

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

日本地球電気磁気学会

# 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	惑星・惑星間空間		磁気圏理論		木星電波		地磁気脈動		極光・磁気脈動	
	II	電離圏レーダー計測		ISS-b観測		電離圏波動・力学		熱圏・中間圏		評議員会	
	III	測機・希ガス・年代・磁気異常				磁気異常		電気伝導度			
(電波研究所 2 号館)											
5月14日(木)	I	磁気圏波動理論		ポスターセッション(第5会議室)		特別講演		総会		電波研究所内見学	
	II	大気光		エーロゾル							
	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		磁気圏波動		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		宇宙線			

- 注1. 各講演は指定時間を守ることを(講演時間9分, 討論時間3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 坦 (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 坦 (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, 鷺見治一, 柿沼隆清 (名大空電研)
- 8 柿沼隆清, 小島正宜, 鷺見治一 (名大空電研)
- 9P 須田友重 (気象研), 奥谷晶子, 和田雅美 (理研)

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 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 (II)
- 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 (II) — 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

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・プラズマ中の非圧縮波による  $\alpha$  効果
- A formation of steady field-aligned electromotive force
- 沿磁力線電場による電離層電子吸上げ効果
- 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)

- II-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  
朗(東北工大)

京都・アデレードに於ける電離層風の比較解析

流星高度における2日周期大気波動とそれに供なう  
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)

- II-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 $O^+$ 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 $He^+$ 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1日 5月13日(水)

09:30 - 12:00

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)   | 海底火山ガラス中のHe 同位体比とマンツルの構造                       |
| 2 比屋根肇, 小嶋 稔 (東大理)   | オリビンとメルトへのAr の分配係数                             |
| 3 小嶋 稔 (東大理), 高岡宣雄 (山形大理),<br>佐藤 修 (東京農大工), 座主繁男 (東大理)                 | ダイヤモンド中のAr 同位体比とダイヤモンドの起源                      |
| 4 佐藤高晴 (阪大教養)  | ESRによる深海底堆積物の年代推定 (Ⅱ)                          |
| 5 室井 勲 (大阪府科学教育センター)   | 球形コイル装置によるダイポール磁場について                          |
| 6 小島正美, 瀬戸正弘, 赤間芳雄 (東北工大),<br>斎藤尚生 (東北大理)                              | RING-CORE型残留磁気高速測定装置 (RICRE-STOMETER) の出力装置の開発 |
| 7 河野 長, 浜野洋三 (東大理), 西谷忠師<br>(秋田大鉱山), 当舍利行 (東大理)                        | Paleomagnetic Processor 6. 交流消磁システム            |
| 8 河野 長 (東大理)   | 交流消磁コイル内の磁場の強度分布の計算法                           |
| 9 堂面春雄, 森口泰枝 (山口大教育)   | スピナー磁力計によるNRM測定についての一注意                        |
| 10 瀬川爾朗, 小林和男, 春日 隆 (東大海洋研),<br>行武 毅 (東大地震研), 浜野洋三 (東大理)               | 三成分海底磁力計の開発および試験観測による結果                        |
| 11 瀬戸正弘, 赤間芳雄 (東北工大), 加藤愛雄,<br>斎藤尚生, 湯元清文, 田村忠義, 永徳昭人,<br>山内美佐子 (東北大理) | 大気球による三陸沿岸での磁場観測                               |
| 12 河野 長 (東大理), 柳沢正久 (宇宙研),<br>MAGSAT研究班                                | MAGSAT で観測された日本近辺の磁気異常                         |
| 13 大島章一, 小野寺健英 (海上保安庁水路部)  | 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 I 会場

木星電波

(13:00-14:00)

座長 西田篤弘(宇宙研)

I-18 今井一雅 (高知高専)

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

19 馬鳥直哉, 富沢一郎, 芳野赴夫 (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 (II)

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)

I-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5φINDUCTION 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 (岐阜歯大)

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)

