

第 69 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和56年 5 月13日～ 5 月15日

於 東 京・武 蔵 野 公 会 堂

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

# 日本地球電気磁気学会

## 第69回総会・講演会プログラム

日 時 昭和56年5月13日(水)～15日(金)

講演会場 武蔵野公会堂 TEL (0422)46-5121(代表)

第 I 会場 第1第2合同会議室

第 II 会場 第3会議室

第 III 会場 第4会議室

ポスターセッション会場 第5会議室

特別講演会・総会・懇親会場

電波研究所2号館2階講堂

TEL (0423)21-1211(代表)

		9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
5月13日(水)	I	感磁・感磁間空間		磁気圏理論		木星電波	地球磁気圏動	極光・磁気圏動		評 議 員 会	
	II	電離圏レーダー計測		ISS-b観測		電離圏変動・力学		熱圏・中間圏			
	III	新機・新ガス・年代・磁気異常				磁気異常		電気伝導度			
5月14日(木)	I	磁気圏 改変理論	ポスターセッション (第5会議室)				特 別 講 演  (電波研究所2号館)	総 会	電 波 研 究 所 内 見 学	懇 親 会	
	II	大気光		エーロノル							
	III	岩石磁気	古地磁気I								
5月15日(金)	I	磁気圏 ダイナミクス	サブストーム		磁気圏変動		EXOS観測				
	II	MAGSAT 観測	プラズマ実験 機器開発		電離圏観測		中間圏・成層圏力学				
	III	古地磁気I	古地磁気II		太陽・太陽風効果		宇宙論				

注1. 各講演は指定時間を守ること(講演時間9分, 討論時間8分)。

注2. ポスターセッション参加講演は講演番号にPが付加されている(講演時間5分)。ポスターセッションは随時であるが5月14日午前には集中的に開催する。今回は試行的に、「磁気圏理論・シュミレーション」に関する論文はポスターセッションとして企画した。

第1日 5月13日(水)

09:30 - 12:00

第 I 会場

惑星・惑星間空間 (09:30-11:10)

- 1-1 前田 垣 (京大理)
- 2 大家 寛, 渡部重十, 高橋忠利 (東北大理)
- 3 品川裕之, 前田 垣 (京大理)
- 4 西田篤弘, 渡部行男 (宇宙研)
- 5 青山隆司 (宮城職訓短大), 大家 寛 (東北大理)
- 6 山中 馨, 中村 始 (職業訓練大), 大林治夫 (名大プラ研)
- 7 小島正宜, 鷲見治一, 柿沼隆清 (名大空電研)
- 8 柿沼隆清, 小島正宜, 鷲見治一 (名大空電研)
- 9P 須田友重 (気象研), 奥谷晶子, 和田雅美 (理研)

座長 佐藤哲也 (広大核融合)

- 惑星磁場と恒星磁場 (観測と理論)  
金星イオノポーズの理論と観測の対比 (I)  
金星夜側電離圏の組成モデル  
木星磁気圏強制回転と電離加熱  
木星磁気圏境界領域の構造 (I) — 理論モデルと観測データとの対比 —  
太陽惑星空間におけるホイッスラー波動の伝搬路及び減衰特性  
太陽風プラズマ中の磁気音波  
太陽風プラズマの密度勾配  
宇宙線強度変化から推定した南北異方性

磁気圏理論 (11:20-12:00)

- 1-10P 赤間八郎, 南部充宏 (九大教養)
- 11P 並川富一, 浜端広充, 細谷靖史 (阪市大理)
- 12P 並川富一, 浜端広充, 細谷靖史 (阪市大理)
- 13P 村田宏雄 (兵庫医大物理)
- 14P 羽田 亨, 寺沢敏夫, 西田篤弘 (宇宙研)
- 15P 菊地 弘 (日大理工)
- 16P 佐藤哲也 (広大核融合)
- 17P 田中基彦 (東大地物研), 佐藤哲也 (広大核理論センター)

座長 寺沢敏夫 (宇宙研)

- Vlasov Plasma の Ponderomotive Force  
任意  $\beta$  プラズマ中の  $\alpha$  効果  
速度のシアが存在するホール・プラズマ中の非共振波による  $\alpha$  効果  
A formation of steady field-aligned electromotive force  
沿磁力線電場による電離圏電子吸上げ効果  
スペースにおけるダブルレイヤー・ショック・ソリトンとしてのプラズマポーズと高緯度プラズマ孔 (HLH)  
イオン音波ダブルレイヤー (2) — 磁気圏・電離圏結合モデル —  
オープン系プラズマにおけるマイクロ不安定性のシミュレーション — 定常的不安定性へのアプローチ

第1日 5月13日(水)

09:30 - 12:00

第Ⅱ会場

電離圏レーダー観測 (09:30-11:10)

座長 恩藤忠典(電波研)

- 1 麻生武彦(京大工), R. A. Vincent (アデレード大)
- 2 伊藤礼, 麻生武彦, 津田敏隆, 加藤進 (京大)
- 3 伊黒彰裕, 津田敏隆, 麻生武彦, 伊藤礼, 加藤進 (京大超高層電波研究センター)
- 4 津田敏隆, 麻生武彦, 伊藤礼, 谷井純, 野々山徹, 伊黒彰裕, 加藤進 (京大超高層電波研究センター)
- 5 五十嵐喜良, 小川忠彦, 大瀬正美 (電波研)
- 6 柴田 喬 (電通大)
- 7 北村泰一, 竹生政資 (九大理)
- 8 小川 徹, 辻井常男, 筒井 稔 (京大超高層), 一ノ瀬琢美 (同志社大工), 佐藤佳明 (東北工大)

京都・アデレードに於ける電離圏風の比較解析

流星高度における2日周期大気波動とそれに伴う地磁気変動の解析

京都大学流星レーダーによる重力波成分の観測

京都大学流星レーダー観測(X)

南極における流星の出現頻度

多点観測データのクロススペクトル解析に関する一考察—HFドップラ観測への応用—

HFドップラーにおける日出効果(その3)

セントヘレンズ噴火によるTIDのHFドップラー観測(2)—音波モード—

ISS-b 観測 (11:20-12:00)

座長 小川忠彦(電波研)

- 1-9P 宮崎 茂, 巖本 巖, 森 弘隆, 佐川永一, 水津 武 (電波研), 小川忠彦 (電波研平磯)
- 10 宮崎 茂, 巖本 巖, 森 弘隆, 佐川永一, 水津 武 (電波研), 小川忠彦 (電波研平磯)
- 11 巖本 巖, 水津 武, 佐川永一 (電波研)
- 12 丸山 隆, 相京和弘 (電波研), 松浦延夫 (電波研平磯)

WORLDWIDE MAPS OF ELECTRON DENSITY AND TEMPERATURE, MEAN ION MASS, ION TEMPERATURE AND ION COMPOSITION OBTAINED FROM ISS-b OBSERVATIONS

ISS-bで観測された高度1100km付近のO<sup>+</sup>イオン密度夜間世界分布の季節変化特性

ISS-bで観測されたHe<sup>+</sup>のmorphology

ISS-b トップサイド・サウンダーAGCデータから推定した衛星近傍の電子密度について

第Ⅲ会場

測機・希ガス・年代・磁気異常

(09:30-12:00)

座長 安川克己(神戸大理)

- Ⅲ-1 小嶋 稔, 座主繁男(東大理)
- 2 比屋根 崇, 小嶋 稔(東大理)
- 3 小嶋 稔(東大理), 高岡宜雄(山形大理), 佐藤 修(東京農大工), 座主繁男(東大理)
- 4 佐藤高晴(阪大教養)
- 5 室井 勲(大阪府科学教育センター)
- 6 小島正美, 瀬戸正弘, 赤間芳雄(東北工大), 斎藤尚生(東北大理)
- 7 河野 長, 浜野洋三(東大理), 西谷忠師(秋田大鉱山), 当舍利行(東大理)
- 8 河野 長(東大理)
- 9 堂面春雄, 森口泰枝(山口大教育)
- 10 瀬川爾朗, 小林和男, 春日 隆(東大海洋研), 行武 毅(東大地震研), 浜野洋三(東大理)
- 11 瀬戸正弘, 赤間芳雄(東北工大), 加藤愛雄, 斎藤尚生, 湯元清文, 田村忠義, 永徳 昭人, 山内美佐子(東北大理)
- 12 河野 長(東大理), 柳沢正久(宇宙研), MAGSAT研究班
- 13 大島章一, 小野寺健英(海上保安庁水路部)

海底火山ガラス中のHe 同位体比とマンツルの構造  
オリビンとメルトへのAr の分配係数

ダイヤモンド中のAr 同位体比とダイヤモンドの起源

ESRによる深海底堆積物の年代推定(Ⅰ)

球形コイル装置によるダイポール磁場について

RING-CORE型残留磁気高速測定装置(RICRESTOMETER)の出力装置の開発

Paleomagnetic Processor 6. 交流消磁システム

交流消磁コイル内の磁場の強度分布の計算法

スピナー磁力計によるNRM測定についての一注意

三成分海底磁力計の開発および試験観測による結果

大気球による三陸沿岸での磁場観測

MAGSAT で観測された日本近辺の磁気異常

地磁気異常から推定した日本海溝付近の海洋地殻の沈み込み角度

第1日 5月13日(水)

13:00 - 18:00

第1会場

木星電波 (13:00-14:00)

座長 西田篤弘(宇宙研)

1-18 今井一雅 (高知高専)

Io Plasma Torus as an Origin of Jupiter's Non-Io-Related Decametric Radio Emissions (I)

19 馬島直哉, 宮沢一郎, 芳野勉夫 (電通大)

木星デカメートル波のVLBI (超長基線干渉計) 観測

20 三浦俊一, 大家 寛, 森岡 昭 (東北大理)

木星デカメートル波ダイナミックスペクトルにおける中規模構造の解析 (I)

21 宮下清子, 大家 寛 (東北大理)

木星の高周波デカメートル電波の絶対強度スペクトル特性

22 近藤哲朗, 大家 寛 (東北大理)

三次元モデルによる木星デカメートル波出現特性

地磁気脈動 (14:05-15:20)

座長 桜井 亨 (東海大工)

1-23P 斎藤尚生, 湯元清文 (東北大理), 瀬戸正弘 (東北工大), 赤祖父俊一 (アラスカ大), E. J. SMITH (JPL)

環北太平洋と北極圏を繋ぐRULFMETERとALL-SKY CAMERAによるULF-SUBSTORMの同時観測

24 湯元清文, 斎藤尚生 (東北大理), 瀬戸正弘 (東北工大), 田村忠義, 村上広史 (東北大理)

環北太平洋ULF同時観測に用いられたRULFMETER及び5φ INDUCTION MAGNETOMETER について

25 斎藤尚生, 湯元清文, 永徳昭人 (東北大理), 赤祖父俊一 (アラスカ大)

広域多点同時観測にもとづく極小限界時のAURORAL, ULF, & MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS の解析

26 斎藤尚生, 湯元清文, 山内美佐子 (東北大理), E. J. SMITH (JPL), B. T. TSURUTANI (JPL), S.-I. AKASOFU (ALASKA UNIV.)

環北太平洋同時観測データに基づくPc 3 広域特性の解析

27 桑島正幸 (地磁気観)

極光帯および磁気圏におけるPi 2型磁気脈動の波動特性

28 永野 宏 (岐阜大)

日中に高緯度で観測されたPc 6 脈動について

29 湯元清文, 斎藤尚生 (東北大理)

VELOCITY-SHEAR PLASMA中の長周期ULF磁波の偏波特性について

極光・磁気脈動 (15:30-18:00)

座長 坂 翁 介 (九大理)

- 1-30 山本達人, 小口 高 (東大理)
- 31 山本達人, 小口 高 (東大理)
- 32 小口 高 (東大理), AUVプロジェクト  
チーム
- 33 林 幹治 (東大理), AUVプロジェクト  
チーム
- 34 坂 翁介 (九大理), AUVプロジェクト  
チーム
- 35 平沢威男 (極地研), Gendrin, R.  
(CRPE), 小野高幸 (極地研)
- 36 北村泰一 (九大理)
- 37 外谷 健, 小池捷春, 桑島正幸, 河村 謙  
(地磁気観), 福西 浩, 鮎川 勝, 平沢  
威男 (極地研)
- 38 糸長雅弘, 坂 翁介, 下泉政志, 北村泰一  
(九大理)
- 39 桜井 亨, 利根川豊 (東海大工)
- 40 利根川豊, 加藤愛雄, 桜井 亨 (東海大工)
- 41 國分 征 (東大理)

Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (I)  
— 空間的変動と周期特性 —

Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (II)  
— 空間的変動の速度及びスケール —

Auroral Pulsationに伴う地磁気脈動

多点観測による Pc 1 脈動の動的様相

ベイカーレイクにおける地磁気脈動

昭和基地—GEOS 衛星同時観測による Pc 1  
波動の伝播特性

Pc 1 の伝播経路 (磁気圏に  $\text{He}^+$  を含む場合)  
中低緯度および高緯度における Pc 1 型磁気脈動の  
特性の対比

低緯度脈動に対する電離層効果 モデル計算—I

A damped type hydromagnetic oscillation associated with SSC observed at synchronous orbit

Characteristics of Pc4 Magnetic Pulsations Observed at Synchronous Orbit

Pc 4-5波動に伴う高エネルギー粒子の変調

第II会場

電離圏波動・力学 (13:00-15:00)

- I-13 村岡良和 (兵庫医大物理)
- 14 鎌田哲夫 (名大空電研)
- 15 石嶺 剛 (電波研), 越前谷喜松 (電波研秋田)
- 16 富沢一郎, 芳野越夫 (電通大)
- 17 森 弘隆 (電波研)
- 18 竹田雅彦, 前田 坦 (京大理)
- 19 竹田雅彦, 前田 坦 (京大理)
- 20 前田憲一 (京産大理)
- 21 中山泰雄, 前田 坦 (京大理)

熱圏・中間圏 (15:15-18:00)

- I-22 鈴木勝久, 門倉真二 (東大理)
- 23 門倉真二, 鈴木勝久 (東大理)
- 24 長沢親生, 内海通弘, 藤原玄夫, 広野求和 (九大理)
- 25 長沢親生, 内海通弘, 広野求和 (九大理)
- 26 内海通弘, 長沢親生, 藤原玄夫, 広野求和 (九大理)
- 27 上山 弘, 富田二三彦, 大沼利弘, 岡野章一 (東北大)
- 28 富田二三彦, 上山 弘, 大沼利弘, 岡野章一 (東北大)
- 29 小川利紘 (東大理)
- 30 柴崎和夫, 小川利紘 (東大理)
- 31 川平浩二 (京大理)
- 32 岩坂泰信, 増沢敏行, 小林愛樹智 (名大水圏研)
- 33 岩坂泰信, 村林 成, 武田喬男, 林田佐智子 (名大水圏研), 山下喜弘 (気象研)
- 34 斎藤文一, 木山喜隆 (新潟大理)

座長 麻生武彦 (京大超高層電波研究センター)

- VLF標準電波の長距離伝搬における日出時の電離圏モデルについて
- VLF電波の位相観測
- 電波吸収冬季異常の空間変動
- 日本列島の電力線誘導・放射源モデル
- 大電力電磁波ビームの電離層プラズマによる集束効果
- 磁力線座標を用いた3次元Sq電流系の計算 (I) —非対称の場合—
- 磁力線座標を用いた3次元Sq電流系の計算 (II) —tide以外の効果—
- 磁気赤道地帯ダイナモの内部構造
- 地磁気嵐時の熱圏対流へのコリオリ効果

座長 村田宏雄 (兵庫医大物理)

- 柿岡におけるHe10830Åの強度変化 (I)
- 柿岡におけるHe10830Åの強度変化 (II)
- Simmered Dye Laserによる上層大気の観測
- ライダーによる中間圏ナトリウム層の観測 —最近の観測—
- 中間圏ナトリウム層の波状構造の観測と解析
- 中間圏ナトリウム層の観測 I—測定法
- 中間圏ナトリウム層の観測 II—観測結果
- オゾン・ロケットゾンデ国際比較観測, 1979
- 吸光スペクトル法による大気オゾン全量の前備観測
- プラネタリー波によるオゾン輸送機構
- 中間大気中のSO<sub>2</sub>測定法について (I)
- H<sub>2</sub>O + hν → OH\* + Hを利用した水蒸気センサーの開発
- 吸光分光法による大気中NO<sub>2</sub>成分量の観測 (I)



## 第Ⅲ会場

## 磁気異常 (13:00-15:15)

- Ⅱ-14 大島章一，登崎隆志，近藤 忠，兼子俊朗  
(海上保安庁水路部)，友田好文(東大海洋研)，高橋満弥(住鉄コンサルタント)
- 15 吉田和子，伊勢崎修弘(神戸大理)
- 16 伊勢崎修弘，松原由和(神戸大理)
- 17 大島章一，兼子俊朗，小野寺健英，中川久穂，登崎隆志(海上保安庁水路部)
- 18 西村博次，兵頭政幸，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己(神戸大理)
- 19 井口博夫，兵頭政幸，伊勢崎修弘，安川克己(神戸大理)
- 20 兵頭政幸，森永速男，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己(神戸大理)
- 21 森永速男，兵頭政幸，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己(神戸大理)
- 22 田中 稔，海津 優(国土地理院)
- 23 大志万直人(東工大理)，笹井洋一(東大震研)
- 24 笹井洋一，石川良宜(東大震研)

## 座長 乗 富 一 雄(秋田大鉱山)

## 駿河湾沖の地磁気異常

フィリピン海盆における地磁気全磁力異常の解析  
南海トラフにおける船上地磁気3成分測定  
硫黄島の磁気測定(第1報)

## 北大東島での地磁気全磁力異常

## Tuvalu共和国Funafuti島の磁気測定

## 仏領ポリネシア・マニヒ島の磁気測定

## 仏領ポリネシア，マタイバ島の磁気測定

地球の自転速度変化と地磁気地域差及び地磁極の経年変化について

任意の傾きを持つ断層の一樣ずれに伴う地磁気変化

伊豆半島東部地域の全磁力観測 — 1980年7月～1981年3月 —

## 座長 宮 腰 潤一郎(鳥取大教養)

## 線形ピエゾ磁気変化の表現定理

伊豆半島東方沖地震前後での大島三原山火口周辺の電気抵抗変化

関東地方における地磁気変化異常の原因について  
有限要素法による活断層の比抵抗構造の決定

## 千屋断層およびその周辺の電磁気構造

千屋断層に沿う電磁気異常現象について

千屋断層におけるELF-MT観測結果(インピーダンスの異方性と比抵抗構造)

水沢における地磁気・地電流観測結果

## 水沢におけるVLF法および電波法探査

柿岡のCA変換関数の経年変化および年周変化

柿岡における地電流の経年的変化(Ⅰ)

An Induction Study at Micropulsation Periods in Kyushu (I)

An Induction Study at Micropulsation Periods at Memanbetsu

## 電気伝導度 (15:25-18:00)

- Ⅱ-25 笹井洋一(東大震研)
- 26 行武 毅，吉野登志男，歌田久司，下村高史，木本栄次(東大震研)
- 27 本藏義守(東工大理)
- 28 半田 駿，住友則彦(京大教養)，茂木透  
(建設企画コンサルタント)
- 29 活断層電磁気研究グループ，乗富一雄(秋田大鉱山)
- 30 活断層電磁気研究グループ，行武 毅(東大震研)
- 31 歌田久司，吉野登志男(東大震研)
- 32 瀬戸正弘(東北工大)，安藤真一(国土地理院)，北村保夫(東北工大)
- 33 北村安夫(東北工大)，安藤真一(国土地理院)，瀬戸正弘(東北工大)
- 34 佐野幸三，中島新三郎(地磁気観)
- 35 山口又新(地磁気観)
- 36 下泉政志，坂 翁介，糸長雅弘，北村泰一  
(九大理)
- 37 下泉政志，坂 翁介，北村泰一(九大理)

第2日 5月14日(木)

09:00 - 10:00

第 I 会場

磁気圏波動理論 (09:00-10:00)

座長 大家 寛(東北大理)

I-42P 谷口治幸(東大理)

サイクロトロン(整数・半奇数)共鳴の非線型効果  
ホイッスラーモード波と電子サイクロトロン相互作用  
における地球磁場inhomogeneity効果

43P 大津仁助(名大空電研)

自由境界条件によ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

44P 橋本弘蔵, 松本 紘, 芹沢善樹, 木村磐根  
(京大工)

The Quiet Band Effect: Analytic  
Versus Computer Simulation Results  
COMPUTER SIMULATIONS OF WHISTLER  
MODE WAVE-PARTICLE INTERACTIONS  
IN THE NONUNIFORM GEOMAGNETIC  
FIELD

45P Matthews, J. P., Omura, Y.,  
and Matsumoto, H. (Kyoto Univ.)

46P 大村善治, 松本 紘(京大超高層電波研究  
センター)

大振巾磁気音波の非線形特性 — 粒子コードによる  
計算機シミュレーション —

47P 松本 紘, 長井啓介(京大超高層電波研究  
センター)

VLF標準電波の赤道越え異常について

48P 馬場清英(中部工大)

Unified Theory of the Intense Radio  
Wave Emission from Planets

49P 大家 寛, 宮岡 宏(東北大理)

磁気圏境界面の長周期振動

50P 玉尾 孜(東大理), T. A. Fritz  
(SEL/NOAA)

沿磁力線静電場領域でのイオン・サイクロトロン波  
不安定

51P 平岡規之, 玉尾 孜(東大理)

## 第Ⅱ会場

## 大気光 (09:00-11:00)

- 1-35 田嶋浩義, 岩地 厚, 宮下暁彦 (東京天文台)
- 36 三沢清敏 (防大物理), 竹内郁夫 (託開高専)
- 37 三沢清敏 (防大物理), 竹内郁夫 (託開高専)
- 38 岡野章一 (東北大理), J. S. Kim (SUNYA)
- 39 有賀 規 (電波研), D. F. Heath (NASA/GSFC)
- 40 K. MAEDA, D. F. HEATH (NASA/GSFC), and T. ARUGA (RADIO RES. LABS.)
- 41 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之 (立教大理)
- 42 斎藤文一, 阿部昭一 (新潟大理)
- 43 斎藤文一 (新潟大理)

## 座長 上山 弘 (東北大理)

- 低緯度大気光6300Å分布の狭い谷
- 地磁気活動と5577Å線及び6300Å線の強度変化の波動
- 5577Å線と6300Å線の強度の共変化
- 中緯度における磁気嵐時のOI680 nm ラインプロフィール
- BUVによるオゾン層垂直分布の決定
- HEMISPHERIC ASYMMETRIES OF THE STRATOSPHERIC OZONE RESPONSE TO SOLAR FLARE EVENTS
- 昼間におけるI. R. Atmospheric Band光の強度の推定
- ナトリウムD線大気光強度の変動
- 上層大気の酸素原子と夜光(1)

## エアロゾル (11:10-12:00)

- 1-44 近藤 豊, 高木増美 (名大空電研)
- 45 近藤 豊, 高木増美 (名大空電研), R. Reiter, H. Jäger (Inst. Atmos. Environ. Res. W. Germany)
- 46 広野求和, 藤原玄夫, 柴田 隆, 久々宮成助 (九大理)
- 47 上瀧 實, 加藤仲夏 (電波研)

## 座長 岩坂 泰信 (名大水圏研)

- 太陽吸光法によるエアロゾルの測定
- 成層圏大気電気伝導度の気球観測-St. Helens 噴火の影響
- セントヘレンズ大爆発後の成層圏エアロゾルのライダー観測結果の考察
- 大気雑音世界分布図の作成 (雷分布図に基づく)

第Ⅱ会場

岩石磁気 (09:00-10:36)

座長 広岡公夫(富山大理)

- 38 堂面春雄, 池田治子 (山口大教育)
- 39 浜野洋三 (東大理)
- 40 笹嶋貞雄 (京大理)
- 41 登内正治, 小林和男 (東大海洋研)
- 42 高橋真二 (神戸大理), 百瀬寛一 (信州大理)
- 43 井上喜嗣 (信州大理)
- 44 百瀬寛一, 永井寛之 (信大理), 船木 實 (極地研)
- 45 新妻信明, 真野稔正, 南里宗弘 (静大理), 荒井章司 (筑波大地)

山口県産第四紀火山岩の化学消磁  
飽和残留磁化状態での初期帯磁率の異方性  
加熱実験によるチャートの岩石磁気  
東海地域から南関東地域の岩石磁気学的研究  
DSDP Leg 58 四国海盆 Site 448の海底玄武岩の磁氣的性質  
チタノマグヘマイトを含む安山岩類の非可逆的  $J_s-T$  曲線と二段階の相変化  
Fe-Ni合金の磁性 予報  
マントルおよび地殻物質の磁氣的性質

古地磁気Ⅰ (10:36-12:00)

座長 河野 長(東大理)

- 46 堂面春雄, 福田正二郎 (山口大教育)
- 47 堂面春雄, 堀 文子 (山口大教育)
- 48 小山真人 (静岡大理)
- 49 鳥居雅之, 山崎俊嗣, 石坂恭一, 笹嶋貞雄 (京大理)
- 50 鳥居雅之 (京大理), 神崎智昭 (同志社大工), 林田 明(京大理), 横山卓雄 (同志社大工)
- 51 渋谷秀敏, 笹嶋貞雄 (京大理)
- 52 笹嶋貞雄, 乙藤洋一郎 (京大理), 吳 振 摺, 関庚徳 (延世大理)

山口県北部・萩市近傍の第四紀玄武岩の古地磁気  
山口県東南部・平郡島の第三紀安山岩の古地磁気  
伊豆半島北東部上部新生界の古地磁気  
瀬戸内火山岩類の古地磁気 (I) 小豆島地域を中心として  
湖東流紋岩類の古地磁気 (予報)  
美濃帯南部三疊-ジュラ系の古地磁気 (II)  
韓半島の慶尚層群 (白亜紀) の古地磁気

電波研究所 2号館 2階講堂

特別講演 (13:30-15:30)

1. 福島 圓 (電波研) 「電波音波による晴天大気のリモートセンシング」
2. 行武 毅 (東大地震研) 「海洋リソスフェアの電磁氣的構造」

総会 (15:30-17:00)

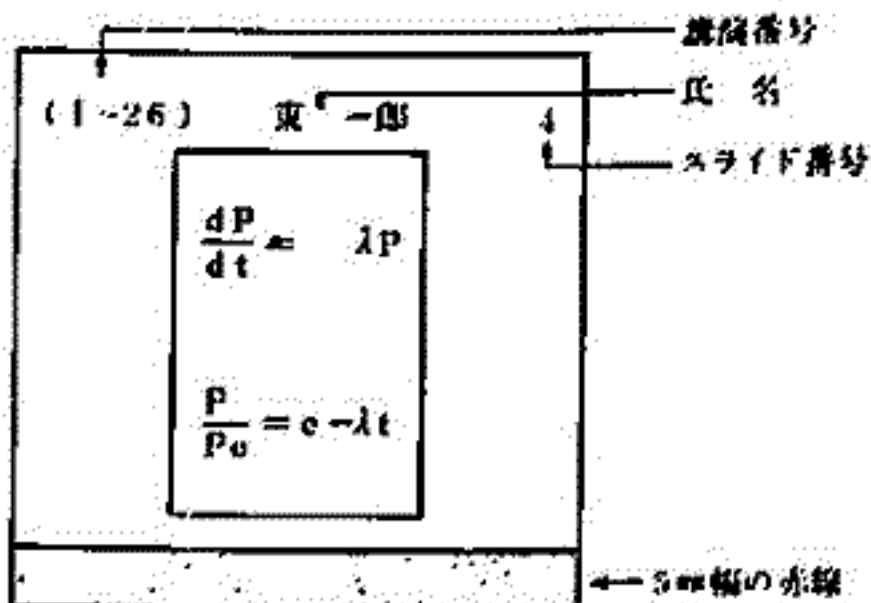
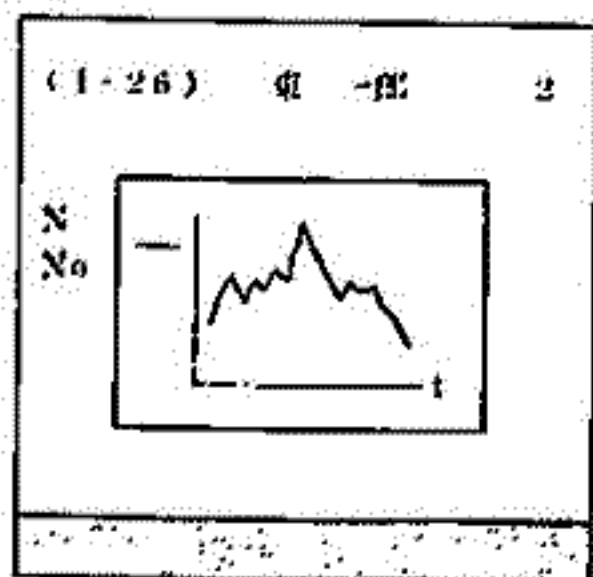
見学 (17:00-18:00)

〈グループに別れて電波研究所内を見学します〉

懇親会 (18:00-20:00)

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。



- 両面(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の赤鉛筆で記入。

第 I 会場

磁気圏ダイナミクス (09:00-10:15)

座長 荒木 徹(京大理)

- 1-52 寺沢敏夫, 渡部行男 (宇宙研), E. W. Hones, Jr. (LASL)
- 53 竹内 一, 今井 喬, 河野 毅, 和田雅美 (理研), 松岡 勝 (宇宙研)
- 54 西田篤弘, 星野真弘 (宇宙研)
- 55 早川 基, 西田篤弘 (宇宙研), J. Birn (Ruhr Univ.), and E. W. Hones, Jr. (LASL)
- 56 西田篤弘, 羽田 亨 (宇宙研), E. W. Hones, Jr. (LASL)
- 57 羽田 亨, 西田篤弘 (宇宙研), E. W. Hones, Jr. (LASL)

Quasi-Parallel Bow Shockの内部構造

Hinotori (ASTRO-A) の粒子・X線モニタの観測結果速報

Substormに伴うNear-earth plasma sheetの構造変化

磁気圏尾部におけるプラズマ流の空間スケール (II)

Noise Bursts in the Magnetotail; Their Relation to Plasma Sheet Dynamics

Noise Bursts in the Magnetotail; From the Standpoint of the Micro Process

サブストーム (10:25-12:00)

座長 前沢 洵(名大理)

- 1-58 金田榮祐 (東大理), 平尾邦雄 (宇宙研)
- 59 小川忠彦 (電波研平磯), 五十嵐喜良 (電波研)
- 60 鮎川 勝 (極地研), 巻田和男 (拓殖大), 平沢威男 (極地研)
- 61 向井利典, 平尾邦雄 (宇宙研)
- 62 T. Araki (CIRES, UNIV. of COLORADO) and J. H. Allen (NOAA / EDIS/NGSDC)
- 63 平沢威男 (極地研)
- 64 家森俊彦 (京大理), 角村 悟 (気象庁)
- 65 田中高史 (電波研)

KYOKKOによるDayside Auroraの動態観測  
昭和基地におけるオーロラドップラーレーダ観測

(II) ドップラー速度とスペクトル構造

地磁気変動データからみたサブストーム時の南北共役性

オーロラ帯における上向き電子流の特徴

Latitudinal Reversal of Polarization of the Geomagnetic Sudden Commencement

SCCおよびSIに伴うSubstorm

SCとそれに伴うサブストーム開始との時間差

電離層で観測された非対称環電流の成長に伴う電場の低緯度への侵入

第II会場

MAGSAT観測 (09:00-10:15)

座長 飯島 健(東大理)

- I-48 飯島 健, 福島 直(東大理), 藤井良一, 桜井治男(極地研)
- 49 上出洋介(京産大理), 飯島 健(東大理), 藤井良一(極地研), 福島 直(東大理)
- 50 鈴木 亮(佐賀大教養), 亀井豊永, 熊木 毅(京大理)
- 51 角村 悟, 家森俊彦, 前田 坦, 荒木 徹(京大理)
- 52 前田 坦, 亀井豊永, 家森俊彦(京大理)
- 53 藤井良一(極地研), 飯島 健(東大理)

MAGSAT 衛星で観測された地球変化磁場の構造

MAGSAT - アラスカ磁場ネットワーク同時観測

MAGSAT 衛星データによる磁気圏電流の算出

MAGSAT によるSCの解析

MAGSAT データによる地磁気日変化の解析

Cusp領域のfield-aligned currentの特性

プラズマ実験・機器開発 (10:25-12:00)

座長 江尻 全 機(極地研)

- I-54 中村良治, 大山素宏, R. L. Stenzel(宇宙研)
- 55 八木康之, 河島信樹(宇宙研), 別生 栄(京大)
- 56 渡辺勇三(宇宙研), 高橋忠利, 大家 寛(東北大理), 大林辰蔵(宇宙研)
- 57 大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 長友信人, 二宮敬虔, 後川昭雄, 佐々木進, 柳沢正久(宇宙研), 工藤 勲(電総研), 江尻全機(極地研)
- 58 奥沢隆志(電通大)
- 59 佐々木進, 小山孝一郎, 中井豊, 河島信樹(宇宙研), 横田俊昭(愛媛大)
- 60 長野 勇, 溝保正喜, 前中公祐(金沢大工), 松本 紘(京大工), EXOS/D-OPEN/J波動班
- 61 筒井 稔, 松本 紘(京大工)

イオンビームによるダブルレアーの生成

2本のプラズマ柱のマージング実験

Space-chamber test of the impedance-probe (NEI) installed on the EXOS-C satellite

SEPAC科学実験計画

磁気流体波の電気双極子放射

飛翔体搭載用小型テレビカメラの開発

ELF-VLF用Search coilの試作

宇宙空間において、ビームプラズマ相互作用により励起された波動のモードは何か?

第Ⅱ会場

古地磁気Ⅱ (09:00-10:36)

- 58 船木 實 (極地研)
- 54 広岡公夫, 酒井英男, 伊達哲弘, 新田町拳司 (富山大理), 中島正志, 服部 勇 (福井大教育)
- 55 時枝克安, 伊藤晴明 (島根大理), 諏訪兼位 (名古屋大理), 久米昭一 (大阪大教養)
- 56 瀬川秀夫, 日置幸介 (東大理)
- 57 伊藤晴明, 時枝克安 (島根大理)
- 58 新妻信明, 北里 洋, 小山真人, 近藤康生 (静大理), 神谷隆宏 (東大理)
- 59 林田 明 (京大理)
- 60 上嶋正人, 西村 昭 (地質調)

座長 新妻信明 (静岡大理)

- マクマード地域のビーコン累層群と基盤岩の古地磁気
- 中部地方における中生代古地磁気
- Kenya, Machakos地方のPrecambrian 変成岩の古地磁気
- 古地磁気学的見地からの岩脈群の貫入期間
- 新第三紀の地球磁場反転と深成活動との関連
- 駿河湾周辺後期更新統の地磁気層位学 - Blake Event の発見 -
- 「高位段丘」層に記録された地磁気の逆転
- GH80-5 ピストンコアの残留磁気

古地磁気Ⅲ (10:36-12:00)

- 61 上嶋正人, 中尾征三 (地質調), 酒井豊三郎 (宇都宮大), 尾田太良 (東北大), 三嶋昭二 (琉球大)
- 62 中島正志 (福井大教育), 広岡公夫 (富山大理)
- 63 兵頭政幸, 伊勢崎修弘, 安川克己 (神戸大理)
- 64 森永速男, 井口博夫, 安川克己 (神戸大理)
- 65 日置幸介 (東大理)
- 66 田中秀文 (東工大理)
- 67 日置幸介 (東大理)

座長 笹島貞雄 (京大理)

- 白嶺丸航海GH80-1で得られたコアの残留磁気と化石データとの対比について
- 石川県河北潟堆積物の古地磁気
- 堆積物の磁化測定から求めた地磁気永年変化
- 鍾乳石の磁化測定
- 古期大島層群より求められた古地磁気永年変化
- 日本の火山岩と土器による過去8万年間の地球磁場強度の研究
- 日本における古地磁気永年変化 (Paleosecular Variation, PSV) に関する考察



第1会場

磁気圏波動 (13:00-15:15)		座長 松本 紘 (京大超高層電波研究センター)
1-66	渡辺成昭, 恩藤忠典, 巖本 巖 (電波研)	イオンホイッスラーと太陽活動度及び地磁気活動度 低緯度ホイッスラー到来方位の観測-I
67	中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成和, 村上利光 (電波研)	
68	町田 忍, 鶴田浩一郎 (宇宙研)	種々のVLF現象の空間強度分布について プラズマボーズ付近のホイッスラーモード波伝播路 の時間・空間的ふるまいについて ISIS衛星で観測されたコーラスの特性
69	鶴田浩一郎, 町田 忍 (宇宙研)	
70	恩藤忠典, 中村義勝, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)	昭和基地で取得されたトップサイドイオノグラムの データ解析-II 人工衛星ISIS-1, 2で観測されたVLFソー サーの特性 オーロラヒス到来方向の特性 (I)
71	小野高幸, 平沢威男 (極地研)	
72	中川一之, 芳野起夫, 蓬田 信 (電通大) 巻田和男 (拓殖大), 福西 浩 (極地研)	南極昭和基地におけるオーロラヒスの季節変化  コーラス強度の多次元線型モデル 昭和基地及びアイスランドで観測されたVLF-ELF エミッションの共役性
73	西野正徳, 田中義人, 岩井 章, 鎌田哲夫 (名大空電研), 平沢威男 (極地研)	
74	山岸久雄, 平沢威男 (極地研), 長野 勇, 瀧保正彦 (金沢大工)	
75	林 幹治 (東大理)	
76	正藤正彦 (山形大理), 平沢威男, 佐藤夏雄, 福西 浩 (極地研), 前沢 潔 (山形大理)	
EXOS 観測 (15:30-17:00)		座長 山岸久雄 (極地研)
1-77	中村良治, 野村雄二, 向井利典, 伊藤富造, 平尾邦雄 (宇宙研), 柴田 喬, 芳野起夫 (電通大)	“きょっこう”により観測したプラズマ波動
78	大家 寛, 森岡 昭 (東北大理)	オーロラキロメートル波の放射強度とポーラリゼーション
79	森岡 昭, 徳丸宗利, 大家 寛 (東北大理)	オーロラキロメトリック放射の微細構造
80	松本 紘 (京大超高層電波研究センター), 大橋正良 (京大工)	EXOS-Bで観測された強いピッチ角異方性(SPAA) — 電子軌道の計算により, どの程度説明出来るか? —
81	松本 紘 (京大超高層電波研究センター), 守倉正博, 木村繁根 (京大工)	粒子データから直接数値計算された成長率と波動スペクトルの比較 — EXOS-Bの波動-粒子相互作用研究 —
82	佐々木主税, 木村繁根, 井澤一朗, 橋本弘藏 (京大工)	EXOS-B/SIPLE局共同実験におけるサイクル局信号の伝搬特性
83	大家 寛, 小原隆博 (東北大理)	じきけん (EXOS-B) SPW実験により検出されるプラズマ波動不安定

第Ⅱ会場

電離圏観測 (13:00-15:00)

座長 福山 薫(京大理)

- I-62 江尻全機, 山岸久雄, 内田邦夫(極地研)  
J. K. Oleson (TID)
- 63 相京和弘, 西崎 良, 緒方隆信, 丸山 隆,  
猪木誠二, 永山幹敏, 藪馬 尚, 井手俊行,  
大瀬正美(電波研), 平沢威男(極地研)
- 64 小山孝一郎, 平尾邦雄(宇宙研)
- 65 高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛(東北大理)
- 66 平尾邦雄(宇宙研), 大家 寛, 高橋忠利  
(東北大理), 小山孝一郎(宇宙研), 渡  
辺重十(東北大理)
- 67 皆越尚紀, 新野賢爾(電波研), 上教領昭五  
(電波研, 山川電波観), 菅宮夫(アマチ  
ュア無線連盟)
- 68 藤田正晴(電波研鹿島), 新野賢爾(電波  
研), 小川忠彦(電波研平磯)
- 69 堀 利浩, 熊谷 博, 小川忠彦, 磯崎 進  
(電波研平磯)
- 70 西牟田一三, 鈴木 晃, 石沢 薫, 皆越尚,  
新野賢爾(電波研)
- 71 新野賢爾, 皆越尚紀(電波研)

グリーンランド・国際協同ロケット実験(Ⅰ)

南極域のISISトップサイドサウンディング・デ  
ータから得られる中短波帯電波雑音の特性

S-310JA-7号機による熱的電子エネルギー状態  
のチェック

“ひのとり”による低緯度F領域電子密度計測

「たいよう」によるプラズマバブル中の電子温度

山川で観測された静止衛星ETS-Ⅱの136MHz  
電波の電離圏シンチレーション

VHF, UHF帯静止衛星電波の電離圏シンチレー  
ションの周波数依存性——磁気嵐時の特徴——

VHF帯電離圏シンチレーションの周波数スペクト  
ルと振幅確率分布

低緯度地域における12GHz電波の電離圏シンチレ  
ーション

静止衛星電波電離圏効果——太陽活動依存特性——

中間圏・成層圏力学 (15:15-17:00)

座長 小山孝一郎(宇宙研)

- I-72 麻生武彦, 野々山徹, 加藤 進(京大工)
- 73 西本修一, 前川泰之, 深尾昌一郎, 加藤進  
(京大工)
- 74 前川泰之, 深尾昌一郎, 加藤 進(京大工),  
廣田 勇, 福山 薫(京大理), M. P.  
Sulzer(アレシボ観)
- 75 福山 薫, 廣田 勇(京大理), 前川泰之,  
深尾昌一郎, 加藤 進(京大工), M. P.  
Sulzer(アレシボ観)
- 76 佐藤 亨(京大工), R. F. Woodman  
(アレシボ観)
- 77 若杉耕一郎, 松尾 優(京工大工芸), 深  
尾昌一郎, 加藤 進(京大工)
- 78 MUレーダーワーキンググループ(京大工)
- 79 中村純二(東大教養), 大地 登(岐阜大  
教養), 中村 透(都立大理)

大気潮汐波動の計算機シミュレーション(2)

大型レーダーで観測される中間圏高度の短周期波動  
——KHIとの関連性——

アレシボレーダーによる中間圏長周期波動の観測Ⅰ

アレシボレーダーによるD領域物理量の観測

アレシボレーダーによる成層圏乱流の観測  
——渦拡散係数の推定——

大型レーダーで観測される散乱波スペクトルの性質  
について

MUレーダーによる大気運動の観測

K-9M-70号機によるTMA発光雲の解析

第Ⅲ会場

太陽・太陽風効果 (13:00-15:00)

座長 斎藤尚生(東北大理)

- Ⅱ-68 桜井邦明(神奈川大工)
- 69 Takao Saito (Tohoku Univ.) and R. Howard (Mt. Wilson & Palomar Observatories)
- 70 斎藤尚生(東北大理), 瀬戸正弘(東北工大)
- 71 丸橋克英(電波研)
- 72 芳沢克明, 前沢 洸(名大理)
- 73 井上雄二(京産大計研)
- 74 中井 仁(大阪府立牧野高), 上出洋介(京産大)
- 75 前沢 洸, 村山 喬(名大理)
- 76 村山 喬, 前沢 洸(名大理)
- 77 笹村義孝

太陽活動と太陽の自転速度との関係  
 EVIDENCES TO SUPPORT THE TWO-HEMISPHERE MODEL ON ROTATIONAL REVERSING OF THE HELIODIPOLE IN SUNSPOT MAXIMUM PHASE  
 HELIOMAGNETIC EXCURSION の周期性に関する HELEX-DECIM 仮説の提唱  
 磁気嵐の原因となる太陽風擾乱の起源  
 地磁気擾乱半年変化と太陽風速度との関連  
 地球磁気圏の構築磁場とその変動の計算機実験  
 大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係(Ⅰ)  
 Ring Current の IMF 依存性  
 Dst-index の時間変化を再現するための太陽風パラメーター関数の選択  
 環電流のサブストーム強度への影響(Ⅰ)

宇宙線 (15:10-17:00)

座長 森 覚(信州大理)

- Ⅱ-78 長島一男, 森下伊三男(名大理), 安江新一(信大理)
- 79 高橋八郎, 千葉敏躬(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人文), 長島一男(名大理)
- 80 村山 喬(名大理)
- 81 宗像義教(中部工大), 森 覚(信大理), 長島一男(名大理)
- 82 長島一男, 藤本和彦(名大理), 森 覚(信大理), 一之瀬匡興(信大教), 石田啓雄(福島大教育)
- 83 石田啓雄, 菅野常吉(福島大教育), 斎藤俊子(福島医大教養)
- 84 一之瀬匡興(信大教養), 長島一男(名大理), 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人社)
- 85 森 覚, 安江新一(信大理), 長島一男, 藤本和彦(名大理), D. B. Swinson (UNM)
- 86 安江新一, 森 覚, 鷺坂修二, 神谷敏行(信大理), 一之瀬匡興(信大教養)

太陽系磁気圏内での宇宙線の軌道計算及びそれによる異方性の解析  
 三次元解析より求めた宇宙線の南北異方性と惑星間空間磁場  
 惑星間空間における宇宙線の流れと IMF の方向  
 宇宙線の Longitudinal Density Gradient による宇宙線の南北非対称性  
 宇宙線南北非対称恒星時日変化  
 IASY 期間(1968~1970)の宇宙線中性子強度日変化極大時刻の世界分布  
 惑星間空間磁場の極性に関連する宇宙線恒星時日変化の長期変動  
 宇宙線太陽日変化異方性の 22 年変化  
 松代における宇宙線強度変動の大気効果

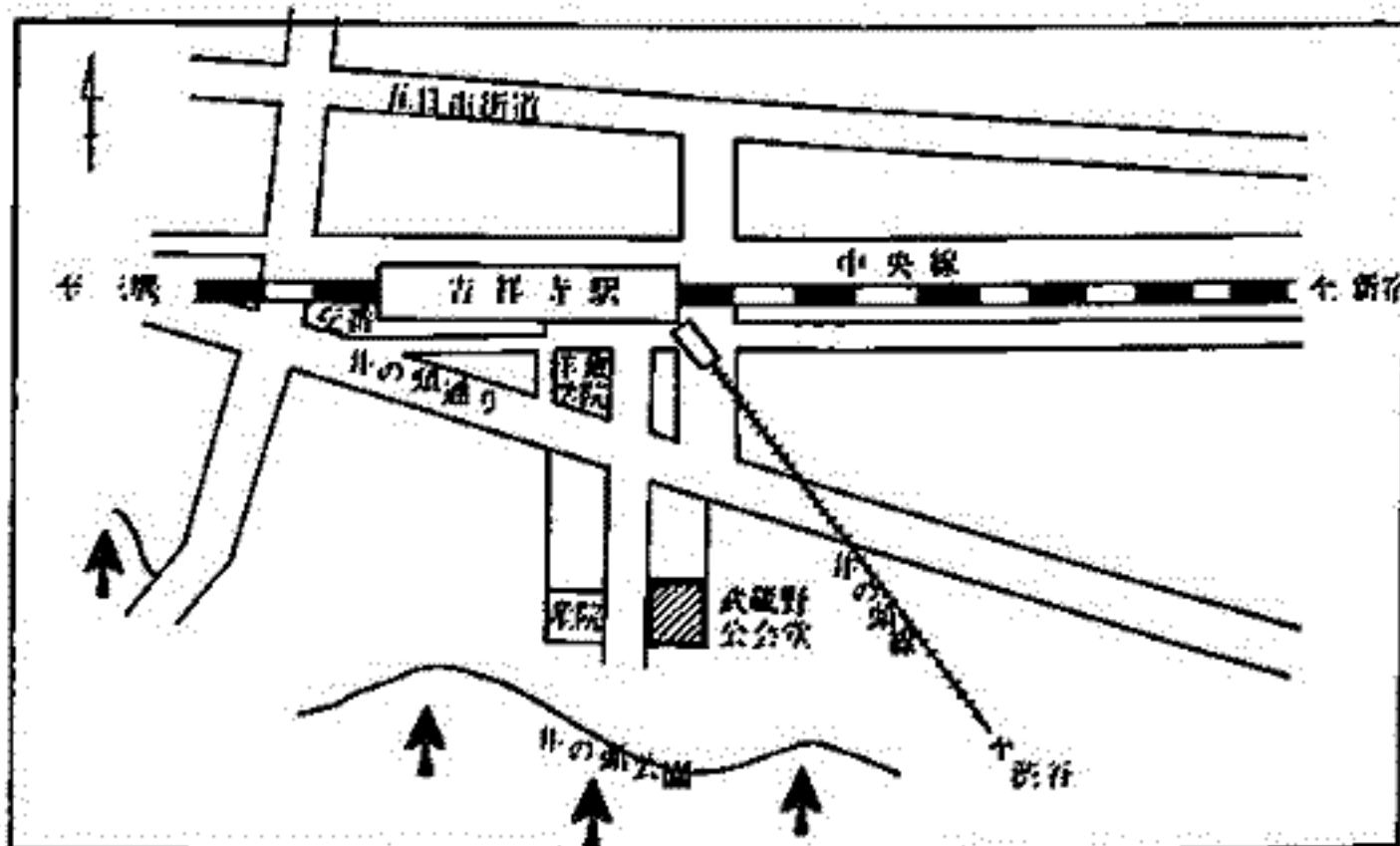
第 69 回日本地球電気磁気学会講演会場案内

武蔵野市立武蔵野公会堂（駐車はできません）

東京都武蔵野市吉祥寺南町 1-6-22

TEL (0422) 46-5121(代表)

交通機関 中央線 吉祥寺駅南口下車徒歩約2分  
井の頭線



特別講演会・総会・懇親会会場案内

郵政省電波研究所

小金井市貫井北町 4-2-1 電話 0423(21)1211(代表)

交通機関 中央線 武蔵小金井駅北口下車  
京王帝都バス⑩（小平団地ゆき）電波研究所前下車

又は

中央線 国分寺駅北口下車 徒歩約15分

\* 5月14日(木) 12時55分に武蔵野公会堂前から電波研究所行きの特別バス（無料）が出ます。



# 第 I 会场

前田 坦  
(京都大学理学部)

1. 観 測

1970年代には天体磁場についての観測と理論が著るしく進歩した。ここではこれらの研究の現状について報告する。

地球磁場研究の歴史は古いですが、他の惑星の磁場が直接測定されたのは、最近10年間のことである。その結果を第1表に示す。

観測から知られる主な性質は次のようである。(1) ダイポール磁場の優勢、(2) 磁軸と自転軸のほぼ一致、(3) 極性の不規則と逆転の可能性、(4) 金、火星の弱磁場、(5) 木、土星の磁場の歪。

太陽磁場の存在はかなり早くから知られていたが、多くの恒星磁場が比較的正確に測定されたのは1950年代からである。その概略は第2表に示す。多くの星の観測の精度は悪いので(200 Gが限界)、弱い磁気星の様子がよく分っていない。観測結果から次の点が注目される。(1) ダイポール形の磁場をもつものが多い、(2) 強さと極性は規則的または不規則的に変る、(3) 非常に強い磁場の星が存在する。

2. 理 論

磁場生成の機構は3つ考えられる：(1) バッテリー過程： 電子の圧力こう配でイオンに相対的に電子がドリフトし、電荷分離で電流が流れ、トロイダル磁場ができる。(2) 化石理論： 星間塵質から星が重力収縮する時、凍結した磁場を保持すると、ポロイダル磁場ができる。(3) ダイナモ理論： 種磁場内での電導流体の運動によって、誘導された電流が元の磁場を強める。この場合、基本的には2種類の運動とそれによる磁場の変形が必要である。1つはdifferential rotation (第1図) などによるポロイダル磁場からトロイダル磁場の生成、他はhelical convection (第2図) などによるトロイダル磁場からポロイダル磁場の生成である。

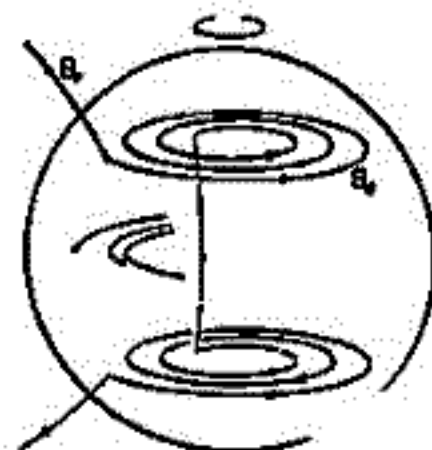
ダイナモ理論は最近多くの人々によって、計算機シミュレーションが行われ、極性の逆転も含むような興味ある結果が得られている。

第 1 表

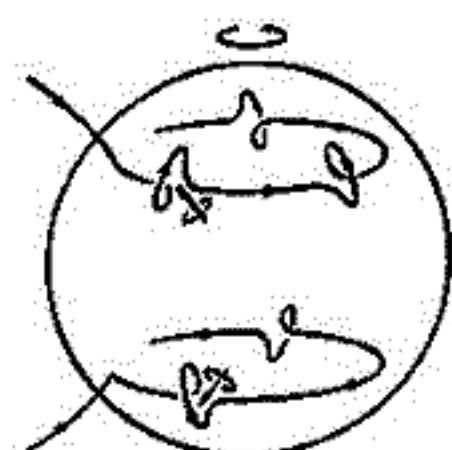
天 体	半 徑 (km)	平均 密度 (g/cm <sup>3</sup> )	自 転 周 期 (日)	赤道磁場 (ガウス)	磁気モーメント (Gcm <sup>3</sup> )	自 転 軸 と 磁 軸 との角 (°)	北 極 の 極 性
水 星	2439	5.43	59	0.003	5.0 E22	10	S
金 星	6052	5.24	243	0.0002	6.5 E22	10	N
地 球	6378	5.52	1.00	0.31	8.0 E25	11	S
火 星	3397	3.39	1.03	0.0006	2.5 E22	15	N
木 星	71400	1.33	0.41	4.2	1.5 E30	10	S
土 星	60000	0.71	0.43	0.20	4.3 E28	0	N

第 2 表

恒 星	磁 場 (G)	周 期
太 陽	1	22 年
A-型星	10 <sup>2</sup> - 10 <sup>5</sup>	日 or 不規則
白色わい星	10 <sup>6</sup> - 10 <sup>7</sup>	?
中性子星	10 <sup>12</sup> - 10 <sup>13</sup>	?
マゼラン星	10 <sup>-5</sup>	



第 1 図



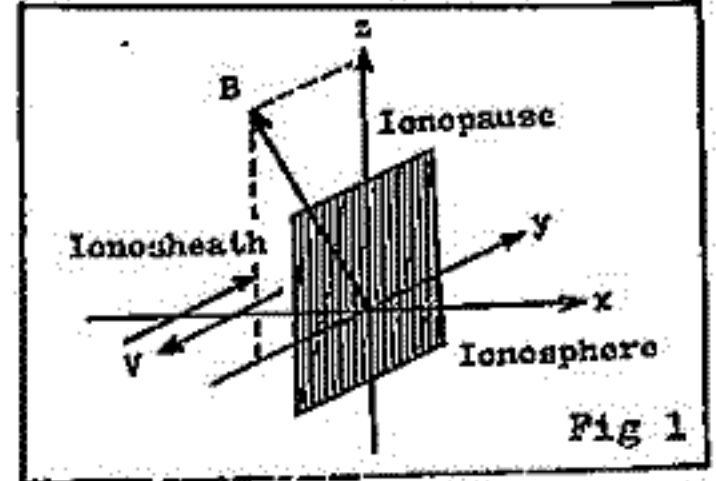
第 2 図

大家寛, 森部重十, 高橋忠利  
東北大. 理

§1. はじめに Pioneer Venus による金星電離層の *in situ* な観測によって、太陽風と金星電離層の強い相互作用領域の全容が、明らかになってきた。直接の相互作用として生み出される Ionopause の構造を理解することは、磁化された暖かいプラズマと冷たいプラズマによる境界層問題として興味あるものである。ここでは定常状態での Maxwell-Vlasov 方程式を用い Ionopause を記述し、さらに Pioneer Venus によって得られた Data と比較、検討することによって、相互作用領域の詳細な構造とそこにあるメカニズムを考察する。

§2. 計算モデル 図1に示すモデルに対し、Maxwell-Vlasov 方程式を用いた、Ionopause の数値計算を行った。Ionopause は、y-z 面内にあり物理量は、x 方向にのみ変化する。太陽風は、電離層に対して相対的に流れ、その方向は、y 軸方向である。磁場の方向は、y-z 面内にあり、自由に y-z 面内で回転することができる。さらに2つの仮定を導入する。

- (1) 電離層電子は、等価衝突による強い散乱のために Ionopause で、電離層イオンより大きな電流を作らない。
- (2) 電離層イオン ( $O^+$ ) は、等価衝突による加熱のために、等価的なラーマー半径をもって運動している。



§3. 計算結果及び結論 図2、図3に示すように、計算結果と Pioneer Venus による観測とは、非常に良く一致し、次のような結論が導かれる。電離層電子は、Ionopause を通して強い散乱があり、Ionopause を維持するような電流として貢献しない。したがって電離層からのイオンにより、電流が Ionopause に流れているが、このイオンに対しては等価的衝突による加熱が存在する。太陽風は、Ionopause の中で強く流れることはできなく、その大きさは、電離層プラズマの熱速度程度以下である。したがって、太陽風は、Ionopause の上部に来る時までに、その速度を大きく失っている。

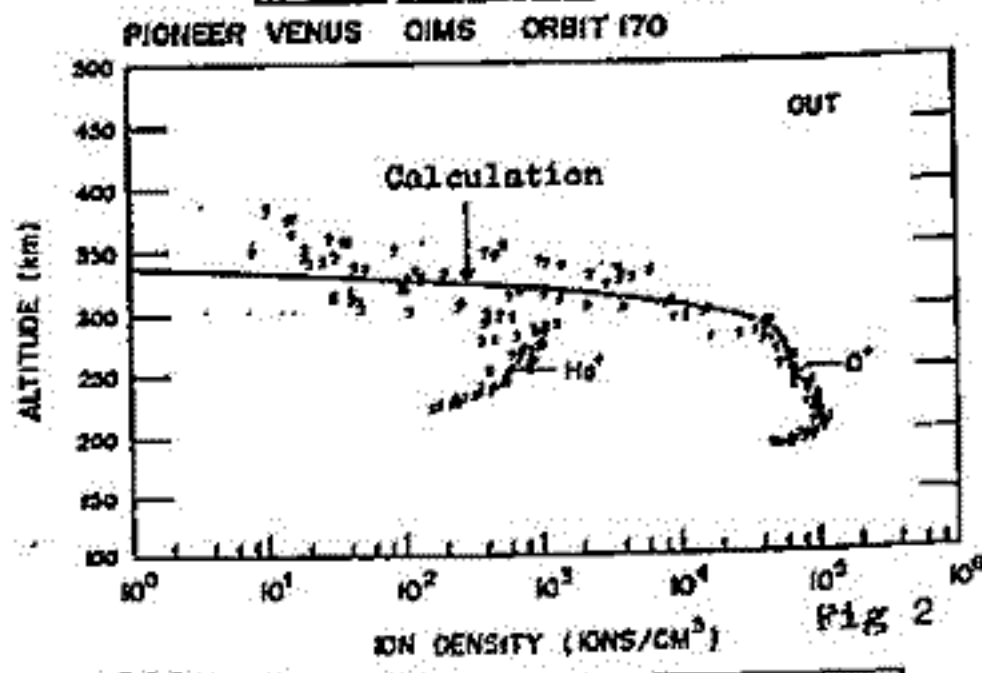


図2.3のData Hartle et al J.G.R. 1980 A13.7139  
 $P_{sw} = 5.6 \times 10^{-8} \text{ (dyne/cm}^2\text{)}$   
 $P_B = 4.22 \times 10^{-2} \text{ (dyne/cm}^2\text{)} \text{ (} B=102 \mu\text{T)}$   
 (Ionopause の外側の磁気圧)  
 $S.Z.A. = 22 \text{ (deg)}$

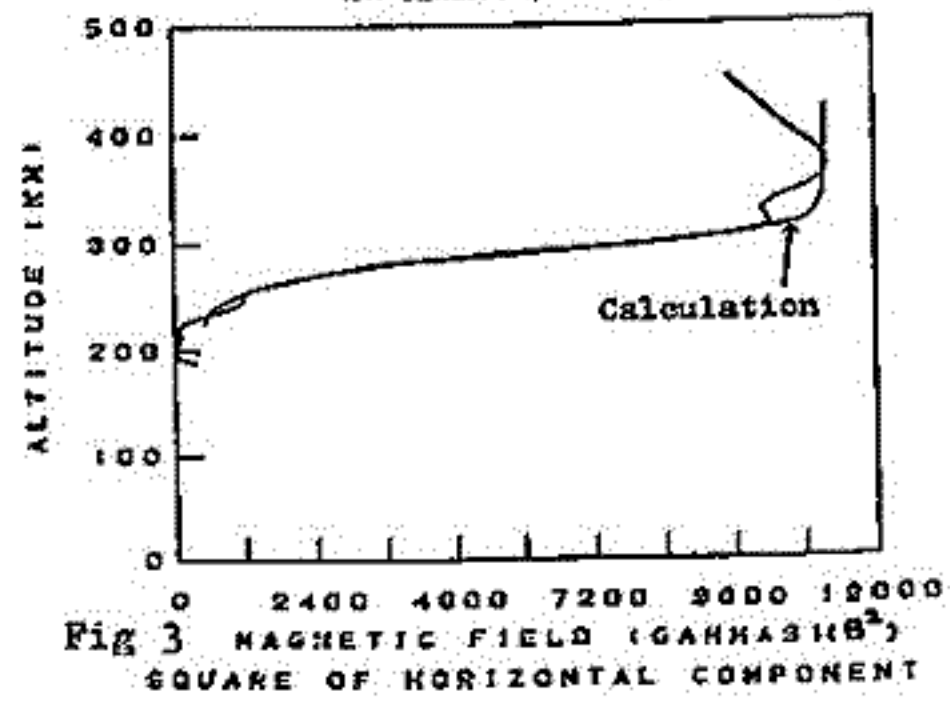


Fig 3 MAGNETIC FIELD (GAUSS²) SQUARE OF HORIZONTAL COMPONENT

品川裕之, 前田坦  
京都大学・理学部

金星の夜側電離圏維持の主なメカニズムとしては、①昼側からの  $O^+$  の輸送、② soft electron による衝突電離、などが考えられている。Knudsen et al. は Pioneer Venus の観測結果から、前者のメカニズムが主要であると主張している。今回はこの考えに基づき、電離圏の上方から下向きに  $O^+$  flux を入れた場合の組成を求めた。電子密度、イオン組成は  $O^+$  flux, イオン・電子の温度分布、中性大気の組成等に大きく依存しており、また 130 km 以下においては、渦拡散の影響も若干あると思われる。

**計算**  
各イオンについての連続の式、運動量の式を鉛直方向の一次元・時間依存として解く。 $O^+$  に対する式においては、 $O^+$  flux を境界条件として上方から入れる。中性大気の運動、及び磁場による影響はないものとする。温度分布、中性大気密度は Pioneer Venus の観測による代表的な値を用いた。

**基本式**

・連続の式

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_{i,z}}{\partial z} = Q_i - L_i$$

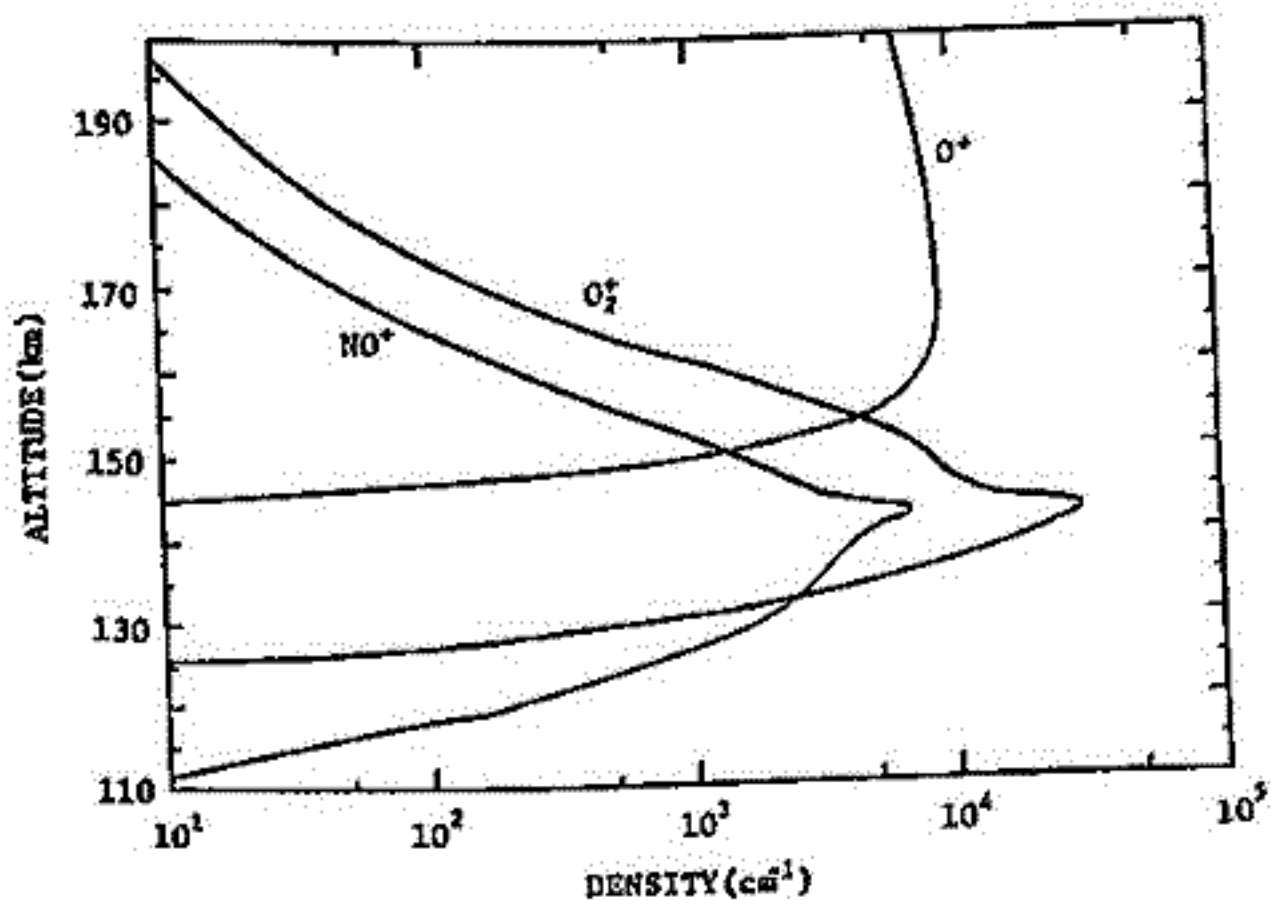
・運動量の式

$$\phi_{i,z} = -D_i n_i \left[ \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{m_i g}{k T_i} + \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial z} (T_i + T_e) + \frac{\alpha_i}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial z} \right]$$

$$-K n_i \left[ \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{m_i g}{k T_n} + \frac{1}{T_n} \frac{\partial T_n}{\partial z} \right] \quad \left( \phi_{i,z} = n_i v_{i,z}, D_i = \frac{k T_i}{m_i \nu_i} \right)$$

$t$ : 時間,  $z$ : 高度,  $n_i$ :  $i$  イオンの数密度,  $n_e$ : 電子の数密度,  $Q_i$ :  $i$  イオンの生成率  
 $L_i$ :  $i$  イオンの消滅率,  $\phi_{i,z}$ :  $i$  イオンの拡散フラックス,  $D_i$ :  $i$  イオンの拡散係数,  $K$ : 渦拡散係数  
 $m_i$ :  $i$  イオンの質量,  $g$ : 重力加速度,  $k$ : ボルツマン定数,  $T_i$ :  $i$  イオンの温度,  $T_e$ : 電子の温度  
 $T_n$ : 中性大気の温度,  $\alpha_i$ :  $i$  イオンの熱拡散係数,  $\nu_i$ :  $i$  イオンの衝突周波数

図は定常状態における  $O^+$  の downward flux が  $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  のときの  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  の密度分布。  $\alpha_i = 0$ ,  $K = 2.6 \times 10^{13} \rho^{-1/2} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  ( $\rho$ : 中性大気の密度) を仮定。





accompanied by corotation enforcement of the magnetosphere

A.Nishida (ISAS, Univ. of Tokyo)

Y.Watanabe ( " " )

We have presented last autumn a mechanism for the heat input to the jovian ionosphere. According to the model, frozen-in particles don't corotate rigidly with the planet, if the magnetosphere is compressed or expanded in a finite time, or if particles flow steadily from the inner magnetosphere (presumably from the Io torus). The ionosphere supplies field aligned currents and thus torque to the magnetosphere in order to corotate the magnetosphere rigidly. The circuit closes in the ionosphere and the ionosphere is heated by Joule heating.

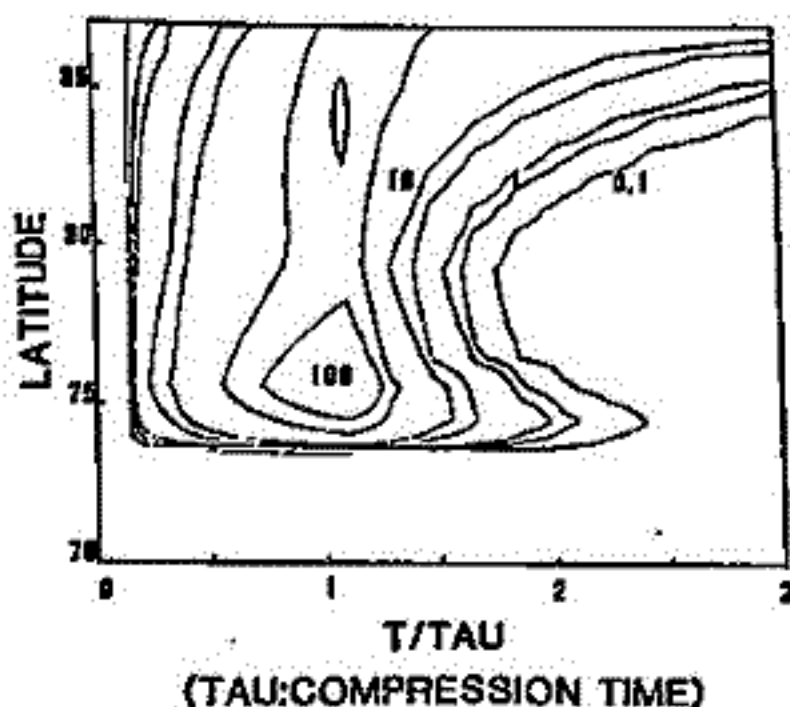
One of the most unknown parameters here is height integrated conductivity, therefore we have normalized the results by the conductivity if we can do it analytically and studied for a range of the conductivity if not.

We believe also that the small corotation lag observed by Voyager 1,2

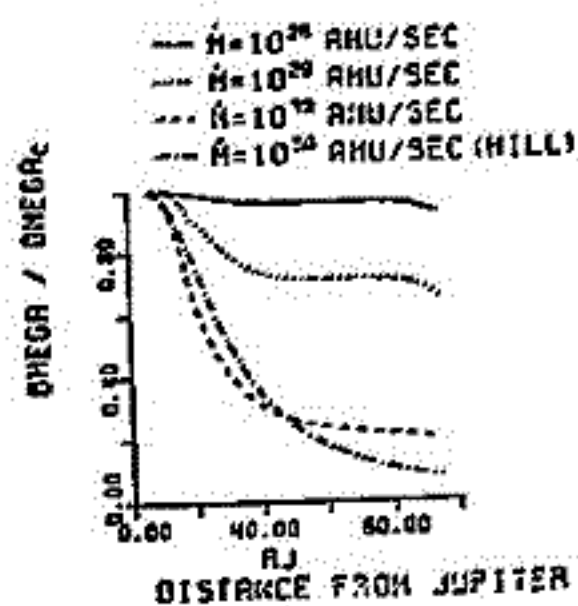
is partly due to enhanced magnetic field by disc current and surface current. In addition we could explain the small

corotation lag observed, if we assume the plasma from the inner magnetosphere is lost in the outer region. We calculate corotation lag and heat input for the steady flow case for a range of parameters.

We shall report the improvements mentioned above.



Heat input rate per unit area in consequence of compression.  $\tau$  is assumed to be 5 hours.



Ratio of the angular velocity of rotation  $\Omega$  to the corotational angular velocity  $\Omega_{c0}$  for several values of the ion production rate  $\dot{N}$

# 木星磁気圏境界領域の構造 (II)

## - 理論モデルと観測データとの対比 -

青山 隆司

大塚 寛

(宮城職大短大)

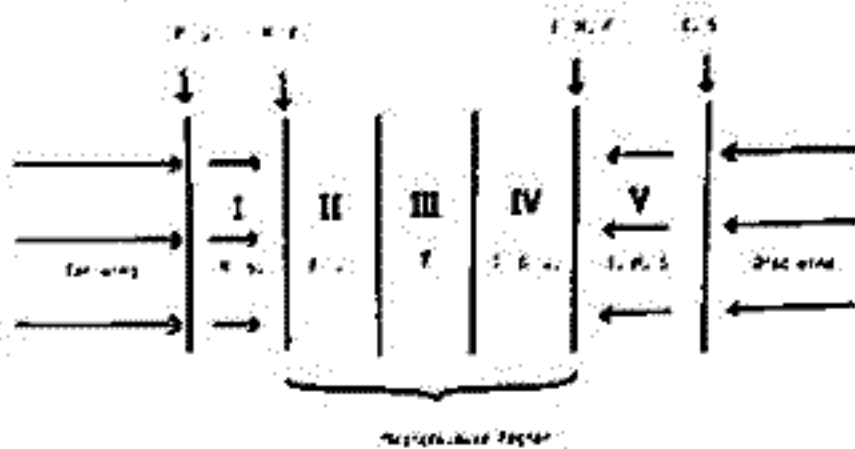
(東北大理)

### § 1. 序

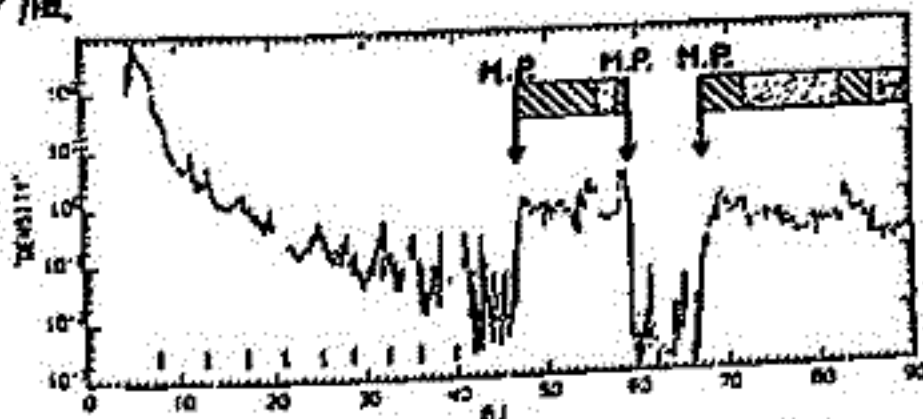
木星磁気圏は、その内部に超音速の Disc Wind を包含し、木星独自の磁気圏境界構造を持っている。すでに前学会において低緯度の木星磁気圏境界領域に関する理論モデルを提出し、Internal Shock 面を数値計算することにより求め、その存在可能性を理論的に求めた。ここでは、Pioneer 10, 11 および Voyager 1, 2 による観測結果と理論的結果を比較検討する。

### § 2. 観測データとの対比

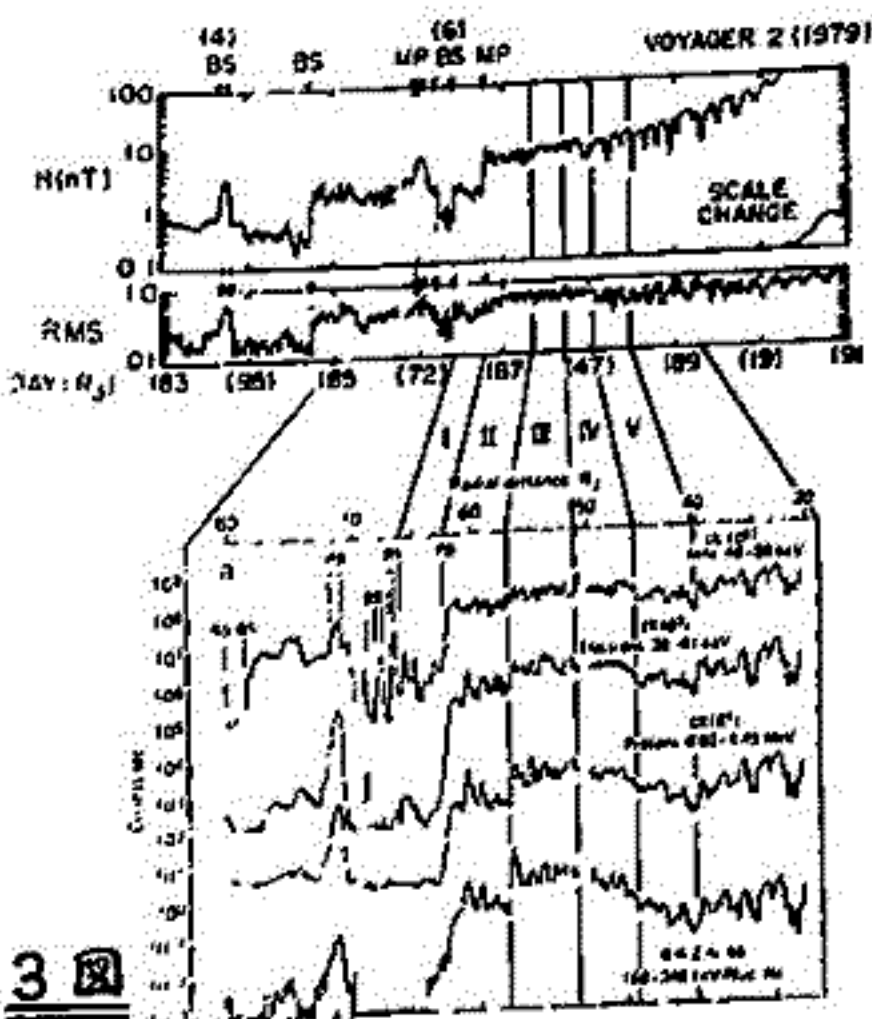
2図は Voyager 1 inbound の密度データ (密度ピークが Disc 内での値に対応) であるが、M. P. (Magnetopause) のすぐ内側に低密度領域が存在することを示している。これは2つの boundary layer (II, IV) をしたがえた磁場の pile up (プラズマの diamagnetic 効果) 領域 (III) の存在を示唆するものである。さらに、3図は Voyager 2 inbound の磁場強度および粒子 flux のデータであり、1図の I ~ V の領域と明確な対応関係を示している。また、このような構造を持つために、境界領域の幅が非常に広いことが特徴的である。1図に示すモデルは Disc Wind の存在による効果が本質的であり、低緯度の磁気圏境界にのみ妥当である。このことの検証のために Pioneer 11 の粒子データ (outbound pass は高緯度) を4図に示す。点々で示した部分は磁場の turbulent 領域で、ここでいう境界領域 (II ~ V) に対応している。inbound (A) に比べて outbound (B) の境界領域は Disc Wind が存在しない効果を反映して、幅がせまく1図に示したような複雑な構造を持たないことがわかる。以上、Pioneer や Voyager のデータに関するかぎり理論的に予測された Disc Wind の存在を肯定しているといえる。



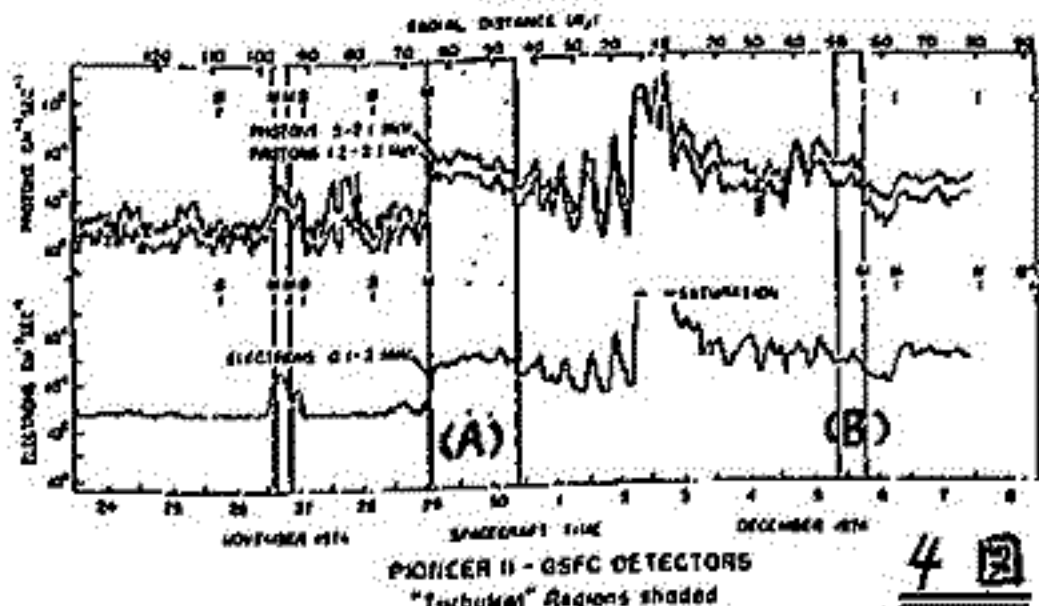
1 図  
 1. Disc Wind  
 2. Internal Shock  
 3. Magnetopause  
 4. Internal Boundary Layer  
 5. Internal Magnetopause  
 6. External Magnetopause



2 図



3 図



4 図

# 太陽惑星空間におけるホイッスラー波の伝搬路 及び減衰特性

山中 馨, 中村 始, 大林 治夫\*  
職業訓練大, 名大プラズマ研\*

惑星間空間における波動伝搬特性には、太陽風の存在のために特異な現象がある。ホイッスラー周波数に対応する比較的高周波の波動に關し、伝搬路及びその減衰特性につき数値解析を行なった。伝搬路は ray theory により求め、減衰特性は誘電率テンソルに何らの近似も用いず直接数値的に求めたものである。

波動伝搬特性の主な特徴をつかむため、磁場及びプラズマ流速等の空間的・時間的変動は無視するものとする。問題は赤道面内に限る。惑星間空間のモデルは以下のようである。

- (1) 太陽風は太陽中心の極座標において動径方向へ流れる。
- (2) 磁力線はアルキメデス螺旋とし、磁場強度は  $r^2$  に比例するものとする。
- (3) プラズマは陽子及び電子の二成分系とする。速度分布はマックスウエル分布とする。
- (4) プラズマの諸量は動径方向距離にのみ依存する。即ち方位角方向には対称である。

図1は太陽-地球固定座標における周波数(即ち人工衛星による観測周波数)  $f = 20\text{Hz}$  の波動の、地球へ向かってくる伝搬路の一例である。Sは太陽、Eが地球を表わす。それぞれ軌跡にそえてある数字は地球への入射角度を表わしている。ホイッスラー波であるが磁力線に沿うという性質は全くあらず。太陽風によるドップラーシフトのため同一観測周波数であっても、最大三種類の波が存在する。前進波(+)・逆偏波(-)である。

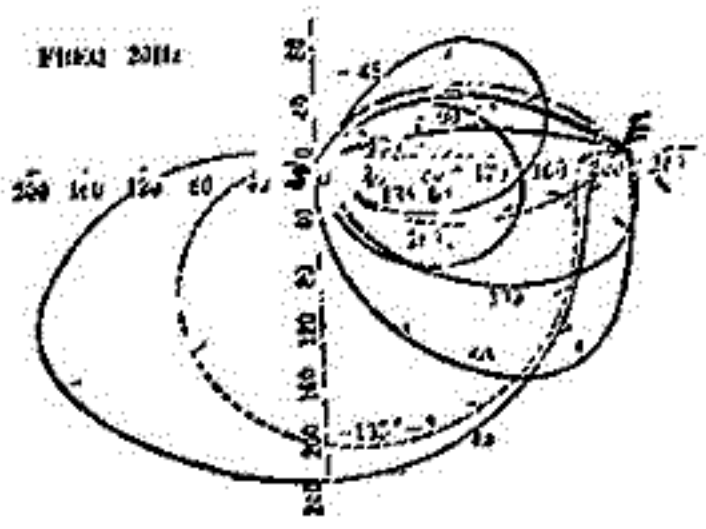


図1 伝搬路

図2は、地球軌道上における観測周波数  $f$  をパラメータとし、太陽風への、極座標(即ちプラズマ固定座標)における周波数  $f^*$  と入射角の關係を示したものである。左側より右へ太陽風が流れている。破線は前述の逆偏波の波動である。下流側では、この逆偏波の波は存在しない。又上流側では伝搬不可能な入射角の領域があることがわかる。これは周波数  $f$  が高くなるにつれていふことが出来る。

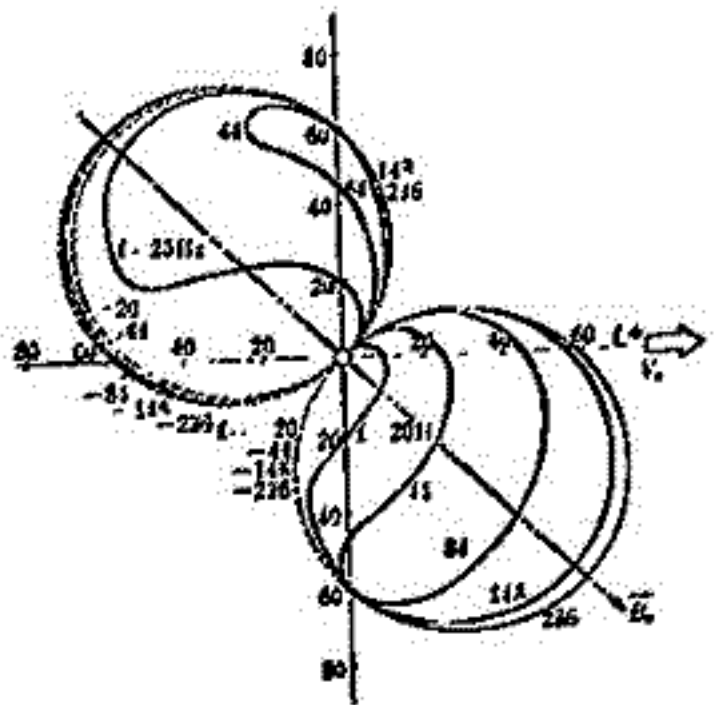


図2 入射角特性

次に電子及び陽子によるランダウ減衰・サイクロトロン減衰の効果による減衰特性を求めた。一般に陽子による減衰効果は、地球軌道周辺上では、電子のそれと比べて小さい。また温度の上昇によりサイクロトロン減衰の影響が増加する傾向がみられた。

# 太陽風プラズマ中の磁気音波

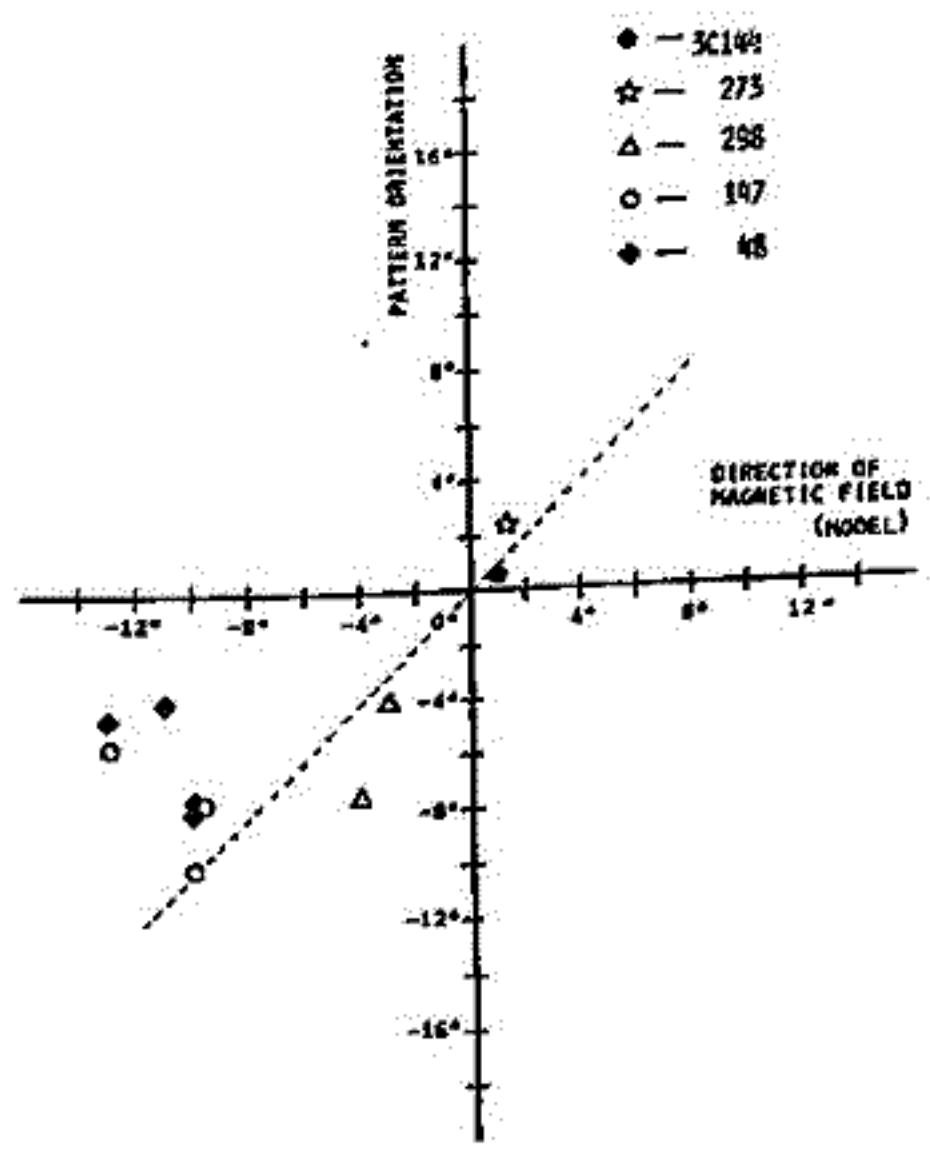
小島正宜 鷲見浩一 林沼隆清  
名古屋電研

太陽風プラズマ中における波動と粒子の相互作用は、地球磁気圏プラズマとこれに較べて、より大規模に起こる。そのものと期待される。太陽風プラズマ中の波動としては磁気場に平行に伝搬するアルフヴェン波がよく知られている。これは横波である。我々は電波望遠鏡による観測を長らく行っているが、シンチレーションは電子密度揺らぎにより引き起こされる。又、人工衛星でも密度の変動が観測されており、縦波が存在することは明らかである。この縦波の解析について報告する。

太陽風中の波動の解析は、太陽風が起るため、直接に分散特性を得て行うことは不可能である。このため間接的方法に頼らざるを得ない。人工衛星の観測からは、磁場変動や密度変動等のパワースペクトルの相互の比較により磁気音波の存在が示唆されてきた。しかしパワースペクトルは力弱の場合、磁気音波だけでなく、パワー則に従うので、パワースペクトルの比較だけでは、それもかなり粗い比較から確認されたと言え難い。我々は電波望遠鏡によるシンチレーションの同時観測を行っており、この観測により、シンチレーションが地上に投影される時つくる二次パターンの解析が出来る。シンチレーションパターンは非等方性及びスベイヤル磁場の向きとの関係の解析から以下のことが明らかとなった。

1. 惑星間空間の広々領域にわたる密度の乱れの相関は非等方性を示す。
2. 非等方性の程度(軸比)は太陽からの距離や緯度にもよる。
3. 密度の乱れの相関の進む方向とスベイヤル磁場方向との相関が、特に太陽近くで、顕著に見える。(右図)

以上より密度揺らぎの相関がスベイヤル磁場に沿って進むことが明らかとなり、これは縦波ベクトルが磁場に平行して進むと磁気音波であることが確認される。



縦軸はシンチレーションパターンと長軸と流れる方向との内角、横軸は磁場と流れる方向との内角

柿沼隆清・小島正宜・菅見治一  
(名古屋電研)

1980年より富士観測所において惑星間空間シンチレーションのVHF(68.8MHz)とUHF(327MHz)での2周波同時観測を開始した。同時観測されたシンチレーション波形相互の関係を解析することにより我々は太陽風プラズマの密度勾配について知ることが出来る。右図は1980年11月17日にVHFとUHFで同時観測された3C298のシンチレーションの相互相関関数と自己相関関数である。各図は25.6秒間の観測記録から計算されたもので、才2図は才1図に対し、才3図は才2図に対しそれぞれ12.8秒ずつ記録をずらして計算してある。この時の太陽風の速度は約280 km/sと速い。右図の特徴は①12.8秒記録をずらすと相関の様子がまるで異なるといえる。②才2図と才4図では相関関数のピーク値のtime lagが約1秒あるが、正負逆の値をもっている。

280 km/sの速さと1秒のtime lagからVHFとUHFではシンチレーション像が距離にして280 kmずれていることを示している。3C298は11月17日頃は地球から0.86 AU太陽からの角距離31°附近の領域の太陽風を観測しているため280 kmのずれは角度にして0.4秒程になる。12.8秒毎に相関の様子が異なることからVHFとUHFのシンチレーション像に上記の様はずれを生じさせるものは、大きさ3500 km程のLocalizeした密度勾配をもつものであることがわかる。また勾配の向きもいつでも一定しているものではない。

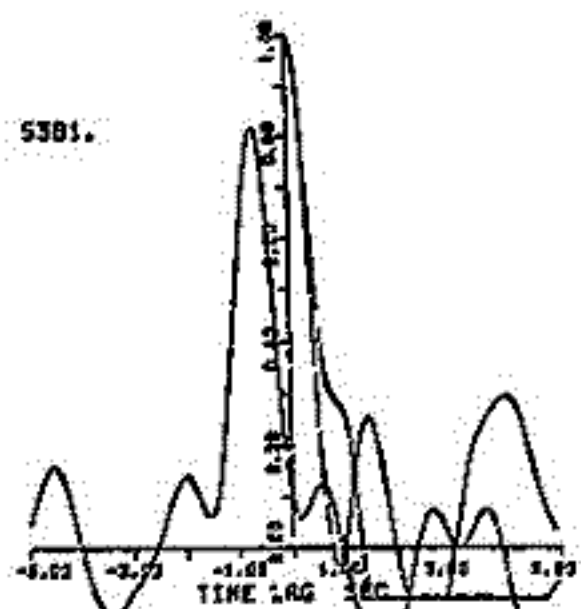


図4

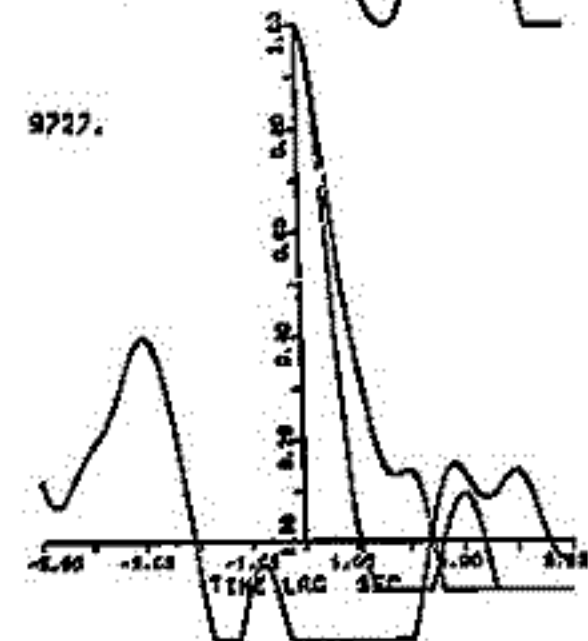


図3

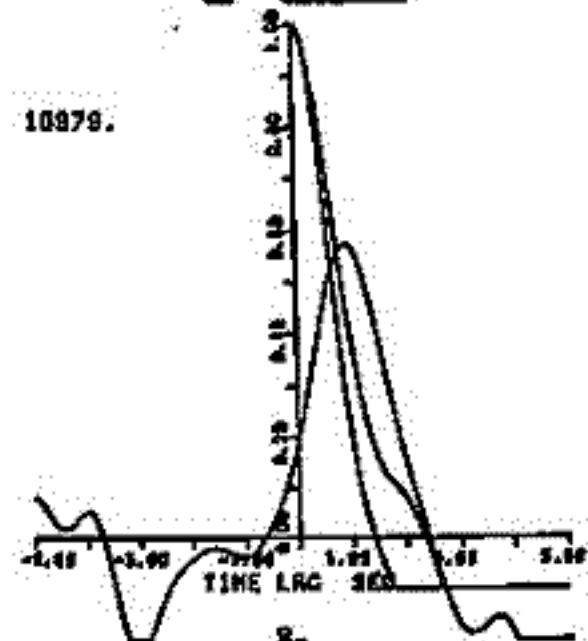


図2

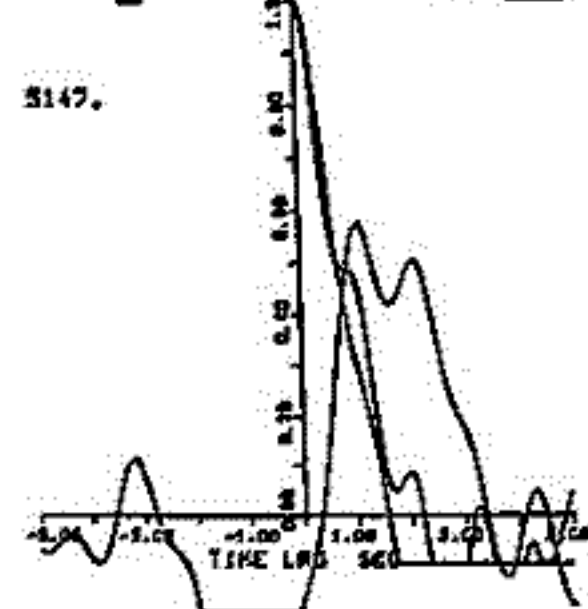


図1

# 宇宙線強度変化から推定した南北異方性

須田友重      奥谷晶子      和田雅美  
 気象研究所      理化学研究所      同左

宇宙線中性子強度変化を時空間の変換をすることにより、宇宙線強度勾配を求め、これと空間磁場から、宇宙線南北成分の異方性とする。これを南北極の宇宙線中性子ゲージから求めた異方性と比較をした。これまで南北異方性を宇宙線強度勾配の定常的なものと比べていたが、上記のように過渡的に存在する勾配の効果のあることが認められる。

Solar-ecliptic coordinateを用いる(地球中心, 太陽方向X, 黄道北極Z, 右手系)。宇宙線時間変化は、-X方向へ太陽風速  $V_w$  で流れ、corotationで-Y方向に流れるとすれば、勾配  $G_i$  の成分は

$$G_x = (S/V_w)(dI/dt), \quad G_y = (S/V_r)(dI/dt), \quad G_z = 0 \quad (1)$$

ただし、 $S$  は一次宇宙線のラ-マ-半径:  $S = P/(45B)$  (AU, GV,  $\gamma$ )  $\approx 2.7 \times 10^{-4}$ 。中性子成分として、 $P = 20$  GV とする。磁場  $B$  は測定値、 $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ 。

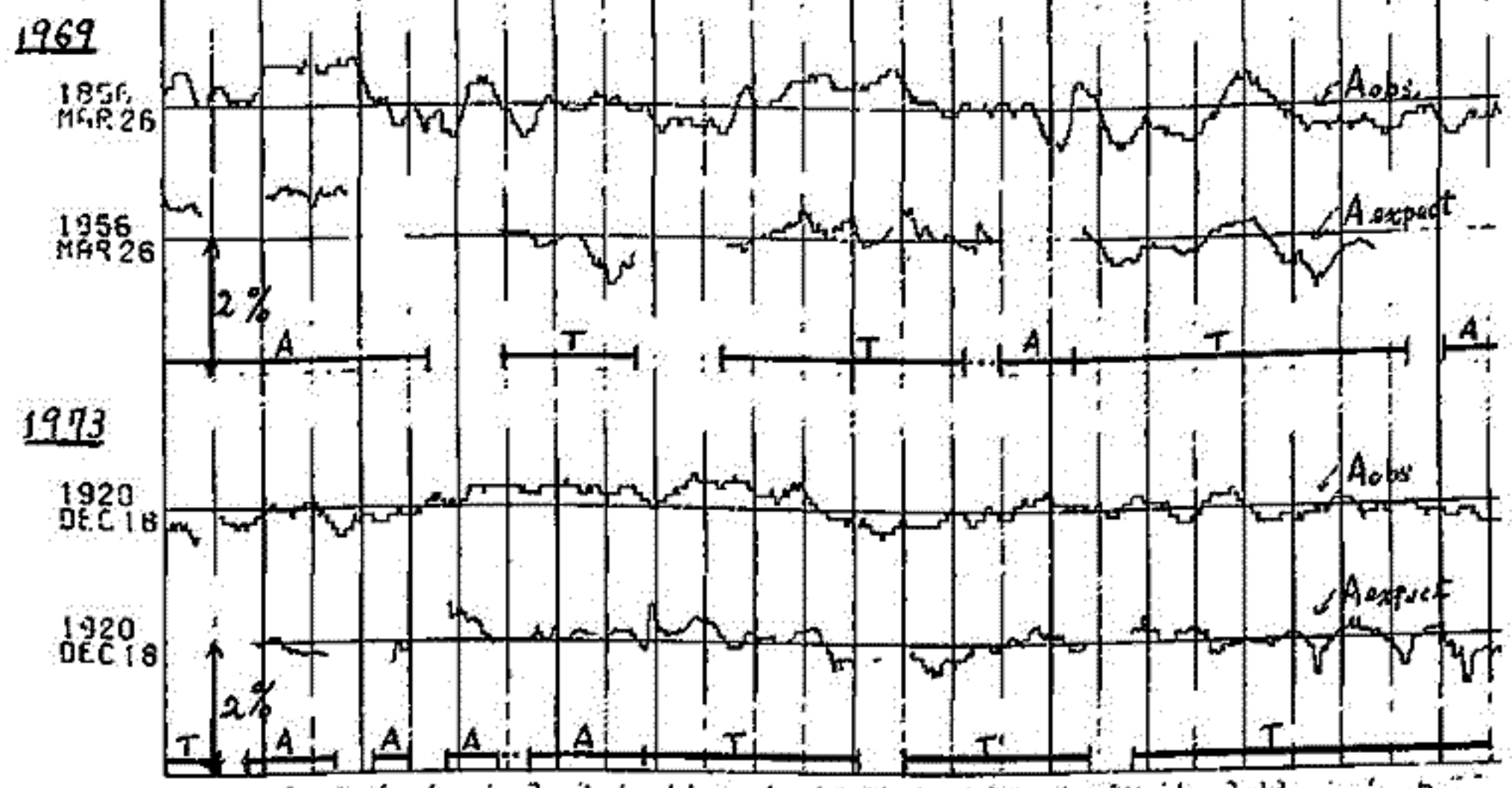
Solar-ecliptic での異方性の成分を  $X_{se}, Y_{se}, Z_{se}$  とすると、

$$X_{se} = G_y B_z' - G_z B_y', \quad Y_{se} = G_z B_x' - G_x B_z', \quad Z_{se} = G_x B_y' - G_y B_x' \quad (2)$$

ただし  $B_i' = B_i/B$   
 これを交換し、geographic coordinate,  $X_{gs}, Y_{gs}, Z_{gs}$  とする。交換の過程において、太陽経、赤経、地軸の傾き、時刻等が入るので、毎時1つを行う。

一方、測定値は Thule と McMurdo の中性子強度の相対値を  $T, M$  とし、 $A_{obs} = (T-M)/2$ 。これに対応する一次線異方性から測定値への交換係数を geographic に表わし、 $C_x, C_y, C_z$  とする。こうして、 $A_{expect} = C_x X_{gs} + C_y Y_{gs} + C_z Z_{gs}$  が毎時について得られる。

下図に1969年3月26日と、1973年12月18日よりの27日間の  $A_{obs}$  と  $A_{expect}$  の変化を示す。ここで、 $A_{obs}, B, dI/dt$  はそれぞれ7, 7, 23時間の移動平均を用いた。



{ T: Toward the Sun  
 A: Away from the Sun }

赤岡八郎・南部光宏  
(九大 教養)

プラズマ粒子が静電場より受ける非線形力は Ponderomotive Force と呼ばれ 19世紀より知られている。不均一場から受ける力の定式化の一方法として stress tensor formulation [1] があり、それを用いた最近の結果では従来の力の他に 時間変化に伴う運動量が変化する力が発生する事が示された [2]。この結果は cold plasma に対して正しいと考えられる。Space Plasma の直面する多くの場合 hot plasma の効果が重要であるので、我々は Vlasov 方程式に立脚して Ponderomotive Force の定式化を行った。結論を述べると、一般に Ponderomotive Force は ③-①の 部分から成る。

$$\text{Ponderomotive Force} = \begin{aligned} & \text{(A) 従来の力 (場の空間微分を受ける部分)} \\ & \text{(B) 波の運動量変化による力 (場の時間微分)} \\ & \text{(C) Dissipative Forces (hot plasma の効果)} \end{aligned}$$

(A) は 19世紀より判っている力。

(B) は 文献 [2] に示された力。

(C) は wave-particle interaction (共鳴相互作用) の結果発生する力。

特に重要であるのは、(B) と (C) は互いに相殺する傾向がある (全運動量保存則の反映)。縦波の場合は完全に相殺するが、横波の場合は波の運動量変化の一部のみ残る。詳細については当日示す予定である。

### 文献

[1] L. D. Landau and E. M. Lifshitz (電磁気学) p. 64

[2] H. Washimi and Karpman, Sov. Phys. JETP 44, 531 ('76)

R. Klima and Petrzilka, J. Phys. A 11 87 ('78)

H. Schamel and Schmidt, J. Plasma Phys. 34, 149 ('80)

並川富一, 浜端宏充, 細谷靖史  
(阪市大・理)

前回までは、非圧縮性流体中のα効果を論じ、磁気圏サブストームへの応用について述べたが、今回は圧縮性を考慮した任意βプラズマ中のα効果を計算した。

初期値を与えた6つのRandom waveの相互作用によるα効果電場は、次のようになる。

$$E_{\alpha y} = -\frac{\sqrt{4\pi\rho_0}}{16\pi} \int \frac{\omega_s^2(\omega_A + \omega_s)(\omega_s^2 - v_e^2 k_x^2)}{\omega_s(\omega_s^2 - \omega_f^2)v_e^2 k_x k^4} \left[ F^u(k) - \frac{\omega_s}{k_x v_A} \frac{F^b(k)}{4\pi\rho_0} \right] \sin[(\omega_A + \omega_s)t] dk$$

$$- \frac{\sqrt{4\pi\rho_0}}{16\pi} \int \frac{\omega_s^2(\omega_A + \omega_f)(\omega_s^2 - v_e^2 k_x^2)}{\omega_f(\omega_s^2 - \omega_s^2)v_e^2 k_x k^4} \left[ F^u(k) - \frac{\omega_f}{k_x v_A} \frac{F^b(k)}{4\pi\rho_0} \right] \sin[(\omega_A + \omega_s)t] dk$$

$$+ \frac{\sqrt{4\pi\rho_0}}{16\pi} \int \frac{\omega_s^2(\omega_A - \omega_s)(\omega_s^2 - v_e^2 k_x^2)}{\omega_s(\omega_s^2 - \omega_f^2)v_e^2 k_x k^4} \left[ F^u(k) + \frac{\omega_s}{k_x v_A} \frac{F^b(k)}{4\pi\rho_0} \right] \sin[(\omega_A - \omega_s)t] dk$$

$$+ \frac{\sqrt{4\pi\rho_0}}{16\pi} \int \frac{\omega_s^2(\omega_f - \omega_A)(\omega_s^2 - v_e^2 k_x^2)}{\omega_f(\omega_s^2 - \omega_s^2)v_e^2 k_x k^4} \left[ F^u(k) + \frac{\omega_f}{k_x v_A} \frac{F^b(k)}{4\pi\rho_0} \right] \sin[(\omega_f - \omega_A)t] dk,$$

$E_{\alpha z} = 0$

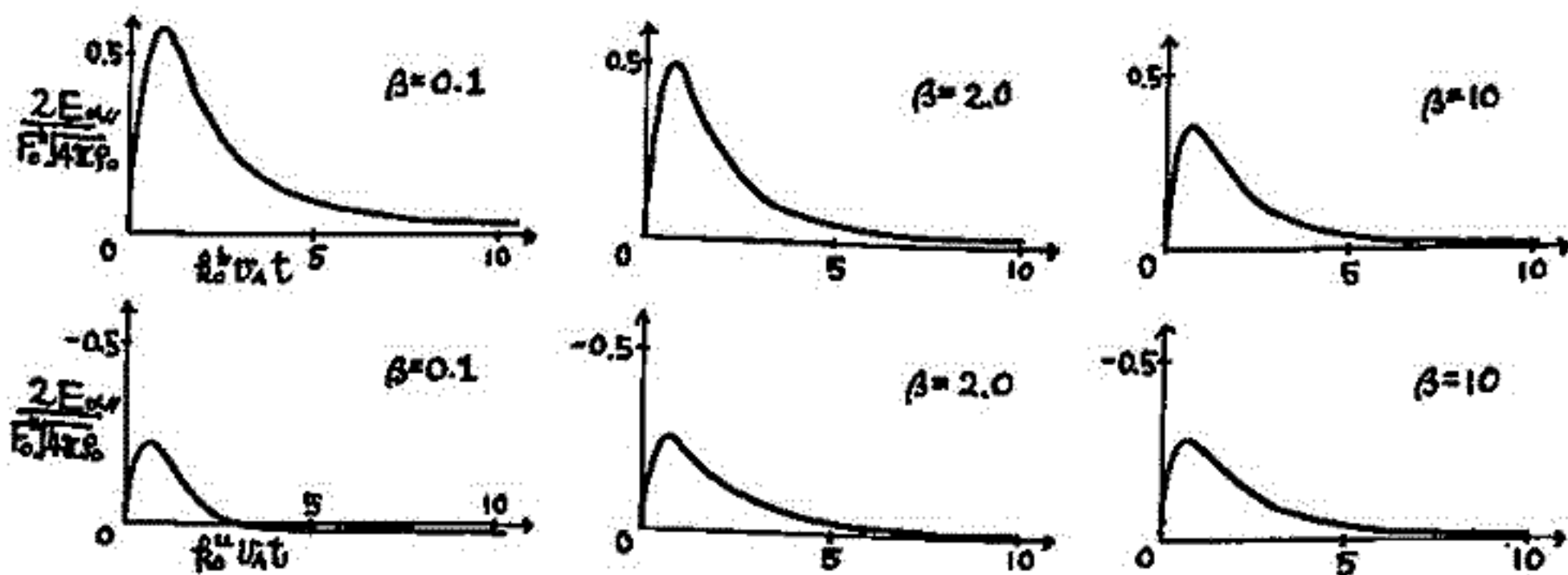
ここで、 $F^u, F^b$ はそれぞれ初期の波の擾乱、磁場のHelicity Spectrum関数、 $\omega_A, \omega_s, \omega_f$ はそれぞれAlfvén wave, slow wave, fast waveの角周波数である。

α効果電場は、非圧縮の場合と同様、 $B_0$ 方向に生じ、 $F^u, F^b$ に依存して、時刻 $t=0$ 及び $t \rightarrow \infty$ で0となる。又、 $\beta \rightarrow \infty$ の極限では、非圧縮の場合の結果と一致する。

Helicity Spectrum関数の具体例として、

$$F^u(k) = F_0^u \left(\frac{k}{k_0^u}\right)^2 \exp(-2k/k_0^u), \quad \frac{F^b(k)}{4\pi\rho_0} = F_0^b \left(\frac{k}{k_0^b}\right)^2 \exp(-2k/k_0^b)$$

を仮定し、α効果電場を時刻 $t$ の関数として図示すれば、次のようになる。



この結果、初期磁場のHelicity Spectrum関数 $F_0^b$ に依存する部分は、低βでは振幅が大きく持続時間も長い。βが大きくなるに従い、振幅が小さくなり、持続時間も短くなる。また、初期擾乱のHelicity Spectrum関数に依存する部分は、その逆の傾向を持つことが判った。



# 速度のシアーが存在するホール・プラズマ中の非圧縮波による $\alpha$ 効果

並川 隆一, 浜端 広充, 細谷 靖史  
(阪市大・理)

前回は、初期値問題としての取り扱いを行ない、異なる波の相互作用により時間依存した $\alpha$ 効果電場が得られたことを報告し、磁気圏サブストームへの応用を試みたが、今回は、弱い速度のシアーを考慮して、 $\alpha$ 効果の計算を行なった。その結果、速度のシアーに依存した定常な $\alpha$ 効果電場が得られた。

まず、平均速度の空間変動スケールは波の波長に比べて十分大きいと考え、平均速度 $U$ を次のような形に仮定した。

$$U_i = U_{0i} + \alpha_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

$\alpha$ 効果電場は、次のようになつた。

$$E_\alpha = \frac{2}{5} \alpha_1 \frac{\partial U_x}{\partial x} B_0 + B_0 (\alpha_1 \frac{\partial U_x}{\partial y} + \alpha_2 \frac{\partial U_y}{\partial x} + \alpha_3 \frac{\partial U_z}{\partial y}) e_y + B_0 (\alpha_1 \frac{\partial U_x}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial U_z}{\partial x} + \alpha_3 \frac{\partial U_z}{\partial z}) e_x,$$

ここで、

$$\alpha_1 = \mp v_A^{-2} \int \frac{1+k^2 \pm 2k^2(1+k^2)^{1/2}}{[2+k^2 \pm 2k^2(1+k^2)^{1/2}]^3} \frac{E(k^*)}{k^2} dk^*,$$

$$\alpha_2 = \mp v_A^{-2} \int \frac{5+2k^2 \pm 4k^2(1+k^2)^{1/2}}{5[2+k^2 \pm 2k^2(1+k^2)^{1/2}]^3} \frac{E(k^*)}{k^2} dk^*,$$

$$\alpha_3 = \pm v_A^{-2} \int \frac{1+k^2 \pm 2k^2(1+k^2)^{1/2}}{2[2+k^2 \pm 2k^2(1+k^2)^{1/2}]^2} \frac{E(k^*)}{k^2} dk^*,$$

$E(k^*)$  は、Energy Spectrum 関数であり、平均磁場 $B_0$ の方向は $x$ 方向とした。又、符号は、波のモードに依存する。

上の結果から、 $\alpha$ 効果電場の方向は、速度シアーの性質とどのモードが卓越しているかにより決定される。

特別な場合として、平均速度 $U$ が、平均磁場 $B_0$ に平行な場合、 $\alpha$ 効果電場は次のようになる。

$$E_\alpha = \alpha_1 B_0 \times \Omega \quad (\Omega = \nabla \times U)$$

尚、得られた結果の詳細及び磁気圏への応用については、講演時に報告する。

H. Murata

Department of Physics, Hyogo College of Medicine

There are some phenomena in space plasmas which may be understood from the particle (or current) aspect (Alfvén, 1977; Fälthammar, 1979). These include the formation of double layer (many references are given by Fälthammar, 1979), and auroral double layers are suggested from many observations (see review paper given by Mozer et al., 1980). In order to understand that the double layer is a possible mechanism for the acceleration of auroral particles, computer simulations of a double layer have been done in a kinetic analysis by Joyce and Hubbard (1978), and Hubbard and Joyce (1979), who show the behavior of a one-dimensional plasma of finite extent which is the central region of three divided ones of infinite one-dimensional collisionless plasma. Small electric field is added to each point in the central region throughout the simulation time, similar to the condition of the experiments in laboratory plasmas (Coakley et al., 1978; Coakley and Hershkowitz, 1979), and the outer two regions are visualized as infinite field-free Maxwellian plasmas which supply particles to replace those leaving the central region, and only the central region is simulated in practice. Thus, the double layer is obtained.

The purpose of this paper is to show that steady field-aligned electromotive force to maintain the double layer or to drive field-aligned currents (Knight, 1973), is easily excited, that is, under HM approximation, the electromotive force along magnetic field line is induced by elliptically polarized standing HM oscillation which is frequently observed in the auroral zone (for example, Samson, 1972). This idea is discussed using elastic string model of magnetic field line in a uniform cold magnetized plasma (for example, Wilson, 1966), and this electromotive force is given by  $\vec{v}_1 \times \vec{B}_1$ , where  $\vec{v}_1$  and  $\vec{B}_1$  are transverse velocity and magnetic field components of the oscillation, respectively, the sign of which directly depends on the polarization of the oscillation. After order estimations, reasonable results to accelerate auroral particles are obtained.

羽田 亨 寺平 敏夫 西田 篤弘  
東大宇宙研

極側磁気圏、静電衛星軌道上 ( $L \sim 6.6 R_E$ ) で鋭い沿磁力線  $\pi/4$  角分布を持つ電子ビームがしばしば観測されている<sup>1</sup>。1~数 keV に peak flux ( $\approx 10^{8-9} \text{ 1/cm}^2\text{sec} \cdot \text{sr} \cdot \text{keV}$ ) を持つこれらのビームは plasma sheet から a hot plasma injection event に伴って観測される<sup>2</sup>、電離層起源のプラズマが何らかの形で磁気圏内にはこぼれ出たものと思われる。同様の電子ビームは Imp 6 衛星においても  $\sim 6 < L < \sim 12 R_E$  の沿磁力線上での counterstreaming electron beam として観測され、また  $L > \sim 12 R_E$  ではプラズマシート内の hot electrons 自身が鋭い  $\pi/4$  角分布は鋭くないがやはり磁力線方向に卓越した flux を持つ非等方的分布としてしばしば観測されている<sup>3</sup>。

この観点からプラズマシート内での粒子加速の結果生じたプラズマシート起源の電子・陽子の異方性の相関を出发点とし、その結果生じる沿磁力線電場<sup>4</sup>を電離層電子吸上げの source と見做して期待される電子エネルギー、flux 量を数値計算によって示す。

- 1 McIlwain, *Novel Symp. Proc., Plenum, New York* 1975
- 2 Parks et al, *JGR* 82 5208, 1977
- 3 Hada et al, in preparation to publish
- 4 Chiu and Schultz *JGR* 83 629, 1978

# スペースにおけるダブルレイヤー・ショック・ソリトンとしてのプラズマポーズと高緯度プラズマ孔(HLH)

菊地 弘  
日本大学 理工学部

最近実験室・宇宙プラズマの両分野において“静電二重層”ダブルレイヤーの問題が話題となっている。筆者も1980年4月14日~15日、東京学士会館本館で開かれた“実験室・核融合プラズマと宇宙プラズマに関する国際ワークショップ”において、この話題を重要トピックの一つとして取り上げ、“ダブルレイヤーとショック”のセッションを構成した。スペースにおけるダブルレイヤーの観測として、MozzerのグループCattel氏から、S3-3衛星の結果が提出され、これに対するシミュレーション実験とも見做される。興味ある実験室実験がRynn氏により報告され、また理論的解釈の試みがWu氏により提案された。このようにS3-3の観測が、スペースにおけるダブルレイヤーの唯一の観測であるかのような印象と、ごく最近の“スペースにおけるダブルレイヤー”のレビュー・論議において受けるのであるが、もっと安定な、常時スペースに存在する定常ダブルレイヤーとして“プラズマポーズ”と“高緯度プラズマ孔”-High Latitude Hole (HLH) の二例を挙げて筆者の予ねての説を紹介し、S3-3による観測結果との関係に言及したい。

筆者のモデル<sup>(1)</sup>によれば、プラズマポーズはイオン音波型のダブルレイヤーあるいは静電衝撃波で、地球磁気圏時には、定常ダブルレイヤーあるいは単調衝撃波の形を取るが、地球磁気活動の増大時にプラズマポーズは急峻となり、主相時にその厚さは最小となる。磁気圏回復時には分散性増大のために、プラズマポーズの内側あるいは衝撃波面の後方に明白な振動構造をもつようになり、“プラズマの関連不規則構造”、所謂“ダフト”が形成される。右側のOGOプラズマデータには、プラズマポーズ内側のこのような不規則構造が示されている。分散が更に増大し散逸が減少すると、衝撃波面後方の最初の構造波は振動テールをもつソリトンに移行する。この時、先行ソリトンが二重または多重プラズマポーズを形成し、磁気圏回復時又は9幕時に偶々観測されている。これはダブルレイヤーが、相異なる二成分プラズマ境界(この場合は地球起源のプラズマ圏と太陽風起源のプラズマシート)において形成されるとするモデルに基づいており、一般的には、ダブルレイヤーに類似した衝撃波的構造が、ホットプラズマとコールドプラズマの遷移時に形成されるというAlfvén<sup>(2)</sup>(1958)の説に遡る。筆者は最近S3-3衛星の直流電界測定データから、プラズマポーズが定常ダブルレイヤーと見做される実証を見出した。

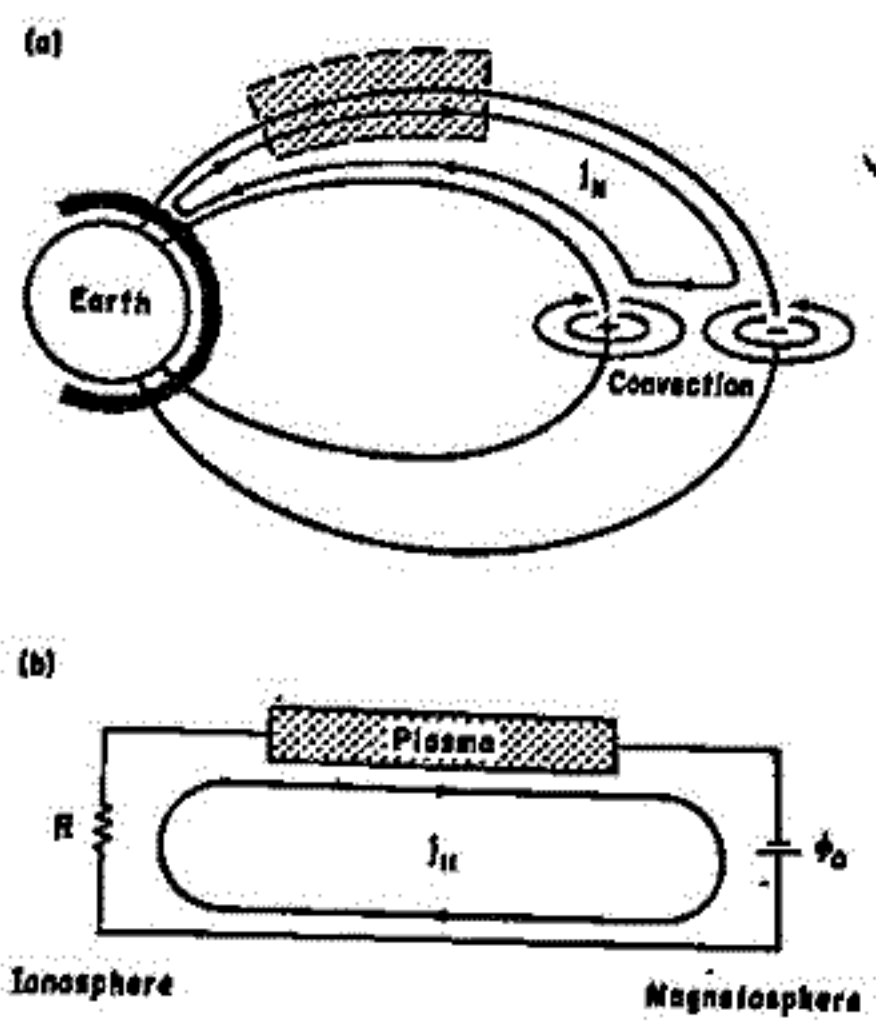
スペースにおける定常ダブルレイヤーのもう一例はOGO-6衛星で最初に見出された“高緯度プラズマ孔”(HLH)<sup>(3)</sup>であろう。これは同時に低エネルギー(>30 keV)の捕捉境界並びに降下層であり、また直流電界並びに対流の逆転箇所及び極冠帯境界とも一致し、左帯域はELF-VLF活動の増大域ともある。特にHLHにおける直流電界の逆転が、一対の定常ダブルレイヤーあるいは静電衝撃波を形成することも最も重要である。地球磁気圏に沿う電流あるいはイオンビームの増大等に伴う不安定性成長の状況下では、一対の定常ダブルレイヤーとしてのHLHは、小規模の、時間依存的ダブルレイヤーを創生する傾向を生じ、これらの過渡的ダブルレイヤーが、S3-3衛星により観測された静電衝撃波であると考えられる。

1. H. Kikuchi: "Shocks, Solitons and the Plasmapause", J. Atmos. Terr. Phys. 38, 1055 (1976).  
2. H. Alfvén: "On the Theory of Magnetic Storms and Aurorae", Tellus 10, 104 (1958).  
3. H. Kikuchi: "ELF and VLF Activity Associated with High Latitude Hole", in Wave Instabilities in Space Plasmas, (D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland, 1977) p.21.

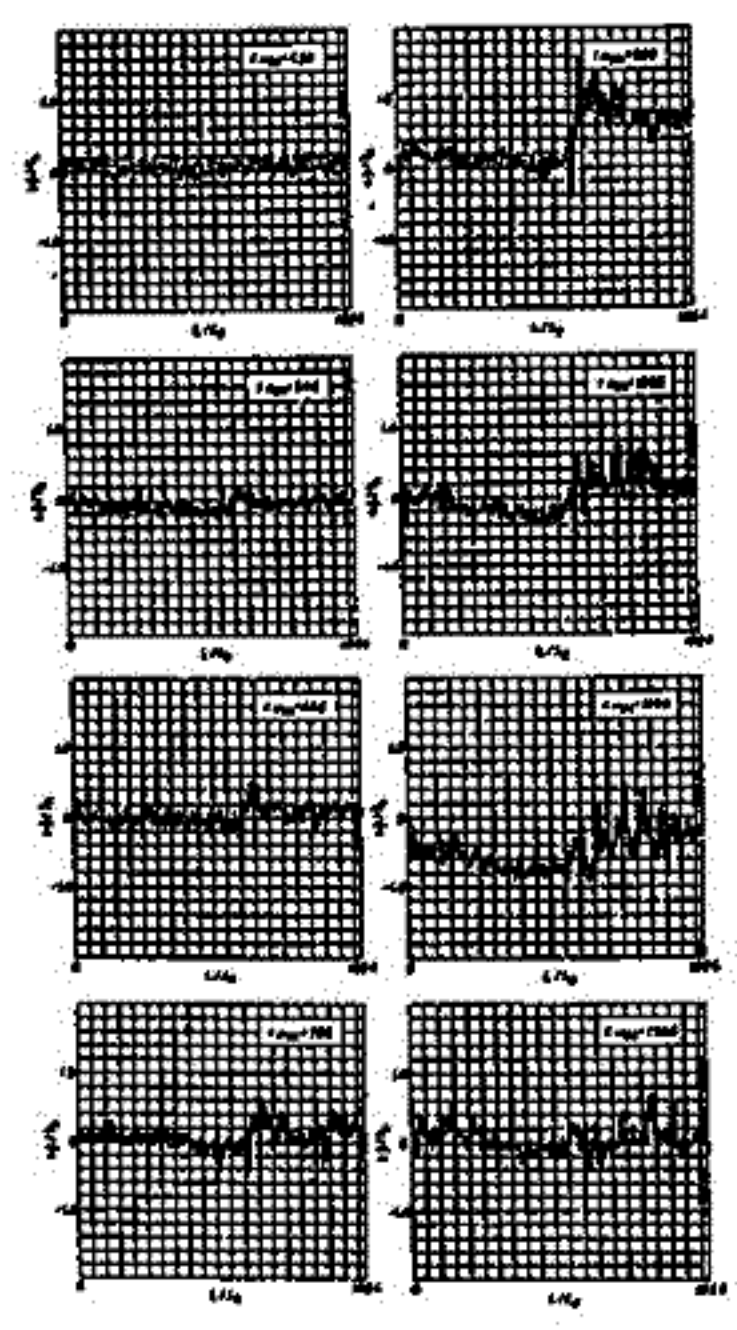
# イオン音波ダブルレイヤー(2) -磁気圏・電離圏結合モデル-

佐藤 哲也  
広島大学核融合理論研究センター

前回、同期条件下でダブルレイヤー発生に対する計算機シミュレーションを行った。イオン音波領域における多重ダブルレイヤーの発生に関する特徴に興味ある結果を得、それらについてお話ししたが、今回は、磁気圏-電離圏結合系を簡易なモデル化し、その条件下でダブルレイヤーの発生とその性質について詳しく調べた結果について、更にはその理論的考察について報告する。磁力線に沿った電流源については以前の理論解析を行ったが、その一つ重要なものとして、磁気圏の対流セルが知られる。これは Region 1 電流の原因と考えられる。本シミュレーションでは、この対流セルを電流源とし、電離圏はパターセン抵抗で代表した一次元モデルを採用した(図1参照)。このように系におけるダブルレイヤーの発生をシミュレートし、どのようなポテンシャル構造が実現される。ダブルレイヤーの発生に伴って、磁気圏での対流エネルギーがどの程度プラズマの加速エネルギーに変換されるのか等について明らかにする。図2には一つのダブルレイヤーの発達過程を示す。



(図1)



(図2)

# オープン系プラズマにおけるマイクロ不安定性のシミュレーション

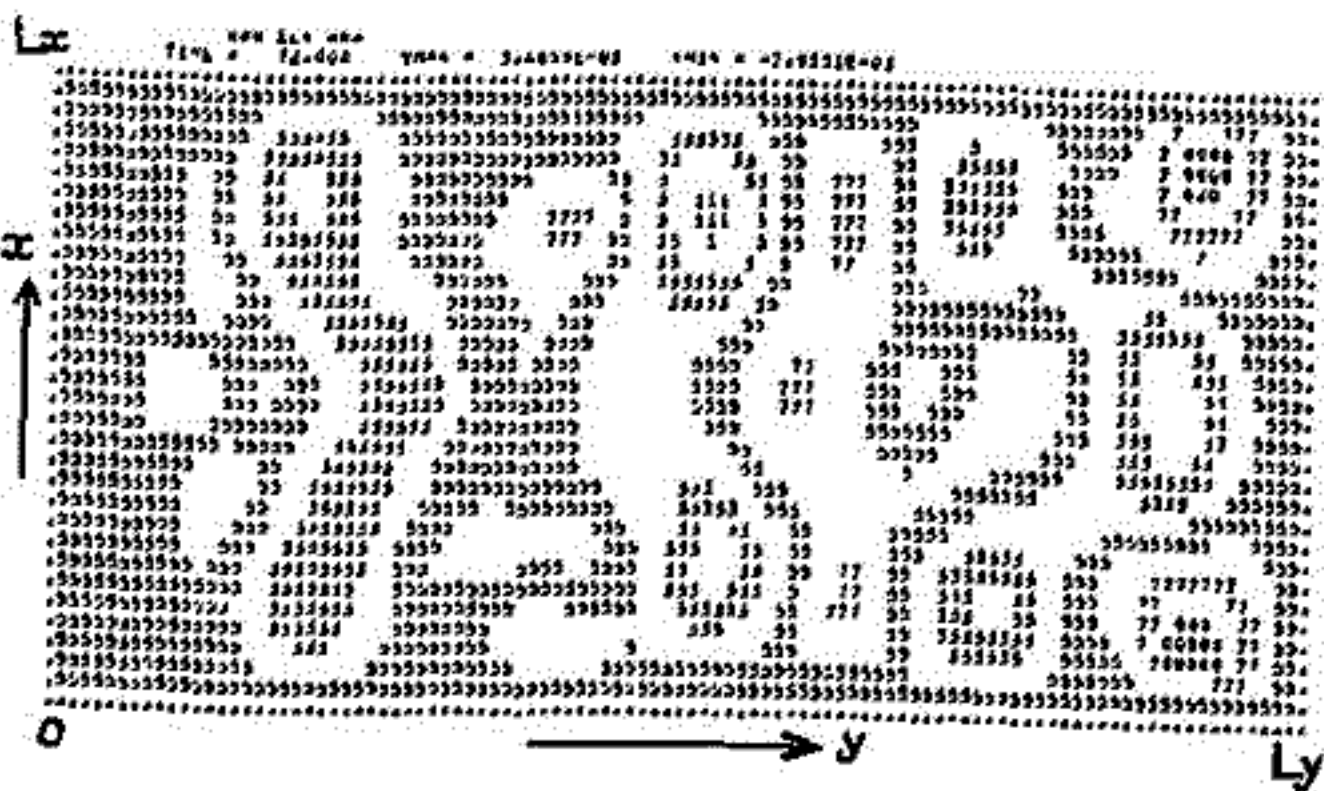
==== 定常的不安定性へのアプローチ ====

田中基彦 (東大地物研)  
佐藤哲也 (九大核理論センター)

プラズマ現象において、孤立系という概念は、プラズマ系全体が空間および時間的に変化する特性的スケールに比べて十分短い、ないしははやい現象を調べるうえで便利な考えかたである。たとえば無限に長い電子ビームとプラズマの相互作用 (イオン音波, ランダウ減衰など) は、周期的なプラズマモデルにより考察される。ところが孤立系不安定現象は、系内にたくわえられた自由エネルギーがビームを变形するか、圧力勾配を緩和することにより消費されたのちに必然的に減衰ないしは振動状態にうつり、定常的に成長を続けることはありえない。

しかしながら、磁気圏プラズマが太陽風プラズマから絶えずエネルギーの補給を受け続けるように、多くの現実のプラズマ現象はまわりをとり囲むプラズマと粒子による輸送やポインティングフラックスを介して、質量・運動量・そしてエネルギーと交換しながら発展する "オープンシステム" で生じている。そのために過渡的不安定性がながく続く可能性がある。

前回の学会講演までには、ニュートラルシートを含むエネルギー的には閉じたプラズマで低域成長ドリフト不安定性がおき、散逸が生じることがのべられた。またその次のステップとして、時間的に一様な外部電場をかけた場合 ( $\partial \cdot E_0 > 0$ ) さきにも述べた不安定性が、 $\tau \sim LB / (cE_0 / B)$  の周期で成長と減衰をくりかえすことをのべた。今回は変形を受けつけないフレッシュなプラズマを境界を通して流入出させたときの不安定性の発展について発表する予定である。この目的のために、系のサイズ上の固有モードだけでなくあらゆるモードを拾う、プラズマの流入出を許す新しいコードを開発したので、その結果についてこのべたい。



2次元静電コードによる低域成長ドリフト波 (電場)  
磁場は初期条件として与える。  $x = \frac{1}{2}Lx$  が磁気中性面である。電子の反磁性ドリフトは右向き、イオンは左向きである。ここに見える電場のパターンはイオンのドリフト速度の  $\frac{1}{2}v_{D1}$  の位相速度で左方へ移動している。

[ - 18 Io Plasma Torus as an Origin of Jupiter's  
Non-Io-Related Decametric Radio Emissions (II)

Kazumasa IMAI

Department of Electrical Engineering, Kochi Technical College

Observational study of the L-bursts in Jovian decametric emissions at 21.87MHz was made, to identify their origins by using a spaced receiver network during the period from August 1977 to March 1978 (Imai et al., 1978).

Our analyses of the observed data reveal that there is remarkable difference between the L-bursts originating from the source A and Io-B.

It is demonstrated that the former can largely result from diffraction by rapidly drifting inhomogeneities in the solar wind plasma along the propagation path from Jupiter, whereas the latter may consist mainly of the groups of S-bursts which originate from the source itself.

These results imply the difference of emission mechanisms between the source A and Io-B. In addition, our observational results suggest that the origins of Io-A and non-Io-A are within the same L-shell, and that the radiation of Io-A and Io-B originate from the different emission sources.

Therefore, the emission mechanisms of Io-A are not accounted for the acceleration models, in which the electric field induced in the frame of Io by the satellite's motion through the ambient magnetic field is invoked to accelerate particles to energies from tens to hundreds of KeV. Then, it can be considered that the emission mechanisms of non-Io-A and Io-A have the same processes, because the original emission time structures and the flux densities of the two sources show striking similarities.

On the basis of the Voyager observations, assuming that the Io plasma torus is an origin of the non-Io-A radiation, we may interpret the Io-A radiation as the enhancement of the non-Io-A radiation. The Io-A radiation may be triggered by some MHD disturbance created by Io in the magnetospheric plasma.

# 木星デカメートル波の

## VLBI(超長基線干渉計)観測

馬島 直哉, 齋沢 一郎, 芳野 超夫  
電気通信大学

### はじめに

木星デカメートル波の放射時間構造は、周知のとおり、木星上の3大別される source の出現分布によつて、それぞれ異なる性質を示す<sup>(1)</sup>。又、1つの source 内においても、 $\lambda_1 - \lambda_2$ によつて、異なる性質を示すことが報告されている<sup>(2)</sup>。そこで、各 source に属する放射源の大きさ、並びに、その動きを観測することを目的として、VLBI観測を開始した。

### 観測経過

観測周波数は 21.255 MHz<sup>(3)</sup>で、基線は、第一段階として 1981.1.21 ~ 2.20 菅平 - 菅平の 146.2 km (11820  $\lambda$ )、第二段階として、1981.2.27 ~ 3.11 菅平 - 南国の 533.5 km (43,130  $\lambda$ ) を行った。(図1)

### 観測結果

図2は、1981.1.23に得られた I-B の干渉波形である。干渉波形は、2地点で得られたデータに、計算機により時間的にダイナミックに相関計算することにより求められ、その相関の最大値から放射源の大きさの上限が決定される。観測より、相関の最大値は 0.87 となり、放射源の大きさは 3" 以下で、まだ分解されないことが分かった。これは、Carrらの結果<sup>(4)</sup>と一致する。

興味深いことに、1月23日のデータから、前半 S パースのみが現われ、後半 S パースがグループ化したと思われる L パースに放射時間構造が変化しているイベントを見出した。しかし、共に高い相関値を示し、放射源自体も共に 3" 以下で、あまり広がっていないことが分かった。今回は基線長が短いこともあり、この2つの放射源の大きさの違いまでは言及できないが、今後の観測に期待される。

又、菅平 - 南国基線での観測結果は、現在解析中であり、講演に繰る。

### 謝辞

観測に当つて、矢野達、今中一雅(高知大学)の両氏の多大なご協力を得ましたのぞ、ここに深く感謝の意を表します。



図1 観測点の位置

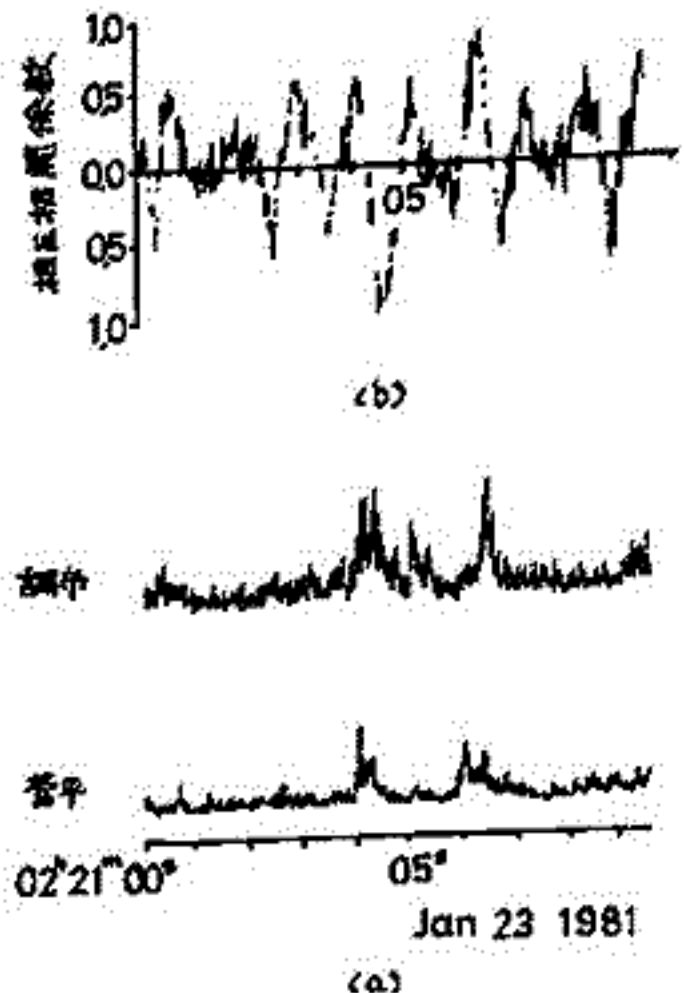


図2 各点での受信電力とそれによる干渉波形  
(a) パワー (b) 干渉波形

(1) T.D.Carr and M.D.Desch Jupiter 1976  
(2) Y. Leblanc, F. Genova et al. Astron. Astrophys. 86 1980  
(3) 馬島 電気通信大学修士論文  
(4) T.D. Carr et al. Radio Science Vol 5 1970



§1 序 木星デカメータ波ダイナミックスペクトルにみられる広帯域放射の微細構造はドリフト率の違いから大・中・小規模の構造に分類される。(1)(2) このうち中規模構造は縞模様様の構造が特徴的であり、この縞の構造の原因が干渉によることを示している。さらに出現が CML - Io phase に control されていることから、coherent な電波源から出た電波の multiple path を生む原因が電波源近傍にあることが明らかである。従って、中規模構造の解析は、電波源と周辺のプラズマ状態の情報を得る上に重要であると考えられる。

§2 解析 中規模構造がみられた現象について、ドリフト率の周波数依存性を調べた結果が図1である。図中の破線はドリフト率が周波数の定数倍となる直線を示す。干渉による強度変化は波の位相差に関係している。2波の場合、位相差  $\Delta\epsilon$  は、

$$\Delta\epsilon = \int_{\text{ray1}} \vec{k} \cdot d\vec{r} - \int_{\text{ray2}} \vec{k} \cdot d\vec{r} \quad \dots\dots (1)$$

で表現される。ただし、 $\vec{k}$  は波数ベクトル。

干渉縞がダイナミックスペクトル上でドリフトする事は、位相差が連続的に時間変化していることに相当するため  $\Delta\epsilon$  を時間の関数として (1) 式からドリフト率を導出することが出来る。path difference が時間のみ関数であるとすドリフト率は周波数の定数倍の形に表現される。図1の結果は、いずれもこの関係より大きき傾きをもつ。この差異を説明するためには、path difference が時間だけでなく周波数の関数となる必要がある。

§3 まとめ 中規模構造の原因が伝搬過程にあるとすれば、その coherency の事情から i) 1つの電波源から発生し、いくつかの path を通ってきた波の干渉である。ii) multiple path の波の位相差が規則的にかつ、連続的に時間変化しなければならぬ。

iii) 同じ条件(位相差, 時間変化)をもつ波がくり返してなければならぬ。iv) path difference が時間と周波数の両方の関数である必要がある。という点が明らかとなる。

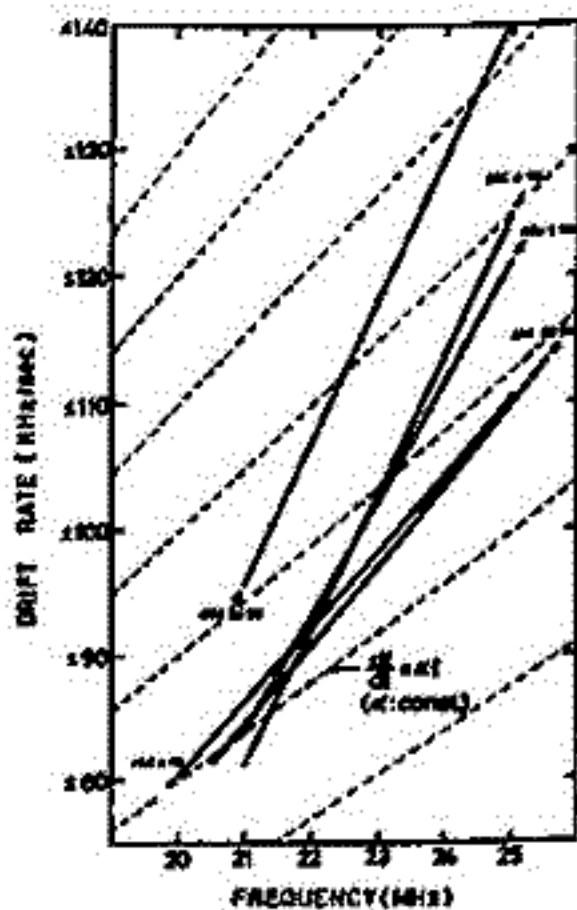


図1

参考文献

(1) 三浦 他 第68回学会予稿集 1980 p.159

(2) Oya et. al., Highlights of the Japanese IMS program, 1980, p. 97

§1 はじめに 木星テカメ-9電波の放射全電力は Smith(1976)により、約 $10^{10}$  watt と見積もられている。また、木星電波の広帯域受信により得られたダイナミックスペクトルにおいて、ドリフト速度が $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$ となる構造については Warwick(1963)が early source とは正のドリフト、main source とは負のドリフトがみられることを示している。また森岡他(1979)による最近の観測では正および負のドリフト構造はバースト群により構成されることが示されている。本研究では1979年11月から1980年2月まで $20\text{MHz} \sim 30\text{MHz}$ にわたる帯域で木星電波の絶対強度観測をおこなった。木星電波のスペクトル特性について定量的な解析を行った。すなわち、①電波最大強度スペクトルの spectral index ②バーストごとにみた電波のスペクトルの分類 ③電波の全電力 ④電波発生領域の移動の4点である。①に関しては前回報告しているもので今回は、②、③、④に関する報告を行う。

§2 観測結果 1) スペクトルの形 バーストごとにみたスペクトルの形は大きく次の3つに分類される。すなわち (1) spectral index ( $p = \alpha f^r$ )  $r < -5$  (2) 同じく  $0 > r > -5$  (3)  $20\text{MHz}$  から  $30\text{MHz}$ にわたる帯域内に上下および下限の周波数がみられる。スペクトルで図1にそれぞれの実例を示す。2) 放射電力 木星がバーストとして瞬時に放射する電力は 1)の分類にあたる (1), (2) のタイプでは約 $10^{10}$  watt (3)のタイプでも約 $10^{10}$  watt とはなり、これは従来の報告よりも2-3オーダー大きき値となり、電波発生メカニズムおよび木星磁気圏内のエネルギー収支を考察する上で重要な点となる。3) 電波発生領域の移動  $I_0$ 衛星の位置に依存して、発生する電波源は、 $I_0$ 衛星から電波発生にかかめるエネルギーが木星電離層内に供給されることを反映する。また電波は、その位置でのUHR周波数で発生する(Oya, 1974)が、木星の場合は磁場強度に比例して電子密度が非常に低いためにUHR周波数は電子cyclotron周波数と近似されることから、発生する周波数はそのときの磁場強度と密接にかかると考えられる。以上の点を考慮に入れたいうで観測されたダイナミックスペクトル中にみられるドリフト速度( $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$ )の構造を説明しようとする3つのmodelを表1に模式的に示す。これらのmodelは木星の表面磁場がゆがんでいられるために擾乱が伝搬するにつれて、磁場強度が変化し、電波発生周波数が変化することを基本としている。 $I_0$  plasma Torus内および木星電離層内でのparameterから求めた擾乱の伝搬速度と観測されたドリフト構造( $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$ )を説明するために各modelに対して申請されている速度の対応を調べた結果、model Cのみが対応がたつ。すなわちこのドリフト構造は電波発生領域がIFTに沿って上方と下方にイオン音速の速度( $\sim 20\text{km/s}$ )で移動することを反映している。

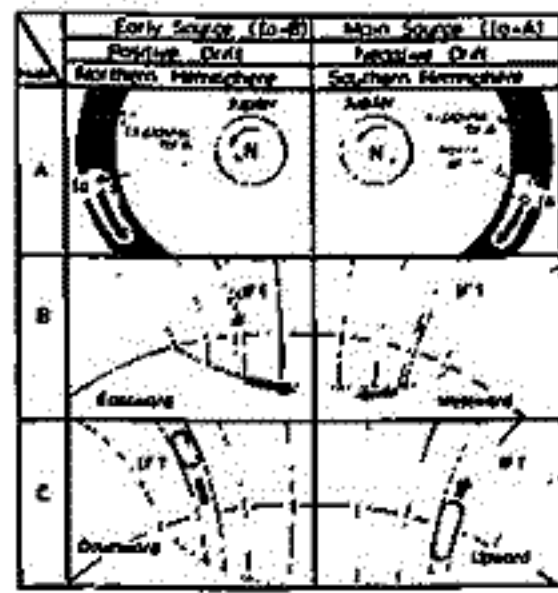
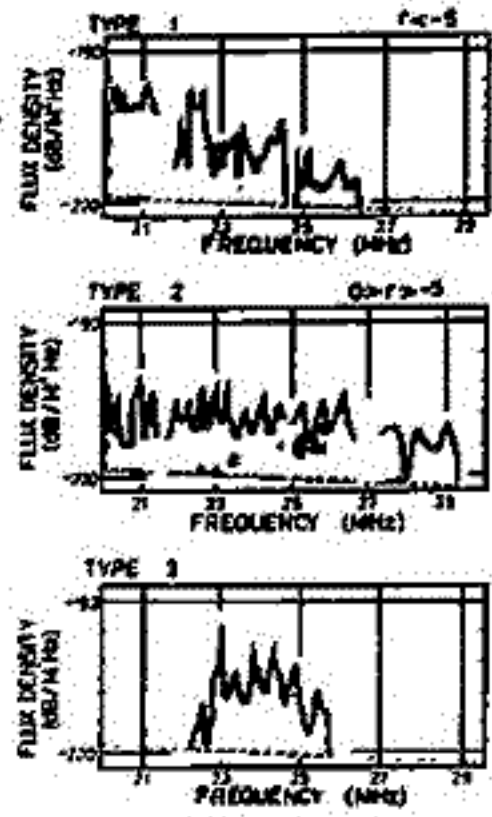
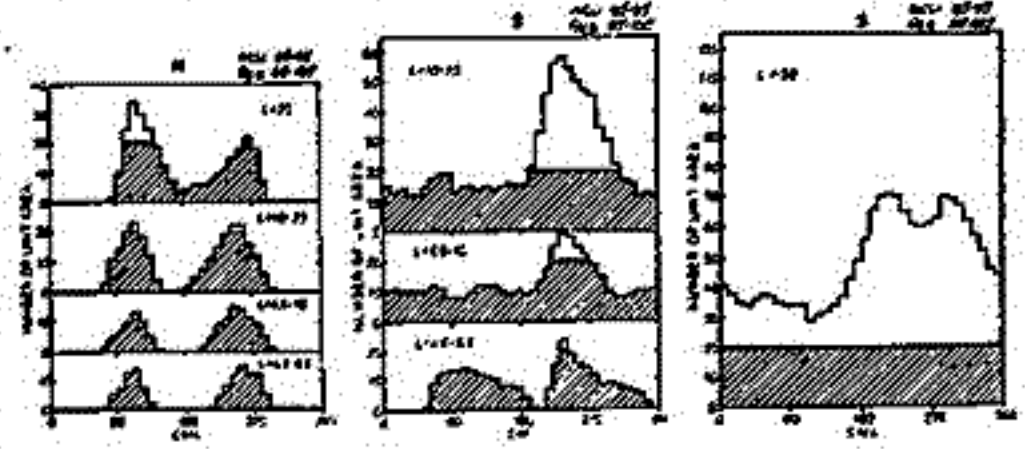


表1 ドリフト構造を説明する3つのmodel A, B, C.  $\Rightarrow$  は電波発生に関与する擾乱の伝搬方向を示す。

(参考文献)  
 Goertz, C.K., J. Geophys. Res., 85, 2949-2956, 1980  
 森岡他, 学会予稿集 p.21, 1979春  
 Neubauer, F.M., J. Geophys. Res., 85, 1171-1178, 1980  
 Oya, H., Planet. space sci., 22, 687-708, 1974  
 Smith, A.G., Jupiter, 1146-1189, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976  
 Warwick, J.W., Astrophys. J., 137, 40-61, 1963

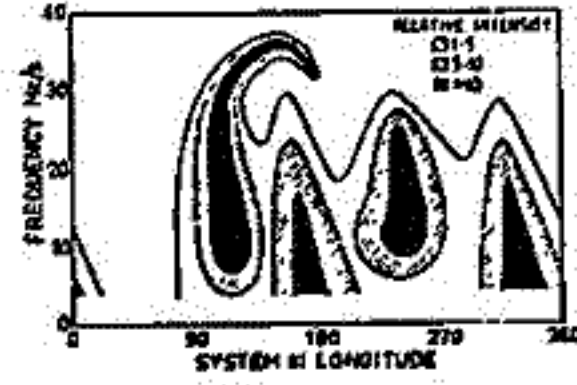
近藤哲朗 大家 寛  
(東北大・理)

〔序〕 木星デカメータ波放射の出現特性は木星中央子午線経度(CML)に強く依存している事より、木星の磁場構造を反映していると考えられる。そこで我々はパイオニア11号によって得られた磁場モデルを用い、静電的プラズマ波から電磁波へのモード変換により、電波放射が行なわれるという理論に基づき、その出現特性のモデル計算を行なってきた(才1回参照)。今までの計算は電波の発生領域を木星電離層表面と考える二次元モデルであったが才1回に見られるように $L > 10$ の南半球の極域において主電波源が存在する事が明らかとなりつつある。今回は、木星デカメータ波出現特性の周波数特性も考慮に入れる為に、発生領域を三次元的に考えて計算を行なった。



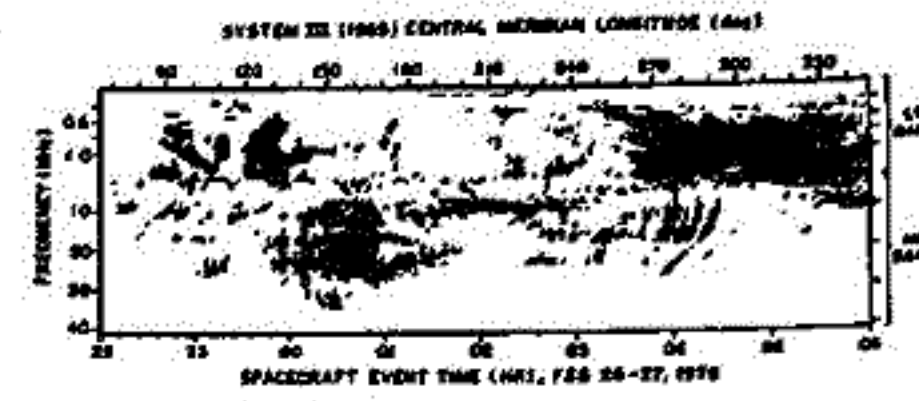
才1回

〔デカメータ波出現周波数特性〕 才2回は McCulloch & Ellis (1966) により得られた木星デカメータ波出現特性であり、才3回はボイジャー1号によって得られた木星電波であるが、中央子午線経度 $240^\circ \sim 270^\circ$ 付近の主電波源においてアーク構造と呼ばれる周波数のドリフト構造が見られる。これは木星デカメータ波は、才2回のような大規模構造を持って現われ、その中に才3回のような微細構造を伴っていることを示している。この原因を追究する事が本研究の主目的となっている。

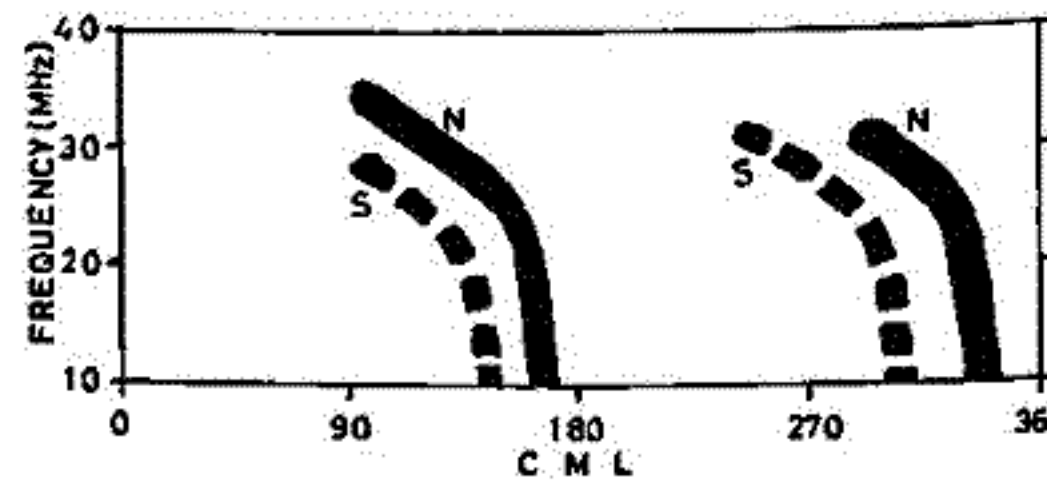


McCulloch & Ellis (1966)  
才2回

〔計算結果と考察〕 発生領域としては、二次元モデルの場合と同様に $L$ が4.9から6.9, 6.9から10, 10から20および20以上の領域を考える事とし、電波源が磁力線方向に三次元的に振がっていると仮定している。放射が、磁力線と $80^\circ$ から $100^\circ$ の角度をなす方向に起こっているととして、 $L$ が20以上について計算をした結果の一例を才4回に示す。図で実線は北半球、破線は南半球のそれぞれの出現頻度の最大値を結んだものである。才2回と対比する時、結果は木星デカメータ波放射周波数特性の大規模構造を説明できることが判明した。一かアーク構造等の微細構造はさらにエネルギー流入機構の立場からの説明が必要で、さらに電波源の磁力線方向の密度や、電磁波の屈折等の影響を定量的に取り入れてゆく必要があることを示している。



才3回



才4回

斎藤尚生・湯元清文・瀬戸正弘・赤祖父俊一・E.J. SMITH

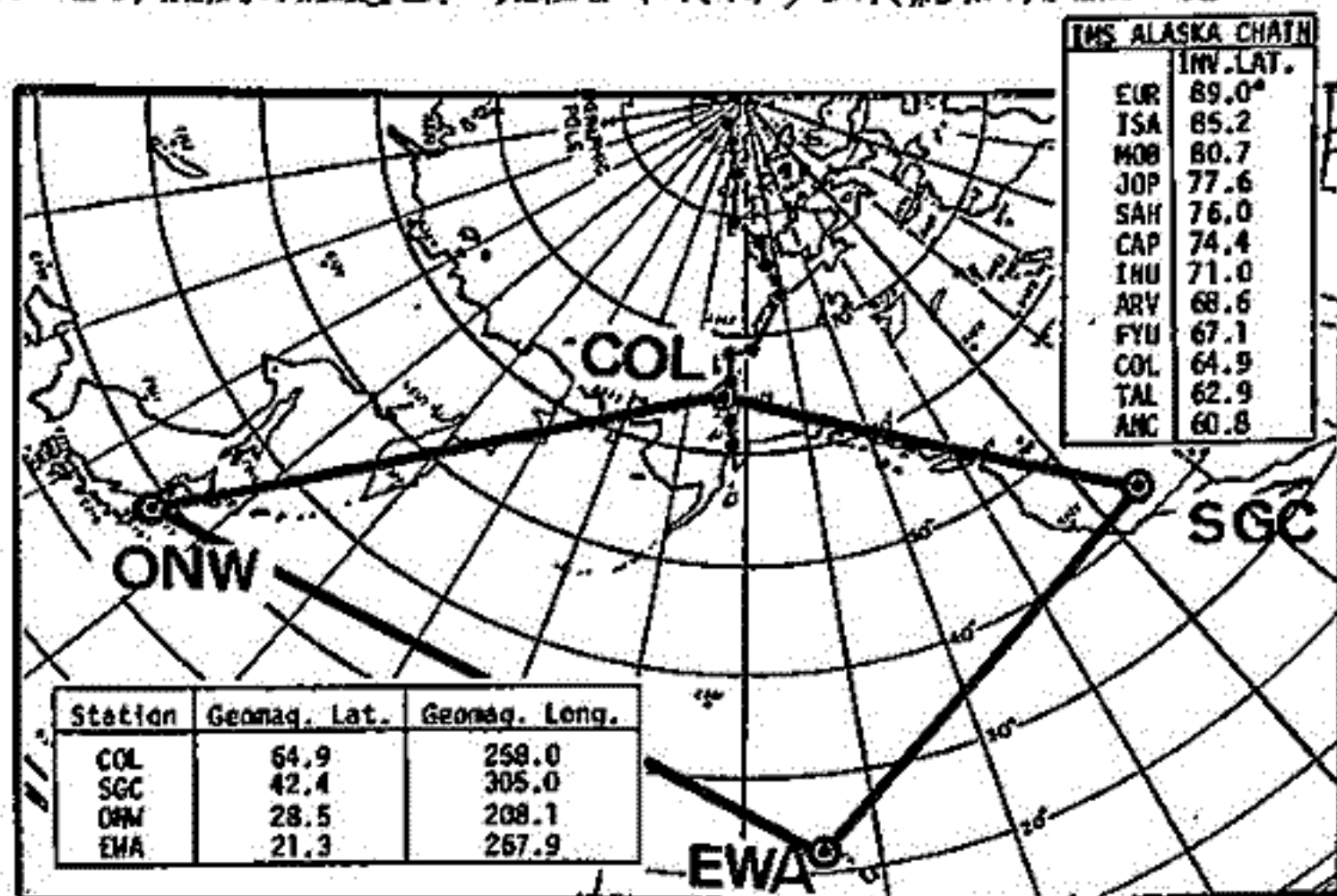
(東北大理) (東北工大) (アラスカ大) (Jet Propul. Lab.)

substorm は磁気圏物理学の最も基本的な重要課題であるが、広域現象である為に、全地球的全体像の解釈については多くの異論が残されている現状である。従っての substorm は Pi2 型 ULF 磁波と aurora の breakup を以て開始されるといふ我々の説は広く浸透してきて、両者の同時性、無例外性、onset の単位、極小限界など細部については未だに異った見解が少なからず残されている。近年 IMS chain stations により、substorm 現象の細部の議論が可能になつたかに見えるが、特に substorm の onset 機構に重要な関係をもつ ULF 波動については、互いに充分 coordinate された観測網はせいぜい 2000km 以内の範囲に限定されている。磁気圏規模で発生する substorm の機構を研究するには網の範囲がせま過ぎるきらいがある。

そこで第1図に示す様に、北太平洋をとり囲むセ川(ONW、日本)、College(COL, Alaska)、San Gabriel Canyon(SGC, California) および Ewa (EWA, Hawaii) の4点に、東北大・東北工大で開発した新型の磁力計である Rulfmeter を set し、北太平洋から北極点に伸びて設置されている Alaska 大学の All-sky camera や fluxgate と共に同時に観測を行ない、かつ Jet Propulsion Lab. の協力を得て太陽風観測 data とも比較することによつて、substorm の機構を研究する計画が立案された。

観測隊は Jan. 19, 1981 に日本を出発し、EWA, SGC, COL に順次 Rulfmeter を設置した後、Mar. 4 に帰国するまで、米国側の協力を得て極めて順調に連続記録が行なわれ、Pi2-substorm 現象のみでなく Pc3-5, ssc, si 等各種現象の高感度記録をとることに成功した。この講演では、この観測の経過と、現在までに得られた結果の概況が述べられる。

第1図

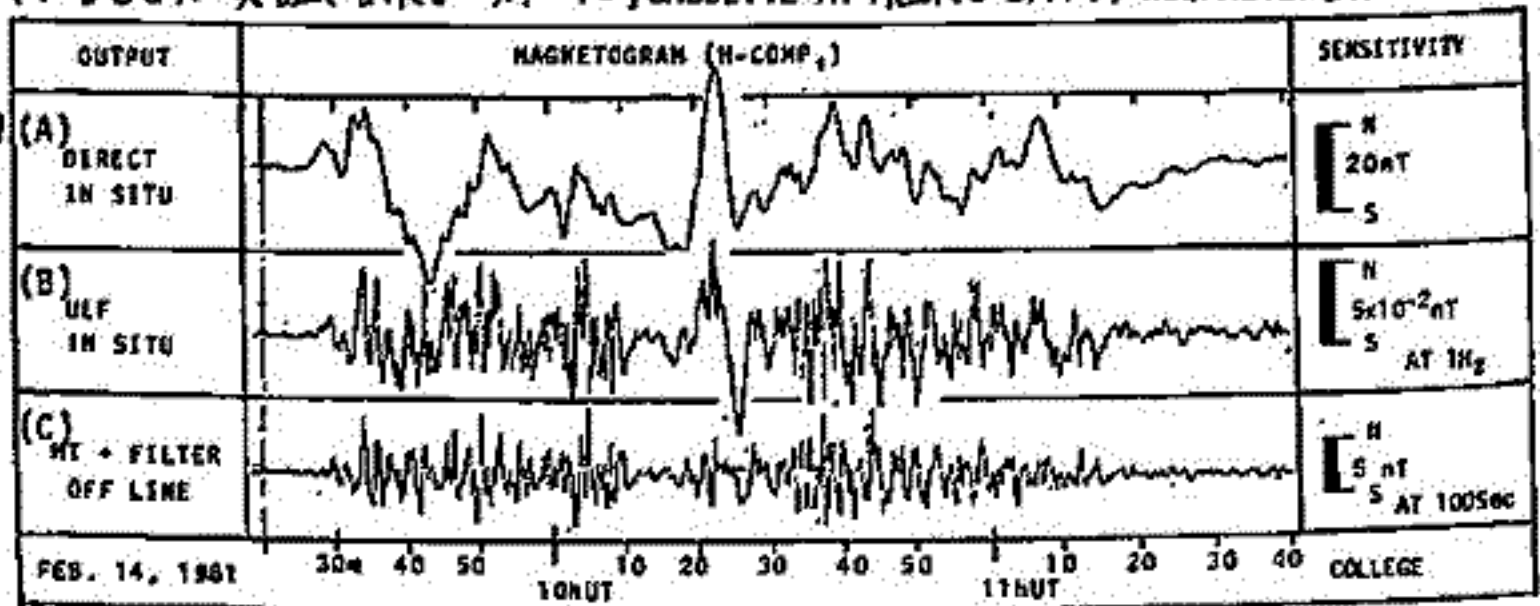


我々の研究GROUPは、人工惑星ROCKET, BALLOON, 地上野外観測等、天々の目的に応じた各種磁力計の研究開発を継続的に行なってきた。このうち、前学会でも報告した新しいRULFMETERと5mmφ INDUCTIONMAGNETOMETERが今回の環北太平洋ULF同時観測にも用いられ、実用的にも優れた磁力計であることが実証されたので、ここに報告する。

(1) RING-CORE ULF MAGNETOMETER (RULFMETER)

COMPACTな3成分RING-CORE SENSOR 1SETから、非微分型磁場変動(第1A図参照)とULF磁波(第1B図)の両方が同時に出力出来るRULFMETERを開発し、Alaska, California, Hawaii, Onagawaで同時連続観測を行なった。第1図でも明らかな様に、この1台のRULFMETER(第2A図)で、従来のFLUXGATE及びINDUCTIONの2台分の能力を兼ねていることが実証された。又、1吋CASSETTE MT 1個に8日分のRULFMETER出力を

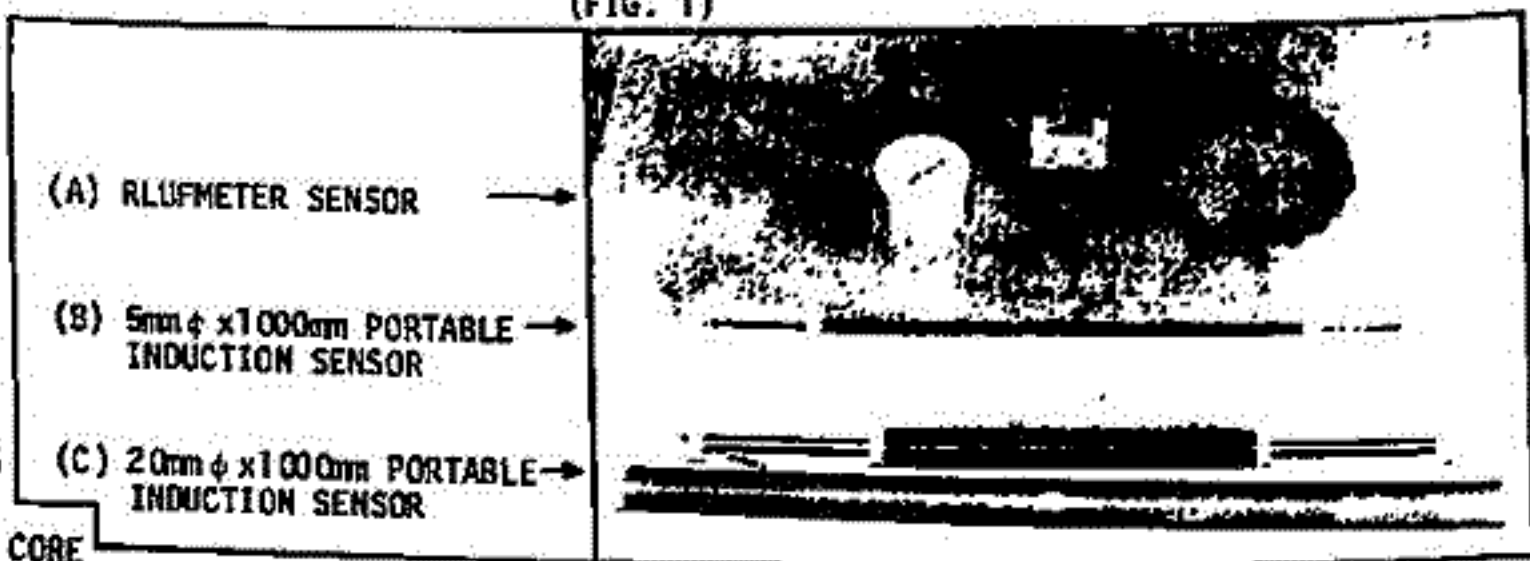
記録したが、そのうちDIRECT CHAN.の再生出力から、任意の周波数帯のULF成分だけを自在にとり出すことも出来る(第1C図)ことが実証された。



(FIG. 1)

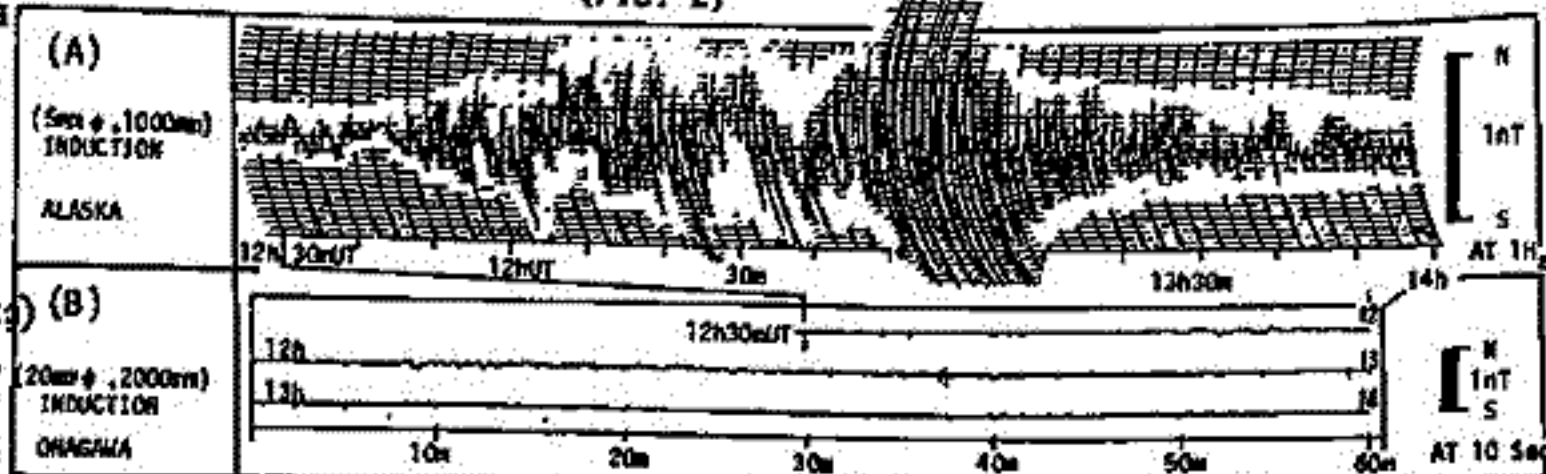
(2) 5mmφ INDUCTION MAGNETOMETER

現在日本で実用中の80kgの誘磁計SENSORより高感度なPOCKET INDUCTION SENSORについて前学会で述べたが、今回の環北太平洋観測で、その予測通りであることが実証された。第2図は我が実験的に持参した各種磁力計の一部である。このうち5mmφ x 1000mm CORE



(FIG. 2)

重量1.6kgのANCON電組機で現地で記録したULF磁波記録(第3A図)と、第3A図に示した感度の高こと知られている観測所の20φ x 2000mm CORE (重量9.9kg)による同時記録(第3B図)と比較しても、可搬型として充分実用的であることがわかる。



(FIG. 3)

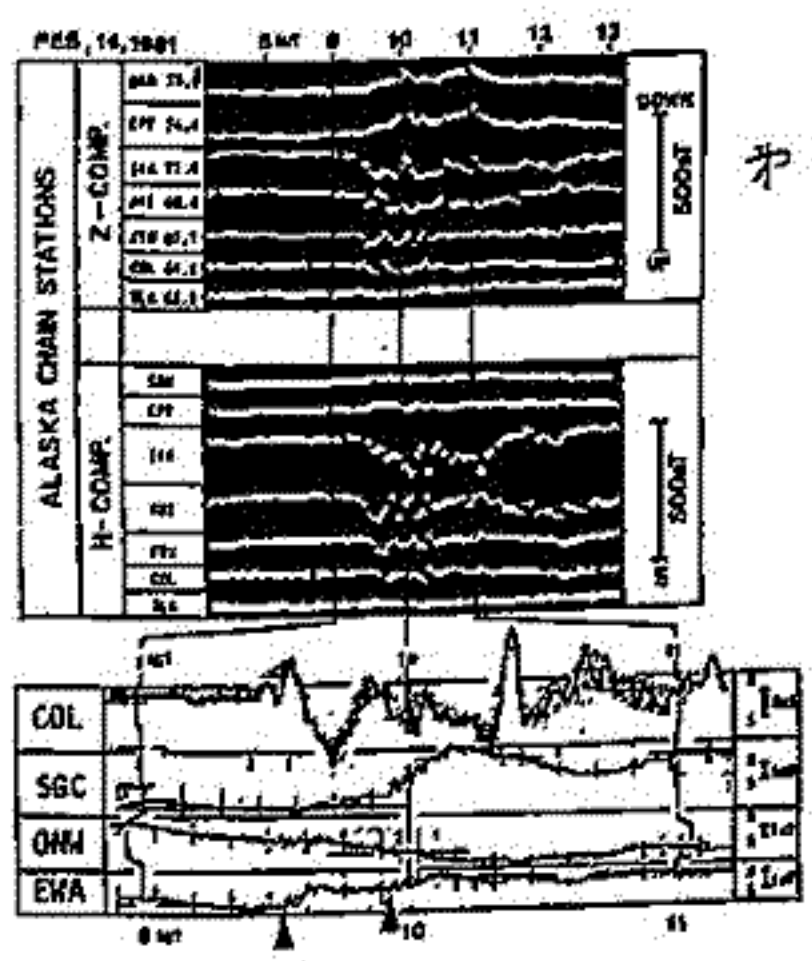
前藤尚生・湯元清文・永徳昭人・赤祖父俊一  
 (東北大・理) (アラスカ大)

IMP が北向きのままで、AURORAL OVAL が両極に極端に CONTRACT された状態の時に起る MINI-SUBSTORM は、複雑な SUBSTORM 現象の原点を表わすものとして、その学問的重要性が主張されてきた。MINI-SUBSTORM になると、低緯度では BAY 成分は殆ど欠如して、長期 P12 波が生き残るといふ我々の説は、従来の説に反するという理由で、沢山の反論が出ていたが、今回の北極圏と北太平洋を結ぶ同時観測で、我々の説が実証されたので報告する。

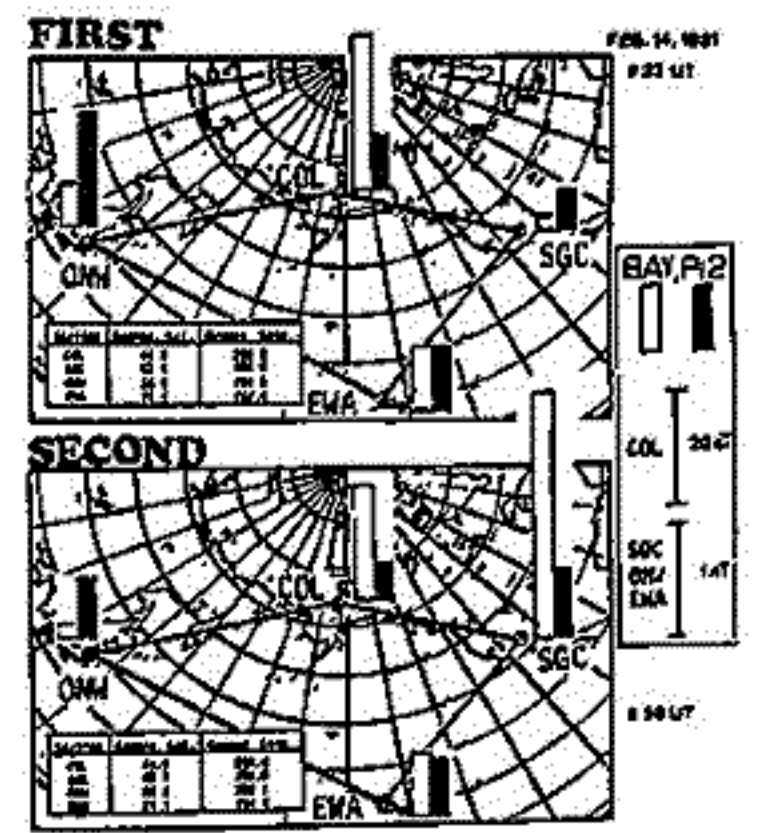
第1図の例は、FEB. 14, 1981 に発生した MINI-SUBSTORM で、上半分は ALASKA CHAIN 下半分は環太平洋4観測地帯での同時記録を示す。特に女川では減衰型 ULF 波動のみで BAY 成分が殆ど認められないので、一見 SUBSTORM とは無関係の様に見えるが、 $\sim 72^\circ$  という高緯度での  $\sim 120$  nT 程度の SUBSTORM と明瞭に対応しており、まぎれもない MULTI-ONSET MINI-SUBSTORM であることがわかる。

この第1の ONSET と第2の ONSET に対応する BAY と P12 の夫々の RANGE を示したのが第2図であり、P12 が単なる AURORAL ELECTROJET のゆらぎではなく、WAVE 現象であることがわかる。又第1の ONSET に対して第2 ONSET では、粒子の降りこみ領域が東偏したことが解るが、この様な例は、MULTIPLE-ONSET SUBSTORM の発生機構を明らかにする上で重要である。

観測期間中には、MINI-SUBSTORM から JUMBO-SUBSTORM に至るさまざまな LEVEL の SUBSTORM が観測されたが、今回は、MINI-SUBSTORM の解析に焦点を当てて、全天カメラや SOLAR WIND の DATA も採り入れた上で発表する予定である。



第1図



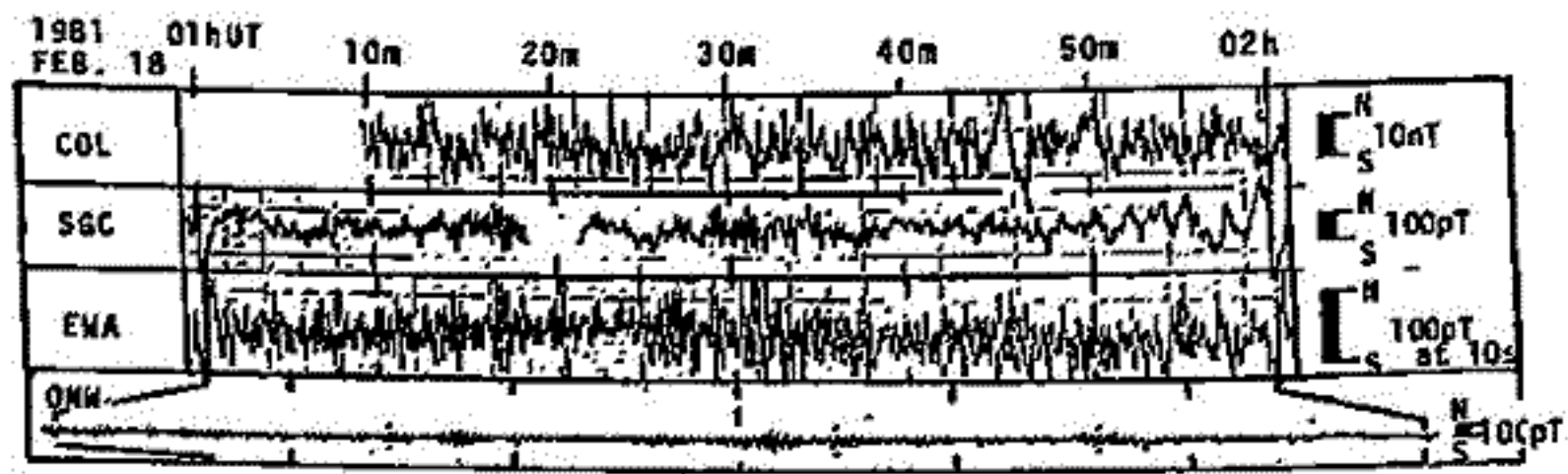
第2図

奇藤尚生, 湯元者又, 山内美佐子, E.J. SMITH, B.T. TSURUTANI, S.-I. AKASOFU  
 (東北大・理) (Jet Propulsion Lab.) (Alaska Univ.)

