f_oF_2 の最高周波数の LT 分布を第 2 図に示す。経度 0° においては 20 時で 10 MHz, 21 時で 11 MHz となり、それ以降増加していかないが経度 $90^\circ W$ では 20 時に 11 MHz に下がった後 21 時以降 14 MHz まで上昇している。

また LT-4~5 時では経度に関係なく f_oF_2 が低下している。

3. 結び

ISS-b で得られた f_oF_2 の世界分布データによると、夜間における赤道異常のピーク値(地磁気伏角 30° 付近)は南米、東南太平洋において著しく高い値を示している。特にこの地域では、地方時 20 時以降において上記 f_oF_2 ピークが増加する傾向が見られる。このような現象は夜間における赤道異常の経度依存と関連があると考えられる。取まとめに当り色々御教示戴いた宇宙開発事業団、高比良徳祐開発部長に謝意を表すると共に、データ取得に協力戴いた電波研究所、猪木技官に御礼を申上げる。

第 1 図 f_oF_2 の経度分布第 2 図 f_oF_2 (夜間異常)の Local time 分布

松浦延夫・能方隆信・永山幹敏・猪木誠二・丸山隆・井出俊行・教馬尚・山西光夫
電波研究所

電離層観測衛星(ISS-b「うめ2号」)は1978年2月16日に打上げられ、同年4月24日から電波研究所による定常観測が実施されており、1979年8月末現在も順調に動作しており、搭載テープレコーダー及び遅延コマンド機能を利用して、現在までに約1,000地球周回分の観測データが得られている。

ISS-bの電離層観測(TOPミッション)により、トッポサイド・イオノグラムが64秒の観測シーケンスに1回つまり1周回につき約100回の割合で得られている。TOPミッションのデータから求めたF層臨界周波数(f_oF_2)の世界分布解析結果及び同データの計算機処理によるスプレッド・エコー検出とその発生率の世界分布解析結果について報告する。

(1) f_oF_2 の世界分布解析

ISS-bの軌道の関係で、各緯度・経度長について地方時0時から24時間の観測データを得るためには約4ヶ月間のデータを集積する必要があり、1978年8月11日から12月12日までの取得データを用いた f_oF_2 の世界分布解析結果は“Atlas of Ionospheric Critical Frequency (f_oF_2) derived from ISS-b Observation, Part 1”として既に出版した。その後の観測から、1978年10月10日～1979年2月11日(冬季)、1979年1月10日～1979年5月14日(春季)など秋季から春季にかけての4ヶ月間毎の世界分布解析を行った。その主な結果を次に挙げる。

① UT依存: f_oF_2 の全世界平均値はUT依存を示し、その極大は秋季において01時、春季において13時に現われ夜間が逆転している。冬季においては10時と22時頃に極大を示している。

② 南北半球非対称: 南半球は f_oF_2 が相対的に高くなる傾向がみられる。

③ 赤道異常: f_oF_2 赤道異常の経度依存が見られ、南半球中心とする西半球では夜間(22時～2時頃)に顕著な赤道異常が現われるのに対して、東半球では昼間(14時頃)と夜間(22時頃)に赤道異常の発達が見られる。

(2) スプレッド・エコー発生率の世界分布

ISS-bのTOPミッションデータはデジタル化されているので、スプレッド・エコーの判定を計算機処理により行った。

① 地磁気緯度・地方時特性: 極域においては90%以上の高い出現率を示すが、磁気赤道付近にも比較的出現率の高い領域がみられる。磁気赤道付近では、夜間の22時頃と04時頃は発生率の極大があり、昼間には14時頃に極大がみられる。

② 地理的分布特性: 夜間の磁気赤道付近の発生率は、東南太平洋及び大西洋・アフリカ地域と著しく高くなっているのに対して、昼間の磁気赤道付近の発生率は東南アジアを含む東半球地域に高くなっている。これらの経度依存の傾向は、 f_oF_2 赤道異常の発達とスプレッド・エコーの発生とが関連するものと考えることが理解し易い。

上滝 実, 栗城 功, 加藤 仲夏, 杉内 英敏
(電波研究所)

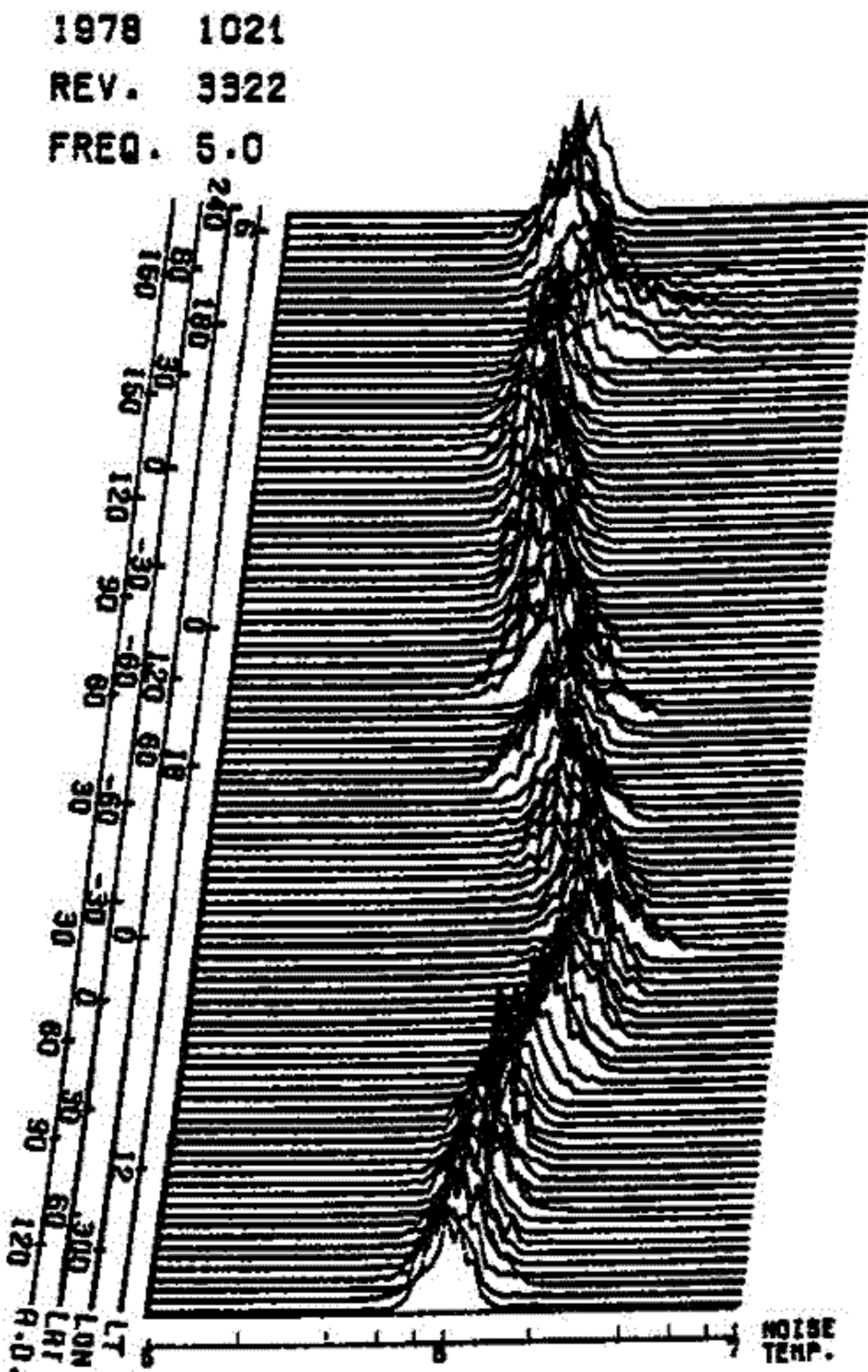
ISS-b「うめ」に搭載された電波雑音観測装置(RAN)によって、2.5, 5, 10, 25 MHzの4つの固定周波数で、宇宙雑音の測定されている。

ISS-bは高度約1000 Kmの円軌道を飛行しているため、恒星の位置によっては、宇宙雑音の主たる到来方向である銀河中心が、地球の影に入る場合が生じる。このために宇宙雑音強度が変動する事実を観測された。

図は恒星が地球を1周するときに、5 MHzで観測された宇宙雑音の変動を示した例である。横軸は宇宙雑音強度($\log T^{\circ}K$)を示し、縦軸のうち、A.D.は銀河中心位置とサアサテライト位置の作る角距離(度)である。このA.D.値が120度を越えると、幾何学的には、恒星の位置が、地球の影に入ることになる。

このような観測データが、各周波数帯にわたって、1年以上の期間、集積されている。

これ等のデータから、宇宙雑音の平均的強度、スペクトル指数、等方成分の割合などについて報告する。



RPT (ISS-b) で観測された高度 1100 km 付近

の空間の電子密度, 温度

佐川水一, 新弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂

電学研究所

ISS の ISS-b は プラズマ の直接測定を目的とした 球形の Retarding Potential Trap (RPT) が搭載されている。 RPT の外側電極 (直径 10 cm) で得られる Langmuir Curve を解析し、電子密度、温度、電位等の空間変位についての情報が得られる。観測データの処理を迅速に行うために計算機による curve fitting の方法を採った。電子密度については Topside Scander (TOP) の Resonance spikes から得られた結果と比較し、比較的良く一致することを確認した。

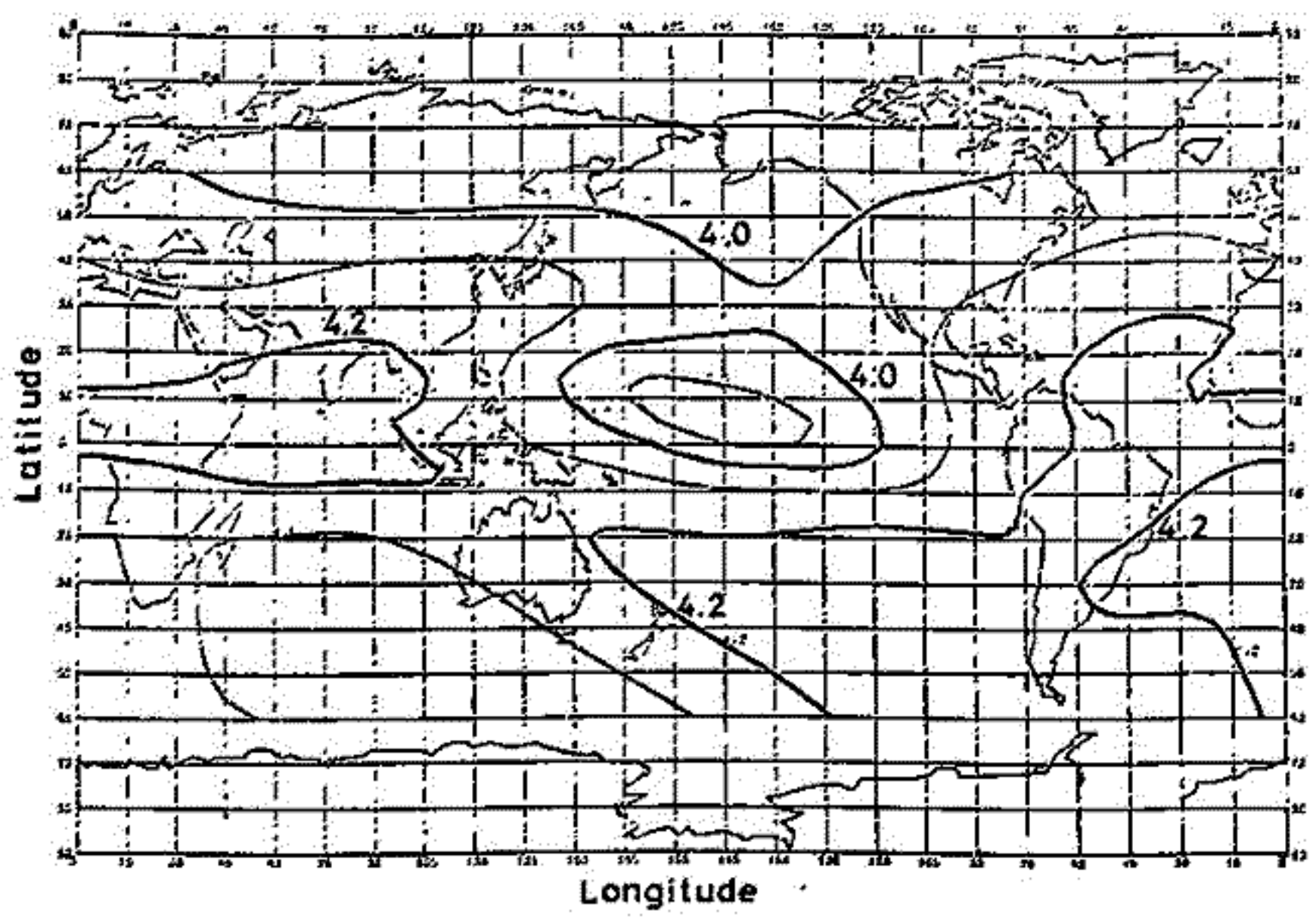
ISS の軌道は昇交点の地磁時が約 4 ヶ月で 12 時間変化するように決められており、この経過をコマンドで観測区が地球上に均一に分布されるように運用されている。従って観測用で世界の地図が描けるという点に例外的な大きな特徴を持っている。この利点を生かすために RPT の観測データを集積し、電子温度、密度の世界分布を求めた。下図は電子密度の世界分布図の一例を示す。使用した観測データは 1979 年 2 月 5 日から 3 月 19 日の期間に得られた約 1400 点で、地方時が 20 時 ~ 04 時、 $Kp \leq 4+$ の条件を満たすものである。図の等高線に記入された数値は電子密度 ($/cm^3$) の対数値を意味している。両極付近では観測データが得られず、等高線は描かれていない。図は北(南)半球側の電子密度が南(北)半球に比べて高くなる傾向を示す。従って、定性的には従来の衛星観測と一致した結果となっている。又、従来の観測では緯度分布に重点を置いた議論が多いため、図が明らかに示すように、電子密度は大きな経度依存性を持っている。電子温度の世界分布も同様に経度依存性を持っている。講演では他の季節の解析結果も併せて報告する。

RPT LT MAP # LT = 0H +/- 4H

LOG(NE)

PERIOD FROM 19790205 TO 19790319

KP RANGE FROM 0 TO 4+



電離層観測衛星 (ISS-b) による

イオン組成の観測結果 - II

歳本 歳 水津 武 佐川 永一
郵政省電波研究所

電離層観測衛星 (ISS-b) は昨年2月打ち上げ以来、設計寿命の1年半を経過した8月現在もレーゾーデータを含めて全て正常に動作している。さらに、本年4月からはカナダのCRCでのテレメトリも加わり、順調にデータの取得が続けられている。

本衛星に搭載されているベネット型質量分析計 (PIC ミッション) によるイオン組成観測について、前回に引きつぎ次のような点に関する解析結果を報告する。

(1) 緯度-経度面内での分布 (LT-MAP, UT-MAP)

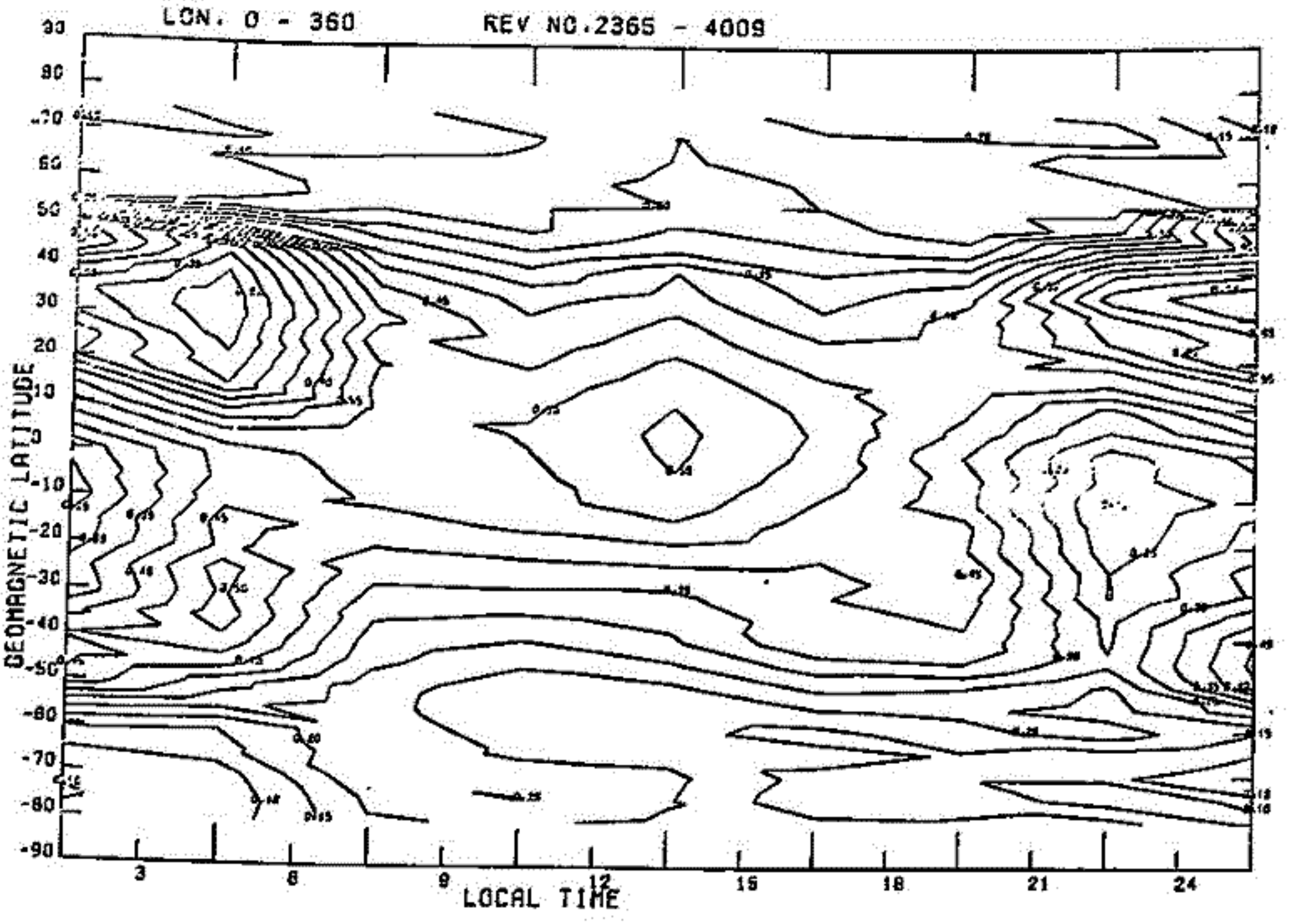
LT-及びUT-MAPは基本的には4ヵ月間のデータを用いて作成できるが、昨年8月以後の半年間のものを用いた結果について述べる。

(2) 地磁気緯度-ローカルタイム面内でのイオン組成分布の季節変化

昨年8-12月の4ヵ月間のデータを用いて、静穏時・擾乱時に分けに解析について前回報告したが、同様の解析をそれ以後のデータについて行った。

(3) プロトンの相対比率の分布

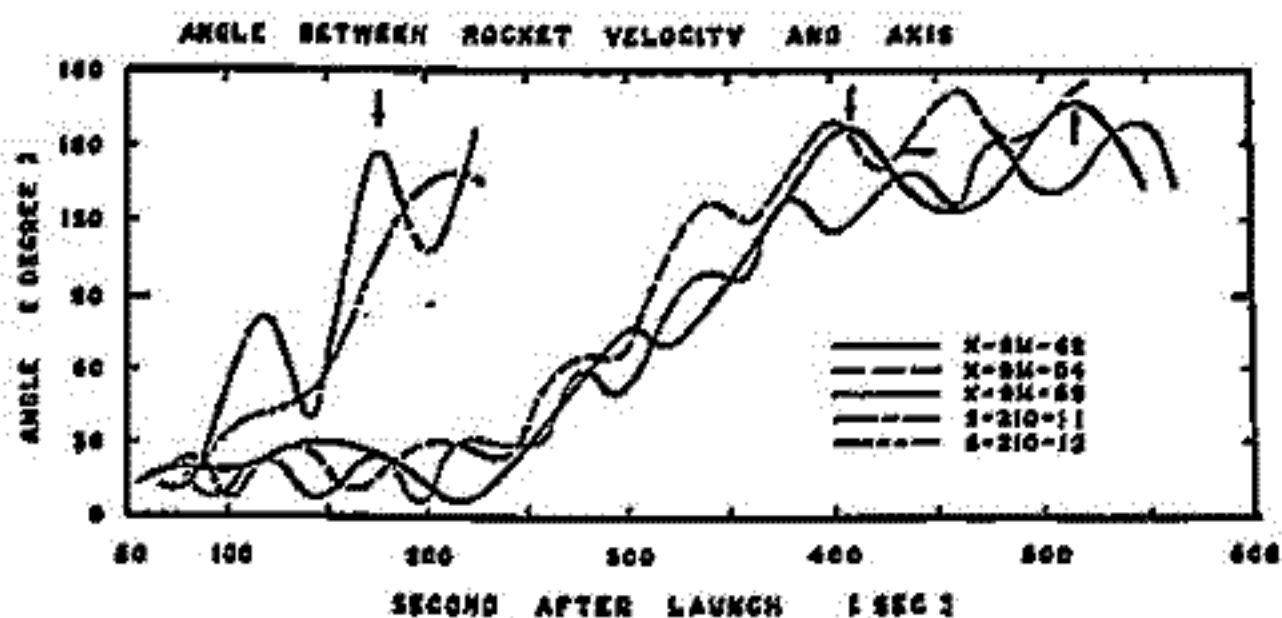
下図は Rev. No. 2365 - 4009 (Aug. 12 - Dec. 12, 1978) のデータより求めた $[H^+]/([H^+] + [O^+])$ の分布を示す。2枚本で、このような分布図の発表は少くISS-bの貴重な成果だと考えている。



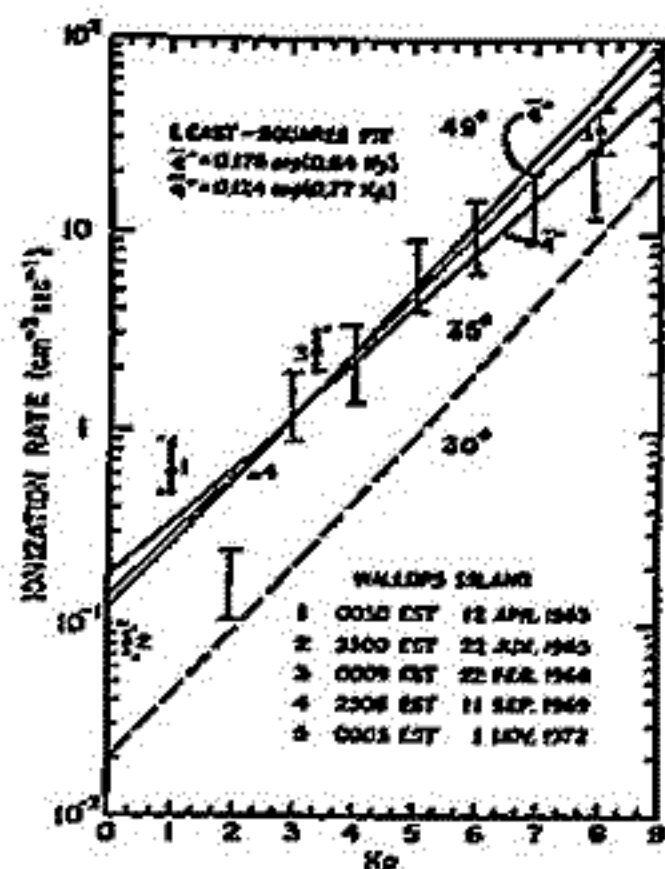
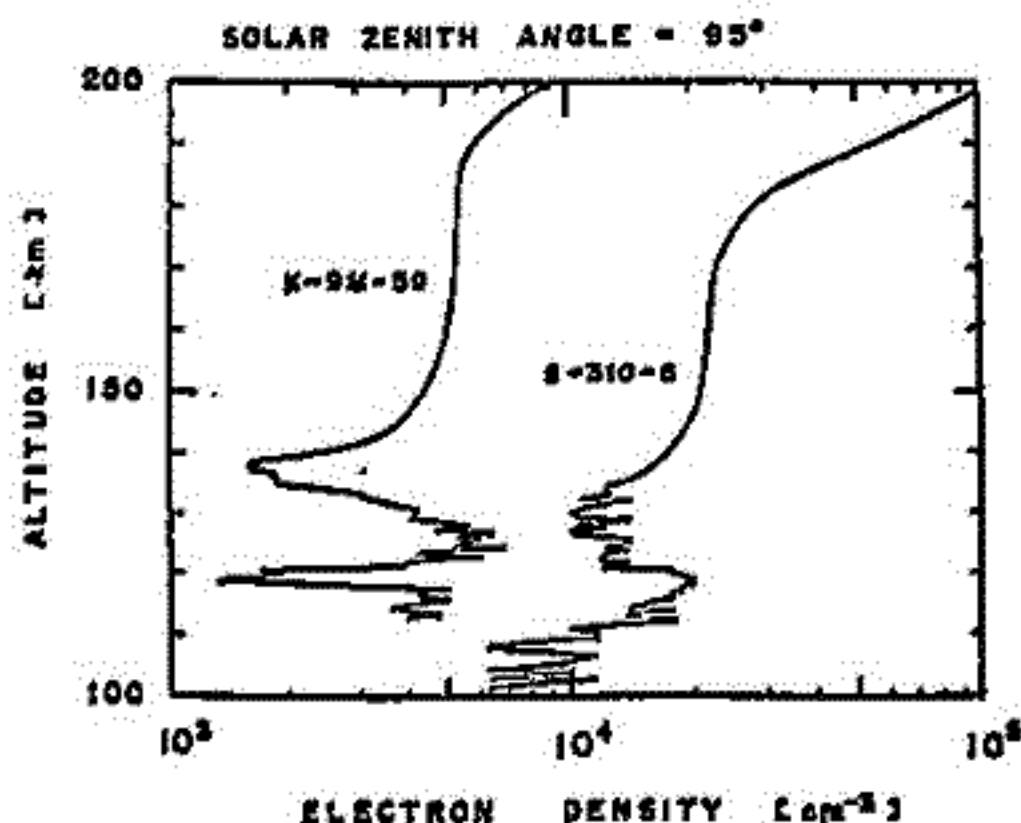
インピーダンスプローブ法による電離層電子密度の観測

渡辺勇三 江尻全機 大林辰蔵 東京大学宇宙航空研究所

[1] プローブ法で電離層電子密度を測定する場合、ロケットのウェイクの影響を考慮に入れる必要がある。特に降下時には多くのロケットでウェイク効果が見られている。通常は測定値のバラツキのエンベロップを結ぶことによって電離層の構造を把握することができ、姿勢によっては困難である場合もある。二三の例を掲げてウェイク対策を検討し、EXOS-C (SUN POINTING, SPIN=0) の場合について考察する。



[2] 太陽天頂角が $80^\circ \sim 95^\circ$ の場合、太陽EUVは地球大気の特異なフィルター作用により独特の減衰効果を受けるのでイオン生成率の高度分布は特徴のある構造となり電離層電子密度の高度分布はいわゆる中間型の分布となる。観測例を掲げて中間型電子密度分布の特性を調べる。特にE-F ValleyとE層の中間に現われるピーク構造に注目してその生因と特徴を明らかにし、中間型の観測によりNO密度、電離生成率有効再結合係数などの諸量が求められることを述べる。



[3] 右の図は夜半のM層高度領域の平均的な電離生成率のKp依存性を調べた結果である。地磁気擾乱時には中低緯度の場合でも $10 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 以上になることが示されており、いわゆる、geocoronal EUVの他に降下粒子による電離生成が作用していることがわかる。M層の観測結果とM層理論を用いて夜間のM層領域の電離生成率の平均値を求める方法について検討する。

波動法とDCプローブ法によるD層電子密度の比較観測 (K-9M-67号機 - 速報)

長野 勇* 満保 正喜* 深見 哲男* 平尾 邦雄**

* 金沢大工 ** 東大宇宙研

筆者らは、下部電離層中を伝搬する地上局VLF波の偏波および吸収特性から電子密度、突効衝突回数 ν の測定方法を開発し、ロケット実験を重ねて来た。⁽¹⁾ これらの実験からVLF偏波法は電子密度 $10 \sim 数百 \text{ } 1/\text{cc}$ の感度を有していることが確かめられた。しかし過去の実験では、すべて日没直前後に行なわれたものであり、すでにD層が消滅している結果が得られた。今回は、日没前のD層電子密度の測定を目的として、固定バイアス・ラングミュア-プローブとVLF偏波観測装置がK-9M-67号機に搭載された。このロケットは、本年8月18日16時00分上下角 79° で発射され、最高高度は65 Kmに達し、9分25秒後に内ノ湖の南東361 Kmの海上に落下した。この間、VLF偏波強度測定器は、依佐美から送信されているNDT 17.4 KHz (送信電力200 Kw) 電波を受信し左・右旋性円偏波の分離に成功した。一方、DCプローブは高度100 Km以下で正常に動作し、高度64 Kmまでの電子電流を測定した。本稿では、実験装置の概要および取得したデータの一部について報告する。

図1は、ロケット搭載機器のブロックダイヤグラムである。左右両円偏波は、直交アンテナを電氣的に切り換え、1つのアンテナを等面的に回転させて、そのビート周波数により分離される。受信機の最大感度は $15 \text{ dB}\mu$ ($0 \text{ dB} = 1 \mu\text{V}/\text{m}$) である。一方、ラングミュア-プローブとしてカラスにて真空封印されたプローブを用い、それに5、4Vの固定バイアスを加え、電子電流を捕集した。図2には、ロケット下降時60 Km~90 Kmにわたるテレメータ記録を示す。#9 Mode記録からわかるように、左旋性円偏波強度は、高度70 Kmから急激に減衰し、73 Kmで消滅している。右旋性円偏波は、70 Km以上で卓越しそれ以上の高度で完全な円偏波(ノイスラーモード)として伝搬している。この様子を #8、#11のPhaseとTotal強度から読み取ることが出来る。このように下部電離層中のVLF波伝搬の様子が明確に測定出来た。DCプローブの電流値からこの偏波の変遷高度(70 Km)の電子密度を求めると、約 $7 \times 10^2 \text{ } 1/\text{cc}$ であった。講演では、観測したVLFデータのfull wave解析を行ない、それから推定される電子密度分布とDC Probe電流に比例する電子密度分布とを比較する。

文献

(1) I. Nagano, M. Mambo and I. Kimura; Planet Space Sci. 26, 1978

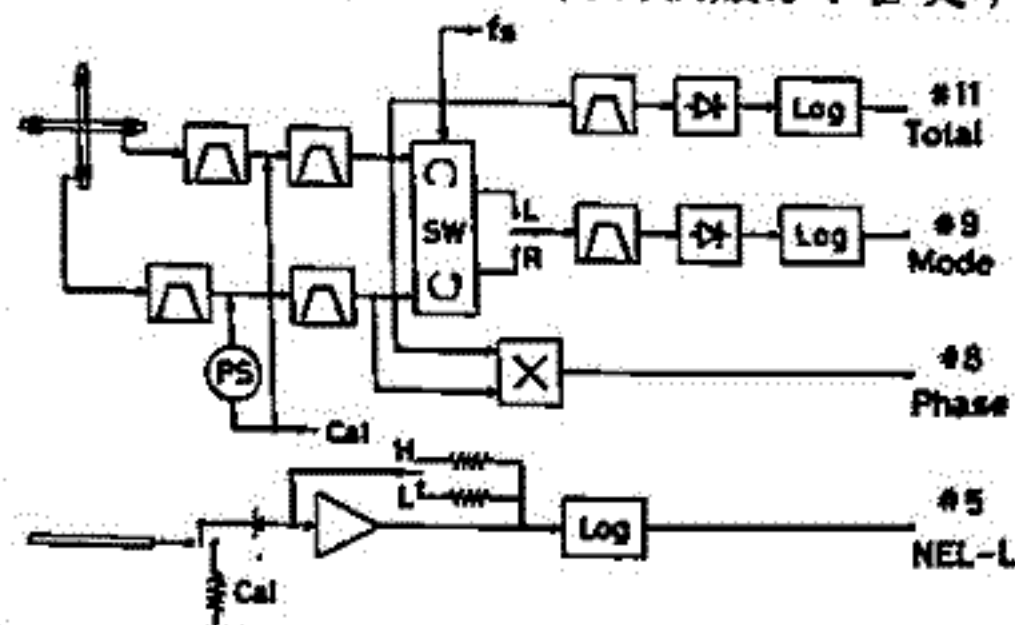


図1 搭載機器のブロックダイヤグラム

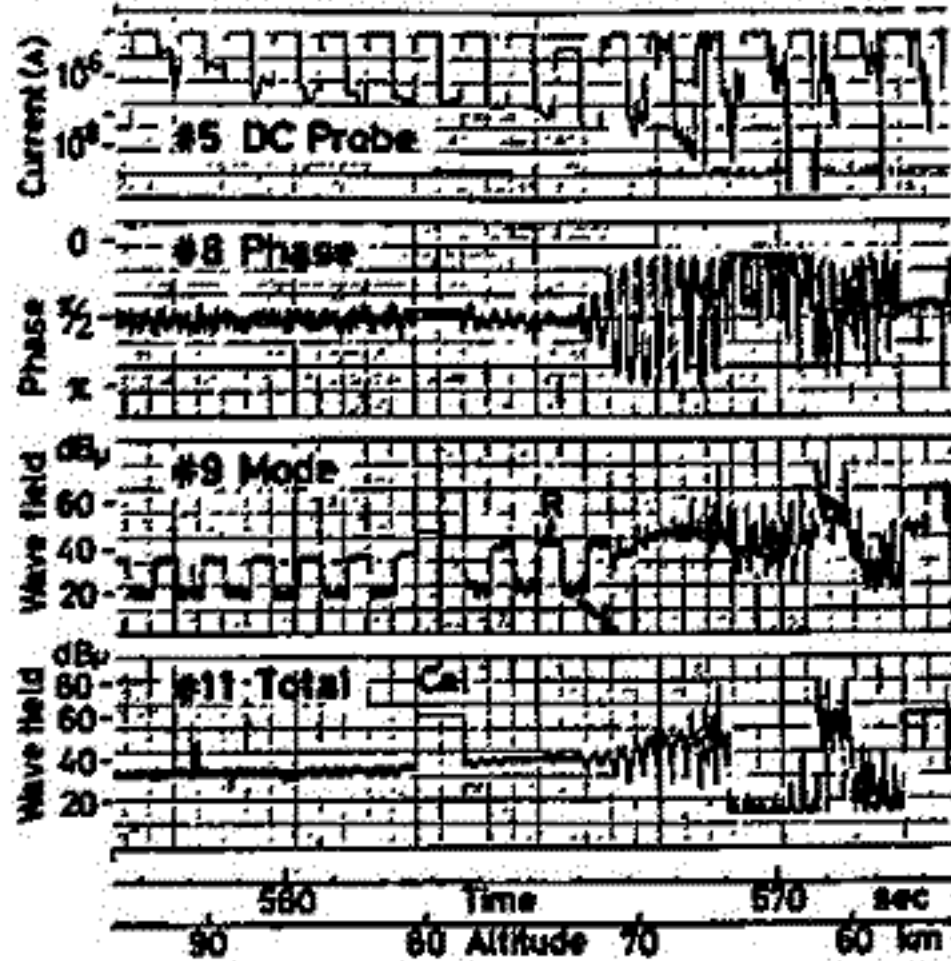
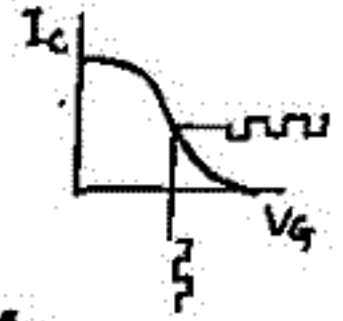
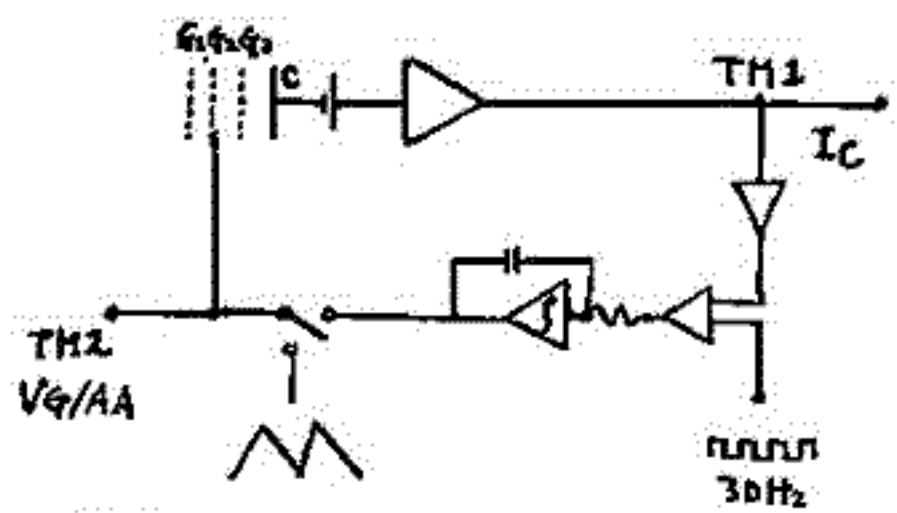


図2 下降時におけるテレメータ記録

南 峰行 竹屋 孝夫 堤 田 郎 (大阪市大工学部)

[方法] 高度200km以下の所謂下部電離層における正イオン温度測定のために、今夏打上げられたK-9M型ロケットに搭載された逆電位トラップ(R.P.T.)についてその測定法の精微と得られた結果について述べる。R.P.T.ロケットを用いる際に問題となるプローブ特性は金属X-シエ表面の汚染による特性の乱れが原因と存してなかなか信頼性の高いデータが得られなかったが、今回はもともとホワイトルームで精確に製造されたメッシュを使用し、真空ガスによるセシウム封入と打ち上げ時途のガスフローによる品質管理と行うことにより、ヒステリシス特性の無視できるプローブ特性を得る事ができた。さらにロケットによる半撃の不確定性による誤差を避けるために測定周期を短くするとともに、機軸より30度傾けたプローブ(センサーII)を同時搭載してプラズマ流とプローブ面とのなす角を測定する方法を採用した。(1) 真空掃引電圧によるプローブ表面での電圧降下を低減するたの損失電流の少ないコルクタ掃引法を用いた。(2) 第1表に若干の諸元を示す。第1図は30度傾けたセンサーIIにより姿勢を測定する方法のブロック図である。

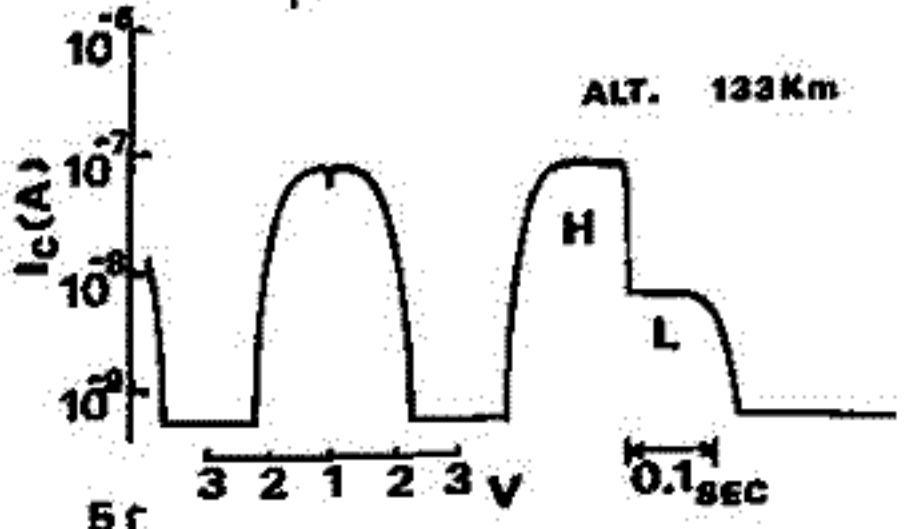
[結果] 第2図にテレメータでみた測定結果の一例を示す。図(下)はプラズマ入射角の測定に用いた検出されたグリッド電圧である。
 [参考文献] (1) 南地 宇宙研報 vol.14 No.1 P1203-1214
 (2) 南地 スペースプラズマ研究会 1972 P1-5



第1図 グリッド変動による半撃測定法

第1表

	センサーI	センサーII
取付	グリッド面を機軸と垂直	30度傾斜
構成	平板2枚グリッド	平板3枚グリッド
掃引方法	コルクタ電圧	グリッド電圧
掃引速度	10V/sec	10V/sec
検出電流	$3 \times 10^{-10} \sim 3 \times 10^{-5} A$	$3 \times 10^{-10} \sim 3 \times 10^{-5} A$
コルクタ直径	86mmφ	86mmφ
グリッド	G1: 70-71=7 G2: -6V G3: —	70-71=7 掃引 -15V
コルクタ	C: 掃引	-3V
メッシュ	1000M/I 5μ厚	1000M/I 5μ厚
グリッド間隔	4mm	4mm
アンプ出力	—	30Hzグリッド変動



第2図 (上)コルクタ電流(下)30Hzグリッド電圧

— K-9M-66号ロケットによる観測結果

大泉 寛, 小野高幸, 三浦 悟
(東北大学理学部)

序 宇宙空間プラズマ波動は周波数空間の情報を加えて、波数空間の情報を得ることにより $\omega-k$ 空間で一義的に同定され、性質が完全に把握される。すでに K-9M-61号ロケットで開発されたプラズマ波動の波数計測装置を用い、K-9M-66号機(1979年1月21日 18:06 発射)によって波数計測実験を行なったが、今回はこの結果に加え、あらたに行なわれた K-9M-67号機(1979年8月18日 16:00 発射)の結果の速報を報告する。

解析 プラズマ波動に伴う電位変動を図1のようなセンサー群でピックアップし、これを超狭帯域増幅し(60Hz), センサー間にある電位変動の位相差を検出した。周波数は 2.1 kHz から 5.7 kHzまで 10段階にあたって切換え、固定周波数で受信したが、同時に広帯域受信を行ない dynamic spectrum も求めた。

観測データから得られた周波数と波数の関係を図2に示す。本実験では理論的な分散曲線と実験結果を対比させることにより、センサーの配置により生ずる ambiguity を取り除くことにした。

今回の実験では、固定周波数で受信したことの利点として、図3に示すように波数の spin phase 依存性が判明した。これらの波動が磁力線に垂直な面内で一定方向を向いている波動であると仮定すると、観測される波動は、波のセンサー方向の成分が検出されていることになり、ロケットの spin を利用して、波数ベクトルの成分の統計的処理を通じて、その3成分とも決定することが可能となる。

なお、spin phase に依存しない波数成分も検出されたが、これは波数ベクトルが磁力線に対して垂直あるいは平行方向であるとする2つの極端な仮定をし、そのセンサー方向の波数成分について、波数を求めて理論値と比較した。

結果 図4に解析結果の例を示すが、低エネルギー電子ビームによって励起されるプラズマ波動は、i) LHR ion cyclotron wave, ii) ion cyclotron harmonic wave, iii) ion acoustic wave の3種類のモードが同時に存在することが確認された。