- |   |   |
|---|---|
| <p>1-30 <u>山本達人</u>, 小口 高 (東大理)</p> <p>31 <u>山本達人</u>, 小口 高 (東大理)</p> <p>32 小口 高 (東大理), AUVプロジェクト<br/>チーム</p> <p>33 林 幹治 (東大理), AUVプロジェクト<br/>チーム</p> <p>34 <u>坂 翁介</u> (九大理), AUVプロジェクト<br/>チーム</p> <p>35 平沢威男 (極地研), Gendrin, R.<br/>(CRPE), <u>小野高幸</u> (極地研)</p> <p>36 北村泰一 (九大理)</p> <p>37 外谷 健, 小池捷春, 桑島正幸, 河村 謙<br/>(地磁気観), 福西 浩, 鮎川 勝, 平沢<br/>威男 (極地研)</p> <p>38 <u>糸長雅弘</u>, 坂 翁介, 下泉政志, 北村泰一<br/>(九大理)</p> <p>39 <u>桜井 亨</u>, 利根川豊 (東海大工)</p> <p>40 <u>利根川豊</u>, 加藤愛雄, 桜井 亨 (東海大工)</p> <p>41 國分 征 (東大理)</p> | <p>Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (I)<br/>— 空間的変動と周期特性 —</p> <p>Pulsating Aurora の時間的空間的構造 (II)<br/>— 空間的変動の速度及びスケール —</p> <p>Auroral Pulsationに伴う地磁気脈動</p> <p>多点観測による Pc 1 脈動の動的様相</p> <p>ベイカーレイクにおける地磁気脈動</p> <p>昭和基地- GEOS 衛星同時観測による Pc 1<br/>波動の伝播特性</p> <p>Pc 1 の伝播径路 (磁気圏に He<sup>+</sup> を含む場合)<br/>中低緯度および高緯度における Pc 1 型磁気脈動の<br/>特性の対比</p> <p>低緯度脈動に対する電離層効果 モデル計算- I</p> <p>A damped type hydromagnetic oscillation associated with SSC observed at synchronous orbit</p> <p>Characteristics of Pc4 Magnetic Pulsations Observed at Synchronous Orbit</p> <p>Pc 4-5波動に伴う高エネルギー粒子の変調</p> |
|---|---|

第1日 5月13日(水)

13:00 - 18:00

第Ⅱ会場

電離圏波動・力学 (13:00-15:00)

- Ⅱ-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, 芳野赴夫 (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)

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層モデルについて

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(Ⅲ)  
—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(Ⅳ)  
—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

熱圏・中間圏 (15:15-18:00)

- Ⅱ-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 (東北大理)
- 28 富田二三彦, 上山 弘, 大沼利弘, 岡野章一 (東北大理)
- 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 村田 宏雄 (兵庫医大物理)

柿岡における $\text{He}10830\text{\AA}$ の強度変化(Ⅰ)

柿岡における $\text{He}10830\text{\AA}$ 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予備観測  
プラネタリー波によるオゾン輸送機構

中層大気中の $\text{SO}_2$ 測定法について(Ⅰ)

$\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{OH}^* + \text{H}$ 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 $\text{NO}_2$ 成分量の観測(Ⅰ)



第1日 5月13日(水)

13:00 - 18:00

第Ⅲ会場

磁気異常 (13:00-15:15)

- Ⅲ-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(住鉱コンサルタント)
- 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), 笹井洋一(東大  
震研)
- 24 笹井洋一, 石川良宣(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成分測量  
硫黄島の磁気測量(第1報)

北大東島での地磁気全磁力異常

Tuvalu 共和国 Funafuti 島の磁気測量

仏領ポリネシア・マニヒ島の磁気測量

仏領ポリネシア, マタイバ島の磁気測量

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

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—

電気伝導度 (15:25-18:00)

- Ⅲ-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 本蔵義守(東工大)
- 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)
- 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)
- 37 下泉政志, 坂 翁介, 北村泰一(九大)

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(Ⅱ)

An Induction Study at Micropulsation  
Periods in Kyushu (I)

An Induction Study at Micropulsation  
Periods at Memanbetsu

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)

43P 大津仁助(名大空電研)

44P 橋本弘蔵, 松本 紘, 芹沢善積, 木村磐根  
(京大工)

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)

47P 松本 紘, 長井啓介(京大超高層電波研究  
センター)

48P 馬場清英(中部工大)

49P 大家 寛, 宮岡 宏(東北大理)

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

51P 平岡規之, 玉尾 孜(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  
における地球磁場インホモジニティ効果

自由境界条件によるホイスラー波動粒子相互作用の  
計算機シミュレーション

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

大振幅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 —

VLF標準電波の赤道越え異常について

Unified Theory of the Intense Radio  
Wave Emission from Planets

磁気圏境界面の長周期振動

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

第2日 5月14日(木)

09:00 - 12:00

第II会場

大気光 (09:00-11:00)

座長 上山 弘(東北大理)

- II-35 田鍋浩義, 嵩地 厚, 宮下暁彦(東京天文台)
- 36 三沢清敏(防大物理), 竹内郁夫(託問高専)
- 37 三沢清敏(防大物理), 竹内郁夫(託問高専)
- 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)