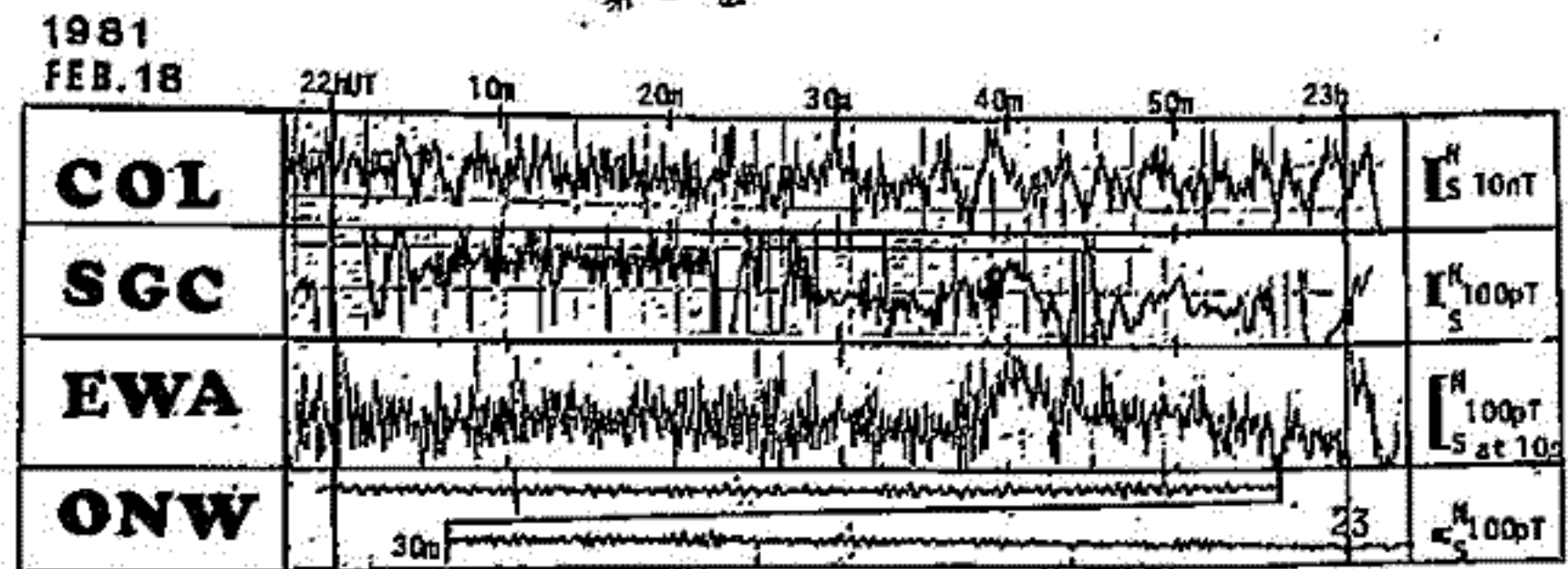
Pc3 型磁気脈動の研究は歴史が長いにもかかわらず、未だに全地球的な広域像の把握がなされていない。これは、十分高感度でかつ standardize された ULF 用の良き MAGNETOMETER は、国境を越えた広域に配置することがなかなか難しく、たまたまに因る。IGY-IGC 期間に USCGS で standardize された La Cour 型 bromide 方式磁力計を用い、広域同時記録が為されたこともあつたが、感度が足りず、たゞ、LT 依存性の強い Pc3 は結局局所的にしか記録出来ず、広域同時特性を論議し得るまでには至らなかった。また、近年日本国内、南極地域、L=4 付近、CANADA、北欧などで独立した CHAIN STATION 観測が行われ、その緯度、地域における特徴などが判りかけているが、今度は CHAIN が局所に限定され互いに独立している為には、緯度、経度とも数十度以上離れた各点での同時観測に基づき広域特性は未だに殆んど知られていない状況である。

そこで今回、自ら開発した高感度 RULFMETER を持参し、世川と共に北太平洋に四ヶ所 (ONW, COL, SGC, EWA) で ULF の同時観測を行った。第 1 図、第 2 図は今回の観測の同時刻における記録例である。経度には最大約 100°、緯度には 40° 以上離れた 4 地点で、同時に、それぞれの変動特性を議論できる感度で記録されたことが判る。

冬期間は一般に Pc3 は INACTIVE なのであるが、これども観測期間中にこの様な同時記録がかなり記録されたのである。その同時記録解析に基づいて Pc3 の広域特性が議論される。なお、Pc3 に対する IMF 効果についても、可能な限り解析し、報告する予定である。



第 1 図



第 2 図

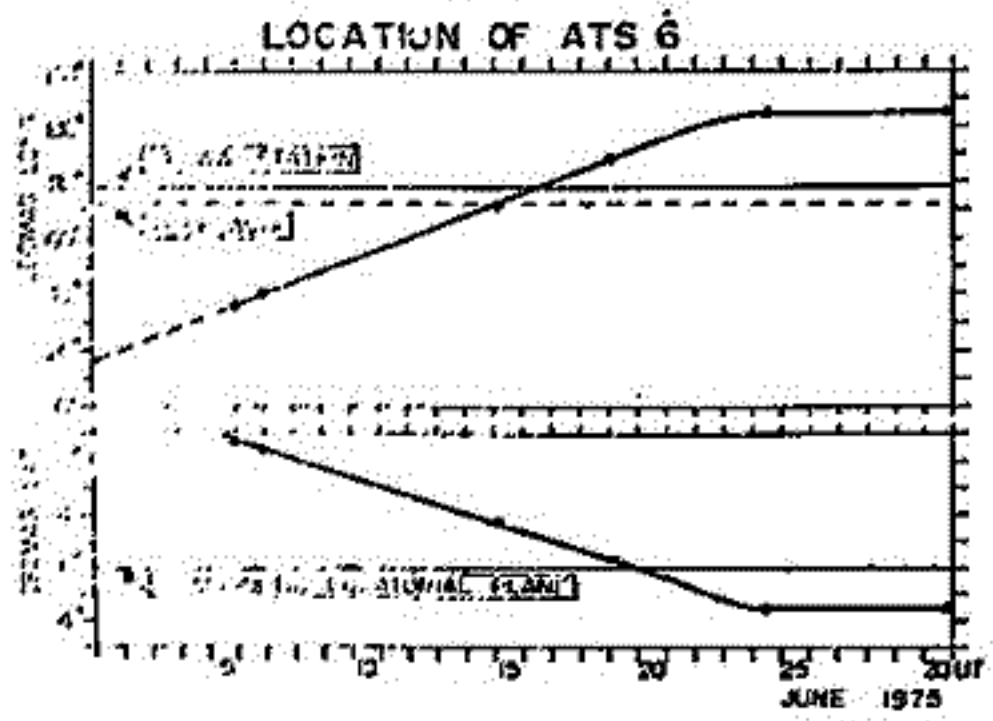
# 極光帯および磁気圏における P<sub>2</sub> 型磁気脈動の波動特性

桑島正幸 (地磁気観測所)

極光帯における P<sub>2</sub> 型脈動の研究から推察される発生機構として考えられるものは、P<sub>2</sub> が auroral oval に根をもつ磁力線の standing oscillation に起因するのでは、致し方ないことである (Kuwashima, 1978; Kuwashima and Saito, 1981)。前回には、realistic な nightside magnetosphere における磁力線の fundamental mode の torsional oscillation の周期の計算結果を示したが、これが観測される P<sub>2</sub> の周期を説明できることは、standing oscillation model を裏付ける上として注目すべきである。しかし、この model がより物理的に意味をもつ確立されるためには、磁気圏における P<sub>2</sub> の波動特性を研究し、それが地上における特性とを総合的に解釈できるものを考えなければならぬ。P<sub>2</sub> のような長周期振動現象の研究には、satellite が静止しているか、あるいはそれに近い状態にあることが必要とされる。従って、静止衛星による data はこの意味で研究に適している。今回は静止衛星 ATS 6 による data をもとにした解析結果を報告したが、今回は引き続き ATS 6 による解析結果を中心に報告する。

ATS 6 による P<sub>2</sub> の研究には Sakurai and McPherron (1979) による Morphological study があるが、その結果は磁気圏赤道面付近における P<sub>2</sub> は 3 の type に分類され、その中で最も多くみられるものは、ambient magnetic field の方向の成分が卓越する、compressional mode である。しかし数は少いが transverse mode も存在する。このおのおの傾向は、本研究においても確認された。今回は特にこの transverse mode に注目した解析結果について報告をしたい。

解析した期間は 1975 年 6-7 月で、この期間は下図に示すように ATS 6 が Syowa station と Reykjavik を結ぶ meridian の近傍に位置していた時期に相当する。地理的経度の変化に対応する ATS 6 の赤道面に対する位置は dipole 軸の季節変化を考えた場合 +10° - -30° の中をもち、変化した。P<sub>2</sub> の振動の様子を調べる意味で都合がよい。dipole 軸の傾きの効果も考えた場合 ATS 6 はこの期間 +15° - 0° の範囲に常に北半球に位置していたことが推定されるが、このおのおの situation のもとでの P<sub>2</sub> の磁気圏における波動特性を報告する。



Kuwashima (1978): Memoirs of NIPK, series A, vol. 15.  
 Kuwashima and Saito (1981): JGR (to be published)  
 Sakurai and McPherron (1979): EOP, Trans, AGU



## 日中に高緯度で観測された Pc6 脈動について

永野 宏  
岐阜歯大

米国とカナダとの共同で北米高緯度地域に設置された IMS 地磁気観測網より得られた data を使って、日中に観測された Pc6 地磁気脈動についての解析結果を報告する。使用した data は子午線沿いの Alaska chain の 6ヶ所と auroral zone に沿った East-West chain の 2ヶ所の計 8ヶ所からの 1分値の data である。5分と 40分とで half power になり、20分の所に peak response をもつような band-pass filter を元の data に用いている。調べた期間は 1978 年 4月30日より 5月4日までで、この期間は非常に disturbed な期間であった。この期間中、4月30日と5月1日のおおよそ 10h MLT から 13h MLT の間に約 20分の周期をもつ Pc6 pulsation が見られ、5月2日にも同様のものが短時間見られた。この Pc6 event の特徴としては、Pc5, 6 の周期に緯度依存性のある pulsation が 10h~11h MLT で急に緯度依存性のない 20分位の周期をもつ Pc6 pulsation に変化していることが見られることである。前者は、緯度が高い station ほど周期が長くなっており、磁力線の closed region で考えられている resonant oscillation theory に合致していると思われる。これに対して後者は、磁力線が open region にあると考えられることより、これら Pc6 pulsation は polar cusp と関係していると思われる。また、これらの約 20分の周期をもつ Pc6 に対する polarization の rotational sense についての特徴は、X-Z 面での sense が systematic な緯度分布を示すことである。このことは、磁気圏境界面での Kelvin-Helmholtz instability によって生じる HM wave の polarization sense と一致していることが見い出される。

湯元清文・斎藤尚生 (東北大・理)

地球磁気圏で観測される ULF磁波の中で、その発生機構において特に、plasma flow に直接起因すると思われるものに、昼間側の Pc5がある。昼間側の Pc5は、太陽風速度と地球磁気圏とが相互作用する磁気圏境界層の所で発生しているものと考えられる。昼間側の Pc5の特徴は、南北の auroral oval を結ぶ磁力線の基本一次磁波であることと、経度方向の偏波逆転を伴っていることである。即ち、第1回図の様に、磁気圏中で観測される Pc5 振動の偏波は真昼を境にして逆転している。本講演では、昼間側の Pc5 と plasma flow 中の velocity shear との関連について報告する。

今、外部磁場  $B_0$  に対して、x軸方向に shear のある bulk flow  $V_0(x) = [0, V_{0y}(x), V_{0z}(x)]$  の一流体 plasma を考えたときの変動磁場の偏波は次式で与えられる。

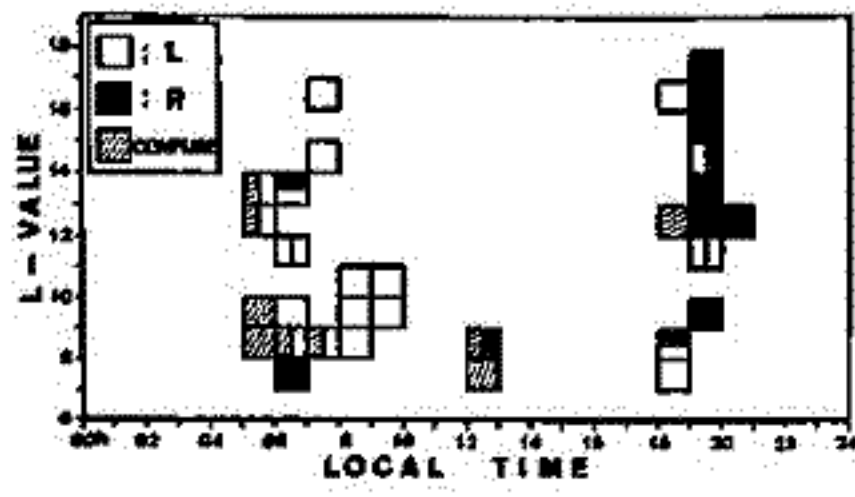
$$(SB_y / SB_x) = v_y / v_x + i (\partial V_{0y} / \partial x) / \Omega \quad \dots \dots (1)$$

但し、 $\Omega(x) = \omega - k_z \cdot V_0(x)$ ,  $V_A$ ; Alfvén speed,  $V_s$ ; sound speed,

$$v_y / v_x = \frac{-i k_y}{(\Omega^2 - \omega_+^2)(\Omega^2 - \omega_-^2)} \left\{ (V_A^2 + V_s^2)(\Omega^2 - \omega_s^2)(\partial \ln v_0 / \partial x) - \frac{1}{k_y^2} (\Omega^2 - \omega_A^2)(\Omega^2 - \beta_1 \omega_A^2)(\partial \ln \Omega / \partial x) \right\} + i k_z / k_y (\partial V_{0z} / \partial x) \Omega^{-1}$$

(1)式は velocity-shear plasma 中で生長する MHD 波の偏波が、velocity shear  $S_0 \equiv (\partial V_0 / \partial x) / V_A k_z$  と波数 vector  $k$  の関数であることを示している。よって故に、昼間側 Pc5 の偏波特性は磁気圏境界層の plasma dynamics を反映しているものと推察される。

尚、講演においては最近の ISEE 衛星で観測された磁気圏中の ULF 磁波波動特性についても言及するほか、夜側の磁気圏 substorm 時の磁気圏尾での太陽方向の急激な plasma flow による Pc2 型 ULF 磁波の発生の可能性についても論議する。



POLARIZATION DISTRIBUTION OF Pc5 PULSATIONS OBSERVED BY OGO-5 IN THE MAGNETOSPHERE

(第1図)

# Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (I)

—空間的変動と周期特性—

山本達人, 小口高

東大理

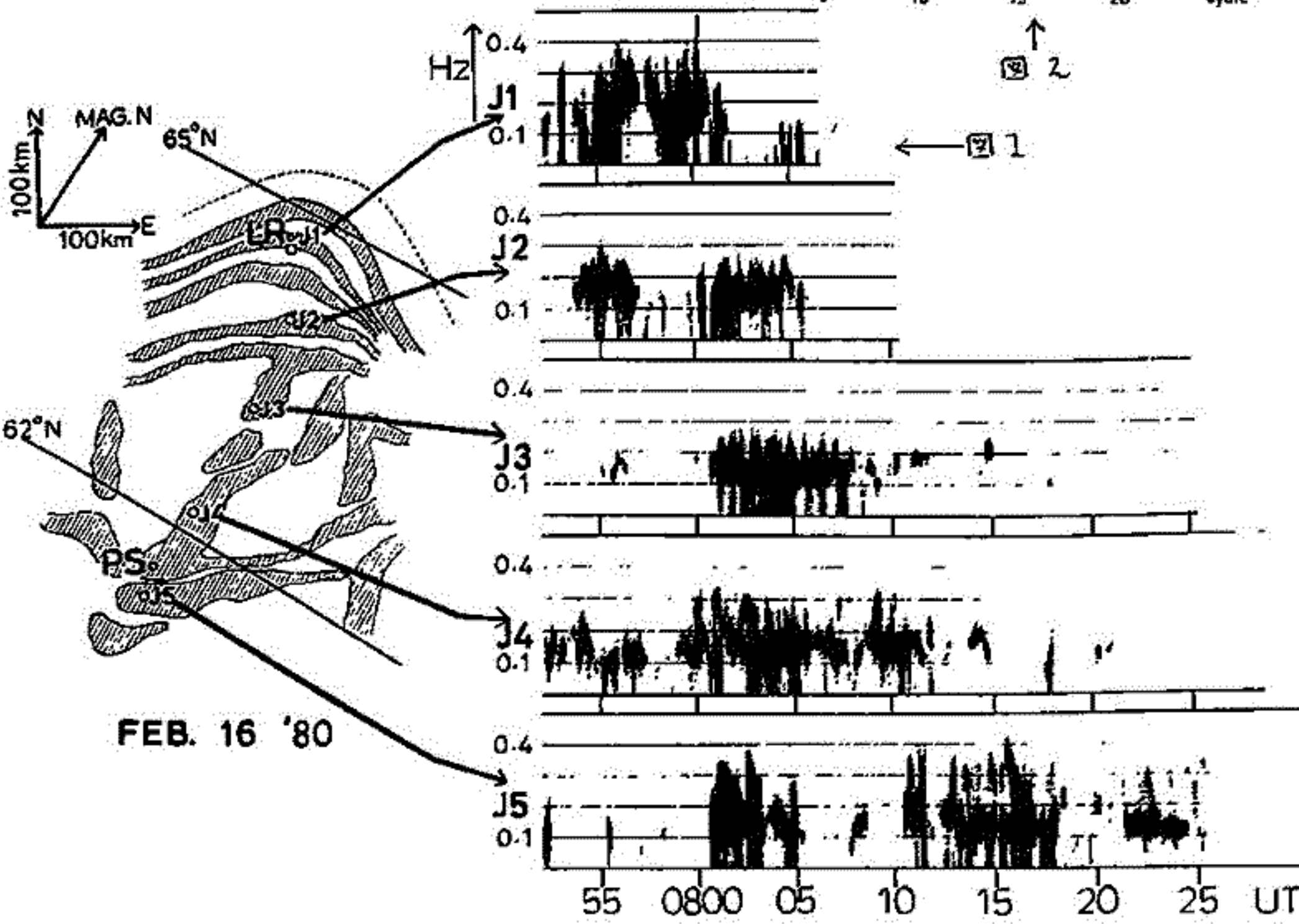
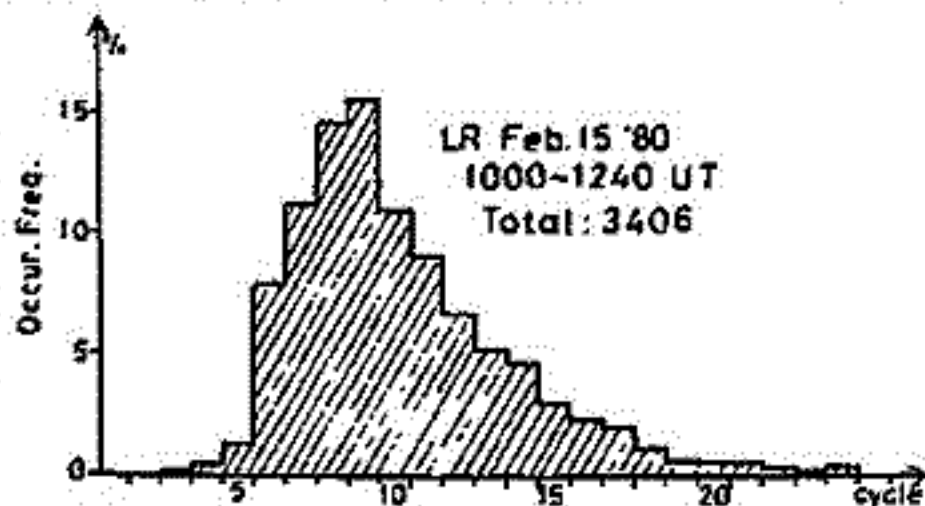
TV観測によると, Pulsating Auroraの空間的変動は, LT, Lat, Activity etc. により, いろいろなmodeをとる。それらは,

- 1) Pure Pulsation      2) Streaming      3) Poleward Propagation
- 4) Flaming            5) Flooding        6) Equatorward Propagation

に分類出来る。これらのmodeに対する物理機構を考える上で, 先ず, 各々の周期の特性を明らかにする必要がある。そこで, Quietな日の朝側( $k_p \sim 2-$ ), Activeな日の夕方側, 真夜中, 朝側( $k_p \sim 6$ )の典型的な4例について, modeの比較及びAR法による周期解析を試みた結果, 以下の事がわかった。

・朝側のstreaming, floodingの周期はband構造を示し, かなり広い空間領域で( $\sim 300\text{km}$ )安定している。(図1)

・空間的変動の方向性を考慮した場合, その継続時間は, 数cycle $\sim 10$ cycle程度で, 全体としてはポアソン分布をなす。(図2)



# Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (I)

—空間的変動の速度及びスケール—

山本達人, 小口高  
東大理

Pulsating Aurora の解析については, 従来, 明るさの変動に重点が置かれ, 空間的変動, すなわち, drift, streaming, propagation 等の定量的統計的解析は, 殆んど行なわれていない。しかし, 周期と同程度の時間スケールでの空間的変動の諸特性は, その物理機構を考える上で非常に重要なものである。

そこで Multichannel Video Sampler を用い, 空間的 Coherency に着目して, 空間的変動の速度, スケールについての定量的統計的解析を行なった。特に重要な結果は以下の通りである。

- 1) 東面方向の変動については, 面向きが圧倒的に卓越する。(図 1)
- 2) 真夜中では, Pure Pulsation が卓越する。
- 3) 南北方向, 東西方向の大規模な変動の速度は, 互いに無相関である。
- 4) 速度は広がるスケールに特によらない。

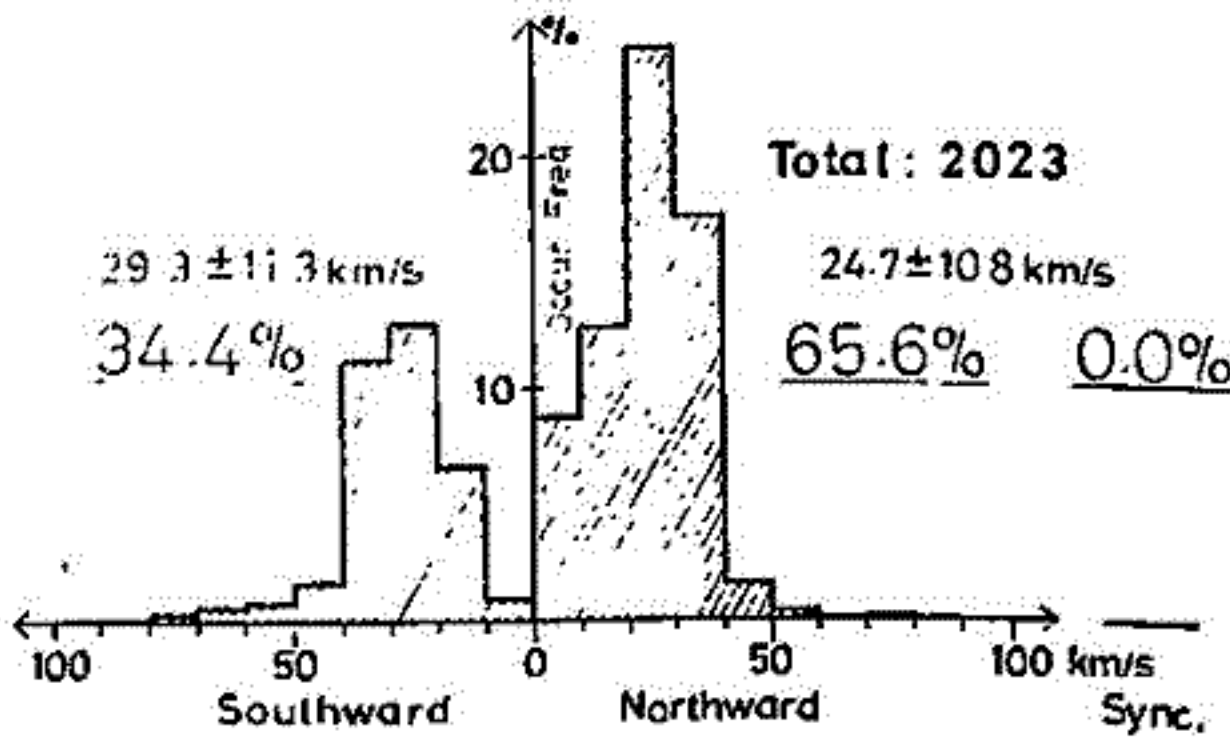
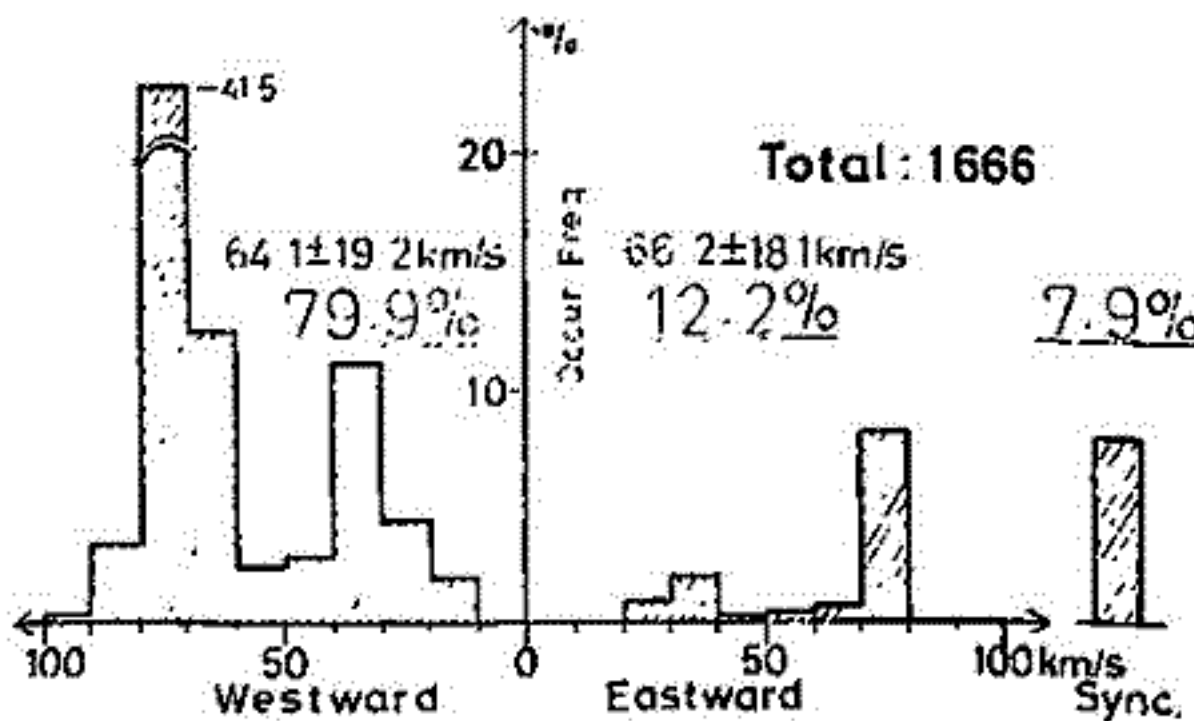


図 1 - Pulsating Aurora 空間的変動の電離層高度に於ける速度分布。南北成分は, 磁気赤道面に投影するとアルファベン速度程度となる。

東面成分は面向きが圧倒的に多く (~80%), ~80km/s ~40km/s に顕著なピークをもつ。何らかの選択律が存在していると考えられる。



LR Feb.15 '80 1000~1240 UT (Kp: 2-)

1-32 Auroral Pulsation に伴う地磁気脈動

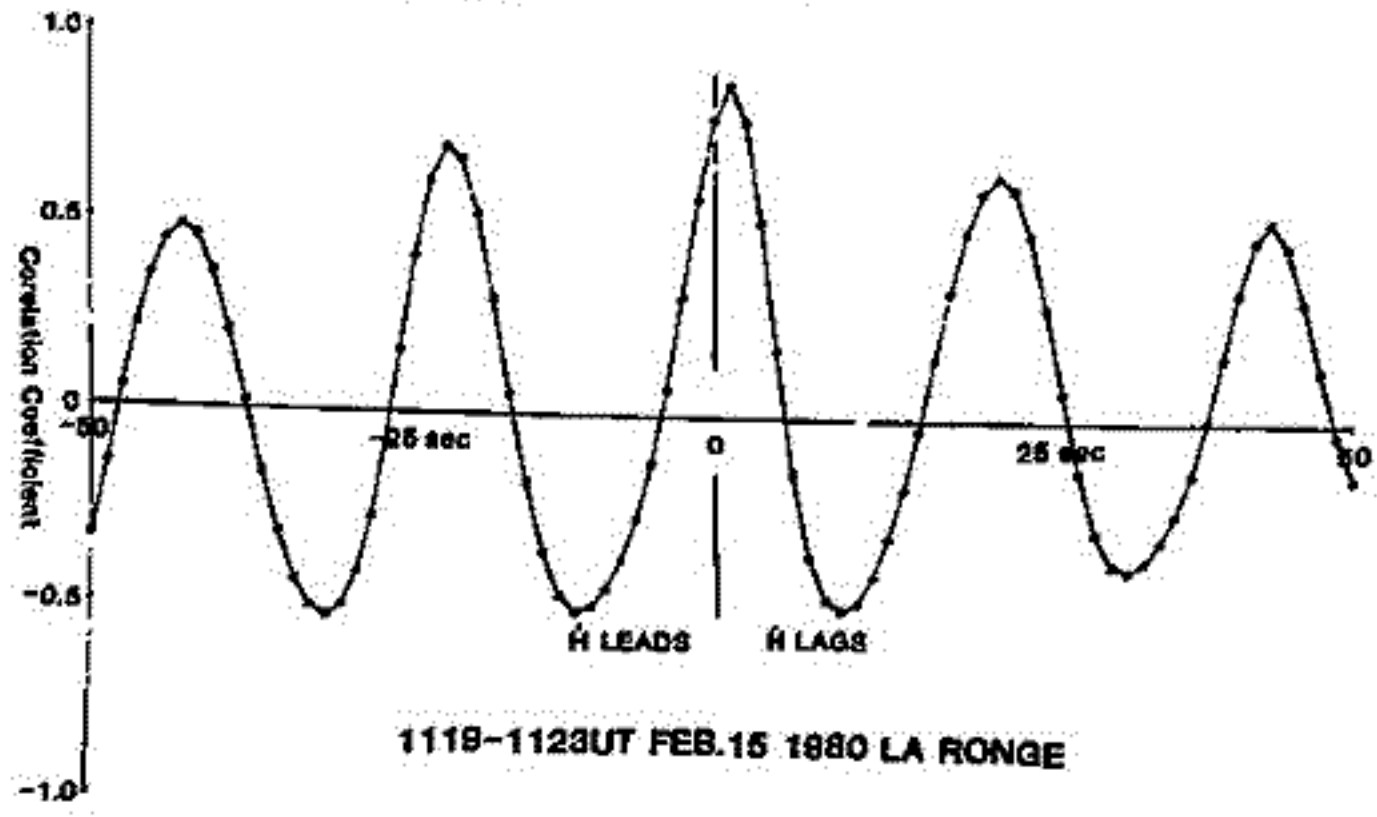
小口 高 . AUV 7002274-22  
 康大 理

Auroral Pulsation に伴う 5-10 秒の mode n 及び pure pulsation, poleward propagation, Streaming  
 及び flooding, equatorward propagation, flaming) 等の中で flaming は identification の 11 例中の例  
 である。その特徴は必ずしもよく判らぬ。例として、他の mode の flaming は 2-3 秒  
 の長さである。 flaming は他の mode と異なり、その source 高度は 1000  
 km 以下の水平高度及び水平移動と理解される。この mode の人工的励起の一例として、  
 この mode は地磁気脈動と密接に関連している。従って、地磁気脈動は Auroral Pulsation の  
 mode に関係なく、よく似た振舞をする。このことは知られる。

一方、pulsating aurora 中の粒子入射は、多くの場合、磁気圏赤道面付近での粒子の  
 散乱によるものと理解される。従って、この pulsating aurora の発生は、粒子の  
 散乱によるものである。 pulsating aurora 中の粒子入射は、この粒子が 1000 km 以上の  
 高度に到達する数秒前の情報を伝えている。従って、地上に観測される地磁気脈動は  
 この磁気圏から伝播する HM wave (海) を考えれば、HM wave の伝播時間と相違する時間  
 差は、pulsating aurora と地磁気脈動との相関係数を示すことができる。

しかし、実際の data は correlation 計算に同時の data を用いて maximum である。数秒  
 間の時間差は有意な correlation を示す。これは、多くの場合、地磁気脈動の  
 時間微分と Auroral Pulsation との 1-2 秒の差は、その遅延は変数の同期を意味している。

この事実の事実は、地帯の地帯帯に於ける地磁気脈動の主要な部分には磁気圏赤道面付近から  
 伝播する HM wave はなく、auroral precipitation に伴う高度高度の時間変動の遅延の  
 ことである。これは強く示唆される。一方、pulsating aurora は対応する地帯帯の変動の遅延  
 のことである。この時間微分であることは、両者の関係の物理機構に多少の差は詳細な意味が  
 必要である。これは示すものである。



1980年2月15日 La Ronge  
 で観測された Streaming  
 Aurora と地磁気脈動との  
 time shifted correlation  
 Aurora の 1119-1123 UT までの  
 中心をずらした 50 km の  
 範囲 1-2 秒の遅延 (ii)  
 correlation の max. coefficient  
 は 0.7 程度である。

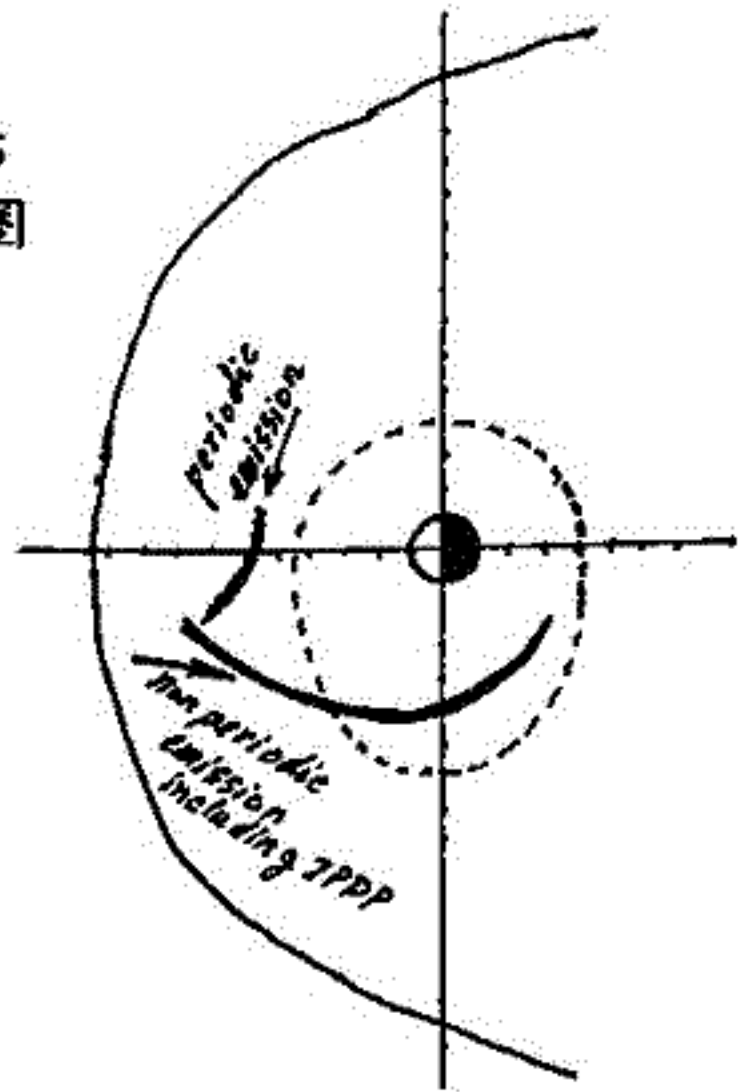
林 幹治 (東大・理), AUV 観測グループ

PC1脈動はプロトンによるサイクロトロン不安定性によって発生すると考えられている。後で、その発生には高エネルギープロトンと低エネルギープラズマの両者の動特性が反映されていると考えられる。多点観測によってPC1脈動の振幅最大点の動きを調らべることは興味のあることである。しかしながら、観測点の数が充分でないことと観測期間が短いことなどのことにより二次元的に強度の極大点を決定できる例は少ない。

数少ない例について見る限り、理論的にも予測された点ではあるが、地表でPC1の位置は振幅極大地点を含む磁気的等経度線、等緯度線に沿った位置を占める傾向が見られる。後で、限られた観測点の中で経度または緯度的広がりの方だけが観測されるような例については第1近似としてそれぞれこの等緯度または等経度線内に振幅の中心があると考えることが可能となる。これらの結果に基づいて発生領域の見掛上の動き(主に緯度方向)を調らべてみると、

- ① プラズマポールの緯度が local time によって変動することによるゆるやかな動き
  - ② 電場等の何らかの磁気圏活動の結果、実際に発生領域が動く場合
- の二つのケースが見られる。  
それらの例について報告する。

右図は1976年9月17日~18日(UT)に見られたPC1 emissionの緯度方向の動きを磁気圏赤道面上に投影したものである。



坂 翁 介, AUV プロジェクトチーム  
(九大理) (東大理・宇宙研・UBC)

1980年1月末より2月末におこなわれたPAキャンペーンで得られた Baker Lake (73.8°N Geomag. Lat.) での脈動の解析結果について報告する。

今回の解析の目的は右廻り偏波及び左廻り偏波が地方時と共にどの様に分布しているか明確にすることであり、キャンペーン中に得られた豊富なデータ量を消化するため解析はすべてアナログ的におこなった。

現在までに次の様な結果が得られている。

- (1) 偏波の地方時依存性は周期 200sec ~ 400sec で一番明り方に現われる。
- (2) 水平面内での偏波は午前ではおもに右廻り(R)が多いが午後には右と左が混在する。右より左へ正午を境にして切り替るとは言うべきでない。
- (3) H(南北)と Z(垂直)面内では地方時に関係なく右廻りで安定である。
- (4) D(東西)と E面内では昼は左廻り(L)であるが、午前と午後は右と左が混在する。

垂直成分が局在化した波源から生起すると考えれば、HとE面内の安定な偏波特性から、EとHを作り出す親が同一(しかも局在している)であろうと、そしてDとEとの位相関係はみかけのものであつて、その間には主体的な関係はなりととらえてDの波源は比較的「一様」であると言ひ変えることは無理であろうか？

この様な「Hを作り出す親が局在化してDを作り出す親は空間的に一様」であろうという考え方の正否はここから明らかになつてゆくであろうか。E成分がどういう原因で作り出されているかを見極めることは、脈動の原因を調べる上で大変重要なことである。

# 昭和基地-GEOS衛星同時観測による Pc1 波動の伝播特性

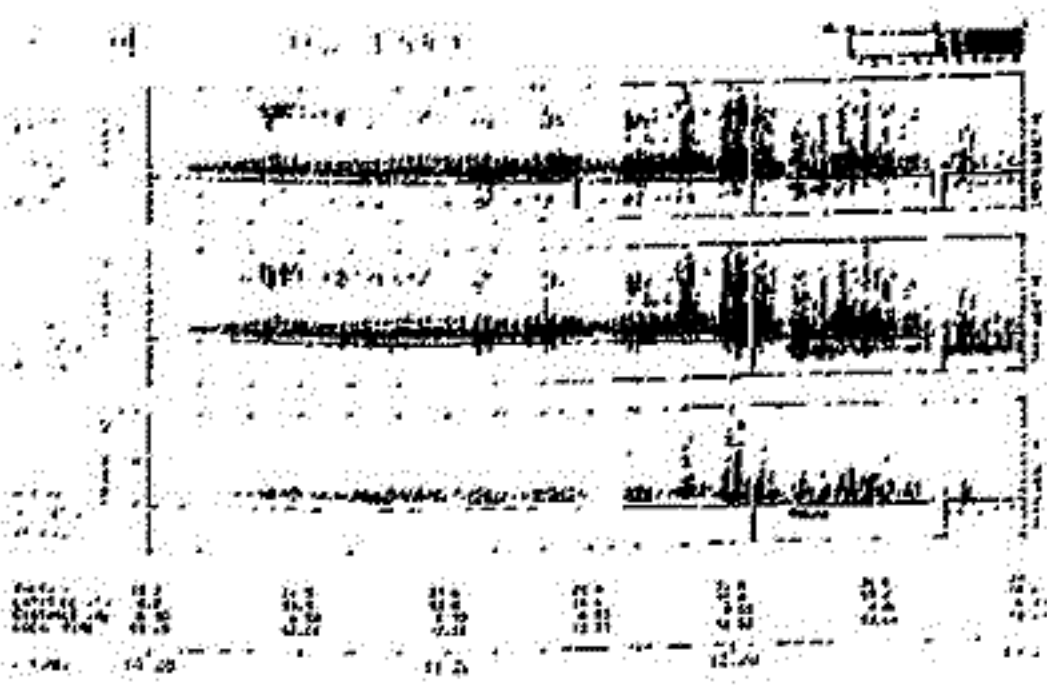
平沢威男<sup>\*</sup>, Gendrin<sup>\*\*</sup>, 小野高幸<sup>\*</sup>

\*: 国立極地研究所    \*\*: CRPE

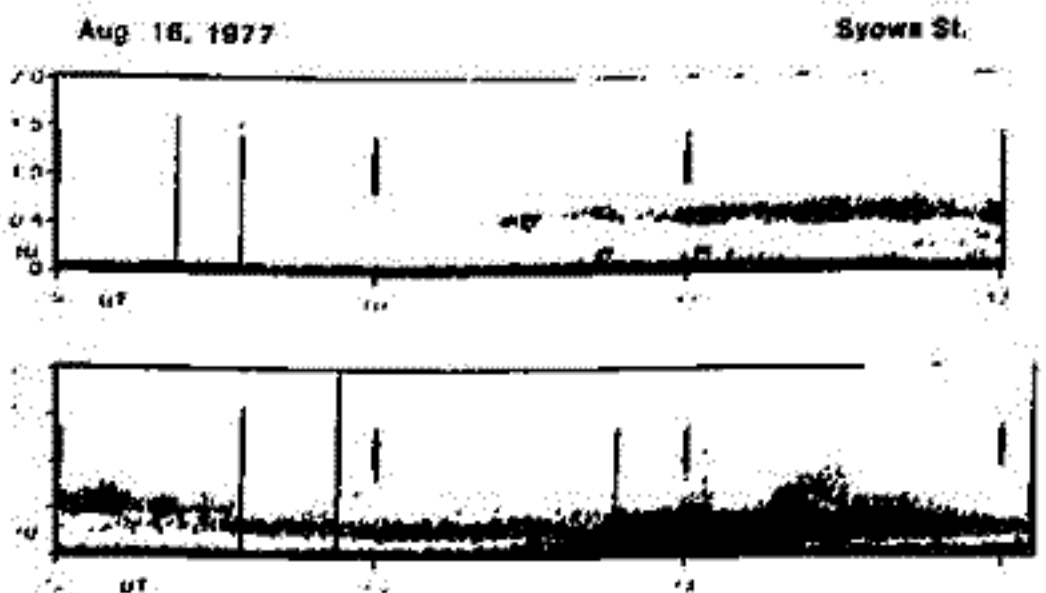
**序** Pc1 波動は、従来より 磁気圏深部におけるプロトンサイクロトロン共鳴により励起され、地上に伝播して観測されるものと考えられてきた。近年の磁気圏衛星による総合観測の結果中には、その励起および伝播のメカニズム中に  $He^+$  イオンが重要な役割をはたしている事が見出されている。ここでは GEOS-1 及び GEOS-2 衛星による観測結果と昭和基地における地上観測結果とを対比させることにより、まず Pc1 波動の伝播特性を明らかにし、さらに Pc1 波動の発生メカニズムを探る。

**観測結果** 1977年に打上げられた GEOS-1 及び 1978年に打上げられた GEOS-2 衛星は、その軌道の性質から、昭和基地と磁気圏深部との同時観測に最も適した衛星である。第1図に 1977年8月16日における GEOS-1 による観測結果を示す。図中には ULF 帯磁場観測結果について磁力線に対して右旋偏波 (BR)、左旋偏波 (BL) 及び磁力線方向 (Bz) の各成分に分離されたダイナミックスペクトルが示されている。また  $He^+$  のサイクロトロン周波数 ( $f_{He^+}$ ) を細い実線で示す。この時  $f_{He^+}$  より高周波側において、直線偏波特性を持つ Pc1 波動が全観測時間にわたり観測されている。また 12時30分以後は  $f_{He^+}$  より低周波数側に左旋偏波の波動が観測されている。このときの昭和基地における Pc1 波動の観測結果を第2図に示す。GEOS-1 ときわめて共役性の良いダイナミックスペクトルを持った Pc1 波動が観測されていることが示される。即ち、現象の開始時刻が一致し、スペクトルの中心周波数も  $f_{He^+}$  より高い周波帯の現象が 0.6 Hz、低い周波帯の現象が 0.25 ~ 0.3 Hz と良い一致を示している。しかし偏波特性については、 $f_{He^+}$  より低周波帯の現象は左旋偏波と GEOS-1 の観測と一致するが、 $f_{He^+}$  より高周波帯の現象は右旋偏波特性を示し、GEOS-1 の結果とは異なっている。

**結論** Pc1 波動に対する GEOS 衛星と昭和基地による同時観測が行なわれ、周波数スペクトル及び偏波特性について詳細な解析が進められている。解析結果の多くは衛星-地上の間できわめて共役性の良いダイナミックスペクトル特性を示している。観測結果の詳細な比較により、Pc1 波動の伝播特性が解明されるものと期待されている。



第1図



第2図



# Pc 1 の伝播経路 (磁気圏に He<sup>+</sup> を含む場合)

北村 泰一  
九大 理学部

昭和基地とレイキヤビークの共役的と、それと能率磁力線上に存在する GEOS の Pc 1 の観測は、数々の興味ある現象を提供してくれている。

先学会(55年11月, 名古屋)の福西 浩氏の報告によると、

地上で観測されても、GEOS で観測されない場合も、その途が一般的 (1)

であるというのである。

これらのことは、磁気圏に He<sup>+</sup> が存在することによって定性的に説明する事が出来る。しかも、GEOS の観測によると、磁気圏内の He<sup>+</sup> の含有率は 30% の多量に達している。He<sup>+</sup> の存在が (1) を説明していることはますます確からしく思える。

こうした状況にあつて、Pc 1 wave が He<sup>+</sup> を含む磁気圏内では実際に如何に伝播するか (Ray tracing) を調べようと思ふのである。

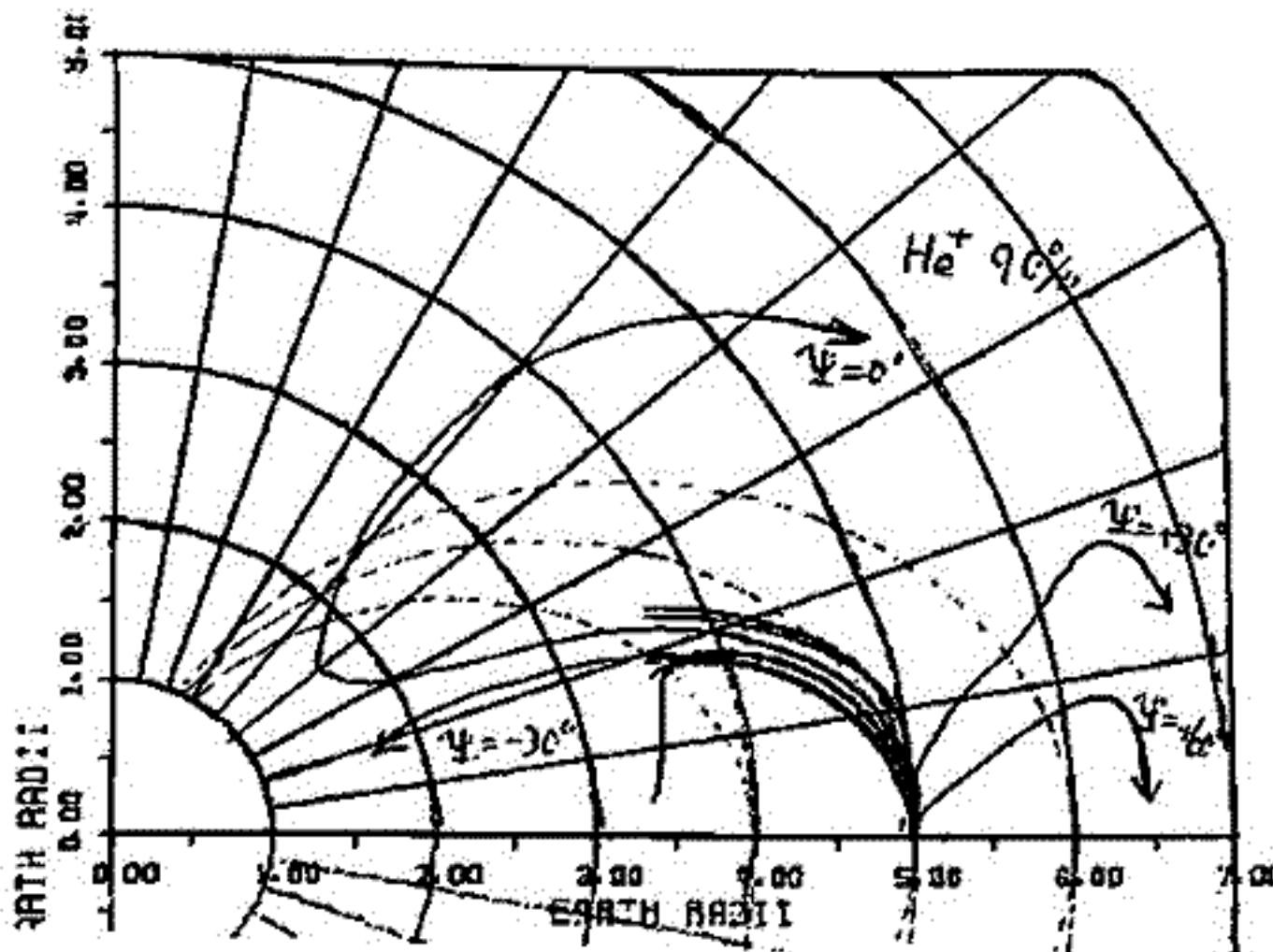
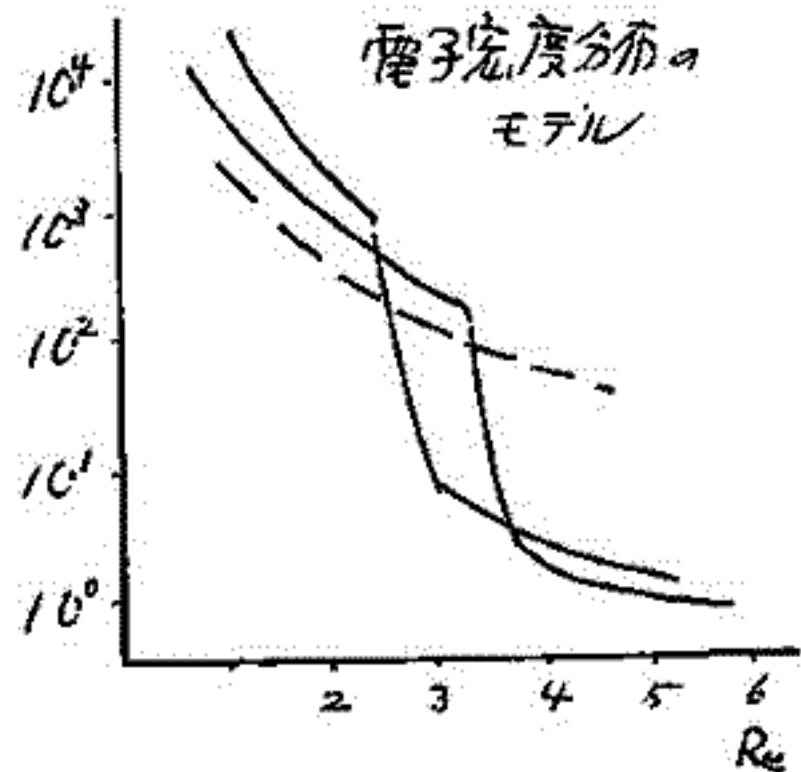
計算にあつては、

(1) 電子密度は OGO 等の観測値に基づき

いくつかのモデルを設定した

(2) He<sup>+</sup> の含有率は 10, 20, 30% <sup>90%</sup> について計算した。

(3) Wave normal angle  $\psi = -60^\circ, -30^\circ, 0^\circ, +30^\circ, +60^\circ$  について計算した。



## 結果

結果の一部を左図に示す。5Re の赤道面上から発した Pc 1 (1Hz) は、磁場を沿うことなく自由な path をとることが出来る。図は極端な場合(90%)であるが、%の高低によつて大なり小なり斜めに伝播している。

# 中低緯度および高緯度における Pc 1 型磁気脈

## 動の特性の対比 (II)

外谷 健<sup>\*</sup>・小池捷春<sup>\*</sup>・桑島正幸<sup>\*</sup>・河村 謙<sup>\*</sup>・福西 浩<sup>\*\*</sup>・鮎川 勝<sup>\*\*</sup>・平沢威男<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*</sup> 気象庁地磁気観測所      <sup>\*\*</sup> 国立極地研究所

わがわがは、初期の解析で、昭和基地における1977年・1978年の観測データを用い、極光帯におけるPc1レンゾの磁気脈動を次の3つのグループに大別した:

- 1) hydro magnetic chorus (51.7%)
- 2) periodic emission (PE) (18.7%)
- 3) その他 (IPDP, morning-IPDP, dot など)

低緯度で観測されるPc1は主としてPEで、低緯度、高緯度間の日変化の差は、高緯度で過半数を占める chorus の発生 Occurrence peak をもつことによることを示した。

次に、1977年4月の日本とオーストラリアの観測所網のデータの対比から、PEは磁気嵐の recovery phase に plasmapause 附近の赤道域でプラズマ圏の cold plasma と ring current proton との相互作用によって起される ion-cyclotron wave の、磁力線に沿って plasmapause latitude の電離層高度に到達し、電離層ダットを通過する経路に沿って低緯度へ伝播し、出現頻度の日変化、季節変化や出現頻度の緯度・経度プロファイルは河れも伝播路におけるその成長を示すものと解釈した(図1)。

ここでは、1977年・1978年の2年間について、低緯度(オーストラリア)、高緯度(昭和基地)におけるPEの出現、中心周波数などの特性を、より定量的な立場で対比し、その発生領域と発生の機構について考察する。PEの出現はDstの減少に関連し、その recovery phase に集中する(図2)。しかし、オーストラリアでは Dst max の2-3日後に、その occurrence peak に達するが、昭和基地の peak は、オーストラリアの peak より更に2日程おくれる。一方、高緯度と低緯度では中心周波数が明らかに違う。これらは磁気嵐発生に伴う Kp増加によって内側に示されたプラズマ圏の Dst の減少に反応して徐々に回復し、wave-particle interaction の起る plasmapause 域が高緯度側へ移ることに由来すると解釈される。PEはDstの急激な減少に伴って、1) 低緯度・高緯度の両方、2) まして低緯度のみ、3) まして高緯度のみで観測される場合があり、これも前記の解釈を支持するように見える。また最近のPc1脈動出現頻度の異常減少についても言及したい。

SUMMARY OF THE PRESENT STUDY

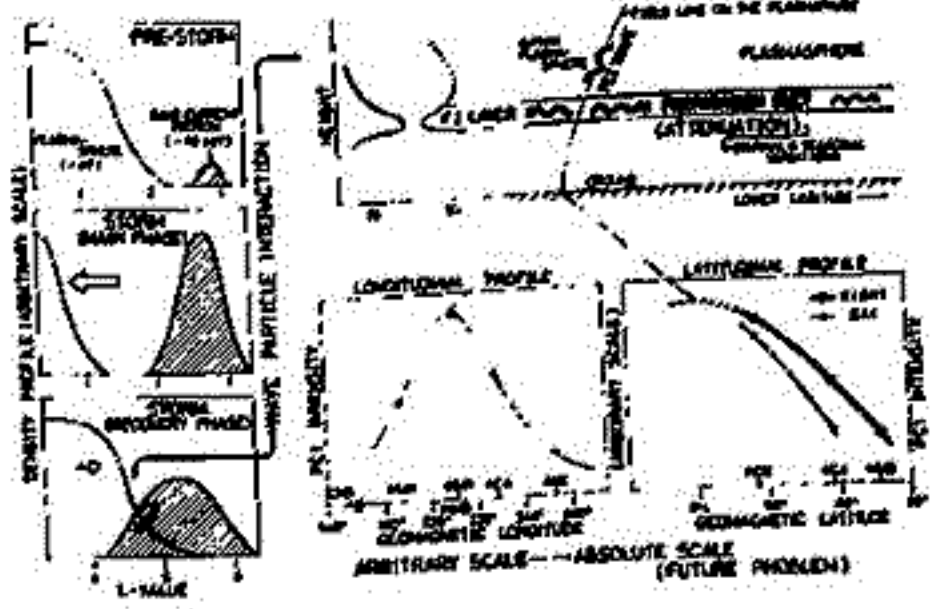


図 1

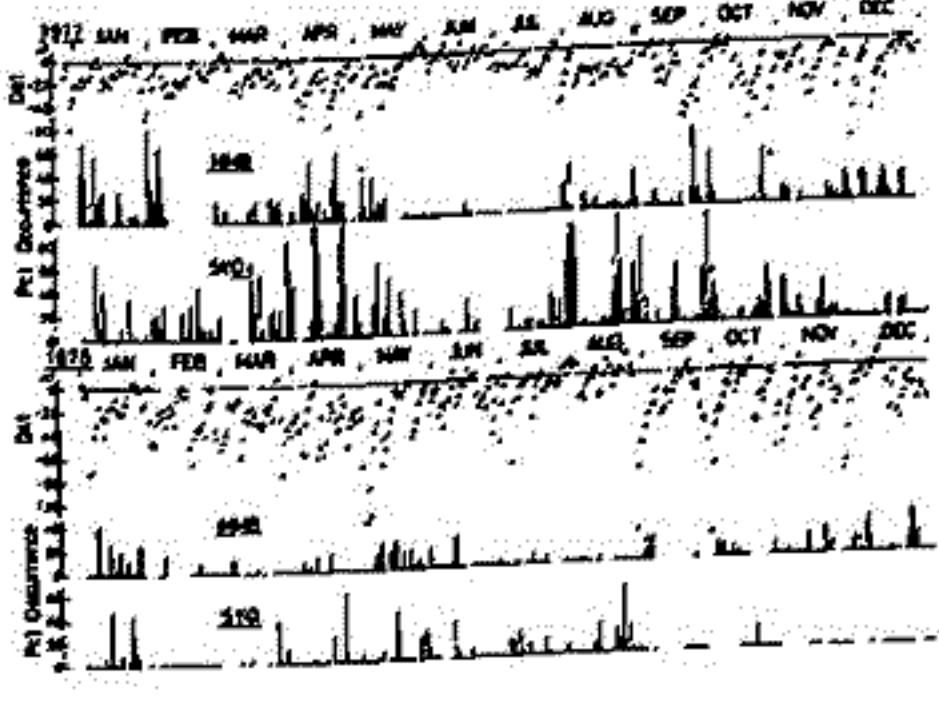


図 2

# 低緯度脈動に対する電離層効果 モデル計算-I

森長雅弘, 坂橋介, 下泉政志, 北村泰一  
(九大理)

これまでに、日出に伴って低緯度脈動 (Pc3, Pc4) の D 成分が増大することを報告してきた。この D 成分の増大は、図 1 に示すように、水平面内偏波の主軸の方向を変えるが、偏波率 (ellipticity) の方はほとんど変えない (特に、DEC. 9-10, 1979)。このことから、D 成分の増大の原因は、磁気圏のソースの変化よりもむしろ電離層の変化に求めるべきであることが示唆される (ソースの変化、特に東西伝播の変化は偏波率の符号を変えるであろう)。

x, y は水平面内に、z を鉛直方向にとったとき、中性大気内では鉛直電流を無視すると

$$(\nabla \times B)_z = \partial B_y / \partial x - \partial B_x / \partial y \approx 0$$

より、

$$B_x / B_y \sim \Delta y / \Delta x$$

( $\Delta x, \Delta y$  は水平方向の変化のスケール)

であるので、電離層を水平方向に一様としてしまうと、 $B_x / B_y$  はソースのスケールのみで決まってしまう、ソースを一定と考える限り、 $B_x / B_y$  の変化は起こらない。しかし、電離層は東西方向に一様でない (図 2)。そこで、y 方向 (東西方向) のスケール  $\Delta y$  はソースよりも電離層で決められる可能性が出て来る。この問題を正確に取り扱うためには、2次元境界値問題を解かねばならない。

今回は、y 方向の境界条件を見出すために、通常無視される鉛直電流の効果も調べるために (その重要性は、Hughes and Southwood (1976) の Fig. 4 に見い出される)、atmospheric conductivity を考慮して isotropic mode を入射したときの 1次元問題を取り扱った。

(参考文献)

Hughes, W. J., and D. J. Southwood, *J. Geophys. Res.*, 81, 3234, 1976

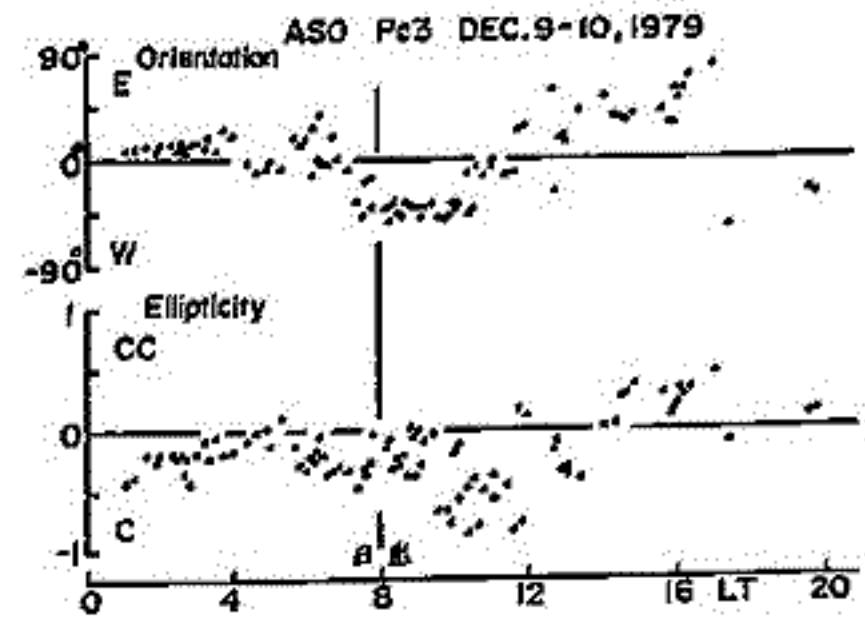
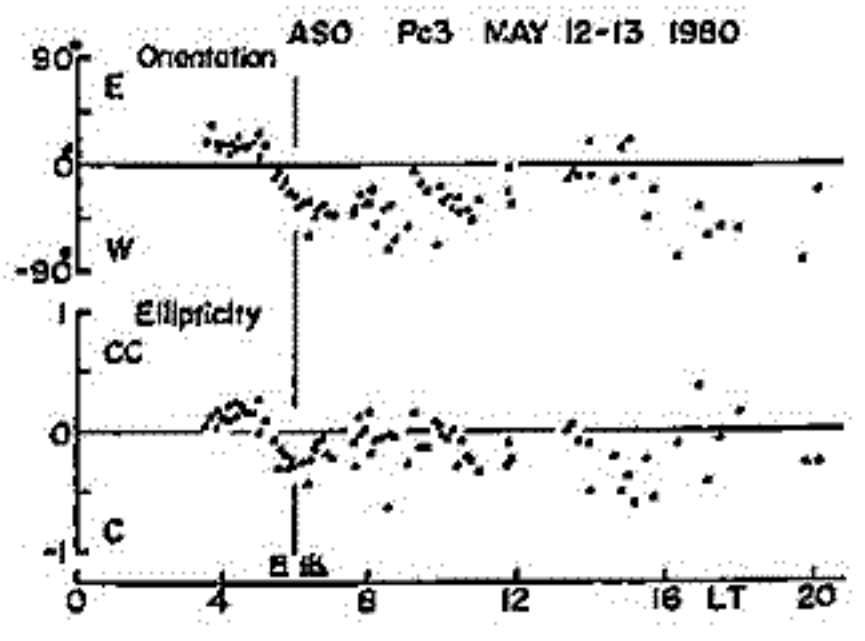


Fig. 1.

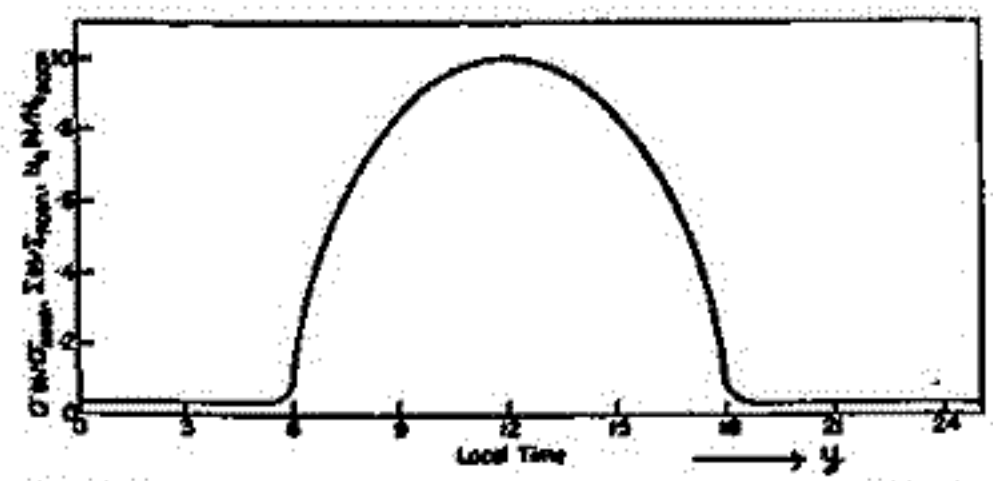


FIG. 2. ASSUMED DIURNAL VARIATION OF ELECTRON DENSITY AND CONDUCTIVITY. The nighttime conductivity is 1/10 the noon value.

## A damped type hydromagnetic oscillation associated with

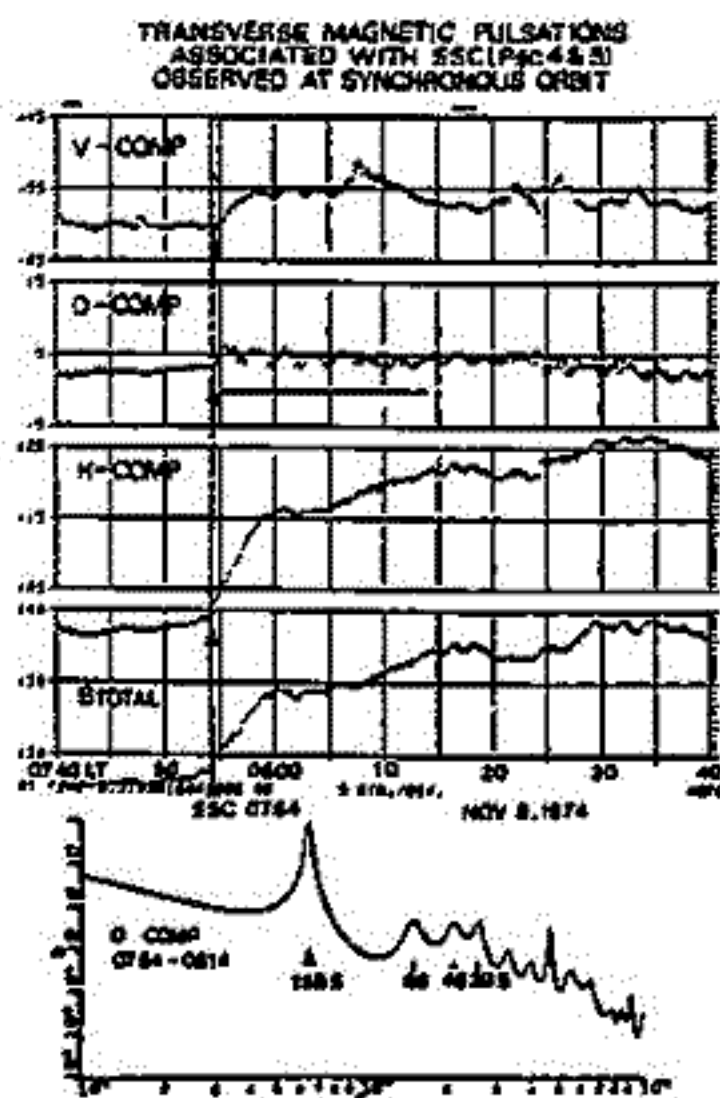
SSC observed at synchronous orbit

櫻井 亨、利根川 豊  
東海大、工学部

A pure transverse damped type hydromagnetic oscillation was excited in space associated with storm sudden commencement(SSC). Such a damped type oscillation associated with SSC was studied using magnetic field data obtained by the satellite, ATS 6, at synchronous orbit. The study revealed several important characteristics in relation to oscillation mode as follows;

- 1) The damped type waves oscillate only in declination component of the magnetic field and show a pure transverse oscillation character.
- 2) The period of these damped type oscillations ranges from 150s to 200s, which is a little shorter period than that of usually observed Pc 5 in the auroral zone.
- 3) The exponential damping time extends from 10 minutes to 25 minutes.
- 4) The initial oscillation of these damped type waves starts with a reversal direction in morning and evening sector; i.e., eastward in morning and westward in evening, respectively.
- 5) These damped oscillations are superimposed on DC shift which has a same polarity change with that of the initial deflection of damped wave itself.

These observed characteristics of the damped type oscillations associated with SSC indicate that the oscillations in the period range of Pc 5 observed in space behave as a fundamental toroidal oscillation with an asymmetry in a longitudinal phase change. The oscillation is believed to be confined in a limited magnetic shell and can't propagate in a radial direction.



Characteristics of Pc4 Magnetic Pulsations Observed at  
Synchronous Orbit

利根川 豊 · 加藤 愛雄 · 桜井 亨

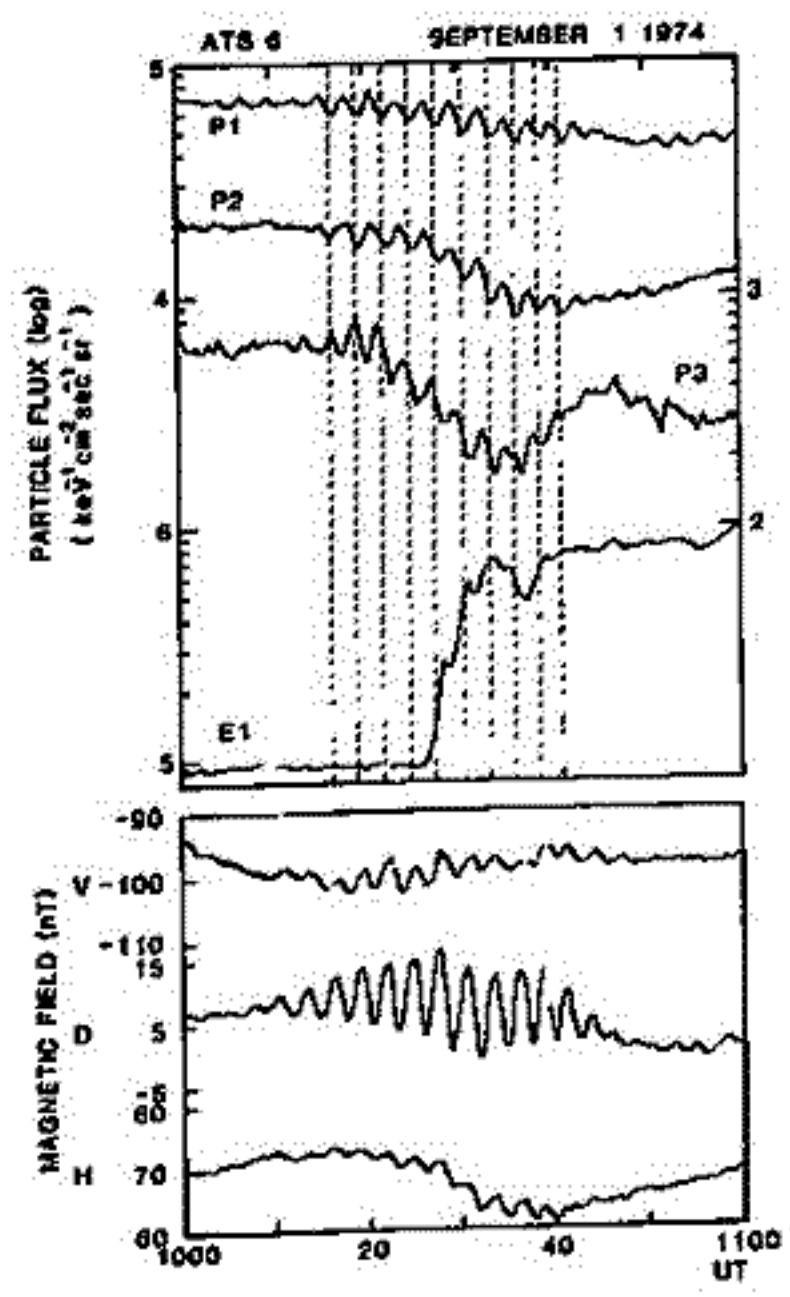
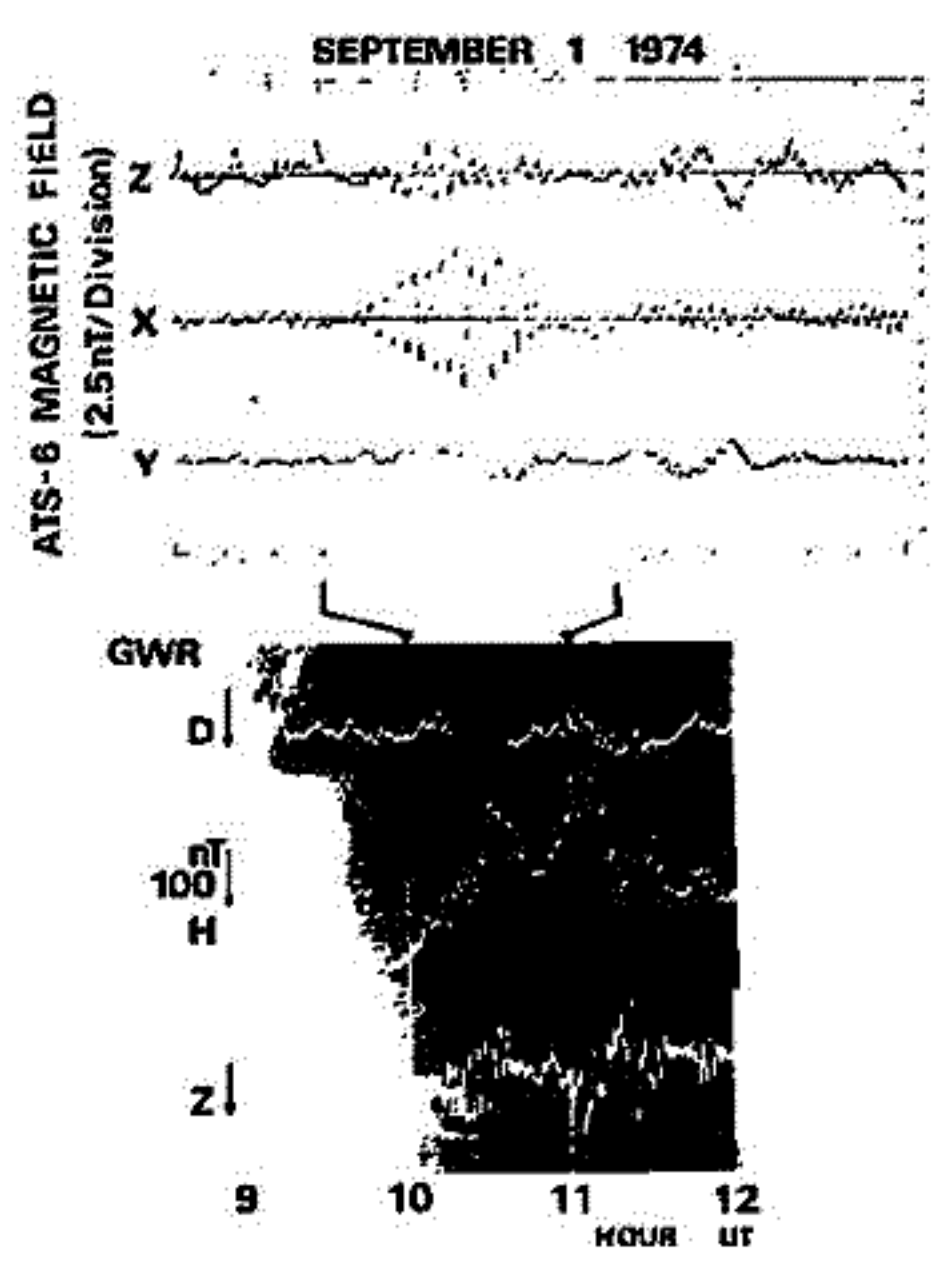
東海大 工学部

Several wave characteristics of magnetic field pulsations in a period range of Pc4 were studied using magnetic field data obtained by synchronous orbit satellite, ATS-6, during a period from June 1 to August 31, 1974. The observed Pc4 magnetic pulsations were classified into two types, e.i., transverse and compressional oscillations, respectively. The former oscillated dominantly in the azimuthal component. This type of oscillation occurred in the early morning sector with a period range mainly from 90 to 180 seconds. The latter oscillated dominantly in the radial component of the magnetic field, occurred in the evening sector with a period range from 40 to 110 seconds. Thus, the compressional oscillation exhibited shorter period than that of the transverse one. The compressional oscillations showed a significant local time dependence in a occurrence probability which has similar to that of energetic proton flux oscillations observed by ATS-6 during almost same period of the magnetic field observation. A case study of comparison between magnetic and proton fluxes Pc4 type pulsations was done in detail. The study indicates that the compressional Pc4 magnetic pulsations might be interpreted as a second harmonic field line resonance under an assumption of resonant interaction with bouncing energetic protons of about 200 keV, when azimuthal wave number ( $m$ ) was taken to be 100.

### 図分 征

東京大学理学部 地球物理研究施設

Pc 4-5 帯の ULF 波動に伴い、数 keV 以上の高エネルギー粒子の振動が観測され、これは最初 Brown, et al (1968) によって報告されたが、それ以来この現象は観測面でも理論面でも興味をもたれ、これまでにいくつかの結果が報告されている。特に最近では、静止衛星による観測から、変調現象の出現特性の詳しい解析がなされている。また、粒子の変調にはいくつかのタイプがあり、粒子と波動の相互作用にはかなり複雑なプロセスが存在していることが示唆されている。例えば、Storline Pc5 と呼ばれている午後時に出現する大振幅振動の場合は、圧縮成分とプロトンとはエネルギーに依らず逆位相の振動を示すが、電子は同位相で変動する。しかしながら、Storline Pc5 と同じような偏波をもつ磁場予午面内振動する Pc 4 波動の場合は、その振幅程度はエネルギーに依らず位相差のプロトンの変動を伴う。これらの事実は、Pc 4-5 帯の粒子の変調現象が一時的機構で説明できるものではない。いくつかの異なる機構が存在しており、単純な出現特性の統計解析のみではこれらの機構の解明の手がかりが得られないことを示している。従って、現象論的側面では、磁場の偏波特性・周波数・成分に考慮を入れて、これらの相互作用を詳しく整理する必要があると考えられる。ここでは ATS 6 によって得られた磁場およびミネソタ大学の粒子スペクトロメーターのデータを用い、上記の話題について解析を行った結果について述べる。



# サイクロトロン(整数・半奇数)共鳴 の非線型効果

谷口 治 幸

東大・理 地球物理研究施設

(単色)

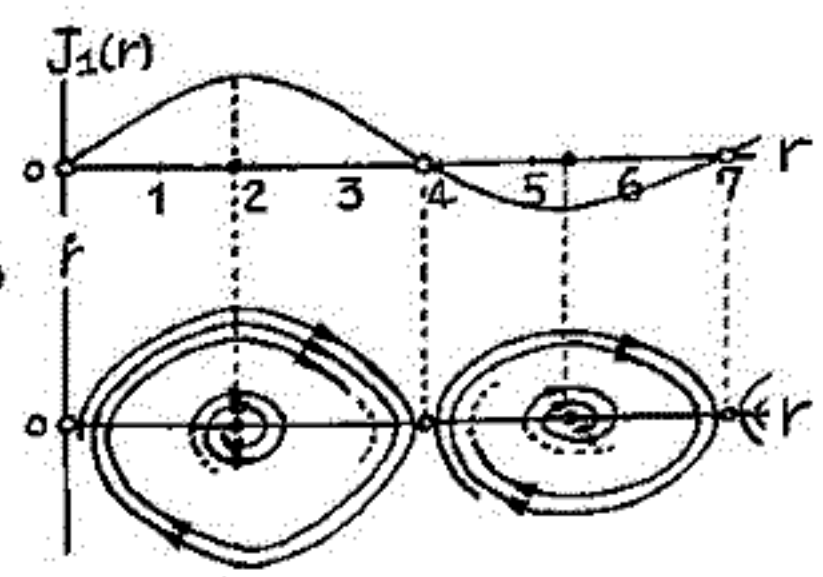
小振幅の静電波(今回は定振幅・フルートの)による、一様磁場中の荷電粒子の運動の擾動を、多重時間尺度展開法により解いた。その結果、オーダー $\epsilon^1$ のサイクロトロン $\omega \approx l\Omega$ 共鳴、オーダー $\epsilon^2$ のサイクロトロン $\omega \approx (l + 1/2)\Omega$ 共鳴および非共鳴、のばあいの粒子の非線型軌道を記述する有用な方程式系をえた。展開パラメータは、 $\epsilon \equiv \delta E / \omega B_0 \ll 1$  であり、記号は断りのないとき慣用のものを用いる。

## オーダー $\epsilon^1$ の解 : $\omega \approx l\Omega$ 共鳴

共鳴粒子の、サイテイングセンタ( $x_0 = \text{const}, y$ )、ラーマ半径 $r$ 、および位相 $\phi$ 、の時間発展を記述する非線型方程式系は、すでに他の研究者(ex. Lysak et al, 1980)が用いているものと同様である。相空間( $r, \phi, y, \dot{r}, \dot{\phi}, \dot{y}$ )での軌道方程式を、解析的・数値的に調べた結果:

閉軌道は存在しない。 $r=0, J_r(r)=0, J_\phi(r)=0, x_0 + l\phi = n\pi/2$  の点か、平衡点/特異点となる。 $(r, \dot{r})$ 相空間においては、 $J_r(r)=0$ の平衡点は不安定な鞍形点、 $J_\phi(r)=0$ の平衡点は安定な渦状点である。従って、軌道は $J_r(r)$ の各零点の間に捕囚され、 $t \rightarrow \infty$ で $J_\phi(r)$ の零点へ墜落する。(下図に軌道の模式図を示す)

これらの非線型効果は、粒子捕囚による不安定波の安定化せ、冷い粒子の加熱・分布の高エネルギー・テイル形成などと深く関連していると考えられる。



## オーダー $\epsilon^2$ の解 : $\omega \approx (l + 1/2)\Omega$ 共鳴/非共鳴

オーダー $\epsilon^1$ では、 $\omega \approx l\Omega$ 共鳴でない粒子の軌道は擾動をうけないが、オーダー $\epsilon^2$ では、Schmitt & Lapierre (1978) が初めて示したように、新しい非線型効果が出てくる(右の表を参照)。今回これらの式を物理的に解釈し、殆んど解かれていないこれらの効果について検討を加えた。

波の振幅の2乗に比例してこれらの効果は、線型不安定波の安定化/非線型不安定化に寄与する可能性がある。Aamodt et al. (1981)は、 $\Delta\Omega_{NL}$ によるドリフトサイクロトロンモードの安定化を考えている。又、磁気圏でのホイスタ波の $\pm\Omega_e$ 狭帯域の欠落、およびVLF静電波の $(l + 1/2)\Omega_e$ 狭帯域エミッションには、重要な効果となっていることが期待される。

	$\omega \approx (l + 1/2)\Omega$ 共鳴	非共鳴
$y$	ポントロモ-タイプドリフト	進行波... $\partial y / \partial t = 0$ 定在波... ポントロモ-タイプドリフト
$r$	非線型発展	$\partial r / \partial t = 0$
$\phi$	非線型発展	$\partial \phi / \partial t = \Delta\Omega_{NL}$

謝辞: 本研究に対して有益な議論をしていただいた玉尾敦教授に感謝いたします。

文献: Lysak, R.L., M.K. Hudson, and M. Temerin, J. Geophys. Res., 85, 678, 1980  
 Schmitt, J.P.H. and Y. Lapierre, J. Plasma Physics, 20, 95, 1978  
 Aamodt, R.E., B.I. Cohen, Y.C. Lee, C.S. Liu, D.R. Nicholson, and H.N. Rosenbluth, Phys. Fluids, 24, 55, 1981

# ホイラーモード波と電子サイクロトロン相互作用における地球磁場インホモジニティ効果

大津仁助  
名古屋大学空電研究所

VLF帯の一定周波数の送信パルスによる波動励起(ASE)実験はよく知られているが、これはホイラーモード波と電子との間の、長く狭くコヒーレントなサイクロトロン相互作用によつて起つてゐる。この際、送信電波自身の強度の増大が次の段階として必要となるが観測結果より明らかになつてゐる。本報告は、送信波の強度の増大に対する、地球磁場のインホモジニティ効果を、テスト電子法による結果に基づいて述べるものである。よく知られてゐる様に、電子の静磁場方向の速度 $v_z$ が、波の磁界 $B_w$ によつて加速されるような位相関係にある時、(図1図に示すように、電子の $v_z$ と $-B_w$ の間の角 $\phi$ が、 $0 < \phi < 180^\circ$ となつてゐる時)、電子の運動エネルギーは減少して、この減少分だけエネルギーは波に移り、波の強度は増大する。逆に減速される位相関係( $180^\circ < \phi < 360^\circ$ )にある時は、エネルギーは波より電子へと流れ、波は減衰する。したがつて1つの電子が波の中を通過する時、加速域にゐる時間か、減速域にゐる時間より長ければ、意味としてエネルギーは電子より波へと流れ、この逆の時は、波より電子へと流れる。共鳴速度域に近い程、位相の変化は速く、共鳴速度で変化は0となるので、共鳴速度のまわりで電子の滞在時間は長くなる。今、1つの電子の $v_z$ を、 $v_z = v_r(1+a)$ として、 $a$ を小さい負の値か、小さい正の値まで変化させることによつて、共鳴速度のまわりの速度を表わし、それぞれの速度に對して、与えられた初期位相 $\phi_0$ が出發して、位相角が $|360^\circ|$ 変化する間の電子の運動エネルギーの変化を次の図に示してゐる。これは、磁軌赤道が相互作用が始まり、地球磁場の強度が増加する方向に移動する場合である。図中の太い線は、 $\phi_0$ を $0^\circ$ より $90^\circ$ 毎にとつて(即ち4つのテスト電子を用いて)計算した結果の和を示すものである。 $a$ は $0.002$ より小さいところでは、電子エネルギーは大きく負の値を示しており、 $0.002$ より大きい部分の正の面積より広い。即ち、全体として電子の運動エネルギーは負となり、波へエネルギーが移つてゐることを意味する。これは磁場強度が増加する時の特徴で、波の加速作用とジャイロ周波数の増加と共に、 $\phi$ の変化を相殺し、共鳴速度のまわりで、加速域での滞在時間を長くするためである。又波の強度がトラッキングを起す程の強さを持つてゐる時、この負性は急に増大する。紙面の都合で計算結果を示せなかったが、相互作用が地球磁場の強度が減少する方向に移動する時は、電子の運動エネルギーは増加し、波の強度は減衰すると云ふ、興味ある結果が得られてゐる。

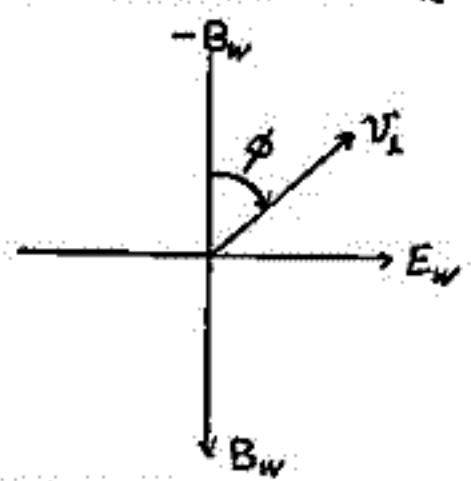


図1 波の磁界と $v_z$ の位相  
波は裏面へ、電子は紙面より上方へ進行。 $B_0: \odot$   
加速域の電子( $0 < \phi < 180^\circ$ )

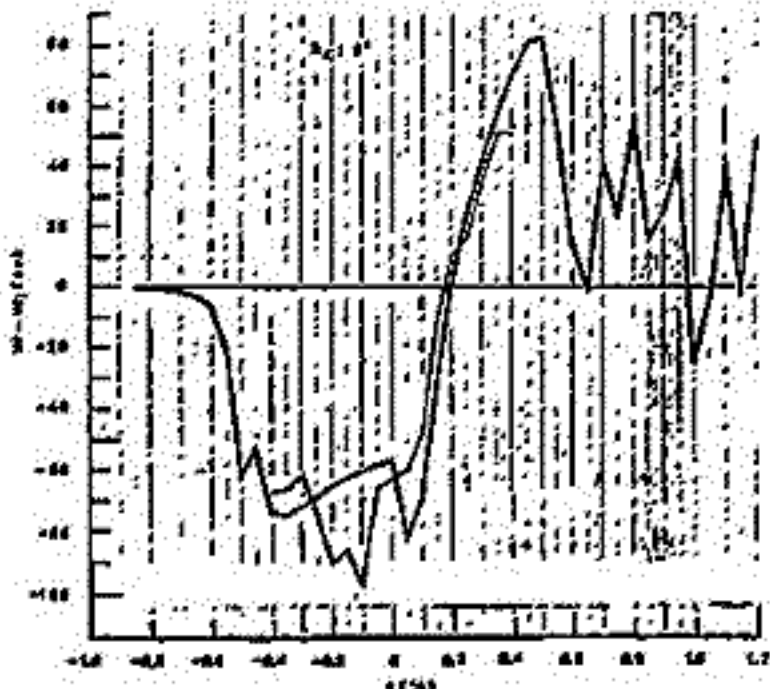


図2 電子の $v_z$ と運動エネルギーの変化  
 $v_z = v_r(1+aa)$   
 $w_i$ : 初期運動エネルギー  
 $L=3.0, f=14.0 \text{ kHz}, \alpha_i=60^\circ, B_w=4 \cdot 10^{12} \text{ NT}$   
細い線:  $\phi_0=0^\circ$ より $30^\circ$ 毎に12つの結果の和の $1/3$ の値  
太い線:  $\phi_0=0^\circ$ より $90^\circ$ 毎に4つの結果の和  
 $-0.05 \leq a \leq 0.15$  でトラッキングがなされてゐる。



# 自由境界条件によるノイスラ-波動粒子相互作用の計算機シミュレーション(III)

橋本弘蔵, 松本 紘, 芥沢長績\*, 木村智根  
(京大工 \*現電力中研)

磁力線に沿って伝搬するノイスラ-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自由境界条件でのシミュレーションについて述べる。すでに報告してきたように、波と粒子が次第に相互作用をするエンカウンターモデルとなっている。従来は、モデル長を32波長、周波数  $f=0.5f_H$  であったものを周波数  $f=0.4f_H$  とし、群速度と位相速度が異なる場合およびモデル長を64波長と長くした場合についてのシミュレーション結果について述べる。波の磁場強度は、背景磁場の1%、プラズマ周波数は、サイクロトロン周波数の10倍とした。共鳴粒子は背景粒子の1%の密度で、 $T_0=10^4K$ ,  $T_L=10^6K$ , 指数18のロスコーン分布とし、平均速度は共鳴速度に等しくした。

まず、 $f=0.4f_H$  の場合について述べる。40 $T_H$ (サイクロトロン周期)までの結果を図1に2 $T_H$ 毎に示す。初期値として共鳴粒子は、22~28入に配置し、 $x=0$ の方向に進み、波は、 $x=18$ 入からなだらかに落ちるガウス分布型の波頭とした。28~32入は、減衰領域である。定性的には、 $f=0.5f_H$  の場合と同一の結果であるが、波頭が成長したピークが右に進む速さを測定すると、ピークのほゞさる16~24 $T_H$ において、ビームの無い場合の群速度に等しいことが明らかとなった。これは、ビームのある場合の不安定性の伝搬速度の線形解析の結果と一致する。

次に、モデル長を64波長とした場合を図2に示す。初期状態では、粒子は44~56入に配置し、波は36入からなだらかに落ちる波頭とした。減衰領域は、56~64入となる。18 $T_H$ ころまでは、波頭が成長してピークが伝搬してゆくのが認められる。しかし16 $T_H$ ころから、このピークより前に成長して右へ伝搬する別のピークが現れる。これは初期状態で波が存在しなくても、ビームの自由エネルギーのために波が成長したものである。このため波頭から成長したピークのみは、顕著には認められなくなる。

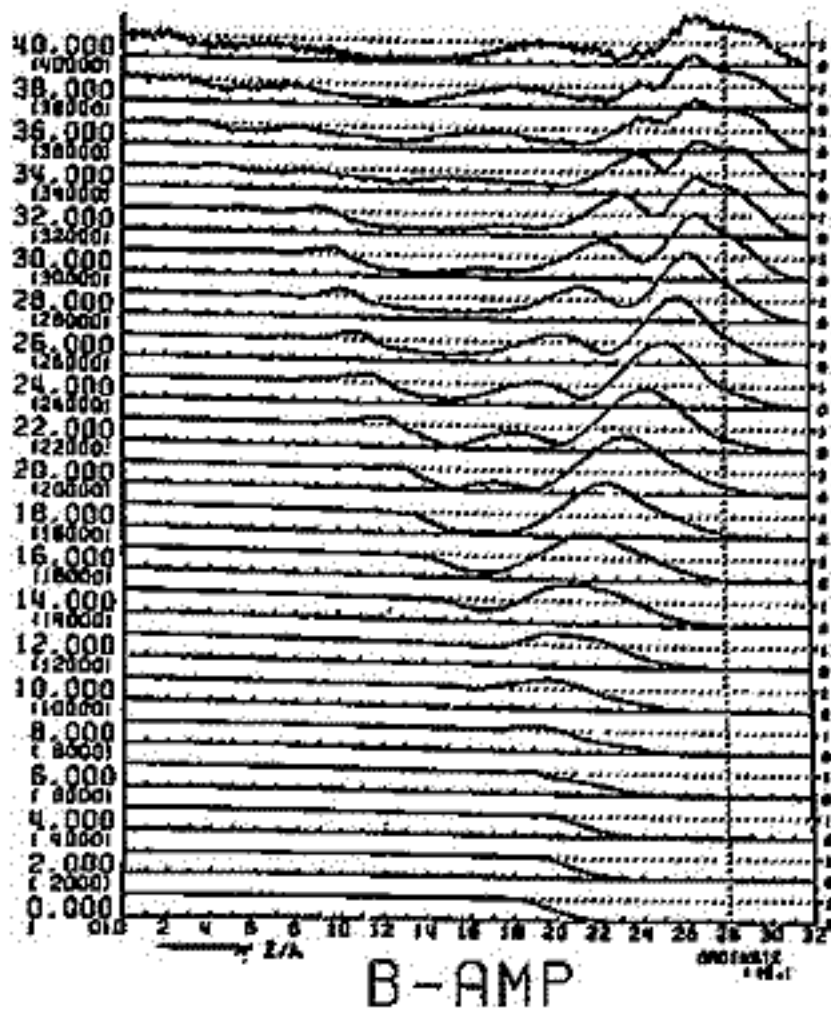


図1. 磁場の空間変化( $f=0.4f_H$ ,  $L=32\lambda$ )

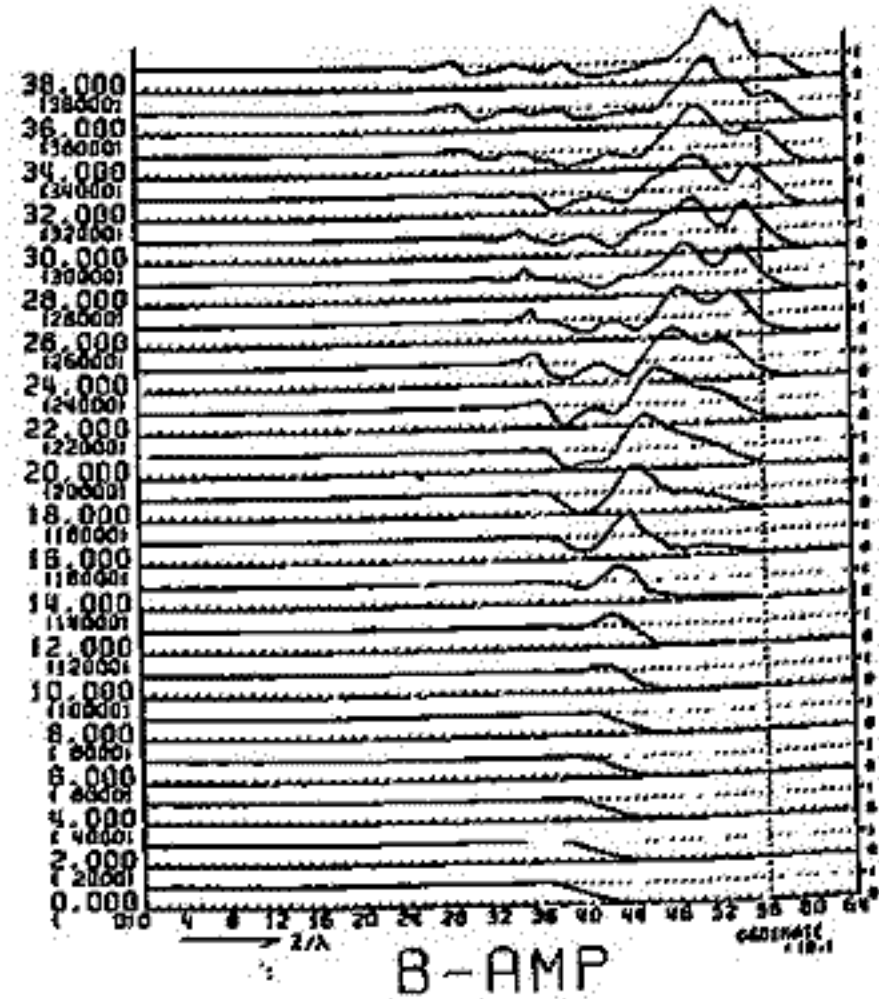


図2. 磁場の空間変化( $f=0.5f_H$ ,  $L=64\lambda$ )

Matthews, J. P., Omura, Y. and Matsumoto, H.

(Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University)

The Quiet Band phenomenon is observed on rare occasions below monochromatic VLF whistler mode waves propagating in the magnetosphere, and is a band of width 50 - 150 Hz in which wave growth is suppressed by up to 10 dB. An explanation of this phenomenon has been developed using an analytic approach by Cornilleau-Wehrlin and Gendrin (1979) and depends on the modification of the particle distribution function by particle trapping in whistler waves. A slot is formed in the particle distribution and this leads to suppressed wave growth below the parent signal. The theory requires a rather large number of trapped particles and assumes that particles are detrapped together at the same point. The frequency width of the Quiet Band varies as the square of the wave magnetic field strength. Computer simulation studies based on the Long Time Scale code (LTS) developed at Kyoto shed light on the process of Quiet Band formation and the assumptions made in the theory. The effects of progressive wave detrapping, the behaviour of non-trapped particles and wave front effects can be understood. Experimental evidence tends to indicate a linear relation between the Quiet Band width and the wave magnetic field strength. Again, the computer simulation method is useful in interpreting the apparent discrepancy between theory and experiment.

Y. Omura and H. Matsumoto

Radio Atmospheric Science Center (RASC)  
Kyoto University, Uji, Kyoto 611, Japan

Whistler mode wave-particle interactions in a dipolar magnetic field are studied using the Long Time Scale (LTS) algorithm. Instead of following the motions of cold plasma particles, the whistler mode dispersion relation is assumed a priori to enable wave phase determination. This assumption makes a great saving in computer time. By computing the motion of several hundred thousand resonant electrons, and updating the wave fields via a resultant resonant current, we can follow the self-consistent evolution of nonlinear interactions.

In a nonuniform dipolar geomagnetic field, not only trapped resonant electrons but also untrapped electrons play significant roles in the wave evolution. The roles of trapped and untrapped electrons are different and exchange their roles depending on the sign of the geomagnetic gradient. In the hemisphere where the whistler wave propagates towards the equator, trapped electrons cause wave growth, while untrapped electrons cause wave damping. In the other hemisphere, these roles are exchanged. The simulation results demonstrate this difference clearly. Non-linear frequency shift is also observed in the simulation when and only when the wave amplitude is significantly reduced in the presence of a strong resonant current. A physical interpretation of the simulation results and their application to real magnetospheric whistler phenomena are attempted.

Fig.1 Amplification of a Whistler Wave Packet due to Untrapped Electrons

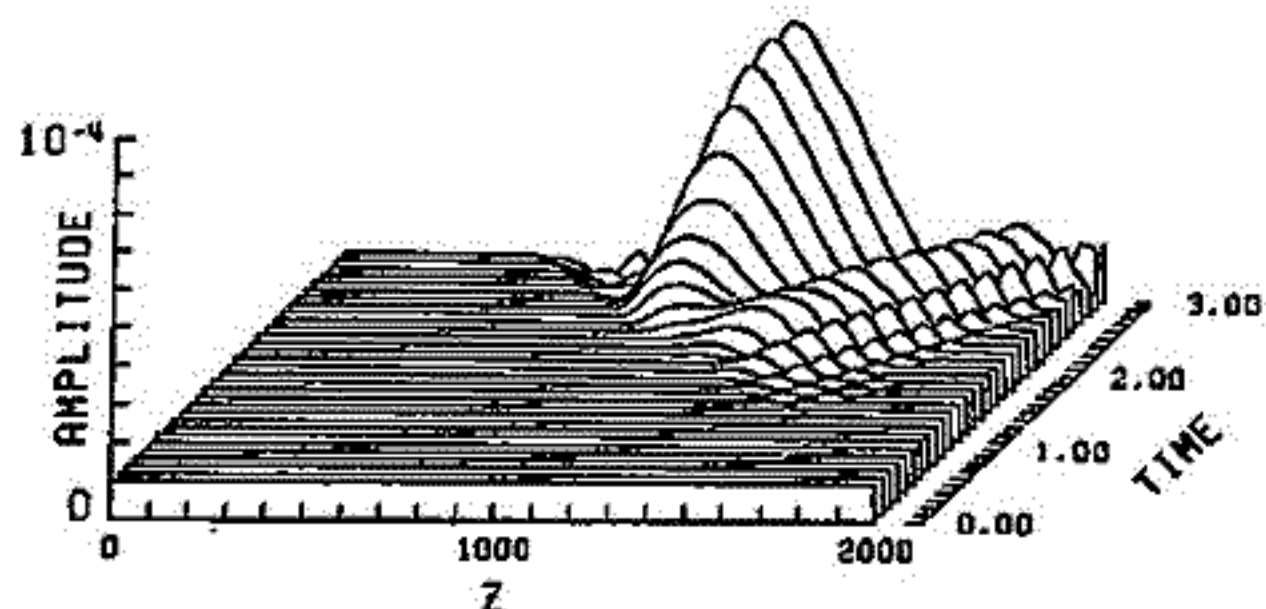
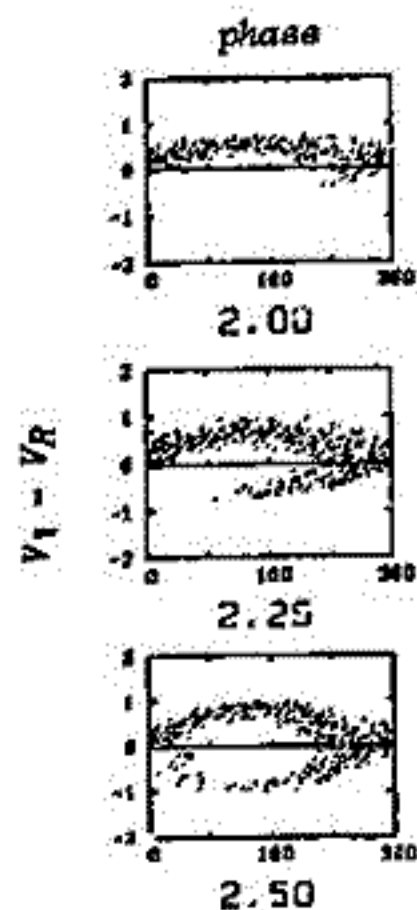


Fig.2 Phase Diagram of Resonant Electrons corresponding to Fig.1



京都大学 超高層電波研究センター 松本 敏・長井 啓介\*

太陽風プラズマ中や磁気圏プラズマ中では外部磁界を無視出来なため、伝播波として、アルフヴェン波や磁気音波がプラズマとの相互作用に重要な役割を果たしている。

MHD 近似のもとでは、大振幅の磁気音波は、前向きに急峻化し、遂にはショック又はソリトンを形成することが理論的に示されている。(e.g., Barnes, 1979; Tidman & Krall, 1971)

本研究では、MHD理論では扱えないプラズマ粒子の Kinetic な Collisionless Dissipation も合わせて考慮出来るような粒子コードによる磁気音波のシミュレーションを行なってみた。コードは  $1\frac{1}{2}$  D の MS コードである。

この結果、幾つか大変興味深い結果が得られた。

- (1). 前向き急峻化が進み、ショック状態に近づくにつれてソリタリー状波が立ち、やがてそれが相対的に遅れ、後向き急峻化した波形に移行すること。
- (2).  $B_0$  に直交せず斜めに伝播する場合はランダウ減衰が波数の大きい成分の成長を押し止めること。ランダウ減衰は大振幅波の場合も Trapping Time より小さい時間帯には線形減衰率と十分一致すること。 etc. etc.

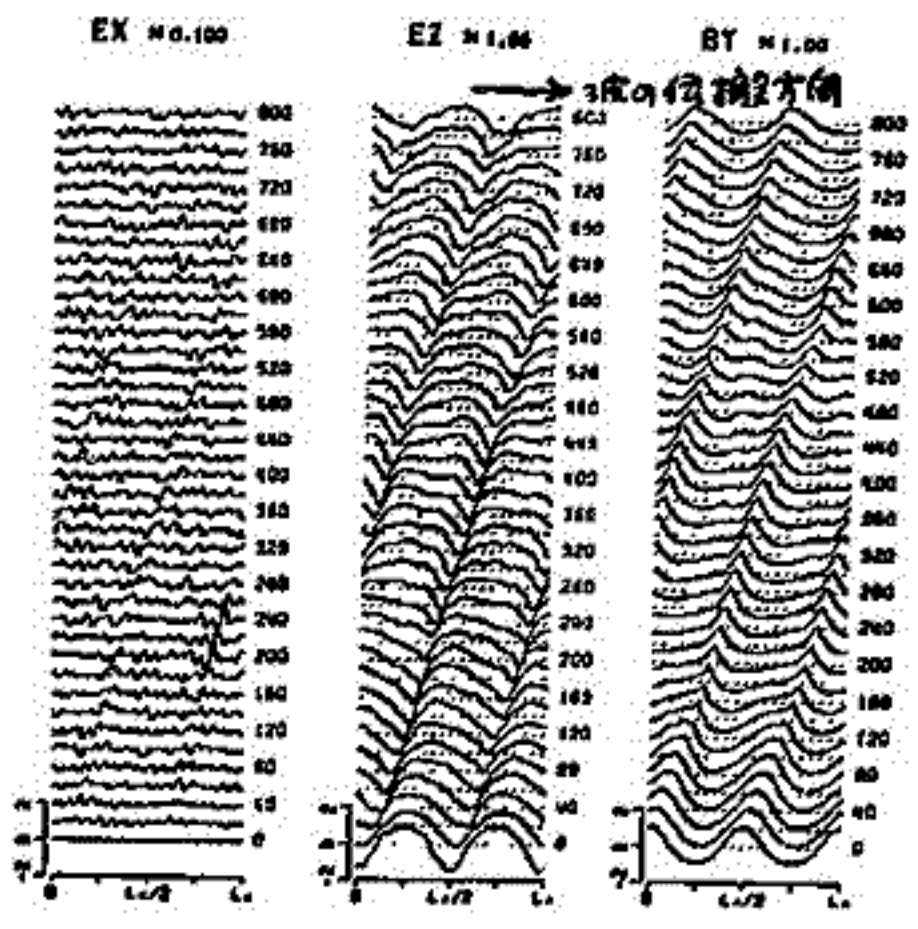


図1. 大振幅磁気音波 ( $k \perp B_0$ ) の伝播。波形の急峻化が見られる。最後には後向きに急峻化している。

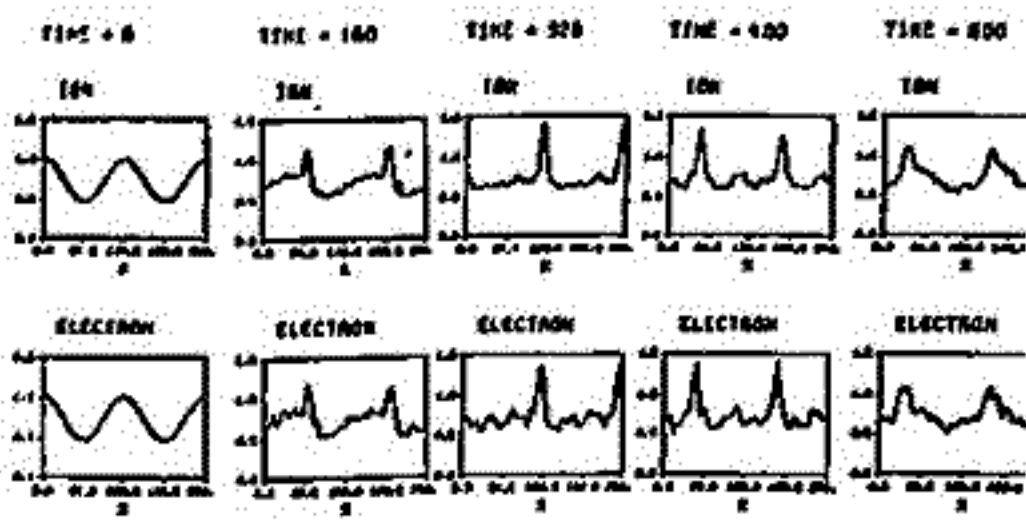


図2. 図1の波形の変化に伴う電子およびイオンの空間分布の変化。非常に鋭い密度ピークが現われる。

\* 現在 四国電力株式会社勤務

# VLF標準電波の赤道越之伝搬異常について

— NWC-22.3 kHz, NPG/NLK-18.6 kHz の場合の計算 —

馬場清英  
(中部工大)

VLF標準電波の伝搬特性の解析は伝搬路の昼、日没時の受信電波についてよく行なわれてきた。日没後の伝搬路に沿って移動する場合、受信パターン解析は Crombie の理論による方法がよく受入れられてきた。即ち、重要な伝搬モードは昼間では 1 次モードのみであり、夜間では 1, 2 次モードである。さらに受信電波の位相と強度の変化は日没線による導波管の高度変化地帯でのモード間の変換と夜間の部分でのモード干渉で説明される。しかしながら VLF 電波が磁気赤道を横断し、かつ東→西方向への伝搬をする場合には、磁気赤道附近で夜間の部分の導波管において伝搬特性に異常が現われることが、又、その領域が磁気赤道から磁気緯度 20° 以内は 30° 以内に限定されることなどが指摘されている (例として Lynn, Kaiser 等)。これは Crombie の理論に基づき、モード変換係数と夜間部分での 2 つの伝搬モードの位相速度の相違によるモード干渉距離に異常が現われることによる。この赤道越之異常を説明するために、地磁気を考慮して、地球-電離層同導波管でのモード方程式を解く。計算は NWC (22.3 kHz) - 春日井, NPG/NLK (18.6 kHz) - Smithfield (Australia) の伝搬路について行った。定性的には十分に赤道越之異常を説明し、結果を得たことを報告する。

### (電離層モデル)

夜間の電離層電子密度分布  $N = 19.6 \exp\{0.35(h-h_0)\} \text{ cm}^{-3}$ ,  $h$ : 高さ,  $h_0$ : 電離層基準高 (km)

電子衝突周波数分布  $\nu = 5 \times 10^6 \exp\{-0.15(h-70.0)\} \text{ sec}^{-1}$

伝搬路の各点での電離層、地磁気は国際標準地磁気分布、実験式より求めた。

### (結果)

計算結果の一部を Fig. 1-3 に示す。Fig. 1, 2 は NPG/NLK (18.6 kHz) - Smithfield 伝搬路で  $h_0 = 90 \text{ km}$  の場合の 1-4 次モードの位相速度、減衰係数を示している。磁気赤道を中心とした伝搬特性の異常がみられる。Fig. 3 は 2, 3 次モードの位相速度より求めたモード干渉距離である。地磁気緯度の  $\pm 20^\circ$  以内での通常の増大を示している。しかしこの値は観測値よりも磁気赤道から  $\pm 2$  倍余大きい。

### 参考文献

- D. D. Crombie, Radio Sci. J. Res. NBS 68D, 27 (1964)
- K. J. W. Lynn, J. Atmos. Terr. Phys. 32, 57 (1969)
- A. B. Kaiser, Radio Sci. 3, 1034 (1968)

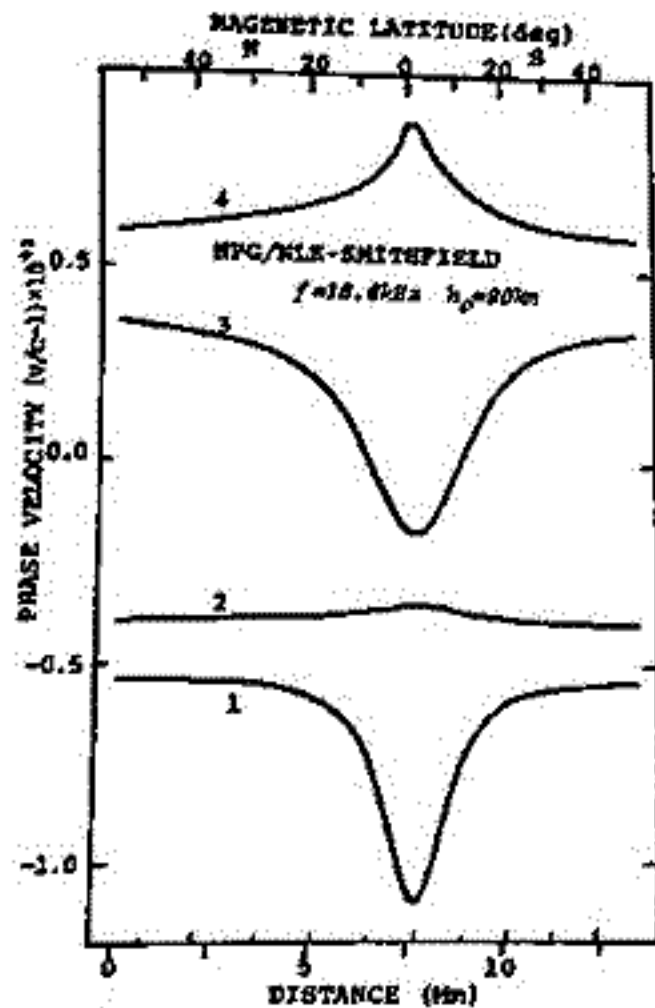


Fig. 1

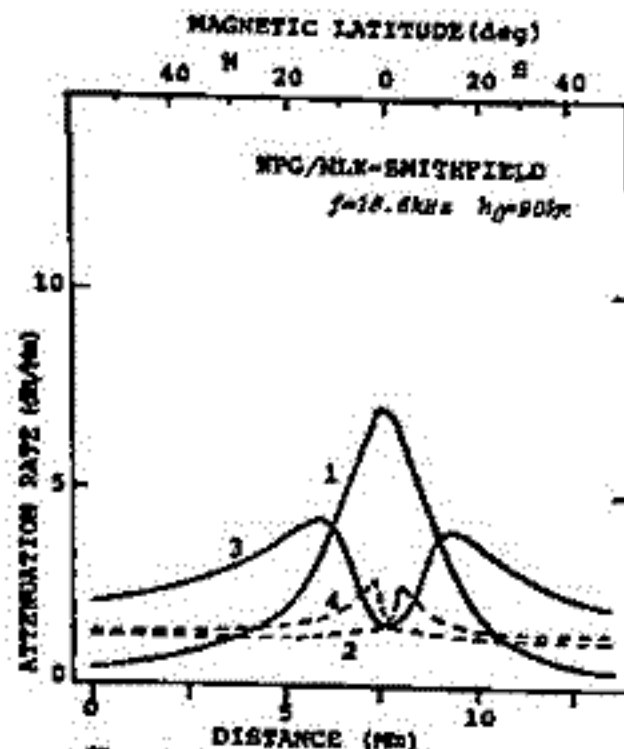


Fig. 2

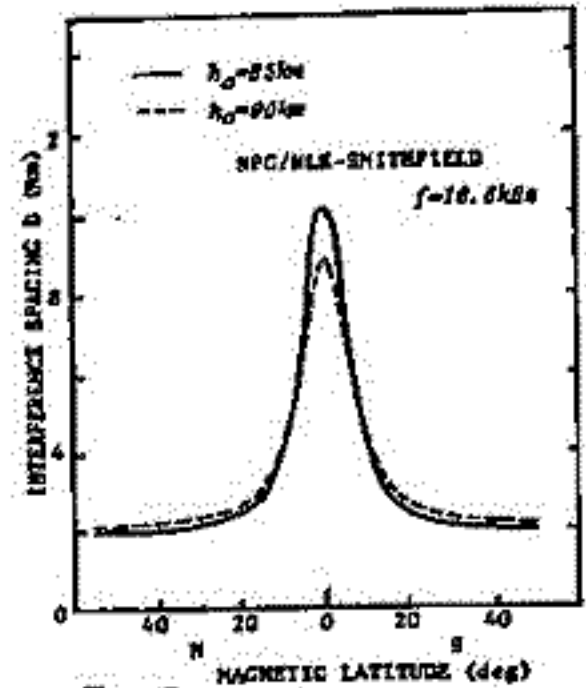


Fig. 3

Hiroshi Oya and Hiroshi Miyaoka

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

Intense radio wave emissions from the planets such as the auroral kilometric radio waves and Jovian decametric radio waves are subjects that could not be interpreted by the direct generation mechanism of the electromagnetic waves. The theory of the linear conversion from the hybrid mode electrostatic waves (Oya, 1974) has been extended including the nonlinear scattering processes. The generated hybrid mode waves are partly converted to the L-O mode electromagnetic waves near at the electron cyclotron frequency. The converted energy is mainly transmitted into the direction nearly perpendicular to the magnetic field.

The spectra of the radio waves therefore consist of two components that are converted at the local plasma frequency due to the linear conversion and converted in the frequency range in a range from the local upper hybrid frequency and the local plasma frequency (Figure 1 and 2). The conversion rate due to the scattering process is, however, smaller than the linear conversion rate by two orders of magnitude. The combination of these two components of the emission give the interpretation on the characteristic points of the auroral kilometric radio waves and the Jovian decametric radio waves, for the spectra and the polarization.

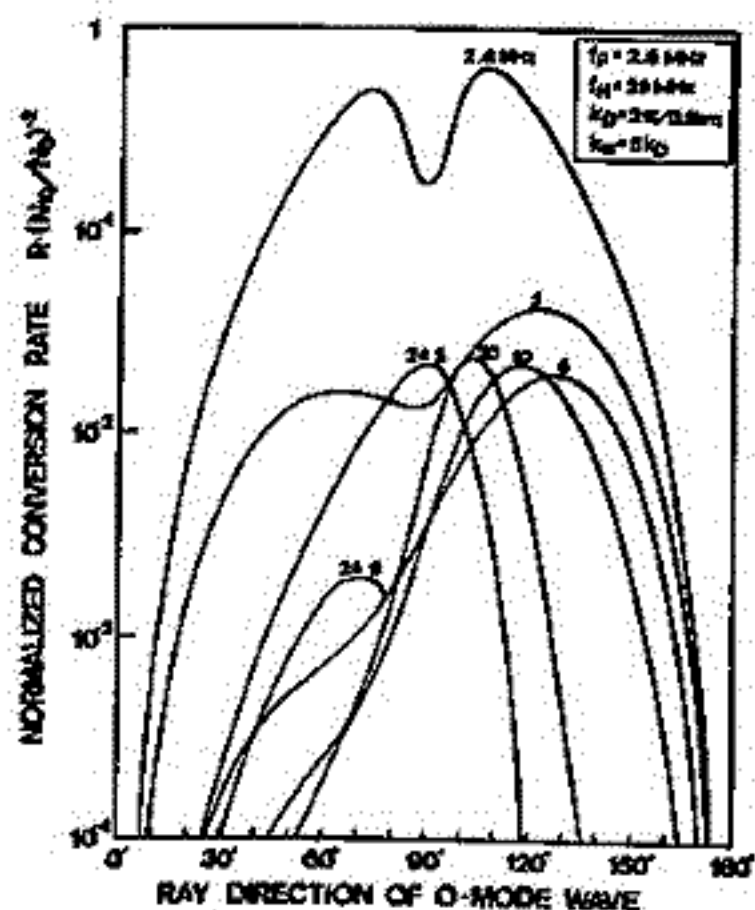


Fig. 1

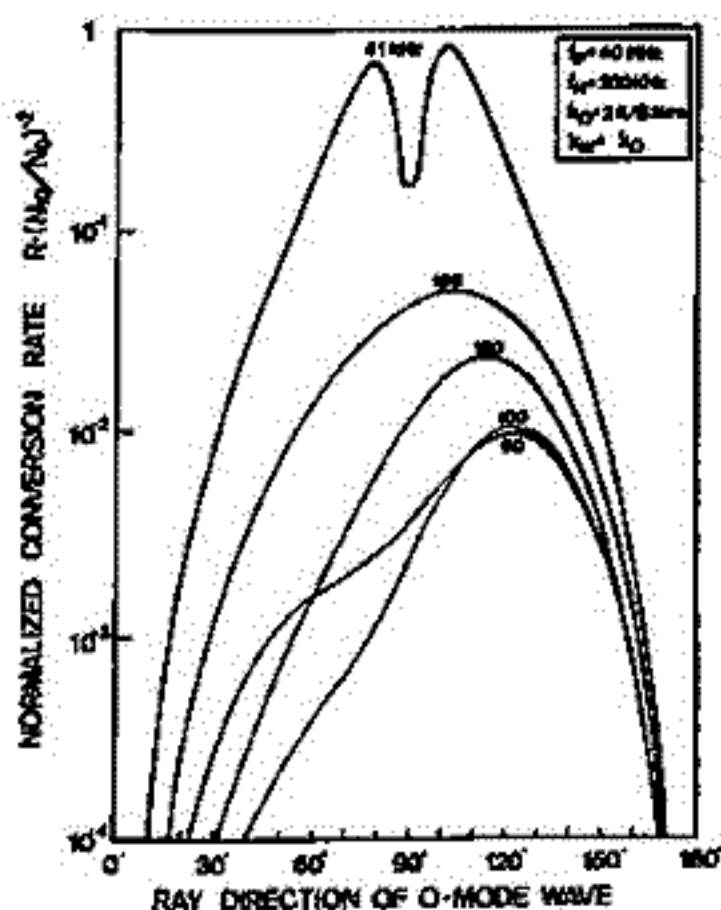


Fig. 2

王 尾 孜

(東大理 地球物理研究施設)

T. A. Fritz

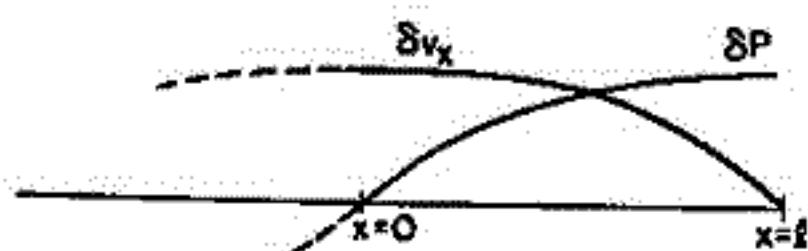
(SEL, NOAA)

ISEE-1, 2 衛星による粒子・磁場観測より、昼間側の磁気圏境界面を  $10 \sim 100 \text{ km/sec}$  の速さで振動し、その周期は  $5 \sim 10$  分を示すことと報告された。此の様を長周期振動と解釈するため、磁気圏プラズマの境界面を bow shock とは異なる領域内の特性磁気圏振動を考察し、以下の結論を得た。

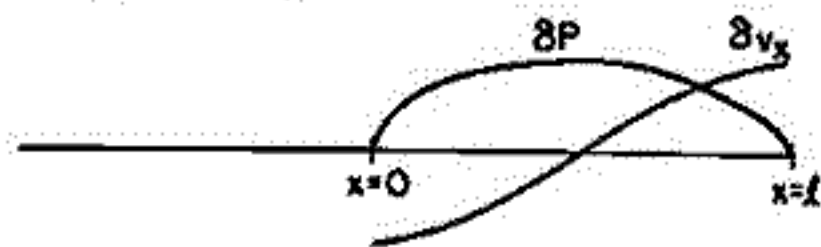
- (1) 磁気圏境界面 ( $x=0$ ) の変位が最大となるモードは、境界面に沿う波長の magnetosheath の厚さより長くなる。radial oscillations の卓越し、その最長周期は  $5 \sim 10$  分程度を示す。(才1図, mode a)
- (2) 境界面に沿う波長の magnetosheath の厚さより短くなる。振動は境界面の両側で対称的揺らぎの表面波となる。(Kelvin-Helmholtz 不安定)。しかし、此の様を表面波とは  $5 \sim 10$  分の長周期振動を説明することは困難である。
- (3) KH-不安定の成長率は、magnetosheath の厚さに有限となる。2層モデルの場合より減衰する。
- (4) 磁気圏内の磁場の比較的大きさ ( $B_0 \geq 50 \gamma$ ) のため、表面波の伝播方向が南北方向の振動は磁気張力が安定化に作用し、励起は困難。
- (5) 従って、東西方向の伝播 ( $\theta = \pi/2$ ) が最も励起されやすい。一方、magnetosheath 内の磁場の東西成分をもち、これには  $5 \sim 10$  km/sec の速度  $U$  による速度  $U$  による安定化に利く。東よりの方向と東西方向 ( $\alpha = \pm \pi/2$ ) とする。magnetosheath 内の磁場  $B_0$  の南北方向の傾き角度  $\theta$  は高々  $10^\circ \sim 15^\circ$  以内のみが不安定となり得る。(才2図)

Radial Oscillations in the Magnetosheath

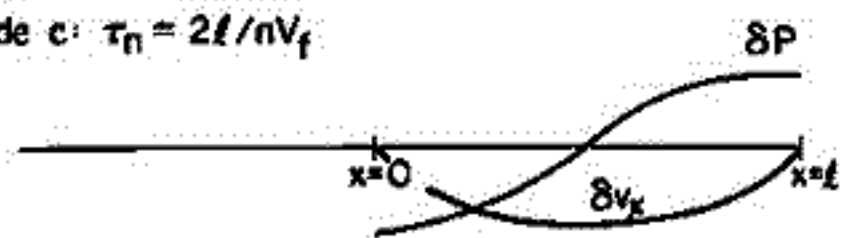
Mode a:  $\tau_n = 4l / (2n-1)V_f$



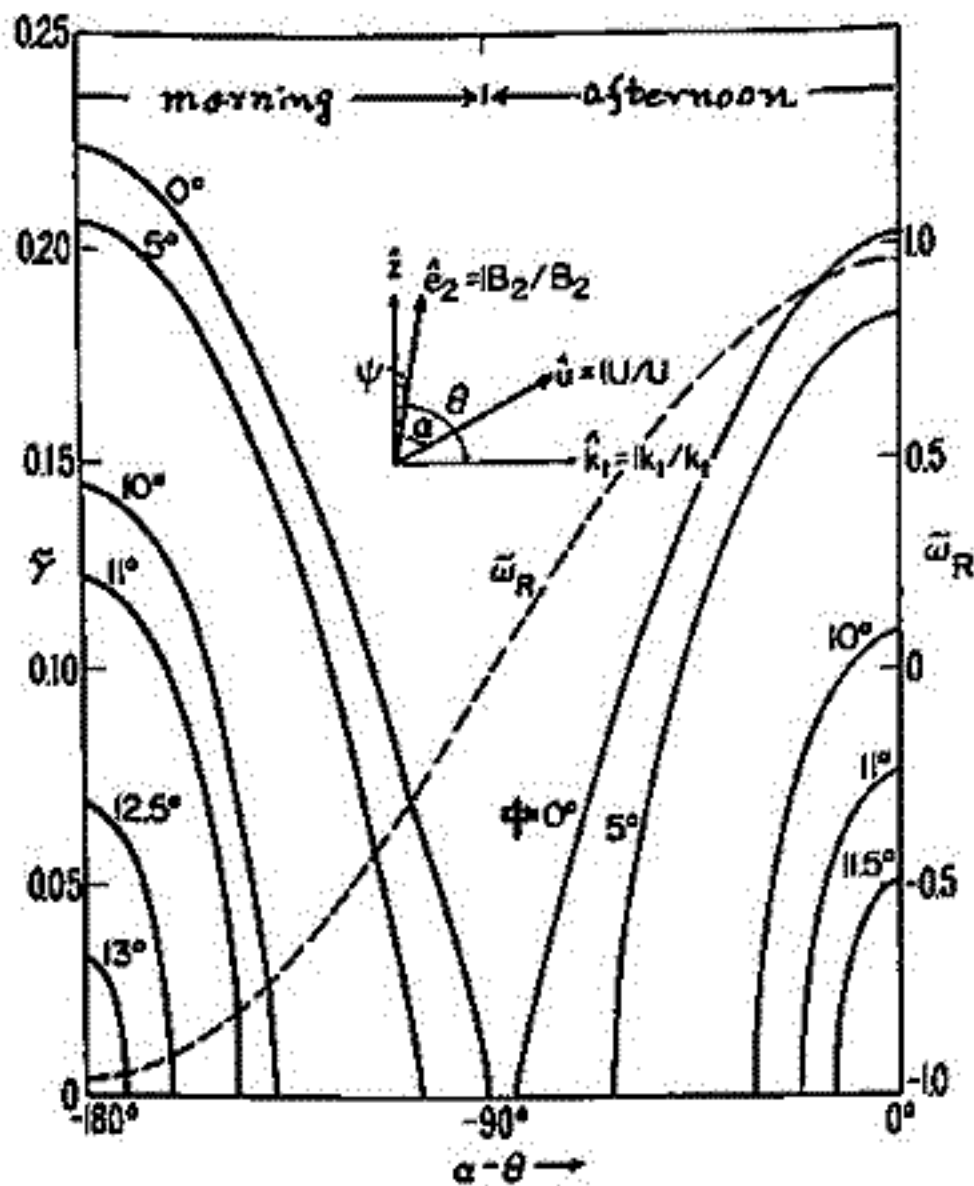
Mode b:  $\tau_n = 2l / nV_f$



Mode c:  $\tau_n = 2l / nV_f$



才1図 magnetosheath ( $0 \leq x \leq l$ ) 内の振動モード



才2図 boundary wave の成長率 (実数) と実数 (実数)。 $\alpha - \theta < 0$  は午夜側を示す

# イオン・サイクロトロン波不安定

平岡 規之, 玉尾 孜

東京大学理学部

静電的イオン・サイクロトロン波 (EIC) を電子ビームで励起する理論として、電子分布を *shifted Maxwellian* と仮定したもの (Kindel and Kennel 1971) があるが、ここでは、沿磁力線静電場によって加速または減速を受けた電子とイオンの分布関数を用いて、高度  $1 R_e$  付近の *auroral field line* 上で観測される EIC 波不安定について論じる。

### [モデル]

**粒子:** 磁気圏からの粒子は赤道で、電離層からの粒子は電離層で、それぞれ等方的な分布を仮定する。磁力線に垂直方向のドリフト運動は無視し、第一断熱不変量  $\mu$  の保存を使って、磁力線上の任意の点での分布関数を決定する。

**静電場:** 磁力線に沿った電位分布を二本の直線で近似する。(図1(a))

**磁場:** 赤道から  $S_1$  までの赤道との電位差のない場所では双極子磁場を用い、 $S_1$  から電離層までは直線で近似する。(図1(b))

### [不安定性の考察]

$S_1$  より電離層までの間での、EIC 波不安定性について考える。

電位差がない場合には、磁気圏起源の電子の分布関数  $f(v)$  は、ロスコーンの効果を考慮して、図2(a)のようになり、不安定は生じない。

電位差がある場合には、 $f(v)$  は、ロスコーンと電位差の効果を考慮して、図2(b)のようになる。この時、 $\frac{\partial f}{\partial v} > 0$  の部分ができ、その勾配は、電位差、電子温度および観測する場所に依存するが、一般に、電位差が大きいほど急になる。この正の勾配により、磁気圏起源の電子からランダウ共鳴により EIC 波へエネルギーが与えられ、それが、イオンのサイクロトロン減衰より強い場合に、波は不安定になる。この二つの効果を解析的に見積ってみると、磁気圏起源の電子の熱エネルギーの約  $1/5$  の電位差があれば不安定がおこる二ことがある。

### [成長率の数値計算]

いくつかのモデルのもとで、局所近似を使って、EIC 波の成長率の電位差依存性、高度依存性を調べ、報告する。

図1 電位と磁場のモデル

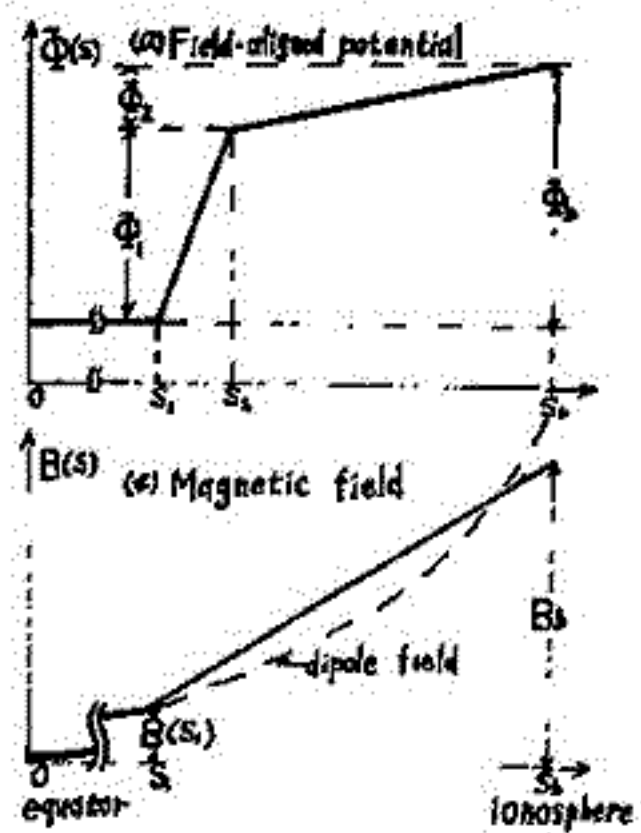
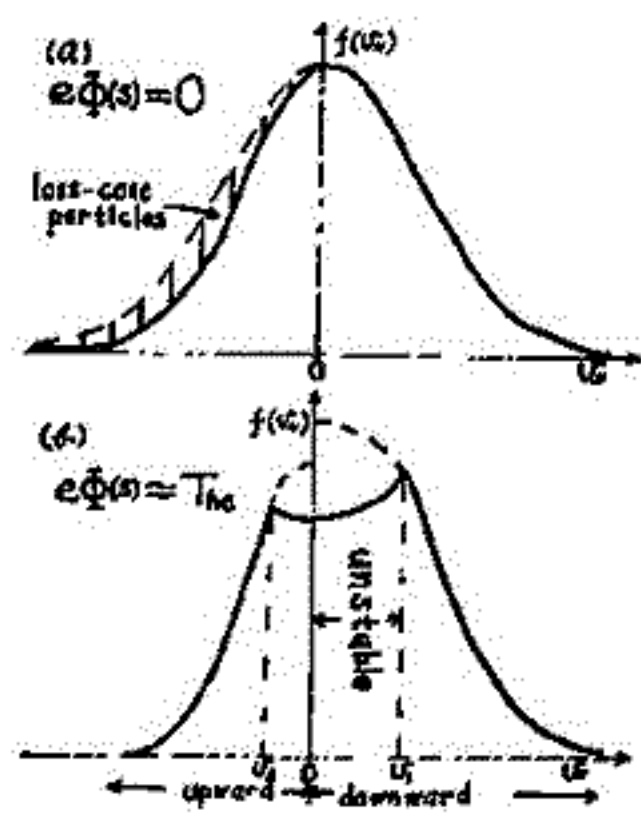


図2 磁気圏起源電子の分布関数



ただし、

$$f(v) = 2\pi \int f(v_\perp, v_\parallel) v_\perp dv_\perp$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{2\Phi(s)}{m}}$$

$$v_2 = -\sqrt{\frac{2}{m} \left( \Phi(s) - \frac{\Phi_2 B(s) - B(s_2)}{B_2 - B(s_2)} \right)}$$



# Quasi-Parallel Bow Shock の内部構造

寺沢敏夫, 渡部行男

(宇宙研)

E. W. Hones, Jr.

(LASL, カリフォルニア大)

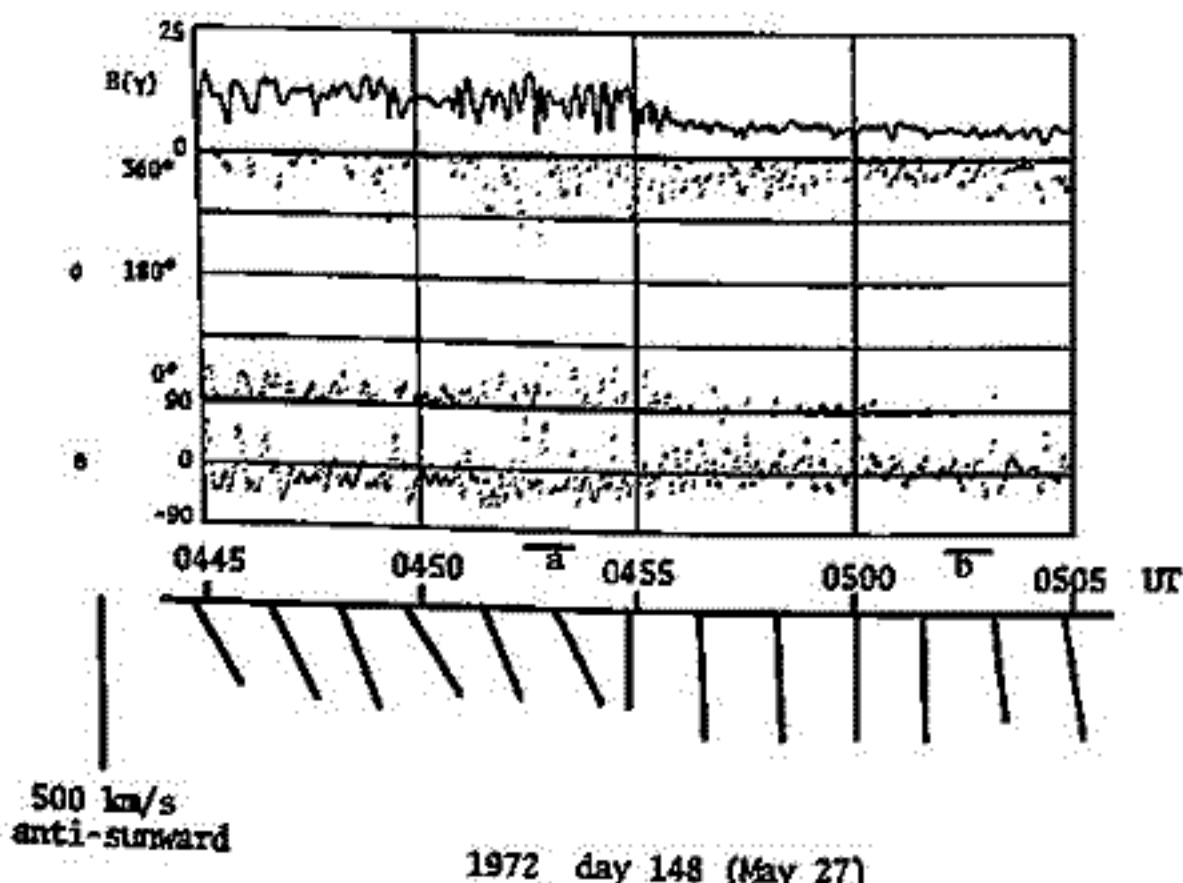


Fig. 1 An example of the quasi-parallel bow shock observed at  $(7.2, -16.9, 11.1) R_e$ . Upper three panels show the magnetic field observation [Ness et al.], while the bottom panel shows plasma flow vectors. Two bars above the bottom panel show the interval for which the polarization analysis (Fig. 2) is performed. The calculated angle between the shock normal and the upstream magnetic field is  $22^\circ$ .

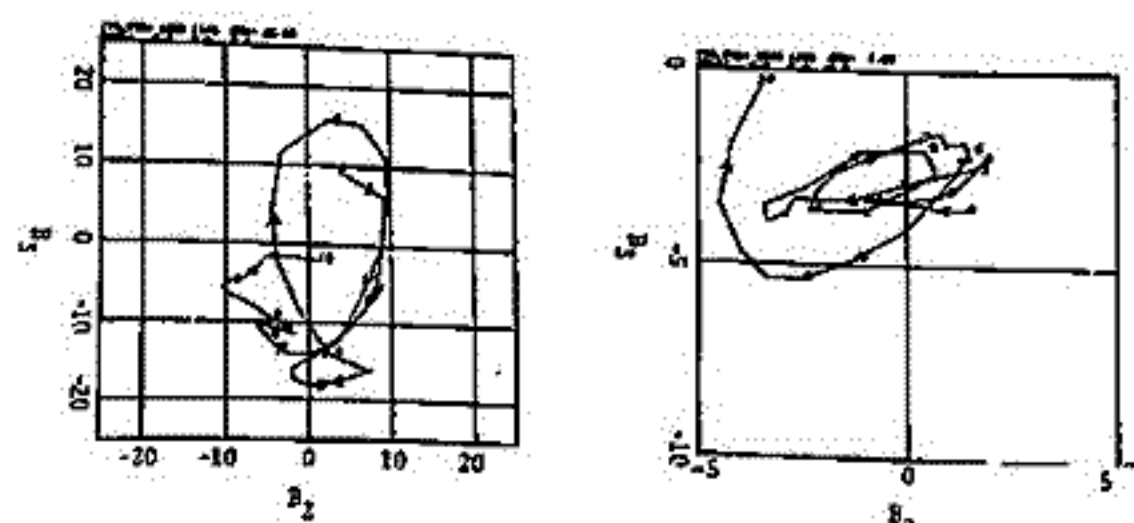


Fig. 2 (a) (b)  
Results of polarization analysis, where the axis  $B_1$  (directing outward from the figure) is the one the minimum-variance eigenvalue corresponds. In each case, we observe the left-handed polarization.

Bow shockの形態については多くの解析がなされてきた。特に shock の法線ベクトルと磁連向空間磁場(IMF)のなす角が  $45^\circ$  以下の場合には、shock は quasi-parallel shock と呼ばれ、shock transition region において乱流磁場成分が卓越し、また振がった upstream wave 領域が存在することが知られている<sup>1</sup>。しかし、その内部構造(e.g. 波の偏波特性等)については upstream wave 領域を除いては殆ど知られていない。一方、最近の ISEE による観測は、quasi-parallel shock が極めて効率の良い粒子加速領域(数~百 keV/Q のイオン)であることを示した<sup>2</sup>。従ってこの領域の内部構造を知ることは粒子の加速過程を明らかにするためにも重要である。こうした観点から、我々は IMP6 衛星のデータ(磁場、プラズマ)を用いた解析を行った。

観測例を Fig. 1~2 に示した。我々の解析により shock の下流側の乱流磁場成分の偏波に  $B_1$  成分の卓越が見られること (Fig. 2(a)) が新たに見出された。

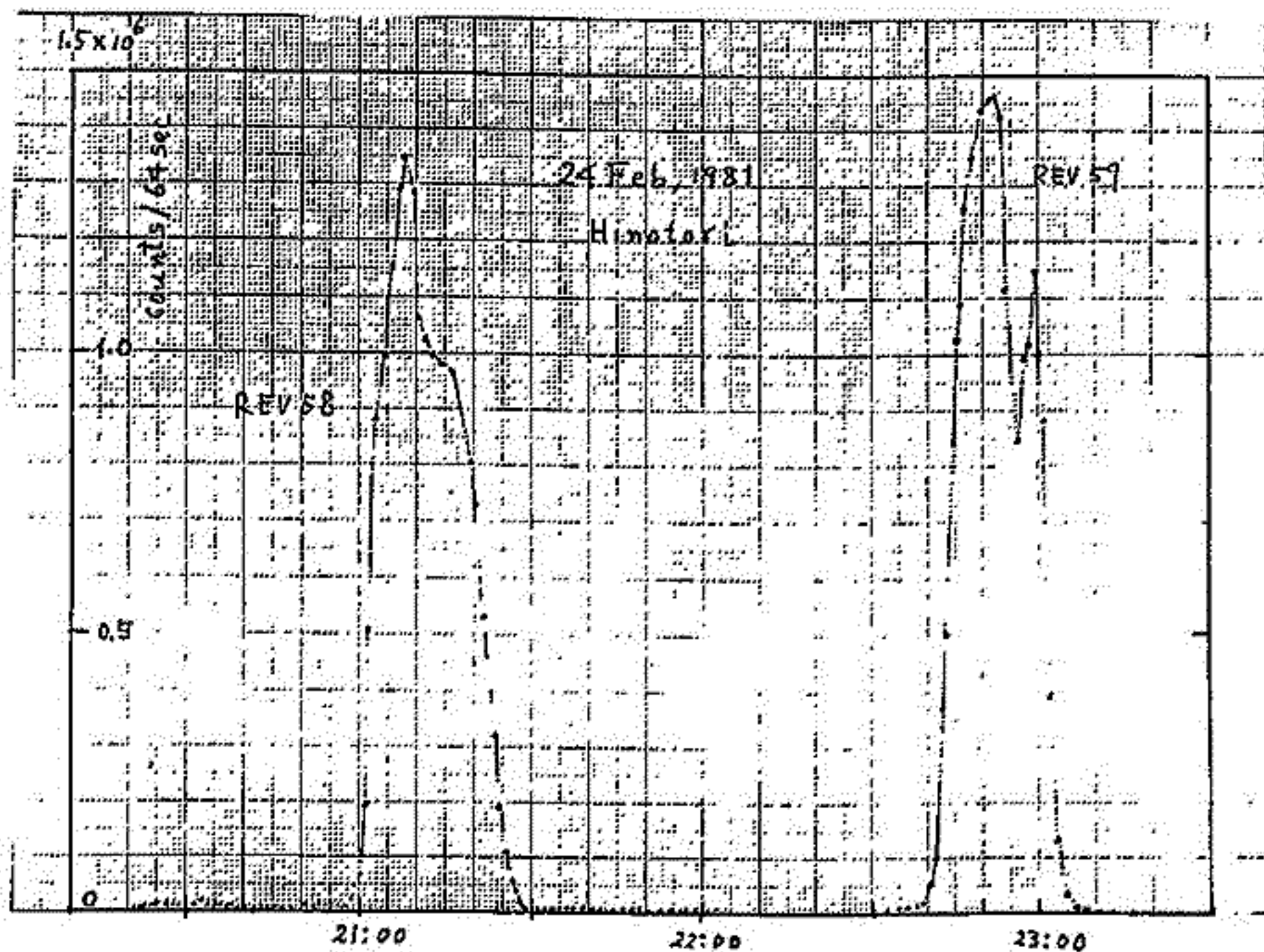
講演ではこうした波の特性が考えられる shock のメカニズム、および upstream wave の発生機構等にも言及する予定である。

1. e.g. Formisano and Hedgecock, JGR 78, 3745, 1973; Greenstadt et al., ibid., 82, 651, 1977.
2. e.g. Terasawa, JGR, in press, 1981

# Hinotori (ASTRO-A) の粒子・X線モニタの 観測結果速報

竹内 一, 今井 喬, 河野 毅, 和田 雅美, 松岡 勝\*  
理化学研究所, \*東大宇宙航空研究所

軌道投入直後の粒子・X線モニタの観測データについて報告する。図はREV 58, 59 について、計数率を時間に対してプロットしたものである。図中2つのピークは衛星が、放射線帯に入ったことをしめす。時間分解能の高いデータから調べると、計数率のスペン依存性には、完全トラップ型と非トラップ型をしめすものと2種あることが分った。その他放射線帯以外の強度の大きい部分をさがした結果について報告する。



# 1-54 Substorm に伴う Near-earth Plasma Sheet の構造変化

西田篤弘・星野真弘 (宇宙研)

Substorm に伴って、Plasma Sheet は厚さが増加する。地球からの距離が約  $15 R_E$  より遠い所では、expansion phase の開始に伴って厚さが減少する、いわゆる thinning がおきることが広く認められている。これに対して約  $15 R_E$  より地球側では厚さの減少は expansion phase の開始より前におき、expansion phase に入ると厚さが増加(回復)するという事実がしばしば報告されている。即ち Kivelson et al. (1973), Pytte et al. (1977), Nishida and Fujii (1976) 等は、地上磁場記録上の P2 や low-latitude positive bay E expansion phase の signature として用い、 $15 R_E$  より地球側で plasma sheet の厚さが増していることを示した。このような plasma sheet の構造変化は、エネルギーの解放に伴う尾部磁場構造変化の一つの徴候として重要な現象である。

しかし、上記の解析は必ずしも  $2-40$  keV 電子フラックスデータとして用いているため、プラズマシート粒子と放射線帯粒子の区別が正しく行われているか否かに疑問が残る。また厚さ変化が単純に割り切れない極相を示す場合もある。そこで、ISEE 衛星の summary plot を入手したのを機会に再びこの問題をとりあげ、なるべく多数の例を集めて plasma sheet 構造変化の形態を明らかにしたい。

早川 基<sup>\*</sup>、 西田 篤弘<sup>\*</sup>、 J. Birn<sup>\*\*</sup>、 E.W. Hones, Jr.<sup>\*\*\*</sup>

<sup>\*</sup> 東大宇宙研、 <sup>\*\*</sup> Inst. für Theoretische Physik、 <sup>\*\*\*</sup> Los Alamos Sci. Lab.

前回の学会において、プラズマ流の空間スケールについての講演を行なったが、それ以後の解析により、プラズマ流の空間スケールの特性長が求まったので報告する。

これまでの我々の研究により、プラズマ流は (1) 地球向き・反地球向きの速度成分が約300km/s より速い流れと、これより遅い流れとでは異なる性質を持ち、(2) 前者の高速流のうち反地球向きのものは、磁力線再結合過程によって発生したものと解釈できる事が明らかになっている。今回の解析に用いたデータはImp 6, 7 及び 8 によるプラズマ観測データであり、Imp 6 で観測された流速の地球向き・反地球向きの速度成分が300km/s より速いもののみを使用した。

解析の方法としては、衛星間の距離 ( $\delta X'$ ,  $\delta Y'$  and  $\delta R \equiv \sqrt{(\delta X')^2 + (\delta Y')^2}$ ;  $X'$ ,  $Y'$  は Solar Magnetospheric Coordinate の X, Y 軸を地球の公転を考慮して、回転させたもの) に応じていくつかのサブデータセットを作り、各サブデータセットに対して相関係数 ( $\kappa$ ) を求め、 $\kappa$  が距離と共に指数関数的に減少する ( (1)式 ) と仮定して、 $\chi^2$ -検定を行なった。

$$\kappa = A \exp(-\delta z / L_z) + 1 - A \tag{1}$$

ここで  $z$  は  $X, Y$  又は  $R$  を意味する。

$$0 < A \leq 2$$

その結果を図1~3に示す。図のハッチをつけた部分は、67%の信頼度における、 $A$  と  $L_z$  の範囲である。プラズマシートの大きさは、 $X$ 方向には  $60 R_E$  以上、 $Y'$ 方向には  $30 \sim 40 R_E$  ある事を考えると、低速のプラズマ流はプラズマシート内をランダムに流れているといえる。

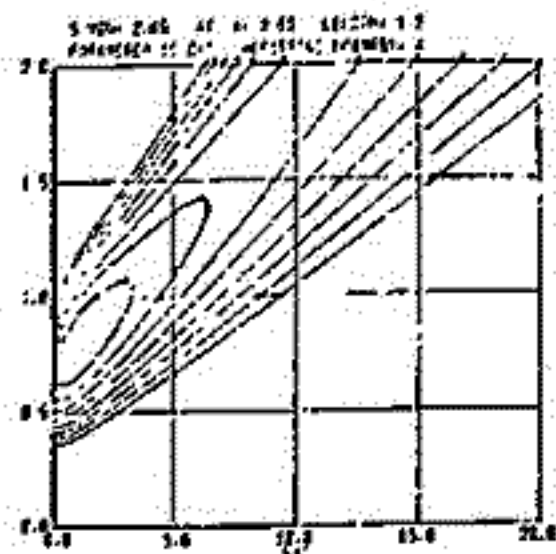


Fig. 1

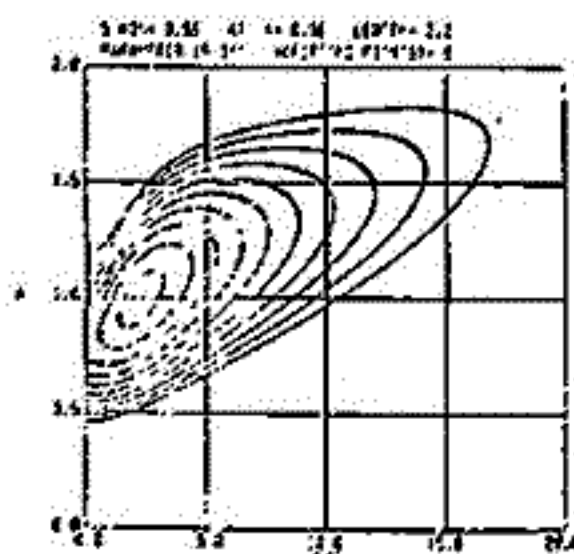


Fig. 2

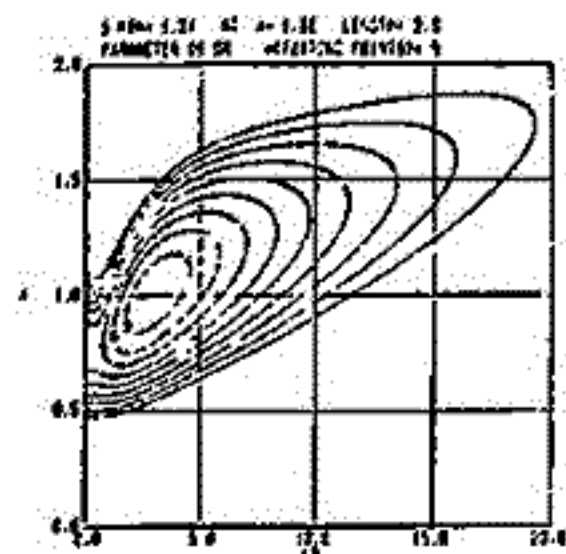


Fig. 3

Fig. 1 Equi-S contour map with parameters A and  $Lx'$

Fig. 2 Same as Fig. 1 but with A and  $Ly'$

Fig. 3 Same as Fig. 1 but with A and  $Lr$

S is defined as 
$$S \equiv \sum_{i=1}^N (\delta \kappa_i / \sigma_i)^2$$

where  $\sigma_i$  : error bar of  $\kappa_i$

$$\delta \kappa_i = \kappa_i - \kappa'(\delta z)$$

Shaded area shows 67 % confidence level of both A and  $Lx'$  ( $Ly'$ ,  $Lr$ ).

Noise Bursts in the Magnetotail;  
Their Relation to Plasma Sheet Dynamics

A. Nishida\*, T. Hada\* and E.W. Hones, Jr.\*\*

\*Inst. of Space and Aeronau. Sci., U. of Tokyo; \*\*Los Alamos Sci. Lab., UCLA

In collisionless plasma, transport processes such as diffusion, viscosity and conduction are controlled by scattering of particles by plasma waves. The earth's magnetosphere represents such a regime. In order to explain particle accelerations in the magnetosphere it is necessary to abandon the assumption of the perfect electric conductivity, which would apply if binary Coulomb collisions were the only scattering mechanism, and take account of the effect of plasma wave.

One of the known mechanisms of acceleration is reconnection of magnetic field lines in the magnetotail. We have examined wave data from Imp 6 during reconnection events.

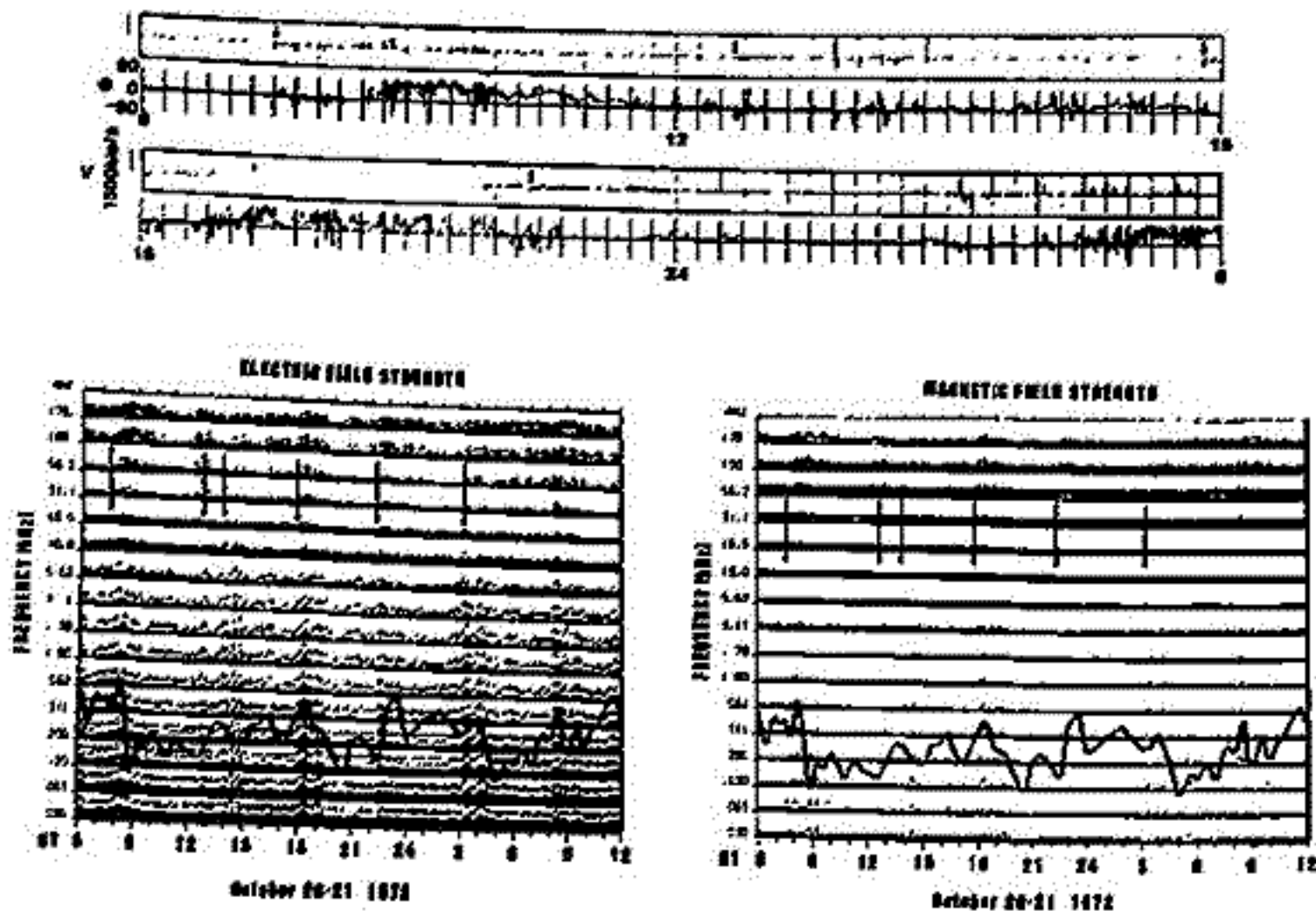
Our analysis demonstrates that intensifications of waves in the  $f < 10$  kHz range, which probably belong to the same class as "whistler mode bursts" and "broadband electrostatic noise" of Gurnett et al. (1976), occur at times of fast tailward flows signifying the near-earth reconnection.

In a 24-hour period starting from 0600 UT October 20, 1972, the signature of the near-earth reconnection was observed repeatedly for several times. The upper panels of the figure show these signatures. Arrows in the velocity record indicate onsets of intervals of fast ( $v \geq 300$  km/s) tailward flow. In such intervals  $\theta$  tends to be negative (southward), and hence it can be deduced that reconnection was in progress on the earthward side of the spacecraft which was located at geocentric distances of  $30 \sim 31 R_E$  during this period.

The lower panel shows 16-channel spectrum analyzer data for the same period. The data cover frequency range of 178 kHz to 0.036 kHz, and left and right panels show electric and magnetic field spectra, respectively. For each channel vertical bars represent average field strengths and dots are the peak field strengths over intervals 81.8 sec. The spacing between base-lines of the neighbouring channels corresponds to a range of 100 dB. The arrows in the spectrum data are drawn at the times of onsets of fast tailward flows. It is evident that each of these arrows coincides with intensifications of wave having a very broad bandwidth.

When the survey is extended to reference periods between the fast tailward flow events, however, it is found that similar intensifications of waves are observed quite frequently in the absence of fast tailward flows. We report an attempt to find out when and where (in terms of macroscopic parameters of the magnetotail) these bursts are observed.