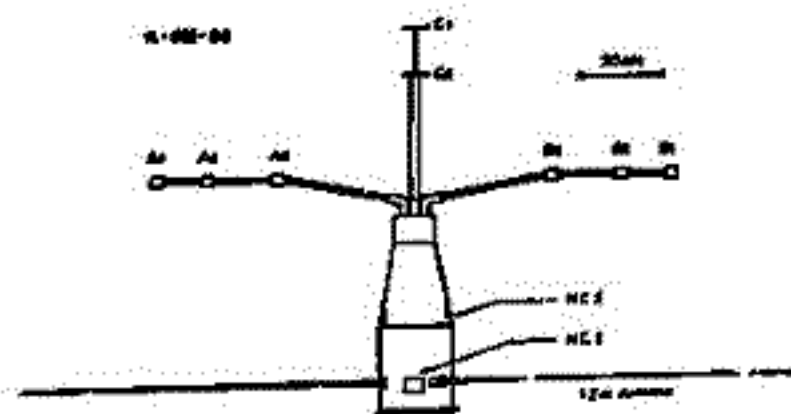


図1 センサー部

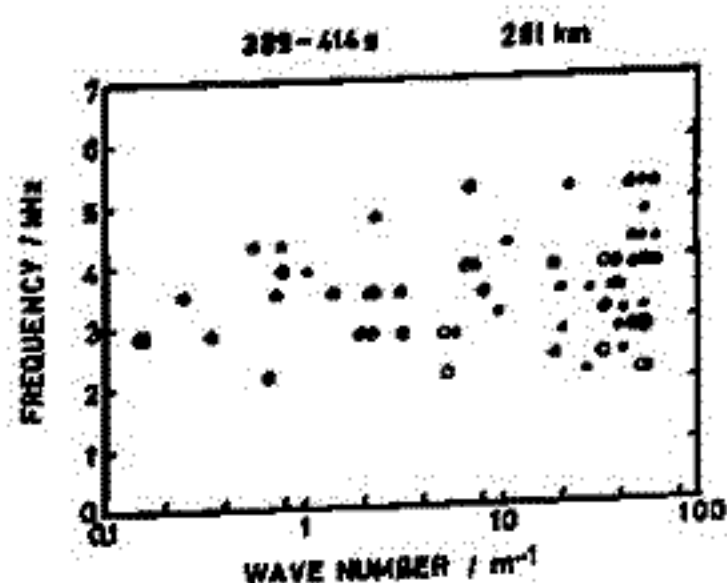


図2 $f-k$ の結果

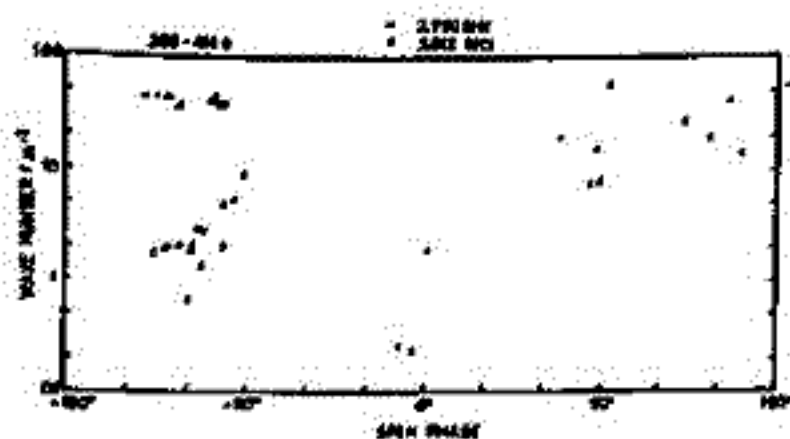


図3 spin phase と波数

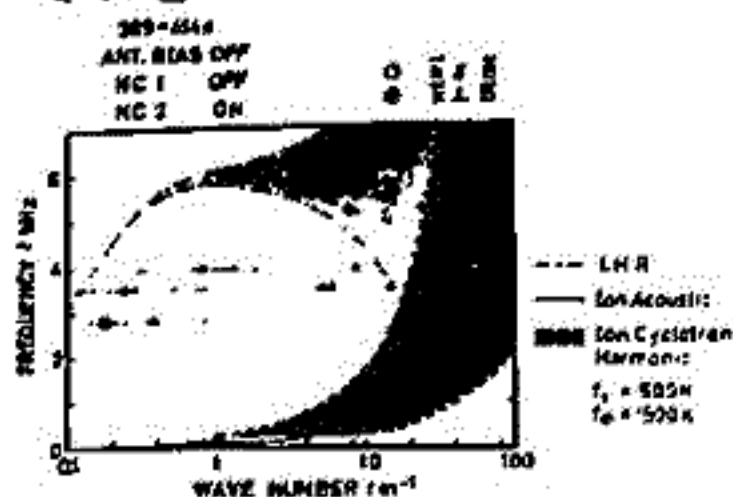


図4 k 測定結果

第 3 会 場

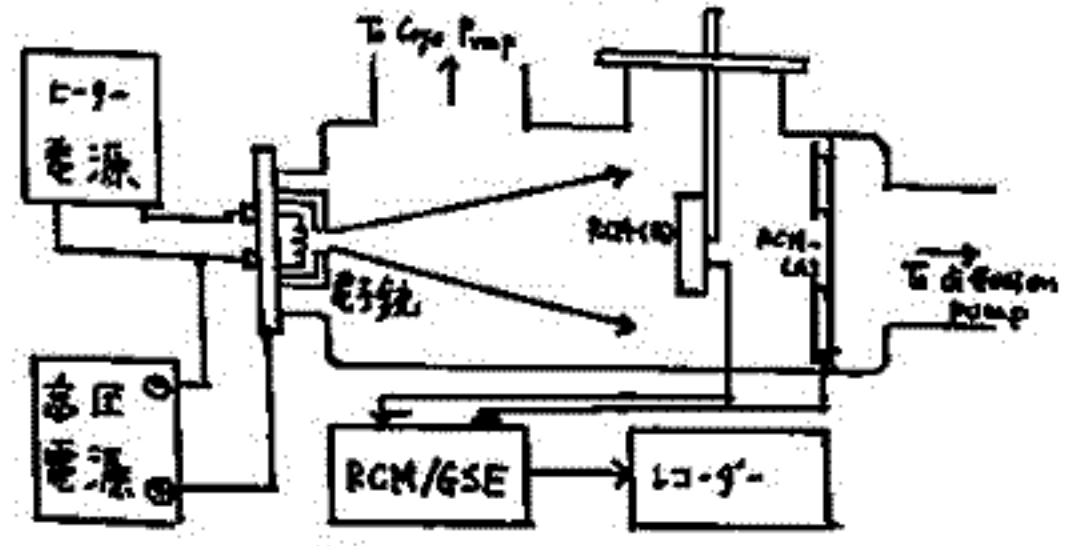
飛翔体からの電子ビーム放出時の帯還電子電流の研究

矢野 謙
東大宇宙研

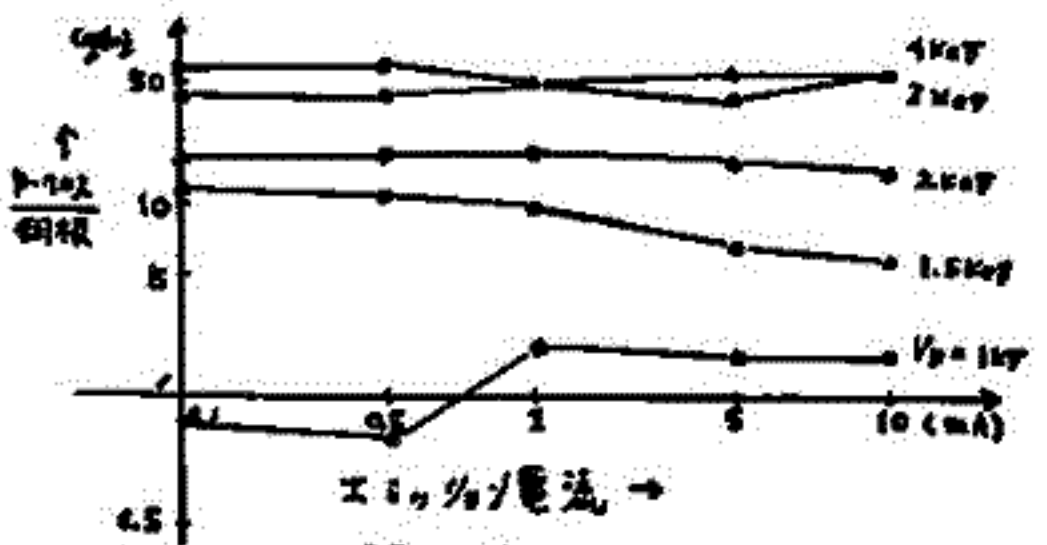
河野信樹

スペース・シャトルより約 10^4 eV の電子ビームを宇宙空間に放出する実験が 1981 年東大宇宙研 SEPAC (Space Experiment with Particle Accelerators) グループにより行なわれた。電子ビームを放出するとスペース・シャトルは正に帯電し、その電位は周囲の電離層空間に対し上昇し、ビーム電流値が充分大さな場合は電子ビームの加速電圧と等しり値まで上るのである。この結果、スペース・シャトルにリターン電流が流れてみ放された電子ビームを相殺せしめる。ところが、スペース・シャトルの表面の大部分は絶縁物の耐熱タイルで覆われ、またイロード・ベイと呼ばれる所に搭載された機器も β -クロスと呼ばれるガラス繊維で被覆されている為、リターン電流が流れても導電性の部分は全体に較べて非常に少ないものとなっている。その為 β -クロスにメッシュを張り導電性を増やしてはいるが、我々は β -クロスに張り付いたメッシュがリターン電流をコレクトする割合を定量的に調べたいと想った場合の実験を行ったのでその結果をここに報告します。

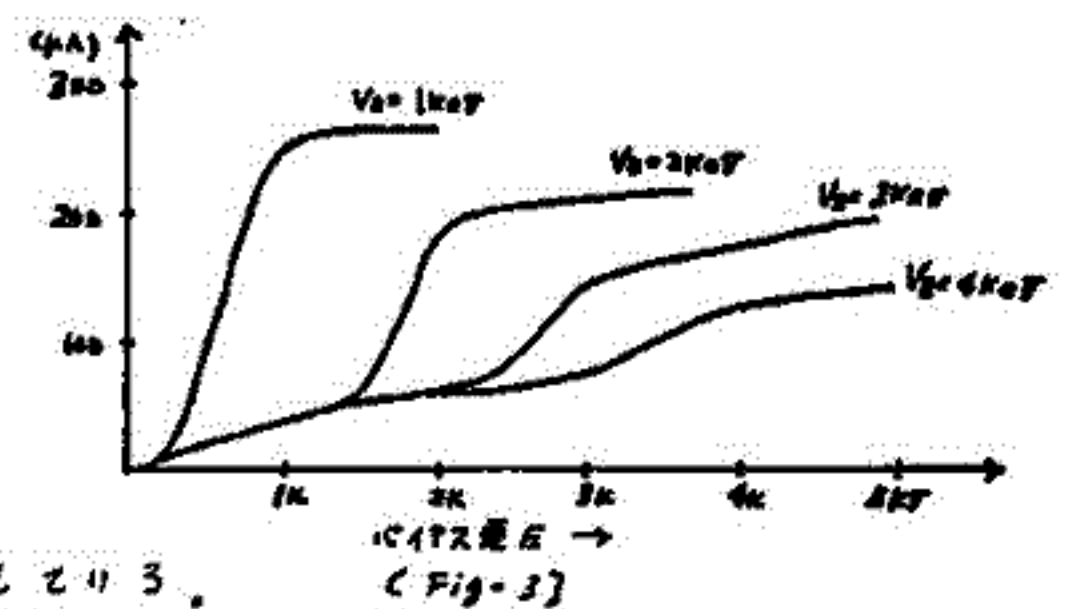
(Fig-1) に実験の概略図を示す。真空チェンバ-は直径が約 600mm、長さ 1m となっている。このチェンバ-に電子銃をセットし、電子ビームがチェンバ-内部を充分に流れた位置に RCM (Return Current Monitor) と呼ばれるサンパルを設置し、RCM にコレクトされる電流を 8ch のレコーダ-で測定した。RCM には RCM-(A)、RCM-(B) の二種類あり前者は β -クロス上にメッシュを張り、後者の同様にメッシュのみ銅板の板状のものとして三種より構成された計 8 枚の周状に設置された。 (Fig-2) に RCM-(A) による実験結果を示す。これは β -クロス上に張り付いたメッシュによってくる電流値と銅板によってくる電流値の比率を示す。両者の面積比は約 0.01 であるが、電子ビ-ム加速電圧が 1kV を越えて面積比よりずっと大きくなるを示している。RCM-(B) は (A) と同様に三種のエレメントより構成されているが、また β -クロス上に電圧をかけ、その電圧・電流特性を測定するもので、 (Fig-3) に β -クロス上のメッシュによる特性を示す。電子ビ-ムによりエレメントが β -クロスから外れた場合の結果グラフも付録し、片方の電流に等しい。



(Fig-1)



(Fig-2)



(Fig-3)

III-2 宇宙空間における帯電現象の研究

佐々木進 ハス康之 金子修* 河島信樹

東大宇宙研 *名大プラ研

宇宙空間における天体(人工飛翔体を含む)の帯電現象は

1. 天体が荷電粒子を放出する機構を持っている場合
2. 天体が荷電粒子の照射を受ける(即ち天体周辺に荷電粒子加速機構が存在する)場合

に引き起こされる。一般的には 孤立系が周囲と同電位である時に 正電荷と負電荷の出入が釣りあわないような場合には その結果として正味の電荷の出入がなくなるような形で 孤立系は周囲に対して必ず帯電する。例えば

- 1の場合
 - 1-1 磁場を持った天体のまわりを電離層を持った天体(=導電性のよい)荷電粒子源を持つ天体)が運行している場合(木星 J₁衛星, ハルカ)
 - 1-2 太陽のようにそれ自身荷電粒子加速放出機構を持つ天体
 - 1-3 人工飛翔体から荷電粒子ビームを放出するような実験を行う場合
- 2の場合
 - 2-1 天体とその周辺に活発な電場加速機構(活発な磁気圏等)を持ち、電子がその天体にふりそそぐ場合
 - 2-2 活発な磁気圏中を通過する人工飛翔体(UV, X-ray照射を受ける場合)
 - 2-3 太陽のように活発な荷電粒子放出を行っている天体にむかう人工飛翔体

等では、その天体は周囲の空間に対して帯電の可能性がある。天体の帯電現象は これ迄注目されること少なかったが、極めて普遍的なもので宇宙空間プラズマ諸現象の中で果たしている役割は大きい。

この宇宙空間での帯電現象研究には

1. 帯電が具体的にどのような場合にどのような強さで生じるか
2. 帯電体の周囲空間に引き起こされる物理現象(電位分布, 帯電を維持する電流によって引き起こされるプラズマ諸現象)
3. 人工飛翔体の帯電防止法の研究

等が含まれこれらについての実験的研究を行ってきた。

1に関しては、これ迄人工飛翔体からの電子ビーム放出による帯電の場合について、ロケット実験、室内模擬実験を行い、ビーム電流量に対する帯電強度の依存性が得られその解析を行った。ビーム電流量が周囲プラズマからの飛翔体への飽和電子電流量と同程度以下の場合には 従来の理論が適用されるが、ビーム電流量がはるかに多くなると 飛翔体周辺に高密度プラズマ状態が発生し複雑な様相を示すことが予想されるようになった。

2に関しては、シー領域のLSLTVによる直接光学観測を行うとともに 電流分布・電位分布の測定を行った。又非常に強い静電波が観測されそれによって2次的に強く加速される粒子の検出を試みている。

3に関しては、衛星が負帯電する場合について 電子エミッターを用いた方法が非常に簡便で効果的であることがわかり 又その飛翔体搭載モデルについても試験を行い良好な結果を得ている。特に今後盛んになると思われる磁気圏及び惑星間ミッションには、帯電による損傷を避ける点、この種の帯電防止策をとる必要がある。更に電子ビームを放出した時の飛翔体の帯電防止策については、中性ガス及びプラズマ密放出が効果的であることを確認している。

III-3 SEPAC搭載機器による電子ビーム

Active実験

江尻 全機*

長野 勇**

SEPAC Team

* 東大宇宙研

** 金沢大工

一昨年に引き続き、昨年11月、宇宙開発事業団筑波宇宙センターの大型4エンバード、電子ビームおよびプラズマ放射実験(SEPAC計画)の模擬実験が行われた。本実験の科学目的の一つである電子ビームおよびプラズマ放射による波動励起および発射現象の研究のため、一昨年とほぼ同様の実験装置で、フォトノータ(Pho)、ファラデーカップ(FC)によるLF、HF波動スペクトル、ループアンテナ(Loop)によるLF電磁波、波動電位(FP)を計測した。

本稿では、電子ビーム(EBA)とプラズマ放射(MPD)、中性ガス(NGP)放出の各種組合せ実験によって励起した静電波、電磁波の波動現象について報告する。

本実験では、(A)EBA接地モード、(B)EBA浮動モード、(C)EBA/NGP、(D)EBA/MPDの各項目について、EBAの電圧、電流をパラメータとして、数十回行われた。これらの実験モードについてLF-HF波動励起現象の主な観測結果を表1に示す。

表 1

実験モード	EBA earth	EBA floating	EBA/NGP	EBA/MPD
LFスペクトル(FC)	弱く一様	観測されず	V字形スペクトル	約1MHzの帯域に広がった
LFスペクトル(Loop)	"	"	"	"
HFスペクトル	"	"	0.2MHzまで指数的に減少	約1.2MHzの高調波近傍に励起が認められるが、エミッションは正確にfHの高調波に一致していない

PHOの波動周波数と一致している。
 図1は、EBA/NGPモードにおけるFC、Loopで観測したLFスペクトルの一例である。FCとLoopではほぼ同一スペクトルであるが、EBA OFF後約100μsの間波動が観測されている。図2はEBA/MPDにおけるHFスペクトル観測例である。fH(1.2MHz)の高調波近傍に励起が認められるが、エミッションは正確にfHの高調波に一致していない。

講演では、EBA、NGP放出による波動電位の発振とスペクトルの関係、PHOの波動とLFスペクトルの関係などについて述べる。

本実験は、東京大学宇宙航空研究所と宇宙開発事業団との共同で行われたものであり、ここに、関係各位に感謝する。データ処理にあたって金沢大学、学生前中巻の年をわすれず。

文献(1) M. Ejiri et al 日本地球電磁学会
68回講演会

E-M-62, HF Spectrum

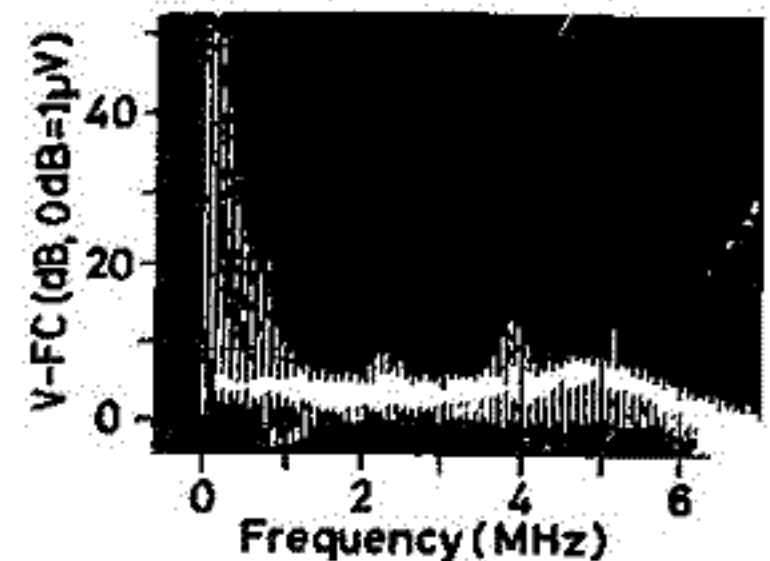


図2 HFスペクトルの例 V=5KV I=550mA

E-N-9

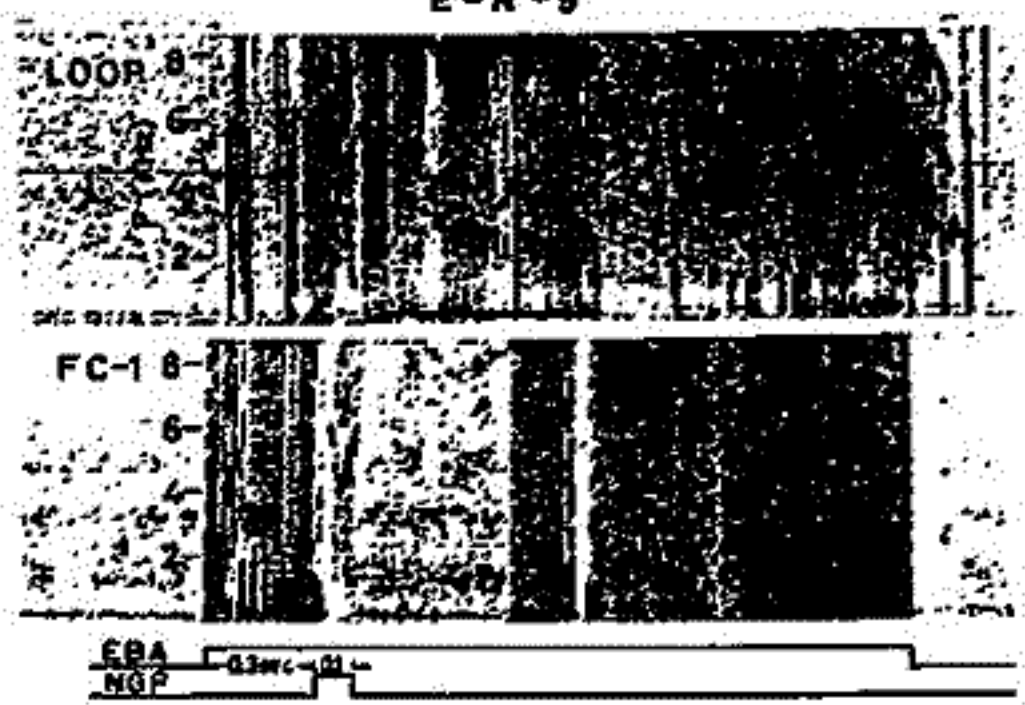


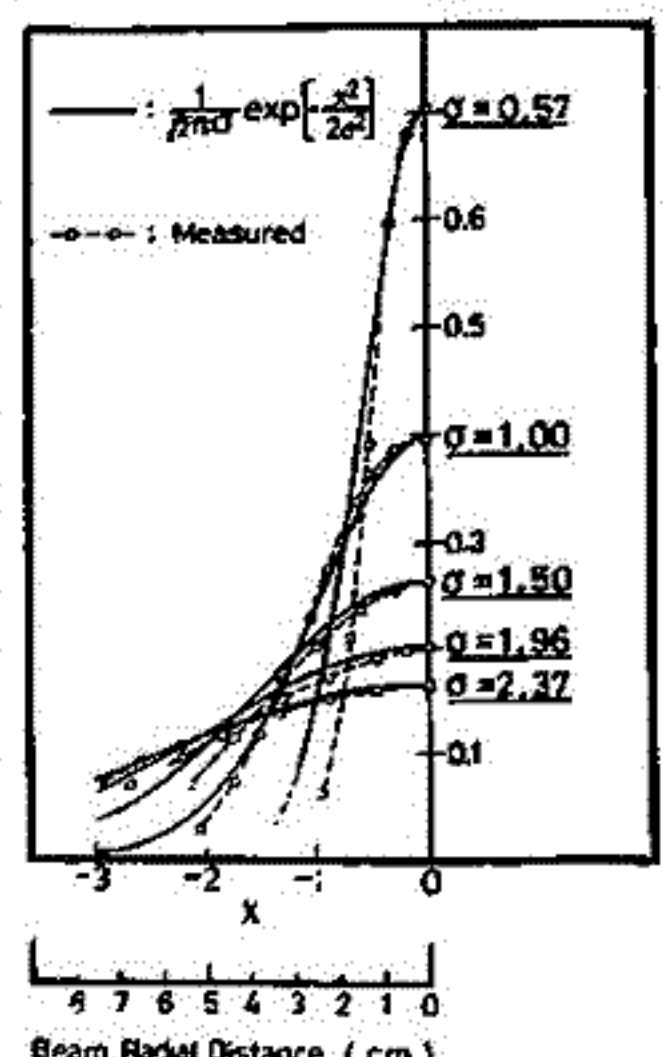
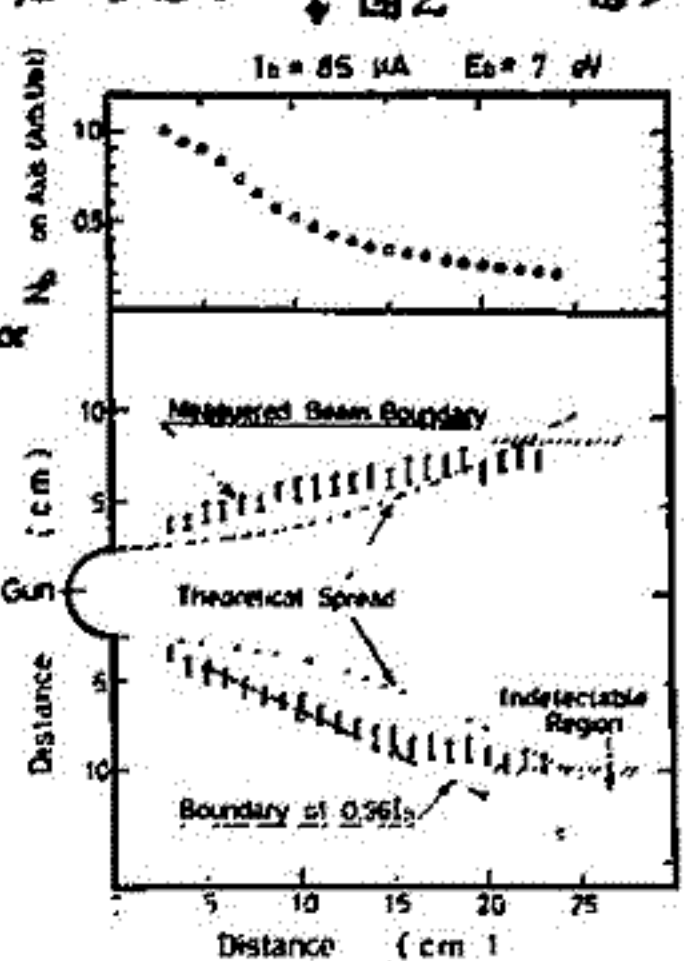
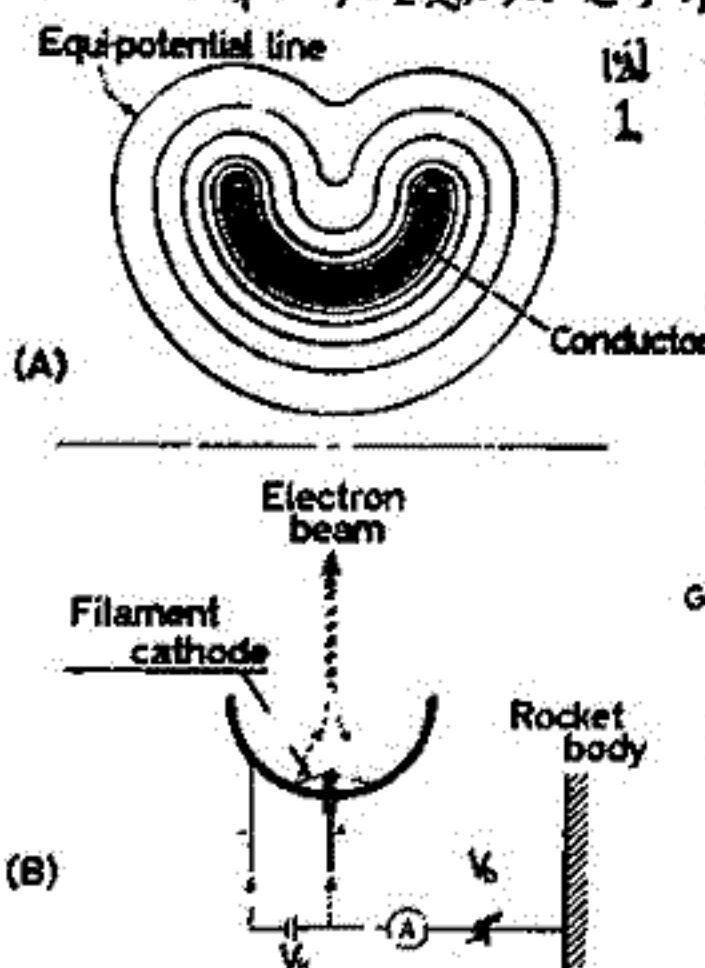
図1 LFスペクトルの例 V=5KV I=780mA

筒井 稔 松本 紘 木村 繁根
(京都大学 工学部)

宇宙空間プラズマ中に行なわれた電子ビーム放出実験では特長的なVLF波動励起が観測され、その波動-粒子相互作用の様子を明確にするために筆者等はプラズマテナー内においてそのシミュレーション実験を行、また、その結果波動励起現象に関する多くの知見を得た。その内の重要な点として波動励起は有限直径を有するビーム内に卓越しており、その直径はビームエネルギーによるサイクロトロン直径に一致している事を示していった。ここでビーム又はビームエネルギーとは主要なエネルギーをも、たもつてあり厳密な意味では単一エネルギーではなく多くの分布を含んでいゝため、励起機構を明らかにするためにはその分布を調べなければならぬ。この目的のためには単純化されたビーム源による特性の明らかな電子ビームによる実験の必要に迫られた。今回はプラズマ中の実験に適した新しい型の電子銃の開発を行はし、プラズマ内でのその特性測定を行はしビームの性質を明らかにし、プラズマ実験に有用である事が判明したので報告する。

(新型プラズマ実験用電子銃) 図1が新しく開発したプラズマ実験用低エネルギー電子銃の原理である。プラズマ中における半球型導体の等電位面は真空中でのそれとは異なり、シース形成により導体から等距離となる事が判る。このためその面に直角に通る電気力線は半球内側では絞られる後平行となりプラズマ中へ伸びて行く事になる。同図(B)で示すように半球導体内側に張り付けたT-W線から放出された熱電子は上述の電気力線に沿って進み平行ビームとなりプラズマ中に放出される。このため電流計には正味の放出電流を示す。

(放出電子ビームの特性) 図2は放出電子ビーム距離特性を示したもので同図上は電子銃から5cm離れたビーム軸上でのビーム密度を1.0とした場合、距離増加に伴う密度減少の様子を示している。同図下はビーム中広がり距離依存性を示したもので定性的には理論特性と一致の傾向にある。図3は電子銃から5, 10, 15, 24 cmにおけるビーム断面のビーム密度径方向分布を示したものであり、距離5 cmにおける分布を除く他は全てガウス分布している事が判る。この分布が求めた分布内面積の96% (ビーム電流の96%)の境界が図2の下に示してある。このように測定値と良く一致を示している事から理想的な電子銃といえる。 図2 図3



III-5 マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用の ロケット実験 (MINIX)-宇宙太陽発電の基礎実験-

木村盤根 松本紘 宮武貞夫 橋本弘哉 筒井稔 賀谷佳幸 松本希弥 大村辰哉
(京大工学部 電気通信大学 神戸大工学部 東大宇宙研)

不足する地球上のエネルギー源を補う目的の一つとして宇宙太陽発電所 (Solar Power Station: SPS) 建設が計画されているが、その地上へのエネルギー伝送手段として、マイクロ波による無線伝送が考えられている。しかしマイクロ波電界と電離層プラズマとの相互作用の研究は充分行なわれておらず、通信等に及ぼす影響は不明である。そこで本研究グループは東大宇宙研観測ロケットを用い、マイクロ波と電離層との非線形相互作用を実験的に研究しようとするものである。

§ マイクロ波-電離層非線形相互作用

【自己収縮】電離層プラズマの固有周波数があるプラズマ周波数 f_p よりマイクロ波周波数 f はそれより 9MHz 及び 1MHz 程度であるため、 $G\text{Hz}$ 帯のマイクロ波にと、電離層は殆んど透明な媒質と考えられがちである。しかしマイクロ波電界が強い場合、電離層プラズマ電子が流す電流はその中性粒子又はイオンとの衝突効果による電界との同相成分により仕事とし、電子の温度を上昇させる事になる。その割合はマイクロ波定常照射の場合で $5000^\circ\sim 7000^\circ\text{K}$ まで上昇する。電子温度が局所的に上昇すると圧力バランスを保つために電子密度が減少する。周波数は電子密度の低い所で大きいためマイクロ波はその電子密度の低い所に集中し密度変動を一層助長させ、マイクロ波自身も自己収縮を引き起す。

【パラメトリック効果】強いマイクロ波がプラズマに照射された場合、電離層プラズマ中では次の三つの非線形散乱を受ける。ブリロアン散乱；マイクロ波によるイオン音波の励起による周波数 ω だけ低い周波数のマイクロ波の後方散乱。ラマン散乱；マイクロ波照射による電子プラズマ波の励起とその周波数 ω だけ低い周波数のマイクロ波後方散乱。コンプトン散乱；マイクロ波が直接プラズマ粒子にエネルギーを与え、自分自身は後方散乱。これらの散乱強度や励起波強度の理論計算は困難であり実験的研究が必要である。

§ MINIX ロケット実験の概要 (図参照)

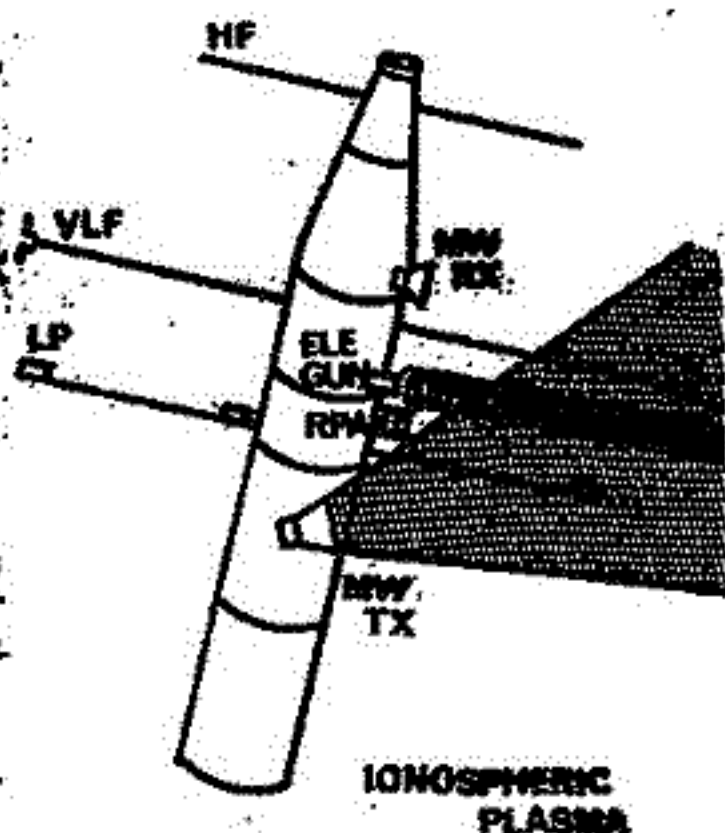
・マイクロ波送信機、10秒間に1回約400msec、800Wのマイクロ波を電磁ホーンから放射周波数2.45GHzで電離層高度120km以上で行なう。電源はNiCd電池と138 μF コンデンサー。発振には電子レンジ用2M172マグネトロンを使用。

・HF受信機、ラマン散乱の降励起とこれに電子プラズマ波や自然プラズマ波の測定。周波数は0.5、1、2、3、4、6、8、12MHzの8周波数を中心とする固定周波数による同時受信。アンテナは片方50cmのダイポール。

・VLF受信機、ブリロアン散乱による全帯域VLF帯のプラズマ波、電子ビーム放出に伴う励起増幅現象、ホイスター波等の受信。受信帯域は500Hz \sim 20kHzで2線アンテナは片側60cmのダイポール、その両端に6cmの半波長アンテナが取り付けられている。

・電子ビーム装置、マイクロ波照射のタイミング前後に1 \sim 10eVの電子ビーム放出。電子ビーム・マイクロ波の相互作用の実験。ビーム電流500 μA 以下、新型半球電鏡。

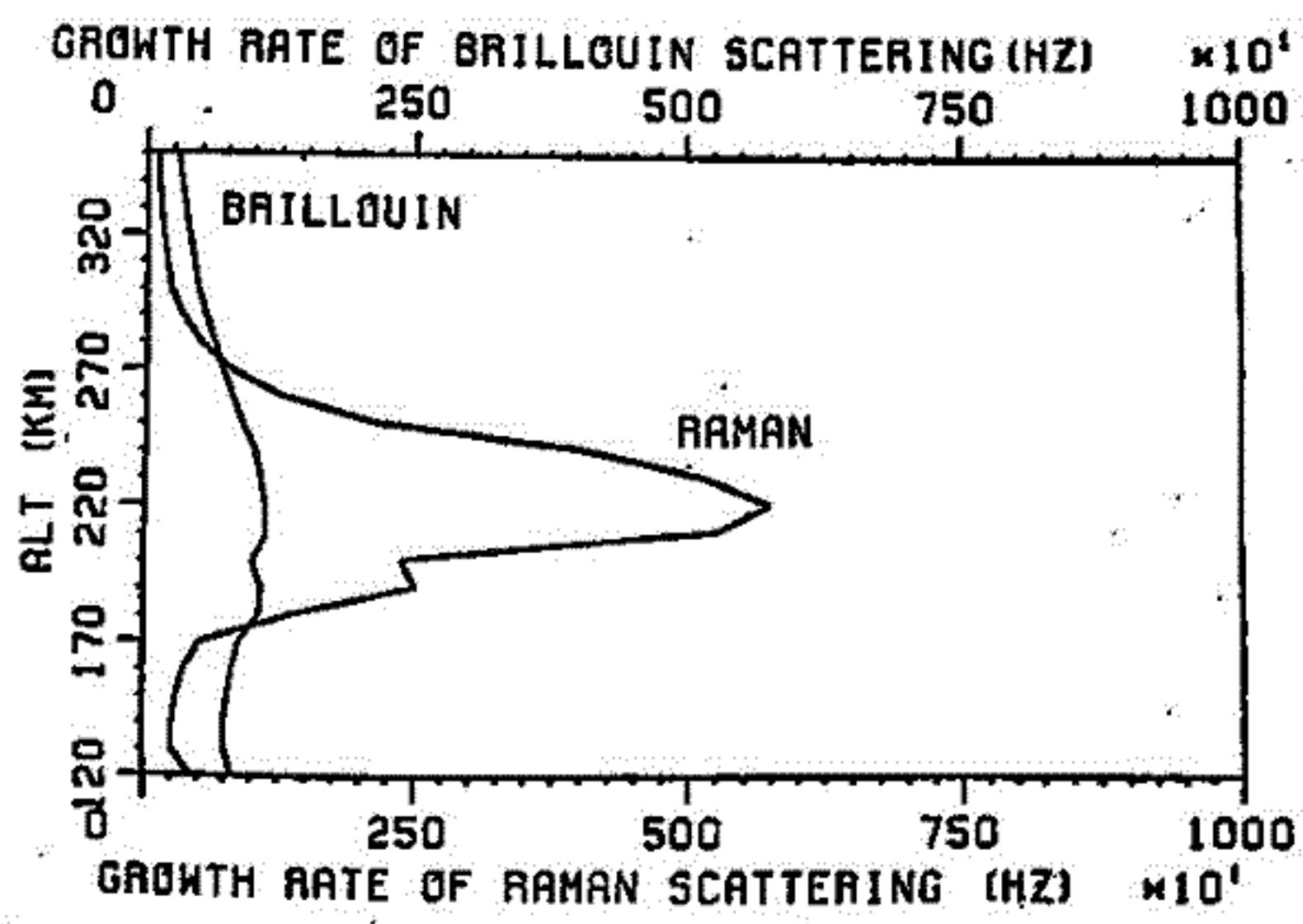
・電子エネルギー分析器、ラングミュアプローブ、電子温度変化のモニタ、発生加速粒子の検出、Wakeの効果の測定。ラングミュアプローブは円筒形。バイアスは固定及び-10V \sim +10V拂引



III-6 マイクロ波・電離層プラズマ非線形相互作用の
 ケット実験のため、理論計算

松本 紘・中島 徳英
 (京大工)

強ちなマイクロ波ビームが電離層プラズマ中で通過する時に与える種々の影響を理論的に計算、検討することは、マイクロ波エネルギー無線伝送媒体として用いる宇宙太陽発電所(ソラセル)計画にとって、十分重要すべき事柄である。本報告においては、米空軍施設定価(1-520-1)号機によるケット実験に備え、同実験で実現される得るパラメータの下で、理論計算を行なった。具体的には、モデル電離層のパラメータを用い、220V/mの電界強度のマイクロ波の電子加熱、非線形パラメトリック・プラズマ波励起の定量計算を行なった。1-520-1号機では、マイクロ波のパルス幅が電源容量の関係で100msecと短かいが、このパルス幅では大きい電子加熱が得られないことが示された。しかし同時に定常マイクロ波照射時の電界強度は自然の電離層電子温度の4~5倍にまで達することが示された。パラメトリック励起による電子プラズマ波およびイオン音波の生長率も計算され、十分大きい成長率を期待できることは、下図のようになされた。



ブリロアン散乱によるイオン音波の励起と
 ラマン散乱による電子プラズマ波励起の生長率の
 高度変化

III-7 大出力マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用の室内実験(1)

*増田 敏夫, *賀谷 信幸, *松本 治弥, **松本 敏, **筒井 裕, ***橋本 弘蔵, *木村 繁規, ***菅 武貞
* 神大工 ** 京大工 *** 電通大

宇宙太陽発電の基礎実験として、マイクロ波-電離層プラズマの非線形相互作用のロケット実験を、来年の1月、S-52C-1号機で行なう予定である。このロケット実験を補足する目的で、地上実験を開始した。

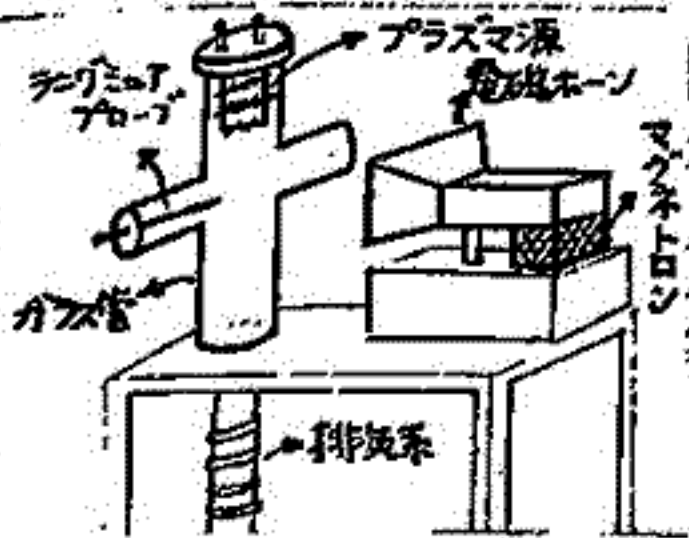
実験装置の概要は、図1に示すように家庭電子レンジ用のマグネトロン2M172に、2本の電磁ホーンを取り付け、ガラス管内に生成したプラズマにホーンで発生するマイクロ波を照射し、物理実験を試みるものである。