- 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OI630nm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
- 上層大気酸素原子と夜光(I)

エアロゾル (11:10-12:00)

座長 岩坂 泰信(名大水圏研)

- II-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)

- 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2日 5月14日(木)

09:00 - 12:00

第Ⅲ会場

岩石磁気

(09:00-10:36)

座長 広岡公夫(富山大理)

- Ⅲ-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 443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Js-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)

- Ⅲ-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), 呉 振裕, 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)  
美濃帯南部三畳-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

第2日 5月14日(木)

13:30 - 20:00

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。

講演番号  
氏名  
スライド番号  
5mm幅の赤線

- 画面(正立位置)上に講演番号(カッコ内に)、著者氏名(著者が複数の場合は筆頭著者)、スライド番号(1, 2, 3……の順に)を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5mmの赤鉛筆で記入。

第3日 5月15日(金)

09:00 - 12:00

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) Quasi-Parallel Bow Shockの内部構造
- 53 竹内 一, 今井 喬, 河野 毅, 和田雅美(理研), 松岡 勝(宇宙研) Hinotori (ASTRO-A) の粒子・X線モニタの観測結果速報
- 54 西田篤弘, 星野真弘 (宇宙研) Substorm に伴う Near-earth plasma sheet の構造変化
- 55 早川 基, 西田篤弘(宇宙研), J. Birn (Ruhr Univ.), and E. W. Hones, Jr. (LASL) 磁気圏尾部におけるプラズマ流の空間スケール (II)
- 56 西田篤弘, 羽田 亨(宇宙研), E. W. Hones, Jr. (LASL) Noise Bursts in the Magnetotail; Their Relation to Plasma Sheet Dynamics
- 57 羽田 亨, 西田篤弘(宇宙研), E. W. Hones, Jr. (LASL) 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 洸(名大理)

- 1-58 金田榮祐 (東大理), 平尾邦雄(宇宙研) KYOKKO による Dayside Aurora の動態観測
- 59 小川忠彦 (電波研平磯), 五十嵐喜良(電波研) 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
- 60 鮎川 勝 (極地研), 巻田和男(拓殖大), 平沢威男(極地研) 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
- 61 向井利典, 平尾邦雄(宇宙研) オーロラ帯における上向き電子流の特徴
- 62 T. Araki (CIRES, UNIV. of COLORADO) and J. H. Allen (NOAA / EDIS/NGSDC) Latitudinal Reversal of Polarization of the Geomagnetic Sudden Commencement
- 63 平沢威男(極地研) SCC および SI に伴う Substorm
- 64 家森俊彦 (京大理), 角村 悟(気象庁) SC とそれに伴うサブストーム開始との時間差
- 65 田中高史(電波研) 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3日 5月15日(金)

09:00 - 12:00

第Ⅱ会場

MAGSAT観測 (09:00-10:15)

座長 飯島 健(東大理)

- Ⅱ-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)

- Ⅱ-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, 満保正喜, 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3日 5月15日(金)

09:00 - 12:00

第Ⅲ会場

古地磁気Ⅱ (09:00-10:36)

- Ⅲ-53 船木 實 (極地研)
- 54 広岡公夫, 酒井英男, 伊達哲弘, 新田町孝司 (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 綱川秀夫, 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 (静岡大理), 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)

- Ⅲ-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3万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 I 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)
I-66	渡辺成昭, 恩藤忠典, 巖本 巖 (電波研)	イオンホイスラーと太陽活動度及び地磁気活動度	
67	中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成和, 村上利光 (電波研)	低緯度ホイスラー到来方位の観測-IV	
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	
69	鶴田浩一郎, 町田 忍 (宇宙研)	プラズマポーズ付近のホイスラーモード波伝播路の時間・空間的ふるまいについて	
70	恩藤忠典, 中村義勝, 渡辺成昭, 村上利光 (電波研)	ISIS衛星で観測されたコーラスの特性	
71	小野高幸, 平沢威男 (極地研)	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	
72	中川一之, 芳野起夫, 蓬田 信 (電通大)	人工衛星ISIS-1, 2で観測されたVLFソーサーの特性	
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)	オーロラヒス到来方向の特性(III)	
74	山岸久雄, 平沢威男 (極地研), 長野 勇, 満保正喜 (金沢大工)	南極昭和基地におけるオーロラヒスの季節変化	
75	林 幹治 (東大理)	コーラス強度の多次元線型モデル	
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)	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	