The spectrum of the broadband electrostatic noise extends well above the electron gyrofrequency  $f_g$ , and it seems difficult to interpret this by the Doppler effect. The spectral structure is examined further by the high-resolution frequency-time spectrogram.

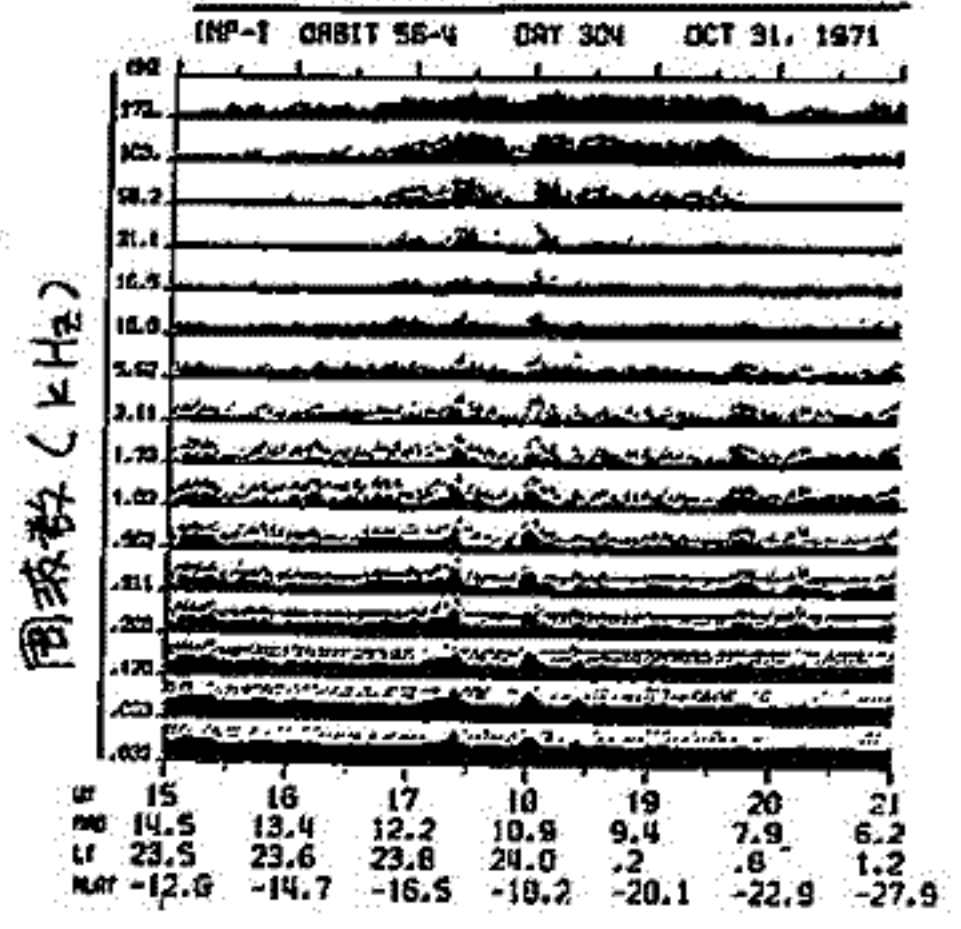


# Noise Bursts in the Magnetotail ; From the Standpoint of the Micro Process

羽田 亨\* 西田 篤弘\* E.W. Hones Jr\*\*  
\* 東大宇宙研 \*\* Los Alamos Scientific Laboratory

前の議論から連続して、ここでは Magnetotail で見られる Noise Burst の特性と  
ミクロなプラズマ現象としての立場から考える。Noise Burst は非常に広い周波数帯域を  
持つ波動であるが、特にこの高周波成分（電子 gyro 周波数 = 数100 ~ 数千 Hz）に  
注目すると、その成因として ① 電子分布函数内 free energy source による natural  
wave excitation + Doppler effect ② spacecraft と plasma flow との active 相互作用  
が考えられる。実際、Noise Burst が見られるときは高電圧プラズマ流が観測される  
ことは多く、② の解釈は可能であるが、flow が強くない時には Noise Burst が見られる  
こともある、① の解釈も捨てない。

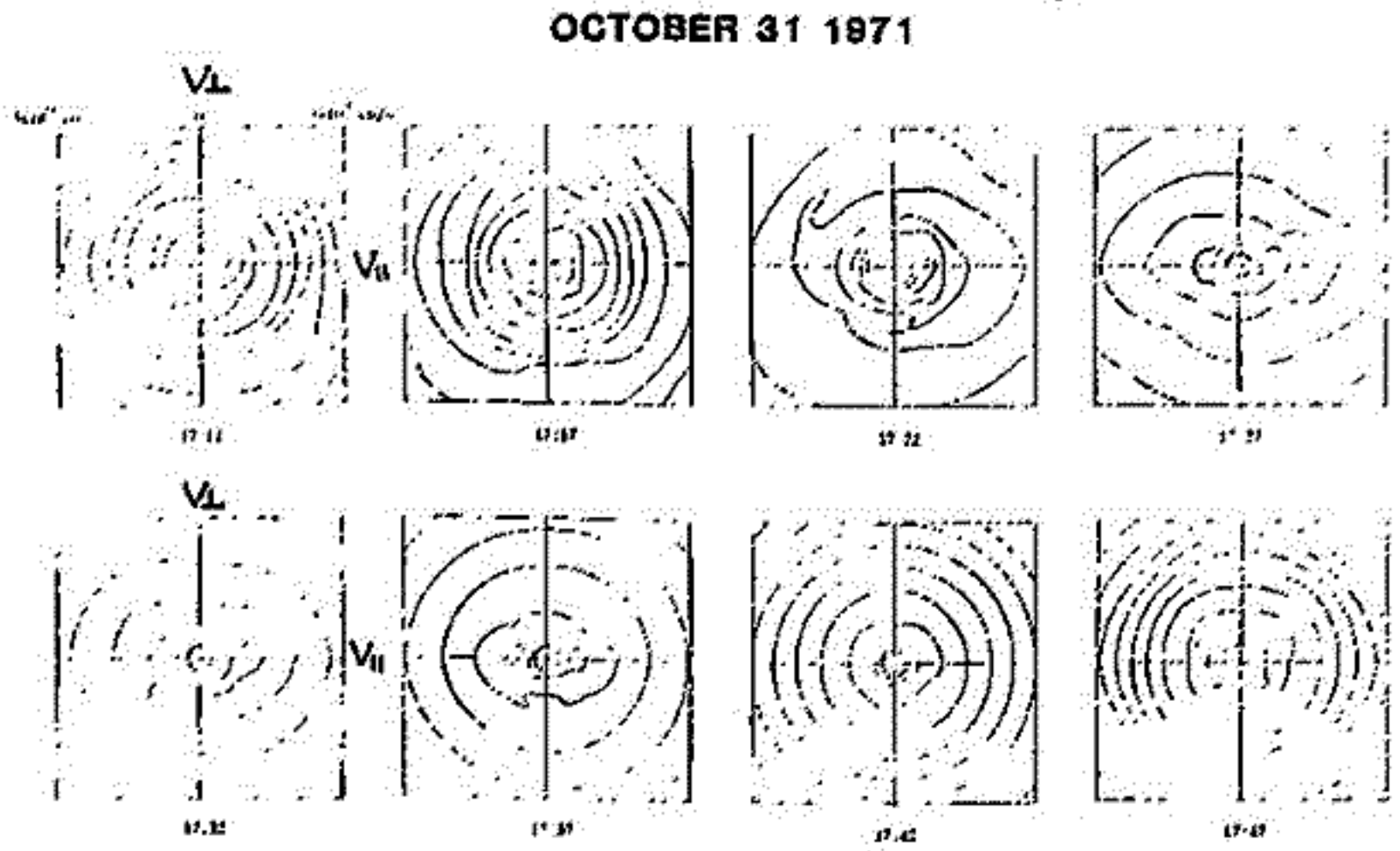
この稿では Noise Burst 時の電子分布函数  
を、その異方性の解析を中心に話をあかぬける。  
右に挙げた例では Noise Burst と共に、磁力線  
に平行方向に卓越した異方性 (cigar type) が  
見られる。



右図： プラズマ波動電場成分を  
各周波数毎に初数表示する。  
17:25, 18:00 頃に広い周波数  
帯域にわたる Noise Burst が  
見られる。

右下図：

電子分布函数  
 $E = 3 \times 10^9$  eV/s  
( $\sim 2.25$  keV)  
のほらいご等高  
線表示する。  
Noise Burst  
の時刻に類似  
した cigar 型異  
方性が見られる。



OCTOBER 31 1971

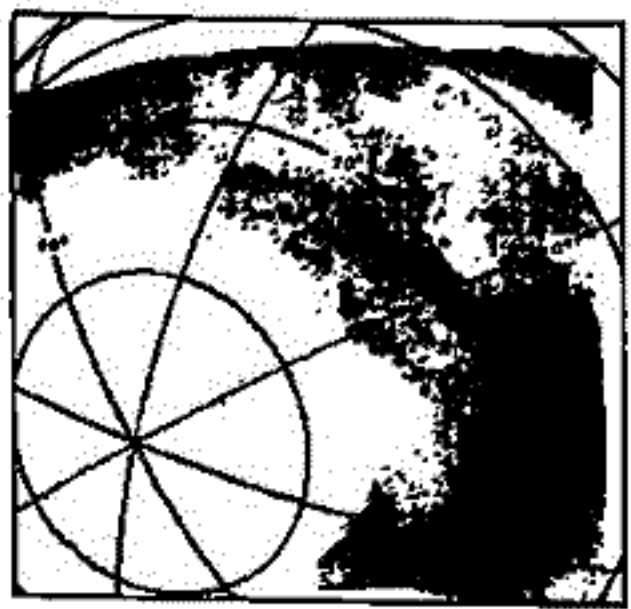
# KYOKKOによる Dayside Aurora の観測

金田葉枝(東大理), 平尾邦雄(東大宇宙研)

Dayside Aurora に関しては 強烈な albedo の影響を避ける関係上、限られた期間内に限定された地域での地上観測を通して得られたデータが、その動態・発光的特性を説明する唯一の手懸りであった。albedo の影響を受けず、真空中赤外光でのイメージングを行った KYOKKO によるオーロラ動態の総観的観測は Dayside Aurora の様相を明らかにする有効な手段である。下に示した観測例は、地磁気活動度の高い場合のものであるが、数分間にその様相を一変させる等の激しい変化を示すものを観測されて居る。この様相例から判断すると、Dayside Aurora の如く、その様相が明らかでないものに就いて、DMST の如き scanner によって形成された画像は、その中に 10 分程度の時間差を念のため、この様相種類のデータに基づいて認識を伴うべき事は極めて危険であると言わざるを得ない。Dayside Aurora は午前側に就いて Auroral Oval の morning branch とは、一般的に言って余りスムーズに連続しては居ないが、時にはスムーズに繋がる例(Dec. 18, 11h31m45s)も観測される。Dayside Aurora は 12<sup>h</sup> MLT 附近で enhancement が認められる場合が多いが、中には 12 時前後以上の領域にこれら観測される例(Dec. 19, 12h21m45s)も存在する。今回は、この様相例も中心に報告を行う。

a) 激しい変動を示す Dayside Aurora の例。

MLT 12<sup>h</sup> の meridian は 45° (longitude) 附近に位置する。



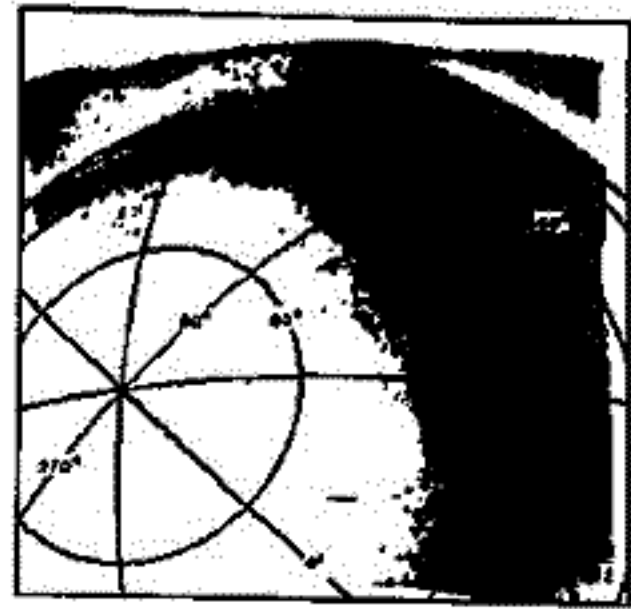
Dec. 18, 1978. 09:52:53



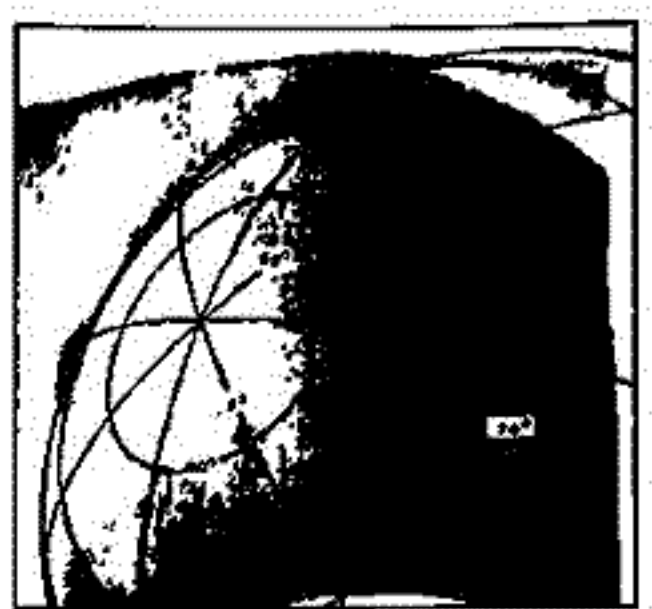
Dec. 18, 1978. 09:58:48

b) 午前側に Oval をスムーズに繋がる例。(左)

MLT 12<sup>h</sup> の meridian は 70° (longitude) 附近に位置する。



Dec. 18, 1978. 11:26:20



Dec. 18, 1978. 12:21:45

c) 極軌道の enhanced region を有する例。(左)

MLT 12<sup>h</sup> の meridian は 70° (longitude) 附近に位置する。

# 昭和基地におけるオーロラドップラーレーダ観測

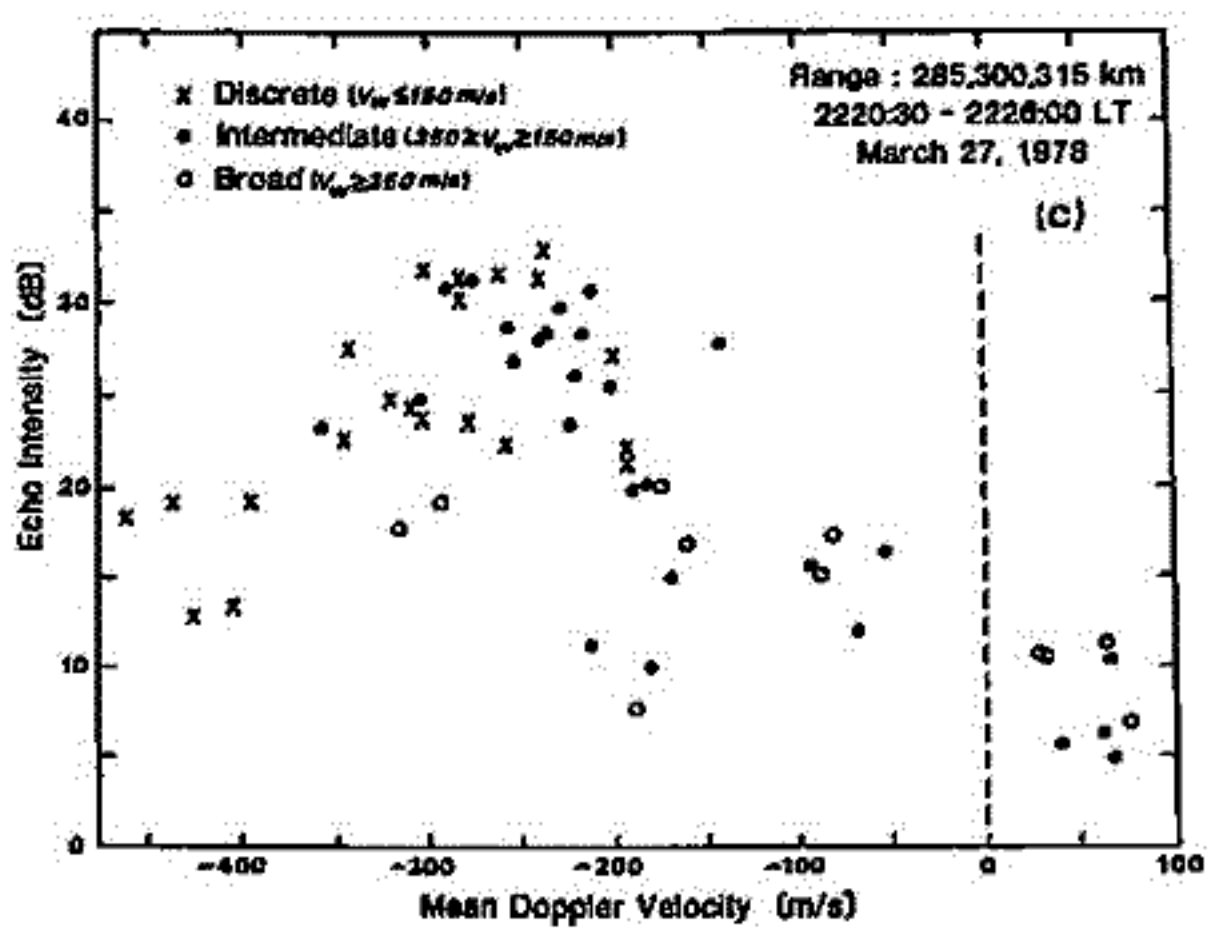
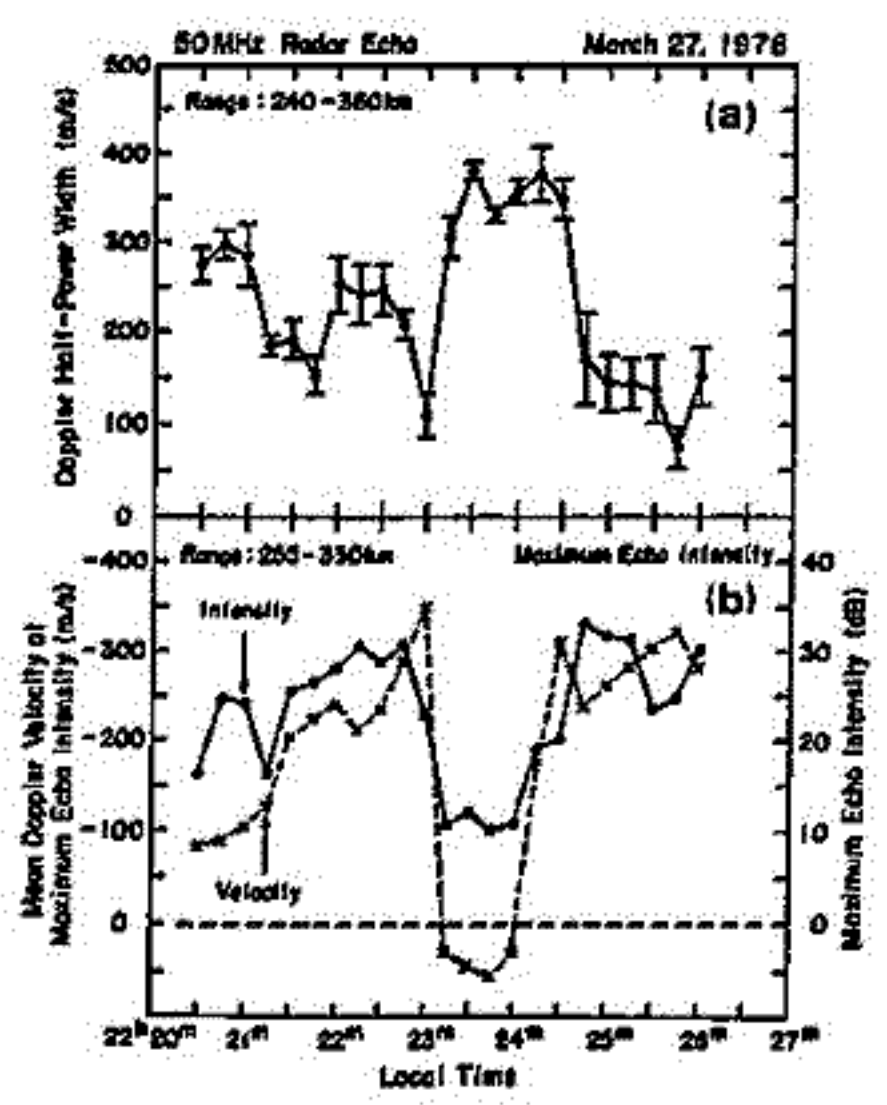
## (Ⅲ) ドップラー速度とスペクトル構造

小川 忠彦 五十嵐 喜良  
(電波研平磯) (電波研)

1978年に昭和基地で50MHzオーロラドップラーレーダの予備観測を行い、初期的な結果を過去2回の学会で報告した(才66回, 五十嵐他; 才68回, 五十嵐&小川)。

今回は3月27日の夜中前のサブストーム時に取得された、反射波のドップラー速度とドップラー・スペクトル構造の関連について詳しく調べた結果を報告する。同日の22<sup>h</sup>20<sup>m</sup>30<sup>s</sup> - 22<sup>h</sup>26<sup>m</sup>00<sup>s</sup> LTにおける15秒毎のエコ強度の最大値と(実線), それに対応したドップラー速度を図(b)に示す。図(a)にはドップラー・スペクトルの半値幅(-3dB)とその標準偏差の時間変化が示してある。両図から、エコ強度とドップラー速度の相関がかなりよいことと、エコ強度が大きいと(従ってドップラー速度が大きいと)スペクトル幅が狭くなることが判る。これについて定量的に示しるのが図(c)である。図において、ドップラー速度  $V_d$  が  $V_d \leq -400$  m/s の場合を除くと、スペクトル幅が "discrete" な構造を呈する時には (×印: 半値幅  $V_w \leq 150$  m/s),  $V_d \leq -200$  m/s (マイナス符号は昭和基地の方へ進むセンス) であるが, "broad" な時には ( $V_w \geq 350$  m/s),  $-300 \leq V_d \leq 100$  m/s となっている。オーロラからのVHF帯レーダエコは大部分E層高度の電子密度 irregularities に原因があり,  $V_d$  は大略  $E \times B$  ドリフトのレーダ視線方向の成分に一致することが知られている。電場が大きい時にはスペクトル幅が狭くなることは irregularities が Two-stream 不安定で発生し non-linear の状態になっていることを示唆している。逆に電場が弱い時にはスペクトル幅が広い。これは多分オーロラ中の電子密度勾配が重要な因子であるクワスフィールド型のプラズマ不安定によるものであろう。S-310JA-7号ロケットによるE層 irregularities の測定結果によると(小川他, 才68回), Two-stream不安定の threshold の電界は  $25$  mV/m であるが, これは  $V_d \approx -500$  m/s に相当し, 現在の値よりも倍程度大きい。不一致の原因としては, 現在のレーダでは視線方向のみのドップラー速度しか検出できないことが考えられる。

1982年からコンピュータを導入した本格的な実験が開始される予定で, 準備が進行中である。





鮎川 勝\*, 巻田和男\*\*, 平沢 威男\*

\*極地研, \*\*拓殖大

IMS 計画 (1976~78) の一環として南極昭和基地周辺で地上多量観測が実施された。我々はこれまで地磁気変動多量観測データと昭和基地で観測されたオーロラデータを用いて、一般に良く知られているオーロラと地磁気変動の良い相関を多量観測の立場から確かめ、さらに地磁気の詳細なスパイク状変動がオーロラ的位置と良く一致する点を指摘してきた。

今回は、昭和基地の地磁気共役性にあたりと考られている Iceland の 1 station の地磁気データと南極における多量観測から得られた地磁気データとの比較を、特に Sub storm 時に限って行い、その共役性に変化がみられるかどうか調べてみた。取扱ったデータは 1977年6月から9月の3ヶ月間の H 成分 33例についてであるが、その中から Sub storm 時の Growth Phase, Break up Phase, Recovery Phase を比較的区別し得る event 11例を選出し、それらの1時間毎の相関を CPU 処理で解析した。代表的例を図1に示す。

予稿を提出する時点では詳細に吟味するまでには至らなかったが、概略的結果として図2が得られた。

図2によれば、地磁気データからみた Sub storm 時の Leirvogur (Iceland) との共役性は、Break up Phase に最も昭和基地と良い相向がみられ、Growth Phase あるいは Recovery Phase 時には、昭和基地よりむしろ高緯度にあたる観測点(みおほ基地あるいは無人観測A1点)と良い共役性を有している相向がみられる。

講演時には、図1に示すように機械的に1時間毎の相関をとるのではなく、Phase 合せをもう少し徹底にした相関をとると同時に、event 数を増やして報告したい。

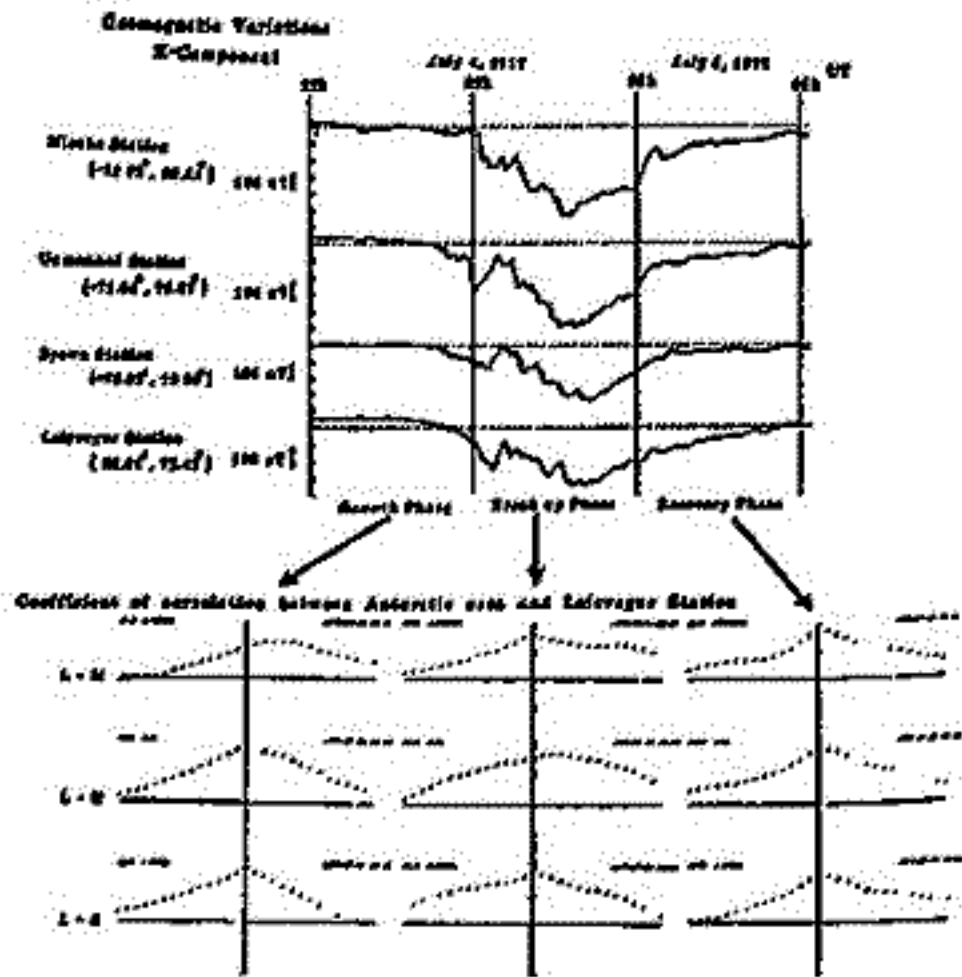


図1. 解析データ代表例

Estimated conjugate points between Antarctic area and Leirvogur Station

	Growth Phase	Break up Phase	Recovery Phase	Total
Mirny	2	0	2	4
Gennadii	2	4	4	10
Spars	1	0	2	3
Total	5	4	8	17

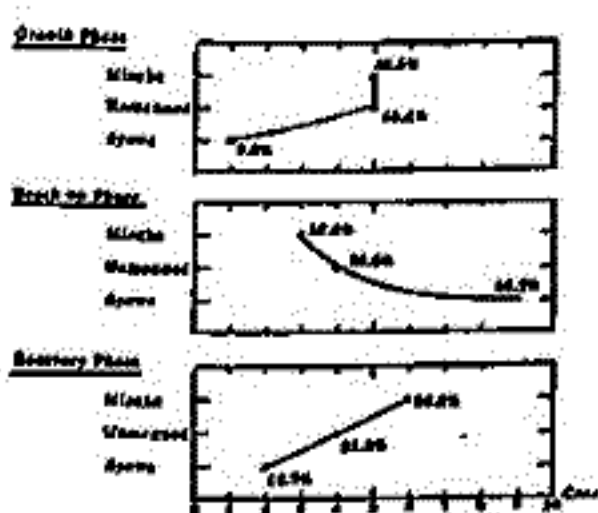


図2. 南北共役性結果

向井利典 平尾邦雄  
(宇宙研)

前回の学会では、科学衛星「KYOKKO」によって観測されたオーロラ電子の特徴、特に降下電子パターン特有の Inverted-V 構造について報告したが、電離圏・磁気圏カップリングの観点から見て上向きの電子フラックスと降下電子の関係もまた重要である。KYOKKO では数 eV ~ 10 keV の電子フラックスの沿磁力線方向の上向きと下向きの2成分を同時計測している。生データの時間分解能は1秒 (High bit rate 時) または4秒 (Low bit rate 時) である。ここで使用したのは4秒データ (1秒データのある時は4秒間平均値) である。

オーロラ帯における上向きの電子流 (2-3 eV) は KYOKKO の観測データから次のように分類される。

- (A) 太陽 EUV 放射によって電離層上部で生成された光電子が上方に逃げ出したもの、
- (B) 放射線帯粒子の降り込みによって生成された二次電子及び degraded primary electrons の一部が電離層から上方に逃げ出したもの、
- (C) 前の (B) と同様に二次電子及び degraded primaries であるが、オーロラ電子の降り込みによるもの、及び
- (D) オーロラ電子の降下領域の端の近くで、降下電子と並相関にある上向きの電子流である。

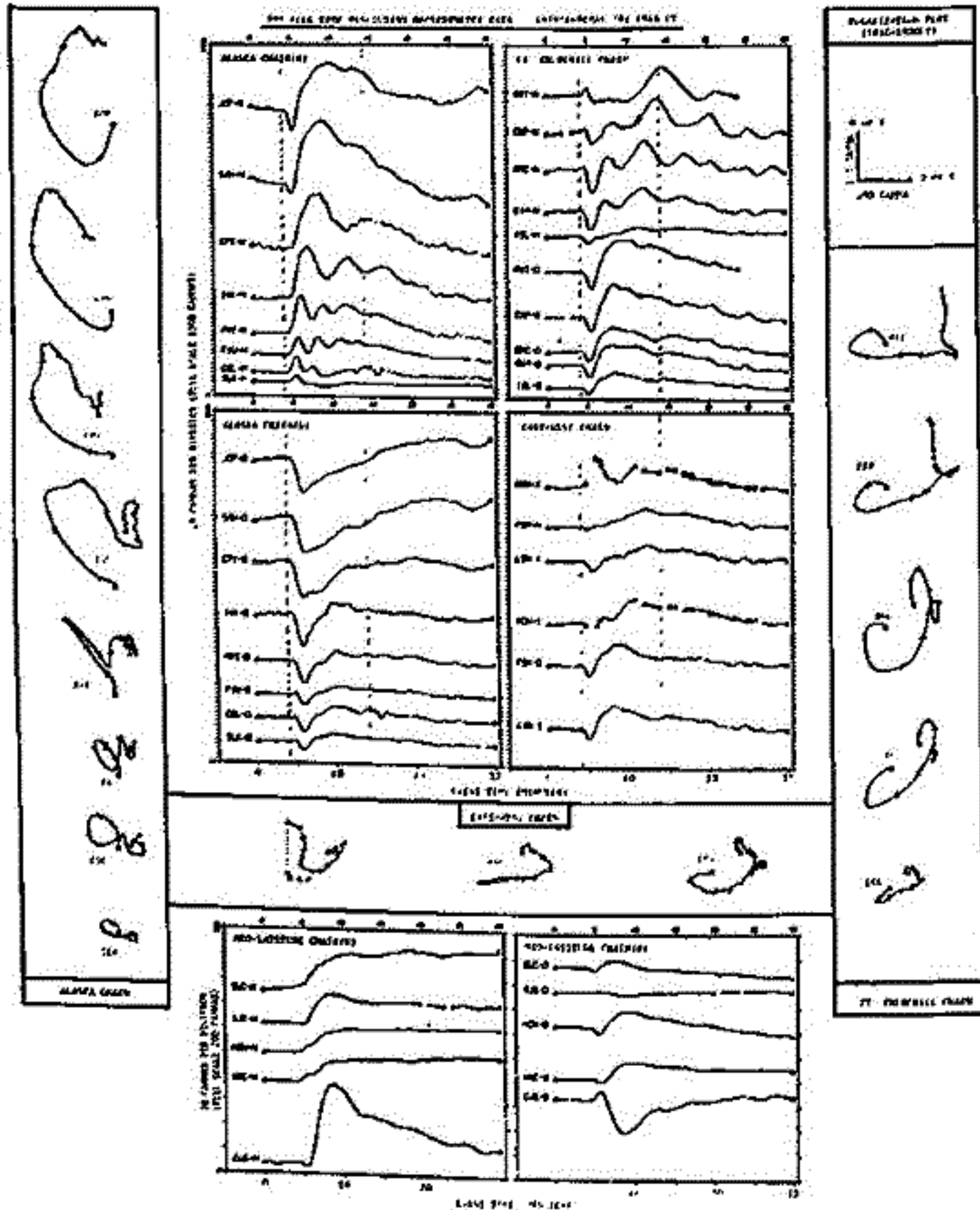
これらのうち (A) ~ (C) については、それぞれ因果関係も明らかで常識的であるが、(D) については従来の他の衛星観測の報告もなく不思議な現象である。(A) の場合エネルギーは数十 eV 以下であって、日照・日陰の影響が明らかで、衛星観測のデータには衛星表面からの光電子も含まれている可能性もある。(B) は L~4 付近によく見られる。あまり詳しく調べていないが、local time や  $K_p$  の依存性がある。又、SAR アークとも関連があるのではないかとと思われる。(C) の場合、降下電子フラックスとの相関は明らかである。当然ながら、降下電子のエネルギー以上の上向き電子流は無い。降下電子のスペクトルが soft な場合には、上向き電子流は soft であるが強くなる。この場合、電離層の高度の高い所で二次電子を生成するので、電離層から上部に逃げ出し易くなる為と解釈される。(D) の場合に最も問題となるのは、上向き電子流の方が降下電流よりもエネルギーもフラックス量もはるかに大きいことである。これは、降下電子を加速する機構として通常考えられている沿磁力線電場と逆向きの電場で一見説明されるように思える。過去の報告でもそのような電場を示唆するものもある (Berko & Hoffman, 1974; Hultqvist & Borg, 1978; Mozer, 1980)。又、著者の解釈は違うが、下向きイオン流の観測もある (Ghielmetti et al., 1979)。KYOKKO のデータの場合に問題なのは、上向きの電子流のエネルギー分布には明らかなるピークが見えないことで、accelerated Maxwellian になっていないことである。波動粒子相互作用の結果か、又は、電場の存在している中での観測かも知れないが、いずれにせよ興味あることは、この空間分布と TRIAD で得られた沿磁力線電流の分布 (Iijima & Potemura, 1978) と比較すると下向き電流の領域と一致することである。従来問題であった下向き電流の charge carrier の一端を見た最初の観測と言えるであろう。但し、(D) の頻度は少ない事には注意すべきである。これは 100 eV 以下の場合には (A) にマスクされて見えにくい事が原因かも知れない。

TOHRU ARAKI (CIRES, UNIV. OF COLORAD)

JOE H. ALLEN (NOAA/EDIS/NGSDC)

Latitudinal variation of polarization of geomagnetic sudden commencements (SC) observed at geomagnetic latitude range 63°N-79°N is studied by the use of North American IMS magnetometer data from August 1978 to May 1979. Fourteen SC's out of 18 examined show clear polarization reversal between latitudes 64°N and 72°N. Among these, 9 change their polarization direction from counter-clockwise to clockwise with increasing latitude and the remaining 5 change it in the opposite sense. Clear local time dependence as shown statistically by Wilson and Sugiura [1961] could not be confirmed from this small data set. Their statistical results [1963], however, can be more reasonably interpreted by taking into account the existence of latitudinal polarization reversal described in this paper. Discussion is included of several factors which determine complex characteristics of the polarization of SC.

The importance of the role played by the moving ionospheric current vortex caused by a magnetospheric electric field is stressed.



# SSC および SI に伴う Substorm

平沢 威男  
国立極地研究所

既に、Substorm の SSC や SI により trigger され、励起されること報告されている (Heppner, 1955; Kawasaki et al., 1971; Kokubun et al., 1977)。更に Substorm の SSC や SI により、trigger される確率は、Substorm の生起以前の状態、例えば、IMF の southward direction (Burch, 1972; Kokubun, 1972)、また、magnetospheric tail-like configuration (Schieldge and Siscoe, 1970) などに依存すること指摘されている。本講演に於いては、以上の結果を更に確認する意味で SSC, SI triggering substorm のどのような stage で生起されるかを aurora と IMF の data を用い調べてみる。

その結果、substorm は地方時依存性をもつ、励起され易い物理的状態の形成が第1段階で、その後に SSC など trigger となる現象をきっかけとして発生するものと考えられる。

### References

Burch, J.L., J. Geophys. Res., 77, 5629, 1972.

Heppner, J.P., J. Geophys. Res., 60, 29, 1955.

Kawasaki, K., S.-I. Akasofu, F. Yasuhara and C.-I. Meng, J. Geophys. Res., 76, 6781, 1971.

Kokubun, S., Planet. Space Sci., 20, 1033, 1972.

Kokubun, S., R. L. Mcpherron and C. T. Russell, J. Geophys. Res., 82, 74-86, 1977.

Schildge, J. P. and G. L. Siscoe, J. Atmos. Terr. Phys., 32, 1891, 1970.

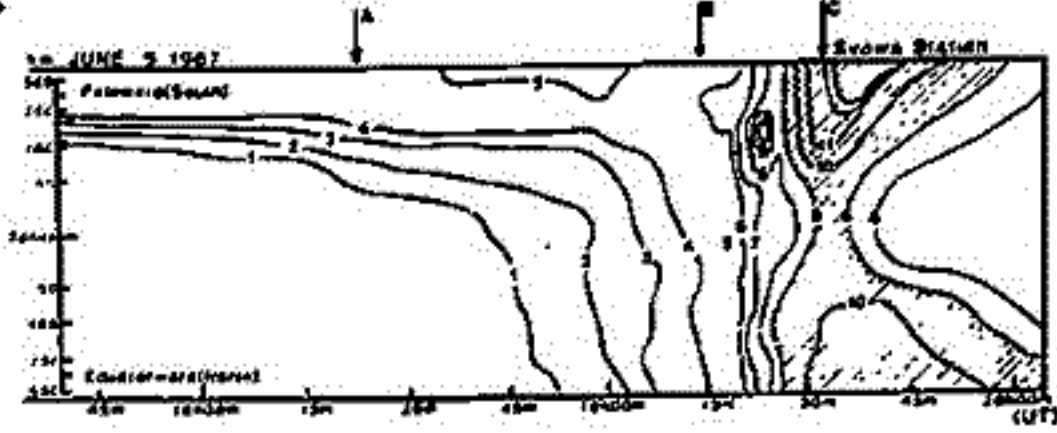
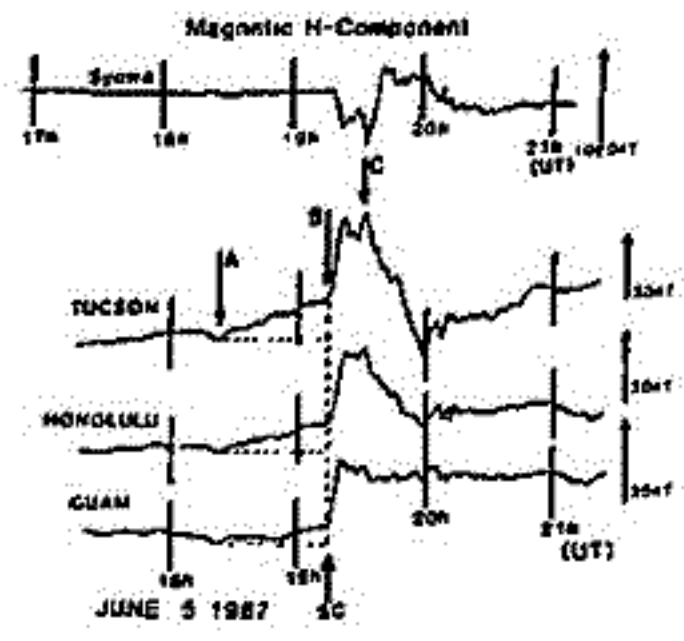


図1. SSCにより励起された Substorm の例

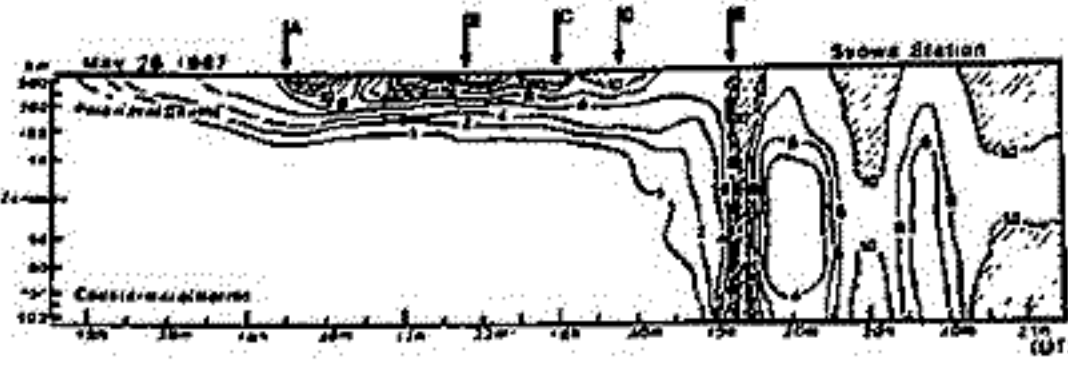
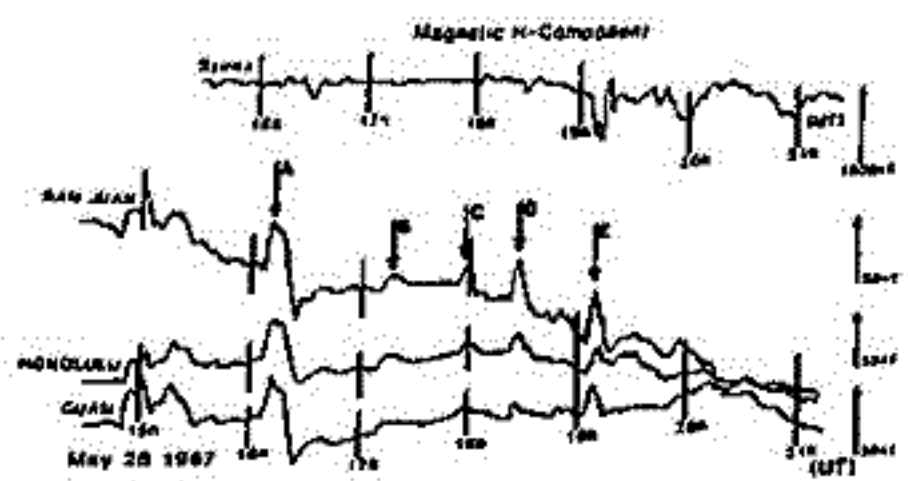


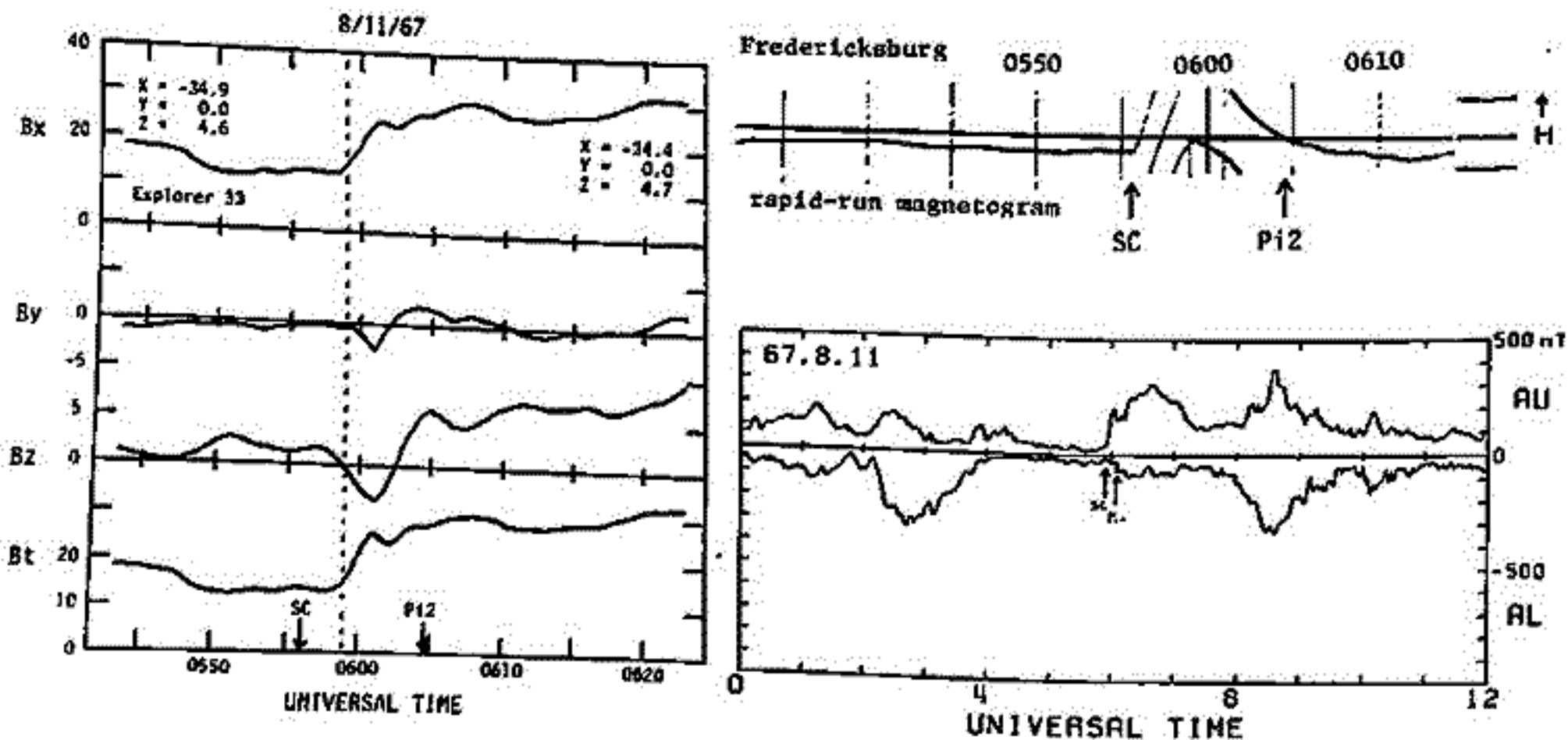
図2. 連続する SI により励起された Substorm の例

家森俊彦 (京大・理)  
角村 悟 (気象庁)

惑星間衝撃波によって引き起こされたと思われるサブストームに於て、shockの到着から、サブストームの開始までの程度の time-lag があるのか、又はほぼ同時なのかという点は、サブストーム開始のメカニズムと関連して重要であるにもかかわらず、これまであまり調べられてこなかったようである。これは主として、SCに伴う諸現象にかくされてサブストームの開始時刻を正確に決めることが困難であることによると思われる。ここでは少数例ではあるが、地上の磁場データからなるべく多くの方法によって、サブストーム開始時刻を求め、同時に太陽風及び磁気圏 tail の磁場データから求めた shock やその影響の各場所での到来時刻とも比較することによって、SCに伴うサブストームの発生場所も現在一般に考えられておるように tail のプラズマシート中であると考へて矛盾がないかどうか調べる。

(1) 予想される時間差 : shockの影響が wave によってプラズマシートに伝わり、そこで何らかの不安定を起しサブストームが始まるとすると、少なくとも wave が伝搬するのに要するだけの time-lag がなければならぬ。wave の伝搬速度を仮に 1000 km/sec とし、サブストームの始まる場所が  $X = -20 R_E$  であるとするとき約2分余りの遅れが生ずる。また、ここで生じたプラズマシートは wave が同じく 1000 km/sec で地球方向に向かい、地上で観測されるサブストーム開始に伴う諸現象を引き起こすとすると同じく2分余りの遅れが生ずる。それゆゑ、少なくとも4~5分の time-lag がなければならぬ。ところで、磁気圏中の伝搬速度が実際は11<5かは、tail での磁場データから求めることができる。

(2) 例 : 下の図は、1967年8月11日5時56分に地上でSCとして観測されたイベントに関する磁気圏 tail-lobe での磁場データ、地上での早急記録及び AE indices である。tail に shock の効果が発見されるのは5時59分頃で、地上FRDで P12 が見られるのは、6時4分20分頃。そして AL index の急増は6時10分頃であり、少なくともこの例については tail plasma sheet 中に shock の効果が発見されサブストームが発生したと考へて矛盾はないと思われる。講義では、他の数例についても調べた結果を報告する。



# 電離層で観測された非対称環電流の成長 に伴う電場の低緯度への侵入

田中 高史  
(電波研究所)

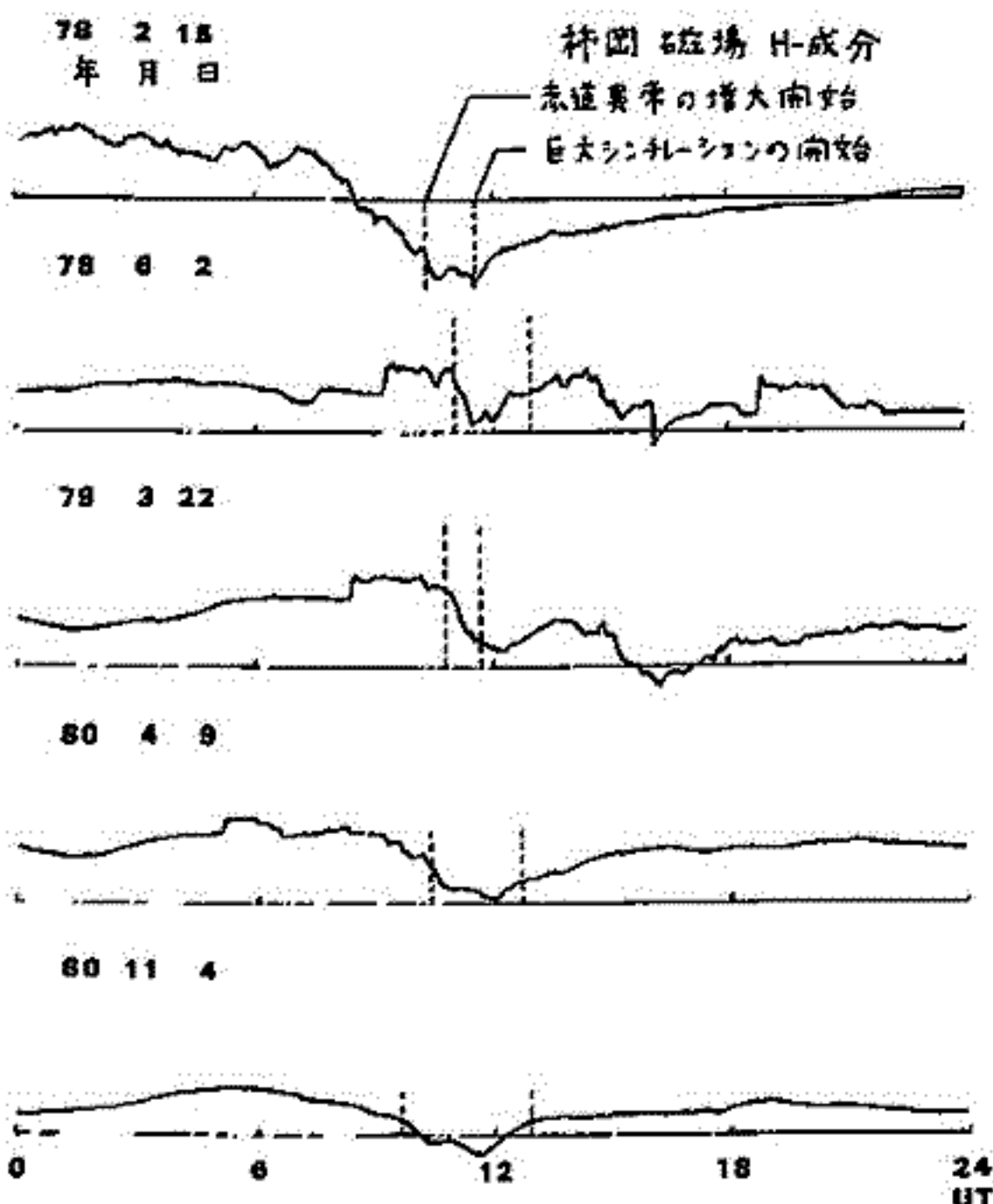
1. 序論 Cバンドの衛星電波の受信を通じて、時々巨大なシンチレーション現象を観測することがある。我々は1978年から1980年の3年間に観測された数例の現象を解析し、これらの原因となる地球物理学的メカニズムを明らかにすべく研究を進めて来た。その結果、巨大シンチレーション現象は非対称環電流の成長に伴う電場が、低緯度まで侵入することによって生じることが判明した。これによりいままでまったくESレーダによってのみ観測されて来た低緯度磁気圏電場が、別の面からも確認されたことになると思われる。

2. 観測 巨大シンチレーション現象のきわだった特徴は(1)磁気嵐の時にだけ発生する(2)その開始時刻がLT19から21に限定されている(3)発生に先立ち低緯度電離層に著しい変動が見られるということである。我々はまず(3)に着目し、低緯度電離層の形態を調べたところ、それは赤道異常の急激な増大として理解できることを見出した。さらにこの現象は熱圏循環が嵐型に移行する以前に生じており、その急激さから考えても、赤道異常の原因となる電場が電離層ダイナモにより生成されているとは考えにくい。つぎに巨大シンチレーション現象の時の磁場データを見ると、磁気嵐の主相が夕方側で開始する時のみ現象が生じることが判明し、さらに赤道異常の増大開始は $d(Dst)/dt$ が大きく負に移行する時間と良く一致していることも判った(下図)。ここで磁気嵐の主相開始に伴って当然サブストームが生じるであろうことも考え合せねばならない。事実多くのケースにおいて、現象の前後にサブストームが発生している。しかしサブストームは必ずしも大規模でなく、巨大シンチレーション現象よりもっとひんぱんに発生する中規模程度のものがあるケースや、また時間もちこしずれているケースがある。

3. 結論 以上の観測から磁気嵐の主相開始によって高エネルギー粒子が流入し、プロトンが夕方側にドリフトしてそこで電場を発生させ、その結果が巨大シンチレーション現象として観測されるというモデルが予想される。このモデルによればなぜ現象が夕方に限られるのかもよく説明できる。また磁気圏電場の低緯度への侵入と $d(Dst)/dt$ がよく相関する<sup>(1)</sup>という説に対して、一つの裏づけを与えたと思われる。

## 参考文献

1. Blanc (1978) *Geophys. Res. Lett.* 5, 263.
2. Gonzalez et al. (1979) *JGR* 84, 5803.



# イオンホイスラーと太陽活動度及び地磁気活動度

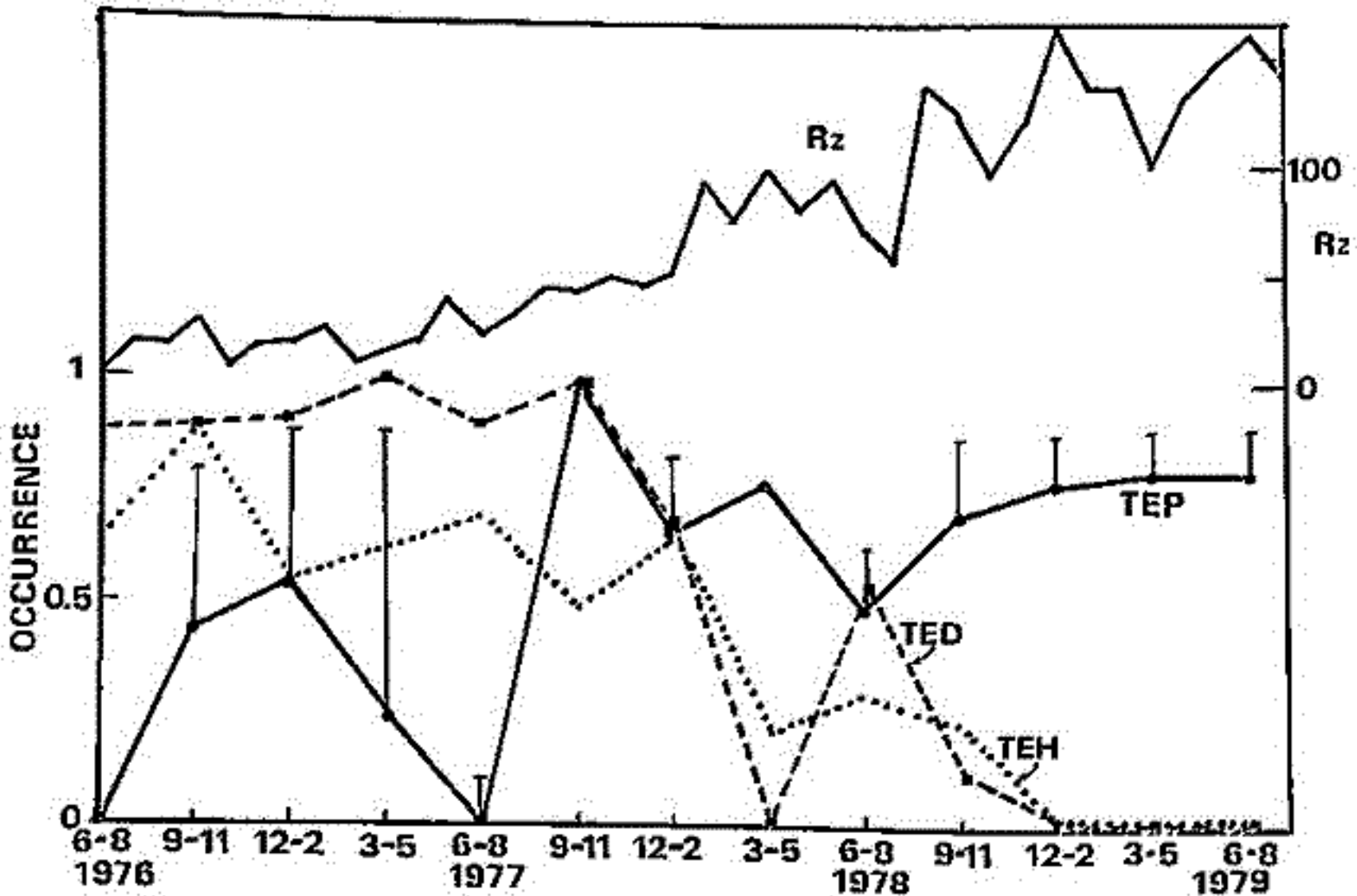
渡辺成昭, 恩藤忠典, 巖本巖  
電波研究所

イオンホイスラーはイオン組成を診断する上で極めて有用である。特に行星周辺からはその場所の状態をも推測する事が出来る。今回は各イオンホイスラーの生起率(観測率)より、マクロなイオン組成、及び上部電離圏の構造について解析を進める。

- 赤道越えカロトンホイスラー(TEPと略称)及び赤道越えヘリウムホイスラー(TEH)の生起率は、地磁気活動指数 $K_p$ と逆相関である。すなわち、 $K_p$ が大なる時は、TEP, TEHが生起しにくくなる。(1976年6月~1977年8月)

下図はTEP, TED, TEHの生起率と太陽黒点数 $R_z$ (月平均)を較べたものである。その結果として

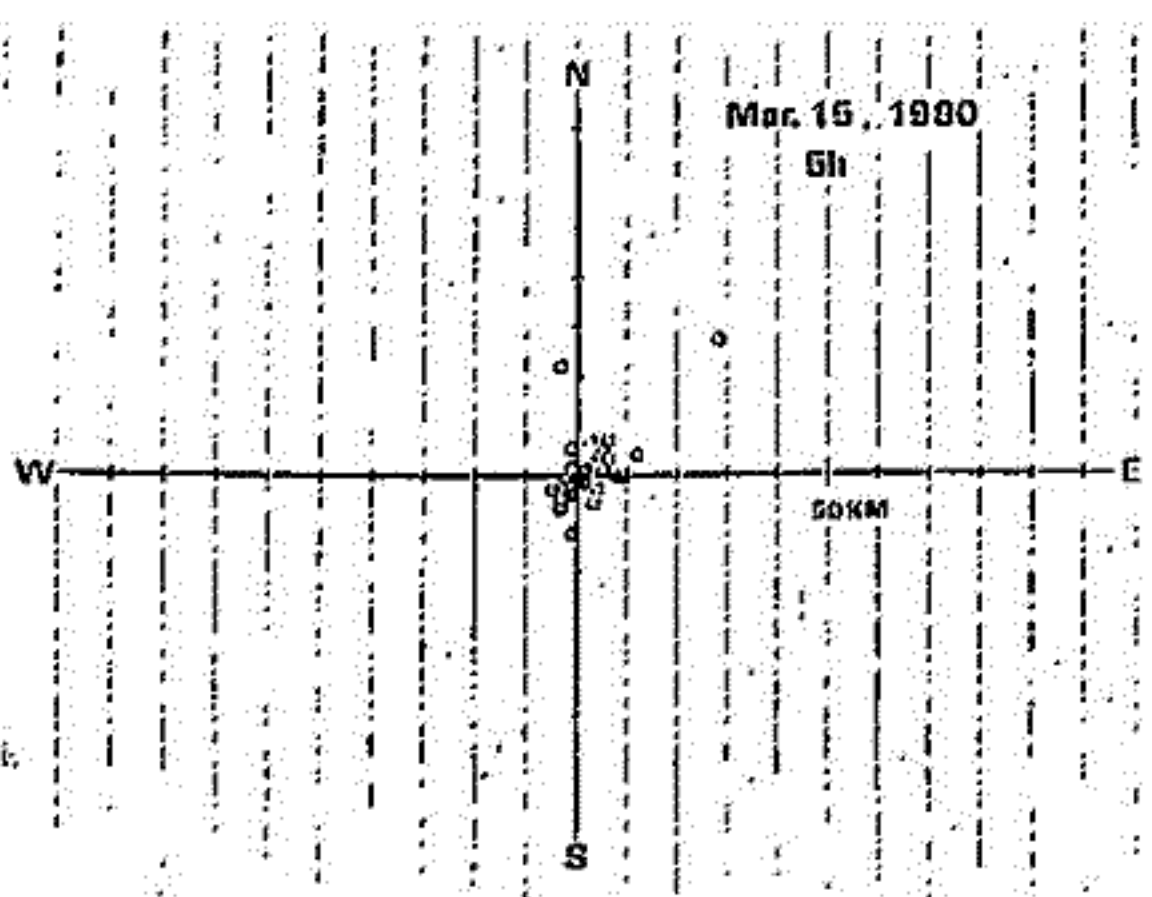
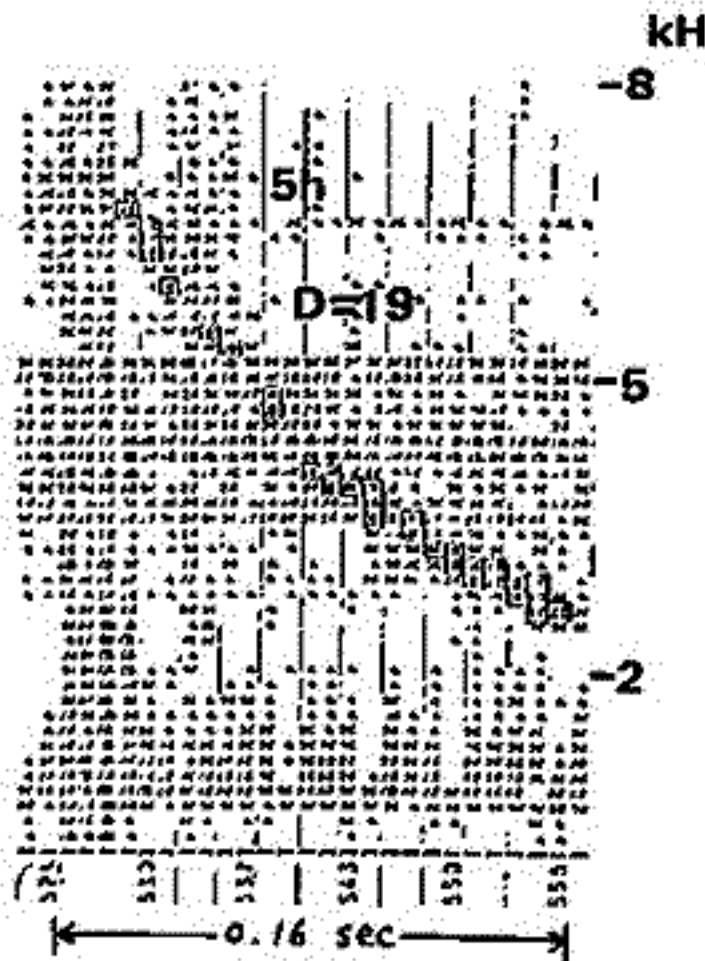
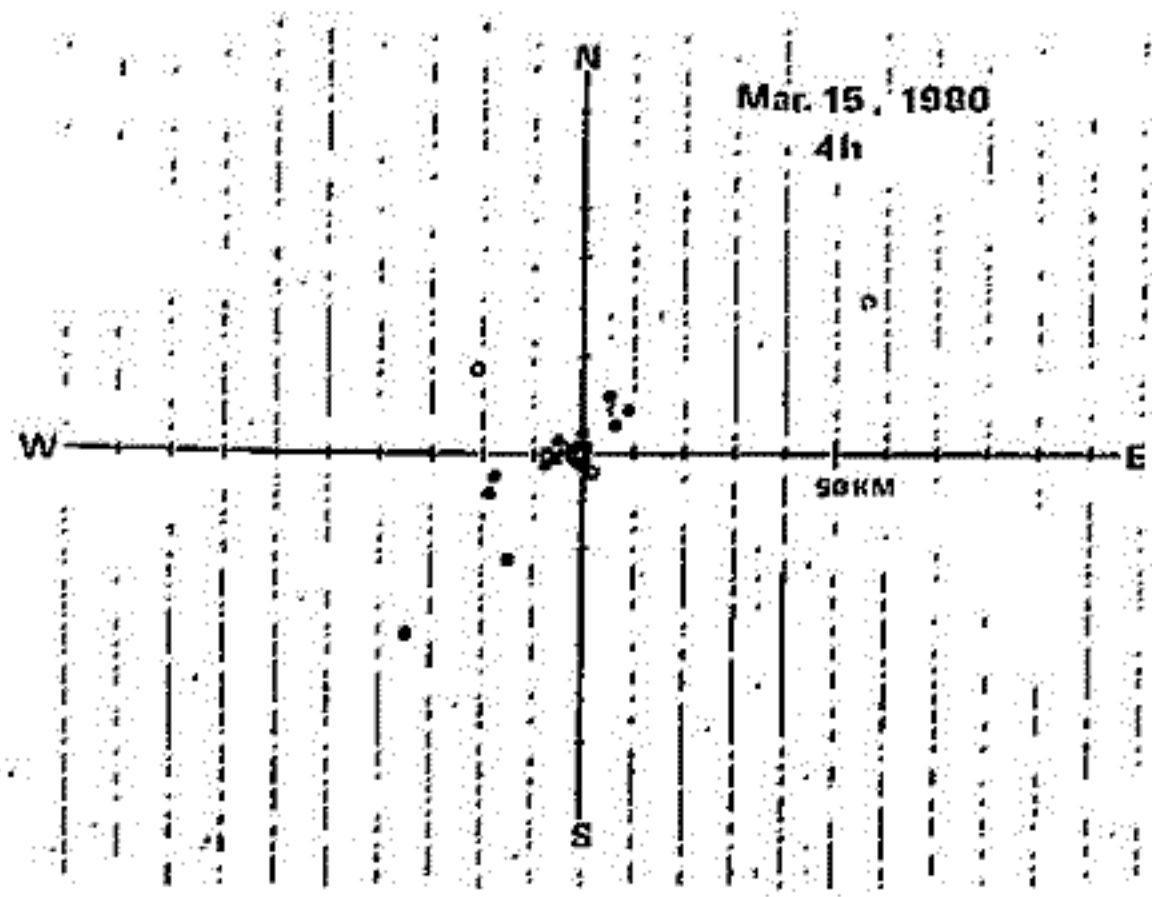
- TEPは6~8月に観測されにくく、1976年, 1977年共にゼロであり、1978年も、やはり深く落ち込んでいる。この季節変化に重って年変化がある。これは $R_z$ と同様に、 $R_z$ の極大期に向って上昇する。1979年の6~8月の落ち込みは、もはや見られない。全体として $f_oF_2$ の傾向似ている。
- TEDは季節変化が見られず、全体として $R_z$ とは逆に年と共に下降し、 $R_z$ の極大期付近: 1979年→でゼロとなる
- TEHはTEDと同様、 $R_z$ とは逆に $R_z$ のMaximumに向って下降し、1979年ではゼロとなる。
- 太陽黒点数の極大と極小期では、時間圧縮スペクトルのパターンが異なり、イオン組成等が異なっている事を予測させる。



中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光

電波研究所

第68回講演会において発表した解析に引き続き、1980年春の沖縄ホイスラー方探観測データを用いて、ホイスラー到来方位の経時変化等について同様の解析を進めた。前回においては経時変化と思われる天頂を中心としたホイスラー到来方位の揺らぎが見られることを述べた。今回の解析ではホイスラーの良く受かった日をえらんだが偏波の回転方向にも経時変化と思われる変化が見られたので報告する。下図は解析した結果の一部を示す。図中の黒丸は右廻り偏波、白丸は左廻り偏波を示す。到来方位は高度100 Kmに投影したものである。



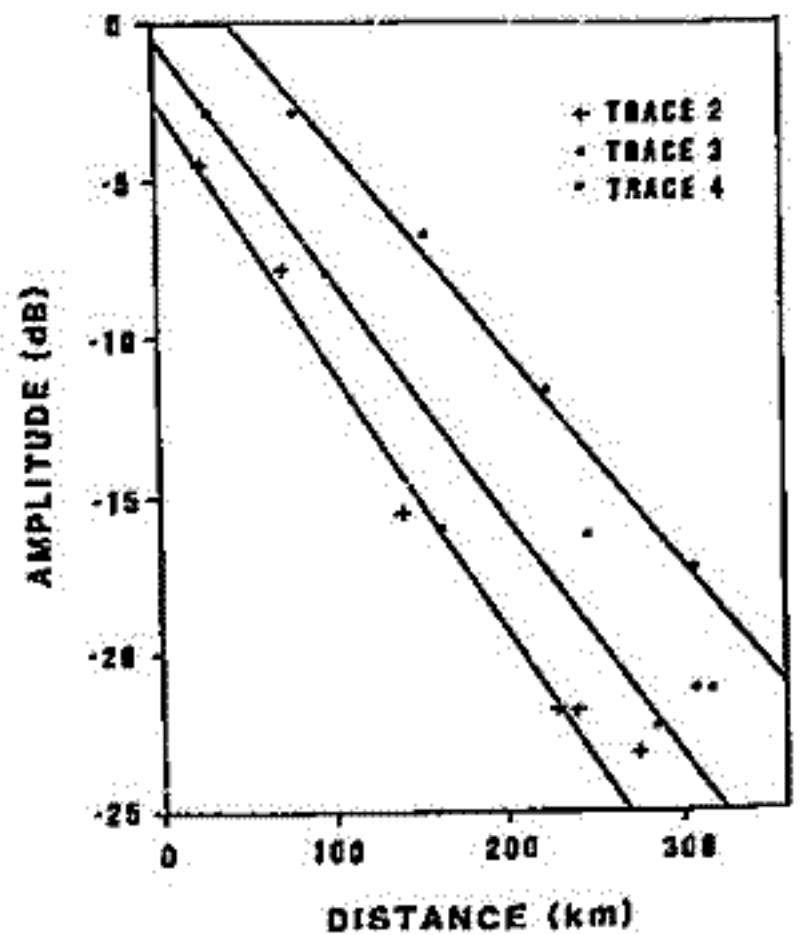


# 種々の VLF 現象の空間強度分布について

町田 忍・鶴田 浩一郎  
(東北大学)

1979年の7月から8月にかけて、カイダ・ケバック州で行ったVLFの多波観測で得られたデータを解析し、Siple信号に伴って発生したトリガード・エミッションの電離層の transmission cone を通過して、地上に、幅広強度分布の減衰を伴って、磁気座標上に、ほぼ、南北に並んだ観測点で見ると、大略、50 dB/1000 km 程度であることを、前回の学会で報告した。

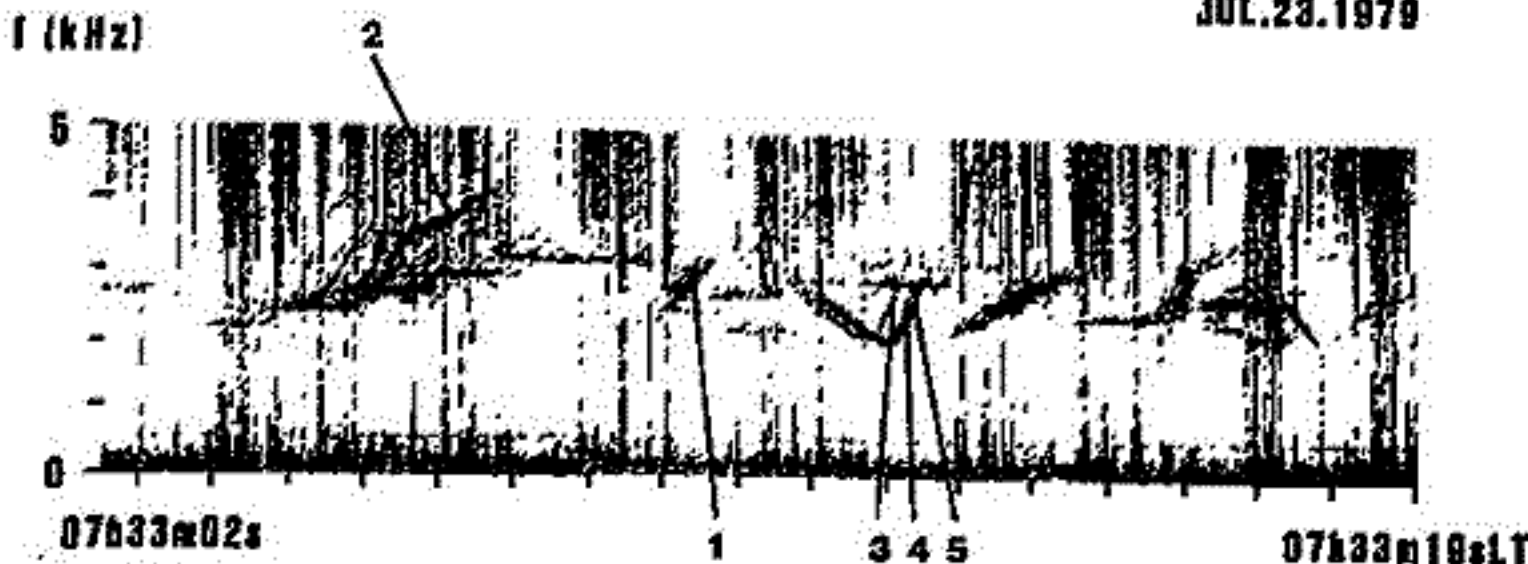
同一の例に対して、Direction Finding を多波で行った。電離層下部での電波の出口、位置を求め、その直下の地上の観測点との距離により、2. 減衰率をプロットし直して見ると、60~80 dB/1000 km 程度になることがわかった。減衰率は、電波の出口の形状や大きさ、同波数による変化があることが予想されるが、本稿では、トリガード・エミッションだけではなく、他のVLF現象についても、同波数に対する減衰率の依存性等について報告を行おう予定がある。



観測点の DF が求めた電波の出口との距離に対して相対振幅をプロットした図。 同様にして、電波の出口がある一つの領域に定まり、それに対してのみ、プロットを行なった。

DFUT FORMAT

JUL.23.1979



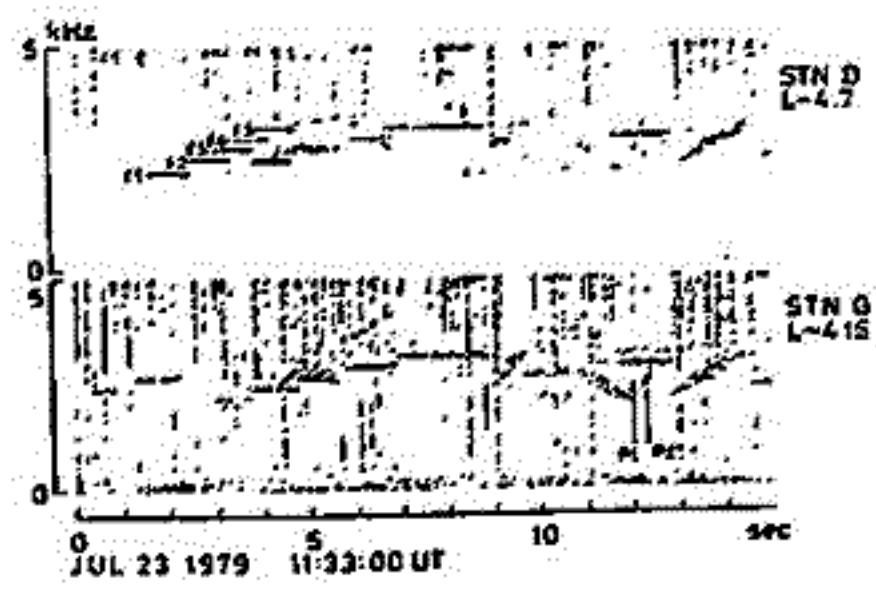
解析は図の Siple 信号の f-t グラフから、No. 1 のトレースの Siple 信号のラングの部分、それ以外の、いわゆるトリガード・エミッションの部分の解析は、

# フラスマホ-ズ付連のホイフスラ-モード波伝播路の時間・空間的ふるまいについて

鷗田 浩一郎 · 町田 忍  
(東大宇宙研)

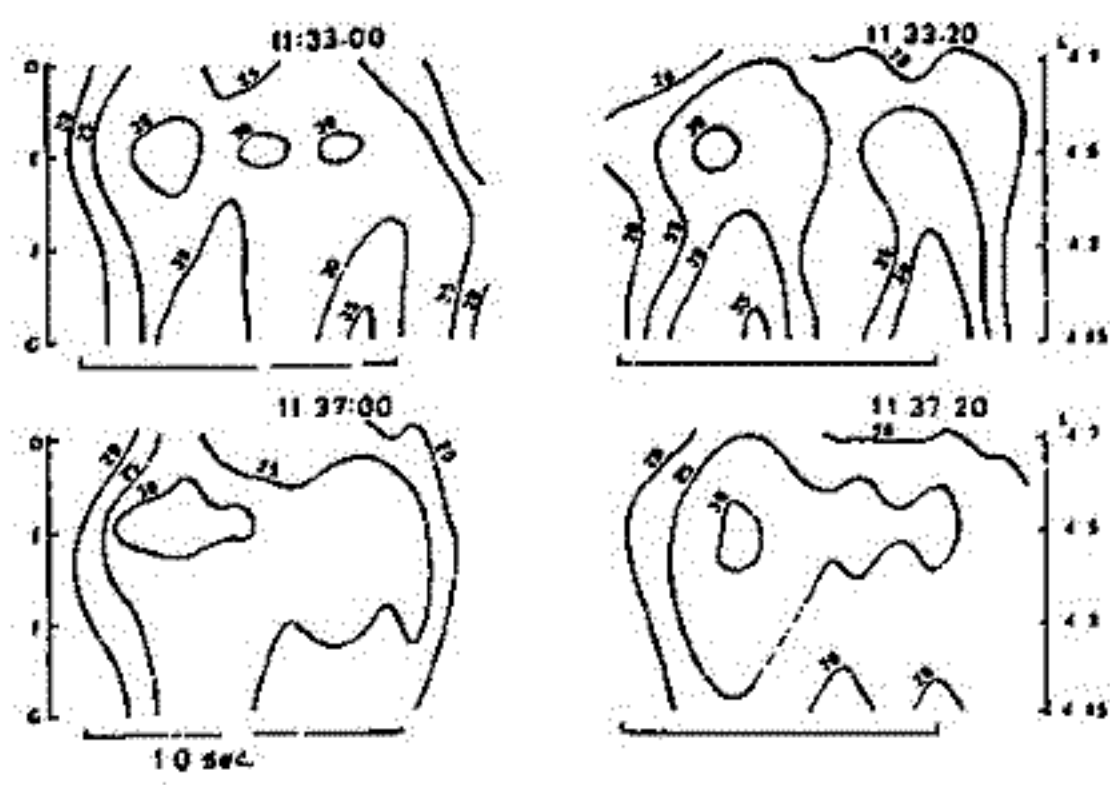
南極イナガル基地から送信したVLF信号を、ほぼ地磁気赤道と通る磁気経度線にそって南北に並んだ四箇の受信点(北からD, E, F, G)で受信した信号の解析を行った。

解析の目的は伝播路の性質が時間的・空間的にどう変動するかに調べるに在り。解析した信号は20秒毎にくり返される同一フラスマホ-ズのイナガル信号のうち図1に示したF1, ~ F5までの五つのハルズ信号である。

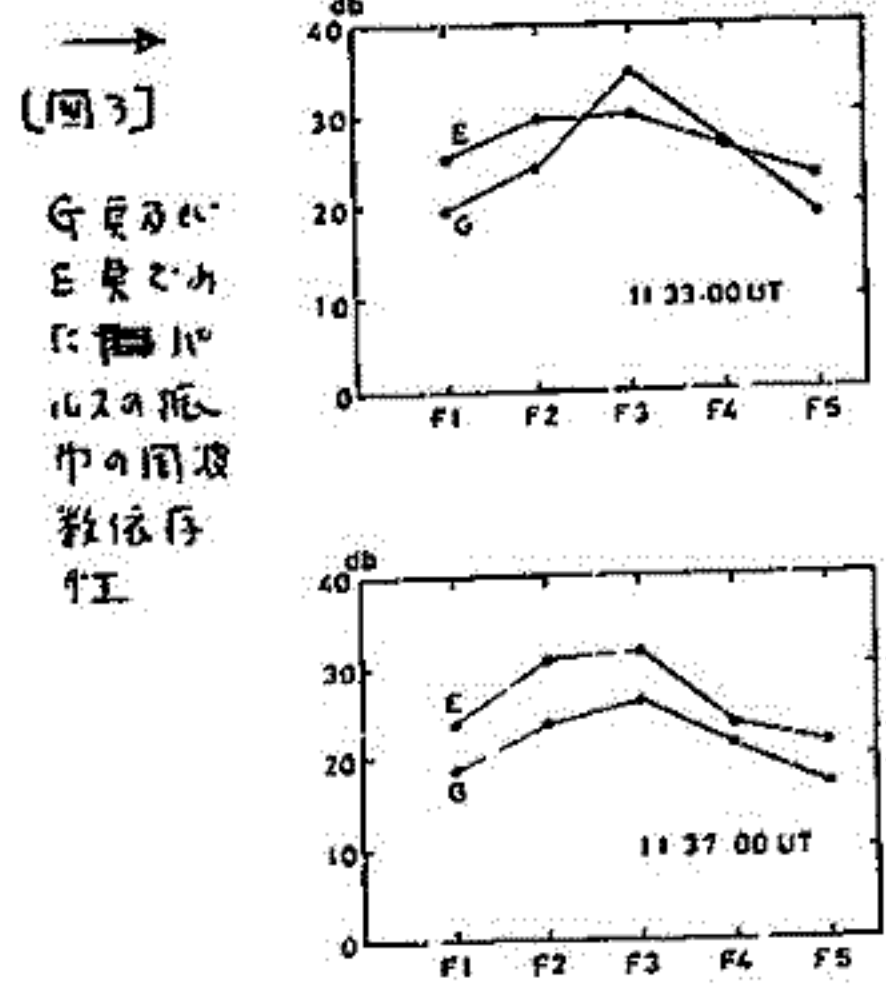


【図1】 解析したイナガル信号2つのトレース

解析した期間の前半(11:33~40 UT)では図1下段に矢印で記した二つのトレースからわかるように(P1及びP2)二つの伝播路が卓越していた。このうちP1はフラスマホ-ズの外側寄り、P2は内側寄りの高密度側に位置する伝播路である。F3のハルズ(~2.75 kHz)の振中の時間・空間変化を調べる結果を図2に示す。11:33にはP1, P2に対応してL=4.1及びL=4.5に二つのピークがみられるが11:37にはL=4.5のピークのみとなる。この変化に対応して、G点(L~4.15)及びE点(L~4.5)でみられるハルズ振中の周波数依存性も変化する。この例は11:33~11:37の4分間の間にL~4.1の伝播路が一見消滅する様子もあらわしている。発表時には、伝播路の特性が変化する時間スケールについて詳しく述べる予定である。



【図2】 F3の振中の時間・空間変化。



【図3】 G点及びE点でのハルズの振中の周波数依存性

## Properties of chorus observed by ISIS satellites

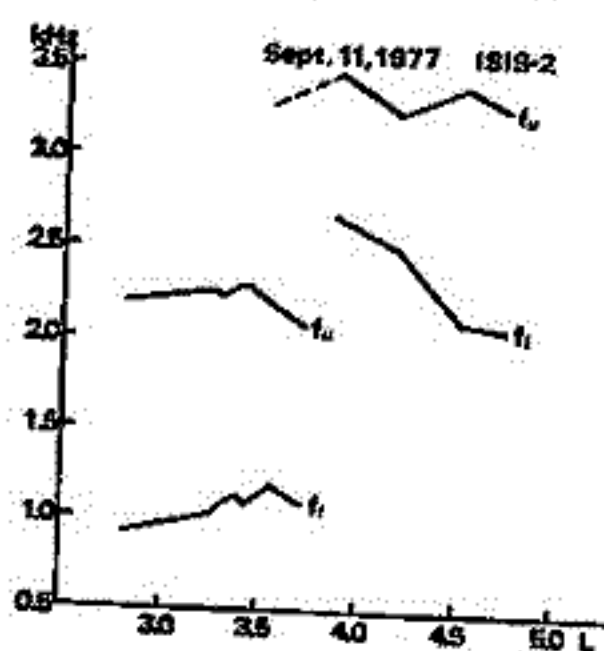
恩原忠典、中村義勝、渡辺成昭、村上利光 (電波研究所)

T. Ondoh, Y. Nakamura, S. Watanabe, and T. Murakami

VLF electric field data received from ISIS-1 and ISIS-2 at Kashima station, RRL, Japan have been analysed to compare properties of ionospheric chorus with those of magnetospheric chorus as observed by OGO-1 and OGO-3. Using VLF data observed by OGO-1 and -3, Burtis (1974) has reported that the center frequency of chorus is roughly determined by one half the equatorial electron gyro-frequency on the geomagnetic field line passing through the satellite. In his analysis Burtis (1974) has used the normalized chorus frequency of  $f/f_H$  where  $f$  is the chorus frequency and  $f_H$  the local electron gyrofrequency. The normalized chorus frequency is about 0.5 near the equatorial plane and it decreases towards the polar ionosphere along the geomagnetic field line. This implies that chorus waves generated near the equatorial magnetosphere propagate along the geomagnetic field line on the whistler mode.

Thus, the chorus frequency observed by the polar orbiting satellite such as ISIS will decrease with increasing latitude. The chorus frequency observed by ISEE-1 also decreases with increasing L-value (Gurnett et al., 1979).

However, the chorus frequency observed by ISIS satellites changes much slower with latitude (or L) than that of the magnetospheric chorus. In one case, the frequency band of chorus observed by ISIS-2 jumps rapidly from 1 - 2 kHz band below L=3.8 to 2.5 kHz - 3.5 kHz band above L=3.8. The following figure shows a latitudinal variation of the chorus frequency observed by ISIS-2 on September 11, 1977. In this case the chorus frequency is higher in high latitudes than in mid latitudes in contrast with the Burtis's conclusion. We will also discuss on other latitudinal variations of the chorus frequency observed by ISIS in the conference.



# 昭和基地で取得されたトッブサイドイオノグラムの データ解析-II

小野高幸, 平沢威男

国立極地研究所

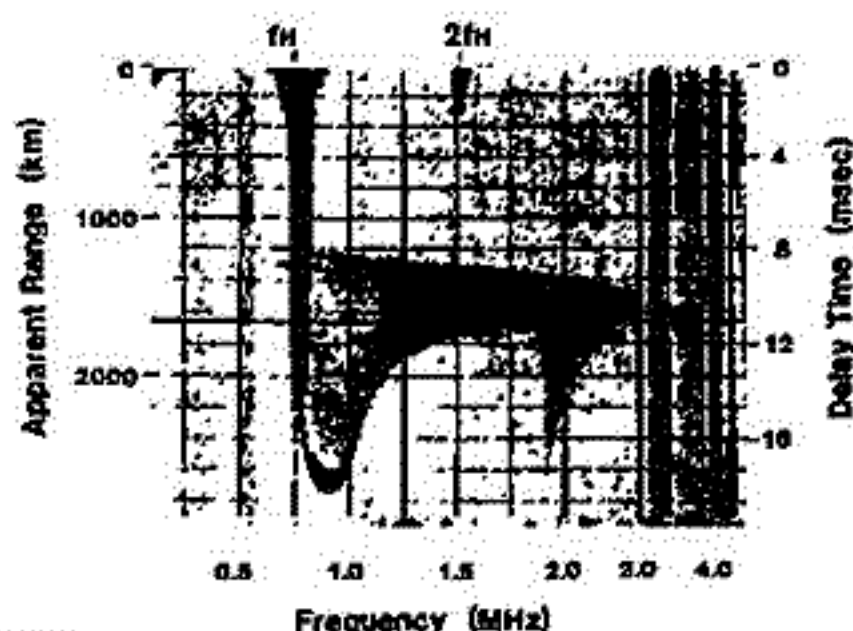
座 1976年より昭和基地ではトッブサイドサウンダー衛星 ISIS-I及びISIS-IIの追跡を行ない、極域電離層中のプラズマパラメータ及びプラズマ波動とオーロラ粒子との相互作用に関する重要なデータが取得されつつある。ここでは、オーロラ粒子降下と対応したビーム型プラズマ波動粒子相互作用の実体について述べる。

**観測結果及びデータ解析** 第1図に1977年8月29日に得られたイオノグラム例を示す。また第2図には同一の軌道における観測結果を示す。右上図にはMLT-不変地磁気緯度面上にISIS-II衛星の軌道を示し、右下図には昭和基地におけるオーロラダイヤグラム及びISIS-IIの緯度変化を示す。この場合、 $18^h 05^m \sim 06^m$ にISIS-IIはオーロラ磁力線を横切ったことが示されている。左図にはISIS-II高度(1400 km)における電子密度計測ならびに、自然プラズマ波動現象出現の様相が示されている。電子密度計測結果は、プラズマポーズ、オーロラ帯及び極冠域における各々特徴的な電子密度変化を示しているが特にオーロラアーチに沿う磁力線近傍では、明確な電子密度の上昇が示され( $\sim 18^h 05^m$ )、オーロラ粒子による電離層大気の電離並びに加熱の様相が示されている。

ここで注目すべきことは、図に示される  $f < f_p$

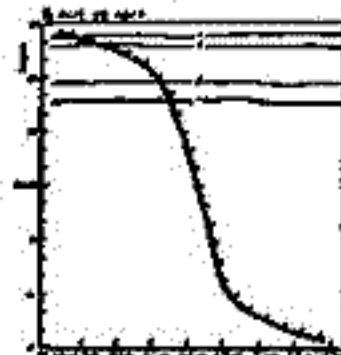
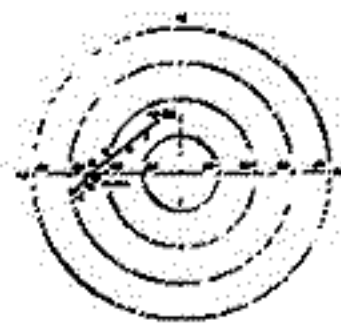
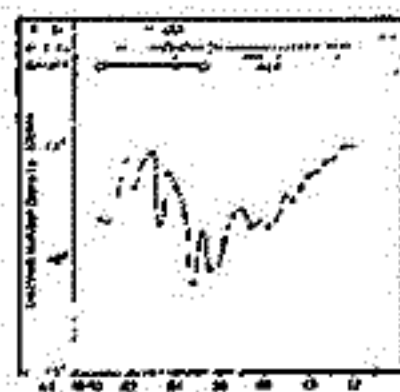
周波数帯における自然プラズマ波観測結果である。極冠域では強い  $f < f_p$  自然プラズマ波動が観測されているのに比べ、プラズマポーズ領域の、ほぼ同じプラズマパラメータを持つ領域では、この周波数帯での自然プラズマ波は観測されていない。これは極冠域に高エネルギー粒子降下が存在し、ビーム型プラズマ不安定を発生していることを物語っている。極冠域では惑星間空間より流入する高エネルギー粒子の他に、比較的低エネルギーの粒子降下の存在する事が近年の衛星観測によって報告されており(Winningham and Heikkila; 1974, Foster and Burrows; 1976)これらの粒子降下とプラズマ波動励起との関連を明らかにする必要がある。次に  $f < f_p$  周波数帯の自然プラズマ波はオーロラ帯に卓越して観測されている。(第1図参照)このプラズマ波動現象は、モード変換のプロセスを経て伝播するAKR $\alpha$ -一部に対応するものと考えられており、その励起ならびに伝播のプロセスを解明することが重要な課題となる。

Aug 29, 1977 18 05 27



第1図

Aug 29, 1977



第2図

VLFソーサーの特性

中川 一之\*, 巻田 和男\*\*, 若野 越夫\*, 福西 若\*\*\*, 蓬田 信\*  
 (\*電気通信大学, \*\*拓殖大学, \*\*\*国立極地研究所)

はじめに

VLFソーサーの発生源領域や発生源頻度の季節変化、高度分布等の解析は、若野らにより積極的に進められている<sup>1)</sup>。今回さらに詳しくソーサーの特性を知るため、ソーサーのKp依存性を調べた結果を報告する。解析には1976年~1980年に昭和基地で受信されたISIS-1,2のVLFワイドバンドデータを使用している。

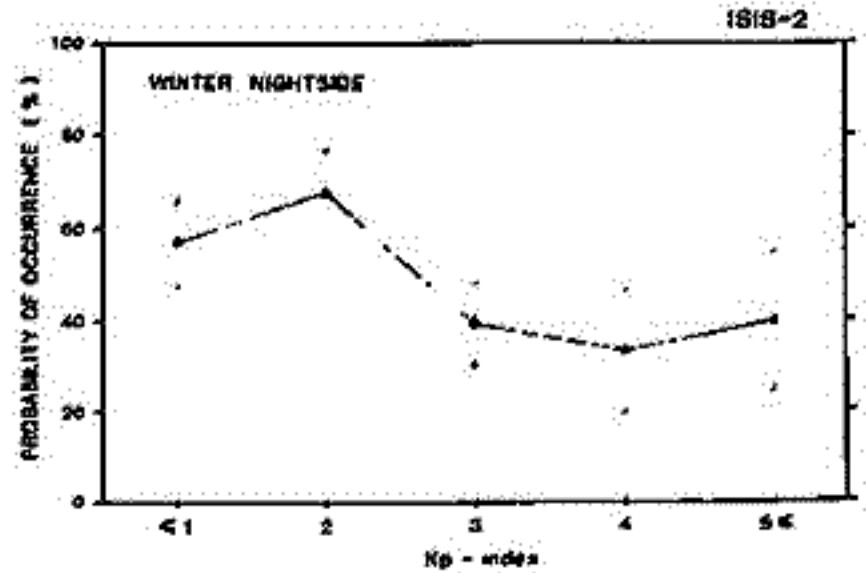


図1 ソーサーの発生源頻度のKp依存性。

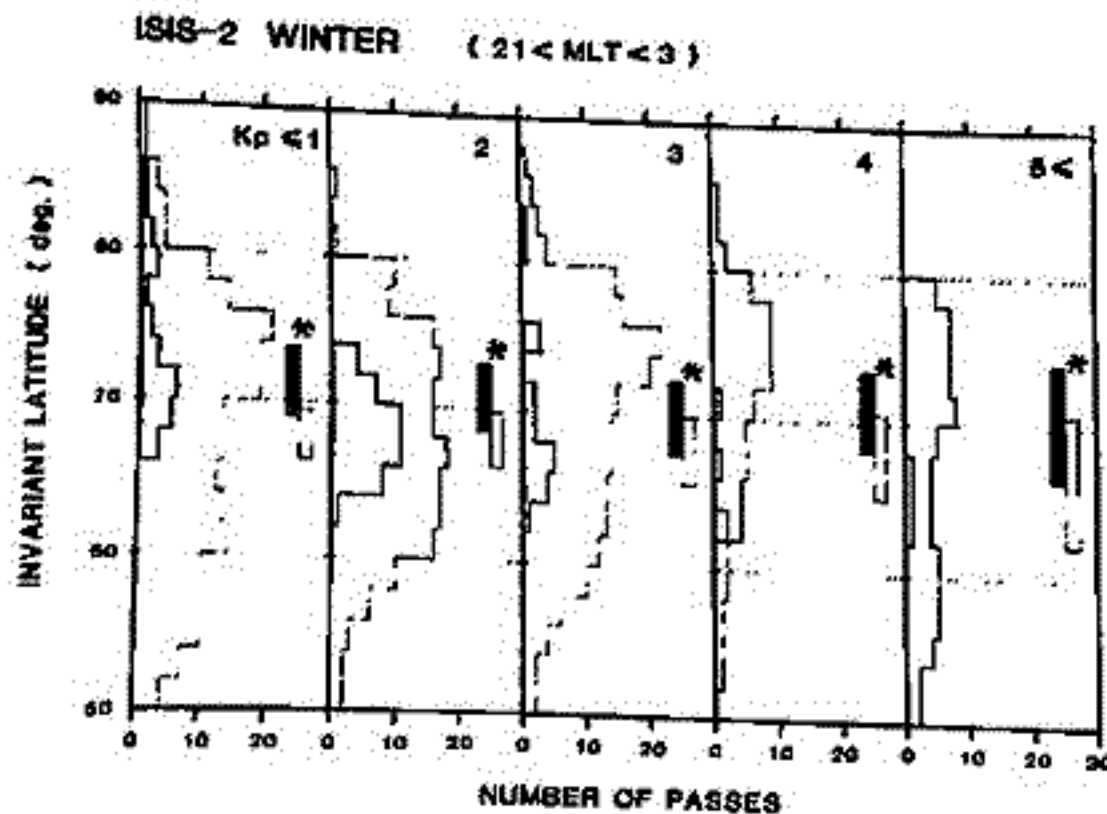
ソーサーの発生源頻度のKp依存性

図1はソーサーの発生源頻度をKp別に見たものである。ソーサーはKp2程度のやや乱れた状態のとき最も良く発生源し、荒れた状態では発生源頻度は下がる。このソーサーのKp依存性が、バックグラウンドとなる電子密度の変化によるものか、ソースとなる粒子の変化によるものか、その他の原因によるものかは今後の解析を必要とする。

ソーサーの発生源領域の緯度分布

図2はソーサーの発生源領域の緯度分布をKp別に見たものである。ソーサーの発生源緯度はディフューズなオーロラオーバーと対応が良いことがわかる。即ちこれまでソーサーの主な発生源領域と言われていた強い電子の降り込み領域の低緯度側<sup>2)</sup>というのはこのディフューズオーロラの見られる領域と言える。現在、ソーサーとディフューズオーロラとの対応をもっと詳しく知るため、昭和基地のオーロラデータとISISのVLFデータとの比較を行っている。この結果も加えて報告したい。

図2 ソーサーの発生源領域の緯度分布



白ぬきの部分は観測を行なった全軌道数、ハチキの部分はそのうちソーサーを観測した軌道数を表す。\*はそれぞれのKpのときの0° MLTにおけるディスクリートオーロラ(ハチキ)とディフューズオーロラ(白ぬき)のオーバーラの緯度範囲<sup>3)</sup>を示す。

1) 若野 越夫 "南極域におけるVLFヒス・ソーサーの発生源領域" 南極資料第68号 146-160頁  
 2) D.A.Gurnett and L.A.Frank "VLF His and related plasma observations in the polar magnetosphere" JGR, 97(1) 172-190  
 3) T.Nogata et al. "Auroral oval and polar substorms observed by a satellite and ground-based observations in antarctica"

才一口ラヒス到来方向の特性(Ⅳ)

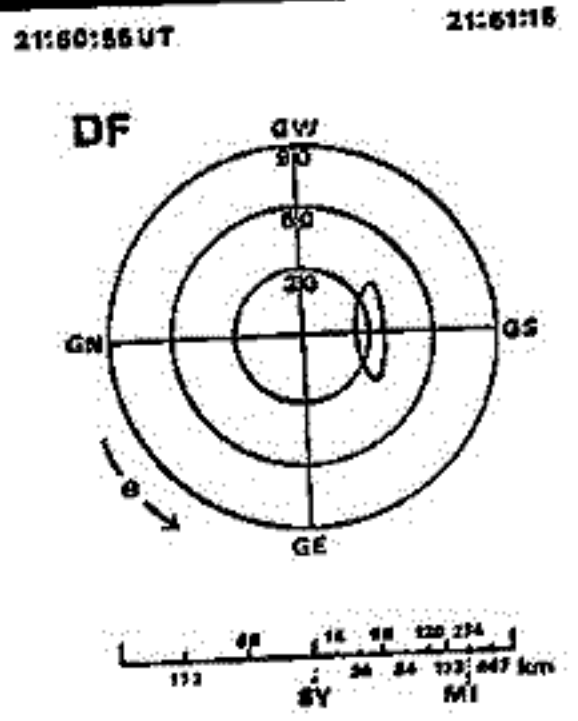
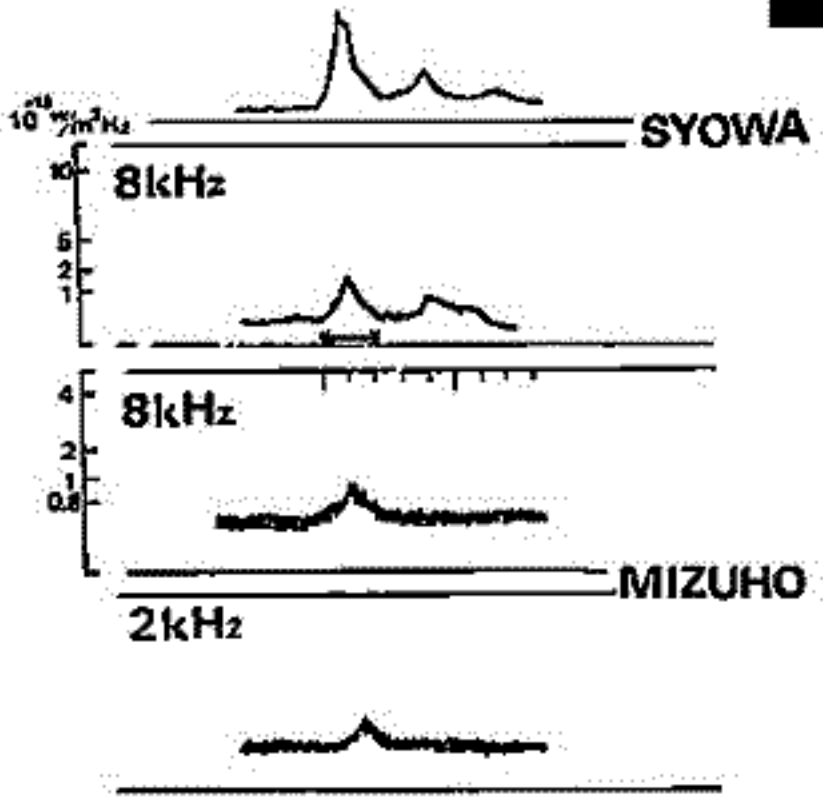
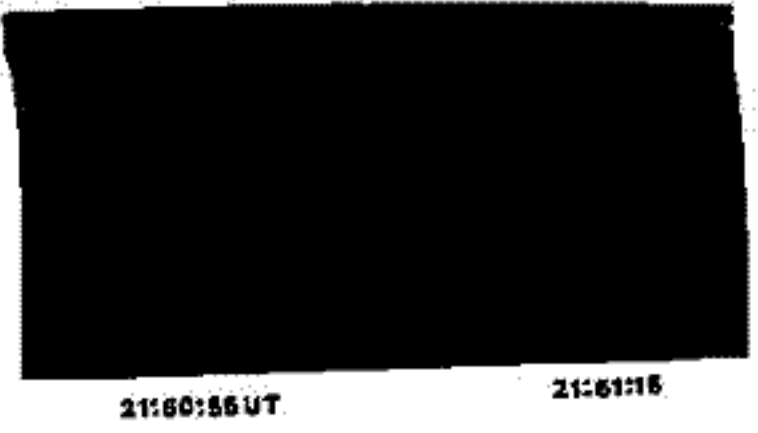
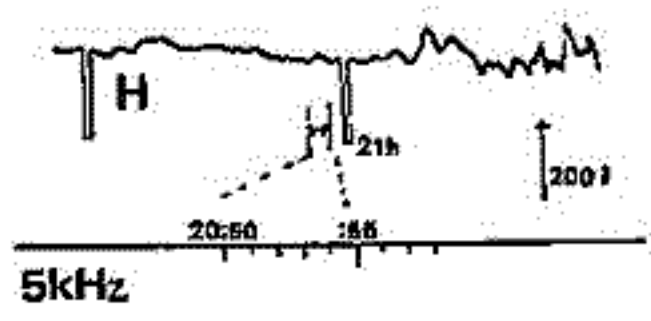
西野正徳 田中義人 岩井幸 鎌田隆夫 平沢成男  
 (名古屋大学 宇宙研究所) (国立極地研)

JUL 5 1978

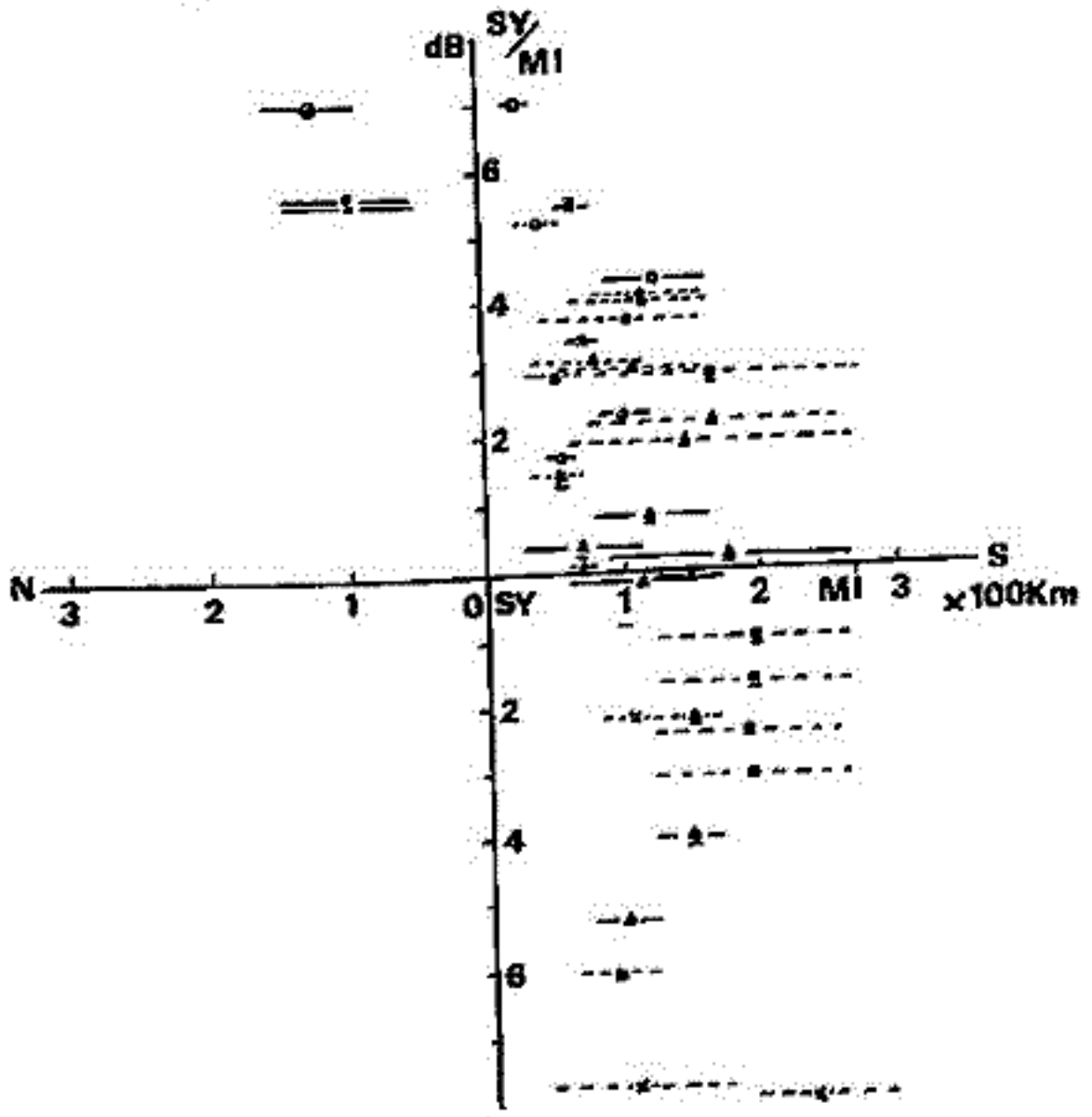
1978年南極昭和基地

昭和基地で開始した3点時間差法による才一口ラヒスのDF観測結果を才一口ラヒス観測結果と比較する。観測の興味のある点を見出された。今日は、先述の中継通帯、昭和基地の磁石方向に現れる才一口ラヒス一列にともなう、2発生する narrow band 才一口ラヒスのDF観測結果を、昭和基地で同時に計った才一口ラヒス観測結果と、先述の narrow band 観測結果と比較する。

第1図は、上記観測結果の一例を示す。才一口ラヒスの到来方向は磁石方向の才一口ラヒス観測結果より昭和基地に近づく傾向にある。第2図は、昭和基地で計った才一口ラヒス観測結果の narrow band 才一口ラヒスの8kHz帯の強度比を示す。この図から、磁石方向に近づく方向に、才一口ラヒスの観測結果は昭和基地の磁石方向の200km以内にあると、その強度比は17dB以内になる。また、8kHz帯の観測結果から、L成分とE成分の比(%)は、強くと弱くと2つの範囲にある。これらの観測結果から、narrow band 才一口ラヒスの特性を考察する。



(第1図)



(第2図)

山岸久雄 平沢威男 (極地研)  
長野 勇 満保正喜 (全沢大工)

極域の地上で観測されるオーロラヒスの受信強度は夏期に低く、冬期に高いという顕著な季節変化を示す。(図1参照) この原因をヒスの発生、伝搬の両面から考察し、明かにするところが本講演の目的である。季節変化の原因として考えられることとして (i) 極域磁気圏内でのヒスの発生、成長に季節変化が存在する、(ii) 電離層から地上へヒスが透過する際の減衰量に季節変化が存在する。の二点が挙げられる。

(i)については、Gurnett (1966)<sup>(1)</sup> は Injun-3 の VLF データに基づき、極域上空 236~2785 km 高度におけるヒスの受信確率の季節変化を求め、冬、春 26%、夏、秋 16% という結果を得ている。我々も 1976-1980 年の LISIS-1, 2 VLF データを解析中であり、夏期にヒスの受信確率が低下し、周波数帯域が狭まる傾向が得られている。しかし地上観測におけるヒスの受信率の季節変化は衛星高度の季節変化に比べはるかに激しく、これを説明するために (ii) の効果も考慮することが必要となる。

(ii)については、図2に示すモデル電離層において、図3に示す大気圧の季節変化を考慮すると、Full wave法による数値計算結果として、図4に示すヒスの減衰の季節変化が得られる。(長野他, 1980)<sup>(2)</sup> 南極昭和基地においてヒスのピークパワー密度は  $10^{-14}$  W/MHz 程度であり、一方冬期における空電等のバックグラウンドノイズは  $5 \times 10^{-16}$  W/MHz に達するので、観測のダイナミックレンジとして 10 数 dB が考えられる。図4下部に示される擾乱時の減衰は上記ダイナミックレンジに比べはるかに大きく、夏冬問わず、ヒスは地上で観測されないため、季節変化の議論には無関係となる。図4上部に示される静穏時の減衰が、季節変化に意味をもつ。静穏時夏期の減衰は冬期の減衰に比べ約 6 dB 高いことがわかる。一方 (i) で示された夏期の受信率の低下は現象のパワーが小さいことに置きかえて考え得る。これら二つの効果と観測ダイナミックレンジの狭さを考えあわせると、夏期のヒスはバックグラウンドノイズに埋没する恐れがあることができないという解釈が成り立ちそうである。

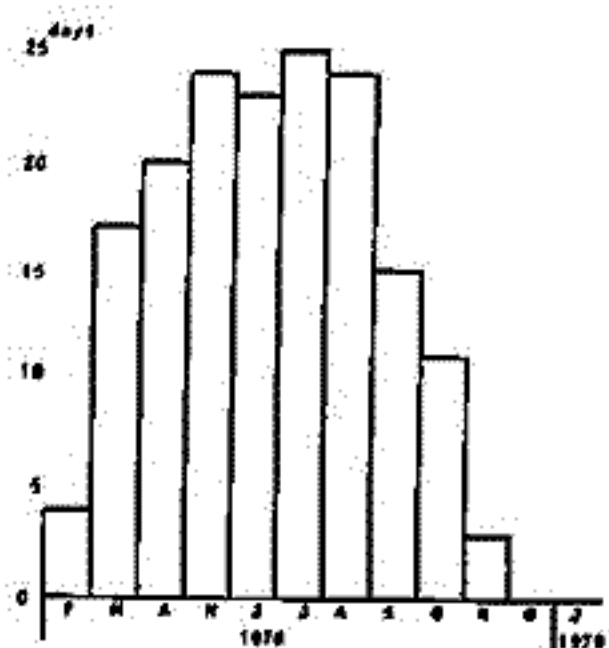


図1 昭和基地におけるオーロラヒスの月別観測日数

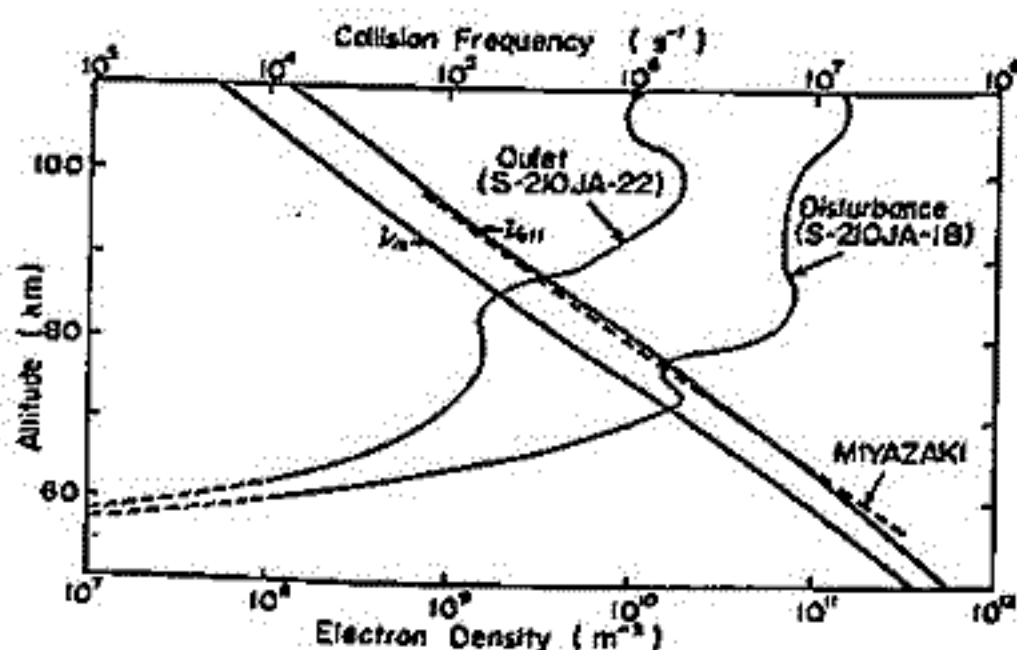


図2 静穏時と擾乱時のモデル電離層

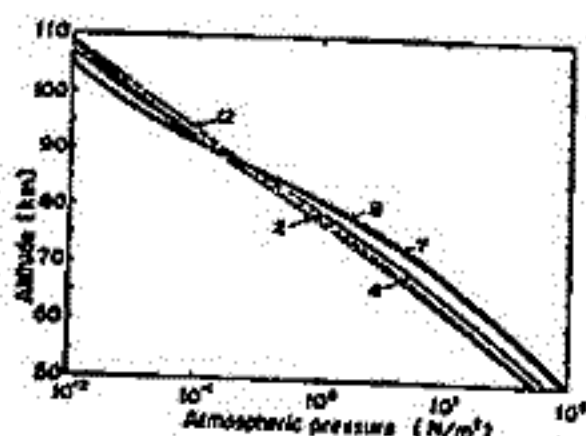


図3 大気圧高度分布の季節変化 (COSPAR 1972 北緯70°)

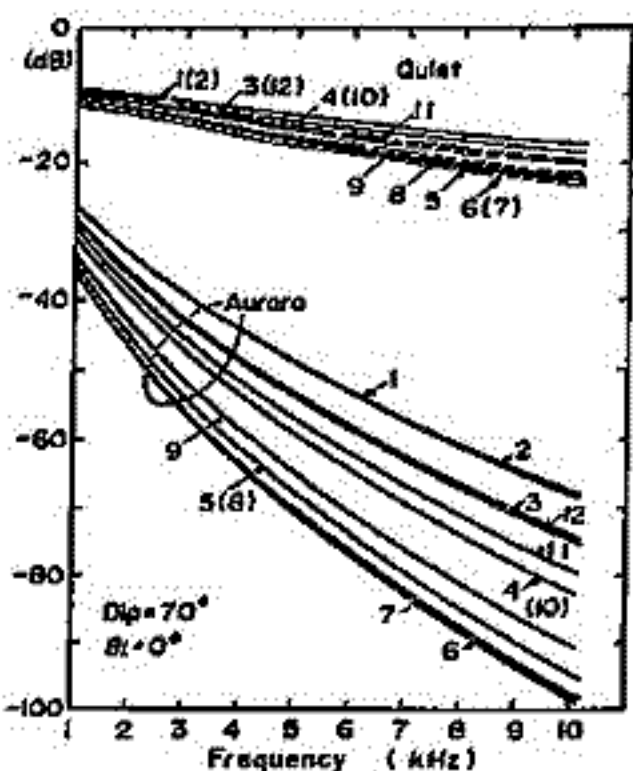


図4 静穏時、擾乱時の電離層透過減衰量の季節変化(観測日を示す)

(1) Gurnett D.A. A satellite study of VLF hiss. JGR 71, 2299, 1966 (2) 長野他, 極域におけるVLFヒスのfull wave計算, 南極資料60号, 201-214, 1980

東大・理 林 幹 治

磁気圏におけるユーラス型 VLF 放射の発生(強度)を巨視的に考える場合、サブストームに伴う高エネルギー粒子の供給と低エネルギープラズマのガイナミックスと  $L$  shell と local time の関係としていかに表現するかということが基本的に重要となる。これらを現実(観測(可能な)量)の中に実現するためには詳しくケーススタディーの積み重ねと同時に、モデル化された表現について統計的精密化を行なうことが有効である。後者に関しては系統的な研究が行なわれた事は無く、長期に渡る観測データの有効な利用を図る意味からもその可能性を調らべる。

ある緯度 ( $\Lambda$ ), local time (LT) で観測されるユーラスの強度  $I_{\Lambda, LT}$  を

$$I_{\Lambda, LT}(t) = \sum_k^N \{ A_k D(t - \Delta t \cdot k) + C \}$$

と過る  $N$  個の磁気圏擾乱指数  $D = \{ K_p, AL, Dst \text{ など} \}$  についての線型表現を行なう。観測量  $I_c(t_i)$  について定数  $A_k, C$  を最少二乗法的に決定することとする。

$$\delta \sum_i^M (I_c(t_i) - I_o(t_i))^2 = 0 \quad (M \gg N)$$

1969年 9月, 9月, 10月, 11月の 95日毎について Syowa Station ( $\Lambda = 64.4^\circ$ ) での 500 Hz, 12時~15時の最大振幅を観測値とし、 $D$  として  $K_p$  を選んだ場合 ( $N=14$ )

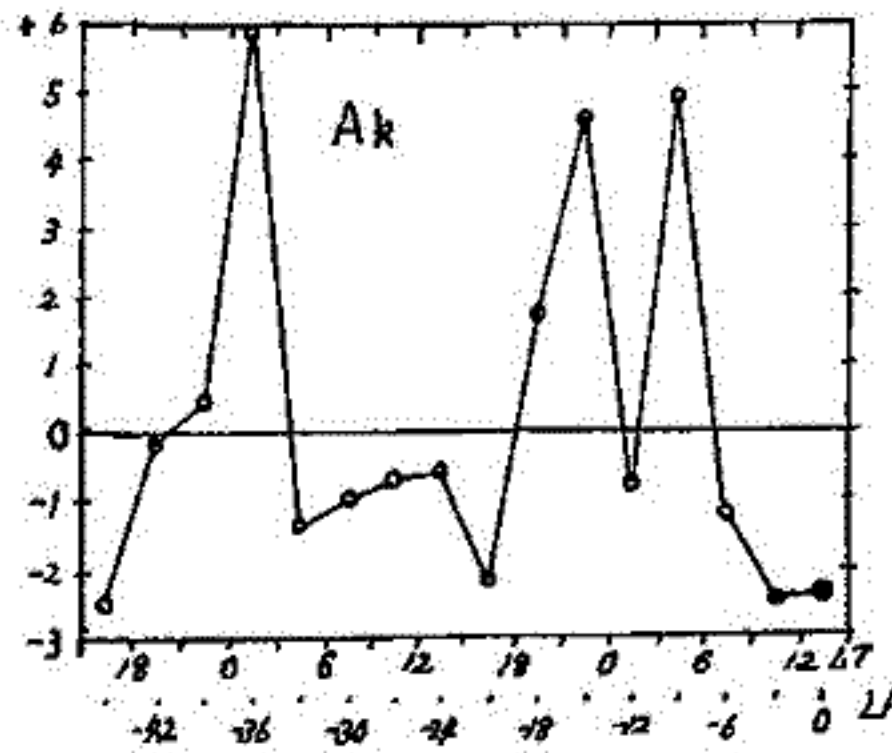
$C = 32$  (dB),  $A_k (k=1 \sim 14)$  は左図のようになる。

$A_k$  の分布は

- ① LT. 12~15時のコーラスの振幅は観測点が LT 0時近くに在った時の  $K_p$  と正の相関がある。
- ②  $LA \approx 0$  及び昼間の LT の  $K_p$  とは反の相関がある。

①は夜側の擾乱が corotational に昼側のユーラスに正の相関をもたらし、ユーラスの活動にはサブストーム時の夜側での低エネルギープラズマに対する Cleaning 効果が増強であることを示している。

上のよう決定された  $K_p$  をベースとするモデルと観測値の相関係数は 0.6 程度であり必ずしも良いとは言えないが、他の指数  $AL, Dst$  等について調らべてみることにする。





E L F エ ミ ッ シ ョ ン の 共 役 性

佐藤正彦<sup>1)</sup>, 平沢威男<sup>2)</sup>, 佐藤夏雄<sup>2)</sup>, 福西浩<sup>2)</sup>, 前沢栄<sup>1)</sup>

1)山形大学理学部 2)国立極地研究所

1977年7月29日から9月18日までの52日間、南極昭和基地のほぼ地磁気共役点にあたるアイスランドのHusafellにおいて、フランスとの共同観測を行なった。地磁気脈動、E L F - V L F エミッショ、オーロラ観測等行な、たが、ここでは、E L F - V L F エミッショの解析結果を報告する。それによれば

- 1)共役性の良い現象は昼間側に限られる。
- 2)共役性の良いものでも昭和基地とHusafellでは周波数の一致するものと異なるものがある。

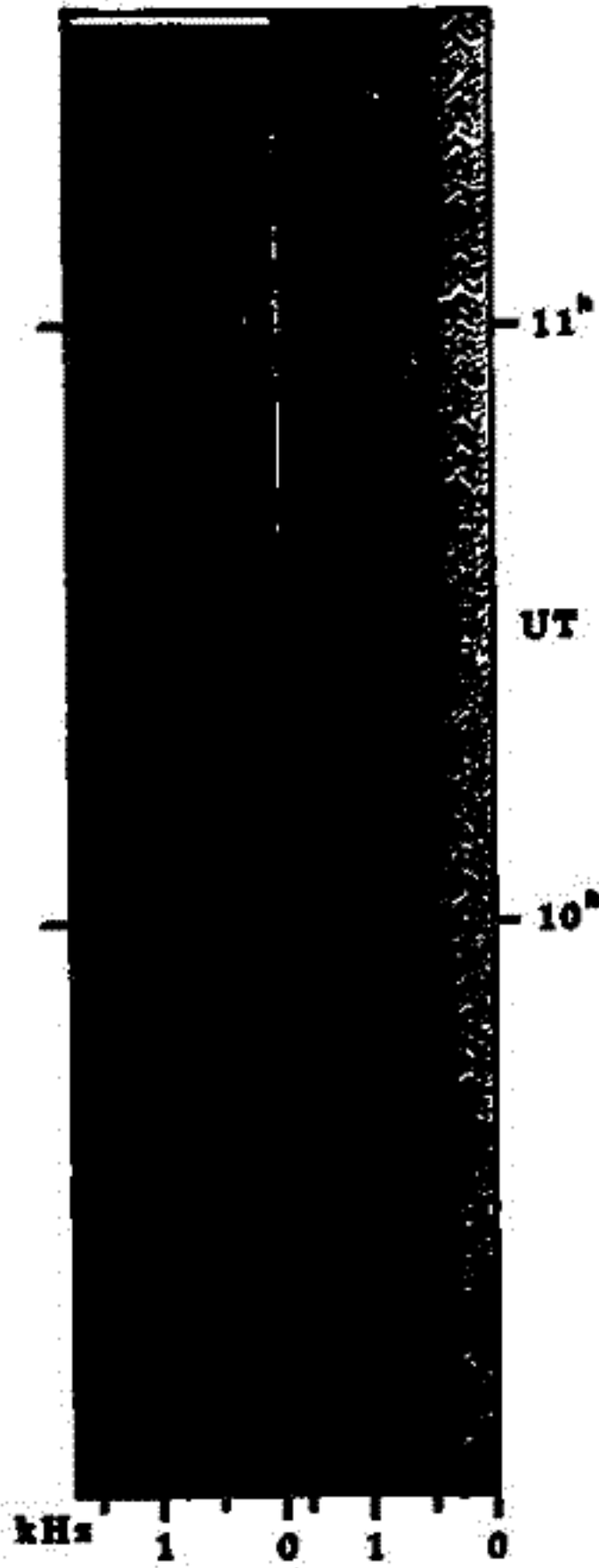
1977 8月9日 event

中心周波数の時間的变化を図1に示す。昭和基地における0~0.3 KHzまでの連続的な中心周波数のピークは、ノイズである。図の中で09時から10時30分までの中心周波数の変動は、昭和基地とHusafellとでは同様に上昇していくのがわかる。10時30分以降 Husafellは周波数的に2つのピークもち、下側のピークは昭和基地のものと同じ変動を示し、上側のピークは昭和基地では見られない。

上記の解析も 昭和基地及びHusafellについて行った結果、共役性のあるものの中心周波数の変動はHusafellの方が昭和基地よりも高い傾向を示す。さらに、みずほ基地の周波数変動をも加えた詳しい報告は講演当日行なり。

AUG. 9 1977

Husafell Syowa St.



# "きょうこう"により観測したプラズマ波動

中村良治 野村雄二 向井利典 伊藤富造 早尾邦雄 柴田富 芳野越夫  
 (東大宇宙研) (電通大)

科学衛星"きょうこう"に搭載されたプラズマ波観測装置(ESW)は高周波帯域(45kHz~3MHz)を11個のバンドパスフィルターで周波数選別し、その振幅検定を行なっている。得られたノイズは周波数スペクトル強度により種々の型に分類できる。波動粒子相互作用により自然励起される波は電子(特に電子)と非常に相関があることに注目し、ここでは同時搭載された低エネルギー電子(4eV~9.4keV)観測装置(ESP)で得られた $\bar{N}-f$ と比較する。1例として図に Rev. 427 で得られた ESW と ESP の  $\bar{N}-f$  を示す。ESW は 1時30分 UT から 1時53分 UT までの  $\bar{N}-f$  を、ESP は 1時37分 UT から 1時54分 UT までを示す。二つの  $\bar{N}-f$  の時間比較をみると30分頃から ESW は全帯域にわたり、次第に強く、強度の時間(空間)変化がゆるやかなノイズが受信されている。ESP の方は約8分遅れた39分頃から降下電子が観測されている。エネルギーは次第に高くなり、50eV以下でカウント数が多くなる。1) 41分~42分の間、2) 43分20秒~45分20秒、3) 48分~51分の間に、ESW の方は1MHz以下で、特に90kHz 位で高レベルで時間(空間)変化のはげしい全帯域ノイズが観測されている。この時2MHz以上のノイズは逆に減少している。ESP は一般的にカウント数が多くなり、エネルギーも2keV 近い電子の増加がみられるが必ずしも同じエネルギー分布をしていない。1) では~2keV 近くまで全エネルギーでカウント数が高く、2) では~500eV 位にカウント数の卓越した分布をし、3) では~500eV 以下で高いカウント数を示すが時間(空間)変化がはげしい。以上のように強度変化のはげしいノイズは降下電子と良い相関が認められるが、全帯域にわたって強度変化のゆるやかなノイズは電子との相関はありみられない。これは発生源が遠くにあるためと考えられる。参考文献 1) 柴田他: 宇宙観測シンポジウム P35 (1978), 柴田 他: 南極資料 64号 PB (1979)

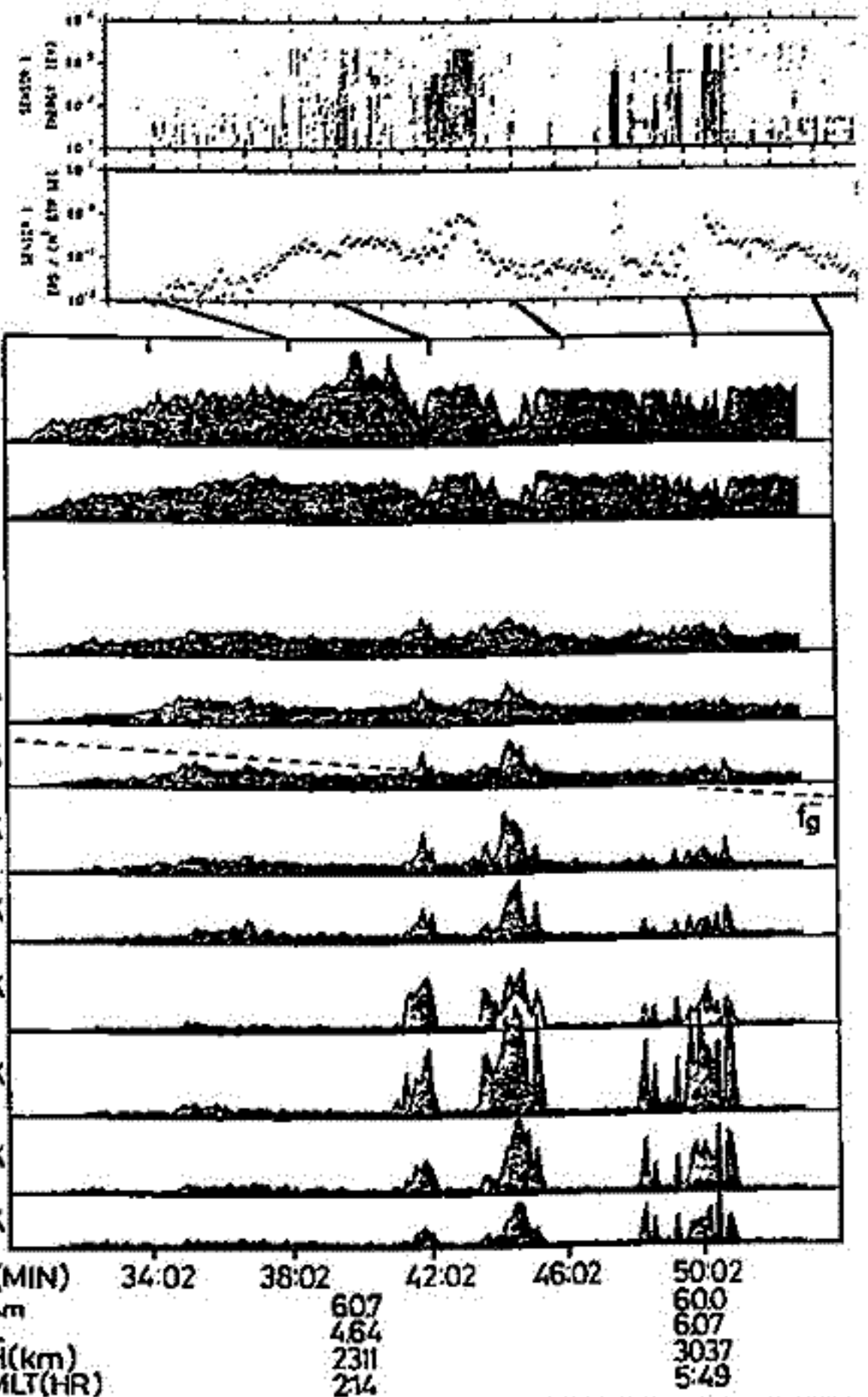


図 上図が ESP で得られた  $\bar{N}-f$  と降下電子エネルギー分布、下図が ESW で得られた  $\bar{N}-f$  とノイズの強度を示す。

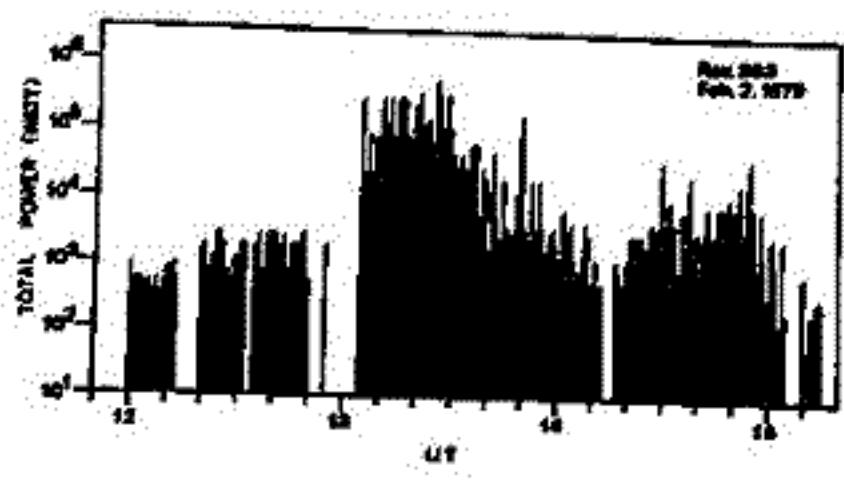
大家 寛, 森岡 昭 (東北大理)

1. 序. オーロラキロメートル帯電波(AKR)の放射機構に関する観測上の実証, およびこれを説明する理論は, ともに未だ統一した見解にはいたっていない. 筆者等は, AKRの放射機構としてオーロラ粒子によって生成された *hybrid mode* のプラズマ波動がモード変換をうけて L-Oモードの電磁波が放射されるという過程を主張してきた. 一方 Melrose に代表されるオーロラ粒子による電磁波(R-X)の直接放射の理論, および Barbosa 等による波動-波動の非線形相互作用による電磁波放射(R-Xモード)理論が提出されている.

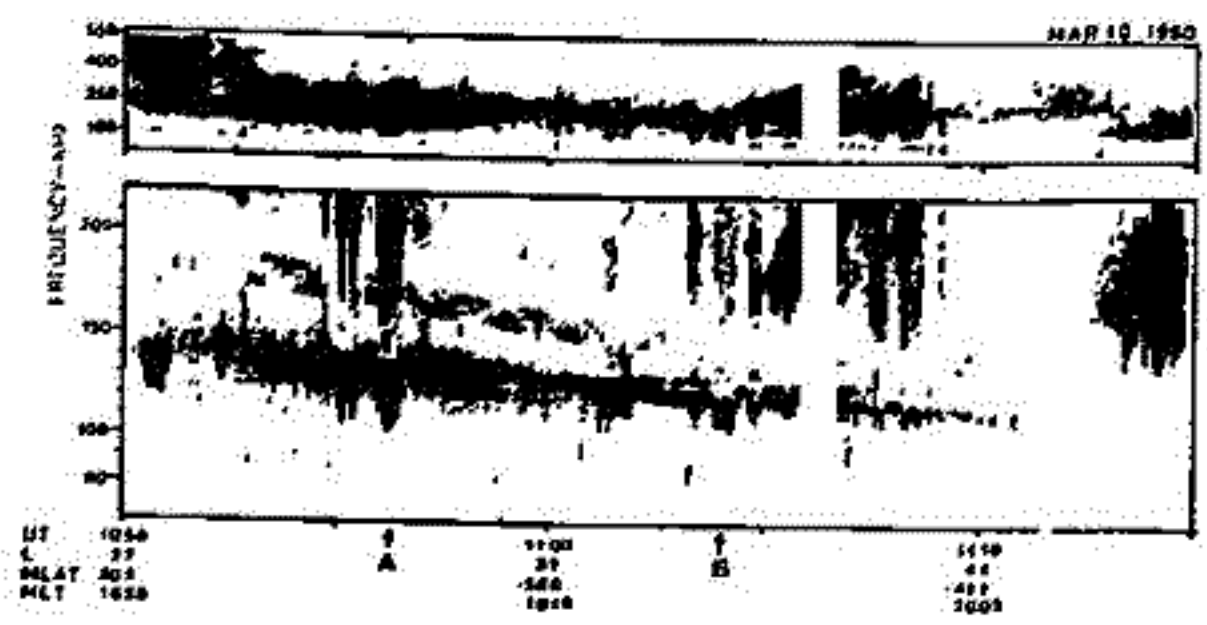
これらのAKRの放射機構を実証的に検証するには, (1)その偏波特性から電磁波のモードを決定すること, (2)放射の強度とオーロラ帯に入射するエネルギーとの *energetics* が重要な鍵をもつ. ここでは JIKIKEN 衛星によって観測されたAKRのスペクトル特性からオーロラ帯で発生したAKRが伝搬する過程で示す偏波特性および放射のエネルギーを求め, AKRの放射機構を論じる.

2. AKRの放射強度 第1図に JIKIKEN 衛星で観測されたAKRの放射強度を示す. AKRの放射強度は最も強いときでも  $10^6$  Watt でありオーロラ帯に入射するエネルギーからの変換率としては, 必ずしも異常放射ではなくむしろ平易に存在するプロセスが重要であることを示している.

3. AKRのポーラリゼーション 第2図には, 衛星が *Plasmapause* から外へ向って出ていくときに観測されたAKRのダイナミックスペクトルを示す. A, Bで示される矢印の時刻には低い周波数でのびるAKRが観測されるが, Aの点では衛星の近傍でのプラズマ周波数( $f_p$ )でAKRが cut off をうけていることを示している. またB点では, 伝播路で  $f = f_p$  で cut off されたAKRが, *plasmasphere* の縮小によって衛星の位置まで伝搬してくるこゝができたことを示している. これらの結果からAKRの電磁波のモードは L-Oモードであることが示される.



第1図



第2図

森岡 昭, 徳丸 宗利, 大冢 寛 (東北大・理)

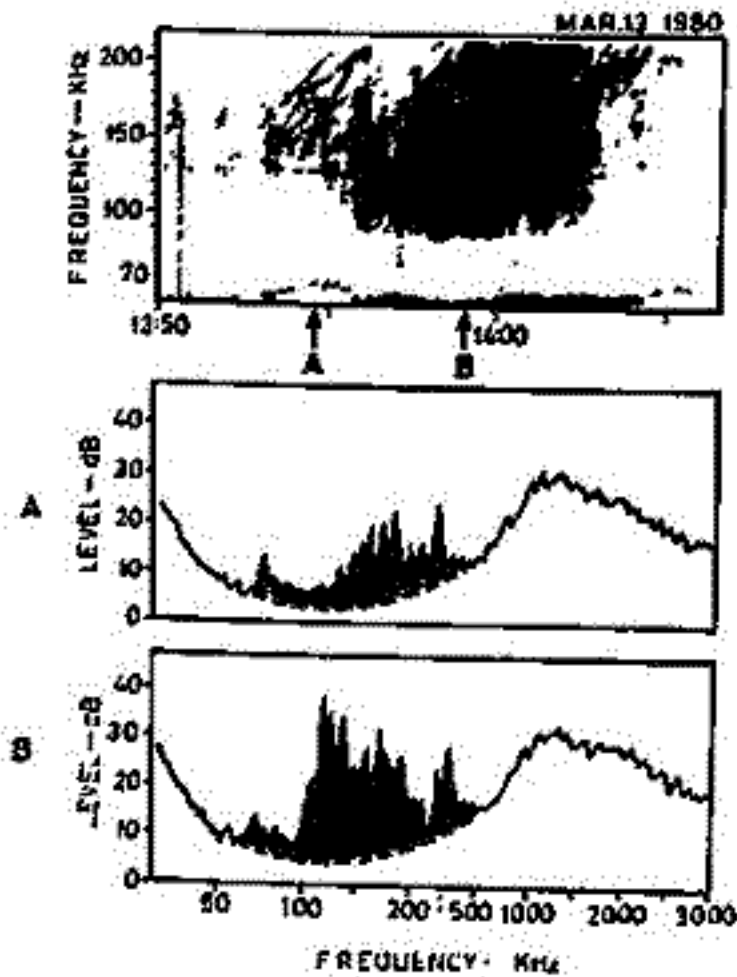
1. 序 オーロラキロメートル放射(AKR)は磁気圏と電離圏の結合域における粒子加速と密接に関連していると考えられ、したがってAKRのもつ放射スペクトル特性は、この領域のダイナミクスに関する情報をもとらえるものとして重要である。JIKKEN衛星によるAKRの観測は、AKRのスペクトル構造を明らかにしてきており、ここではAKRのスペクトルの微細構造(fine structure)を検討し、AKRの発生域の運動を論じる。

2. AKRの微細構造 AKRのスペクトルは広い周波数帯域にわたる比較的一様なスペクトルと、いくつかのスペクトルピークからなる微細構造とに分けられる(第1図参照)。この微細構造のスペクトルピークは多くの場合時間とともに周波数が上昇するrising toneを示す。すなわちAKRのsourceは、広い高度領域にわたる一様なsourceと、時間とともに地球方向に運動する小さなsource領域とがあることを示している。

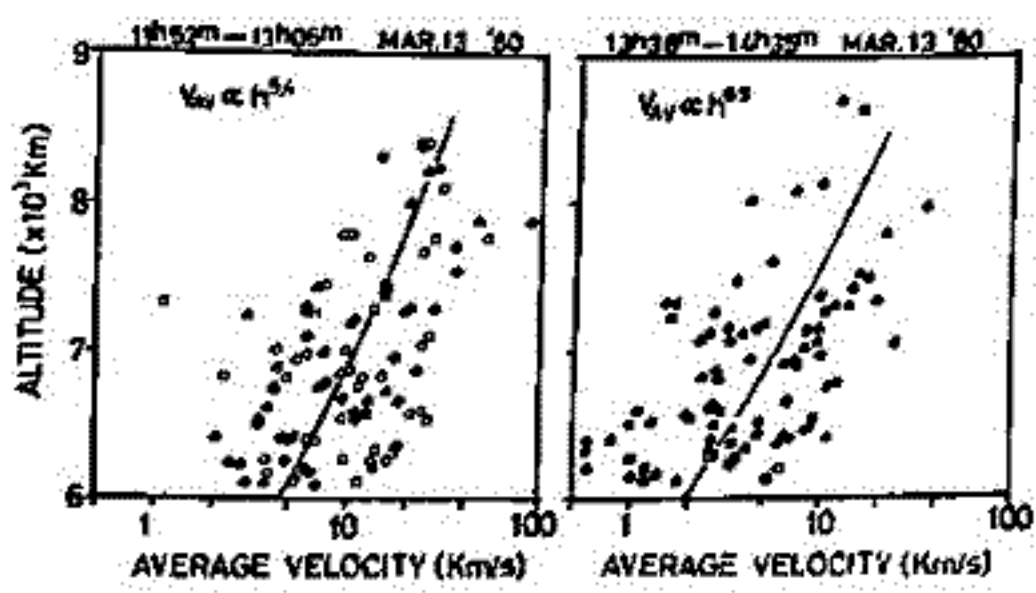
3. AKRの発生域の運動 AKRの周波数は発生域におけるlocal UHR周波数とみなすことにより、AKRのスペクトルの微細構造から発生域の運動の速度を求めることが出来る。第2図に示めらるAKRの微細sourceの高度分布を示す。発生域の運動速度は高度が低くなるとともに急速に減速することが示められる。

4. 統計解析結果 AKRの微細構造の統計解析から以下のことが要約される。

- (1) AKRの微細構造の発生高度は 6000 km に最大出現高度をもつ
- (2) 微細構造から求めらるsourceの運動速度は 5-10 km/sec である。
- (3) 微細構造の継続時間は 30-100 sec である。
- (4) 微細構造のバンド幅は 2-5 kHz である。



第1図



第2図

# 1-80 EXOS-Bで観測された強いピッチ角異方性 (SPAA)

—— 電子軌道の計算により、どの程度説明出来るか? ——

京都大学 超高層電波研究センター 松本 紘  
京都大学 工学部 大橋 正良

EXOS-Bで時々観測される 100eV~7keV の電子の強いピッチ角異方性はどのような原因で作られているかを明らかにする事が必要である。図1はそのような SPAA の例を示す。磁気圏尾部から注入される電子の軌跡をたどり、これが、単に電子の運動の結果生じ得るかどうかの試みが行なわれた。

図2と3とは注入後、20時間と25時間後に 1keV のエネルギーとなる電子が存在する位置を計算したものである。明らかに実線を示される 90°ピッチ角のものが千復のセクターで 0°ピッチ角のものより磁気圏内部に深く侵入している。これらの詳細の議論と、もっと豊富なデータを当日会場で示したい。

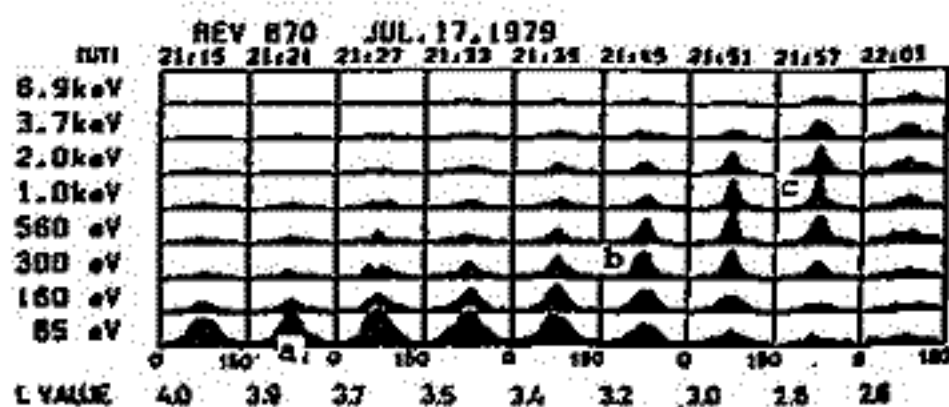


図1. EXOS-Bで観測された強い異方性を示すピッチ角分布の例。  
(宇倉正博氏 京大・工.修士論文より)  
a, b, c の例についての fitting は  
a:  $0.30 \sin^{0.5} \alpha + 0.70 \sin^8 \alpha$   
b:  $0.15 \sin^{0.2} \alpha + 0.85 \sin^{15} \alpha$   
c:  $0.19 \sin \alpha + 0.81 \sin^{43} \alpha$

図2

図3

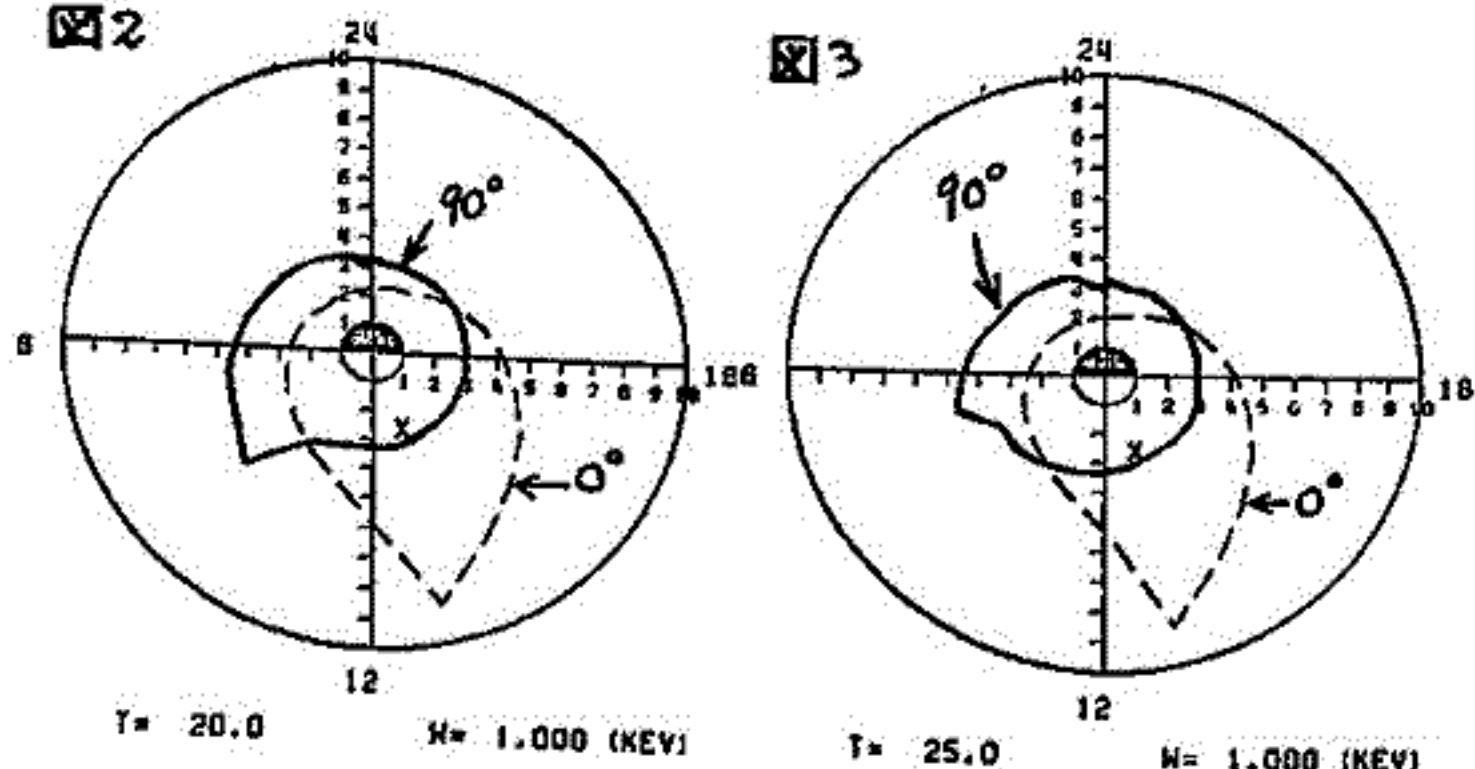


図2, 図3.

L=10 の境界より注入された電子が20h, 25h後に 1keV のエネルギーと 90° のピッチ角又は 0° のピッチ角を持つ位置。

X印は SPAA が観測された位置

## 謝辞

EXOS-Bの粒子データは、東大宇宙研向井利典、久保治世両氏より頂いた。電子軌道追跡プログラムを提供いただき、有益な討論を頂いた国立極地研究所、江尻全機助教授、および 著者の一人(大橋)が卒業研究の指導教授として、又両著者を通じ、種々有益な指示を頂いた木村繁根教授に感謝します。

# 粒子データから直接数値計算された成長率と波動スペクトルの比較 — EXOS-B の波動-粒子相互作用研究 —

京都大学 超高層電波研究センター  
京都大学 工学部

松本 誠  
守倉正博\* 木村 繁裕

Kennel and Petschek (1966) のホイッスル-モードの成長率

$$\gamma = \pi \Omega_e \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)^2 \eta(V_R) \left\{ A_p - \frac{\omega}{\Omega_e - \omega} \right\} \quad (1)$$

$$\eta(V_R) = 2\pi \frac{\Omega_e - \omega}{k} \int_0^{\infty} v_{\perp} g(v_{\perp}, v_{\parallel}) dv_{\perp} \Big|_{v_{\parallel} = V_R} \quad (2)$$

$$A_p = \frac{\int_0^{\infty} \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \left( v_{\parallel} \frac{\partial g}{\partial v_{\perp}} - v_{\perp} \frac{\partial g}{\partial v_{\parallel}} \right) v_{\perp} dv_{\perp}}{2 \int_0^{\infty} g v_{\perp} dv_{\perp}} \Big|_{v_{\parallel} = V_R} \quad (3)$$

の表式に、EXOS-B で実測された電子の速度分布関数  $g$  を代入し、数値積分が行なわれた。図1, 2は1979年8月7日の一例を示す。 $\gamma$  の大きき時間帯がサイワール信号が増中され、サイドバンドを発生して113時間帯と良く一致している。他の日の相図についても当日紹介する。

謝辞

粒子データを提供して頂いた向井利典、久保治世氏に感謝します。

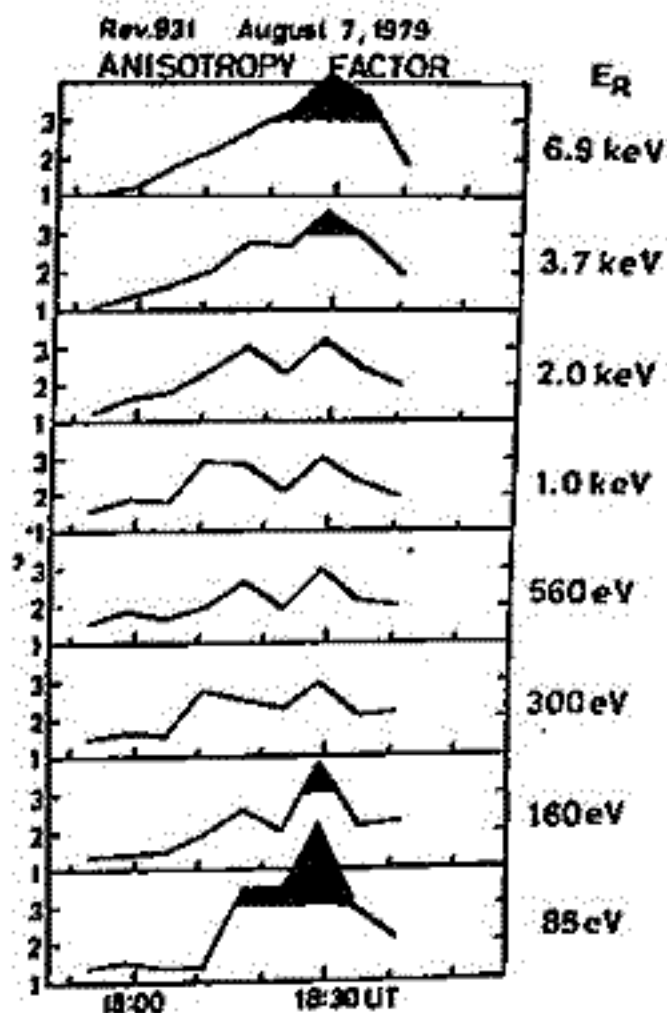


図1 1979年8月7日の温度異方性因子の時間変化

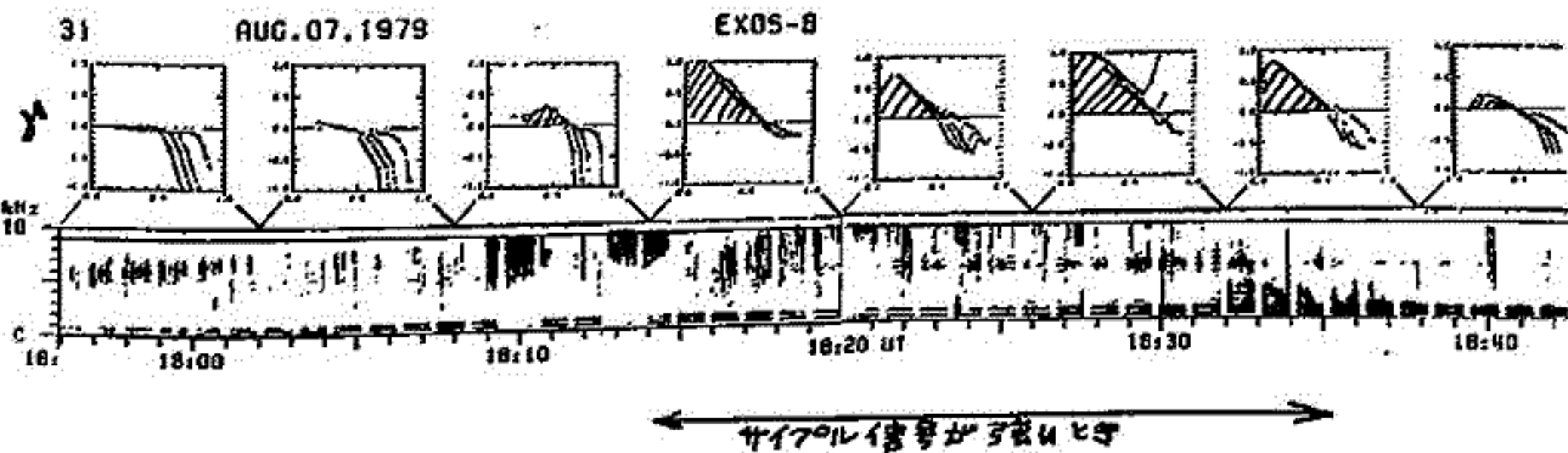


図2. 粒子データより得られた分布関数の数値積分で得られた Growth Rate と VLF 波スペクトルとの比較

\* 現在 電信電話公社

# EXOS-B/SIPLE局共同実験における サイマル局信号の伝搬特性

佐々木主税 木村繁根 井澤一朗 橋本弘哉  
京都大学工学部

1979年の夏と冬に行われた、EXOS-Bと南極サイマル局信号を用いた波動粒子相互作用の実験に関して、波動、粒子、それらの興味ある結果が数多く得られている。本報告では、サイマル局信号の磁気圏における伝搬特性、特に、サイマル局信号の絶対強度と、伝搬時間について報告する。

## I. サイマル局信号の絶対強度の解析

衛星で受信されたVLF信号の任意の周波数成分の強度をA/D変換し、計算機処理するためのシステムが完成した。このシステムは、大量のデータを正確に処理するために必要かつ有益なものである。

このシステムを用いて、ASEが受信された8月17日の、サイマル局信号の中心周波数の絶対強度の時間変化を示したものが、図1であり、 $\Delta$ と $\nabla$ は、校正信号の強度、 $2.8 \mu V/m$ に対応する。9:30~9:37に、強くサイマル局信号が受信されており、その強度は、衛星が地球から離れるにつれて弱くなっている。

## II. サイマル局信号の伝搬時間の解析

サイマル局信号の伝搬時間に関して、既に報告があるが<sup>2)</sup>その後、他の軌道における伝搬時間が求められた。それは、ASEが受信された軌道に関するものである。図2に示したのは、受信点がoff-equatorの8月14日と17日のものであるが、伝搬時間が異なるのは、14日の受信点が、プラズマホーズの外側であり、17日が内側であることと示している。これは、13日に地球磁場が大きく荒れたことと関係している。

## III. 伝搬通路の解析

いずれも、プラズマホーズの外側の電子密度分布は、無衝突分布を仮定して、 $f_{pe}$  (d:波数) 分布も取り入れ、ダクト伝搬、ノンダクト伝搬(Ray Tracing)の両者の比較を行った。

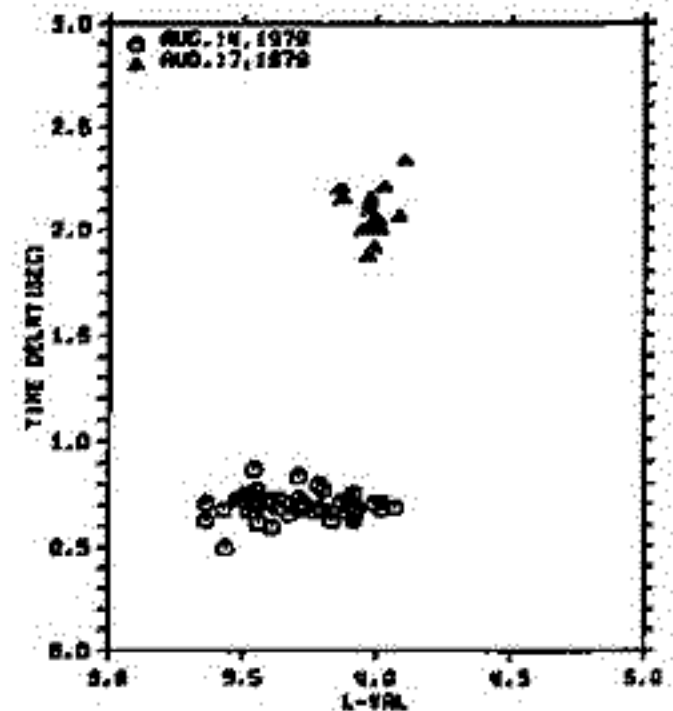
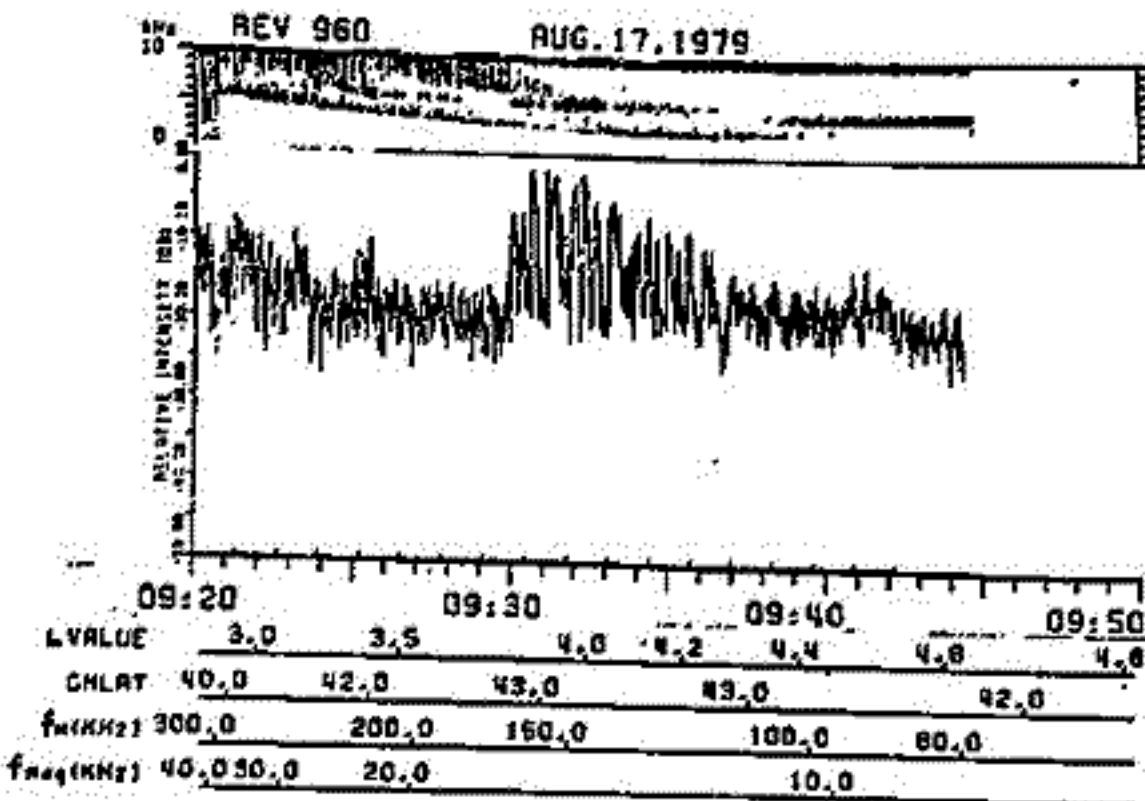


図1 サイマル局信号強度の時間変化

図2 ASEが受信された日のサイマル局信号の伝搬時間

### 参考文献

- 1) 木村他; 宇宙研報告 宇宙科学特集号 (1980)
- 2) 木村, 佐々木; 磁気圏シンポジウム プロシーディング (1980, 印刷中)

# じきけん (EXOS-B) SPW実験により 検出される、プラズマ波動不安定

大塚 寛、小原 隆博  
(東北大学・理学部)

**序** 科学衛星「EXOS-B」に搭載された、プラズマ波動励起実験装置 (SPW) は、プラズマ中に300Wのパワーレベルを有する振動電界を印加し、プラズマ中に生ずる、種々の現象を分析する。即ち 10kHz から、3MHz にわたる振動電界を長さ72mの、ダイポールアンテナに印加し、プラズマに次の二種類の能動作用を与える。すなわち、  
 a) 高周波電場の注入による電磁波とプラズマ波動の発生と伝播、  
 b) アンテナ周辺への高周波電界を浸透させる事により生ずる、高速電子流のバースト、  
 c) アンテナの急速な電位低下に基づくイオンの集積。そこでb)及びc)の効果を探る目的で、固定周波数の高周波パルスを発射する一方、通常の周波数掃引受信の他 VLF帯広帯域受信を実施した。その結果、プラズマ波動の特性周波数 ( $m f_H$ ,  $f_{UH}$ ,  $f_{Qn}$ ,  $(n+1/2)f_H$ ) にて波動が励起され、解析の結果、これらの特性周波数が、高周波電界の発射に伴うプラズマ波動不安定により励起されたものであることが、判明して来たので報告する。

**解析** 固定周波数送信実験 (OG 1116) の結果を図1に示す。観測は矢印を示されたところから送信周波数を受信周波数と同調して掃引するモード (OG 1115) に切り換えられていて、波動のモード決定は完全に済まされ、それぞれ  $m f_H$ ,  $f_{UH}$ ,  $f_{Qn}$  である事が判明した。次に、プラズマホースを越えて磁気圏に入った時、VLF帯での広帯域受信の観測結果を、図2に示す。ここには、 $f_{UH}$ ,  $f_H$ 、及び  $(1/2)f_H$  が観測されている。図3は、発射パルスの影響を示すため、 $f_{UH}$  の強度変化を示したものである。パルス発射後、多少時間が経過してから、波動の強度が増大していく様相が見られる。

と、同時にLHR周期と思われる同期 (約11秒) を、時間的な強度変調を受けている。現象はプラズマ波動不安定及び、非線形効果が関与しているものであり、従ってこの実験はプラズマ波動粒子相互作用 (特にBeam型不安定、Harris型不安定及び非線形効果) を実験的に確認したものである。

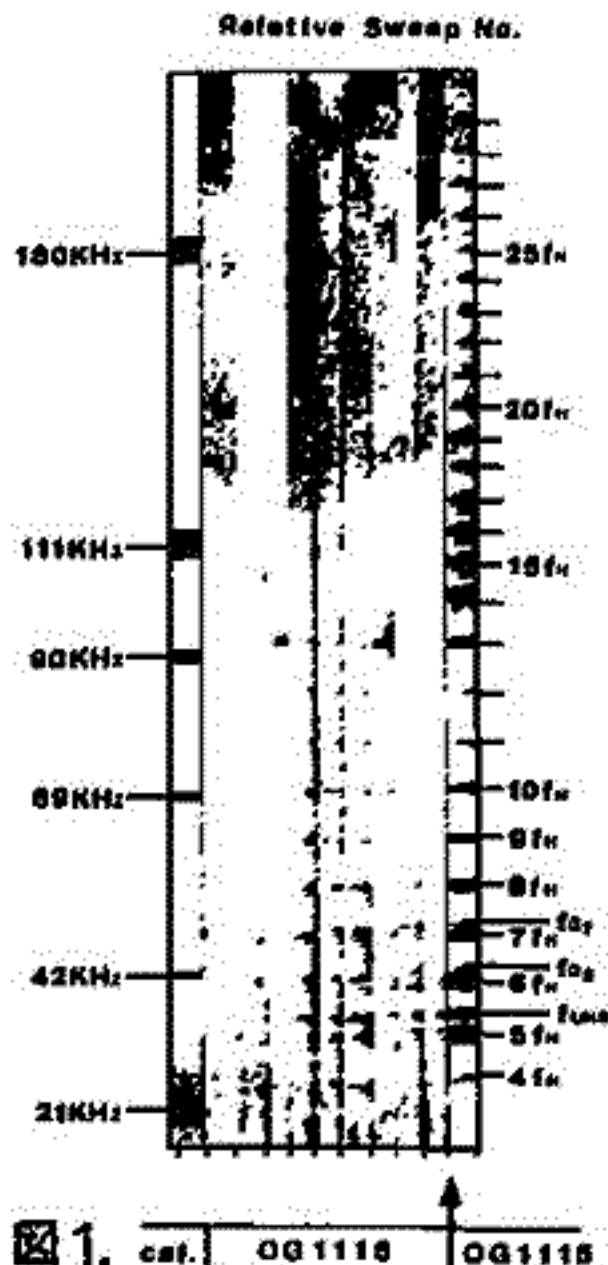


図1. cat. OG 1116

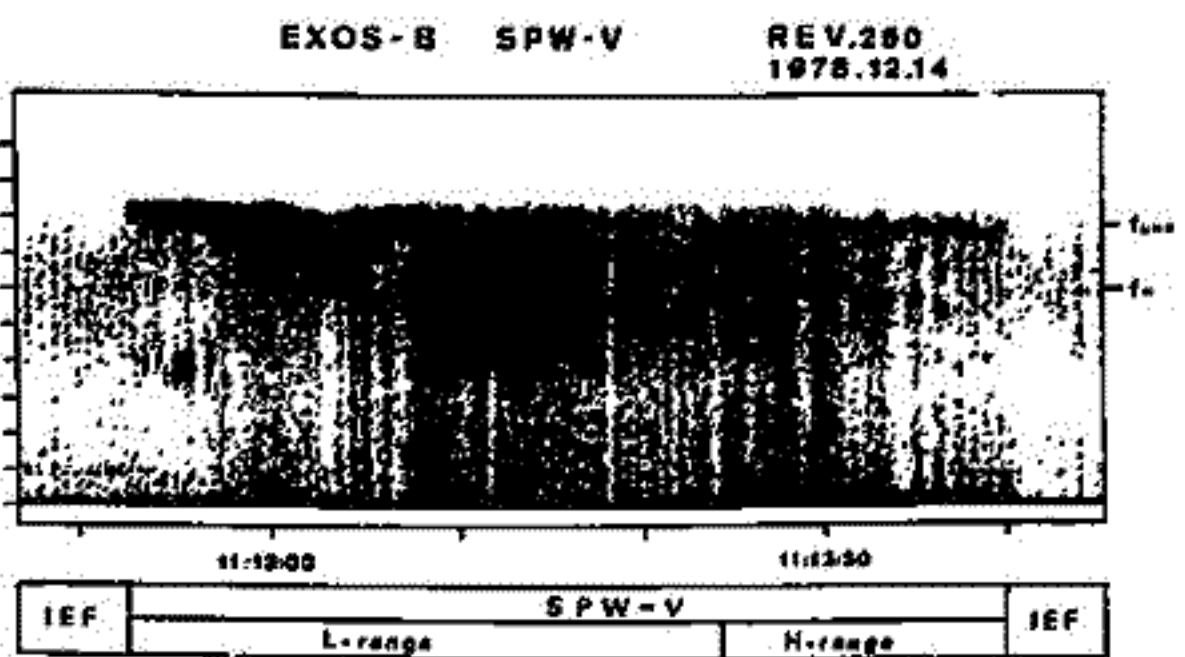


図2. VLF, f-t スペクトル



図3.  $f_{UH}$  強度変化



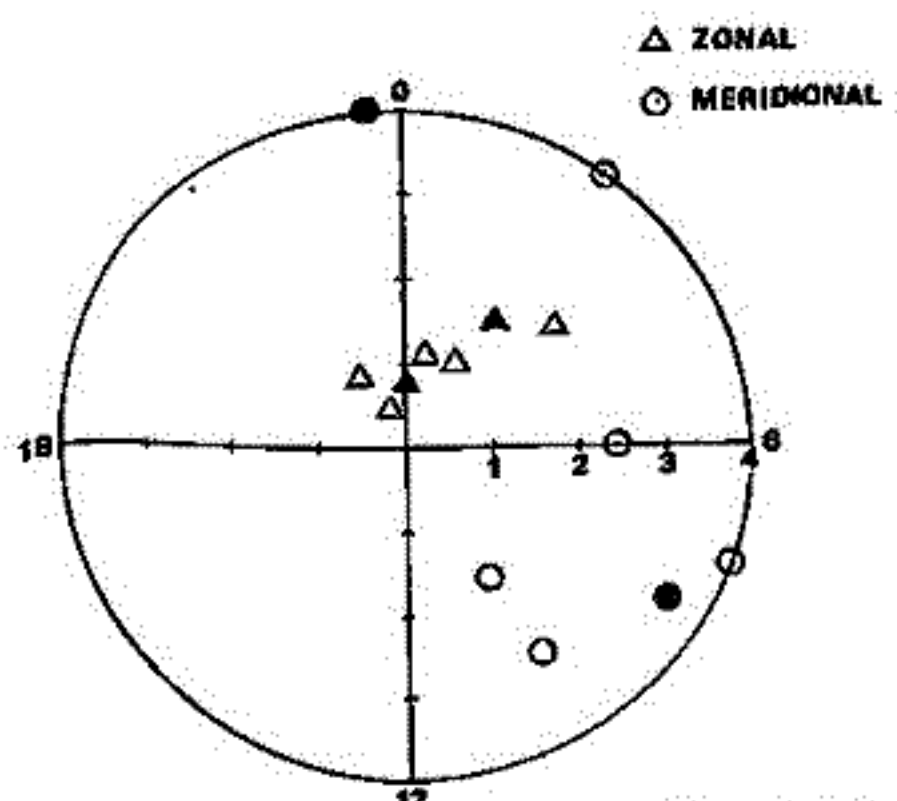
## 第Ⅱ会場

麻生 武彦 (京大工)・R. A. Vincent (アデレード大物理)

Numerous observations of atmospheric tide have been carried out for more than two decades at various locations. Tidal "modes" have been identified by a single station observation invoking theoretical prediction of vertical structures pertinent to particular modes. Reviewing all these data over the globe can give an averaged feature of organized tidal structure including longitudinal characteristics, dominant Hough mode and effects of superposed local variabilities. This approach has usually faced with difficulties in the availability and length of data and some ambiguity due to the different methods of analysis. To this end, the Cooperative Tidal Observation Program has been coordinated by the IAGA for the atmospheric radar community, and campaign runs during specified periods have been proposed every year.