2M172のマグネトロンは、発振周波数、2450MHz、Output Power (Matched Load) は800Wである。プラズマ源は、通常のBack Diffusion Typeを使用する。マイクロ波の漏洩を防ぐため、周囲を2重メッシュでシールドした。

マイクロ波-プラズマの非線形相互作用として、プラズマ heating、マイクロ波自己収縮、非線形パラメトリック効果が予想される。まず、初回の実験として、ラングミュア・プローブ(固定バイアス)と、波動スペクトルを測定した。電子電流の時間的変化を図2に示す。パラメータは、マイクロ波照射時間である。照射時はNoiseのため、測定不可能である。マイクロ波照射時間を横軸に、照射を止めた時の電子電流の変化を図3に、電子電流のdecayする時定数を図4に示す。照射時間(すなわち照射power)に比例して、電子電流の変化が増大することが明らかで、又マイクロ波照射時間が約4secで飽和が見られる。この電子電流の変化が、Ohmic heatingによる電子温度の増加であるか、又放電等による電子速度の増大であるかは、今後の実験で確認していく予定である。

ラングミュア・プローブの交流成分を、50kHzまで測定した。これを図5に示す。下図がマイクロ波のみ、中図がプラズマのみ、上図がプラズマ中にマイクロ波を照射した時を示す。これらの変化は、時間的に変動が激しく、ある瞬間のデータであるが、顕著に変化が生じることが明らかである。

今後、測定方法の検討を含め、理論との検討も加えていく予定である。



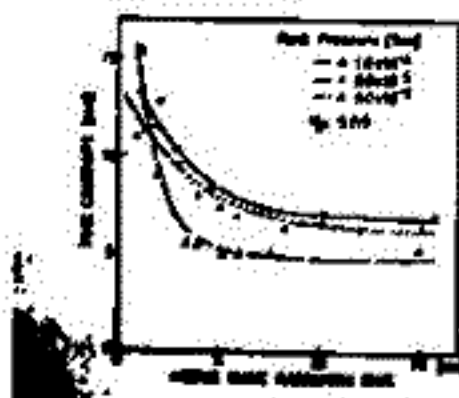
(図1) 実験装置の概要



(図2) 電子電流の時間的変化



(図3) 電子電流のピーク値



(図4) 電子電流の decay 時定数



(図5) 波動変動

河野 長
東大理

古地磁気学においては、磁北方向の統計を行なう場合、普通 Fisher (1953) によって導かれた分布を仮定する。この分布は、真の平均方向を極軸とする極座標 ω, ψ を用いて、

$$f(\omega, \psi) \sin \omega d\omega d\psi = \frac{K}{4\pi \sinh K} e^{K \cos \omega} \sin \omega d\omega d\psi \quad (1)$$

と表わされる。この統計法については Fisher 以来 Watson, Irving, Cox など多数の研究があり、簡単な手順で用いることができる。ところで、古地磁気の試料としては、深海堆積物コアやボーリング試料など船直のかわかち方位のかわかちないものがある。この種の試料は特に DSDP によって重要性が増大した。深海コアなどではコアを回転しなかつたとすれば“相対的”偏角を定義できる。しかし一般のボーリングでは試料は円筒形の破片で得られ“相対的”偏角も定められない。

このような場合の Fisher 統計にもとづく取扱いは Briden and Ward (1966) によってなされている。彼らの方法では伏角の真の平均値を求めよるために $\sum \sin I_i / N$, $\sum \cos I_i / N$ を計算し、これと Fisher 統計から期待される値をくらべてやる。しかしこの過程で $\langle \sin I \rangle$, $\langle \cos I \rangle$ の解析的表現がないので表と対応づけるのが不便な点が多くあまり広く用いられていない。ここでは解析的表現で真の平均値と分散を定める方法を導いた。

(1) を極道下を極軸とする極座標 θ, φ を用いて書き直すと、

$$f(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{K}{4\pi \sinh K} \exp(\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2)$$

と作る。但し真の平均方向を $\theta = \theta_0, \varphi = 0$ とした。この式を φ について積分すると θ だけに関する marginal distribution が求まる。

$$f(\theta) \sin \theta d\theta = \frac{K}{2 \sinh K} \exp(K \cos \theta \cos \theta_0) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(K \sin \theta \sin \theta_0)^{2n}}{2^{2n} (n!)^2} \sin \theta d\theta \quad (3)$$

$\sin \theta$ や $\cos \theta$ の期待値を求めよるには、(3)の両辺にこれらの関数をかけて θ について積分してやればよい。しかし普通にやるとこれらの結果は二重無限級数になってしまい、非常に扱いにくい。Briden and Ward はこれらの数値的に計算して表や図で表わした。しかし、実は $\sin \theta$ の偶数次のべき、あるいは $\cos \theta$ の任意次数のべき、あるいはこれらの種の期待値は積分をうまくやれば簡単な関数で表わされる。 $\cos \theta$ の任意次数のべきの期待値は moment generating function

$$M_{\cos \theta}(t) = \frac{K}{\sinh K} \frac{\sinh[\sqrt{K^2 + 2Kt \cos \theta_0 + t^2}]}{\sqrt{K^2 + 2Kt \cos \theta_0 + t^2}} \quad (4)$$

から

$$\langle \cos^r \theta \rangle = \left[\frac{d^r M_{\cos \theta}(t)}{dt^r} \right]_{t=0} \quad (5)$$

として求めることができる。従って、伏角の測定値 $I_i (i=1, \dots, N)$ のとき、

$$\sin I_0 (\coth k - \frac{1}{k}) = \frac{1}{N} \sum \sin I_i, \quad \sin^2 I_0 + \frac{1-3 \sin^2 I_0}{k} (\coth k - \frac{1}{k}) = \frac{1}{N} \sum \sin^2 I_i \quad (6)$$

から、真の伏角とその分散の期待値 I_0 と V k を求めよる。

スピネルを含んだチタノマグネタイトの
磁氣的性質

西谷 忠 師

東京大学 理学部

岩石中の磁性鉱物としてはチタノマグネタイトが代表的なものであるが、その中に、1~4%程度のマグネシウム、アルミニウムを含むことがある。チタノマグネタイトを、エレクトロンプロブマイクロアナライザーによって調べたところ、Fe, Ti 以外に Al (0.4~4.1 wt%), Mg (0.2~3.2 wt%)、その他少量の Mn, Cr, Ni, Zn が含まれていることが報告され (Creer and Ibbetson, 1970) アルカリ玄武岩中のチタノマグネタイトには無視できない量の Mg, Al が存在することが指摘されている (Prérot and Meryoil, 1973)。Sasajima (1975) は西南日本アルカリ玄武岩中のチタノマグネタイトを分析した結果、不純物とするには余りに多い MgO, Al₂O₃ が存在することを見出した。このように Mg, Al を多量に含むチタノマグネタイトが実際に存在する。

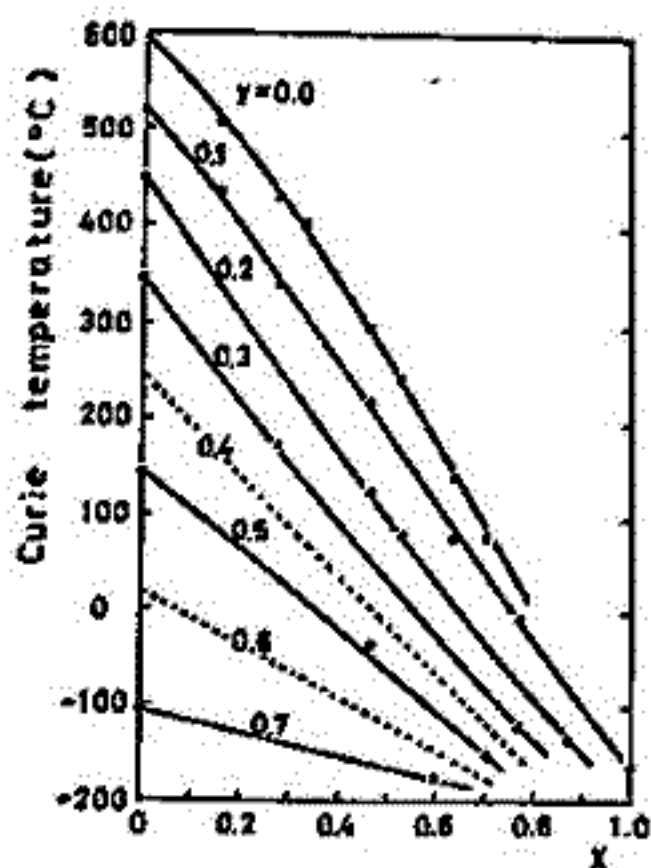
従って、単純化した FeO-Fe₂O₃-TiO₂ 系として取扱ってきた従来のチタノマグネタイトの化学組成、磁氣的性質に関する知識はそのままでは天然の場合に適用されな、恐れがでてくる。一般にチタノマグネタイト中に含まれる Mg と Al の量比はほぼ 1:2 でスピネル (MgAl₂O₄) をつくる量比に等しいが、やや Mg が多くなる場合が普通である (Katsura et al. 1976)。そこで合成物を用いて MgAl₂O₄ の量によってチタノマグネタイトの性質がどのように変化するかを調べることは天然のチタノマグネタイトをよりよく理解する上で重要である。格子定数はスピネルの量によってかなり影響を受けることが示されている (Katsura et al. 1976)。

スピネルによって磁氣的性質、特に、キュリー点と飽和磁化がどのように変化するかを今回報告する。試料は Katsura et al. (1976) の用いたものと同一である。スピネルを含んだチタノマグネタイト系列を次の式で定義する。

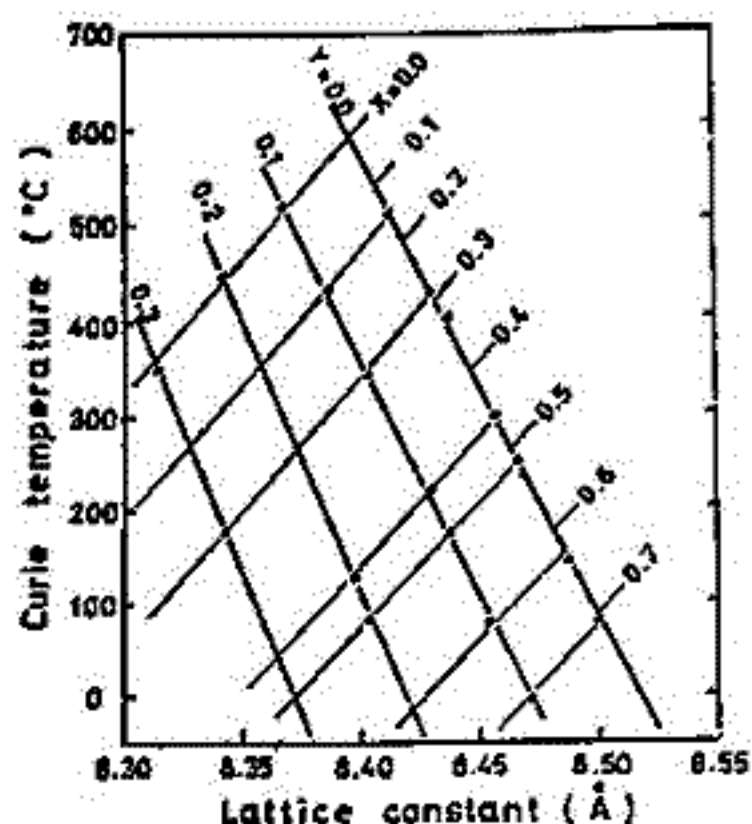
$(1-y)(x\text{Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot (1-x)\text{Fe}_3\text{O}_4) \cdot y\text{MgAl}_2\text{O}_4$ ここで y はスピネルのモル分率である。

(図1)はスピネルによるキュリー点の変化を示す。キュリー点及び格子定数がスピネルによってどのように影響を受けるかは(図2)によって明確にあらわせる。キュリー点、格子定数はスピネルによって、ともに減少する傾向にある。今までに報告されている文献と照らし合わせて、スピネルのキュリー点、格子定数へ及ぼす効果は Mg, Al それぞれの効果と 1:2 で重ね合わせたものであることを示した。

(図1)



(図2)



TRM, ARMの粒子サイズ効果

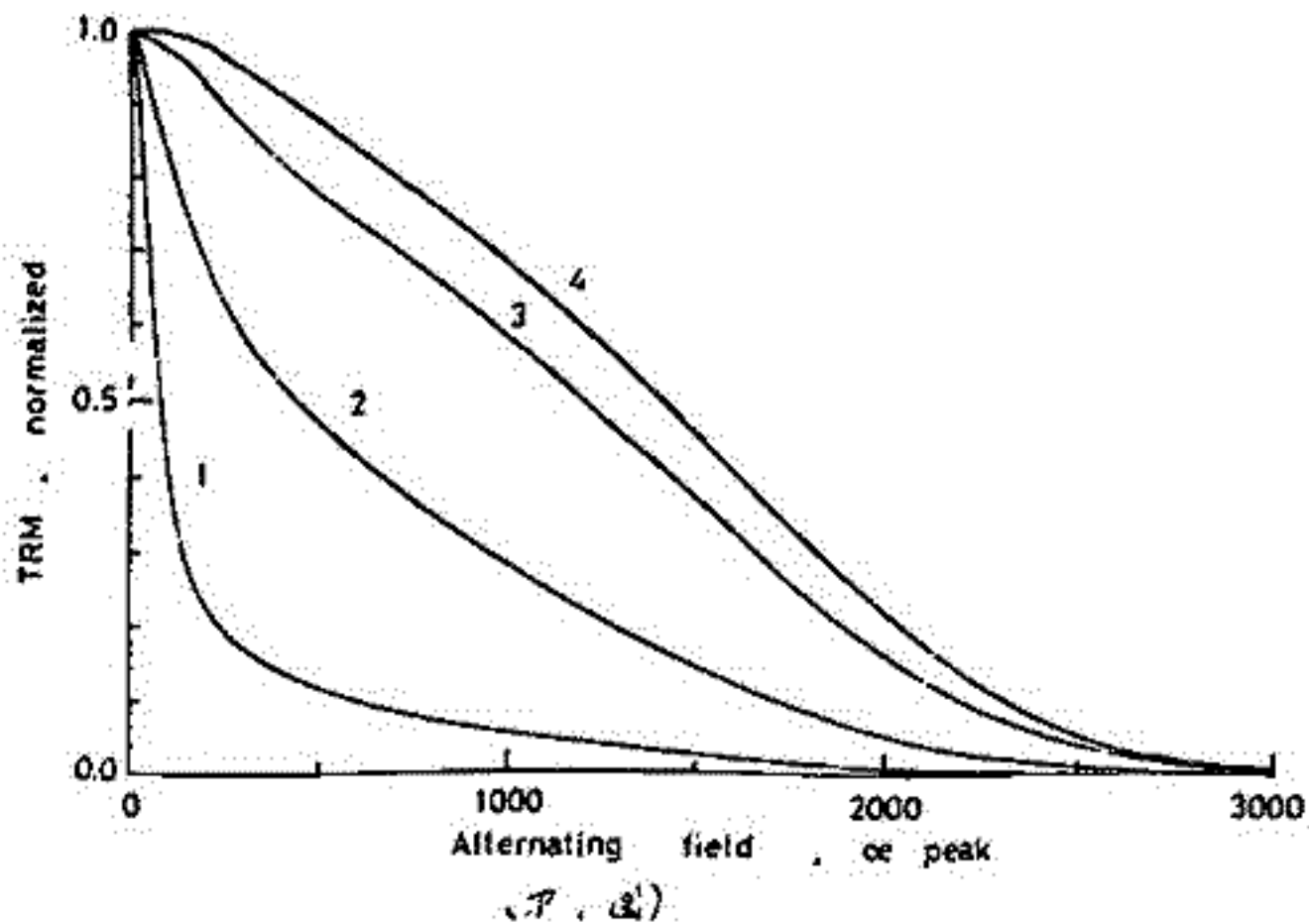
X = 0.5 チタノマグネタイトについて

兵野 洋三
(東大理)

岩石の磁気的性質を決定する要因として、岩石中の磁性粒子の粒子サイズによる影響は重要である。チタノマグネタイト(Fe_2O_3)についてこの粒子サイズの効果は、比較的よく調べられているが、チタンを含むチタノマグネタイトについては、あまり多くの実験はなされていない。1975年度の電磁気学会では合成されたチタノマグネタイト($0.5 Fe_2O_3 \cdot 0.5 Ti_2O_3$)について、主にヒステリシス特性に利する粒子サイズの効果に因して報告した。今回は同じ試料を用いて、残留磁化の性質に対する粒子サイズ効果を実験により調べた。

このチタノマグネタイトは、キュリー-ポイント $T_c = 250^\circ C$ 、格子定数 $a = 8.46 \text{ \AA}$ 、飽和磁化 $J_s = 32 \text{ emu/g}$ を持つものである。合成後、フィルターにより4種類の粒子サイズ分布を持つものに分離し、アルミニウム中に1 wt.% の割合で混ぜ合わせて固めたものを試料として用いた。熱残留磁化(TRM)は 10^{-6} Torr 以下の真空中で、 $340^\circ C$ の温度で約10分間保持後、 1 Oe の磁場中で室温まで冷却することにより、こつけられた。真空雰囲気は試料の酸化・変質を防ぐために必要である。またアルミニウムの持つTRMは、チタノマグネタイトに比べて十分小さく無視できる。ARMは交流磁場 2800 oe 、直流磁場 1 Oe で作られたものである。

4種類の試料は平均粒径が $0.2 \mu m$ から $15 \mu m$ の範囲に分布しているが、TRM, ARM共に、粒径と安定性について、各試料の間には大きな違いがある。第1図には、TRMの交流消磁の結果を示すが、粒径が大きくなる程粒子サイズが小さくなり、それに伴ってTRMの安定性が顕著に増加している。ARMはその安定性がTRMと似ていることから、古地磁場強度の推定等に用いられているが、磁化強度の比 TRM/ARMは粒子サイズによっても変化し、その安定性も違ってくること、今回のチタノマグネタイトに於いては明らかになった。



百瀬寛一 船木實
信州大 理, 国立極地所.

$TiFe_2O_4$ と Fe_3O_4 を end member とする *pur-titanomagnetite* の磁氣的性質に對して, 軽石中に含まれてゐる強磁性鉱物の場合その性質を變にするような結果が得られるので報告する。今回報告する試料は伊弉志山中野の軽石(Pumice fall) Pm-I, II, III, IV 中に含まれてゐる *titanomagnetite* である。

Fig. 1

試料名	Ti	Fe	O	原子比	格子数
Pm-I	0.00	0.99	1.98	0.00	0.99
Pm-II	0.01	0.98	1.97	0.01	0.98
Pm-III	0.02	0.97	1.94	0.02	0.97
Pm-IV	0.03	0.96	1.91	0.03	0.96

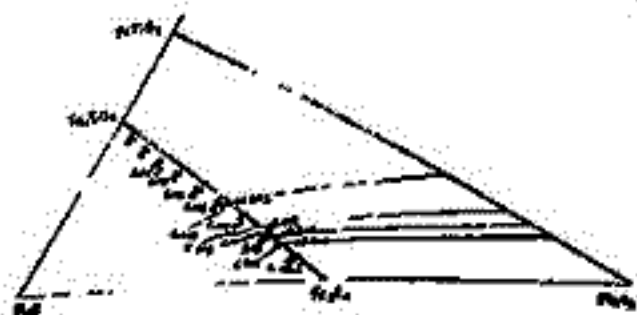
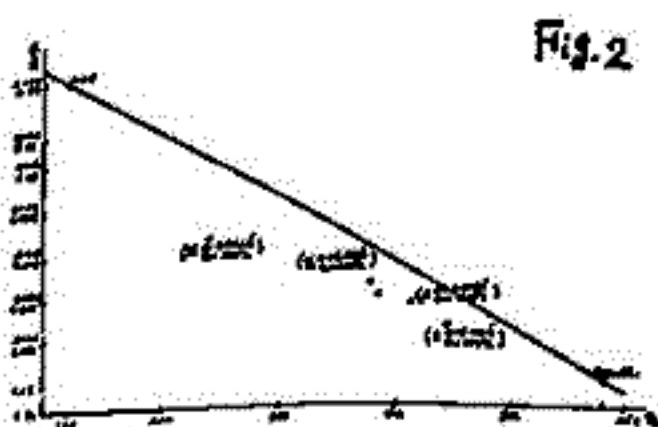


Fig. 1には、試料の化学組成, Atomic ratio, 格子数を示してある。diagram 上には化学組成と格子数 x の Fe_3O_4 - Fe_3O_4 線上に示した場合の格子数の計算値を示した。diagram と Atomic ratio からほとんど Pur の $TiFe_2O_4$ であることが知られる。

Fig. 2には $x=0.7 \sim 0$ のキュリー温度と格子数との関係を実験で示してある。この関係に對して, Pm-I ~ Pm-IV の Ym-IV (伊弉志山の軽石中のもの) をプロットしてある。



化学組成や格子数は Fig. 1 に示した関係にあるが、実験から大きく逸脱しており、 x が大きい Pm-IV ではキュリー温度は $120^\circ C$ 以上に倍り、図中には 1 試料 (伊弉志山のもの) をプロットしてある。他火山の試料については化学分析値が存りないので、この図中にプロットしなかつたが、降下軽石中の強磁性鉱物に對しての Curie P. - Lattice const. の関係を見るに、筆者の知るがかりでは概して実験の下にプロットされること知られてゐる。

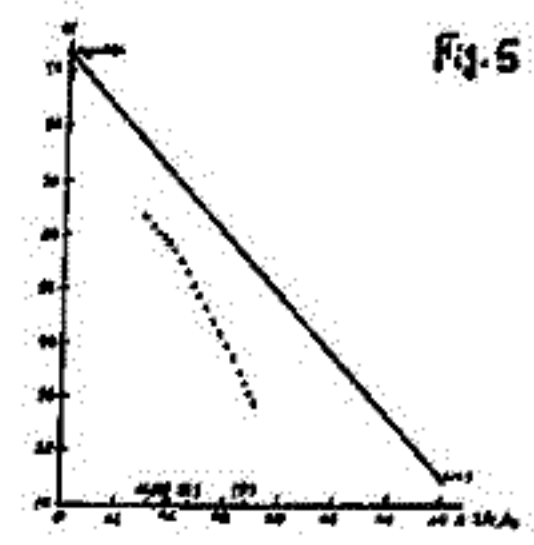
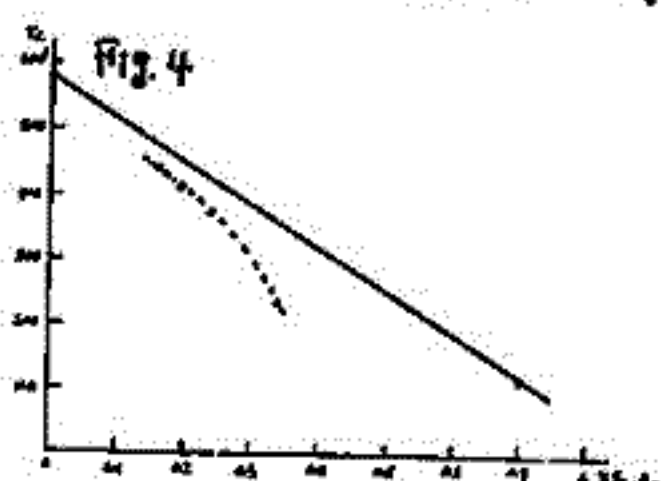
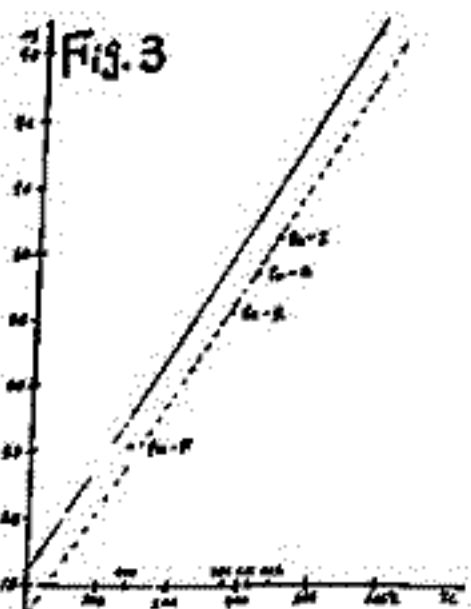


Fig. 3 には飽和磁化 (M_s) とキュリー温度 (T_c) との関係、Fig. 4 には T_c と $xTiFe_2O_4$ との関係、Fig. 5 には M_s と $xTiFe_2O_4$ との関係を示してある。このうち M_s と T_c との関係は実験と平行線関係上にプロットされた。 T_c と $xTiFe_2O_4$ との関係、 M_s と $xTiFe_2O_4$ との関係は、いずれも Fig. 2 の格子数と T_c の関係のように実験から逸脱しており、その x の関係は x の値が大きい程大きいようである。Pumice fall 中に含まれてゐる *Titanomagnetite* の磁氣的性質には Fig. 3 に示されるような特徴がある (Pm-I ~ Pm-IV は真空の熱処理に大変安定で、熱処理によつて Curie 温度に変化を呈しない)。

Paleomagnetic Processor

3. スピナー磁気計の原理

河野 昌・浜野 洋三・西谷 忠師・当谷 利行
東大 理

この磁気計では試料は鉛直軸まわりと水平軸まわりに回転する。鉛直軸はモーターによって駆動され、水平軸は傘歯車で回転が伝わる。今、水平軸まわりの回転角を θ_1 、鉛直軸まわりの回転角を θ_2 とすると、試料中心から r だけ離れた点における r 方向の磁場成分は、

$$H_r = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) P_n^m(\sin\theta_1, \sin\theta_2) \{ g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi \} \quad (1)$$

であるといえる。ここで、試料の磁気ポテンシャルを地球のものと同様に定義した。また

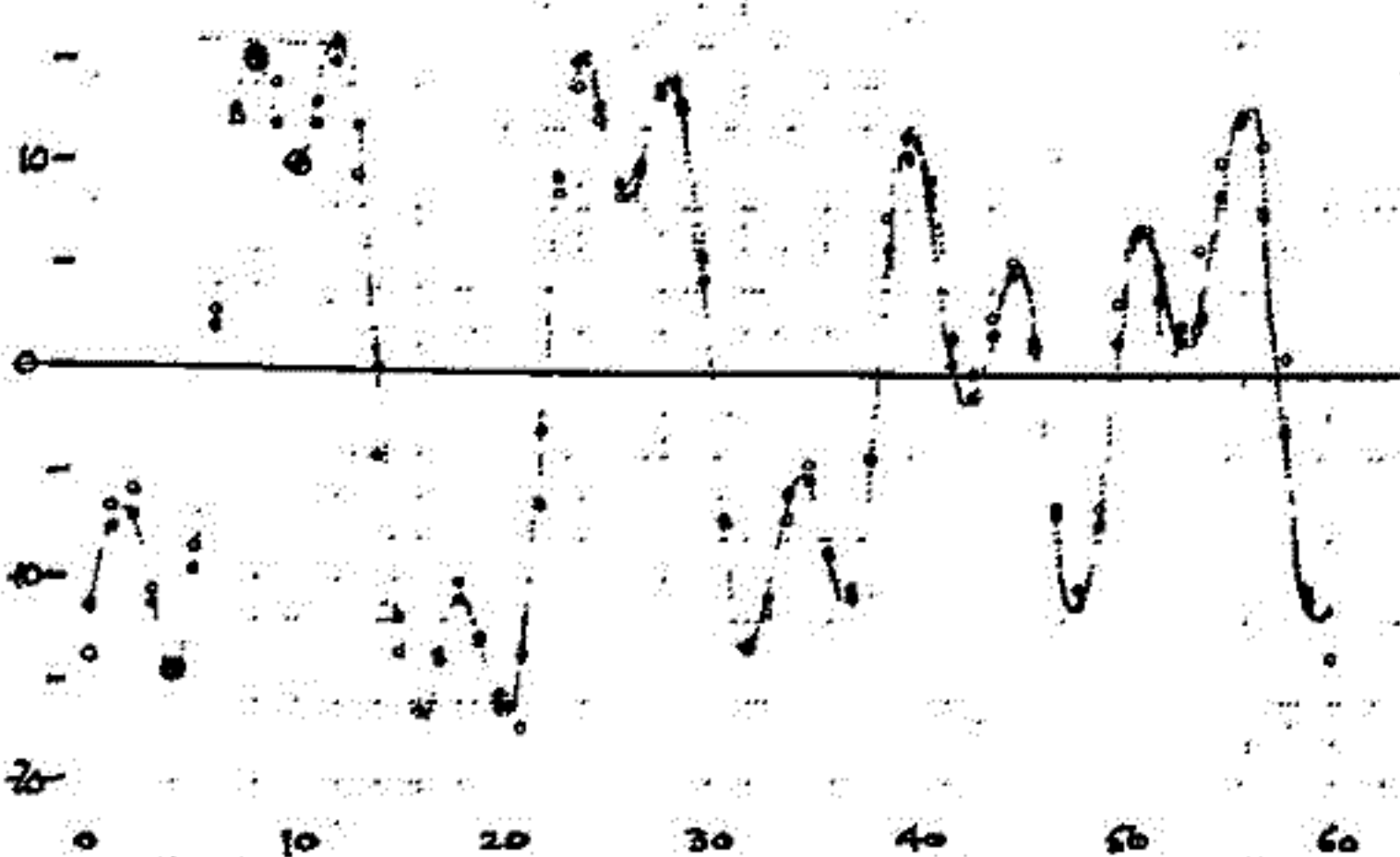
$$\cos\varphi = \frac{\cos\theta_2}{\sqrt{\cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_1 \sin^2\theta_2}}, \quad \sin\varphi = \frac{\cos\theta_1 \sin\theta_2}{\sqrt{\cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_1 \sin^2\theta_2}} \quad (2)$$

である。(1)の非双極子項は、(a)試料の形が球形でないこと、(b)一様に帯磁していないこと、(c)回転軸が試料の中心軸と一致していない、などの要因から生ずる。これらの効果を無視してよい場合は(1)の双極子項の外で試料の磁化を表わすことができる。傘歯車のギア比を $n_1:n_2$ とすると、鉛直軸の回転速度を ω として

$$\theta_2 = \omega t, \quad \theta_1 = -\left(\frac{n_2}{n_1}\right)\omega t \quad (3)$$

であるから、双極子項は

$$\begin{aligned} H_r &= 2g_1^0 \sin\theta_1 \sin\theta_2 + 2\sqrt{1 - \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2} \cdot \frac{g_1^1 \cos\theta_2 + h_1^1 \cos\theta_1 \sin\theta_2}{\sqrt{\cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_1 \sin^2\theta_2}} \\ &= g_1^0 \left(\cos \frac{n_1+n_2}{n_1} \omega t - \cos \frac{n_1-n_2}{n_1} \omega t \right) + 2g_1^1 \cos\omega t + h_1^1 \left(\sin \frac{n_1+n_2}{n_1} \omega t + \sin \frac{n_1-n_2}{n_1} \omega t \right) \end{aligned}$$



とほり、結局 ωt , $\left(\frac{n_1 \pm n_2}{n_1}\right)\omega t$ の3つの同波数成分で表現されることか分かる。左にこのような測定の一例を示す。実際はこうしたデータのスタッキングを行なってS/N比をあげることでできる。また(1)の双極子項以外のものをベクターのフーリエ変換で簡単に求めることができる。測定の誤差の見積りとして用いることができるであろう。

$$f(x) = -5.336 \cos 3x - 3.495 \cos 4x - 2.608 \cos 11x + 2.740 \sin 3x - 10.493 \sin 4x + 5.538 \sin 11x$$

○ OBS
● calc.

登内正治, 古田俊夫, 小林和男

東京大学 海洋研究所

オフィオライトの生成機構と磁性はプレートテクトニクスや海底磁気異常の成因と岩石学分野で国際的な重要研究テーマとなっている。岩石磁気分野では外国では, *Macquarie island, Troodos massif, Smaragd complex* についての報告があるが, 日本では我々のところまで3年前よりオフィオライトの磁気的特長の研究をはじめ, 学会で報告してきた。これを基礎として磁気的特長の明確な岩石の残留磁気の方向を求め南部フィッソグナウ南関東の地質構造の発達史に地質学と合せて考察を試みる。地球上のどこかにかつての深海底地殻が露出していて, 岩石学者が海底に孔を掘って潜水艇に乗らなくても観察ができ, 手元直接手にする場所があるのではないかとともに注目されるヨーロッパアルプス, 地中海地域, 北米などにおいてオフィオライトの研究がなされている。日本でも最近研究が活発になってきた。オフィオライトは岩石の組合せにちなんで名付されており, その内容は火成岩, 変成岩, 堆積岩を一語でしるもので, 典型的なオフィオライトの順序としては第一層に *shale*, ナマート, 石灰岩等の堆積物を含み, 第二層には玄武岩の枕状溶岩, 第三層には上部に玄武岩の *dyke*, 下部ははんれい岩その下にかんらん岩が加水変質してできた蛇紋岩からなるとされている, これは正に深海底と同じである。

本誌表地域の鴨川市から北西の山の中は, ナマート, 玄武岩の枕状溶岩と *dyke*, はんれい岩, 蛇紋岩, かんらん岩が分布し上記の典型的オフィオライトの組合せに相当する。また三浦半島については玄武岩の枕状溶岩, *dyke* の認められ変成岩も実々と分布する。丹波地域については地質調査の結果を検討中である。

岩石磁気の結果については, 葉山嶺隆起帯と丹波地域で 800 以上の岩石の Sample の測定結果が得られ概要を列記すると

1. NRM 強度: *Pillow Basalt* $3.5 \times 10^{-3} \sim 4.5 \times 10^{-4}$, *dyke Basalt* $4.0 \times 10^{-4} \sim 5.0 \times 10^{-5}$, *metamorphic rock* $4.0 \times 10^{-4} \sim 5.5 \times 10^{-5}$
2. Q比 : *Pillow Basalt* 1~15, *dyke Basalt* 0.5~2.0, *metamorphic rock* 0.01~1.5
3. MDF : *Pillow Basalt* 75~150 α , *dyke Basalt* 25~75 α
4. 熱磁気的特長: Basalt はすべて不可逆曲線を示し明白な低温酸化をうけるというと思われる。イニシエルの Curie 温度は高く 350 $^{\circ}$ C~470 $^{\circ}$ C である。変成岩の Curie 温度は 570 $^{\circ}$ C ぐらいで pure なマグネサイトと差えられる。
5. 磁性鉱物 : Basalt 中の磁性鉱物は $\alpha = 0.35$ ぐらいで酸化が進んでいる。変成岩中の磁性鉱物は $\alpha \approx 0$ であり pure なマグネサイトと差える。
6. 反射顕微鏡的特長: *Pillow Basalt* 中の磁性鉱物の大きさは 10 μ 以下であり *Dyke Basalt* 中のものは 200 μ ぐらいのものもあり大き。変成岩中のものは結晶の周囲に二次的に晶出しただけのものである。

南部フィッソグナウ南関東地域はフィリッピンプレートと太平洋プレートの会合帯である。上記の磁気学的特長を基にして, 安定性の吟味に合格した岩石の残留磁気の地域ごとの平均方向と地学的考察を合せて, 本地域の構造発達史の解明を試みる。

河野 長
東大理

天皇海山の玄武岩は強い磁化強度(平均 5.0×10^{-3} emu/cm³), 大きな Königsberger 比 (9.4), 大きな MDF (305 Oe) で特徴づけられる大変安定な NRM をもつ。このような磁化かどのようにして保持されているかを調べるために、様々な磁気的性質を実験的に求めた。

Fig. 1 は J_r , J_r/J_s などの J_s に対する依存性を示す。 J_r と J_s はほぼ linear であるが原点を通らない関係をもつ。これは $J_s \leq 0.4$ emu/g では磁性粒子は SD/SPM 境界に近く、有効に残留磁化を持ち得るためではあるかと思われる。このことは $J(5kOe)/J_s$ の図からも示される。 J_s が更に大きくなると粒々は SD-PSD の領域に入り、大きな J_r/J_s 値を示す。その後 J_r/J_s は 0.1~0.3 程度に低くなる。これは高温酸化のために粒子の什

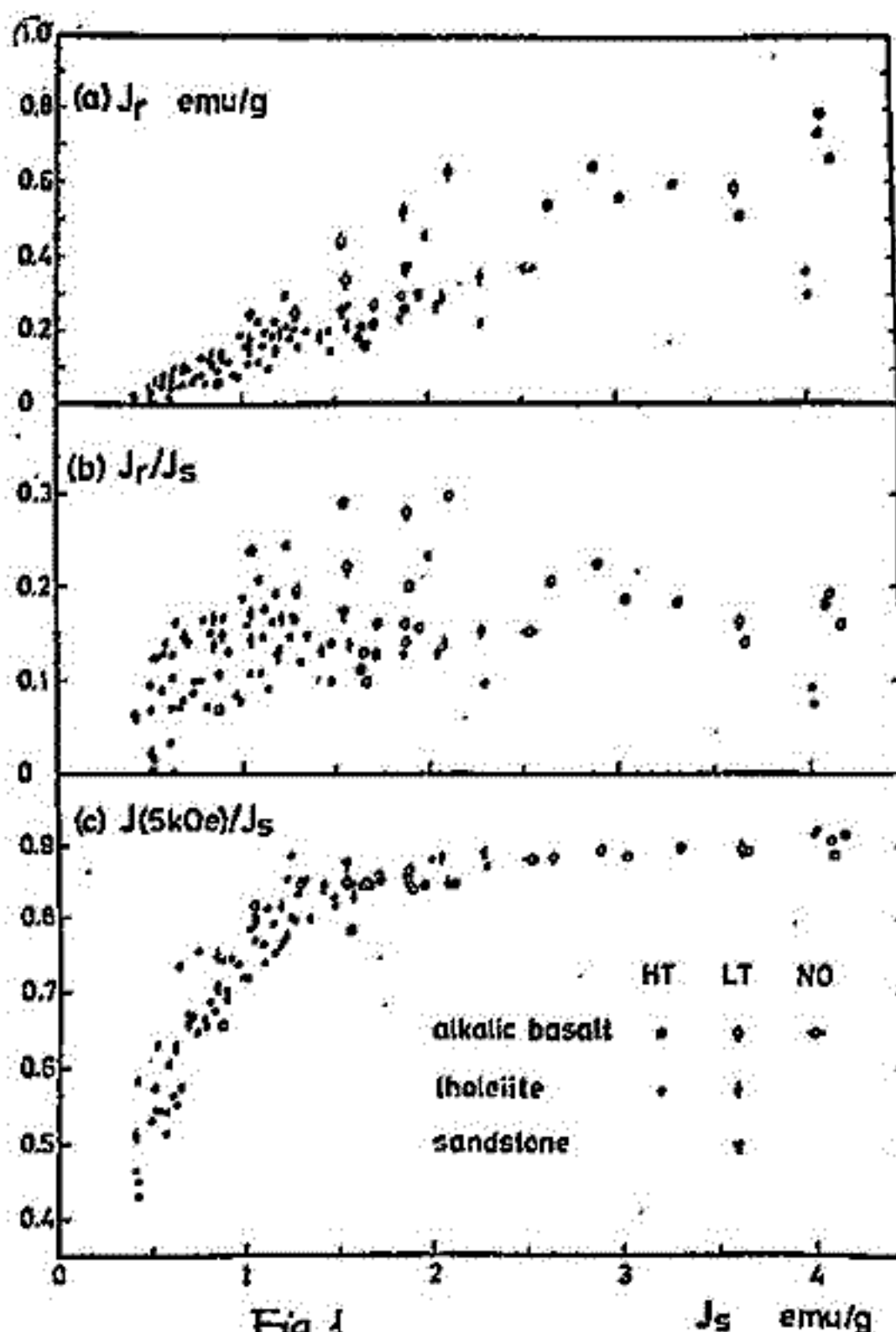


Fig. 1

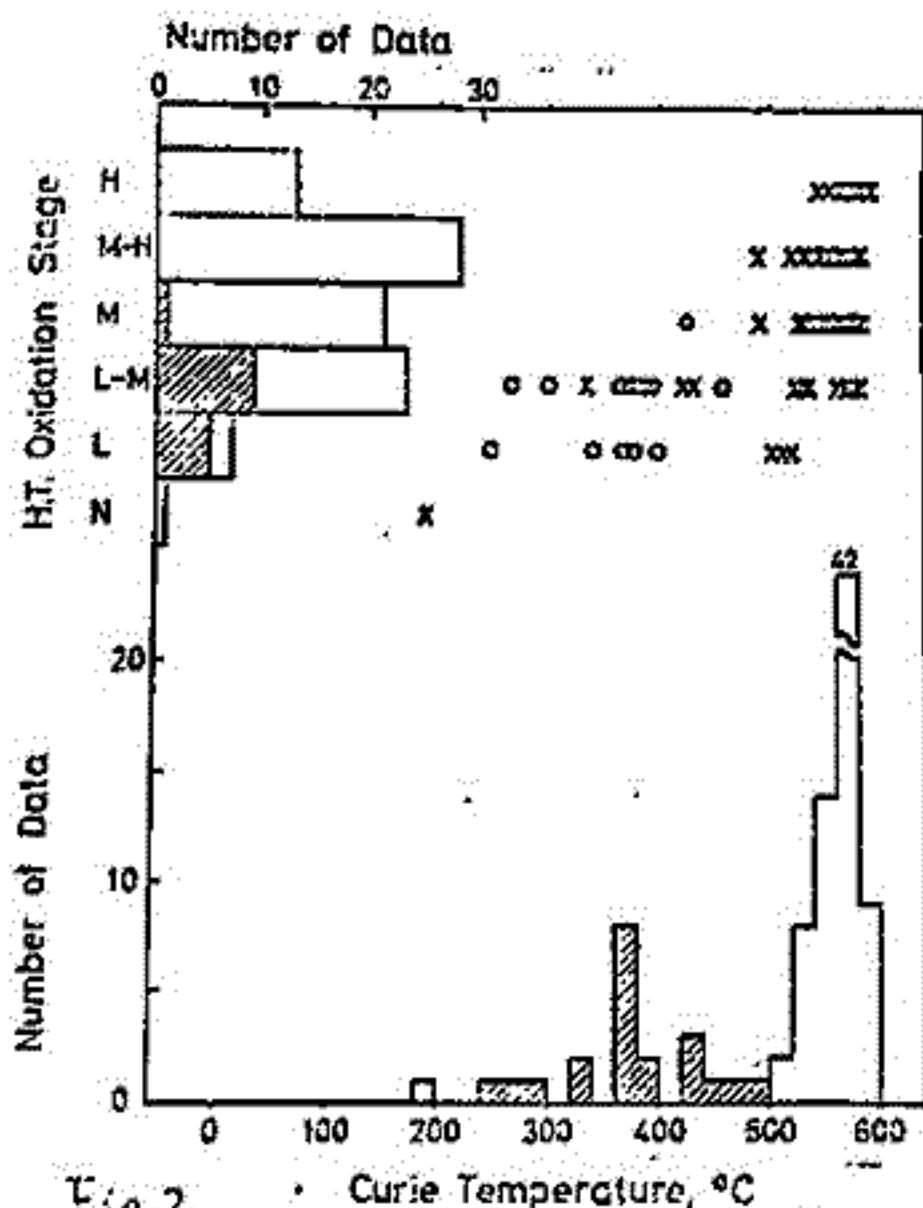


Fig. 2

々が大きくなる、SD-PSD 的性質をもつようになるためであろう。

約100個の試料について調べたところではそのほとんどが高温酸化を受けており、そのうち一部は更に低温酸化を受けている。高温酸化のみを示す試料はいずれも 500°C 以上のキュリ点をもち、酸化の度合は中程度 (イリュマイト・ラキラの形成) から非常に高いもの (シールド・トルマイト・ハマタイトの形成) に及んでおるが、いずれも安定性は高い。このため、これらの試料の磁性を規定しているのは、むしろ高温酸化の作用である。