EXOS 観測	(15:30-17:00)	座長 山岸久雄 (極地研)	
I-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)	“きよっこう”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, 木村磐根 (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, 木村磐根, 井澤一朗, 橋本弘蔵 (京大工)	EXOS-B/SIPLE局共同実験におけるサイプ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)
Ⅱ-62	江尻全機, 山岸久雄, 内田邦夫 (極地研) J. K. Oleson (T I D)	グリーンランド・国際協同ロケット実験 (Ⅱ)
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)	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
64	小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研)	S-310JA-7号機による熱的電子エネルギー状態のチェック
65	高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛 (東北大理)	“ひのとり”による低緯度F領域電子密度計測
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)	「たいよう」によるプラズマバブル中の電子温度
67	皆越尚紀, 新野賢爾 (電波研), 上敷領昭五 (電波研, 山川電波観), 菅宮夫 (アマチ ュア無線連盟)	山川で観測された静止衛星ETS-IIの13.6MHz電波の電離圏シンチレーション
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)	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——
69	堀 利浩, 熊谷 博, 小川忠彦, 磯崎 進 (電波研平磯)	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
70	西牟田一三, 鈴木 晃, 石沢 薫, 皆越尚, 新野賢爾 (電波研)	低緯度地域における12GHz電波の電離圏シンチレーション
71	新野賢爾, 皆越尚紀 (電波研)	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)
Ⅱ-72	麻生武彦, 野々山徹, 加藤 進 (京大工)	大気潮汐波動の計算機シミュレーション (2)
73	西本修一, 前川泰之, 深尾昌一郎, 加藤進 (京大工)	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——
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)	アレシボレーダーによる中間圏長周期波動の観測Ⅱ
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)	アレシボレーダーによるD領域物理量の観測
76	佐藤 亨 (京大工), R. F. Woodman (アレシボ観)	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——
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)	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
78	MUレーダーワーキンググループ (京大工)	MUレーダーによる大気運動の観測
79	中村純二 (東大教養), 大地 登 (岐阜大 教養), 中村 透 (都立大理)	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 齋藤尚生(東北大理)
Ⅲ-68	桜井邦朋(神奈川大工)	太陽活動と太陽の自転速度との関係
69	Takao Saito (Tohoku Univ.) and R. Howard (Mt. Wilson & Palomar Observatories)	EVIDENCES TO SUPPORT THE TWO-HEMISPHERE MODEL ON ROTATIONAL REVERSING OF THE HELIODIPOLE IN SUNSPOT MAXIMUM PHASE
70	齋藤尚生(東北大理), 瀬戸正弘(東北工大)	HELIOMAGNETIC EXCURSION の周期性に関する HELEX-DECIM 仮説の提唱
71	丸橋克英(電波研)	磁気嵐の原因となる太陽風擾乱の起源
72	芳沢克明, 前沢 洸(名大理)	地磁気擾乱半年変化と太陽風速度との関連
73	井上雄二(京産大計研)	地球磁気圏の構築磁場とその変動の計算機実験
74	中井 仁(大阪府立牧野高), 上出洋介(京産大)	大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係(Ⅰ)
75	前沢 洸, 村山 喬(名大理)	Ring Current の IMF 依存性
76	村山 喬, 前沢 洸(名大理)	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
77	笹村義孝	環電流のサブストーム強度への影響(Ⅱ)
宇宙線 (15:10-17:00)		座長 森 覚(信州大理)
Ⅲ-78	長島一男, 森下伊三男(名大理), 安江新一(信大理)	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
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)	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
80	村山 喬(名大理)	惑星間空間における宇宙線の流れと IMF の方向
81	宗像義教(中部工大), 森 覚(信大理), 長島一男(名大理)	宇宙線の Longitudinal Density Gradient による宇宙線の南北非対称性
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), 石田喜雄(福島大教育)	宇宙線南北非対称恒星時日変化
83	石田喜雄, 菅野常吉(福島大教育), 斎藤俊子(福島医大教養)	I A S Y 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
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)	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
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)	宇宙線太陽日変化異方性の22年変化
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)	松代における宇宙線強度変動の大気効果