Present study fully exploits the geographic locations of the meteor radar at Kyoto (136°E, 35°N) and the partial reflection drift radar of the University of Adelaide (139°E, 35°S). It aims at finding out to what extent the symmetric behavior of atmospheric tide is true regardless of various complicating effects. Here the comparison is unambiguous in that it employs the same method of analysis for the almost identical periods. The analyses are made for March, May, September to October in 1979 and January and March, 1980 in which two observations overlap from two to nine consecutive days. Also, the data from the drift radar at Townsville (147°E, 19°S) are incorporated to facilitate latitudinal delineation of observed tidal structures.

As an demonstration of the present comparison, amplitude ratio (Adelaide/Kyoto) and phase difference (positive in case Kyoto lags) at 90 km at equinoxes are plotted in a usual harmonic dial form for the zonal and meridional wind of diurnal tide in Fig. 1. These data correspond to two (○) or four (●) days' average.



It is evident that zonal components are comparable in magnitude and scatters around symmetric indication, while the meridional ones scatter a few hours earlier than the anti-phase hour. Also, Adelaide exhibits large meridional component compared to Kyoto. These do infer that even at equinoxes there still exists definite asymmetry between two geographically conjugate points.

Acknowledgement

This work was accomplished when one of the authors (TA) was a visiting Research Fellow at the University of Adelaide. His stay was supported by the Australian Research Grant Committee.

Fig.1 Comparison of diurnal tide. Points over the circle refer to those with greater amplitude ratio.

Ⅱ-2 流星高度における2日周期大気波動とそれに伴う地磁気変動の解析  
 伊藤 礼, 麻生武彦, 津田敏隆, 加藤 進

京都大学・超高層電波研究センター

We have been studying 2-day periodic wind oscillation by Kyoto meteor radar particularly in summer long observations. We have already reported the observed characteristics of this oscillation for these three years. It could be expected that such a large amplitude wind component with height independent phase profile would cause ionospheric dynamo currents in the upper atmosphere.

At the previous assembly, we calculated ionospheric currents generated by a modelled 2-day atmospheric wave. Contrary to the tidal dynamo current system by the 2-day wind depends upon both local time and longitude. At 35 N, the magnitude of geomagnetic variations are about 10 and 20 gammas for meridional and zonal component, respectively (Fig. 1).

Figure 2 shows geomagnetic variations observed at Kakioka in July, 1979. One can easily find the 2-day periodic component in these variations. We will analyze this component which would be driven by the 2-day wave dynamo. We will discuss the relationship between simultaneously observed winds in the meteor zone and geomagnetic variations.

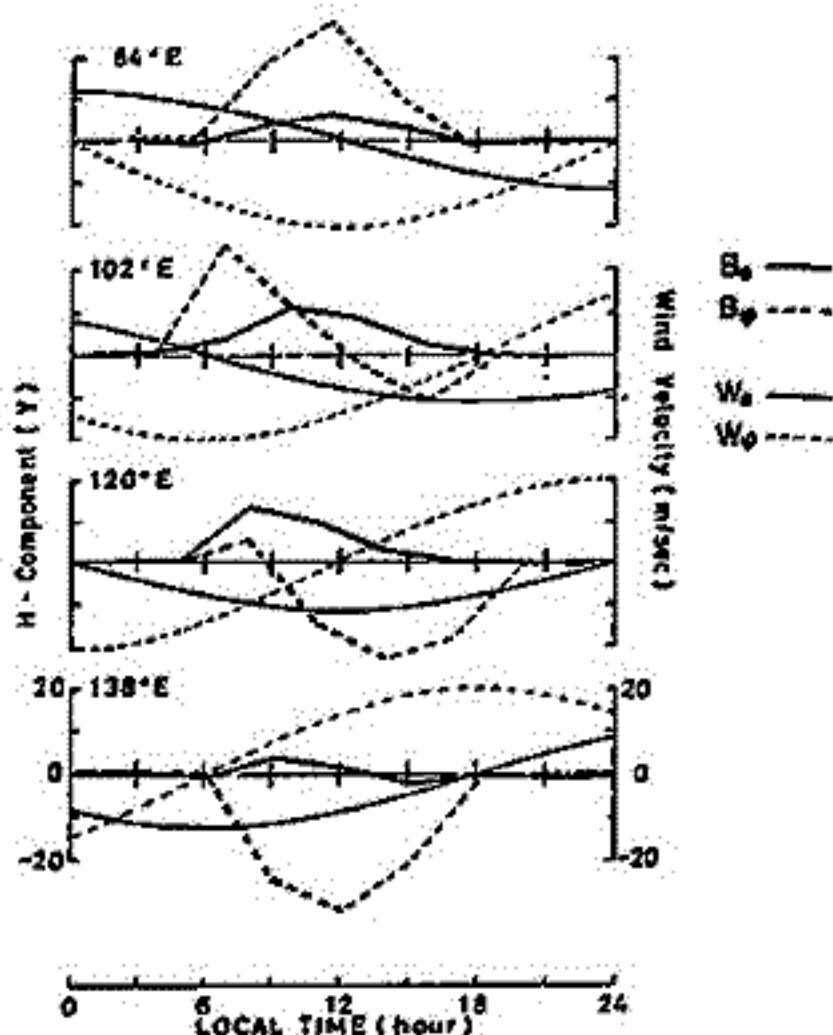


Fig. 1 Calculated geomagnetic variations and the wind model at 35 N using overhead current approximation.

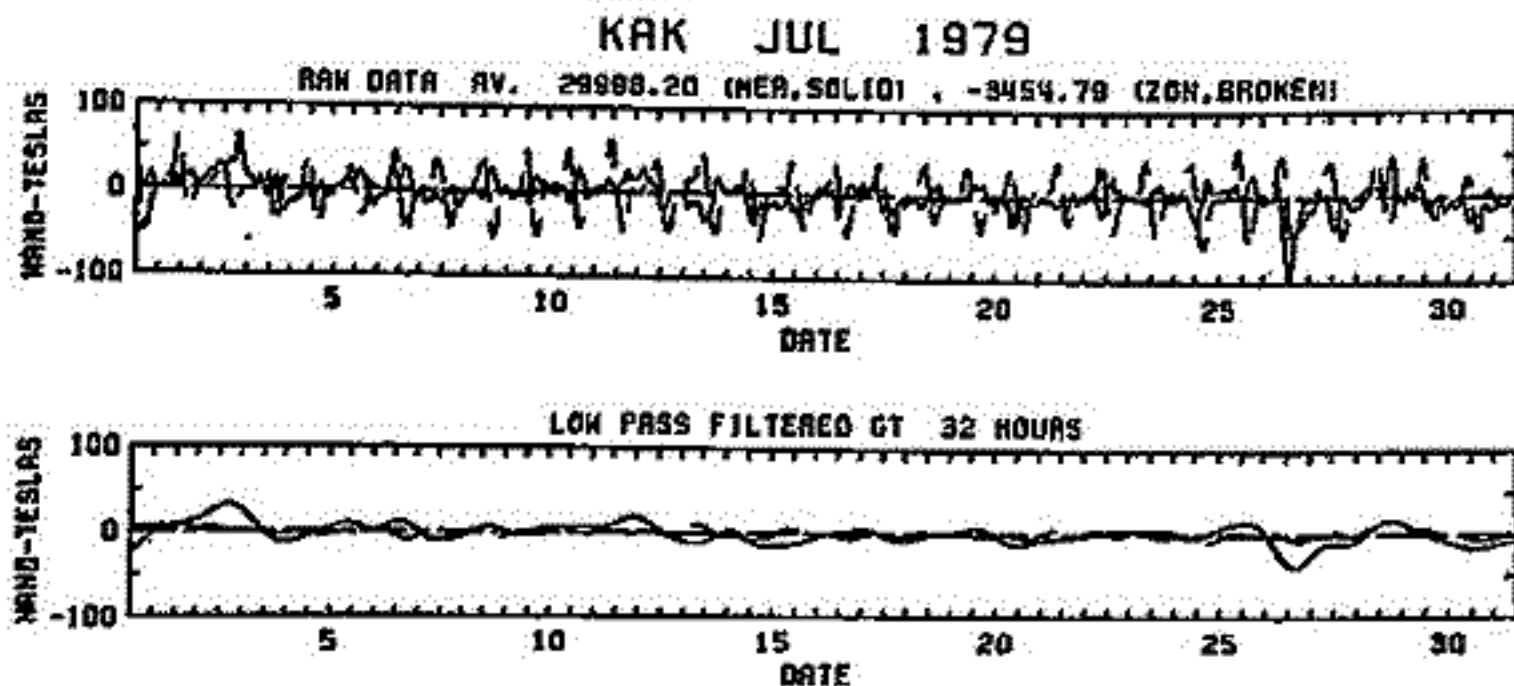


Fig. 2 Geomagnetic variation observed at Kakioka in July, 1979. The cut-off period of the low-pass filter lies around 32 hours.

# 京都大学流星レーダーによる重力波成分の観測

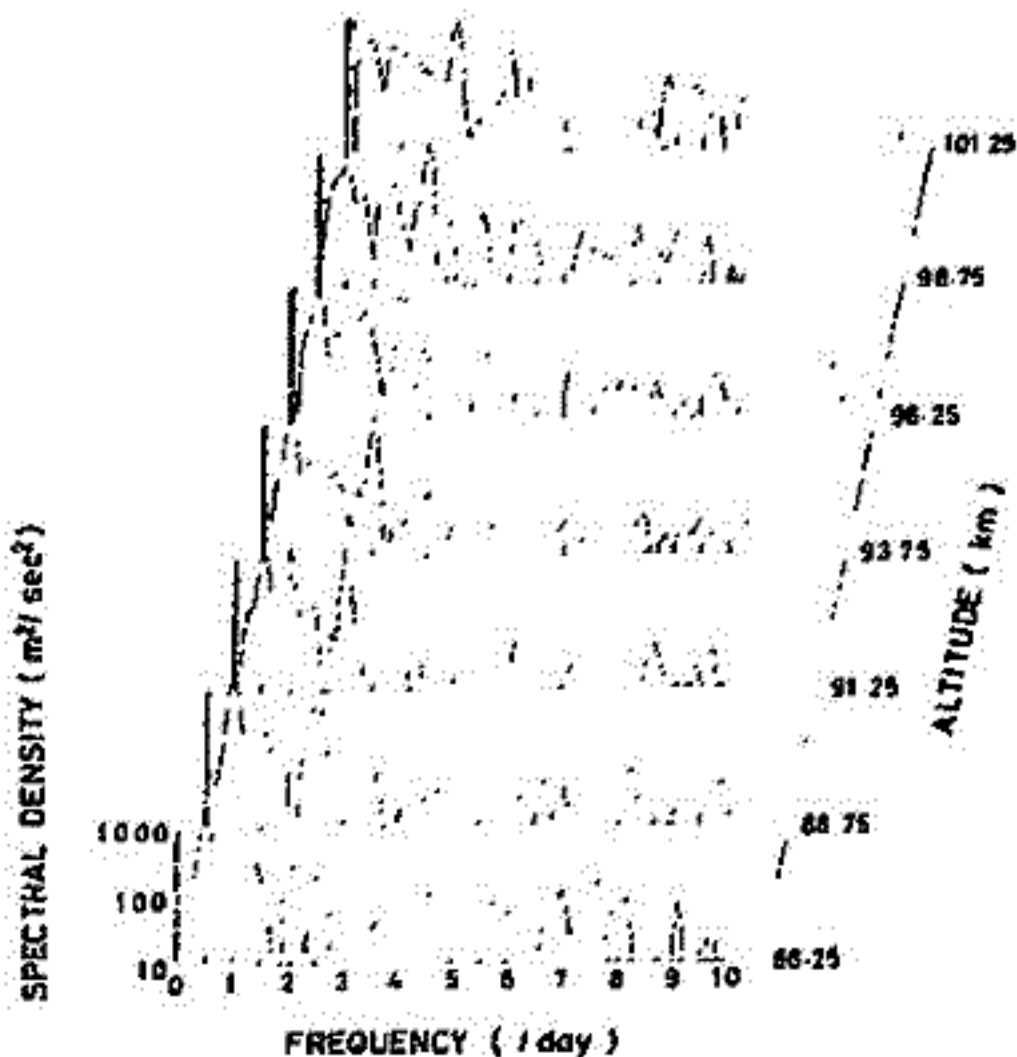
伊黒 彰裕, 津田 敏隆, 麻生 武彦, 伊藤 礼, 加藤 進  
 京都大学 超高層電波研究センター

超高層大気中の内部重力波動は極域のオーロラや地上付近の雷雨等の気象現象によっても起こされるとされている。我々は京都大学流星レーダーによる高度80-110kmの風の観測結果を解析することで重力波成分の特性を明らかにする。

図に示したのは1979年7月30日から8月15日までの間のデータを高度2.5kmごとに時系列に並べてフーリエ変換したものである。これより一日及び半日周期の大気潮汐波動以外に周期が数時間の重力波成分が存在することがわかる。周波数6-8 day<sup>-1</sup> (周期3-4 hour) の成分については高度の全領域にわたって10 m/sec程度の振幅が見られる。

この様子はスプライン関数を用いた風系の関数近似を行うことで更に明らかになる。また、重力波成分の振幅二乗平均値の高度、時間変化を調べることで、地上付近の気象現象との相関関係を知ることが出来る。これらの季節変化についても調べる。

POWER SPECTRA OF WIND VELOCITY  
 JUL 30 - AUG 15 1979



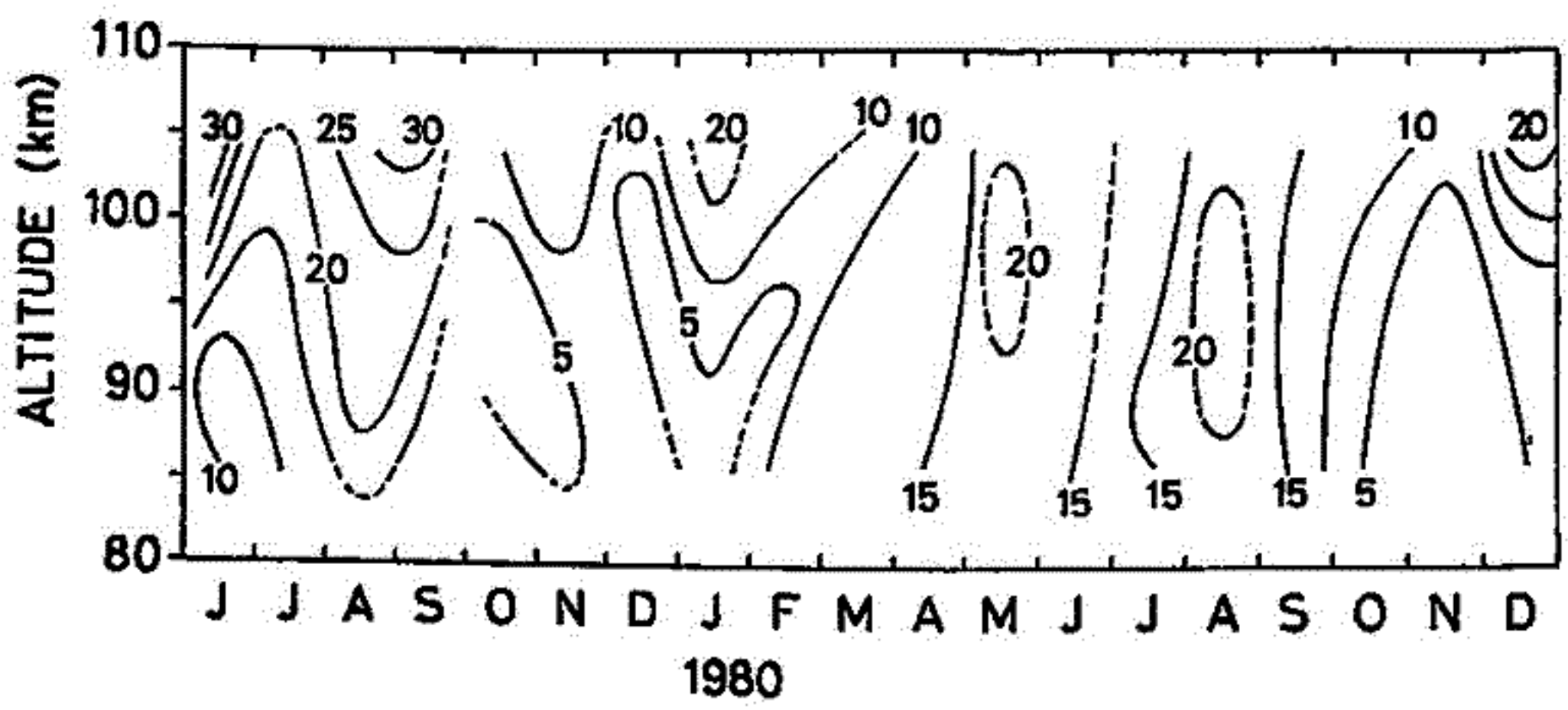
1979年7月30日 - 8月30日  
 のデータから求めた高度2.5  
 km毎のパワースペクトル  
 横軸は周波数 (day<sup>-1</sup>)  
 縦軸は風速の二乗である。

I-4 京都大学流星レーダー観測 (X)

津田 敏隆, 麻生 武考, 伊藤 礼, 谷井 穂<sup>(\*)</sup>, 野々山 徹<sup>(\*\*)</sup>  
 伊黒 彰裕, 加藤 進

京都大学 超高層電波研究センター

京都大学超高層電波研究センターでは1977年以來、流星レーダーの観測を続けてきている。この間に(i)大気太陽潮汐風(一日及び半日周期)の季節、日々変化 (ii) 大気太陽潮汐風 (lunar semidiurnal 及び diurnal luni-solar 周期) の高度変化 (iii) 両極性拡散係数の季節変化 及び (iv) 流星飛跡の高度分布 等について明らかにしてきた。我々は現有のシステムを拡充し、1982~1985年に実施されるMAP国際協同観測計画に於て充分な成果をあげる事ができるように準備を進めている。この国際協同観測に先立って1980年に行われたPre-MAP強化観測の結果を中心に報告する。図に示したのは太陽半日周期潮汐風の南北成分について、振巾値の季節変化である。これは各月平均の高度プロファイルをもとに5m/secごとの等風速線図にしたもので、1979年6月~1980年12月のデータを用いた。高度95kmでの値を見ると6~8月の夏季に振巾が15~20m/secと大きくはり、冬季(1979年10月~1980年1月及び1980年10~12月)に5m/sec程度に下ることが明らかである。他の成分についても季節変化や日々変化を明らかにする。



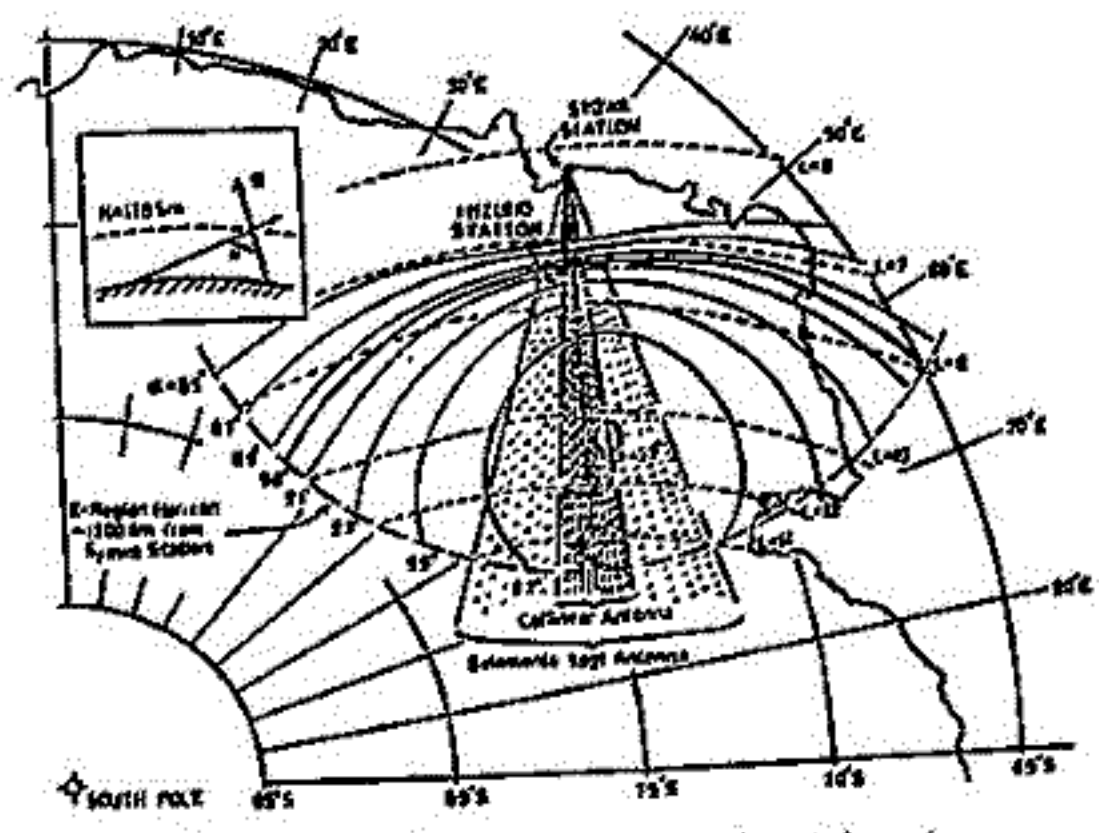
太陽半日周期潮汐風の南北成分の等風速線図

(\*) 現在、日本電気(株)勤務  
 (\*\*) 現在、三菱電機(株)勤務

# 南極における流星の出現頻度

五十嵐 喜良、小川 忠彦、大瀬 正美  
(郵政省 電波研究所)

南極・昭和基地の定常観測用のオーロラレーダのフィルム記録の中から流星飛跡に伴うと思われるエコーのみを取り出し、流星の出現頻度を求めた結果を報告する。最近、大初山脈の近くで隕石が大量に発見され、南極における流星の出現頻度について地学方面の研究者で関心を持つ人が増えてきたので調べてみた。レーダのビームは、第1図に示すように極南を向いていて、水平面内のビーム幅は約40度である。エコーは、距離100kmから800kmの範囲に出現し、300km付近が一番発生頻度が高い。これは、ビームの垂直面内の指向性によるものと思われる。



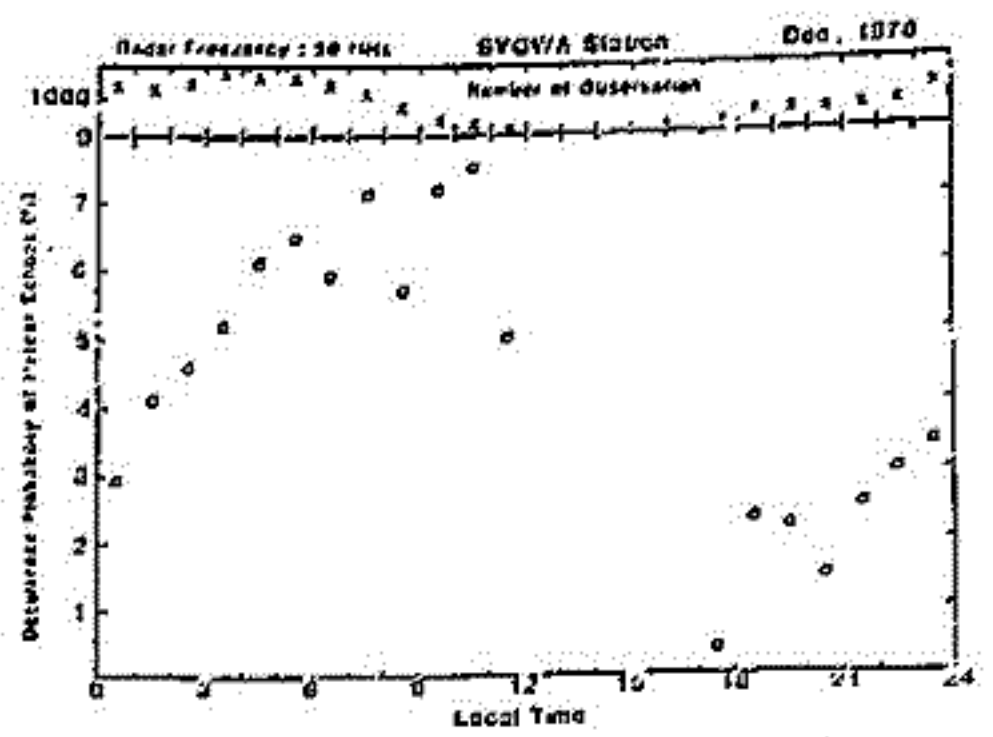
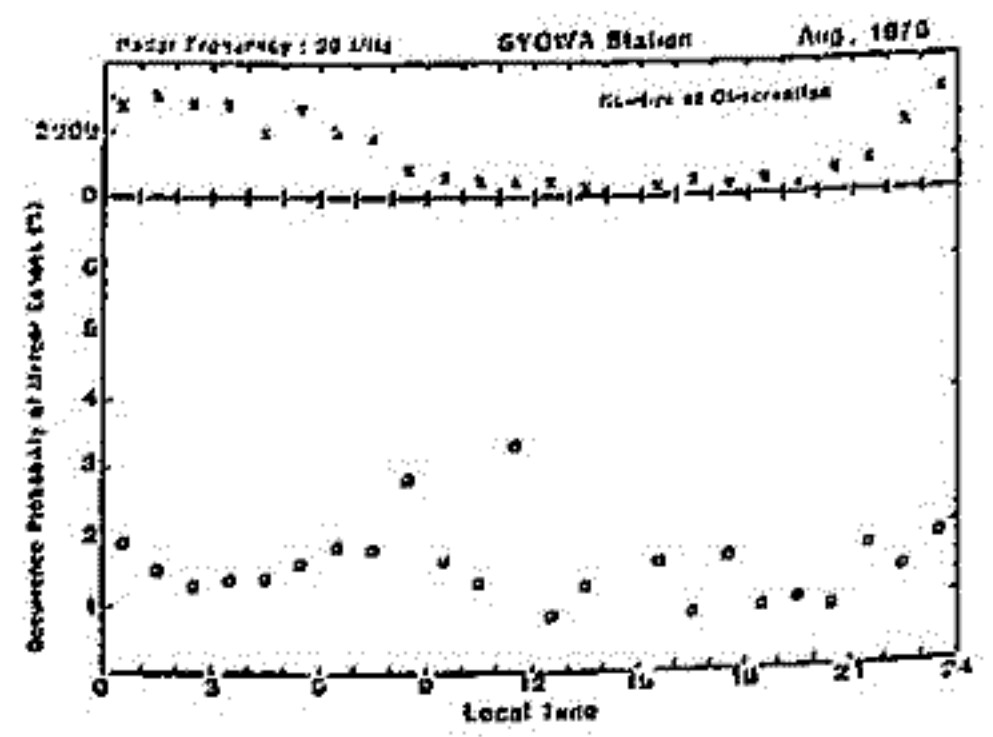
第1図 オーロラレーダのビーム (アンテナは8素子八木を使用)

第2図に流星エコーの出現確率(流星エコー数/観測回数)の日変化を示す。周波数は50MHzである。X印は1月間の観測回数であり、出現確率の信頼度を表わす目安となる。8月(冬)と12月(夏)の日変化を比べてみると、12月の方が出現確率が3倍程高くなっている。また、8月は顕著な日変化は見られない。オーロラレーダは、50, 65, 80, 112 MHzの4周波を15秒毎に切変えて観測するパルスレーダである。そこで、出現確率の周波数変化を調べたところ、周波数が高くなるにつれて出現確率が低下することがわかった。受信電力 $P_R$ と送信波長 $\lambda$ との間には

$$P_R = \frac{P_T G_R G_T \sigma_e \lambda^2}{12 \pi^2 R^2} \left( \frac{C^2 + S^2}{2} \right) \epsilon^2$$

$P_T$ : 送信電力,  $G_R, G_T$ : アンテナの利得  
 $R$ : 距離,  $\sigma_e$ : 電子の散乱断面積  
 $n$ : 総電子密度,  $C, S$ : 飛跡によるフレネル積分

の関係があり、波長が短くなると、受信電力が減少するためと考えられる。これらの解析の結果、流星のエコー検出用にオーロラレーダを使用できる見通しを与えた。



第2図 流星エコーの出現確率 (周波数は50MHz, X印は観測回数)

# 多観測データのクロススペクトル解析に関する一考察 —HFドップラ観測への応用—

柴田 喬 (電気通信大学)

多観測データから現象の伝搬速度を求める第1手段のひとつに、クロススペクトル解析法がある<sup>1)</sup>。周知のように、観測網の任意の二地点のデータ組に対してクロススペクトル解析を施すと、現象の各フーリエ成分毎に、「位相遅延」と「コヒーレンス」が得られる。前者から、ベクトル合成の手順を経て位相速度が算出され、後者によって、その有意性が評価される。一般に「コヒーレンス」が「1」に近い程、よいデータ組であり、結果の信頼性は高いとされている。ところで Gossard 他<sup>2)3)4)</sup>は、伝搬方向に「ビーム幅」があり、伝搬速度に「バンド幅」があるような同一周波数の平面波が、同時に到来する場合を想定して、「コヒーレンス劣化の問題」を論じている。本報告では、これを拡張して、各観測点近傍の「雑音」の影響も新たに考慮した場合を定式化し、試みに実際の HFドップラの三点観測データに適用し、評価を下している。

まず、仮定を列挙すると、

- 1) 観測データ中の雑音成分は、波動成分とは独立に存在し、かつ非伝搬性であり、観測点間で互いに独立である。
- 2) 波動成分のビームパターン、バンドパターンは「定常ガウス過程」に従う。したがって、それらパターンは、 $\propto \exp[-(\varphi/\varphi_0)^2 - (\nu/\nu_0)^2]$  の確率分布で表現される。ここで  $\varphi_0$  はビーム幅、 $\nu_0$  はバンド幅であり、 $\varphi, \nu$  は、平均の伝搬方向（これと観測点を結ぶ線との狭角を  $90^\circ - \theta$  とする）、伝搬速度  $V$  からのずれをあらわす。
- 3) 波動、雑音ともそのスペクトル構造は空間的に一様で、したがって、それらのスペクトルパワーは、各観測点で同一である。

要素平面波のパワーを  $E(\omega, \varphi, \nu)$  で記すと、「コヒーレンス」Coh は、

$$Coh(\omega) = \frac{|\langle E(\omega, \varphi, \nu) \exp[-i\omega\tau(\omega, \varphi, \nu)] \rangle|}{\langle E(\omega, \varphi, \nu) \rangle + E_N(\omega)} \quad (1)$$

とあらわされる。 $\langle \rangle$  はガウス分布に関する期待値積分を意味し、 $\langle E(\omega, \varphi, \nu) \rangle$  は観測される自己パワースペクトルの中の波動成分のパワー ( $E_W(\omega)$ ) に他ならない。  $E_N$  は雑音成分のパワー、 $\tau(\omega, \varphi, \nu)$  は要素波の観測点間位相伝搬時間である。 $\varphi, \nu$  が微小量であるとして、その3次以上の項を無視して、(1)式を近似すると、

$$Coh(\omega) = \frac{\exp[-(\varphi/\varphi_0)^2 - \nu^2/\nu_0^2 (L \sin \theta)^2 + \varphi^2/\varphi_0^2 (L \cos \theta)^2]}{(1 + E_N/E_W)} \quad (2)$$

みかけの位相速度  $V'$  は、

$$V'(\omega) = V \{ 1 + \varphi_0^2/4 + (\pi-2)\nu^2/2V^2 \} \quad (3)$$

となる。 $L$  は観測点間の距離であり、 $\nu$  は、波動成分の波数スペクトルの形状パラメータで、観測値から近似的に決定される。

結果の意味するところは、

- ①、ビーム幅、バンド幅の存在は、「コヒーレンス」の劣化を非等方的にもたらすが、雑音の存在は、等方的劣化を引き起し、劣化の度合は S/N に関連する。
- ②、ビーム幅、バンド幅が存在する場合、みかけの速度は真の平均速度と異なる。通常、各観測点で得られるパワースペクトルはほぼ似たものであり、それらの平均をとって、スペクトルピーク群の基盤を形成する部分と、例えば「マルコフ型雑音」の周波数形にあてはめれば、近似的に  $E_W$  と  $E_N$  の分離を行なうことができる。

HFドップラ観測への適用結果は、講演時に譲る。

- 1) 柴田・柴田 (1980) HFドップラ研究報告(2回), 36
- 2) Gossard, E.E. and W.H. Noonhester (1967) NELC Tech. Doc., No. 20
- 3) Gossard, E.E. (1969) J. Geophys. Res. 74, 325
- 4) Gossard, E.E. and D.B. Sailors (1970) J. Geophys. Res. 75, 1324

# HFドップラーにおける日出効果(その3)

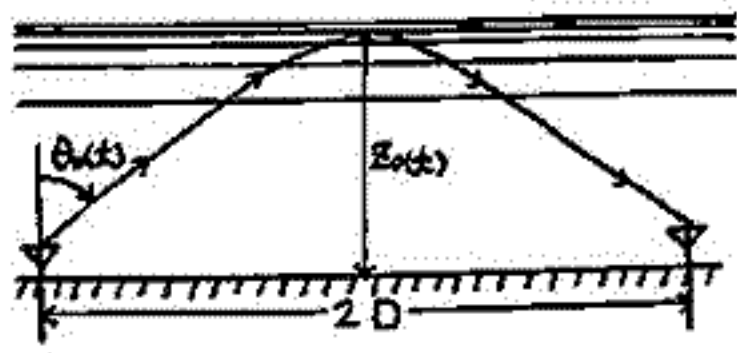
九州大学理学部 北村泰一, 竹生政賢

電離層内を伝播してきた標準電波の周波数のずれ  $\delta f(t)$  は,

$$P(t) = 2 \int_0^{z_0(t)} \sqrt{\mu^2(z,t) - \sin^2 \theta_0(t)} dz + 2D \sin \theta_0(t)$$

$$\delta f(t) = -\frac{f_0}{c} \cdot \frac{dP(t)}{dt} = -\frac{f_0}{c} \int_0^{z_0(t)} \frac{\frac{\partial}{\partial t} \mu^2(z,t) \cdot dz}{\sqrt{\mu^2(z,t) - \sin^2 \theta_0(t)}}$$

$$\mu^2(z,t) = 1 - f_p^2(z,t) / f_0^2$$

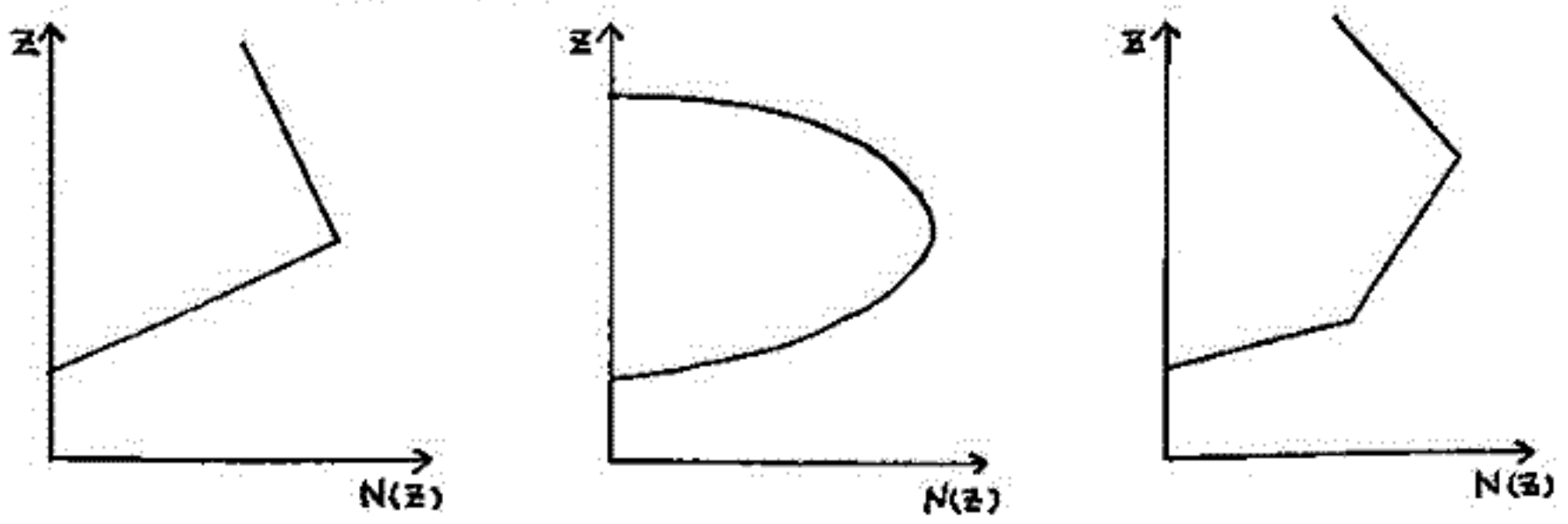


で与えられる。ただし、電離層を水平方向には一様な平面電離層と仮定し、地球磁場および電子の衝突の効果は無視してある。 $z_0(t)$ ,  $\mu(z,t)$  はそれぞれ反射点の高さおよび屈折率であり、

$$\mu(z_0(t), t) = \sin \theta_0(t)$$

が満たされるときに限り反射が起こる。上の  $\delta f(t)$  に対する式からも明らかのように、 $\delta f(t)$  の性質を正確に評価するためには、電波の path 全体にわたって屈折率の時間的な変化を積分してやらなければならない。ふつうは、 $\delta f(t)$  は電波の“反射点”の上下する速さに比例するものとして取扱われているが (specular reflector model)、この考え方は正確には正しくない。実際、数値計算を行って見た結果、反射点が“速さが、ていど”ときでさえ電子密度が時間的に増加していれば“正の”ドップラー・シフトを生じることがありうる。

そこで今回は、上の積分が解析的に求まるような電離層のモデルをつくり、日出効果に対してそれを適用してみた。電離層のモデルとしては下図に示した3つのモデルが使われている。左側の2つのモデルではE層は完全に無視されているが、右側のモデルではE層の効果も考慮されている。なお時間的な余裕があれば日出効果以外の現象に対する  $\delta f(t)$  の性質についてもふれたいと思う。





## セント・ヘレンズ噴火によるTIDのドップラー観測(2)

## —音波モード—

小川 徹, 辻井常男, 筒井 稔 (京大超高度電波研究センター)  
— 瀬 琢美 (同志社大工), 佐藤 佳朗 (東北工大)

1980年5月18日1530 UTのセント・ヘレンズ噴火に伴うTIDのHFドップラー観測については、前回の本学会で速報し<sup>1)</sup>、MAPシンポジウムなど<sup>2)</sup>で発表した。また周期10-15分の重力波モードなどについてはLiuなどがglobalなデータを集めつつある。<sup>3)</sup>筆者らはこの他に周期約1.5分の音波モードと見られる波動を観測したので報告する。

音波モードは4観測点全部に見出せるが、八日市における観測が最も長時間にわたって明瞭であった(図1)。音波は周期10分の重力波に重畳しており22:57より約30分間経続している。これが音波モードと考えられるのは

(1) 周期が約1.5分で、音波モードであれば長距離の伝播が可能である。

(2) 通常HFドップラーで観測される短周期波動は遠距離の観測点間の相関が悪いが、今回の現象はよい相関を示す。

(3) 伝播速度が約300 m/s である。

従ってこの波動はセント・ヘレンズ火山より大圏コースに割って音波モード(A1)<sup>4)</sup>で伝播して来たと推定される。

波動の周期は時間とともにやや減少する傾向にあるが、顕著ではない。次に微気圧計の5観測点中で短周期振動が最も顕著に観測されている釧路のデータとの比較を表1に示す。表には1973年6月27日、中国が行った核爆発の波動データも示してある。何れの場合もHFドップラーの周期が小さくなり、ている。

今回の噴火による波動はLTの午前中に到達し、核爆発の場合は午後には到達したので、熱圏における中性風の影響を考慮すれば或程度説明出来る事が分った。表の右端はISレーダ観測による高度250KMの中性風速度であり、これを用いて補正した周期を中欄に示してある。熱圏における中性風は日差がかなりあることから定量的な比較は現段階では困難であるが、傾向は一致している。

終わりに微気圧計のデータを提供下された気象庁の各位に感謝致します。

## 文献

- 1) 地球電磁気学会II-54 (1980. 秋). 2) MAPシンポジウム(1980, 於宇宙研). 3) C. H. Liu et al. Science (to be published)  
4) S. H. Francis, JGR 78 2278 (1973). 5) 見持, 京都大学修士論文(1981). 6) P. Anayens, Radio Science 11, 281 (1974).

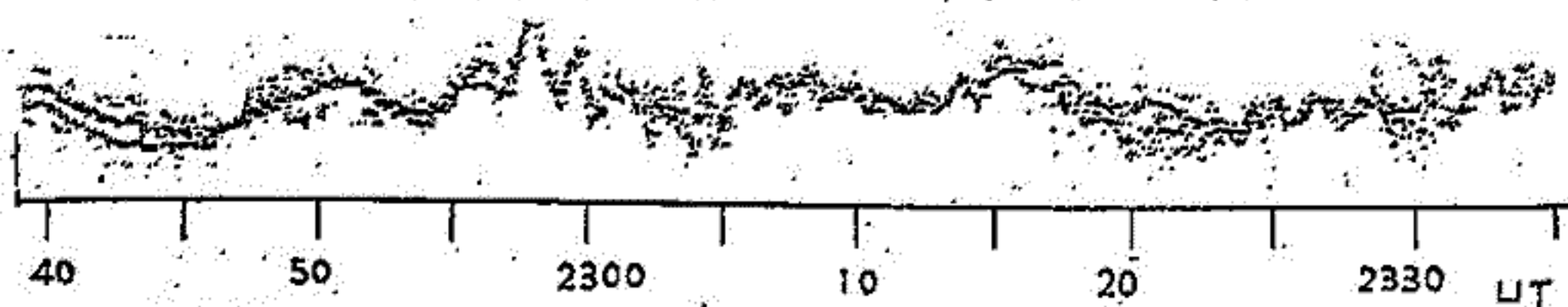


図 1.

0800LT 5/19/80	ST HELENS	HF MIBA	PERIOD (OBS)		(CAL)	NEUTRAL WIND		h=250 km
			1.4 MIN	1.8	1.5	MER(N) 12	ZON(E) -67 M/S	
1730LT 6/27/73	NUCLEAR EXPLOSION	HF MIBA	2.0	2.8	2.4	-19	33	

表 1.

宮崎 茂\*, 藤本 敏\*, 森 弘隆\*, 佐川 永一\*, 木津 武\*, 小川 忠彦\*\*

\*電波研 \*\*電波研平磯支所

電離層観測衛星 (ISS-b)

ISS-b) は電波の有効利用および電波科学の発展に資するため、地球周辺および宇宙電磁環境の観測を行う。特に通信、放送、電波伝搬、電波リモートモニタリングに密接かつ重要な影響を及ぼす電離層プラズマの世界的な特性及び電波雑音の世界分布図を得ることを目的とする。ISS-bは1978年2月16日に打ち上げられ、1981年3月において15000周回を達し、約3年間におよぶ観測が行われ、貴重なデータが蓄積された。ISS-bは従来の衛星と違って70°N~70°S、全経度と時間、空間的に均一に上部電離層を世界的に観測できるフリー衛星である。

Retarding potential analyzerから得られた電圧電圧特性曲線について最小自乗法およびcurve fittingに適用して電子密度(Ne) 温度(Te) イオン温度(Ti) 平均質量(HI) を求め、またBennett型質量分析器によってH<sup>+</sup>, He<sup>+</sup>, O<sup>+</sup> イオン密度を求めた。Ne, Te, HI, Ti については1978年8月11日~1980年4月3日の間を9期間に分割し、21~03 hr LT, 0 ≤ Kp ≤ 4+ のデータの世界分布図を作成した。H<sup>+</sup>, He<sup>+</sup>, O<sup>+</sup> イオン密度に関しては1978年8月11日~1979年11月24日の間を7分割し、0 ≤ Kp ≤ 4+ の各イオンについてlatitudinal variationおよびdiurnal variationをそれぞれについて分布図を作成し、これらを合わせてデータブックとして印刷した。

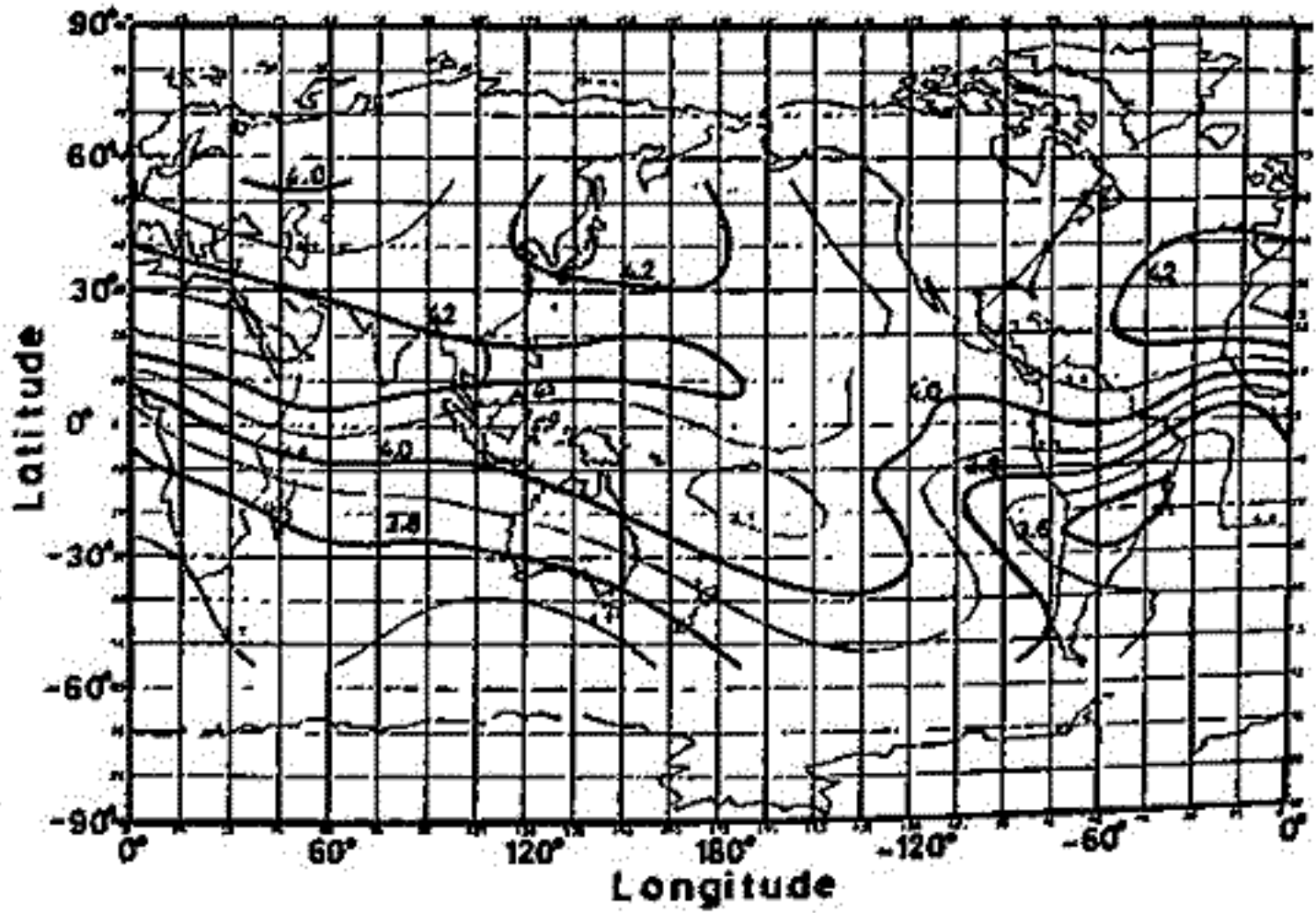


Fig. 1. Electron density worldwide map by ISS-b. Numerical figures on the contour lines show log<sub>10</sub>Ne (cm<sup>-3</sup>). Contour lines are drawn every 0.1 for log<sub>10</sub>Ne. Observation period: Apr. 4, 1979 ~ May 28, 1979. Local time: 21 ~ 03 hr. Kp ≤ 4.

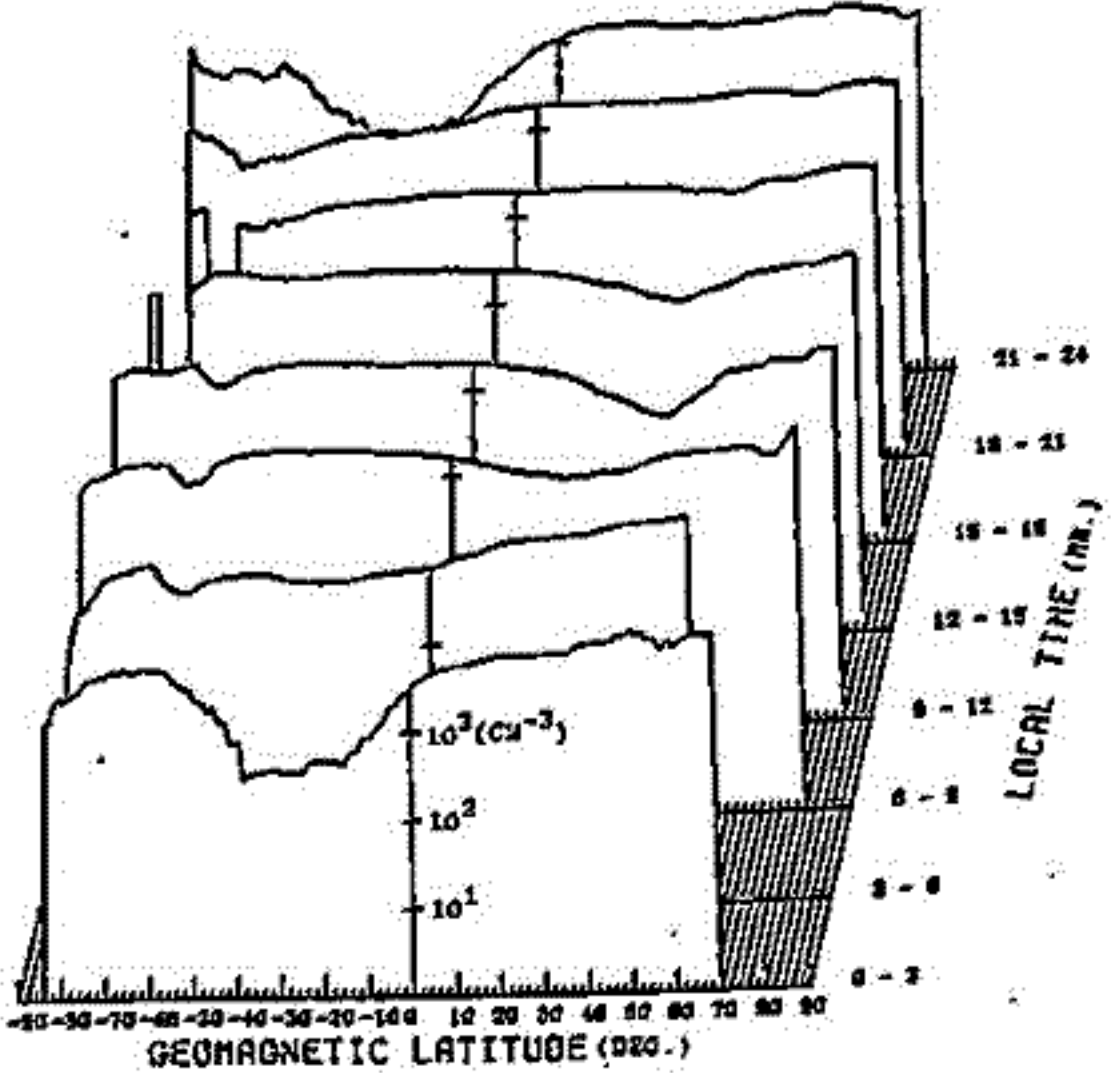


Fig. 2. Averaged latitudinal variations of O<sup>+</sup> by ISS-b. Vertical axis shows O<sup>+</sup> density (cm<sup>-3</sup>) in logarithmic scale. Observation period: Jan. 1, 1979 ~ Sep. 30, 1979. Kp ≤ 4.

# I SS-b で観測された高度 1100 km 付近の $O^+$ イオン密度 夜間世界分布の季節変化特性

宮崎 茂\*, 藤本 篤\*, 森 弘隆\*, 佐川 永一\*, 水津 武\*, 小川 忠彦\*\*

\* 電波所 林電波所平磯支所

電離層観測衛星 (I SS-b) に搭載したベネット型イオン質量分析器によって 1978 年 8 月 1 日 9 月 9 年 11 月の太陽活動極大期に高度約 1100 km における電離層プラズマの  $O^+$ ,  $He^+$ ,  $H^+$  イオン密度が測定された。これらについて各季節および各地方時における世界分布の特性や球面数値を用いて得られた。

解析の結果は  $O^+$  イオン密度の trough region が存在し、その main trough は経度に関して北半球夏季においては 0E 付近に存在し、北半球冬季においては 180E 付近に存在する。緯度についてはそれぞれの半球の  $45 \sim 70^\circ$  に存在することを示す。この main trough region の位置は Equinox を境にして割合短期間の中に  $180^\circ$  経度の位置が移動する。また  $O^+$  イオン密度分布において増加あるいは減少の傾向を示す領域に関して地球主磁場の傾角が東向きあるいは西向きとの領域と密接な関係があることを示す。

これらの解釈について、 $O^+$  ion density trough は neutral air wind によって惹き起される field-aligned plasma flow によって説明できる。あるいは、プラズマ上昇流のとき上部電離層のイオン密度が増加し、下降流のときは減少する。季節変化の特性は neutral air wind の circulation pattern の反転によって受ける。

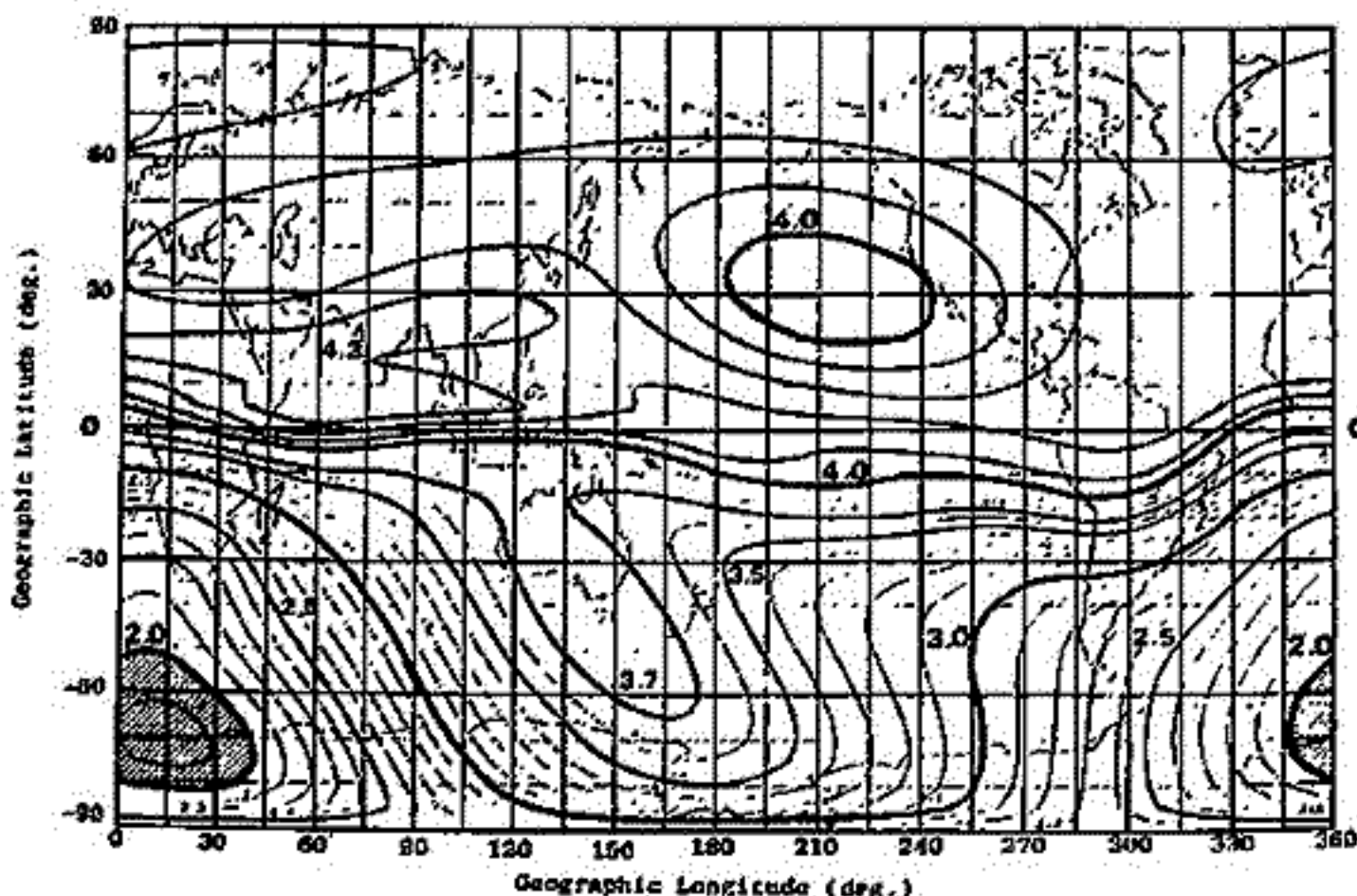


Fig. 1.  $O^+$  ion density worldwide map by ISS-b. Numerical figures on the contour lines show  $\log_{10} N_i$  ( $cm^{-3}$ ). Contour lines are drawn every 0.1 for  $\log_{10} N_i$ . Observation period: Apr. 4, 1979 ~ Sep. 16, 1979. Local time: 22 ~ 24 hr.

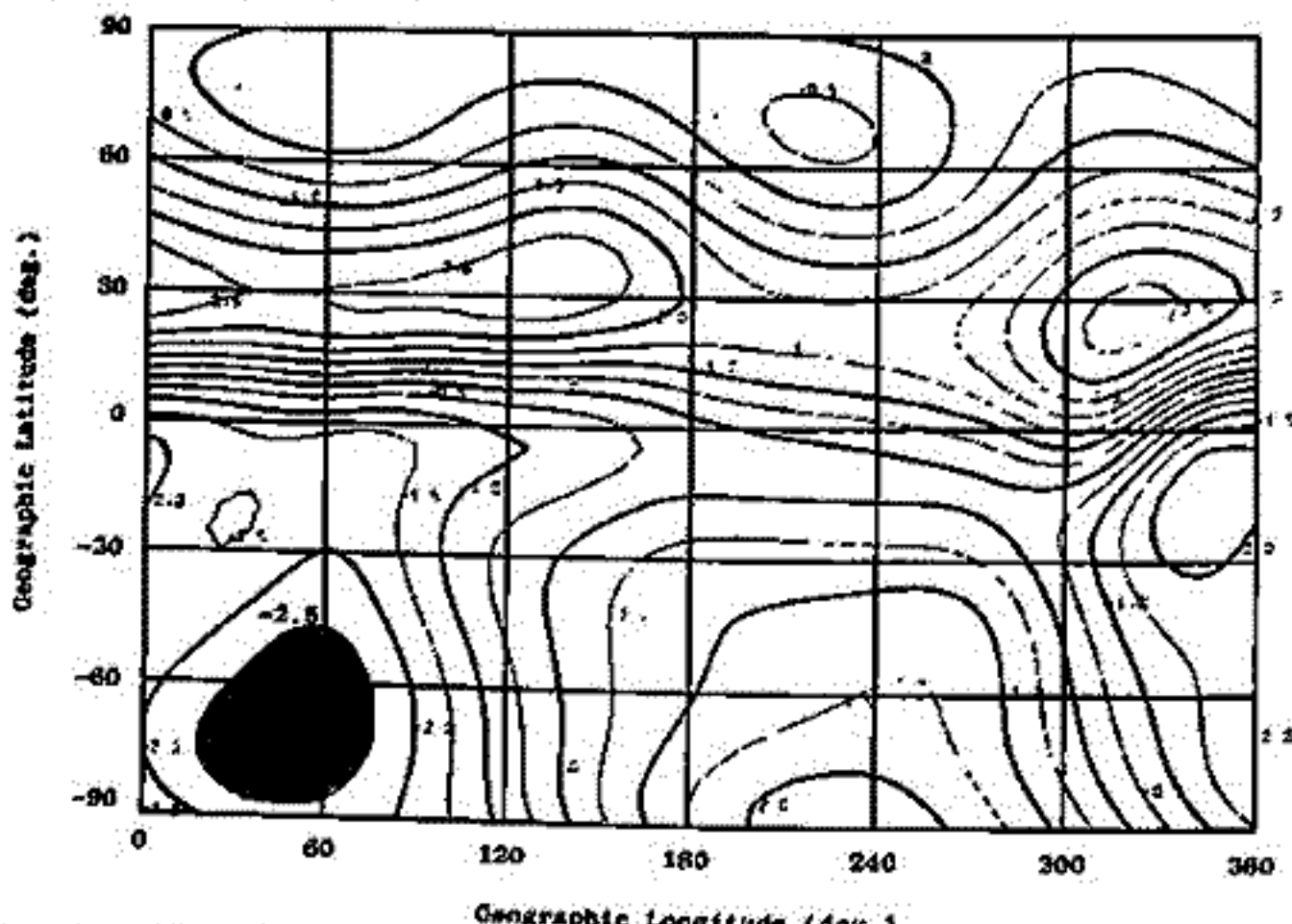


Fig. 2. The global pattern of the vertical components of the field-aligned plasma flow induced by the neutral air wind system at a height of 300 km for summer solstice conditions in the northern hemisphere. Arbitrary units are used. Positive and negative signs mean upward and downward directions, respectively. 20 hr LT.



# ISS-b トップサイド・サウンダ-AGCデータから 推定した衛星近傍の電子密度について

丸山 隆、相原 和弘 松浦 延夫  
電波研究所 電波研平成

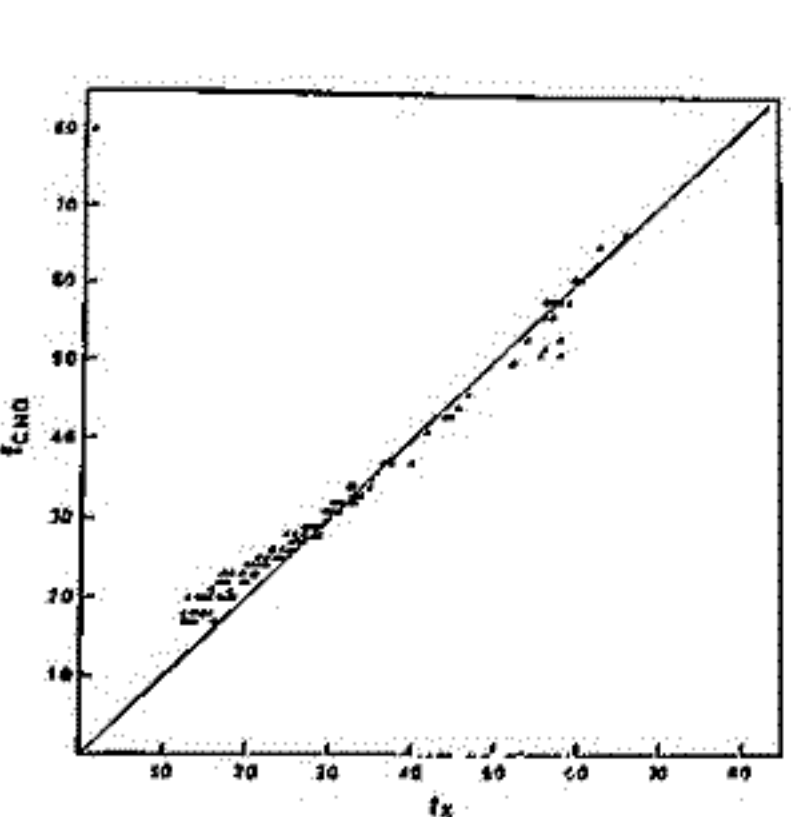
電離層観測衛星 (ISS-b) の観測項目の一つであるトップサイド・サウンディングで得られるサウンダ-受信機のAGCデータ、即ち電波雑音強度スペクトルから衛星近傍における電子密度を推定し、その世界分布特性の解析を行った。

ISS-bのトップサイド・サウンディングは、0.5MHz から 14.8MHzまでの周波数範囲を100kHzステップの掃引で行われる。パルスの繰り返し周波数は9HzでAGCレベルはパルス送信の直前で設定される。このため、AGCレベルは送信パルスの影響をほとんど受けることなく決まる。

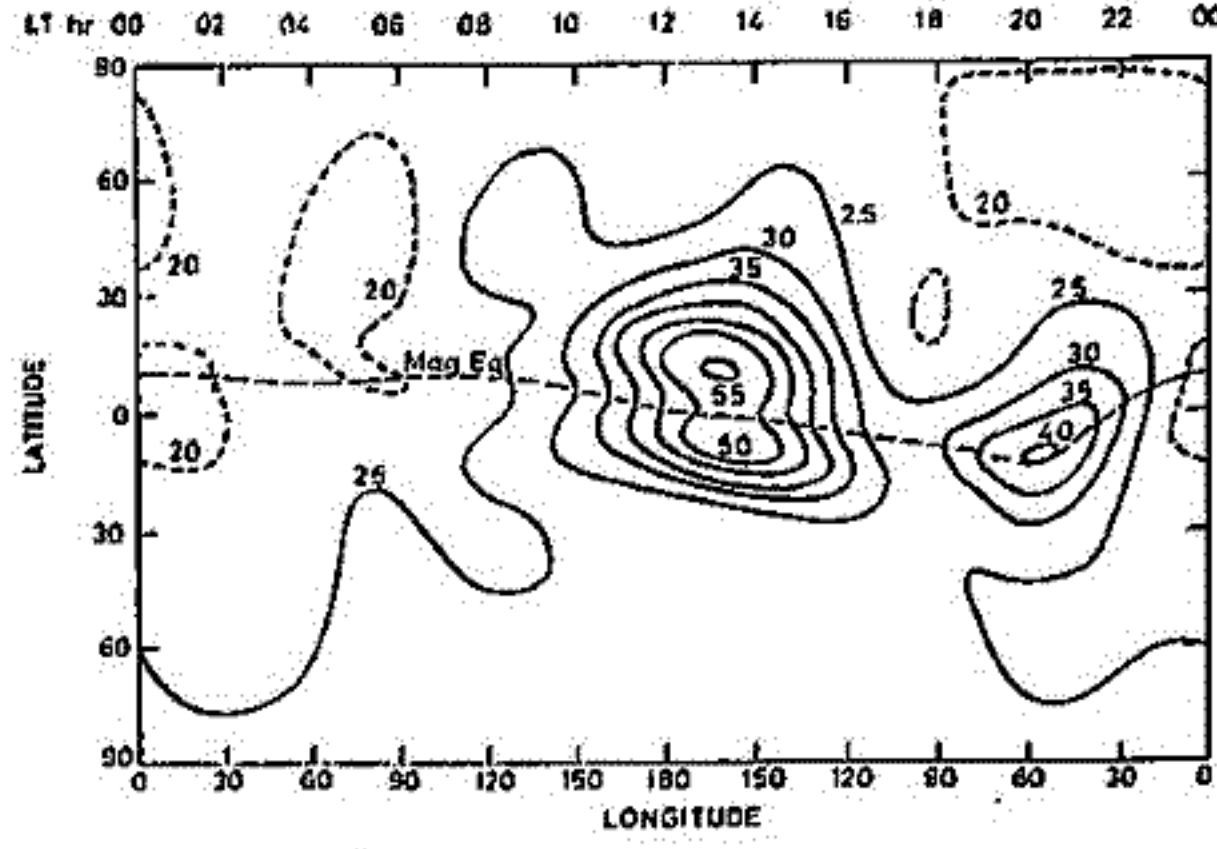
衛星で受信される電波雑音は、 $f_oF_2$  以下の周波数では地上からの混信を含まず、銀河雑音であると考えられる。しかし、周波数がカットオフに近づくにつれて、電離層プラズマの影響で受信強度は低下する。その理由は、イオノグラムから読み取ったXモード遮断周波数 ( $f_x$ ) と、AGCレベルを高い周波数の側からトレースして最初にレベル“0”に落ちる周波数 ( $f_{cNO}$ ) の関係がプロットされたものである。 $f_{cNO} \approx 2MHz$  の場合、電子密度が低いため、イオノグラムから  $f_x$  を読み取ることが不可能な場合がある。逆に、 $f_x$  が読み取れなくても、低周波数側に現われる銀河雑音以外の成分と考えられる強い雑音のため  $f_{cNO}$  が決定できない場合も生ずる。しかし、 $f_{cNO} \approx 2MHz$  では  $f_{cNO}$  と  $f_x$  の相関は非常に良好である。従って、極域及び白夜過ぎの電子密度が極めて低くなる場合を除けば、AGCレベルは電子密度の推定に充分利用できる。

その2図は、 $f_{cNO}$ の世界分布UTマップ (UT=00±1hr) である。 $f_{cNO}$ は、低緯度の13hr LT (165°E) 付近で大きな値を示し、磁気赤道上で若干の減少 (赤道異常) が見られる。また、磁気赤道上20hr LT (60°E) にその2のローブが見られる。これは、電場による電離層の上へのドリフトが18~20hr LT で大きくなることに対応していると考えられる。

LTマップ解析 (LT=08~22hr) を行った結果、南半球の中緯度では、経度方向に一次のフーリエ係数が比較的大きな振幅を示し、その位相は08hr UT付近に集中する、いわゆるUT効果が見られる。



その1図  $f_x$  と  $f_{cNO}$  の相関



その2図  $f_{cNO}$  UTマップ UT=00±1hr  
1978年11月~1979年3月

# VLF標準電波の長距離伝搬における 日出時の電離層モデルについて

村岡良和  
(兵庫医大・物理)

## 1.序

長距離のVLF波動伝搬において、夜間には1st modeだけでなく2nd modeも卓越する。このため、mode couplingが起こり、興味深い現象が生ずる。とくにtransition (日出, 日没) 時にはshadow line近傍においてmode conversionが起こり、amplitude fadingなどが現れる。この現象を規制するものはshadow lineの位置であるが、それを決定するためには適当な電離層モデルが必要である。ここでは、西宮(34.7°N, 135.4°E)で受信されたN-LK層(48.2°N, 238.1°E)-18.6 kHzのVLF電波の観測結果を用いて、どのようにすればself-consistentなモデルが得られるかについて議論する。

## 2.理論

長距離伝搬では、いわゆるVLF mode理論が有効である。Waitらの計算によれば高次modeは高い減衰率をもつため、昼間は1st mode、夜間は1st+2nd modeだけで十分近似できる。そうするとオ1図のようなtransition時の電界強度 $E^T$ は昼間の電界強度 $E^D$ と比較して、

$$\left| \frac{E^T}{E^D} \right| = \left( \frac{h^0}{h^N} \right)^{1/2} \left| \left( \frac{\Lambda_1^N}{\Lambda_1^D} \right)^{1/2} \hat{S}_{1,1}^T \right| e^{-(\alpha_1^N - \alpha_1^D)d^N} \times [1 + (R^T)^2 + 2R^T \cos \theta^T]^{1/2} \quad \text{①}$$

$$\arg(E^T/E^D) = \left( \frac{1}{v_1^D} - \frac{1}{v_1^N} \right) kc d^N + \arg \left[ \left( \frac{\Lambda_1^N}{\Lambda_1^D} \right)^{1/2} \hat{S}_{1,1}^T \right] + \phi^T \quad \text{②}$$

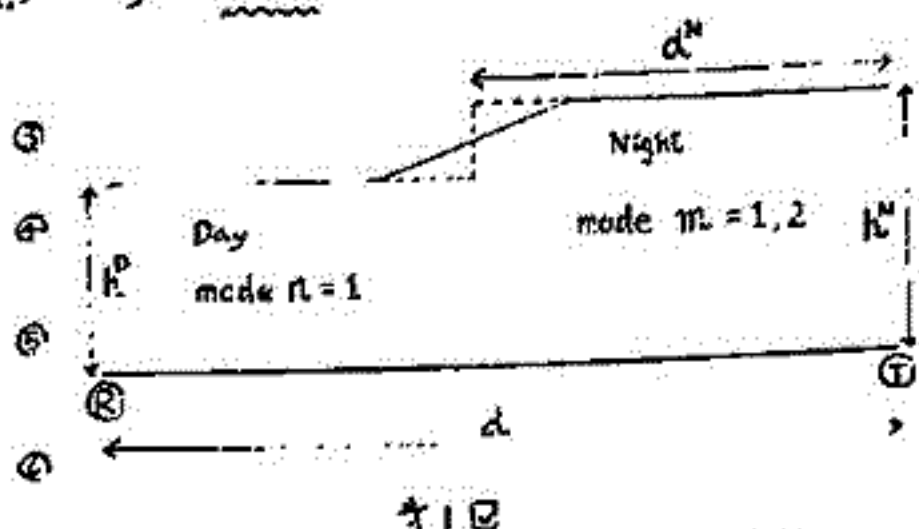
で与えられることになる。ただし、

$$R^T = \left| \left( \frac{\Lambda_2^N}{\Lambda_1^N} \right)^{1/2} \frac{\hat{S}_{2,2}^T}{\hat{S}_{1,1}^T} \right| e^{-(\alpha_2^N - \alpha_1^N)d^N} \quad \text{③}$$

$$\tan \phi^T = R^T \sin \theta^T / (1 + R^T \cos \theta^T) \quad \text{④}$$

$$\theta^T = 2\pi d^N / D_{21}^N + \arg \left[ \left( \frac{\Lambda_2^N}{\Lambda_1^N} \right)^{1/2} \frac{\hat{S}_{2,2}^T}{\hat{S}_{1,1}^T} \right] \quad \text{⑤}$$

$$D_{21}^N = \frac{2\pi}{kc} / \left( \frac{1}{v_1^N} - \frac{1}{v_2^N} \right)$$



である。①, ②式の  $\arg(E^T/E^D)$  の部分が mode coupling による効果を示す項である。これから、 $\theta^T = (2p+1)\pi$  ( $p=c, 1, 2, \dots$ ) の時に amplitude fading 及び step type phase variation を起こすことが知られる(オ2図)。とくにW-E propagationの日出時の場合には、⑤式より

$$d_1 = \frac{D_{21}^N}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arg(S_{21}/S_{11}) \right\}, \quad \text{⑥}$$

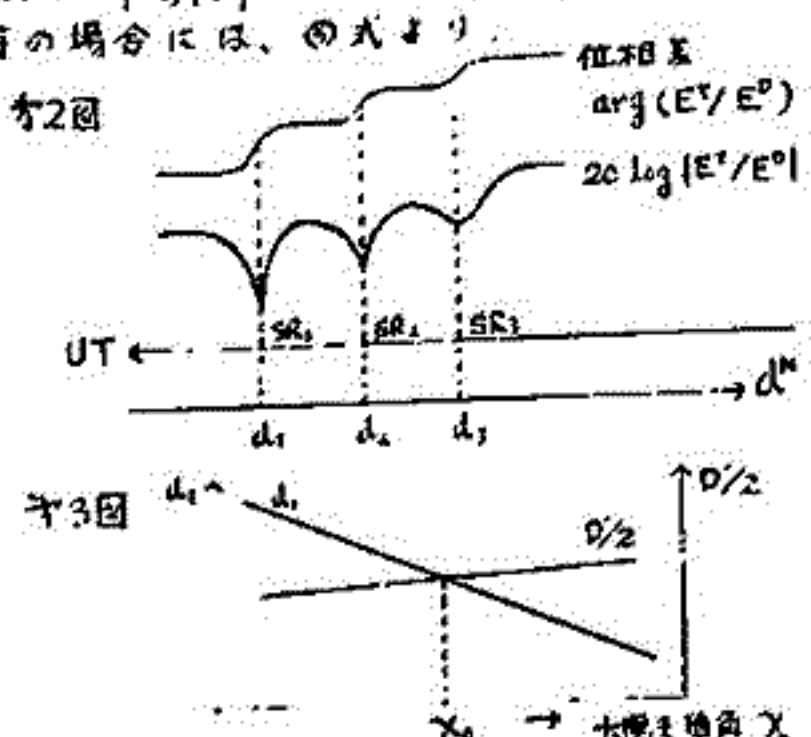
$$d_2 = \frac{D_{21}^N}{2} \left\{ 3 - \frac{1}{\pi} \arg(S_{21}/S_{11}) \right\}, \quad \text{⑦}$$

である。Waitら(1965)の計算によれば  $\arg(S_{21}/S_{11})$  は大抵の場合ほとんど0であり、オ1近似として  $\arg(S_{21}/S_{11}) = 0$

とできる。そうすると ⑥, ⑦式より、

$$d_1 = D'/2, \quad D_{21}^N = D' \equiv d_2 - d_1 \quad \text{⑧}$$

である。⑧の関係を使えばSR<sub>1</sub>, SR<sub>2</sub>の時刻から  $d_2, d_1$  を求めることができる。(オ3図)



鎌田 哲夫  
名古屋大学 空電研究所

空電研においては、現在4つのXメガ局 (Haiku, Aldra, Reunion, N. Dakota) の10.2 KHz, 11.3 KHz, NPL局の18.6 KHz, NWC局の22.3 KHzについて電波の位相と強度の同時観測を実施している。この等の観測結果を用いて下記の項目について判明したことを報告する。

1. 各周線の位相日変化。
2. 位相変化と伝域電高層高との関係。
3. 位相突然変化と太陽フレアとの関係。
4. 位相変化と強度変化。

電波吸收冬季異常の空間変動

石 蔵 剛                      越前谷 泰松  
電波研                          電波研秋田

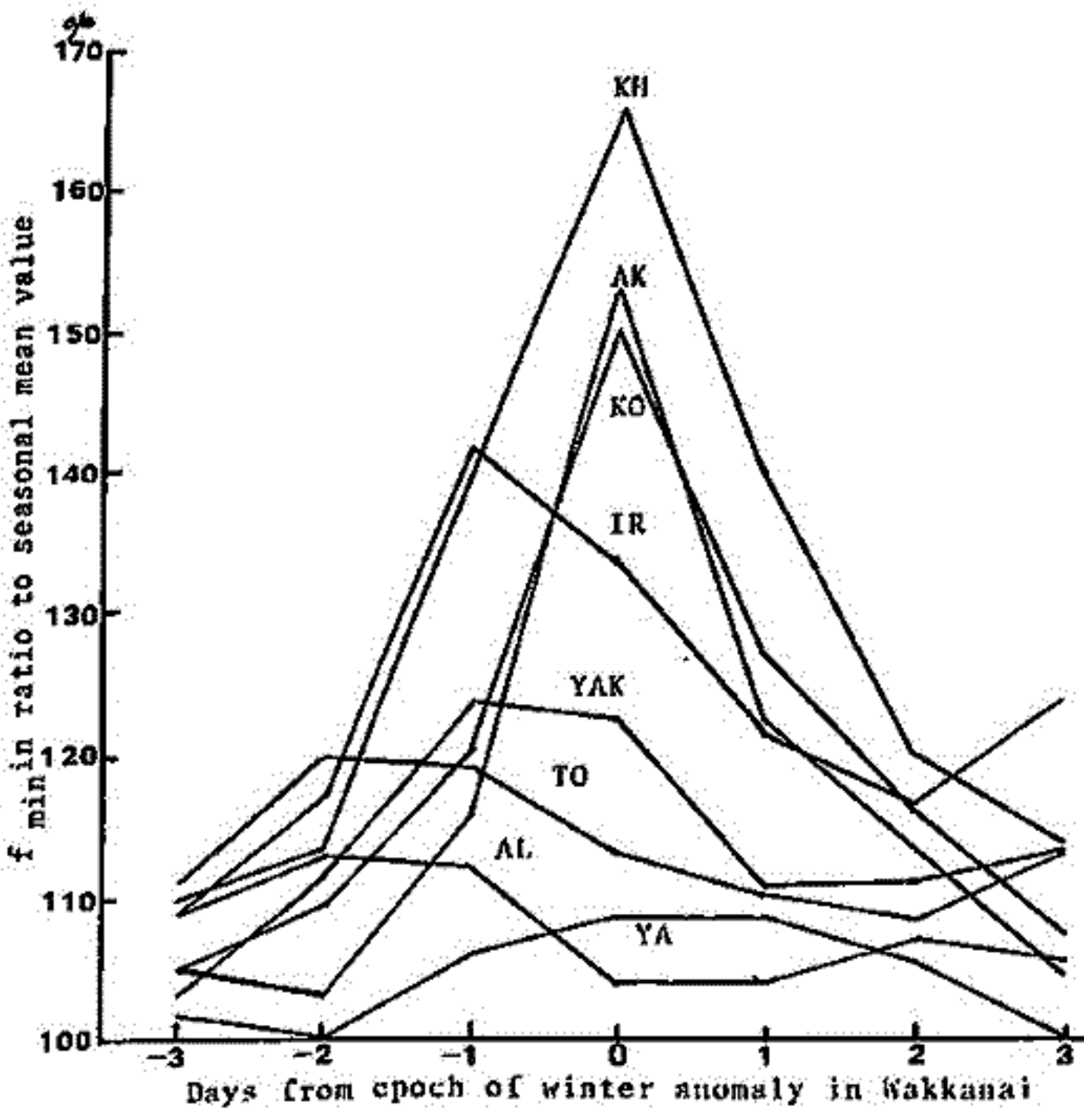
電離層による電波吸収の冬季異常が初めて大気運動の異常な収縮を果してはいることは多くの研究者によって指摘されてはいるが、両者の直接的な対応関係はあまり調べられていない。ここでは両者を結びつける物理過程を説明する目的がかりを得るために、この現象の発生領域の変動について、電波吸収の指標として  $f_{min}$  を使って調査した。その結果について報告する。

表に示した観測所の  $f_{min}$  資料 (期間 1970~1975年, 11月~3月) を使い、極域 (北緯 50° 141.7°E) における  $f_{min}$  が 11月~3月の平均値より 0.5 MHz 以上大なる場合、冬季異常とみなし、この日を key day とした約 20 例について、その前後における  $f_{min}$  の変動を電離層により求めた結果を図に示した。

この図から冬季異常の空間変動の特徴的なことは次の通りである。

- (1) 経度が緯度等しい地域では冬季異常は同じ日に起る (Khabarovsk, 樺太, 秋田, 国分寺)
- (2) ALM ATA, TOMSK における吸収のピーク値は樺太より 2~3 日、また IRKUTSK では 1 日早く発生する。このことから異常発生領域は 2000 km/day の速さで西から東へ移動することがわかる。この速さは下部電離層風と一致し、興味深い。
- (3) この現象の南限界は 30° 付近と見られる。また緯度が高くなるほどこの現象はあまり顕著ではない (Yakutsk の例)。

STATION	ABBRE.	LOCATION	DISTANCE FROM WAKKANAI (KM)
KHABAROVSK	KH	48.5 N, 135.2 E	601
AKITA	AK	39.7 N, 140.1 E	647
KOBUNJI	KO	35.7 N, 139.5 E	1094
YAMAGAWA	YA	31.2 N, 130.6 E	1848
YAKUTSK	YAK	62.0 N, 135.2 E	2000
IRKUTSK	IR	52.5 N, 104.0 E	2827
TOMSK	TO	56.5 N, 84.9 E	4035
ALM ATA	AL	43.3 N, 76.9 E	5013





# 日本列島の電力線誘導放射源モデル

富沢一郎・芳野 勉夫  
(電気通信大学)

日本列島上の電力線からの誘導放射磁場の水平成分の観測結果を図1に示す。この結果については昨年春の学会において述べたが、今回は、得られた50Hzおよび60Hzの水平磁界成分の減衰率と、単純化したモデルを用いて計算した減衰率とを比較し、モデルの妥当性について検討した。ここでは、電力線を微小電流ループの集合と考え、これらの方向を変えたがら日本列島上に分布させ、各々の電流ループからの誘導放射磁界を導波管モード理論を用いて計算し、気球飛跡上において重ね合わせる方法をとった。

## — 電力線誘導放射源モデル (図2) —

〔60Hz地域〕 東海道・名古屋・近畿神とい大電力消費地を結ぶ線を基線とした東向分布モデルを601とし、60Hz地域のほぼ中央を貫く線を基線とした分布モデルを602とした。

〔50Hz地域〕 本州・北海道の50Hz地域のほぼ中央を貫く線を基線とした分布モデルを501とし、北海道を除いた本州の大電力消費地を結ぶ線を基線とした南北分布モデルを502とした。

これらの分布モデルを考えた基線上に水平磁界双極子を分布させ、これらの双極子の方向を変えろることにより電流ループの方向性を詳しく考慮した。双極子方向は、角から反時計まわりに角度をとっている。

## — モデル計算結果 (図3) —

(a) 60Hz地域：観測値  $1.8 \text{ dB}/100 \text{ km}$  に比べてこのモデルも似た値を示しているが、この中ではモデル602の30°方向の場合が最も近しく  $1.4 \text{ dB}/100 \text{ km}$  となる。

(b) 50Hz地域：遠方での観測値  $1.3 \text{ dB}/100 \text{ km}$  をいずこのモデルも約70°方向においてほぼ一致しているが、このモデルも似た値を示している。近傍での観測値  $15 \text{ dB}/100 \text{ km}$  は、いずこのモデルでも説明できない。放射線近傍の電力線によるものと考えられる。

モデル、モデル計算および結果の比較については詳しく後述する。

図1. 気球観測によって得られた減衰率

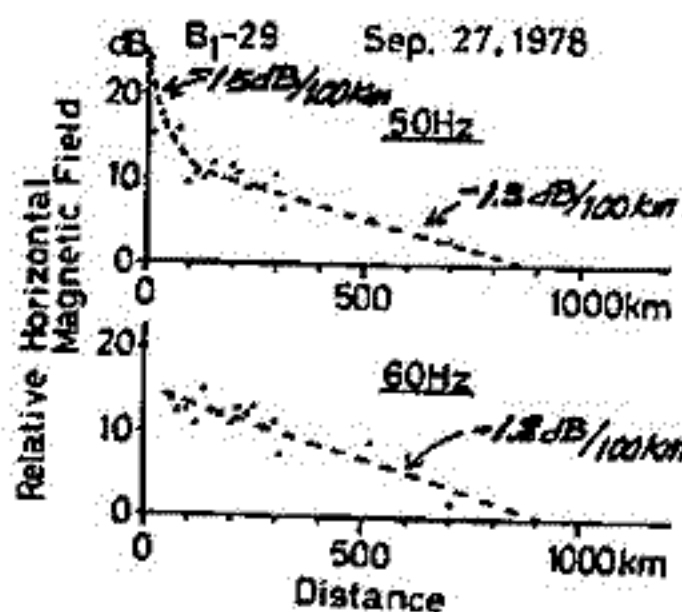


図2. 電力線誘導放射源モデルと気球の飛跡

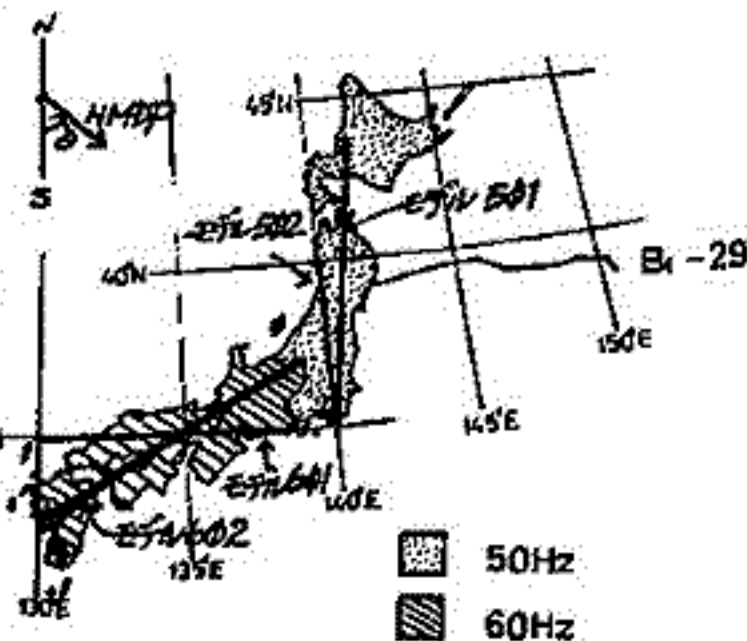
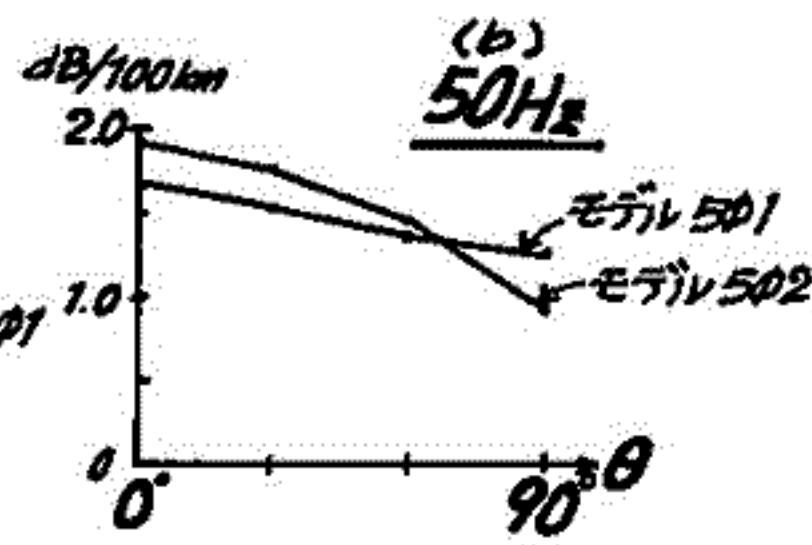
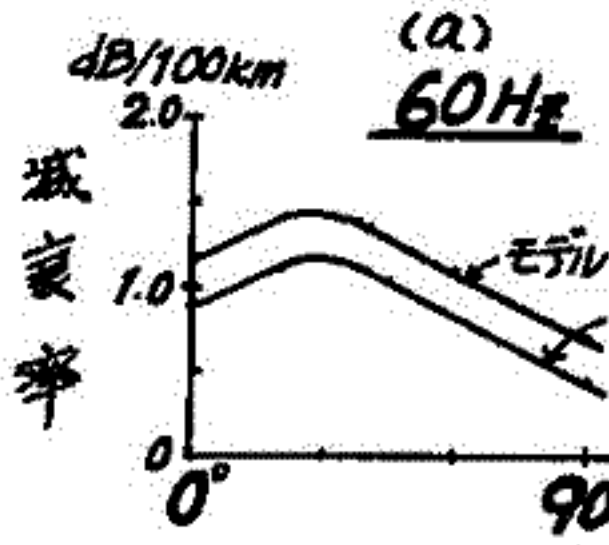


図3. モデル計算による得られた減衰率。図2に示す角度。



1-17 大電力電磁波ビームの電離管プラズマによる集束効果

森 友隆  
電波研究所

電離管の加熱実験や将来のSPS(太陽発電衛星)計画などでは、大電力の電磁波ビームが電離管に入射される。これからのビーム中では、プラズマは非線形屈折特性を示し、ビームの集束や崩壊をひき起す可能性があると予想されている。今回は、この問題を解明する手始めとして、プラズマの非線形屈折率の近似式を求め、これを用いて、ビームが集束する際の電力の閾値、および集束距離の式を導いた。

プラズマ中に大電力の電磁波ビームが入射すると、その中で振動する電子が他の粒子と衝突する際に電磁波のエネルギーがプラズマ粒子に移り、熱エネルギーに変換される。その結果、ビーム内のプラズマに平均電界強度 $|E|^2$ に比例する電子温度分布が発生するので、これにもとづく圧力 $NekVT_e$  に対してプラズマが $Nek(T_e+T_i) = \text{一定}$ の条件によって静力学的平衡を保つと仮定すると、ビーム内の電子温度分布が導き出される。この結果を用いてビーム内のプラズマの屈折率を求めると、次式のようにはる。

$$n \approx \left\{ 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 + \frac{e^2 m_e}{8\pi k T_e m_e^2 \omega^2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 |E|^2 \right\}^{1/2} \approx \left\{ n_0^2 + n_2^2 |E|^2 \right\}^{1/2} \quad (1)$$

ただし、電子の他粒子との衝突は弾性衝突と仮定し、熱伝導係数効果は無視して計算した。 $\omega$ は入射電磁波の周波数、 $T_{e0}$ および $\omega_{pe}$ はビーム外の電子温度およびプラズマ固有周波数である。このように非線形屈折率を持つ媒質に入射する電磁波ビームの振幅 $E$ の空間的変化は次の非線形Schrödinger方程式の形で表わされる。

$$i\omega k \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \left( \frac{n_0}{n_0} \right)^2 |E|^2 E = 0 \quad (2)$$

この式を厳密に解くことは困難であるが、アイコナー法<sup>(1)</sup>を用いて、近軸線近似により平行入射する半径 $r_0$ の電磁波ビームの集束距離 $Z_f$ を求めると、次式で与えられる。

$$Z_f = r_0 \left\{ \left( \frac{n_2}{n_0} \right)^2 |E_0|^2 - \frac{1}{k^2 r_0^2} \right\}^{-1/2} \quad (3)$$

$Z_f = 0$ のとき、ビーム半径は進行方向に一定となり、電磁波は自分自身の作る導波管の中を伝播するようになり(self-trapping)となる。このとき、電磁波ビームの全電力 $P_0 = CE_0 \times |E|^2 \pi r_0^2$  である。(3)式から求めると、

$$P_0 = \frac{8\pi C m_e^2 k T_{e0}}{\mu_0 e^2 m_i} \left( \frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 \quad (4)$$

上式から、 $P_0$ はプラズマパラメータと入射波の周波数のみに依存し、ビームの半径はどのようになっているかわかる。全電力 $P > P_0$ のとき、入射ビームは集束されることになる。(4)式と $P$ を使って無次元形式で書き直すと、次式のようになる。

$$\frac{Z_f}{r_0} = 2\pi \frac{r_0}{\lambda} \left( \frac{P}{P_0} - 1 \right)^{-1/2} \quad (5)$$

例として、電離管のパラメータと $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 2,000 \text{ K}$ , イオンは $C^{+}$ のみから成ると仮定し、米国のSPS案に従って入射電磁波の周波数を $2.45 \text{ GHz}$ とすると、 $P_0 = 15 \text{ kW}$ となる。計画によれば $P$ は $5 \text{ GW}$ 程度と仮定するので、ビームは電離管中で集束されることになる。電離管付近でのビームの半電圧半径を $1.6 \text{ km}$ として(5)式により集束距離を求めると $Z_f = 230 \text{ km}$ となる。この結果から、SPSビームは電離管中でのみ集束されること予測される。

[1] Akhmanov, S.A. et al., Soviet Phys JETP, 22(1966), 1025

竹田雅彦・前田 坦  
京都大学理学部

今までの発表(竹田・前田, 1979, 1980)では, 南北対称の条件のもとで, 電離層電流の3次元構造を扱ってきた。ここではこれを(磁気)赤道に関して非対称な場合にも用いられるように拡張する。考え方は, 基本的には対称な場合(Takada and Maeda, 1980)と同様で,  $\sigma = \infty$ を仮定し, さらに電離層外で磁力線を横切る電流は0とした。解くべき式は磁力線座標  $(r, \theta, \varphi)$  を用いて, 電離層内の各点において以下のようになる。

$$a \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + b \frac{\partial^2 S}{\partial \varphi^2} + d \frac{\partial S}{\partial t} + e \frac{\partial S}{\partial \varphi} + f = -\frac{\partial}{\partial r} (h_r h_{\theta} j_{\theta}) \quad (1)$$

ここで  $S$  は静電ポテンシャル,  $h_r, h_{\theta}$  は経緯角因子,  $j_{\theta}$  は磁力線せいの電流であり,  $a, b, d, e, f$  は電気伝導度と係数の関数である。

(1)式を両半球の電離層内で積分してそれを境界条件(電離層下端で垂直電流が0)を用いて解く。

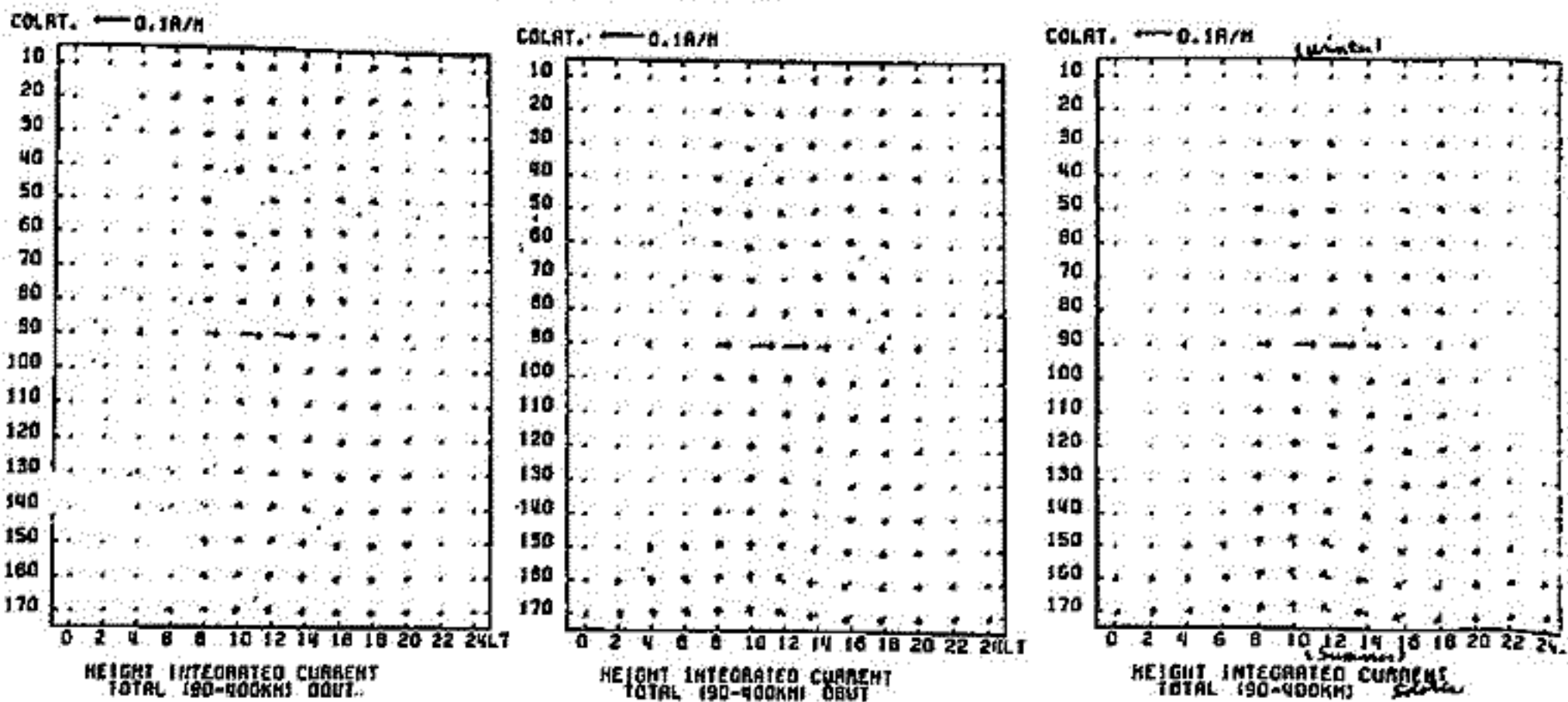
ここで扱うものは, 風は geographic に関して対称な (1, -2) mode の擾乱風とし, 地球磁場が geographic から23.5°をなすことを考慮した UT 変化と, conductivity の分布を 23.5°だけずらした solstice condition である。結果の一部は下に示してあるが, 両方の場合共に, 電離層内の電流と同程度の field aligned current を生ずるとし, UT 変化は擾乱もある程度説明できることがわかった。

文献

竹田・前田, 第6回国際宇宙科学大会, 15頁, 1979

竹田・前田, 第7回国際宇宙科学大会, 1175頁, 1980

Takada, M. and H. Maeda, Three dimensional structure of ionospheric currents—2. Currents caused by diurnal tidal winds. J. Geophys. Res., 85, 6815-6829, 1980.



電離層内の height integrated currents

— tide以外の効果 —

竹田雅彦・前田 坦

京都大学理学部

電離層内Sq電流系の generator としては潮汐風, 特に (1, -2) mode の solar tide が主なものと考えられているが, 潮汐風以外の generator も考えられる。ここではそのうち steady wind と磁気圏 origin の field aligned current の寄与を, 3次元構造を考慮に入れて考察する。

前者については, Dickinson et al. (1977) の equinox condition のモデルを用いて計算した結果 zonal wind, meridional wind のいづれもがそれぞれほとんどの電流を流すことがわかった。

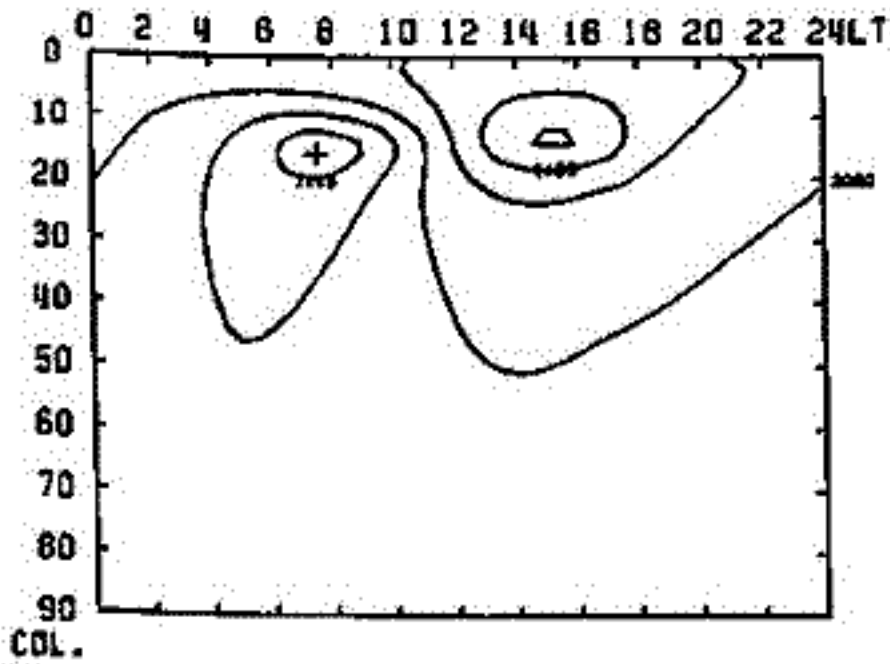
後者については, 経度 75° を中心とした 25° の範囲の昼間側に 9h, 15h をそれぞれ downward, upward のピークとするような field aligned current (それぞれ  $1 \times 10^7 A/m^2$ , 全電流  $\sim 2 \times 10^5 A$ ) を与えた結果, 赤道ジェット電流として  $1.5 \times 10^2 A/m$  を生じることがわかった。この程度では Sq 電流系そのものに大きな影響を及ぼすとはないと考えられる。

文献

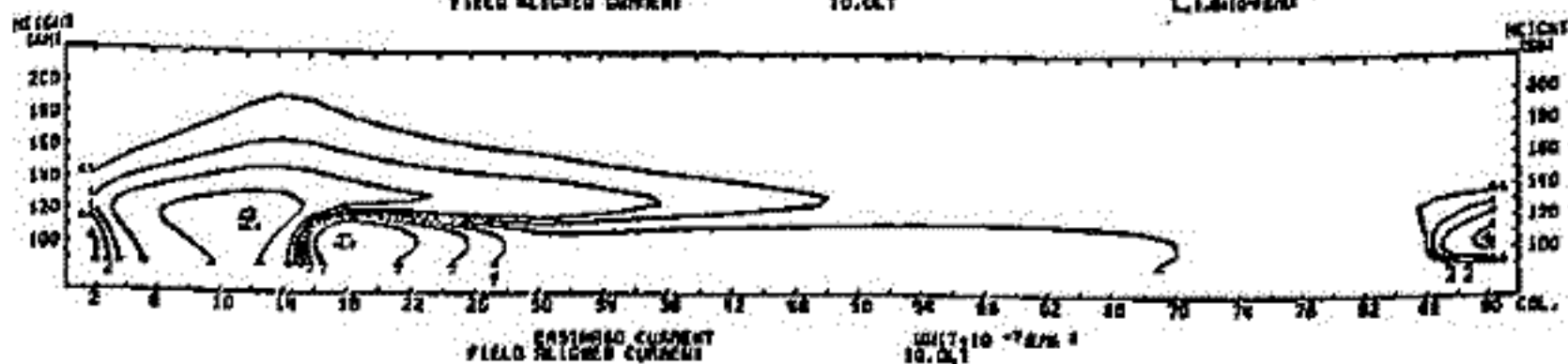
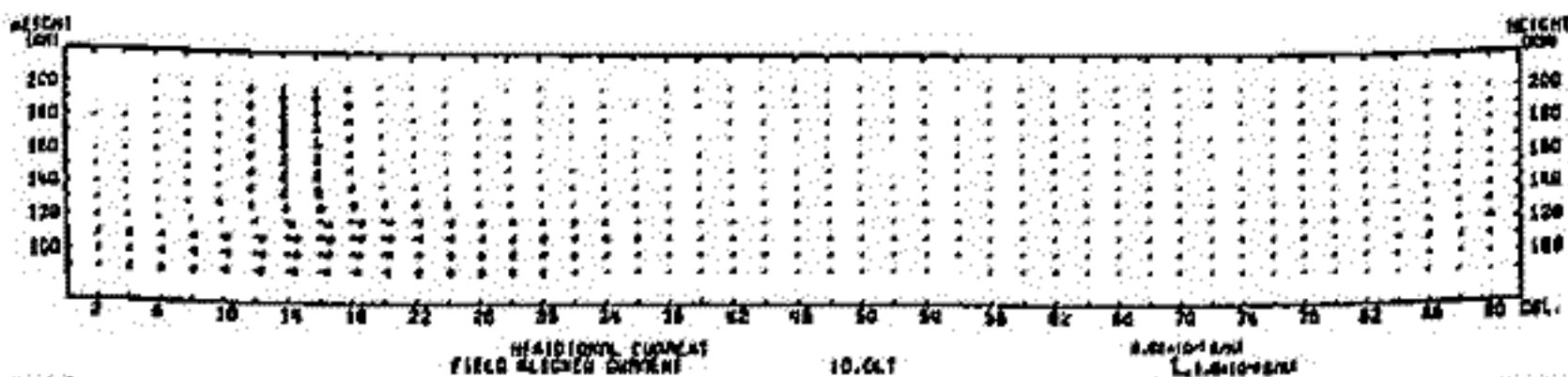
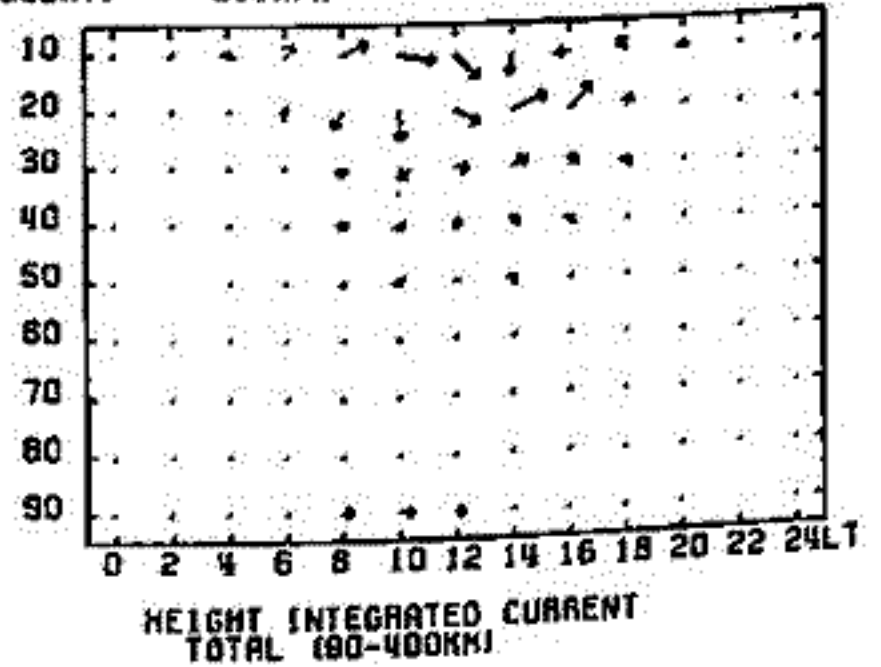
Dickinson, R.E., E.C. Ridley and R.G. Roble, Meridional circulation in the thermosphere, J. Atmos. Sci., 24,

1957-1958, 1975

ELECTRIC POTENTIAL AT 90 KM  
PEAK AT (15., 135.)



COLAT. ← 0.1R/H



Field aligned current (A/m<sup>2</sup>)  
potential (V) (±)  
height integrated current (A/m)  
赤道ジェット電流 (10, 15)

# 磁気赤道地帯ダイナモの内部構造

前田 憲一  
京都産業大学理学部

## 従来までの経過

Davis 等が南米ペルー沖のロケットを打ち上げてダイナモ jet 電流を測った実験のデータは、磁気赤道地域の jet 電流領域の内部構造を明らかにする上に、極めて貴重な資料である。実験は低太陽活動度で春分の地方時 11 時前後で、高さの範囲は 90 km から 150 km まで、磁気緯度としては  $-1^\circ$  (南緯) から  $0^\circ$  を経て  $+2^\circ$  までで、その中心は  $+7^\circ$  と  $+10^\circ$  内外での観測もある。

筆者が問題としたのは jet 電流密度 (東向き,  $j_y$ ) の高度分布である。ダイナモ層内で垂直電流 ( $j_z$ ) がゼロとすると仮定の結果得られる所謂 Cowling cond. ( $\bar{\sigma}_{yy}$ ) が磁気赤道地帯で作用するとすると、東西電場を  $E_y$  として、ダイナモ電流は

$$j_y = \bar{\sigma}_{yy} E_y \quad (1)$$

となる。  $E_y$  は高さにも関係なく一定と仮定されるので、  $\bar{\sigma}_{yy}$  を計算で求め、  $j_y$  は観測値を用いると、(1) を満足する  $E_y$  が求まる筈である。これは  $E_y$  を一定とする限り不可能であることが判明した。

そこで  $j_z = 0$  の制限をはずし、磁気子午面内の電流 (西向き  $j_x$ , 北向き  $j_z$ ) を仮定することにした。  $j_y$  が高さ (z) と緯度 (x) の座標に付して変化する (観測にある) 場合、さらに (1, -2) の風系を考慮に入れて若干の理論的取扱いは行い、  $E_y$  の取りべき値を求めた。その結果は  $E_y = 0.5 \sim 0.6 \text{ mV/m}$  である。

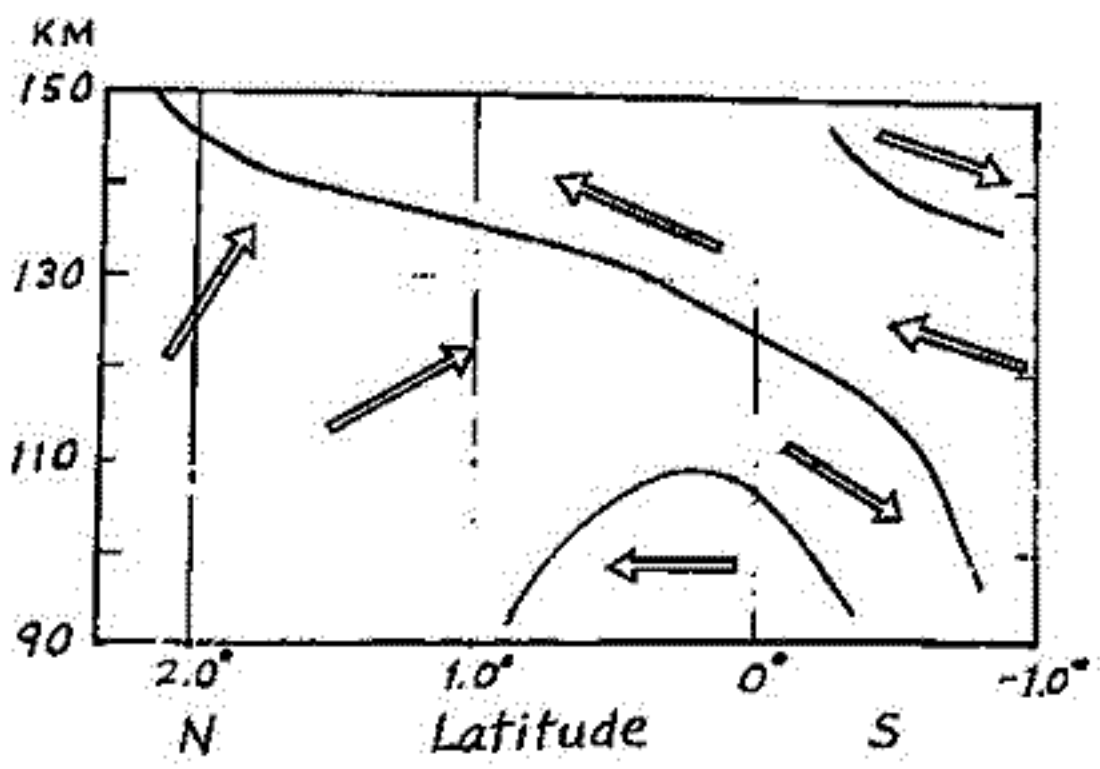
## 磁気子午面内電流系

理論的取扱いの結果、  $j_x$  は次式で求められる。

$$j_x = M - N - P + \epsilon E_y + Q \quad (2)$$

ここで  $M, N, P$  は  $j_y$  (観測値) と cond. ( $\sigma_1, \sigma_2$ ) より、  $\epsilon$  は cond. より、  $Q$  は風の加速と cond. より計算されるので、先に述べた  $E_y$  を用いて  $j_x$  を求めることは可能である。次に  $j_z$  と  $j_x$  を用いて

$$j_z = -A_x j_x + A_y j_y - B E_y - F_2 \quad (3)$$



より計算される。ここで  $A_x, A_y, B$  は cond. より、  $F_2$  は風の加速と cond. より求められる。

このようにして得られた電流系を大きく示す図とある。  $dip = 0^\circ$  の線は完全に南行、北行の電流が入り乱れ、南北対称性が失われていく。

東西電場  $E_x, E_z$  についても報告する。

中山泰雄 前田坦  
京大理学部

地磁気嵐時、極域に流入するジェット加熱によつて、熱圏に大規模な封流が生じることを、観測、理論の両面から言われてきた。我々も過去何回かにわたつて、地磁気嵐時の熱圏がイオンospheresの数値計算の結果を報告してきた。

ところで、地磁気嵐のtime-scaleは1~数日であり、その為、地磁気嵐時の熱圏がイオンospheresのtransientな現象と考へられるが、一方そのtime-scaleからみて、コリオリ力の効果も無視出来ないと言へる。コリオリ力は、Mayr and Volland (1973)によつて、 $\omega \sin \theta \sim 0.733 \rho_0^{-1}$  という、球関数の低次の項を用いて近似された。又、Straus (1978)は定常モデルとして、ベクトル球関数を用いることにより、コリオリ力を含む熱圏がイオンospheresを計算した。我々はコリオリ力の効果をより明らかにする為、極域に流入するジェット加熱による熱圏がイオンospheresを、コリオリを含む下記の方程式を用いて数値計算した。経度方向は一様とし、遠慮場内垂直成分と水平成分に分離し、スカラー量はスカラー球関数で、水平速度ベクトルはベクトル球関数で展開した。

下図はその計算結果であり、経度65°、高度300kmの子午面風の時間変化を、コリオリを含む場合と、含まない場合に比べて示してある。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{C_p \rho_0} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - \frac{\partial T_0}{\partial t} - (1-\gamma) T_0 \nabla W + \frac{Q}{C_p \rho_0}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r} - 2 \Omega \times W$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{f}{\rho_0} \rho$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P_0}{\partial t} \omega + \rho_0 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \omega) + \rho_0 \nabla W = 0$$

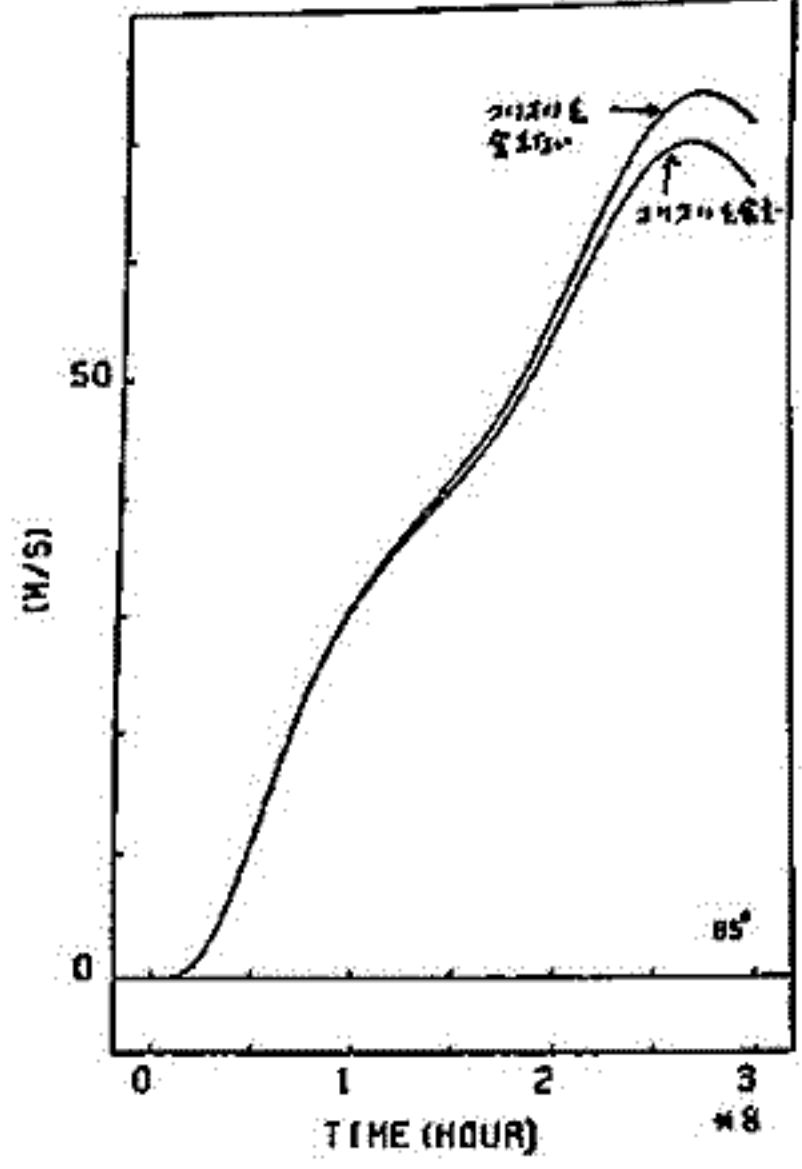
$$P = \rho_0 K T + \rho_0 R T_0$$

- T: 温度
- W: 水平速度
- $\omega$ : 垂直速度
- f: 密度
- P: 圧力
- K: 熱伝導率
- $C_p$ : 定積比熱
- $\gamma$ : 比熱比
- Q: ジェット加熱
- $\Omega$ : 地球の内速度
- $\mu$ : 粘性係数

References

Mayr, H.G. and H. Volland, *J. Geophys. Res.*, **77**, 4776, 1972  
 Straus, J.M., *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **16**, 183, 1978.

MERIDIONAL VELOCITY AT 300 KM



# 柿岡における He 10830 Å の強度変化(I)

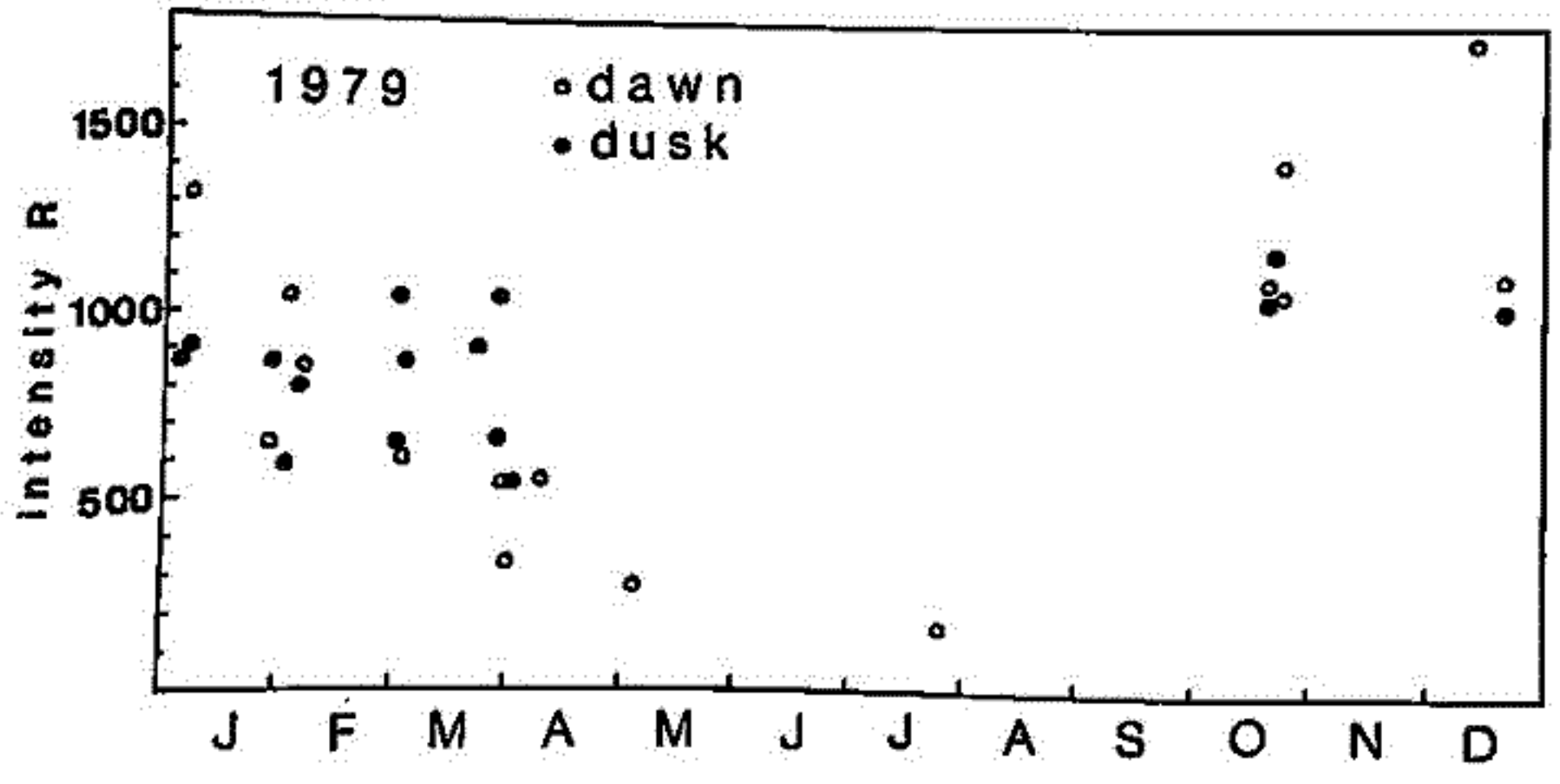
鈴木勝久, 門倉真二 (東大理)

He 10830 Å の柿岡における観測方法, 結果の速報についてはすでに報告してある\*。観測は1978年9月から行われているが, それらのデーターについて結果をまとめたので報告する。

- i) まず季節による発光強度の変動であるが, 11~12月にかけて強度がピークになることが明らかになった。(図参照)これはヘリウム密度の季節変化, 及び磁気共役点で生成された光電子が磁力線に沿って輸送され励起ヘリウムの生成を促進することと考えるとよい。
- ii) 次に明方, 夕方の強度についてであるが, 個々の観測日によって強度変化の様子が異なり単純でないことが分った。しかしほぼすべての太陽天頂角で, 夕方とそれに続く明方の強度を比較すると夕方のほうが大きい。発光が観測される時刻の太陽天頂角は明方のほうが5~10度小さいことが分った。これは従来の中緯度の観測で得られた, 明け方強度が強い(太陽天頂角が105度において)という結果とは異なるものである。我々のモデル計算からも明け方強度が強くなるという結果は得られなかった。
- iii) 個々の観測日で強度の変動があるが, 冬季異常に強度が増加する観測例があった。しかしまだ観測例も少なく, 地磁気擾乱やその他の地球物理的パラメーターとの関連についてはつかめていない。

\* 第64回 電気磁気学会予稿集 1978.

第66回 " 1979.



太陽天頂角 105° における発光強度

# 1-28 柿岡における $\text{He} 10830 \text{\AA}$ の強度変化(II)

門倉真二, 鈴木勝久(東大・理)

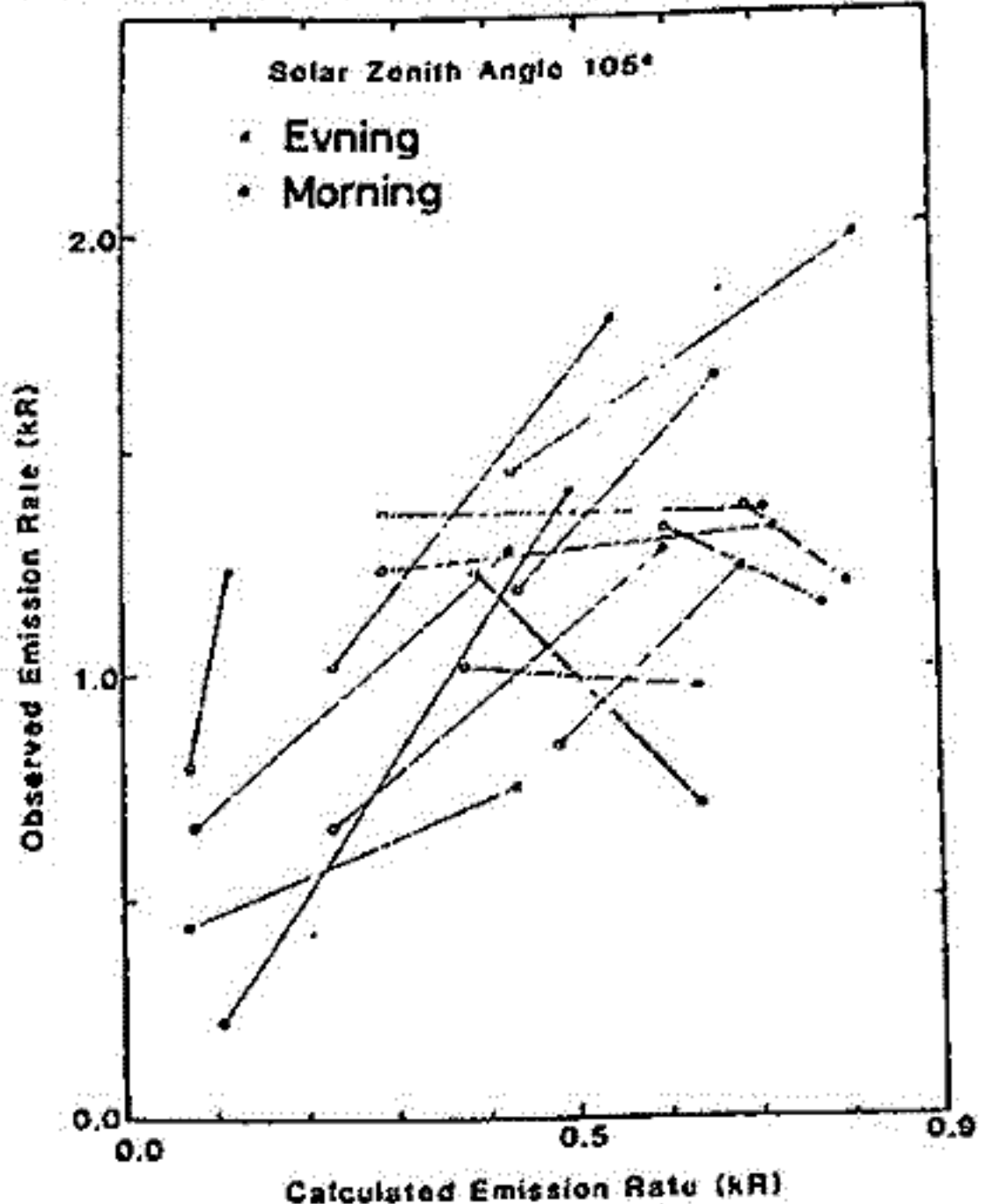
◎ 薄明時(太陽天頂角  $\alpha: 100^\circ < \alpha < 120^\circ$ )  $\text{He} 10830 \text{\AA}$  大気光強度について、数値計算を行ない、観測値と比較した。条件は次のとおりである。

- 1) 大気モデル: CIR A'72
- 2) 電離層: 電波研・国分寺のデータ ( $f_oF_2, M(3000)F_2$ ) により、 $\gamma_m, h_m$  を定める。
- 3) 太陽EUV: M.R. Torr et al., G.R.L., 6, 771, (1979) による。
- 4) 光電子輸送過程: Two Stream Method [G. Lejeune, P.S.S., 27, 561, (1979)]
- 5)  $\text{He}$ 輸送過程: Exobaseより下  $\rightarrow$  4) と同じ。  
上  $\rightarrow$  弾道運動(無衝突)

## ◎ 結果

- 1) 具体的な柿岡での観測の条件に関して、 $\alpha$ 依存性を求め、観測結果とよい一致を得た。
- 2) 観測では、 $\alpha$ 依存性が、四次曲線的な変曲点のある構造を持つことがある。今回の計算ではこの構造も再現され、その原因が、 $\alpha$ 変化による急激な変化と、 $\alpha^*$ (共役点での太陽天頂角)変化による急な強度変化のおこる時刻が異なるためであることがはつきりした。
- 3) 外圍温度  $T_w$ -依存性については、季節や  $\alpha$  により異なるが、 $0.1 \sim 0.2 \% \cdot \text{deg}^{-1}$  程度の範囲内であった。
- 4) 共役点の外圍温度  $T_w^*$  についての依存性については、 $\alpha > \alpha^*$  かつ、 $\alpha^* > 100^\circ$  の時にみられ、 $0.00 \% \cdot \text{deg}^{-1}$  から  $0.25 \% \cdot \text{deg}^{-1}$  にも変化する。
- 5) 同じ  $\alpha$  について、朝夕の強度の違いを各晩毎(1回の観測)に、観測と計算で比べた。(右図。一晩毎に、線でつないでいる。)

図のように、計算値に比べ観測では朝方が相対的に強くなるグループと、朝夕の違いが計算、観測でほぼ一致するグループに分けられた。





# Simmered Dye Laser による上層大気の観測

長次親生, 内海通弘, 藤原玄夫, 広野求和  
九大 理

ライダー観測において, 色素レーザーは従来, その同調性と高出力を利用して主に, 中間層ナトリウム層の観測のために用いられてきた。これは, ナトリウムの共振波長が, 色素レーザーの発振波長中, 最大出力の得られる波長と一致するためである。したがって他の金属元素やエタロゾル, NO<sub>2</sub>などの測定のためには, さらに高出力発振領域を拡げることが必要である。特に金属元素の共振波長の多くが存在する4000Å付近は, 注目される。

色素レーザーの発振形式からは, 同軸レーザーの利用が, 短波長発振には有効であるが今回は, 実用上, より Simple 直管型色素レーザーを Simmered することによって, 4600Å 付近で normal 型色素レーザーの2倍の出力を得ることができたので, この装置の概略を報告するとともに, これをライダーに利用することによって中間層ナトリウム層の観測をさらに効率的にするばかりでなく, Rayleigh 散乱を利用した大気密度と温度の測定を, さらに高精度に行うことを述べる。

また最近, 導入した300MHzの広帯域を有する光子カウンターと, そのデータ処理システムによって, 中間層ナトリウム層の観測と, 同時に, 成層圏エタロゾルの観測も, 可能になった。

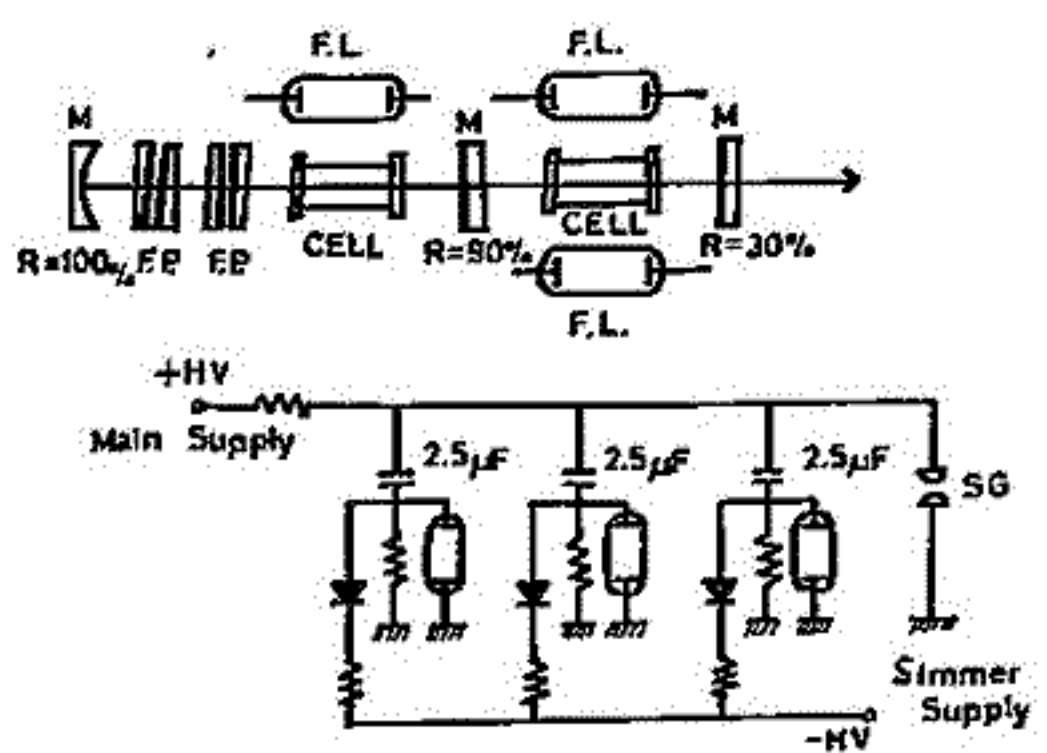


図1 Simmered Dye Laser

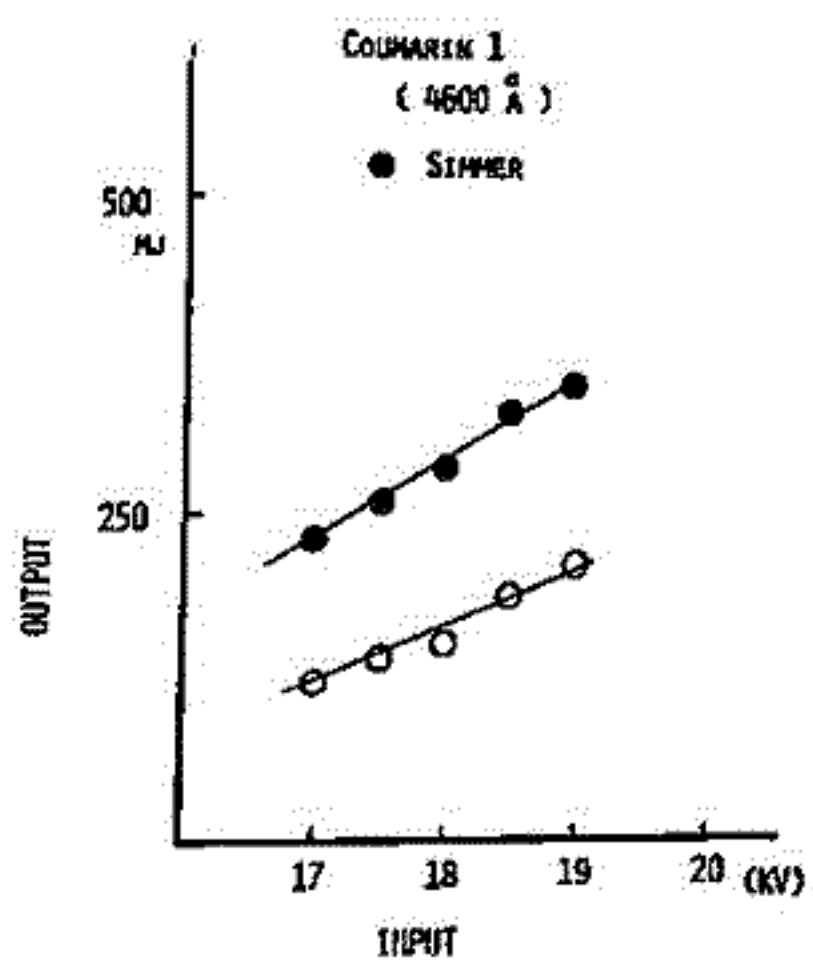


図2

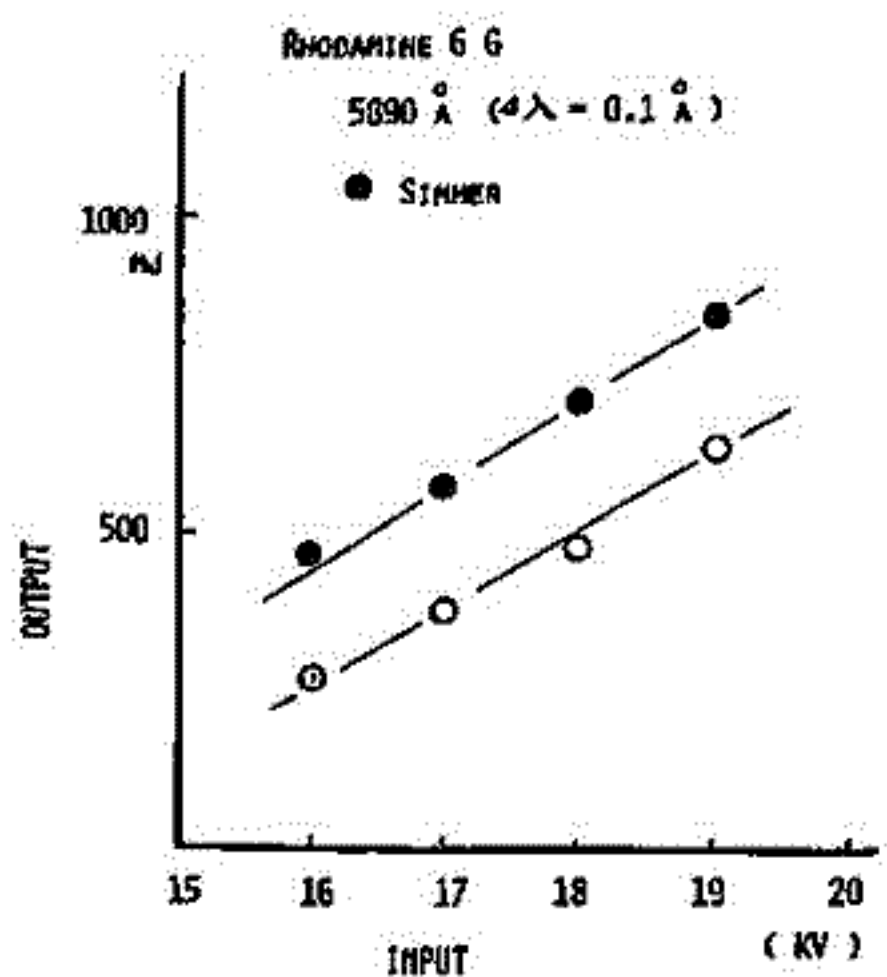


図3

# ライダーによる中間圏ナトリウム層の観測

## —最近の観測—

長沢親生, 内海通弘, 広野求和  
九大. 理

レーザーの改良によって, 狭帯域高出力を維持したままで, all night の観測が, 容易に可能になった。その一例を図2に示す。今回は, これを利用して以下の2点に, 特に注意して観測を行った。

### (1) 日出, 日没時の観測

昼間を含めた24時間観測が, 理想的ではあるが, レーザー光の散乱光の Background である太陽光などが, 強力なために, 特殊な狭帯域フィルターを必要とする。したがって日出, 日没時の観測によって昼間のナトリウム層を, おしほかる試みである。また日出, 日没時の中間圏の急激な変動に対するナトリウム層の影響を知るためでもある。結果は現在解析中であるが, 85 Km 付近のナトリウム層が日中に増加しているのではないかと, 思える。

### (2) 高さ分解能の高上

ナトリウム層には, 図1に示すごとく, 広い層の内部に, さしめて薄いナトリウム層が, 存在する場合がある。これらの時間的変動を知る目的と, ナトリウム層の, ある種の保存量であることを決定すると内部重力波や, 諸々の波動によって disturbed されることが考えられる。したがって, これらの wave like な構造をできるだけ正確に知るためには高さ分解能を, できるだけ上げることを望む。今回は, 0.75 Km の分解能で長時間観測に成功した。

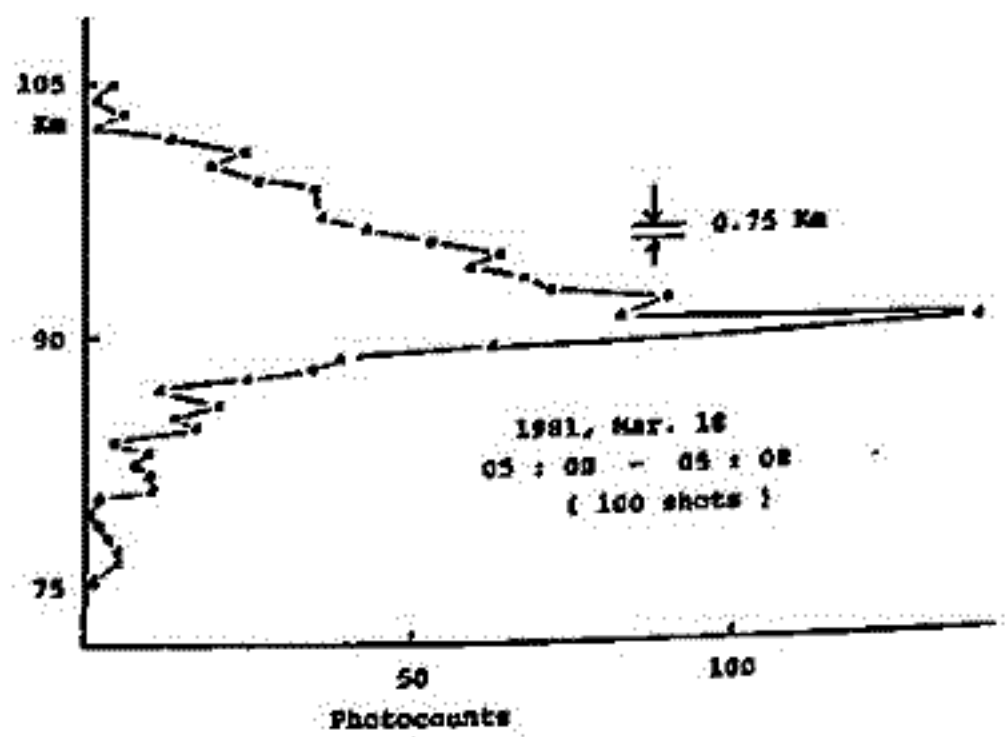
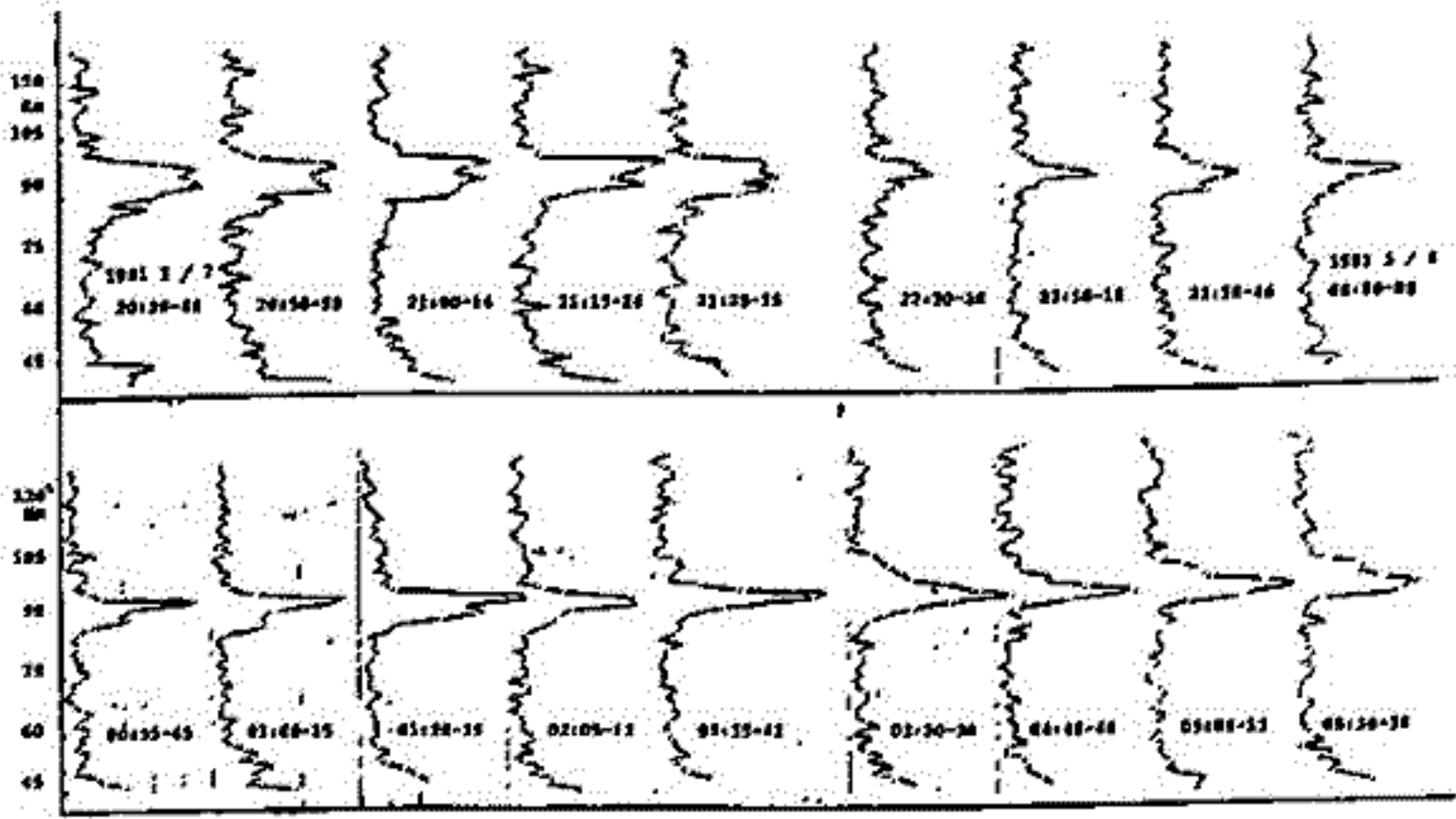


図 1

図 2



内海通弘 長沢親生 藤原玄夫 広野求和

九大理

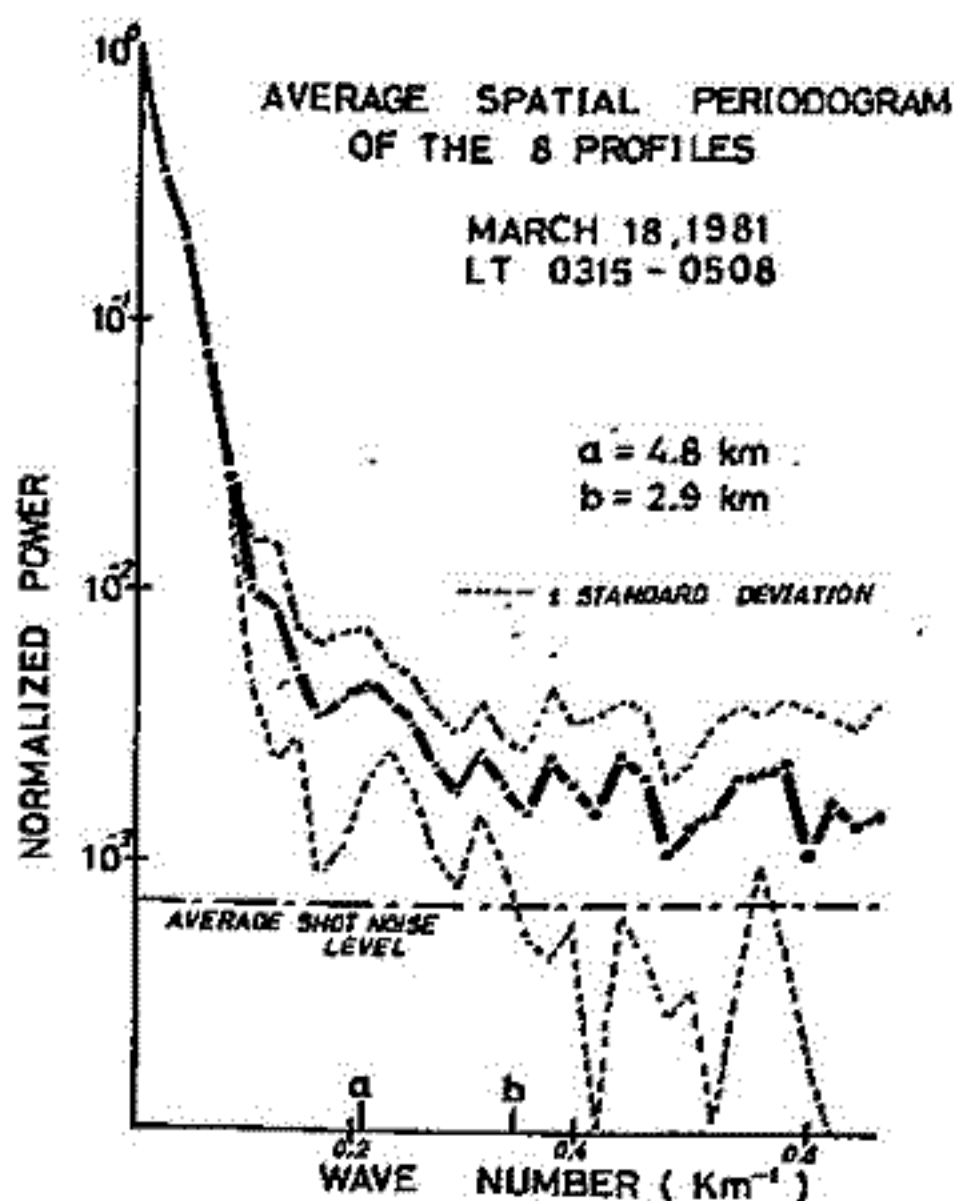
中間圏ナトリウム層の波状構造は、しばしばある位相速度を持ち下降していることが報告されている。最近、Shelton et al.<sup>1)</sup>は、ナトリウム層の波状構造が、内部重力波を反映していると仮定し、その response の程度を見積っている。

実際のナトリウム層の波状構造を波動現象と結びつける前に、受信系のノイズ、バックグラウンド等がどうデータに影響するかを議論しておく必要がある。そこで、生データにスペクトル解析を試みた。1プロファイルを、100ショット(8分)とし、15分間隔で観測を行った。距離分解能750mのデータを Rowlett et al.<sup>2)</sup>と同じ手法を用いて解析を行った。下図に平均した空間的ペリオドグラム(A.S.P.)の一例を示す。スペクトルがショットノイズレベルにうまるところは、波長にして、2.9 km であることがわかる。このように、ノイズをデータから差し引く基準として、A.S.P.を用いることができる。また、この夜の場合、波長にして、4.8 kmの波が卓越していることがわかる。このような基準をもとに、種々のフィルターをかけ、逆FFTを用いて、位相速度を議論することができる。

現在、継続中の観測データに対し、このような計算を進めている。

### Reference

1. Shelton, Gardner and Sechrist G.R.L. 7, 12, 1980, 1069-1072
2. Rowlett and Gardner, Richter and Sechrist G.R.L. 5, 8, 1978, 683-686



# 中間圏ナトリウム層の観測

## I - 測定法

上山 弘, 富田 三喜, 大沼利弘, 田野 肇  
東北大学理学部超高度物理学研究施設

われわれは蔵王観測所において昨年の秋以来本格的な中間圏ナトリウム層の観測を行なっている。シーガーは4秒毎に一晚中連続して打上げるが、受信信号は5分毎に集収して記録する。今回は、受信記録の解釈についての問題点を検討したうえで、ナトリウム層およびエアロゾルの定量的な計測法について報告する。

望遠鏡(視野5mmrad)に入射した光をフォトカウンティング方式により電気的に処理し、1024チャンネルのマルチチャンネルアナライザに一旦蓄えたりえ、マイクロコンピュータを通してフロッピーディスクに記録する。中間圏ナトリウム層の定量的な計測を行なうには、1 shotごとに異なる出力パルス

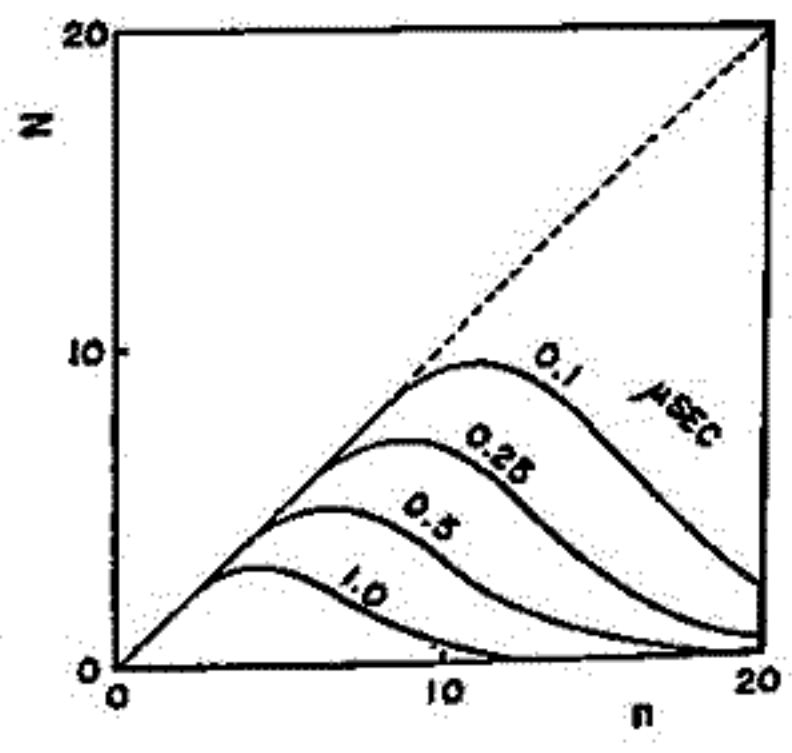


Fig. 1

時々刻々変化する大気による extinction などとを補正するため、適当な高さからの Rayleigh 散乱を正確に検定しておかなければならない。このためには望遠鏡の受光 photon 数と電気的信号の count 数との関係、即ち測定系の効率を把握しておかなければならない。ある強度の光の入射によるフォトマルチplier 管生成数の確率分布が Poisson 型であるということに基づいて、信号の散逸の確率を示したのが Fig. 1 である。このような測定系を用いると理想的に得られるべき Rayleigh 散乱の profile と実際に得られる profile は大きく異なる (Fig. 2)。以上のような検証を行ない、実際のデータに fit させたのが Fig. 3 で、この図に見られるように中間圏ナトリウム層の観測の副産物として、下層のエアロゾルの分布に関しても十分に信頼し得るデータが入予じました。

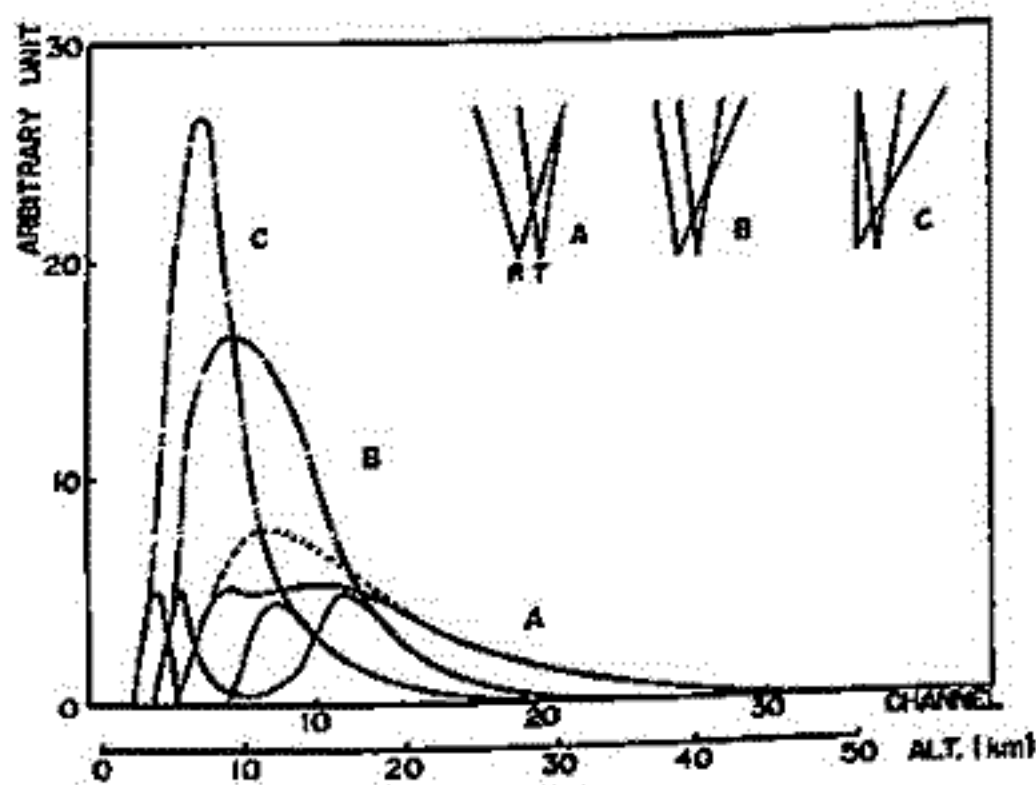


Fig. 2 Rayleigh 散乱のモデル計算

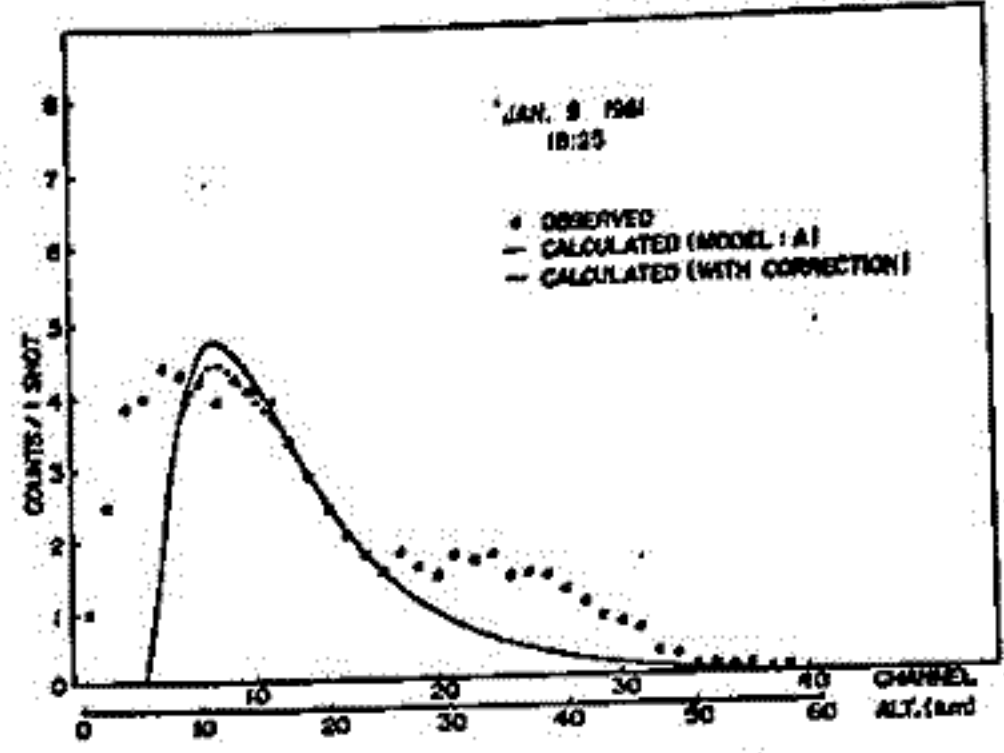


Fig. 3 モデル計算と観測結果

# 中間圏ナトリウム層の観測

## Ⅱ - 観測結果

藤田ニミ彦, 上山 弘, 大沼利弘, 岡野幸一  
東北大学理学部超高度物理学研究施設

昨春秋以来のナトリウム層の観測結果を  
まじめて報告する。Fig. 1は今年の1月までに  
得られたデータをもとにして描いたナトリウム  
のtotal contentの季節変化である。秋から冬  
にかけてナトリウムは徐々に増加の傾向を示し  
ている。Fig. 2, Fig. 3は1時間毎のナトリ  
ウム層のプロファイルを示したものである。  
その主な特徴は、

- 1) 夜半過ぎに従来の peak より下層に  
新たな peak が現れ、明け方になるとこれ  
後々に発達する。
- 2) 同時に、ナトリウム密度の分布は極大の  
高さに対して非対称性が顕著になる。
- 3) ナトリウムの total content は明け方に  
増加する傾向にある。

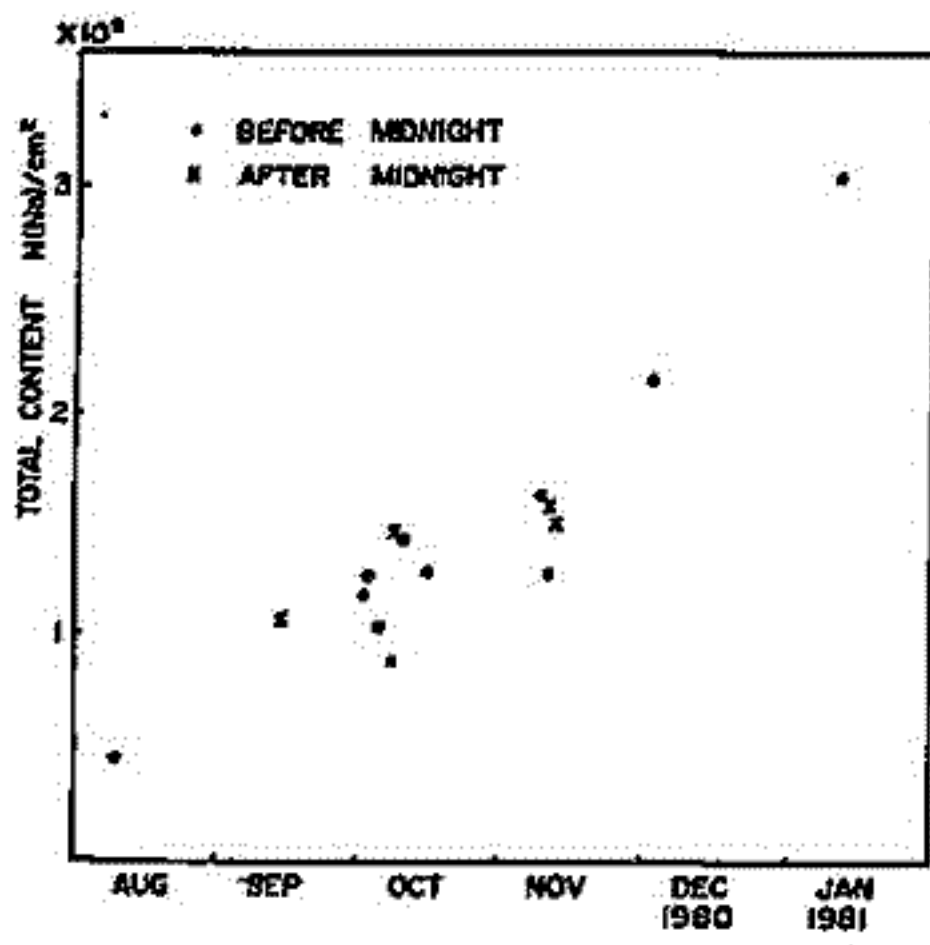


Fig. 1 ナトリウム total content の  
季節変化

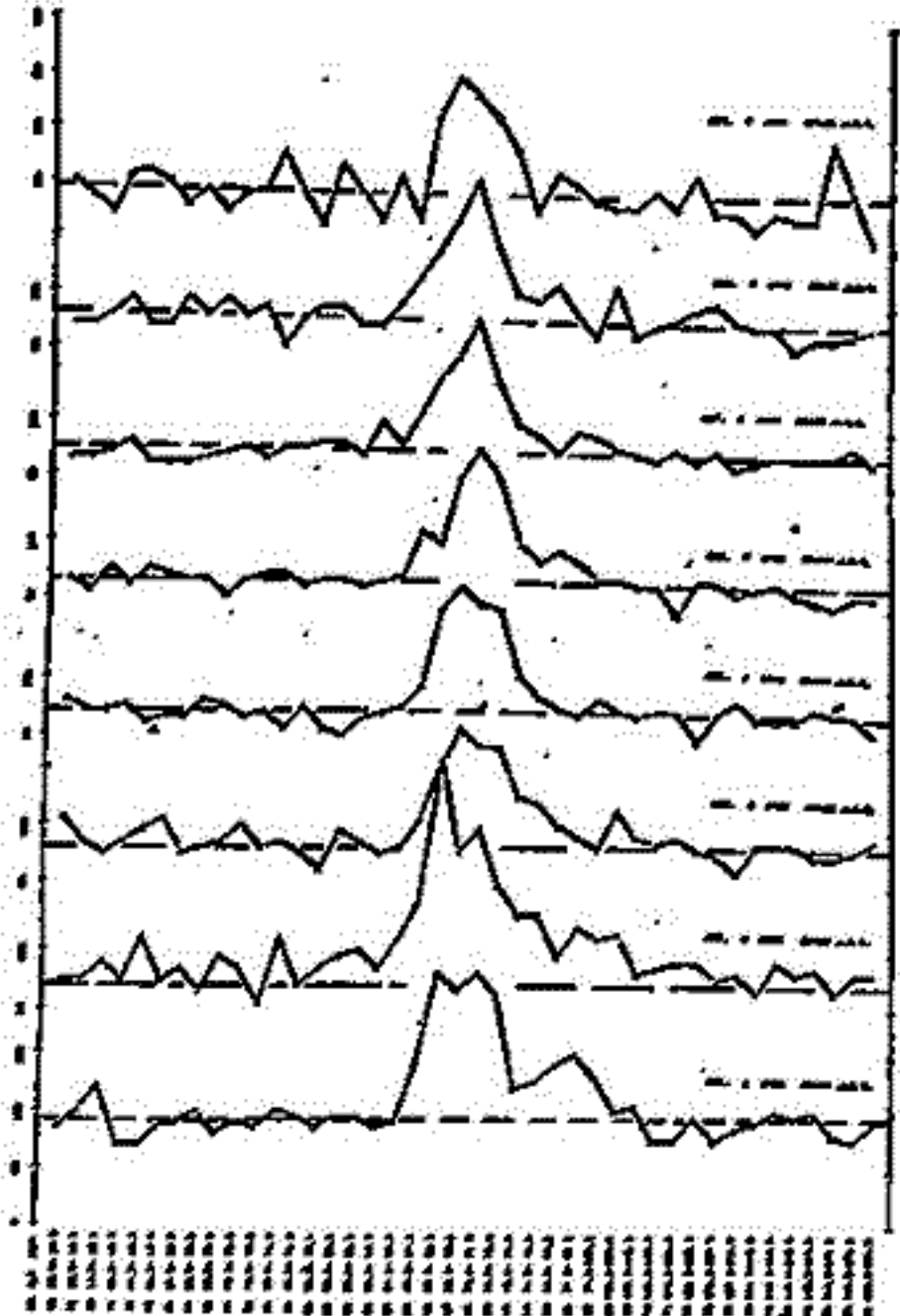


Fig. 2 1980年10月7日の晩の  
観測結果

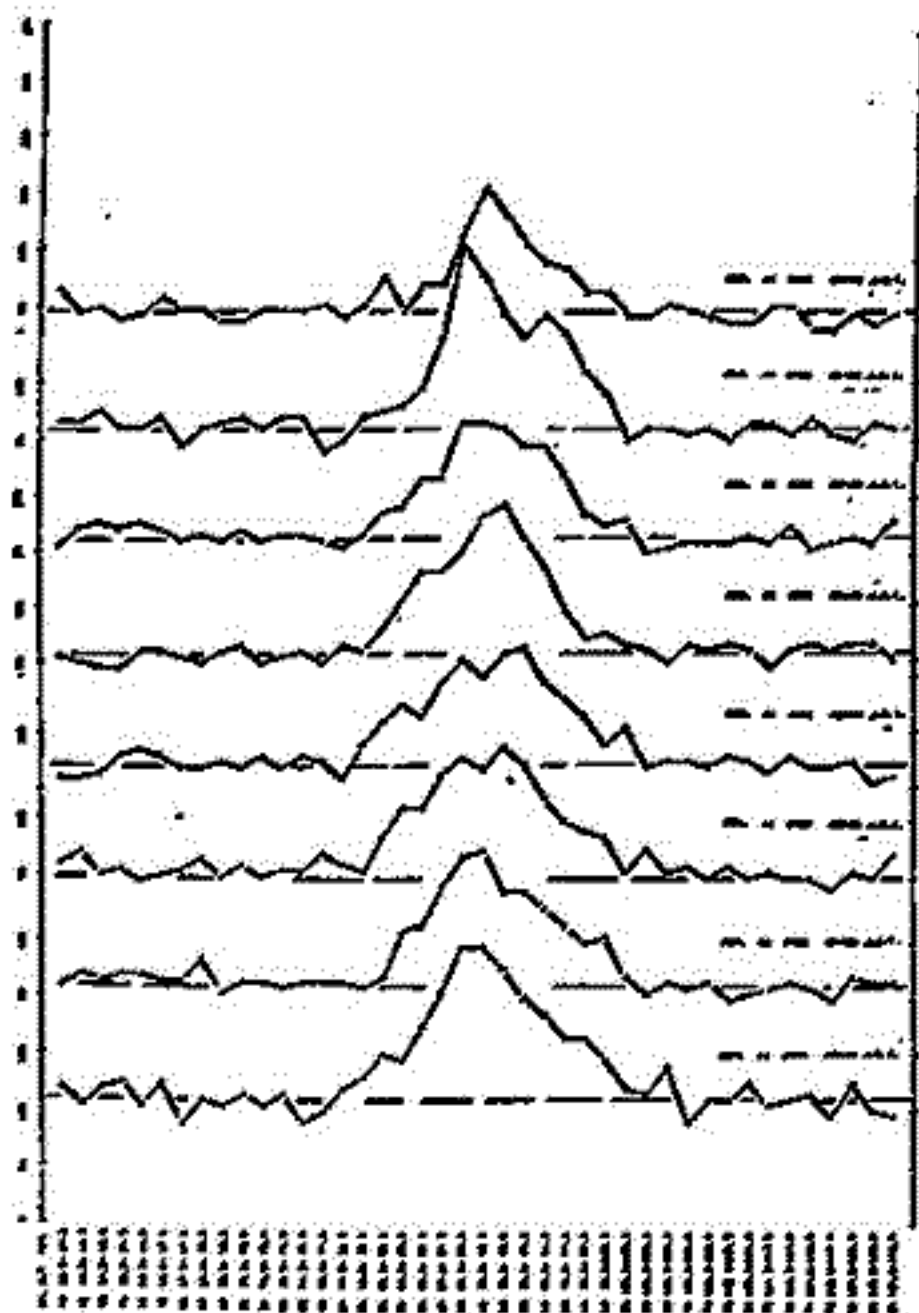


Fig. 3 1980年11月10日の晩の  
観測結果

Toshihiro OGAWA ( Geophys. Res. Lab., Univ. Tokyo )

An International Ozone Rocketsonde Intercomparison was made at NASA Wallops Flight Center in October and November 1979, as a part of the Global Ozone Research and Monitoring Project of World Meteorological Organization (WMO), and under the project management of U.S. DOT-FAA. The objectives were to compare the performances of rocket borne instruments via a set of simultaneous intercomparisons of various rocket borne instruments under at least two sets of conditions such that: (1) The precision of various rocket ozone instruments is established. (2) A common data base can be assembled from existing rocket soundings. (3) Reference points are established for each participating experimenter for evaluation and use of future data. In pursuit of these objectives, it was decided that six sensors from each participant ( Australia, Canada, India, Japan and two U. S. ) would be flown in order to accomplish a statistical sampling to validate the mission data base.