柳沢 正久

東大 宇航研

物体の物理・化学的性質を 離れたところから調べるリモート・センシングの技術は、米ソの惑星探査機、地球資源衛星などに利用され、数々の成果を挙げた。月、火星、そして木星へと送られた探査機の観測装置のほとんどすべてが、リモート・センシング用のものであったと言ってもいいくらいである。リモート・センシングは惑星探査の第一歩として必要不可欠からざるもののである。

下にもすように、リモート・センシングの方法は、電磁波を用いるもの、粒子を用いるものなど多種多様である。また、ただ、対象からの信号を受けただけでなく、マイクロ波、レーザー、電子ビームなどを飛翔体から対象に照射するアクティブな方法もある。

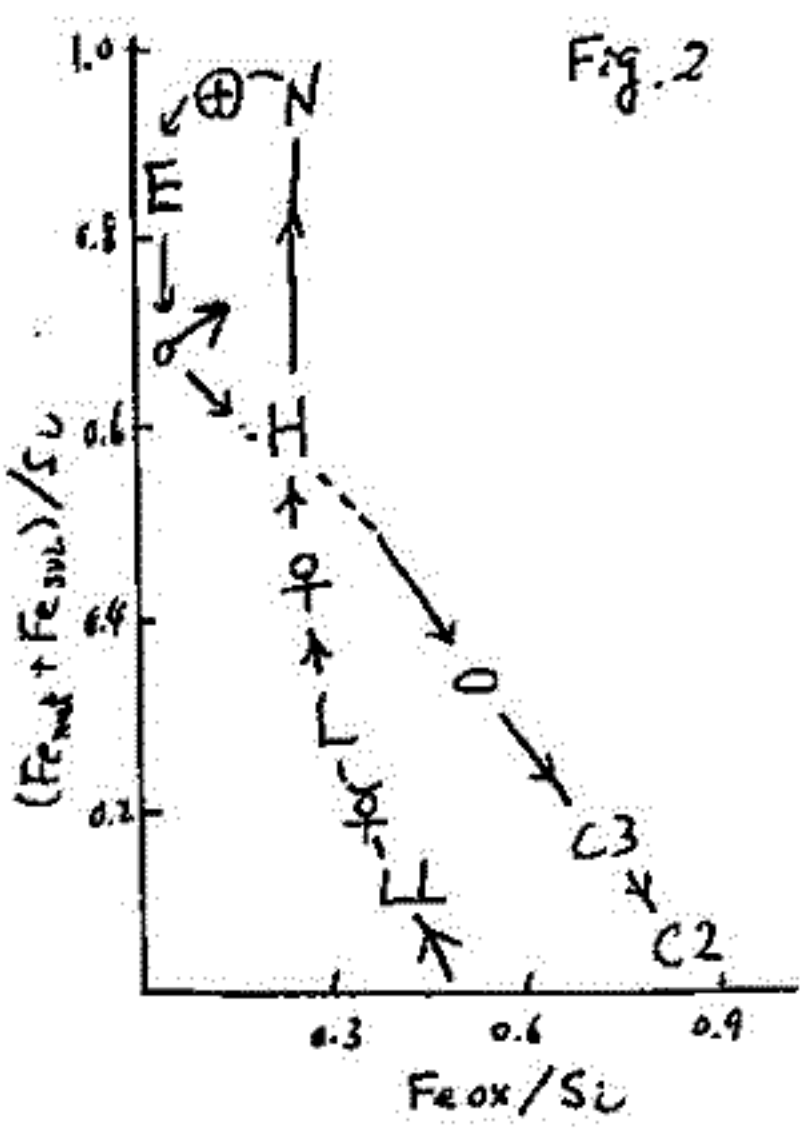
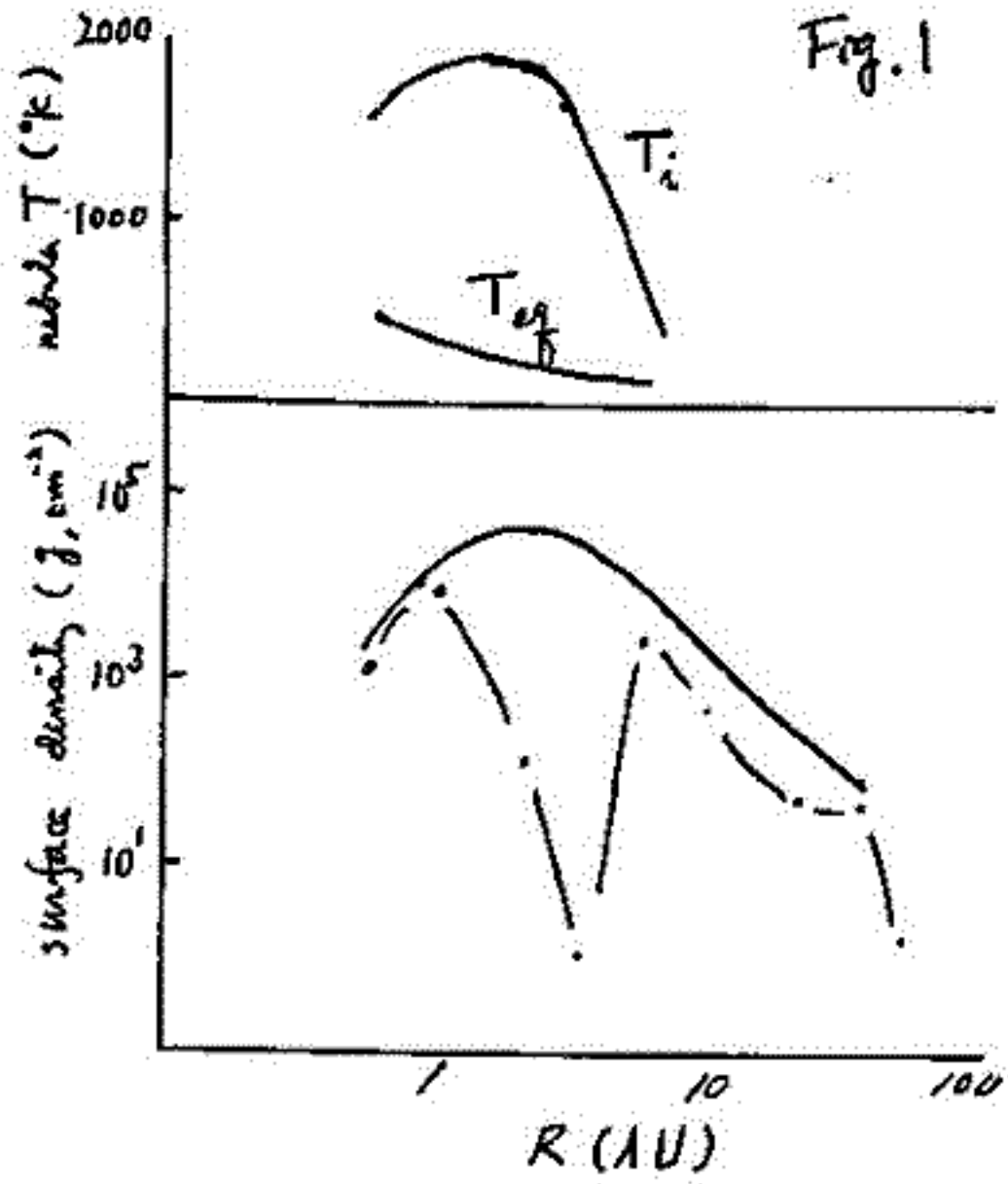
ここでは、これまでにそれぞれの方法で どのような成果が挙げられているかを紹介し、今後、我が国が太陽系探査を行なう際に どのような方法を用いたらよいかを検討する。

電磁波	γ線	惑星表面 _(固体) のK, U, Thの見積り, γ線天文学
	X線	〃 Mg, Al, Si 〃 X線天文学
	紫外線	惑星大気の成分の見積り, 紫外線天文学
	可視光	惑星表面 _(固体) の地形, 岩石タイプの分類, 惑星大気の運動, 固体微粒子の大きさ, 形(惑星大気中, 黄道光), 惑星の形, 一般の天文学, 地球の都市や生態系の観測,
	赤外線	近赤外では, はば可視光と同じ, 中間～遠赤外では, 惑星表面 _(固体) の温度, 惑星大気→温度構造, 赤外線天文学
	電波	惑星表面 _(固体) の温度, 電気伝導度, 地球の海の深の観測, プラズマ・ダイナミクス, 電波天文学,
磁場		惑星表面 _(固体) の磁気異常, プラズマ・ダイナミクス, 惑星磁場,
重力場		重力異常,
粒子流		プラズマ・ダイナミクス,
	電子散乱	惑星表面 _(固体) の磁気異常,

清水 幹夫

東大 宇宙研

Lewisは Cameron の model に基づいて、地球型惑星は 内側の遷移域で、外側は酸化しているとし、簡単に該惑星の化学的性質を説明した。数年前アメリカで大流行した説を作り上げた。筆者の見解によれば、これは全然違っており、地球型惑星に固まり限り 外側は酸化している内側は酸化しているわけが、これは一見水星のように鉄に富む惑星を酸化し、火星のように表面が酸化鉄で覆われている惑星と遷移域的とすることの要諦のようには見えない。しかし、見かけは違わぬところがある。現に木星帯は、全量鉄、E コントライトの上方の遷移域が対応しているから、酸化しているコントライトは見出せない。Ringwood & Anderson の指摘がよように、全量地球より酸化している。水星は、鉄に富む。極端に酸化している LL, L コントライトから出来たからである。その鉄を貫つて大まなコアを作らなければならない。そのアルビドは、ほぼより FeO 量が検出されない (Lewis は水星マントルは E コントライトの酸化を伴ったものから、これはコアにニッケルがあること、この点に注意して)。火星は、木星帯の木星の擾動で木星帯と同じように、その軌道の中にある領域のプラネタリマを熱くして、外から、一寸 C コントライトを加わった (これはフォボスの存在が裏付けする)。全体として酸化している直ぐで、これは、その分布、solar nebula の surface density 分布の火星辺の最高点、その重力による一層の厚みによる初期温度が最も高くなるからである (Fig. 1)。木星帯の外側は C コントライトに見られるように再び酸化している。Fig. 2 は Tracy-Craig の図の上に上記の傾向を同示し、25年来解りなかつたこの図の意味を説明したものである。この傾向は酸素同位体異常の傾向とも完全一致している。惑星と隕石のつながりを説明したものである。

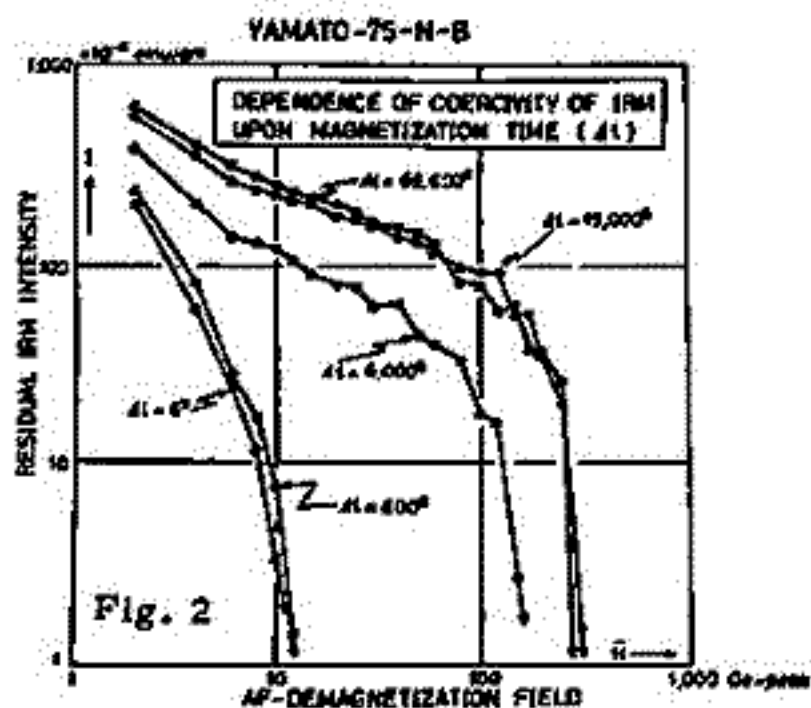
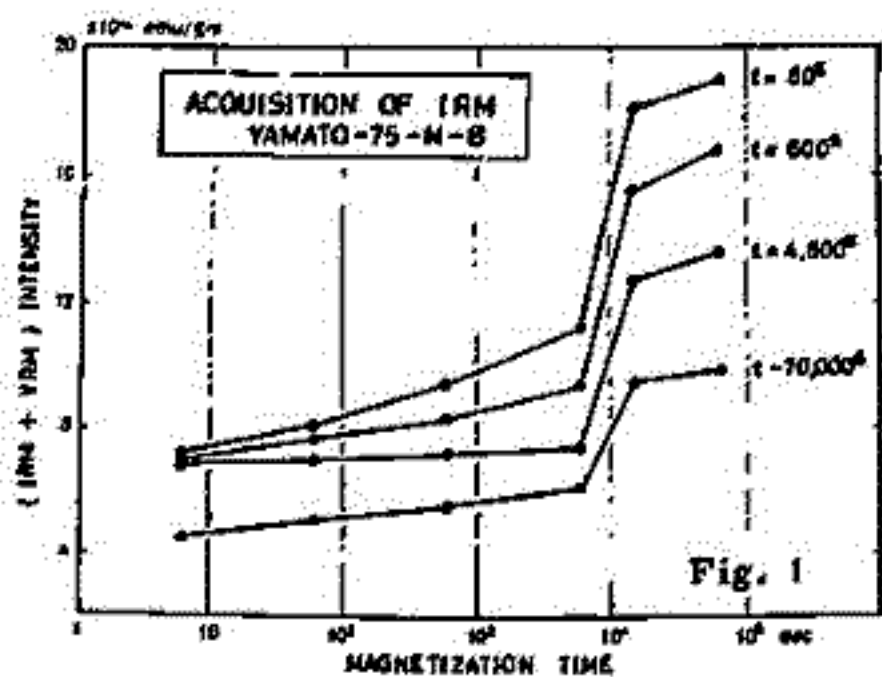


Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

Magnetic properties of a number of chondrites and achondrites have been examined by the writer. Compared with the lunar surface materials, the magnetic viscosity of those chondrites and achondrites is negligibly small in most cases. An unregistered stony meteorite discovered and retrieved by the writer himself in Antarctica is magnetically characterized by $I_s = 13.6$ emu/gm, $I_R = 0.70$ emu/gm, $H_c = 98$ Oe and remanence coercive force (H_{RC}) = 290 Oe at room temperature; and $(H_{\alpha \rightarrow \beta})^* = 757^\circ\text{C}$, $(H_{\gamma \rightarrow \alpha})^* = 614^\circ\text{C}$, plesite $\rightarrow \gamma$ transition temperature $(H_{\alpha \rightarrow \beta}^*) = 577^\circ\text{C}$, and saturation magnetization of kamacite phase ($I_s(\alpha)$) = 9.8 emu/gm. These magnetic data indicate that Ni-content in the kamacite phase is about 6.7 wt% and $I_s(\alpha)/I_s = 0.72$ and $I_s(\alpha + \beta)/I_s = 0.28$. The magnetic classification method for the stony meteorites, proposed by Nagata (1977), definitely indicates that this stony meteorite is a typical L-chondrite.

This L-chondrite has an unusually large viscous magnetization component. Fig. 1 shows an acquisition of viscous magnetization with magnetization time (Δt) in a magnetic field $H = 8.43$ Oe, where t denotes the time after removing the magnetic field. Namely, a decrease of (IRM + VRM) intensity with t represents the



viscous demagnetization of remanent magnetization in a non-magnetic space. Fig. 2 shows the AF-demagnetization curves of apparently stable component (i.e. at $t \sim 7 \times 10^4$ sec) of (IRM + VRM) acquired during various values of Δt ranging from $\Delta t = 6$ sec to $\Delta t = 6.66 \times 10^4$ sec.

As shown in Fig. 1, remanent magnetization (RM) generally increases in accordance with $I(\text{VRM}) \propto \log(\Delta t)$ law, except a sharp discontinuous jump at about $\Delta t \sim 10^4$ sec. The discontinuity in acquisition of VRM at $\Delta t \sim 10^4$ sec suggests a sharp accumulation of native iron grains whose relaxation time (τ) is about $\tau_0 \sim 10^4$ sec. The discontinuous increase of VRM is reflected in Fig. 2 as a large increase in an apparent coercivity of RM against the AF-demagnetization for $\Delta t \geq 1.5 \times 10^4$ sec.

In the Néel theory (1949) of single-domain particles, the apparent coercive force (H_c) can be expressed as $H_c = H_R \left[1 - \left(\frac{2kT}{vH_R J_s} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \ln(f_0 t) \right\}^{\frac{1}{2}} \right]$, (1), where H_R , v , J_s , t and f_0 denote respectively microscopic coercive force, volume and spontaneous magnetization of magnetic grains, experimental time and Néel constant given by $f_0 \approx 10^9 \text{ sec}^{-1}$. Since τ is approximately expressed by $1/\tau = f_0 \exp[-vH_R J_s / 2kT]$, (2), a combination of (1) and (2) leads to $H_c = H_R \left[1 - \left\{ \ln(f_0 t) / \ln(f_0 \tau) \right\}^{\frac{1}{2}} \right]$, (3). Since observed data are expressed as $H_c \sim 10^2$ Oe, $\tau_0 \sim 10^4$ sec, and $t \sim 10^2$ sec, we get $H_R \sim 1 \times 10^3$ Oe and consequently $v \sim 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$.

大志万 直人・田中 秀文
東工大・理

昨年夏、茨城県結城郡八千代町尾崎前山において、製鉄遺跡が東工大製鉄史研究会(高塚秀治 et al. 1979)の手により発見・発掘された。その年代は出土した土師器・須恵器からの考古学的推定によると8~9世紀のものと考えられている。なお、C14年代による決定も予定されている。発掘はまた鉄製の段階であり、今年も8月6日より20日までの期間に発掘が続けられた。その予備調査として磁気探査を依頼され7日、8日の2日間にわたり、遺跡付近の磁気測量を行った。この測量により、一応、昨年発見された2号炉に対応する磁気異常が見いだされたが、日変化の大きさと同程度大きくであった。さしつかえなくの検出のデータを利用することができ、検出の地層差による磁気異常が見いだされた。これは図に示す。

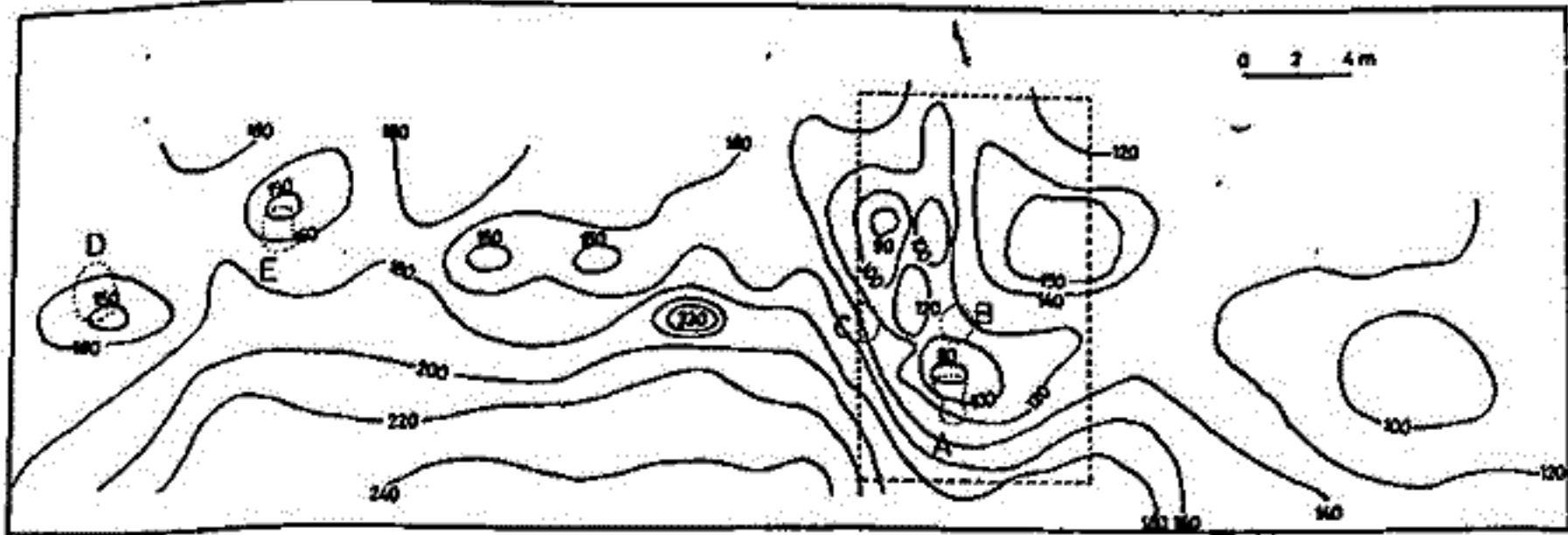
測量を行った場所は、南に面した斜面であり、斜面の下から上へのぼるに従って全磁気値が小さくなる傾向の上に遺跡のものと思われる異常が、あるとされていると思われる。

図の中央の破線でかこんだ部分は1m間隔のメッシュで測量を行った。また他の所々には2m間隔のメッシュで測量を行っている。破線でかこんだ部分はちょうど発掘が行われた場所にあたり、80γの小さな値を示しているあたりに昨年発見された2号炉が位置する(図中のA)。また2m間隔に測量したところで、破線でかこんだ部分の西側に330γと高い値を示しているところがあるが、これは有刺鉄線が下に突きつけられていた所で、そのせいではなかったものである。

さしつかえなくの炉の所からとれたサンプルが手にはいる予定なので磁気測定の結果とあわせて報告を行いたい。

サンプル測定の目的。

- 1) 磁気異常の源として、大きさや方向を確かめる
- 2) 考古学磁気学的に年代推定を試みる。



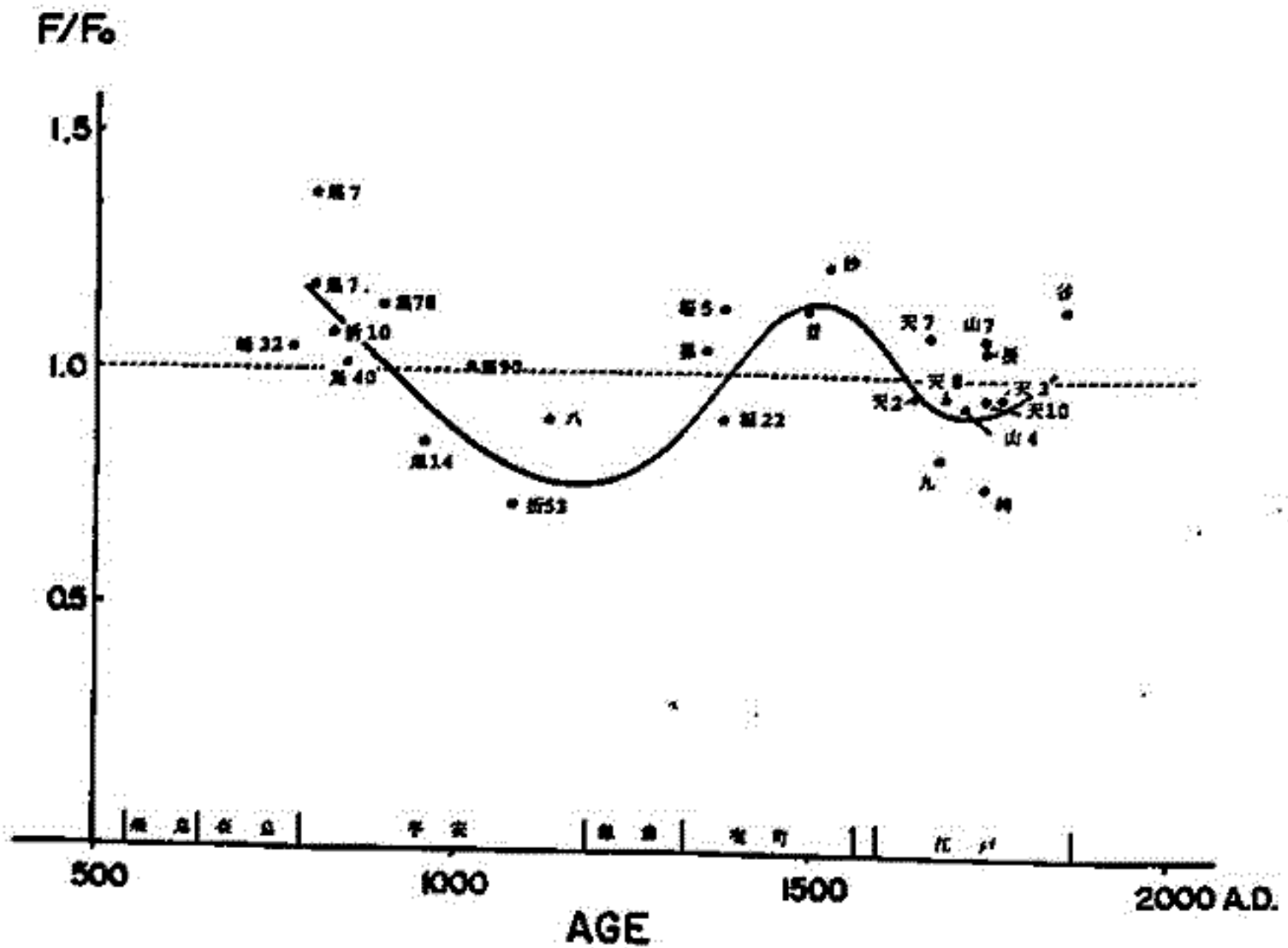
単位: γ 。図中の A~E の記号は、さしつかえなく。 A: 昨年発見された2号炉, B, C: 今年発見された炉
D, E: 江戸時代の物と思われる炉。

[参考文献]

高塚秀治 et al. 茨城県八千代町尾崎前山製鉄遺跡の発掘と研究
— 日本製鉄技術史上の一研究 —
東京工業大学人文論叢 第4号 1979 147-169

時枝寛幸 島根大学 理学部

日本各地の百瀬跡より出土した陶片他の考古遺物に、フリエ法を用いて考古磁場強度の測定を行った。F/F₀の変化図を下に示す。(完全発表時には、測定数が多少増えたと思えます。) 測定数は少く、バラツキが大きい水色も、実際と乖離するようは特做づけしてある。グラフを更黒くするべく測定を増せば面白いと考へてゐる。作は自動コントロールで、再現性が非常に良い、計測は 10⁵ gauss に引いた後、477ガウスを挿入してゐる。15分間の熱処理の長さには引いた時間を含めて約1時間30分である。



宏岡公史 時枝克安
(富山大・理) (高根大・理)

考古地磁気学的研究によって、過去2000年間については、地球磁場方向の永年変化が明らかにはさる遺跡の焼土を用いて相当な精度で年代の推定が行なえるまじになっている。(しかし弥生前期以前の時代については、いまだ永年変化についての十分な情報が得られていない。この時代は文献記録がないために考古学的編年法や地質学などの年代測定に頼らざるを得ない状態にあるが、すべての遺跡について年代決定を可能にするにはいかなること、測定年代そのものの誤差のために、その編年の精度が落ちる。そのために、永年変化曲線を作り上げるのが困難になっている。例えば、考古学的に同一様式とされるA、B、2つの異なる遺跡で得られた磁化方向が違っている場合に、AがBのどちらかが古く、どちらかが新しいはずであるが、年代決定の誤差は普通、伏角・偏角の變化の4~50年の周期性と同じくらいなものであるから、新旧を判定することができない。それとも弥生時代は、考古学的時代区画がもう少し詳しくなされることにより、縄文時代になると詳しい永年変化曲線を作ることは非常に困難になる。縄文時代の永年変化曲線が渡辺(Watanabe, 1959)によって伏角が示す周期性を持つとの仮定に立って作られたもの以外ないのはこのためである。

最近、考古地磁気と古地磁気をとり完新世前期の堆積物の古地磁気学的なデータがいくつが報告されるようになった(Muroi and Yaskawa, 1975; Hirooka et al., 1977)。堆積物は、層位学的に下のもの程、古く上のものはより新しいものと新旧がはっきりしており、DRMを時間的に追跡することが出来る。

同じような時代について遺跡焼土のTRMと堆積物のDRMの方向を対比しながら調べれば、細かい永年変化を先史時代についても求めることが出来るだろう。

今回は、夏粒土と名付けられた日本最古の土器が発表された泉福寺遺跡の洞穴堆積物や焼土の測定結果を述べ、完新世のテフラや粘土層の古地磁気データと比較して完新世前期の古地磁気について述べる。

参考文献

- Hirooka, K., C. Tobita, T. Yokoyama and S. Nakaya (1977) *Rock Magnetism and Paleogeophysics*, 4, 81~87.
Muroi, I. and K. Yaskawa (1977) *ibid.*, 4, 76~80.
Watanabe, N. (1959) *Jour. Fac. Sci., Univ. Tokyo, Sec. V, vol. II*, 1~198.

田中 秀文
東工大・理

富士山には多数の溶岩があるが、町田(1964)により古期溶岩流と分類されている6枚の溶岩を採取し、Thellier法により古地球磁場強度を求めた。

(1) Geology

富士山はおおよそ1万年から5千年B.P.にかけて、静穏期であった。その期間に富士黒土層が形成されたといわれている。古期溶岩流は黒土層直下または黒土層下部に位置するもので、年代は1万年B.P.前後と考えられている。しかし、大きな山体を細長いおじと成って流れる溶岩流の性質上、多くの溶岩の互いの上下関係はほとんどはつきりせず、C14年代を持つものも少ない。今回採取した6枚の溶岩のうち2枚は直下に溶岩の熱でできた焼土があり、その焼土層に含まれる炭化物からC14年代が求まっている。

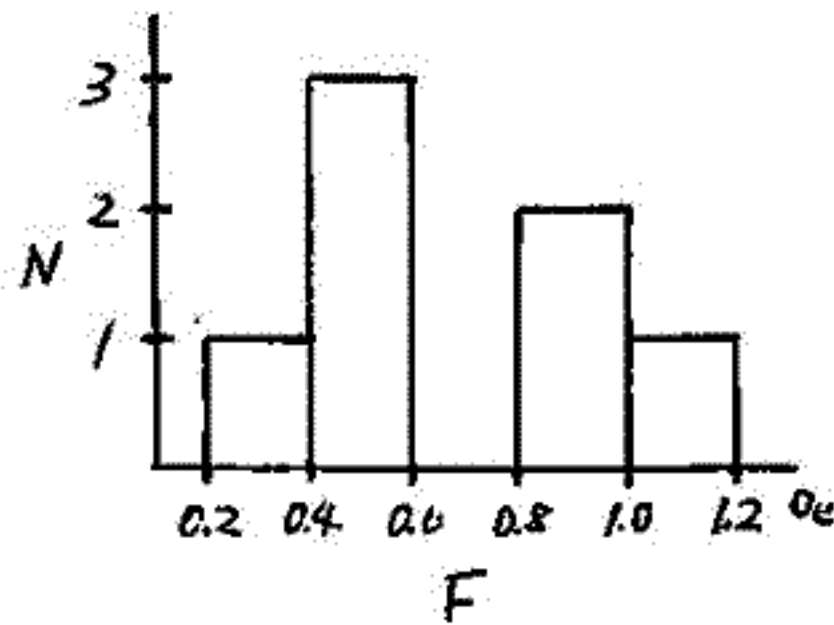
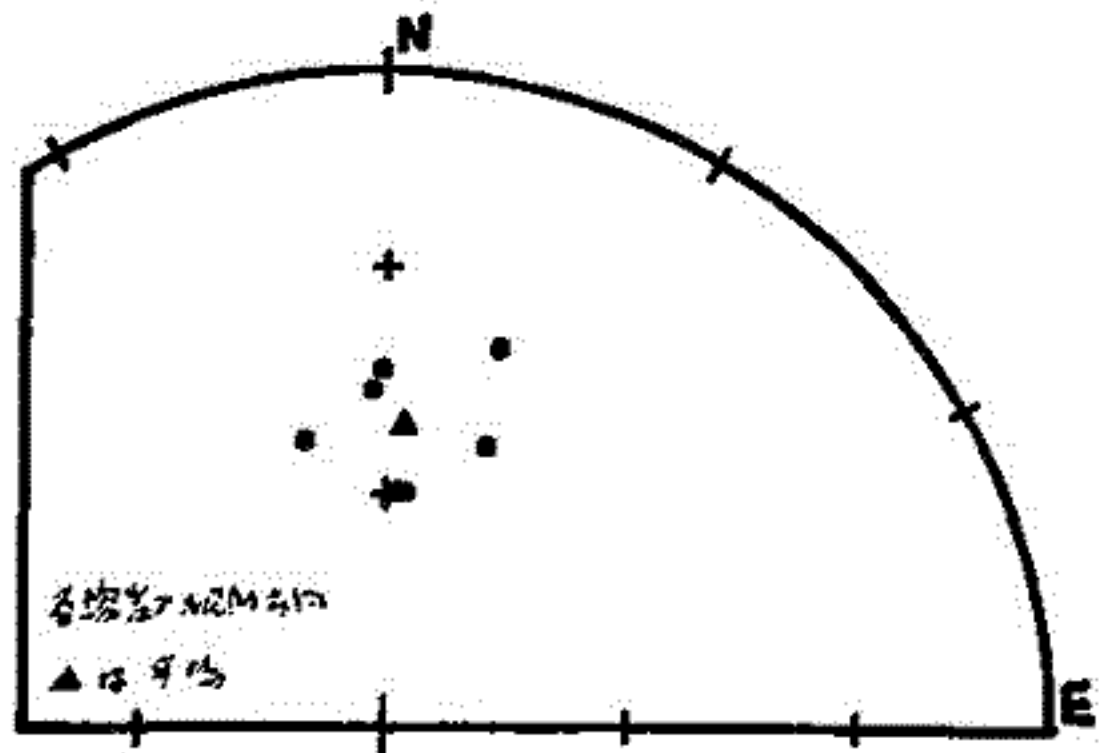
(2) Palaeomagnetic directions

各溶岩の平均のNRM方向を下図に示した。また、VGPの位置をも含め下表にまとめた。これらのVGPの平均は(86.1°N, 276.7°E)となり、現在の地磁気極に近い。各VGPの平均のVGPからの角度差Δの angular deviation $S = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum \Delta_i^2}$ は12.5°であった。

(3) Palaeointensities

2回連続のThellier法により古地球磁場強度を求めたところ、29の試料のうち22個が成功した。磁場強度はヒストグラムに示すように、現在の値0.46 Oeより大きいものが多い。なお表4図には、河野(1968)が求めた三島溶岩のデータも含まれている。

溶岩名	年代	NRM			d ₄₅	VGP		Palaeointensity	
		N	I	D		N	F	N	F
網走溶岩	藤橋溶岩より上位	4	+51.7°	343.5°E	8.5°	76.0°N	40.4°E	4	0.541 ± 0.027 Oe
藤橋溶岩	8,530 ± 170 y.B.P.	5	39.2	15.9	47	70.7	268.8	3	0.449 ± 0.031
岩崎溶岩	13,760 ± 300 y.B.P.	8	60.2	2.1	3.3	83.9	153.4	4	0.383 ± 0.046
白糸溶岩		8	44.2	359.1	8.4	80.6	323.5	4	0.818 ± 0.137
元村山溶岩		6	60.1	3.9	37	83.5	166.1	5	0.830 ± 0.057
岩戸井溶岩		8	52.4	19.1	2.9	74.1	232.0	2	1.128 ± 0.333
三島溶岩	10,440 ± 230 y.B.P.	5	46.6	357.5	4.9	82.5	336.0	4	0.44 ± 0.03 (河野, 1968)



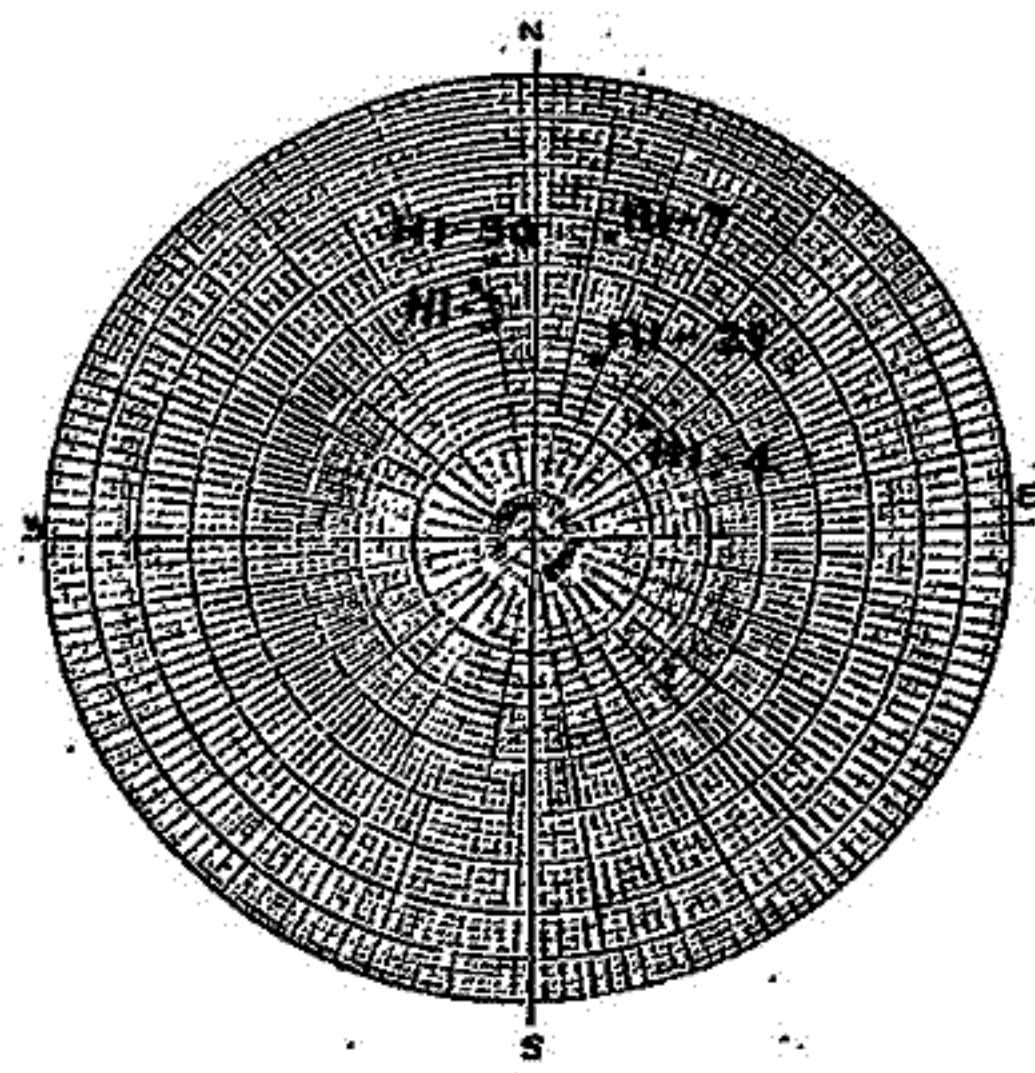
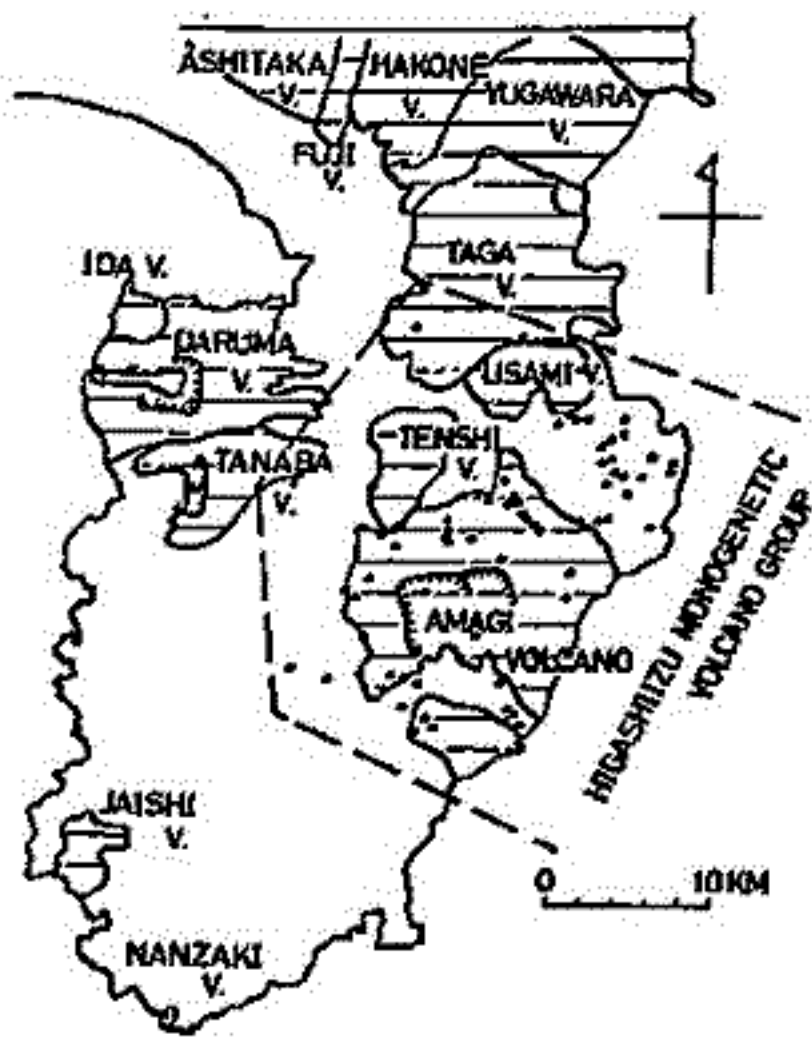
古地球磁場強度のヒストグラム

[参考文献] 町田洋(1964) Tephrochronology による富士火山とその周辺地域の歴史(2), 地学雑誌, 72, 293, 337.