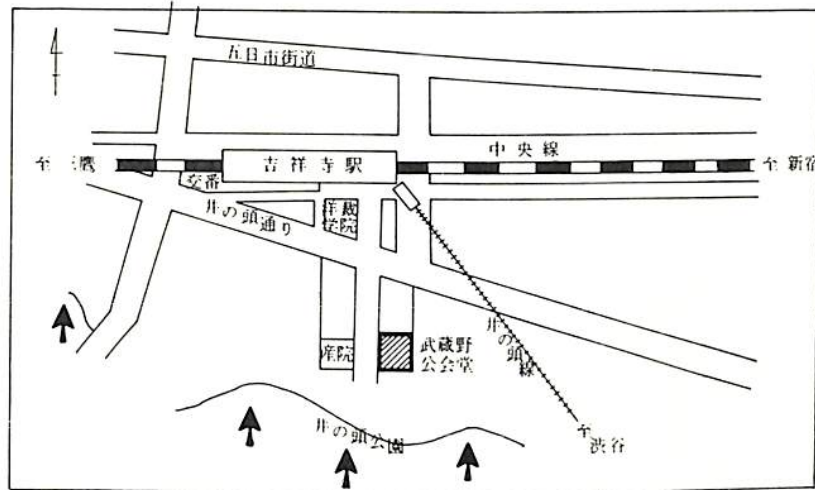
第 69 回日本地球電気磁気学会講演会場案内

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

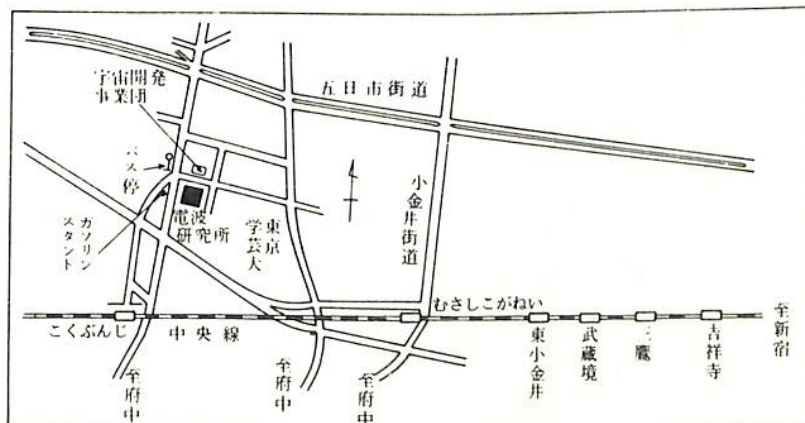
小金井市貫井北町 4-2-1 電話 0423(21)1211(代表)

交通機関 中央線 武蔵小金井駅北口下車  
京王帝都バス⑨ (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 場

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、土星の磁場の差。

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)、弱い磁気星の様子はよく分っていない。観測結果から次の点が注目される。(1) ダイポール型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：星間媒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型が必要である。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。

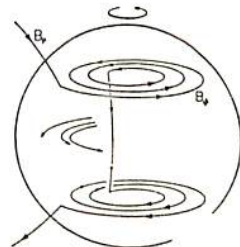
ダイナモ理論は最近多くの人々によって、計算機シミュレーションが行われ、極性の逆転も含むような興味ある結果が得られている。

第1表

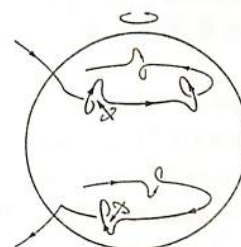
天体	半径 (km)	平均密度 (g/cm <sup>3</sup> )	自転周期 (日)	赤道磁場 (ガウス)	磁気能率 (Gcm <sup>2</sup> )	自転軸と磁軸との角 (°)	北極の極性
水星	2439	5.43	59	0.003	5.0 E22	10	S
金星	6052	5.24	245	0.0003	6.5 E22	10	S
地球	6378	5.52	1.00	0.31	8.0 E25	11	S
火星	3397	3.39	1.03	0.0006	2.5 E22	15	N
木星	71400	1.33	0.41	4.2	1.5 E30	10	N
土星	60000	0.71	0.43	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>3</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>	?
マゼラン雲	10 <sup>-5</sup>	