The international payload was a composite of instrumentations from Australia, Canada, India and Japan to be flown on-board a Nike-Orion vehicle which by early jettison of sensor cover doors, allowed data to be acquired on the ascending leg of the trajectory, and by employing a spin table/electric drive motor located between the convolution points of a high altitude reinforced parachute and the main experiment package, allowed the sensors to acquire data on the descending leg of the trajectory as well. This configuration provided two significant advantages; (1) the data period was extended from the normal two minutes ( ascent time ) to something in excess of thirty minutes with two opportunities to make ozone measurements in the same altitude regions and (2) with the special reinforced mylar parachute configuration, the sensors was aeri ally recovered for post-flight calibration and reflight if necessary. The Canadian instrument which measured in the ascending mode only descended on a separate cross parachute for attempted water surface recovery. The two U. S. system, the Super Arcas Chemiluminescent Ozonesonde and the Super Loki Optical Ozonesonde were flown in the usual manner on separate rocket system. A modified version of the Australian sensor package was launched on a night with a full moon on a single stage Orion in comparison with the Super Arcas Chemiluminescent Ozonesonde.

In order to facilitate comparison of ground based measurements and in situ measurements, intensive measurements of the total ozone were made with seven ground based instruments at Wallops during the experiment period. Two Dobson units, the "standards", included in this complement provided not only standard total overburden measurements, but also modified Umkehr measurements. Both the ground based measurements and the in situ measurements were in conjunction with the Nimbus-7, SAGE and DMSP satellite overpass. To complete the support requirements for these rocket launches and ground based measurements, the Electrochemical Cell (ECC) balloon ozonesonde measured the vertical distribution of atmospheric ozone, the Super Loki Sphere derived atmospheric density and wind data, and the Super Loki Datasonde provided vertical profiles of temperature and winds.

A "Triad" of experiments was conducted around local noon in order to yield a sufficient number of profiles for an objective (Statistical) comparison. The "Triad" was three subsets of "A" flown approximately forty minutes before noon, at noon and forty minutes after noon coordinated with a Nimbus-7 overpass, where a subset of "A" contained one Nike-Orion (four of the participants), one Super Loki and one Super Arcas vehicle ( the U.S.). Two subsets of "A" were to be flown in the morning with a solar zenith angle of 70° to determine the effect of high solar zenith angle on instrument performance. This effort was to be coordinated with a Nimbus-7 overpass. One subset of "A" would be performed at sunset coordinated with a SAGE satellite overpass since there are a large range of mesospheric ozone values observed from both rockets and satellites near sunset. A special intercomparison at night between the Australian and the U. S. chemiluminescent instrument coordinated with the DMSP satellite overpass.

# 吸光スペクトル法による大気オゾン全量の予備観測

柴崎和夫・小川利紘  
(東大 理)

大気中のオゾン全量の観測においては、ドブソン分光計による測定が世界各地で継続的に実施されている。ドブソン法では近紫外の2~4波長の太陽放射光強度を測定し、差分吸光法によってオゾン全量を求めている。この手法は現在標準的なオゾン全量測定法とみなされ、オゾン量の変動などを調べる為のデータを提供している。しかしながら、様々な測定・解析上の問題点(吸収断面積の温度依存性、下層大気中での種々の散乱)が存在していることも事実であり、人為的な環境汚染によるオゾン層の変動などを長期的にモニターするうえでより高精度、あるいは相互比較が可能となるようなオゾン測定装置の開発には大きな意義が存在する。

今回報告するのは図1に示したO<sub>3</sub> Huggins帯の、310~340nm、特徴的な吸収スペクトルを測定してオゾン全量を定量しようという試みである。原理的にはNO<sub>2</sub>の測定に用いた吸光スペクトル法<sup>1)</sup>と同じである。この近紫外領域に比べて、太陽放射光は可視域が圧倒的に強度が強いため、分光計としては迷光の少ないダブルモノクロメータを採用している。さらに入射スリット前にフィルターを置いて可視光の除去を行っている。

オゾン全量の絶対値を決めるには基準となるスペクトルが必要であり、原則的にはO<sub>3</sub>による吸収の存在しないスペクトルが望ましい。今のところはそのようなスペクトルは存在しないので、現段階では太陽天頂角の小さい時のスペクトルを仮に基準にして解析を試みている。今回は観測システムの概要、予備的な観測結果について報告する。

1) 柴崎 他 宇宙研報告 15 (18), 83 (1979)

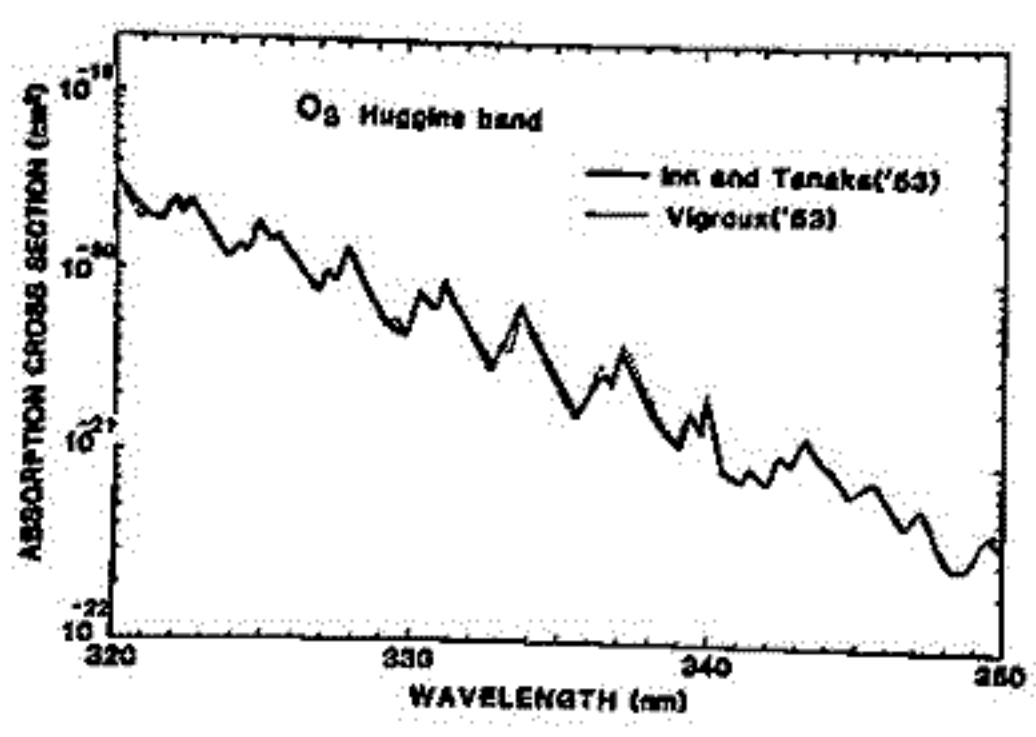


図1

# フラネタリ-波による オゾン輸送機構

川平 浩二  
(京大・理)

## 1. はじめに

フラネタリ-波によるオゾン輸送機構について、前回は1次元モデルによって考察してきた。主として特筆は、いわゆる 'transition layer' (dynamical & photochemical effect が相互に作用(合う形)の役割が極向き輸送にも、重要な役割を果すこと、又、波による輸送はその創成構造に強く依存する点である。今回は1次元モデルの拡張として同様の問題について考える。とくに強調したいのは、polar night と mid latitude には含まれた、'transition latitude' の役割が極におけるオゾン事象にどのような効果をもたせようかの考察である。

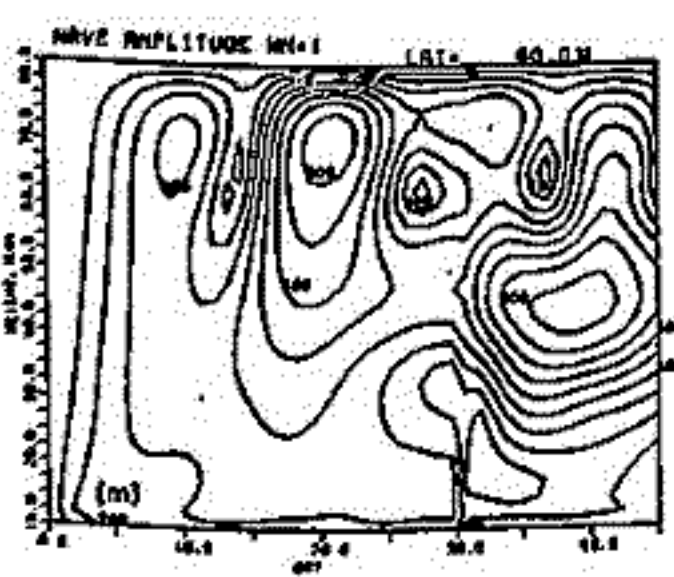
今回は、去年の10月 10日 Basic State における極向輸送について検討する。

## 2. モデルと結果の一部

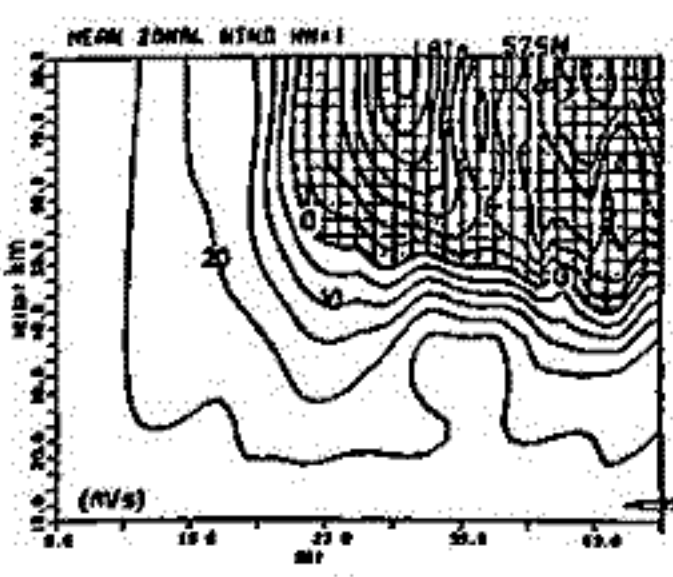
フラネタリ-波と zonal flow の相互作用を考慮し、オゾン事象を極域と平均場に分断した2次元の時内気象モデルを用いた。オゾンは passive とし、波と flow は互いに作用しあうとし、オゾン事象は photochemical effect を考慮 (Fl. dynamical model は松野(1971) と基本的に同様のものあり、quasi-geostrophic model である。

今日の initial zonal wind は、 $u_0 = 30 \sin((\theta - 7.5^\circ)/10^\circ)$  (m/s) とし  
 lower boundary forcing は、 $h_0 = 300 \cdot \sin^2((\theta - 30^\circ)/40^\circ)$   
 $h = h_0 \exp(1 - \exp(-t/\tau_0))$  と与えた。

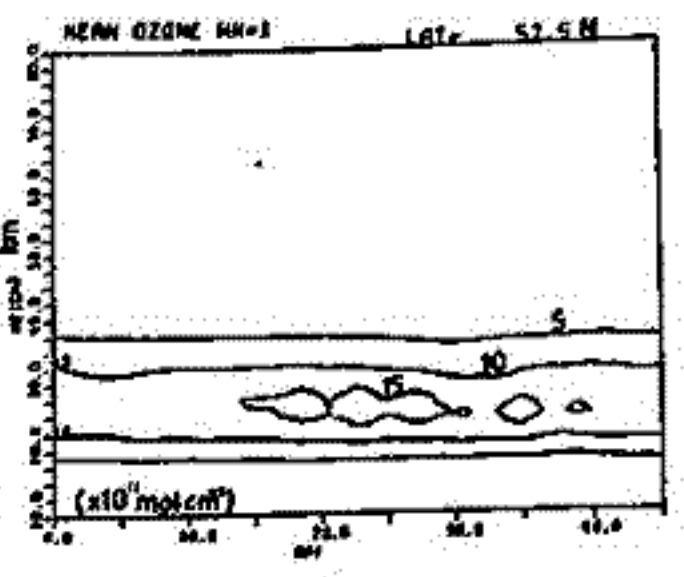
結果の一部を図(a), (b), (c) に示した。  
 波の上方への伝播と共に東風加速が起り、170日あたりから東風が出現(20日(a), b)。そのときの Mean ozone の変化は、東風加速と共に増加し、東風領域の下昇と共に又減少して行く。基本的に sudden warming の特徴は描けていようである。  
 このときの wave と mean circulation の役割については今後述べる予定がある。



(a)  
Time height section of  
wave amplitude  $\phi'$  (m).  
at 60N



(b)  
Time height section of  
zonal wind  $u_0$  (m/s)  
Shaded area means  
Easterly flow.  
at 57.5N



(c)  
Time height section of  
mean ozone  $n_{30}$  (mol·cm<sup>-3</sup>)  
at 57.5N



# 中層大気中の SO<sub>2</sub> 測定法について (I)

Yasunobu IWASAKA, Toshiyuki Masuzawa, and Aikichi KOBAYASHI  
 (岩坂泰信) (増澤敏行) (小林象樹智)

Water Research Institute, Nagoya University

Many investigations suggest that the sulfuric acid produced photochemically from atmospheric SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S COS and so on is one of the most important chemical constituent composing stratospheric aerosol particles. The enhancement of stratospheric aerosol layer by strong volcanic eruption is possibly due to the particles produced secondly through the photochemical reactions of SO<sub>2</sub> loaded into stratosphere by eruption. Therefore SO<sub>2</sub> gas in stratosphere has strong interaction with stratospheric aerosols, and additionally play an important role in atmospheric sulfur budget or circulation. Several investigators presented the measurements of stratospheric SO<sub>2</sub> density; Mass spectroscopic method [ Itoh and Sagawa, 1977], Chemiluminescence method [Meixner et al., 1980; Meixner and Jaeschke, 1978], however, it is impossible to have the serious discussion on behaviour of SO<sub>2</sub> or interaction between SO<sub>2</sub> gas and stratospheric aerosols due to insufficient data.

The purpose of this report is to present the results of laboratory experiment on atmospheric SO<sub>2</sub> monitoring using chemiluminescence effect of SO<sub>2</sub>, and to discuss the possibility of application of this method to measure stratospheric SO<sub>2</sub> in MAP program.

Figure 1 shows the principle of chemiluminescence method. Figure 2 is the block diagram of instrument. We show the typical results in figure 3. The curve in figure 3 suggests that the duration of chemiluminescence is about 10 - 20 sec., and this method has high enough sensitivity to detect the lower stratospheric SO<sub>2</sub>. Detailed discussion will be given at the meeting.

Fig.1

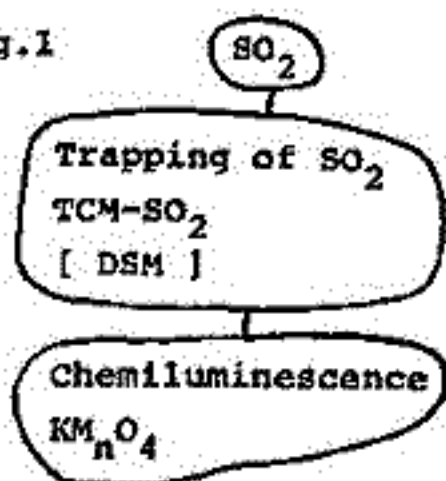


Fig.2

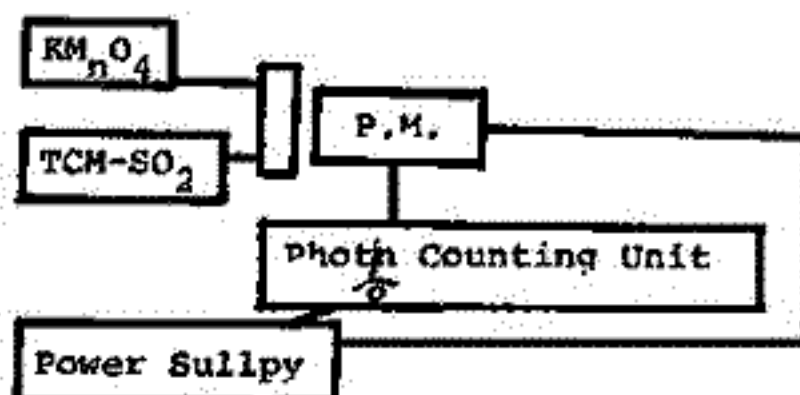
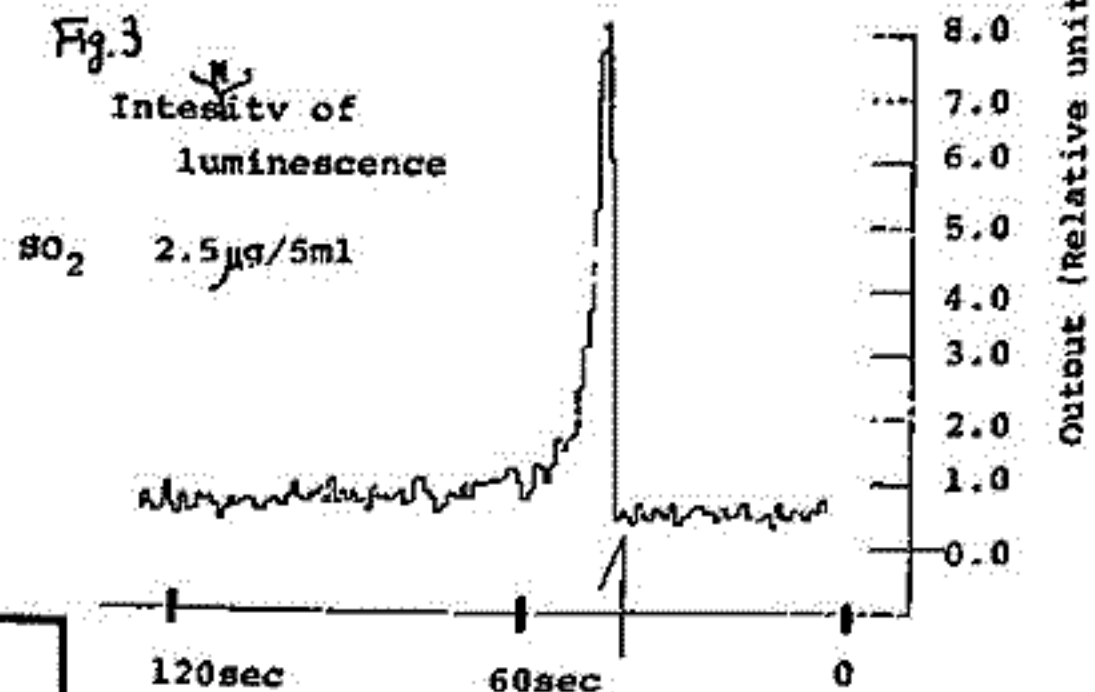


Fig.3

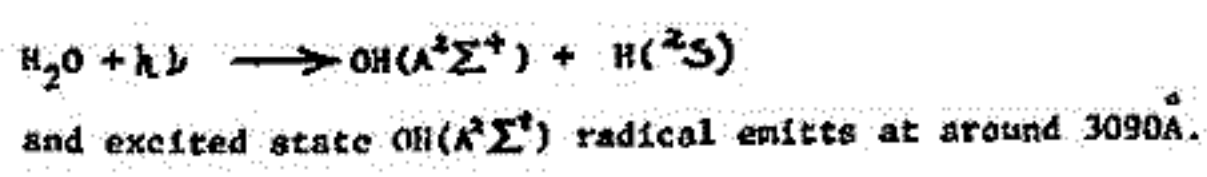


# H<sub>2</sub>O + hν → OH\* + H と利用した水蒸気センサーの開発

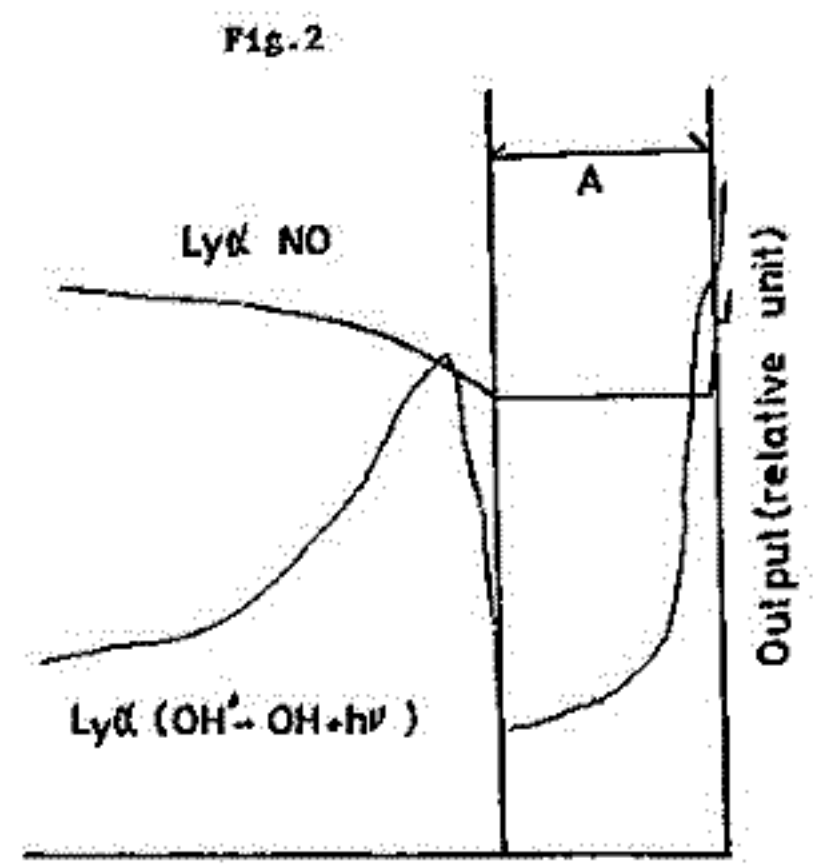
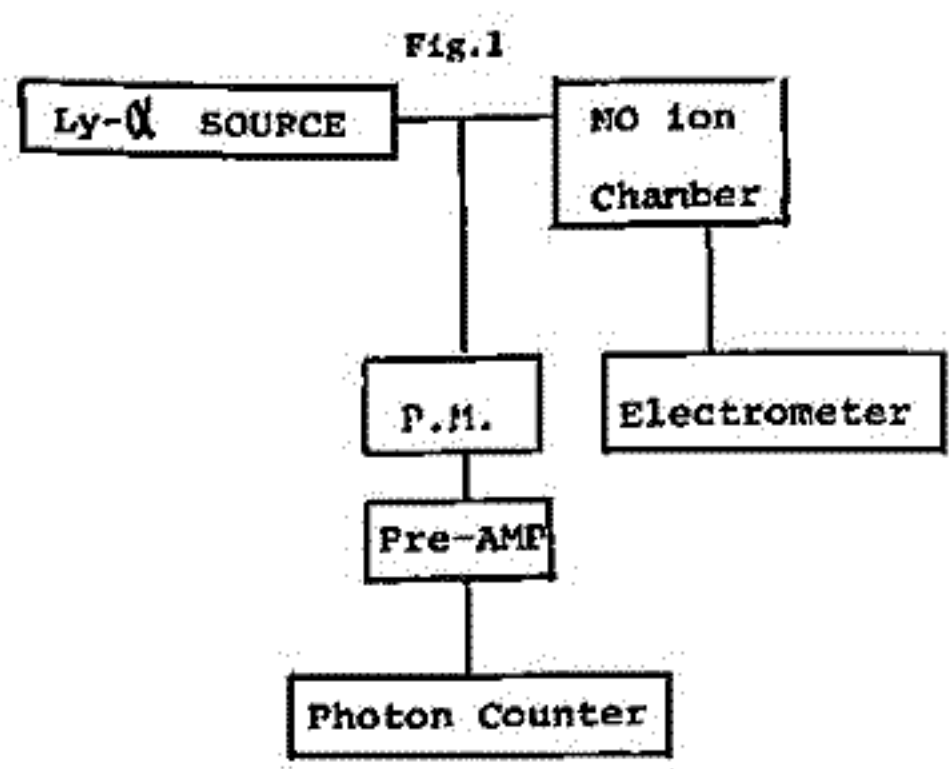
岩坂泰信\*, 村林成\*, 山下孝弘\*\*, 武田喬男\*, 林田佐智子\*  
\* 名古屋大学水圏科学研究所      \*\* 気象研究所

The water vapor of polar or middle latitudinal stratosphere plays an important role in various aeronomical phenomena; clustering of water vapor around ion, photochemistry of stratosphere, air-glow of OH radical, and so on. At present time, knowledge on the distribution of water vapor is not efficient, and it is difficult, if not impossible, to establish the consistent picture concerning with the natural variation of water vapor concentration in stratosphere.

Previously, Treanin and Neumim have shown that when H<sub>2</sub>O is illuminated at wavelengths less than 1370Å, it dissociates as follow,



Recently, Kley and his co-workers show the new type measurement of water vapor concentration using the fluorescence from OH(A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>) radical, and present preliminary data (1978, 1979). We also began to measure the water vapor of stratosphere using this fluorescence effect of OH radical, and should like to present the experimental results at laboratory at the meeting. Figure 1 shows the block diagram of the laboratory instrument. Figure 2 is one of the data measured at laboratory. The region indicated by arrow A shows the very dry condition, water vapor mixing ratio is less than 0.5g/m<sup>3</sup>. The detailed discussion will be given at the meeting.



# 吸収分光法による大気中 NO<sub>2</sub> 成分量の観測 (I)

木山善隆・香藤文一  
新潟大・理

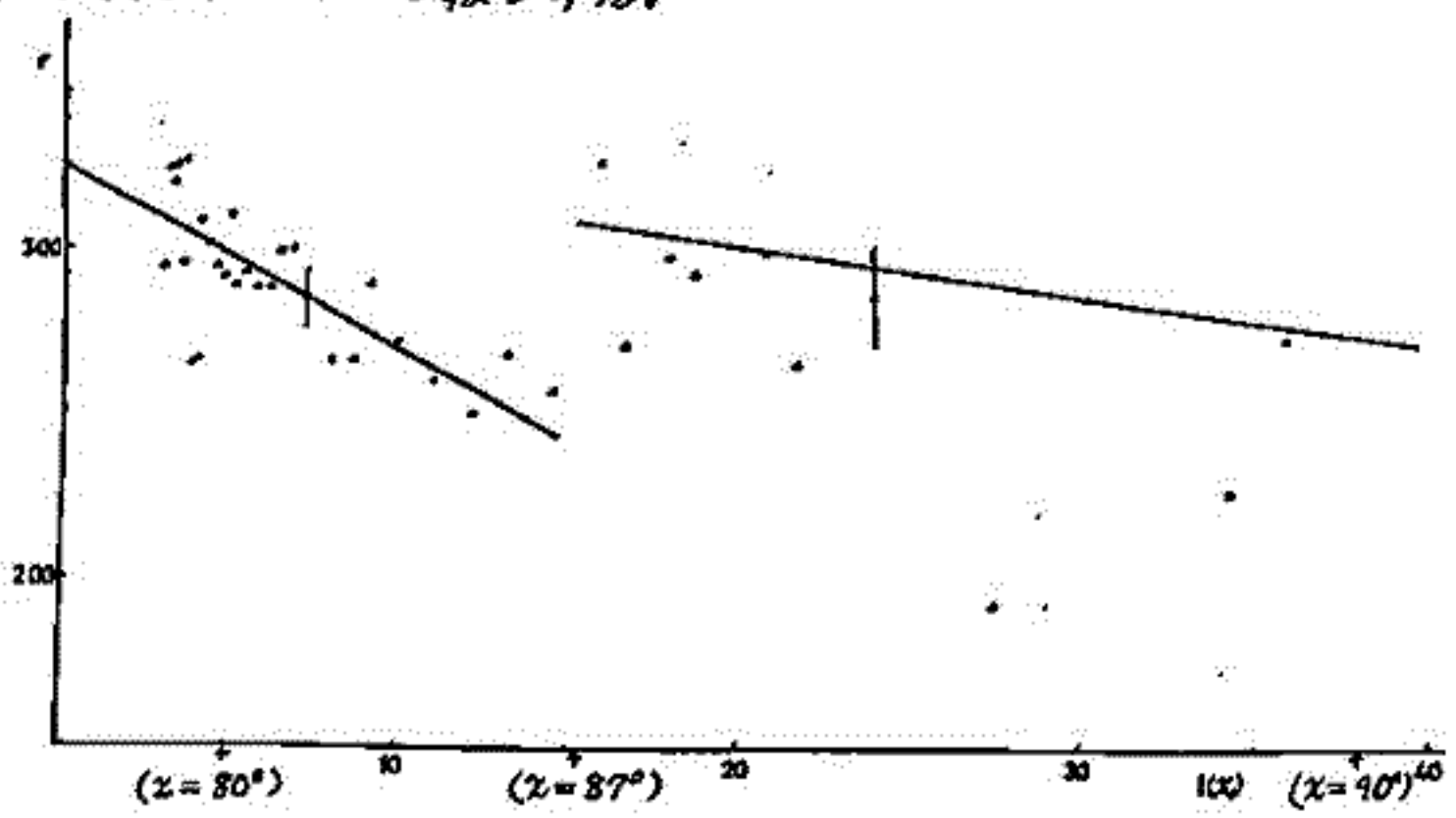
成層圏のオゾン層の形成に関連して、その消滅機構として大気中の NO<sub>x</sub> 等の微量成分が関与しており、この量的評価とともに時間的・空間的変化が問題となっている。ことに NO<sub>2</sub> は可視域 4300 Å 付近に特徴的な吸収バンドを持つ、このために、これに注目して大気中に含まれる NO<sub>2</sub> の全量を太陽または月を光源として分光学的に求める法が行なわれている。

我々は高分散分光光度計を用いて昼から夜にかけての天頂の空を現在の装置で最も高速な波長スキャンで観測を試みた。観測する波長領域を NO<sub>2</sub> の吸収バンドの極大と極小を含む波長 λ<sub>0</sub> (4384 Å のヘフラウンホーフ線) を中心とする 4370 Å から 4397 Å とするとき、この波長領域内で NO<sub>2</sub> 以外の大気成分および混入要素の散乱断面積の波長依存性が簡単な単調関数で近似できるものとして大気を通して地上で観測される光の強度  $I_{\lambda}(x)$  から  $\tau = \sum \ln(I_{\lambda}(x)/I_{\lambda 0}(x))$  を縦軸に横軸に Airmass 関数  $L(x)$  をとると、その傾きから NO<sub>2</sub> 成分の柱状密度が求められる。

一例として、Nov. 11, 1980. の 14時半から夕刻までの天頂の空の観測結果を下图に示す。この例は、とくに視界が良く曇一つない天候であった。この例から、

- (1) Airmass 関数  $L(x)$  が 15 付近 (太陽天頂角  $\alpha$  が 15° 87° 付近) で不連続になっているように見える。
- (2) Airmass 関数  $L(x)$  が 15 より小さい (太陽天頂角  $\alpha$  は 15° 80°) より小さいところでは観測値のバラツキが大きく激しく振動しているように見える。したがって、これは NO<sub>2</sub> の柱状密度の空間分布の時間的変化が激しいことを示していると思われる。
- (3) Airmass 関数  $L(x)$  が 15 より大きいところでは観測点が少なくなるため直線的に見える。このことがわかるが、この傾向は単に Nov. 11, 1980. の例に限らず、我々の他の多くの観測においても見られる。

以上の結果をもとにして、NO<sub>2</sub> 層の高度分布が 2 層に分断しているというモデルについて考察し、かつ観測地点が日本海沿岸に面しているために起こる空間分布の変化についても検討を加えたので、これについて報告する。



Airmass 関数  $L(x)$  に対する  $\tau$  値, Nov. 11, 1980. Zenith Sky の例。  
 ○ は昼から夜にかけての観測点  
 ○ は夜から朝にかけての観測点

# 低緯度大気光 6300 Å 分布の狭い谷

田鍋浩義, 嵩地 厚, 宮下既彦  
東京天文台

1978年10月~1979年11月の期間に、沖縄・西表島でIMSの1セ黄道光の観測を行ったが、同時に行った大気光光電観測で、6300 Å輝線の輝度分布中に、中緯度では現れない狭く深い谷が観測されたので報告する。

この谷が観測されたのは、1979年3月30/31, 31/1日の2晩で、両夜とも観測時は快晴であった。観測方法は、天頂距離70°の円に沿って、前半夜は東天、後半夜は西天の北から南までを、6枚の干渉フィルターを順次交換しながら、大気光輝線や背光の輝度分布を連続的に光電掃天した。

Fig.1は3月31/1日の6300 Å輝線の観測記録紙の2例で、東天の観測である。一般的な輝度分布は北天より南天が明るくなっているが、南から少し東よりの方位に、矢印で示したような狭く深い谷が現われている。谷の半値巾は5°~10°程度、深さは時間的に変化し、同時に複数個現われることもある。

Fig.1で、約30分間に谷の方位角が変化していることがわかるが、すべての谷は6300 Åの一般的な輝度分布の変化に無関係に、南から東に移動する。3月31/1日に観測された代表的な2つの谷の方位角変化を示したものがFig.2であって、両者ともほぼ40°/hの角速度で東方に動いている。前夜に観測された谷の角速度は、ほぼ30°/hであった。このことから、谷の角速度は、夜毎に異なるが同一夜ではほぼ一定と考えられる。

この谷は、Weber et al. (J.G.R., 85, 4631, 1980)が報告した *air-glow depletion* の一部と考えられるが、高さ300 kmと仮定すれば、われわれの観測した *depletion* の東方への移動速度は、100 数 + m/s となる。

5577 Å輝線の分布にも、同じ位置に、小さいながら谷が現われている。

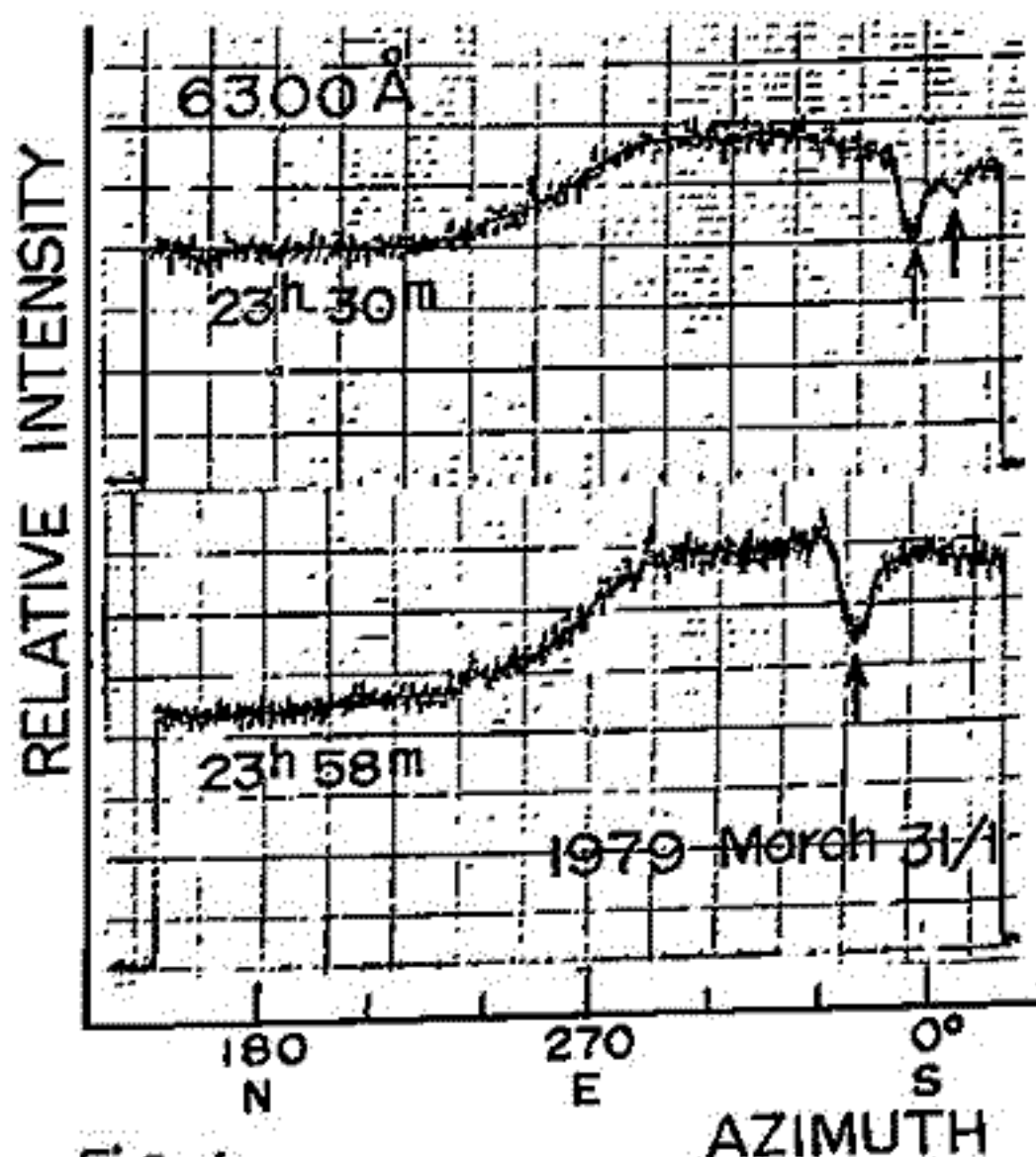


Fig. 1

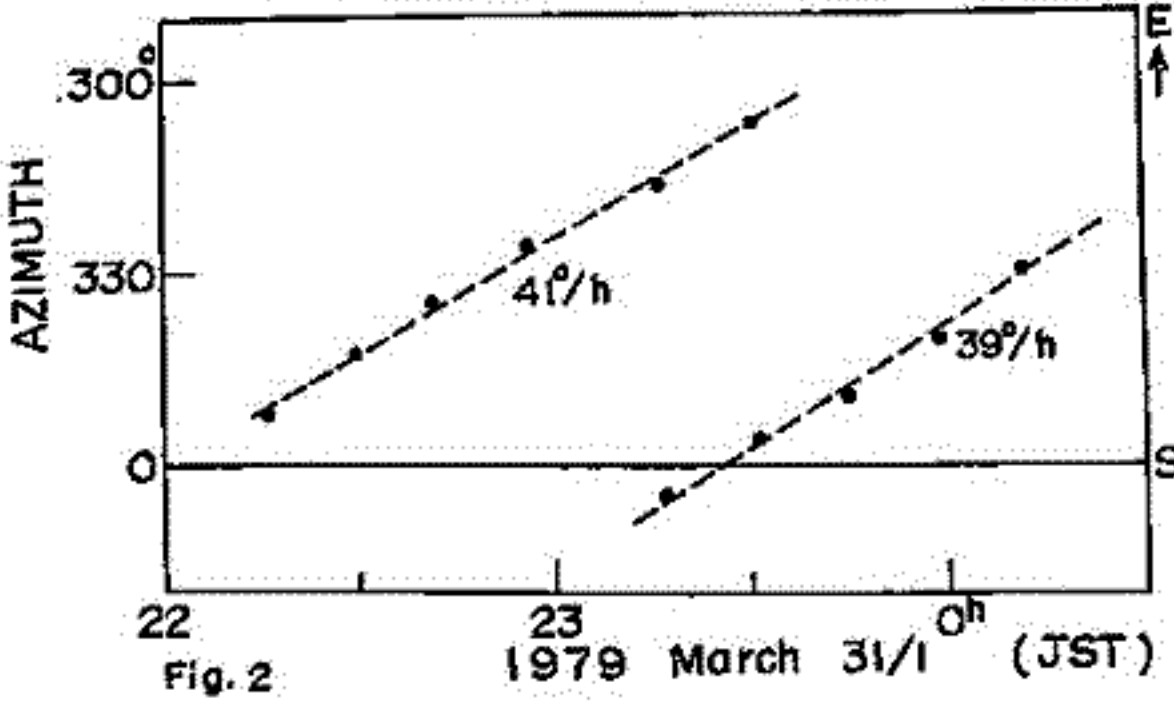


Fig. 2

# 地磁気活動と5577 Å線及び6300 Å線の強度変化の波動.

三沢清家(防大・物理), 竹内郁夫(託国高専・数学)

Lord Rayleigh (1922, PRSL, p.367) の昔から, magnetic activity と大気光の強度との相関が研究されてきた。が, 決定的な相関は見つかっていない。Silverman et al. (1962, JGR, p.2255) は1962年以前の相関研究を review し, 統計的にみても only marginally significant であると言っている。magnetic activity と大気光との相関は昔から相関の見つかない大変な難問のようである。我々は magnetic activity と強度の相関という立場から離れて, magnetic activity と強度変化の波動との相関に目を転じた。Kp の値と強度の波動の状態とを比較してみた。Kp の値は Kp=3, 4, 5 とした。強度変化の波動のあり無しは MEM と trained eye によって決められた。波動の状態は下図のようになり, 波動のあり無しを 5577 Å line と 6300 Å line について, Night I, II, III, IV に分けた。その結果, 下の表に示すような結果が得られた。この表をみると, 観測された夜をグループ分けした Kp の値が大々く7.5 と, 波動の無い夜の数の波動のある夜の数に対する割合は Kp=3, 4, 5 の順に大々く7.5 と分かる。Georges (1968, JATP, p.735) と Davis and de Rosa (1969, JGR, p.5721) は K2.5 の場合, L-S TID はほぼ 1:1 の割合で起きると言っている。Porter and Tuan (1974, JATP, p.135) は L-S TID の ionosphere を通過すると, 6300 Å line の強度は大きく変化すると言っている。又, Bauman (1960, PSS, p.195) は sporadic E layer の高度における alignment cells の向きと向きは sporadic E disturbance の向きと類似していると言っている。以上の研究者の研究結果は強度の波動と TID activity とが関連していることを暗示しているように思われる。結論として, magnetic activity と大気光とは, 強度の波動という媒介を通して初めて, その相関が見つかると言える。

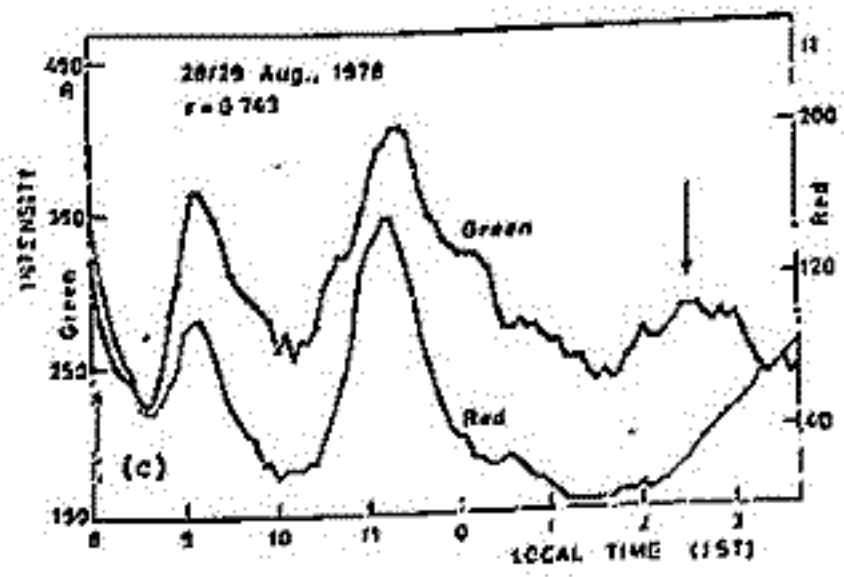
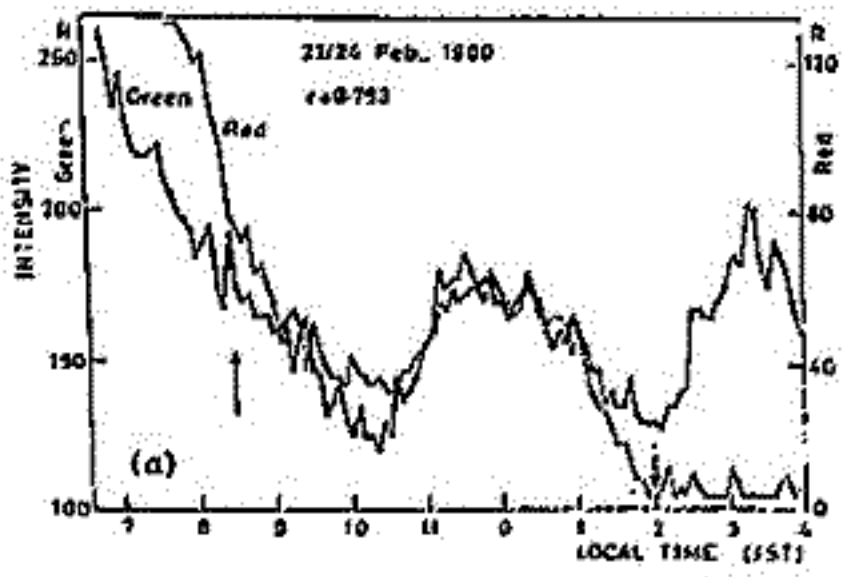
(A) Kp=5					
Emission : 5577 Å line			Emission : 6300 Å line		
	Kp ≥ 5	Kp ≤ 5-		Kp ≥ 5	Kp ≤ 5-
Night I	80%	50%	Night III	88%	54%
Night II	20%	50%	Night IV	12%	46%
(B) Kp=4					
	Kp ≥ 4	Kp ≤ 4-		Kp ≥ 4	Kp ≤ 4-
Night I	74%	43%	Night III	78%	44%
Night II	26%	57%	Night IV	22%	56%
(C) Kp=3					
	Kp ≥ 3	Kp ≤ 3-		Kp ≥ 3	Kp ≤ 3-
Night I	60%	44%	Night III	70%	38%
Night II	40%	56%	Night IV	30%	62%

Night I = 5577, 波有, Night II = 5577, 波無, Night III = 6300, 波有, Night IV = 6300, 波無  
 Night I, II, III, IV の例は学会にて, 発表する。

# 5577 Å線と6300 Å線の強度の共変化

三沢清敏(防大・物理) 竹内郁夫(託南高専・数学)

低緯度地方における intertropical arcs 及び中高緯度地方における auroral activity の影響のない中低緯度地方では 5577 Å線と 6300 Å線の強度変化の相関は高いものと考えられている。5577 Å線と 6300 Å線の発光機構 ( $5577: O+O+O \rightarrow O_2+O^*, 6300: O_2^+ + e \rightarrow O+O^*$ ) を考えるとこれは一応鎖けるものである。しかし、我々が過去の8年間の強度変化を調べたとき、5577 Å線と 6300 Å線の強度の変化の形が、6~8時間間隔で、非常によく似ているものがあることに気がついた。今日まで調べられたデータの数は94である。これは偶然であると云うには多すぎる。地球上の各地で 5577 Åと 6300 Åが共変化する場合は今まで3つの mechanism が考えられている。1は低緯度地方で intertropical arcs の effect がある場合、2は中高緯度地方で auroral activity の effect がある場合、3は日暮頃に近しい時間帯で dissociative recombination の effect がある場合である。我々の場合は、観測が ~35°N で行なわれたので、上記の3ヶみ以外の mechanism を考えなければならぬ。5577 Åは ~100 km 又 6300 Åは ~270 km の高度で主に発光しているといわれる。この二つは離れ発光層にはほぼ同時に有知な mechanism として次のように考えられた。Doels (1974, Ann Geophys. P. 85) 及び Heustrect (1969, Atmospheric Emissions, P.501) は 5577 Åの強度は中心発光層 (E層) の air mass の上下動 (±3 km) によると云う。又、Van Gent and Peterson (1968, Ann. Geophys. P. 747) 等の研究者は 6300 Åの強度は F layer Peak の上下動による  $O_2^+$  と  $e$  の recombination の変化によると云う。地球物理的現象の中で E-layer と F-layer とをほぼ同時に上下動させる現象があることは知られている。Bruman (1960, PSS, P. 195) 及び Heisler and Whithead (1960, JGR, P. 2767) は sporadic E patches が TID による F-layer disturbance とほぼ同時に観測されると報告している。又、Thorne (1964, JGR, P. 4047; 1968, JGR, P. 6319) は TID は高度 200 km ~ 300 km の  $\sim N$  を主に伝播すると云う。以上のことから、我々は 5577 Åと 6300 Åの強度の共変化の mechanism は TID による E layer と F layer とがほぼ同時に上下動させられることであると考へた。この E-layer と F-layer の同時上下動が起こるのは、ある種の条件が満たされた時のみで、70% 以上は非常に少ないと云われる。



5577 Åと 6300 Åの強度が共変化する例

岡野 幸一, J. S. Kim  
 東北大・理 SUNYA

1978年7月3日 23:05<sup>m</sup>(UT) に SSC をもち7月5日まで継続した磁気嵐期間中に得られた OI 630nm ラインプロファイルの詳細な解析結果について述べる。

観測は、アメリカ北東部ニューヨーク州オルバーン近郊(42.6°N, 73.9°W)において口径15cmのファブリー-ペロー干渉計を用いて1978年7月4日 23:02<sup>m</sup>(EST) から7月5日 02:30<sup>m</sup>(EST)の期間に行なわれた。観測期間中のDstの最低値は-113 $\gamma$ であった。

解析は最初に、安定化 He-Ne レーザーを光源としたキャリブレーションで得られた4種の装置パラメータを含む干渉計の応答関数と、単一のガウス型関数で与えられるリースプロファイルとのコンボリューションによる理論プロファイルと、1周期分の観測フリッツをフーリエ展開し低次の項のみを残して得られるスムーズ化した観測値との比較を行い、最小の残差二乗和を与えるような温度をまず算出した。この結果、観測期間中の“みかげ”の最高温度として約2600°Kが得られた。しかし、上述の解析方法によると温度と同時に線強度、バックグラウンド強度が同時に与えられるが、2600°Kの温度に対応して得られたバックグラウンド強度は負の値であった。これはリースプロファイルが単一のガウス型関数では観測データに適合しないことを示すものであり、次にリースプロファイルとして二種類のガウス型関数の重ね合せを与える同様の解析を行った結果、1800°Kに対応するガウス型関数65%に3400°Kに対応するガウス型関数35%を重ね合せたリースプロファイルが観測データを矛盾なく説明することができた。このことは本観測時の OI 630nm の発光が二種の異なる成分によるものであることを示している。なお本観測期間前後の静穏時における温度の観測結果は MSIS モデルによる値とよく一致を示している。

以上のような温度の高い O が生成される可能性として次のようなことが考えられる。Torr et al. (1974) によると、中緯度においてフラックスが観測される energetic O<sup>+</sup> と ambient な O<sup>+</sup> との荷電交換から速い O がつくられる。そのうち励起状態にある O の生成は高度 500km 程度でピークになることが理論的に示されており、Shelley et al. (1972) の観測による energetic O<sup>+</sup> フラックスの値を用いると約 200R の 630nm 強度が予想される。一方 Yee et al. (1980) の OII 732nm ラインプロファイルの観測から、静穏時には約 4300°K の“みかげ”温度が報告されており、高々度での nonthermal な O の存在を示している。

#### 参考文献

- Torr, M. A., J. C. G. Walker, and D. G. Torr, *J. Geophys. Res.*, **79**, 5267, 1974.  
 Shelley, E. G., R. G. Johnson, and R. D. Sharp, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6164, 1972.  
 Yee, J. H., J. W. Meriwether, Jr., and P. B. Hays, *J. Geophys. Res.*, **85**, 3396, 1980.

# BUVによるオゾン層垂直分布の決定

有賀 規, Donald F. Heath\*\*

\*電波研究所, \*\*NASA Goddard Space Flight Center

地球大気中の温度やある種の気分子の垂直分布を赤外線領域の炭酸ガス吸収帯や紫外領域のオゾン吸収帯等から、人工衛星から多波長放射強度を観測し、Inversion Technique (観測値と理論値をもとに積分方程式をつくり、これを解く方法)により求める研究が近年盛んに行われてきている。人工衛星から太陽紫外線の地球大気による後方散乱 (Back-scattered Ultraviolet radiation から BUV と簡単に呼ばれている) のスペクトルを 2500 ~ 3100 Å のオゾン分子の吸収帯を観測し、多波長 (チャンネル) の放射強度からオゾンの垂直分布を求めることができた。従来の Laplace transform method や Pressure Increment method は解の不安定性や求める分布の高度領域が狭い等の問題があった。最近筆者ら (T. Aruga and T. Iganashi, Appl. Opt., 15, 1976) により新しい方法が提案された。これは独自の特徴的な重荷関数を導入し、逐次代入法により逆変換の方程式を解く方法がある。シミュレーションの結果、解の不安定は無く従来よりもより広い高度領域にわたってオゾンの垂直分布が求められることが明らかになった。更に研究者の間に永年望まれていた多重散乱の補正を行い (T. Aruga and D. F. Heath, J. Opt. Soc. Am., 68, 1978; Appl. Opt. to be published) オゾンの垂直分布が求められるようになった。Nimbus-4 衛星のデータをもとにしく実際にオゾンの垂直分布が求められた。ロケット観測の結果と比較が行われ、両者が非常に良く一致することが明らかになり、全地球域的な三次元分布及び時間変化も精度よく求められるようになった。今回は Nimbus-4 の BUV とロケット観測の比較に焦点を絞って、この結果を報告したい。



Raich Maeda\* and Donald F. Heath\*

Tadashi Aruga, Radio Research Laboratories

\*NASA Goddard Space Flight Center

The stratospheric ozone depressions following energetic solar flare events observed by the backscattered ultraviolet (BUV) experiment on the Nimbus 4 satellite, indicate the existence of distinct asymmetries between the two hemispheres. The asymmetries are: the magnitude of the depressions above 5 mb level, their temporal variations, and spatial (latitudinal as well as longitudinal) dependence of these variations. These are presented by selecting two events, one on 25 January 1971 and the other on 4 August 1972. The main causes of the asymmetries can be ascribed to: (1) the tilt of the interplanetary magnetic field (IMP) with respect to the earth's dipole magnetic field, (2) seasonal difference of the dynamic states of the stratosphere which are affected by upward propagating planetary waves in winter in contrast to the relatively undisturbed zonal flow in summer, (3) differences in ozone chemistry mainly due to the large change in the atmospheric temperature between summer and winter hemispheres, and (4) the topographic asymmetry between northern and southern hemispheres. The effects of (1) and (2) are shown through plots of the stratospheric ozone distributions on geomagnetic polar coordinates and through three dimensional plots of the events in geographic coordinates, respectively.

# 昼間における I. R. Atmospheric Band 光の強度の推定

牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之 (立教大 理)

中宙圏オゾンの光分解による  $O_2(^1\Delta_g)$   $1.27\mu m$  の limb-radiance 及びバックグラウンドを推定する。観測方法は波長  $1.27\mu m$  で幅  $200\text{\AA}$  の干渉フィルターで分光し、PbS array で検知する予定である。(観測ロケット S-520-4号機, 56年9月予定)

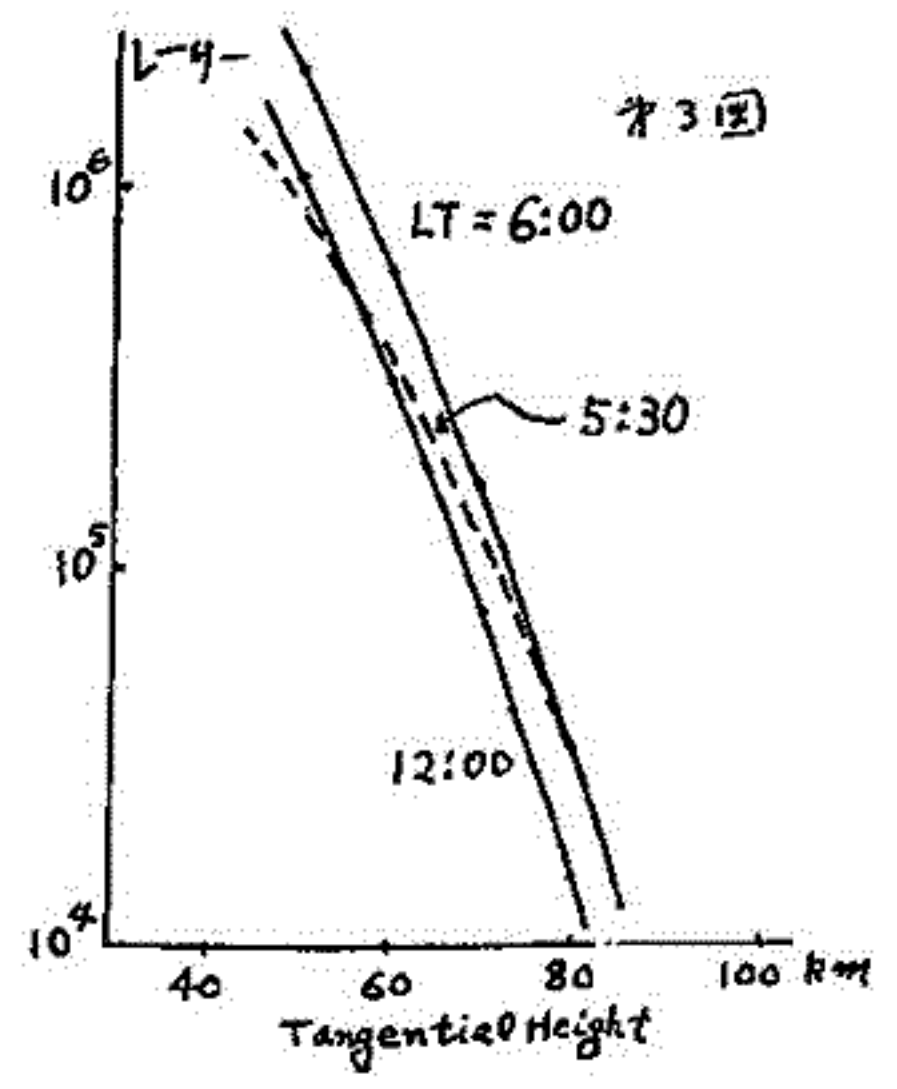
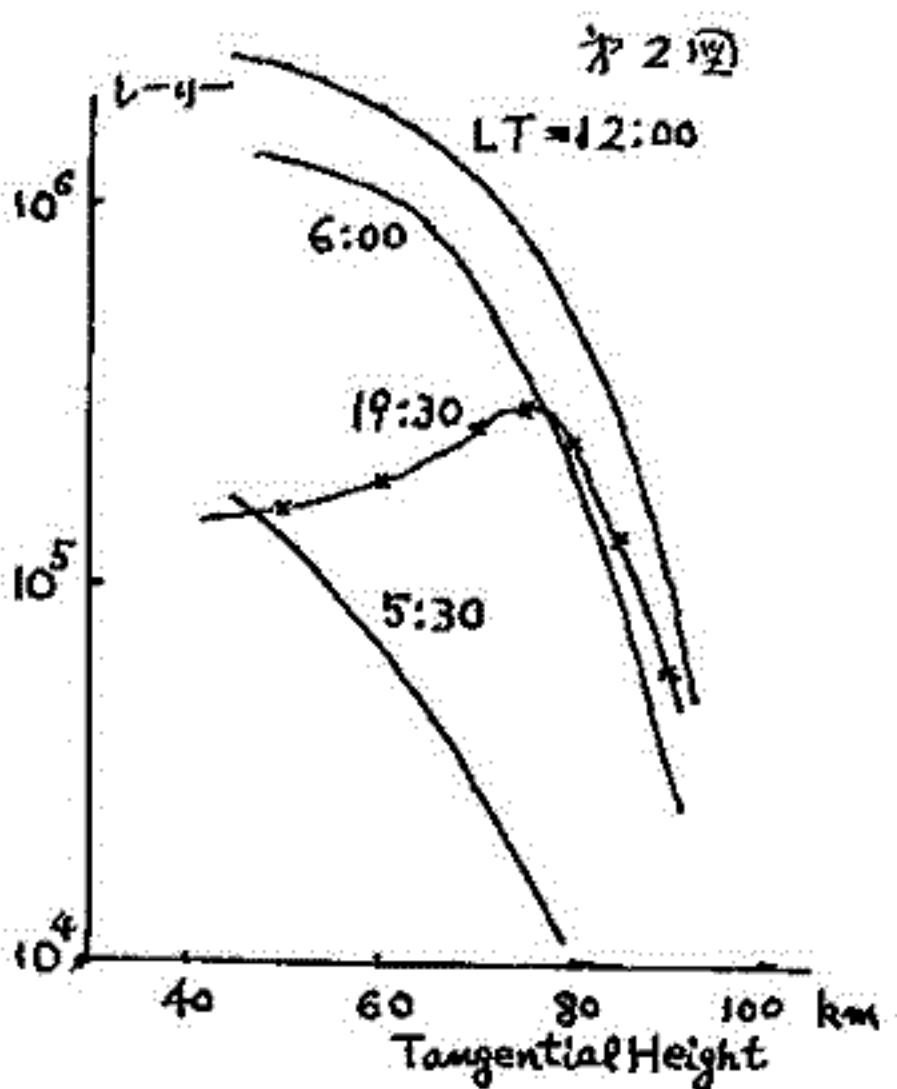
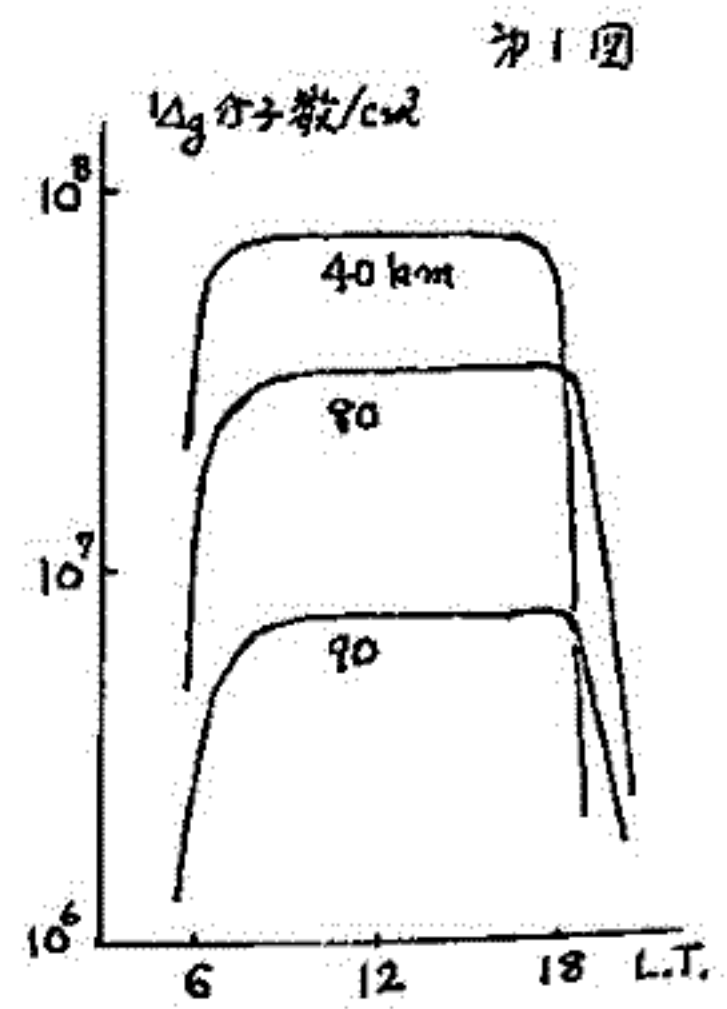
観測には①オゾンの光分解によって生じた  $O_2(^1\Delta_g)$  の自然放出光 以外にバックグラウンドとして②太陽光の基底状態酸素分子による共鳴散乱光 及び③太陽光の大気中でのレイリー散乱が考えられる。

バックグラウンド②は  $O_2(^3\Sigma_g^-) + h\nu \rightarrow O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2(^3\Sigma_g^-) + h\nu'$  であり、9つの branch ごと branch に 18 本の line を、各 line には Voigt Profile を用い、この line shape の片側を 50 に分割して合計  $9 \times 18 \times 50 = 8100$  本の pure line と考えて計算した。

結果を Fig. 1 に示す。Y 軸は共鳴散乱による生じた  $^1\Delta_g$  状態の  $O_2$  分子数、X 軸は local time である。下層大気の影響も考慮されている。Fig. 2 は Fig. 1 の励起分子より放出される光を limb scan したときの強度である。

③によるものは波長幅を  $200\text{\AA}$  とし、太陽は  $5780K$  の黒体として計算した。limb scan したときの強度を角度分布も考慮しておいた。結果を Fig. 3 に示す。

①についても計算結果を報告する。



# ナトリウムD線大気光強度の変動

斎藤文一 阿部昭一  
(新潟大理)

高分解能分光器を用い、スペクトル線を厳密に処理することによって、これまで難しいとされてきたNa-D線昼間大気光の地上観測に成功した。この時の最小分解波長幅は0.04 Åである。得られた強度は、D<sub>2</sub>線に対して5KR程度であり、日変化はアルベドによって説明される。(図1)

また、分光器のスリット幅を広げることによって(最小分解波長幅3.1 Å)、薄明時から夜間にかけても観測が可能で、この場合さらに精度の高いデータが得られた。薄明時での強度の急激な変化の過程は、共鳴散乱の減少又は増加によって説明できる。太陽入射光の下層大気を通過する工いの減光の効果は、レーリー散乱、オゾン吸収、ヘーズ等を考慮に入れた簡単な関数で近似でき、それを用いて計算された値は観測強度とよく合う。(図2)

さらに我々は、薄明及び昼間大気光強度からNa原子の柱状密度を計算した。図3は薄明大気光から求めた密度の季節変動を示している。それによれば、1980年5月以降数次にわたったセントヘレンズ大噴火の影響がでているように見える。Naの起源としては、最近、流星説が一般であるが、このような場合には火山塵のものも含まれるという可能性をもち、今後、注目される。

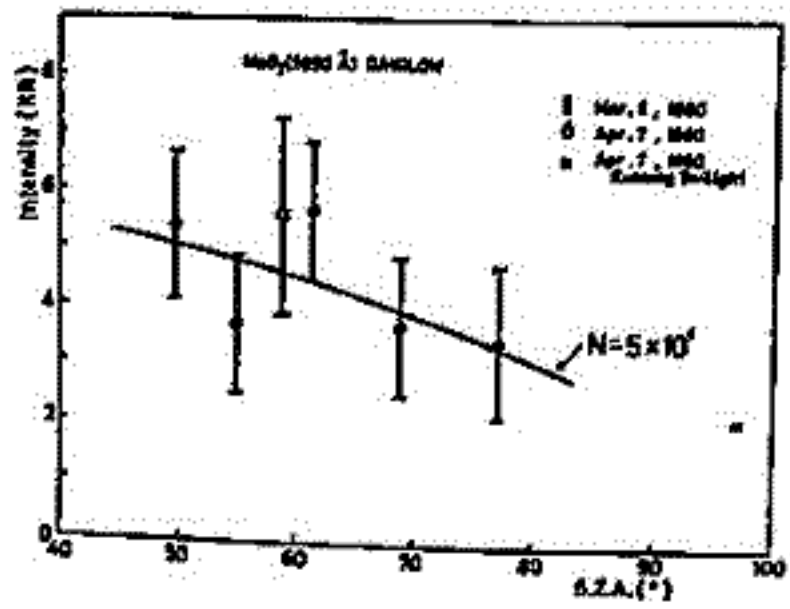


図1.

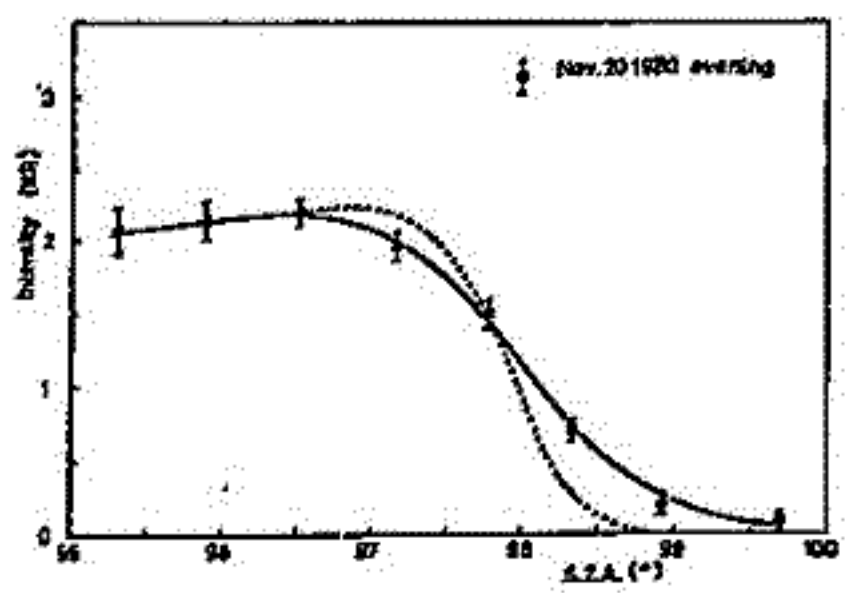


図2.

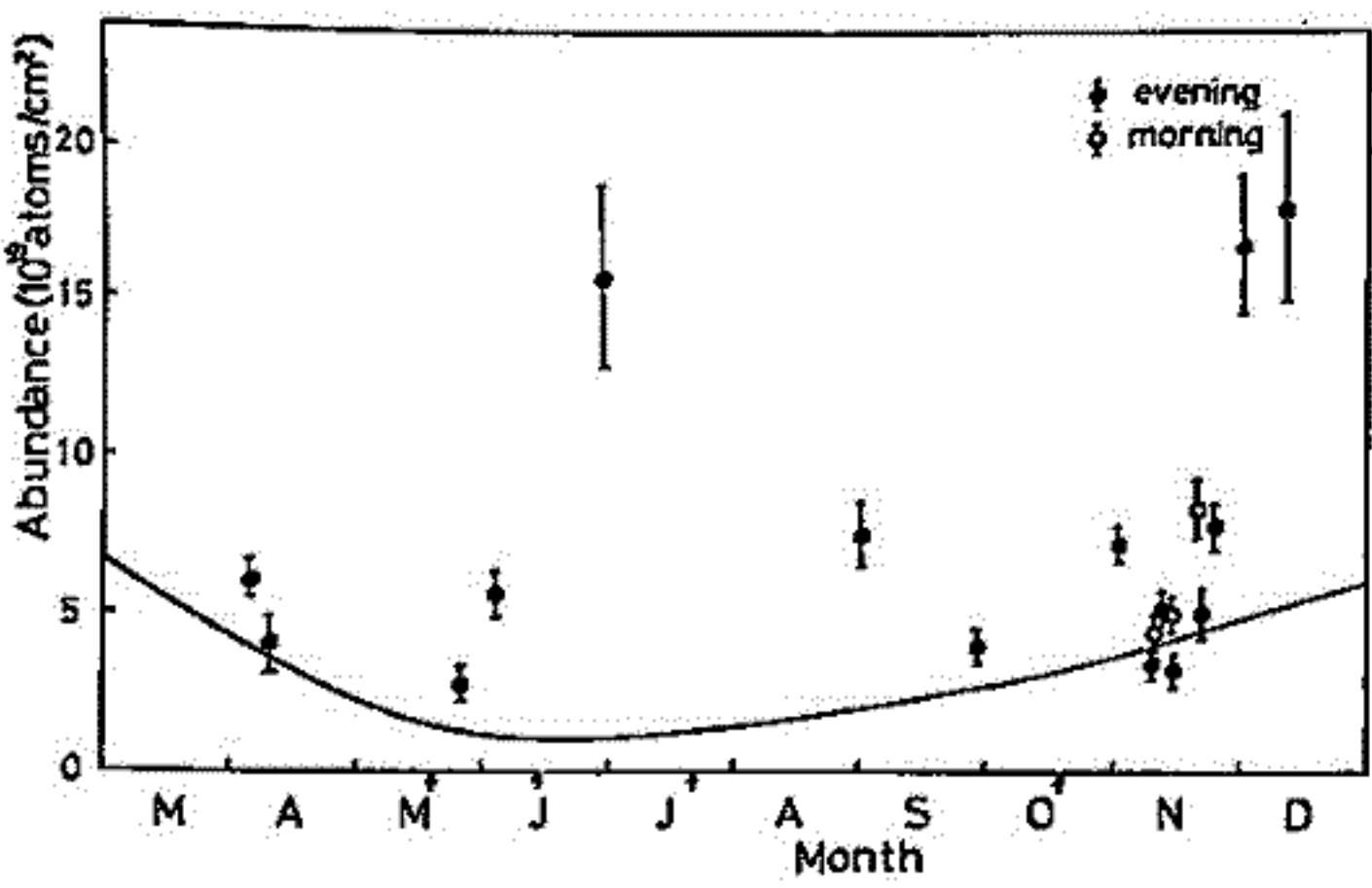


図3.

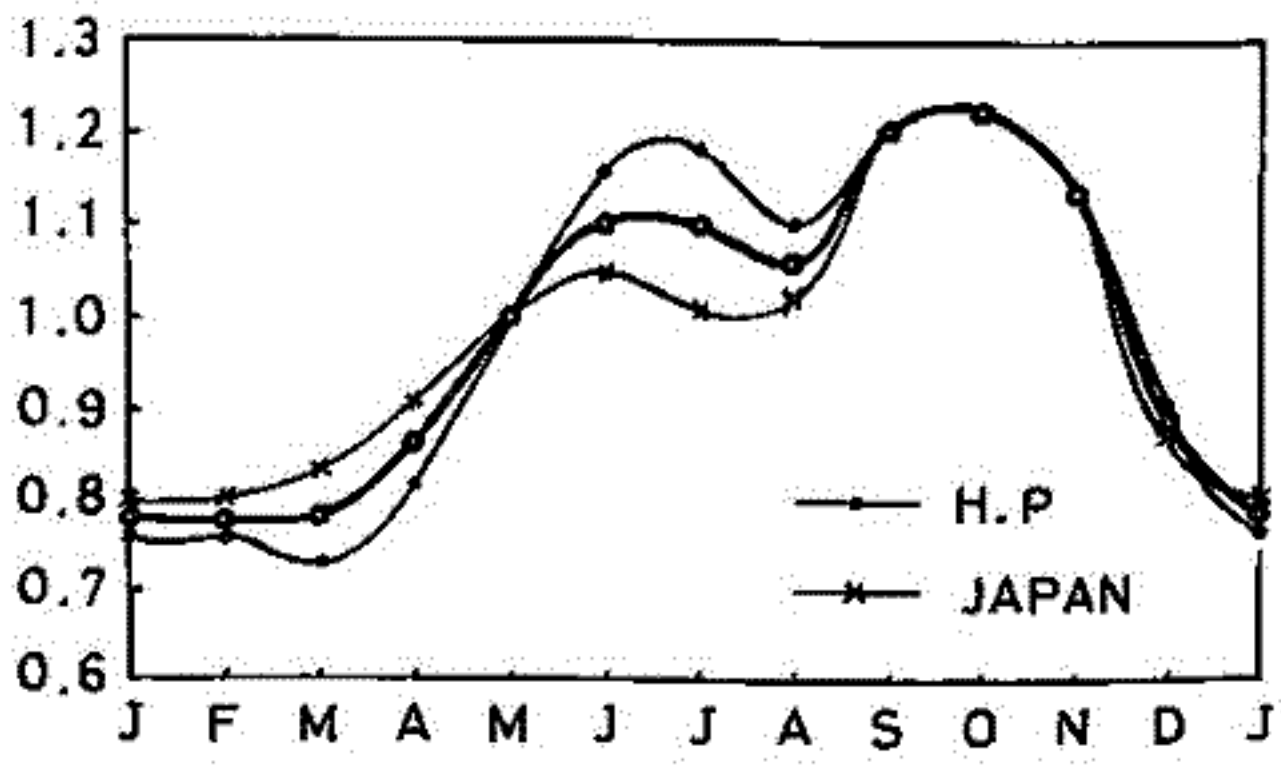
# 上層大気の酸素原子と夜光 (I)

斎藤文一  
新潟大理

サテライトによる最近の夜光測定の結果は大変興味のあるもので、グローバル夜光のパターン、すなわち緯度・経度分布、日変化や季節変化をめぐって多くの知見を与えている。一方夜光の地上観測はIGY以来続けられ、多くの結果が示されている。とくに中緯度のデータは膨大なものであるが、その解釈については種々のメカニズムやモデルが並存している。

サテライトの結果は、地上の結果と比べて一般に矛盾が多いが、あきらかで違っている。その最大のものは5577Å夜光の季節変化についてである。Donahueは半年周期をみつけているが、地上観測の結果は明らかに一年周期である。

図は、オートフロバンス(フランス)と日本の、最近22年間の全データ(5577Å)である。全平均値について相対値を各月にかえて、さらに3ヶ月の移動平均をプロットしている。フランスと日本とで、注目すべき違いがあるが、一年周期の変動であることははっきりしている。それらのことと問題にする。



## 太陽吸光法によるエアロゾルの測定

近藤 豊, 高木増美  
(名大 空電研)

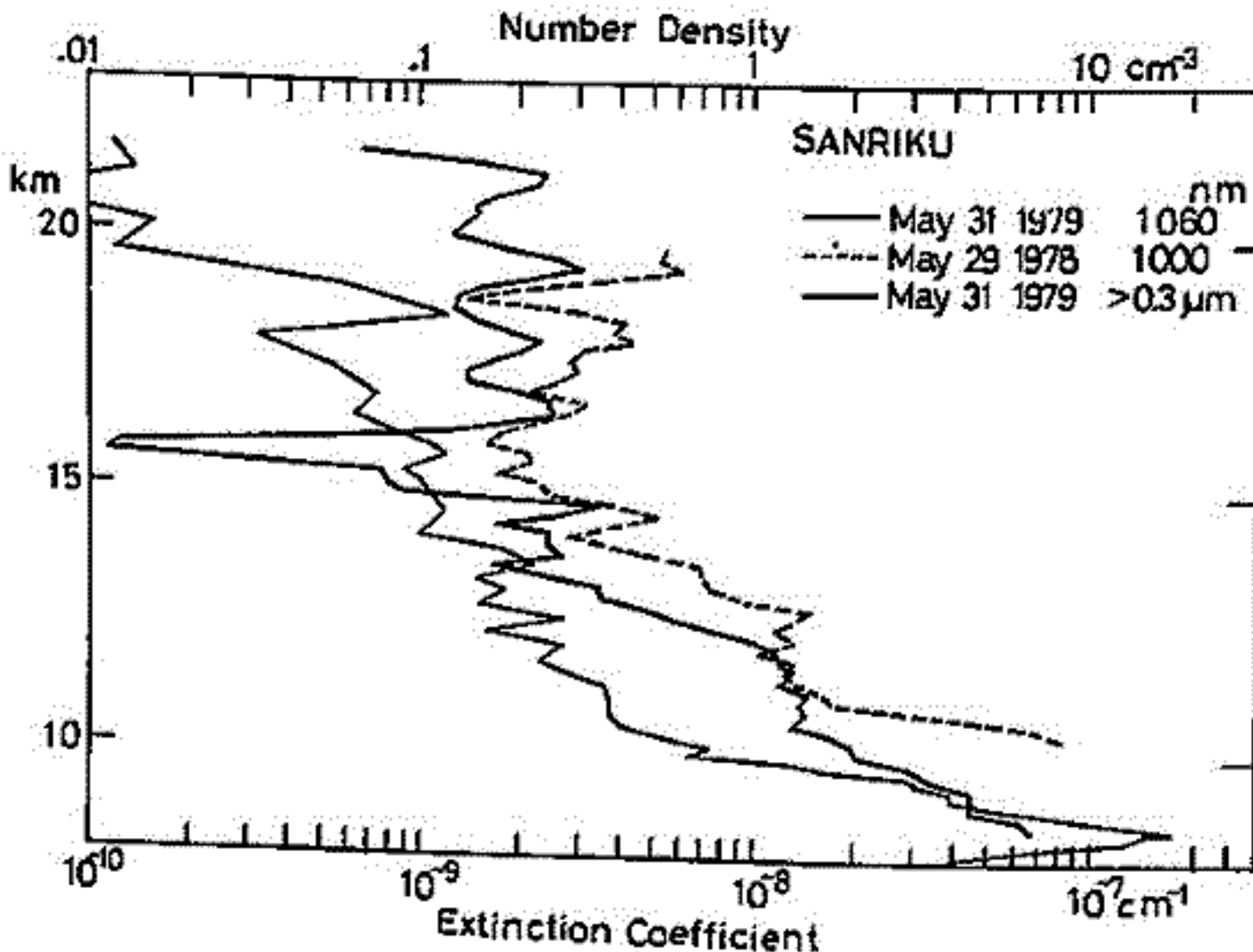
前回の報告では太陽吸光法による1978年の大気球によるオゾンの観測結果について述べた。可視部の吸収を利用した観測ではこの他にエアロゾルの測定が可能である。従来とは改善した方法を用いて1978年, '79年の三陸での気球観測データを解析しエアロゾルの高度分布を求めた結果を報告する。

基本的な解析方法は

- 1) 大気密度分布を与えた後に大気中を通過して来る太陽光線の位置を ray-tracing 法によって計算する。
- 2) 太陽面を五分割して各部分のレイリー散乱による減光を求める。
- 3) 太陽光の大気中での屈折の結果、観測点での太陽の明るさは変化するまでこれも各部分毎に ray-tracing により計算する。
- 4) 全体としての減光を計算する。
- 5) 観測された Optical depth からレイリー散乱及び屈折による減光の影響を差し引き、残りのエアロゾルによる optical depth を逆変換する。

1978年, '79年での減光係数は波長  $1 \mu\text{m}$  付近で成層圏で  $\sim 2 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$  となる。

SAM II (GRL, 1981, Vol. 8, No. 1) の1979年の観測結果ではアラスカ上空の成層圏での値が  $1 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1}$  値となっている。地理的な違いを考えると両者はよく一致していると言える。また高度分布の形も似ていると言える。



# 成層圏大気電気伝導度の気球観測

## — St. Helens 噴火の影響 —

近藤 豊, 高木増美, R. Reiter, H. Jäger

(各大 空電研)

(Institut für Atmosphärische Environmental Res. W. Germany)

55年秋の学会で西ドイツ Garmisch-Partenkirchen における電気伝導度とライダーの同時観測の Preliminary な報告を行なった。その後引き続き1980年10月-11月に2回の電気伝導度の測定を行なったのでこれを含めた総合的な結果について報告する。

成層圏イオンはそこに存在するエアロゾルに付着する性質を持つ。この結果このエアロゾルに付着したイオンは Mobility が小さい為 effective に電気伝導度を減少させる。この電気伝導度とエアロゾルの濃度との関係は定量的に

$$\int \beta(r) z(r) dr = \Delta \lambda \cdot \frac{2}{e \epsilon} \left( 1 + \frac{\Delta \lambda}{2 \lambda_0} \right)$$

と表現できる。ここに  $z(r)$ : 半径  $r$  のエアロゾル濃度

$\beta(r)$ : イオンの半径  $r$  のエアロゾルへの付着係数

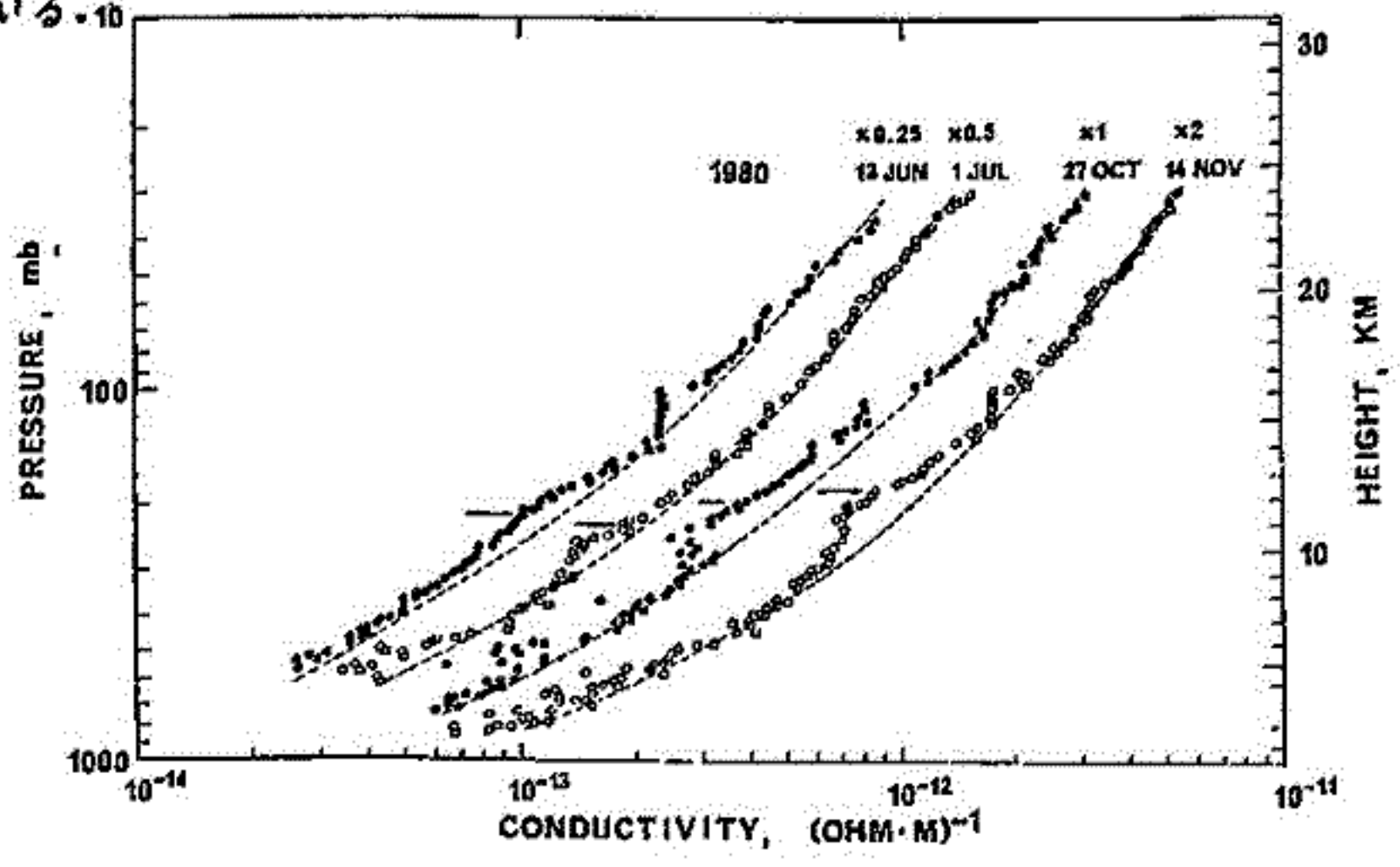
$\lambda_0$ : エアロゾルがない時の電気伝導度

$e$ : mobility

$\Delta \lambda$ : 伝導度の減少分

この式からエアロゾル濃度を推定することができ、1980年1月-11月の間の13回の伝導度の気球観測データをこの式に従って解析すると、次の点が指摘される。

- 1) St. Helens 噴火後11月頃までは、16-18 km の高度位までは伝導度の減少を検知できる程度にエアロゾルが増加した層が見られる。この層の中でのエアロゾルの密度は仮定する Size 分布により変わり、100~1000個/ccの間である。
- 2) LIDER Profile と  $\beta z$  の空間的相関は必ずしも良くない。従って1)の結果とも考えあわせると、イオンの減少には CN のような半径の小さな粒子がより多くの寄与をしていると考えるのが妥当である。
- 3) St. Helens 噴火以前にも対流圏海面の近く、あるいはそれよりも上で数100個/ccのエアロゾルが検知される。これは対流圏起源の CN が時として成層圏に運ばれるということを示唆している。



セントヘレンズ大爆発後の成層圏エアロゾルの  
ライダー観測結果の考察

広野求和 藤原玄夫 柴田隆 久々宮成助

九大 理

1980年5月18日のセントヘレンズ大爆発後成層圏に多量の火山ガスなどが注入されエアロゾルが急増し、九大理において $\text{D}YAG$ レーザーの2波長  $1.064\mu\text{m}$  と  $0.532\mu\text{m}$  で80年6月4日以後精度の高い観測が続行されている。6月と7月における鉛直太陽直射光の減衰は  $2 \times 10^{-2}$  と  $1.2 \times 10^{-2}$  であり、8月以後は非常にゆるやかに減少している。6月以後他の観測、例えばフィルター捕集法(10-19 $\mu\text{m}$ ) バルーンによる *Rosen* らの観測など各種方法で精力的な観測が行われたが、これらと比較してみるとライダーはエアロゾル濃度を過少評価しているが時間的・空間的・相対的の変化はよく記録している。このような過少評価の2波長に差く補正方法について述べる。補正の結果、上記の減衰量は約1.4~2倍となり成層圏下部の濃度は特に著しく改善される。粒径分布の高さ変化の考察も述べる。

*Cadle, Louis* (1976) と同じパラメーターに基く二次元モデルを用い、緯度  $45^{\circ} - 50^{\circ}N$ 、高さ  $16 - 21\text{km}$  の範囲に火山ガスが注入された場合の地球上の1年間の拡散の様子を理論的に計算されたので、これと観測値の比較について述べる。注入2ヶ月後、緯度  $50^{\circ}$  付近でエアロゾルの *Column concentration* は福岡の値の約2倍となりこの比はフィルター捕集法の圏界面付近の測定値とよくあうようである。

# 大気雑音世界分布図の作成 (雷分布図に基づく)

上 龍 實, 加藤 仲夏  
(電波研究所)

## 1. はじめに

従来, 国際的に使用されている大気雑音強度予報地図は, CCIER (国際無線通信諮問委員会) の Report No. 322 で与えられているが, これは, 千葉県大平測定所を含む世界16カ所の測定点において, 1957年~1961年の間に行われた協同観測のデータに基づいて作られたものである。しかしながら, 世界のわずかに16カ所での観測結果に基づいており, 地球の大半を占める海洋上, 砂漠, 山岳地域でのデータがないため, その精度に問題があり, 実際はこの予報地図による値が観測値と合わないという報告もなされている。

一方, 1978年電離層観測衛星が打ち上げられ, 搭載された電波雑音観測装置による観測から, 雷活動度世界分布図が作成された。この雷発生頻度分布図を基に, 雷放電の平均的スペクトラムを仮定し, 電波の伝搬による減衰量を計算することにより, 大気雑音の世界分布図を作成した。

ここで作成された大気雑音分布図による値と, 大平における12年間の観測結果と, CCIERによる大気雑音強度と比較し, 本方法による値が, CCIERによるもの比べて, 観測値によく合うことを示す。また, 本方法により, 大気雑音の諸特性がよく説明されることとなった。

## 2. 大気雑音強度の計算方法

短波帯の大気雑音は, その振幅分布の観測から, 局地雷による成分と, 遠方の多数の雷放電が伝搬してきたものの積分成分との2成分から出来ていることがわかる。したがって, ある地点での大気雑音強度( $W_i$ )は, 次のように求められる。

$$W_i = W_{li} + \sum_j W_{pij}$$

$$W_{li} = (E_l^2 / 120\pi) \cdot P_i \cdot D$$

$$W_{pij} = (E_s^2 / 120\pi) \cdot P_j \cdot D / L_{ij}$$

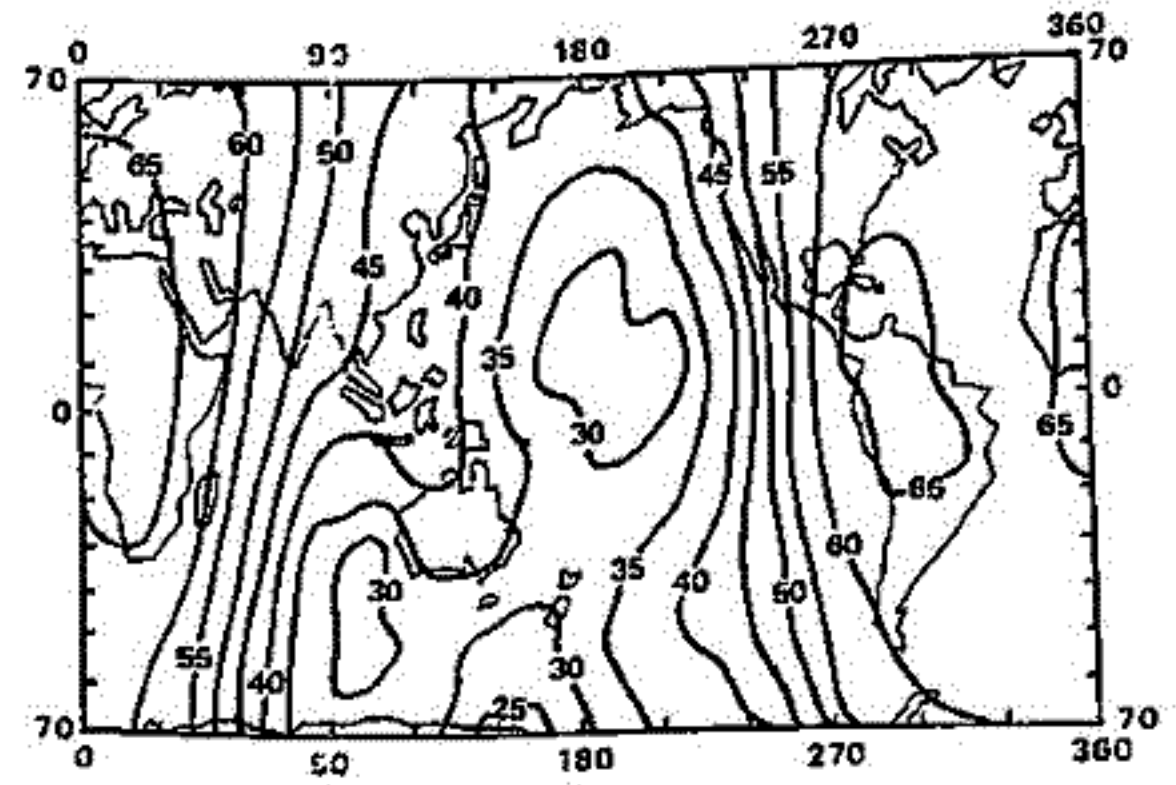
ここで,

$E_s$ : 電波源の電界強度

- $E_l$ : 局地雷の電界強度
- $W_{li}$ : i点での局地雷の成分
- $W_{pij}$ : j点の雷によるi点に伝搬した成分
- $P_i$ : i点での雷の発生率
- $D$ : 1つの雷放電の継続時間
- $L_{ij}$ : i-j点間の伝搬による減衰量

## 3. 大気雑音世界分布図

雑音地図は, 秋季の2.5, 5, 10, および20MHzにおける22~02, 02~06, 06~10, 10~14, 14~18, 18~22hr UT, の4時間ごとのUTマップを作成した。才1図は, 2.5MHzにおける, 22~02hr UTの大気雑音世界分布図である。図中の数は, 等価雑音指数,  $F_a$  dB, で目盛, である。





MAGSAT 衛星で観測された地球変化磁場の

の構造

飯島 健<sup>\*</sup>, 福島 直<sup>\*</sup>, 藤井 圭一<sup>\*\*</sup>, 桜井 浩男<sup>\*\*</sup>  
<sup>\*</sup> 東京大学理学部      <sup>\*\*</sup> 国立地理研究所

MAGSAT 衛星に搭載された磁力計で計測されたゲオトル磁場のデータをもちいて高緯度 350—560 km で観測された地球磁場変化分 (モデル主磁場 MFST (6/80) を差引いた残余磁場) を抽出し、解析した結果次の事が判った。

- (1) 変化磁場を主磁場に対する平行成分  $\Delta B_{||}$  と主磁場に対する垂直成分  $\Delta B_{\perp}$  に分解した時、高緯度地球での全磁場の変化分  $\Delta F = |B| - |B_0|$  はほぼ完全に  $\Delta B_{||}$  によるため、 $\Delta B_{\perp}$  の成分は無視できる。
- (2)  $\Delta B_{\perp}$  をさらに地球磁極軸 N-S 成分, E-W 成分に分解し、その水平方向を基準に電流源を検討したとき、大部分は field-aligned current に対応すると考えられる。この field-aligned current の流束分布, 空間的分布共に、既に TRIAD 衛星の磁場観測から求められたものと一致している。この Region 1, Region 2 電流構造である。Region 1, 2 電流は sheet current と近似でき、sheet alignment, 電流密度, 空間的位置関係は substorm の発達と関係して変化する。
- (3) Potential 論を検討した時、電離層 dynamo 領域に水平電流を仮定し、 $\Delta B_{\perp}$  と  $\Delta B_{||}$  双方を説明する三次元電流構造を検討した結果、field-aligned current の存在する場所の周囲に反対向きの electrical conductivity gradient を持つような構造がある。これをより簡単に扱った  $\text{iono-optical conductivity}$  分布は抽出した重要な parameter であると認められた。
- (4)  $B_0, \Delta B_{||}, \Delta B_{\perp}$  の磁場 stress 応力およびその勾配 (磁気力) を検討した結果、Region 1 電流の対磁場  $B_0$  に対する磁気力は sunward, Region 2 電流に対するものは anti-sunward に向いて存在する事が知られた。この磁気力と重力との原因を磁気圏プラズマ中に仮定すると、Region 1, 2 電流を起すには、そのうち、anti-sunward 側の sunward の力のバランスが必要になる。

# MAGSAT — アラスカ磁場ネットワーク 同時観測

上出 洋介<sup>1</sup>, 飯島 健<sup>2</sup>, 藤井 良一<sup>3</sup>, 福島 直<sup>2</sup>  
 ( <sup>1</sup>京都産大理, <sup>2</sup>東大理, <sup>3</sup>極地研 )

オーロラ・ジェット電流が磁力線に沿って出入りする、いわゆる field-aligned 電流といかなる形で結合されているかを調べることは、電場や電流の源を探る上に重大なことである。このためには、オーロラ電流の緯度分布を  $< 1^\circ$  の精度で推定できる子午線に並んだ地上磁場観測ネットワークと、field-aligned 電流を測定できる極軌道衛星が必須条件である。

ここ数年間に、高度 800 km の TRIAD 衛星が Alaska や Scandinavia チューンの上空を通過したときの衛星 — 地上データを用いて、電流の相対的位置関係を調べ、多くの研究が夕方側の電流特性について行なわれた。いくつかの新しい知見が得られつつあるが、confusing なテーマも少なくない。たとえば、真夜中直前の Harang discontinuity 付近の電流結合については、意見は完全に分かれている：

- (1) Discontinuity から強い field-aligned 電流が  
磁気圏に向かって上向きに流出している ---- Rostoker et al., 1975; Hughes et al., 1978
- (2) シ          シ          していない ---- Kamide and Akasofu, 1976;  
Vickrey et al., 1981
- (3) 時と場合による ---- Kamide et al., 1978; Baumjohann et al.,  
1980.

一方、朝方の電流結合については、現在までのところ2つの論文しかない (Kamide, Akasofu and Rostoker, 1976; Sulzbacher et al., 1978)。この領域がとくに興味があるのは、auroral oval の極側の半分では強い field-aligned 電流が電離層に入ってきていて、したがってジェット電流も強いはずであるが、明るいオーロラがいつも見られるとは限らない領域のためである。オーロラ強度と field-aligned 電流密度に相関関係がないという報告もあり、後者が電離層から上向きに逃げ出す電子によって運ばれているという衛星観測もある (たとえば Klumppar, McDiarmid and Burrows, 1976)。

ここでは、MAGSAT の初めの期間中から、同衛星が IMS Alaska チューンの  $\pm 15^\circ$  (経度) 以内を通過したときのデータを集め、field-aligned 電流が朝方の西向きオーロラ・ジェット電流といかに結合されているかを調べる。一般的に、MAGSAT で観測された磁場の東西成分は、地上の磁場変化から推定したジェット電流の緯度印に confine されているが、ジェット電流や field-aligned 電流 sheet の 'end effects' を考慮に入れ、両電流結合の緯度依存性を調べる。

MAGSAT衛星データによる磁気圏電流の  
算出鈴木 亮・亀井 豊永・熊本 毅  
(佐賀大教養) (京大理) (京大理)

## 《目的》

よく知られた電磁気学の法則に、磁場Hの中で単位磁極を1周するときの仕事はその回路で囲まれた電流総和の $4\pi$ 倍に等しいというのがある。回路の微小部分を $ds$ 、Hの積分路方向の成分を $H_s$ とすると、

$$4\pi J = \oint H_s ds \quad (\text{emu})$$

となる。この $H_s$ にMAGSAT衛星で観測した磁場を代入して、次の3種類の計算をする：

1. 積分路を衛星軌道に沿う方向にとって、その面を横切る電流を求めよ。
2. 理想的に静穏な日に対して、東西方向の磁場成分(D)に対して積分をし、南北成分の電流を出せ。
3. 局所的に小積分路をとり、 $H_s$ , D (or H, D) 両方をつかって沿磁力線電流を求めよ。

## 《精度》

$1 \mu\text{T} (= 10^{-5} \text{T})$  の磁場に対して、地球を大雑把に  $4 \times 10^4 \text{ km} (= 4 \times 10^9 \text{ cm})$  とすると、 $J = 10^{-5} \times 4 \times 10^9 / 4\pi (\text{emu}) = 3 \times 10^4 (\text{amp})$  が対応することになる。今、Jの計算値として  $10^6$  のオーダーの値が出ている。これは磁場の測定値に  $10^2 \mu\text{T}$  の精度があれば出る値である。

## 《結果》

今回は上記目的のうち1の結果についてのみ報告する。現段階ではCHRONINTデータによる結果しか出ていない。16分の1秒毎の観測値128個を平均して $H_s$ の値として、積分路を極から極( $H_s$ が一番小さい地成)までとって求めると、Jの値として次とよばぬような数値が求まる。

$$1.14 \times 10^6, \quad -3.49 \times 10^6, \quad 1.41 \times 10^6 \quad (\text{amp})$$

これは、1979年11月5日という非常に静かの日に対するものであるが、 $10^6$  という値の大きさは一応も、ともうしいと考えている。



前田 坦, 亀井豊永, 家森俊彦  
(京都大学理学部)

1. 目的: MAGSAT と地上の磁場データを用いて、地上で観測される日変化磁場への磁気圏 (電離層より上部) 電流の寄与を推定する方法が前田 (JGG, 1981) によって提案されたが、ここでは、それとはやや異なる方法で行った。

2. 方法: MAGSAT データを用いて求められた主磁場モデル (MGST, 6/80) モデルには、Sq 成分も多少含まれていると考えられるので、観測値からモデル値を引いた場合、Sq成分も差引かれている可能性がある。それ故、MGST (6/80) 磁場を引いて解析を行ったこの報告では、朝方と夕方の磁場変化の差についてのみ議論できる。地上およびMAGSATでの磁場の北向、東向、下向成分を  $H_g, D_g, Z_g$  および  $H_s, D_s, Z_s$  とすると

$H_{g, dusk} = H_{1, dusk} + H_{m, dusk} + H_0$  --- (1)      $H_{g, dawn} = H_{1, dawn} + H_{m, dawn} + H_0$  --- (2)

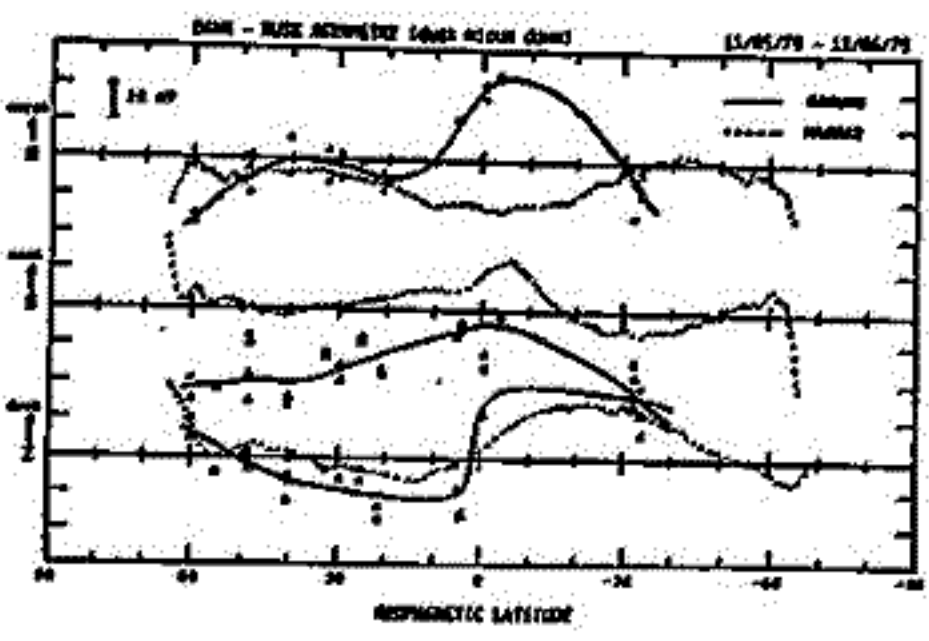
(1) - (2) から  $\Delta H_g = \Delta H_1 + \Delta H_m$  --- (3)     ここで  $H_1, H_m, H_0$  は電離層, 磁気圏, 地球内部起源の部分である。また、 $\Delta H_g$  等は朝, 夕の変化磁場の差を表わす。同様にしてMAGSATでは

$\Delta H_s = k \cdot \Delta H_1 + \Delta H_m^s$  --- (4)     ここで  $k$  は各種の影響を示す係数 (ここでは各成分で同じと仮定)。

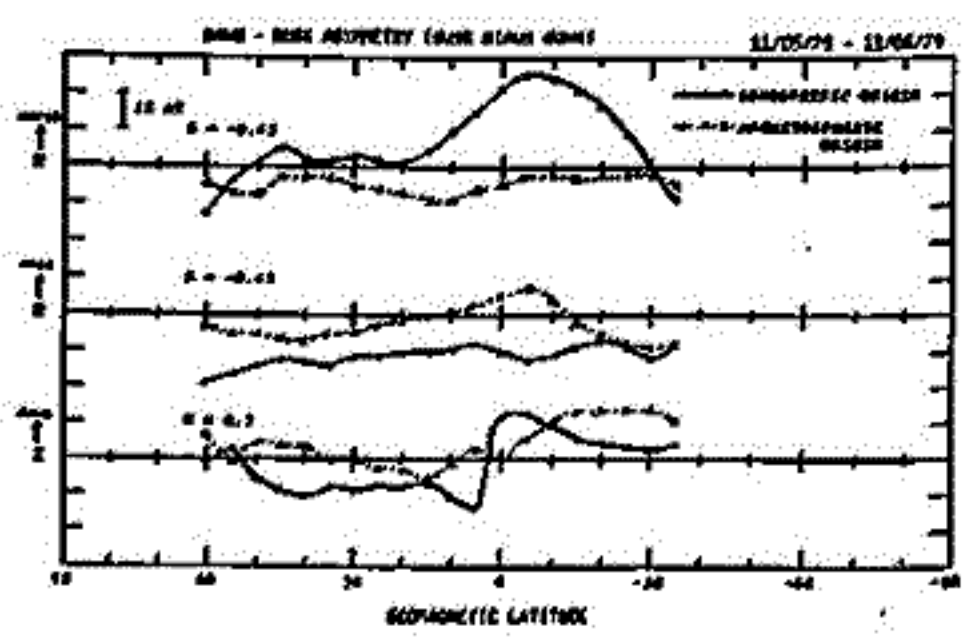
(3) - (4) で  $\Delta H_m = \Delta H_m^s$  とすれば、 $\Delta H_1 = (1 / (1 + k)) (\Delta H_g - \Delta H_s)$  --- (5) から電離層部分が求まる。そして (3) と (5) から、 $\Delta H_m = (1 / (1 + k)) (k \Delta H_g - \Delta H_s)$  --- (6) から磁気圏部分が求まる。

同様にして、 $D$ および $Z$ 成分も分離できよう。ここでは $k$ の値として、 $H$ および $Z$ 成分に対しては  $-0.43$ 、 $Z$ 成分に対しては  $0.2$  とした。用いたデータは、1979年11月5-6日で、地上は中低緯度16ヶ所である。

3. 結果: 図1は地上およびMAGSATでの朝夕の変化磁場の差、図2は上記の方法で分離した電離層および磁気圏に起因する成分の比較をす。図1から、少なくともこの2日間については、夕方側の方がSq電流の効果が大きく出ていることが分る。図2から、図1にみられる赤道附近の  $H$ 成分の朝夕非対称は、ほとんど電離層電流に起因していることが分る。しかし、 $D$ 成分にみられる赤道附近のふくらみおよび高緯度での減少の傾向は磁気圏起源とみられる。また、 $D$ 成分の変化は北 (冬) 半球から南 (夏) 半球への沿磁力線電流を示唆する。図2の  $Z$ 成分の急変は赤道ジェットの効果であろう。



第1図



第2図

# CUSP 領域の FIELD-ALIGNED CURRENT の特性

藤井 良一 , 飯島 健  
(極地研) (東大理)

DAYSIDE (CUSP) REGION の沿磁力線電流については、その形態及び惑星間空間磁場との関係等、未だその特性がはっきりしていない。今回の講演では、TRIAD衛星に取得された磁場データをもち、北半球の MIDDAY REGION の FAC の特性について報告する。

FAC の種類としては 図1 に示すような 単層・二重層・三重層 について考察した。特性としては、

- i) 各種類の FAC の出現と IMF  $B_y, B_z$  との関係 (MLT 分布) ii) 単層 FAC と 二重層 FAC との存在する緯度の関係 及び (ii) とその seasonal dependence について調べた。

### 結果として

- i) 単層構造の FAC に関しては、下向き (S1) は午前側に 上向き (S2) は午後側に分布するが、その demarcation line は IMF  $B_y$  の符号により移動する。即ち  $B_y > 0$  : 12-13 MLT,  $B_y < 0$  : 10-11 MLT
- ii) 二重層構造のものに関しては、IMF  $B_y > 0$  のときは 8-16 MLT で高緯度側に上向き (D2) の電流系が dominant で  $B_y < 0$  のときは 8-16 MLT で下向き (D1) が dominant である。
- iii) 三重層構造のものについては 二重層の場合と同様に  $B_y > 0$  のときは 8-16 MLT で高緯度側に上向き (T1) が、 $B_y < 0$  のときは 下向き (T2) が dominant である。(ii)(iii) については 図2 参照)

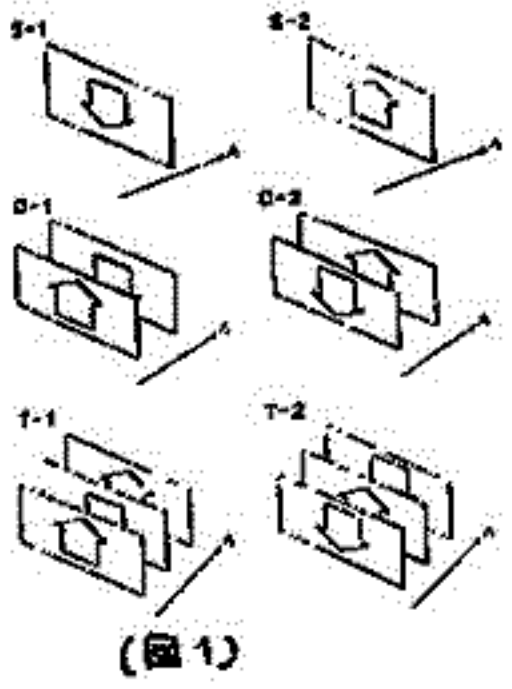
iv) 8-16 MLT で どういう種類の二重層・三重層が出現するかは IMF  $B_y$  には依存するが IMF  $B_z$  には依存しない。

v) 単層・二重層・三重層 FAC の各々の出現する緯度を調べると 表 1 と表 2 には 図3 に示したように、 $B_y > 0, B_z > 0$  の時の午前領域では、

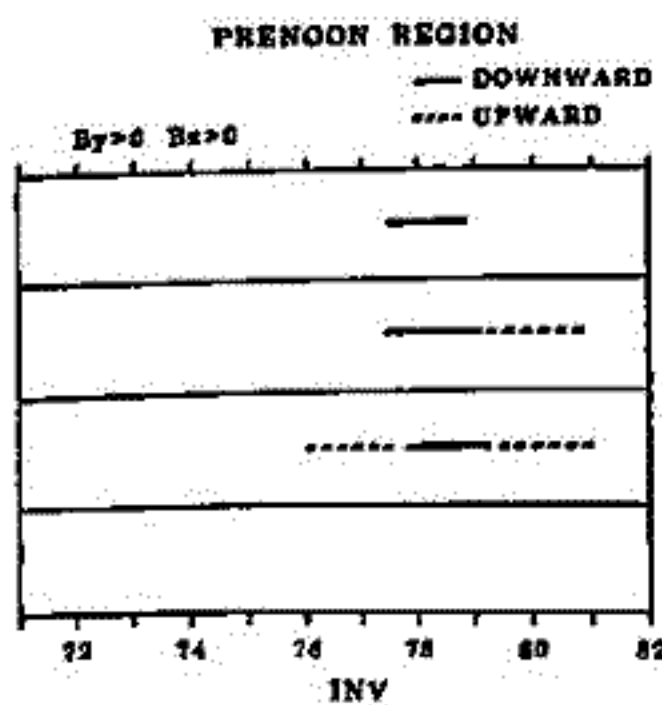
単層 (S1) の下向き FAC の存在緯度は統計的には、D2 型二重層の低緯度側及び T1 型三重層の真中の FAC の緯度と一致する。

以上述べて IMF  $B_y$  依存性と存在する緯度の考察からして、cusp type FAC と呼ばれるものは Region 1 とは別のものがあることが判る。

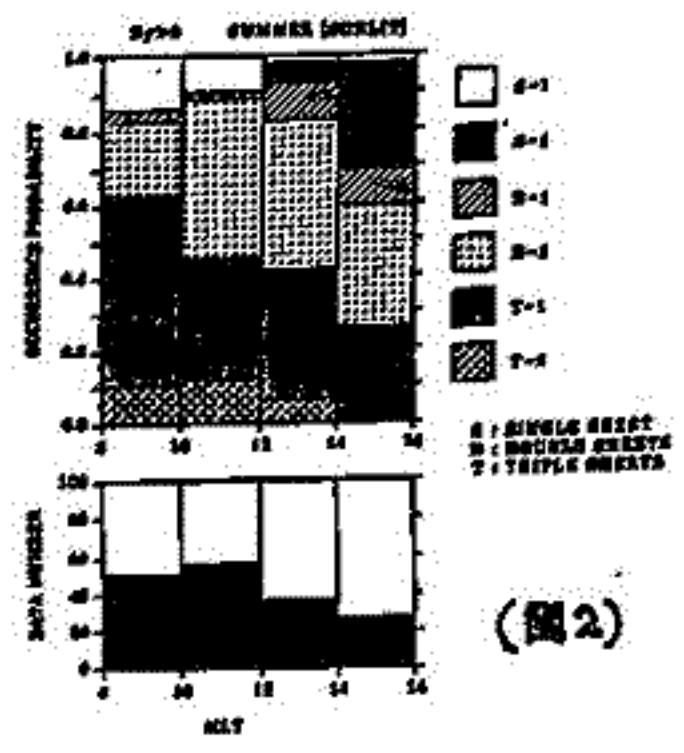
講演では その他、cusp 及び Region 1 FAC の seasonal dependence についても述べた。



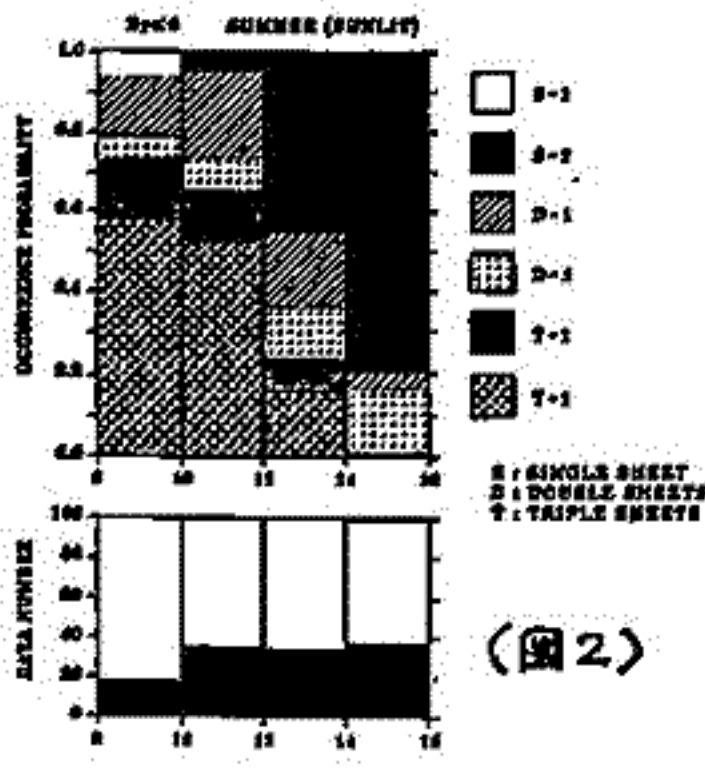
(図1)



(図3)



(図2)



(図2)

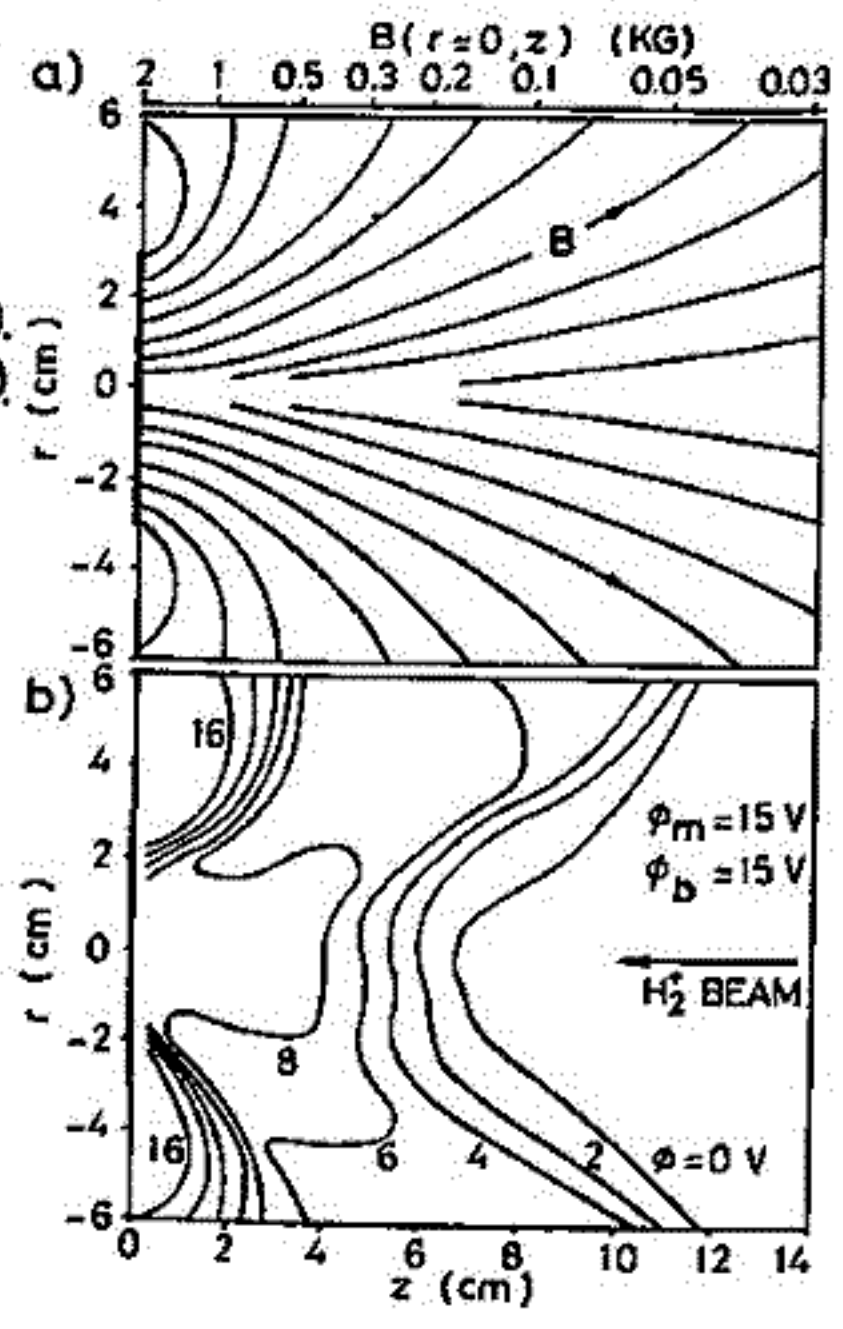
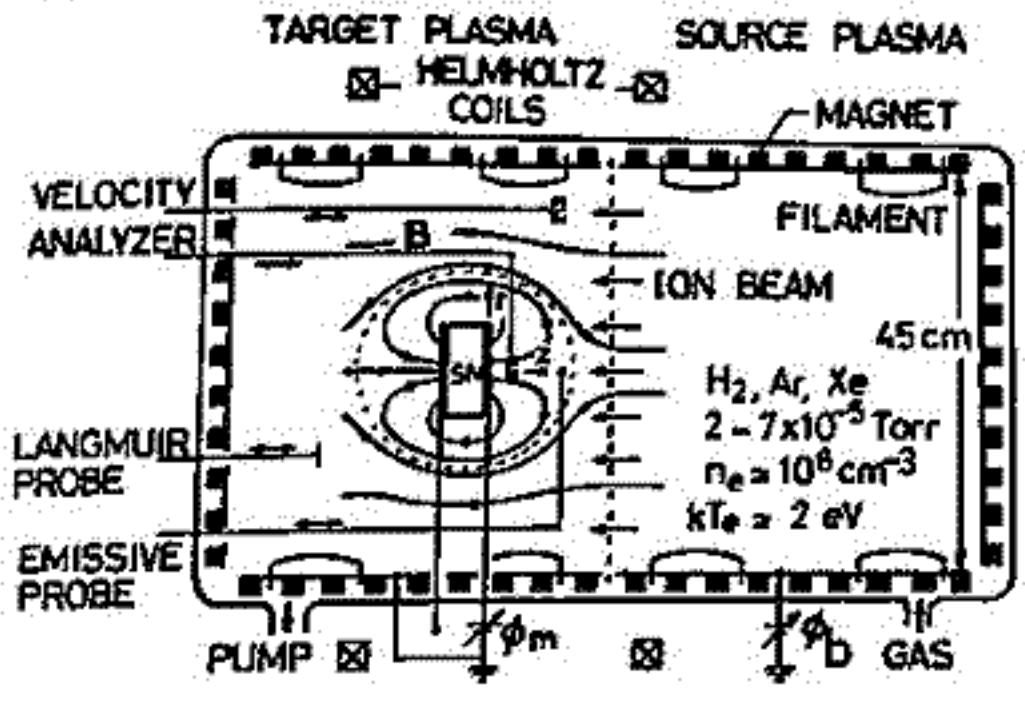
# イオンビームによるダブルレアーの生成

中村良治, 大山素宏, R.L. Stenzel  
東大宇宙研.

極域に降下するオーロラ電子が1~10 KeVに加速されるメカニズムとしては 異状抵抗  
や熱起電力等が考えられていたが<sup>1)</sup> 最近の人工衛星による直接観測やバリウム雲の実験によ  
り、 $E_{||} \approx 100 \text{ mV/m}$ の強い電界の検出されたことにより、ダブルレアー(DL)が注目され  
てきた。DLについては理論的研究や計算機シミュレーションの他に室内実験が活発に行なわ  
れている<sup>2)</sup> それらは電流を流すことによりまた電離現象に関係してDLを励起した。しかし磁  
気圏でのDLの原因がプラズマシートからプロトン流だという理論<sup>3)</sup>もあるので、イオンビ  
ームを用いて実験を行なった。<sup>4)</sup>

実験装置の概略を1図に示す。長さ1.5mのチューンバー内には、二つのプラズマ源が置か  
れ左側の中央には直径6cmの永久磁石(表面で2KG)が取り付けられている。右側の陽極  
電位 $\phi_m$ (プラズマ電位にほぼ等しい)を上げると中央のグリッドを通して磁石に向けてイオンビ  
ームが入射する。この時、磁石面に置いた円板電極の電位 $\phi_m$ とビームの加速電圧 $\phi_b$ によ  
て、電位差 $\phi_d$ が決まる安定なDLが生成された。 $(1 \leq e\phi_d / kT_e \leq 25)$ 。2図に磁力線と等  
電位線の様子を示す。また中心軸上での磁場の強度を上記書いてある。DLは中心軸上に位  
置し( $E // B$ )。そのまわりでは等電位線は磁力線に  
ほぼ沿った( $E \perp B$ )分布になっており、全体として  
は磁気圏で考えられているU字形を示している。

- 1) C. K. Goertz; Rev. Geophys, Space Phys. 17, 418 (1979).
- 2) 中村良治, プラズマ中のダブルレアー. 物理学会誌(印刷中).
- 3) D. W. Swift; Space Science Rev. 22, 35 (1978).
- 4) R.L. Stenzel, M. Ooyama and Y. Natamura;  
Phys. Rev. Lett. 45, 1498 (1980); Phys. Fluids, April  
(1981).



八木康え, 河島信樹, 別生栄<sup>A</sup>  
岸留研, 京大ヘリオトロン研<sup>A</sup>

トカマクで核融合炉を実現するための問題点(過加熱, 不純物除去, 安定常態転化)を解決する一つの方法として提唱されているマーキングトカマク(Ohyabu 1979)の基礎実験として本実験は始められた。その後マーキングの際にイオンが加速されるのが観測され(Beshou 1980), 現在, 加速機構の物理的説明を得るための実験を行なっている。イオンの

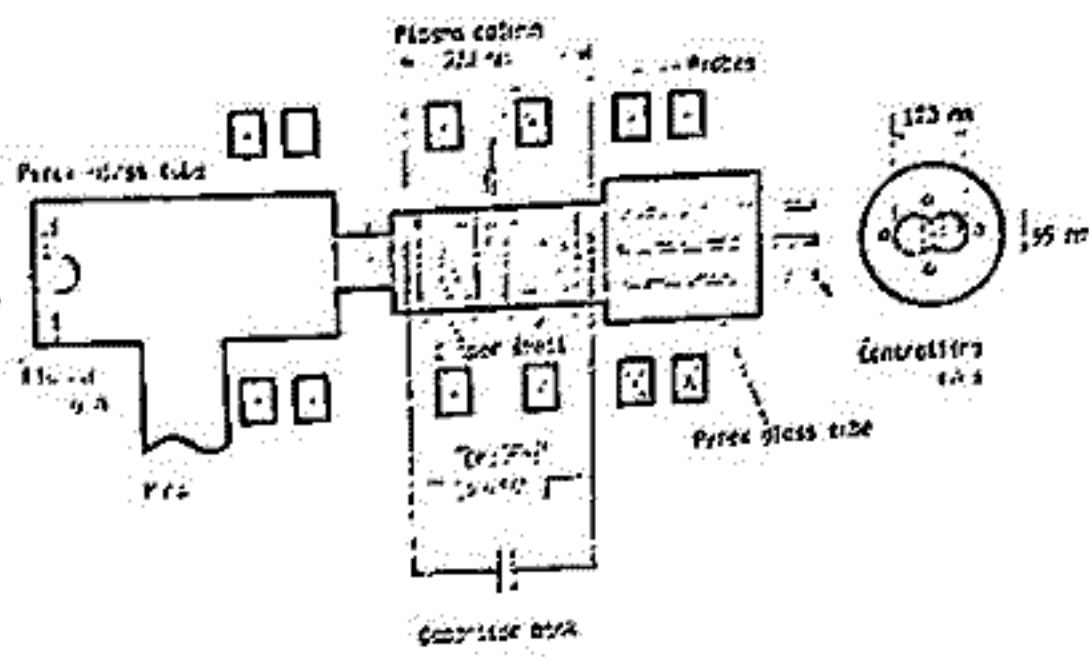


図-1

加速機構も定量的に説明するためには, プラズマ電流の作る磁場の時間変化を測定することが必要であり, このために, 磁気プローブをプラズマ柱中央部に挿入できる様になっている。(図-1) 実験はガスづめによる放電と, プラズマガンによる放電の2通りで行なう。前者は  $n_e \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $kT_e \approx 10 \text{ eV}$  で衝突領域近傍にあり, 後者は  $n_e \approx 10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $kT_e \approx 10 \text{ eV}$  無衝突領域と考えられる。放電はコンデンサーバンク(最大 20 kV, 20  $\mu\text{F}$ , 半周期 20  $\mu\text{sec}$ )を使用して行なう。



図-2

現在 Ar ガスづめの放電を行なっており, 良く定義されたプラズマ柱の生成を行なっている。代表的なコマ撮り写真を図-2に示す。(露光時間 1  $\mu\text{sec}$ , コマ間隔 5  $\mu\text{sec}$ ) 撮影のタイミングを図-3に示す。図-3は放電電流波形と1コマおきのモニターとを重ねたものである。この時のパラメータは Ar ガス圧 50 mTorr, 電圧 5 kV である。図-3から2本のプラズマ柱が数  $\mu\text{sec}$  のオーダーでマーキングしている様子がわかる。電圧をさらに上げた時に現われる非対称性について現在改良中であり, 又プラズマガンによる放電の時に同様の写真撮影を行なうことが課題となっている。

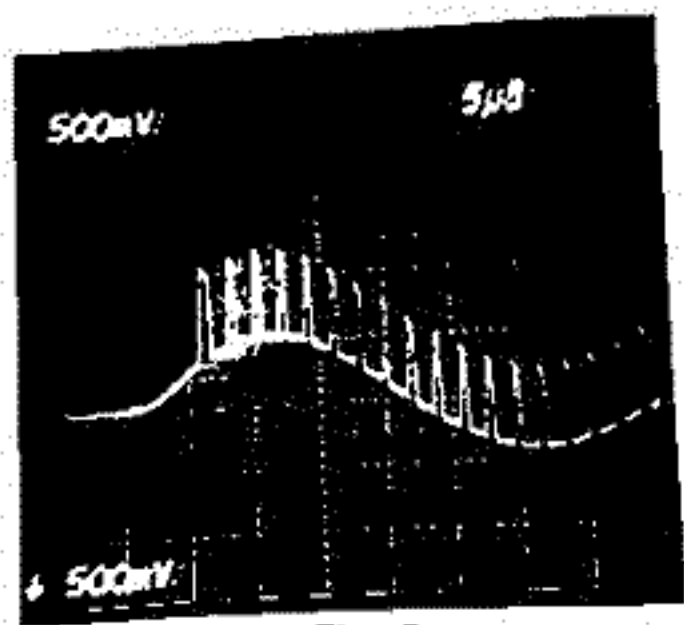


図-3



Space-chamber test of the impedance-probe  
( NEI ) installed on the EXOS-C satellite

Y. Watanabe\*, T. Takahashi\*\*, T. Obayashi\* and H. Oya\*\*

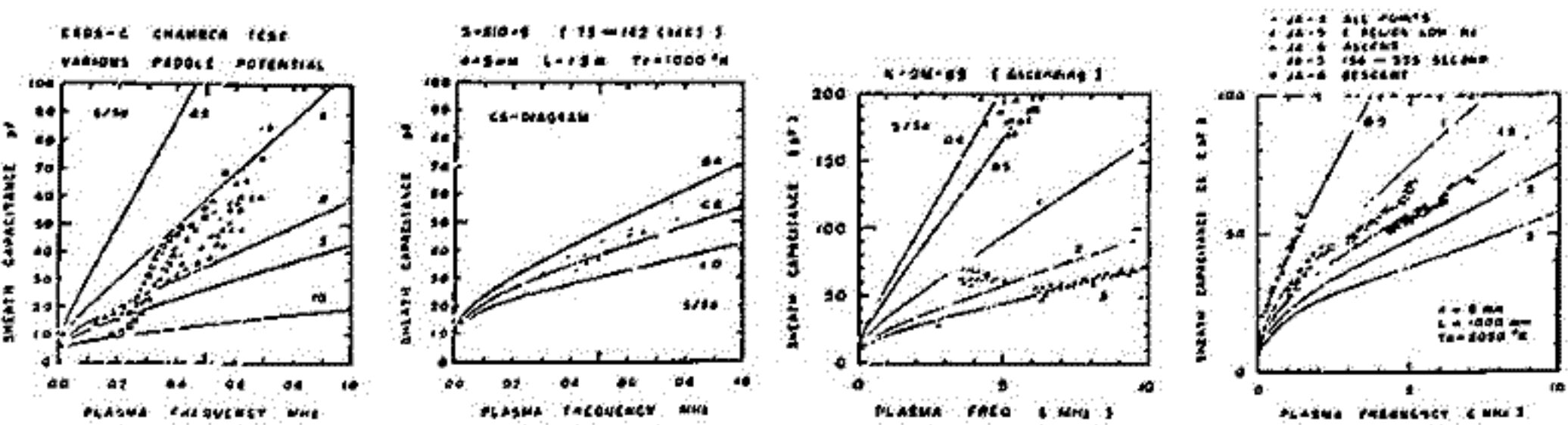
\* Institute of Space and Astronautical Science  
\*\* Geophysical Institute of Tohoku University

A dummy balancer which is set at the side-panel of the satellite easily cancels a stray capacitance around the capacitance-bridge in the pre-amplifier by using some trimmer condenser. A short cylindrical probe which is settled by two short insulator arms at the edge of the solar-paddle is connected to the C-bridge by using a long coaxial cable in order to feed a swept frequency signal between 0.1 MHz and 10 MHz through a transformer. A potential of the probe-vehicle system will be changed due to an energetic charged particle at the polar region or the South Atlantic region. An ion-sheath capacitance measured at a low frequency varies with a bias effect of the probe-paddle system.

The C-bridge with a long cable ( about 100 pF ) was well zero-adjusted by using another cable with the same size and material or by using a condenser of the equal value. The dummy balancer was usefull for a precise zero-balance of the C-bridge. 0.1 V<sub>RMS</sub> swept signal is applied to the C-bridge, cable and senser through a low reactance transformer. A L-C resonance phenomenon generated by both L of the transformer and C of the C-bridge system is appeared at a frequency characteristics of the pre-amplifier. Both values of L and C is desirable to be as low as possible for measuring. A flat frequency characteristics was obtained from 0 pF to about 1000 pF this time.

A size and material of the arm between the senser and the paddle is very impotent for both supporting mechanically and physical observation. The ion-sheath capacitance surrounding the probe-satellite system will be different when the vehicle potential is down-biased due to an adsorption of a precipitating energetic particle to the vehicle surface. The bias characteristics of the NEI was examined at the Space-chamber during 8 - 13, December, 1980. A bias effect was appeared at a sheath capacitance under various potentials of the paddia in a wide range of the electron density. The ion sheath of the probe-paddle system changed when the paddle was negative-biased.

CS-diagram with  $f_p$  ordinate, CS abscissa and a parameter of  $S/\lambda_D$  is presented in the following figure. Also shown is the same diagram obtained by S-310-9 rocket which was launched from KSC at 16:46:00 ( JST ) on January 22, 1981. Characteristics at various conditions such as, in the space-chamber, of an ordinary observation at KSC, with an active experiment like a beam emitting and at an auroral ionosphere by the antarctic-rockets are discussed by using the CS-diagrams.



# SEPAC 科学実験計画

大林辰蔵・河島信樹・栗木恭一・長友信人・二宮敬彦・後川昭雄・工藤勲<sup>A</sup>  
 江尻全機<sup>B</sup>・佐々木進・柳沢正久  
 宇宙研, 電総研<sup>A</sup>, 極地研<sup>B</sup>

1983年に予定されているスペースシャトルスペースラブ1号機での大出力粒子ビーム放出実験 (Space Experiment with Particle Acceleration: SEPAC) は、現在全2の機器の試験が終了し、宇宙開発事業団筑波大型スペースチェンバーでの最後の真空内総合試験終了後、本年末にNASAに引き渡し、いよいよスペースラブへの組み付け・組み合せ試験が開始されることになっている。フライト機器の最終性能は以下の通りである。

電子加速器	ビームエネルギー	0 - 7.5 keV	ビーム電流	0 - 1.6 A
	パルス中	1 ms - 1 sec (high power)		1 ms - CW (low power)
プラズマ加速器	エネルギー	2 kJ	放電時間	1 msec
		$10^{19}$ / shot	繰り返し周期	15秒
中性ガス放出装置	作動ガス	N <sub>2</sub>	放出量	$10^{23}$ molecular / shot
計測装置	モニター-TVカメラ	$10^2 \sim 10^5$ lux	フォトメーター	3914, 5577, 6300 Å
		$10^{-12} \sim 5 \times 10^{-10}$ W	ラングミュアプローブ	$10^4 \sim 10^8$ elec/cm <sup>2</sup>
	フローティングプローブ	-8KV ~ +8KV	真空計	$5 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-2}$ Torr
	波動受信器	750Hz ~ 10KHz, 100KHz ~ 10MHz (Step mode)		400Hz ~ 4MHz, 4MHz ~ 7.5MHz (Wide band)
	電子エネルギー分析器	0.1keV ~ 15keV		

フライト機器の製作・テストと並行して、SEPAC機器を用いた科学実験の検討が行われ、現在約30項目の科学実験項目の提案が、国内・国外の研究者からなされている。各提案の概略は次のようにまとめることができる。

- I. スペースシャトルの帯電とその中和の研究
  - 1. 電子ビームによる帯電強度
  - 2. 帰還電子電流
  - 3. 帯電中和方法
- II. ビーム・プラズマ相互作用の研究
  - 1. 電子ビームの伝播
  - 2. Beam Plasma Discharge
  - 3. プラズマ波動励起と電磁波への変換
  - 4. ビームモジュレーションによる波動励起
  - 5. ビーム不安定性とHM波動励起
- III. ビーム・大気相互作用
  - 1. プラズマ電の伝播
  - 2. Critical Velocity
  - 3. 人工オーロラ
  - 4. エレクトロンエコー
  - 5. E//B 検出
- IV. 観測 (passive experiment)
  - 1. 自然のオーロラ
  - 2. VLF局電流伝播
  - 3. オービタ周辺の Gas Dynamics
  - 4. 相乗り他機器との共同研究

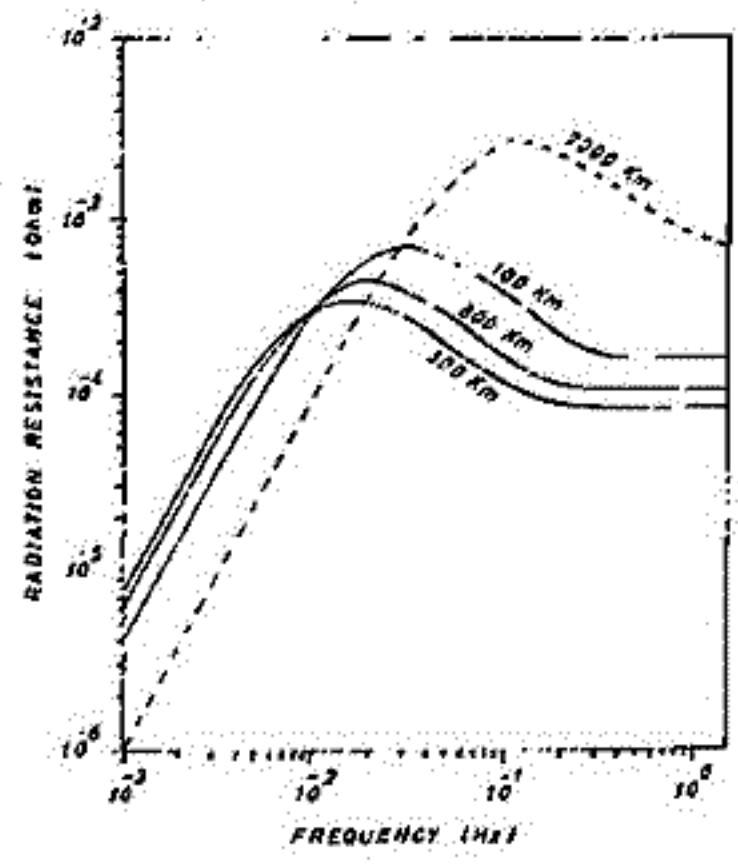
現在各項目について、研究目的・研究方法・加速器動作に対する要求事項・計測器の動かし方・予備地上実験への要求をシート形式にまとめ、SEPAC機器運用手順に反映する作業を行っている。

奥沢隆志 (電通大)

スペースシャトルを使ったTSS (Tethered Satellite System) 並びに SEPAC 実験などでは、電離層レベルでの Alfvén 波の人工励起が試みられつつある。Magneto-ionic 媒質中の、主に VLF 波のアンテナ放射問題は、Bunkin<sup>1)</sup>, Kogelnik<sup>2)</sup>, Kuehl<sup>3)</sup> の理論解析に始まり、60年代に最盛期を迎えていた。特定方向で放射パワーが無限大になるという、いわゆる "Infinity Catastrophe" が、Arbel & Felsen<sup>4)</sup> 及び Staras<sup>5)</sup> によって克服されたことも記憶に新しい。ところで、従来の議論は、地表面上の水平接地双極子からの放射を考えた Greifinger & Greifinger<sup>6)</sup> を除き、いずれも電子プラズマに対するものであることに留意する必要がある。ここでは、電離層内での放射を想定して、第一段階として、以下の前提条件のもとに、伝統的な「グリーン関数法」を用いて解析を進め、手始めに放射抵抗と指向性を求めてみたので報告する。

- a) 超低周波 ( $\omega \ll \Omega_i$ :  $i$  オン・ジャイロ周波数) 遠方界
- b) プラズマは、二成分、コールド、一様、無損失
- c) 背景の静磁場は、一様
- d) 放射源は、有限長 (長さ  $l$ , 半径  $w$  の円柱状) 電気双極子
- e) アンテナ軸は、任意方向
- f) 自由境界

結果の要点をまとめると、予想通りではあるが、次の二点が定量的に確かめられた。  
 放射抵抗 ( $R$ ) に関して、1) Alfvén mode ( $R_A$ ) の方が、fast mode ( $R_F$ ) に比べて大きい。この傾向は、低周波ほど著しい。2) アンテナ軸を静磁場に直角に向けた場合 ( $R \equiv R_A^\perp$ ) の方が、平行に向けた場合 ( $R \equiv R_A^\parallel$ ) に比べて格段に大きい ( $R_A^\perp \gg R_A^\parallel$ )。3) TSS 実験で予測されるパラメータ (高度  $\sim 100$  km,  $l = 10$  km,  $w = 5 \times 10^{-4}$  m) のもとでは、 $R_A^\perp$  は、 $\sim 10^{-2}$   $\Omega$  に極大値がある (右図参照)。実質的に  $R_A^\parallel = 0$  のみ注意を払えば十分であり、これに関して指向性は常識的に、ブロードサイド型を呈する (詳細略)。今後、上記の仮定の内、 $\omega \ll \Omega_i$  と f) 項については、再検討の余地がある。

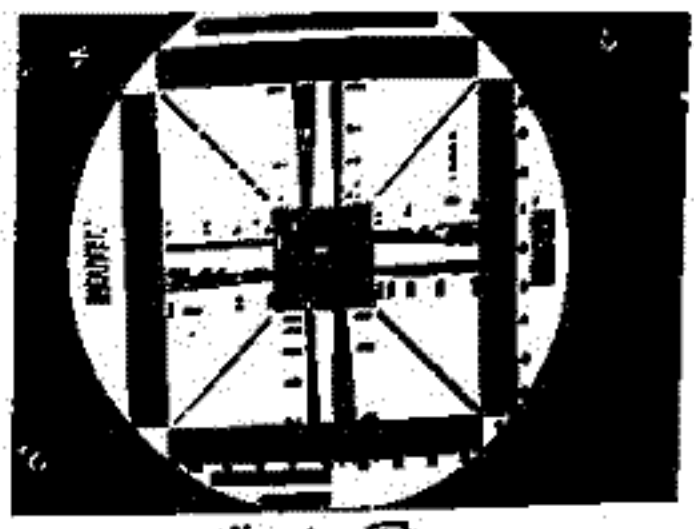


- 1) Bunkin, F.V., JETP, 32, 338, (1957)
- 2) Kogelnik, H., J. Res. NBS, 64D, 515, (1960)
- 3) Kuehl, H.H., Phys. Fluids, 5, 1095, (1962)
- 4) Arbel, E. and L.B. Felsen, in Symp. on Electromagnetic Theory and Antennas, pt. 1, (ed. E.C. Jordan), 421, Pergamon, (1963)
- 5) Staras, H., IEEE Trans. Ant. & Prop., 12, 695, (1964)
- 6) Greifinger, C. and P. Greifinger, Radio Sci., 9, 533, (1974)
- 7) 小山孝一郎, 宇航研報告 16, 935, (1980)

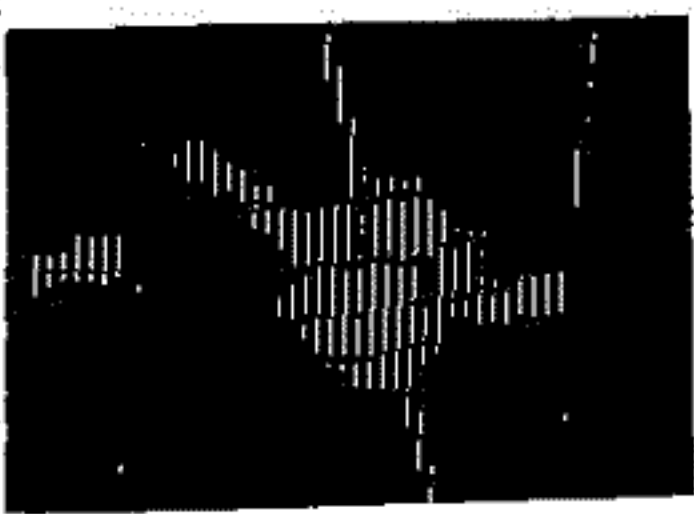
# 飛翔体搭載用小型テレビカメラの開発

佐々木進, 小山孝一郎, 中井豊, 河島信樹, 横田俊昭  
宇宙研, 愛媛大

画像機器は 観測対象を二次元的にとらえるという点で 宇宙観測機器として重要な役割を果たしている。特にオーロラの dynamics の観測や惑星探査でのテレビカメラの果たした役割は大きい。我々も自然のオーロラ・電子ビームによる人工オーロラの可視観測・分光観測を行うことを目的として飛翔体搭載用小型テレビカメラの開発を行っている。小型テレビカメラは、科学観測だけでなく 搭載機器の作動モニター(アンテナ展開・パラシュート開ざん等)としても今後重要な役割を果たすと期待されている。特に展開型科学機器ではその正確なモニターが科学データの解釈の上で、科学データと等価な重要性を持っている。飛翔体にTVカメラを搭載するにあたっての技術的問題点は、カメラの小型軽量化・システムの簡素化・ぼう大なデータ量の処理・伝送方式の確立であり、これらのことを考慮して半導体画像素子を用いたスローキャンカメラの開発を行っている。



オ 1 図

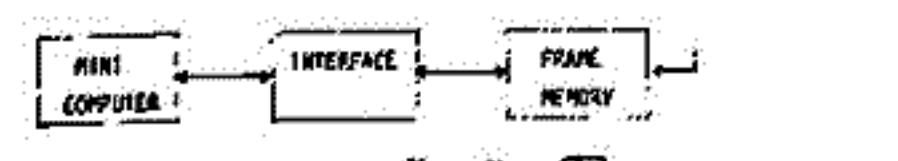
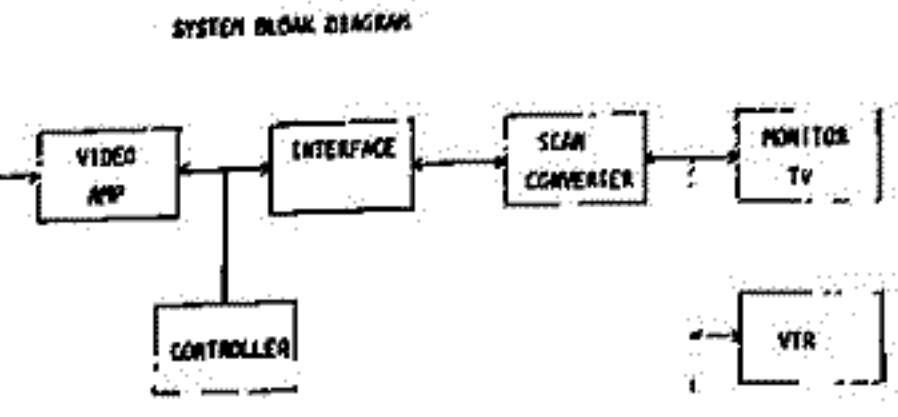


オ 2 図

(1)CCDリニアセンサカメラ  
リニアセンサのスキャン(εスキャン)と飛翔体スピン(θスキャン)とによって二次元像を取得する。この場合規定の分解能を得るにはスピニイトに対応したεスキャンを行う必要がある。又飛翔体からの展開モニターは二次元像としては得られない。オ1図に1728画素リニア素子を用いて取得したテストチャートの写真を示す。分光器と組合わせて連続分光画像を取得する場合この型のカメラを使うことになる。

(2)CCD低分解能カメラ(S-520-2号機)  
64x64画素のarea sensorを用いたカメラを製作し、S-520-2号機でのワイヤ連結型親口ワット分離のモニターに使用した。広角レンズを用いて、広角低分解能カメラとして使用した。オ2図に親口ワットから観測した分離直後のワットワット底面画像を示す。科学機器として用いるには、MCPを用いて低照度型とし、フィルタと組合わせて大気光観測を行うのに適している。

(3)半導体中分解能カメラ(K-9M-73号機)  
100x100画素のarea sensorを用いたカメラを製作し、K-9M-73号機でのワイヤアンテナ展開モニターに用いる。同時に日没前後の大気光空間分布を可視光領域で取得する。画角は30°x30°で空間分解能は3°(平均)、濃度分解能は16ステップである。地上版はオ3図に示すようなscan converterを用いたQuick Look用アナログ処理とframe memoryを用いたデジタル処理を行う。低照度型にしてフィルタと組合わせることにより、将来極域でのオーロラのたて構造、電子ビームによる人工オーロラの観測に使用したいと考えている。



オ 3 図

# ELF-VLF用Search coilの試作

長野 勇<sup>\*</sup>, 菊保 正喜<sup>\*</sup>, 若中 公祐<sup>\*</sup>, 松本 紘<sup>\*\*</sup>, EXOS/D-OPEN/J波動班  
<sup>\*</sup> 金沢大学工学部, <sup>\*\*</sup> 京都大学工学部

地球磁気圏で発生するELF-VLF帯の磁界強度を測定するため、衛星搭載用Search coilの試作を行ない良好な結果を得たので報告する。

磁気圏尾部ではMagnetic turbulence, Lyons marなどの1 Hz ~ 20 kHz程度の磁界が発生しており、それらの測定はSearch coilによって行なわれる。試作Search coilは図1のような形状であり、厚さ0.01 mmのパーマロイ( $\mu_i = 5 \times 10^4$ )を積層にしたものである。またPre ampまで含めた等価回路は図2のようになる。S/Nが0 dBで検出できる磁界強度の目安を表わすMagnetic sensitivity ( $\bar{r}_{rms}/\sqrt{Hz}$ )は $G$ ,  $\omega$ および等価回路定数の複素な関数となる。表1のように2個の断面積の異なるSearch coilを試作し実験により等価回路定数を求めた。そしてこの数値を使って試作Search coilと他の衛星で用いられたものとの比較を図3に示す。

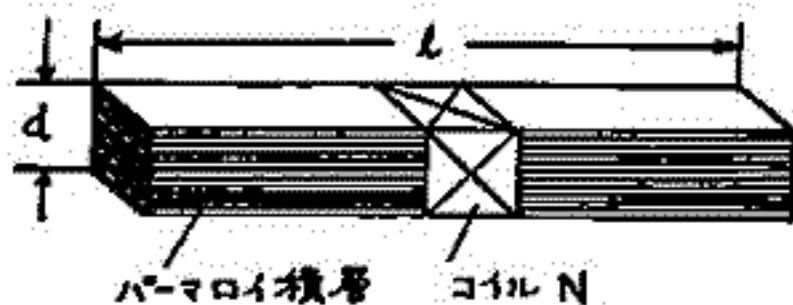
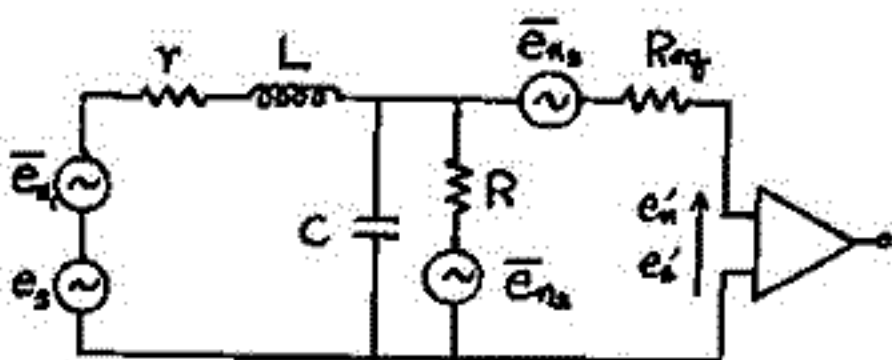


図.1



$r$ : コイルの実効抵抗,  $L$ : コイルのインダクタンス  
 $C$ : Pre Ampを含めたコイル系の容量  
 $R$ : タンデミア抵抗,  $\bar{e}_n^2 = 4kT\Delta f R$   
 $e_s = G f B(r) \times 10^{-6}$  (V)  
 $G = 2\pi A_{eq} \times 10^3$ ; 利得係数  
 $A_{eq} = d^2 N / \mu_{eff}$

図.2 Pre Ampを含めたSearch coilの等価回路

	d	l	N	r	L	C	R	G	R <sub>eq</sub>	重量
試作1	8 <sup>mm</sup>	300 <sup>mm</sup>	8000 <sup>匝</sup>	1.4k <sup>Ω</sup>	11 <sup>H</sup>	60 <sup>pF</sup>	4M <sup>Ω</sup>	0.82	1K <sup>Ω</sup>	183g
試作2	6	300	2x10 <sup>4</sup>	3K	56	20	4M	1.3	1K	205g(1.25g)

\* 各値皆FET使用場合

表1 試作Search coilの等価回路定数 (実験値)

この結果、1 Hz ~ 20 kHzの範囲を1個のSearch coilで受け持つよりELF, VLF専用に分けた方が好ましい。試作Search coilはOGO-typeより優れているがGEOS-VLFよりもやや劣っている。S/Nの評価式が得られたのでSearch coilの形状、重量、希望する感度が与えられた場合について最適設計をどのようにすればよいかについて検討する。

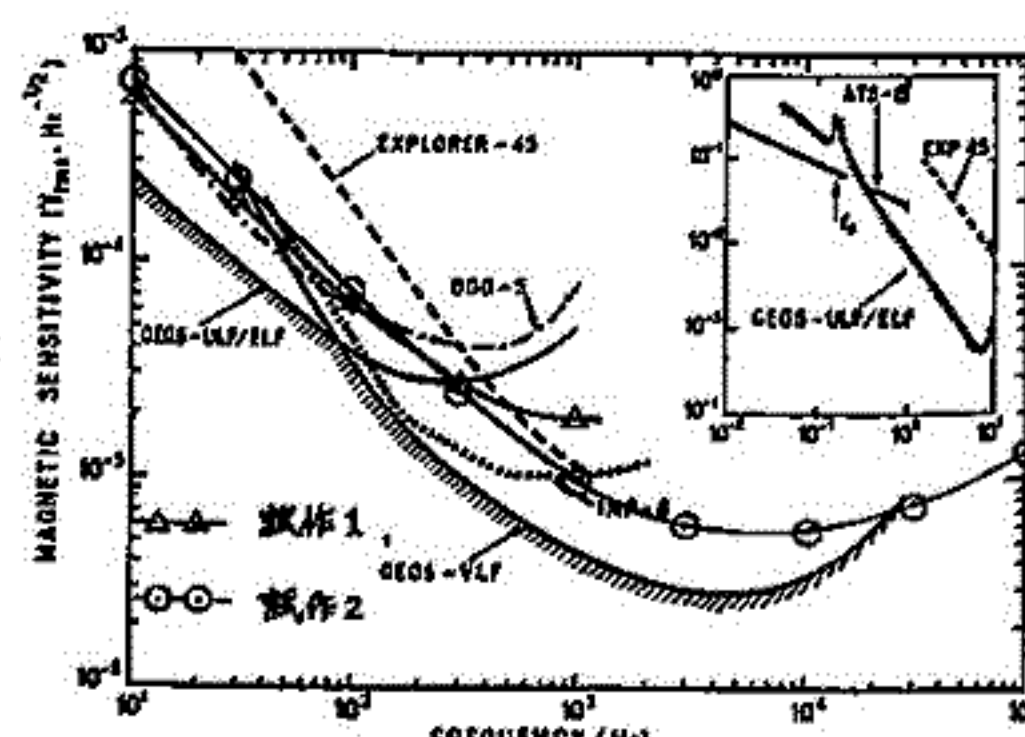


図.3 試作Search coil と他との比較 (S-300 experimenters, p.9, 27, 1979)

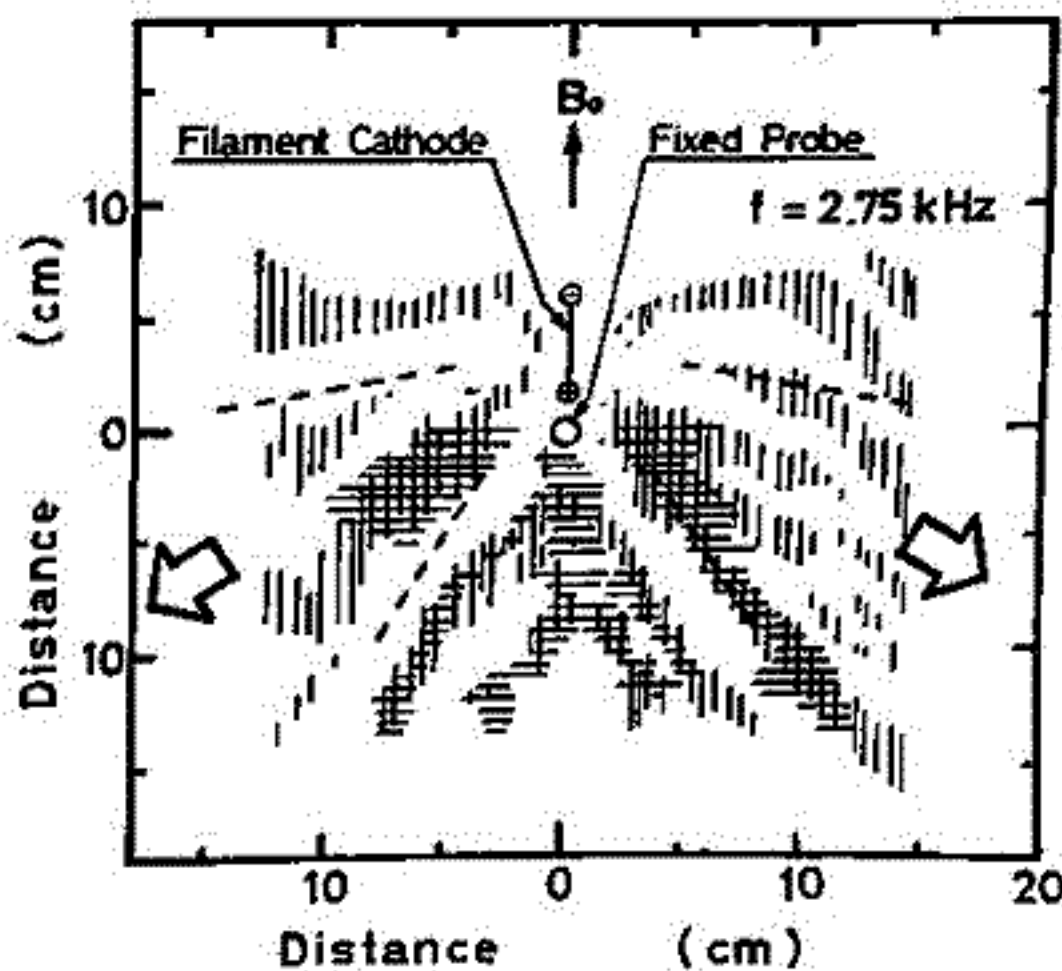
宇宙空間において、ビームプラズマ相互作用により励起された波動のモードは何か？

筒井 稔, 松本 紘  
(京大工学部)

宇宙空間プラズマ中でのアクティブ実験は、自然に存在している波動の励起機構を明らかにするに極めて重要である。それは又、従来からの既成概念を打破する情報を提供してくれる。筆者等は過去に行なわれたロケット実験(K-9M-41号機での低エネルギー電子ビーム放出)において観測された低周波帯のプラズマ波の励起機構を解明すべく極めて精密な地上シミュレーション実験を繰返し行なってきた。そして又、ビームプラズマ系の分散関係と詳しく洗い直した結果、次のような非常に興味ある事実が現れた。

[低エネルギー電子ビームにより励起されるプラズマ波は  
イオン音速に比べ十分速い位相速度を持つ事ができる。]

この事実は、下図に示す実験結果により明瞭に示された。そしてこの結果は従来から説明のつかなかった特定周波数の選択性をも明らかにした。又予想よりも低周波帯の波が励起される理由、更にはビームエネルギー及びビーム強度の励起周波数に及ぼす影響をも明解に説明する事が出来る。



図は線状陰極から放出された低エネルギー電子ビーム(方向は $\rightarrow$ で示す)により励起されたプラズマ波の等位相面の測定結果を示している。  
位相速度は  $V_{ph} \approx 140$  (m/sec) 程度を示している。

江尻全機\*, 山岸又雄\*, 内田邦夫\*, J. K. Oleson\*\*  
 \* 国立極地研究所, \*\* Ionospheric Lab. TID

デンマークのDSRIが中心となって, グリーンランドのSøndre Strømfjord (φ = 67.02°, λ = 50.60 W Geographic; Geomag. Lat ~ 75°N) から1976年8月22日14:15 (LT) にCUSP II, 及び8月27日08:08 (LT) にSEC IIの2機のロケットが, 天の Cleft の構造を調べる為と Polar Cap 電離層の SEC 現象に伴う Plasma Instability を調べる為に打上げられた。実験の概要及び電子密度高度分布の概略は以前に報告した(1)参照, ロケット軌道及び磁場の実測値を用いて電子密度分布を再計算した結果を示し, 特にE層領域で観測された電子密度の揺動についてそのダイナミック・スペクトル解析した結果を議論する。

電子密度に揺動が観測された高度は2つのロケット観測とも昇リト降時のE層領域で, その他の領域ではまったく検出されていない。同時に測定していたVLF自然電波及びELF電波もほぼ同時に観測され, スペクトル分布が広い周波数帯に渡っている事を示している。表1にまとめとして示した。静電場はCUSP IIの場合, NS方向に約20 mV/mで磁力線に沿って10 mV/mの電場も存在し, SEC IIの場合, 北方向に30 mV/mとFarley-Buneman Instability の threshold より充分大きな値が測定されている。これでPolar Cap内のE層のSEC現象とPlasma Instabilityとの対応がつかないと考えられる。図1には電子密度の揺動の記録とその部分について行ったダイナミック・スペクトル解析の結果を図2に示す。その他の部分についての解析結果は講演で示す。打ち上げ時の条件, 及びその他の測定結果との関係についても議論する。

SUMMARY OF IRREGULARITIES: 1976 GREENLAND ROCKET CAMPAIGN

	$2H_0/H_0 = 0.20$	VLF	ELF	ESC
CUSP II	75 sec to 86.5 sec (98 km to 116 km) 169 sec to 181 sec (174 km to 188 km)	72 sec to 87 sec (93 km to 114 km) 172 sec to 187 sec (118 km to 136 km)	appr. 4 mV/m 100 - 200 Hz ditto	$E_{crit}$ to $E_{max}$ upward
SEC II	71.5 sec to 75 sec (94 km to 107 km) 183 sec to 192 sec (121 km to 131 km) 197 sec to 482 sec (111 km to 94 km)	71 sec to 76 sec** (96 km to 101 km) 398 sec to 400 sec*** ditto (165 km to 168 km)	appr. 6 mV/m	$E_{max}$ ~ 10 mV/m

\* 0 - 1 kHz  
 \*\* 0 - 1 kHz  
 \*\*\* 0 - 2.5 kHz

表1. 観測結果のサマリ

DYNAMIC SPECTRUM OF ELECTRON DENSITY FLUCTUATIONS

SEC II: 197608270808 LT

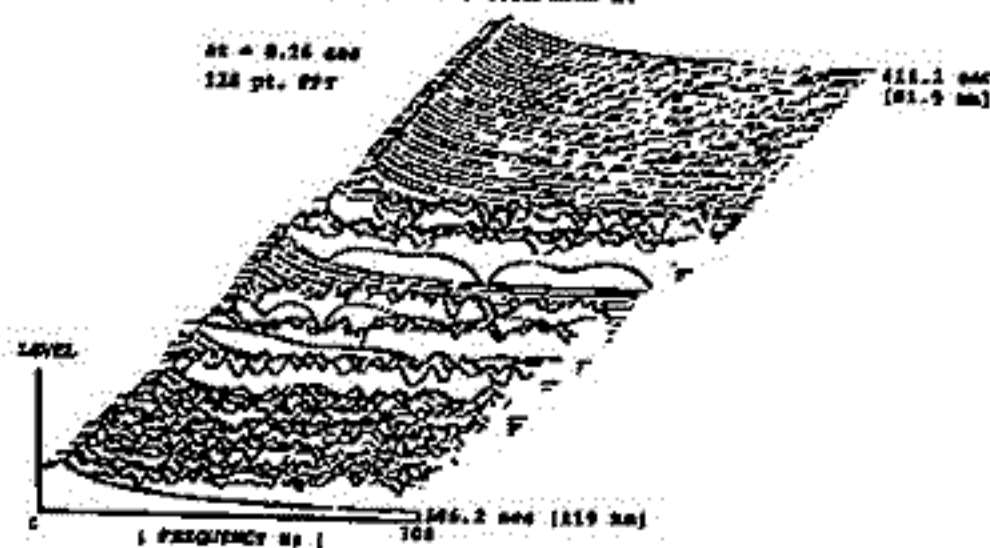


図2. ダイナミック・スペクトルの例

PCM DATA OF ELECTRON DENSITY

SEC II: 197608270808 LT



図1. SEC IIで観測された電子密度揺動

(1) Ejiri et al., SEC/CUSP 1976 Rocket Program (Progress report), 第62回日本地球電気磁気学会。

# 南極域の ISIS トップサイド サウンディング

## データから得られる中短波帯電波雑音の特性

相原和弘, 西崎 良, 緒方隆信, 丸山 隆, 猪木誠二, 永山幹敏, 教馬 尚,  
 井出俊行, 大瀬正美 (電波研究所), 平沢威男 (極地研究所)

昭和基地において1976年4月から ISIS のテレメ  
 トリ受信が実施され, 1990年10月までの1,2号合  
 せ, サウンダ 68 のパス, VLF 773 のパス分のデータ  
 が取得されており, イオノグラム作成は ISIS-1 の  
 一部を除きほぼ完了した。今回は ISIS-1 の 1977年  
 11月までと, ISIS-2 の 1977年1月までのサウンダ AGC  
 データとイオノグラムに見られる極域電離層中の  
 中短波帯電波雑音の特性についての予備解析結果  
 を報告する。

第1表は上記期間に顕著な電波雑音が観測され  
 た両衛星のパスにおける強度極大時刻, 位置及び  
 特徴を記す。本表よりほぼ 2900km を境にしてスペ  
 クトルの行散が異なることがわかる。