日置 亨介, 河野 長
(東京, 理)

伊東南方を中心とする大室山火山群と天城火山周辺に分布する天城側火山群は、伊豆半島における最も新しい火山活動として東伊豆半成火山群と総称され、その地質は荒牧・葉室(1977)による報告されている。これらは総じて一回の噴火輪廻によって比較的小型の火山であり、その活動期間は約40,000年前から現在に及ぶもので、その数は70個以上が確認されており、平均すると約500年に一回の割合で噴火が起こるといえる。

著者はこれらの溶岩流から少くとも20 site 以上の sampling を行い、それらの自然残留磁化を調べることにより、最近数万年の地球磁場永年変化を統計学的に調べようとしている。その予始めとして6月には、13 site, 火山の数は211個の地点でエンジンドリルによる sampling を行い、各 site からそれぞれ十数本のコアを採取した。現在これらの試料に段階別交流消磁を行い、自然残留磁化の方向と、その安定性をスピナー磁力計で測定している。そのうちの幾つかについては結果が得られたので、その帯磁の方向をシュミット・ネット上に投影したものを図に示す。



黒丸は東伊豆半成火山群の火口を示す。

サンプル名	火山名
H1-3	城皇
H1-4	門野
H1-7	大室山
H1-29	赤窪
H1-30	伊羅山

高井真夫
(九大・理)

熊本県人吉盆地には、後期更新世の火砕流堆積物が分布しているため、これまで多くの火山層序学的研究がなされてきた。特に、この地域の火砕流堆積物の中で、加久藤火砕流下部層のフィッシュントラック年代が西村ら(1973)によつて、11万年B.P.と報告されており、Blake eventの年代に相当するが、未だその自然残留磁気の測定はなされていなかった。又、本地域に分布する肥薩火山岩類(山本, 1960)の生成年代を明らかにすることも、南九州の火山活動史を考える上で重要である。そこで、今回、当地(1978)の層序に基づき、盆地内に分布する火砕流堆積物(熔結凝灰岩)・火山岩類について、その自然残留磁気の測定を行なった。

測定試料は、19地点から約100個を採取した。測定は、無定位磁力計で行ない、磁化の安定性については、最高600 Oeまでの交流消磁によつて検討した。各地質單元ごとに平均した測定結果を下表に示す。

渡守山岩は、東偏の逆帯磁を示すが、人吉層(鮮新~更新世堆積物)との関係が現在のところ明らかでないため、生成年代については不明である。

田村ら(1962)によつて、鶴川安山岩、鹿目川安山岩、雨吹山安山岩に分類されている肥薩火山岩類は、いずれも逆帯磁を示す。又、これらの火山岩類は、人吉層の上位にあり、しかも人吉層上部層中の田町凝灰岩のフィッシュントラック年代は、120万B.P.(西村ら, 1976)である。これらのことから、この火山岩類は、Matuyama reversed epochの後期に生成したと推定される。この生成年代は、濱若が昨年秋の学会で報告した、鹿児島県人吉山地域の新期熔岩類の生成年代とよく対応する。

加久藤火砕流下部層は、典型的な正帯磁を示し、逆帯磁を見出すことはできなかった。ところで、南九州の火砕流堆積物層序の対比上の立場から、早坂(1979)は、加久藤火砕流下部層は、鹿児島市地域に分布する花野・河頭火砕流(大木, 1974)あつりに対比されると述べている。一方、笠嶋らは、この春の学会で、花野・河頭火砕流が逆帯磁を示し、しかもフィッシュントラック年代が、10~13万年B.P.を示すことから、Blake eventに相当すると報告している。確かに、本地域の加久藤火砕流下部層は、フィッシュントラック年代は、花野・河頭火砕流とほぼ一致するが、古地磁気の測定結果は、明らかに噴出時を異にすることを示している。このことは、南九州の火砕流堆積物の層序の対比上、重要な事実である。

加久藤火砕流上部層、阿蘇一平火砕流も正帯磁を示し、excursionなどは見出せなかった。

Rock Unit	N	D (PE)	I (°)	K	α ₉₅	V.G.P.	
						Lat.	Long.
Aso-4 pyroclastic flow	15	352	+43	258.3	2.4°	80°N	3°W
Upper Kakuto pyroclastic flow	24	345	+45	280.6	1.8°	76°N	21°E
Lower Kakuto pyroclastic flow	26	355	+47	285.4	1.7°	84°N	0°
Ugawa andesite	10	177	-42	366.3	2.4°	82°S	150°E
Kanomegawa andesite	11	211	-26	164.8	3.8°	56°S	6°E
Amabukiyama andesite	11	145	-48	315.6	2.6°	60°S	136°W
Watari andesite	6	146	-42	45.2	10.1°	59°S	146°W

鳥居雅之(京大・理), 酒井英男(阪大・基礎工)

奈良市の東南約30kmの地域に分布する室生火山岩は中新世の巖戸内火山岩に属するものとされている。この地域は美しい紅葉のある室生寺や、香落溪の秋の紅葉で有名であるが、その景観の背景をなすのが室生火山岩の柱状節理である。室生地域の地質・岩石等については、志井田(1967)にまとめられている。これによれば、海成の中新統と不整合にあって流紋岩類の熔結凝灰岩が東西28km, 南北15kmにわたって分布している。熔結凝灰岩は最大厚400m以上, 体積50km³以上の膨大なものであり、肉眼的に黒色緻密なガラス質を基とする「黒岩」と、灰白色～淡灰青色の微晶質の石基をもつ「白岩」の2種類に分けられるが、この2者の野外に於ける関係は単純ではない。又、熔結凝灰岩内部の層序はまだ確立されていない。

室生火山岩の残磁磁化の方向は、丸岡(1961, MS), 西山(1975, MS)に示される如く、VGPに於ける緯度30°程度の極向の特異な方向である。Ito(1970)はこのVGPを採取途中のものと同様としている。一オ 14年 丸岡(1966)によつて13.1Ma という K-Ar age が得られ、これによつて求められている。

従つてもこの熔結凝灰岩の示す特異な磁化方向は地球磁場の特殊な状態——あるいは地磁気急激過程——を反映している可能性大と考へ、その時点を正地球磁場強度を求めようことを目標として研究を進めた。この前提として解決すべき問題点は、① 残磁磁化の信頼度、即ち磁化の安定性やバウツキの程度など、② Self-reversal 等の特殊な条件の有無、③ 後生拗曲構造運動の有無 等々を考へた。

①については、交流消磁、熱消磁に對して極めて安定であることを確認した。また、水平的、垂直的にそれぞれ4量の Sampling を行ひ、磁化方向のバウツキはほとんど無いことと確認した。②については熔結凝灰岩の内部に散見される非熔結の堆積物の磁化(DRM)と熔結凝灰岩の磁化(TRM)に差が無いことと見出し、③については自然な原因で野外で観察される welded tuff の unit boundary の傾き等より判断して無視できると考へた。

Thellier 法による地球磁場強度を求めた試みは京大及び阪大の無磁場炉を用いて行ひ、非誘導型に於ける Helmholtz coil と μ -metal の magnetic shield を用ひ、実験方法は常法と同様に control (VGP の 2 回加熱) である。URM vs TRM の plot は空気中、真空中(油封乾燥炉で冷却時 N_2 gas 充填)にかかわらずほぼ線よく相関係数は -0.99 以上である。しかし得られた結果を見ると、VGP の緯度が浅いので URM の変換して空気中加熱の例では約 7×10^{25} emu, 一方真空中加熱の例では 4×10^{25} emu とほぼ倍量の結果と出た。目下この結果は実験方法、装置、実験者の差を比較は無関係に得られたものであり、その原因と試料を変えて追跡中である。しかし DRM の磁化過程のメカニズムはよく分かっていないか、あるいは 0.5 以下であるかは、地球磁場逆転の process を考へる上で、かなり重要な問題であろうと考へられる。

伊藤晴明・時托克安・野澤平夫

鳥取大学 理学部

長門県五島列島には岩層が、ほぼ岩脈状の中新世花崗岩の小岩体が点々と分布している。この時代は五島層群(中新世初期～中期)を貫入して、このこと中新世後期とされている(植田孝郎, 1961)。Samplingした花崗岩の年代測定は九州大学理学部で現在進行中である。

花崗岩の貫入固結した時代、岩体の大きさ等から、地磁気の反転候補を研究する為に、総数4岩体でありと考へ、PreliminaryにSamplingしたNRMを測定した。Sampleは11岩体で21 sites, 242個を採取したが、10 sitesのSampleが安定で信頼できる方向を持っていた。交流消磁後のNRMは、ほぼ現在の地磁気と逆のNormalか、一部はReverseであり、一部Intermediateを示す方向も見出された。もしこれらの岩体が全て同一時代に貫入したとすれば、地磁気が逆転を起している期間に、これらの花崗岩が貫入固結したことを暗示している。この結果は対島に分布する第5紀花崗岩(12 m.y)の3岩体から得られた地磁気学的な結果とほぼ一致している。

以上五島列島花崗岩は中新世における地球磁場の一つの反転を記録していると考えられるので、これについて報告する。

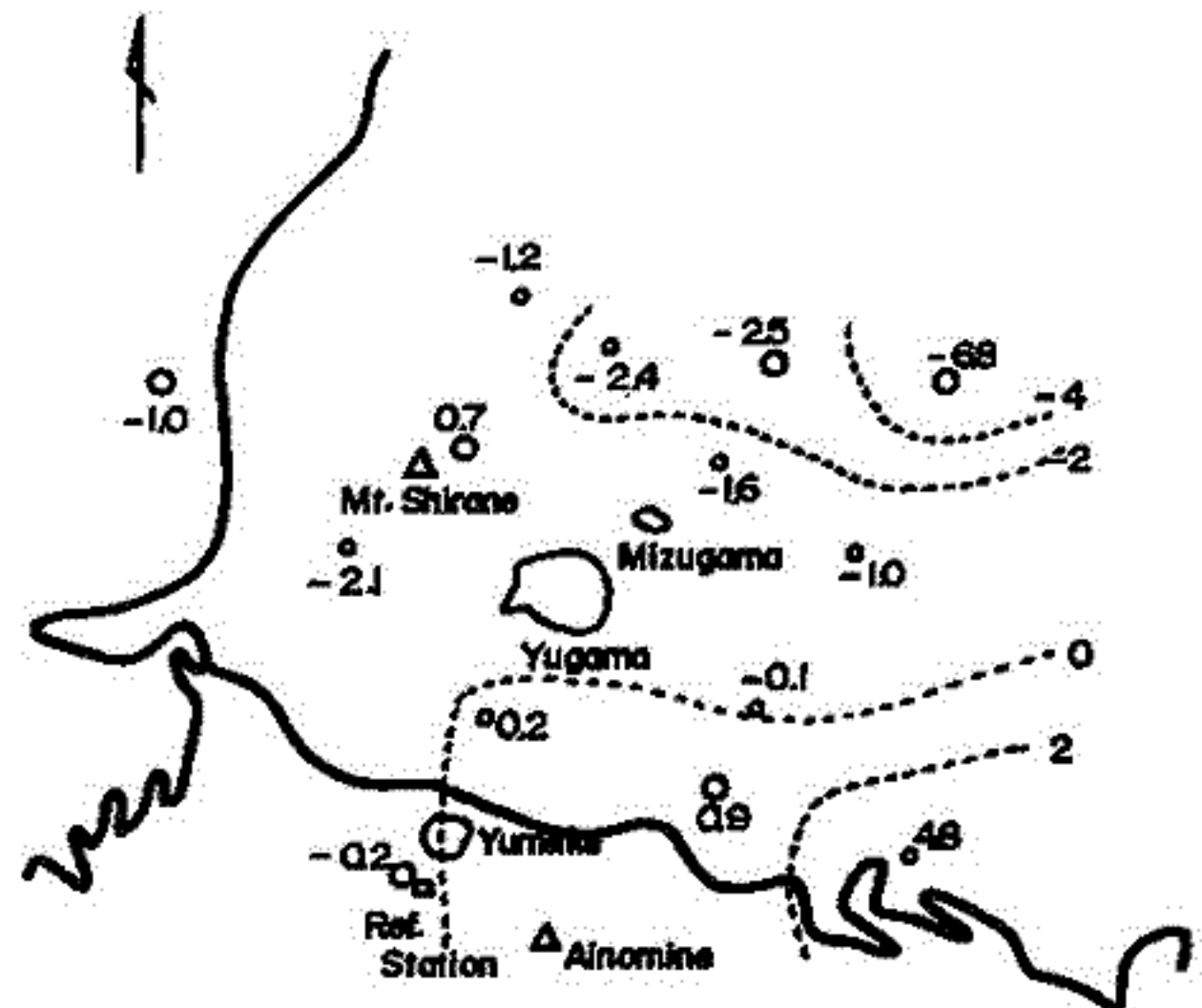
草津白根火山に於ける全磁力および伏角の測定

河村 謙^{*}, 大地 流^{*}, 行武 毅^{**}, 本原 義孝^{**}, 小山 茂^{**}
^{*}地球物理研究所, ^{**}学大電研

草津白根火山では、1976年3月に水釜で水蒸気爆発が起つたが、火山活動と地磁気の変化との関連を調べた目的で、1976年7月の第1回測定以来、全磁力と伏角の測定を繰り返してゐる。第2回(1976年10月)、第3回(1977年7月)、第4回(1978年9月)では全磁力測定のみであり、今回(1979年6月)は再び伏角の測定も行つた。

全磁力測定は、主として水釜を中心とした半径約1kmの区域の測定点で行つた。各測定点では、1分ごとの10分間測定し、参照点での同時期の値と比較した。そして、参照点との1日分の連続測定値を併せて、ハヤシ観測所に於ける全磁力との差を求めた。伏角は主として6測定点で測定し、柳田地球物理研究所の値と比較した。このほか、水釜から約4km 東にあり、国土地理院の二等磁気点でも、全磁力と伏角の測定を行つた。

下図は各測定点に於ける第4回測定値と第5回測定値との差を示したものである。全体的にみると全磁力は減少傾向にあることがわかる。しかし、全磁力変化の分布をみると、下図に示したようなコントラストが引けるようである。測量域の南東部では増大、北西部では減少の領域が存在し、dipole を示した水蒸気異常源が地下にあり、このように、異常源は水蒸気爆発を起した水釜の直下ではなく、より地盤の高い領域にも存在する。このように全磁力変化の延長を調べたためにも、全磁力観測も今後継続して行つた予定である。



$\Delta F_{1978.6} - \Delta F_{1979.9}$
 単位は nT
 ΔI... Δ は 伏角と全磁力の測定点.
 ΔF... Δ は 全磁力の測定点.



宮嶋南次・前川徳光・西田泰典
北 大 理

有珠山およびその周辺においてプロトニ磁カ計による全磁カ測量を行った。用いた測量器は測機舎製PPM-739B およびGEOMETRICS製G-816であり、測点数は832点に及んだ。目的はi)有珠山全体の磁気の様子を知る事、ii)有珠山には終老しているものも含め多数の溶岩円頂丘が存在するが、それらに“根”があるのかどうか、iii)昭和新山の現在の熱的状態を推定することである。

測定結果 i)有珠山では、1977年の噴火以後現在約160mに高結した新山、おかり山を含め地殻に対応した磁場異常が観測され、大略一様帯磁の場が示されるが、南側山腹にはそれでは説明のつかない鋭い正の異常が帯状に観測され、強い帯磁を持つ正貫入岩体の存在が推定される(図1)。 ii)溶岩円頂丘による異常はその山頂部付近に極限され、円頂丘にあまり立地する“根”は無い。 iii)昭和新山の測定結果によると、新山の一様帯磁では説明のつかない低異常が北側山腹で得られた。このような傾向は佐久間・村瀬(1956)による伏角測定結果でも得られたとおり、昭和新山は以然として高温部分と山体内部にかゝり込んでいる。しかし佐久間・村瀬によって与えられたモデル(図2, 1+2+3, 2,3は高温無帯磁部分と想定している)そのままでは現在の測量結果を説明出来ない。このモデルを修正すると、2の体積を半分にし(図2, 2')新正に正帯磁4をつけ加えることにより観測値を説明することが出来る。定性的にはこの20数年間で高温部分の冷却が進み、新正に帯磁を獲得した部分が広がっていることを示すものであろう。

佐久間修三・村瀬勉(1956), 北海道火山の地球物理学的研究(その1), 北海道火山の地磁気伏角測量概報, 北大地球物理学研究報告, 4, 1-24.

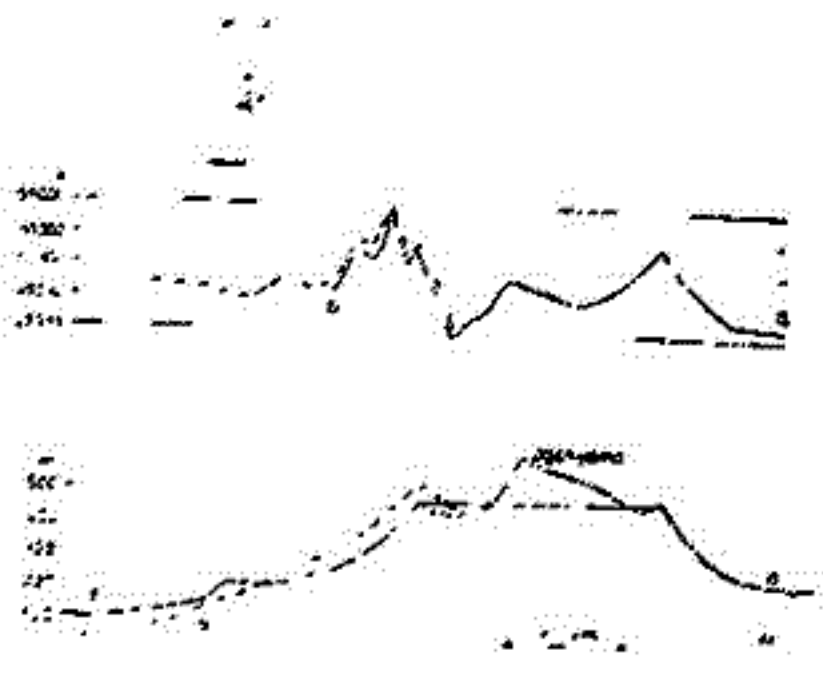


図1

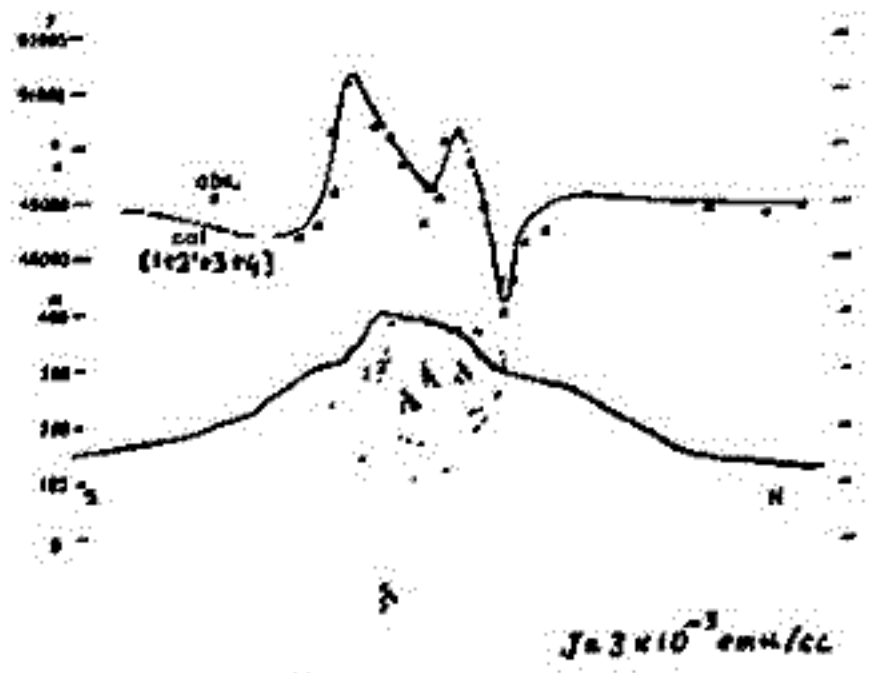


図2

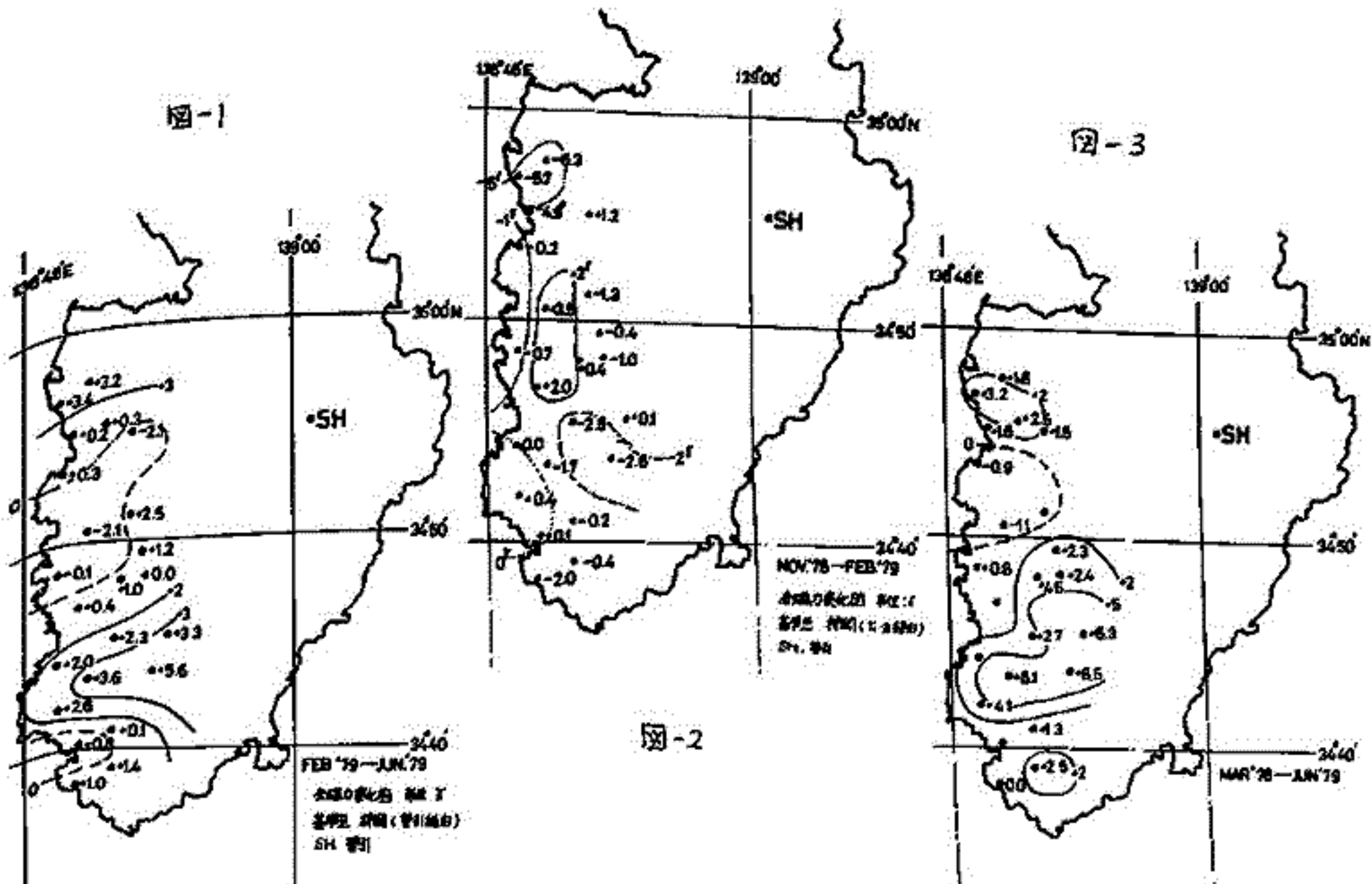
大支万 直人・田中 秀文
東工大・理

伊豆半島西部地域において'79年の6月2日~4日の期間に第7回全磁力観測を行った。観測地点すべて無事であった。観測方法、その他はこれまでと同様である。図-1は前回1977年2月と今回の間の磁力変化図を示している。前回まで大きな変化を示していた北部域は、今回の観測においては比較的小さな変化にとどまっている。

また図の34°50'Nの緯線付近が1978年11月-1979年2月においては、その海岸付近にのみ小さな負となっていたものが今回の1979年2月-1979年6月では半島内部までその負領域が広がってきている。その負領域によっておこされた形で1978年11月-1979年2月にあった正領域が南下しその強さを増している。また前回の南部域の負領域は今回、子持付近のみとなつてきている様子である。以上が今回の観測結果である。参考のための図-2は1978年11月-1979年2月の変化図も示している。

ところで、西部地域での全磁力観測は今回で7回となり、1978年の伊豆大島近海地震以後だけでも4回目となっている。ここでこの地震以後の全磁力の変化がどのようになつていっているかを見てみることにする。1978年3月の観測結果を基準として以後の変化を見つためは1978年3月-1979年6月の変化図を図-3に示す。この図によれば、34°50'Nより南の地域で増加傾向が見られる。そしてその増加率は平均として0.5γ/月程度である。しかし、図-1、図-2で見られるように、短期間においてはこの地域で減少しているところが見られる。つまり、この地域においては、0.5γ/月程度の増加をしながらこの地域内のさらには小さな領域内で細かな増減を生じていることとなる。そのため一時的な減少領域が生じた期間がある(図-2)。また北部域もこれまで大きな変化を示してきたが平均としてみれば、南部域の変化と、さう異なる11程度の变化となつてくる。中部域に絶対値の小さな減少領域がみられるが、伊豆半島近海地域は全体として増加傾向にあるといえる。

図-1



伊豆半島地磁気グループ

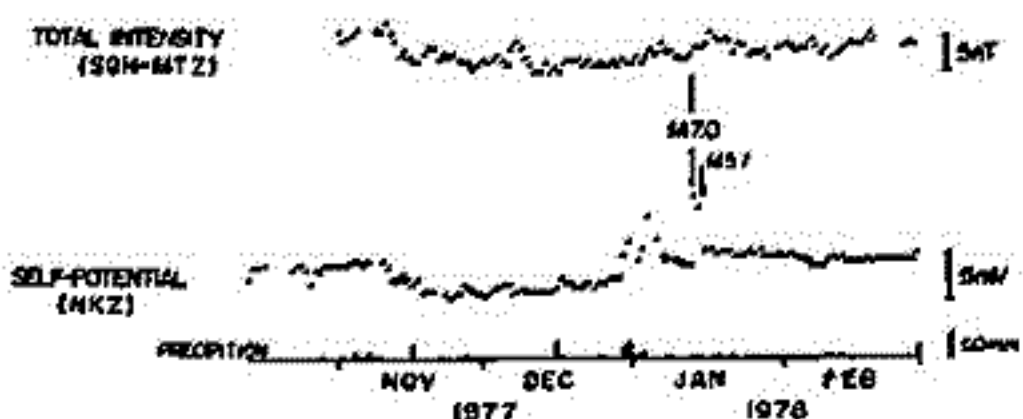
(東大電研, 東工大理, 地磁気観測所)

地震に関連する地磁気変化を研究する目的で、1976年以來、伊豆半島に2つの地磁気観測所が行われた。観測は主として、東大電研、東工大理、地磁気観測所により行われた。第1図に観測点の分布を示す。東大電研では、伊豆半島中部の全磁気測量(正ノボ、三ヶ所点)、管引(54)、河津(44)、修橋(44)に於ける全磁気連続観測、および伊豆半島観測点との地磁気変化の成分と地電位差の観測も行っている。東工大理は伊豆半島西部の全磁気測量(正ノボ、三ヶ所点)を担当している。地磁気観測所は松崎(HZ)で全磁気連続観測を実施しており、また松崎観測点(HH)でも観測を行っている。

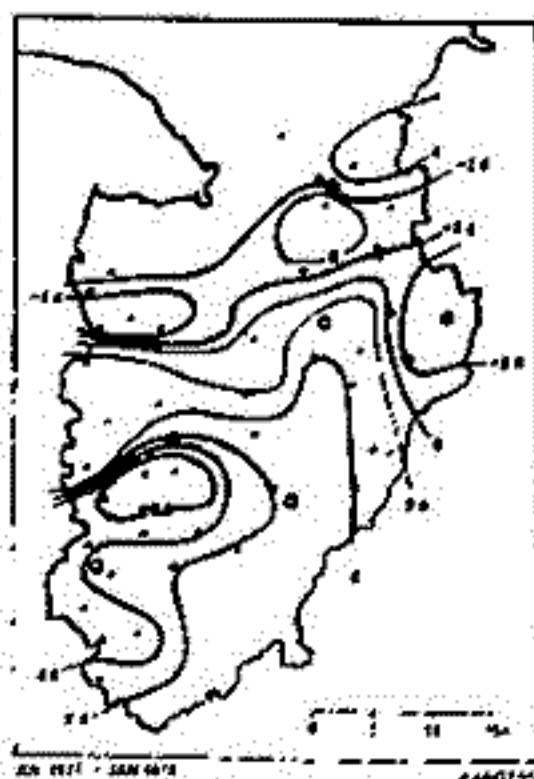
今回、これらの観測を総合的にとりまとめた搬送が終了し、地磁気グループの構成された。このグループとしては、右機関が独自に行う観測の結果をとりまとめるだけでなく、グループの共同観測として、伊豆半島北部(吉田)に臨時観測点(Y51)を設け、時々全磁気観測を行っている。また別の共同観測として、異常隆起の中心部付近にあり、第1図の四角内の領域に102kmごとの測定を設け、隣接する観測点間の全磁気差を精度よく求めることになった。

第2図は管引と松崎の全磁気差、および伊豆半島の地電位差の変化である。1978年1月に発生した伊豆大島近海地震(H2.0)前後の両者の変化は非常に大きく似ており、同一の原因を示唆する。とくに、14年前のこの変化は顕著で、伊豆大島近海地震の前兆的現象を示しているのではないかと思われる。第3図は全磁気測量点での変化(伊豆大島近海地震との関連を調べるもの)である。地震前半年間の全磁気差(2)と地電位半年間の変化(1)とを比較すると、変化のパターンが逆のなっており、地震前後に現れる変化が地電位に同位しないことが示されている。

第2図



第1図



第3図 (a)



(b)

(1) 一般応力状態における可逆的ピエゾ磁化

笹井洋一
 東京大学 地震研究所

半無限弾性体の内部におけるくい違い (Dislocation) によって媒質の各点に生ずる静的変形や応力を求める問題は Stehete (1958) が理論的枠組を示し, Manuyama (1964) によって完成された。この理論はある転位面の両側の相対変位に伴う地殻変動—例えば地震断層やマグマ貫入による割れ目—を取換うことを可能にする。一点におけるくい違いは6種類の歪核で表現され, これを転位面上で積分すれば各点での変位や応力が得られる。ところで半無限で一様均質な弾性体の地殻を考え, 地表からある深さまで帯磁と磁気応力係数が一定という簡単な場合について, 可逆的ピエゾ磁気によって地下の一点に置かれたくい違いの歪核が地表に作る磁場 (これ自体がグリーン関数) を求めることが出来る。様々な地殻変動モデルによるピエゾ磁気変化は, このグリーン関数を転位面上で積分すれば得られる。

先ず, よく知られた可逆的ピエゾ磁化の経験式を一般の3次元応力状態に適用し, 任意の応力状態による帯磁変化の表現式を調べる。Stacey, Barr & Robson (1965) は, 単軸圧縮の実験式を3次元に拡張して,

$$\Delta J_i \bar{e}_i = \beta J_d [(\sigma_j + \sigma_k)/2 - \sigma_i] \bar{e}_i \quad (1-1)$$

(i, j, k = 1, 2, 3, i \neq j \neq k)

が成立つとした。ここに $\{\bar{e}_1, \bar{e}_2, \bar{e}_3\}$ は主応力軸方向の単位ベクトル, $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ は主応力の値であり, ΔJ_i は \bar{e}_i なる主軸方向の帯磁変化を表わす。従来の Tectonomagnetism におけるモデル計算では, 考えている力学的モデルの主応力と主軸方向を各点で求め, (1-1)式に従って帯磁変化を得ている。3次元モデルの場合, この計算は非常に複雑である。ところが実は, 応力と帯磁変化の関係は (1-1)式から出発して応力テンソルの対称性を利用すると, 極めて簡単に, 次のように表わされる。

$$\begin{bmatrix} \Delta J_x \\ \Delta J_y \\ \Delta J_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} \times \beta \quad (1-2)$$

$$= \beta \begin{bmatrix} \frac{T_{xx}+T_{yy}}{2} - T_{xx} & -\frac{1}{2}T_{xy} & -\frac{1}{2}T_{xz} \\ -\frac{1}{2}T_{xy} & \frac{T_{xx}+T_{yy}}{2} - T_{yy} & -\frac{1}{2}T_{yz} \\ -\frac{1}{2}T_{xz} & -\frac{1}{2}T_{yz} & \frac{T_{zz}+T_{yy}}{2} - T_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix}$$

(1-2)式を用いると, 弾性論の方程式を数値的に解いた場合でも, 応力解を一々主応力に合成し直す必要は無いし, 勿論 β や J_x, J_y, J_z は場所の関数であって構わない。

このような帯磁分布を持つ物体の外部における磁場のポテンシャルは

$$\begin{aligned} W_x &= \iiint_V \beta J_x (S_{xx} U_x' + S_{xy} U_y' + S_{xz} U_z') dx' dy' dz' \\ W_y &= \iiint_V \beta J_y (S_{yx} U_x' + S_{yy} U_y' + S_{yz} U_z') dx' dy' dz' \\ W_z &= \iiint_V \beta J_z (S_{zx} U_x' + S_{zy} U_y' + S_{zz} U_z') dx' dy' dz' \end{aligned} \quad (1-3)$$

where $U_x' = \frac{x-x'}{r^3}, U_y' = \frac{y-y'}{r^3}, U_z' = \frac{z-z'}{r^3}$
 $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ } (1-4)

である。(1-3)式は任意の与えられた応力分布を持つ磁化物体が, その外部に作るピエゾ磁気変化の磁場ポテンシャルを与え, 最も一般的な式である。

Manuyama, T. (1964), Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 42, pp 289-368.
 Stacey, Barr and Robson (1965), Geophys. J. Vol. 62, pp 96-104.
 Stehete, (1958a), Can. J. Phys., Vol. 36, pp 192-205.
 Stehete, J.A. (1958b), Can. J. Phys., Vol. 36, pp 1168-1198.

(2) くい違いの歪核が作るピエゾ変化磁場

笹井 孝一

東京大学 地震研究所

半無限弾性体の内部にくい違い面Σを
考える。Σ上の一点をP(x₁, y₁, z₁)とし、
この面上でのくい違い変位の分布をΔU(P)
とする。この変位のk成分ΔU_k(P)が弾性
体内の任意の点Q(x₂, y₂, z₂)に及ぼす応力
は、次のVolterraの公式で与えられる。

$$\tau_{mn} = \iint_{\Sigma} \Delta U_k(P) H_{k\ell}^{mn}(P, Q) U_{\ell}(P) d\Sigma \quad (2-1)$$

ここで、ΔU_k = U_k⁺ - U_k⁻ は U_k⁺ - U_k⁻ = 0 という
条件を満たすような任意の変位の不連続
(Semiglianaのくい違いと呼ぶ)のk成分。
U_ℓ(P)は面積dΣの法線方向余弦、そし
てH_{kℓ}^{mn}(P, Q)は点Pに置かれたある種の歪核
の組合せによって点Qに生ずる応力の(m,
n)成分である。歪核には、kℓ = 11, 22, 33,
23, 31, 12の6種類あって、k = ℓの時
はくい違い面に垂直な変位、k ≠ ℓの時
は面に平行なずれ変位に対応する。

(2-1)で表わされる応力の(m, n)成分
(m, n = x, y, z)を(1-2)に代入して帯磁
変化を求め、(1-3)によってこの帯磁変化
が作る磁場のポテンシャルを求める。例え
ばx軸方向に一様帯磁している場合は

$$W_{10}^k = \beta \int_{\Sigma} \Delta U_k(P) w_{k\ell}^x(P, Q) U_{\ell}(P) d\Sigma \quad (2-2)$$

ここで

$$w_{k\ell}^x = \int_0^H dz_3 \iint_{-\infty}^{\infty} (S_{xx} U'_k + S_{xy} U'_y + S_{xz} U'_z) dx_1 dx_2 \quad (2-3)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \frac{1}{2}(H_{11}^{xx} + H_{11}^{yy}) - H_{11}^{zz}, & S_{xy} &= -\frac{3}{2}H_{12}^{xx}, & S_{xz} &= -\frac{3}{2}H_{13}^{xx} \\ U'_x &= \frac{x-x_1}{\rho^3}, & U'_y &= \frac{y-x_2}{\rho^3}, & U'_z &= \frac{z-x_3}{\rho^3} \end{aligned} \right\} \quad (2-4)$$

$$\rho = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-x_2)^2 + (z-x_3)^2}$$

(2-2)式は、(1-3)に代入した後、Pにつ
いての積分とQについての積分の順序を交換
して得られる。ここで筆者(Sasai, 1979)が
基本モデルのピエゾ磁気変化を求めた際と
全く同様に、たため込み積分のフーリエ変
換定理を利用して、点Pにおかれた歪核が

作るピエゾ変化磁場のポテンシャル(2-3)
式を解析的に評価できる。

紙数の都合で、kℓ = 12の場合(垂直面
内の剪断型くい違いに対応)のみを示す。但
し歪核は(0, 0, z₃)にあり、地表から深さ
Hまで一様帯磁とする。

$$\begin{aligned} \frac{2}{\mu} W_{12}^x &= \frac{3}{2} \left[-\frac{y}{\rho^3} \right]_3 + \frac{(4\alpha-1)(\alpha-1)}{2\alpha} \left[\frac{1}{4} \frac{y}{\rho^3} + \frac{1}{4} \frac{y(3x^2-y^2)(c+3p)}{\rho^3(p+c)^3} \right]_3 \\ &+ (\alpha-1) \xi_3 \left[\frac{y(2p+c)}{\rho^3(p+c)^2} - \frac{2x^2y}{\rho^3(p+c)^3} - \frac{3x^2y(2p+c)}{\rho^5(p+c)^2} \right]_3 \\ &+ 3(2-\alpha)H \left\{ \frac{y(2p+c)}{\rho^3(p+c)^2} - \frac{2x^2y}{\rho^3(p+c)^3} - \frac{3x^2y(2p+c)}{\rho^5(p+c)^2} \right\} \\ &- 6\alpha H \xi_3 \left\{ -\frac{3y}{\rho^3} + \frac{15x^2y}{\rho^5} \right\} \end{aligned} \quad (2-5)$$

$$\begin{aligned} &+ \left\{ (1-\alpha)H \left\{ \frac{y(2p_1+c_1)}{\rho_1^3(p_1+c_1)^2} - \frac{2x^2y}{\rho_1^3(p_1+c_1)^3} - \frac{3x^2y(2p_1+c_1)}{\rho_1^5(p_1+c_1)^2} \right\} (H > \xi_3) \right. \\ &\left. + \frac{3}{2} \left[-\frac{y}{\rho^3} \right]_2 + \frac{1-4\alpha}{2} \left[-\frac{1}{4} \frac{y}{\rho^3} + \frac{1}{4} \frac{y(3x^2-y^2)(c+3p)}{\rho^3(p+c)^3} \right]_2 \right. \\ &+ (1-\alpha)\xi_3 \left\{ \frac{y(2p_1+c_1)}{\rho_1^3(p_1+c_1)^2} - \frac{2x^2y}{\rho_1^3(p_1+c_1)^3} - \frac{3x^2y(2p_1+c_1)}{\rho_1^5(p_1+c_1)^2} \right\} (H < \xi_3) \\ &+ 3\alpha(H-\xi_3) \left\{ \frac{y(2p_2+c_2)}{\rho_2^3(p_2+c_2)^2} - \frac{2x^2y}{\rho_2^3(p_2+c_2)^3} - \frac{3x^2y(2p_2+c_2)}{\rho_2^5(p_2+c_2)^2} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{\mu} W_{12}^x &= \frac{\alpha^2-9\alpha+2}{2\alpha} \left[\frac{xy(2p+c)}{\rho^3(p+c)^2} \right]_3 \\ &+ (\alpha-1)\xi_3 \left[-\frac{3xy}{\rho^3} \right]_3 + 6\alpha\xi_3 H \left\{ -\frac{15C_3xy}{\rho_3^5} \right\} \end{aligned} \quad (2-6)$$

$$\begin{aligned} &+ \left\{ \frac{3}{2}H \right\} - \frac{3xy}{\rho_1^5} \quad (H > \xi_3) \\ &+ \left\{ -\frac{9}{4} \left[\frac{xy(2p+c)}{\rho^3(p+c)^2} \right]_2 + \frac{3}{2}\xi_3 \left\{ -\frac{3xy}{\rho_1^5} \right\} - 3\alpha(H-\xi_3) \left\{ -\frac{15C_3xy}{\rho_2^5} \right\} \right\} (H < \xi_3) \end{aligned}$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} [f(x, y, c)]_i &= f(x, y, c_i) - f(x, y, c_j) \quad (i, j = 1, 2, 3) \\ \rho_n &= \sqrt{x^2 + y^2 + c_n^2}, & \alpha &= (\lambda + \mu) / (\lambda + 2\mu) \\ c_1 &= \xi_3 - z, & c_2 &= 2H - \xi_3 - z, & c_3 &= 2H + \xi_3 - z \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

この解は点Pおよびキュリ一点等温面の存
在による鏡像点P₁(0, 0, 2H - ξ₃), P₂(0, 0,
2H + ξ₃)に置かれた多極と、それ等の点か
らz軸正方向に伸びた多極の線状分布のポ
テンシャルの和となっている。

Sasai, Y. (1979) Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 54, in press.

(3) 歪直矩形断層の - 様横ずれに伴う地磁気変化

笹井洋一

東京大学 地震研究所

以上述べてきた理論の簡単な応用例として、**図 3-1** のような矩形断層がくい違

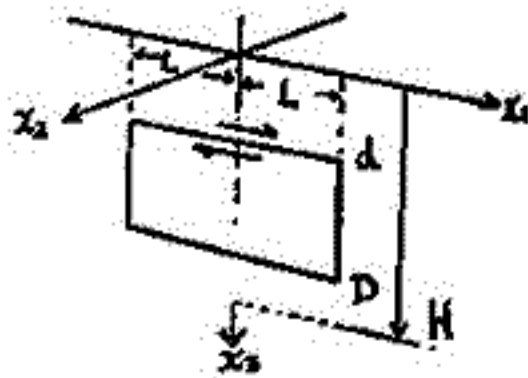


図 3-1

を交換したものの \$x\$ を \$x-3_1\$ と置き換え、次の積分を行なえばよい。

$$W_{12}^x = \frac{\beta J_x \mu \Delta U}{2} \int_d^D \int_L^{L+d} W_{12}^x(x-3_1, y, z, 3_2) d3_1 d3_2 \quad (3-1)$$

ここで \$\Delta U\$ はくい違い量を表わす。この積分は全て初等関数で表わせるが、かなり長いので省略する。

ここでは問題を更に単純化して、\$x_1\$ 軸方向に無限にのびた 2次元モデルの解を示す。これは Shamsi and Stacey (1969) が、サンアンドレアス断層によるピエゾ磁気変化を計算した時の「一様スリップモデル」に相当する。(彼等は数値積分に依ったため、断層の上下端で応力発散の困難にあって、一様ずれモデルは解けないとした。)

$$\frac{2}{\beta J_x \mu \Delta U} W_{12}^x = W_0^x + \begin{cases} W_I^x & (H > D) \\ W_{II}^x & (D > H > d) \\ W_{III}^x & (d > H) \end{cases} \quad (3-2)$$

$$W_0^x = 3 \left[\tan^{-1} \frac{d-z}{y} - \tan^{-1} \frac{D-z}{y} - \tan^{-1} \frac{d+H-z}{y} + \tan^{-1} \frac{D+H-z}{y} \right]$$

$$W_I^x = 3 \left[\tan^{-1} \frac{d-z}{y} - \tan^{-1} \frac{D-z}{y} - \tan^{-1} \frac{d-2H+z}{y} + \tan^{-1} \frac{D-2H+z}{y} \right]$$

$$W_{II}^x = 3 \left[\tan^{-1} \frac{d-z}{y} - \tan^{-1} \frac{H-z}{y} - \tan^{-1} \frac{d-2H+z}{y} + \tan^{-1} \frac{z-H}{y} \right]$$

$$W_{III}^x = 0$$

$$W_{12}^y = W_{12}^z = 0 \quad (3-4)$$

これ等は \$x_1-x_3\$ 面内の深さ \$d, D, 2H \mp d, 2H \mp D\$ 等に、\$x_2\$ 軸方向に無限にのびた直線電流による磁場ポテンシャルの和である。見方を変えて磁殻の考えに従えば、この正

負の電流にはさまれた領域 \$d \leq x_3 \leq D\$, と \$2H-d \leq x_3 \leq 2H-D\$, \$2H+d \leq x_3 \leq 2H+D\$ 等に \$x_2\$ 軸方向に帯磁し、\$x_1\$ 軸方向に無限にのびた磁石板を置いた時の磁気ポテンシャルを表わしている。この時下部に生じた鏡像磁殻は、上部の磁殻と逆向きに帯磁している。
(強さは等しく)

(3-3)式において、\$d=0\$、即ち断層上端が地表にあり、かつ \$H \gg D\$ である場合、地表での磁気ポテンシャルは

$$W_{12}^x = -3\beta J_x \mu \Delta U \tan^{-1} \frac{D}{y}, W_{12}^y = W_{12}^z = 0 \quad (3-4)$$

となる。一方このような 2次元断層による地表での変位は Chinnery (1961) によれば、

$$u_1 = \frac{\Delta U}{\pi} \tan^{-1} \frac{D}{y}, u_2 = u_3 = 0 \quad (3-5)$$

である。両者は係数の相違を別にすると、全く同じ式に成ってしまう。

従って次のような興味ある結論が得られる：浅い地震断層の震源域近傍で、ピエゾ磁気変化を測ることは、その点での地殻歪を測ることに全く同等である。地震に伴う歪みステップは十分遠方でも観測されるのに、地磁気ステップが観測されにくいのは、キュリー点等温面の存在による鏡像磁殻が、本来の磁殻による磁場を打ち消すように生ずるためである。但し誤解を避けるために繰返すと、これ等の磁殻は実際に断層面およびその鏡像に生ずる訳ではなく、帯磁地殻内に生じた帯磁変化の作る磁場がこれ等の磁殻の作る磁場と等価である、という意味である。

Chinnery, H.A. (1961) B.S.S.A., Vol. 51, p.355-372.