第1図



第2図

大家寛, 渡部重十, 高橋忠利  
東北大理

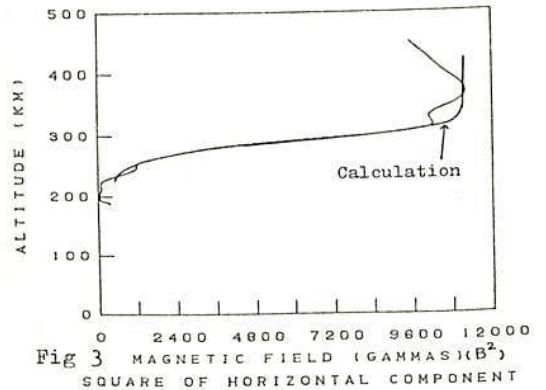
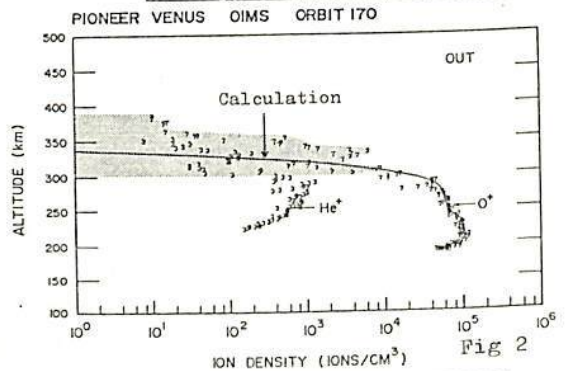
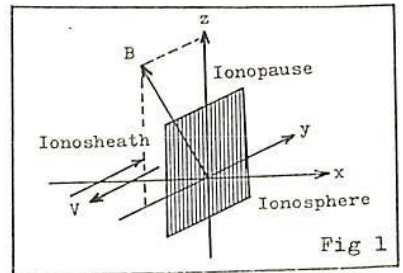
§1. はじめに Pioneer Venus による金星電離層の *in situ* な観測によって、太陽風と金星電離層の強い相互作用領域の全容が、明らかとなって来た。直接の相互作用として生み出される Ionopause の構造を理解することは、磁化された暖かいプラズマと冷たいプラズマによる境界層問題として興味あるものである。ここでは定常状態での Maxwell-Vlasov 方程式を用い Ionopause を記述し、さらに Pioneer Venus によって得られた Data と比較、検討することによって、相互作用領域の詳細な構造とそこにあるメカニズムを考察する。

§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も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 の上部に来る時すでに、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 A13.7739  
 $P_{sw} = 5.6 \times 10^{-8} \text{ (dyne/cm}^2\text{)}$   
 $P_B = 4.22 \times 10^{-8} \text{ (dyne/cm}^2\text{)} \text{ (} B=102 \text{ (G))}$   
 (Ionopause の外側の磁気圧)  
 $S.Z.A. = 22 \text{ (deg)}$



金星夜側電離圏の組成モデル

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<sup>+</sup>の輸送、②soft 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<sup>+</sup> 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<sup>+</sup> 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<sup>+</sup>に対する式においては、O<sup>+</sup> 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

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

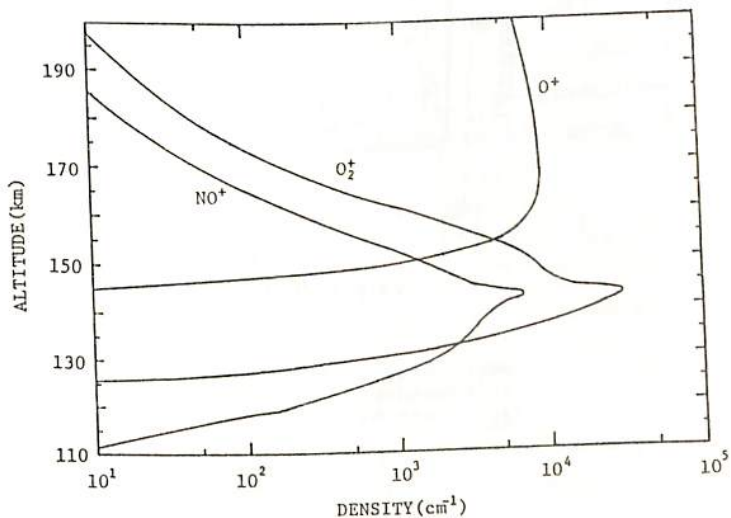
・運動量の式

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

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

t: 時間, z: 高度, n<sub>i</sub>: iイオンの数密度, n<sub>e</sub>: 電子の数密度, Q<sub>i</sub>: iイオンの生成率  
L<sub>i</sub>: iイオンの消滅率, φ<sub>i,z</sub>: iイオンの拡散フラックス, D<sub>i</sub>: iイオンの拡散係数, K: 渦拡散係数  
m<sub>i</sub>: iイオンの質量, g: 重力加速度, k: ボルツマン定数, T<sub>i</sub>: iイオンの温度, T<sub>e</sub>: 電子の温度  
T<sub>n</sub>: 中性大気の温度, α<sub>i</sub>: iイオンの熱拡散係数, ν<sub>i</sub>: iイオンの衝突周波数

図は定常状態におけるO<sup>+</sup>の downward flux が 1.0 × 10<sup>8</sup> cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup> のときのO<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>の密度分布。α<sub>i</sub> = 0, K = 2.6 × 10<sup>13</sup> ρ<sup>-1/2</sup> cm<sup>2</sup>sec<sup>-1</sup> (ρ: 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.