(1) 高高度領域: 電子ジャイロ周波数の整数倍よ  
 りわずかに高い周波数で雑音帯をなす AKR が不連続  
 度 40~80% 観測されるが, 地球気地方路で必ずし  
 も南向側にのみ集中しない。

(2) 低高度領域: プラズマ周波数  $f_p$  が観測最低周波  
 数より高くなり英ゆスパイクが分散して現れるた  
 めスペクトルは複雑となる。第1, 2図は各々1, 2号  
 で観測された AGC スペクトルとイオノグラムから  
 読取った特性周波数の表化の典型的な例である。第1図では,  $f_p$  より低周波側に強い雑音  
 が認められ, スペクトル構造から 0.1MHz より低く幅広い雑音帯でありオロラヒと考えられ  
 るが, 地上の VLF 同時観測記録には認められない。1977年9月23日の TX-OFF のパスと同帯域の  
 強い雑音が観測されたが, 伝搬モードから *Continuum Radiation* と考えられる。第2図でも  $f_p$  以下  
 で受信されることが強度は低い。一般にこの領域で強い雑音が観測される場合, エコートレー  
 スは抜けていくことが多く,  $f_p$  と  $f_T$  (UHR 周波数) の間複雑なスペクトルをなす雑音  
 帯が認められる。

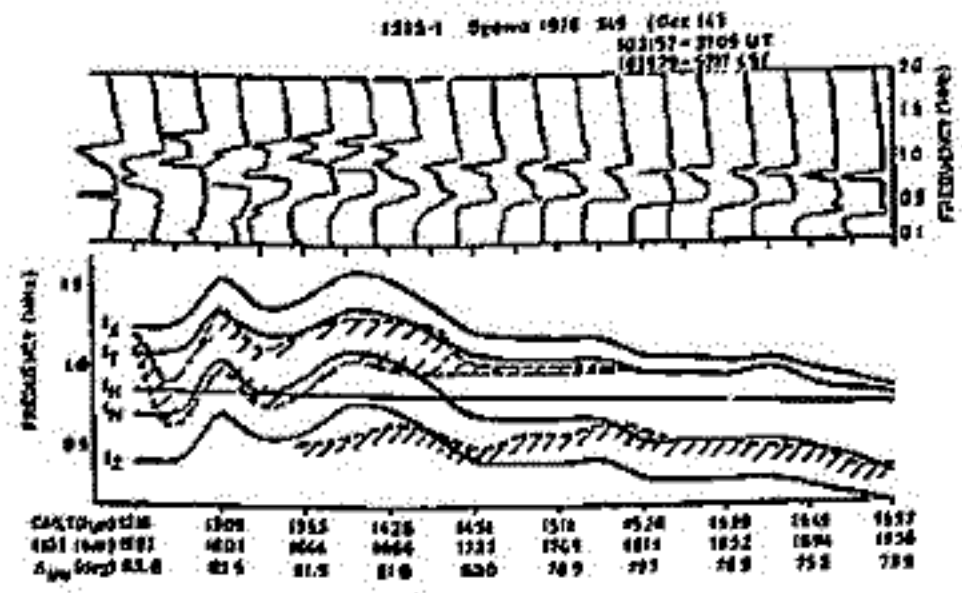
ISIS-1 TKS Observations (Apr. 1976-Nov. 1977)

Date	UT (HH)	Sigma		Inv. Lat (deg)	Remarks
		GMT (HH)	HGT (km)		
1976					
Aug. 24	0553	0114	3400	79	LFN, NI
Sept. 6	1045	1103	2900	78	SN + SM, I
Sept. 9	0233	1735	3000	85	SN, NI
Sept. 22	0454	0949	2740	79	LFN + SN, NI
Sept. 27	0904	0713	2040	76	LFN + SN, NI
Sept. 30	0315	1019	2910	78	LFN + SN, NI
Oct. 6	0244	2219	1270	70	SN - LFN, NI
Dec. 12	1750	1417	1270	72	LFN + SN, I
Dec. 13	1105	1936	1840	74	LFN + SN, I
Dec. 14	1035	1501	1790	78	LFN + SN, I
1977					
Mar. 7	2024	2021	3230	79	SN + SM, I, TX-OFF
June 28	2032	0431	3000	64	SN + SM, I
Jul. 2	2044	0411	3100	69	SN + SM, I
Jul. 3	2224	0207	3140	65	SN + SM, I
Jul. 23	0948	1412	2950	80	SN + SM, I
Sept. 23	0238	0839	2230	81	LFN, I, TX-OFF

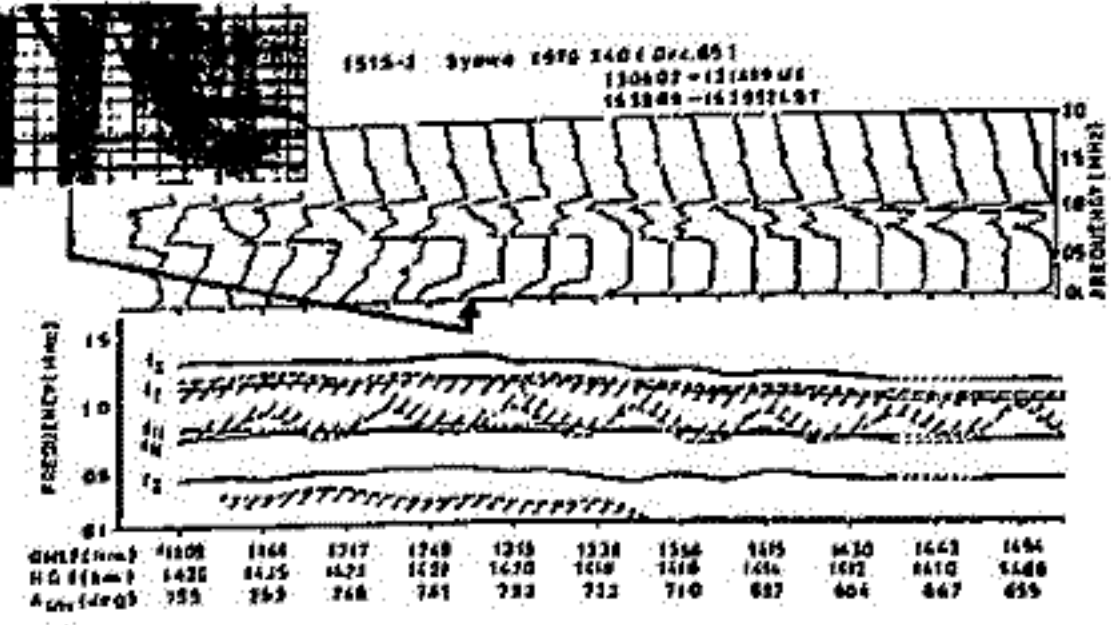
ISIS-2 TKS Observations (Apr. 1976-Jan. 1977)

Date	UT (HH)	GMT (HH)	HGT (km)	Inv. Lat (deg)	Remarks
1976					
Nov. 3	1736	1439	1465	73	LFN + SN - SN, NI
Nov. 3	2124	1744	1645	69	LFN + SN - SN, NI
Dec. 1	1423	1215	1431	74	LFN + SN - SN, NI
Dec. 3	1154	1324	1421	76	LFN + SN - SN, NI
Dec. 4	1233	1333	1419	73	SN - LFN + SN - SN, NI
Dec. 5	1308	1302	1420	74	LFN + SN - SN, NI
Dec. 7	1259	1201	1419	75	LFN + SN - SN, I, diffuse
Dec. 12	1342	1057	1412	74	LFN - SN - SN, NI

LFN: Low Freq. Noise  
 SN: Spread Noise  
 SM: Sporadic Noise  
 NI: Ion. Intense  
 I: Intense



第1図. ISIS-1の AGCデータと特性周波数との関係の例  
 (斜線領域は特定のレベルを超えた周波数帯をおす)



第2図. ISIS-2の AGCデータと特性周波数との関係の例



分布状態のチェック

小山 孝一郎、平尾 邦雄  
東京大学宇宙航空研究所

**測定器の概略** 熱的電子(0.1~1.5 eV)のエネルギー分布が Maxwell 分布状態にあるかどうか二次高調波法によってチェックされた。二次高調波法とはラングミュアプローブの電圧、電流特性の二次微分を電氣的に得る方法として Boyd などによって考察されたもので、もしプラズマ中の電子が Maxwell 分布状態であると、その電圧電流特性  $i$  は、 $i = i_0 e^{-\frac{eV}{kTe}}$  ( $i_0 = S_e \cdot N_e \cdot e \sqrt{\frac{kTe}{2\pi m_e}}$ ) と表わされ、このカーブの二次微分は  $i'' = (\frac{e}{kTe})^2 i_0 e^{-\frac{eV}{kTe}}$  となり依然として指数関数の形を維持する。もし、二次微分が指数関数からずれていると、これは、とりもなおさずプラズマ中電子が Maxwell 分布していないことを意味している。

20cm x 3mmφ のガラス管に封入された stainless probe に高周波電圧振巾  $a$  を重畳した掃引電圧を印加し、この時にプローブ特性の非直線性によって生じた歪電流の中から二次高周波成分を取り出し、取り出された信号は整流され、ログアンプを通過して TM へ出力された。

測定器の仕様とその諸元は以下である。プローブ掃引電圧; 0~2 V の三角波、周期/秒、印加高周波電圧( $a$ ); 0.1 V peak 1 KHz, 検出されたプローブ二次高調波電流; 0.0004  $\mu A$  ~ 0.04  $\mu A$  (2KHz)、与えられた TM チャンネルは IRIG No.14 のうちの半分だけであつたが、下記のような興味ある情報が得られた。

**測定結果のありまし** 測定は高度 86 km から開始され、86 km から 104 km まで予想もしなかつた高い電子密度のために低エネルギー部は飽和した。それでもデータで見られるエネルギー領域をみる限り高度 86 km では Maxwell 分布状態であつたと思われ、高度の上昇とともに Maxwell 分布状態は低エネルギー部において崩れ始め高度 100 km において最も著しい。その後 Maxwell 分布状態からのずれは高度 110 km において一時は消滅、高度 110 km を過ぎると High energy tail 部が徐々に卓越しはじめ、高度 160 km 付近から徐々にまたその歪みの程度が少なくなり、170~190 km では、ほぼ Maxwell 分布状態に復帰する。190 km から Apogee に至る高度では High energy tail 部は Maxwell 分布状態による時より減少する。同時に得られた電子温度プローブによる電子温度(この電子温度はプラズマ中電子が Maxwell 分布状態にあることを仮定している)の測定結果は上の記述と consistent である。これらの結果を電場、および particle の測定結果とつぎ合せると下のようないことが結論される。即ち 25 mV/m の強い電場の存在した 90~110 km では電子エネルギー分布は、むしろ降下粒子よりも電場の影響を強く受け、low energy tail 部が歪むような分布となり、高度 110 km を越えて電場の比較的弱い active aurora 領域に入ると降下粒子の影響が Dominant となり、High energy tail が持ち上ってくる。さらに電場の強い 180 km に達すると High energy tail が depress されるような分布になる。

**謝辞** 多くの困難を克服して S-310JA-7 号機の実験と美事に遂行して載せた第 19 次隊の隊員の方々に深甚の謝意を表す。

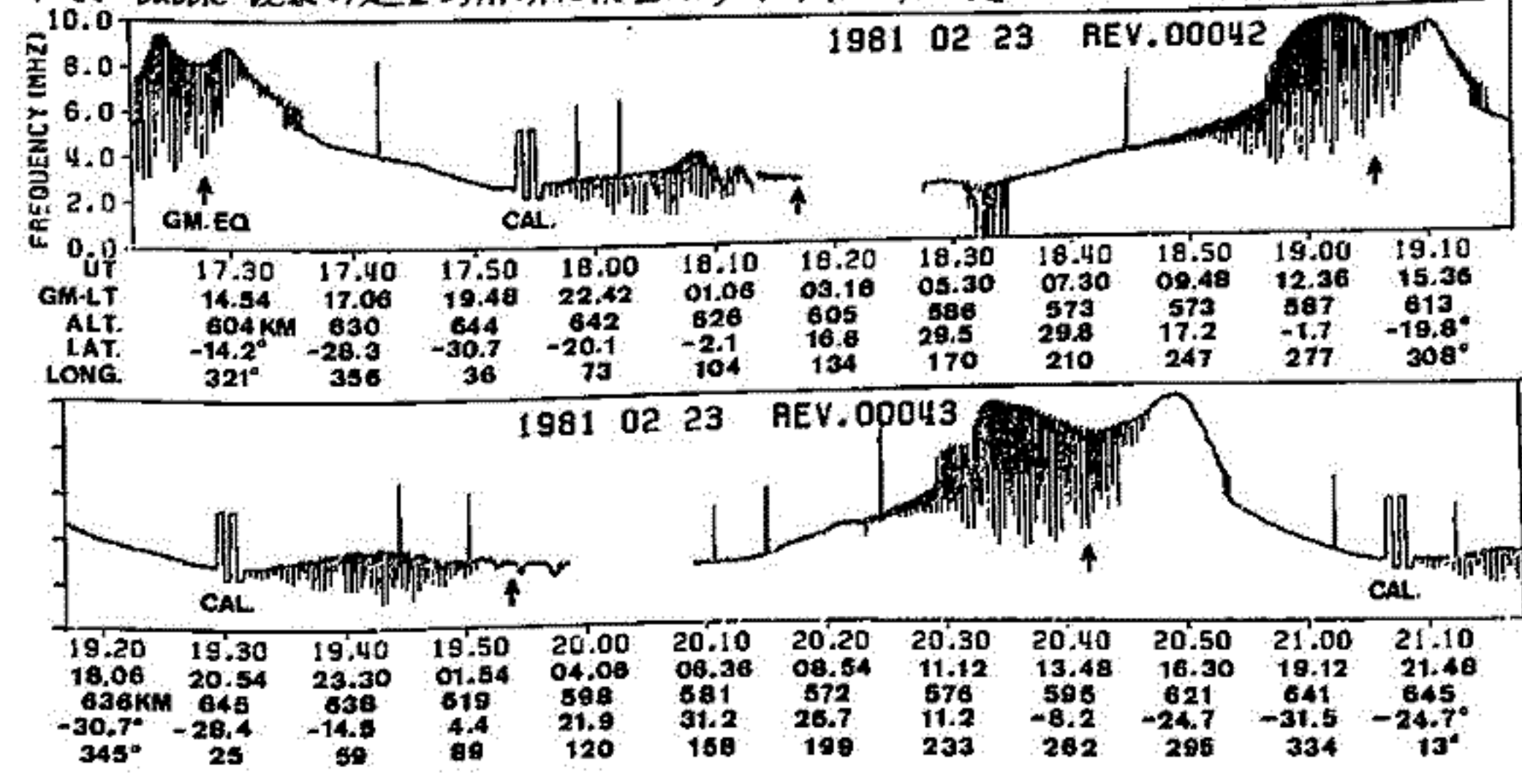
\*この講演は2月の極地研 Symposium で発表される予定であつたが、科学衛星「ひのとり」の実験の遅れに伴い、取り消しをお願いしたものである。

高橋忠利、渡部重十、大家 寛  
 東北大・理

ひのとり(オワ号科学衛星, ASTRO-A)は1981. 2. 21. 09:30 JST に打上げられ、順調な計測を続けている。ひのとりは太陽フレア X線観測をその主課題とする衛星であるが電離層プラズマのルーティン観測にも一部生かされていて、電子密度計測装置(IMP)、電子温度計測装置(TEL)を搭載している。これらはたいよう衛星によって得られている低緯度F層の諸構造、South Atlantic Anomaly領域での電離層に見られた異常現象等を、太陽活動極大期において更に解明してゆくことを目的としている。今回の報告では、IMP装置の概算と初期の観測によって得られた低緯度F層構造の諸特徴を論ずる。

ひのとりの初期軌道は Perigee 577 km, Apogee 643 km, Inclination 31.4°, 周期 96.9 分の略円軌道で低緯度F層上部の直接計測にとってほぼ理想的な軌道になっている。IMPによる計測データは衛星の通常オペレーションとして設定されている quiet モードの時のみ得られ、UHR周波数値(W18), UHR周波数表での出力レベル(W50), 400 kHz 及び 200 kHz での出力レベル(W82 及び W114)の 4 words からなり、電子密度はUHR周波数から計算され、その時間分解能は1秒、距離にしておよそ 8 km である。

下図に Rev. 42 及び 43 の Play Back Data の Summary Plot を示した。図はUHR周波数について連続したほぼ3周分のデータを示している。電子密度はこれら生データにUHR周波数自動検出システムより生ずる若干の補正をした後、IGRFより計算された電子サイクロトロン周波数を用いて算出されるが、Summary Plot は電離層の構造についていくつかの興味ある特徴を示している。まず、UT 17:25, 19:00 及び 20:40 の付近に見られる2つ山の構造は Appleton Anomaly の Topside での構造を示すものであり、統計的に解析することにより興味ある結果が期待される。また、夜間F層の構造として、UT 18:10 付近、19:50~20:00 の間及び 21:30 付近に夫々電子密度が小さくなる領域が見られる。この空間 scale は 200~1000 km であるが夜間F層のいわゆる bubble に相当するものであり、今後の観測により、TELの結果とも相俟って、bubble 現象の定量的解明に役立つ多くのデータを提供するものと期待される。



# 「たいよう」衛星によるプラズマバブル中の電子温度

※平尾邦雄、 ※※大家 寛、 ※※高橋忠利、 ※小山孝一郎、 ※※渡辺重十、

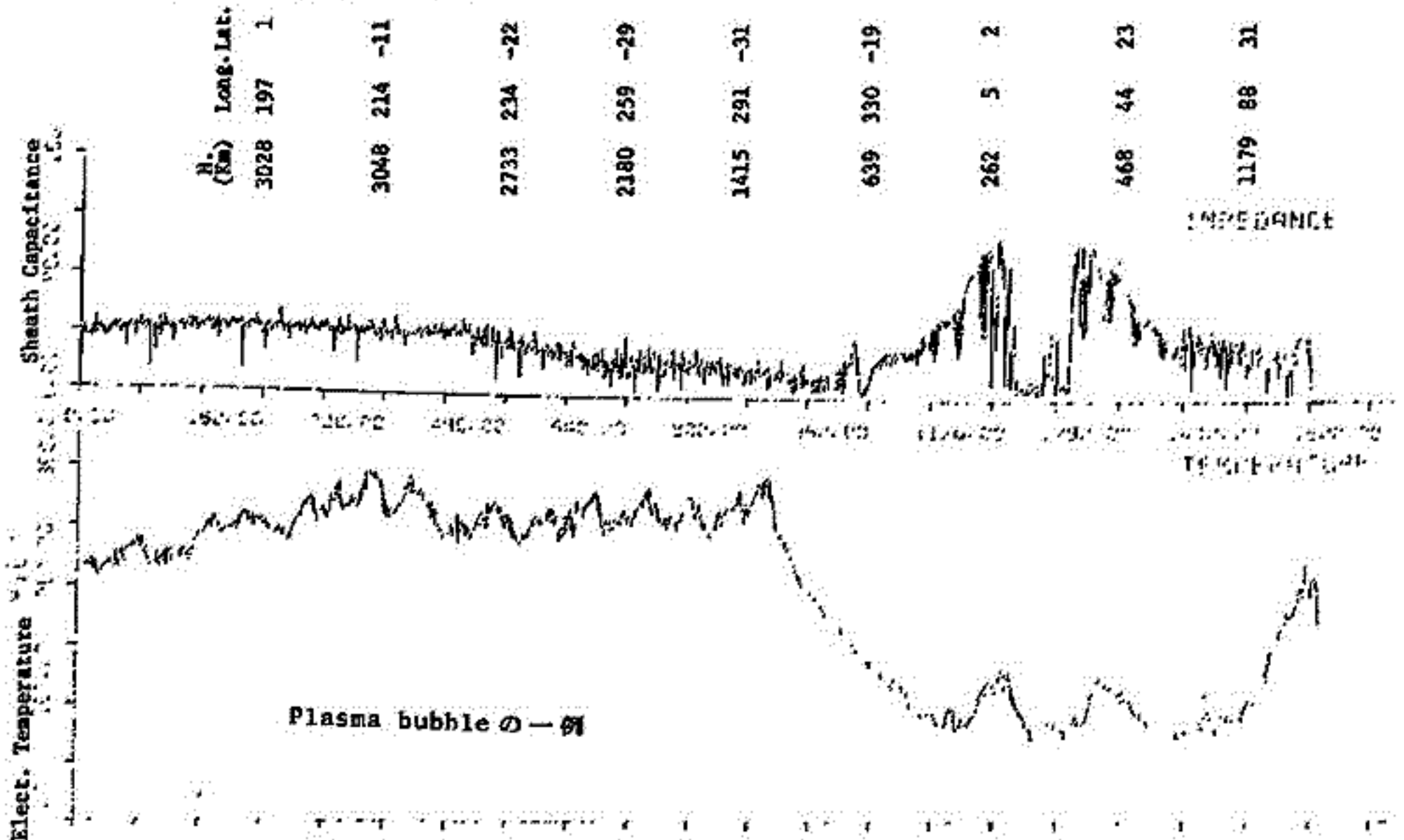
※東京大学宇宙航空研究所、 ※※ 東北大学理学部

1975年2月24日に打ち上げられた第3号科学衛星「たいよう」(inclination 31°、perigee ≈ 260 Km、 apogee = 3000 Km) に搭載された impedance probe によって最近問題になってきた plasma bubble と同定される現象が、数 Revolution にわたって検出され、同時に plasma bubble 中の電子温度も測定された。 Plasma bubble 中での plasma density に関しては、過去にいくつかの報告がなされているが、 bubble 内の電子温度に関しては bubble 内の電子密度がまわりの電子密度に比べて  $1/10^2 \sim 1/10^3$  になることもあって測定されていなかった。

「たいよう」によって得られた新しい結果は以下のようである。

1. プラズマバブルが現われている時の F 領域の電子温度は単調に増加する夜間型のプロファイルと違って F 領域で最大値を取る。
2. plasma bubble の中では、その温度は、ほぼ夜間の中性ガス温度に等しい。
3. plasma bubble の西側の edge で  $T_e$  の上昇が見られることがある。
4. 経度方向の scale は、 $\approx 2000$  Km におよび、これは過去に polar orbiting satellite から測定された scale よりはるかに大きい。

この他に plasma bubble の一般的な性質、即ち plasma bubble が Brazil 上空から Africa 上空に現われやすいなどの性質が確認された。



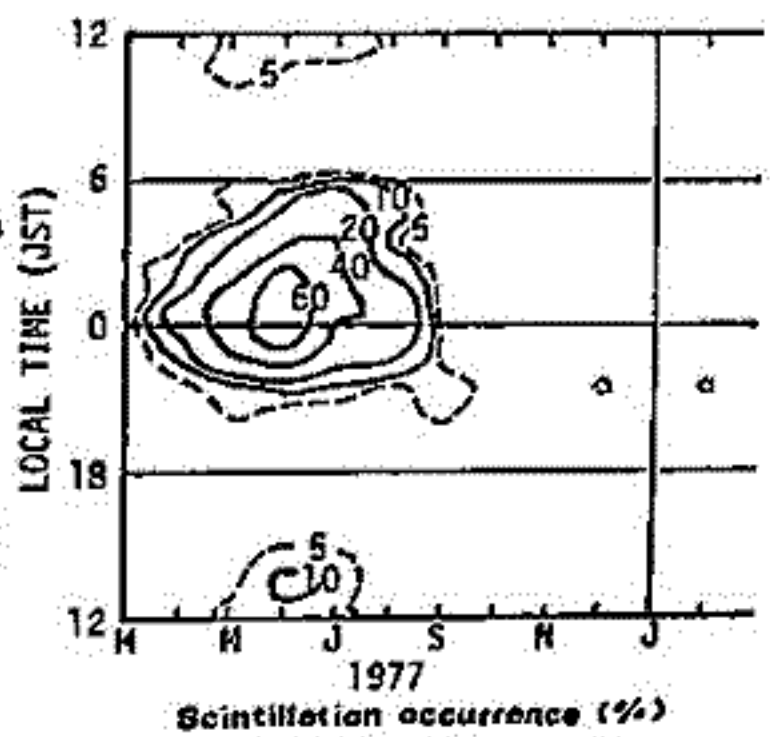
# 山川で観測された静止衛星ETS-IIの136 MHz電波の電離層シンチレーション

皆越尚紀 上教領昭五\* 菅宮夫\*\* 新野賢雨

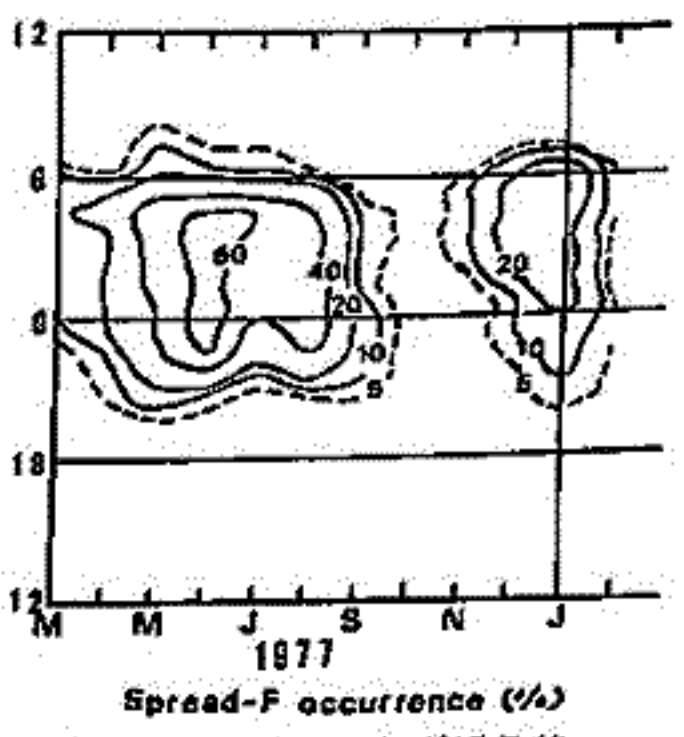
(電波研究所 山川電波観測所 \*\*アマチュア無線連盟)

山川電波観測所では電離層不規則性の研究のため、インテルサット衛星に引き続き、1977年2月にお届けられた技術試験衛星II型(ETS-II)の2号機の136 MHz電波を利用して、電離層シンチレーションの観測を行っている。1977年3月から1978年2月までの1年間の観測データに基づき、電離層シンチレーションの発生特性を求めた。

第1図にシンチレーションの発生等頻度線を示す。これから季節変化と日変化がよくわかる。季節変化は夏に卓越するのが特徴で、他の季節では各に少レ目につく程度で、春秋は非常に少ない。日変化には夜半過ぎをピークに、日没から日出時までの夜間全体に広がる大きな山と、正午直後にピークをもつ小さな山が見える。シンチレーションの振幅分布を、昼間と夜間に分けて求めたのが第2図である。昼間のシンチレーションは比較的小振幅であるが、夜間には大振幅のものが増えることがわかる。第3図は、シンチレーションの平均継続時間の月変化である。夜間の継続時間は昼間より2~3倍長く、発生頻度に類似した季節変化をする。一方、昼間は季節に寄らず、ほとんど一定である。以上の特性から、シンチレーションの発生原因である電離層不規則性は、昼間と夜間では成因が異なるものと考えられる。シンチレーションと電離層不規則性の関係をより明確にするために、イオノグラムに現われる現象との対応を調べてみた。第4図は、山川で観測されたスプレッドFの発生等頻度線である。第1図と比較すれば、夜間のシンチレーションの特性によく似ていることがわかる。このことはシンチレーションもスプレッドFも、一般には電離層不規則性に起因するとみなされていることを裏付けている。しかし、詳細には両者の特性は違っており、むしろその違いが電離層不規則性の性質をより詳しく知るための手がかりとなるだろう。

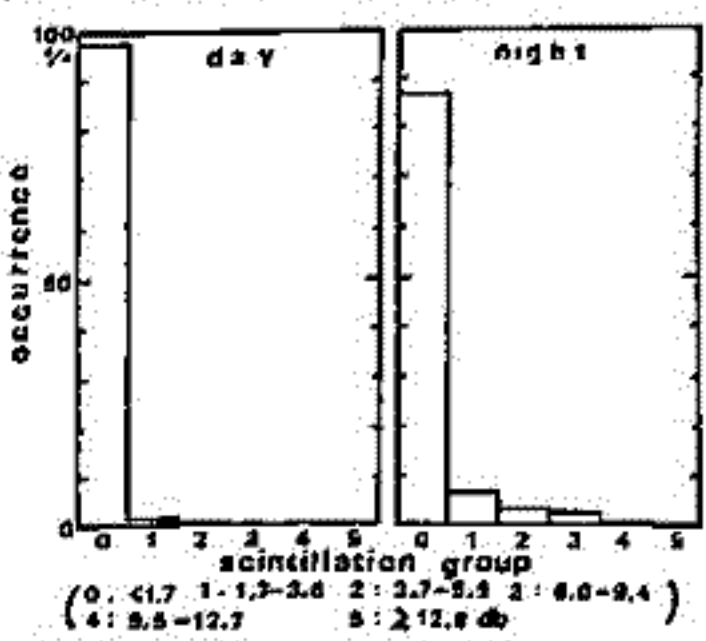


第1図 シンチレーションの発生等頻度線

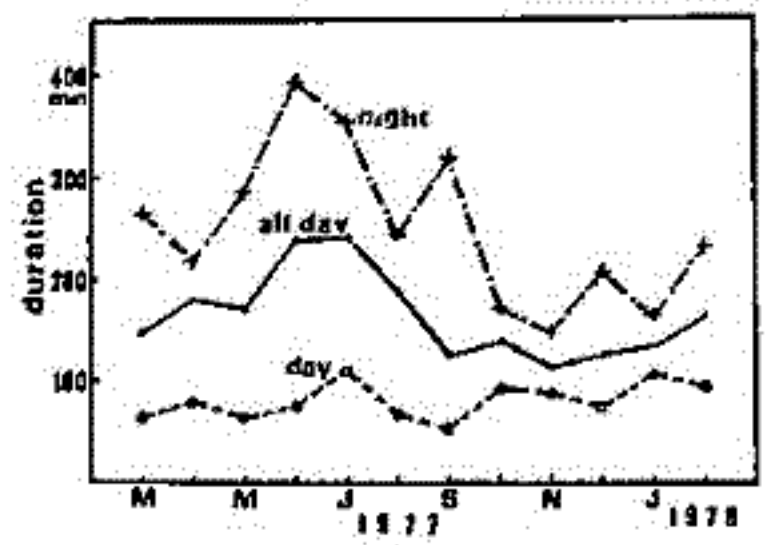


第4図 27MHz F<sub>o</sub>F<sub>2</sub>発生等頻度線

(1)皆越尚紀 他  
「インテルサット衛星の137 MHz E<sub>s</sub>電波のシンチレーション」  
日本地球電気磁気学会第43回講演会



第2図 シンチレーションの振幅分布

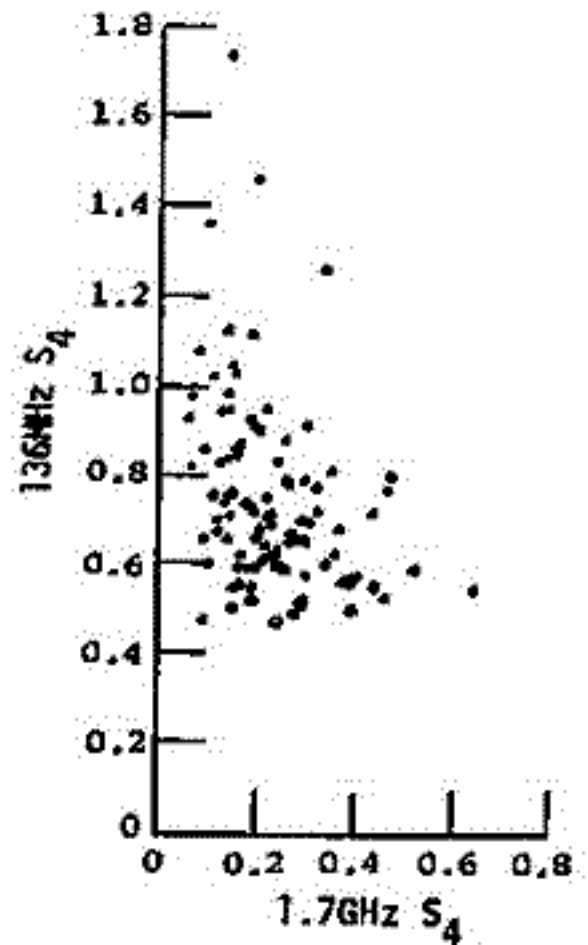


第3図 シンチレーションの平均継続時間

# VHF, UHF帯静止衛星電波の電離層シンチレーションの周波数依存性 — 磁気嵐時の特徴 —

藤田 正晴 (電波研鹿島)      新野 賢尚 (電波研)      小川 忠彦 (電波研平磯)

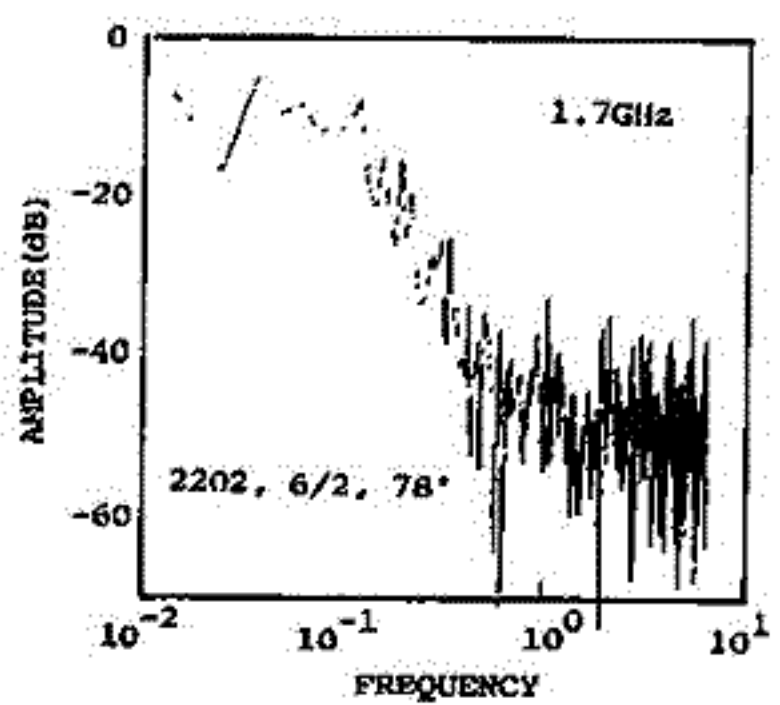
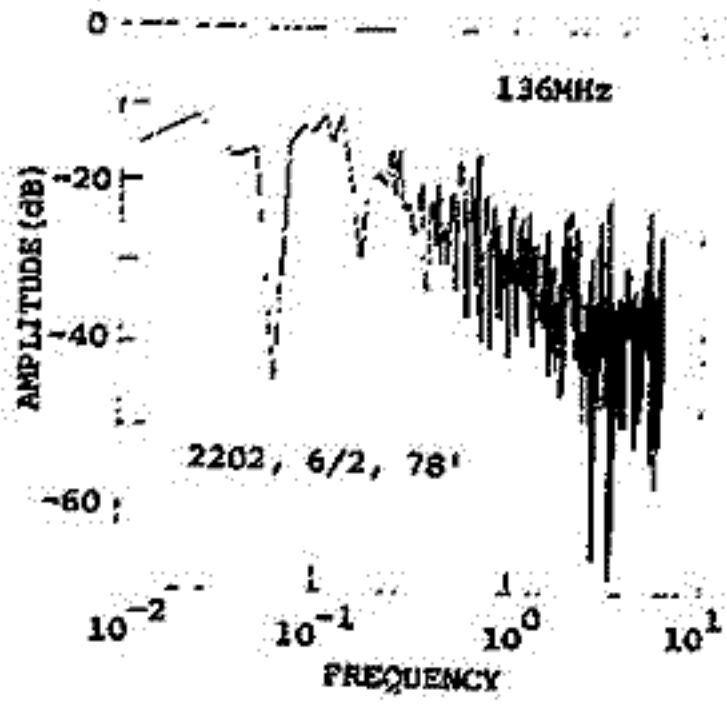
前回の号において、比較的静かな電離層状態の場合の、136MHzと1.7GHzの電離層シンチレーションの周波数依存性について報告した。今回は磁気嵐という電離層擾乱時における特徴について報告する。対象とするデータは、1978年6月2~3日に発生した、磁気嵐にともなうシンチレーションであり、ETS-IIの上記2波に観測されたものである。データはデータレコーダによって記録し、計算機でA/D変換を行った。サンプリングレートは80msecである。FFT処理の都合上、10mHzをグループとしてS<sub>4</sub>指数、パワースペクトラム等を計算した。第1図は、両周波数におけるS<sub>4</sub>指数をプロットしたものである。ここで特徴的なことは、1.7GHzのS<sub>4</sub>指数が大きくなれば同時刻の136MHzのS<sub>4</sub>指数は逆に小さい値をとる傾向があることである。このことは、1.7GHzにおいて大きなシンチレーションの原因となる電子密度不規則構造は136MHzに対してはほぼ同じ多重散乱を起す要因となり、シンチレーション振幅が飽和するためであろう。このときには、136MHzのレベル変動のピッチは可成速くなっている。



第1図 136MHzと1.7GHzのS<sub>4</sub>指数の相関図

第2図は、6月2日2時の分における136MHzと1.7GHzのシンチレーションのスペクトラムである。前述のように、136MHzにおいては1.7GHzに比べて速い変動成分が多く含まれていることが分る(相対的に)。このことも磁気嵐時の特徴の一つであり、多重散乱によるものと考えられる。

本観測は、ETS-II伝搬実験の一環として実施されたものであり、実験実施にあたり御援助、御協力頂いた宇宙開発事業団、電波研究所関係各位に感謝する。



第2図 電離層シンチレーションのスペクトラム

# VHF帯電離層シンチレーションの 周波数スペクトルと振幅確率分布

堀 利浩, 熊谷 博, 小川 忠彦, 磯崎 勉  
(電研研平磯)

電離層シンチレーションは電離層内の電子密度不規則構造によつて電波が散乱されるため発生する。今までに不規則構造の特性と密接に関連していることが知られている。

電研研では静止衛星ETS II 136MHz波を連続受信しシンチレーション観測を行つてきている。ここでは夜間のスプレッドFに伴つてシンチレーションの発生した昨年6~8月に取得したデータを用いて解析したシンチレーションの周波数スペクトルと振幅確率分布について報告する。

図1(a)(b)に周波数スペクトルの一例を示す。図1(a)は弱いシンチレーション(シンチレーション指数 $S_4 \approx 0.3$ )のスペクトルで、平坦な低周波部とパワー則に従い減少する高周波部の二つの部分からなつてゐる。

これは単一散乱理論(弱い散乱理論)によつて説明が行なわれており傾斜部分の直線の傾きは不規則構造の波数スペクトルと密接に結びつてゐる。図1(a)において傾斜はほぼ $f^{-2}$ ( $f$ はシンチレーション周波数)であり波数スペクトルは $k^{-2}$ に比例すると考えられる。図1(b)は強いシンチレーション( $S_4 \approx 1.0$ )のスペクトルで図1(a)で現われたような明確な折れ目が見られなひ。

次に図2(a)(b)に振幅の累積確率分布を示す。それぞれ図1(a)(b)とほぼ同時刻のデータである。これまで電離層シンチレーションの確率分布は仲上 $M$ 分布( $M=1/S_4^2$ )によく一致することが報告されており、図中には対応する $S_4$ 値での仲上 $M$ 分布が実線で示されている。

弱いシンチレーションの場合(図2(a))観測結果は仲上 $M$ 分布にほぼ一致しているが、強いシンチレーションの場合は(図2(b))信号強度の弱い所で両者はあまり一致しない。

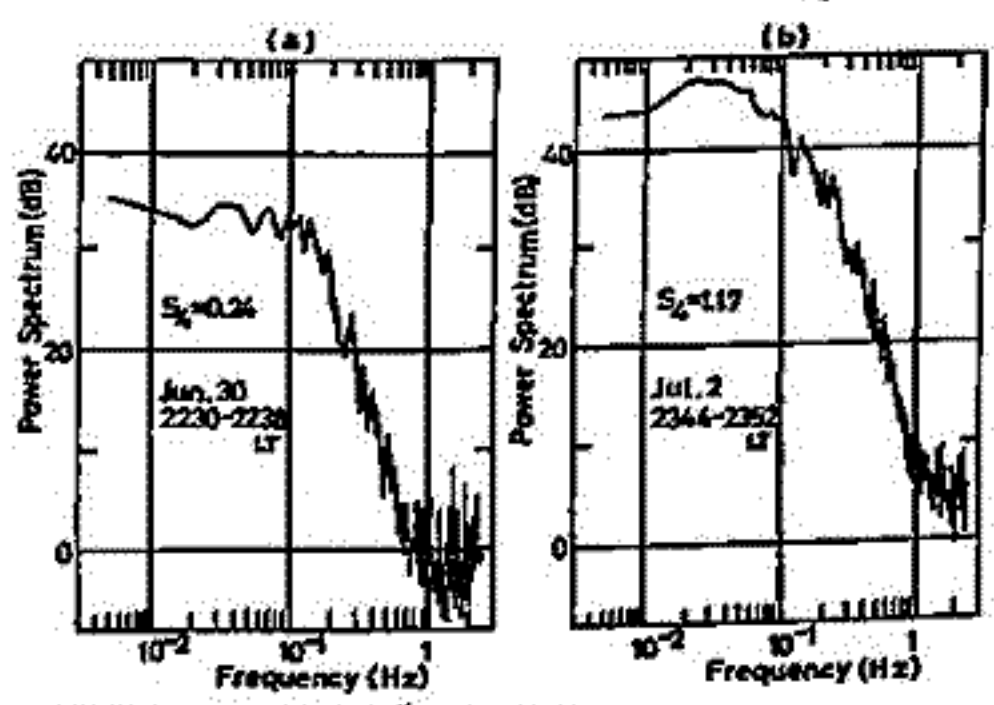


図.1 周波数スペクトル  
(a)  $S_4 = 0.24$   
(b)  $S_4 = 1.17$

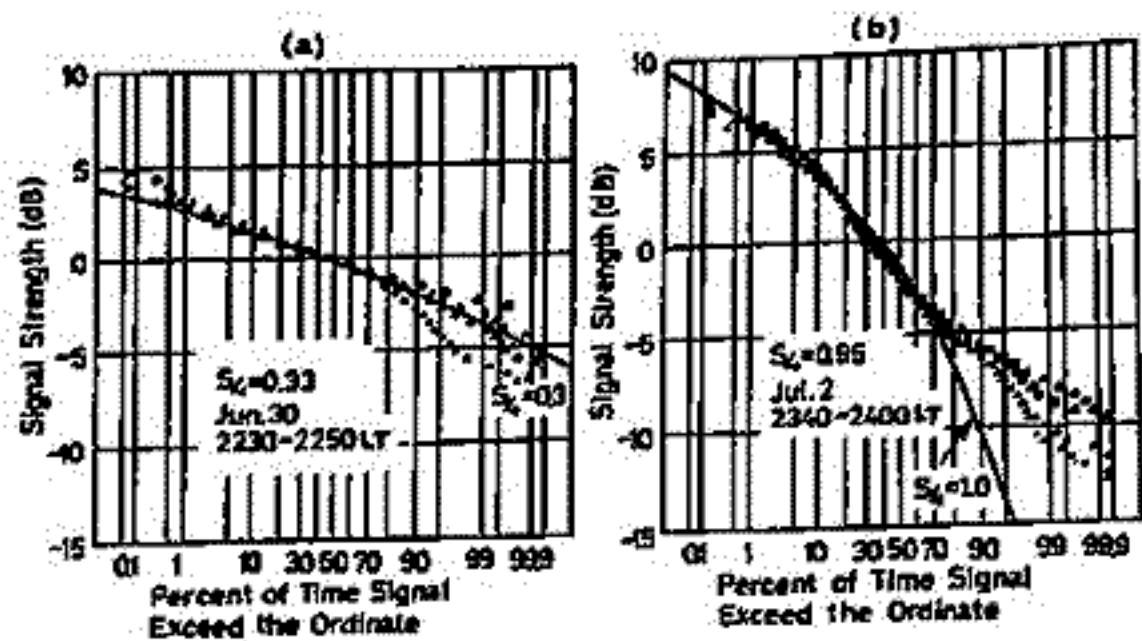


図.2 累積確率分布  
(a)  $S_4 = 0.33$   
(b)  $S_4 = 0.95$

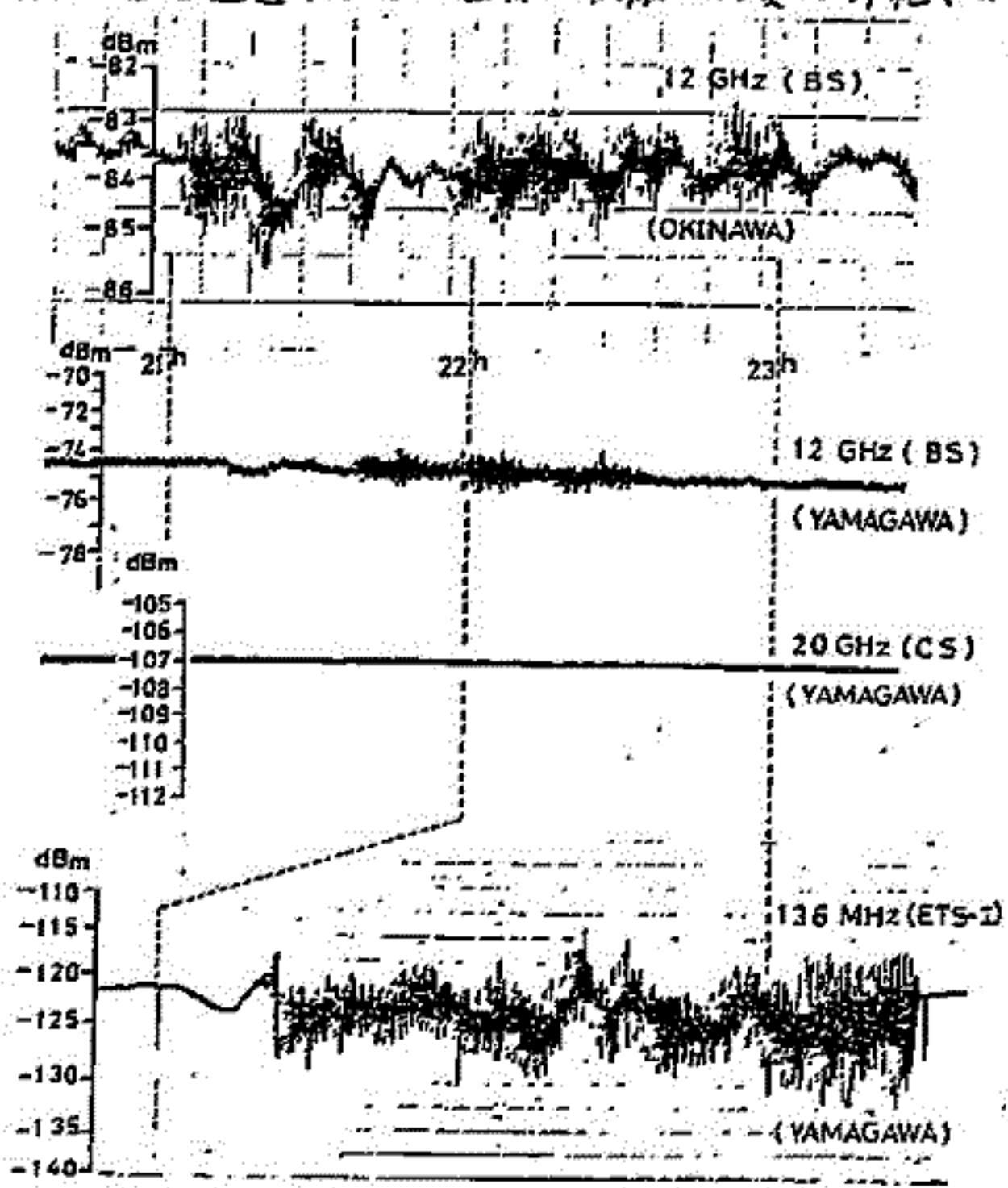
修緯度地域における12GHz帯電波の電離圏

シンチレーション

西牟田一三 鈴木晃 石沢重 皆越尚起 新野賢爾  
電波研究所

修緯度地域である沖縄及び山川電波観測所においてBS回線の12GHz帯電波に帯道地域電離層不規則性に起因すると思われる0.5~3dBのシンチレーションが観測された。1979年6月から1980年6月までの太陽黒点最大期の1年間の観測結果について報告する。本図は12GHz帯シンチレーションと同時観測をおこなった36MHz(ETS-II)及び山川の20GHz帯(CS回線)を対比させた1例を示す。図の如く山川の12GHz帯シンチレーションは1dB程度に対して36MHz帯は10dB位と非常に強いが20GHz帯には発生してない。これらの発生したシンチレーションは沖縄及び山川の電離層観測データと対比させたところその発生時間帯の大部分にレンジ型スプレッドが発生している。日変化としては沖縄及び山川とも20時から真夜中の0時頃に集中しており過去の観測結果の報告に一致する。季節変化は沖縄においては2月中旬から5月下旬、山川では2月下旬から6月下旬と両観測所とも春季に限り観測された。これらのシンチレーションは300km上空を通過するBS回線の伝搬パスが沖縄では地磁気緯度の13.6°Nであり、沖縄と山川との相対関係が互い、山川より高い緯度のBS回線には発生していない。沖縄及び山川のBS回線の伝搬パス角、及びETS-IIの伝搬パス角の位置と、シンチレーション発生開始時刻差から推定した不規則電離の移動速度は約100m/sとなり、東向きである。

以上述べた特性からこの12GHz帯シンチレーションは帯道地域電離層不規則性に起因するものと思われる。



APR. 3. 1980

図1 12GHz(BS)及び136MHz(ETS-II)に発生した電離層シンチレーション

# 静止衛星電波電離圏効果

— 太陽活動依存特性 —

新野賢爾 皆越尚紀  
電波研究所

1977年2月に打上げられ、赤道上130°Eに静止しているETS-IIのVHF電波受信開始以来十一年余り経過した。現在観測は小金井本所のほか平塚、鹿島及所及び山川電波観測所等主に電離圏不规则電子密度分布と起因する電波強度シンケレーション及び偏波面のフラーダー回転について実施している。

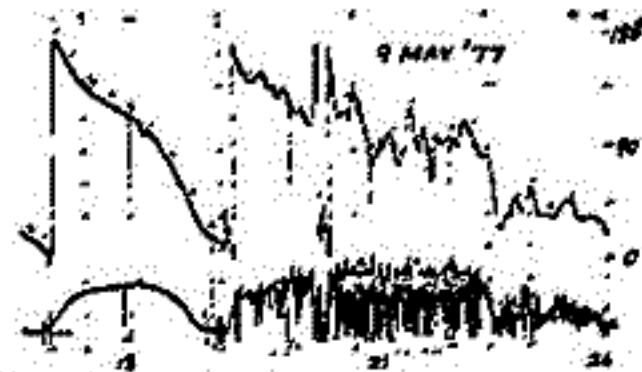


Fig. 1 1977年5月9日鹿島136MHz [電離圏]  
A) フラーダー回転指標  
B) 電離圏電波強度指標

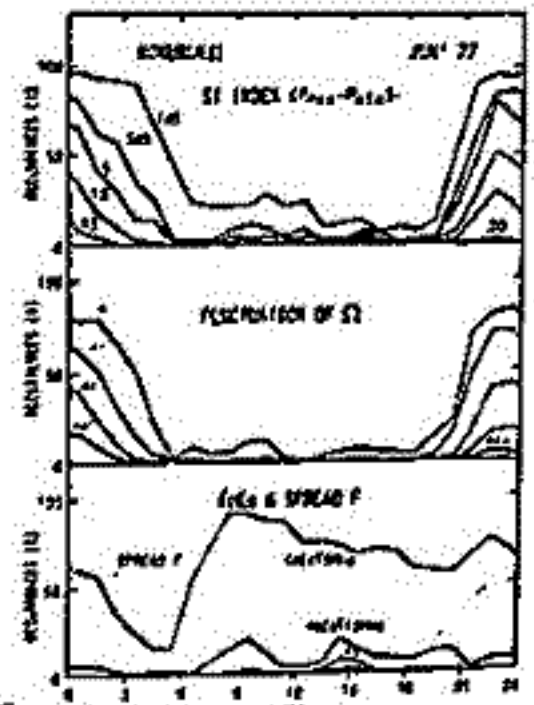


Fig. 2 1977年6月 図分号142-43 ETS-II 136MHz シンケレーション、フラーダー回転指標及び電離圏不规则 fEs, SPREAD F 発生頻度

これまで、この研究については、下記の通り特性について報告した

1. シンケレーション (SI) 及び フラーダー回転のゆらぎ ( $\Delta\Omega$ ) 発生との関連性 (Fig. 1 参照)
2. SI 及び  $\Delta\Omega$  の日変化及び季節変化特性 (Fig. 2 参照)
3. SI 及び  $\Delta\Omega$  の電離圏スポラディック E 及び スプレッド F 発生との関連性 (Fig. 3 参照)
4. 磁気嵐に伴う異常現象
5. シンケレーション用波数特性

その結果的実験により、ETS-II初期偏波角度を求めることが出来、電離圏全電子数 TEC の絶対量について論ずることが可能になった。また 1977年 から 1979年の3ヶ年は太陽活動極小から極大に至る上昇期をカバーしているため太陽活動依存性を導くことが出来た。

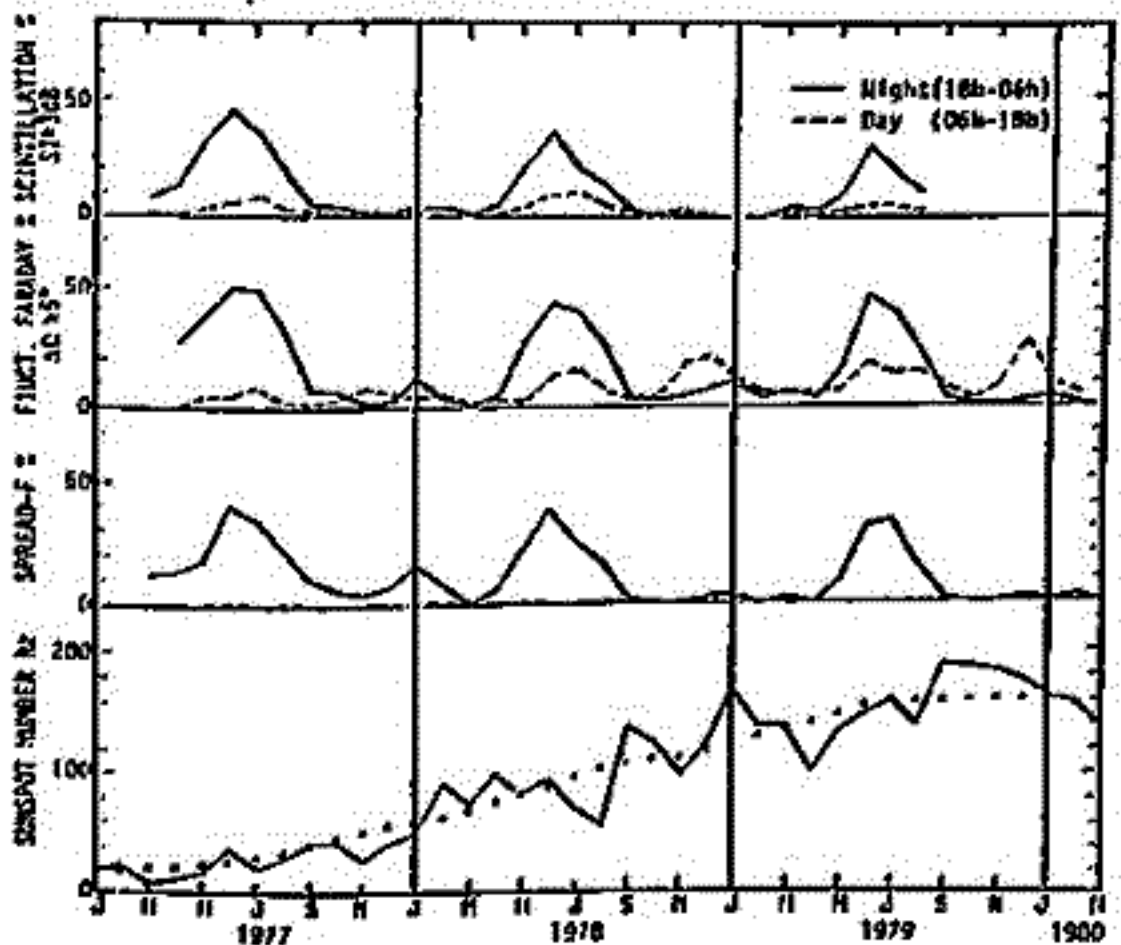


Fig. 4 図分号142-43 ETS-II 136MHz の シンケレーション (3dB) フラーダー回転ゆらぎ ( $\Delta\Omega$ ) 及び スプレッド F 発生率の夜間、昼間平均値及び太陽黒点数推移

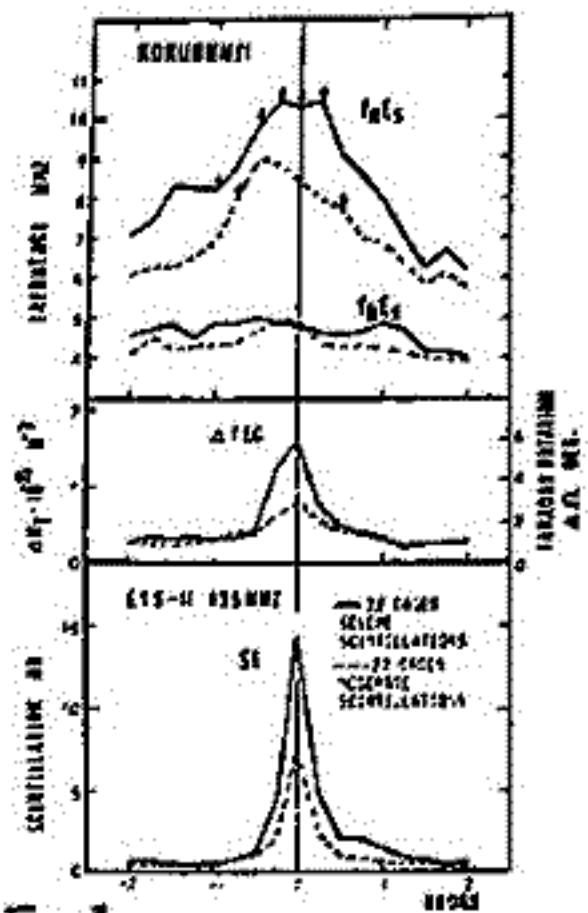


Fig. 3 図分号142-43 日中時 136MHz シンケレーション発生時の fEs と fEs2, fEs, fEs2 及び  $\Delta\Omega$  の時間変化



麻生 武彦 · 野々山 徹 · 加藤 進

京都大学工学部

Our numerical simulation has proceeded to the second stage of elucidating tidal variabilities in terms of possible changes in thermal forcings, temperature distribution and mean zonal wind associated with latitudinal temperature gradient, and dissipative effects. We have two models for each of them with a wind factor to parameterize reduction of wind speed and temperature gradient. The present analysis involves semidiurnal solar thermal and lunar gravitational tides from the ground up to lower thermospheric region.

In Fig. 1 is shown latitudinal structure of zonal wind component of the solar semidiurnal tide at 90 km with and without equinoctial background wind. The forcing is [A] (2,2), [B] (2,2)+(2,4) Hough modes, and [C] updated numerical version, respectively. It is evident that the forcing [C] inherently produces higher order modes, thus complicating latitudinal profile even in the no wind regime. The background wind works to reduce the amplitude and seems to modify uniform phase of conventional [A] or [B] forcing more effectively. The overall variations amounts to 15 m/sec in amplitude and 4 hours in phase in this case.

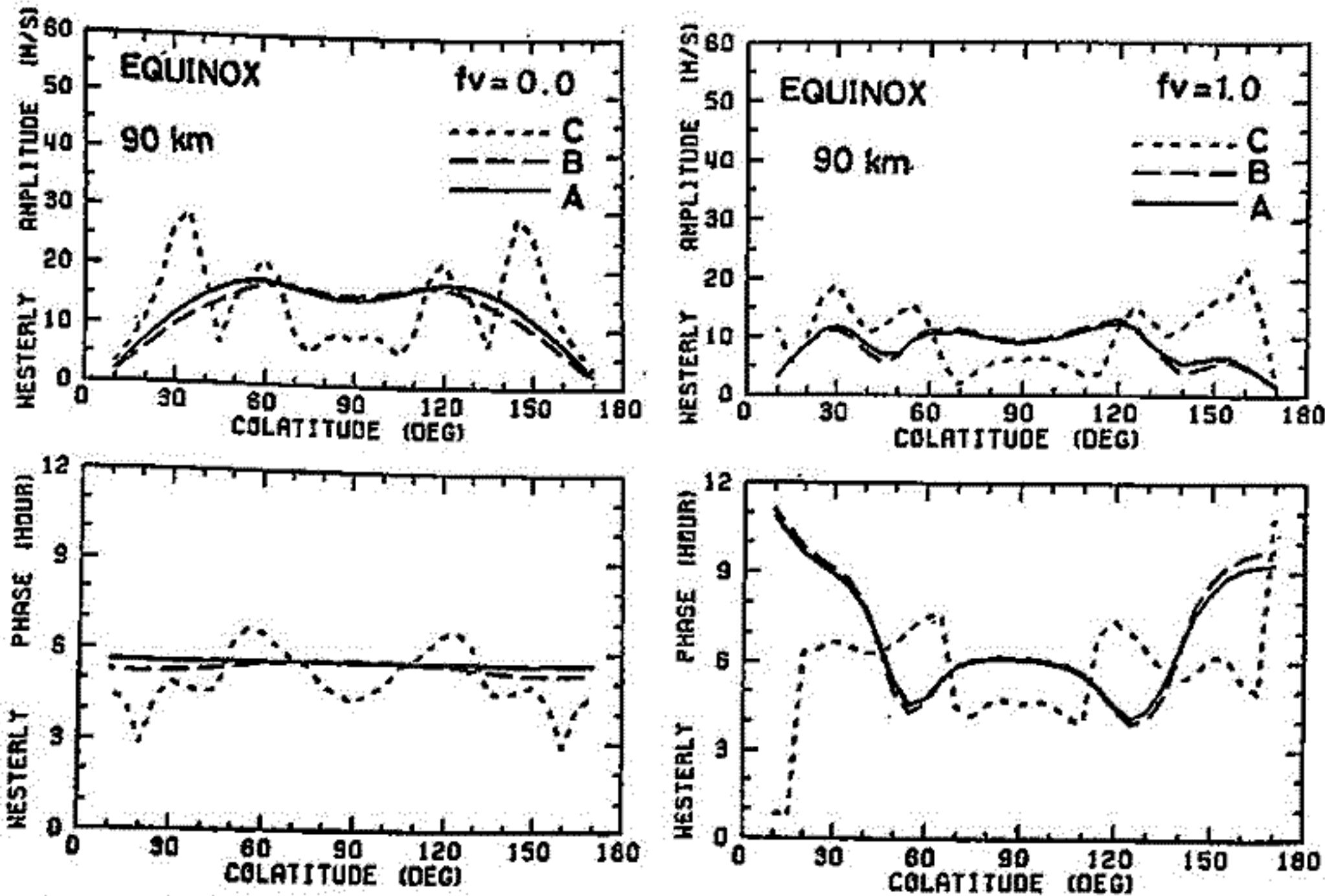


Fig. 1 Latitudinal structures of the eastward wind component at 90 km for three forcings, A, B and C at equinoxes without wind (left) and with mean zonal wind (right).

# 大型レーダーで観測される中間圏高度の短周期波動 — KHIとの関連性 —

西本修一・前川泰之・深尾昌一郎・加藤進  
京大工

最近、大型レーダーを用い、中層大気の運動を数分程度の時間分解能で推定できる様になり、重力波などの短周期波動の存在とふるまいが明らかにされてきた。本報告では、アレシボレーダー及びヒカマルカレーダーによって観測された、中間圏領域における周期数分ないし数10分程度の短周期波動について述べる。

1980年8月に、アレシボレーダーを用いて行われた中間圏観測では、短周期波動としては、周期10~20分程度の振動成分の卓越が見られた。そしてこれらの振幅は、図1に示す様に、特に背景の平均風の鉛直シアが大きい高度で、増大するこゝが確かめられた。この大きな振幅は、平均風のシアが大きく、大気は不安定化(Kelvin-Helmholtz Instability; KHIと略す)が生じたために、“その場”で励起された重力波であると考えられる。

また、1977年11月に、ヒカマルカレーダーを用いて行われた中間圏観測では、周期が5~6分、及び10~20分程度の振動が顕著に見られる。そして、後者の周期成分は、アレシボレーダーによって多数観測されたKHIによる重力波との関連性が考えられる。ただし、ヒカマルカレーダーは、高度分解能がアレシボレーダーに比べて劣るため、実際に平均風のシアとの細かい対応づけを行なうことは困難である。

背景となる風の平均場或は温度場などかどの様な状態にある時に、これらの波動が発生するかをさらに詳しく調べることは、今後の重要な課題である。そこで、近年Klostermeyerが用いた手法<sup>1)</sup>により、大気運動の計算機シミュレーションを行ない、上記の問題の検討を試みる。

### 参考文献

1) Klostermeyer, J., J. Geophys. Res., 85, 2829-2939, 1980.

6 AUG 1980  
1220 - 1420 LT

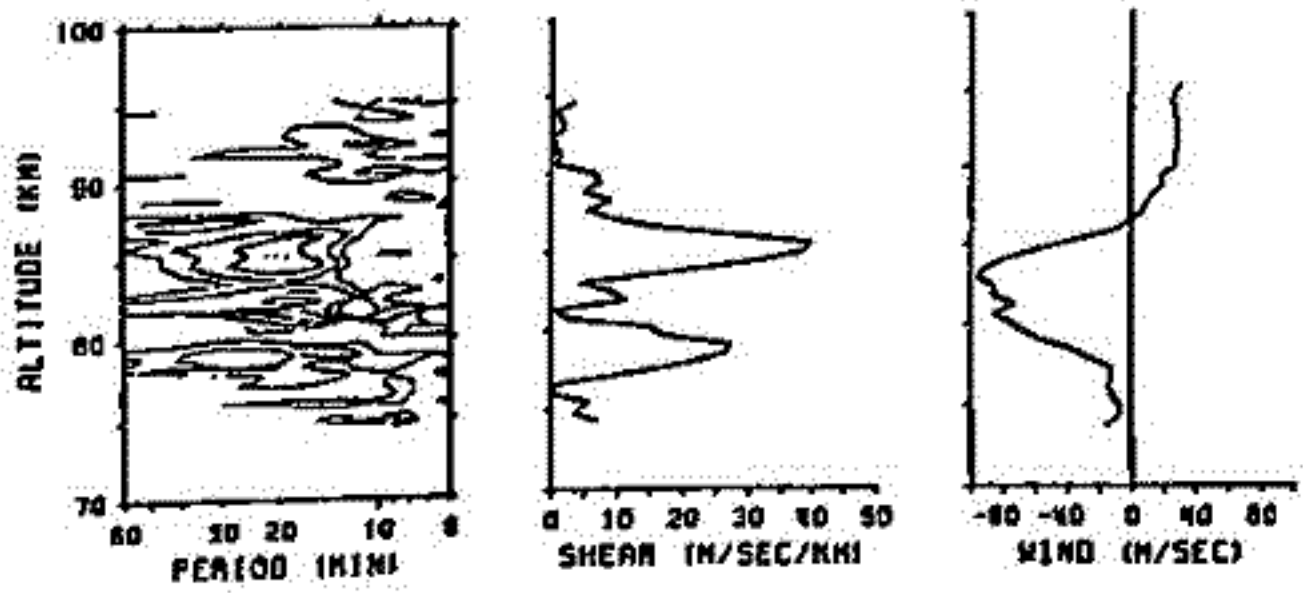


図1. 1980年8月6日 1220-1420LTに観測された風の時間変動のスペクトル密度の高度分布(左図; スペクトル密度は任意スケールで3dB間隔の等高線で示す)。同時刻の平均東西風と鉛直シアを、それぞれ右図と中央図に示す。

## 中間圏長周期波動の観測 II

前川 敬之<sup>1)</sup>・深尾昌一郎<sup>2)</sup>・加藤 進<sup>3)</sup>・廣田 勇<sup>3)</sup>・福山 重<sup>3)</sup>・M.P. Sulzer<sup>3)</sup>

1) 京大工, 2) 京大理, 3) アレシボ観測所

最近、大型レーダーを用いて、中層大気の運動を長時間連続して観測することが、可能となった。従来、観測手段の乏しかった高度60~80kmの領域の風を測定する方法として、大型レーダーの果たす役割は極めて大きい。中でも、アレシボ(18.3°N, 67.8°W)やヒカマルカ(120°S, 76.9°W)のISレーダーによる観測から得られる結果は、赤道域の中層大気波動全般を考える上で、非常に重要である。前回の報告では、昨年(1980年)8月に、約2週間にわたって行なわれたアレシボレーダーによる中間圏風の観測の速報を行なった。本報告では、昨年8月の観測をさらに詳しく解析した結果を述べ、さらに、今年(1981年)の3月に、同じくアレシボレーダーを用いて、再度実施された中間圏観測の速報を、あわせて行なう予定である。

前回、昨年8月の観測と、アンティガ(17.2°N, 61.8°W)における気象レーダー観測との比較を行なったが、今回さらに、プンタ・ポリンケン(18.5°N, 67°W)で同時に行なわれた流星レーダーによる観測結果と比較した結果、次の様な事柄が明らかになった。

(1) 80~110kmの流星高度では、1日以内に目られる東西風の变化としては、振幅が20~40ms<sup>-1</sup>程度の1日周期潮汐が卓越し、その風向きの変化は、アレシボレーダーによる観測結果とよく一致する。このことから、高度65~110kmの範囲に、ほぼ基本モードに対応する1日周期潮汐が存在することが確かめられた。

(2) アレシボレーダーで観測された昼間約8時間の平均東西風は、流星レーダーによるほぼ1日間の平均値とは若干の差がある。これは、昼間の平均値には、1日周期潮汐の影響が現われるためである。しかし、1日周期潮汐の経日変化は比較的少ない<sup>1)</sup>ので、昼間の平均値で、周期が2日以上、長周期波動を捕らえることは充分可能である。

(3) 8月1日から15日にかけての風速の平均場は、85km以下の高度では西向きであり、またロケット観測から、中間圏より下方の成層圏領域でも主に西向きの風が卓越する(これは、半年周期振動の西向きの変化に対応する)。この場合、地表付近から中間圏領域まで到達可能な長周期波動としては、まず東向きに伝播するケルビン波が挙げられ<sup>2)</sup>、実際、観測された長周期波動もケルビン波である可能性が考えられる。

次に、今年3月に行なわれた観測は、上に述べた様な中間圏領域の大気潮汐波や長周期波動を、さらに詳しく調べることを目的としている。下の表1に、観測の諸元を示す。3月の観測では、東西風と南北風が交互に測定される予定で、長周期波動の東西、南北両成分を解析することが可能である。従って、観測される波動の種類や性質が、より明らかになるものと期待される。また、昨年8月の観測結果と比較し、季節変化などについても議論を行なう。

Table 1 Observational parameters

Date	: 5-20 March 1981
Altitude range	: 65-95 km
Altitude interval	: 600 m
Time interval	: 2 min

## 参考文献

- 1) Fellous, J. L., Private communication, 1981.
- 2) Hirota, I., Pure Appl. Geophys., 18, 217-238, 1980.

# アレシボレーダーによるD領域物理量の観測

福山 薫<sup>1)</sup>, 廣田 勇<sup>1)</sup>, 前川 泰之<sup>2)</sup>, 深尾 昌一郎<sup>2)</sup>, 加藤 達<sup>3)</sup>, M.P. Sulzer<sup>3)</sup>

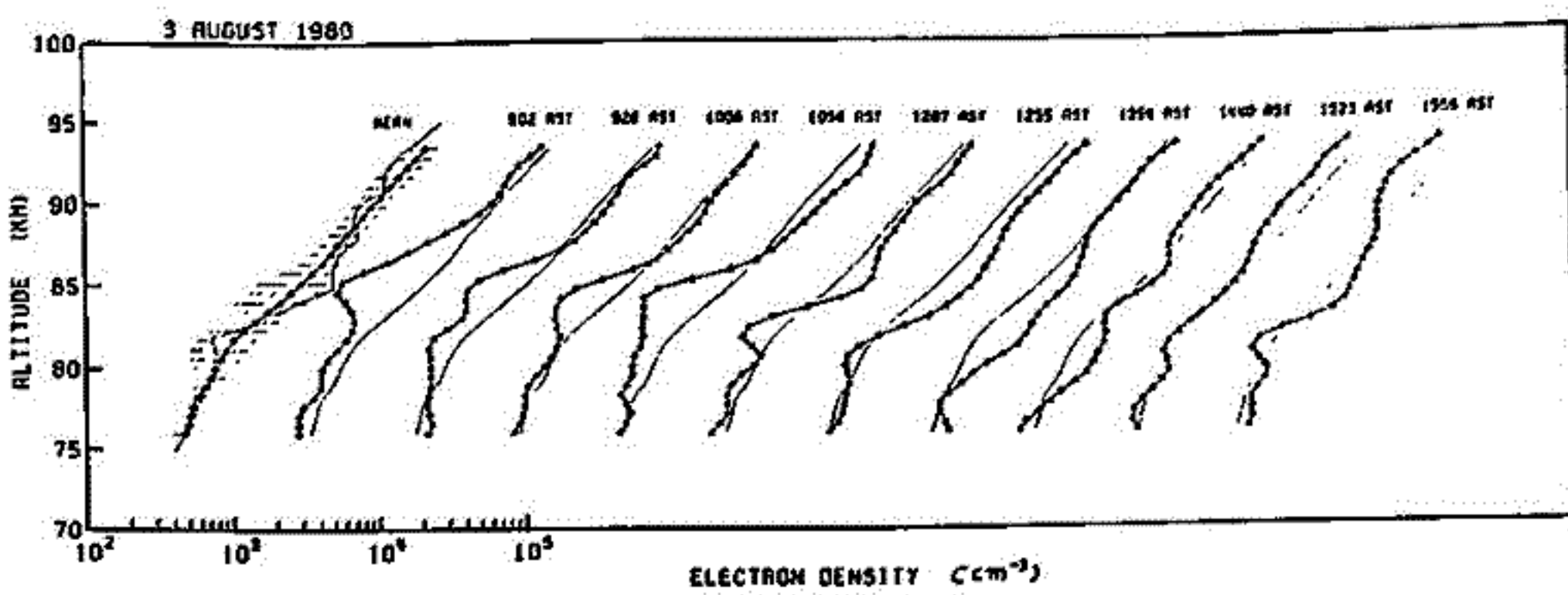
1) 京大・理 2) 京大・工 3) アレシボ観測所

前講演(前川ほか「アレシボレーダーによる中間圏長周期波動の観測」)などによっても示されてきたように、大型レーダーでは中層大気のはば全域にわたって、定常的・連続的に高分解能の風系測定を行なうことができる。UHF帯のアレシボレーダーの中間圏観測では、受信される散乱波はインコヒーレント(Thomson)散乱の機構によって生じるので、風系の測定だけでなく、散乱エコーのパワーやスペクトルの形状などから、電離圏D領域の大気物理量(電子・イオン・中性密度, 温度など)を同時推定できることが大きな特徴である。それゆえ、こうした観測結果を風系測定と関連させることにより、この高度域の波動擾乱現象の、より包括的な研究も可能となろう。

D領域では、中性密度がまだ十分に大きく、電子・イオン-中性粒子間の衝突頻度が高いため、インコヒーレント散乱スペクトルの形状は極めて簡単なローレンツ型をしている。それゆえ、観測されたスペクトルから、それを決定している物理量(電子・イオン密度, イオン-中性粒子衝突周波数, 温度, イオン質量など)の幾つをも一意的に推定することは容易でない。しかし、簡単な仮定(たとえば等温大気, イオン組成)を用いて、中間圏のインコヒーレント散乱の理論<sup>\*)</sup>に基づいた解析を行なうことにより、中性・電子・イオン密度の高度分布やD領域上部の平均温度などを求めることができる。このようにして得られた電子密度の高度・時間変化の一例を下图に示す。

電子・中性密度の高度分布やその時間変化の解析結果においても、風系観測結果と同様な各種の変動や擾乱が見い出されているが、これらと風系変動との関連性についても、詳細な解析を試みる予定である。

[参考文献] \* Fukuyama, K. and W. Kofman, J.G.G., 32, 67-81, (1980).



アレシボレーダーで観測されたD領域電子密度高度分布とその時間変化

# アレシボレーダーによる成層圏乱流の観測

## —渦拡散係数の推定—

佐藤 亨 · R. F. Woodman  
(京大・工) (アレシボ観測所)

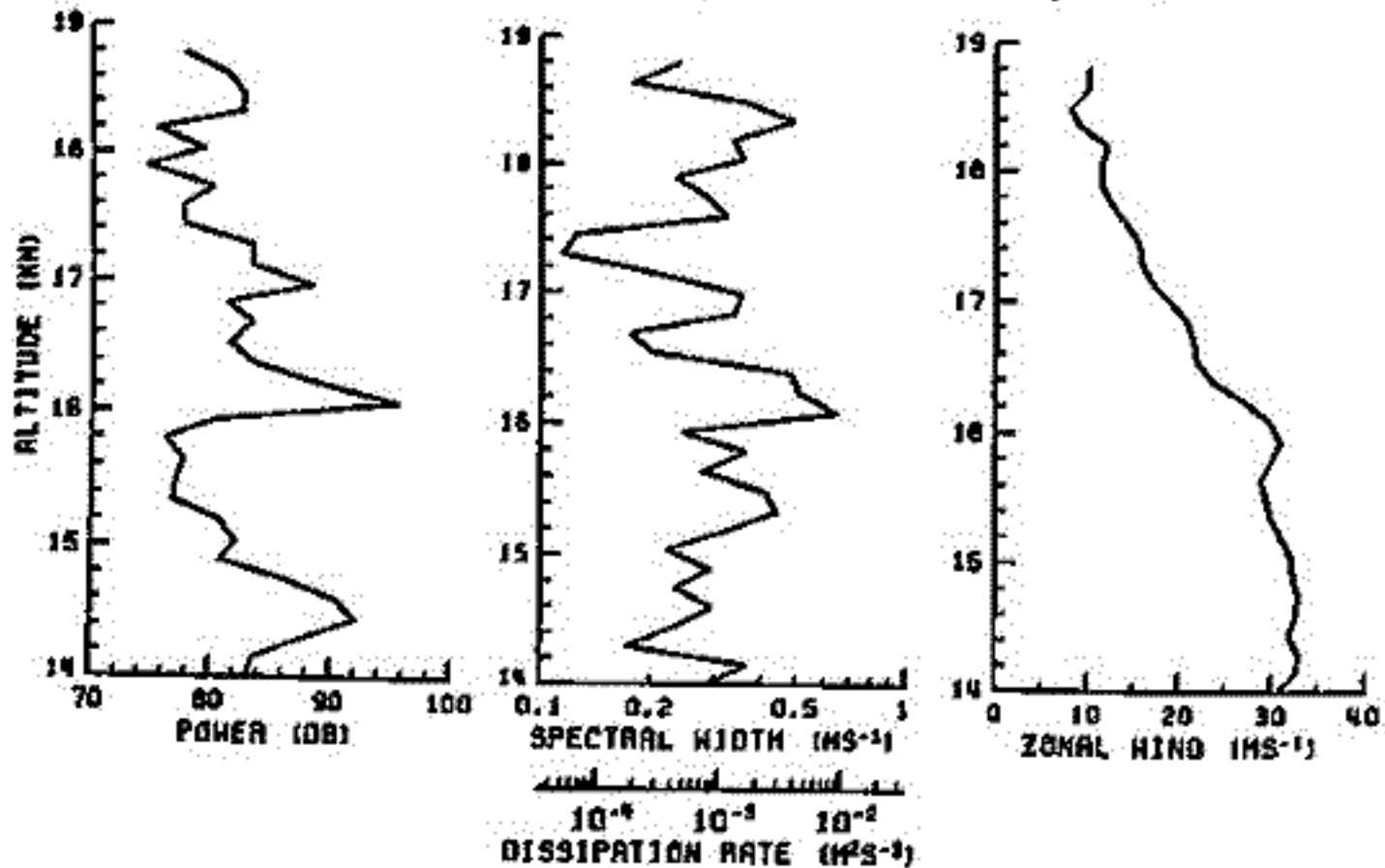
前回にはアレシボISレーダーを用いて行われた成層圏の高分解能観測と、得られた結果の概要を報告した<sup>1)</sup>。今回はそのデータを用いて計算された下部成層圏高度の乱流拡散の効果について報告する。

従来、成層圏における間欠的な乱流による拡散が鉛直方向の輸送に及ぼす寄与は無視しうると考えられて来た<sup>2)</sup>。しかし、最近の大型レーダーによる乱流発生頻度の観測結果<sup>3)</sup>は、成層圏乱流の寄与が必ずしも小さくないことを示唆している。本報告では、観測されたエコーパワースペクトルから乱流速度分布を求め、これより乱流による運動エネルギー消散率及び渦拡散係数を計算する試みについて述べる。慣性小領域にある乱流のエネルギー消散スペクトルは  $S(k) = A \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$  で与えられる。ここに  $A$  は Kolmogoroff 定数  $\approx 1.6$ ,  $\epsilon$  はエネルギー消散率である。レーダーで観測される視線方向速度分布の幅が  $S(k)$  を Bragg 波数から乱流層の厚さで定まる波数まで積分したものと考えられる。乱流層の厚さは前回の結果より臨界シアを仮定すれば約 50m と推定されるので、 $\epsilon \approx 0.034 [\text{m}^2/\text{s}^3]$  となる。下図は 1980 年 1 月 16 日に観測された散乱電力、シア幅の効果を除いたスペクトル幅、それより求めたエネルギー消散率、及び東西風の 1 時間平均の高度分布を示す。乱流による渦熱拡散係数は、勾配拡散を仮定すれば  $K_h = \epsilon / 3N^2$  で与えられる ( $N$  は Brunt-Väisälä 周波数)。下図の場合、 $K_h$  は  $0.04 \sim 7.0 \text{ m}^2/\text{s}^2$  となる。

この値は、レーダー観測で得られる値が散乱電力によって重み付けされていることを考慮しても、従来の結果による  $0.012 \text{ m}^2/\text{s}^2$  程度の値<sup>2)</sup> より平均として 1 桁程度大きく、乱流が鉛直輸送に及ぼす寄与が無視できないことを示すと考えられる。

謝辞：多くの御助言を頂いた MUR ワーキンググループ (代表 加藤 進) の各位に感謝する。

- 参考文献：
- 1) 佐藤・Woodman, 日本地球電気磁気学会第 68 回講演会予稿集, 1980.
  - 2) 例えば Lilly et al., J. Appl. Meteor., Vol. 13, p. 488, 1974.
  - 3) Woodman et al., Int. Symp. Middle Atmos. Dynamics and Transport, Urbana, Ill., 1980.



散乱電力, スペクトル幅, エネルギー消散率及び東西風速の観測例。

散乱波スペクトルの性質について

若杉耕一郎・松尾俊・深尾昌一郎・加藤進

(京工大・工芸) (京大・工)

大型レーダーにより中層大気 (10~100 Km) の時間及び高度に関して連続的な観測が可能になりつつある。レーダー電波の散乱に関しては Booker-Gordon の散乱理論が基礎とされてきた。一方、Jicamarcaレーダー (ペルー) などの観測結果より散乱電力に角度依存性があることが明らかとなり、Fresnel反射モデルによる説明が行われてきた。これは大気屈折率が高度に関して不連続に変化するため電波が反射されるものである。しかし角度依存性を説明できるモデルとして、屈折率の非等方性を考えることもできる。これは Booker-Gordon の理論の自然な拡張でもある。本報告では非等方な大気屈折率のゆらぎからの散乱波スペクトルを推定する。この推定値と真のスペクトルの関係を明らかにすることにより、大型レーダーによる観測データの信頼度を高めることを目的とする。

観測で得られるスペクトル  $S(f)$  は次式のようになる

$$S(f) = \iint U(\vec{k}, \epsilon) H(\vec{k}, \epsilon) W(f-\epsilon) d\vec{k} d\epsilon \quad (1)$$

$U$  はゆらぎの4次元スペクトルである。 $H$  はレーダーシステムのフィルタリング関数でアンテナ、ビーム幅、パルス幅などに依存する。ゆらぎの特性スケールの大きさが観測高度のFresnel半径に対して無視できないため、送信電波波面の球面性を考慮して計算を行った。 $W$  はデータ処理における窓関数の影響を示す。

上式に基づいて計算したスペクトルの例を図・1に示す。実線が推定値、点線は真の値である。このスペクトルにより散乱電力、ドップラシフト、スペクトルの幅などが推定できる。図2は非等方性のファクタに対する散乱電力の依存性を示す。ただし、アンテナビーム幅は、1, 3, 10, 30度を仮定してある。図の0 dBはBooker-Gordonの理論より推定される値である。アンテナビーム幅が小さい場合、散乱電力は非等方性のパラメータに比例して大きくなる。しかし、ビーム幅が大きいと、散乱の非等方性のため送信した電波の一部しかレーダーでは受信されないため、散乱電力が逆に小さくなること明らかとなった。

ドップラシフトやスペクトル幅もアンテナビーム幅と非等方性の程度によって影響を受ける。式(1)に基づいてこれらの関係についての議論を行う。

FREQUENCY 50 (MHZ)  
 PULSE LENGTH 150 (μ)  
 HEIGHT 30 (KM)  
 BEAMWIDTH 5 (DEG)

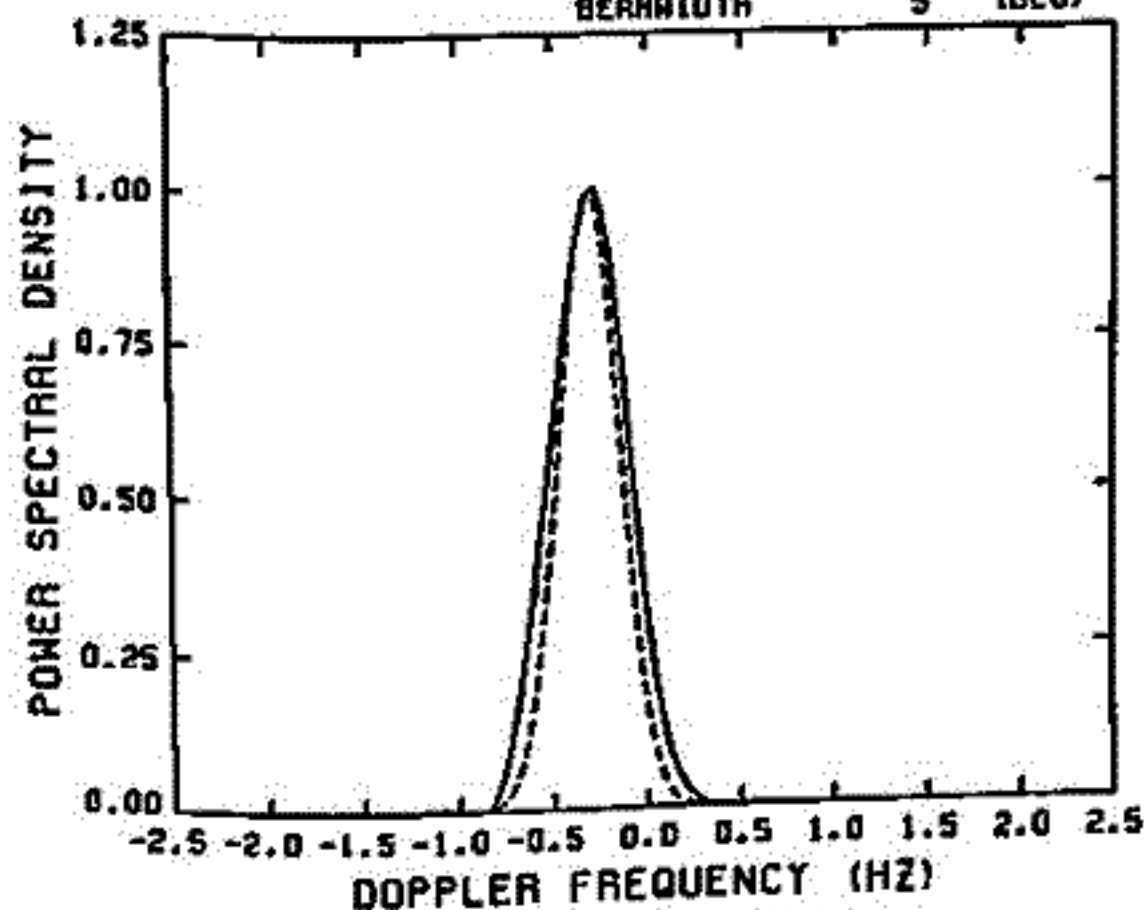


図1. 散乱波スペクトルの推定値(実線)及び真の値(点線)の計算例。

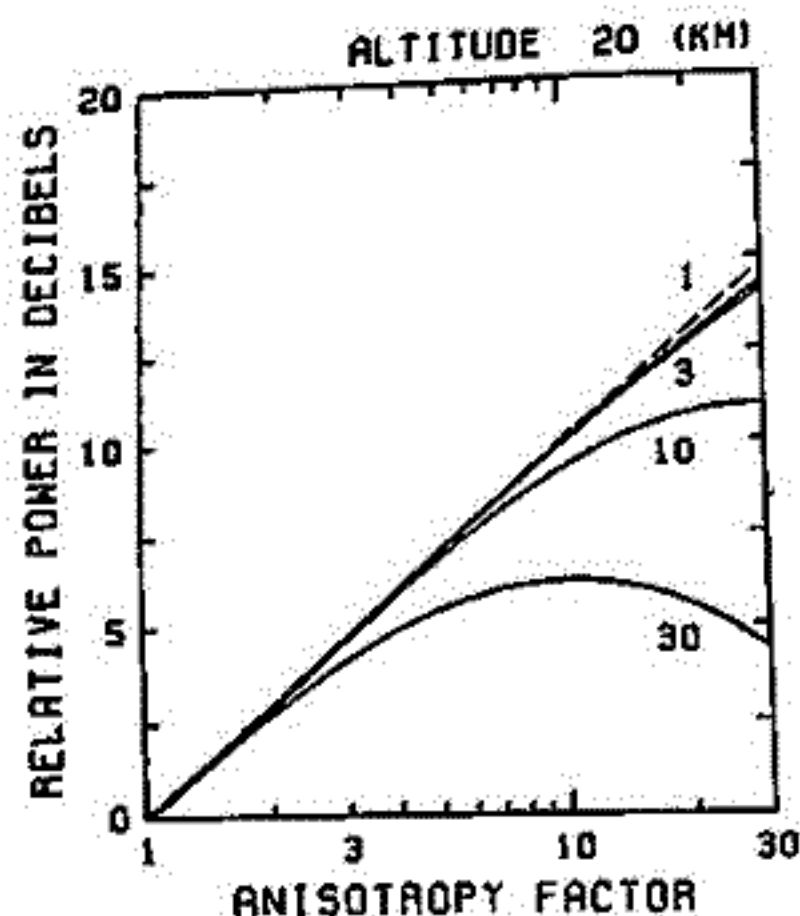


図2. 非等方性と散乱電力の関係。ただし、アンテナビーム幅は1, 3, 10, 30度とする。

MUレーダーワーキンググループ\*)  
(京都大学 工学部)

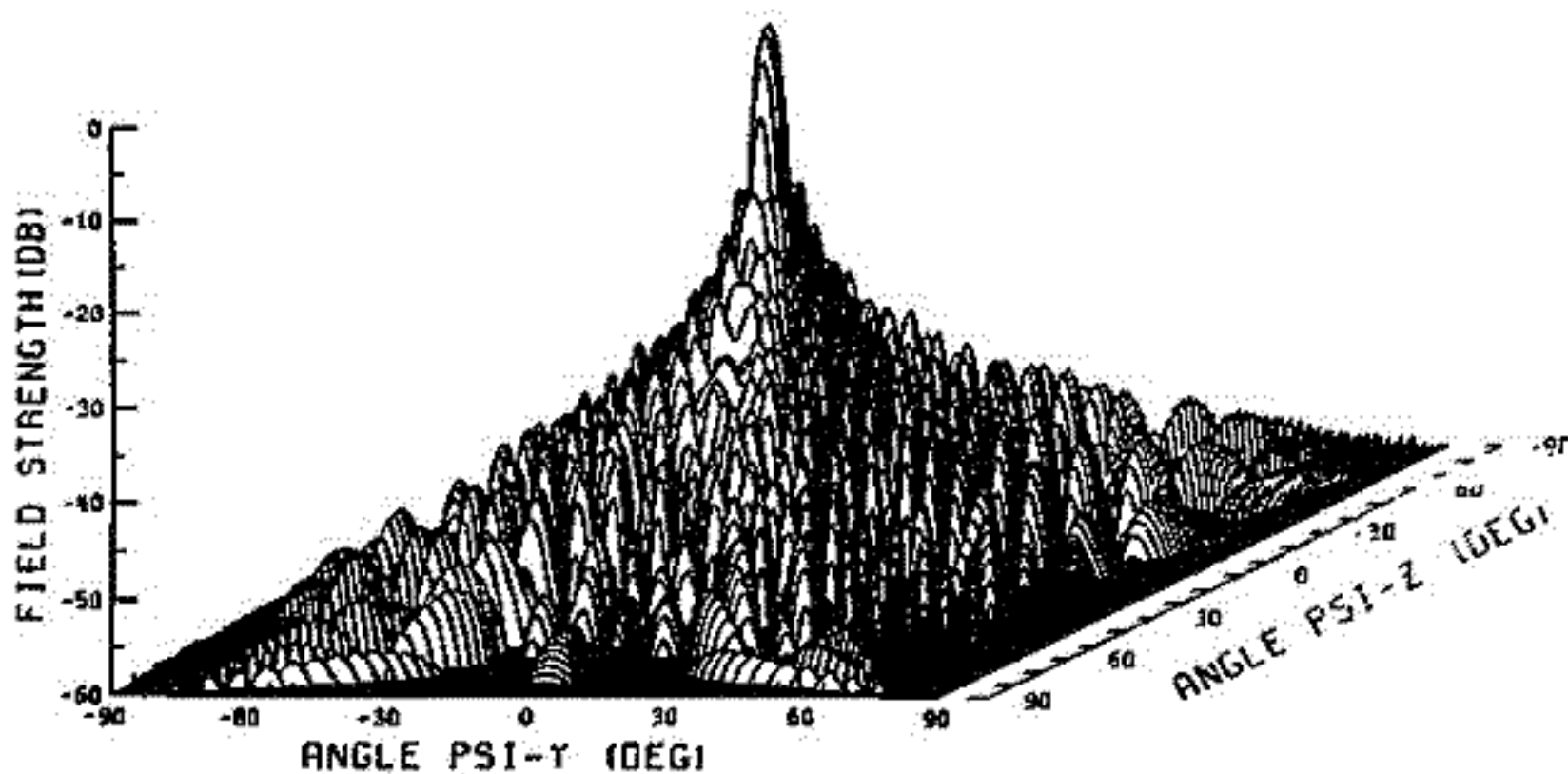
アジア地域における最初の大型レーダーとしてMUレーダーを建設する計画が概算してすでに6年近くが経過したが、今般昭和56年度より4年計画で、いよいよ建設がスタートすることになった。このレーダーは主として中層大気及び超高層プラズマを観測対象とするため Middle and Upper Atmosphere Radar (略してMUレーダー) と呼ばれる。

MUレーダーでは、大出力送信機の出力を各アンテナ素子に分配する在来型の大型アレイレーダーシステムと異なり、各素子に小型の送信機を取り付けるアクティブ・フェーズド・アレイ方式が用いられる。この方式では移相や電力分配が低電力段で行なわれるため、ビーム走査を1ms程度の短時間でほぼ空間的に連続的に行なうことができる他、アンテナの一部のみを励振したり、独立なビームを同時に複数回用いることも可能になり、将来複雑な観測が要求された際に柔軟に対応することができる。

本報告では、まずMUレーダーにおいて利用可能な風速測定の方法として考えられるドップラー法、VAD法、ドリフト法等について比較検討を行なう。次にこれらの実現のために要求されるアンテナの性能と、数値計算に基づいて設計されたMUレーダーのアンテナ放射特性について述べる。下図はアンテナビームを天頂に向けた場合のパターンを3次元的に示したもので、特に低仰角における不要放射が非常に低く抑えられていることがわかる。主ビーム幅は約3.6°であり、MUレーダーではこのビームを高速・連続に走査できるため、単に時間・高度のみでなく水平面内における大気運動の分布をも観測することが可能になるものと期待される。

さらに将来予想される多様な観測を想定して、アンテナを小グループに分割して同時に使用する場合や、一部を送信、他を受信に用いる場合等の放射特性についても検討する。

ANTENNA PATTERN  
MU-RADAR



MUレーダーのアンテナ指向性パターン(ビーム方向天頂)。

\*) 大員 深尾昌一郎

中村純二 大地 登 中村 透  
東大教養 岐阜大教養 都立大理

1980年9月2日 1940 JSTに打上げられたK-9M-70号機は2段目の推進が異常燃焼を起したため、ロケットの姿勢は崩れ、ショックも大きく、大部分の搭載計器はその機能を停止した。しかしタイマーとTMA(トリメチルアルミニウム)弾はよくその環境に耐え、発射後57秒には予定通り急閉バルブが作動し、72秒までの間に4回のTMA液を噴射し続け、高度にして84kmから115kmまでの間に青白い発光雲を作った。これらは内之浦、南郷、種子島、山川 並びに谷山の各観測点から同時撮影されたので、その解析結果について述べる。

図1は風速の水平成分のホドグラフであって、その大略は北半球におけるこれまでの観測結果に一致して、上から眺めるとき、風向は高度と共に時計の針と同じ向きに回っている。図2は縦軸に高度、横軸に風速の南北、東西成分と大きさを示したもので、図1と図2を見比べることにより、風速の急に变化する高度が91、96、101および106kmにあることが判る。この中発光雲自体もそこで乱れを生じ、風速のshearの存在を明瞭に示しているのは高度91km および106km付近の層である。前者は大気の乱流領域と上部の部分的乱流拡散領域の境界面に相当し、大気波動の発生源と考えられる場所である。後者はE層に相当し、電離した大気の乱れに対応して電波の散乱が起る場所である。発光雲の構造を調べることにより、高度90km~100kmの部分的乱流領域の大気塊の直径は略1~2kmであることが判明した。またこれらの高度における拡散係数は高度96kmで略  $D=10^6 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ 、高度115kmで  $D=10^7 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  であることが判った。

たゞし今回はTMA噴射量も少なく、カメラの開口数も小さかったので、高度90km以下の発光雲の映像を十分解析することはできなかった。今後これらの点を改良し、MAP期間には、中間圏大気の運動で最も問題となる高度、70~90km付近の中性媒の運動や構造を解明する計画である。

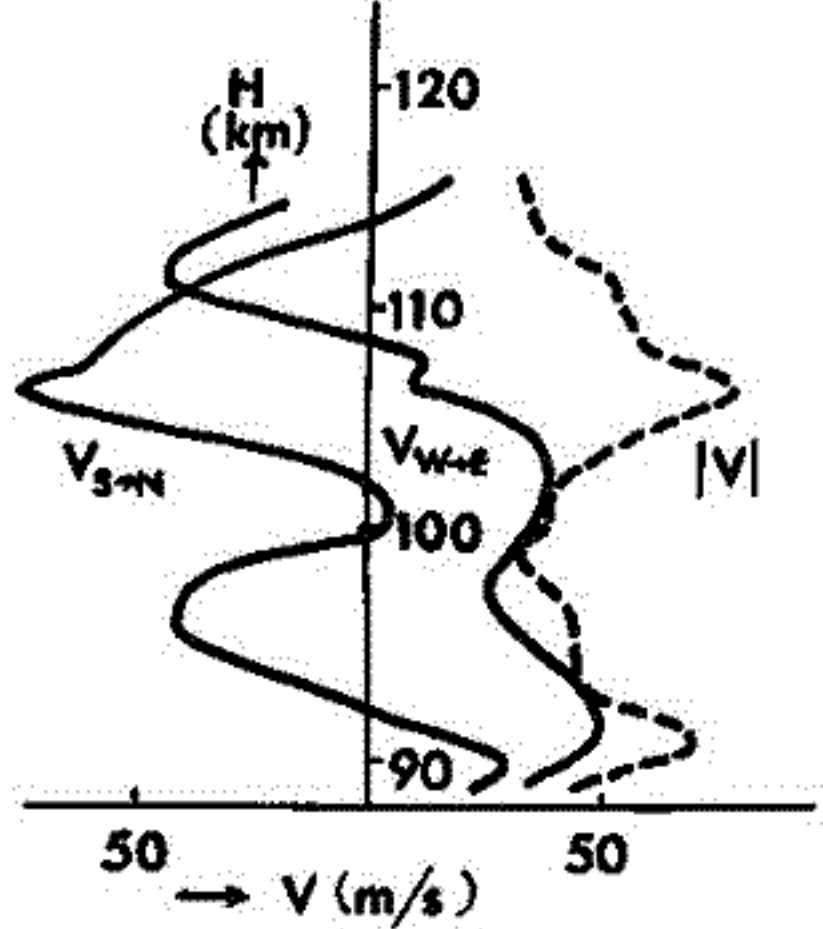
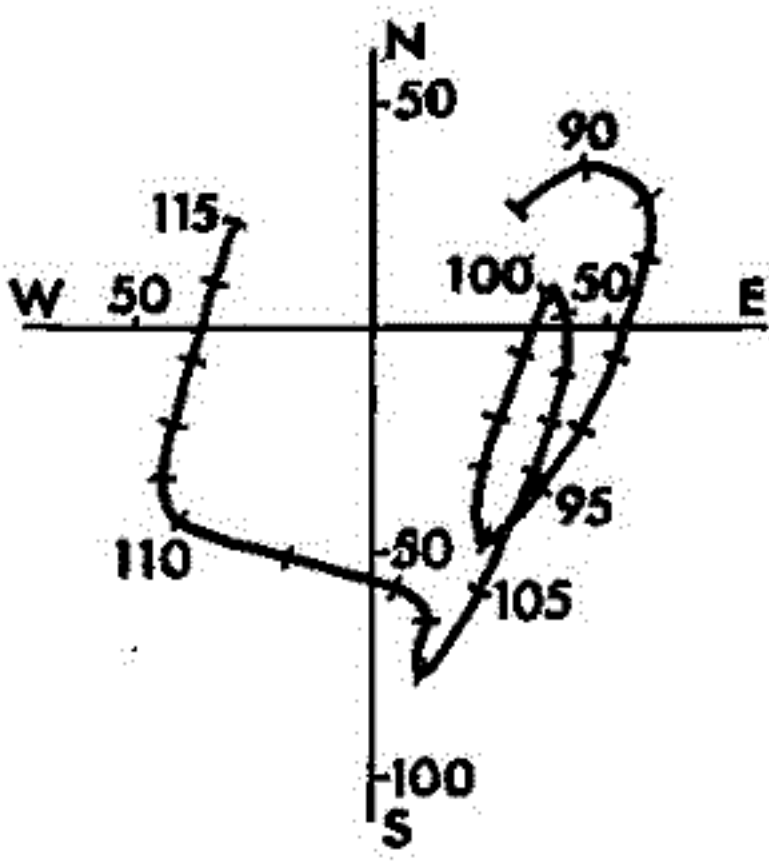


図1 ホドグラフ

軸上の数値は風速(m/s), 曲線傍の数値は高度(km)を表わす。

図2 高度別風速分布

$V_{S-N}$ ; 南北成分,  $V_{W-E}$ ; 東西成分  
 $|V|$ ; 風速の大きさ



# 第Ⅲ会場

## ■-1 海底火山ガラス中のHe同位体比とマンツルの構造

小嶋 穂・屋主繁男  
(東大理)

### A. 目的

1978年米仏共同研究 CYAMEX プロジェクト、東太平洋海嶺で採集された火山岩ガラスを用い、希ガスの定量・同位体比測定を行った。

### B. 結果

1.  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  :  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.23 \times 10^{-5}$ , きわめて一様な同位体比を与える。
2.  ${}^{40}\text{Ar}/{}^{36}\text{Ar}$  : 5000 ~ 6000 の値にばらつく。

### C. 考察

${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  の驚くような一様性は、(i) そのマンツル・ソース領域において U/ ${}^3\text{He}$  もまたきわめて一様であった、(ii) He は他の希ガスとは全く独立に、きわめて一様に混合された“ガス溜め”から導かれた、のいずれかと解釈される。しかし、(i) の仮定は、MORB 中の  ${}^{87}\text{Sr}/{}^{86}\text{Sr}$  が 0.7025 - 0.7035 のバラツキを有すること、したかつて  ${}^{87}\text{Sr}/{}^{86}\text{Sr}$  につき、この程度のバラツキをもたらすためには、MORB のマンツル・ソース部において Rb/Sr も、約 30 ~ 40% バラツキを示すはずである。当然 U/He は、Rb/Sr 以上のバラツキを示すべきであるが、U/He がこのようにバラツクと、どうして観測された  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  の一様性を説明することが不能である。したかつて、 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  一様性の説明としては、He は他の重希ガス (Ne, Ar, Kr, Xe) とは独立に、きわめて均一化された“ガス溜め”から導かれた、と結論せざるを得ない。

更に、こうした“He-溜め”に He を供給したソースもまた、U/He につきほぼ一定であることが要求されよう。この事実は、マンツル (深部) にまたマンツル分化に関与してない、きわめて始源的かつ一様な組成をもつ領域の存在 (たぶんマンツル最下部) を暗示するものかも知れない。

比屋根 肇、小嶋 統  
(東大・理)

Solid element については、それが結晶とナルトへどのように分配されるかという分配係数 (distribution coefficient) について多くの研究がなされており、地殻やマントルの進化を議論する上での基礎データとなっている。しかし、希ガスに関しては、このような研究は皆無に等しい。希ガスの液相-固相分配は、地球大気の脱ガス機構と大きくかかわっているように思われる。また、地球内部における希ガスの情報を得る上でも有力な手段として用いられる可能性がある (図1)。

本研究では1気圧 Ar 雰囲気の下で melt をつくり、その中で olivine を合成した。それを用いて Ar の分配係数 ( $D_{Ar}$ ) を調べてみた。

図2は、結晶合成前にナルト中にどのように Ar がとけ込んでいくかを調べてみたものである。その結果は、melt 中の Ar 濃度は不均一であり、充分にとけきっていないことを示唆している。このことにより、今回、最終的な値を出すまでには至らなかったが、個々の結晶が成長する際に Ar が平衡に分配されていれば、平均的なナルト中の Ar 濃度と olivine 中の Ar 濃度とを用いて、 $D_{Ar}$  を見積ることはできる。図3にその結果を示す。

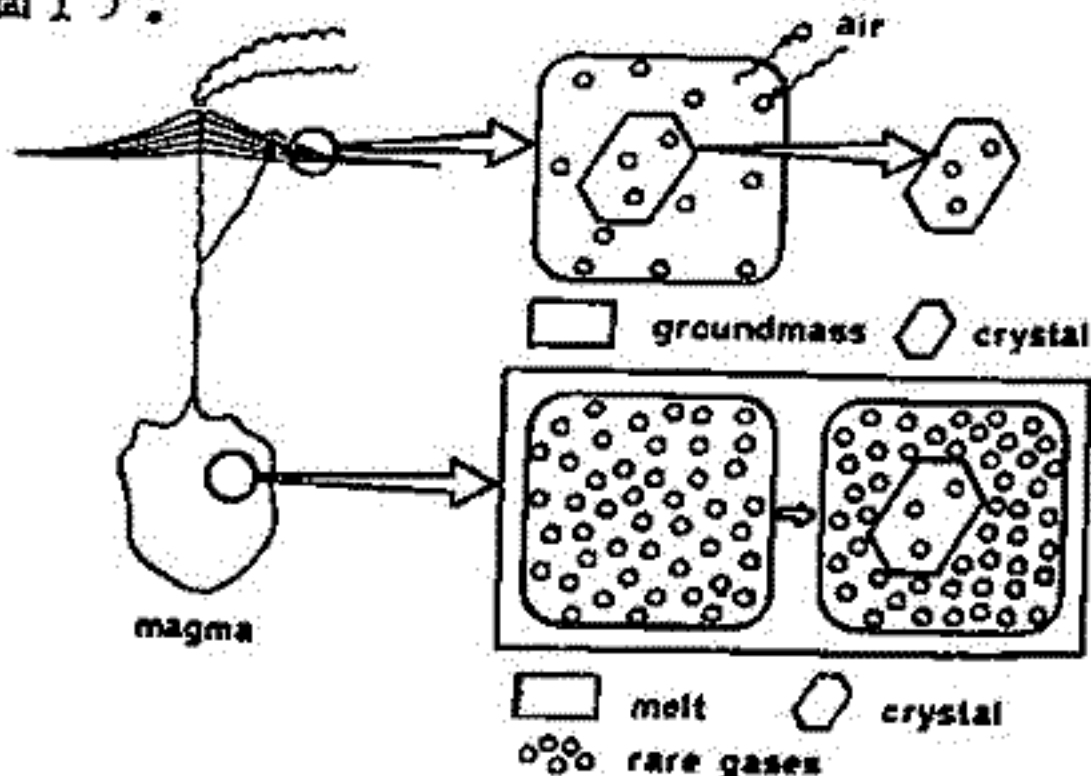


図1. 地表に出てきたマグマ中の希ガスは逃げてしまってもその状態を保持しない。しかし大きな結晶中の希ガスは逃げにくいから、何らかの地下の情報を保持しているであろう。結晶がマグマ中で成長する時の希ガスの分配係数がわかれば、結晶中の希ガスの測定により、逆にマグマ中の希ガスの状態が推定できる。

Ar 濃度 ( $\times 10^{23} \text{ cm}^3 \text{ STP/g}$ )

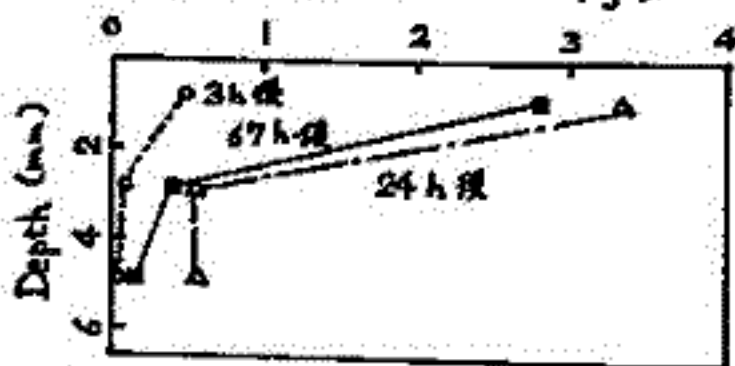


図2. Ar 濃度の時間変化

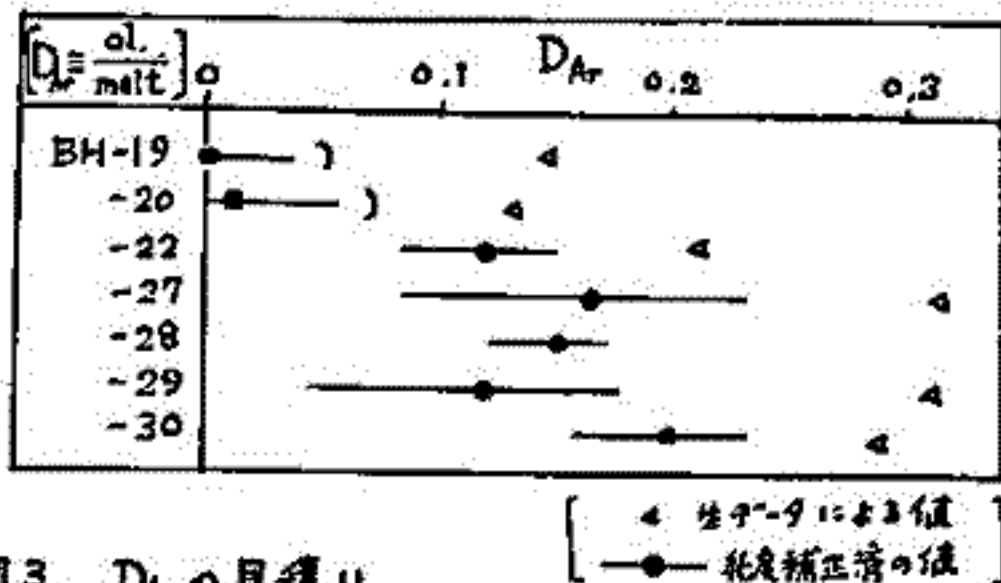


図3.  $D_{Ar}$  の見積り

図3の結果わかることは、 $D_{Ar}$  が1よりも小さいこと、即ち Ar は結晶よりも melt に濃集するということが第一である。次に、実験上の問題があって低い値を出した BH-19, 20 の場合を除けば、 $D_{Ar}$  は 0.1 ~ 0.2 の間に求まった。但し、この値を最終的なものとするためには、先に述べたナルト中の Ar 濃度の不均一や、この図にも示した鉱物分離に伴う純度補正の誤差を小さくすることが求められる。また、実験時間や実験条件によってどう変化するか、他の希ガス、他の鉱物とナルトの組み合わせの場合はどうなるか等々は、今後の課題である。

# ダイヤモンド中のAr同位体比と ダイヤモンドの起源

小嶋 稔・高岡寛雄・仁藤 修・屋主繁男  
東大理・山形大理・東京農大工・東大理

## 1. 目的

De Beers会社より寄贈をうけた12個のダイヤモンドにつき、(i) K-Ar年代測定、(ii) Ar同位体比測定、(iii) K, Naその他微量元素の分析を行った。12個のダイヤモンド(各約1カラット)は、Finsch鉱山(パイア年代=90~100 Ma) 4個, Premier鉱山(パイア年代=1250 Ma) 2個, および出所不明6個である。

## 2. 結果

### K-Ar年代

Finsch鉱山, Premier鉱山ダイヤモンドはともにKが極端に少なく(<0.1 ppm)年代測定は不能。又、出所不明ダイヤモンドは、 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ -K/ $^{36}\text{Ar}$ ダイヤグラム上、全くランダムであり、アイソクロンを形成しない。このことは、出所不明ダイヤモンドは産地・年代ともに異なるためと解釈した。

### $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$

Finsch鉱山の4つのダイヤモンドは、 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ プロットすると大変きれいに直線上にのる。この勾配は  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 268.8 \pm 4.5$  を与える。

### K, Na, Ca etc.

K, Naはかなり良い相関を示す。

## 3. 議論

ダイヤモンドからのAr抽出は、800°C, 2050°Cの二段階で行った。800°Cでの脱ガスは、2050°Cの値の1/10程度、又はこれ以下である。この議論で用いた値は、すべて2050°Cで抽出した値で、大気Arの表面汚染とは考えがたい。

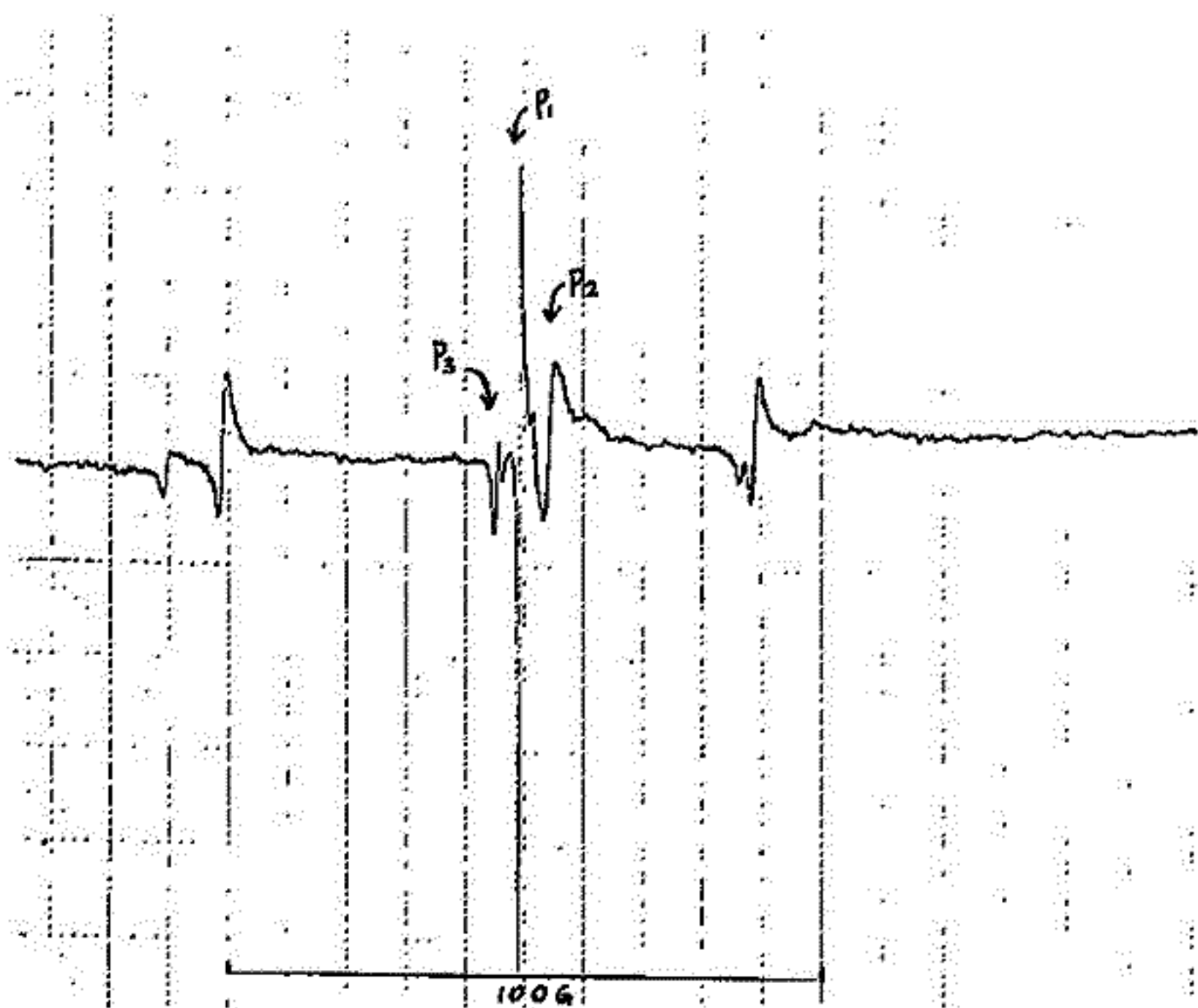
Finsch鉱山のArが270という現在の大気にきわめて近い値を示す。他方、現在の火山岩中にトラップされているArから推定し、マントル中の $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は5000以上と考えられる。Finschダイヤモンド中の低い $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は、白亜紀(ダイヤモンド・パイアの噴出年代~90 Ma)の大気(ほぼ現在と同様の $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ をもっている)がサテラクションでマントルに取りこまれ、この一部がダイヤモンドにトラップされたと考えると都合がよい。事実、サテラクションがダイヤモンドの成因の本質であるという考えは、Frank (1966) により提出されている。

前回の講演会では、 $10^5 \sim 10^6$ 年程度までの深海底石灰質堆積物について、ESR(電子スピン共鳴)を用いた年代推定の可能性を示した。

今回は、標準試料を用いて、精度の向上を試みると共に、異なったピークを用いて更に古い深海底石灰質堆積物試料について、年代の推定を試みたので、その結果を報告する。

試料を段階的に加熱していき、強度の減少の割合を調べた。すると、 $g$ 値が2付近のピークは、加熱により減少するが、一番急激に減少する温度はピークによって異なっていた。下図で、 $P_1$ 、 $P_2$ は、560K付近、 $P_3$ は650K付近であった。この温度が、熱ルミネッセンスのピーク温度に対応するのだと考えると、 $P_1$ 、 $P_2$ では、 $10^5$ 年程度であるが、 $P_3$ によれば、 $10^9 \sim 10^8$ 年までの年代推定の可能性がある。(池谷1978)

文献 池谷元伺 日本物理学会誌, 第33巻, 918-920, 1978



室井 勲

(大阪府科学教育センター)

昨年秋の学会では球形コイル装置(球形コイルを使った地球磁場モデル実験装置)とこの磁場を測るためのSMD型磁カ計(Sony Magneto-diodeの一種MD-230Aという素子を検出部に使ったもの)およびこれによる測定法などについて述べた。

球形コイル装置は前回と同じものである; 真鍮棒(6mm中)を中心に通した直径が9cmのソフトボールの表面にホルマル線(0.8mm中)を2層(294回)巻き、測定台にのせる。球形コイルの中心軸とこのコイルを回転する回転軸は11.5度傾けてある。コイルの表面から3.9cmの位置で測定するために、同心円状に半円形の測定枠を取付ける。磁場の測定は上述のSMD型磁カ計で行うが磁場の検出部の測定枠への置き方で各成分のベクトルが得られる。この検出部の大きさは $4.5 \times 6.5 \times 2.3$ (単位mm)で小形であり、出力は1ガウス当たり約1mVと小さいが、約1kガウスまではリニアな特性を持っている。なお、この球形コイル装置の大きさは地球のその約7500万分の1である。

今回の報告は前回、何のこじわりもなく球形コイルの磁場はダイポール磁場であって、地球の磁場の近似に使えるのではな<sup>い</sup>かといったことを、もう少し詳しく確かめるために行った実験結果である。すなわち、この装置の磁場を磁気測量の方面でよく立っている方法を使って、X, Y, Zの3成分に分けて測定する。この結果を球函数分析によってガウス係数(ここでは2次まで)を求める。同時に地球磁場の場合のガウス係数(1975年のもの)を使って、<sup>1次までの係数</sup>1次までの係数で求めた場合と2次までの係数で求めた場合と2通りについて球形コイル装置からの結果と比較する。地球磁場と球形コイル装置の磁場との近似性(ダイポール磁場という面から)を何によって表わすかはここではおきりとせめてはいる。仮に標準偏差を求めて使うことにする。

目新しい内容は含んでいないが、球形コイル装置に関する基本的実験の一つとして、ダイポール磁場の検証という意味で簡単に報告してみたい。

小島正美・瀬戸正弘・赤間秀雄・斎藤尚生  
 (東北工大) (東北工大) (東北工大) (東北大理)

## 2. 緒言

我々研究グループは、非常に人工擾乱の激しい場所や時間帯においても容易に岩石磁気や飛行体部品の残留磁気を測定できる安価で便利な装置の開発を進めている。そしてリングコア型残留磁気測定装置(RING-CORE TYPE RESIDUAL MAGNETOMETER、略してRICRESTOMETER)を試作し、高速波動解析装置(HISSA)と組み合わせることにより、人工擾乱の激しい日中に、 $10^{-7}$ 程度の弱残留磁気を測定することに成功し、昨秋の学会で報告した。この装置は、資料を一方向に高速回転させるだけで、残留磁気モーメントの大きさや方向を自動測定し、出力表示させることができるという数多くの長所を有している。我々はこの装置を更に手軽に実用化させる為に、次の点を更に開発していく予定である。

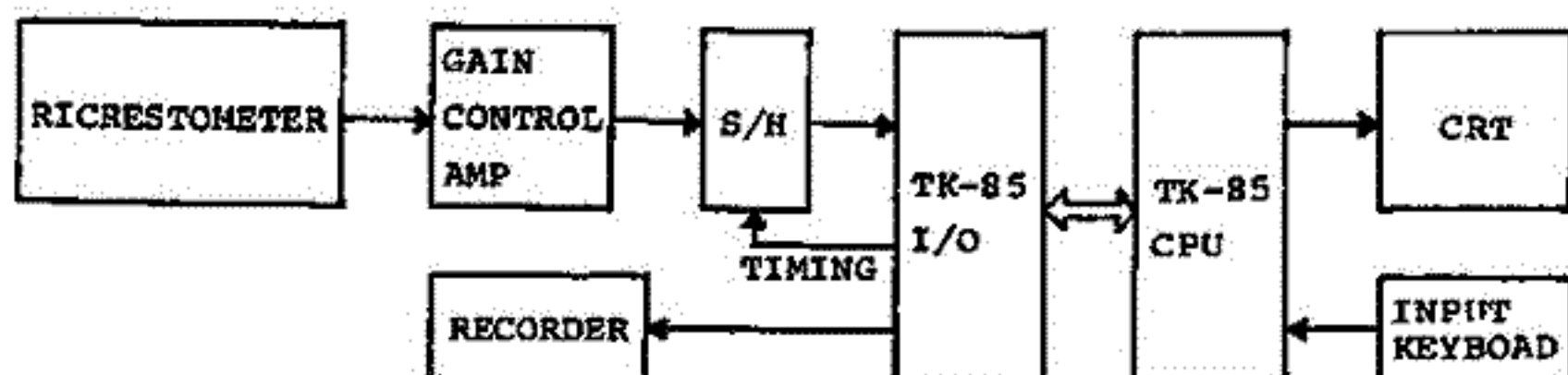
- (1) 高価な HISSA を用いずに出力をマイコンで処理する。
- (2) 資料の回転装置、特にホルダーを設計・製作する。
- (3) 岩石磁気への応用の為に、更に高感度にする。

今回はその第一段階として(1)の開発状況についての報告を行なう。

## 2. 出力表示装置の試作

RICRESTOMETER では、sensor 2 個を差動動作させることにより、一次的な外部磁気雑音を打消している。これだけでも雑音に耐えて強いのであるが、更に雑音にうもれた周期的な微弱信号を取り出す為に、その出力をスタッキングする。このスタッキングを micro-computer で行なう場合に、入力信号の何周期分かを一時 RAM に記憶させ、記憶させた内容を呼び出して演算処理をする方法がある。然しこの方法では、スタッキング数の増加に伴って、RAM の容量を増加させねばならないので、システムの簡単化という点で好ましくない。

そこで我々は、汎用の 8 ビット CPU であるマイコン TK-85 を用いて、下図の様なブロックダイヤグラムで、RAM の記憶容量が 0.5K バイトで 256 回のスタッキング操作を行なう方法を検討し、RICRESTOMETER の SENSOR 出力を処理したので、この実験について報告する。



# Paleomagnetic Processor

## 6. 交流消磁システム

河野 長<sup>\*</sup>・浜野 洋三<sup>\*</sup>・西谷 志郎<sup>\*\*</sup>・当倉 利行<sup>\*</sup>

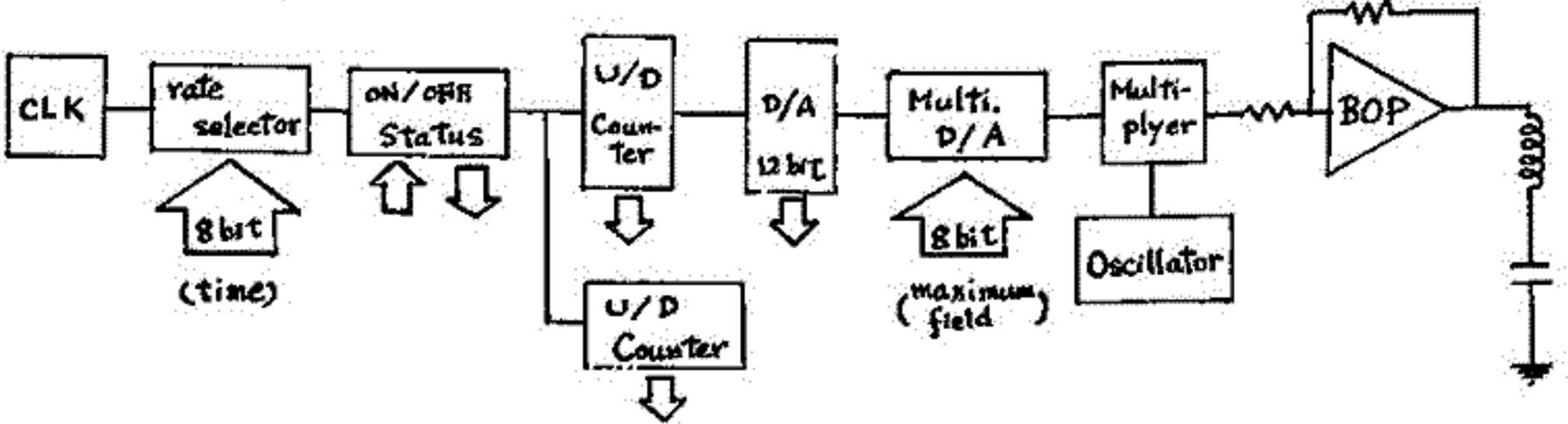
<sup>\*</sup>東大 理 <sup>\*\*</sup>林田大 鉱山

古地磁気学の実験においては、たいていの場合磁化の測定だけで測定は完了せず、適当な消磁装置にかけて試料についた二次的な磁化を消磁することが必要となる。また、この磁化の測定・消磁という過程は数回くり返す必要があり、このような一連の動作を人間の手をおかえずに計算機によって制御を行なうという目的で磁化測定と交流消磁を組み合わせた測定器を開発してきた。

計算機とシステムの関係を設計する際、ソフトウェアとハードウェアとの割合をどの程度にするかが問題となる。ソフトウェアの部分を大きくすれば素子数は少なくてすみ、きめ細かく一連の動作を行なわせることができるが、準時システムを監視する必要があるため、他の仕事を計算機にうけもたせることが難しくなりまたプログラムも複雑になる。一方ハードウェアに受持たせる割合を大きくすれば計算機はシステムが動いているあいだ自由に他の仕事をうけもたせられるが、設定値たとえば最高磁場に達するまでの時間等を変更する場合には人間の手でシステムの値を変えてやらねばならない。この交流消磁システムはこの両者の中間に位置し、システムの概略は下記のようになっている。計算機(LEI-11)は到達磁場の値、その磁場に達するまでの時間を各々8bitでシステムに与え、AFONというミリアルを出力することによってシステムは動き出す。システムからは現在磁場を上げている途中か、下げている途中かなどのステージを示す Status 信号と各ステージが完了したことを示す End 信号とが出ている。計算機はこの End 信号を受取り、段階で判定処理をして次の情報をシステムに与える。すなわち、計算機はシステムが動き出したから判定み信号がかかるまで他の仕事、たとえばスピナー磁力計によって得られたデータの解析・整理等を行なうことができ、かつプログラムによって設定値を次々変えながら測定消磁という一連の段階消磁を行なわせることができる。

試料はスピナー磁力計で使われる歯数比4:7の2軸回転系によって消磁コイルの中を回転させて消磁を行なう。この回転系は測定器の一部として使用する場合には単一方向に回転をさせるが、消磁装置の一部として使う時にはRRM等の影響が出ないように時々回転を逆転させて使用するようになる。この逆転に要する時間、回転速度も計算機から各々4bitのデータとして与えられる。

交流磁場を発生させる発振器は、Opアンプ2個を使った quadrature 発振器を用いた正弦波を出している。システムの最後についている BOP (Bipolar Operational Power supply) はアメリカ・Kepco 社製のA組アンプで、ふつうの Op アンプと同じように feedback 抵抗と input 抵抗の比で決まる増幅率を持つ増幅器として使用でき、最大負荷値で 72V-5A のパワーを出力することができる。

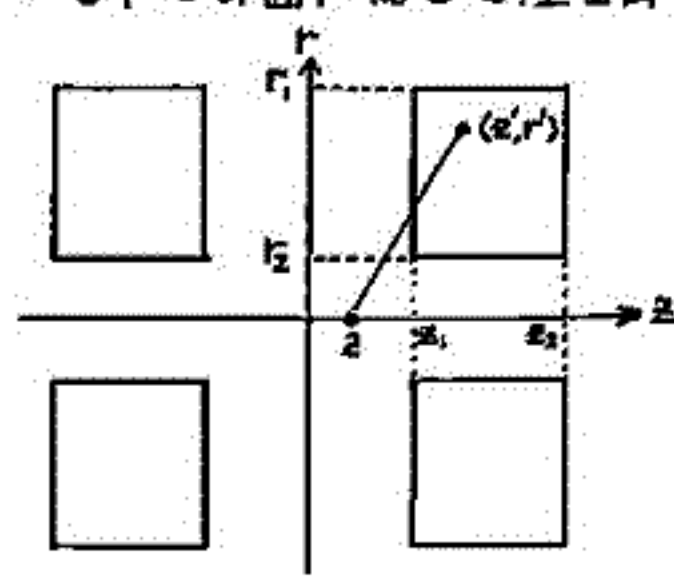




河野 長 (東大理)

交流消磁に用いられるコイルは、与えられた電流を用いてソレノイド空間にできるだけ強くかつ一様な磁場を発生する必要がある。できるだけ強い磁場を発生するための設計方針については既に発表した (M. Kono, Rock Mag. Paleogeophys. 5, 146, 1979)。一方、一様性の高い磁場の発生法としては、ハルムホルツ・コイル、ル・ベンズ・コイルなどが知られているが、これらは地球磁場など弱磁場の打消用としては優れているが、交流消磁など強磁場の発生には適しない。"磁場の一様性"という概念は、境界条件などによって実際の意味が様々に変わるので、磁場強度のみを問題にした場合のような簡明な解法は存在しない。ここでは、与えられた形状のコイルの内部にできる磁場強度を、任意の精度まで求める計算機向きのアルゴリズムについて考察する。

最もよく用いられる強磁場発生用コイルは軸対称で、しかも中心の面に対して左右対称になっている。対称の中心を原点、コイルの軸をz軸とする円筒座標系をとると、コイルの発生する磁場にはφ成分はなく、また他の成分もφに依存しない。コイルの内径をr<sub>1</sub>(z)、外径をr<sub>2</sub>(z)とすると、コイルの作る磁場は右の図のような簡単な矩形コイルの対による磁場を加えて求めることができる。(z', r')にある単一ループに電流Iが流れたとき(z, 0, 0)で発生する磁場は



$$b_z = \frac{\mu_0 r'^2 I}{2[(z'-z)^2 + r'^2]^{3/2}}$$

であるので、図のコイル対による磁場は、電線の断面積をS, packing factor をεとしたとき

$$B_z = \frac{\mu_0 \epsilon I}{2S} \int_{r_1}^{r_2} dr' \int_{z_1}^{z_2} dz' \left[ \frac{r'^2}{\{(z'-z)^2 + r'^2\}^{3/2}} + \frac{r'^2}{\{(z+z)^2 + r'^2\}^{3/2}} \right]$$

$$= \frac{\mu_0 \epsilon I}{2S} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{ij} \{ F(z_i - z, r_j) + F(z_i + z, r_j) \}, \quad F(z, r) = z \log(r + \sqrt{z^2 + r^2})$$

と書くことができる。ところで磁場ベクトル(B<sub>z</sub>, B<sub>r</sub>)にはコイルの形による対称性があり、その上、Bがdiv, curlとそにもたはるベクトルであるために、

$$\left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m} \partial r^{2m}} \right)_0 = \left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m-2m} \partial r^{2m-1}} \right)_0 = -\frac{2m-1}{2m} \left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m-2m+2} \partial r^{2m-2}} \right)_0 = \dots = (-1)^m \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!} \left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m}} \right)_0$$

という関係が成り立つ(添字の0は原点での値であることを示す)。結局、B<sub>z</sub>, B<sub>r</sub>を原点付近で展開した場合、

$$B_z(z, r) = B_{z0} + \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m}} \right)_0 \sum_{n=0}^m \frac{(-1)^n z^{2n-2m} r^{2m}}{2^{2n} (n!)^2 (2m-2n)!}$$

$$B_r(z, r) = \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\partial^{2m} B_z}{\partial z^{2m}} \right)_0 \sum_{n=0}^{m-1} \frac{(-1)^{n+1} z^{2n-2m+1} r^{2m+1}}{2^{2n+1} (n+1)(n!)^2 (2m-2n-1)!}$$

と書くことができる。(∂<sup>2m</sup>B<sub>z</sub>/∂z<sup>2m</sup>)<sub>0</sub>を求めるためには∂<sup>2m</sup>F(z, r)/∂z<sup>2m</sup>を考へればよい。この函数形の場合には偶数次の微分は比較的簡単な漸化式から求めることができる。結局、コイル内の任意の場所における磁場強度はB<sub>z</sub>のz方向の高階微分の原点での値のみを用いて表現でき、計算機を用いず、どんな複雑な形のコイルでも、任意の精度で磁場の分布を知らべることができる。

堂面春雄, 森口泰枝  
山口大・教育・物理

スピナー磁気計 (Schonstedt-SSM-1A) による岩石試料の NRM 測定の基礎的な諸問題について、これまでにも報告してきた (たとえば Domen 1979)。

今回は更に、スピナー磁気計による、規定型 (φ25×25 mm の円柱状) 以外の、部分的に欠損した試料などの NRM 測定の 1~2 の実測例を示し、測定時の注意点などについて述べる。

1) 磁針を用いた双極子モデル試料 —— サンプルホルダーの中には、直径 0.5 mm の磁針を、種々の位置・向きに固定し、これらについて、磁化の X, Y, Z-3 成分を測定し、理論値と比較。

2) 岩石試料 —— Kasa-Yama Basalts, 規定型及び、これを適当に分割した試料の、それぞれについて測定値を比較。

以上の測定より、

(1) 磁針のごとき棒状試料の場合、分割試料のごとく、規定サイズを考えたとき、その中の磁性粒子の分布が不均一なもので、6-spin (±X, ±Y, ±Z の 6 軸回転) 以上の測定を必要とする。

(2) 規定型試料では 3-spin (+X, +Y, +Z の 3 軸回転) で十分信頼できる測定値がえられる。

これらのことは逆に、岩石試料中の磁性粒子の分布の均一性を吟味する手がかりを与えるものであることはいうまでもなく、無定位磁気計による測定において、サイン・カーブからはずれた測定点が、同様の情報を与えてくれることに当る。

また、考古地磁気試料中、土器片など測定のごとき、6-spin 以上を必要とするといえる。

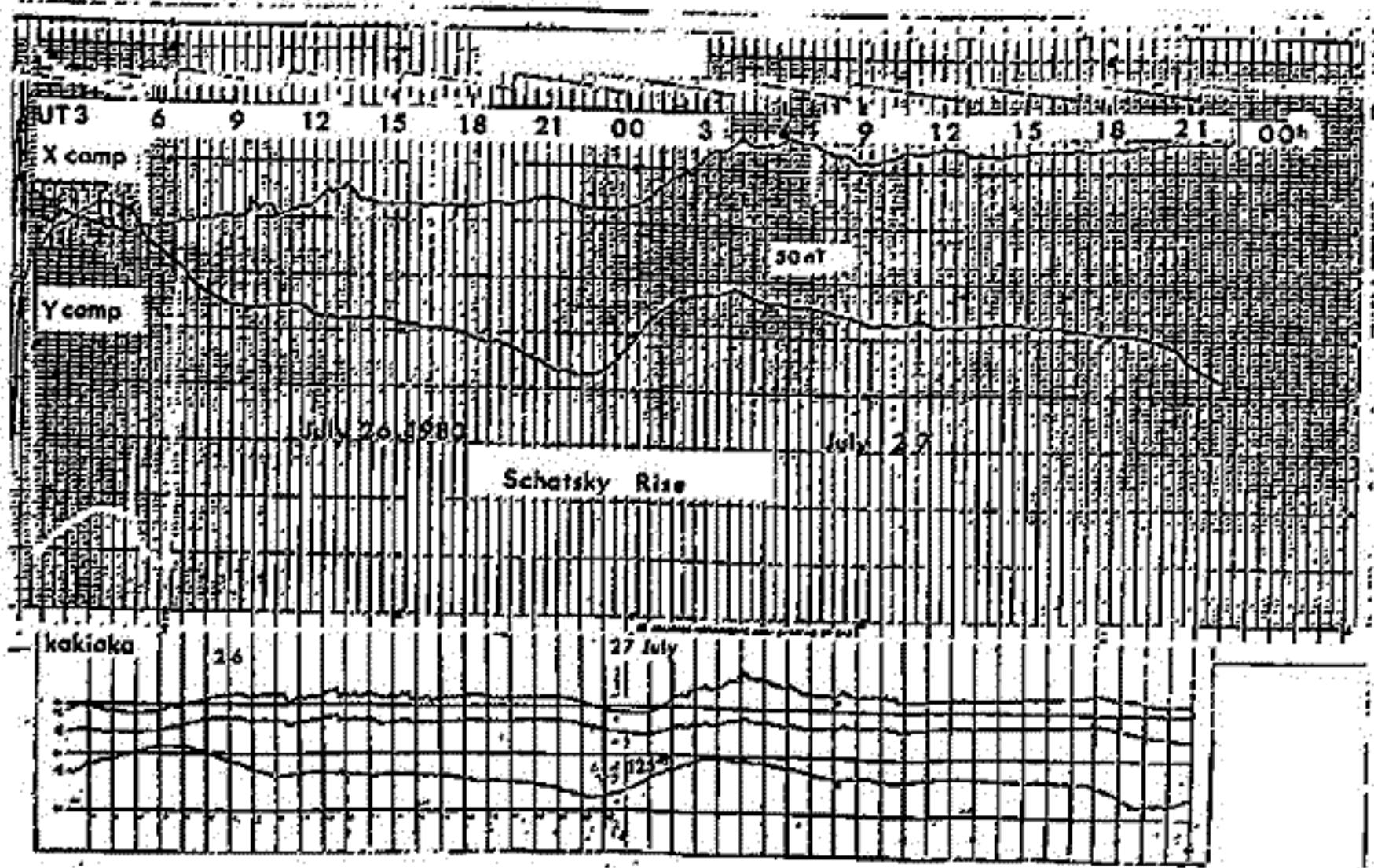
### 三成分海底磁力計の開発および試験観測 による結果

瀬川 爾朗, 小林和男, 春日 隆 (東大海洋研)  
行武 毅 (東大地球研), 浜野 洋三 (東大理)

フラックスゲート型センサー(リングコア型)を使い、三成分海底磁力計を製作した。センサーはジンバルマウントされているので、水平二成分と鉛直一成分の測定ができる。高純カマルミニユームの肉厚20mmの耐圧容器を使い、水深8000mまでの海底で、通常は10日周、1部改造するとにより40日周の測定が可能である。測定精度はいまだ明確にはわかっていないが、記録方式の限界によらず、現状では0.5nTである。海底は温度がきわめて安定なので、温度係数は、ほとんど問題にならないが、約3nT/°Cである。この磁力計では、各成分の磁力をそのままAD変換して、カセットテープレコーダに記録する。したがって、水平二成分から、磁力計の向きがわかる。

昭和55年の7月に、東京大学海洋研究所の白鳳丸によつて、三陸沖日本海溝大陸棚の、東経158°線上にあるシヤツキー海嶺において、これを数日間、海底に下げた地磁気日変化の観測を行った。三成分の観測により、水平二成分しかはかりきれなかったが、海底磁場測定に関する種々の問題を学ぶことができた。図はシヤツキー海嶺における測定例である。地磁気観測所の変化計の記録とくらべて、大勢では良く測定されているとみられるが、X成分(これはY成分に相当)、およびY成分(これはX成分に相当)に、ドリフトの傾向がみられる。現状のこゝろ、これは電位の磁性的変動だと考えている。

これらの観測をいかし、現在、2号機を製作中である。また、1、2号機ともに、自動海上方式による観測、回収ができるように、改造を行ないつつある。



シヤツキー海嶺における測定結果および地磁気観測所のデータとの比較

瀬戸正弘・赤間芳雄・加藤愛雄・斎藤尚生・湯元清文・田村忠義・永徳昭人・山内美佐子  
 (東北工大) (東北大・理)

1. 緒言

我が国研究グループによるRING-CORE 磁力計開発の第5次計画として、出力方式を改良した大気球実験が、1980年8月31日に実施された。そしてこの実験に使用されたRING-CORE 磁力計及びその出力方式の特徴等について昨年秋の学会で報告が行われた。

そこで今回は、主に解析結果に焦点を置いた報告を行なう。

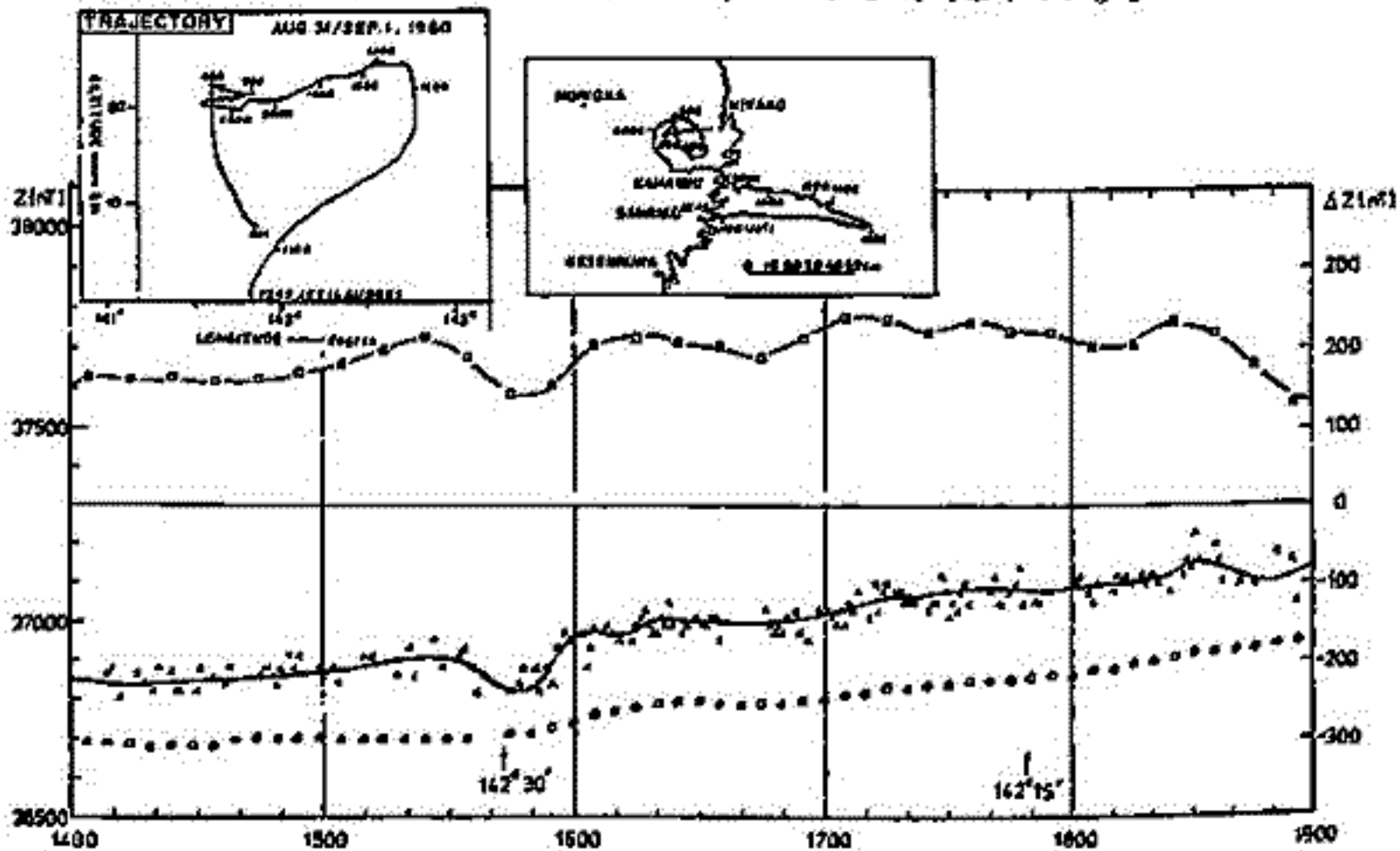
2. 解析

この実験では、RING-CORE 磁力計出力が digital code でも telemeter 送信されたので、noised な強いこの digital 値を先づ読み取った。次に、

MAGSAT のデータより求められた IGRF の係数を用い、大気球の航跡、高度における磁場を計算した。垂直成分における結果の一部を大気球の航跡、高度と共に下図に示す。同図において横軸は8月31日のJ.S.T、縦軸左側は垂直成分強度、右側は計算値と観測値の差の強度である。また、○印が計算値、×印が観測値、□印がその差を表わしている。

3. 結果

この様にして求めた垂直成分を用いて、三陸沿岸における大気球高度での磁気異常等について検討した結果を報告する。なお、この実験の初期の目的は、日本海における磁気異常を調べることにあり、したがって、昨夏の異常急激の為に大気球が日本海方面に到達しなかった。そこでこの問題を研究する為に本年8月末に再度日本海上空を目標して大気球実験を行なう予定である。この実験計画についても報告する予定である。



MAGSAT で 観測された 日本近辺の 磁気異常

河野 長 (東工大理), 柳澤 正久 (東大宇宙研)  
and MAGSAT 研究班

前回の学会では、日本近辺で観測された全磁力の値と標準磁場から計算した全磁力の値の差を表示し MAGSAT の data が有用であることを示した。今回は さらに 磁気圏を流れる ring current の影響を除き 磁気異常をはっきりさせた。さらに それらの data をもとにして 手帳きではあるが 簡単な 磁気異常図をつくった。

Figure 1 に ほぼ同じところを通った MAGSAT の path. その時の観測値(全磁力) - 標準磁場(全磁力: MGST(06/80)), それに ring current の補正を加えたものを示す。ring current の補正は、Figure 1 の真中のプロットを 2次式で近似し、それからのずれを計算する という方法で行った。2つの path の data がよくあい、この方法が 適当であることがわかる。Figure 2 に 2本の path での 磁気異常データを もとに 手帳きで contour をひいた例を示す。衛星の高度補正ができてないので 不完全な部分もあると思うが、日本近辺の おおまか 全磁力異常の様子はわかる。オホーシク海の方の異常、日本東方の正の異常など 興味深い。オホーシク海は 平均よりも 磁気流量が高い。負の異常はこの 高い磁気流量を反映しているの

であろう。

Figure 1: (from left to right) Two examples of MAGSAT path. Difference from the model field strength. Ring current corrected anomaly plots. Solid line corresponds to the data on 11/03/79 and dashed line corresponds to the data on 11/06/79.

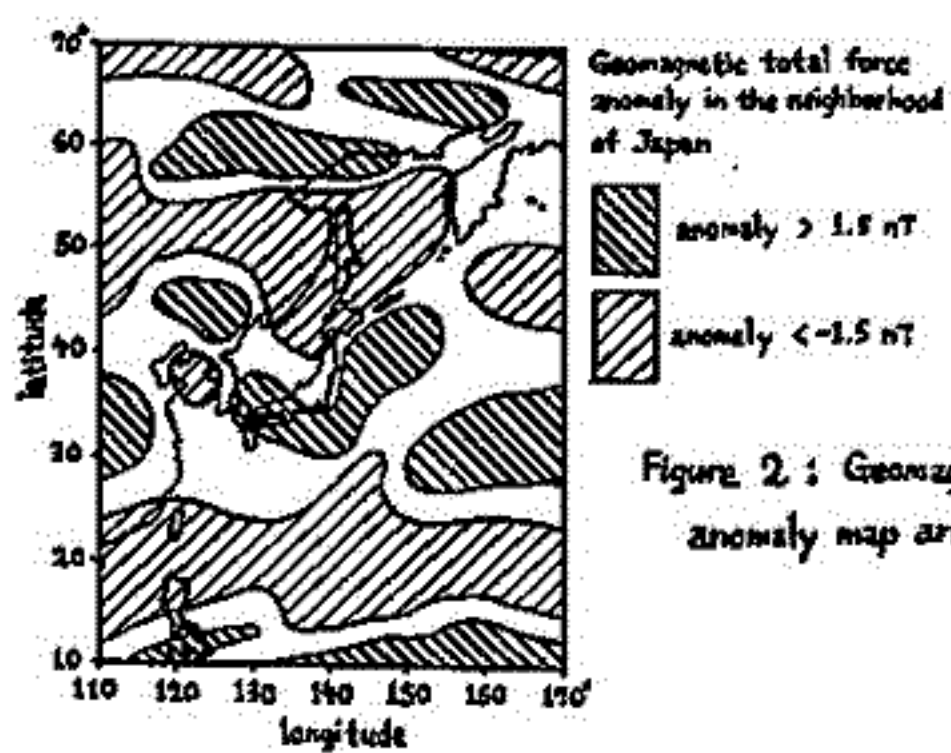
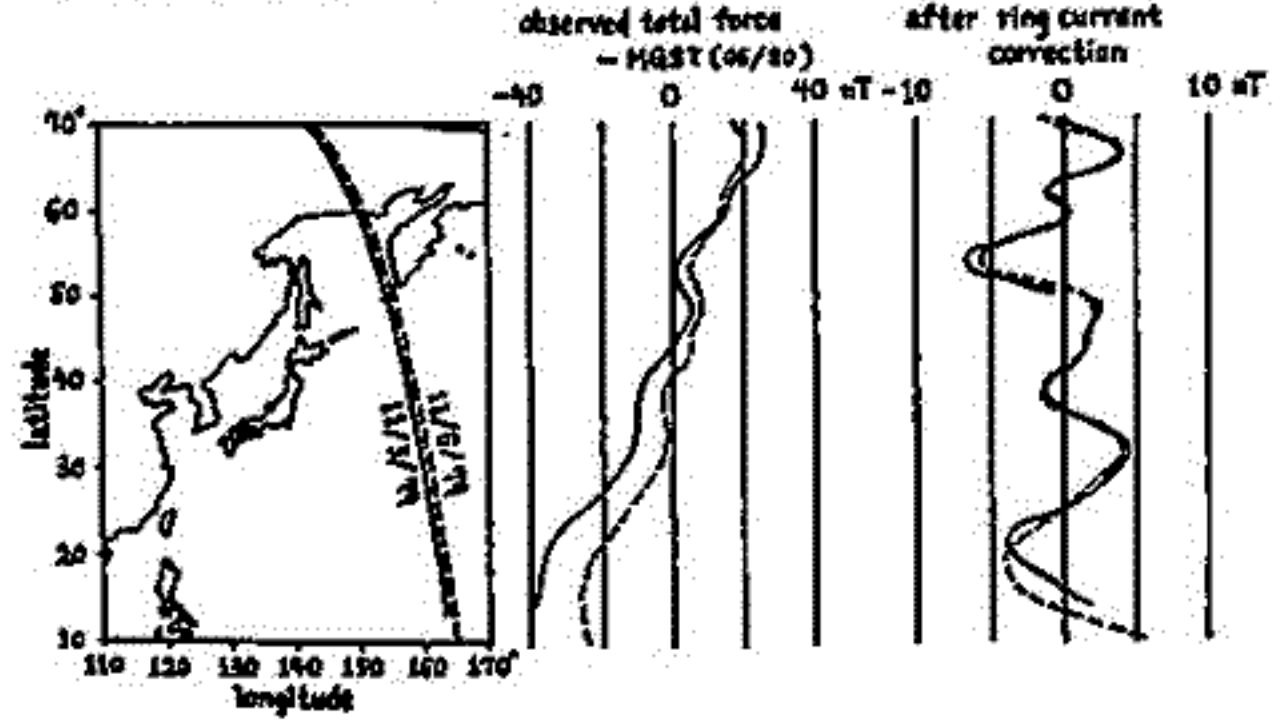


Figure 2: Geomagnetic total force anomaly map around Japan.