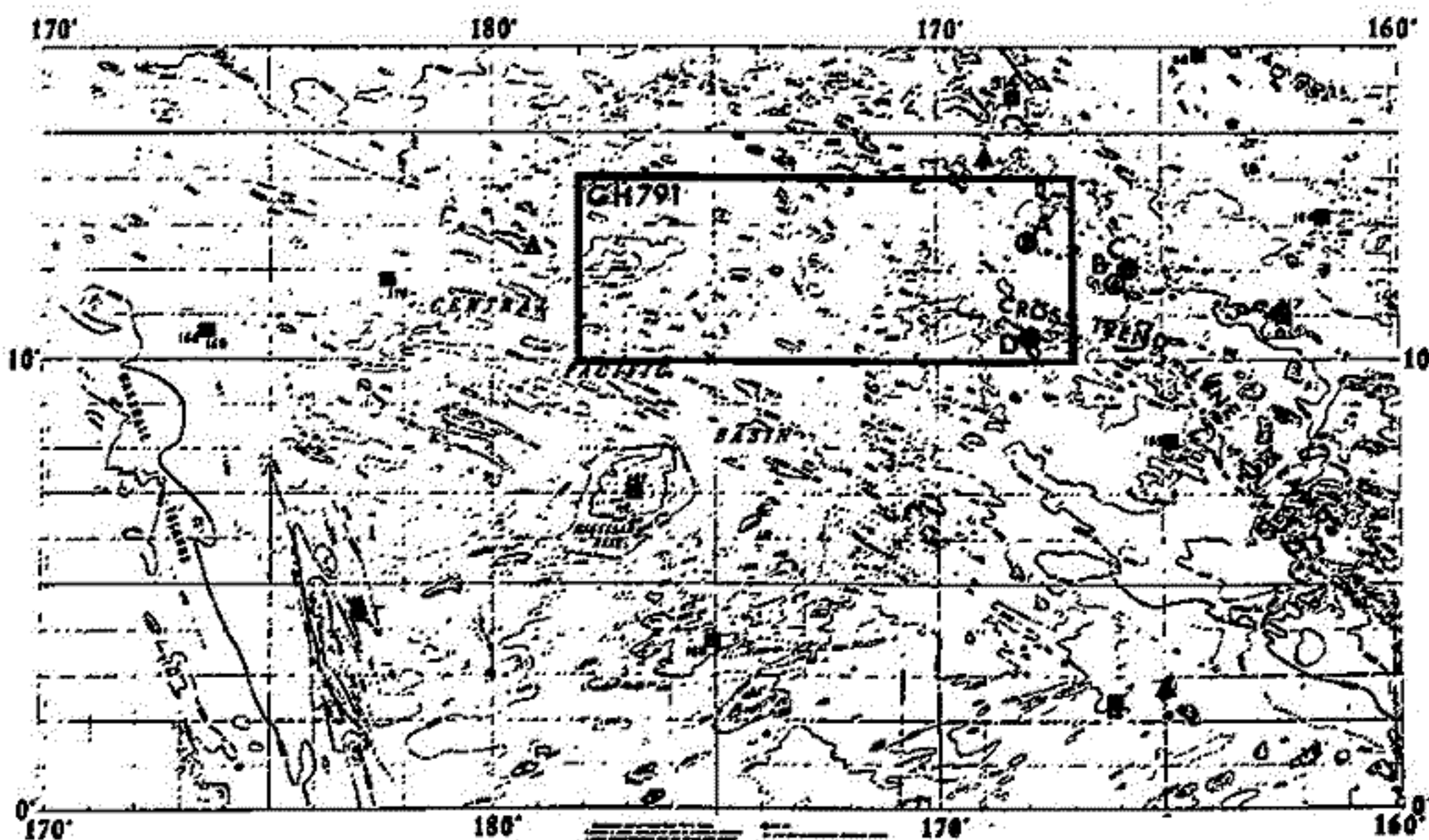
Shamsi, S. and F.D. Stacey (1969) B.S.S.A., Vol. 59, p.1435-1448.

宮崎光洋
地学類

1979年1~3月にかけて行われた深海自鉦物調査船「研究船海城」(GH79-1)でのライン諸島列北域—クロストランド列を含む—の海山による磁気異常観測結果を報告する。

調査された海山達は A (12°42'N 168°03'W) B (11°44'N 166°04'W) C (12°03'N 165°51'W) D (10°53'N 168°00'W) である。海山B・Cはライン諸島列を形づくる位置にあり海山Dはクロストランド列中の一つの峰である。海山Aは比較的独立した位置を占める。

磁気異常の特性は A: 山頂を中心として正の磁気異常を有し 逆帯旋していることを示し B・C: 共に山頂付近に異常帯の中心があり D: クロストランド全体として 逆帯に沿った異常帯を示している。



- GH79-1で調査された海山
- ▲ 磁気異常を測りて報告されている海山 (HARRISON, et al., 1975, Geophys. J., 42, 859)
- DSDPによる海山地質 数字はサイト番号

MAGSAT研究班 (代表者 東京大学理学部 福島 直)

米国NASAでは、米国地質調査所との共同計画として、1979年10月18日カリフォルニアより、人工衛星 Magnetic Field Satellite (MAGSAT) を打ち上げる予定である。MAGSAT衛星は高度325-550 km, 軌道傾斜角 96.5° で、ほぼ日北月没子午面に沿って約半年にわたって地球を周回し、地球磁場の成分と全磁力を測定することになる。地球磁場の成分の測定にはフラックスマゲイト磁力計、全磁力測定にはセシウム磁力計が使用される。測定間隔は、成分測定が16回/秒の約450 m間隔、全磁力測定が8回/秒の約900 m間隔とされる。測定精度は、総合精度で地球磁場の成分については 6 nT , 全磁力については 3 nT が目標である。

このMAGSAT衛星による観測資料を活用する国際共同研究のよびかけが1978年9月にNASAから各国に出された。これに対し日本では取り急ぎ共同研究班を組織し、次の研究課題を含む提案をNASAに送付した。

(A) 日本および北極圏と南極圏の地殻構造に関する総合的研究

1. 日本周辺地域磁気図作成
2. 各地域磁気異常分析
3. 各種地球物理観測資料(重力, 地形, 地震火山活動, 熱流量等) との比較結果とその解釈
4. 南極地域の地殻構造

(B) 電流図・磁気図における電流と電磁流体力の研究

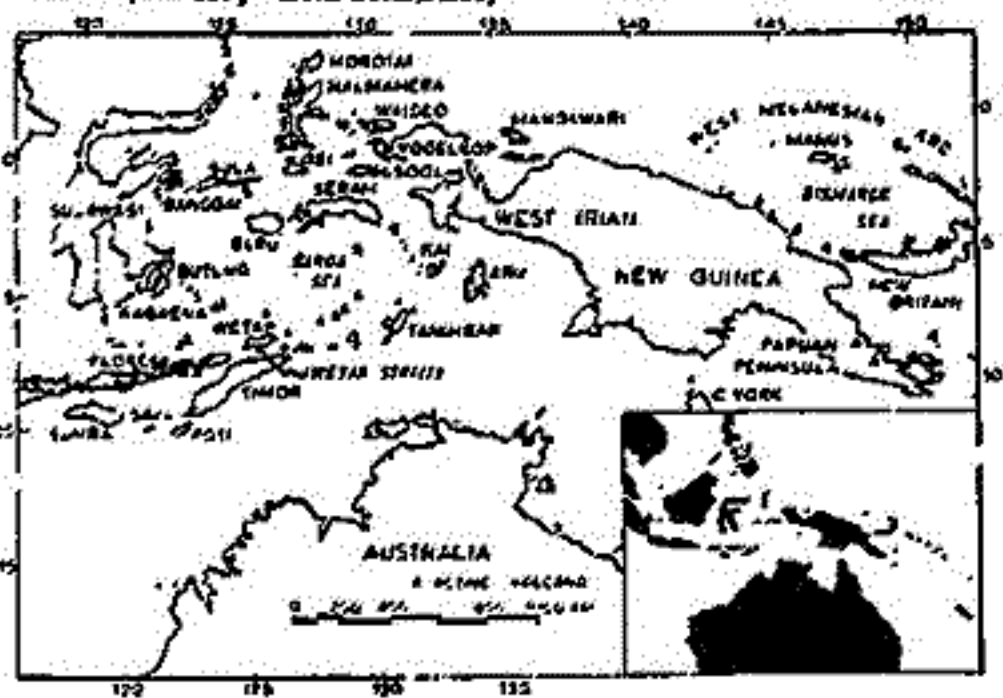
1. MAGSAT高度における磁場ポテンシャルの内外分離
2. 磁気図内沿磁力線電流
3. 地球磁気変動と電磁流体力

日本側提案は仮採択された。今後NASAと日本側とで協定書と交換して正式採択の運びとなる予定である。

8月7-8日に、NASA-GSFCにおいて、提案の採択が予定されている研究代表者の会議が開かれ、将来配布される資料のFORMATについて討議が行われた。各研究者による提案内容についての説明もなされた。さらに研究者相互の情報交換は行われたため、この5人のワーキンググループが作られた。

1. Field modeling
2. External fields
3. Marine anomalies
4. 'Regional' scale studies
5. 'Continental' scale studies

乙藤 洋一郎 尾崎 貞雄 阿部 悦夫 (京大・理) 橋山 卓雄 (岡大・工)
 西村 進 池田 隆 (京大・教養) 小林 洋二 (神大・理)
 M. SAPRI, J. SOPHELUJAKAN, F. HEHUWAT (NIGM, INDONESIA)



SUMATRA 島から東へ連なる SUNDA ARC は SUMBA 島より東では内側に火山弧をもち二重弧をなし、TANIMBAR 島、KAI 島において火山の向きを北、西へ変え SERAM 島、BURU 島へ延びている (図参照)。この複雑な形状をもち島弧の形成に關して AUDLEY-CHARLS (1972) は造山運動の面から OUTER SUNDA ARC が AUSTRALIA 大陸の縁海に於て存在したと提唱した。CHAMALAUN (1977) は古地磁気学的に PERMIAN に TIMOR 島が AUSTRALIA のプレートの一部であったと示した。興味深い形を呈した SUNDA ARC の成因について OUTER SUNDA ARC を捉えよう、このように思われる。SUMBA 島の古地磁気から OUTER SUNDA ARC の西端部と AUSTRALIA 大陸との関係を求めた。

SUMBA, SUMBAWA, FLORES の各島においてそれぞれ 15, 4, 5 の所で岩石採集を行った。各 site から 3 個の試料と無作為に抽出し 50 Oe および 300 Oe で段階的磁化を行い、スピナー磁気計で測定し、各 3 個の測定値の Precision parameter k が最も大きくなる交流磁場をその site の最適磁場とした。 k が 10 を越えなければその後の測定操作を加えなかった。測定結果は表に示した。MIOCENE 以降現在まで三島ともほぼ現在の位置にあり、変動を起す様子は大きく構造運動はなかったらしい。SUMBA 島の JURASSIC の平均磁場方向は偏角 59.2° 、伏角 -44.2° 、 α_{95} 5.6° である。これは正、逆帯磁の site を含む結果であり信頼できる古地磁気を示しているといえよう。JURASSIC 以降 MIOCENE まで SUMBA 島は時計回りの回転をしたらしい。

地理的に SUMBA 島と TIMOR 島は相対的に 70° 傾きがあるように見える。今回求めた SUMBA 島の JURASSIC の偏角と CHAMALAUN が求めた PERMIAN の TIMOR 島の偏角を比べると古地磁学的に傾きが 79.4° である。この値は地理的値とよく一致する。9° の差異は時代の違いに起因していると考えられる。SUMBA 島の伏角 -44.2° は古傾度、南傾 25.9° を示す。以上の事から SUMBA 島は

かつて TIMOR 島と共に AUSTRALIA 大陸の縁海に反時計回りに回転した状態で存在し、JURASSIC 以降時計回りの回転運動をいつか MIOCENE までには現在の位置に北進したと考えられる。

Site	Estimated Age	Rock Type	Number of Samples	Doma (peak field)	Declination	Inclination	α_{95}	k
[Sumba]								
IS 135	Miocene	Tuff breccia	8	300 Oe	1.0	-20.0	9.2	37.2
IS 137	"	Tuff	13	300	17.6	16.0	11.1	15.0
IS 142	"	Mudstone	4	150	-1.1	-26.9	9.1	103.4
IS 141	Tertiary	Dyke	6	300	177.0	35.7	10.6	41.2
IS 143	Jurassic	Shale	11	150	63.8	-43.1	6.6	29.3
IS 144	"	Shale	12	50	59.2	-45.9	4.4	101.0
IS 146	"	Shale	9	300	234.5	43.3	20.6	7.2
[Sumbawa]								
IS 201	Miocene	Tuff	10	90	-1.3	-25.8	6.9	49.7
IS 203	"	Lava flow	9	300	-1.0	0.0	4.9	109.4
[Flores]								
IS 235	Miocene?	Lava flow	11	200	-1.9	-19.8	3.5	171.5
IS 238	"	Tuff breccia	8	150	218.4	8.9	6.4	76.1
IS 209	"	Tuff breccia	8	200	-29.1	-37.5	8.2	46.3

Results of paleomagnetic measurement

東南アジアのプレート発達史に対する Paleomagnetic Constraints

笠嶋 貞雄
(京都大・理)

太平洋, 印度-オーストラリア・プレートと東南アジア大陸プレートの収斂地域にあたる東南アジアの複雑な地殻構造の成因説としては, 時代を異にする島弧-縁海系の形成を伴った数々のプレート・テクトニクスの仮説が提唱されている。しかしなお, 最も難解な地域として実証がなされていない。

私共(京大グループ)はスンダ列島弧の物理地質学的研究の一翼として, 古地磁気研究の目標とこの問題点において, 数年近く資料の蓄積を重ねてきた。

大きな大陸を移動させた源泉か中央海嶺の発生とこれに伴う海洋性リソスフェアの成長にあるとみれば, これは固体地球表層における first order のエネルギー変動ともみられるかもしれない。しかし, この拡大の受動的反面としてのプレート間の衝突, 沈み込みと島弧-縁海の形成が三大プレートの収斂地域にあたる東南アジアの複雑な島弧-縁海群を由来しているものか果して理解できるものであろうか?

古地磁気, その他の実証データの乏しいこととあって, かなり無原則的な仮説があることも争えない。これらの零散した議論に統一を見出すための一つの大きな規制として, 島弧におけるキメ細かい古地磁気データによる変形・移動等の実証的なチェックは極めて有力であり, かつ不可欠でさえある。

これらの課題に因して, 私共のスンダ列島における古地磁気成果を含めて, 既報の古地磁気成果を Review して, プレート論的構造発達史の観点からほぼ確認される二, 三の実例と今後の問題点と明らかにしたい。

結論としてこれ迄の段階として云えような事項は次の通りである。

- a) 上記の first order の変動と比べ規模としてはむしろ小さく, エネルギー的には Second order とみられるが, むしろ rotation speed は局地的とはいえ, より大きく stress 集中の傾向は処々に認められ, これが複雑な構造と反映している。
- b) 現在の沈み込みプレートが対峙する島弧に対して与えた変曲運動は殆んど認められない。即ち両プレート間に動力学的なカップリングは実際上作用していないと見做しうる。
- c) 時代論的なツメが不十分であるが, Paleogene 末 ~ Neogene 初期頃に起こったプレートの運動方向の変化と, これをもたらしたそれ以前のプレート相互間の力学的平衡の中断と再編成に至る間に, この地域の多くの変形の原因が求められる。

(Thellier 法と Shaw の方法)

当合利行・河野 長
(東大理)

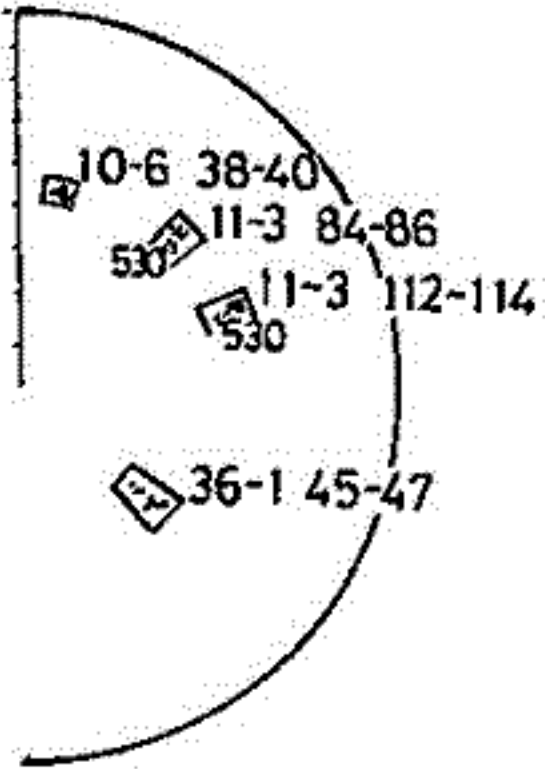
前回、1979年春の電磁気学会にて Shaw の方法による古地球磁場強度測定の結果を発表したが、今回は前回半分に切、て使用した残りの試料を用いて Thellier 法によって磁場強度を求め、前回の Shaw の方法の結果と比較をする。Thellier 法は通常の2回加熱法を用い、190℃以上は Shaw の方法の時と同じように窒素雰囲気中で段階加熱を行なった。

試料は、430A(Ojin)から433C(Suiko)にまたが、ているが、433C(Suiko)の試料について得られた NRM-TRM diagram と NRM の熱消磁による方向の変化の図を下に示す。

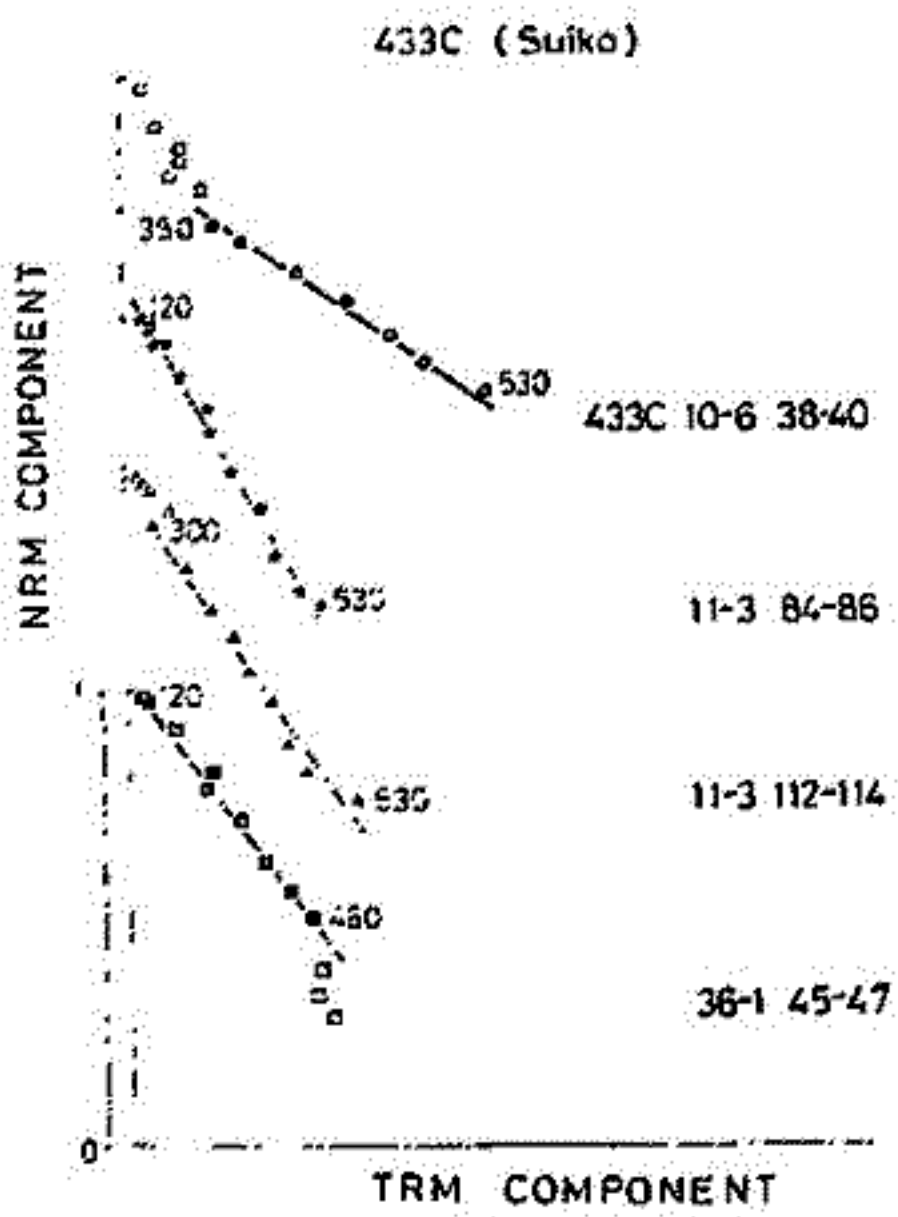
NRM の方向の変化は、高温になるにつれやや変化を示すがおおむね安定で、diagram も直線上にたぶ。他の Hole についても Thellier 法で結果の得られた試料についても、同様に熱処理による方向は安定であった。

今回の実験によって得られた結果と前回の Shaw の方法によって得られた結果を下の表に示す。Thellier 法では

採用する点、が6点、以上で相関係数が、98以上の試料を採用した。前回の方法で芳しい結果が得られなかった試料についても満足のいく結果になったものもあり、また、前回の結果と一致するものも多かった。



Thellier



Shaw

Sample Number	Flow unit	T (°C)	r	F (Oe)	F (Oe)	Class
430A 6-1	67-69	2	260-510	.997	0.77 ± 0.03	1.03 ± 0.01 (2b)
6-2	122-124	3	380-510	.998	0.46 ± 0.01	
6-4	15-17	4	260-400	.987	0.48 ± 0.03	
432A 4-1	73-75	3	380-510	.996	0.20 ± 0.02	
433C 10-6	38-40	5	380-510	.997	0.35 ± 0.01	
11-3	84-86	7	120-530	.995	0.98 ± 0.03	0.50 ± 0.01 (2b)
11-3	112-114	7	300-530	.990	0.77 ± 0.06	
36-1	45-47	36	120-560	.991	0.71 ± 0.03	1.02 ± 0.06 (2b)
	*****			***		***
433A 20-2	2-4	1	380-120	.977	0.40 ± 0.05	0.17 ± 0.01 (2a)
20-2	14-16	1	380-190	.976	0.38 ± 0.07	0.27 ± 0.01 (2a)

フェーラードレライトの古地磁気

鈴木 實
極地研

性質の非常によく似たドレライトの貫入岩体が、南極、タスマニア、南アフリカ、南米に分布する。南極の場合フェーラードレライトと呼ばれ、南極横断山脈中に広く分布する。千石紀からジュラ紀まで連続的に堆積したと考えられている、主に砂岩を主体とするビーコン群片群(厚さ3000m以上)をこの岩体は何処にも貫いている①のカクタリアランドその地で認められる。貫入年代はK-Arで174~163 MY(南極), 154~190 MY(南アフリカ Carroo Dolerite)などを得られ、ジュラ紀のはじめから中頃にかけて貫入したと考えられている。

今までフェーラードレライトの古地磁気は南極横断山脈の所々で測定され、かなりはっきりしたVGPが求められている。その結果はライト谷のものが最も北方に、マドモア氷河のものが最も南方に分布し、そのほかの地点は220°の経線に沿って両者の間に分布する。これは貫入年代の違いによるものか、同一年代でも地域によりこの程度の差はあるものか検討を要する。

今回カクタリアランドのライト谷の同一貫入岩体から、岩田(極地研)によって調査された資料①と筆者が採集した資料②、③の残留磁気を測定したので報告する。各資料とも交流消磁に対し安定で、MDFは200 Oe以上である。NRMの大きさは 3.1×10^{-4} ~ 4.2×10^{-5} emu/cc で100 Oe前後での交流消磁が最もまよりにかかった。表1は測定結果で、採集場所によりVGPの位置は多少違っているが、ライト谷のものは他の地域のものより北方に分布し、貫入年代が他のものと違ふことと推定される。またこのドレライトから得られたテリ工法によるPaleo-intensityの測定結果も報告する。

Paleomagnetic Results from Dolerites in Antarctica

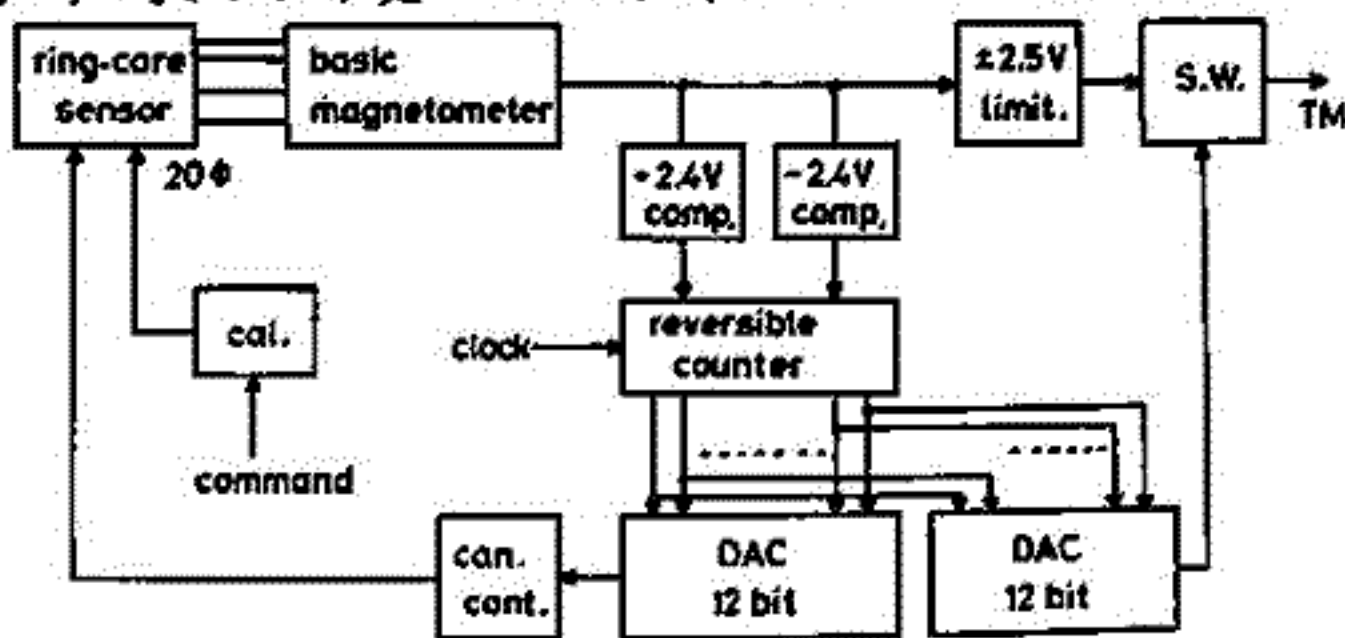
NO	Sampling site	Demag	N	Dec	Inc	K	α_{95}	Lat.S	Lon
1	Wright valley (Yosida)	100	3	242	-72	112	12	49.1	211
2	" (Funaki)	100	18	237	-67	191	2.5	42.3	207
3	" (")	100	4	241	-76	643	3.6	56.0	205
4	" (Bull et.al.,)	150	83	250	-68	63	3	45	220
5	Theron Mountains	0	8	64	-68	-	12	54	224
6	Ferrar Glacier	0	57	255	-76	52	3	58	218
7	Beardmore Glacier	150	13	244	-75	18	11	59	221

加藤愛雄 ; 斎藤尚生 ; 藤戸正弘, 早坂孝 ; 湯元清文, 田村忠義
 (東海大工) (東北大理) (東北工大) (東北大理)

新しい型の磁力計である ring-core 型磁力計は既に研究開発の段階を終了し、東北大学甘川地磁気観測所において $2 \sim 10^{-2}$ nT/mm の感度で routine 観測が開始され、地磁気脈動も明瞭に記録されており、非常に高感度の磁力計であることが証明されている。また、小型軽量で消費電力も小さいことから飛翔体搭載用磁力計として大いに期待されている。そこで先ず、大気球に搭載し高感度 (1nT) で地磁気微小変動を観測し、将来の飛翔体搭載用磁力計としての資料を得ると共に地上 (甘川あるいは水沢) での変動と比較し、その変動の機構を探る目的で9月中旬に大気球実験を行なうことにした。

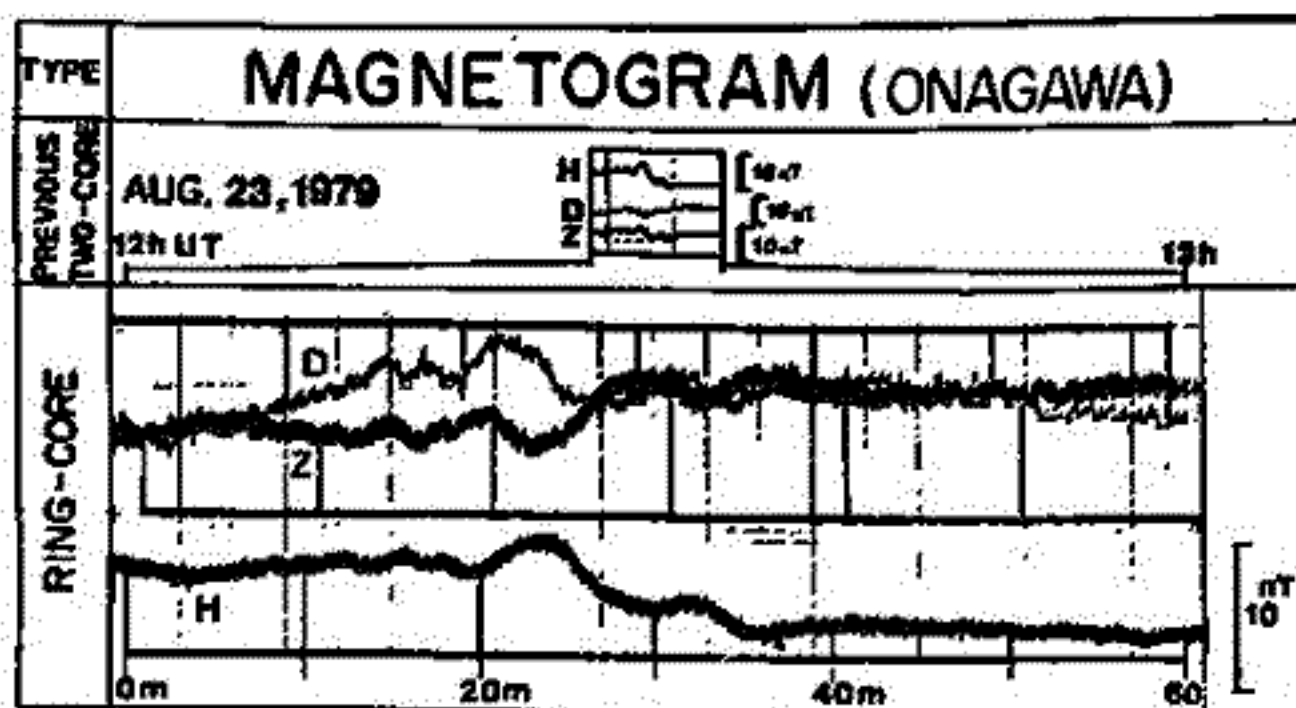
用いる ring-core は 20mm 中のもので磁力計本体の回路 (Basic Magnetometer) は従来と同じであり、大気球高度における周囲磁場を自動的に打消すために第1図に示した Block diagram のように可逆カウンタ、D-A コンバータ、コンパレータ等を附加してある。テレメータ出力は $\pm 2.5V$ ($\pm 50r$) 以内のアナログ出力と打消磁場量を交互に切換えている。

大気球実験において同じ磁力計を4台製作し、3成分観測を行なう。残り1成分は将来の人工衛星搭載に備えてゴンドラの持つ磁気の影響を知るために用いる。これら磁力計を甘川地磁気観測所に設置し、比較予備観測をして得られた記録例を第2図に示す。図に見られる様に 1nT より高感度の観測が可能であることがわかる。講義では、9月17日放球予定の大気球により観測される結果についてと報告する。



BLOCK DIAGRAM (one comp.)

(第1図)



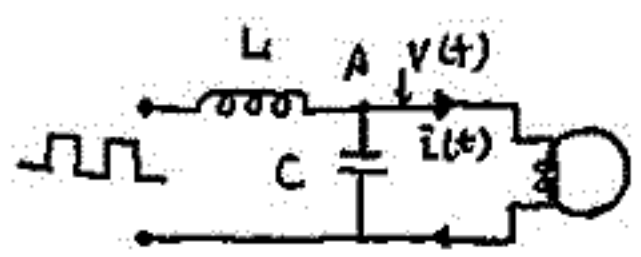
(第2図)

III-41 パルス励起によるリングコア型フラックスゲート磁カ計の試作

國分 征・福西 浩
東大理 極地研

リングコアを用いたフラックスゲート磁カ計は、Offsetやノイズレベルの面で従来のものにくらべて優れていること、また省電力化にも有利なことから最近の飛翔体観測に用いられるようになってきた。我が国でもこの型の磁カ計の開発が始められ、すでに2.3の結果が報告されている。ここでは、パルス励起による実験を行ったので、その結果を報告する。

パルス励起による方法は、NASAのAcuna等によって開発されたVoyagerに搭載された磁カ計に用いられているもので、従来の正弦波による方法にくらべて省電力化がはかれること、また回路も簡単になるという特徴をもっている。励起用の回路はLとCを用いた図のようなものである。



リングコアドライブ回路

リングコアが飽和するまでは、コンデンサーCに貯ったChargeが飽和に達してインピーダンスが下がった励起コイルを通じて放電するため、全体の平均電流はくわべて強い電流を瞬時的にコイルに流し込むことができる。

写真はA点の電圧波形と電流を示したものである。

電流のピーク値は $\sim 300\text{mA}$ で、平均電流はくわべて50倍位はなっている。このように平均電流が少なくて済むことからドライブ用の電力増幅器が簡単になる。試作品では汎用の液算増幅器のみでドライブも行っている。

ここで用いたコアは、インフエニテイクス社のもので、厚さ 12.7μ 中 1.59mm の79-4 Ni-Mo Permalloyを7回直径 2.54cm のステンレス棒に巻いたものである。

この予備実験の結果、 0.05mT rms 程度のノイズレベルのものは容易に実現できることがわかった。なお、ノイズテストは、シモンステッド社のシールドケースを用い、人工ノイズをさけるため林園で行った。



A点の電圧波形と励起コイルを流れる電流波形、 $f = 14.5\text{kHz}$

國分 征
東大 理

地磁気脈動の発生機構を探る上で、衛星による直接観測が重要なことはいうまでもない。しかしながら、衛星観測には特別な場合を除いて、たゞし其のデータ（か得られないことが多い）、観測された波動の空間的スケールなどの重要な情報が得られにくい。したがって、比較的充実している地上の観測データのデータと衛星データを比較し、どのような性質の波動が、どのような空間的スケールで地上で観測されるかなど、衛星データと地上データの相関を調べることは一つの重要な課題である。ここでは、まずこれまでの衛星観測結果を概括し、磁気圏中の波動の性質、周期・偏波など、観測される場所などのおおむねにより、地上現象との相関に差があるかどうかについての議論を行う。

これまでの観測結果をまとめると、磁気圏中のPc3-Pc5帯の波動は大きく分けて二つのタイプに分れる。一つは、経度方向に波の主軸をもつもので、主として午前側で観測される。もう一つは、主軸が磁場の子午面内近くにあるもので、午後側で卓越する。これまで地上と衛星で相関をもつものとして報告されているものの殆んどは前者であり、午後に見られる子午面内の波動が地上で観測されたという報告はほとんどない。いまのところ、これらのちがいが、詳しい解析が行われていないためか、地上の観測地点が少なかったためか、はつきりしていない。理論的には、空間的スケールの小さい現象は帯磁層イオンに与えて地上で観測されることが示されており、上に述べたことは波動の空間的スケールのちがいをあらわしているのかも知れない。

以上述べた事柄について、いくつかの具体例をもとに議論を行う。

布・プラズマポーズ

林 幹治・小口 高・国分 征・鶴田 浩一郎・渡辺 晋也・R.E.Horita
 東大理 東大宇宙研 U.B.C. U.Vic.