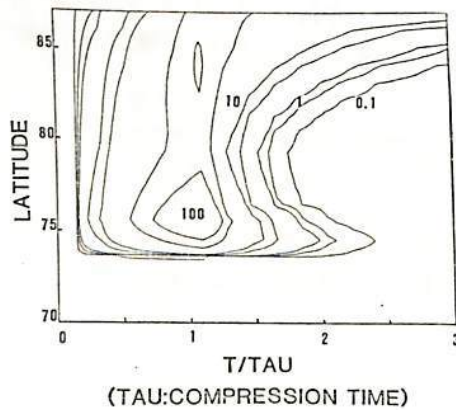
One of the most unknown parameters here is height integrated conductivity, therefore we have normalized the results by the conductivity if we can do it analytically and studied for a range of the conductivity if not.

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

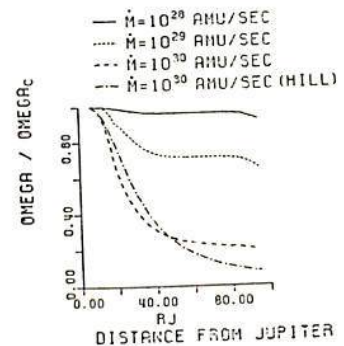
is partly due to enhanced magnetic field by disc current and surface current. In addition we could explain the small

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 OMEGAc for several values of the ion production rate  $\dot{M}$ .

# 木星磁気圏境界領域の構造 (II)

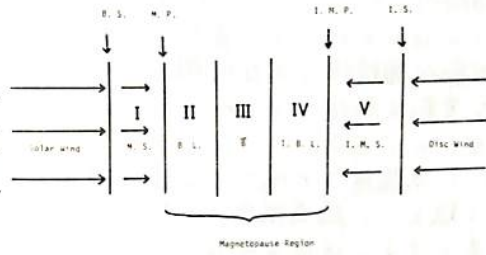
## - 理論モデルと観測データとの対比 -

青山 隆司 (宮城職訓短大) 大家 寛 (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。

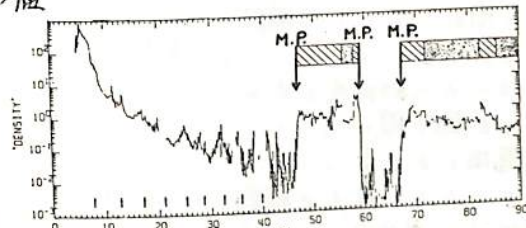
### § 2. 観測データとの対比

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) をしたかえり磁場の 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、ここであらう境界領域 (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。

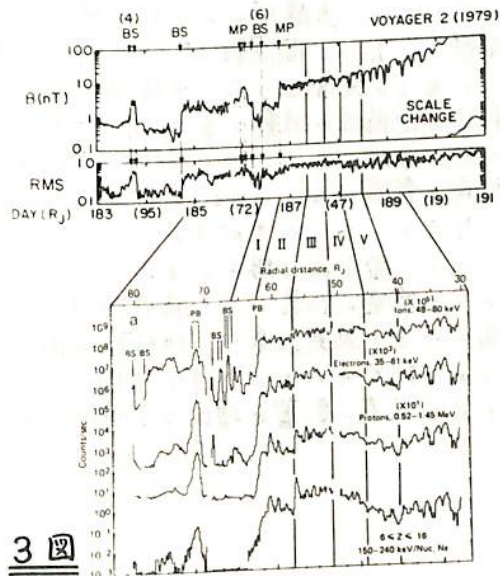


B. S. : Bow Shock  
M. P. : Magnetopause  
B. L. : Boundary Layer  
I. B. L. : Internal Boundary Layer  
I. M. S. : Internal Magnetosheath  
I. S. : Internal Shock  
M. S. : Magnetosheath