# 地磁気異常から推定した日本海溝付近の海洋地殻の沈み込み角度

大崎章一, 小野寺健英  
海上保安庁水路部

日本海溝付近の緯度  $39^{\circ} \sim 40^{\circ} N$  の範囲では、海洋性地殻の地磁気縞状異常が明瞭である。縞状異常は、海溝から西に向かって徐々に減衰し、東経  $143^{\circ} E$  付近ではほとんど消滅する。この減衰のようすから帯磁した海洋地殻(才2層)の深さと沈み込みの角度を推定した。まず、海洋地殻の帯磁が縞状異常の伸びの方向に一樣な、2次元状の分布であると仮定する。xを距離、 $m(x)$ を地磁気異常とし、海溝付近で縞状異常に直交する長さ約100kmの測地線に沿って、 $m(x)$ のプロファイル(断面)を測量原因から得る。 $m(x)$ は海面上のデータである。

次にこの、 $m(x)$ を既取った測地線の中央を通る南北線を軸として、海洋地殻と同じ角度で西に傾けた面を考え、この面に  $m(x)$  を投影する。(upward及びdownward continuation) これを  $m'(x)$  とする。sを波数、 $M(s)$ を  $m'(x)$  のフーリエ変換とすると、 $M(s)$  は帯磁分布のフーリエ変換  $J(s)$ 、帯磁層の深さと厚さの関数  $E(s)$ 、周囲磁場及び帯磁の方向の関数  $P(s)$  により  $M(s) = J(s) \cdot E(s) \cdot P(s)$  と表わせる。 $E(s)$  と  $P(s)$  は

$$E(s) = 2\pi (\exp(-2\pi as) - \exp(-2\pi bs))$$

$$P(s) = C \exp(-i\theta)$$

ただし

$$C = (\sin I + \sin I') / (\sin I'' - \sin I''')$$

$$\theta = I'' + I''' - \pi$$

これらの式の中で、aは帯磁上面の深さ、bは帯磁下面の深さ、Iは周囲磁場の伏角、I'は帯磁の伏角、I''とI'''はIとI'をデータの並ぶ測地線を含む鉛直面に投影した伏角である。

上記の各物理量にサブスクリプト 1, 2, 3, ... をつけて測地線若いのデータの組を区別すると、才1と才2の測地線若いのデータから帯磁層の深さの増分  $\Delta d_{12}$  は次のように推定できる。

$$\Delta d_{12} = \ln \{ E_2(s) / E_1(s) \} / (-2\pi s)$$

$$= \ln \left[ \left\{ M_2(s) / P_2(s) \right\} / \left\{ M_1(s) / P_1(s) \right\} \right] / (-2\pi s)$$

こうして得られた結果を、サイスミック・プロファイルの記録や深発地震面に関する研究結果と比較検討する。

# 駿河湾沖の地磁気異常

大島 尊一, 登崎 隆志, 近藤 忠, 兼子 俊朝 (海上保安庁水路部)  
 友田 好文 (東京大学海洋研究所)  
 高橋 満弥 (住友コンサルタント)

水路部では地磁気予知の一環として昭和55年9月に、東大海洋研究所の協力を得、駿河トラフの精密調査を実施した。ここでは主に地磁気測量と解析結果を報告する。

## 調査の概要

測量区域	東経 $138^{\circ}08'$ , $138^{\circ}42'$ 北緯 $34^{\circ}10'$ , $34^{\circ}29'$ の各線に囲まれる範囲
測量船	昭洋
磁力計	プロト磁力計 (東大海洋研究所の開発による 310 のセンサーを同時使用できるもの)
測量縮尺	5 万分の 1

この調査は深海を対象にした縮尺 5 万分の 1 の高密度調査であり、測位精度には特に注意が払われた。地形は、駿河トラフがこの区域をほぼ南北に走っている。しかし地磁気には全くトラフの方向性は見られない。この区域では伊豆アロックから張出した正異常帯が西南西に張出している、その延長は長く、幅は  $200 \sim 300$  mT である。この正異常帯の北に、短距離の異常帯がいくつかみられる。

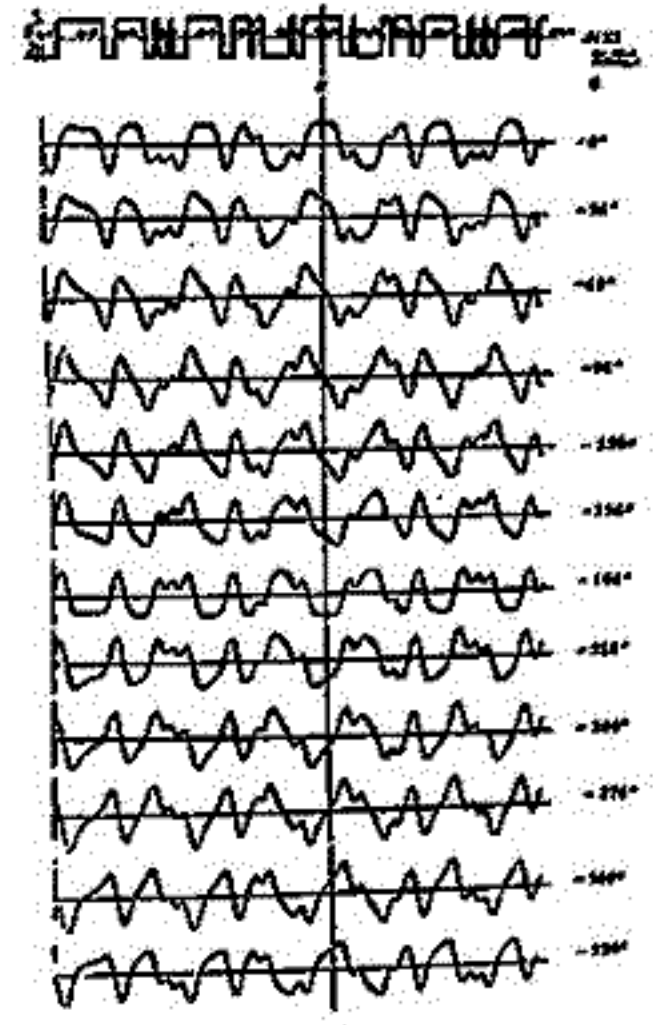
得られた全磁力異常図から、南北線沿いのプロファイルを作成し、曲線照合により地下構造を推定した。構造解析に用いたモデルは均一帯磁の層数のモデルである。

構造解析の結果、トラフを横切って伊豆アロックから西南西に張出す正異常は、帯磁率  $2.9 \times 10^{-3}$  emu/cc 程度の深さ  $3 \sim 5$  km の基盤岩によるものと推定された。この基盤岩は上面が北に傾いていると共に全体がゆるい角度で西へ下がっており、区域の東で深さ  $3$  km 西で  $5$  km であると考えられる。帯磁率から閃輝石花崗岩などの深成岩と考えられ、西へ傾いている事は伊豆アロック (フィリピン海プレート) と本州 (アジアプレート) の境界の特徴を示しているものとも考えられる。

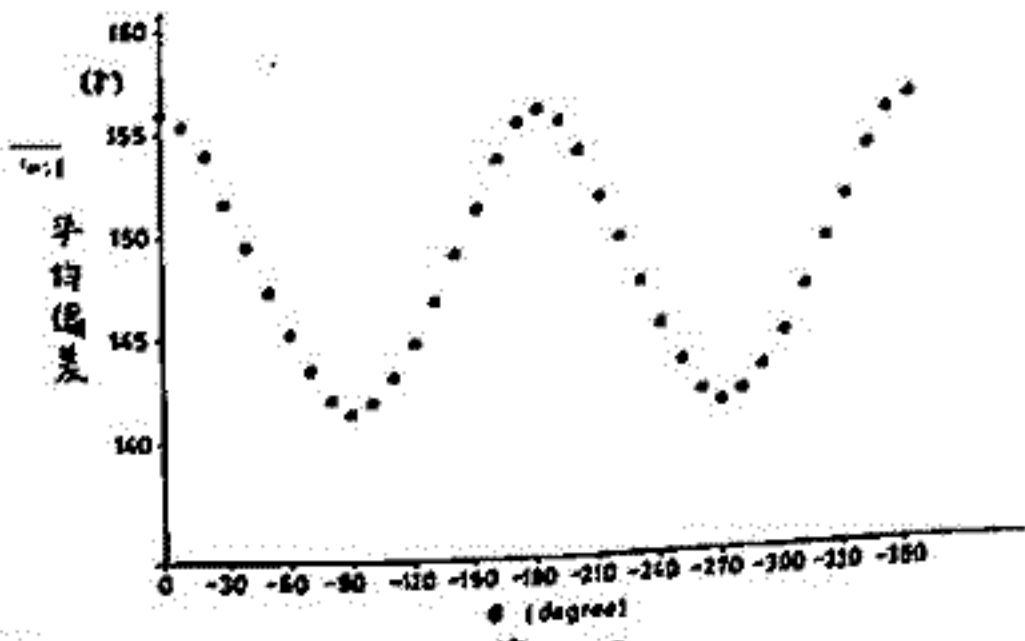
吉田和子・伊藤靖修(神戸大・環)

楕円地磁気全磁カ異常の skewness は、index parameter:  $\theta$  によって表わされる。この楕円地磁気異常の観測値の平均偏差を利用して、 $\theta$  を求めた。すなわち、全磁カ異常値の平均偏差が最大になった時そのプロファイルは deskew されているものとする。第1図に、あるブロックモデルとそれによって作られる地磁気全磁カ異常のプロファイルと、第2図に、このときの平均偏差と  $\theta$  の関係を示す。

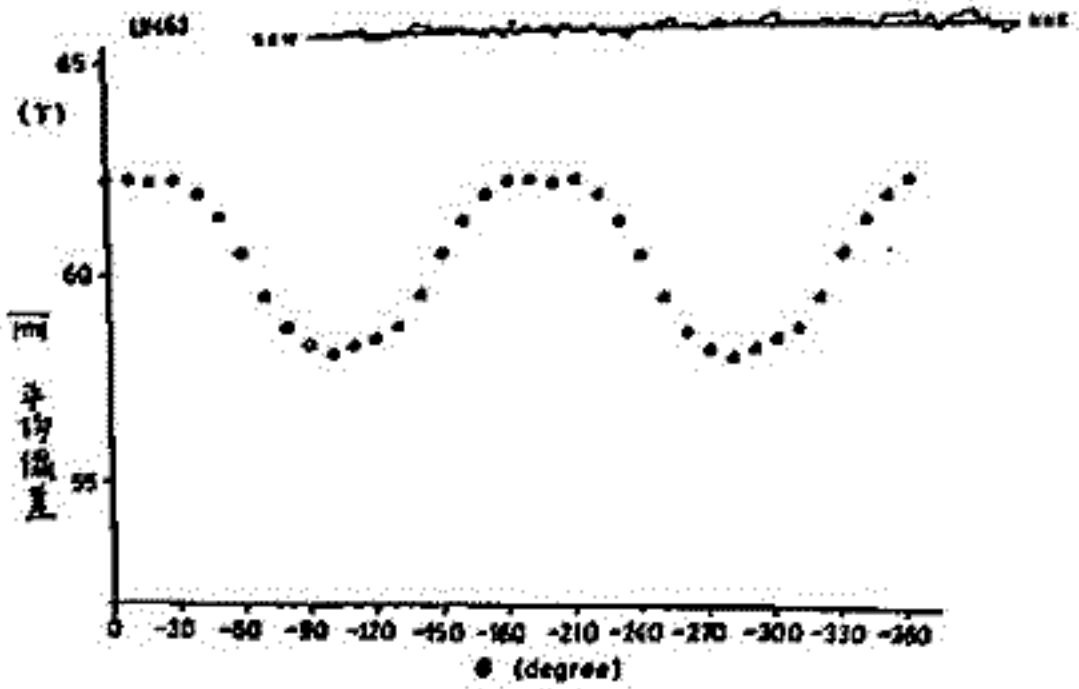
第3図は、さまざまなノイズを含んだ実際の観測プロファイル、及びそのプロファイルにフーリエ変換と、逆位相フィルターと  $\theta$  の値を変化させて施したときの、平均偏差と  $\theta$  の関係を示したものである。このプロファイルは 1963 年 11 月、フィリピン海盆において、海鷹丸によって測定された UM 63 (26°N, 136E ~ 9°N, 130°E) に沿った全磁カ異常である。測線 UM 63 をいくつかの小区間に分割し、それぞれ的小区毎に上記の方法で求めた  $\theta$  を第4図に示す。図中の  $\circ$  は観測プロファイルから求められた  $\theta$  の値で、 $\square$  はこの区間の海底が現在の Central Basin Fault の位置で作られたと仮定したときに予想される  $\theta$  の値である。フィリピン海盆における他の測線についても同様の方法で解析を行った結果をまとめて報告する。



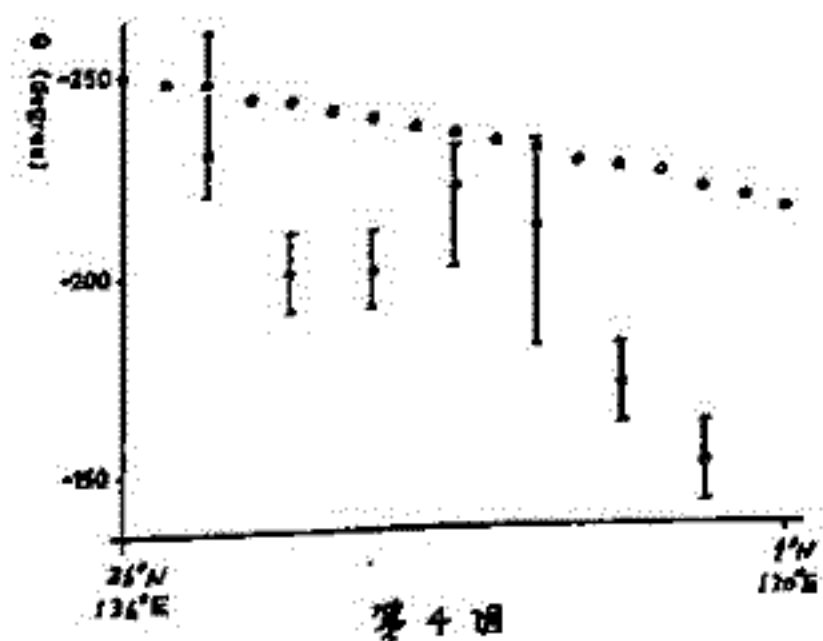
第1図



第2図



第3図



第4図

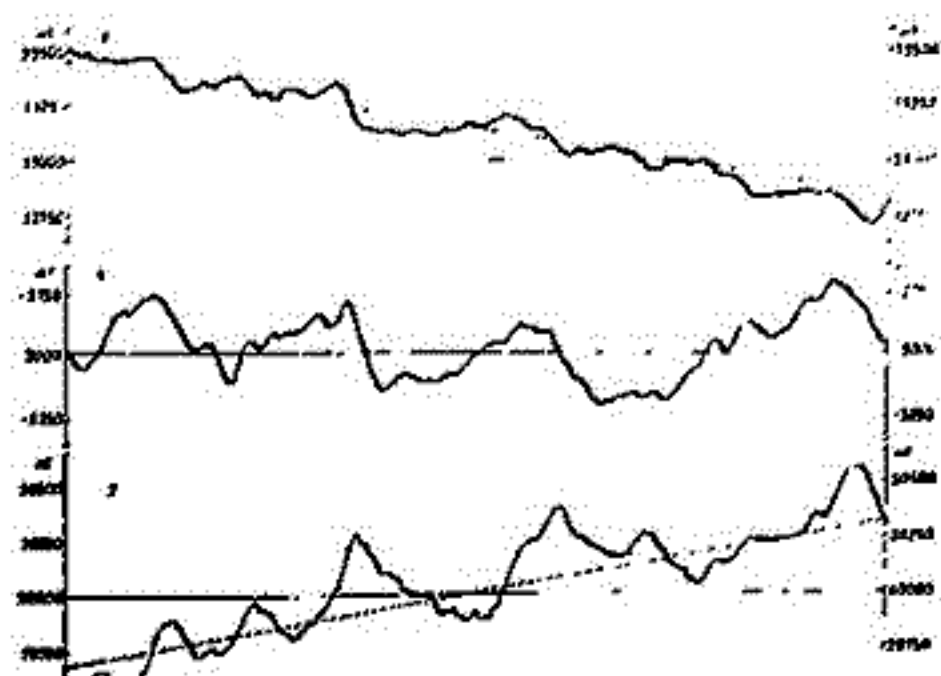


伊勢崎修弘、松原由和  
神戸大学理学部

従来海上における地磁気測量は、主にプロトン磁力計が用いられてきた。この磁力計は、操作が簡単で、しかも最近では精度も非常に高くな、また本来的バクトル量である地球磁場がスカラー量でしか得られないという欠点を持つ、という。そこで我々は、互いに直交させた3個のフラックスゲート磁力計を用いて、海上における地球磁場をバクトルで測定することにした。センサーの地球に対する方向を知る必要上、どうしてもセンサーを船体に取り付けなければならないので、実際に測定されたデータの船体による様々な影響を受けている。そこで、比較的影響が大きいであろうと考える“地球磁場による船体の誘導磁場”、“船体の持つパーマネントの磁化”、“船体の動揺”を考慮して補正を行ない、地球磁場の3成分を求めた。

なお測定機器（フラックスゲート磁力計、ジャイロコンパス、プロトン磁力計、etc）は、すべてマイクロコンピュータで制御され、また測定されたデータもコンピュータ内のフロッピーディスクに書き込まれるように設計した。

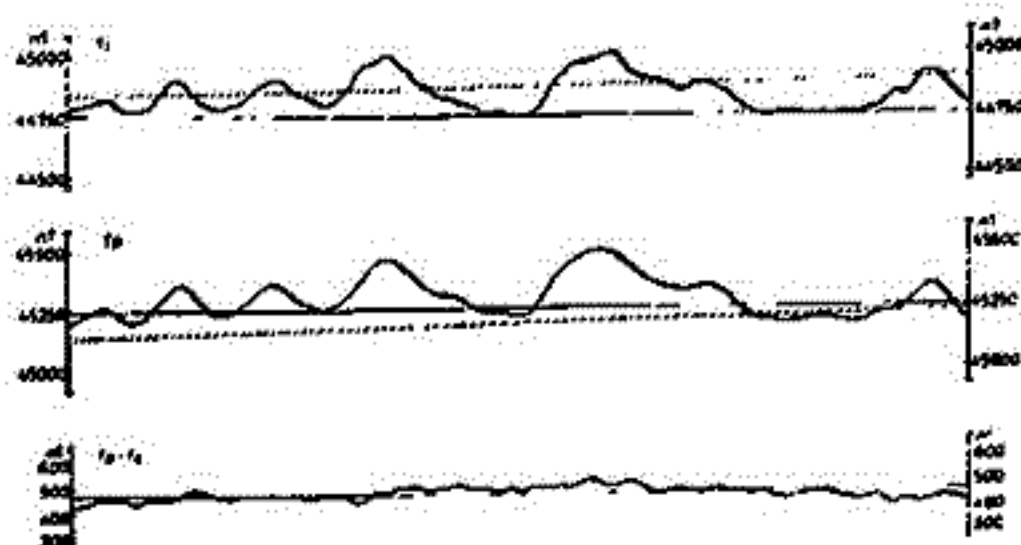
今回は、南海トラフ上で環青丸により、測定された地磁気3成分の結果を示し、3成分測定による、どのような事が判るかを示したい。



上記の測線で求められたデータを示す。

- X: 地球磁場の北方向の成分
- Y:       :       東方向       :
- Z:       :       鉛直下向き成分
- Tc: X, Y, Z から計算した全磁気
- Tp: 同時に測定されたプロトン磁力計による全磁気

点線は、IGRFのグラディエントである。



# 硫黄島の磁気測量(第1報)

大島幸一, 兼子修朗, 小野奇健英, 中川久穂, 登崎隆志  
海上保安庁水路部

硫黄島は年々約30cmの土地の隆起, 著しい海岸地形の変化, 莫大に連続的熱エネルギーの放出, 常時活発な噴気活動, 与らうに不似合いたる活発な地殻活動などの火山現象等が知られている。水路部は国土庁の依頼を受け、火山活動調査の一環として同島の磁気測量を実施した。調査概要は以下のとおり。

陸上磁気測量: 観測点 島内44点, 期間・昭和55年7月15~18日, 測定機・プロトン磁カ計

航空磁気測量: 範囲: 硫黄島中心半径約130km 測量コース・高度700mでは硫黄島を中心とする放射状8測線(全磁力の計), 高度1000mでは硫黄島を中心とする放射状7測線(三成分) 磁カ計・航空磁気儀(リングコアフラックスゲート磁カ計, 測機舎) 方位動揺角測定機・運動測定装置(日本航空電子), 方位角測定機・魚眼カメラ(日本光学), 位置測定機・VLSオメガ(Global Navigation GNS-500A), データ集録・データ集録用カセット及びビニターフェイス(測機舎, ティアック)  
F-7レコーダー

地磁気三成分連続観測: 観測点・海上自衛隊硫黄島基地分遣隊西方の運動場(24°46'59"N, 141°19'20"E) 期間 昭和55年10月16日~22日 測定機・フラックスゲート磁カ計, プロトン磁カ計, GS工磁気儀(いすゞ測機舎)

陸上磁気測量結果概要: 元山から島の北部に正, 西部の井戸ヶ浜及び南部ニッ根方面に負の異常がみられる。測定された全磁力の最大値は40485mT, 最小値は38977mT。

航空磁気測量結果概要: MGS T(6/80)を標準磁場として地磁気異常を算出した。全磁力異常ΔFは、島の北約8kmE中心に+1000mTと-650mTのダイポール状, 島の南約9kmE中心に+900mTと-1200mTのダイポール状のものが見られ、島をとり囲むようにやや東西に引伸ばされた形である。鉛直成分の異常ΔZは島の南東部を中心にして半径約6kmの範囲全体が負の等値線は同心円状であり、中心部で-1000mTに達する。これを取巻くように正の異常が分布し、その中で大きい正異常を示す所が3ヶ所みられる。与らうは負の中心から北約8km(+1100mT), 南約8km(+1800mT), 南西約14km(+700mT)などである。東向成分の異常ΔYでは非対称な千島型型の異常分布がみられる。

- これらの結果から今後さらに解析を進めると、今の段階で次のことが云える。
  - 硫黄島の基盤は磁性の強い岩石で構成されている。
  - 基盤岩は正に帯磁している。
  - 基盤岩は島の下で低く、島の周囲約8kmで高い。
  - 硫黄島の陸上から基盤岩までの地層は磁性が低く、基盤岩と傾が異なっている(磁気的に)。
- これより、重力異常分布からも島の周囲から中心に基盤岩下がっていることと推定されており、今回の結果と一致する。

# 北大東島での地磁気全磁力異常

西村博次、兵頭政幸、井口博夫、伊勢崎修弘、寺川克己  
(神戸大.理)

北大東島で昨年(1980)2月、磁気測量のついでに重力測定を行った。北大東島は  
大東海積土にあり、南大東島より北東約10kmに位置する隆起した礁である。一般に  
隆起環礁下には海底火山体があると考えられており、この火山体が磁気異常の原因と  
されている。したがって、磁気異常を知ることによって、海底火山体が持つ磁化方向を計算で  
求めることが出来る。今回、島上での全磁力測定値(下左図)を基に解析を行った。

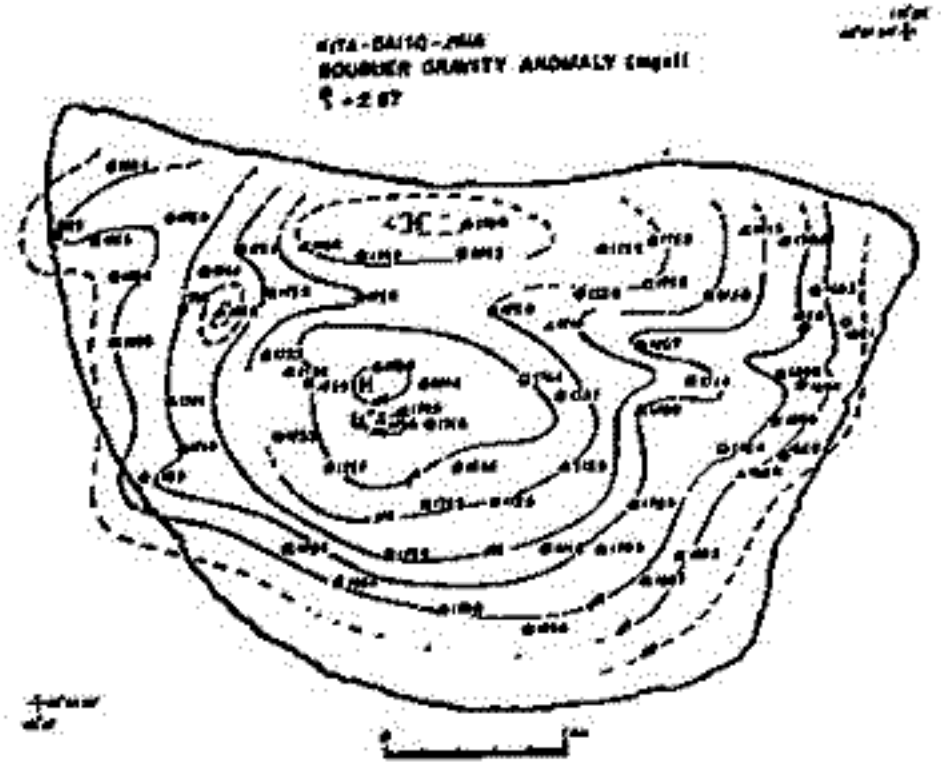
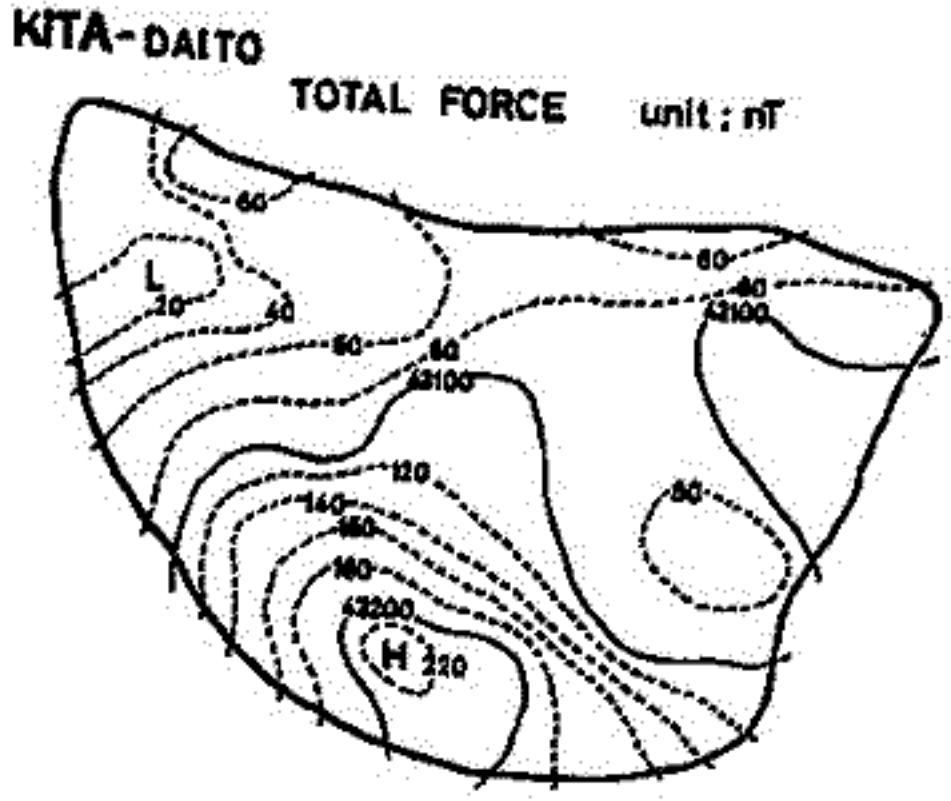
海底火山体の設定にあたっては、同時に観測した重力異常分布(下右図)や、19  
56年同島で行った水深地形学データの結果(431mの深さで母岩に致しつかれた  
)を参考に、3つの角錐台からなるモデルを考えた。

計算には Talwani (1965) 法を使い、磁化方向の決定には最少2乗法を用いた。ま  
た、異常以外の地球磁場 (Regional Field) を平面で近似し、次のような結果が得られた。

なお、Regional Field の D.C. コンポーネントは南大東島の磁気異常の解析結果  
から求めた値を参考にした。

	Declination	Inclination	Intensity (A/m)	Regional Field の求め方
1.	-8.6	18.7	0.8	R.F. 平面の傾きは I.G.R.F. から求まる値を用い、 D.C. コンポーネントは南大東島の結果から求めた。
2.	27.5	15.2	1.1	R.F. 平面の傾き、D.C. コンポーネントを未知数として 最少2乗法によって求めた。

同島での現在の地球磁場 Declination = -3.4°  
Inclination = 35.5°



[河野芳雄 (1980) による]

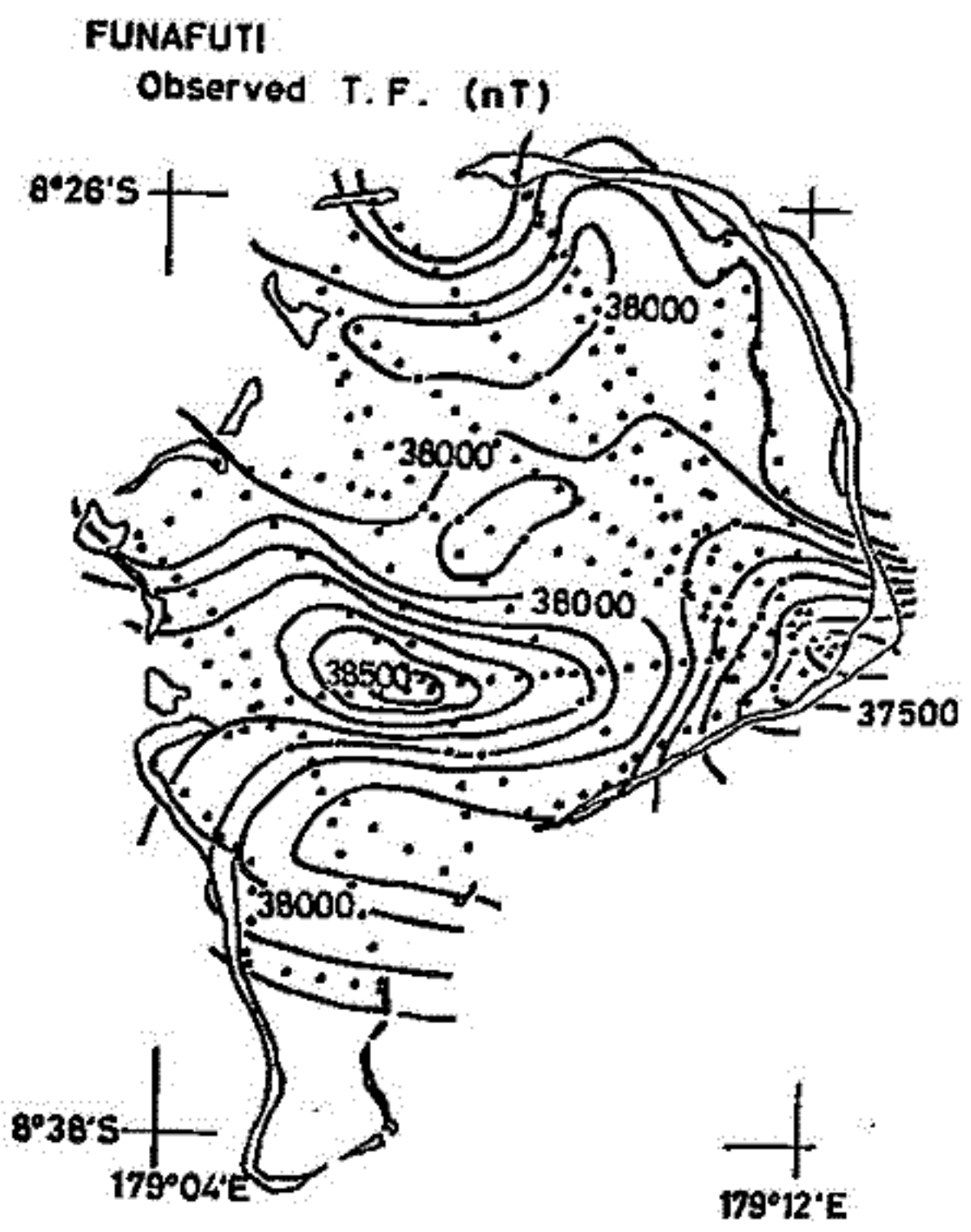
# Tuvalu共和国 Funafuti島の磁気測量

井口博夫・兵頭政幸・伊勢崎修弘・安川克己  
神戸大学・理学部

1979年7月19日から25日にかけて、Tuvalu共和国Funafuti島(179.1°E, 8.5°S)において地磁気測量を行った。Funafuti島は、Ellice諸島のほぼ中央に位置し、いくつかの小島よりなる、東西約19km、南北約25kmの環礁である。

および、地磁気の本磁力及び鉛直成分、環礁内で本磁力を各点ごとに測定した。本磁力測定にはGeometrics社826型ポータブルプロトン磁力計を用いた。鉛直成分測定には測機社GH-2型フラックスゲート磁力計を用いた。海上および環礁内では、プロトン磁力計のセリサーを船体甲板に入し、モーターボートで航行しながら本磁力を測定した。測定点の位置は島の2ないし3点よりトランシットを用いて決定し、また一部陸上航法により決定した。地磁気の本磁力・時間変化も同時に測定した。

観測した本磁力分布を図に示す。このことから推定される地磁気異常は、環礁下の火山体に起因すると思われる。



単位: nT

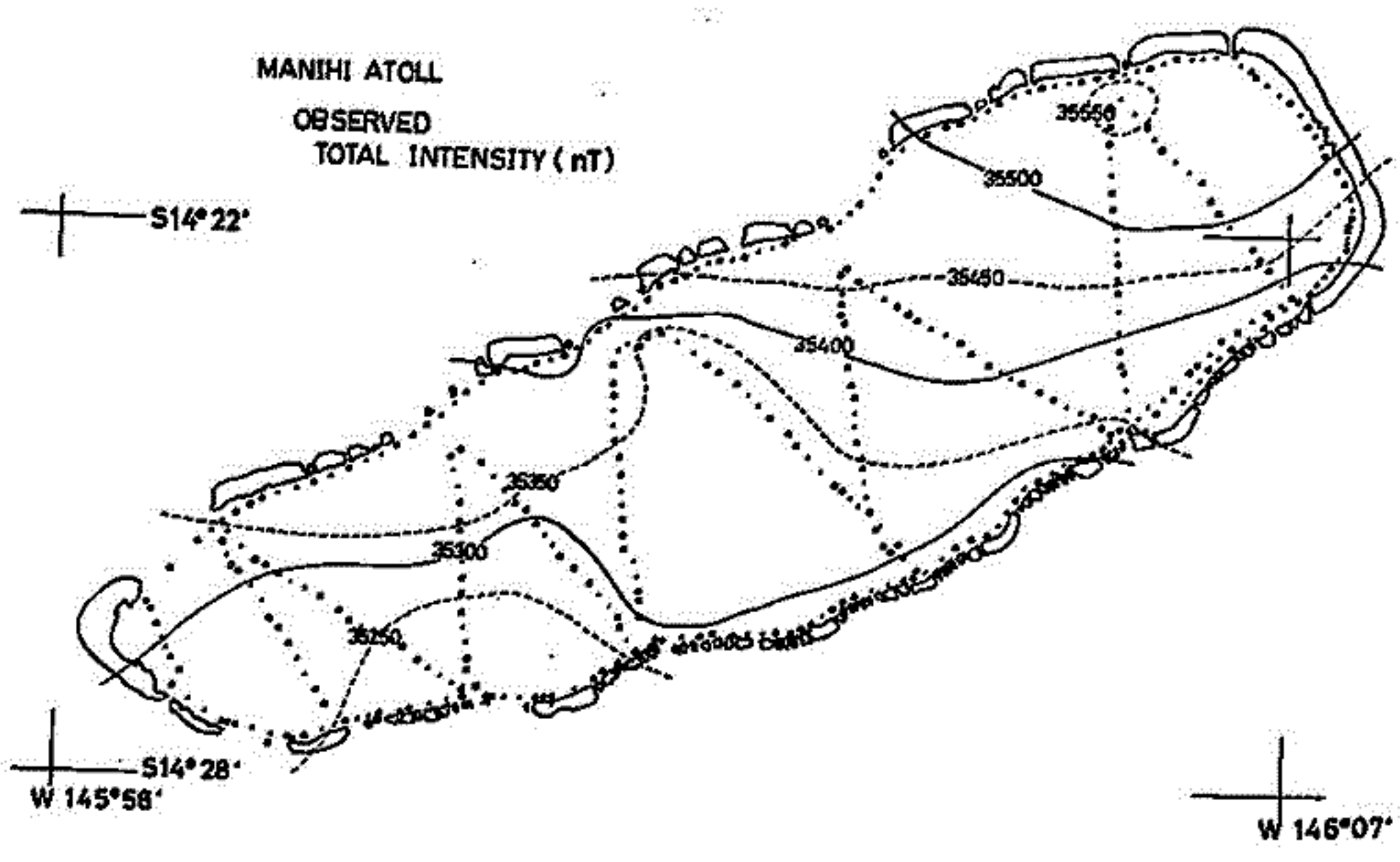
仏領ポリネシア・マニヒ島の磁気測量

兵頭政幸・森永速男・井口博夫・伊勢崎修三・安川克己  
 神戸大学・理学部

1971年9月25日から27日にかけて、仏領ポリネシア・マニヒ島(146.°E 14.4°S)において、地磁気測量を行った。マニヒ島はツアモツ諸島のほぼ西北端に位置し、東西約18km、南北約15kmの環礁である。

島上及び環礁内の地磁気a全磁力を測定し、その方法は、本講演会で発表済み。Tuvalu共和国Funafuti島、仏領ポリネシア・マタイバ島と同様である。

観測した地磁気a全磁力分布を下图に示す。これから求めらるる磁気異常はサレゴ環礁下の火山体起因であると考へらるる。



森永達男, 兵頭政幸, 井口博大, 伊勢崎修弘, 安川克己  
神戸大・理学部

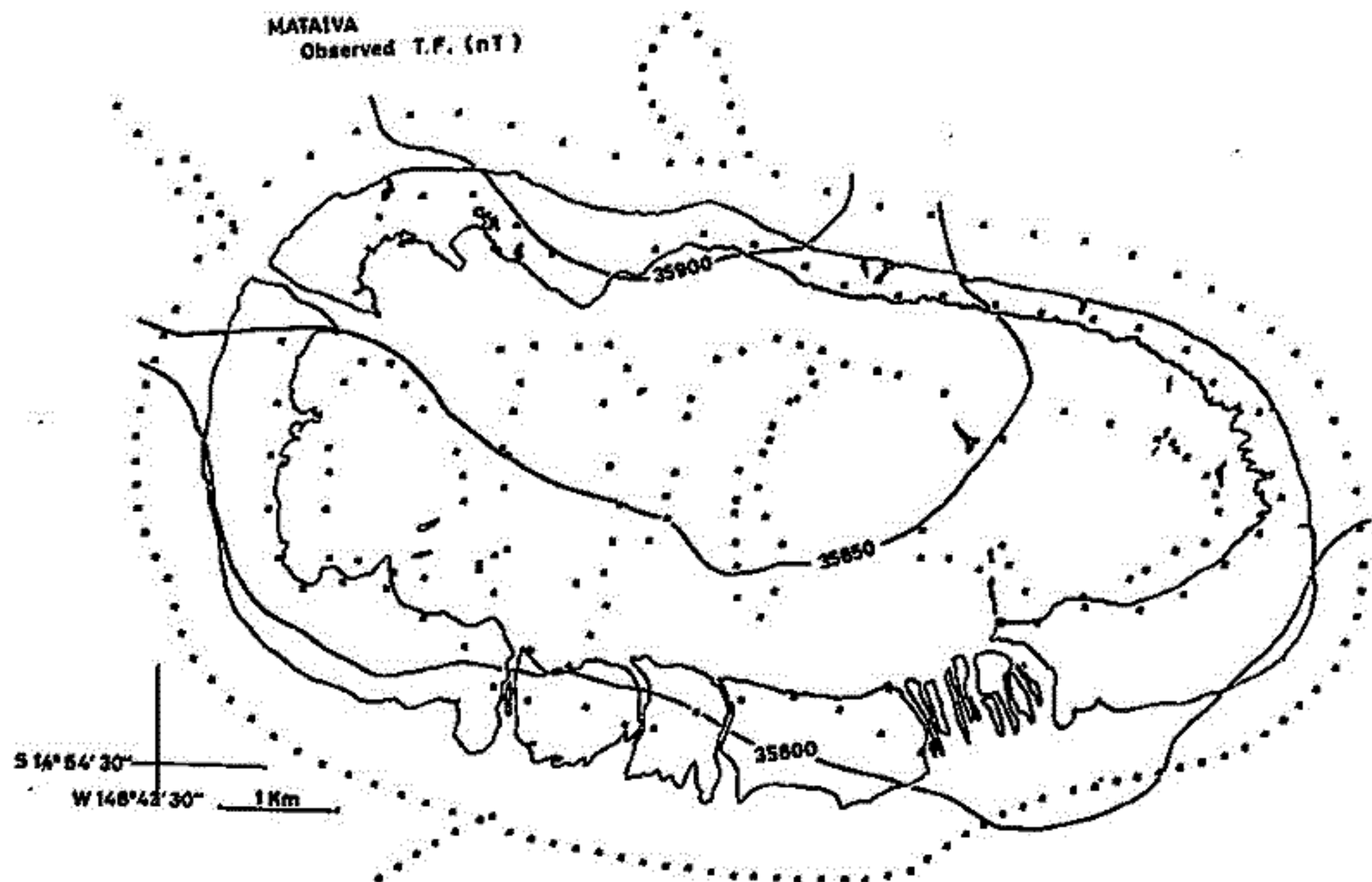
1979年9月30日から10月6日にかけて, 仏領ポリネシア, マタイバ島 ( $148.7^{\circ}W, 14.9^{\circ}S$ ) において, 地磁気測量を行った。

マタイバ島は, ツアモツ諸島の西端に位置し, 東西約10 Km, 南北約6 Kmの環状である。

島上, 礁湖内及び環礁より数 Km 外側の海上において, 地磁気的全磁力を測定した。観測方法は本講演会で発表する Tuvalu 共和国 funafuti 島, 仏領ポリネシア, マニヒ島で用いたのと同じである。

観測された地磁気全磁力分布を図に示す。これから求められる地磁気異常は, サンゴ礁下の火山体に起因すると考えられる。

MATAIVA  
Observed T.F. (nT)



# 地球の自転速度変化と地磁気地域差及び地殻歪 の経年変化について

田中 穰, 海津 優  
国土地理院

Dst. の影響を消去した 1969 年 4 月以来 11 年間にわたる水沢-神岡の地磁気地域差の経年変動 (以後 SVGTFD と称す) の微細構造について (1) コア-マントル起源か (2) テクトニック起源か, 緯度観測所の自転速度のデータと三陸及び館山の地殻変動観測所の伸縮計データを用いて調査した。得られた結果は下図の通りである。

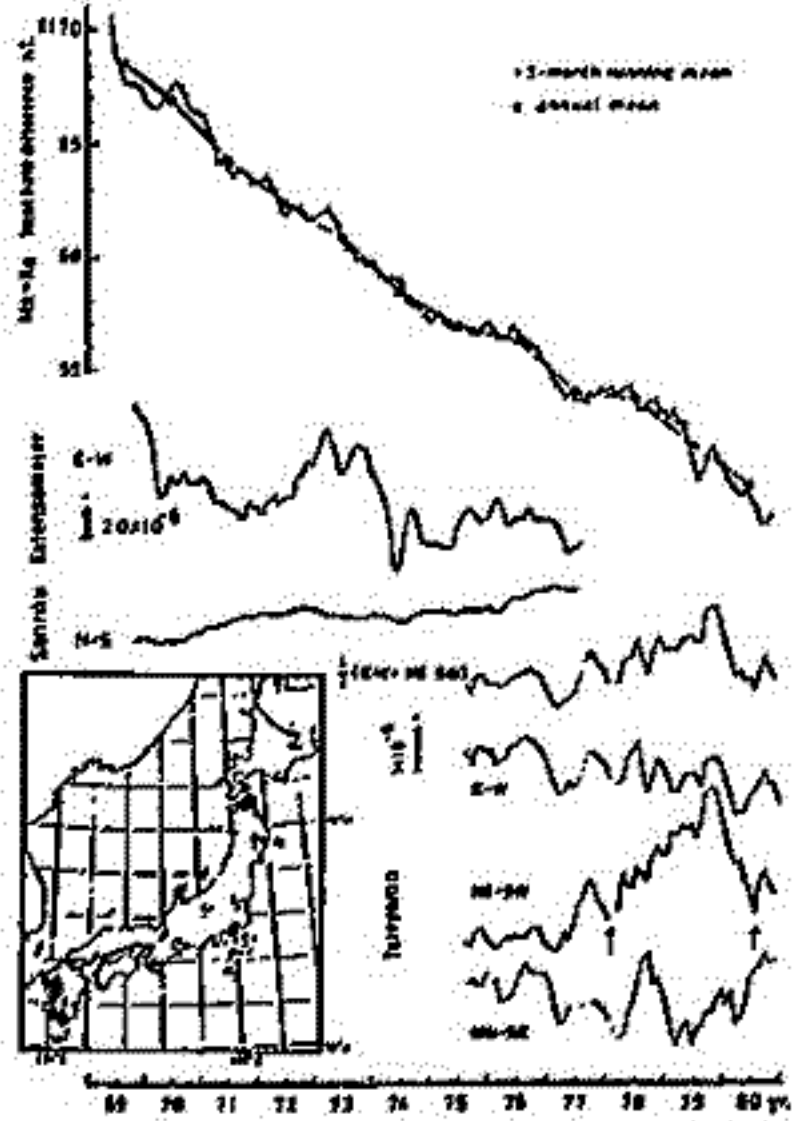
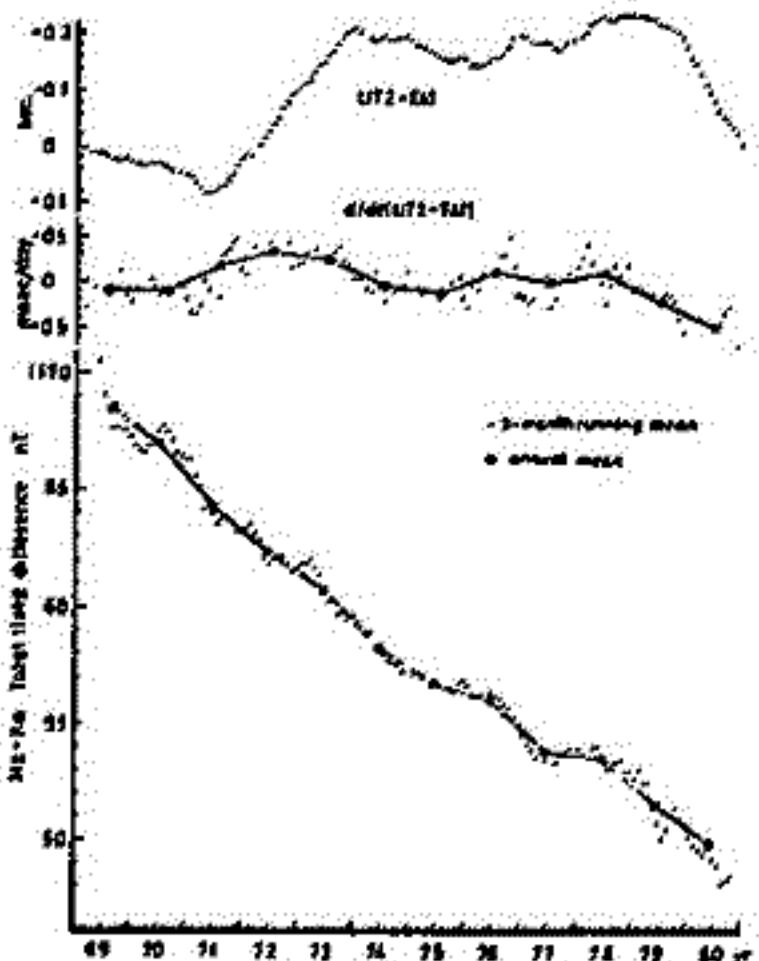
(I) SVGTFD よりも自転速度の時間変化 (以後 rate と称す) の方が若干先行するらし。年平均値の比較では前半は rate が先行し後半は同位相となった。rate が減速するとその分だけ Ohmic dissipation 等によって熱化され電流が弱まり磁場も減少するのではないかと思われすが (SV は経年変動の略) 実際は逆でもっと違う考え方が決まれば。

(II) SVGTFD と太平洋プレートによる地域性地殻変動を仮定した三陸と館山の伸縮計の SV との比較からは, 地殻が圧縮になると GTFD が減少して行く。これは地球自転運動から受けた圧縮場が増大 (加速) することになるのど, 自転運動の rate の変化から生じたピエゾ効果による SV であると考えられるかも知れない (TANIKA 1980, vol 26 No 3 J. Geodetic Soc Japan)。(I) についてはエリキ-保存則の成立の仕方が問題である。

(1) のモデルでは, コア-マントル起源の磁場とテクトニック運動による伸縮変化の相は rate で起源の違う方が二重と二重の二重である。これは磁場の screening 効果のため地表で検出できない (出来るとしたら人も若干) のど問題である。

(2) のモデルでは, 相は rate で, tectonic motion による起源の同じ子が双子で二重と二重である。

この他にはモデルが考えられるが, 位相の違いは現在明確でないのど双子のうちどちらが先行するのかは明確でない。いずれにせよ, 新しい角度から地球内部の磁場発生について考える必要がある。緯度観測所年次には UT2-TAI データを計算して右図の左, 樹意を表した。



地震

大志万 直人：笹井 洋一  
東工大 理 東大 地研

SASAI(1980) によつて (1) 連立弾性論に基づく一般化的 Tectonomagnetic Modeling が定式化され、基本的な 6 種類の歪核が作るピエゾ変化磁場の組み合わせとして表現できることが明らかとなった。この定式化によりモデルを解析的な表現で考へることが可能となり、従来の数値的な方法に比較して実際のコンピュータを使用した計算もはるかに容易となった。またその物理的なイメージも明らかとなった。

SASAI(1980) における 垂直矩形断層 についての結果が与えられてはいるが、この定式化は任意の傾きをもつ 横ずれ成分とたてずれ成分をともにもつ断層 について当然適用できる。

1) 図 1 のような断層および  $x, y, z$ -座標を考へる。

図 1

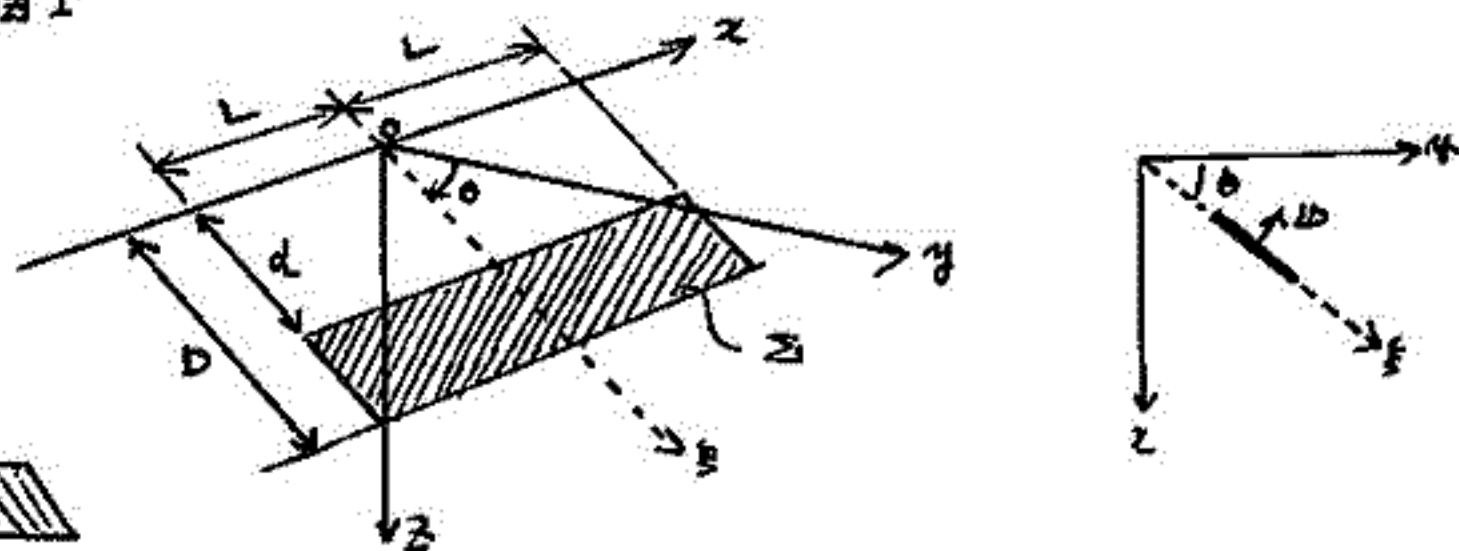
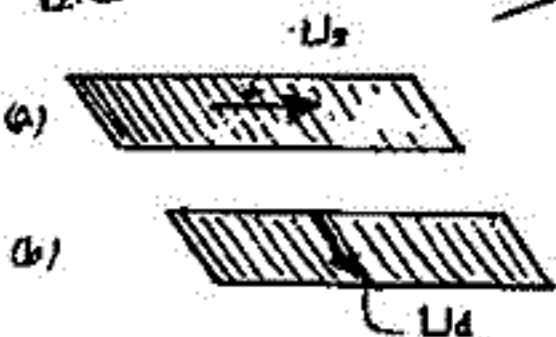


図 2



さて右の図 2 のように (a) 横ずれ成分と (b) たてずれ成分に分けてそれぞれの場合のピエゾ変化磁場のポテンシャルを求めそれを重ね合わせるわけによつて、それぞれのポテンシャルは

$$W(\vec{Q}) = \beta J_i \int \int_{\Sigma} \Delta U_i(P) W_{\vec{Q}}^i(P, Q) U_i(P) d\Sigma$$

が求められるが (a), (b) それぞれに於いて  $\left\{ \begin{array}{l} \psi = (0, \sin\theta, -\cos\theta) \\ \Delta U = (U_s, 0, 0) \end{array} \right\}$  (ただし  $U_s, U_d$  は断層面上で一定とする) を考慮する。

図 2 (a) のポテンシャルは

$$W_s^x = \beta J_x U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^x \sin\theta - W_{21}^x \cos\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_s^y = \beta J_y U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^y \sin\theta - W_{21}^y \cos\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_s^z = \beta J_z U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^z \sin\theta - W_{21}^z \cos\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

図 2 (b) のポテンシャルは

$$W_d^x = -\beta J_x U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L \left[ \frac{1}{2} (W_{12}^x - W_{21}^x) \sin 2\theta + W_{23}^x \cos 2\theta \right] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_d^y = -\beta J_y U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L \left[ \frac{1}{2} (W_{12}^y - W_{21}^y) \sin 2\theta + W_{23}^y \cos 2\theta \right] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_d^z = -\beta J_z U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L \left[ \frac{1}{2} (W_{12}^z - W_{21}^z) \sin 2\theta + W_{23}^z \cos 2\theta \right] d\xi_1 d\xi_2$$

とある。ただし  $W_{\vec{Q}}^i (i=x, y, z)$  は SASAI(1980) に与えられているものである。

これらの積分はすべて解析的に計算される。



# 伊豆半島東部地域の全磁力観測

— 1980年7月～1981年3月 —

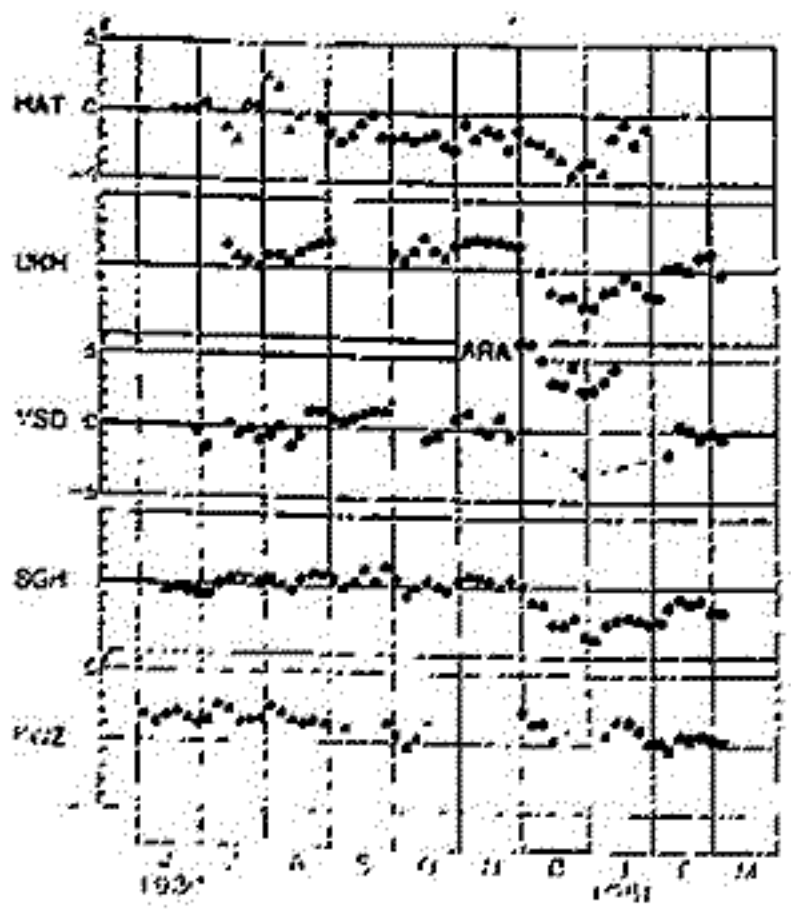
笹井洋一・石川良宣

東大震研

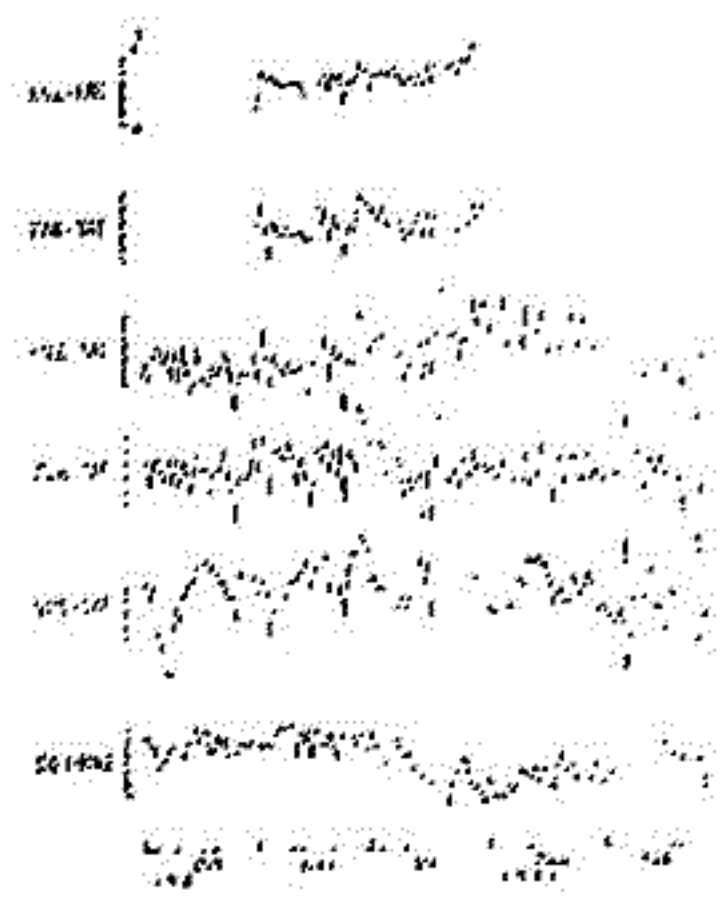
1980年6月29日伊豆半島東方沖地震(M6.7)に関連した全磁力観測については、前回  
に報告した。この地震に関連して展開された臨時観測網を維持して、現在に至っている。  
川条崎沖の群発地震活動は、7月末頃まで散発的にくり返しながら消滅した。10月に入っ  
て、伊東附近で集中的な群発活動(ただし全て無感地震)が起り始めたので、伊東市新井  
(伊東港附近)で臨時観測を行なった。

昨年12月初めから、才1図に見る通り、鹿野山に相対的に、東伊豆磁力計群の全磁力  
値が、顕著な減少を示し始めた。基準とした鹿野山(KNZ)の変動をチェックするため、柿  
岡(KAK)やハケ岳(YAT)と比較したのが才2図である。Dstの地域差によるバラツキは  
あるものの、KNZ-YATにΔF増加の傾向が明瞭に見てとれる。才1図の変化は、鹿野山  
の全磁力増加を反映したものらしい。細かく見ると、KNZ-KAKでは12月下旬に鹿野山の  
増加が見られるのに対し、SGH-KNZでは12月始めから全磁力差の減少(伊豆を不変とす  
れば鹿野山の増加)が現われている。伊豆半島においても局地的な変動があったのかも知  
れない。

この変化は1977年2月末からの伊豆半島における全磁力増加、もしくはほそゆに先行し  
た松崎および八又島における全磁力減少によく似ている。現在の所、この異常変化の原因  
はよく分らない。伊豆又は房総半島で、顕著な地殻変動が進行した様子も無いようである。



才1図 鹿野山を基準とした伊豆半島  
東部地域の全磁力変化。初島(HAT)、  
浮橋(UKH)、吉田(YSD)、菅引(SGH)、  
河津(KNZ)。夜間全磁力差の5日平均。  
ARA(新井)は吉田のごく近くで臨時観  
測を行なったもの。



才2図 鹿野山(KNZ)、柿岡(KAK)、  
ハケ岳(YAT)、菅引(SGH)、野嶺(NCH)、  
の全磁力相互比較。地磁気観測所  
への定期報告データによる日平均  
値。

笹井洋一  
東大震研

可逆的ピエゾ磁気効果の構成法則

$$\left. \begin{aligned} \Delta J^v &= J_0^v / (1 + \beta\sigma) \cong J_0^v (1 - \beta\sigma) \\ \Delta J^t &= J_0^t / (1 - \frac{1}{2}\beta\sigma) \cong J_0^t (1 + \frac{1}{2}\beta\sigma) \end{aligned} \right\} (1)$$

において、低応力 ( $\sigma \leq$  数百 bar) における近似を示す右辺の式は、線形ピエゾ磁気効果と呼ばれる。静的平衡状態にある等方弾性体による線形ピエゾ磁気変化は、その変位によって表現できる (Sasai 1980)。一様磁化した弾性体が、内部応力張や面的くい違いの発生、あるいは表面力等で歪んでいる時、弾性体内の応力変化で生じた磁場のポテンシャルは

$$\nabla^2 W_k(\mathbf{r}) = -4\pi C_k \nabla^2 u_k(\mathbf{r}) \quad (2)$$

$$C_k = \frac{1}{2} \beta J_k \mu (3\lambda + 2\mu) / (\lambda + \mu) \quad (3)$$

に従う。適当な境界条件の下でつりあいの式を満たす変位場  $u_k$  が得られている時、(2)式の解  $W_k$  は  $u_k$  で表現できる。筆者の得た表現式に一部誤りがあったので訂正し、その解釈について不十分だった記述を補う。

[1] 表現定理

(2)の解は Poisson 方程式の解法に従って

$$W_k = C_k \iiint_V \frac{\nabla^2 u_k}{\rho} dV + \iint_S \frac{\Delta \mathbf{H}_k \cdot \mathbf{n}}{\rho} dS \quad (4)$$

$(\Delta \mathbf{H}_k)_j = 2(\lambda + \mu) / (3\lambda + 2\mu) C_k \{ \delta_{jk} \text{div } \mathbf{u} - \frac{3}{2}(u_{jk} + u_{kj}) \}$  (5) 与えられる。筆者の表現 (1980) では、(4)の右辺第2項が脱けていた。第1項は(2)の特解には違いないが、第2項を加えないと、磁性体表面の境界条件  $\mathbf{n} \cdot (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 4\pi \Delta \mathbf{H} \cdot \mathbf{n}$  を満たさない。(4)式は(5)で与えられる双極子が、体積  $V$  に分布すると考えた場合の式

$$W_k = \iiint_V \Delta \mathbf{H}_k \cdot \nabla \left( \frac{1}{\rho} \right) dV \quad (6)$$

を、ガウスの定理で変形しても導ける。こちらの方が直観的に理解し易い。(4)式を更にグリーンンの公式で変形して、磁性体の外部で、

$$W_k = \iint_S \left[ \left( C_k \frac{\partial u_k}{\partial n} + \Delta \mathbf{H}_k \cdot \mathbf{n} \right) \frac{1}{\rho} - \left( C_k u_k \right) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right] dS \quad (7)$$

を得る。即ち、磁性体の表面における変位とその微分によって、線形ピエゾ磁気効果による地磁気変化が表現された。(7)式のような公式は表現定理と呼ばれることがある。

この表現を用いると、種々の地殻変動モデルに伴う地磁気変化を容易に計算できる。フ

ーリエ変換によってこの種の問題を解く場合には、半無限体にしか適用できなかった。(7)によって、地殻が不均質に帯磁している場合の計算が可能になる。地殻を各々は一様帯磁したブロックに分け、それぞれに(7)を適用したものを加えればよい。

[2] 内部応力張やくい違い面を含む場合

応力張やくい違い面は変位場の特異点であり、グリーンンの公式の適用条件を満足しない。この場合には、特異となる点や面を含む小体積をくりぬいてその表面を  $S_k$  とし、(7)式において  $S = S_{\text{面}} + S_k$  と解釈する。 $S_k$  を縮めて特異点に一致させた極限で  $W_k$  を定義すればよい。

[3] 一様帯磁地殻の地表における磁場

地表 ( $z=0$ ) とキュリー一点等温面 ( $z=H$ ) に囲まれた一様帯磁地殻に表現定理を適用する。ポテンシャルはこの2つの表面と応力張等からの寄りに分けられる。

$$W_k = W_k^{(v)} + W_k^{(s)} + W_k^{(a)} \quad (8)$$

特に地表面からの寄与  $W_k^{(s)}$  について調べる。地表では表面応力ゼロという条件を考慮すると、

$$W_k^{(s)} = C_k \iint_{z=0} \left[ \left( -\frac{\partial u_k}{\partial z} \right) \frac{1}{\rho} + u_k(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right]_{z=0} dxdy \quad (9)$$

$$W_k^{(a)} = C_k \iint_{z=H} \left[ \left( \frac{\lambda + \mu}{\lambda} \frac{\partial u_k}{\partial z} \right) \frac{1}{\rho} + u_k(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right]_{z=H} dxdy$$

面ポテンシャルの微分に關する定理を用いると、 $W_k^{(s)}$  からの全磁気力変化として

$$\Delta F^{(s)} = 2\pi C_0 \left\{ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2(\lambda + \mu)}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial z} \sin I_0 \right\} + (\text{面積分値}) \quad (10)$$

$\frac{\partial}{\partial z} = \cos I_0 \frac{\partial}{\partial x} + \sin I_0 \frac{\partial}{\partial z}$ ,  $u = u \cos I_0 + v \sin I_0$  を得る。右辺第1項は観測点の地殻歪に比例する。しかし今迄に調べられたいくつかのモデルについて、(8)、(9)の各項を比べてみると、各々は同程度の大きさで、地表での全磁気力変化が(10)の第1項で代表されるとは言えないようである。

SASAI (1980) Application of the Elasticity Theory of Dislocations to Tectonomagnetism Modelling, B.E.R.L., 55, 387-447.

# 伊豆半島東方沖地震前後の三原山火口

## 周辺の電気抵抗変化

行 武 教 吉野 登志男 歌田 久可 下村 高史 木本 景次  
東京大学 地震研究所

1975年2月以来、伊豆大島三原山の火口周辺で人工電位法による電気抵抗の測定を繰り返して、その時間変化を調べている。1980年6月の伊豆半島東方沖地震に際して、顕著な見かけ比抵抗の変化が観測されたので、ここに報告する。

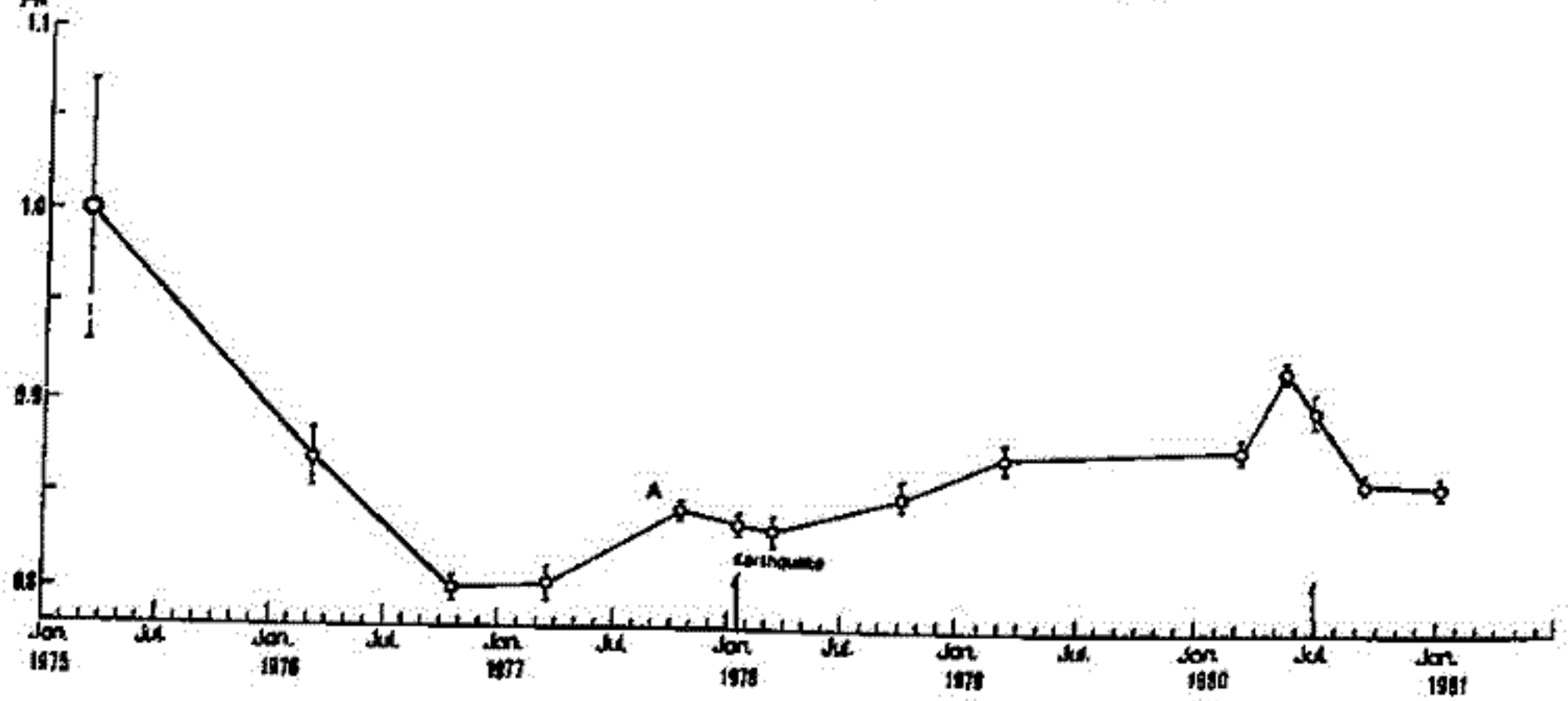
測定は、三原山火口を通る東西線上に電極を配置し、東側の二極間に直流電流を流し、西側の二極間の電位差を測定する、いわゆる同軸型双極子配置である。電流の正負極の間隔、電位の正負極の間隔はいずれも200mである。電流電極と電位電極は、火口に対して対称に配置し、両者の間隔を3通りに変えて測定を行っている。もっとも短い間隔が550m、もっとも長いのが1100mである。電流極と電位極の間隔が短いほど、地表附近の影響を受け易く、間隔が長いほど、深部の状態を反映する。

三原山火口は、現在途中に固結した溶岩がふさいでいるものの、その下の様子不明であるが、マグマがかなり深い位置にどどまると推定される。すなわち火口の上部は中空状態になっていると考えられる。マグマが昇降すると、それによってこの中空部の体積が変化し、観測された見かけ比抵抗が変化する。

下の図は、1975年以降の見かけ比抵抗測定結果を、電流極と電位極との間隔がもっとも短い組み合わせについて示したものである。伊豆半島東方沖地震前後の変化を見ると、3月から5月にかけて約4%増加し、その後減少に転じた6月に地震が発生している。この見かけ比抵抗の増加は、単純なモデル計算から、マグマが火道内を約10m上昇した場合に対応した変化であると推定される。同様の変化は、1979年の伊豆大島近海地震の際にも観測された。この地震の起る2ヶ月前に僅かではあるが、見かけ比抵抗の上昇が見られる。

伊豆近海で発生した大きな地震は、このほかには1974年の伊豆半島沖地震がある。この時は、まだ電気抵抗測定を実施していなかったが、地震に先立ち、火口内マグマが上昇し、小噴火があった。

この地域に発生した3つの地震について、いずれもその2~3ヶ月前に、三原山火口内マグマの上昇、あるいは上昇を示唆する現象が見られるのは興味深い。

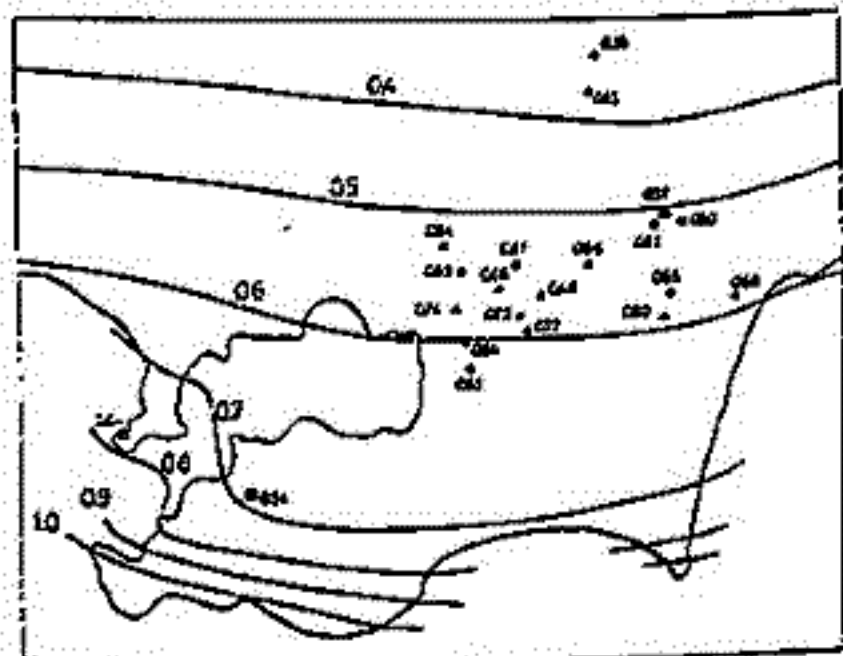


本蔵義寿  
(東工大理)

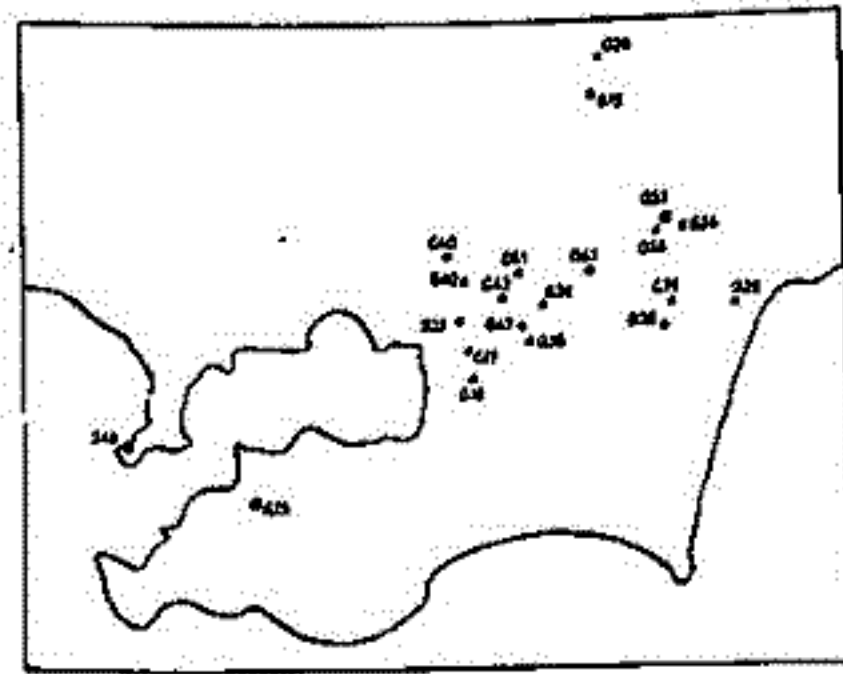
久保木・大島(1966)によつて明らかになつた小笠原平野における地磁気短周期変化異常は、関東異常としてよく知られている。一方、柳原(1971)は、関東平野におけるパーキンソンメートルの局地的異常は堆積層を流れる誘導電流によつて説明されることを示した。そして、関東地方全体にみられる異常は Central Japan Anomaly を反映しているものと考えられた。最近では、中央日本地磁気変化異常は主として海の影響であることが判明しており、柿岡を中心とする関東地方の異常が海の影響で説明できるかどうかを調べる必要がある。本稿では、半島効果のモデル計算の手法を用いて、関東地方の地磁気変化に対する海の影響を見積もることにする。

第1図に示した堆積層の分布と海を一般的に扱うとする3次元問題になつてしまう。そこで、磁場が北西方向と北東方向に変化する場合を独立に扱うことにする。磁場が北西方向に変化する場合は、海岸線の走向から、房総半島が二次元的海岸線から突き出ているとしてよい。そうすると半島効果の計算から、コンターで示すようなΔ区分布が得られる。第2図には、磁場が北西方向に変化するときのΔ区(実測値)分布を示した。この方向の磁場変化に対しては、計算値は実測値をかなりよく説明していることがわかる。堆積層による伝導電流の影響は思ふほど強くはない。

磁場が北東方向に変化する場合は、いわゆる H-polarization case となつて、薄層導体近似が成立しない。この場合のΔ区(実測値)分布を第3図に示した。これを第1図と合わせて考えると、定性的には、海から堆積層に流れ込む伝導電流で解釈されようである。この考えは、第1図に矢印で示した地電流の方向と調和する。



第2図



第3図



第1図

# 有限要素法による活断層の比抵抗構造の決定

半田 駿\*, 住友則寿\*, 茂木 透\*\*

\*京大 教養 科建設企画コンサルタント

ELF帯の自然電磁波(シューマン共振)を用いたMT法で, 地下の比抵抗構造を議論する場合に, 通常, 水平成層構造を仮定した多層モデルが用いられる。

ところで, 我々はこのELF-MT法を用いて, 活断層の比抵抗分布の測定をこなってきた。これらの観測から得られた比抵抗の水平分布を見ると, 山崎, 花折断層では, 断層破砕帯に相当すると思われる地域が, 周囲と比較して1桁以上も比抵抗値が小さい。この様な地域の比抵抗垂直構造を議論する場合は, 上述の仮定は成立せず, したがって, 2次元(水平方向に非一様性を含む)または3次元モデル計算が必要となる。

今回, 有限要素法を用いて2次元構造の解析をこなした。モデルは, 2次元, 走向はx軸に平行, したがって $\partial/\partial x = 0$ とする。また媒質は媒質( $\sigma_{em} = \sigma$  for  $l=m, \sigma_{em} = 0$  for  $l \neq m$ )とする。

基本方程式は

$$\frac{1}{R_3} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{1}{R_2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + j\omega\mu H_x = 0$$

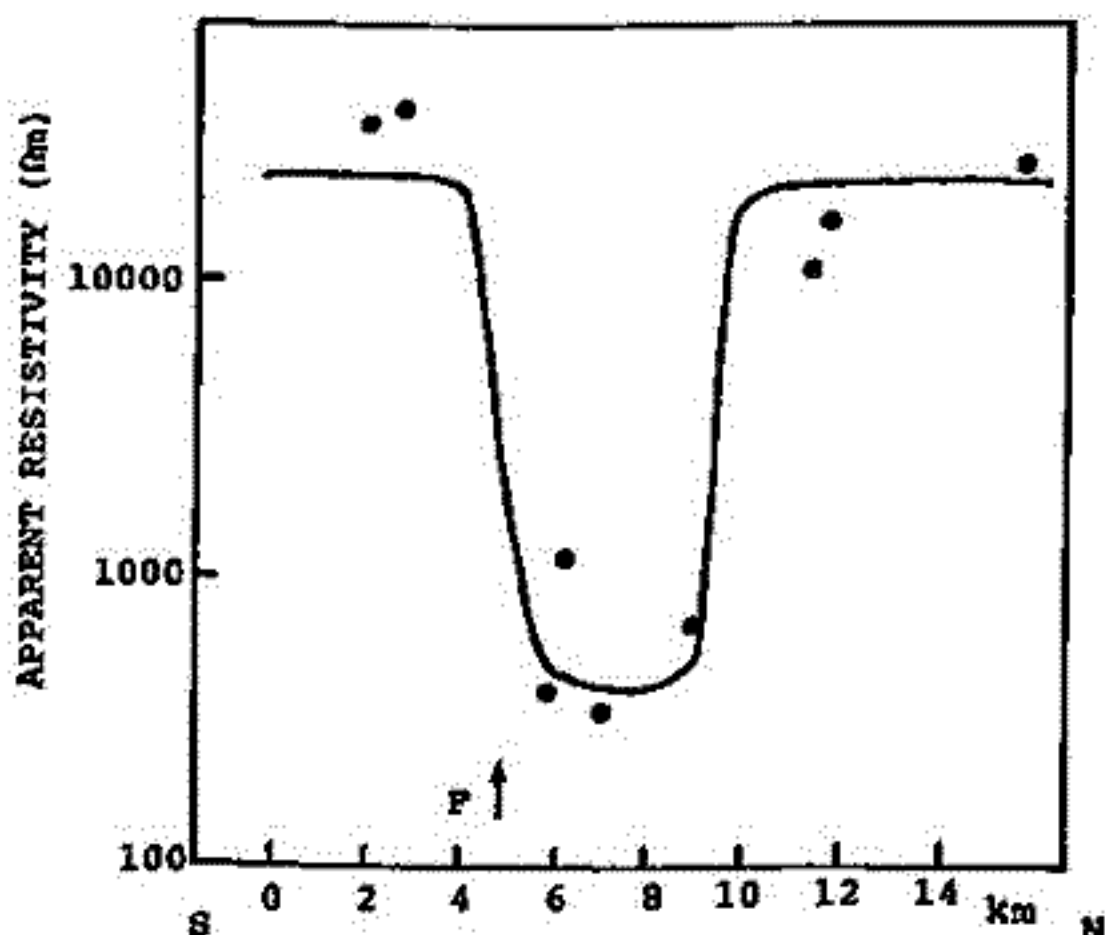
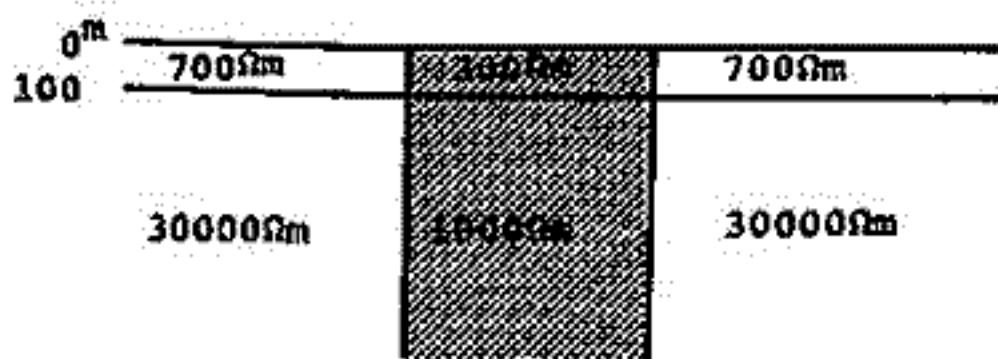
$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + j\omega\mu k_1 E_x = 0$$

$$R_1 = \sigma_1 - j\omega\epsilon$$

要素は3節点3角形要素とし, 要素数は1114個である。境界条件は, 地上25.6kmで任意の $H_x, E_x$ を与え, 地下25.75km(スキニテラス- $\delta H_2$ , 地下の比抵抗1k $\Omega$ mと約5km-に比して十分大きい)で $H_x = E_x = 0$ とする。

図は山崎断層のモデル計算である。上図は与えた比抵抗モデルで, 断層はdip=90°幅5km, 比抵抗は表面の堆積層を300 $\Omega$ m, その下を1k $\Omega$ mとした。下図の実線は計算結果( $\delta H_2$ )で, 黒丸は観測値( $\delta H_2$ )である。両者はこのモデルでほぼ一致すること分かる。

\* Reddy and Ramlein Geophysics 1975



# 千屋断層およびその周辺の電磁気構造

活断層電磁気研究グループ

乗 富 一 雄  
(秋田大. 鶴山)

我々の研究グループは、これまで兵庫県山崎断層、静岡県丹那・浮橋断層における電磁気観測を行ってきた。今回は、秋田県千屋断層において電磁気総合観測を行った。これまでの断層は、水平横ずれ断層であったが、千屋断層は略々南北方向に走る西落りの逆断層であるのが特徴である。実験参加機関は、北大理、秋田大銑、弘前大理、東北大理、東北工大、山形大理、地磁気観、東大理、東大産研、東工大理、地理院、地質調、名大理、京大理、京大教養、鳥取大教養であり、56年10月23日から約10日間、次の項目について実験を実施した。

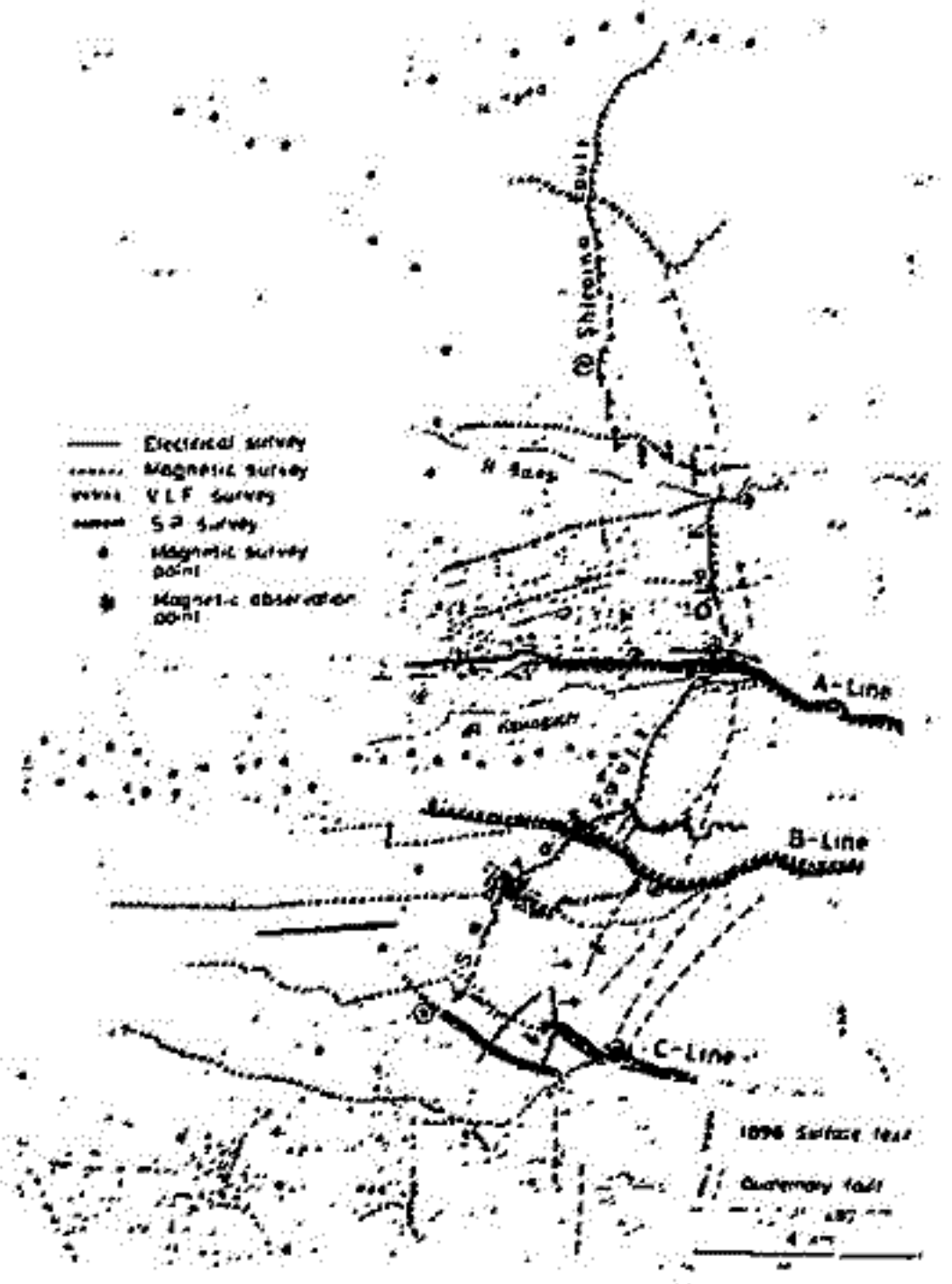
- 1). シュランベルジャ一法による比抵抗垂直探査、および傾度法による比抵抗水平探査。
- 2). E L F - M T 法による探査、3) V L F - M T 法による測定、4). S P 法、5) 磁気測量
- 6). 地磁気観測(短周期基化観測)。

下の図に、これらの各項目に対する測線及び測点の配置が示されている。これらの測線及び測点において観測された広域的な比抵抗分布は次の如くである。図にも見られる通り、調査域は千屋断層と境り、その東側の山地と、その西側の平野部とに大別され、この両地域で、比抵抗も顕著な相異を示す。山地は高比抵抗、平野部は低比抵抗である。北方より、A-Lineの山地部では、地表~180m深まで150Ωm~500Ωmの層化に高比抵抗、その下部は500m以上の深さまで190Ωmである。B-Lineの山地部では地表から500m以上の深さまで、略々均質な350Ωmの抵抗層である。すなわち、C-Line山地部は地表~約300m深さまで170Ωmであるがその下部は90Ωmと低い比抵抗層となる。

平野部は比部域横断に高比、A-Line平野部では、150m深さまで130~140Ωm、150m~400mの深さで10Ωm、400m以上では55Ωmの比抵抗を示す。B、C-Lineの平野部は、共に類似した構造を示し、20Ωm程度の低比抵抗層が地表付近から500m以上の深さまで分布する。

大体的には、山地部は200~300Ωm、平野部は表層付近を除けば10~20Ωmの低比抵抗となる。これらの値は、これまで測定した、山崎、丹那何れの地よりも低い比抵抗であり、喜多川グリーンタフ地層の特色を示すものと考えられる。

なお、断層線に沿って、幅300~400mの低比抵抗帯が、断層線の東側に分布すること、傾度法により確認された。



活断層電磁気研究グループ

行式 毅  
(東大. 震研)

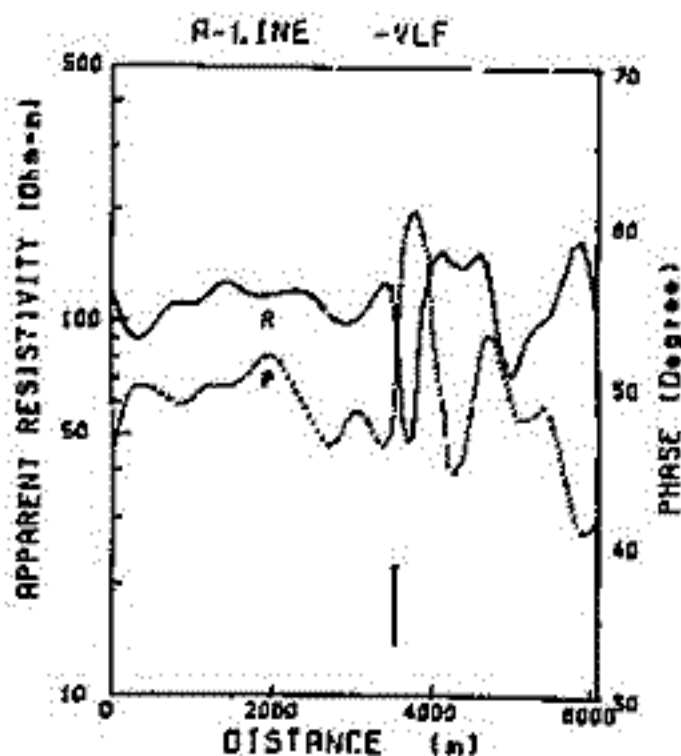
千屋断層は、1896年の陸羽地震(M=7.0)によって生じた、落差2~3mの西落ち逆断層である。この断層を横切る多くの測線において、磁気測量、VLF-MT法測定、SP測定を実施した所、断層に沿い、その破砕帯の影響と思われる顕著な異常が検出された。これらの異常の特徴は下記の通りである。

1) 磁気異常……地質調査(松田1980)による地層断層線と境にして、その東部域に100nT程度の正の異常(場所によっては正負の異常)が現れる。この異常域の幅は200m内外であり、この現象は断層露頭が不明な地域でも見出され、断層追跡が可能となる。

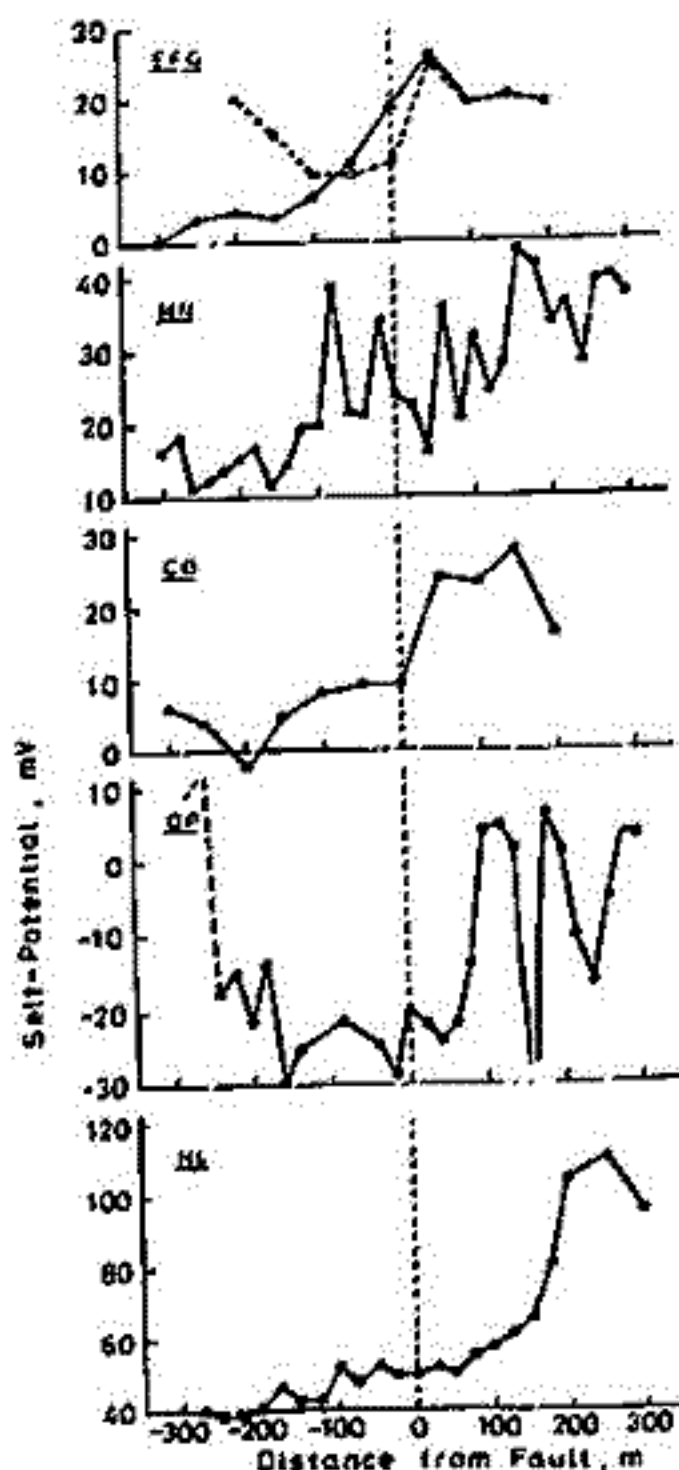
2) VLF-MT法においては、断層線の東側に、周辺比抵抗より約1/10の低比抵抗帯もつゾーンが存在する。この低比抵抗帯の幅は約300~400mである。なお、この低比抵抗帯の部分では、電場と磁場との位相差が増大するの其特征である。VLFによる見掛け比抵抗は、ごく浅層部の比抵抗異常や、地形の影響などを受けやすいが、これらによるものは、低比抵抗、高位相差という組合せの異常は見受けられない。(才1回参照)

3) SP現象……断層破砕帯の部を著しく変動幅を示す。さうして、平均値としては、断層線の東側にありて、20mV以上増大する。才2回は、南北約20kmの区間で、断層を横切る5測線におけるSPの変化を示す。それぞれの測線は、断層線(点線)の位置を矢印で表示してある。(才1回VLFの測線位置は、才2回ではMNの測線位置と同じ)

これらの現象と総合すれば、断層破砕帯は、断層線の東側にあり、その幅は300~400mであることが推定される。これらの現象をもたらし得る原因については、今後追究が必要。多くの問題があるが、活断層研究に極めて貴重な資料となり得るものと考える。



第1図 川口川沿いのVLFによる見掛け比抵抗及び位相



才2回、断層を横切る測線におけるSP変化

# 千屋断層におけるEとF-MT観測結果(インピーダンスの異方性と比抵抗構造)

歌田久司・吉野登夫  
東大 東研

千屋断層電磁気総合観測(1980年10月23日~11月2日)において実施した、EとF-MT観測の結果を報告する。EとF-MTは2班に分かれて行なわれ、たが、我々は、上川原-吉清水測線において観測を行なう。た、測定した地域の付近では、陸羽地震(1896年)の発生した地震断層と地質構造上の断層とが一致せず、千屋丘陵をほぼ2人で約1.5km離れている。MTの測点は、その走向に直交するように、ほぼ東西に17点配置した。

今回の観測では、電磁場と同時に2方向づつ(東西および南北成分)測定した。データは全てPC-トナーに集録し、地震研究所のAD変換システムでデジタル化した。こうして得られたデータにもとづき、インピーダンステンソル解析を行なわれ、たが、特にその異方性に注目して解析した。

## i) スペクトル解析

各測点のデータセットと、サンプリングインテバル5msec, N=4000のサブセット10個から構成した。各サブセットに対し、自由度40のFFT法によりパワー3.5dB/Hzのスペクトルを求めた。スペクトルを見て、明らかに人工的ノイズを含まないものを除きした後、各サブセットについて、インピーダンステンソル, coherence, 標準誤差等を計算し、さらにそれらの平均として各測点の推定値とした。なお、周波数は、Schumann共振周波数のうち、増中帯の特性が平坦な部分にある、8, 14, 20 Hzと対象とした。全17測点のうち、南北成分の電場が極めてNoisyであり、た2点を除く15点をテンソルとしての解析を行なうことができた。また、その中で8点ではSkew > 0.2という値が得られた。

## ii) インピーダンステンソルの異方性と千屋断層内での比抵抗構造

15測点で得られたインピーダンステンソルは、ほとんどのが異方性を示したので、それらについて主方向を求めた。主方向は、テンソルを回転し、対角成分の2乗和が最小、 $|Z_{xx}|^2 + |Z_{yy}|^2 = \min$  とする方向とした。f=8 Hz で得られた主方向は、全15測点について平均すると、N13°E、このうちSkew < 0.2が得られた測点のうちについて平均した場合 N15°Eとなる。また、測定地域を千屋丘陵上(Region C)、その西側(Region W)、および東側(Region E)の3 Regionに分けると、Region Wの平均値はN27°E、Region CはN5°E、Region EについてはN13°Eであった。これらの値は、千屋断層の走向と極めて近い値である。

テンソル成分から見かけ比抵抗を計算し、その成分ごとの分布を見ると、地震断層は、比抵抗構造から見て、Region CとRegion Eとの境界であり、両者の間には1桁程度の比抵抗のコントラストがあるものと見られる。一方、地震断層下には、さほど明確な傾向はみられず、それとほぼ一致した測点の南で異方性が逆転するなどの、比抵抗構造上の境界はみられずと結論することができた。

本観測では、断層破砕帯そのものと特徴が異なる比抵抗帯は明確には見られなかった。その理由としては、地震断層が地表付近ではconductingな堆積物とあり、こゝにたつた大規模な比抵抗のコントラストが、その下の地層に比べて弱くなること、千屋断層が他角逆断層であるため、EとF程度の到達深度とその現象では、地表に現れた断層線以外では、破砕帯の影響が現れず結果として見ることができると考えられる。



水沢における地磁気・地電流観測結果

瀧中正弘, 安藤貞一, 北村保夫  
 (東北工大) (国工地理院) (東北工大)

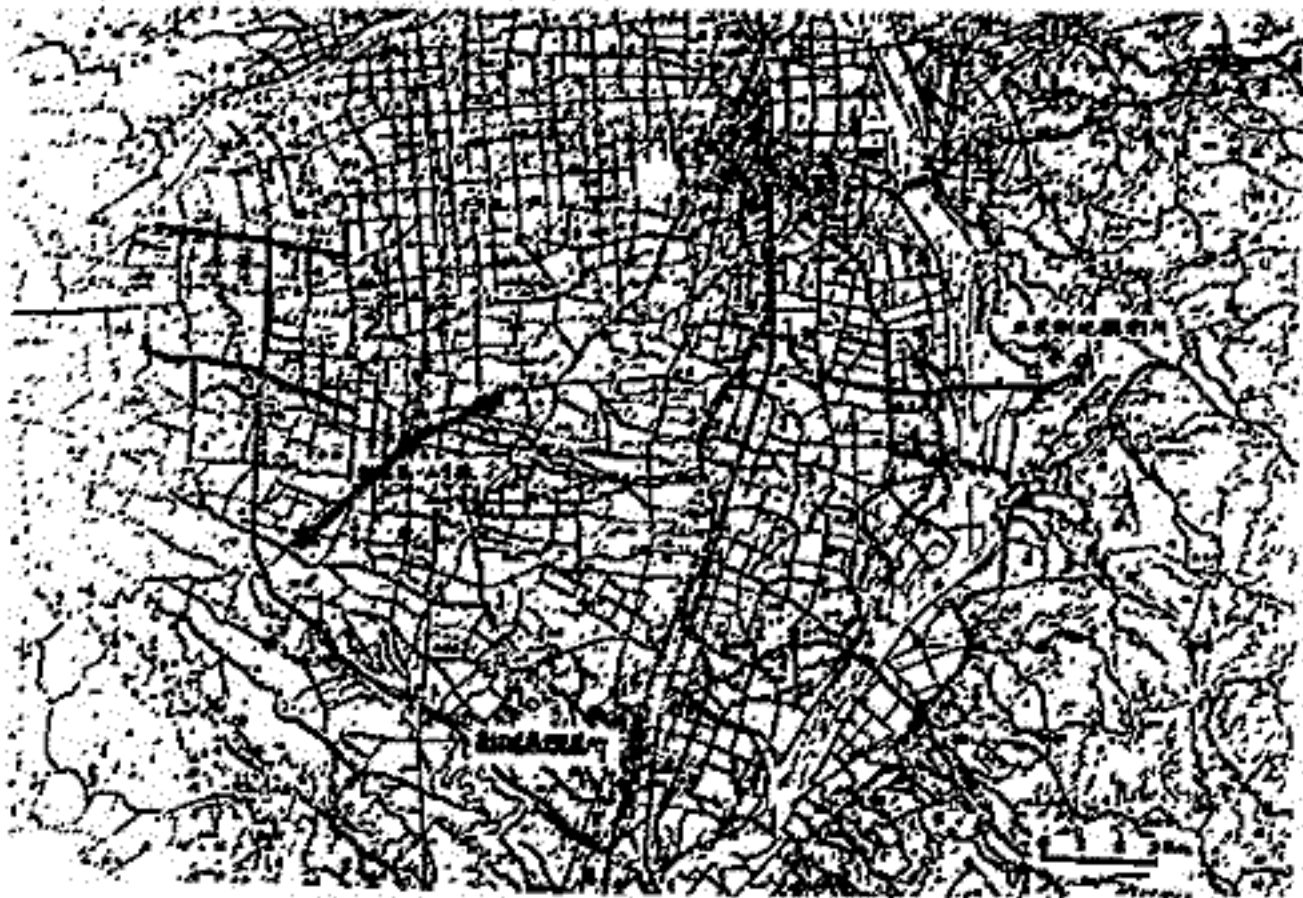
水沢周辺におけるCA観測については、既に幾多の報告がなされているが、堆積層の同位を調査する目的と、盛岡-白河ラインの東と西を相違があるか等を調べるため、1980年12月に各種観測を行った。

図に示す様に、北上川以西の堆積層上にある胆沢第一小学校に、リングコア型磁カ計、誘導磁カ計、地電流計を設置し記録を取った。これらの記録と北上川以東の北上山地にある水沢測地観測所における記録と比較検討することにより、堆積層の地磁気変化に及ぼす影響を調べる事にした。

その他、水沢周辺の地表近くの比抵抗を調べるため、電研より借用したVLF測定器および双送液を用いて観測した。プロトニ磁カ計による測定も行なった。

堆積層上では10分程度の周期の地磁気変化を境にして、HとZの位相が逆になり、図の矢印を示した様に、1~5分の周期ではパーキンソン・バクトルは西向きとなり、10分以上では東向きになる事、別地観測所では何れの振幅が非常に大きくなる事など、興味ある結果が得られている。

ここでは主に、地磁気・地電流の観測結果について報告する。



北村保夫, 安藤真一, 瀬戸正弘,  
(東北工大) (国土地理院) (東北工大)

水沢周辺における堆積層および北上山地の比抵抗を V. L. F 法および電波法によって測定した。

電波法とは既存の中波放送局の電波を用い比抵抗を測定するものでありその原理は図に示すとおりである。

loop antenna を用いてその掃波面を求め、その時の最大値、最小値の比から計算して比抵抗を測定する事が出来る方法である。

測定は V. L. F. 法と電波法と同時に用い地図の実線で示した測線上で 100m 間隔で行なった。

観測期間中は雪があった為にもその影響が結果に含まれている可能性がある。

従って雪のない期間の観測も行い、それらの結果について今回またこの報告する。

なお同じ測線上でフォトン磁気計でも同時に測定を行なった。

電波法

平均電場の位相 最大方程式

$$(\partial^2/\partial x^2 + k^2) E = 0$$

$$E_x = \frac{A \cos kx + B \sin kx}{C}$$

A, B, C は積分定数  
k: 波数  
x: 電波の進行方向  
z: 電波の偏振方向

二つの電場の位相差を求め

$$E_x = \frac{A}{\sqrt{E}} e^{i\alpha} \sin(\omega t - \beta x + \alpha)$$

$$E_y = \frac{B}{\sqrt{E}} e^{i\gamma} \sin(\omega t - \beta x + \beta)$$

A, B, α, β, γ は定数

$$\rho = \frac{A \cos \alpha}{B \sin \alpha} \left| 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{A \sin \alpha}{B \cos \alpha}\right)^2} \right|$$

$$\gamma = \frac{A \sin \alpha}{B \cos \alpha} \left| 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{A \sin \alpha}{B \cos \alpha}\right)^2} \right|$$

$$\rho = E_x / E_y = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{A \sin \alpha}{B \cos \alpha}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{A \sin \alpha}{B \cos \alpha}\right)^2}} e^{i(\gamma - \alpha)}$$

$$\tan 2\gamma = \frac{2\rho}{1 - \rho^2}$$

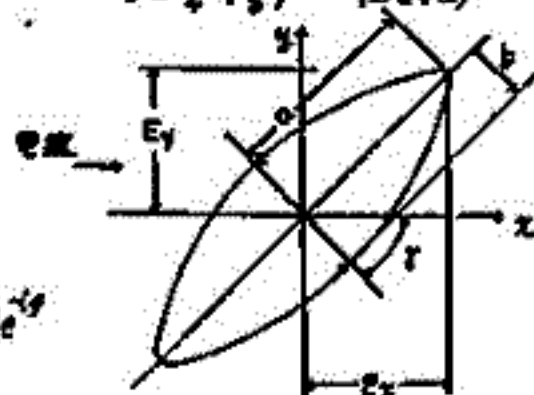
ρ は E<sub>x</sub> と E<sub>y</sub> の位相差

$$\rho = 45^\circ, |1 - \rho^2| \approx \sqrt{\frac{E_x}{E_y}}$$

$$E_x^2 = |1 - \rho^2| E_y^2 - 2|1 - \rho^2| E_x E_y \cos \theta + |1 - \rho^2|^2 E_y^2$$

主軸を求めると  
 $\tan 2\gamma = \frac{2|1 - \rho^2| \cos \theta}{1 - |1 - \rho^2|^2}$

傾角が小さい場合の近似式(1) 傾角が小さい場合  
 $\tan 2\gamma \approx 2 \cos \theta$   
 $\gamma = |1 - \rho^2| \cos \theta \approx \frac{1}{2} |1 - \rho^2| \cos \theta$   
 $\rho = \frac{1}{2} (1 + \rho^2)$  (傾角が小さい)



傾角概図



佐野幸三・中島新三郎  
地磁気観測所

柿岡のCA変換関数の経年変化については、柳原等(1976)によ、関東地震(M=7.9, 1923)等に関連した変化として報告されている。また、佐野(1980)は柿岡周辺に発生するM=4~5クラスの地震と変換関数の短期的変化について、統計的手法を用いた解析結果を報告している。今回は多くの周期の変換関数の最近の経年変化および年周変化を主体とした解析結果を報告する。

図1に10分~60分周期帯(S.P.)と90分~180分周期帯(L.P.)のAu, Bu変換関数の最近の経年変化傾向を示したが、L.P.帯のBuを除きすべて年々減少の傾向を示している。これは柳原等による周期数分の変換関数の関東地震以降の経年変化傾向と概略一致している。しかし、変化率は今回の結果の方がやや大きくなっている。これは同様に柳原による指摘されている変換関数の6年周期変化特性を示しているもので、もっと長周期の経年変化ではいかに未知な。詳細は今後の推移を待たねばならない。少なくとも11年間(1 Solar cycle)の解析が必要である。

一方、図2は各変換関数の年周変化を示したもので(1978~1980年の平均)、短周期帯(S.P.)のものは一般に夏期に大きく、冬期に小さくなるという年周変化を示している。長周期帯(L.P.)のものは不規則であるが、概して春期に大きくなる傾向を示している。このL.P.帯で不規則であるということは自然現象としては考えにくいことで、変換関数の解析法に問題があるかも知れない。今後検討していく必要がある。

以上が今回の主な解析結果であるが、これらの変化が内部要因によるものか、外部要因によるものか、変化量も小さくはっきりしない点もある。にもか、これらの変化と地震活動度や地磁気活動度変化などとも関連させて報告する。

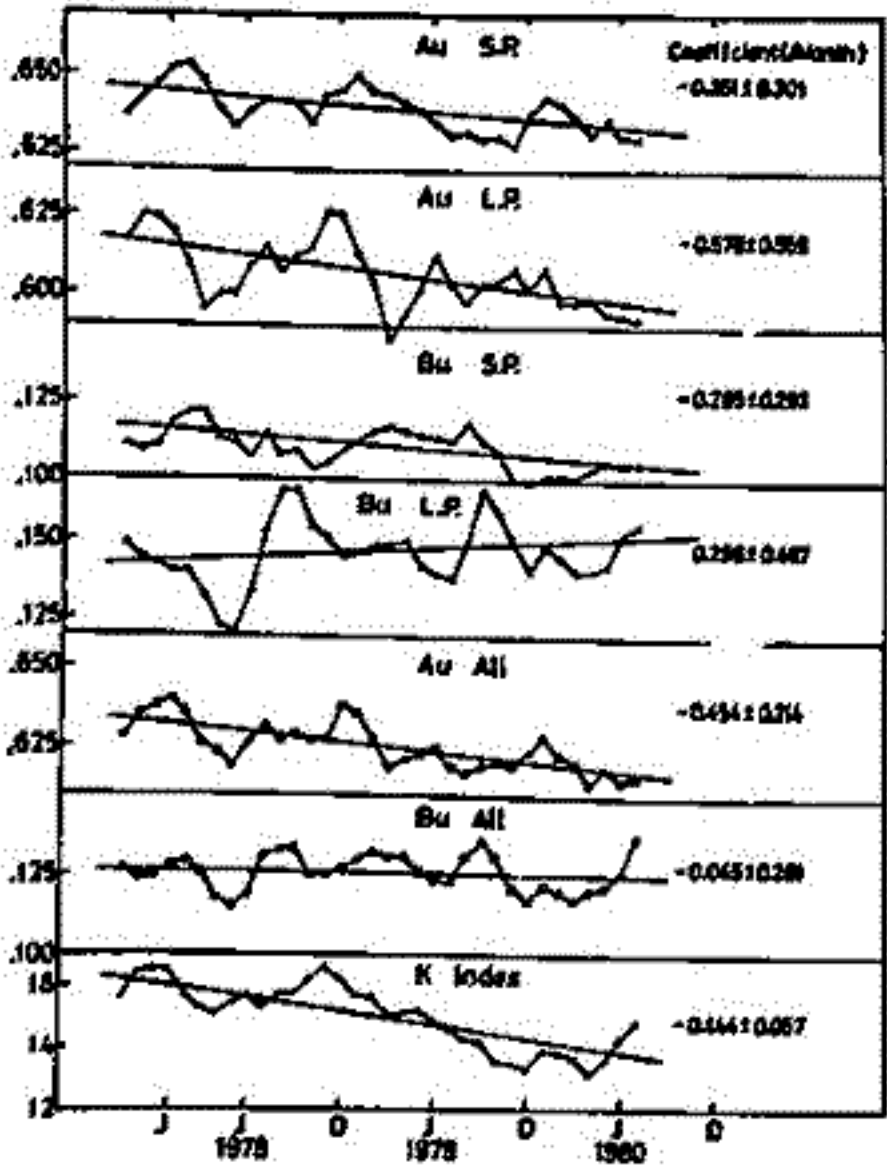


図1. 変換関数の経年変化(柿岡)

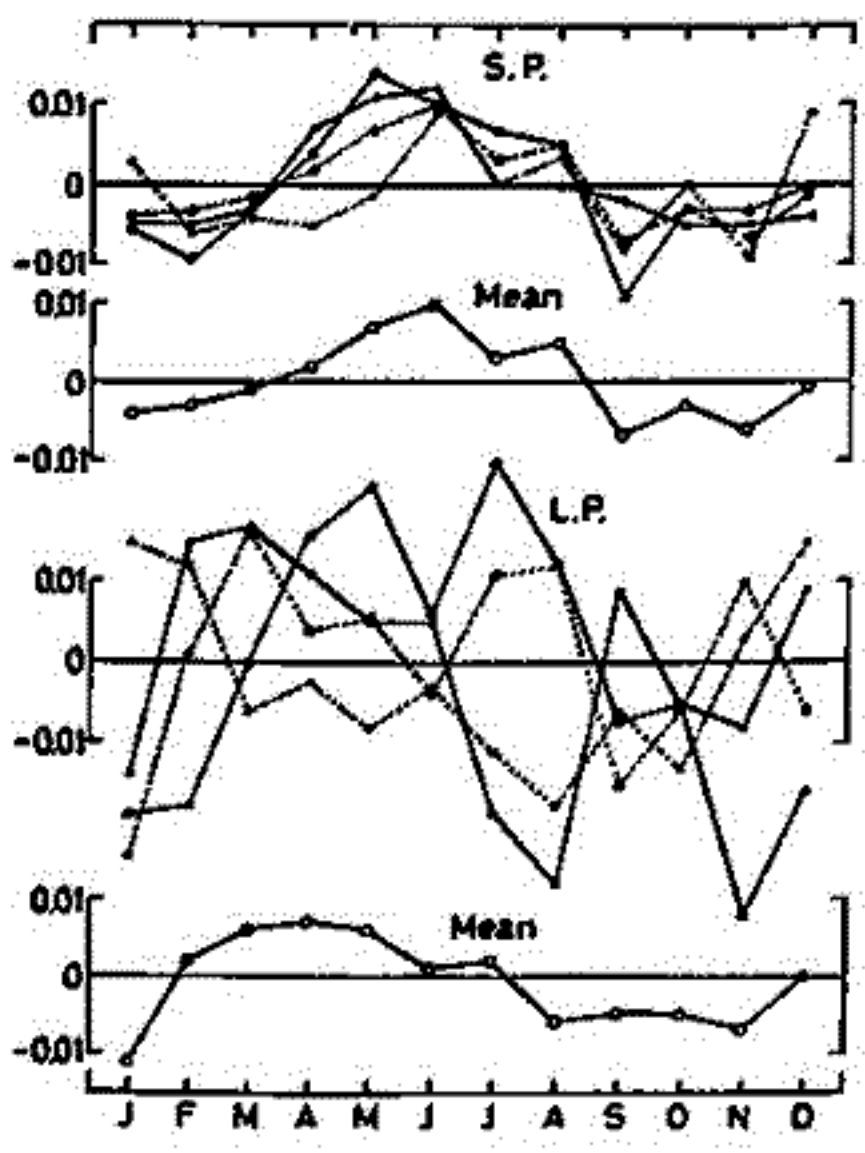


図2. 変換関数の年周変化(柿岡)

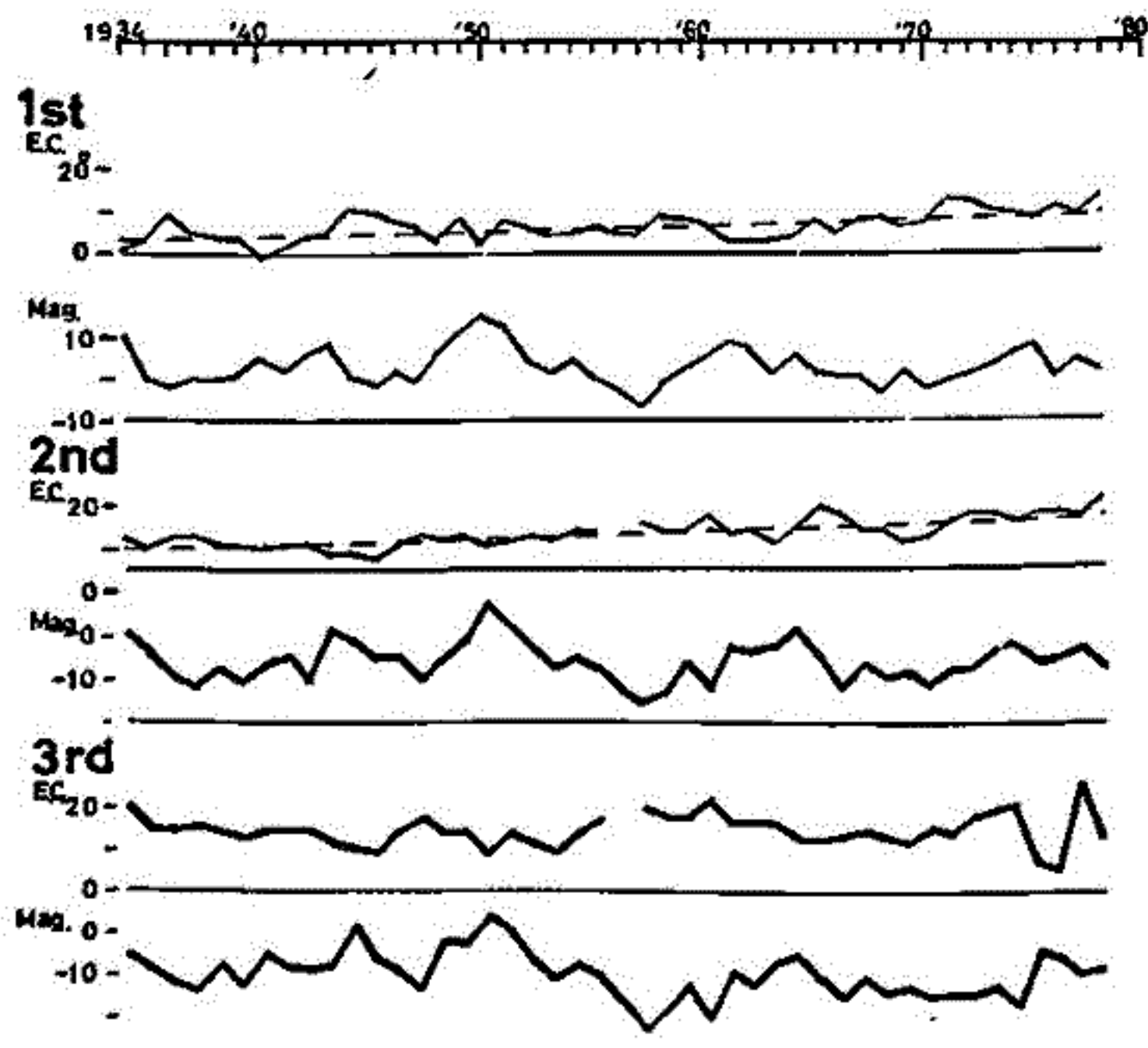
山口 又新  
地磁気観測所

1934年(昭和9年)以来の地電流観測資料を用い、年平均解読日日変化の主方向の経年的変化を調べた。地電流変化は、観測真に特有の方向に卓越し、いかに主方向が定義された。前回は、この経年的変化を調べると、trendを重要して、一見不規則な変動が見られることと報告した。

今回は、地電流変化は、外部磁場変動により誘導されたものと考え、地磁気解読日日変化の経年的変動と比較した。その主方向に対応する量は、地磁気では定義されるので、調和分析を行って対応項のついて、主軸方向の変動と比較した。

地磁気の方は、太陽黒点数に関連した変動のみで、trendは見られる。しかし、地電流は、1日項、半日項にtrendがある。又これに重要した不規則変動には、誘導源磁

場依存する成分が含まれておるようである。



# An Induction Study at Micropulsation Periods in Kyushu (I)

下泉 政志, 坂 翁介, 糸 長 雅 弘, 北 村 泰 一  
( 九 大 理 )

1977年より, 超伝導磁力計(SQUID)を, 1977年11月から長期間観測の為に誘導型磁力計を用いて, 阿蘇(ASO)の京都大学火山研究所に於いて, 地磁気脈動の観測を行った。その結果は 1)~3) に於いて報告されているが, 特に, 興味深い事は, 主に観測された3~4帯(周期10~160秒)の垂直成分(Z)の水平成分[南北(H), 東西(D)]に比して微弱であることである。この事から阿蘇の地下電気伝導度構造として, 概略的に次の2通りの可能性が考えられる。

- (i) 深さ100km程度迄は, 成層構造と近似し得る。(Price<sup>4)</sup>)
- (ii) 表層に高電気伝導度層が存在し, ASOはその中央近傍に位置する。

### 《A》

この2つの可能性を調べる為に, ASO周辺の4点[高千穂(TAK), 久住(KUJ), 清和(SEI), 熊野江(KUM)]で, 移動観測を行った。(図1) 観測結果は, 海岸直上の観測点 KUM 以外では, ASOと同様に Z成分が微弱であった。この事から, 高電気伝導度層が存在しても, その水平方向のスケールは, ASOを中心として, 少なくとも60km (skin depth  $\approx 30$  km at  $\sigma = 10^4 \text{ S/m}$ ,  $T = 100 \text{ sec}$ ) の広がりを持つと推定される。

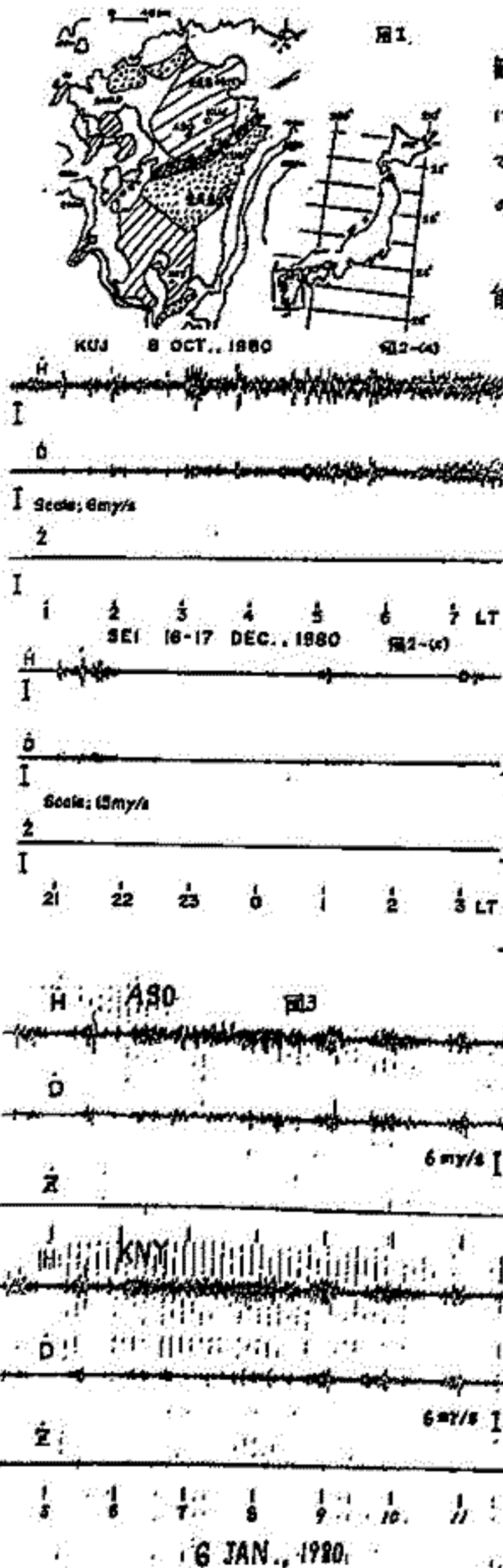
### 《B》

この検証として, ASOに於ける脈動の水平成分は enhance されている(高電気伝導度層の水平スケールが脈動の skin depth 程度の場合には水平成分が enhance する [Hughes<sup>5)]) — ことを鹿屋(KNY)とASOの同時観測データ(図3)が確認した。</sup>

《結論》 地磁気脈動に関する限り, ASOは lateral inhomogeneity の影響は受けておらず, normal station と見做し得ると考えられる。

### 【参考文献】

- 1) C. Saba, T.J. Iijima and T. Kikawa (1978) J. Atm. Terr. Phys., 22, 517
- 2) 坂 翁介 才67回 日本地球電磁気学会予稿集, P149
- 3) 糸 長 雅 弘 才68回 日本地球電磁気学会予稿集, P85
- 4) Price, A.T. (1967) Physics of Geomagnetic Phenomena Ch. B-3
- 5) Hughes, W.J. (1974) Geophys. J. R. astr. Soc., 22, 15



下泉 政志, 塚 信介, 北村 泰一  
( 九 大 理 )

〔A-1〕 P<sub>c</sub>3-4帯(周期10~150秒)の地磁気脈動について, 阿蘇(ASO)と女満別(MMB)の同時観測データと比較すると(図2), 水平成分一帯に, 東西(D成分)への enhancement が見られ, この傾向は短周期になる程顕著である。

この観測結果は, 高電気伝導度 (high  $\sigma$ ) 層の表面近くの存在による誘導効果 (Nishida<sup>1)</sup> により NNE-SSW 方向の trend を持つ high  $\sigma$  層の存在が推定されているが, それを support する<sup>2)</sup> 垂直(Z)成分の振幅が 際立っては大きくないことから, 観測点は high  $\sigma$  層の中央側に位置するのはないかと推定される。

〔A-2〕 一方, 洋い海の効果は, 周期が1分前後に顕著であり (Hyslopman & Cochrane<sup>2)</sup>, Green<sup>3)</sup>), MMB の海岸線直傍 (~10 km inland) に位置することから, 地磁気脈動, 特に P<sub>c</sub>4帯に関しては海岸線効果をも受けていると考えられ, P<sub>c</sub>4帯の偏波特性については, この効果による<sup>4)</sup> 部分の説明出来る (下泉他)

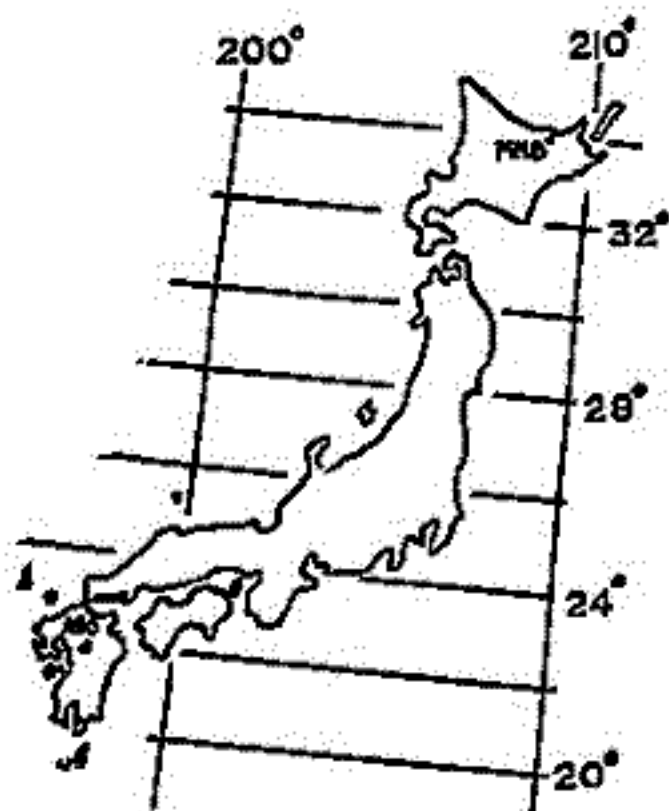


図1

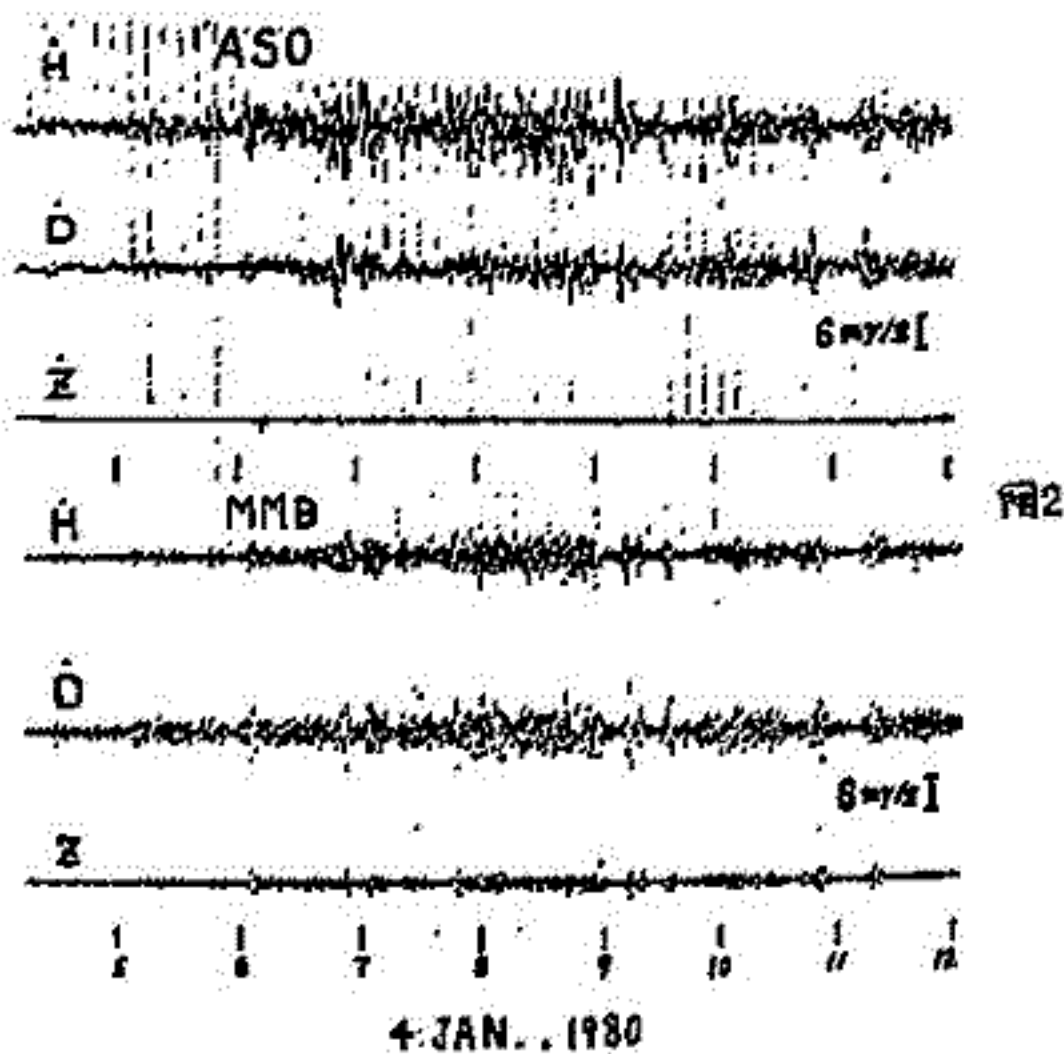


図2

〔B〕 海岸線の方向と high  $\sigma$  層の傾斜方向の各角が直角であるとし, かつ それら 2つの効果が分離できると仮定して行ない, さらに, それらを単純な model に置き換えて, 2効果を定性的に調べる。

〔参考文献〕

- 1) Nishida, A. (1981) J. Geomag. Geoelectr. in press
- 2) Hyslopman R.D. and Cochrane H.A. (1971) Geophys. J. R. astr. Soc., 25, 425
- 3) Green C.A. (1975) Geophys. J. R. astr. Soc., 49, 225
- 4) 下泉他 第68回日本地球電磁気学会予集, 337

堂而斎隆, 池田治子  
山口大・教育・物理

岩石のRMの化学試薬による消磁について、これまでにも述べたが(たとえば、Doman 1969)、今回は更に、化学消磁に関する基礎的実験について報告する。

試料には山口県中部・長門の原安山岩を用い、試薬はこれまでと同様、conc HClを用いた。

試料は、スピナー用の円柱状の25mm×25mmのものに、いくらかの輪切りにして、試薬との接触面を大きくし、反応を促進するとともに、試料中心部の消磁も同時に進むこと、すなわち、消磁をできるだけ全体的に行うことが出来るようにした。

分割試料片の個々のIRM方位のベクトルを合成したものは、分割前の親試料のIRM方位と大差なく、試料の磁化の均一性を示している。

試薬によるエッチングは、短時間のくり返し、及び、長時間経過の2通りとしたが、これらの間には、本質的な差異はみられず。

強度変化は、 $1 \times 10^4$ 分後と、約40%を減じたが、磁化方位の変化は無視できるほどのもので、使試料の保持するNRMは、かなり安定であるといえる。

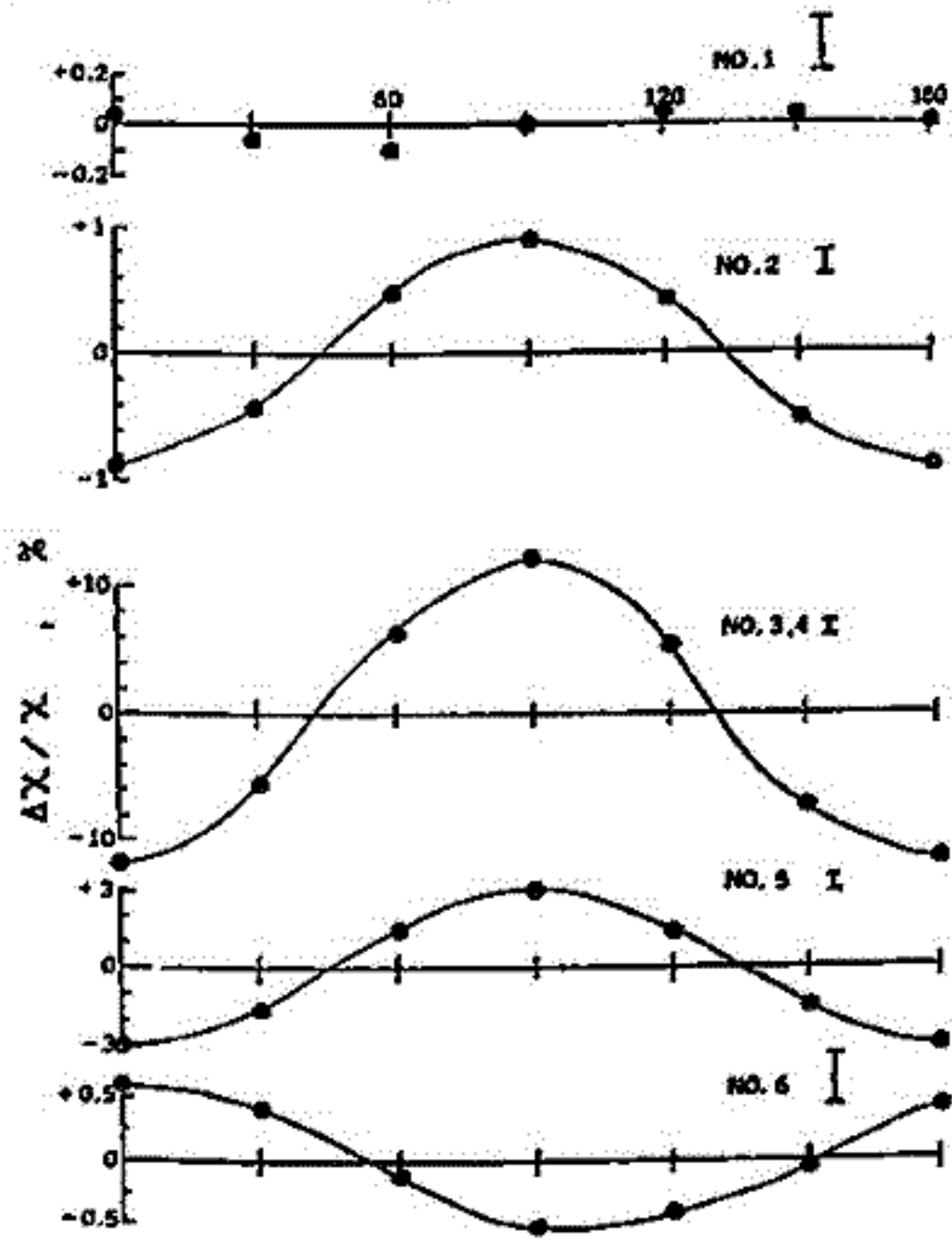
Doman, H. 1969; Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 18(Part 2), Special No., 1-31.

# 飽和残留磁化状態での初期帯磁率の異方性

浜野 洋三  
(東大理)

岩石が安定な自然残留磁化を持つことは古地磁気学の研究の基本となっているが、この残留磁化がどのような機構によって保持されているかは、まだ確案に解っていないわけではなし。残留磁化の保持に重要な役割を果す異方性エネルギーの性質を調べるため、初期帯磁率の異方性の測定を行なった。測定には3種類の粒子サイズ分布を持つ4タノマグネタイト ( $X = 0.5$ ) とマグネタイト ( $X = 0.0$ ) の微粉末をセメント中に分散させた円筒状の試料を用いた。帯磁率は transformer 型交流ブリッジにより 1 KHz, 1 Oe の交流磁場で測定した。

交流消磁された状態ではこれらの試料の帯磁率は異方性を持たないが、直流磁場で飽和させた状態では図に示すような異方性を持つ。最小の粒子サイズを持つ4タノマグネタイト試料 (No. 3, 4,  $\bar{d} \sim 0.5 \mu m$ ) で最も大きな異方性 ( $\pm 12\%$ ) が見られ、No. 2 ( $\bar{d} \sim 5 \mu m$ )、No. 1 ( $\bar{d} \sim 22 \mu m$ ) と粒子サイズが大きくなるに従って異方性が小さくなる。帯磁率が最小となるのは残留磁化の方向と一致する。マグネタイトについては、針状の粒子形を持つ単磁区試料 (No. 5) では4タノマグネタイトと同センスの異方性を示すが、No. 6 (球形,  $\bar{d} \sim 0.1 \mu m$ ) は反対センスの小さな異方性を持つ。



交流消磁された状態ではこれらの試料の帯磁率は異方性を持たないが、直流磁場で飽和させた状態では図に示すような異方性を持つ。最小の粒子サイズを持つ4タノマグネタイト試料 (No. 3, 4,  $\bar{d} \sim 0.5 \mu m$ ) で最も大きな異方性 ( $\pm 12\%$ ) が見られ、No. 2 ( $\bar{d} \sim 5 \mu m$ )、No. 1 ( $\bar{d} \sim 22 \mu m$ ) と粒子サイズが大きくなるに従って異方性が小さくなる。帯磁率が最小となるのは残留磁化の方向と一致する。マグネタイトについては、針状の粒子形を持つ単磁区試料 (No. 5) では4タノマグネタイトと同センスの異方性を示すが、No. 6 (球形,  $\bar{d} \sim 0.1 \mu m$ ) は反対センスの小さな異方性を持つ。

磁性粒子中で働く異方性エネルギーとしては、(i)形状 (ii)応力または歪 (iii)結晶磁気異方性の3つが主なものである。このうち前二者は一軸性の異方性であり、(iii)

は多軸異方性である。単磁区モデルの理想的な場合を考えると、一軸異方性エネルギーが働いている時は、飽和磁化状態では各粒子の磁気モーメントは飽和磁場方向を中心とする半球面状に分布し、帯磁率は異方性を持たない。これに対して多軸異方性の場合には磁気モーメントはより磁場方向に近づいた分布を持ち、磁場方向に最小、それに直角方向に最大となるような帯磁率の異方性が期待される。4タノマグネタイトでは結晶磁気異方性定数  $K_1 < 0$  だから、磁化容易方向数  $n = 8$  となり、期待される帯磁率の異方性は  $\pm 57\%$  となる。単磁区構造を持つと考えられる4タノマグネタイト試料 (No. 3, 4) が大きな異方性を持つことは、この粒子中で多軸の異方性エネルギー、おそらくは結晶磁気異方性エネルギーが支配的であると考えられる。理論値と実測値の違いは、他の一軸性異方性エネルギーの影響、多磁区粒子の影響等により説明される。単磁区のマグネタイト試料 (No. 5) で帯磁率の異方性が No. 3, 4 に比べて小さくなっていることは、結晶磁気異方性エネルギーの相対的重要度が減少しているためである。



笹島 貞雄  
(京大・理)

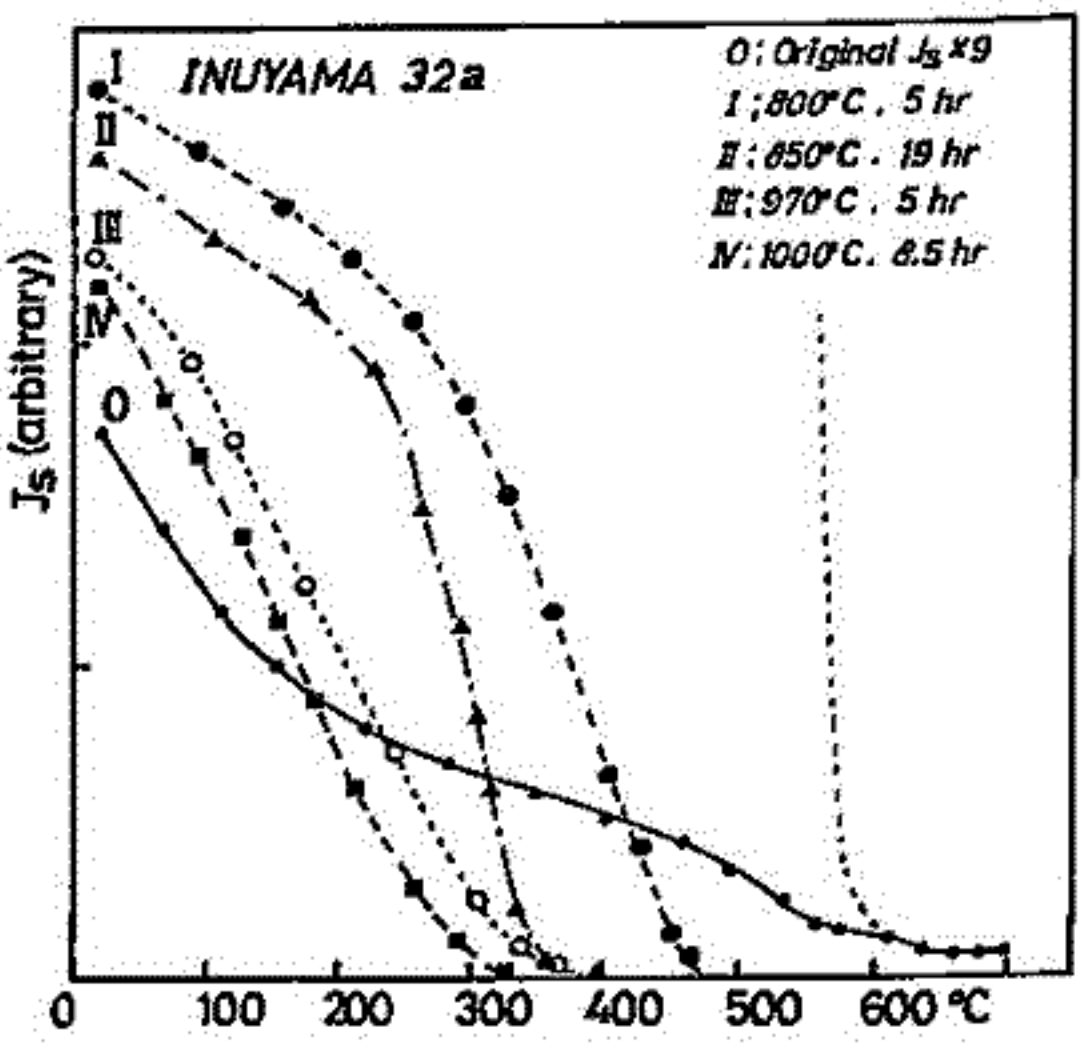
最近、私共は中・古生代と属する桐波帯・美濃帯および北部四万十帯の赤色チャートが、極めて安定な残留磁気を保有し、方位が水平に近い傾を示す事例を報告してきた。チャート層は当時の赤道帯で生成された可能性を示唆するものと考えられている。これに対し、Shimizu & Masuda (1977)は、チャートのR.E.E.パターン、特にCe anomalyの日本産のこれらのチャートは典型的な遠洋深海産チャートと異なり緩海性、可能性が強いと語っている。

前報でチャートの安定なNRMが主に極微細(<1 $\mu$ m)の赤鉄鉱に起因しているらしく見られるとした。その後赤色チャートの詳細な磁気分析の結果 titanomagnetite(?) も含まれていることがわかった。また、深海産地殻、特に玄武岩層中の titanomagnetite が成層時代に海底で著しく低温酸化を受けることはかなり実証されている。よってチャートの磁性鉱物の何時どのようになされた生成したかを磁気学的に明確にすることが必要である。

加熱実験: Shive & Diehl (1977) が指摘した油回転真空ポンプを用いた磁気測定では微細な赤鉄鉱が400 $^{\circ}$ C程度でも還元し、磁鉄鉱を生成する事実と逆用した。この方法でチャート岩粉を石英管に封入し、700~1100 $^{\circ}$ C, 1~30時間、恒次温度と加熱時間を変えて中間生成物のCurie測定を繰返し、強磁性鉱物の組成変化を追跡した。他方、比較のためチャートと親近的な産状を呈する pillow basalts を同様の条件で処理した。

結果: 現在、チャート、pillow basalts の20個条りの予想的な結果が得られたに過ぎない。しかも、半定量的実験の域を越えては、その問題も多く、得られた結果の解釈にかなり主観的要素が入り得る。比較的実験結果は、Curie測定から判断して予想通りな系統性を見られる。しかし、本来この実験のねらいは、チャートの強磁性鉱物の主成分は pillow basalts の噴出と関係している titanomagnetites と由来したものであるかという着想を確かめることにある。このため ridge basalts の生成温度と酸素分圧に近い加熱条件でその再現性をテストしなくてはならない。酸素分圧の推定誤差は  $\log(fO_2)$  で、10~13 とみられる。全般的に最終生成物のCurie変化は、1050 $^{\circ}$ C加熱の条件で、pillow basalts が170~360 $^{\circ}$ Cであるのに対して、赤色チャートでは275~310 $^{\circ}$ Cで、実験誤差を考慮すれば、当初のねらいはほぼ達成されたと考えられる。すなわち、赤色チャートの強磁性鉱物の主成分は pillow basalts と成因的に極めて近縁関係にあると結論してよい。

本派 titanomagnetites が海底風化(低温酸化)し、break down により hematites が生成された天然界の赤色チャートの磁性鉱物の転移と、加熱による、遠くチャートから本派 titanomagnetites が直接的に還元される過程は、典型的な場合も与めて具体的に論ずる。



登内正治, 小林和男.

東大. 海洋研.

房総半島から伊豆半島を含む南部フォッサマグナ地域は日本列島の中央部に位置し、日本列島の歴史を考えると場合に重要な地域である。フォッサマグナ西部は笠山構造線にて、四万十帯と瀬戸川帯に分かれ、フォッサマグナ北東部は四万十帯と丹波山地に奥川、篠木線で境いられる。このように本調査地域は周囲を四万十帯(中世代)で囲まれ、オセチから現在までの岩石が露出する。

本地域の地質構造およびテクトニクスを解明する意図のもとに、5年前より岩石磁気学という手段にて、本地域を房総、三浦半島地域、丹波山地地域、静岡地域、伊豆半島、富士川流域の5つの地域に分け、本学会に毎年調査研究結果を報告してきた。今回はこの5つの地域の研究が終了したので、本地域全体についての地質構造、テクトニクスについて、岩石磁気学の立場から解説を述べた。

本目的で岩石試料を採集した露頭は150地点、約1000個の岩石、2100個のミニコア試料におよぶ。本目的のためには、NRMの種類を決定すること、またTRMがあるかどうかということ、その岩石生成時のTRMを安定に現在まで保っているかどうかの吟味が重要であり、採集した試料については次のように処理をおこなう。

- 1) 600G以下の段階消磁を露頭ごとになくとも2個の試料についておこなう、MDFを求める。同時に各露頭の岩石薄片の作成から強磁性鉱物の grain size を確認。
- 2) キューリー-温度の測定、グローブ、X線解析にて含まれる強磁性鉱物の組成の決定と鏡下にて強磁性鉱物の種類の確認。
- 3) 帯磁率、 $\beta$ -比を求め、岩石薄片の観察結果を加え、各露頭の交流消磁の磁場強度決定、試料の一括処理をおこなうNRM方向を求める。
- 4) 採集岩石の風化、変成作用の程度確認のため、鏡下での岩石学的記載。

熱水変質などで、岩石生成時のTRMが消失したものを除外すれば、変成作用の時期が推定可能な試料については、NRM方向を求める。

各地域の結果については、本学会に毎年報告をおこなうこととするが、今回は5つの地域の相互の関連について考察を加える。

海底玄武岩の磁気的性質

高橋 真二 百瀬 寛一  
(神戸大理) (信州大理)

海洋においては、すでに磁気異常の縞模様を観測され、そのことがどのような原因によるものであるかが、現在問題とされている。海洋地殻を構成する海底玄武岩の磁気的性質を調べるといふことの意義は、海底玄武岩に含まれる強磁性鉱物の低温酸化や高温酸化の機構を明らかにし、海底玄武岩に特徴的な磁気的性質を探り出すことにより、海底玄武岩の生成条件や生成環境の推察や海洋底の磁気異常の縞模様の源へのアプローチに役立つことにあると筆者は考える。

筆者は、DSDP Leg 58 四国海盆 Site 443の海底玄武岩のボーリングコア試料31個に含まれる強磁性鉱物の  $J_s$ - $T$  曲線の測定、X線回折、顕微鏡観察、EPMAによる化学分析等の実験・観察を行い次のような結論を得た。

- 1) 本研究に使用した試料のチタノマグネタイトにも、海底玄武岩に特徴的とされる非可逆変化を示す熱磁化曲線を描くものが見られた。
- 2) 本研究に使用した試料のチタノマグネタイトの  $\alpha$  値は、0.60~0.80であり、従来の報告 (e.g. Thomson and Hall, 1978; Hamano et al, 1979) では、0.60 程度であるのに対して若干の幅を示しているが、海底玄武岩の特徴を示す値である。
- 3) 本研究に使用した試料中に  $J_s$ - $T$  曲線から判断して、高温酸化を受けたとされる試料がある。だが、反射顕微鏡下では、イルメナイトラウムの見あたらない層が明らかになった。
- 4) 本研究に使用した試料のチタノマグネタイトの格子定数は、従来の報告 (e.g. Ozima and Sakamoto, 1971) とおり、低温酸化により減少することが明らかになった。
- 5) 本研究に使用した試料の磁気的性質は、埋削深度、磁化方向との相関は、あまり見られず、むしろその試料の岩石学的相違に相関すると思われる。

またこの研究により、いくつかの興味深いデータが得られた。それは、以下に示すとおりである。

- 1) 非可逆的な  $J_s$ - $T$  曲線を示す試料に熱処理を施すことにより、キックリ-温度が下がる。また決して可逆的な  $J_s$ - $T$  曲線は示さない (熱処理後の  $J_s$ - $T$  曲線測定)。
- 2) 低温酸化を受けていると思われる試料は、肉眼および顕微鏡観察により、急冷条件のもとに生成された玄武岩であるか、または硫化鉄鉱物に乏しい玄武岩であるか判断できる。

1) の事柄に関して解釈を加えるなら、それは、 $J_s$ - $T$  曲線測定中および熱処理中に、試料である強磁性鉱物になんらかの化学変化が起こり、それは、常に熱的に不安定な変化であることを推察できる。2) の事柄に関しては、低温酸化を受ける岩石学的条件があり、それがチタノの組成、岩石生成条件に深く結びついているということを推察させる。

今後の課題としては、上述のような化学変化が、どのような変化であるかを詳しく調べること、そして、硫化鉄鉱物や急冷という岩石生成条件が、どのような原因のもとに、低温酸化を支配するのかを明らかにする必要があると筆者は考える。

# チタノマグネタイトを含む安山岩類の 非可逆的 $J_s-T$ 曲線と二段階の相変化

井上 喜嗣  
(信州大・理)

チタノマグネタイト (Ti-Mgh) を含む安山岩類のうち、初生酸化を有堯に被っていない27個の試料についてその非可逆的  $J_s-T$  曲線と強磁性鉱物の相変化との関係を調べた。結果のうち重要と思われるものは次のとおりである。

- (1) 安山岩類においてチタノマグネタイトはチタノマグネタイト (Ti-Mt) より量的にかなり少ない。  $J_s-T$  測定 (常温  $\approx 600^\circ\text{C}$ ; 真空中  $\sim 0.5 \text{ Pa}$ ) の加熱によりチタノマグネタイト相のみならず、それに接するチタノマグネタイトもまた相変化を被る。
- (2) 相変化は二段階に大別できる。より低温で進行する反応は unmixing にほぼ対比でき、より高温での反応は仮りに「mixing」と呼ぶものとする (下図参照)。後者は  $600^\circ\text{C}$  以上に始まることが多い。  $J_s-T$  曲線 (常温  $\approx 600^\circ\text{C}$ ) に現われないことが多い。
- (3) これら二段階の相変化を用いて、様々なタイプの非可逆的  $J_s-T$  曲線を説明できるが、相変化が  $J_s-T$  曲線の非可逆性となって現われない場合も多い。

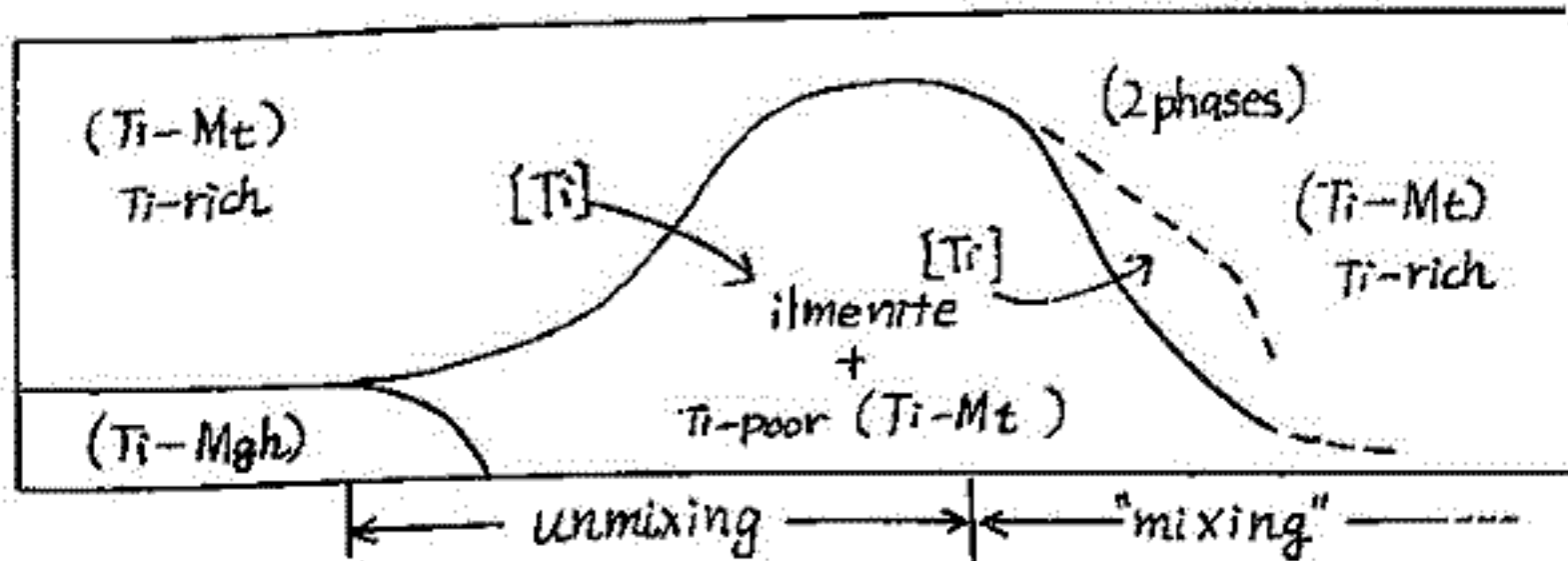
比較的低温で ( $250 \sim 500^\circ\text{C}$ ) 進行する unmixing の特徴は以下の通り。

- (1) チタノマグネタイトの unmixing に始まり ( $200 \sim 300^\circ\text{C}$  のことが多い)、しだいにチタノマグネタイト粒子の中心部に向かって進行する。
- (2) unmixing 生成物のラメラはチタン含有量の多いイルメナイトがほとんどである。
- (3) 反応の進行の程度は粒子毎に異なる。従って、個々の粒子、あるいは一粒子内部の部分部分で様々なキュリー点を持つ相が生じていると考えられるが、  $J_s-T$  測定の場合、それらのうち最も高い部類の  $500 \sim 570^\circ\text{C}$  としたキュリー点が観測される。

より高い温度で ( $600^\circ\text{C}$  以上のことが多い) 進行する「mixing」の特徴は以下の通り。

- (1) unmixing により生じたイルメナイトラメラが消失し、比較的均一なチタノマグネタイトを生じて、キュリー点の下降が観測される。
- (2) 「mixing」の過程で、チタン含有量の異なる二相のチタノマグネタイトを生じることがある。また、「mixing」が完全でなく、粒子の周縁部や割れ目に沿った部分に微小なラメラが残っている場合もある。
- (3) 反応は一個の粒子全体に起こるようであるが、個々の粒子によって反応の起こる温度はまちまちであることが多い。その結果、かなり高温 ( $\sim 800^\circ\text{C}$ ) の熱処理を施すまでキュリー点が明瞭でない  $J_s-T$  曲線が得られることも多い。

⇒ Heat Treatment in Vacuum



百瀬 寛一 永井 寛之 船木 實  
 信州大. 理. 信州大. 理. 極地研.

隕石の磁性は含まれてゐる金属粒子に依存するところが大きい。隕石の小破片半ばも組成を異にする金属粒子が複数存在すると思へらるゝので  $J_s-T$  曲線もまた複雑な曲線となると思われ。

Fe-Ni alloy の磁性は Ni content によつて変化し、Ni の含有量によつては同一試料であつても加熱速度や加熱温度によつては  $J_s-T$  曲線の形は変化する。ゆゑ、phase-transition temp. と Curie temp. は区別のつかない場合がある。

筆者らは、隕石の Metallic component の分析結果により Fe-Ni alloy を合成し、その  $J_s-T$  曲線や Hysteresis 量を測定した。今予報は Fe-Ni alloy について最も信頼のおけると思はれる Crangle-Hallam 他 の研究結果を参考として、まずこれらの alloy が確かな alloy であること、その  $J_s-T$  曲線について報告する。

今後は必要なる Ni content の alloy を作ることに、実際の隕石分析値に似せてこれら alloy 粒子を配合して  $J_s-T$  の測定や残留磁化及び加熱実験を進める予定である。

1. J. Crangle and G.C. Hallam (1963) Proc. Roy. Soc. A. 272, 119-132.
2. J. Crangle and G.H. Goodman (1971) Proc. Roy. Soc. A. 321, 477-491.

新妻信明・真野稔正・南里宗弘・荒井章司

(静岡大理地球科学) (筑波大地球科学系)

近年, MAGSAT 等による人工衛星磁気測量が行われるようになり, 地下深部の磁氣的状態を知ることもできるようになってきた。このような地球深部の磁氣的状態に対して岩石学的, 鉱物学的な基礎を与える必要がある。今回は日本において入手できるマントルおよび地殻物質の岩石磁氣的性質を調べたので報告する。

本研究に用いた試料は①東北日本の秋田県男鹿半島一ノ目湯と三ノ目湯のカルクアルカリ安山岩ないし高アルミ玄武岩の爆発的な噴火にともなって地下深部から地表へ持ち上げられてきた岩片と, ②西南日本の佐賀県高島および鹿嶋のアルカリカンラン石玄武岩流岩中の捕獲岩である(下表参照)。

測定は広域式熱磁気天秤による熱磁気特性 ( $10^{-3} \sim 10^{-7}$  Torr 真空, 500mT, 500°C/hr), および高感度全自動無定位磁カ計 ADAM と 3 軸 AF 消磁装置 (新妻・小山, 1981 静大地研報 5) による残留磁気について行なった。また, 岩石薄片の光学顕微鏡観察と EPMA による化学成分の分析も行なった。

上部地殻物質 (内緑岩) にはキュリー-臭 500~520°C の磁鉄鉱があり, 残留磁気は AFdemag で  $1 \times 10^{-2}$  から  $1 \times 10^{-4}$  emu/g へと約 100 分の 1 に減ずる。ただし, 高島産のものは玄武岩流岩の熱のため一部再熔融し, 磁性鉱物も変化しており, キュリー-臭は 500°C と変らないうえ, AFdemag によっても残留磁気強度を余り減じない。

下部地殻物質 (はんれい岩) のキュリー-臭は 400~570°C で磁鉄鉱を主体としてスピネルを含むものも多く, これらの残留磁気強度は AFdemag によっても余り減じない。一ノ目湯産の R-Hb はんれい岩は 350°C のキュリー-臭をもち, 残留磁気は AFdemag により  $1 \times 10^{-2}$  から  $3 \times 10^{-5}$  emu/g へと 30 分の 1 に減ずる。この磁性鉱物はスピネルを主体としている。

マントル物質 (超マフィック岩) のキュリー-臭は 770°C で Crスピネルを磁性鉱物として有し,  $1 \times 10^{-5}$  emu/g と地殻物質より 2~3 桁小さい残留磁気強度をもち, AFdemag による強度変化はほとんどない。

岩石名	東北日本		西南日本	
	一ノ目湯	三ノ目湯	高島	鹿嶋
上部地殻物質 $5 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-2}$ emu/g	Qz Diorite Diorite	1* (520°C)	1 (500°C)	
下部地殻物質 $2 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^{-3}$ emu/g	Hb Gabbro	3 (400, 450, 570)		
	Hb-Px Gabbro	1 (300+500)		
	Px-Hb Gabbro	2* (350)		
	Cpx Gabbro			1 (550)
マントル物質 $4 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-5}$ emu/g	Websterite	1 (770)		
	Lherzolite	2 (770)		
	Dunite			1 (770)

Qz 石英 Hb 角閃石  
Px 輝石 Cpx 単斜輝石

試料数 (キュリー-臭)  
\* AFdemag で残留磁気強度を著しく減ずるもの

堂面春雄, 福田正二郎  
山口大・教育・物理

山口県北部・萩地域の第四紀玄武岩の古地磁気关于(岩石磁気的性質については、これまで、くり返し報告しているが(たとえば、Domen 1980)、今回は、萩市近傍の同種の岩石について、NRM などの測定結果を述べたので、その概要を示す。

萩市近傍の5地点、10地点より、10数cm立方の玄武岩大塊試料を採取、それぞれより数個の円柱状試料(φ2.5cm × 2.5cm)を切り出し、無定位磁力計を用いて、これらのNRMを測定した。

パイロット試料によるAF消磁では、AF強度の増加とともに、 $\alpha_{90\%}$  はむしろ増大し、K値は減少を示した。MDF値は200 Oe程度であるが、このときの $\alpha$ 及びK値は、それぞれNRMに対するこれらの値の約2倍及び1/4倍程度であり、AF・400 Oeで、これらは、それぞれ約2.5倍及び約1/5倍となり、古地磁気資料としては、一般NRMに関するデータを引用しておく。

今回の試料については、全て Normal・NRMで、Reversed のものは見出されなかった。

Domen, H. 1980; Rock Mag. & Palaeogeophys., 7, 59-60.

堂面春雄, 堀 文子  
山口大・教育・物理

山口県東南部・屋代島を主とする地域の、新第三紀火山岩のNRMなどの測定結果については、すでに報告して来た(たとえば, Domen, Muneoka & Kimura 1977)が、今回は、同地域・平郡島及び室津半島の試料についてのNRM測定結果を本す。

試料は、平郡島及び室津半島の、それぞれほぼ全域を占める安山岩で、屋代島試料と同じく、いわゆる瀬戸内火山岩類(第三紀)のものである。

平郡島西半分の地点、室津半島の地点より、約100個の種りごとの試料を採取し、無定位磁石計を用いて、これらのNRMを測定した。

NRM方位は、試料採取地点ごとに、ほぼよいまじりを示すものが多く、全試料については、N-S方向の犬円上に分布し、Normal-Reversed NRMは、半数ずつである。

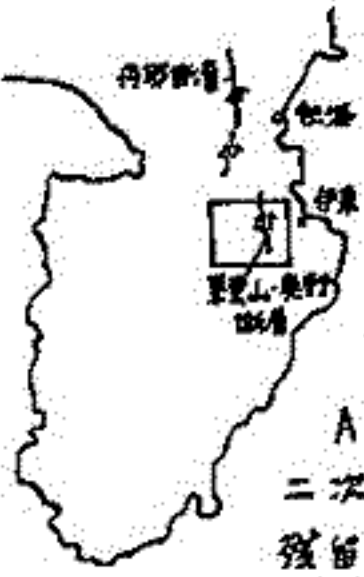
地点ごとの、V & P による Polarity Class では、Reversed の地点がやや多い。

Domen, H., H. Muneoka & M. Kimura 1977; Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 26 (2), 53-62.



小山真人

(静岡大理地球科学)



伊豆半島北東部に分布する守佐美火山として知られる更新世の火山噴出物およびその基盤の第三紀～第四紀火山岩類の層位学的調査と古地磁気学的な検討を行なった。この研究に用いた試料は玄武岩、安山岩、石英安山岩の岩溶岩、シルト岩、凝灰質シルト岩、凝灰岩である。試料採取は同一層準の複数の地点を含む100地点において行ない、測定には高感度自動無定位磁カ計ADAM(新妻・小山, 1981静岡大理地球科学研報5)を用い、AF消磁は三軸AF消磁装置(同上)にて19mT(190Oe)まで行なった。二次的な不安定成分は15mTのAF消磁で除去できることがわかった。

残留磁気測定の結果、伏角についてはどの層準においても現在の緯度で北極点に磁極を置いた場合と比べ著しい差は認められない。しかし偏角はほぼ全層準において現在の北から反時計まわり方向にずれる傾向を有し、しかも層準の違いによるずれの大きさの差は認められない。厳密な検討を行なうため守佐美火山噴出物の溶岩のうち広域に遡跡できる2層準(US-IIおよびIV)の柱状試料をそれぞれ異なる9地点で採取測定した(図2)。その結果II, IVともに採取地点の異なる試料の方向に有意な差が認められ、東部ほど偏角は反時計まわりにずれ伏角は小さくなるという変化が認められた。もとは等しかったと考えられるII, IVそれぞれの残留磁気ベクトルに、このような場所によって程度の異なる変化をもちうる地殻変動の向きと大きさを計算した結果、US-II, IVの残留磁気ベクトルの現在の分布は、N20°Eの走向とほぼ垂直な断面を有し、左傾ずれ型でかつ東部側の傾ずれ成分を有する斜めすべり断層(傾ずれ: 横ずれ =  $\tan 20^\circ$ , 図1)をこれらの採取地点の東側に仮定し、その断層東側の地塊の相對運動によって西側の地塊がひきずられたとした場合に最もよく説明できることがわかった。それぞれの採取地点におけるこのひきずりによる水平回転成分と傾動成分に分けて図3に示す。またこの斜めすべり断層はその位置、走向傾斜、変位のセンスから今回の地質調査で発見された東葉山-奥野断層と一致する。

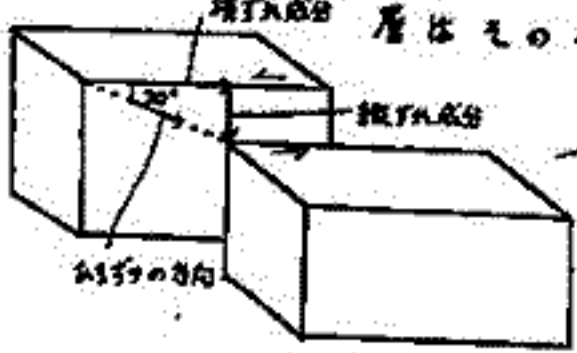
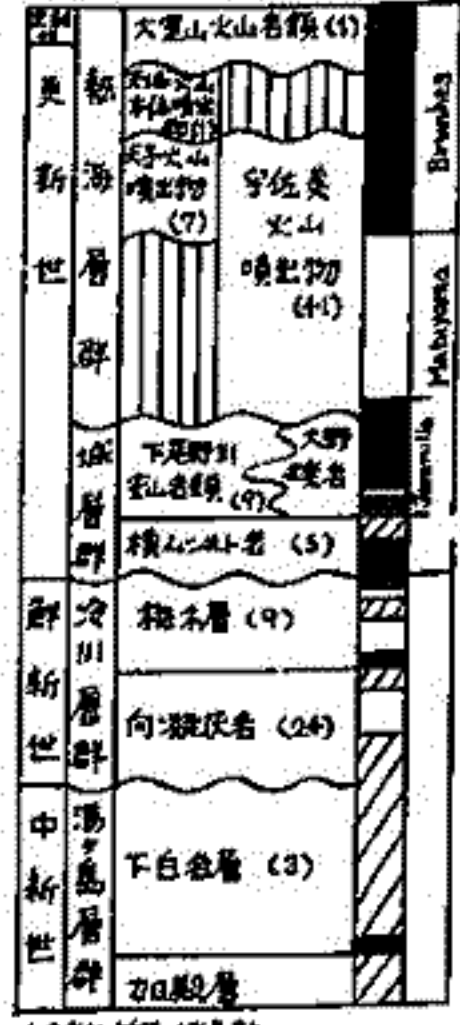


図2 傾斜修正後  
標高はdss信頼円  
2はUS-II, 4はUS-IV

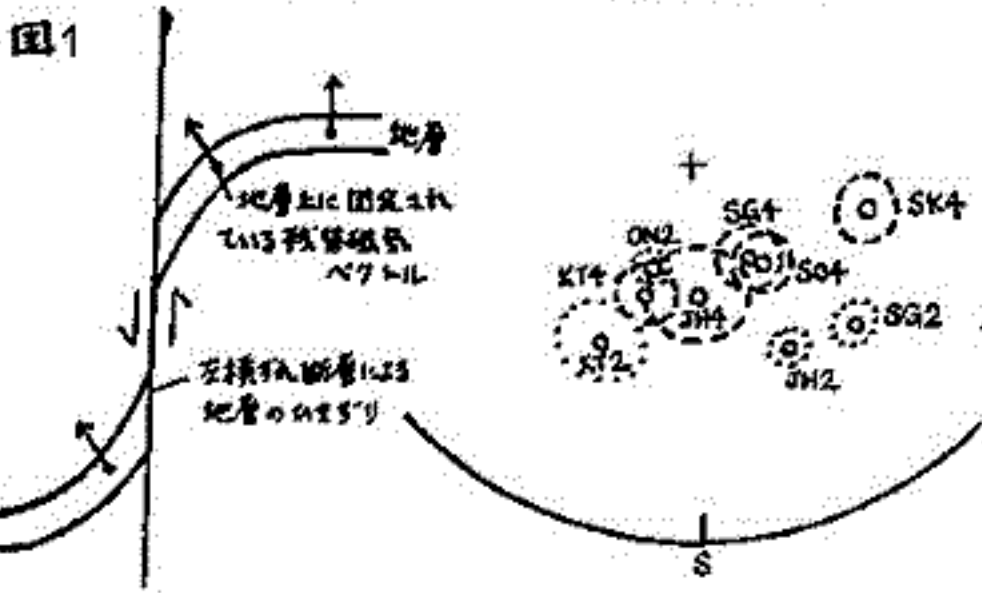
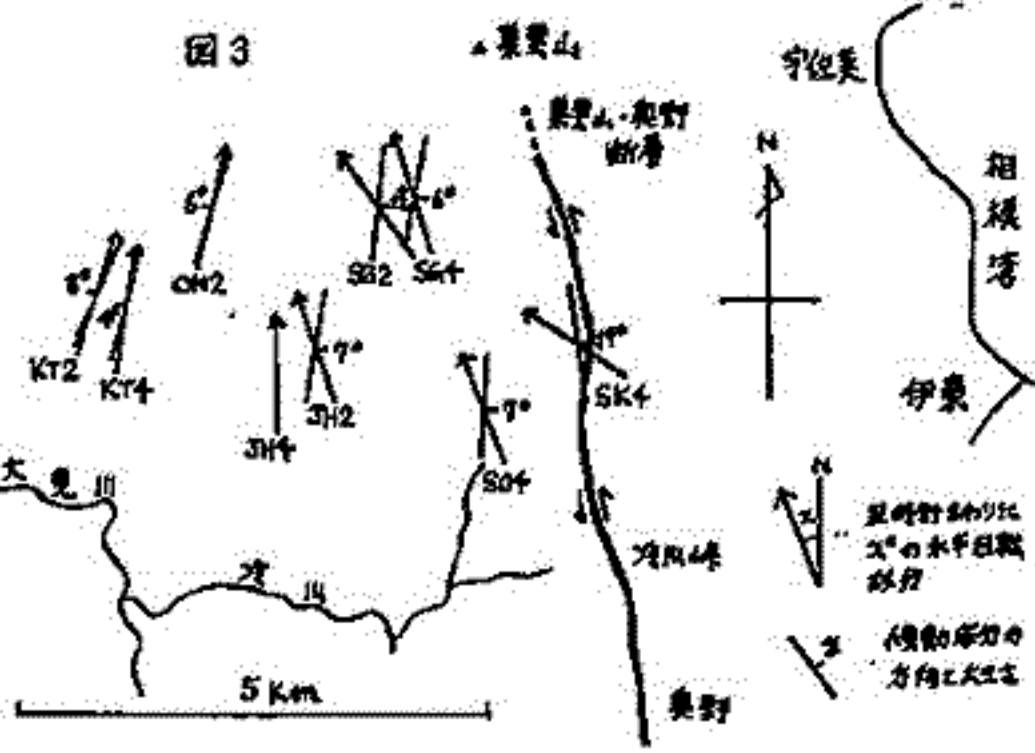


図1 左傾ずれ断層US-II 地層のひきずり  
図3 地質調査で発見された東葉山-奥野断層と一致する。

# 瀬戸内火山岩類の古地磁気

## (I) 小豆島地域を中心として

島房 雅之, 山崎 俊嗣, 石塚 恭一, 塩場 夏隆  
京都大学 理学部 地質学鉱物学教室

瀬戸内火山岩類は、九州東部大分より千葉銚子に至るまで、ほぼ日本列島の西北の方向へ平行に分布している。これらの活動時期は中期中新世の増進の時期に限られることと明らかになり、当時のプレート運動の様式と密接な関係がある。このことが予想される。

従って、今回瀬戸内火山岩類の1つの type locality と考えられる香川県小豆島地域に分布する瀬戸内火山岩類による2 standard paleomagnetic-stratigraphy を作製し、これにより各地域との対比を試みる。これにより、瀬戸内火山岩類の活動様式、時期をより明確にできると考えられる。

小豆島地域については現在まで得られている古地磁気及び放射年代の data は下記の表にまとめている。放射年代のうち、K/Ar年代は筑、横山(1978)による。2 F.T.年代は達磨の一人山崎による。最近求められたものがある。これによると、この地域では14 Maに酸性の火山活動があり、その休止期の後12 Ma前後に安山岩(ササトドの活動と特徴とする)の噴出があり、最後に主武岩類の火山活動があり、と推定される。

古地磁気極性は、下位の酸性岩の活動(この時期には Reversed)であり、上位の安山岩の活動期は Normal → Reversed と変化し、最後の主武岩の活動期は再び Normal と変化し、と推定される。現在までの知識では、周辺の高松地域でも安山岩の活動時期は Reversed の時期にほとんど限られている。これらのことから瀬戸内火山岩類の相互の対比、と可能によりつづきと推定され、活動時期の lateral を変化と推論できると考えられる。

Geologic Unit (Tatsumi, 1980)		HRM	Radiometric Age (Ma)
Kankakei volcanics	Shirahama basalt	N+	13.6 ± 1.4 K/Ar ***
	Hito andesite	N+	11.2 ± 0.6 K/Ar *
	Fuji-Toge sand and gravel		
	Seihou andesite		11.1 ± 0.6 K/Ar *
	Hoshigajo andesite		
	Kaerugo-ike pyroclastics, andesite, basalt	R+	
	Dan-Yama andesite	R+	
	Kiyotaki andesite	R+	
	Shin-Kaerugo-ike pyroclastics		
	Choshikei andesite	I+	11.6 ± 0.6 K/Ar *
Kamikake-Yama pyroclastics			
Oto-Zan andesite	N+		
Sakate volcanics	Oyayubi-dake dacite	R+	
	Miya-Yama dacite		
	Furus rhyolite	R+	14.3 ± 1.5 F.T. **
	Kojima dacite	R++	13.8 ± 1.0 F.T. **
	Sakate-Seto tuff breccia Inotani tuff	N++	

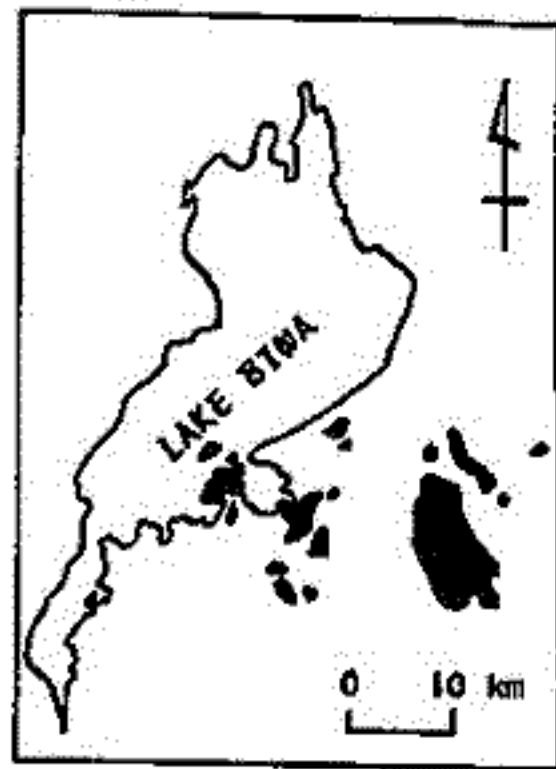
+ Torii & Tatsumi (1980), ++ Yamazaki (1981)  
\* Tatsumi & Yokoyama (1978), \*\* Yamazaki (1981), \*\*\* unpublished data

島居 雅之\*, 神崎 智昭\*\*, 林田 明\*, 横山 卓雄\*\*  
\* 東大 理 地 誌, \*\* 同志社大 工

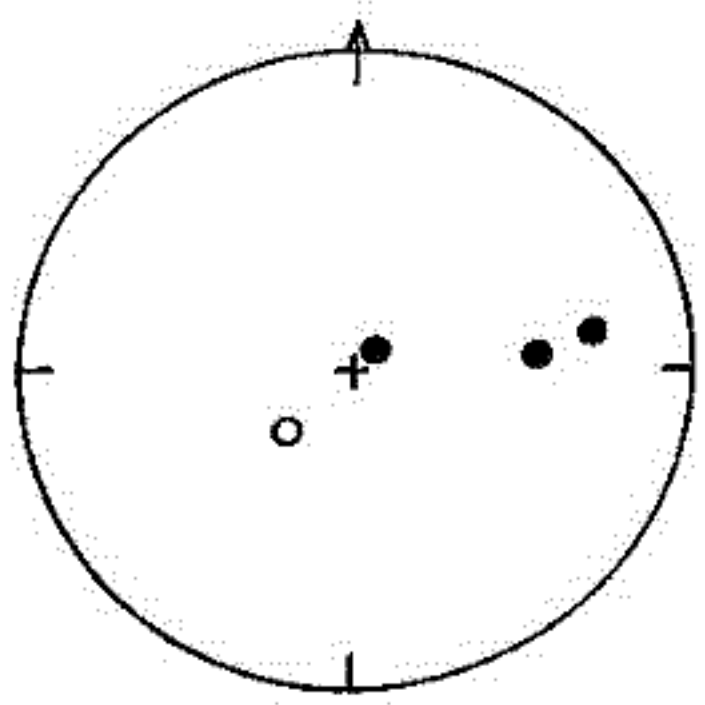
滋賀県の琵琶湖東岸から鈴鹿山脈にかけて分布する酸性の火山岩類, 及び侵入岩類は, 湖東流紋岩類と呼ばれ, その活動時期は白亜紀と考えられている。今回これらの中から一部について予報的に NRM 測定の結果を得たので, その結果を報告する。

湖東流紋岩類の分布は, 最近の西川他(1979)によると, 鈴鹿山脈沿いの主岩体と, 湖東平野に点在するいくつかの孤立岩体に分けて考えられている。前者については, 主としてニットとシロは, 下位より佐呂沼凝灰岩, 葦原(カバウ)流紋凝灰岩, 泰在(1923)石英斑岩, 八尾山火砕岩, 又上花崗斑岩等々である。一方後者の平野部の岩体と前者との対応は現状では不明である。Seki(1978)によると,  $Rb/Sr$ 法による2つの isochron age が求められており, 天々  $75.2 \pm 2.4 Ma$ ,  $121 \pm 35 Ma$  である。これらの年代は西川他(1979)の分布などのように対応するのは不明確であるが, 西南日本内帯の白亜紀酸性火山岩類と共通の年代を示していると考えられることは可能である。

NRM 測定はほぼ全岩率からの試料について行われ, 213点, 今回の中には下位の層の流紋凝灰岩と葦原流紋凝灰岩について詳しく検討を行った。葦原流紋凝灰岩は厚さ約450mであり, 多くの場所で立派な柱状節理の発達を認められる。6 site より試料を得た。NRM の強度  $10^{-5} emu/gr$  以下であり, 又交流消磁に対する安定性も様々である。4 site の結果を古地磁気学的方法に適用することによる結果を思われ, それによれば地層の下位より上位へ向って  $Normal \rightarrow Reversed \rightarrow Normal$  という polarity change が認められる。又, NRM の方向は著しく変換(2通り), 西南日本白亜紀の pole position を考えれば興味深い。



湖東流紋岩の分布図



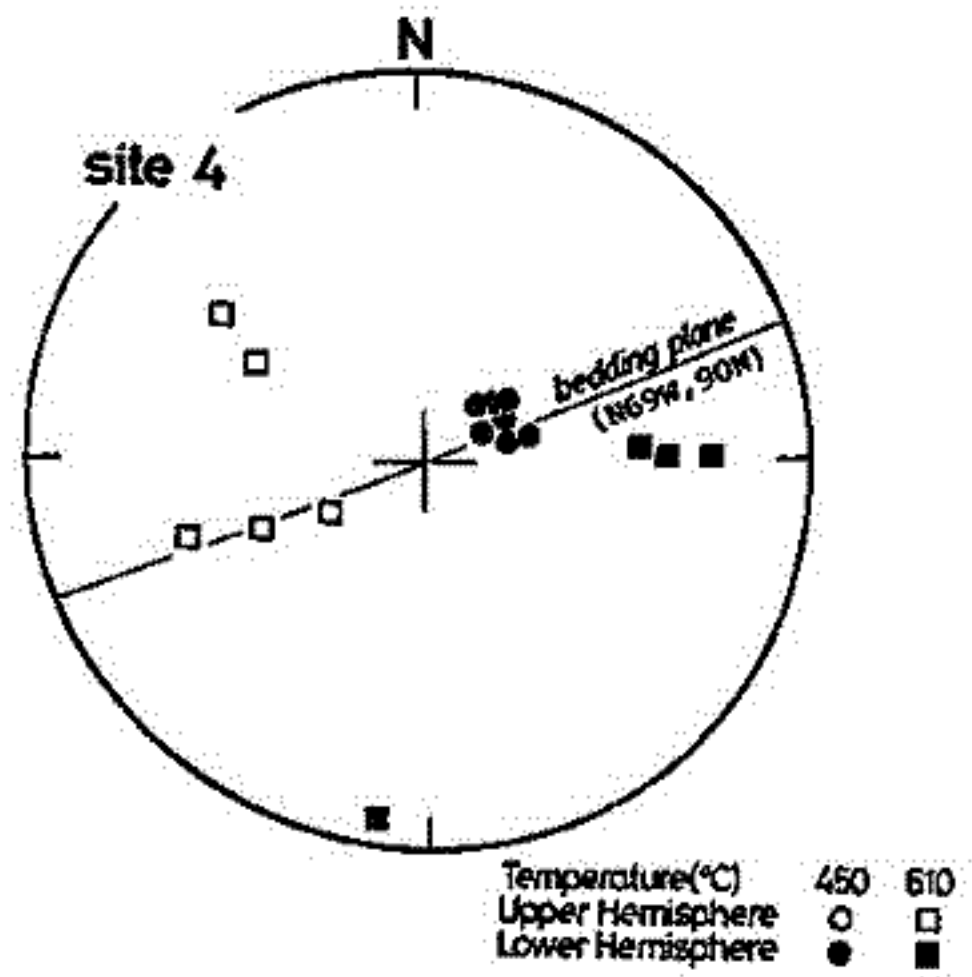
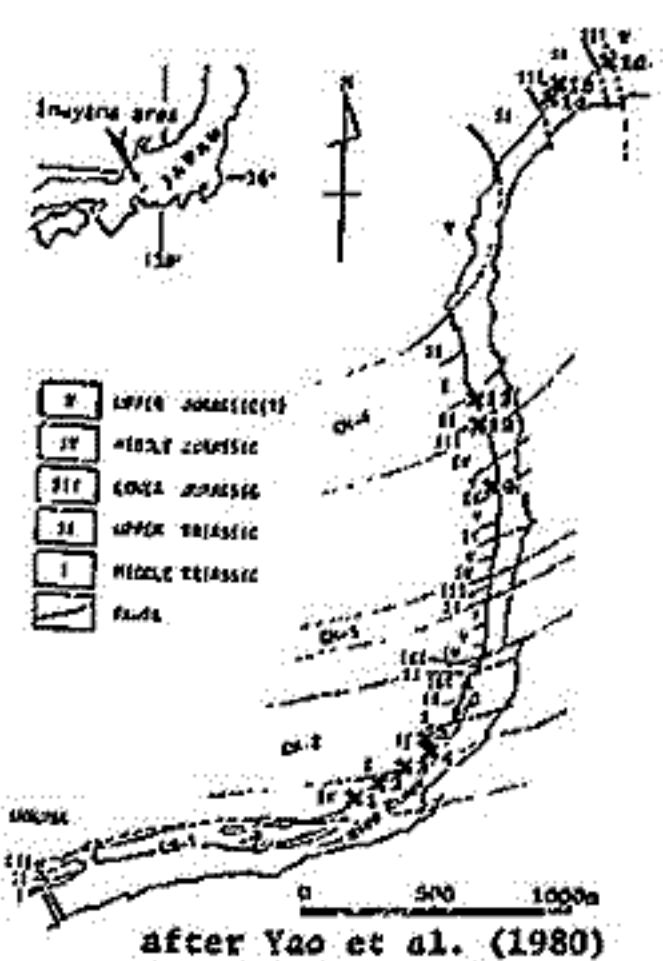
葦原流紋凝灰岩の NRM の Site Mean Direction (after AFD)

渡谷秀敏 笹嶋貞雄  
(京大・理)

赤色チャートは古地磁気用試料として利用する試みとして、著者は、大山地域木曾河岸に分布する美濃帯の赤色チャートを取扱ってきた。本地域は ①年代が Yao et al. (1980) によって明らかにされている事 (M.R. ~ L.Jr.) ②露出が良く、保存の良い試料が連続的に得られる事 ③ M.Jr. の砂質泥岩も得られ、それとの比較が可能である事、等の利点を持っている。交流消磁を用いた結果については、これらの内 M.R. のチャートと M.Jr. の砂質泥岩のみが安定で、bedding plane に近い方向の磁化を持っている事を前回報告した。今回は、熱消磁によって、それらのチャートの一部からブロッキング温度が 550°C 以上の新しい成分が見出されたので報告する。

熱消磁は site 3, 4 の赤色チャートと site 2 の赤色砂質泥岩について行っている。消磁炉中の残留磁場に留意し (< 10%)、また炉から試料を取り出した後も無磁場空間に保存して粘性残留磁化を獲得しないように注意を払った。温度は ± 10°C 以下の制御を行なった。この内 site 3, 4 の赤色チャートは 10<sup>-6</sup> emu/g 程度の磁化強度を持ち、熱消磁を行なうと 450°C で交流消磁によって得られた方向の近くにはまとまりの良い cluster を作る。さらに 610°C まで消磁すると磁化は数% (約 5 × 10<sup>-6</sup> emu/g) 以下まで減少して antipodal な 2 つの方向に別かれた。この高温成分は試料散が十分でないものの、同一層序では同一の polarity を示した。site 6 は交流消磁でもまとまりが悪かったが、熱消磁の結果も site 3, 4 で見られた 450°C での clustering が見られず、600°C 付近まで消磁しても明らかに指摘し得る antipodal な磁化は見出せなかった。

site 2 の砂質泥岩を 450°C まで消磁すると site 2, 3 のチャートと殆ど同じ方向を向く。しかし 600°C まで消磁した結果はまとまらなかった。このブロッキング温度の低い方の成分がチャートと砂質泥岩で殆ど同じ磁化方向を持つ事は、この磁化が同時に獲得されたものである事を示唆するようと思われる。現在、交流消磁で不安定であった試料についても熱消磁実験を実施中で、その結果も併わせて、これらの磁化について検討を加える。



# 韓半島の慶尚層群(白亜紀)の古地磁気

笠嶋 貞雄・乙藤 洋一郎 ・ 貞 振権・関 庚徳  
(京都大・理) (延世大・理)

韓半島の岩石の示す古地磁気は、日本弧の古位置を考える点で重要である。日本弧から報告された数多くの白亜紀のデータは、偏角が現在の値と著しく異なり、このことを示している。一方は数少ない韓半島の白亜紀のデータは Gurarii et al. (1966), Kienzie & Scharon (1966), Ito & Tokieda (1980) によって報告されているにすぎない。またこれら三つの報告された VGP は、たゞ一致しない。日本弧の古位置決定の信頼性は、信頼できる韓半島のデータの集積に依存している。

堆積物の磁気は、地層の傾きの補正ができれば、信頼できる古地磁気データを提供できる。韓半島の東南部に白亜紀に堆積した慶尚(Gyonzan)層群が分布する。慶尚層群の最下部から最上部までハヤ所々129個の試料採取を行い、白亜紀の古地磁気を探めた。

慶尚層群は、火成岩層群と火山岩を含む上位の新羅亞層群(Sinra Series)と、火成岩層群を含む下部の洛東層群(Nagdong Series)に、層序によって分けられる。洛東亞層群の最下部は花崗岩から下部白亜系と見られる。新羅亞層群を貫ぬく花崗岩類の K-Ar年代は 68~88 Ma. であり(李, 1980), 慶尚層群は白亜紀の地層と見られる。

各サイトから4個の試料をとり出し、熱および交流磁場による段階消磁を行い、消磁に対する磁化の安定性を検討し、各サイトに最適の消磁温度、磁場を探めた。新羅亞層群上部の採葉山(Chae yagsan)累層の安山岩は、熱および交流両段階消磁で磁化方向が極めて大きい変化を示すばかりか、全試料の磁化方向の  $k$  は3以下だった。洛東亞層群の最下部の洛東累層の砂岩は、磁化の強度が低く( $< 10^{-8}$  oer/g)測定できなかった。上記の2サイトと白羅亞層群中の地層面不明の玄武岩類のサイトを除く、5サイトの消磁および地層の傾きの補正後のデータを得た(表1)。

5サイトすべて Normal を示した。これらの試料は熱および交流両段階消磁に耐えて安定した磁化を示した。Reverse の磁化を示すサイトが1つあるが、二次的の Normal 成分による、二次成分の Reverse が隠蔽されていると考えるより、Normal の極性が支配的だ、た白亜紀に獲得した初生磁化と考えるのがもっとも合理的。5サイトの平均値は次のとおりである;  $D = 26^\circ$ ,  $I = 63^\circ$ , VGP ( $68^\circ N$ ,  $187^\circ E$ ),  $\alpha_{95} = 13^\circ$ 。

Table 1. Results of paleomagnetic measurements

Site	Rock Type	N	Demagnetization	D	I	$\alpha_{95}$	(V.G.P.)	
							Lat.	Long.
Yuchon	Andesite	22	200 Oe	20.8	57.7	19.4	73.2N	203.6E
Haegwon	Basalt	6	300 Oe	6.6	66.3	5.1	76.3	147.3
Chilgog	Shale	27	NRM	29.0	65.4	3.4	65.2	179.4
Jinju	Sandstone	31	150°C 300 Oe	or 53.1	60.1	7.5	48.4	193.6
Haandong	Sandstone	20	300 Oe	18.8	58.8	7.5	74.5	196.3

今回求めた VGP と今まで報告されたデータを比較して次の事がわかった。

- (1) VGP は堆積物から求めた Gurarii et al. (1966) の値と極めてよく一致し、火山岩、礫岩から求めた結果と一致している。
- (2) VGP はアジア大陸東部から求めた VGP (McElhinny, 1973) と極めて近い値を示す。

以上の事実から韓半島の堆積物の持つ残留磁化は、このように古地磁気を示すことがわかった。この結果に基づき、韓半島とアジア大陸東部には白亜紀以降に相対運動はなかったと考える。

# マクマードサウインド地域のビーコン累層群と 基盤岩の古地磁気

植木 実  
極地研究所

南極マクマードサウインド地域には広い露岩地域があり、アレカンアリアンの基盤岩から現在噴火中の火山岩まで、種々の岩石が分布している。露岩面積の極端に少ない南極で種々の年代の資料を採集することは困難で、その点からこの地域は古地磁気学的研究に向いている地域と考えられる。ここではオド紀の火山岩とジュラ紀のフェラートライトの古地磁気について報告したので、今回はビーコン累層群と基盤の古地磁気について報告する。

ビーコン累層群は、砂岩を主体とする厚さ4000m以上の地層と考えられ、所々に化石を産するニヒロウ、イブニ紀〜ジュラ紀にわたるの堆積岩と考えられている。この層は水平に堆積し、その後褶曲などの変動を受けたことが知られている。この累層群の主な分布地は Allan Hills, Carapace Nunatak, Mt. Circe, Mt. Fleming, それに Mt. Knobhead から合計20個の資料を採集し、SQUID で測定した。3億5千万年前後の花崗岩、貫入岩、それに変成岩類、合計185個を Taylor Valley と Wright Valley で採集し、その NRM を測定した。

測定結果 Mt. Circe の資料の一部、Mt. Fleming の大部分、Allan Hills のビーコン累層群の資料は交流消磁に対して安定な NRM を持つ。Mt. Knobhead と一部の Mt. Fleming と Allan Hills は不安定な NRM を持つ。Mt. Knobhead の資料の NRM は強さに関係なく不安定であるがその他は、 $1.9 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$  以上は安定、 $9 \times 10^{-7}$  以下は不安定である。VGP の値は Allan Hills と Mt. Fleming でハラツキが小さく求めらることを示している。Mt. Knobhead, Mt. Circe, Carapace Nunatak については、下図に示したような値を得たことを示す。

Wright Valley と Taylor Valley の基盤岩と貫入岩の NRM は、一般に交流消磁に対して安定である。NRM の方向は Bull et al 1960, 1961 の、この地域での求めた値 (Incl =  $-64^\circ$ , Decl =  $247^\circ$ ) に近い値と得た。

以上の結果、マクマードサウインド地域のジュラ紀以前の岩石の NRM は、すべて E に磁化し、フェラートライトの NRM はよく似た E 方向を向いている。このことから、この地域は 160 my 前のフェラートの貫入により、広く焼き直されていると考えられる。

	N	INC	DEC	K	95	Plat	Plon
ALLAN HILLS	22	-71.2	230.4	1.9	31.7		
CARAPACE NUNATAK	4	-73.1	200.6	17.8	22.3	46.2 s	174.8
MT. FLEMING	25	-68.5	213.8	1.6	35.9		
MT. CIRCE	27	-80.1	254.6	26.1	5.6	64.5 s	238.7
MT. KNOBHEAD	85	-82.1	241.3	11.1	4.8	66.1 s	197.2

広岡公夫, 酒井英男, 伊達智弘, 新田町谷司, 中島正志, 服部勇  
(富山大・理) (福井大・教育)

三疊系とさへ: いる美濃帯緑色岩類の古地磁気学的研究によつて, 二本等の緑色岩は低緯度赤道地域で磁化した後, 北上し, 現在の位置に到達したことが判明した。(Hattori and Hirooka, 1974)。一方, 東北および西南日本は, 白亜紀花崗岩類の残留磁化傾向より, 当時既に, 現在と殆んど変わらない緯度にあったことが知られたい (Kawai et al, 1971)。従つて, 中生代三疊紀, ジュラ紀は, 日本列島形成史の上で重要な時代にあたる。今回は中部地方の美濃帯, 信濃外縁帯の堆積岩および信濃帯古期花崗岩類の古地磁気測定を行つた結果について報告する。

美濃帯では, 関ヶ原, 犬山, 上麻生の4地域の合計10箇所において得た中〜後期ジュラ紀の試料から, また信濃外縁帯では九頭龍川上流の4箇所と得た三疊紀, ジュラ紀の試料から測定結果がまとまらな。bedding correction を施すと偏角が北に近い方向を示す normal のグループと南に近い reverse のグループに分かれるが, いずれも伏角が非常に浅く, 本戸累層の1箇所の値を除くと26°〜28°の間におさまる。このことは, 三疊紀〜ジュラ紀に堆積した二本等の地層は低緯度にあつたことを意味する。

信濃帯古期花崗岩類は富山県有峰地区の4箇所, 石川県宮達山の4箇所から採集した試料の測定結果がまとまらな。二本等の岩体の年代は, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8 my., 16.5 my. という値が出されている。磁気測定の結果, 美濃帯, 信濃外縁帯のものは異なり偏角は北を向き, 伏角は現在と変わらない値を示している。従つて, 信濃帯は, 古期花崗岩類が侵入した中期ジュラ紀には現在と殆んど変わらない緯度にあつたことになる。

以上の結果から, ジュラ紀中後期に赤道地域で形成された美濃帯, 信濃外縁帯堆積物は北上し, 中緯度にあつた信濃帯にジュラ紀より後の時代に付似したと考えられる。

Site	N	D	I	$\alpha_{95}$	ODF(Oe)	Site	N	D	I	$\alpha_{95}$	ODF(Oe)
<b>美濃帯</b>						<b>信濃外縁帯</b>					
関ヶ原 JS(0)	10	-47.0	11.0	4.3	100	(今取層・九頭龍川層群)					
" F	8	-41.0	23.0	15.6	300	大野 PO(3)	11	-3.5	-26.3	12.0	100
上麻生 JS(8)	10	-26.8	15.2	8.2	200	" PO(4)	13	46.2	6.4	9.8	300
" F	9	4.0	21.0	25.7	300	(本戸累層)					
犬山 JS(5)	5	188.5	-13.7	24.7	212	大野 PO(6)	17	158.6	19.4	7.9	150
" JS(6)	5	165.7	3.2	14.6	141	" PO(7)	23	172.2	11.4	6.4	400
" JS(7)	9	-9.4	-13.1	11.5	71	" PO(9)	22	198.7	43.1	3.5	200
" F	9	173.0	10.0	17.2	100	" UH	10	29.0	-27.0	9.7	0
御嶽山 JS(9)	6	199.9	2.0	34.5	250						
" F	7	181.0	21.0	20.7	0						
<b>信濃帯</b>											
有峰 GTY(11)	9	-2.4	51.8	10.5	71						
" GTY(12)	9	-6.4	54.2	6.2	141						
宮達山 GK(0)	9	-0.8	64.2	11.2	50						
" GK(2)	8	-28.6	40.4	18.2	150						
" GK(3)	9	-11.8	53.2	17.6	100						
" GK(5)	8	6.7	53.4	6.7	100						

# Kenya, Machakos 地方の Precambrian 変成岩の古地磁気

時枝克安, 伊藤晴明, 諏訪兼位, 久米昭一  
島根大, 理 島根大, 理 名大, 理 大阪大, 教養

Kenya, Machakos 地方 (37°20'E, 1°40'S) での 10 個の Precambrian 変成岩が, 諏訪によつて採取された。この地方の地質調査は, 名古屋大学の 37°N 緯度調査によつて詳しく報告されている。採取された変成岩はついで, 3ヶ所, Psammite gneiss, 2ヶ所の Granitoid gneiss, 3ヶ所の Amphibolite, 及び, Pelitic gneiss と Hornblende gneiss が各1ヶ所ある。'Ibora Hill' での採取された Granitoid gneiss の Rb-Sr 年代は 766 ± 29 m.y. であり, K-Ar 年代は 528 ± 16 m.y. である。(Shibata and Suwa, 1979) 6ヶ所の試料は安定な残留磁気を持ち, 3ヶ所は不安定な磁気を持ち, 安定な磁気を持つ試料は, 試料各部の残留磁気方向が一致して集まっている。1ヶ所の磁化は非常に弱く測定できなかった ( $\sim 10^2$  emu/gr) 磁性鉱物は, 2ヶ所が Fe<sup>2+</sup> と Fe<sup>3+</sup> による。1ヶ所は変成時の化学変化によるものであり, 1ヶ所は VGP 軌跡を参照して求めた。古地磁気の年代は, 放射性同位元素年代とよく一致する。



細川 秀夫・日置 幸介  
東大・理

溶岩流・火山灰などの火山噴出物について、古地磁気学的研究は数多くおこなわれてきた。火山噴出物は、地表にあらわれた火山活動と言え、噴出物に対する年代学的研究から、第四紀における日本の火山の寿命は $\approx 10^5$  y. (例、久野, '火山及び火山岩')と考えられている。一方、岩脈群の貫入は、地下の火山活動と考えられるが、岩脈群の活動期間—貫入期間はどのくらいのものであろうか。また、最近、岩脈群を利用して古地力場の復元がおこなわれつつあるが、これらの岩脈群は、どれくらいのtime spanの地力場を反映したもののなのだろうか。そこで、岩脈群の貫入期間の推定を主目的として、岩脈群の古地磁気学的研究をおこなった。

宮城県仙台市西方の岩脈群についての結果を示す。この地域には、約10km四方に百本以上の安山岩質岩脈が貫入しており、走向はN45Eに卓越している。母岩は、ほぼ水平のbeddingをもつtuff (Fission track age 10 Ma)である。サンプリングは、大倉ダム下流の20本の岩脈(主として安山岩、他に玄武岩・デイサイト)についておこなった。下表に測定結果を示す。オーの特徴としては、全てリバーズの方位を持っていることである。また確定的ではないが、2つの岩脈についてのK-Ar年代( $2.1 \pm 0.5$  Ma,  $2.5 \pm 0.2$  Ma)をも考慮すると、下部松山期(1.8 ~ 2.4 Ma)の約60万年間はこの岩脈群は貫入したと思われる。オー2の特徴として、偏角が系統的にN-S方向よりズレていることである。このズレは、岩脈群の貫入期間が、磁場の永年変化を平均しうるような期間より短かった、と解釈できる。この地域全体が左回転して偏角がズレた、という可能性も否定できないが、貫入期間が短く、永年変化の一部を測定結果が示しているとする、この岩脈群の貫入期間く数万年、と推定される。

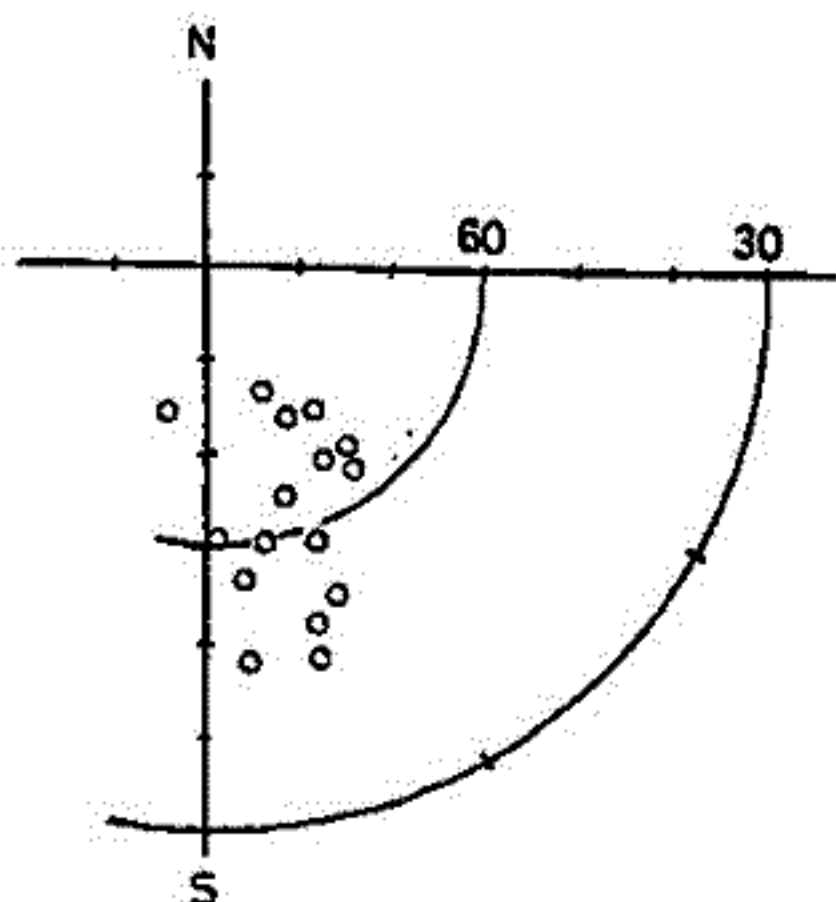


図. 右表の Field direction の投影図。

SITE	I	D	K	$\alpha_{95}$
OK01	-53.1°	157.9°	625	3.7°
02	-62.9	141.0	913	3.0
03	-66.2	148.6	1205	2.6
04	-70.8	142.1	333	5.0
05	-65.5	140.8	269	5.6
06	-72.2	150.8	399	4.6
07	-48.2	173.1	271	5.6
08	-46.7	163.5	39	14.9
09	-60.6	167.9	245	5.9
10	-64.7	161.4	265	5.7
11	-61.1	157.7	179	6.9
12	-75.7	156.0	212	6.3
13	-57.0	173.1	38	15.2
15	-61.2	177.9	63	11.7
16	-50.8	162.1	99	9.3
17	-73.8	195.5	412	4.5

表. 仙台市西方岩脈群の古地磁気データ (Field direction). 各siteにつき4 samples.