カナダ中央部の auroral zone から subauroral zone にかけての磁気子午線に沿った観測点で観測された Pc1 の特性についてまとめる。

(観)	Geographic C.	G. Geomagnetic C.
CHURCHILL (CH) 58.7°N	94.1°W	69.9° 326.1°
GILLAM (GL) 56.6	94.3	68.1 326.3
THOMPSON (TH) 55.9	98.2	66.9 320.7
ISLAND LAKE (IL) 53.9	94.7	65.5 326.5
STAR LAKE (SL) 49.7	95.2	61.3 326.6

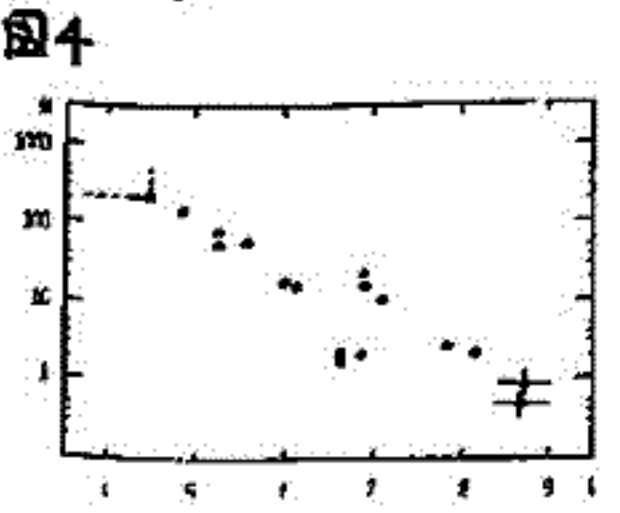
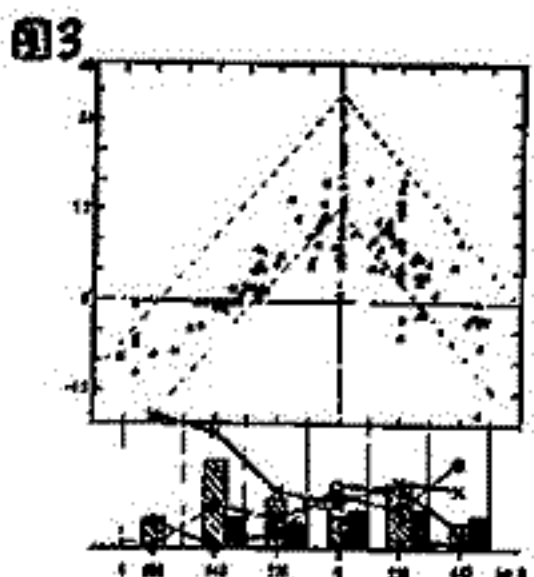
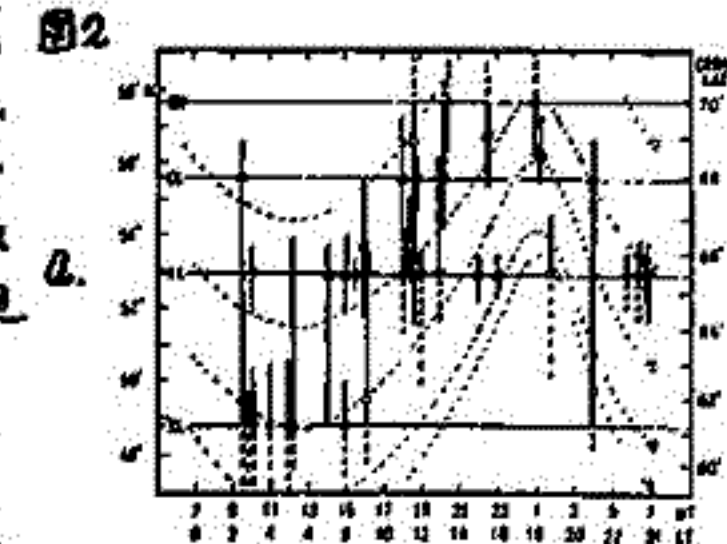
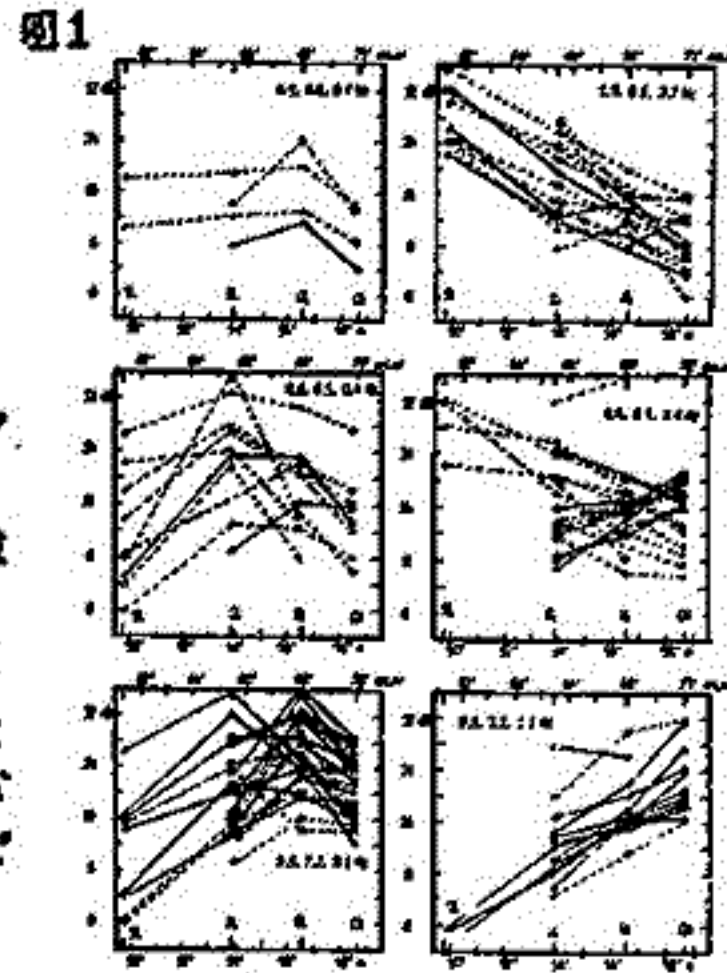
(1) 約2週間に観測された Pc1 の振幅分布を図1に示す。0.9~0.7, 0.6~0.4, 0.3~0.1 Hz の周波数帯と振幅極大の有無によって分類されている。点線は peak タイプ等の f-o 空間での周期的構造のあるもの、実線は IPPDP 等構造の無いもの、○, ×, ●印は $P = (R-L)/(R+L)$ により偏波を表わした場合 $P \leq 3/8$, $|P| < 3/8$, $P > 3/8$ の左回り、直線、右回りの偏波にあることを示す。

低い周波数・構造の無いものが高緯度側にピークを持つこと、ピーク近くでの減衰係数は最大 6dB/100km に達するものがあること、ピーク点から離れた場合の減衰係数は 24dB/1000km 程度と、通常言われているものより大きい。

(2) Local time-緯度に構造あるもの(図2a)と構造の無いもの(図2-b)に分けてプロットしてみると前者はほぼ平均的なプラズマポーズ(図中点線で Kp 0.1, 2, 3, 4 に相当するものが示されている)の位置に沿っている。後者はプラズマポーズの bulge から day side magnetopause に向う領域に分布して detached plasma の分布との類似性を示す傾向にある。

(3) 偏波: 図1の振幅分布をもとにピーク(場合によっては内挿して決める)の位置より南側4°の点を規格化しピークの位置を揃えてプロットする(図3)。偏波(図1と同じシンボル)を距離に対して統計したものが下部に示されている(東西伝播の影響を小さくする意味で点線と囲まれた部分に統計)。ピークがあるいはやや高緯度側に左回り偏波が卓越する。低緯度の端では直線偏波が優勢。

(4) 振幅極大点を通る磁力線に沿って波束が往復運動するとして、往復の周期とセザルを供て赤道面のプラズマの緯度を求める(図4)。●はプラズマポーズの外側と思われる例。



III-44 SCおよびSI現象がPC1, Pi1脈動によぼ
る影響

平沢威男, 佐藤夏雄
国立極地研究所

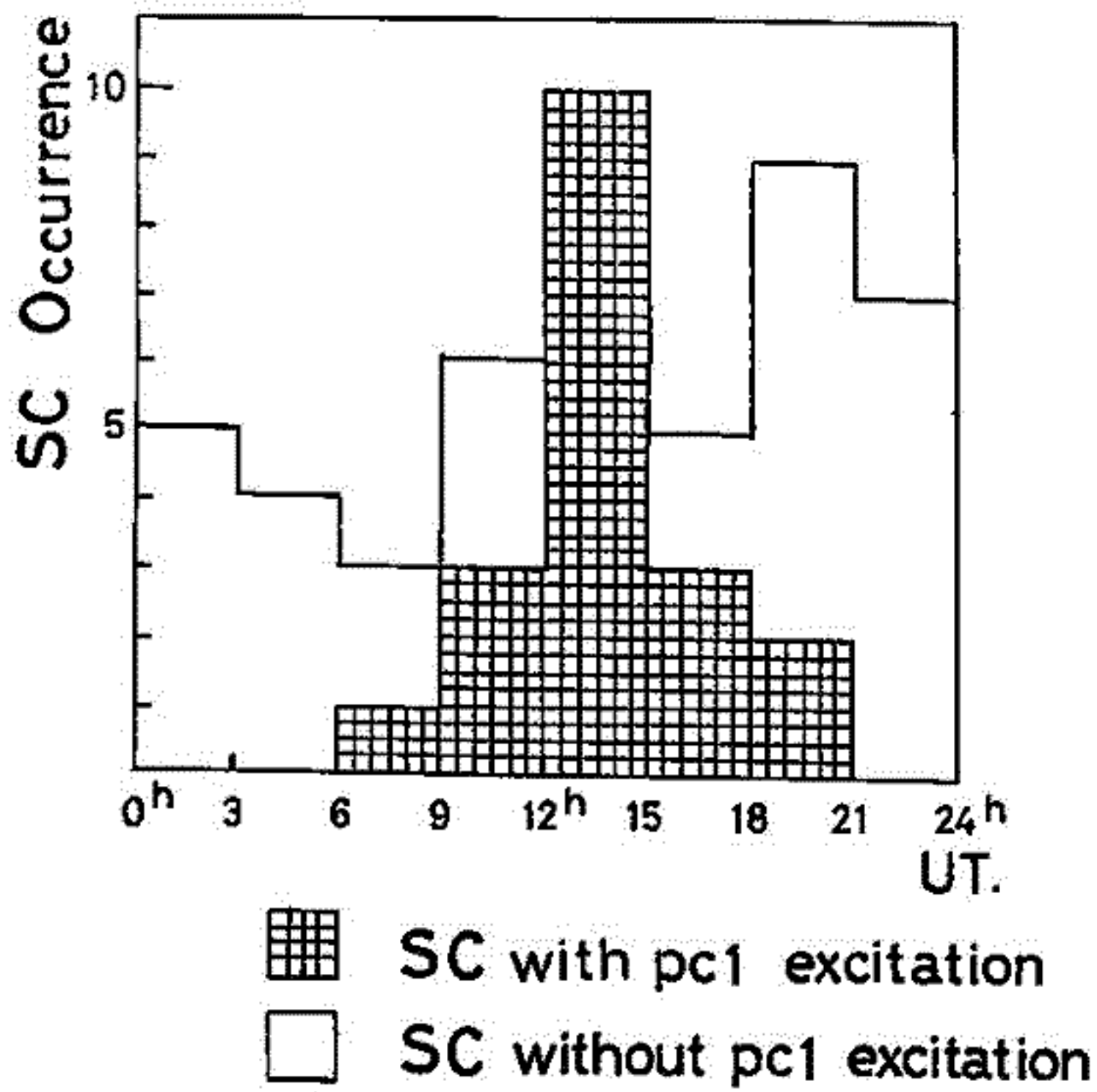
1977, 1978年, 昭和基地で取得した地磁気脈動データ, および柳岡の地磁気変動記録(H成分)を使用し, SCおよびSI現象に伴うPC1, Pi1 rangeの脈動諸性質を調べた。

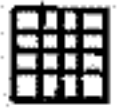
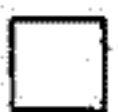
その結果, SC現象に関して,

- (a) SC現象に伴うPC1脈動の励起は, ほぼ9h~21h(LT)の全周側の領域に限られ, 出現頻度の最大は12h~15hの間である。
- (b) 励起されるPC1脈動の周波数は顕著なLT-dependenceを示し, 10h~15hで高く0.5~1.2 Hz, 15h~21hで0.2~0.4 Hzである。
- (c) SC現象の以前よりPC1脈動が生起されている場合には, SC現象によりPC1脈動の周波数は高められ, その強度を増大する。

SI現象に関して,

- (a) SI⁺現象はSC現象と同様, PC1, Pi1脈動を励起させるとともに, 継続中のPC1, Pi1脈動の周波数および強度を増大させる。
- (b) SI⁻現象はSI⁺現象とは逆にPC1, Pi1脈動の周波数および強度を減少させる。時にそれまで継続していた現象を消滅させる。



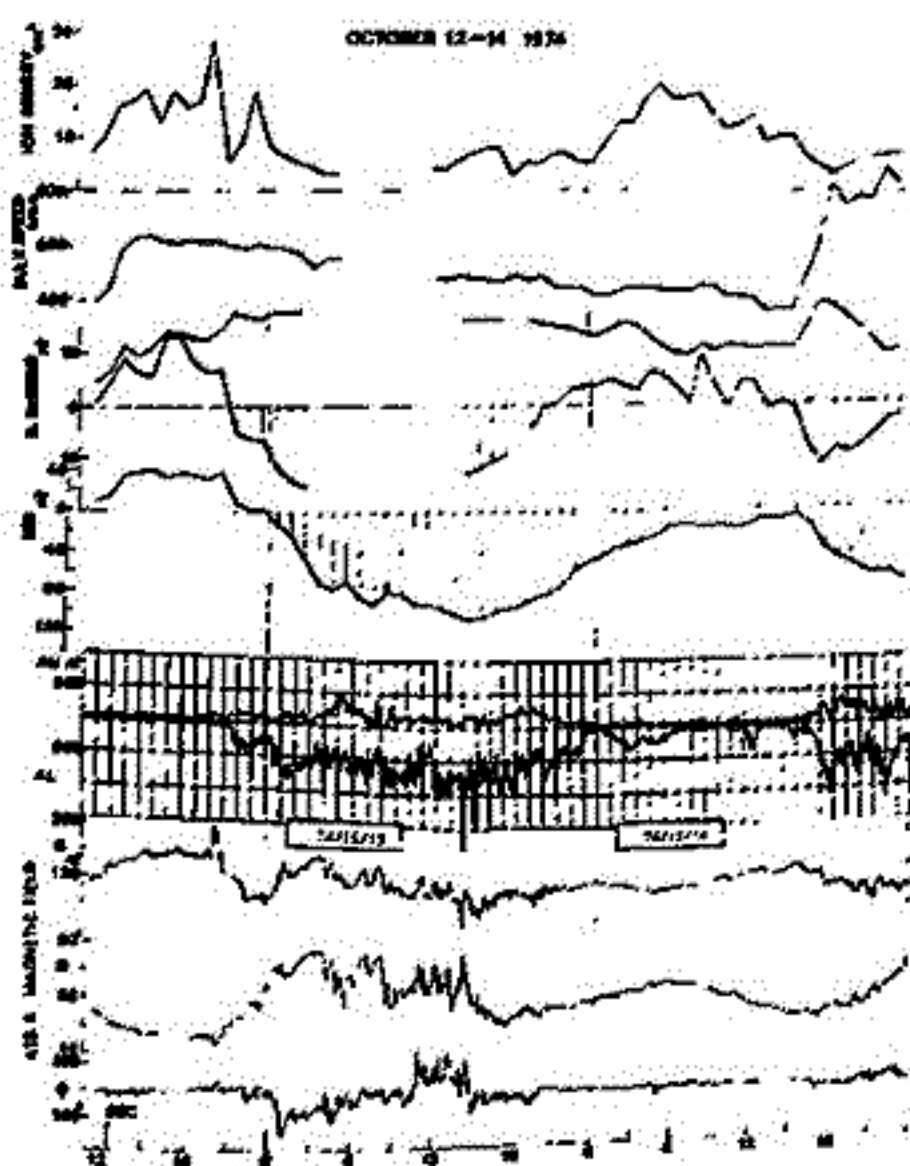
 SC with pc1 excitation
 SC without pc1 excitation

図分 征
東大 理

ATS-6により得られた磁場のデータを用いて、磁気嵐時のような擾乱時の静止衛星高度における磁場変動の様相を調べた。サブストームに伴う磁場変動については、これまでATS-1, 5などの観測から、いろいろと興味ある事実が知られている。即ちExpansion phase Onsetに伴い、tail-側から引寄せられていた磁場が、ダイポール磁場に近づくに際して知られている。このような変動は、サブストームが引接する場合はくり返して観測され、21~3時LTで顕著にみられる。サブストームに伴う変動を更に詳しく、量的に検討した結果、次の様な興味ある事実が明らかになった。その一例を図に示す。

右図は、太陽風パラメーター、Dst, AE インドックスと共に、ATS-6の磁場を示したものである。この日はダイポール軸と互平行な軸と磁場の方向角である。図にみられるようにDstが急激に低下している時、しばしば日が80°以上に上がり、時に90°をこえることが見出された。これは、磁場が殆んど赤道面と平行になることを意味する。このような場合、磁場の大きさは静穏時の値にくらべて大きい。ATS-6は磁緯約40°に位置しているため、このような場合はATS-6より赤道側に強い電流が流れていることを示唆する。

日が80°をこえるときなどのような場合が、1974年6月から1年間のデータを調べたところ、28日このような場合が観測された。その約80%はLT 21~3時で観測された。また80%以上がDst -20 nT以下であった。



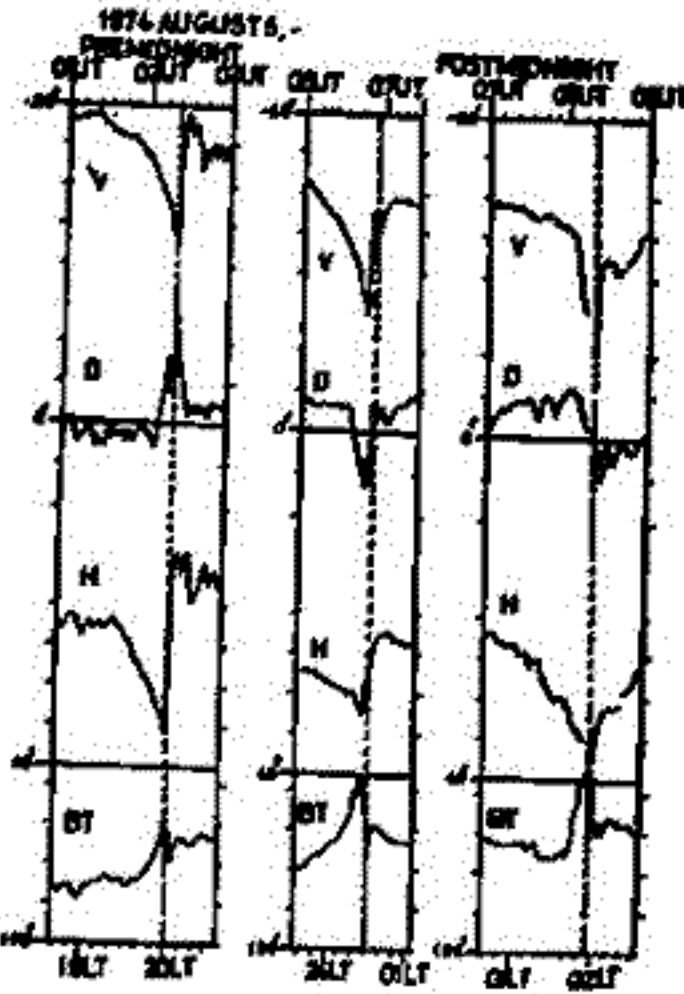
磁気圏嵐に伴う静止衛星軌道における 磁場形状の変化

著者 榎井 亨 R.L. McPherron 前田 弘
 所属 (東海大・工) (UCLA) (東海大工)
 要旨

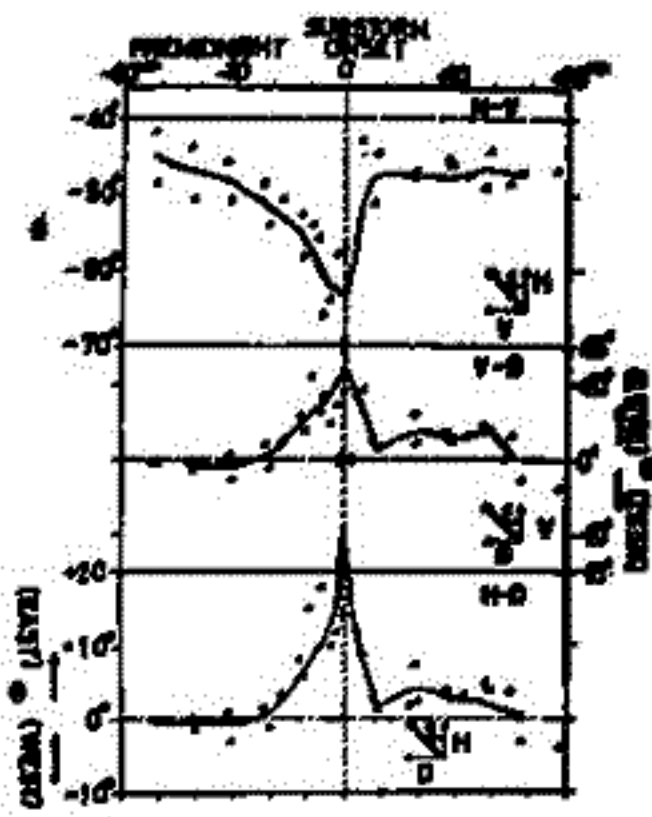
磁気圏嵐に伴う磁気圏尾部近傍における磁場形状の変化を明らかにする事は磁気圏嵐の機構を考える上で重要である。ここでは静止衛星 ATS-6 のデータを用い多くの磁気圏嵐についてその磁気圏嵐開始前後における磁場形状変化を考察した。

ATS-6 は地球より 6.6 倍の地球半径の距離にあり、地理赤道上に位置し磁気赤道から離れているため、磁気圏嵐に伴う特徴的变化が全磁場成分について顕れている。本一図は、1974 年 8 月 5 日における ATS-6 で観測された磁場変動であるが、ATS-6 で観測される磁気圏嵐及びその前後の磁場の形状変化の特徴を明瞭にあらわしている。多くの磁気圏嵐に伴う磁場変動を解析して、次の二つの特徴が明らかとなった。本 1 点は、磁気圏嵐開始前約 1 時間から磁場は次第に tail-like field になり、磁気圏嵐開始時にこの傾向が最大となる。又開始後次第に dipole-like field になる。本 2 点は磁気圏尾部と電離圏を結ぶ field-aligned current を示す磁場の経度方向の成分は、Pre- 及び Post midnight で逆方向の変動を示す。即ち、この field-aligned current は midnight を境にして逆方向に流れていることである。これらの二つの特徴は本 2 図、本 3 図の H-V, V-D, H-D 面内の磁場変動ベクトルから定量的に把握出来る。

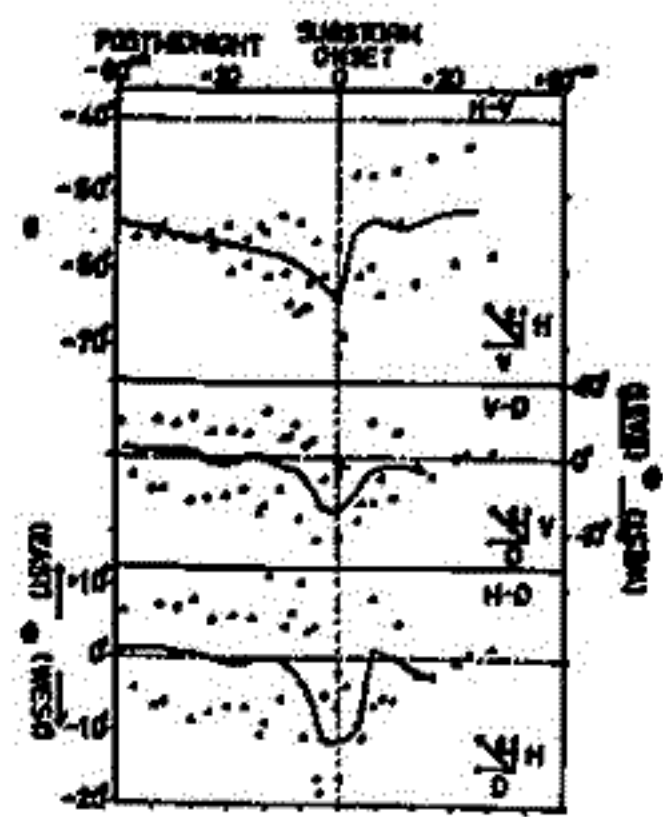
上記の検討において、磁気圏嵐開始時刻をいかにして選定するかは極めて重要な点であるが、この解析では ATS-6 (95° West) の経度に近い地上の中低緯度観測点における Pi 2 の開始時刻を用いて決めた。その結果、本 1 図、2 図、3 図の点線で示す如く磁気圏嵐開始時刻と ATS-6 における磁場変動の磁気圏嵐に伴う特徴的变化とが良く対応している事が明らかである。



本 1 図



本 2 図



本 3 図

衛星軌道における変動特性

山下 喜弘* 小沢 秀郎* 友村 清** 桜井 亨** 加藤 俊雄**
 (* 気象衛星センター) (** 東海大 工)

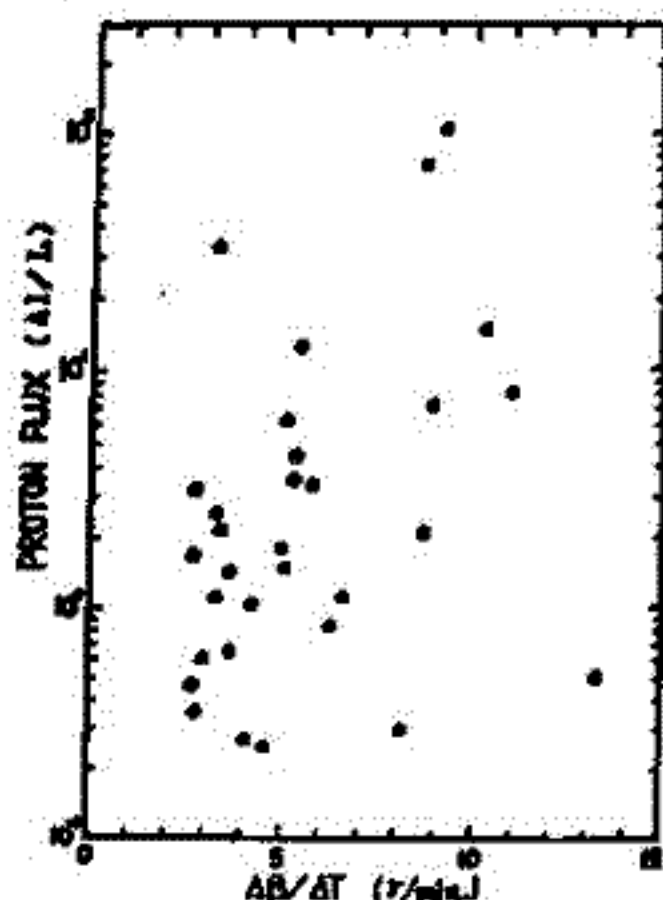
地球磁気圏に捕捉されている高エネルギー粒子フラックスは地球磁場変動に極めて強く依存して変動する。特に、磁嵐に際しては、著しい粒子フラックスの変動が見い出されている。静止衛星「ひまわり」の宇宙環境モニター(SEM)で観測されたプロトン(1.2-4 MeV)、電子(>2 MeV)の観測データに基づき、静止衛星軌道における磁嵐擾乱に伴う粒子変動の物理的機構を考察する事を試みた。

先ず、SSCの立上りに対する粒子フラックスの変動を解析的に検討した。解析に用いたデータ期間は、1978年2月から1979年6月までの計16ヶ月間で、この間に、約30ヶのSSCが発生した。これらのSSCに対して、解析した結果、次の特徴が明らかになった。

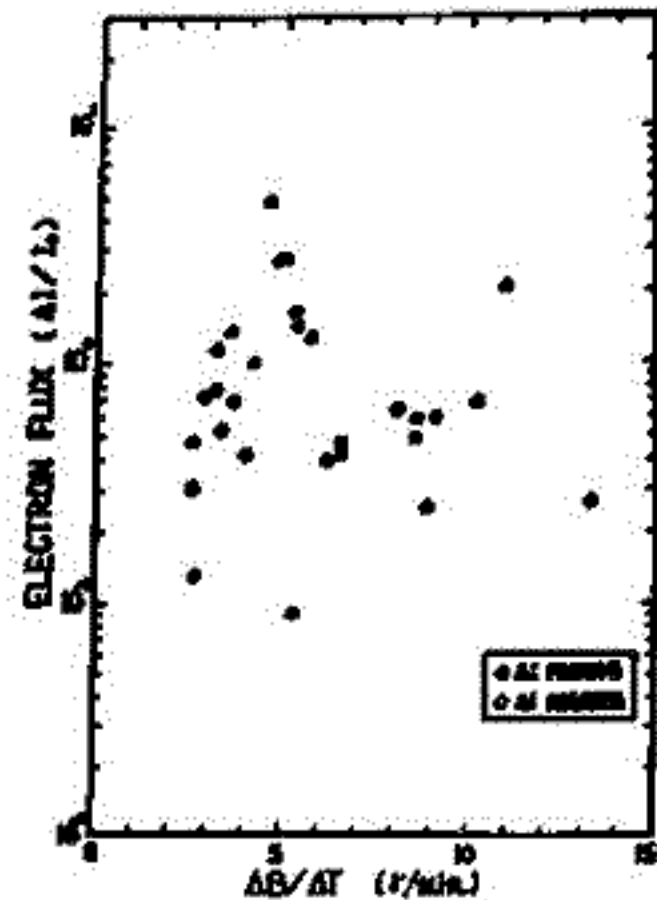
(1) SSCの発生は、0300-1400LT帯及び1600-2400LT帯の2つに集中した。これら地方時帯におけるSSCに伴う高エネルギー粒子フラックスの変動は、プロトン、電子共 0600-1100LT帯および1600-1900LT帯において大きい。又、SSCに伴う電子の減少が2200-0500LT帯のみで記録された。

(2) SSC立上りに伴う磁場の時間変化率($\Delta B/\Delta T$)と粒子フラックスのSSCに伴う変動量($\Delta I/I_0$) (これはSSC直前のフラックスの絶対値 I_0 で、SSCに伴うフラックスの変動量 ΔI を規準化した。)との関係が、第1a、b図に示されている。夫々、第1a図は、プロトン、第1b図は電子についてである。フラックスの磁場変化率に対する関係は、プロトンにおいて明確であるが、電子ではあまり明確ではない。又、電子では、フラックスの減少も見られる。

今後、以上の結果を踏まえて、その物理的機構を考察する。



第1a図



第1b図

麻生武彦・津田敏隆・伊藤礼・野々山徹・谷中純・加藤進
京都大学工学部

京都大学流星レーダーは前回の学会以後も傾斜なルーチン観測を続け、ほぼ毎週水曜日 (REGULAR GEOPHYSICAL DAY, RGD) を含む48時間のオペレーションにより潮汐波を中心とする大気波動の観測を行ってきた。更に夏季は PERSEIDS (ペルセウス), CAPRICORNIDS (山羊) 等の流星群が出現することから昨年と同様の長期間連続観測を7月30日～8月15日(7日)にわたって行った。停電や制御用ミニコンピュータのフェーズあるいは圧縮の後方散乱等による BLACKOUT による若干の欠測を除いてほぼ410時間の連続データを取得することができた。この間 VALID なエコーの総数はおよそ 2.6×10^4 個であるが、これらのデータから大気潮汐成分については GROVES (1959) の方法、それ以外の長周期 (PLANETARY-SCALE WAVE)・短周期 (GRAVITY-MODE WAVE) については ペリオドグラム, BLACKMAN-TUKEY 法 等によるスペクトル解析を行った。流星高度に於けるこれらの波動の時空構造を明らかにする。GROVES の方法により連続観測及び8月才4週間のルーチン観測 (8/20-22) をべタについて平均的に得られた直法分、一日の半は潮汐波の高さプロファイルを図1に併示する。一日潮汐波は適当な期間毎に適切な解析結果では振幅は 95km に於て 5-15m, 又位相は値・傾きとも変動が大きい。加圧源・温度分布・帯状風の変動, 合反射や非線形のカップリングなど複雑な WAVE PROCESS の存在を示唆しているが、総じては昨年の CTOP (Cooperative Tidal Observation Period) 期間中 (1978/7/20-2/7) の連続観測の結果と大まか隔りは見られる。半日潮汐波は一日潮汐波に比べやはり変動は少なく位相構造は理論的な (2,2) モード (例えば FORBES & LINDZEN, 1976) に近いものとなっている。しかし振幅プロファイルの変動はかなりのものがある。図1に示した振幅の平均プロファイルは昨年の平均より小さい。これは期間中には見られた2日同期成分の増大と関連している可能性がある。平均風は下側高度で南向きであり中層大気循環モデル (LEOVY, 1964) と符合する。

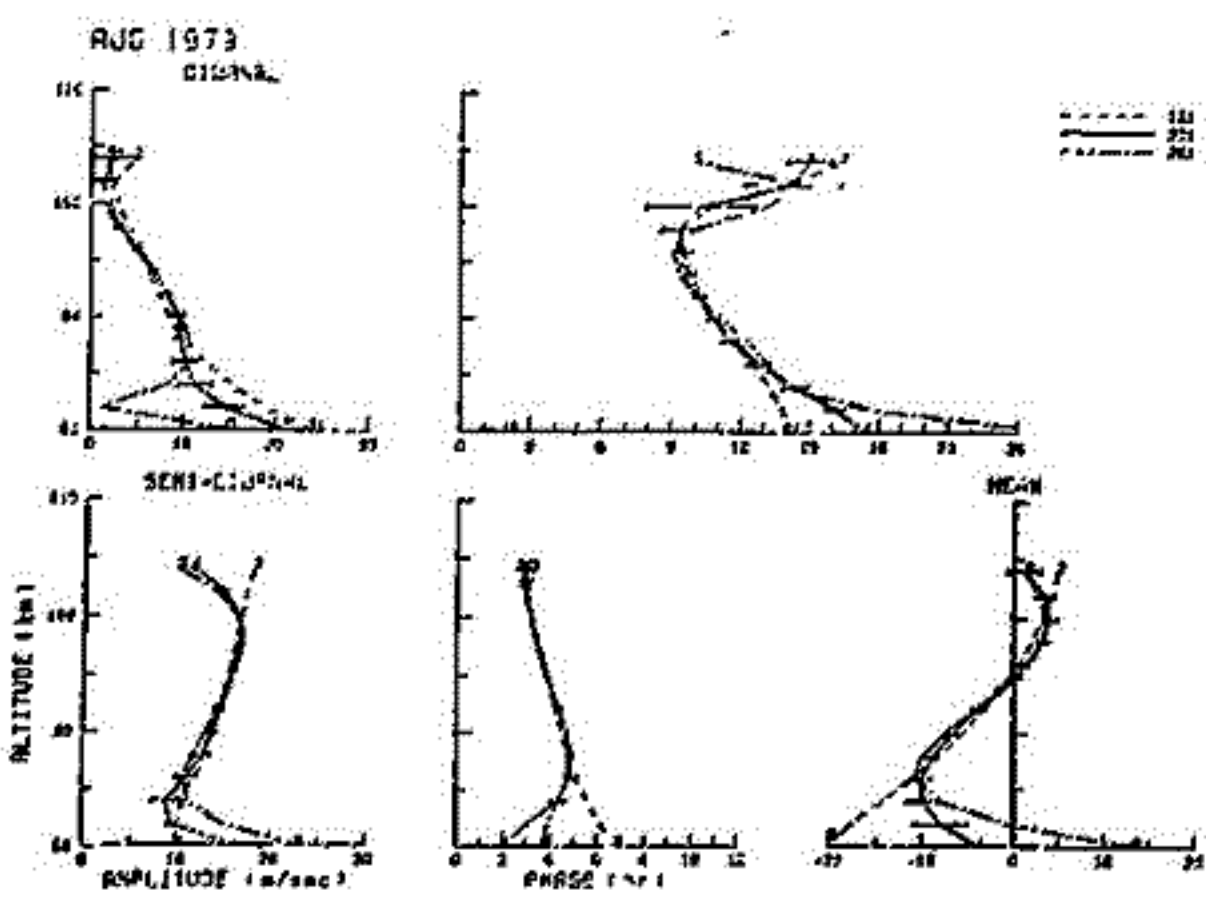


図1. Groves の方法による南北風の変動の解析結果。期間は 1979.7.30 - 8.15 及び 8.20 - 22 のエコー総数 28665 個。位相は北向を最大とする地方時を表中可。

参考文献

Forbes, J.M. & R.S. Lindzen, (1976) J. Atmos. Terr. Phys., 18, 297
Groves, G.V. (1959), J. Atmos. Terr. Phys., 16, 344
Leovy, C.B. (1964), J. Atmos. Sci., 21, 1327.

伊藤 礼・森生 武彦・津田 敏隆・野山 徹・谷井 純・加藤 進
京都大学工学部

別稿「京都大学流星レーダー観測(VI)」で述べられたように 流星レーダーは大気潮汐波のみならず長周期の重力波や長周期のプラズマリー波の流星高度に於ける消長を捉える有力な手段である。今夏は昨年に行われた17日間の連続観測が19日間の長周期波の解明に貴重なデータを提供するに成功した。更に流星群の時期にあたることから工率も良好な短周期成分の解析も従来のデータと併せて行なっている。

図は連続観測期間に於ける、流星跡の最も多い高度92.5~97.5 km のダイナミックパワースペクトルであり、南北風の消長である。解析は最大ラグ(LAG)72時間のACF(AUTOCORRELATION FUNCTION)のフーリエ変換で周期1~72時間を示している。半月潮汐波に對する周期12時間の成分は強くみられるが一日成分は変動が大きくSTEADYではない。ことから取れる。長周期成分とは昨年と同じく2日周期(QUASI 2 DAY OSC.)が卓越しているが特に高度により、潮汐波成分を流れるほど大きな振幅を示している。下層大気からのプラズマリー波の伝播が困難な(EASTERLY PHASEの)夏季に於けるこの成分の増大は興味ある問題であり、広範な大気にかたる変動周期(地上の気圧変動、高度の温度・気圧変動等)は地球気象変動など)のトレスや国際協力によるステーションの検討を行うことが不可欠である。一方短周期成分は一日周期の高潮波以外に多くの離散的な成分が見られる。これらは大気波動の分類ではPROPAGATING TIDEと同じFIRST CLASSの重力波モードで温度プロファイルに適合した特有のEQUIVALENT DEPTHをもつものが卓越することが予想されるが東西波数を知ることがやはり必要である。これらの波動は潮汐波のごときFORCED OSCILLATIONと異なるのはFREE MODEであるが、流星レーダーネットワークの効果的な国際協同のもとにその姿態を明らかにして命じた」と考えている。

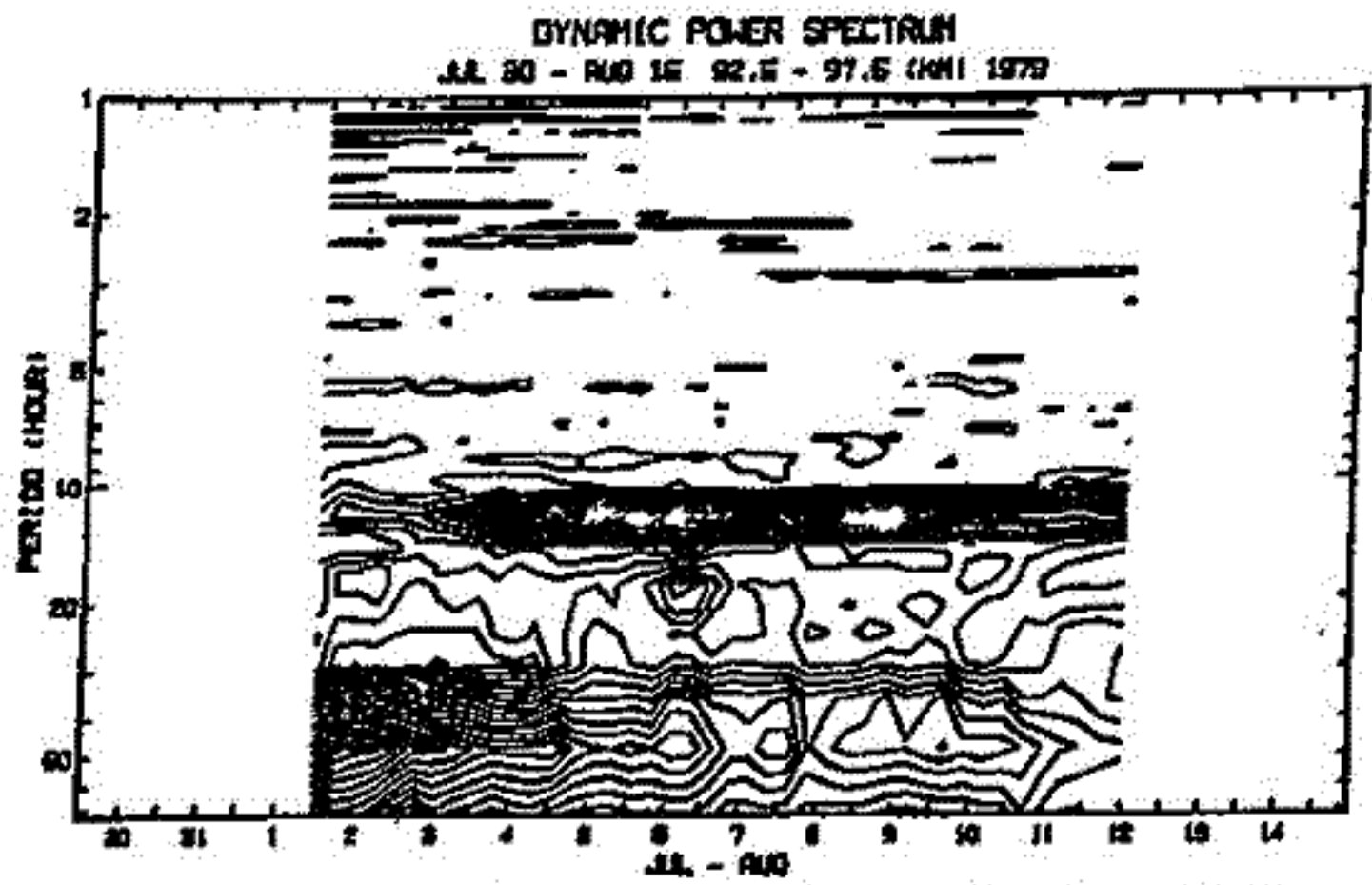
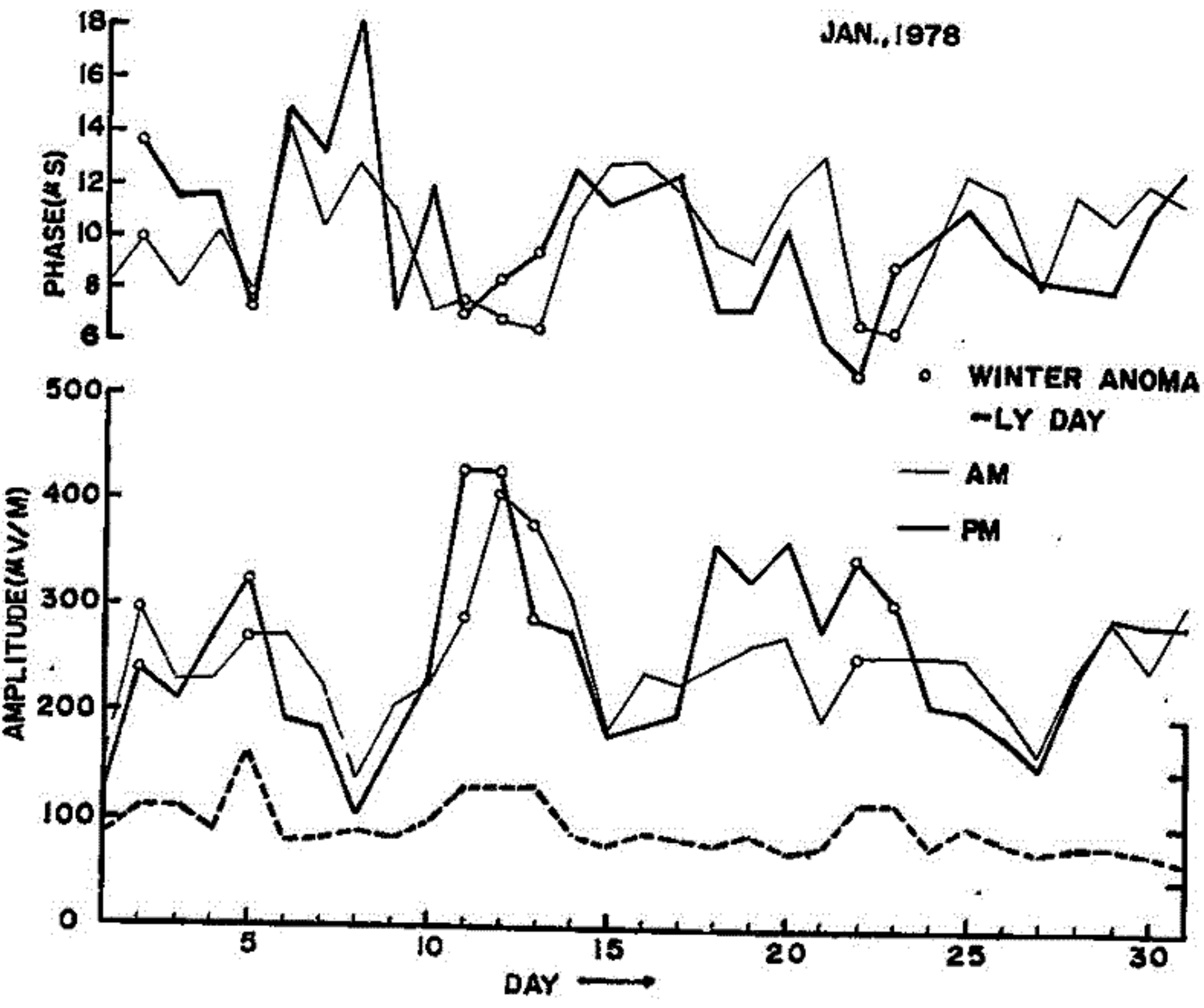


図 Blackman-Tukey 法による1979年8月の南北風のダイナミックパワースペクトル。最大ラグは72時間、高度範囲は92.5~97.5 km である。

石 嶺 剛 越前谷 孝松
 郵政省 電波研究所 秋田電波観測所

標準電波伝播予報の知見を解析した結果、冬季異常に因り新しい知見を得たこと報告する。その内容は、以下の通りである。

- 一 冬季異常は、通常の伝播条件とは異なるが、天候現象の場合と同様に D 層の電離密度は十分に大となり、高度の変動が原因と判明した。
- 二 冬季異常発生時には F 層では吸収は減少し、空間波の振幅は増大する。



成層圏風の観測 (2)

前川泰之・深尾昌一郎・若杉新一郎・木村繁根・加藤 進
(京都大学 工学部)

IS レーダーは、1 cm/sec以下の風速を、1分以下の時間分解能で、断片的に連続して観測できるため、下部成層圏における比較的小規模の大気流動、特に大気潮汐波を検出する手段としては、他に類を知らない優れたものといえよう。赤道域下部成層圏の風速については、以前に Jicamarca における三例の観測結果について報告した。すなわち、

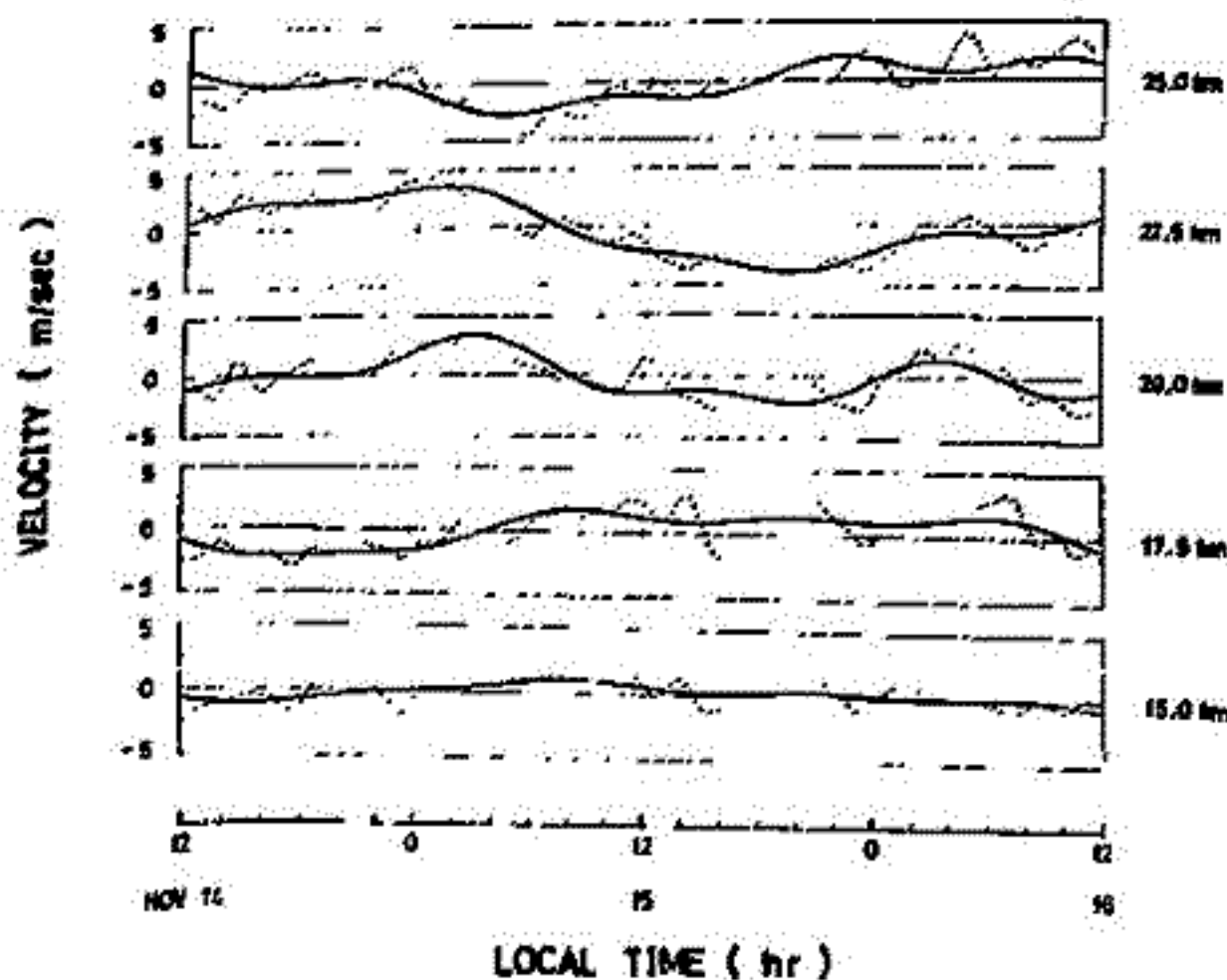
1) 1974年5月の24時間の観測では、振幅2~5 m/sec、鉛直波長10 km以下の24時間成分が卓越するこじが見いだされた。位相が下方へ伝搬しているこじから、この波動は、下の対流圏で励起され、上方へ伝搬しているこじが示された⁽¹⁾。一方、

2) 1977年10月の24時間、及び12月の48時間観測では、このような卓越した大気潮汐波は見られず、むしろ数日程度の周期の波動がより卓越するこじが見いだされた⁽²⁾。

これらのこじからも予測される通り、下部成層圏の潮汐波モードを、数日程度の観測で決定することは容易ではない。今後、更にデータを積み重ねていく必要があると思われる。

本報者は、その手始めとして、1977年11月に中間圏(丁EJ-2)と同時に観測した成層圏のデータを解析した結果の一部である。観測は11月14日から16日にかけて約60時間にあたり行なわれた。アンテナビームは天頂方向と、天頂より西3.45°の方向に向けているので、風の鉛直及び東西成分を求めるこじが出来る。観測高度は、15~25 kmの5高度(2.5 km間隔)である。パルス及びサンプリング方式は他にしろく求べてあるので参照されたい⁽³⁾。図1は、これらの高度での48時間にあたる東西方向の風の時間変化である。この図からも風の位相が下向きに伝搬しているこじが分かる。議論では、東西、鉛直方向の風速の時間変化、高度変化について論じ、これまでの報告との比較を行なう。

ZONAL-Eastward



<参考文献>

- (1) Fukao et al., *J. Atmos. Terr. Phys.* 42.
- (2) 深尾他, 第64, 65回日本地球惑気学協会予稿集.
- (3) Fukao et al., *J. Geophys. Res.*, Pt. 1; *Radio Sci.*, Submitted.

図1. 東西風の時間変化

点線は、測定データ(1分間隔)を平均値を引き去、たのち、遮断周期120分のLow Pass Filterを施したもので、30分毎の時間変化を示す。

実線は、半日、1日、及び2日周期の正弦波の合成により、最小二乗法で求めた結果である。

S. Kato and T. Tsuda

Ionosphere Research Lab. Kyoto University

The tidal theory, both atmospheric and oceanic, was established in the 1960's. The theory, though being based on a highly idealistic model of the atmosphere, remains even today relevant to interpret various observed tidal phenomena. It is found, however, that there are some points to be considered for completing the theory. They are as follows:

- (1) All positive and negative anti-symmetric diurnal modes except for (1,-2) have those Hough functions which lack a term proportional to $P_{1,2}$; $P_{1,2}$ is an associated Legendre function of order 1 and degree 2. Note that the (1,-2) mode consists of only a term proportional to $P_{1,2}$.
- (2) The generalized tides can include those atmospheric global oscillations which have either negative frequency or negative wave number. Among these estwards traveling diurnal waves only anti-symmetric modes are stable. Observation is consistent with this conclusion. The Hough function of these modes was obtained.

渡辺 章人 津田 敏隆 加藤 進 (京大・工)

大気潮汐波動はよく知られているように、主に成層圏に存在するオゾンと、対流圏及び下部成層圏に存在する水蒸気によって励起される。例えば一日周期大気潮汐は、基本的には西向き伝播する波数1の波動となるが、励起源の分布が地球上で一様ではない場合には他の波動が発生する可能性が十分にある。図1に Haurwitz (1965) によって解析された、地表での気圧変動の観測結果を示す。これは一日周期変動

$$S_1 = a \sin(\omega t + \alpha) = p \cos \omega t + q \sin \omega t \quad (\omega: \text{local mean time})$$

の cosine 成分に対応する p を等圧線でも示したものであるが、これから海陸分布による熱源の不均一が大気潮汐波動に局所的な影響を与えることが容易に理解できる。

本研究では、加藤、他(1979, 答)によるモデルを用い、特に、緯度、経度について数度のばらつきをもち場合の局所熱源による大気潮汐変動の振動を調べる。解析手法は経度方向に熱源を Fourier 展開することと起点とするが、ここで東向き伝播の波動をも考慮することで前回の報告結果と再検討する。東向き伝播の波動の理論的考察は加藤、他によって報告される。

参考文献

Haurwitz, B (1965), The diurnal surface-pressure oscillation, Arch. Met. Geoph. Biokl. A. Bd. 14, 361-379
 Kato, S (1979), Dynamics of the upper atmosphere, Cent. Acad. Publ. Japan / Japan Sci. Soc. Press, Tokyo.
 加藤, 津田, 渡辺 (1979) 日本地球電気磁気学会 65回講演会予稿集 P113
 加藤, 津田 (1979) 日本地球電気磁気学会 66回講演会予稿集

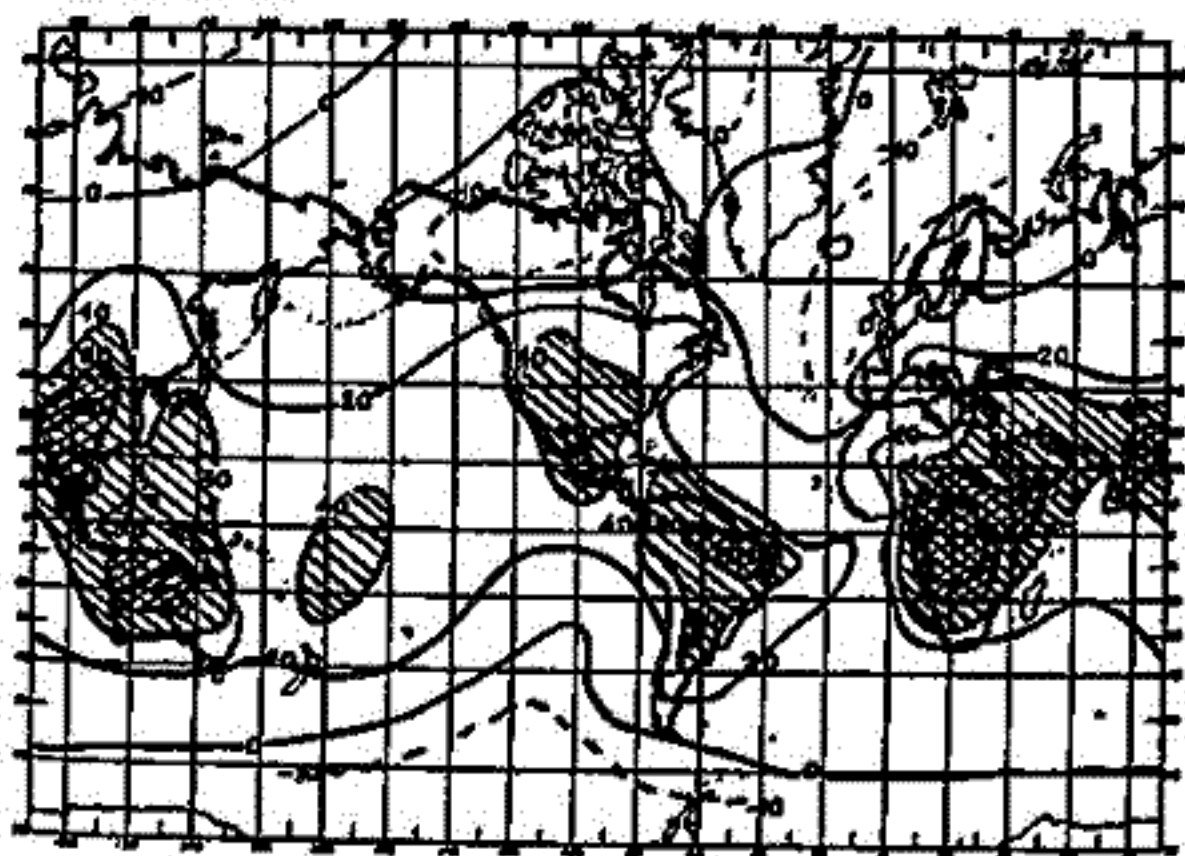


図1. 地表で観測された一日周期気圧変動分の分布
 10^{-2} mmHg 単位
 等圧線は 0.2 mmHg 刻み。

Fig. 1. Factor of the cosine term of the diurnal pressure oscillation. Unit 10^{-2} mm Hg

Haurwitz (1965)

— 乗鞍岳 (標高 2876 m) での観測 —

柴崎和夫・小川利弘

(東大理)

大気中の微量成分を測定するのに太陽・月を光源とした長光路吸光法は有効な手段である。我々は取得したスペクトルを「吸光スペクトル統計分析法」と名付けた方法で解析し、大気中の NO_2 量の測定を行なってきた。本学会では地上観測について 2 度¹⁾、気球による成層圏 NO_2 観測結果について 1 度²⁾、の報告をしてきた。

現在、対流圏の自然状態での NO_2 量は ~ 0.1 ppbv (10^{-10}) 程度であろうと考えられている。このように微量であるので、人工汚染源からの排出ガスの影響を強く受け、自然状態での NO_2 の動態を明らかにするのは難しい。我々は 2 年前 (1977 年) に茨城県の新潟で通年の継続観測を行なったが、新潟では汚染大気の影響が強く存在していることを明らかにした³⁾ にとどまった。今回は、昨年 (1978 年) 気球に搭載して成層圏 NO_2 の観測に用いた分光器を乗鞍にある東京天文台コロナ観測所に運び上げ、自然状態の NO_2 量の測定を試みた。コロナ観測所の標高は 2876 m あり、境界層領域の上に出て下部対流圏の汚染の影響はないと考えられる。また近くに汚染源となるような工場地帯ももちろん存在しない。

観測は今年 (1979 年) の 7 月 31 日 ~ 8 月 9 日の 10 日間行なったが、data の取得できたのは 8 月 1, 8, 9 日の 3 日間だけである。コロナ観測所から地平線は望めず、 SZA (太陽天頂角) ≈ 90 度までが観測可能であり、今回は $SZA \leq 89.5$ 度でのスペクトルを得ることができた。太陽光路が $SZA = 0$ 度と比べ見かけ上 20 数倍 (吸収量もほぼ比例して増す) の data を取得したことになる。

現在はまだ解析の途中であるが、予想したように吸収量は小さく、 NO_2 の vertical column density にして $(3 \sim 5) \times 10^{15}$ ($/\text{cm}^2$) 程度の値となるらしいことが明らかになっている。標高約 3000 m 以上の対流圏濃度を 0.1 ppbv とすると NO_2 量は $\sim 1 \times 10^{15}$ ($/\text{cm}^2$) となるので、気球による結果²⁾ と合わせて考えると、対流圏の自然状態の濃度として 0.1 ppbv 以下を予想させる結果を得たことになる。

なお、今回の解析に当たって基準スペクトルには気球観測で得たスペクトルを用いている。より詳細な結果、検討については学会講演時に発表するつもりである。

最後に今回の観測で御世話になつた東京天文台の大城さん、コロナ観測所の職員の方々に感謝致します。

参考文献

1) 第 62 回, 63 回 日本地球電気磁気学会講演予稿集

2) 第 64 回

3) 柴崎・小川・鈴木・等弘

宇宙研報告 15-1 (B) P3 (1979)

4) 柴崎・鈴木・小川

宇宙研報告 (気球特集号) 15 (1979)

高橋文徳, 三留重夫, 早尾邦雄
(東大宇宙研)

本年6月1日, '快晴'の三陸大気球実験場から打上げられた, B₁₅-42気球に搭載された水蒸気観測器は, 昼夜19時間にわたって, 対流圏上部~成層圏(高度12km~28km)にかけて, 水蒸気数密度分布を観測した。本講演では, 29観測結果について報告する。

今回の観測に至るまでの詳細については, 文献(1)-(5)に述べられているので, 以下の方を参照して頂くことにして, ここでは, 現在までに解析された data から判った, 幾つかの問題点を記してみたい。最終的な data の解析結果については, 講演の際に報告する。

[I] 水蒸気数密度を求めた式, $N_{H_2O} = \Delta I / I_0 \cdot R$ において, 入射光 $I_0 \rightarrow$ Up count (N_u カウント) 水蒸気による吸収を計った光 $I_1 \rightarrow$ down count (N_d カウント), H₂O 吸収による減光量 $\Delta I \rightarrow \Delta N (= N_u - N_d)$ とする時, Up count, N_u は, 下図に示す様な, 干渉 filter (中心波長 $942.7 \mu m$, バンド幅 2.2 \AA , $\alpha = 22.7^\circ C$) の温度によるものと思われる。全光束に対して, 0.7% 程度の '周期的' な変動は, 光源として用いた LED (56301A) の温度変化 (低温化) によるものと思われる, '直線的' な drift が, 重なった形になり, 29観測のうち, ΔN に対する補正が必要となり, 当初, 予想したよりは, かなり時間的にかぎる解析が強いと思われる。

[II] 高度 12.2 km において, 大気等入口, 導出口のガス抜き, command による分割の際, 12 km レベルの気圧, 約 150 Torr よりも, 封入された乾燥窒素の圧力地, かなり低かったらしく, 急激な大気への吸い込みで, 約6分間, ガス抜きが, 圧を急上昇させた。

[III] 右図からわかる様に, 当初予定していた夜+観測のみならず, 昼の観測もおこなった。右図において, 太陽光の影響は, 全くないと思える。この他, 今回は, 初の2回実験があったので, 色々, 細かい点について, 知見を得た。詳しい事は, 講演の際に, 述べる予定。

[I 参考文献]

(1) 高橋・早尾: 昭和52年度大気球観測報告, pp 13-16, 1977.
 (2) 高橋・三留・早尾: 昭和53年度大気球観測報告, pp 91-99, 1978.
 (3) Takahashi, F. and K. Hirao: Absorption spectra of water vapor in the near infrared region, ISAS Research Note, RN-92, 1979a.
 (4) 高橋・伊藤・早尾: 0.94 μm 付近における水蒸気吸収断面積測定, 東大宇宙研報告, 15-1(B), pp 97-106, 1979a.
 (5) Takahashi, F. and K. Hirao: Determination of water vapor concentration and its application to balloon observation in the stratosphere, to be published, 1979c.

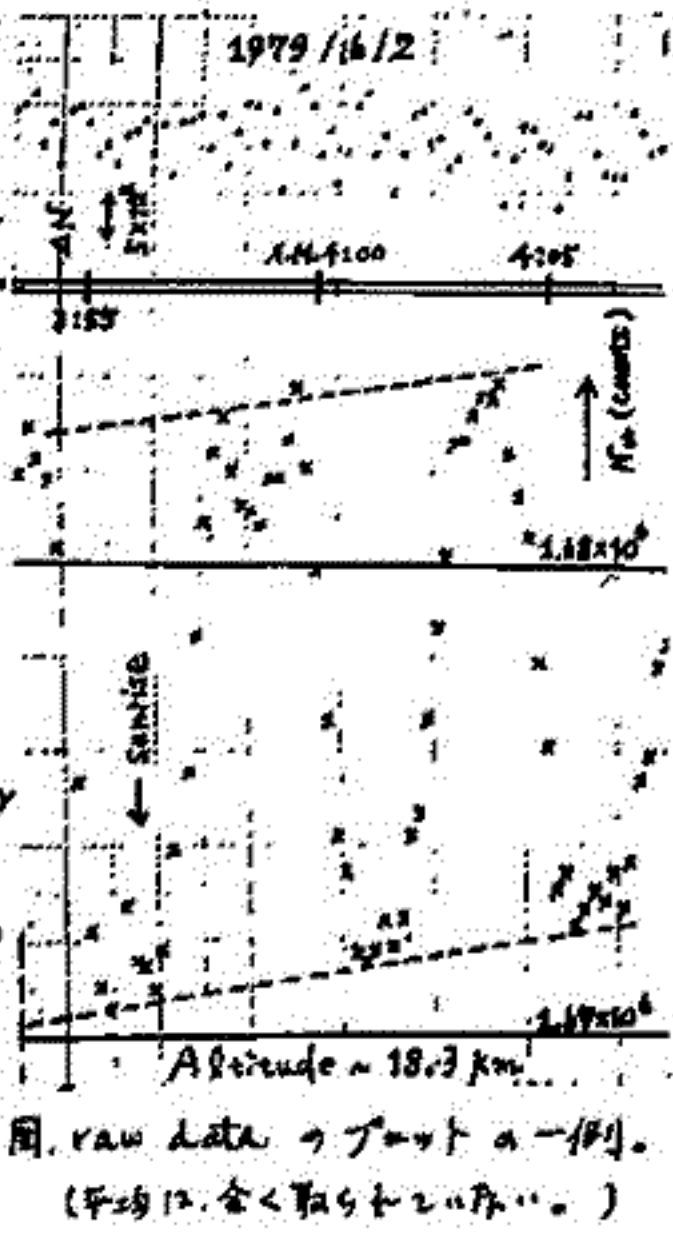


図. raw data の プラットの一例。
(平均は, 全く取捨してない。)

近赤外線スペクトル観測による成層圏大気浮遊微粒子と気温及び気圧の同時測定

松崎幸好 本田秀之 中村良治 伊藤富造
東京大学宇宙航空研究所

1. 緒言——従来の浮遊微粒子を用いた分光測定は、バンドパスフィルターを用いてある特定の波長領域の光強度の变化量を測定する方法により行われていたが、精度及び情報量の観点からスペクトル測定に方が良い場合が多い。しかし、従来のスペクトル測定法は、主として掃引時間に欠点があり、このため、特別な場合を除いて測定が限られていた。我々は分光器の回折格子等を掃引する従来の方法に代わり、マルチチャンネル方式の検出装置を電圧的に掃引する方法を浮遊微粒子分光測定に応用し、新しいスペクトル測定方法としての検証を進めた。今回は一次元固体撮像素子も検出部に使用した近赤外線分光計により気球観測も行なった。その結果、成層圏大気浮遊微粒子による光散乱強度と気温及び気圧との同時測定も行う事ができた。

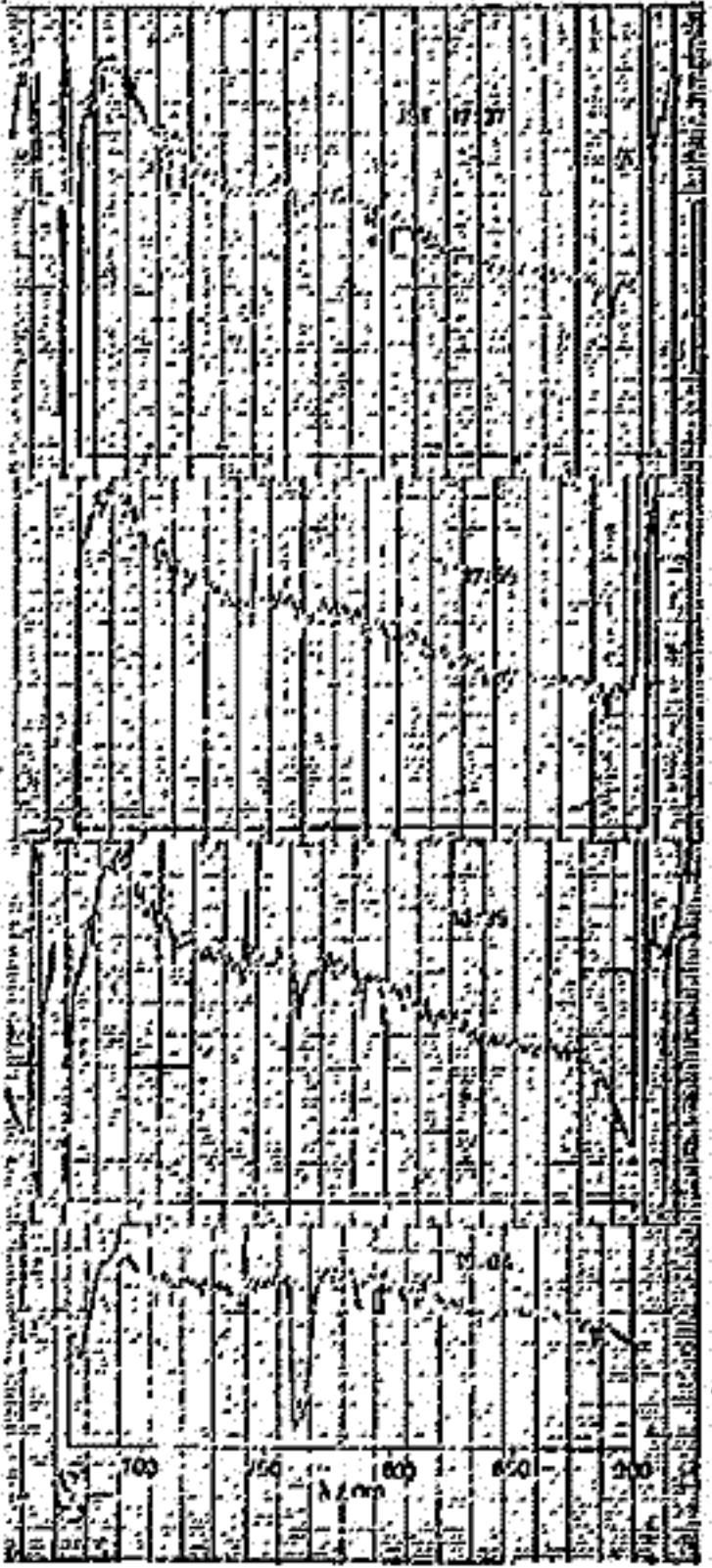
2. 実験——太陽追尾装置により導入された太陽光は、アイリス、フィルター、及びレンズ系を経て分光素子(φ=250mm, 600#/mm)回折格子(ファイナ)7回折格子、slit width 50μ)に導入され、回折格子からの分光光を一次元固体撮像素子(2048画素)により検出した。出力信号はA/D変換され、一度メモリーに記憶され、0.5秒に一度スペクトルの割合で1/4画線の様に送付された。一回のスペクトル測定時間は、約5msecであり、スペクトルの波長領域は640nm-900nmである。観測は、

1979年5月21日午前6時半頃から日没まで東京大学宇宙航空研究所三陸大気観測所にて行なわれ、レベルファイブ気球高度は、約22kmである。

3. 結果と考察——図に観測されたスペクトルの一部を示す。太陽高度が低下するに従い、スペクトルの短波長側が長波長側に比べて、より斜急になっている事が分かる。粗い成分による吸収の少ない長波長を基準とした場合の地球大気による太陽光の減衰は次式で表わされる。

$$I_{\lambda}(I_{\lambda 0}/I_{\lambda 1}) = (1/N_{R} - 1/N_{M}) \exp N_{R} + (k_{M}(\lambda) - k_{M}(\lambda)) N_{M} - k_{A}(\lambda) N_{A} \quad (1)$$

ここで、 $k_{M}(\lambda)$ は Rayleigh 散乱係数の中で短波長側に依存している部分、 $k_{M}(\lambda)$ は入射光に於ける Mie 散乱係数、 $k_{A}(\lambda)$ は入射光に於ける吸収係数である。 N_{R} , N_{M} , 及び N_{A} は、それぞれ Rayleigh 散乱、Mie 散乱及び吸収に関与する分子種の数密度である。式(1)と(2)との関係をplotすると直線関係が得られ、この勾配から $\exp N_{R}$ を求めた。一方、スペクトル中の短波長側と長波長側から I_{λ} の吸収量を求めた。問題にしてはる高度では、 CO_2 の組成比に变化が無いためと見られるから、空気に起因する Rayleigh 散乱量は、 CO_2 の吸収量に比例する事がある。この式を用いて求めた $\exp N_{R}$ と CO_2 の吸収量とをplotした結果両者に比例関係が見られる。成層圏 aerosol 層に対する領域では、 $\exp N_{R}$ がより増加している傾向の事がある。



Jicamarca IS L-ダーによる 下部成層圏大気振動の局所的性質について (2)

若杉耕一郎・深尾昌一郎・加藤進
(京大・工)

The sensitive Doppler radar (49.92 MHz) at Jicamarca (12.0°S, 76.9°W) is used to investigate some statistical properties of short period atmospheric waves at the altitudes of 13 to 25 km. The dominant short period waves observed are largely buoyancy, or Brunt-Väisälä, oscillations; the period of which is about 5 min in the lower stratosphere, while about 11 min in the upper troposphere. The buoyancy oscillations, with horizontal spatial scales of less than 500 m, seem to be convected with the mean horizontal wind. It is also confirmed that the partial reflection is relatively dominant in these altitudes compared with turbulent scatters. These features are not found around the tropopause, where a vertical shear of horizontal winds of the order of 5 m/sec/km is observed.

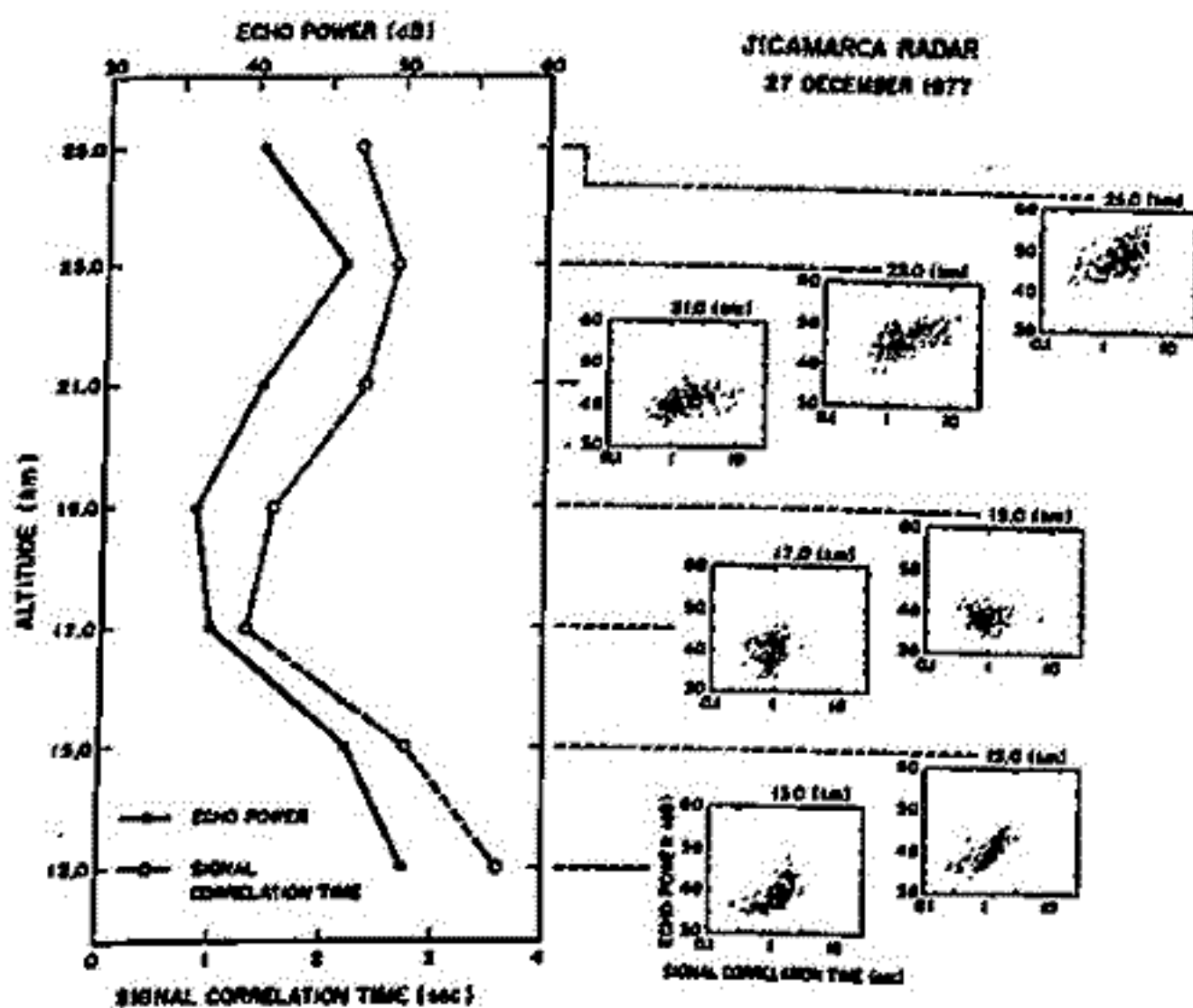


Figure 1. Left; mean profiles of the echo power (solid line) and signal correlation time (broken line) in the 13-25 km region. Right; the correlation between the echo power and signal correlation time at the respective altitudes.

山崎徳和・深尾昌一郎・木村碧根・加藤 進・R. M. Harper
(京大・工) (Rice 大学)

前回、Arecibo ISレーダー(プエルト・リコ; 18.3°N, 66.75°W; 送信周波数430 MHz; 尖頭送信電力~2MW)を用いて、1977年8月22日0644LTから8月23日1602LTまでの約33時間連続して行なった下部成層圏(高度10.8~28.2km)の観測の概要、解析方法及び解析結果の一部について報告した⁽¹⁾。今回は、その後の解析によって得られた結果を報告する。主要な結果を以下に示す。

- 1) 高度10~30kmの領域における東西風は、理論的に考えられている太陽大気潮汐波モードとは異なる顕著な1日及び半日周期の波動現象が観測された。この1日周期成分の振幅は4~6m/sec、鉛直波長は約10kmであり、半日周期成分については、振幅2~3m/sec、鉛直波長約15kmである。
- 2) レーウィン・ゾンデの観測(San Juan; 18.4°N, 66.1°W; 1977年8月22日2040~2140LT)との比較により、20km以上の成層圏では、レーダーとゾンデの観測値はよく一致することが見出された。しかし、17km以下の対流圏では、両者は若干異なる。これから、AreciboとSan Juanとの地域差(東西に約75km)の影響は、対流圏において幾分認められるが、成層圏以上においては殆んどないと考えられる。
- 3) 対流圏界面(16.1km)以上の領域(16~19km)において、温位(potential temperature)傾度が急増する高度で、散乱電力の著しい減少が観測された。一般に、温位傾度の大きい高度では大気の静的安定性が大きくなる。VHF帯の観測により、温位傾度の大きい領域における鏡面反射(specular reflection)現象の存在が報告されており、UHF帯においても、この領域に鏡面反射現象が存在するものと考えられる(図参照)。
- 4) 対流圏界面近傍の高度16~19kmの領域で、顕著な双峰特性のパワースペクトルが観測される。これはこの領域に限定された局所的な大気の運動の存在を示唆すると思われる。

以上の結果の他に、数~数10分程度の短周期波動現象や散乱電力の時間変化についても議論する。

参考文献

(1) 山崎他, 第65回日本地球電気磁気学会予稿集, I-81, 1979.

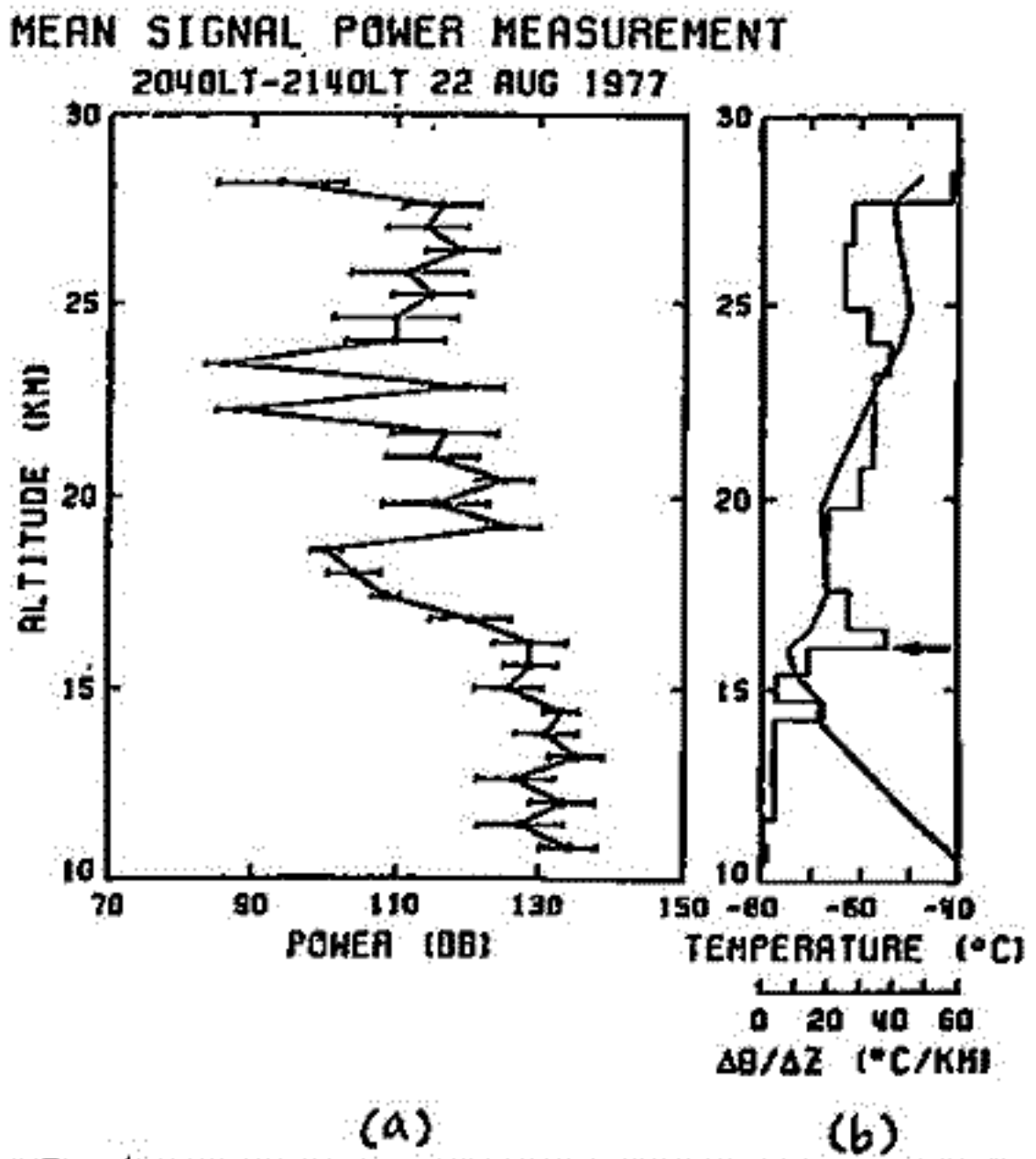


図. 散乱電力の平均(2040~2140LT)の高度変化(a)と同時刻のレーウィン・ゾンデ観測による気温(折れ線)及び温位傾度(棒グラフ)の変化(b)。(a)で○印は平均値、横線は平均値からの変動幅を示し、(b)で矢印は対流圏界面高度を示す。

津田 敏隆 渡辺 章人 加藤 進 (京大・工)

成層圏に存在するオゾン層は太陽光線の紫外領域を吸収し $\sim 10 \text{ K/day}$ 程度の熱源となり、大気潮汐を励起する要因となる。この研究ではオゾンにより励起される一日周期大気潮汐変動の季節変化を数値計算によって調べる。オゾンの数密度の緯度分布は Düch (1971) によって与えられた観測結果を用いた。オゾンによる熱源の緯度分布は、更に太陽光線束を考慮することによって与えられるが、6月と12月に強い南北非対称性を示す。これはオゾン数密度よりも太陽高度角の季節変化による方が大きい。熱源の非対称成分のみをとり出したものは、基本的には $\sin 2\theta$ (θ : colatitude) に似た変化をする。各季節について Hough 関数を用いてモード展開すると、無限大の equivalent depth を持つモードに対応する $S_{1,-1}$ 波動に対応する展開係数が最大となることがおかれる。また、一般に負モードに対する展開係数が大きくなる。図1. に 30°N における P_1/ρ_0 の高度変化を3月、6月、9月及び12月の各月の場合について示す。励起源の存在する高度で、特に6月と12月の間で変化が大きいことがわかる。この季節変化は負モードによるとこの方が大きいため熱源から遠ざかるにつれて解消される傾向にある。 P_1/ρ_0 の緯度変化を高度別に考察すると、上記の結果に対応して、熱源高度では非対称性が著しく、高々度では伝播性の $S_{1,1}$ モードが卓越し南北対称な分布となることがおかれる。

参考文献

Düch, H. U. (1971) *Photochemistry of atmospheric ozone, Advances in Geophysics, Academic Press, New York & London*

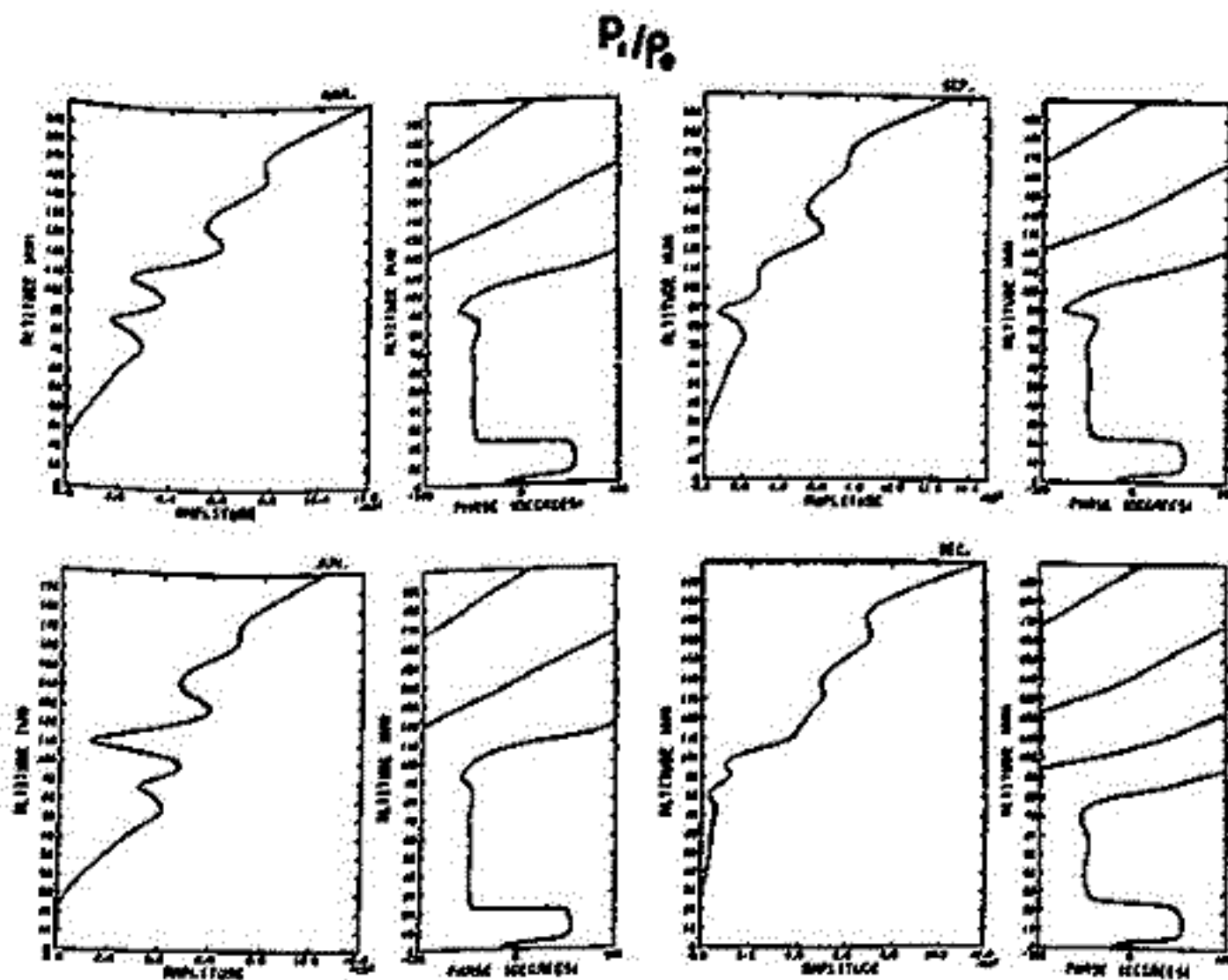


図1. 30°N での P_1/ρ_0 の高度変化
MAR. (左上), JUN (左下), SEP (右上), DEC (右下)