伊藤晴明・時枝克安  
島根大・理

地球磁場の反転機構を花崗岩の Cooling History を考慮して解明することは可能であり、多くの data が蓄積されてきた。現在、磁場反転に要した時間は火山岩や深成岩、Ocean Sediment 等の研究から、 $10^3$  年の Order であることが推定されている (例えば、Dunn et al. 1971; Opdyke et al. 1973) が、この時間は Normal と Reverse epoch の期間 ( $10^5 \sim 10^6$  年) に比べると非常に短い。これは、花崗岩が各時代を通じて一様に貫入したことを仮定すれば、磁場反転時に貫入した花崗岩体は非常に少ないであろうことを意味する。一方、丁度磁場反転時に貫入・固結した岩体であれば、同一岩体内に Normal と Reverse NRM が共に共存するはずである。

以上の考えに基づいて、我々は日本列島に分布する白亜紀から新第三紀の花崗岩体の試料を集め、測定を続けて来た。その結果、予備的な測定段階ではあるが、Reverse に帯磁した岩体が予想以上に多く見出され、特に新第三紀 (25~5 m.y.) の花崗岩中には Normal と Reverse NRM を持つ岩体がその分布面積に比して異常に多く確認された。下の表は Normal と Reverse NRM を持つ 10ヶ所の岩体についての測定 data である。

一方、同一時代に貫入・固結したと見られる岩体中に、Normal に帯磁した岩体、Reverse に帯磁した岩体が混在していたりする場合がある。これらの岩体は同一岩体内に Normal と Reverse NRM が共存する可能性を秘めていることが予想され、測定数を増やせばその共存関係を解明できるものと思はれる。以上、新第三紀の花崗岩体には地球磁場反転時に貫入・固結したものも異常に多いことから、地球磁場反転と新第三紀深成活動との間に強い相互関係があることが予想される。新第三紀花崗岩の K-Ar data (約 60 個) によると、花崗岩の活動は 14 m.y. と 8 m.y. に顕著であったように見える。

Locality	Size	Age (m.y.)	Distance between N and R	Number of site	Mean direction		$\alpha_{95}$	Cleaning field (oe)
					Decl.	Incl.		
1 Kaminokuni Hokkaido	3 x 4 km	17	800 m	N = 1 R = 1	338.5 198.7	42.1 -10.4	6.4 2.0	200 200
2 Dai-yama Yamagata Pref.	3 x 6 km	Upper Miocene	1.8 km	N = 1 R = 1	351.2 180.5	58.7 -51.9	6.0 3.4	400 400
3 Tanigawadake Gunma Pref.	3 x 8 km	5.9 20, 24	400 m	N = 1 R = 5	346.3 184.9	48.5 -47.2	8.8 3.3	100 200-500
4 Suzaka Nagano Pref.	3 x 5 km	21	100 m	N = 2 R = 2	6.6 217.2	65.1 -52.0	5.4 4.5	100-300 50-300
5 Utsukushigahara Nagano Pref.	4 x 8 km	Upper Miocene	6.0 km	N = 2 R = 4	8.2 173.1	59.7 -68.3	12.9 4.7	300-400 300-600
6 Wada Nagano Pref.	3 x 6 km	7.3 8.6	200 m	N = 1 R = 1	324.8 145.6	46.3 -37.0	9.7 8.3	300 200
7 Tanzawa Kanagawa Pref.	5 x 20 km	4.3 5.2	200 m	N = 6 R = 2	34.0 207.0	48.0 -63.0	9.4 16.7	300 300
8 Kawamoto Shimane Pref.	3 x 6 km	25	400 m	N = 4 R = 2	53.1 257.1	42.3 -29.1	7.8 11.9	200 300
9 Tsushima Nagasaki Pref.	3 x 5 km	12	300 m	N = 1 R = 3	18.8 153.8	45.5 -41.2	14.1 9.5	200 200
10 Hisaka-jima Nagasaki Pref.	3 x 7 km	Upper Miocene	4.5 km	N = 1 R = 1	340.5 214.7	63.0 -75.6	5.3 10.9	200 300-400

# 駿河湾周辺後期更新統の地磁気層位学

## — Blake Eventの発見 —

新妻信明・北里 洋・小山真人・近藤康生・神谷隆宏\*  
(静岡大理地球科学,\*東大理地質)



本研究では駿河湾周辺の有度丘陵、牧ノ原丘陵に分布する海成泥岩層から合計45層準について定方位試料を採取し測定を行なった(下表参照)。

測定には高感度全自動無定位磁カ計ADAM(新妻・小山, 1981 静大地研報5)を用い, AF消磁は3軸AF消磁装置(同上)にて20mT(2000e)まで行なった。

二次的な不安定成分は10mTのAF消磁で除去できることがわかった。

### 【測定結果と考察】

有度丘陵の試料は  $2 \times 10^{-6} \sim 3 \times 10^{-4}$  emu/cc の残留磁気強度をもち, すべて正磁極方向で, 地層傾斜の補正(約10°)をほどこせば現在の北極周辺に磁極(VGP)が分布する。

牧ノ原丘陵の試料は  $3 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-5}$  emu/cc であり, 中部の2層準で逆磁極方向を有している。両地域の地層は古生物・テフラ・地形等の研究から50万年より若い地質年代を有していることが示されているので, これらの層準はすべて Brunhes 正磁極期に対比できる。牧ノ原丘陵の古谷層は1つ前の高海水準期の堆積物であり, 関東地域の下末吉層に対比されている。この時期の堆積物にはすでに福島県の塚原層(真鍋, 1974)および鹿児島県の花野火砕流と河頭火砕流(笹島ら, 1980)において逆磁極を有することが報告されており, Blake Event に対比されている。今回, 古谷層で発見された逆磁極層準も Blake Event に対比できよう。

古谷層における VGP は西経 150° 付近にあり, 真鍋(1980)が報告している塚原層における Blake Event 時の VGP 経緯と一致する。

### 有度丘陵

● (1) 国吉田層	: 礫・粘土	
○ 小底層	: 礫砂	… 三角州堆積物… 最大30m厚
■ (14) 草薙層	: 粘土・砂	… 内湾堆積物… 最大75m厚
○ 久能山層	: 礫	… 三角州堆積物… 最大100m厚
■ (24) 根古屋層	: シルト	… 海成堆積物 … 150m以上
		15~16万年前(テフラ)
		27~44万年前(ナニノ化石)

### 牧ノ原丘陵

	牧ノ原層	: 礫	… 扇状地・三角州堆積物
Blake →	○ (4) 古谷層	: 粘土・砂	… 内湾堆積物… 最大40m厚
	相良層	: 砂岩・泥岩互層	… 大陸斜面
			約10万年前(段丘)
			中新世~鮮新世(燧化石)



本結果は北里・新妻・小山・近藤・神谷(1981)「駿河湾周辺後期更新世根古層, 草薙層, 国吉田層, 古谷層の地磁気層序」静大地研報5にも報じた。

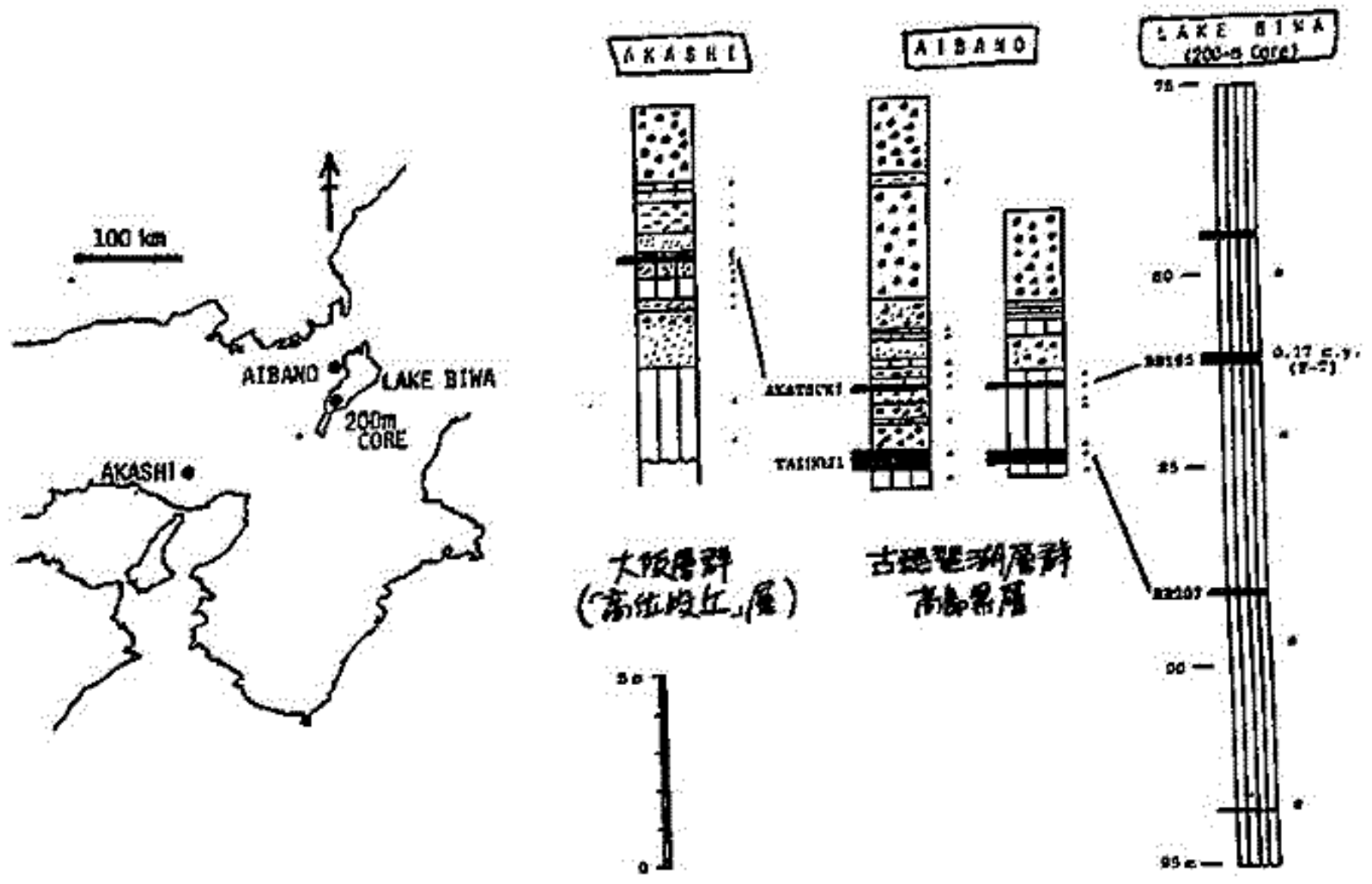
# 「高位段丘」層に記録された地磁気の逆転

林田 明 (京大・理)

BRUNHES 正磁極期にも、短期間の地磁気の大規模な変動や反転 (Excursion or event) があつたことを示す古地磁気の記録が、各地から報告されている。琵琶湖底より採取された 200 m コア試料には、少なくとも 3 つの逆帯磁帯が見えられ、以前より知られていた Blake event (約 10 万年前) の他に、Biwa I (約 18 万年前)・Biwa II (約 27 万年前) の逆転 event があつたと報告された (Kawai et al., 1972)。発表者は、琵琶湖北西岸の纒屋野 (あいはの) 丘陵に露出する BRUNHES 期の地層 (古琵琶湖層群高島層層) に逆帯磁帯を見出し、これが火山灰層によって 200 m コア中の Biwa I event の層率に対比されることを示した (1980 年秋・地球電磁気学会)。

今回の発表では、やはり Biwa I event の層率に対比される兵庫・明石北方の最上部大阪層群の残留磁気測定結果について述べる。ここでは粘土層中に白色火山灰層が含まれており、これが 200 m コアおよび纒屋野丘陵の逆帯磁帯に見られる火山灰層に対比される。また、この地層は「高位段丘」を形成するもので、遠縁の間氷期の海面上昇によるともなつて堆積したと考えられている。これは 200 m コア試料の Biwa I event の層率が温暖化後の時期にあつたという花粉化石や地球化学的資料とも調和する。

磁気測定の結果、火山灰層とその上下の粘土層が逆帯磁してあり、T/P は高緯度に位置することがわかった。これは、纒屋野丘陵の古琵琶湖層群についての測定結果と同様であり、約 18 万年前の間氷期に地磁気の逆転があつたことを確認することができた。



上嶋正人, 西村昭  
地質調査所

1980年8~10月に行われた自衛隊航海で、1度1度程度のエリアの中で17本のピストンコアが得られた。場所は 9°N, 174°W の付近で、マゼラン海峡の北西にあるマゼラトラフの北方を主とした両側である。水深は標高数百m程度の起伏のさまざまな点でコアが得られたので、結果はこの地域の詳細な地史を得る上で有用なものと見られる。

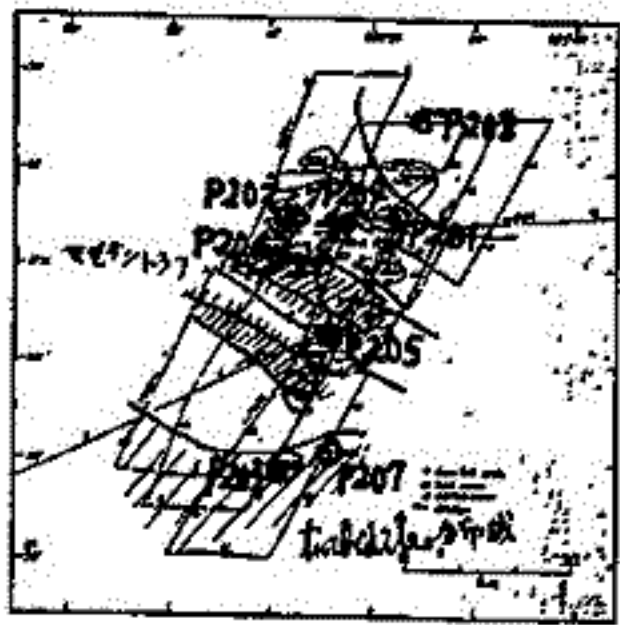
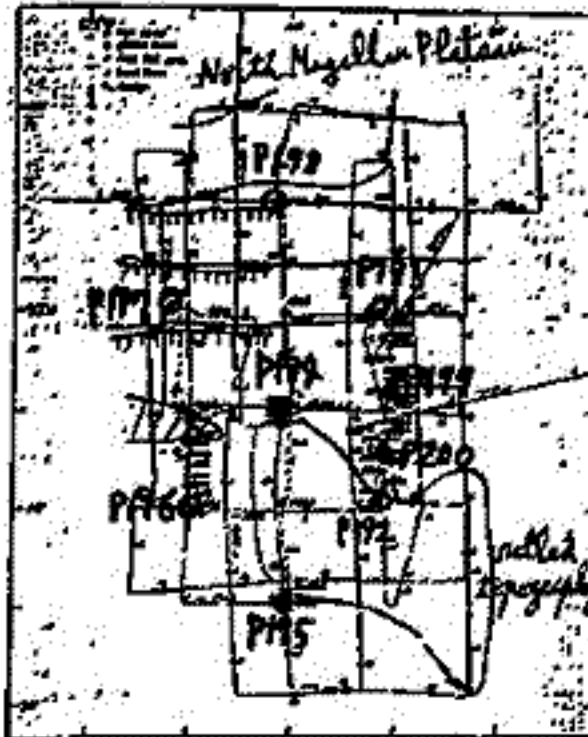
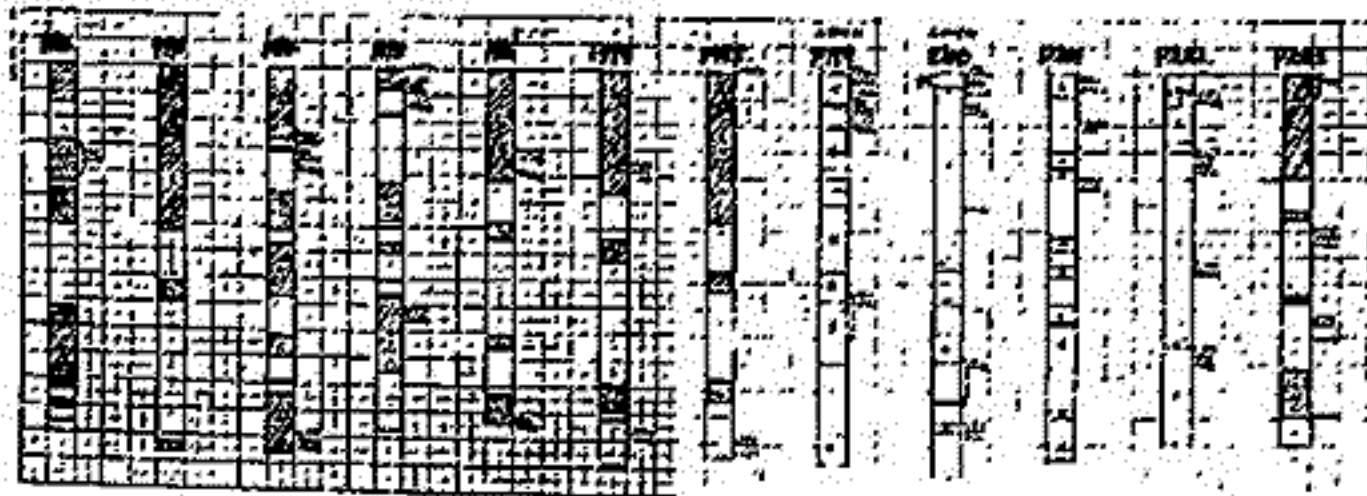
コア名は P192 ~ P208 までで、総長約 120 m を連続的に 2.3 cm 刻みのケースでサンプリングし、4コに1コの割合で消磁して測定し、残った3コに1コの割合で NRM を測定しておくという方式で測定した。買断のある場合は腐もつめていくという事にして、少なりコアで、NRM測定も含めて約 130、多しコアでは 250、1本だけ 550 ほど測定し、総数で 4620 個となった。

コアの採取点と付近の概地形、および磁化のデータから想定される正逆帯磁のパターン、さらにスミスライドによる磁化石柱状概図を下に示す。

水深のやや深い 5700 m ~ 6000 m 程度の所ではセオライトが表面近くまで存在し、磁化が不安定でパターンの得られなりのコアが存在する。また古い程度の大きなスミスライドでは磁化は安定ではながた。

水深の浅い (5500 ~ 5700 m 程度) 所では、堆積層がやや厚く堆積速度が早いようであるが、松山期のハラミロイベントまたはオールドバイイベントと思われる所でマンガノレニウムがあり、しかもここで堆積間隙がある傾向がある。その下部ではパターンは得られても磁化をしない年代を想定しきれないというコアが多い。

連続的に堆積したと思われるコアは下図にみられるように P193, P196, P197, P198, P203, P206 である。上記以外で松山期の途中まで連続的に思われるコアは P194 (1.5m まで), P195 (1m まで), P204 (2.5m まで), P205 (3m まで), P207 (2.5m まで) 等である。



# 日 濱 丸 航 海 G H 8 0 - 1 で 得 ら れ た コ ア の 残 留 磁 気 と 微 化 石 デ ー タ と の 対 比

上 嶋 正 人 , 中 尾 任 三 , 酒 井 豊 三 郎 , 尾 田 太 史  
地 質 調 査 所 , 宇 部 官 大 , 東 北 大 , 琉 球 大 ,

G H 8 0 - 1 で 得 ら れ た ど ス ト ン コ ア の 残 留 磁 気 測 定 の 観 察 に つ い て 前 回 報 告 し  
た が , そ の 後 東 北 大 に 依 頼 し て あ り た 微 化 石 の デ ー タ が 出 た の で , あ ら せ て 年 代 を 検 討 し  
自 本 科 に つ い て は 地 磁 速 度 曲 線 が 得 ら れ た .

ま た 前 回 は ス ラ イ ド , プ と 今 日 し ゃ り 研 究 法 で 5 0 0 ㊦ の 交 流 消 磁 を 行 っ て 磁 化 の  
安 定 な コ ア だ け を 利 用 し た が , 今 日 は 水 の 落 下 に よ る な め ら か を 交 流 磁 場 減 衰 の 方 式 に 切 っ  
た え て 7 5 0 ㊦ の 消 磁 を 行 っ て 前 回 に 比 べ ば 良 い 結 果 を 得 ら っ て あ ら せ て 報 告 す  
る .

微 化 石 の デ ー タ と 整 合 性 の 良 い の は P 1 6 0 , P 1 7 0 , P 1 7 2 , P 1 7 3 , P 1 7 5  
等 で オ ル ド バ イ イ ベ ン ト か ら ガ ウ ス に かけ て の 同 程 度 まで 追 跡 で き る . こ れ ら は 磁 化 の  
正 逆 帯 磁 バ タ ー ン か ら 見 た 時 に 推 定 さ れ た も の と 一 致 し て い る .

P 1 5 9 で は バ イ ロ ン コ ア の 下 部 2 0 c m 程 度 に 不 連 続 が あ る . そ の 下 部 は ガ ウ ス  
〜 ギ ル バ ー ト 期 に 対 応 す る .

P 1 6 4 で は 2 m ㊦ 下 部 で ギ ル バ ー ト 期 と よ り 対 応 し て い る と 思 わ れ る . そ の 場 合  
下 部 で 約 4 M a ~ 5 M a に 対 応 す る .

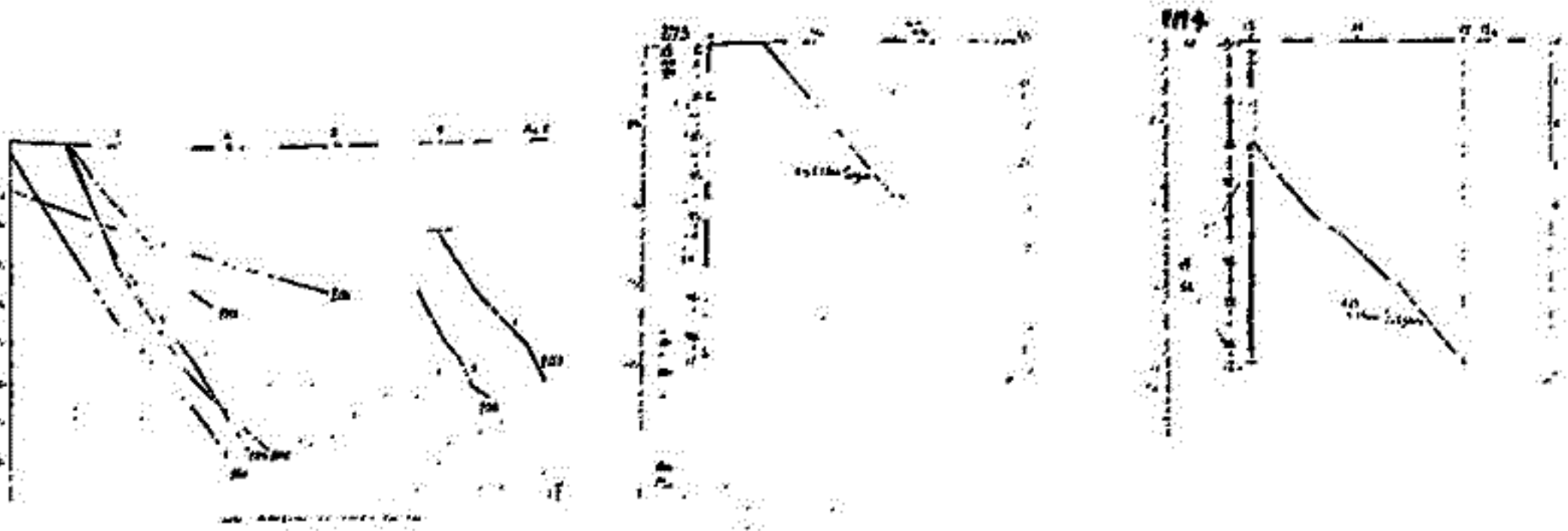
P 1 7 1 で は 化 石 の デ ー タ と マ グ ネ ッ ト ー ジ ャ の デ ー タ が 対 応 し ない . 1 . 6 5 m ㊦ 近 辺 に 不 連 続 が  
色 の 変 化 を み ら れ る の で ハ ラ ミ ロ イ ベ ン ト の 下 で 不 連 続 が あ る と 考 え ら れ る . オ プ ル シ ャ  
の 直 前 に , 2 回 繰 っ て 小 さ な イ ベ ン ト が 入 っ て い る 原 因 は こ の 不 連 続 に よ る と 思 わ れ る .  
下 の 方 は オ ル ド バ イ で は ない が と も 思 っ て 確 証 は ない .

P 1 7 3 で は オ ル ド バ イ の 中 程 以 前 に 大 き な 不 連 続 が あ り そ の 前 は 1 8 ~ 2 1 M a と  
2 7 M a ㊦ 近 辺 に な っ て お り , こ の 場 合 に は 泥 中 マ ン ガ ン の 存 在 し て い る 所 に 時 代 間 隙 を 考  
え る と 説 明 が つ く . マ ン ガ ン は 長 期 の 不 連 続 に 対 応 す る の か と し け れ ば ない .

P 1 7 4 で は 下 部 の 3 ~ 8 m ㊦ で 1 3 . 5 ~ 1 5 M a と 対 応 し て い る .

P 1 7 6 で は 表 層 に 1 0 c m ㊦ ほど 正 帯 磁 の あ る 所 が 見 ら れ 下 部 で オ ル ド バ イ 前 の 松  
山 期 と な り そ の 下 部 で は 9 ~ 1 0 . 5 M a に な っ て い る と 思 わ れ る が , 一 致 す る パ タ ー ン  
は み っ か ら ない .

P 1 6 1 , P 1 6 7 , P 1 7 0 , P 1 7 6 , P 1 7 7 で 今 日 研 究 を て い る の に 行 っ た の 為  
け っ て P 1 6 1 , P 1 6 7 で あ る は , ま っ し ゃ り 良 い 結 果 で あ る が 2 m ㊦ 以 上 は 前 回 よ り 良  
く な っ て い る .



中島正志\*・広田公夫\*\*

\* 福井大学教育学部

\*\* 富山大学理学部

石川県河北潟で、農林省北陸農政局が干拓工事に伴って掘削した全長約80mのコアについての、古地磁気測定結果を報告する。

1m毎に切断されたコアの中央部から2個ずつ、計185個の上辺2cmの立方体の古地磁気用試料を採取した。コアが切断されていたので偏角は求められなかったが、伏角と残留磁化強度の変化を得ることができた。コアの年代は、深度58mの層準での7c年代と河北潟周辺の完新統に基づき推定環境、殊に古地理変化を基にして推定されている(藤・加納, 1979)、最深部で約2万年前である。

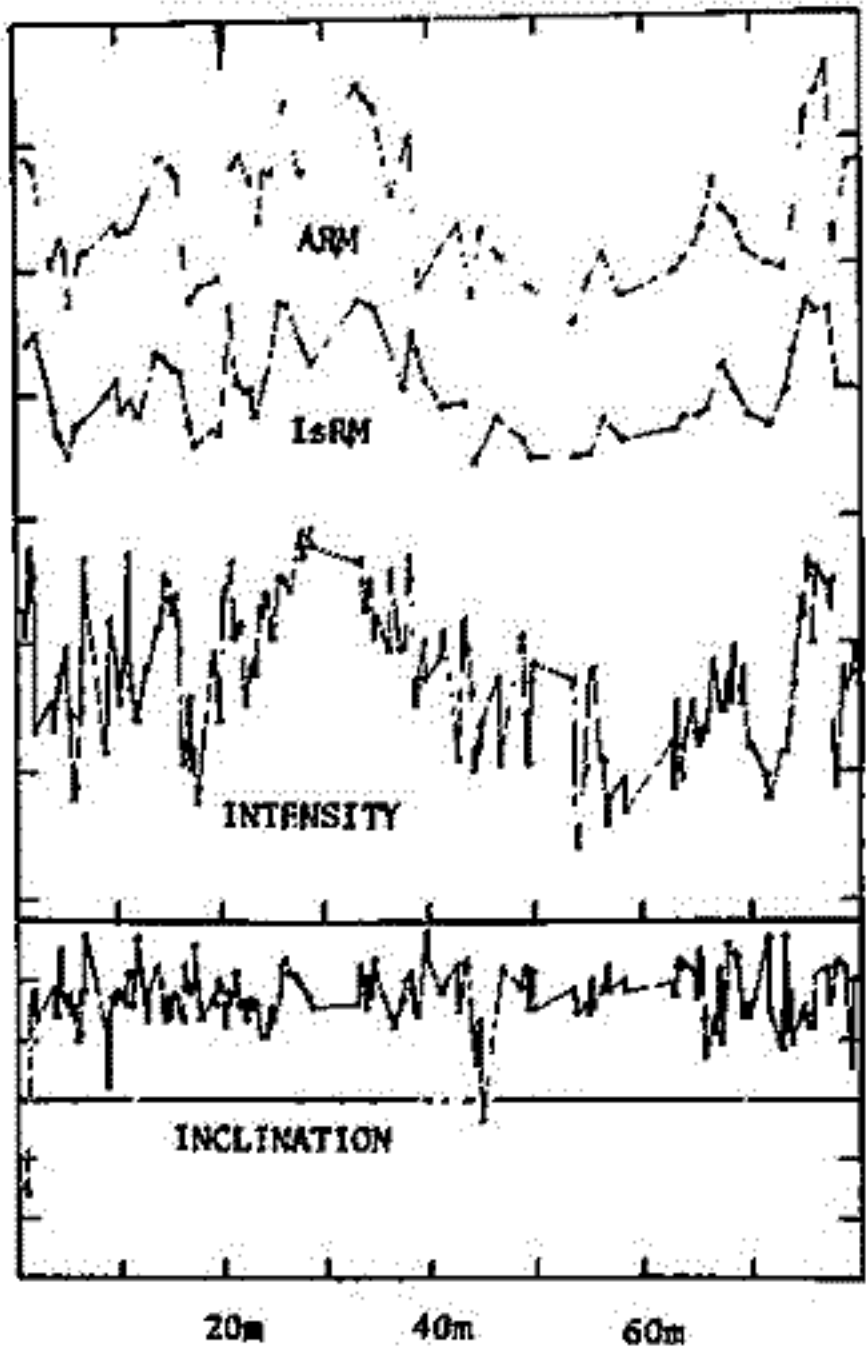
残留磁化強度の変化は、同じコアでの花粉分析の結果(藤・加納, 1979)とよく対応し、強度が大きい時は温暖で、小さい時は寒冷気候であった。残留磁化強度変化は、三好のオータマーでの変動という大きなものであり、地磁気変動よりもより、堆積環境の変化による堆積物中の磁性鉱物の量の変化を強く反映したものであると思われる。NRM測定後、同じ試料についたIsRM、ARMの測定結果からも、同様の推論に達した。

伏角の全測定値の平均は、 $53.4 \pm 14.0$  (s.d.) である。この地点(36°34'N)の現在の地磁気伏角は52°であり、centered dipole 近似から求まる伏角は56.1°である。これらから、s.d.

は過去2万年間の地磁気年変化の大きさを表わすものとして妥当であることから、河北潟コアの伏角変化は過去の地磁気伏角の変化を表わすものと考えてよいだろう。最上部と深度45m(1万2千年B.P.)の所で、負の伏角となっている。後者は、Gothenburg excursion (Mörner et al, 1971) と時間的には対応している。コアの最上部は、ボーリングの際に機械的に擾乱されることが多く、地磁気のexcursionに結びつけるのは危険である。

引用文献

藤 剛雄・加納弘子 (1979) 日本海成研究所報告, 第11号, 105.  
Mörner et al. (1971) Nature Phys. Sci., 234, 173.



# 堆積物の磁化測定から求めた地磁気永年変化

兵頭政幸・伊勢崎修弘・安川克巳  
神戸大・理

最近中部・近畿地方の湖や内湾で、若い年代の堆積物のコア試料を得て、その残留磁化を測定した。これらはすべて直径20cmの太いパイプを使って採取しており、この方法には、様々な利点がある。それは、コアリング時の擾乱が少ない、一平面から数個の試料が採取可能なため、ばらつきがわかる、そして実験誤差が average out できる等である。

測定は 3~5cm毎に平均4.5個の試料を取り、超伝導磁気計を使って行なった。これらの測定結果を、深さに対しプロットして比較した結果、非常に似かよった変化を示している事がわかった。これらの堆積物が、地磁気の永年変化を記録している事は、容易に予想でき、時間軸に対してプロットし直せば、地磁気の永年変化曲線が求まるであろう。

堆積物の深さと時間の関係は、宇川(1973)が、圧密を考慮して次の関係式を出している。  
 $Z = At + B(1 - \exp(-Ct))$

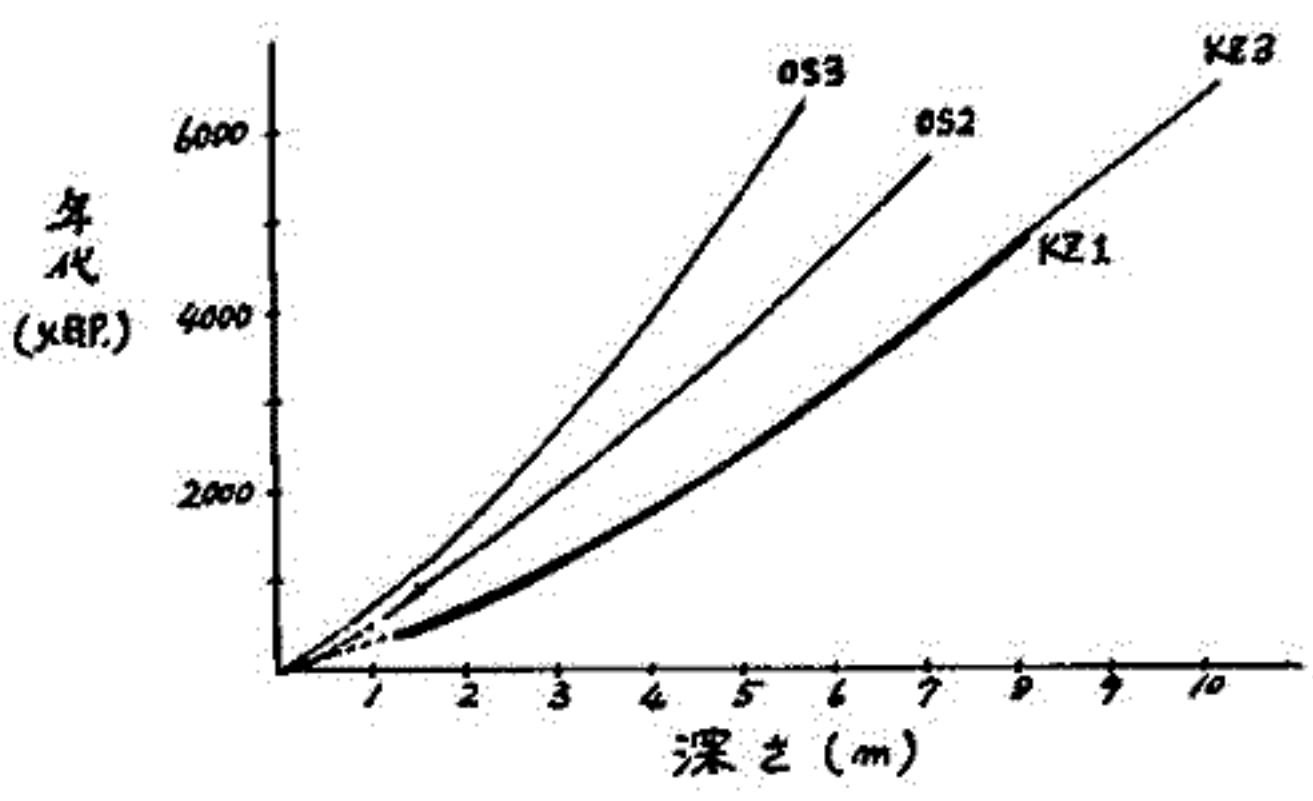
Z:深さ      t:時間  
A, B, C; 任意定数

この式は琵琶湖堆積物に適用されている。一方、山本(1973)は密度を測定して、それから年代を見積もる方法を出している。我々は、密度測定を行なっているコアについては、後者の方法を使って、密度の数値積分と <sup>14</sup>C年代から年代を推定し、(1)式の係数A, B, Cを決めた。その他のコアについては、ある仮定をおいて(1)式を決定した。いずれの方法をとるにしても、少なくとも一つの絶対年代は必要であり、現在のところ4本のコアについて、年代軸を決めている。

4本のコア(KZ1, KZ3, OS2, OS3)の磁化測定結果を年代に対しプロットした結果、KZ1, KZ3, OS3の全体と、OS2の上半分の方向変化に著しい一致が見られた。OS2の下半分に関しては、コアの中間の深さ付近にのみが 数十度までばらつく、非常に乱れた部分があり、それ以深の方向変化は、振中・周期ともそれまでとは全く異なっている。これは、堆積速度の変化か、あるいは他の堆積環境の変化を考えなければならないのかもしれない。

下図は堆積物の年代と、その深さの関係を示している。

※破線は磁化測定が行なわれていない部分を示す。





森永達男・井口博夫・安川克己  
神戸大理学部

1978年秋・1979年春の本学会の講演会で岐阜県郡上八幡の石灰岩（フロー・ストーン）の残留磁化測定の結果を報告した。昨年10月に山口県秋吉台こうもり穴で1地点、6コ、岡山県阿哲台半山洞で4地点、15コの stalagmite（石筍）の石地磁気学用サンプルを採取した。それらは、それぞれ山口県秋吉台科学博物館および岡山県新見市の教育委員会と西村氏の御好意による。

直径1インチ、長さ6~7 cmの内柱状のサンプルをエンジン・ドリルで抜き、刃の厚さ0.4 mm程度のダイヤモンド・カッターで約1.5 mmの内径に整形し、測定用試料とした。磁化方位・強度は超伝導磁力計を用いて測定され、磁化強度は $10^{-6} \sim 10^{-4} \text{ Am}^2/\text{kg}$  ( $\text{emu}/\text{gram}$ )程度であった。残留磁化は安定で、過去の地球磁場を記録していると考えられる。

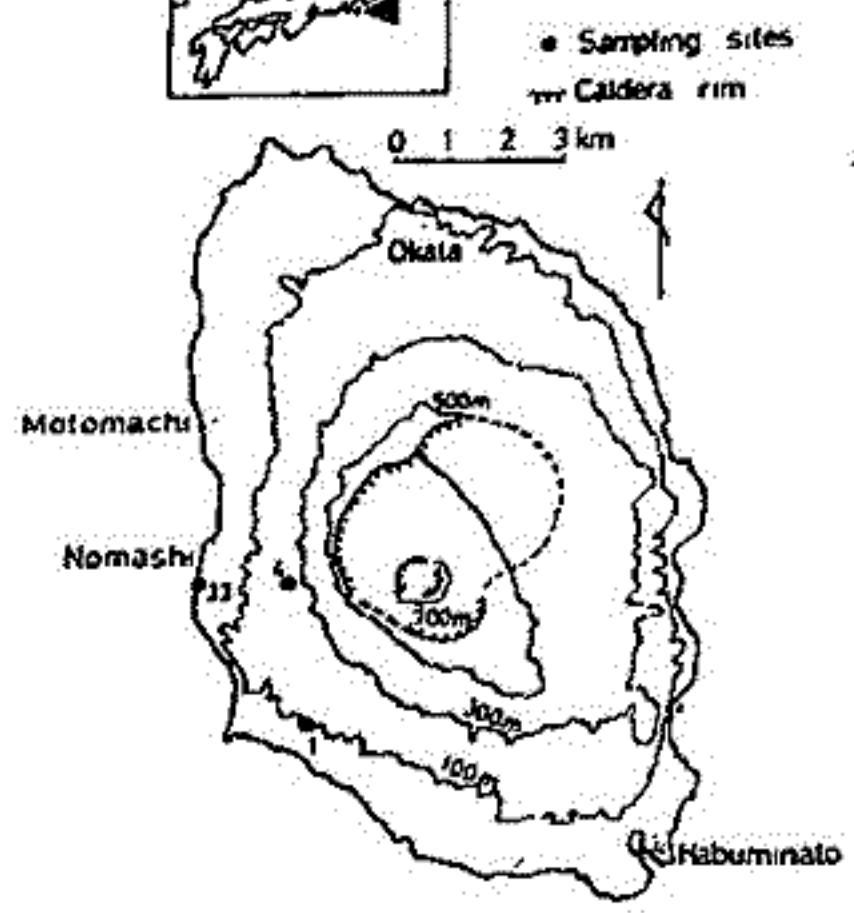
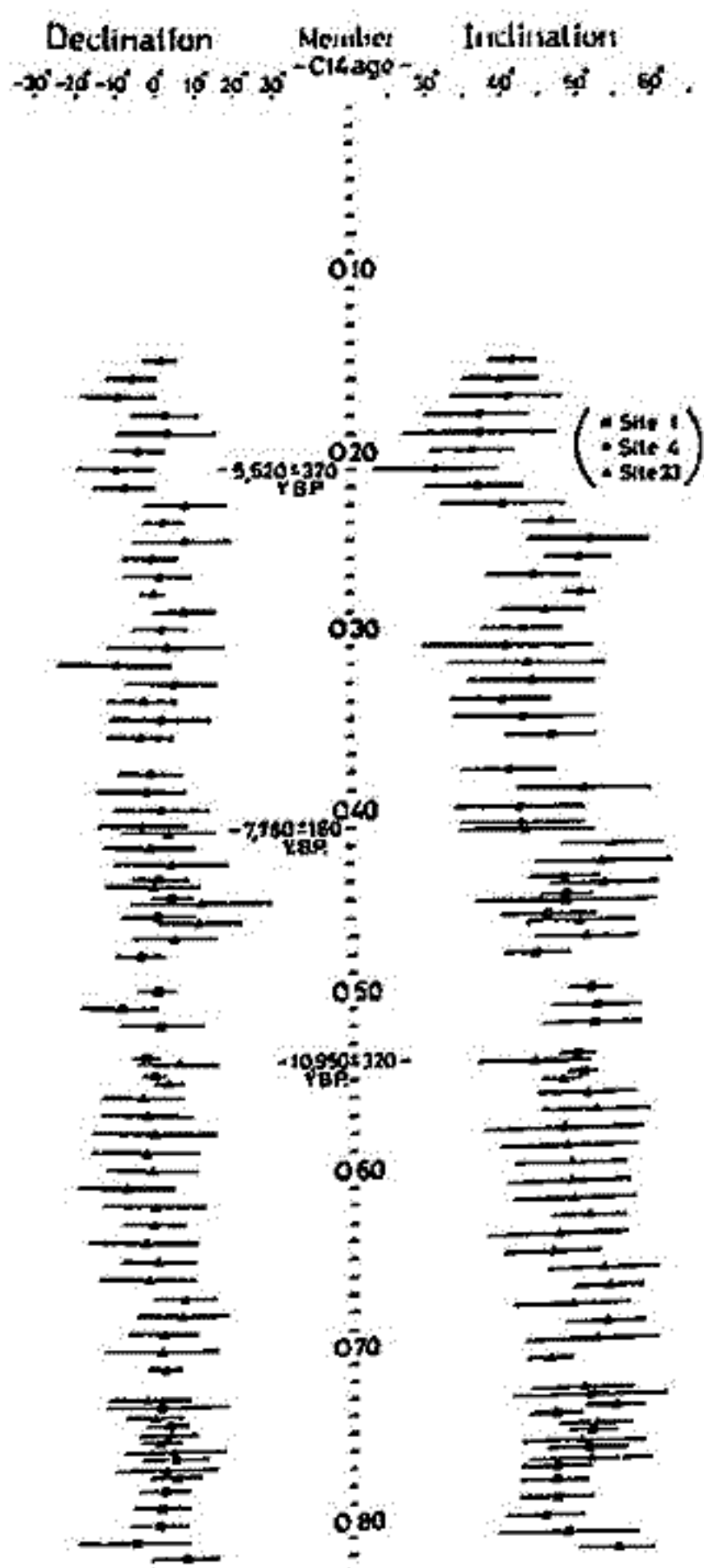
stalagmiteは洞窟内の二次的な生成物で、天井から滴下する重炭酸カルシウム溶液から二酸化炭素が抜け出るこきによって生成（晶出）する。また、層構造を有し、同時代を示している。成長速度は1~10 cm/1,000年と考えられ、年代決定も $^{14}\text{C}$ 法で容易であるので、過去の地球磁場変動を推定するのに有用であろう。

# 古期大島層群より求められた古地磁気永年変化

日置 幸介  
(東大理)

伊豆大島火山は西数十年間期で非常に規則正しく大噴火を行うことで知られているが、カルデラ形成以前の古期大島層群 (the Older Oshima group) はその層序が最近田沢 (1980) により全島にわたって系統づけられた。二枚の風化火山灰層にはそれぞれひとつづきの地層は「部層 (member)」と呼ばれ土田の大噴火をあらわす。部層は田沢 (1980) により95枚確認され、Olderの0をとって若い順にO1からO95まで番号がつけられている。最下層の年代は15,000 Y.B.P. ほどと推定される。濱着は観光名所としても知られる「地層大切断面」

を含む3ヶ所を sampling を行い、これら古期大島層群の各部層から4ヶづつ試料を採取し、その残留磁化の方向より過去1万5千年の地磁気永年変化曲線を得ようと試みた。全試料には段階交流磁化を施し、残留磁化はスピナー磁気計で測定した。磁化方向は同一部層内ではおおむね揃っており、平均の precision parameter は  $k_{av} = 2.19$  という良好な値が得られた。現在まで得られた偏角・伏角の曲線を  $\alpha_{\theta}$  と共に図に示す。永年変化曲線は、偏角の変動が小さく伏角はやや大きい変動を示すという興味深いパターンを示す。



Ref

田沢 (1980), 火山 才2集, 25, 137-170.

日本の火山岩と土器による

過去3万年間の地球磁場強度の研究

田中 秀文

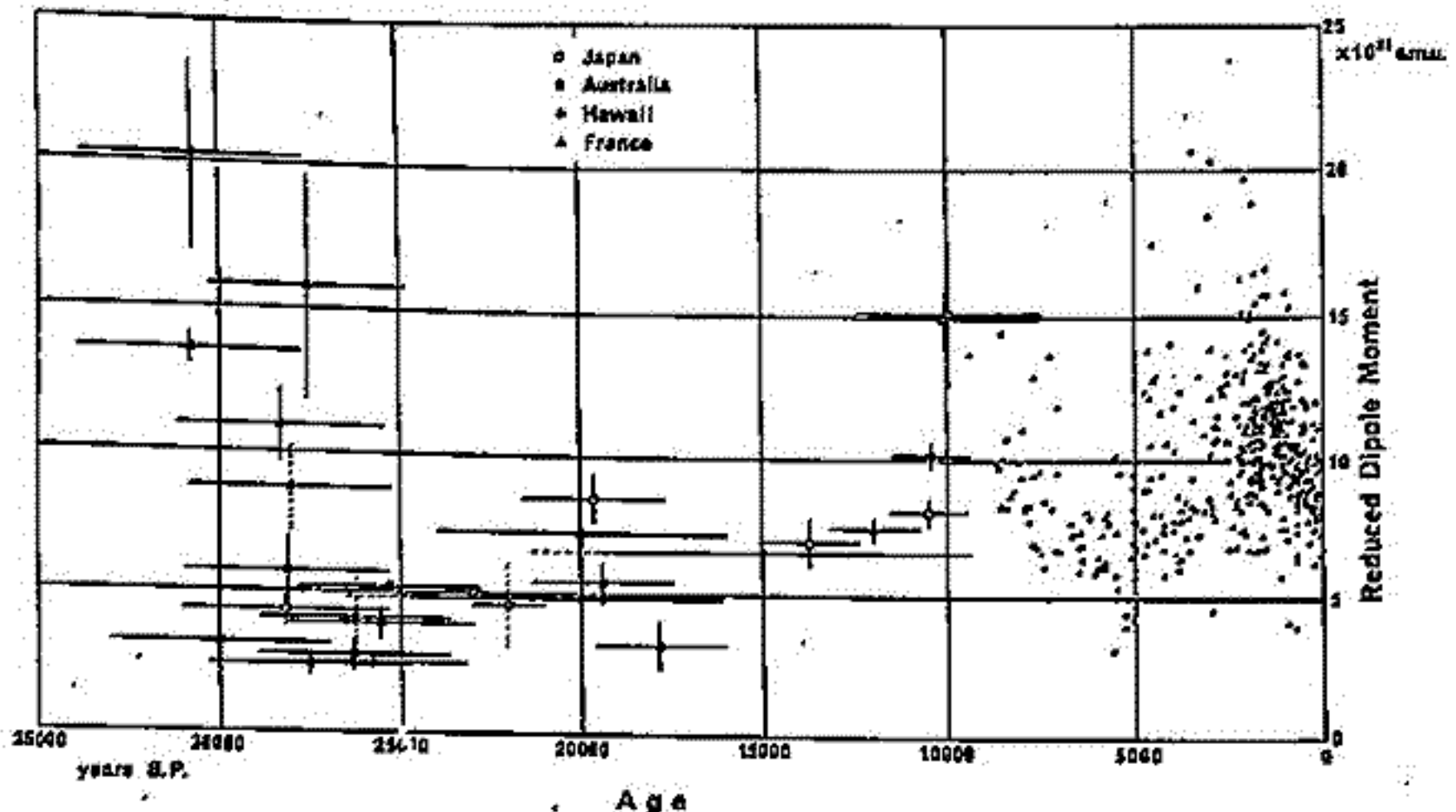
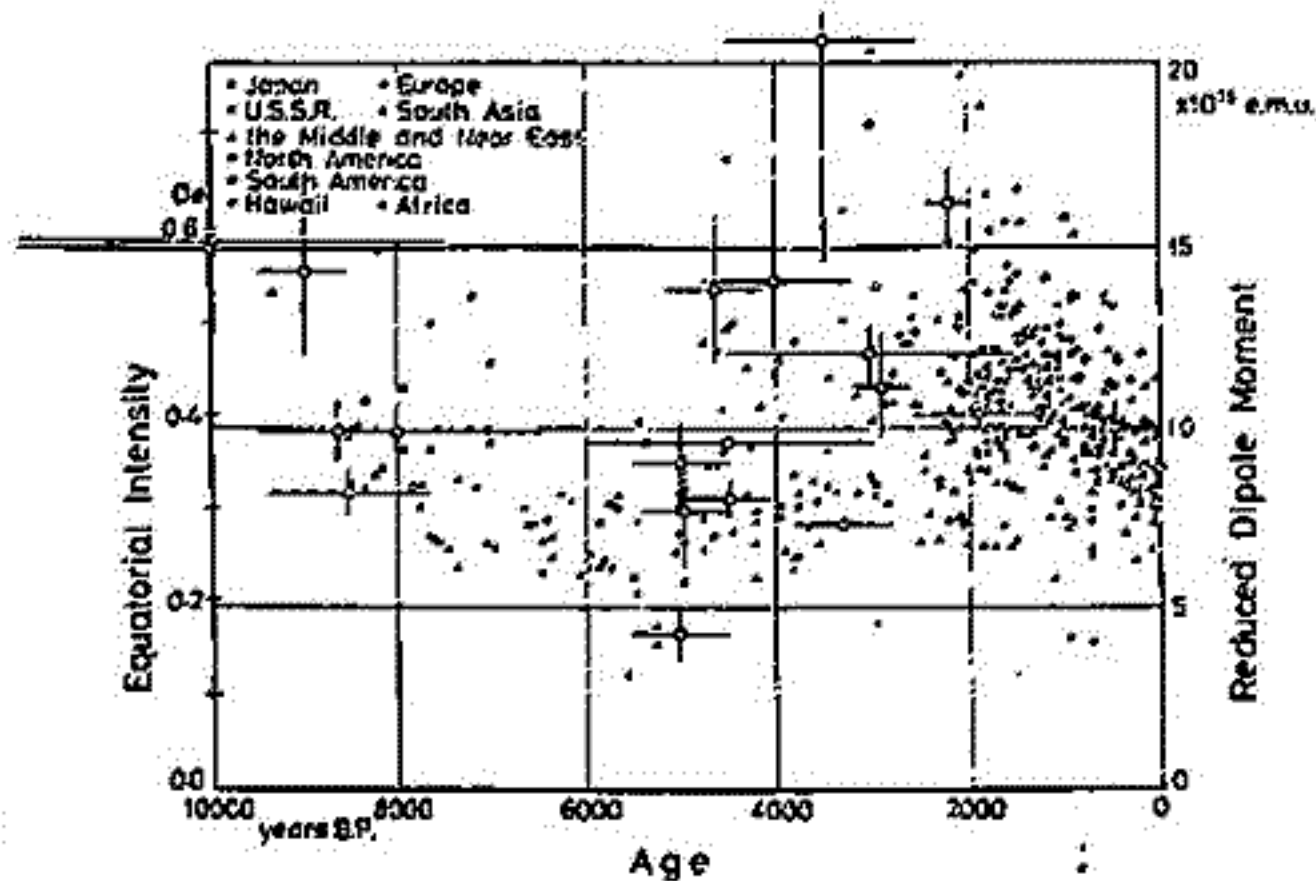
東工大・理

日本の火山岩(流岩16、火砕流8)と4時代の土器を試料として、テリエ法による過去3万年間の地球磁場強度の研究を行なった。過去3万年間という年代範囲は、C14年代法の適用範囲であると同時に、8000年程度と考えられている地磁気双極子モーメントの変動周期の2~3倍の時間を十分カバーしていると思われる。地磁気強度のデータは、過去3万年間については多数報告されているが、それ以前では少なく、1万年前より古い年代についてはほとんどデータがない。そこで3千年前から3万年前という年代範囲に重点を置いて研究を行なった。

131の試料のうち90が実験に成功し、26の地磁気強度のデータが求まった。過去1万年については、4千年前附近の3つのデータを除いて、強度変動のヨーロッパにおける傾向と一致する。1万年前附近の8つのデータからは、他の国の結果も参考にすると、1万年前頃に地磁気双極子モーメントの極大があったことがわかる。また、3~1.5万年前における地磁気強度は過去1万年よりは小さく、その変動の様子は過去1万年間に見られるような変動を単に過去に延長したようなものではないことがわかった。

右図：過去1万年間の地磁気強度変動。白丸は本研究結果である。

下図：過去3万年間の地磁気強度変動。白丸は日本の結果である。



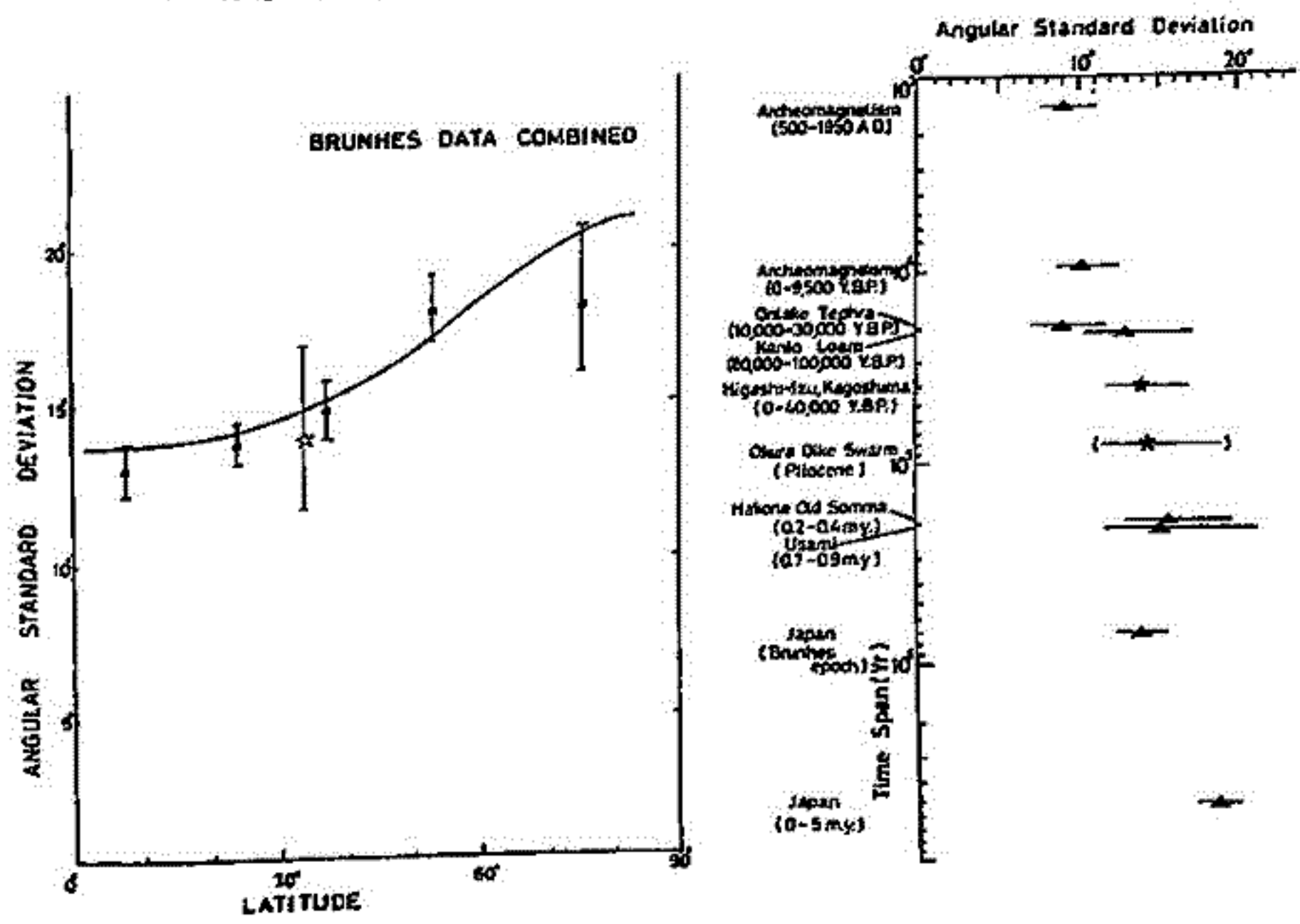
# 日本における古地磁気永年変化 (Paleosecular Variation, PSV) に関する考察

日置 章介  
(東大理)

古地球磁場の永年変化の大きさは、一般にUGPの分散という形であらわすのが便利である。即ち、各UGPの中心からのズレの角度を $\Delta_i$ とすると

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i \Delta_i^2. \quad (N: \text{UGPの数})$$

Sは角標準偏差 (angular standard deviation, ASD) と呼ばれ、この値を比較することにより、PSVの量的比較が可能である。著者が東伊豆準成火山群及び鹿児島地域と峰次堆積物の古地磁気測定より得た  $13.9^{\circ} \pm 3.0^{\circ}$  (0~40,000 Y.B.P.) という値を中心に現在までに Publish されている他の日本のデータから得られた ASD を比較議論する。試料の年代がカバーする Time span の短いものは見かけ上小さな ASD を示すのに対し、Time span が数万年を越えるあたりから大体  $14^{\circ}$ ~ $15^{\circ}$  の一定値に近づくのがわかる (右図)。地域毎にその値を比較できるような意味のある ASD は最低数万年以上の年代の幅を持つ試料から見積もらなければならない。求められた日本における ASD を McElhinny & Merrill (1975) が Brunhes 期にわたって compile した全世界のデータと比較すると、世界的な傾向から日本の緯度と期待される値に非常によく合っている事がわかる。ハワイなどの地域で過去に PSV の異常が報告されているが (Doell & Cox, 1972)、試料のカバーする年代幅を考慮して新たに見直しが必要かも知れない。又、PSV は正磁極期と逆磁極期を違わなければならないという興味ある問題があるが、入倉巻群 (すべりバース) の古地磁気測定から  $14.1^{\circ} \pm 4.6^{\circ}$  という、2ル期と大差ない ASD が得られた。

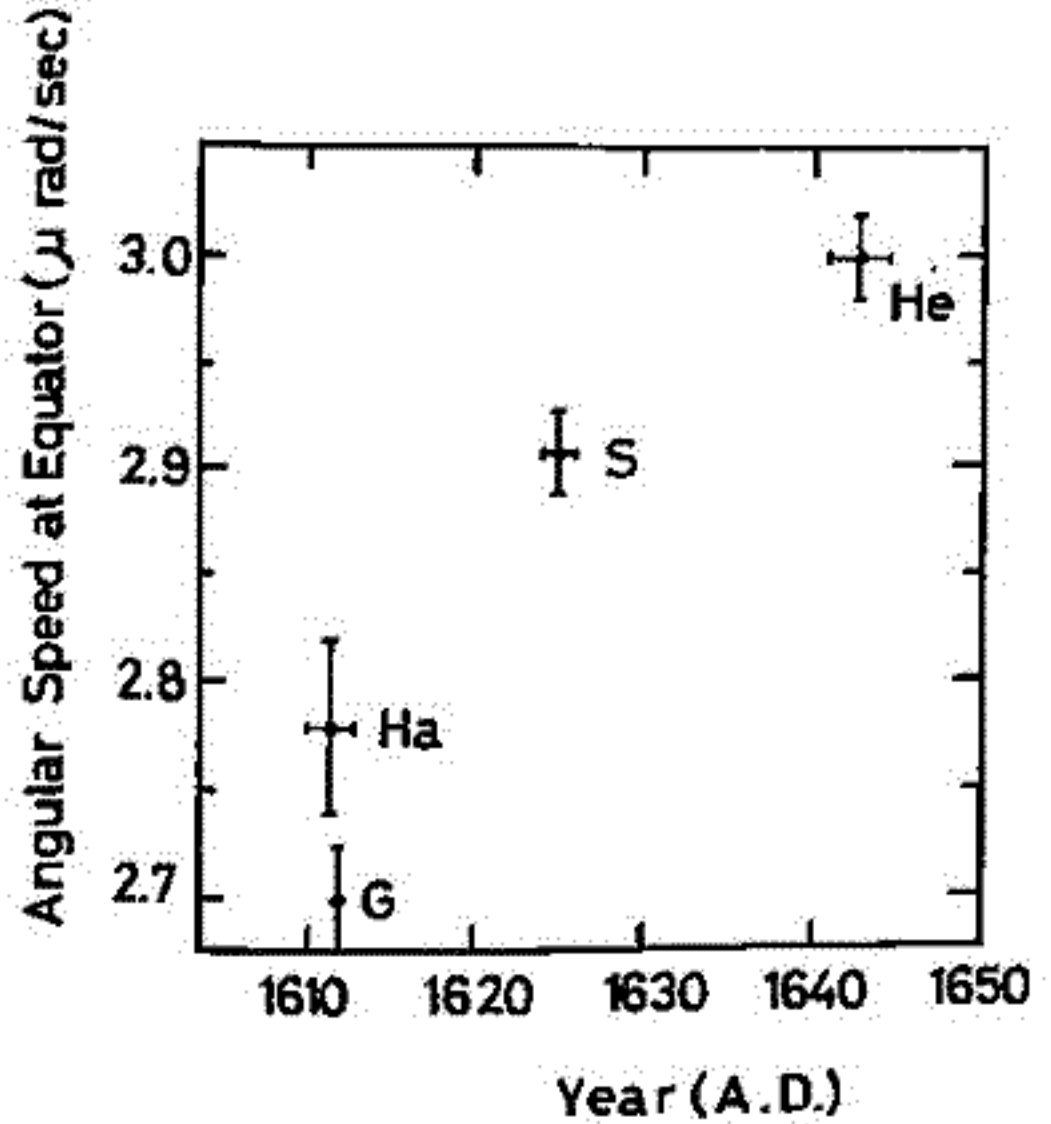


桜井邦朋  
神奈川大学工学部

17世紀前半には、太陽黒点が発見され、多くの人がより精力的に黒点の観測がなされたらしい。

真のよい黒点のスケッチが、ガリレオを初めとして、多くの人がより残されている。これらのスケッチを利用して、太陽活動と太陽の自転との関係が調べられている<sup>1)</sup>。

その結果によると、太陽の自転スピードは、例えば、太陽の赤道における値についてみると、才工回におよぶように、時ととるの度、進行していることがわかる。1650年以後、既述のマウンダー極小期に入ると、減っているから、Heを示す)に比べて、そのスピードが更に増加している可能性がある。



才工回 17世紀前半における太陽赤道における自転スピードの推移

太陽活動についてみると、才工回に示した時代には、相対黒点数が時間とともに減少していき、これは、無黒点期 (A.D. 1645-1715) と迎えることになる。(したがって、太陽の自転スピードの増加は、太陽活動を下げるように、力くつらと推測されるのである。この形の因果関係の存在可べきことは、既述の数学的に証明されている<sup>2)</sup>。

1) K. Sakurai, J. History of Astronomy II, 164 (1980).

2) K. Sakurai, Astrophys. J. 177, 423 (1972)

EVIDENCES TO SUPPORT THE TWO-HEMISPHERE MODEL ON ROTATIONAL REVERSING OF THE HELIODIPOLE IN SUNSPOT MAXIMUM PHASE

Takao Saito

Onagawa Magnetic Observatory & Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980

R. Howard

Mt. Wilson & Palomar Observatories, Pasadena, Calif. 91106

1. Motivation and Purpose

The two-hemisphere model on the three-dimensional magnetic structure of the heliosphere is now accepted by many researchers as far as the model for sunspot minimum phase is concerned, since the equivalent heliodipole in the model is considered to be nearly parallel to the rotational axis of the sun. However, some researchers still do not support the model for sunspot maximum phase by claiming that existence of the equivalent equatorial dipole during maximum phase seems to be unrealistic (Table 1). The purpose of the present study is to substantiate the model from various aspects by proving that the equivalent equatorial dipole is really existing in the present maximum phase.

2. Data and Analysis

- (1) Low latitude zone of the sun is divided into 36 longitudinal domains with a unit longitudinal width of 10°. Percentage of areas with magnetically away polarity is calculated for every domain based on Stanford Solar Magnetogram (Sol.-Geophys. Data). Equi-percentage contours drawn on a diagram of Carrington longitude versus Carrington rotation number show a clear and stable two-sector structure.
- (2) The 27-day recurrence time pattern of the observed interplanetary sector polarity also persisted a clear two-sector structure as shown in Fig. 1.
- (3) The solar magnetic field on the diagram in (1) is transformed to the expected interplanetary magnetic field on a diagram of 27-day epoch versus Bartoles rotation number as shown in Fig. 2 by assuming that the low-latitude SMF is conveyed out at 1AU by the solar wind with the mean travel time of four days. The expected pattern (Fig. 2) agrees well with the observed one (Fig. 1) not only in their 2-sector structures, but also in their phases.
- (4) The total magnetic flux from the earthward hemisphere of the sun is calculated by Howard in the daily basis using his Mt. Wilson solar magnetograms. The flux shows a clear polarity change with the 27-day period.
- (5) The phase of the polarity change in (4) coincides with those in (1) and (2).

3. Discussion and Conclusion

All the above five results support the existence of the equatorial dipole, hence, support the rotational reversing of the heliodipole during the sunspot maximum phase as the two-hemisphere model proposed so.

One of the other decisive evidences to support the rotational reversing is being prepared by Wilcox (private communication), who obtained the magnetic field distribution on the solar source surface by applying a potential theory to his Stanford SMF data from 1977 to the present. The distribution shows a clear rotational reversing of the heliodipole during the present sunspot maximum.

TABLE 1

TWO-HEMISPHERE MODEL AND ANTI-TWO-HEMISPHERE MODEL ON SMF VIEWED FROM IMF

MODEL	MIN.	MAX.	MIN.	EXPECTED FOR MAX. YEARS	
				SMF	IMF
TWO-HEM.				SMALL EQUATORIAL DIPOLE	SYSTEMATIC TWO-SECTOR STRUCTURE
ANTI-TWO-HEM.		IRREG.		NO DIPOLE ONLY IRREGULAR SUNSPOT FIELD	NO SYSTEMATIC SECTOR STRUCTURE



Fig. 1



AREA OF SAME POLARITY REGION WITHIN THE 15° LONGITUDINAL STRIP TOWARD AWAY

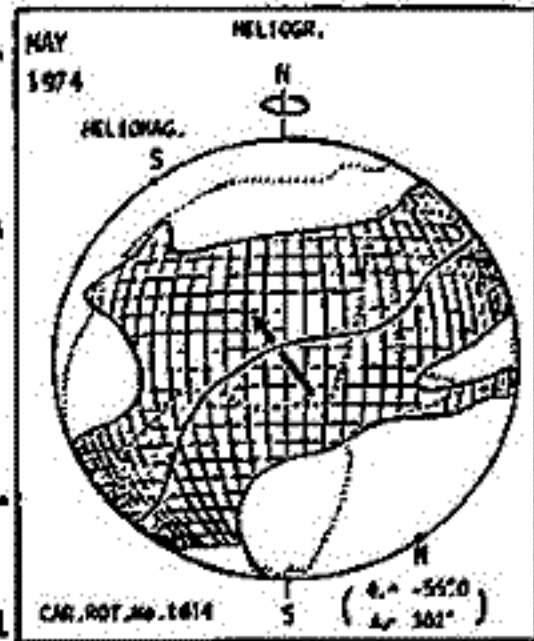
HELEX-DECIM 仮説の提唱

斎藤尚生・瀬戸正弘  
(東北大理) (東北工大)

1. Introduction

これまでの学会、シンポジウム等で、次の様なことが明らかにされてきた。

- (1) K-corona data の解析から、太陽の equivalent dipole の傾きが求められ、その傾角は 1974 年 5 月には  $49^\circ$  にも達していた。(Fig. 1)
  - (2) 傾角を dipole の S 極 (Virtual Heliomagnetic Pole = VHP) の heliographic latitude で表わした場合、VHP 緯度は刻々と変化しており、1972 年には比較的太陽自転軸極に近付いていた (即ち aligned dipole に近かった) が、1973 年および 1974 年には oblique dipole となり、赤道方向に近付いては又極に戻るという geomagnetic excursion と同様な運動をしていたことが解り (Fig. 2C)、この運動は heliomagnetic excursion と名付けられた。
  - (3) これを観測された太陽風速度 (Fig. 2E) および  $K_p$  (Fig. 2D) の時間変化と比較すると、太陽が heliomagnetic excursion を起すと地球付近で高速の太陽風が観測され、磁気圏の擾乱が激しくなるという因果関係が明らかにされた。
  - (4) この因果関係は VHP が赤道面に近づくにつれて heliolar cap の coronal hole から 1 対の coronal hole tongue が各緯度に伸び、そこから吹く高速太陽風が地球磁気圏に届き、磁気圏を乱すという、二半球モデルを modify した機構でよく説明される。
- ところでこの様に太陽-地球関連現象が調和的にうまく解釈されると、太陽物理学上の新しい仮説が地磁気学から必然的に導き出せる。本講演の目的は、その仮説にこれを Heliomagnetic Excursion in sunspot declining-min phase、略して Helix-Decim Hypothesis と呼ぶことにする (Fig. 1) を提唱することにある。



2. Data 解析と、それから導かれた仮説

- (1) Fig. 2 で示された関係から、「heliomagnetic excursion が起ると 27 日周期性磁気嵐が起る」という因果関係が導かれる。この関係は観測事実から既に確立されたと言ってよい。
- (2) 一方、地磁気学上古くから知られている事実として、「回帰性磁気嵐は毎 solar cycle の declining phase から min. phase にかけて必ず起る」という現象が知られている。第 3 図は 27 日の lag で  $K_p$  の auto cor. したった場合の correlation coefficient の時間変化を 35 年間に見て求め、相対比較と比較したもので、上記の関係をよく表わしている。
- (3) (1) と (2) という明らかな事実を 2 つ組み合わせると必然的に次の様な Helix-Decim Hypothesis が導き出される。即ち「毎 solar cycle の declining phase から min. phase にかけての時期になると必ず太陽は heliomagnetic excursion を起す。」

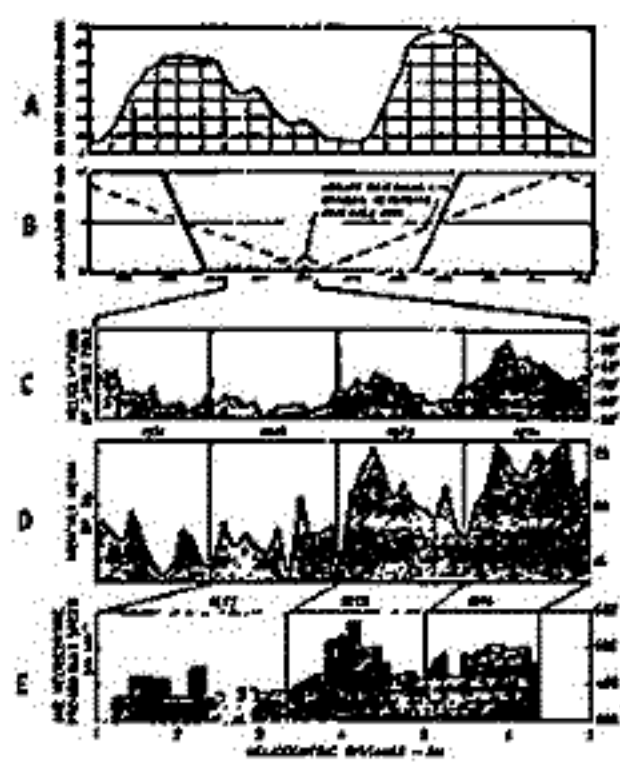


Fig. 2

3. Discussion and Conclusion

古くから知られている地磁気現象に、最近確立された新しい STR model の光を当てた結果、自然に Helix-Decim 仮説が導き出されてきた。この仮説は今後太陽物理学上重要な示唆を与えるものと思われる。

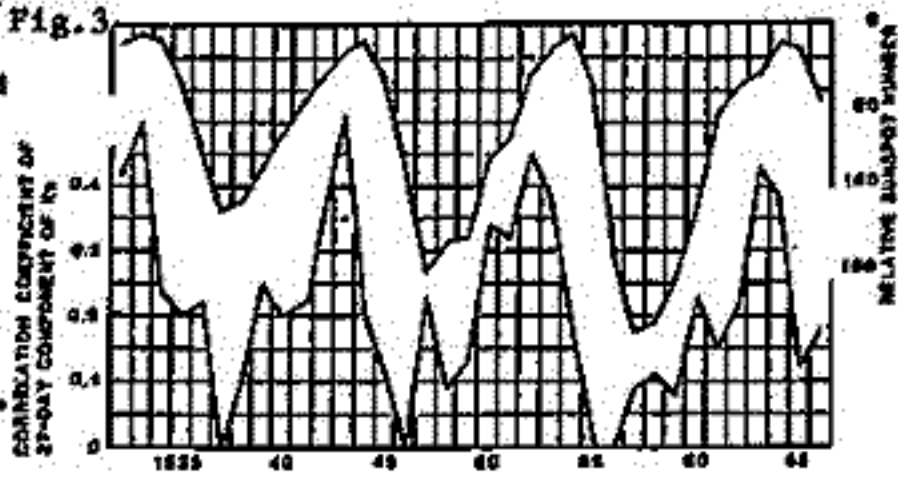


Fig. 3

丸橋 克英  
電波研

磁気嵐の原因となる太陽風擾乱として、やーに太陽フレアによって生じた衝撃波とその後から衝撃波を押し続けるプラズマ・ピストンが挙げられる。この種の擾乱の強さは、太陽フレアに伴う主としてメートル波帯のII型、IV型電波バーストの強さと関連していることが知られている。一般に衝撃波は磁場の圧縮と激しい方向変動を伴っており、磁気嵐の発達を直接的に決定づける大きな南向きの太陽風磁場を与える。更に Pudovkin その他の人達による一連の研究により、太陽フレアに伴って放出されるプラズマ・ピストン中の磁場とフレア領域近辺のコロナ磁場との関連性が指摘された結果、大きな衝撃波の発生が必ずしも磁気嵐に結びつかない事例もあるという事実が説明される可能性が出てきた。しかし残念ながら彼等は、太陽フレアをH $\alpha$ 線で見えた大きさ (Importance) だけで分類したため、太陽フレアの放出エネルギー、衝撃波の大きさ、フレア領域の磁場、磁気嵐の大きさの相互関係が明確にされていない。

磁気嵐の原因となる太陽風擾乱のオニとして、共回転高速太陽風流が惑星間空間での前面に形成する相互作用領域の擾乱が挙げられる。この高速流の大部分はコロナホールに起源があることは今ではよく知られていることである。筆者は1976年~1978年の三年間に発生した磁気嵐の可能な原因について調べ、総数114例の磁気嵐のうち87例が太陽フレアと共回転高速流によって説明できることを示したが (IMSシンポジウム, 1979), 27例の磁気嵐が原因不明のまま残されたほか、87例の磁気嵐の原因同定も必ずしも疑問の余地のないものばかりではなかったとの問題点がある。

ごく最近、JoselynとMcIntoshにより、太陽面におけるフィラメントの消失現象がオニの重要な磁気嵐の原因になっていることが指摘された。フィラメントの消失と磁気嵐と結びつける考えはすでに1930年代に提出されたが、その後、フィラメントと回帰磁気嵐の起源であるM領域とを関連づけようとするいくつかの試みの失敗の後、あまり顧みられなくなったものである。現在では、フィラメントの消失が太陽からの物質及びエネルギー放出と結びついている証拠もあり、磁気嵐の原因となる太陽風擾乱を発生しているとの考えは十分に根拠のあるものと思われる。このように、磁気嵐の原因として有力なオニの現象が提出されたことを考慮し、上記三年間の磁気嵐の原因について再検討することは非常に興味深いことである。ここでは更にデータ期間を一年間延長して、個々の磁気嵐が太陽フレア、共回転高速流、フィラメントの消失によってどの程度合理的に説明されるかを調べ、その結果に基づいて (1) 磁気嵐を起こす太陽フレアの特徴 (放出エネルギー及びフレア領域の磁場構造及び太陽風構造の特徴) (2) 共回転高速流と磁気嵐との関係 (3) 磁気嵐を起こすフィラメント消失の特徴と太陽風構造の特徴 について考察する。

現在までの解析では、確かにフィラメントの消失現象と結びつけられる磁気嵐が存在すること、消失したフィラメント近辺の磁場構造が太陽風磁場と関連性をもつことが確かめられている。



# 地磁気擾乱半年変化と太陽風速度との関連

若沢克明, 前沢 列 (名古屋)

種々の地磁気活動度示数は、一年を通して平均してみると 夏に最大、冬に最少になる一年変化と、春秋の equinox に最大、夏冬の solstice に最少を持つ半年変化を示す。前者は恐らく電離層伝導度の季節変化によるものと思われるが、後者については現在その物理的機構は明らかでなく、地球の dipole 軸に対する太陽風方向が関係しているであろうと考えられている。太陽風は平均的に Sun-Earth line に沿っており、それに対して dipole 軸が直角になる時 (equinox) に activity が最大になる (equinoctial hypothesis)。

一方、地磁気活動度は惑星間空間磁場の南向き成分 ( $B_s$ ) 及び太陽風速度 ( $V$ ) と良い相関を示す事はよく知られた事実である。活動度の半年変化に対する  $B_s$  及び  $V$  の影響を調べる事は、equinoctial hypothesis の物理的機構を説明する為に必要な事であり、結論として太陽風速度が半年変化の大きさをコントロールしている事が解った。

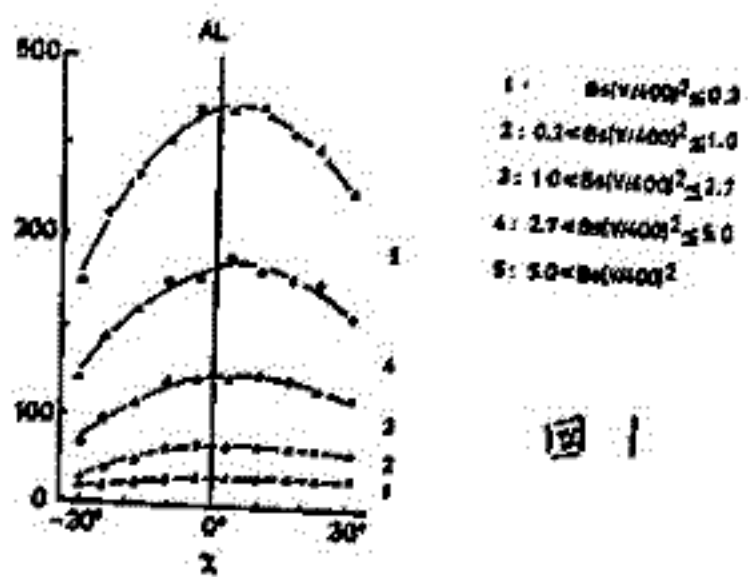


図 1

図 1 は AL インデックスの半年変化の様子を、dipole 軸の傾角  $\alpha$  (Sun-Earth line との分す角の補角) で示したもので、 $B_s V^2$  をパラメータにして、 $\alpha$  に対する平均値を plot したものである。 $\alpha = 0^\circ$  (equinox) で maximum になる変動が見られ、その振幅は  $B_s V^2$  の増加によって増大するのが見られる。他に、 $\alpha_{max}$  (夏) の時が  $\alpha_{min}$  (冬) の時より大きく、これは前述の一年変化を示す。

図 2

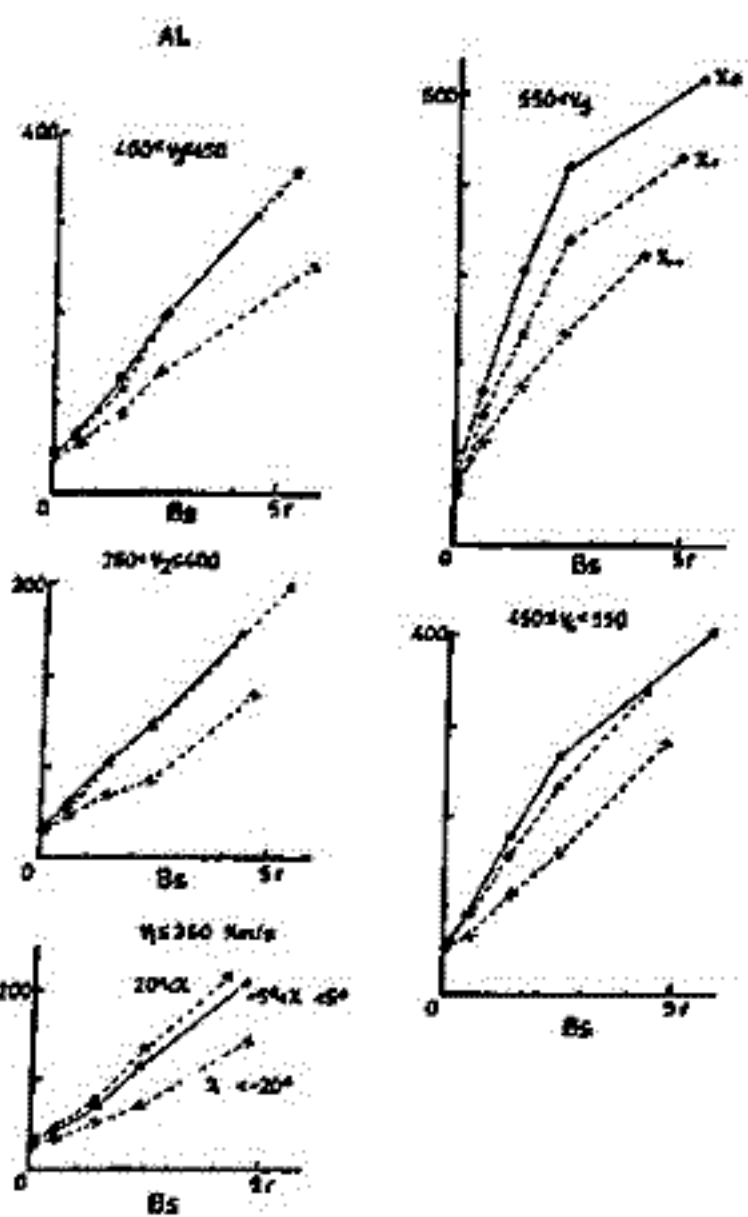


図 2 は、 $V$  をパラメータに取って、 $B_s$  への依存性を、Summer ( $\alpha > 20^\circ$ ), equinox ( $5^\circ < \alpha < 5^\circ$ ), Winter ( $\alpha < -20^\circ$ ) のそれぞれの場合について調べたものである。 $V$  が小さい場合 ( $V \leq 350$  km/s)  $B_s$  のどの値についても、Summer, equinox, Winter の順に大きく一年変化が main であるのに対して、 $V$  の増大に伴って equinox 時の値が相対的に大きくなり、 $V > 550$  km/s の場合は equinox, Summer, Winter の順に並ぶ。一方  $B_s$  が増加しても三者の相対的な値は影響を受けない。この事は、AL インデックスが、equinox 時に最大になる事に太陽風速度が強く関連している事を示す。

# 地球磁気圏の構築磁場とその変動の計算機実験

井上雄二  
京都産業大学、計算機科学研究所

地球磁気圏の構築磁場は主として地球双極子磁場、環状電流による磁場、および尾部電流による磁場の3要素とそれに伴う磁気圏界面電流による磁場によって構成されている。この事柄は磁気圏磁場の定量的モデルを樹立しようとしている研究者の基本的な一致した見解である。然し構築磁場の導出法、その物理的意義については、各研究者によって可成り異なっている。特に、惑星間磁場(IMF)の変動に伴って、磁気圏磁場が如何に、大局的に応答するかについては一致した意見はない、これに関する研究は今も、初歩的である。これはIMFと磁気圏との相互作用が十分に解明されていないことによる。南向きのIMF ( $B_z < 0$ ) が磁気圏・極域擾乱を誘起すること、その際に尾部磁場の増大を伴うことは、人工衛星観測資料の解析によって知られている。本研究はIMF  $B_z$  の変化に伴って、磁気圏の磁場構造が如何に変化するか、そして、その磁場変化が極域擾乱に如何に関連するか、を究明することを目的とする。

磁気圏を半球と同じ半径の円筒と直接に結合した簡単な形状と仮定し、閉じ込め磁場を解析的に導出した。構築磁場は3つの主成分に分類した。(1) 閉じ込められたい双極子磁場(CFDPL); (2) 一般解としての閉じ込め磁場(CFGSF); (3) 閉じ込められた環状電流磁場(CFRCF)。これらの磁場はいずれも固有の尾部電流・磁場および界面電流・磁場を伴っている。尾部電流磁場の分布は先験的に仮定されたものではなく、磁気圏界面前面における閉じ込め条件より導出された。上記のように主構築磁場はいずれも閉じ込められているが、この研究で、"閉じ込められた磁気圏モデル"と提挙するのではない。即ち、特にCFGSFはIMF  $B_z$  と直接に関連していると考えられる。この磁場は磁気圏前面において引っぱり、積み重なるIMFが太陽風・磁気鞘風によって尾部方向に引き寄せられること起因する。これによって、小さな法線磁場が尾部の磁気圏界面に現れ、鞘風と共に走り、起電力を発生させる。一方磁気圏前面においては、非一様な鞘風による起電力と界面プラズマ乱流抵抗によって、界面電流を流す。CFGSFは従ってIMF  $B_z$  に比例して増減する成分を有する。IMF  $B_z < 0$  で南向きの場合には、近尾部の赤道付近の磁場の大きさを小さくする効果がある。更にIMF  $B_z$  が増大し、磁場の打ち消しが行われると、近尾部に、磁場線の"運河"が形成され、磁気圏円筒を日出側から日没側まで貫く。その結果磁気鞘の粒子群が磁気圏内に侵入し、この高温粒子群が磁場線の"運河"を埋めつくすと、日没側から日出側に、電流を流し、極域帯にかゝる西向き電場を増大させ、"Current Disruption"を誘起させる。

上記の機構を準定常的に動的に変化を3つの構築磁場の線形合成により議論する:

$$\text{磁気圏磁場} = \text{CFDPL} + \alpha \cdot \text{CFGSF} + \beta \cdot \text{CFRCF}$$

ここで、 $\alpha, \beta$  は線形結合係数で、 $\alpha$  はIMF  $B_z$  に比例し、 $\beta$  はDstに比例する。此図は環状電流効果CFRCFについて特に考察を進めた。

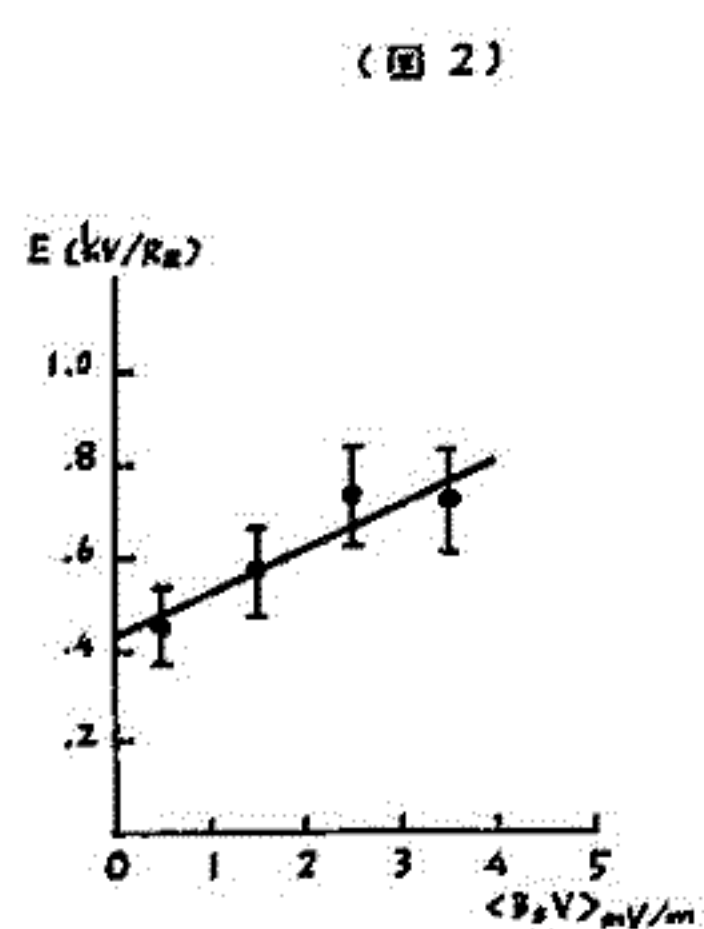
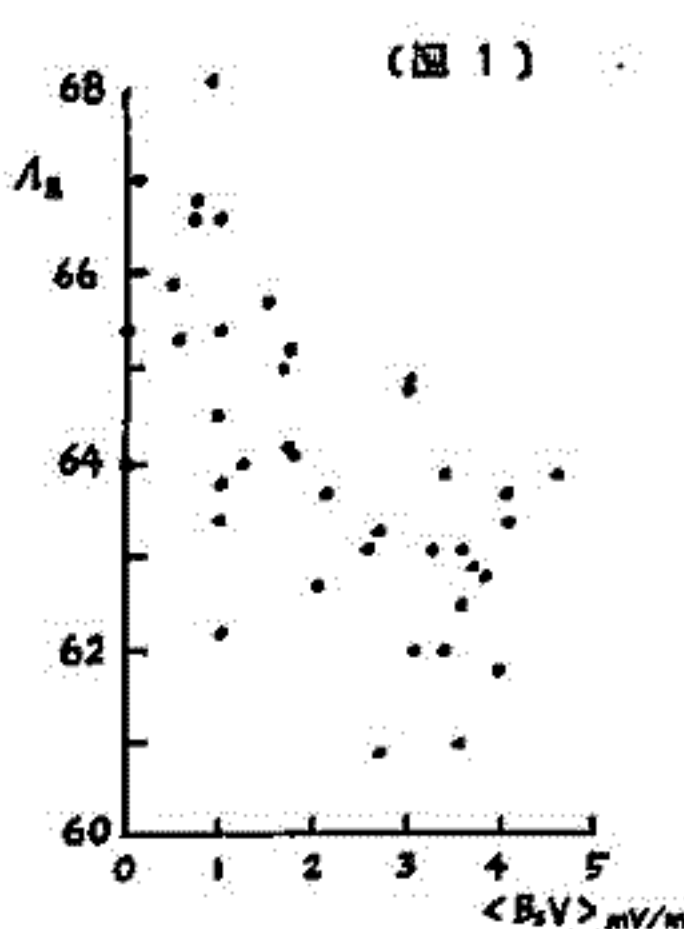
中井 仁 (大阪府立牧野高校) 上出 洋介 (京都産業大)

前回の学会では DMSP 衛星のオーロラ写真を解析して、0000MLT付近における「オーロラ」の極側境界と赤道側境界の磁気的緯度と IMF の  $B_z$  成分との関係について、以下に要約する結果を発表した。

- ① 極側境界 ( $A_p$ ) は、IMF の  $B_z$  成分の変動に対して少なくとも一時間以内で応答を示す。最も相関がよかったのは、 $B_z$  の代表値として写真がとられる時刻の20分前からその時刻までの平均値  $\langle B_z \rangle_{t-20 \sim 0}$  を用いたときで、 $A_p = -0.82 \langle B_z \rangle + 70.7$  (2300 MLT ~ 0000 MLT) が得られた。
- ② 赤道側境界 ( $A_E$ ) の磁気的緯度は、 $\langle B_z \rangle$  に対して低い相関を示す。ただし、赤道側境界が  $66^\circ$  以上の場合 (6例) と、 $63^\circ$  以下の場合 (10例) の  $t = -3 \text{ hr} \sim 0 \text{ hr}$  における  $B_z$  の最小値を比較してみると、 $\text{Min. } B_z (A_E < 63^\circ) < -4 \text{ nT} < \text{Min. } B_z (A_E > 66^\circ)$  である。

今回は、前回十分な結果が得られなかった赤道側の境界について、さらに検討を加えた。オーロラの赤道側を形成する diffuse aurora は IMF 北転とともに消滅していくが、この際必ず赤道側から消滅していくとは限らない。ということが  $A_E$  と  $B_z$  の相関の悪さの一つの原因であると考えられる。JAN 13 1975 UT 1359, UT 1539 における例のように極側から消滅していくような場合もある。そこで、IMF の代表値としては  $t = -3 \text{ hr} \sim 0 \text{ hr}$  における  $\langle B_z V \rangle$  の最大値を用いることにして、 $A_E$  (2300 MLT ~ 0000 MLT) との関係性を調べた。図1は平均をとる時間幅を30分とした場合の結果である。相関係数は0.63である。平均をとる時間を長くすると相関係数が減少する傾向がある。180分間の平均をとると、相関係数は0.55となる。

Dawn-dusk 電場と  $A_E$  の関係は、 $E = 16.7 \cos^4 A_E$  (KIVELSON 1976) で表わされる。ただし、磁場の model としては dipole field を Olson-Pfitzer model で normalize したものをを用いる。縦軸に  $E$  (kV/ $R_E$ ) をとると、 $\langle B_z V \rangle$  との関係は図2のようになる。Error bar は data の標準偏差の大きさを示している。図から  $E = 0.097 \langle B_z V \rangle + 0.43$  が求められる。



# Ring Current の IMF 依存性

前沢 洌, 村山 喬  
名大理

我々は今まで地磁気擾乱の大きさの太陽風依存性を色々な角度から調べてきた。その結果、夜側極光帯の擾乱の大きさは、ほぼ  $B_s V^2$  ( $B_s$  は IMF の南向き成分,  $V$  は太陽風速度) に比例することを見出してきている。今回は、磁気圏エネルギー収支に大きな役割を占める Ring Current へのエネルギー流入量の太陽風パラメータ依存性を調べた。Ring Current の強さは、過去に起こった Energy Injection を積分した量であり、しかも同時に Intrinsic の Decay Process を経うため、直接には太陽風物理量と比較できない。そこで本講演では、しばしば行われるように、Ring Current が次のような微分方程式に従って時間変化をもつものとして Energy Injection 量を算出し、これと太陽風物理量とを比較した。

$$\frac{dD_{sc}}{dt} = I - \alpha D_{sc}$$

$\alpha$  は Decay Constant である。(Exponential decay の階に仮定されている。また上式中の  $D_{sc}$  は Chapman-Ferraro Current の影響に及ぼさるべきに補正されているので、Ring Current の大きさを表わしていると考えよう。(Burton et al, 1975)  $\alpha$  の値は、十分に南向きの IMF の時 ( $I=0$  とみなされる時)  $D_{sc}$  に対し  $\frac{dD_{sc}}{dt}$  を Plot すれば得られるが、ここでは 1977 年春の講演で示したように、Burton et al の得た値 (0.13/hour) の半分程度 (0.06/hour) が適当である。

このようにして得られた  $I$  の太陽風パラメータ依存性を調べると、 $B_s$  にも  $V$  にもほぼ linear であることがわかる。つまり  $I \propto B_s V$  が示唆される。この関係は、我々が AL index を用いて得た結果  $AL \propto B_s V^2$  と、また赤祖父氏の結果  $I \propto B_s^2 V \sin^4 \frac{\theta}{2}$  とは異なっている。先に著者の一人(前沢)は、昼側の index AU を、やはり夜側の index である AL とは違うふるまいを示し、 $V$  の一乗に比例することを示した。その解釈として、夜側の Activity は、2つの因子、つまり磁気圏全体の Convection 電場 ( $\propto B_s V$ ) と、夜側極光帯への粒子の降りこみによる Conductivity の増加 ( $\propto V$ ) との積になっているのではないかと示唆した。この解釈をそのまま採用し、さらに  $I$  は Convection 電場に比例する (Siscoe & Crooker) とすると、Ring Current の観測結果も矛盾なく説明できる。つまり Total Injection Energy (その大部分が Ring Current にいく) は Convection 電場  $B_s V$  によって決まるが、そのうち  $\alpha\%$  ( $\alpha \propto V$ ) が夜側の Auroral Zone に注入されると考えればよい。もちろん、この考え方が正しいかどうかは、他の観測により更に検討を要する。

Dst-index の時間変化を再現するための太陽風  
パラメータ - 関数の選択

村山 高, 前沢 剛  
(名古屋)

Dst の時間変化を太陽風パラメータと定量的に結びつける試みは, Burton et al. (J.G.R. 82, 4204, 1975) によって初めて行なわれた。彼等は, Dst に主要な寄与をしている環電流のエネルギー流が,  $E_y = VB_s$  ( $V$ : 太陽風速度,  $B_s$ : IMF の南向き成分) に比例する形で太陽風から磁気圏に移入されるものと仮定し, Dst の変化を,  $E_y$  を用いてかなり良く再現することに成功した。しかし, この仮定のみからは,  $VB_s$  が最も良いパラメータであるという保証は得られない。

今回の発表では,  $VB_s$  に対置すべき量として, AL-index とよく対応することが知られている  $V^2B_s$ , および Akasofu フルーツの提唱する  $\Sigma$  (P.S.S. 27, 425, 1978) ととり, 3者のうちでどれが最も良く Dst を再現出来るかを解析する。この  $\Sigma$  は,  $V^2B_s$  に近い関数である。

太陽風動圧  $P = DV^2$  ( $D$ : 太陽風粒子密度) について補正された  $D_{st}$  を  $D_{st}^0$  とすると

$$D_{st}^0 = D_{st} - b\sqrt{P} \quad (1)$$

であり,  $-D_{st}^0$  は injection  $I$  (磁気圏へのエネルギー流入) により増加し, 環電流自身の decay により減少する。すなわち  $t=0$  における  $D_{st}^0$  は

$$D_{st}^0(t) = A \sum_{t_i=-\infty}^{-t} I(t_i) \exp[-(t-t_i)/\tau] + C \quad (2)$$

に対応する筈である。ここで  $\tau$  は環電流の decay const. であり, また  $t-t_i$  の  $t$  は, 測定された太陽風パラメータの効果は環電流に現われるまでの delay を  $\tau$  時間と仮定したことを意味する。

解析は, 適当な時間範囲について,  $D_{st}^0$  と  $D_{st}^C$  の間の相関を調べ, 相関係数  $r$ , および回帰直線  $D_{st}^0 = A D_{st}^C + K$  の  $A, K$  の値を求め, 2 つ adjustable なパラメータは  $\tau$  のみで,  $r$  が最大になるように  $\tau$  を選ぶ。この式の中の  $C$  は回帰直線の式の中の  $K$  と関係づけられる。以上の手続きを, 多くの時間範囲に適用し, その結果得られた  $r$  および  $A$  の値を 3 種の injection の形について比較することにより, この 3 種のうち最も実態に近いものの選択が可能になる。以上のプログラムに従った解析は現在進行中であり, 今後の進展を報告する。

笹村 義孝

惑星間磁場の南北成分がサブストーム強度に対して重要な要素であることは多くの研究から明らかにされてきた。しかしながら惑星間磁場の急激な南向きによって起されるサブストーム強度と環電流の事前の大きさとの明確な依存性は現在迄の時点では明らかにされていない。惑星間磁場の急激な南向きが起る以前の環電流の大きさが、惑星間磁場の南北成分とサブストーム強度の間に如何に影響を与え得るかを、1966年から1971年迄の1時間平均値を用いて調べた結果について報告する。

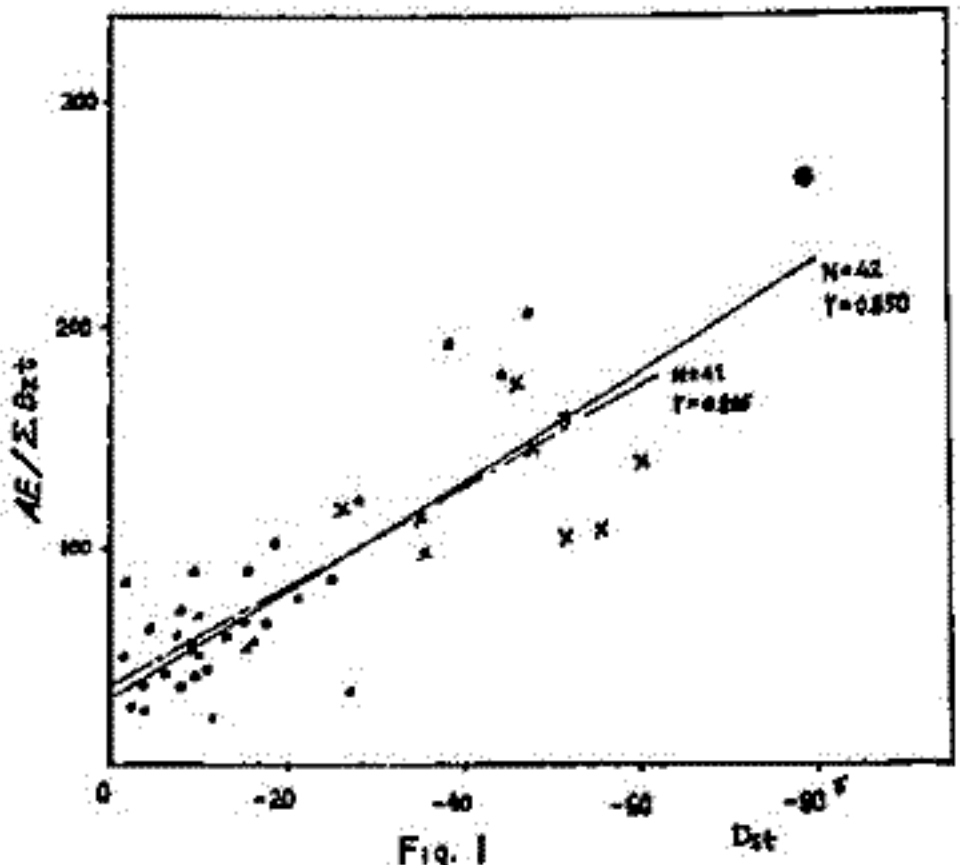
太陽風の動圧の急激な変化(例えば, SC, SE等)に伴ってサブストームが起り得る(Kawasaki et al., 1971; Burch, 1972; Kokubun et al., 1977)ことから、前回の解析に於いては出来る限り惑星間磁場の急激な南向きによる効果を抽出する為には選取基準として下記の条件を用いた。

- (1) 惑星間磁場の急激な南向きが起る前後の太陽風の動圧が比較的変動のないこと。
- (2) 惑星間磁場は、その急激な南向きが起る前、少なくとも4時間以上は $+1.9^\circ$ 以上の北向き状態を維持していること。

今回の解析ではDst 指数が $-30^\circ$ から $-80^\circ$ 迄の領域に入る事例を付け加え前回の結果を更に明確なものにした。但し、用いられる事例が少ない為、選取基準の(2)は下記のように少し緩和した。

- (2) 惑星間磁場は、南向きが起る前少なくとも3時間以上は北向き状態を維持していること。更にその北向き成分は出来る限り大きいこと。

第1回は惑星間磁場の南向き部分の単位フラックスあたりの $I_z$ の大きさとDstの関係を示したものである。但し、x, @印は今回付け加えた事例である。図から明確なように両者はかなり良い相関を示している。次の重要な結果が得られる; サブストームの発達の間は惑星間磁場の急激な南向きが起る以前の環電流の大きさに依存する。言い換えると、惑星間磁場の南向き部分のフラックスが僅かであっても環電流が十分に発達している時には大きなサブストームが起り得る。このように環電流はサブストーム強度に対して惑星間磁場の南北成分と同様に非常に重要な要素である。



# 太陽系磁気圏内の宇宙線の軌道計算及び

## それによる異方性の解析

長島一男, \*宮江新一, 森下伊三男  
(名大理, \*信大理)

近年、太陽系磁気圏の外側に存在する宇宙線異方性を調べる術、高エネルギー領域での異方性の観測が各地で進められている。そこで、我々は、恒星間空間からやって来た宇宙線粒子が、太陽系磁気圏内の恒星間空間磁場によってどのような影響を受け、その結果、太陽系磁気圏外での異方性が地球上でどのような異方性となって現われるかを調べる試みをした。そのために、まず負電荷の粒子と次の様な条件で地上より打ち出すことにより、その軌道を計算し、50, 100, 200 AU での宇宙線の asymptotic orbits を求めた。

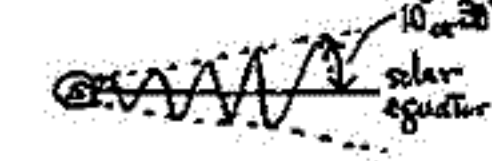
打ち出し条件 ① 方向, { right ascension  $\alpha_e$ :  $0^{\text{hr}} \sim 23^{\text{hr}}$  まで 1時間おき。  
declination  $\delta_e$ :  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  North



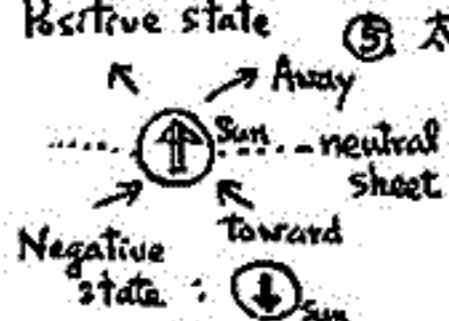
② 地球の位置。  
太陽の赤経によって表わし、1年間に8等分し春分の日より3hrおき。  
 $\alpha_s = 0, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21$  hr (左図参照)

③ 粒子の rigidity  $P$ : 20, 50, 100, 150, 200, 300, 500, 700,  $10^3, 2 \cdot 10^3, 10^4$  の11通り (GV)

④ neutral sheet について。  
- flat neutral sheet (FNS); 即ち太陽赤道面と一致させた N.S. (この場合、地球は半年間ずつ Toward 及び Away field に存在することになる)  
- warped neutral sheet (WNS)



これは、太陽赤道面の上下に neutral sheet が振らされる場合で、最大振れ角は  $10^\circ$  及び  $30^\circ$  の場合が計算された。この場合、地球の位置と neutral sheet との関係が考慮されなければならず、今回の計算では8通り ( $45^\circ$ ずつずれた位置) に neutral sheet を設定した。



⑤ 太陽磁場。  
Parker のスパイラル磁場を用い  $|B| = 6 \text{ mT}$ , solar wind velocity  $V = 430 \text{ km/s}$  とした。また、極性は、neutral sheet より北側で Away field, 南側で Toward field (Positive-state と記す) 及びその逆 (Negative-state) の2通りを考えた。(左図参照)

以上の様な条件で軌道及び Asymptotic Orbits は

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Positive} \\ \text{Negative} \end{array} \right\} \cdot \{ \alpha_e, \delta_e, \alpha_s, P \} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \text{FNS} \\ \text{WNS} - (10^\circ, 30^\circ) \cdot \text{boundary の位置} \end{array} \right\}$$

のすべての組み合わせに対して行なわれた。ここでの条件の中で  $\delta_e$  が北側だけに限ったのは、南側に対する軌道及び Asymptotic Orbits は、恒星間磁場の configuration により、(南側に打ち出した粒子のプラズマはダッシュを付けて表わす)

$$\delta_e' = -\delta_e, \alpha_s' = \alpha_s + 12 \text{ hr}, \left( \begin{array}{l} \alpha_e' = \alpha_e + 12 \text{ hr} \\ \delta_e' = -\delta_e \end{array} \right) \rightarrow \left( \begin{array}{l} \alpha_A' = \alpha_A + 12 \text{ hr} \\ \delta_A' = -\delta_A \end{array} \right) \text{ として求められることによる。}$$

即ち、 $(\delta_e', \alpha_s', \alpha_e', \delta_e')$  での結果  $(\alpha_A', \delta_A')$  は  $(\delta_e, \alpha_s, \alpha_e, \delta_e)$  での結果  $(\alpha_A, \delta_A)$  より計算できるのである。また、neutral sheet が WNS の時、地球の位置と与えても boundary の位置により、地球は Toward または Away field に入る事になり、この為、IMF の sector 効果が得られることになる。報告では、以上の様にして得られた asymptotic orbits と恒星間空間に存在する異方性 (reference axis の方向を  $(\alpha_R, \theta_R)$ ,  $\theta_R$  は colatitude) 及び地上で観測される異方性についての関係と述べると共に、その rigidity 依存性, Positive, Negative state の依存性, sector により影響等についても報告する予定である。

# 三次元解析より求めた 宇宙線の南北異方性と 惑星間空間磁場

岩手大	教育	高橋八郎	千葉敏躬
〃	人文	矢作直弘	
名大	理	長島一男	

汎世界的 (40 有餘箇所) に得られる 宇宙線中性子成分のデータを用いて、宇宙線の三次元異方性の解析を行うことにより、宇宙線の spherical zonal components ( $\alpha_0^\circ, \alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ$ ) を求め、これらと惑星間空間パラメーター (IMF,  $V_0$  など) との関連について調べる。

このことに就いては、今迄にも既に数回に亘って報告して来たが、この度は特に  $\alpha_2^\circ$  を取り上げて考察する。

尚、ここに 上記の物理量  $\alpha_0^\circ, \alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ$  は 夫、 等方成分、南北の異方性、両極地方と赤道地方とに関する異方性 (pole - equator 異方性) を表わす。

## 方法

### (イ) 三次元解析

- (i) 前処理: 全データの選択 (ソープリパーの値とくらべてみる)。
- (ii) 本計算: スペクトル (9通りあり、1から9迄の番号にて識別) を順に変えながらの最小二乗法で、 $\alpha_0^\circ$  については  $1^\circ$  より  $4^\circ$  迄、 $\alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ$  については夫、 $1^\circ$  より  $9^\circ$  迄変える (即ち、 $4 \times 9 \times 9 = 324$  回の計算)。  
 此處で、極小値をば極小或は最小にする様なスペクトルの組合せとして、所謂ベストフィットのスペクトルが 所求の最確値 ( $\alpha_0^\circ, \alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ$ ) と共に求まる。

### (ロ) 標記の解析

- (i) 期間は、1967年を選んだ。これは、宇宙線以外の必要なデータも比較的有る期間だから。
- (ii) 太陽の自転番号を一つの基準 (単位) として居る。
- (iii) ベストフィットのスペクトルが9番のもののみ選んで使った。



# 惑星間空間における宇宙線の流れと IMF の方向

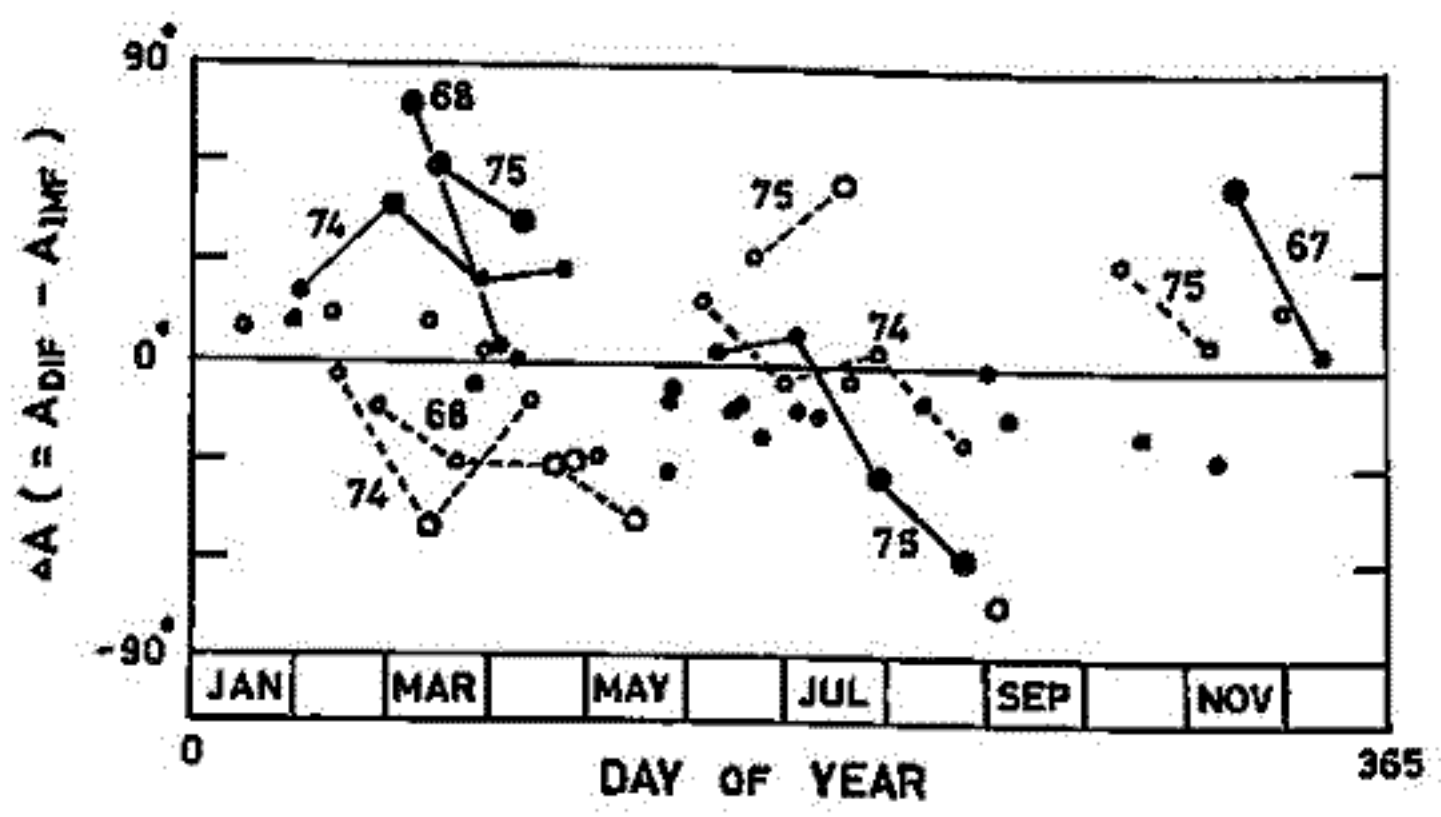
村山 喬  
(元大理)

先回の報告に続いて、宇宙線の非等方性のベクトルから、太陽風による convection の効果を差し引き、残りが IMF (惑星間磁場) に沿った diffusion になるかを調べる。非等方性ベクトルの算出は、程度が同じで緯度の異なる二つの station での宇宙線中性子強度の差を用い、実際には、Deep River - Thule と Goose Bay - Alert の二つの pair が用いられた。

特に注目したのは、回復性の太陽風高速流の declining phase で、4日以上連続して観測データが得られるもの、1967-1968 の期間 14 例および 1973-1975 の期間 41 例、総計 55 例が調べられた。この 55 例中 "diffusion vector" (convection をひいた残り) が IMF に沿っていないことが明らかになったものは 14 例で、その他かなり確かなものを加えて全体の 1/3 程度が IMF に沿わない "diffusion vector" を持つという。これが本当に IMF に垂直な diffusion を含んでいるのか、或いは IMF に平行な diffusion と全く別種の flow との合成なのかに興味のある点である。

図 1 は、"diffusion vector" の方位角と IMF の方位角 (Away IMF のときは 180° 加える) との差  $\Delta A$  を、縦軸に day of year をとって plot したものである。黒丸は TOWARD IMF 白丸は AWAY IMF のデータを意味し、また大きい丸は  $\Delta A$  が 0 より有意に離れているものである。直線で結んだものは、同じ高速流の recurrence を示す。

この図で興味深いのは、春季に黒丸が  $\Delta A > 0$  の側に、白丸が  $\Delta A < 0$  の側に分離していることである。一方秋季はデータが少ないが、春季と逆の傾向にあるように見える。宇宙線の非等方性が IMF の極性による場合は、常識的には Swinson 効果 (この場合は赤道面に垂直方向の密度勾配によるもの) が考えられる。また、季節変化の原因としては地球の太陽面緯度の季節変化の影響が可能性の一つである。この点の詳細な議論は、学会講演に譲る。



# 宇宙線の Longitudinal Density Gradient による 宇宙線の南北非対称性

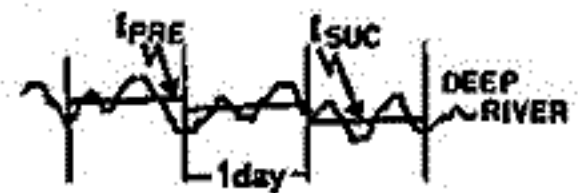
宗像義敬 (中野工大) 森 覚 (信大・理) 長島一男 (阪大・宇宙線研)

SUN-earth line 方向の宇宙線の density gradient (いわゆる radial density gradient) と IMF の向きによつて宇宙線の南北非対称性が生ずることは、森、長島らによつて確かめられてゐる。同じ考えで、地球の動径方向に宇宙線の density gradient が存在すれば、その density gradient と IMF によつて、IMF の向きに反した、宇宙線の南北非対称性も生ずることがある。大ききか、IMF の方向は radial density gradient と共に垂直に density gradient に平均して 45° 傾いてゐるから、同等の大ききを得られるはずである。

地球の動径方向の density gradient は radial density gradient のように向きが常に一向に向いてゐる理由が無く、大ききの程度も不定してゐる。今これを、宇宙線の強度変動におき換へることのできるものとする。図 1 に示したようにな宇宙線の動径方向の density gradient を定めることのできる。図 1 で Deep River の二重-トロニオン強度の日平均値を用ひ、前日と後日との差で density gradient を定めると、このように決められた density gradient が負のとき (intensity が減少するとき) で、IMF が away の場合宇宙線の南北非対称性が生ずる図も図 1 に示してある。この動径方向の density gradient と名古屋大学のいわゆる "GG-index" との相関が図 2 に示してある。上図が away, 下図が toward sector に対応してゐる。いずれの sector にもおきかたの南北非対称性は、統計的に有意に表わされてゐる。図 1 の away の GG と正に、toward と負に平均と持つのは radial density による南北非対称性で、測定値の毎日の回帰直線が動径方向の density gradient による南北非対称性である。

Longitudinal Density Gradient ( $\nabla n_1$ ):

$$\nabla n_1 = I_{SUC} - I_{PRE}$$



When  $\nabla n_1 < 0$   
Away

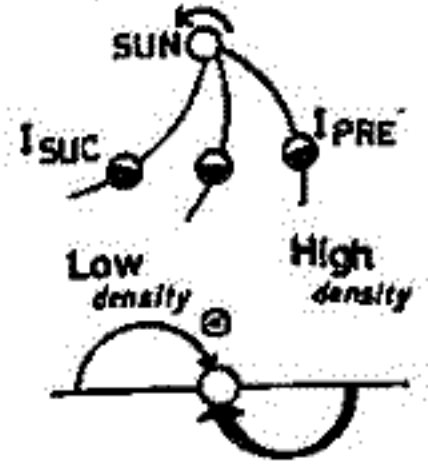


図 1

NS Asymmetry vs. Longitudinal Density Gradient (GG) (1971-1975)

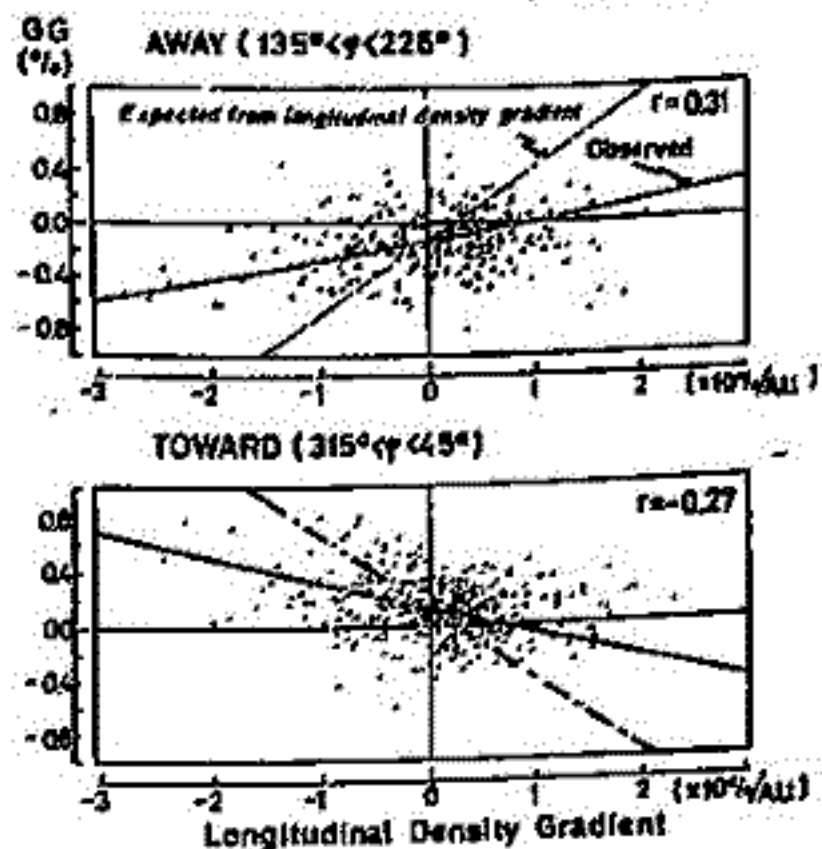


図 2

長島一男(名大・理) 藤本和夫(名大・理) 森 寛(信大・理) 一之瀬広樹(信大・教養)  
石田春雄(福大・教育)

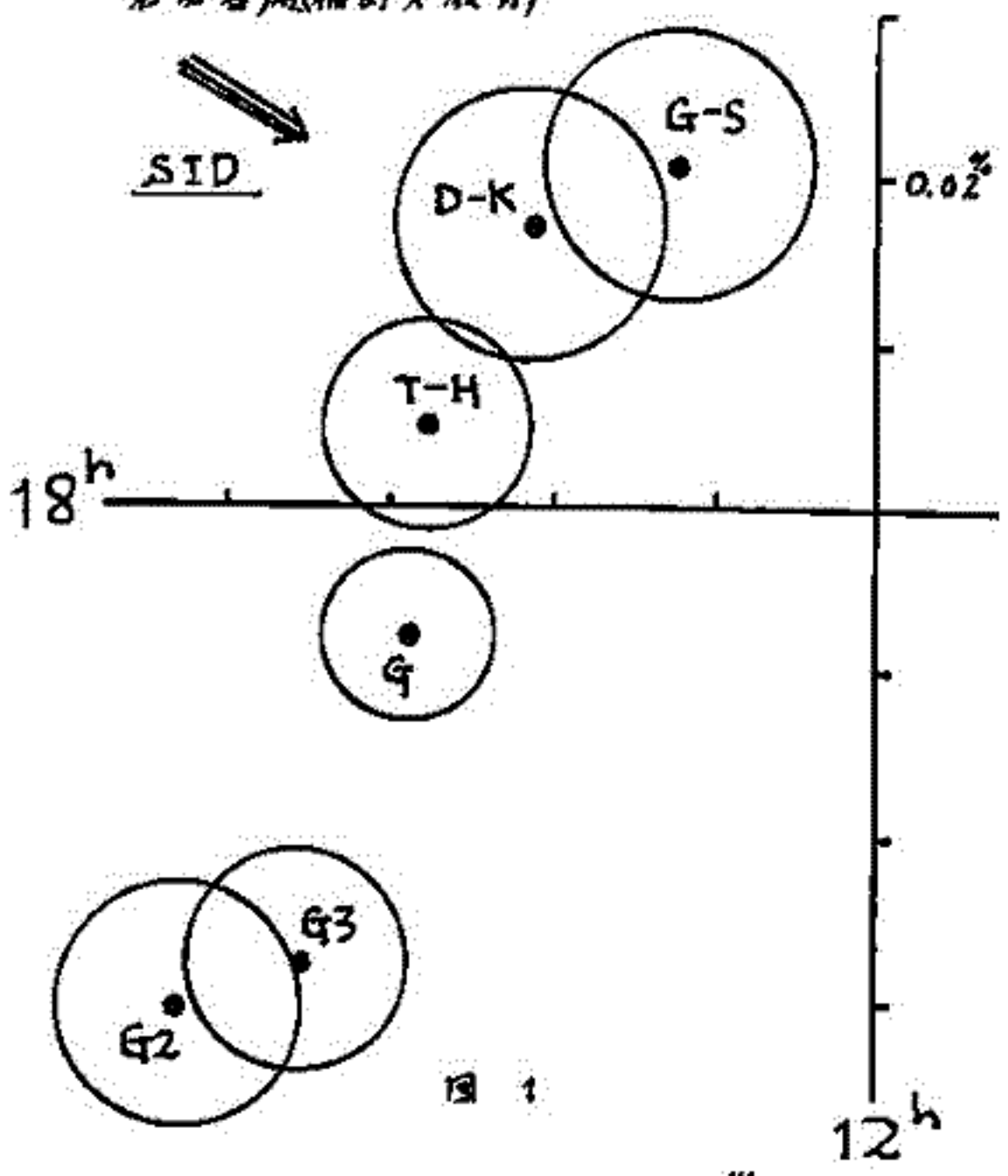


図 1

宇宙線恒星時日変化(SID)及び反恒星時日変化(Anti-SID)の観測結果が集められた。南北非対称恒星時日変化及び南北非対称反恒星時日変化のデータをとり出すために以下に記すような南北共役観測の差を用いた地上 Meson 観測については南の共役観測所がないため南北非対称日変化とよく表す  $G_2, G_3$  component を用いた。

Neutron: Deep River-Kerguelan (D-K)  
Goose Bay-Sanae (G-S)  
地上 Meson  $G_1, G_2, G_3$

地下 Meson Takeyama-Hobart (T-H)

図 1 は恒星時日変化の観測結果を示す。矢印は：この観測が得られた Space での Anisotropy を示す。

図 2 は反恒星時日変化の観測結果を示す。矢印は：この観測が得られた Space での Anisotropy を示す。

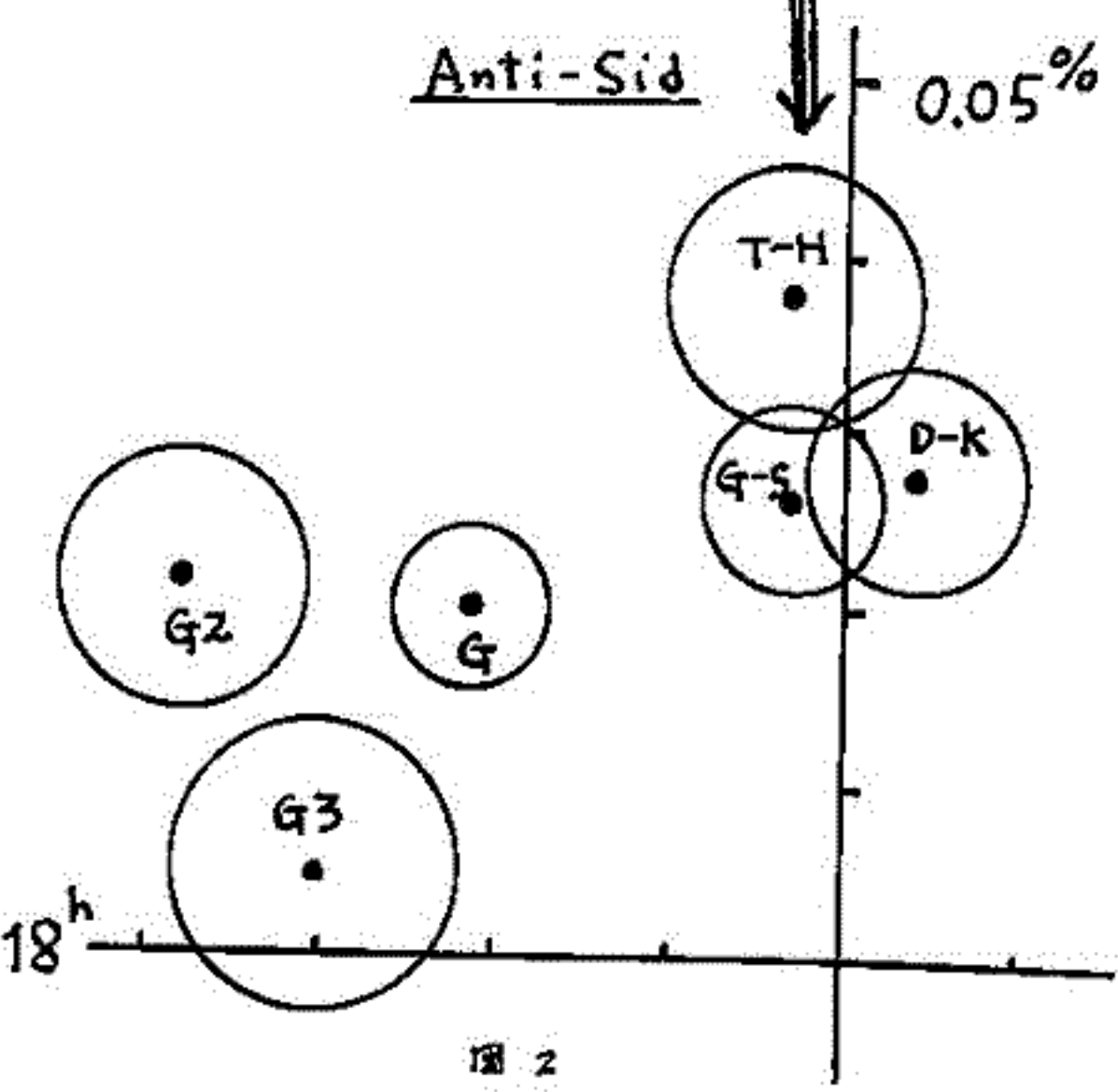


図 2

恒星時日変化、Space での方向は 18h であり 18h 経路 20h と示し、反恒星時は 12h と示す。

南北非対称恒星時日変化及び反恒星時日変化は、Loss cone model による。恒星時は 18h であり反恒星時は 12h であり、その大きさは等しいはずである。これらの観測結果は、反恒星時はほぼこの予想の方向を示しているのに対し、恒星時はその予想される方向にない。これは恒星時日変化には、太陽系外起源のものが存在していることを示唆している。

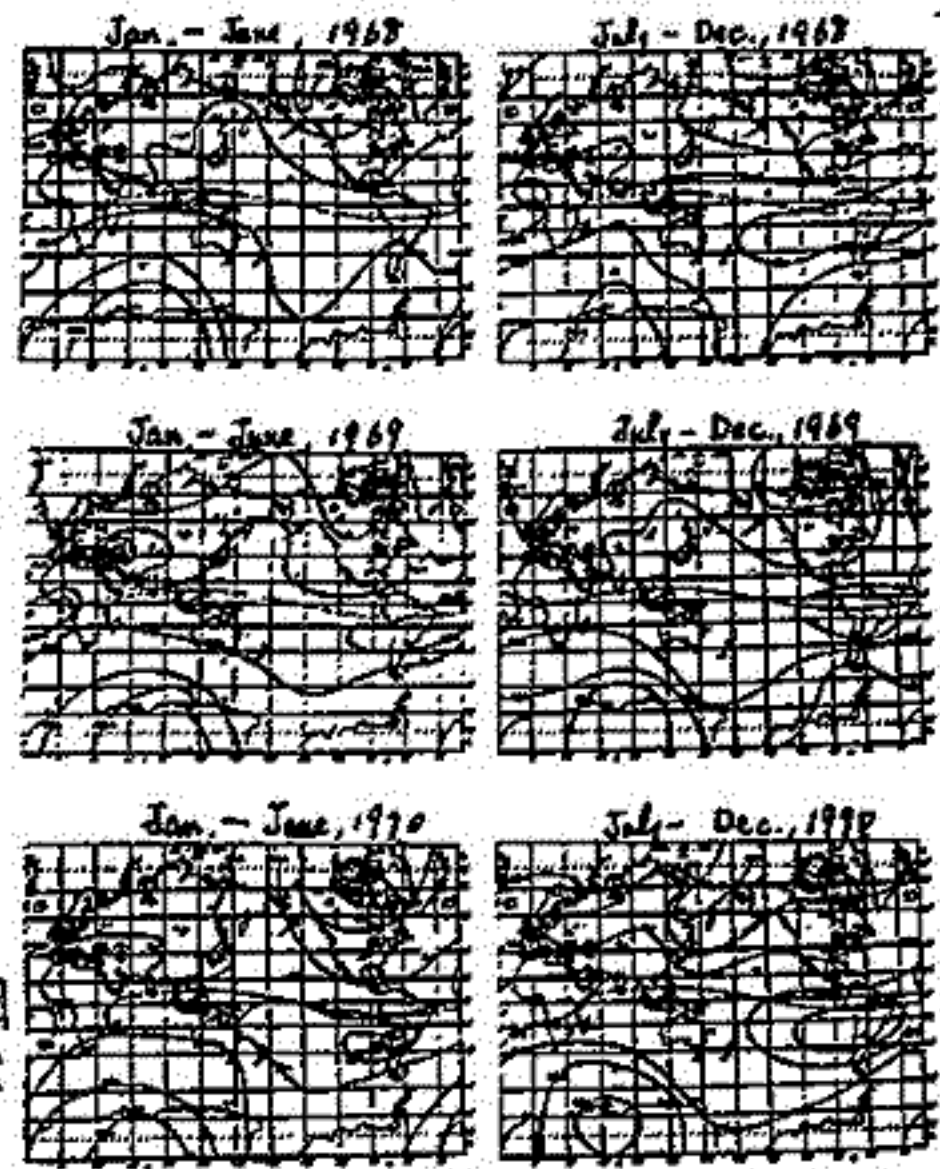
# IASY期間(1968~1970)の宇宙線中性子強度 日変化極大時刻の世界分布

白田喜雄・菅野常吉, 斎藤俊子  
福島大・教育 福島大・教養

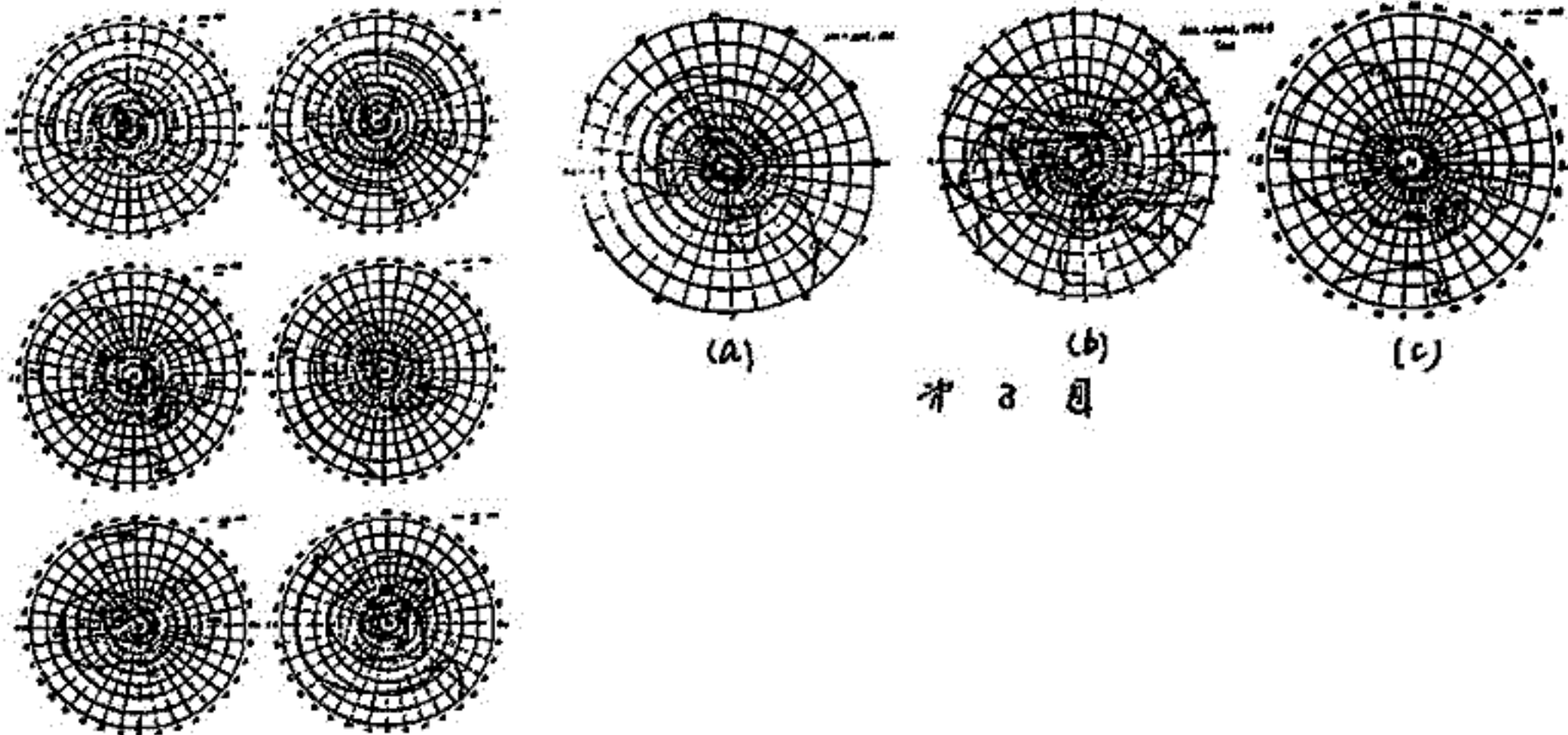
これまでに報告したように(Kanno(1961), 岡(1965), 及び7th, 8th, 9th, 10th I.C.C.R.), 世界各地の宇宙線中性子強度の月平均より求めた日変化の極大時刻(地方時)(これを  $T_{max}$  とする)の contour をとると, IGY 及び IQSY 期間では次のような結論を得られた。(i) 太陽活動が激しいときには,  $T_{max}$  は中・低緯度地方では前進するが, 高緯度地方と南大西洋地区(南米から南アフリカまで)では遅れる。(ii) 太陽活動期には地磁気の磁力線が西方に曲中する。太陽静穏期には東へ戻す。(iii)  $T_{max}$  を求めた宇宙線赤道は時間的に変動する。

今回は, IASY 期間(これは 1968~1970)について, 上記同様の方法で  $T_{max}$  の contour を求めたところ, 第1図及び第2図に示すような結果を得られた。第1図は Mercator 図上の  $T_{max}$  の contour であり, 第2図は北上方より見た北半球図の上の  $T_{max}$  の contour であり, 左側は1月~6月の平均値である。右側は7月~12月の平均値である。

第3図には比較のため, (a) IGY, (b) IQSY, (c) IASY のように, それぞれの期間の代表的年例を示す。これらから, 上述の結論が IASY の時も成り立つことがわかる。



第1図



第2図

第3図

# 惑星間空間磁場の極性に関連する宇宙線恒星時

## 日変化の長期変動

一文瀬医学, 長島一男, 高橋八郎, 天作直弘  
 信大教養, 名大理, 岩手大教育, 岩手大人社

惑星間空間磁場Bと宇宙線の *heliocentric radial density gradient* の相互作用  
 $B \times v$  によって、赤道面に垂直な宇宙線の流れが生ずる。これは、太陽空間磁場の極性  
*Toward Away* について、それぞれ恒星時日変化を求めてその差をつくれば得られる。  
 我々は *Huancayo, Cheltenham* における *ion-chamber* の data を用いて 1938~1968 の  
 約 3 *solar cycle* について、恒星時日変化の長期変動を求めた。

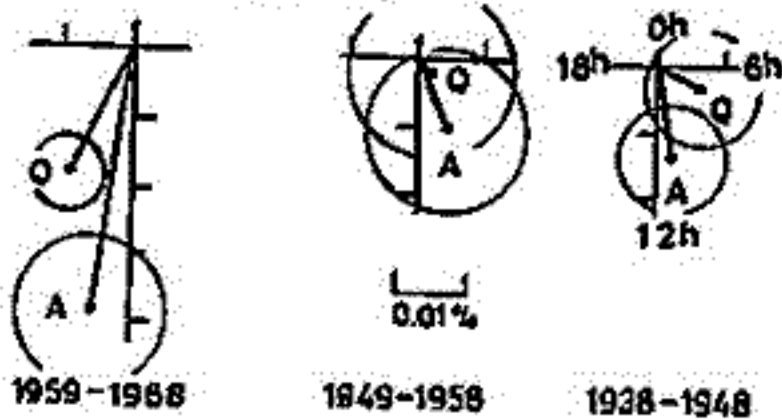
### 1) 11年変動

31年間の data を太陽極磁場の極性によって、1938~1948, 1949~1958, 1959~1968 の 3  
 期間に分けた。図1に太陽活動の *active* の期間 ( $RZ > 60$ ) と *quiet* の期間 ( $RZ < 60$ ) につ  
 いての恒星時日変化の *Vector* を示した。図にみられるように 1959-1968 年については、  
*Amplitude* に大きな差があることがわかる。又他の 2 期間についても *error* は大きいが、  
 やはり太陽活動によって *amplitude* に差がみられる。このことは宇宙線の流れが、毎日に太  
 陽活動度に応じて変化することを示す。

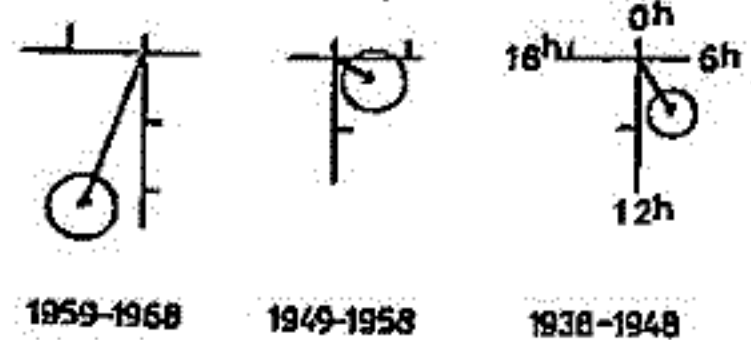
### 2) 22年変化

更に 22年変化があるのではないかを調べた。このためには 11年変化を除去する必要がある。  
 その方法として、 $RZ$  と *harmonic dial* の  $0h, 6h$  成分について *correlation analysis* を  
 行った。 $RZ > 50$  における恒星時日変化の *Vector* を求めた。図2にその結果を示す。図にみら  
 れるように 22年変化がみられる。即ち太陽の北極の極性が *Toward* の期間では *amplitude*  
 が大きく、それが逆転した期間では小さい。

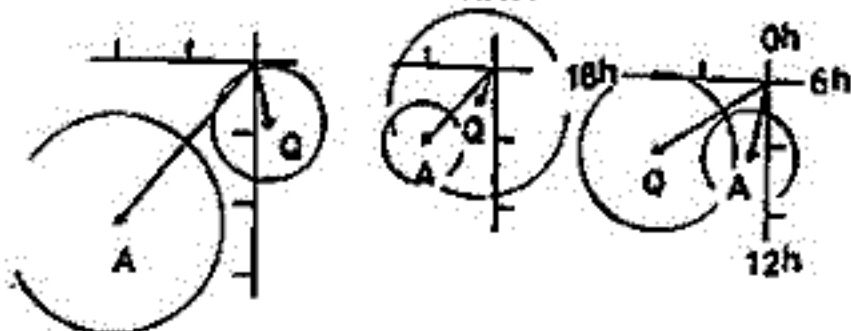
11-YEAR VARIATION  
HUANCAYO



22-YEAR VARIATION  
HUANCAYO



CHELTEHAM



CHE TENHAM

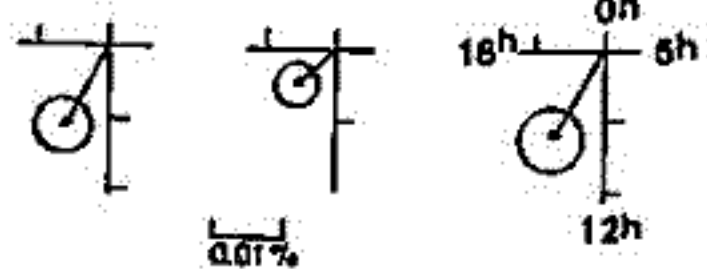


図 1

図 2

森 覚 安江 新一 (信大 理) 長島 一男 藤井 和孝 (名大 理)  
D. B. SWINSON (UNM)

最近9年間の20年間1998-1979に、太陽時日変化異方向性の性質、特に異方向性の方向について、顕著な変化が見られた(図1参照)。まず前者、前半1958-1970では、異方向性の方向は、ほぼ180度長短子が見られた。一方、後半1971-1979では、異方向性の方向は、北緯50度北緯一帯(中核子計測器以下宇宙線計)に転じた。これは15~17時への前進が見られた。両者は、一太陽サイクルに対応しているから、上記の変化は、直接太陽活動による1年変化によるものと考えられる。一方、これは、1958、1970などでは、太陽極磁場の極性反転が観測されたことからも、太陽時日変化異方向性の方向の変化は、これら22年変化と考へられる(提唱された)。

以上のような解析が行われたより、これはモジュール出の小電圧が、必ずしも測得の方向に一致しない。最近、長島(名古屋電機大学)のモジュール、宇宙線の密度分布と、普通向に同じく、南北高密度帯と、低密度帯、場合により、定性的には、上記の方向の変化を説明しうる可能性が示された(提唱された)。

要するに、今までの、この問題については、以上のような報告を述べたが、今回は、

- (1) 二本の軌一軌
  - (2) 各方向(2方向)の異方向性
- により、解析を行った。

SOLAR DIURNAL ANISOTROPY

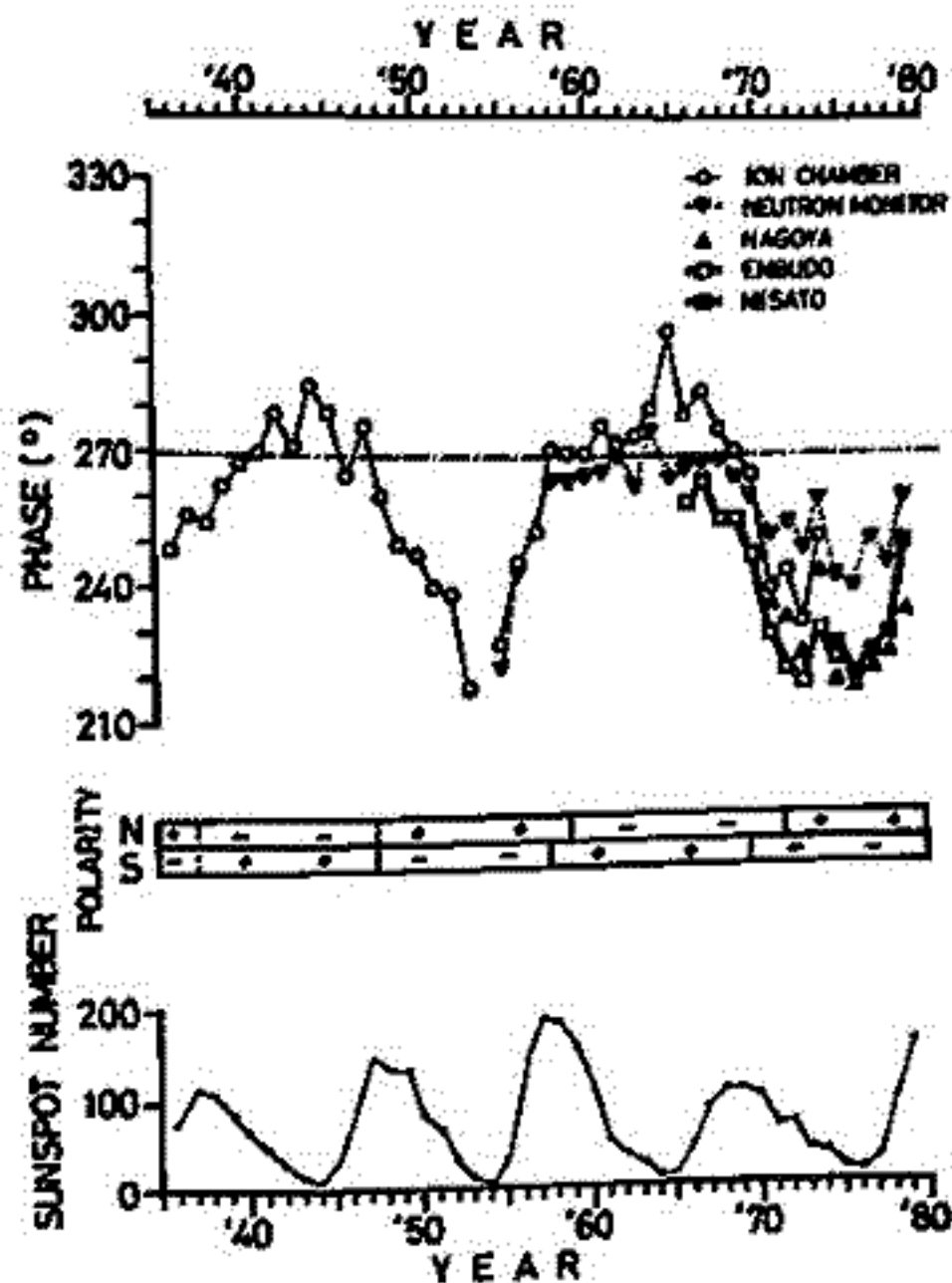


図1

安江 新一 森 寛 鷲坂 修二 神谷 敏行  
(信大 理)

一之瀬 匡興  
(信大 教養)

長野市松代町の地下坑道内、深さ 220 mwe の坑道に於いて昨年夏 (1980年8月) 以来宇宙線の連続観測を行つてゐる。宇宙線望遠鏡は、延々 23 m<sup>2</sup>、上下二層の南北に表裏配置で、その詳細については昨年度の学会で報告した。今回は約半年余りのデータにもとづいて得られた気圧効果係数等の他の preliminary な結果について報告する。

現在までの観測データによれば気圧効果係数  $\beta$  は鉛直方向成分に対し、 $\beta = 0.042\% / \text{mb}$  となつてゐる。この値は理論的に予想される値 (約  $0.01\% / \text{mb}$ ) に比べて、およそ 4 倍大きくなつてゐる。このことは松代の深さ (中間子成分の閾エネルギーは約  $12 \text{ GeV}$ ) での正の気温効果の影響が知られてくるためと考へられる。

高層気温のデータ (1979年1月~7月) と地上の気圧データを用いて、松代の深さで予想される気温効果の大きさを計算したところ、冬から夏にかけての約半年間の平均で、 $0.029\% / \text{mb}$  と算出された。気圧効果による  $0.009\% / \text{mb}$  と合わせると  $0.038\% / \text{mb}$  となり、上記の値に近づくことがわかる。すなわち、計測された気圧効果係数は、その大部分が気圧と相関のある気温効果によつてつくられてゐると考へられる。したがつて計測された気圧効果係数  $\beta = 0.042\% / \text{mb}$  を用いて気圧補正を行へば、気温効果も同時に、ある程度補正されることを期待される。

このように気温効果の影響は、より現れてゐることから、気象効果について、今後之を詳しく検討を加へる必要があると思はれる。