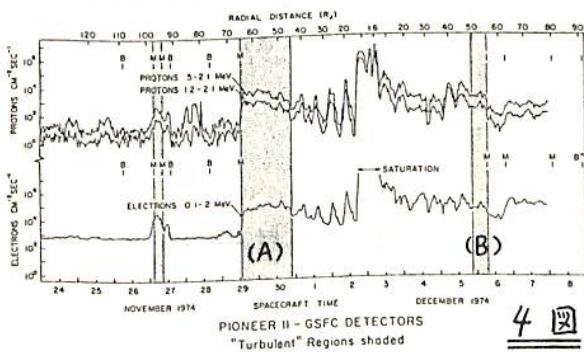
1 図



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。問題は黄道面内に限る。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線とし、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みられない。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・後退波(b)・逆偏波(c)である。

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、太陽風にのった座標(即ちプラズマ固定座標)における周波数  $f^*$  と入射角の関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みられる。

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。

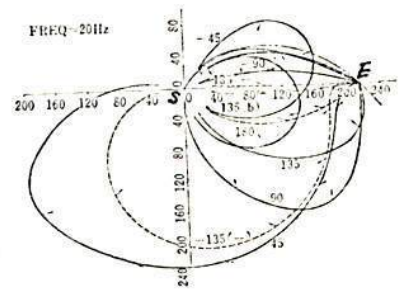


図1 伝搬路

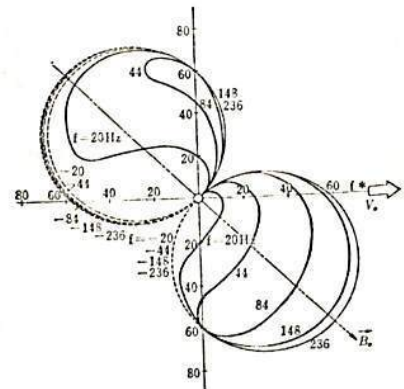


図2 入射角特性

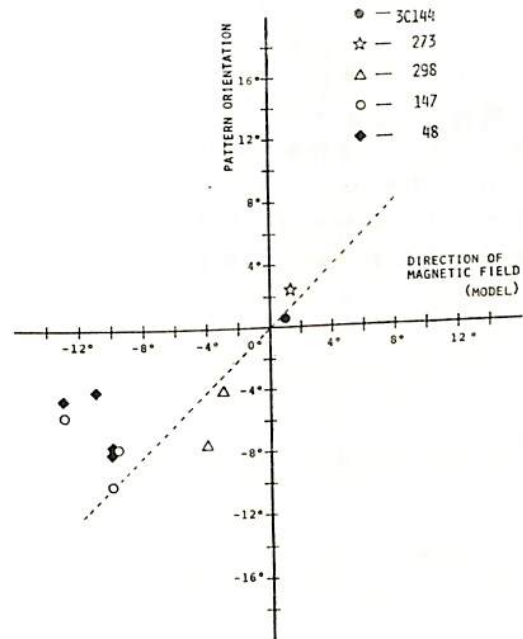
# 太陽風プラズマ中の磁気音波

小島正宜 鷲見治一 柿沼隆清  
 名大空電研

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のそれに較べて、より大規模に起こるものと期待される。太陽風プラズマ中の波動としては磁気軸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。我々は電波星シンチレーションの観測を長く行っているが、シンチレーションは電子密度擾乱によって引き起こされる。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、太陽風が超音速のため、直接に分散特性を得て行うことは不可能に近い。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はいた。しかし、パワースペクトルは力くの場合、磁気音波でなくても、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は確認されたとはいえない。我々は電波星シンチレーションの3点同時観測を行っているが、この観測により、シンチレーションが式上に投影される時つくる2次元パターンの解析が出来る。シンチレーションパターンの非等方性及びスピラ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. 惑星間空間の広い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よらな。
3. 密度の乱れの相関の進む方向とスピラル磁場方向との相関が、特に太陽近くで、顕著に見られる。(右図)



以上より、密度擾乱の相関がスピラル磁場に沿って進むことが明らかとなり、これは波数ベクトルが磁場に并して垂直となる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氷の方向との角度。横軸は磁場と流氷の方向との角度

柿沼隆清・小長正宜・齋見治一  
(名大空電研)

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できる。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、カ2図はカ1図に対し、カ3図はカ2図に対しそれぞれ12.8秒づ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280km/sと遅い。右図の特徴は①12.8秒記録をずらすと相関の様子がまろつきり異なる。②カ2図とカ4図では相関関数のピーク点のtime lagが約1秒あるが、正負逆の値をもっている。

280km/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280km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0.86AU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ので280km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き3500km程のLocalizeした密度勾配をもつものであることがわかる。また勾配のつき方もいつも一定しているものではない。

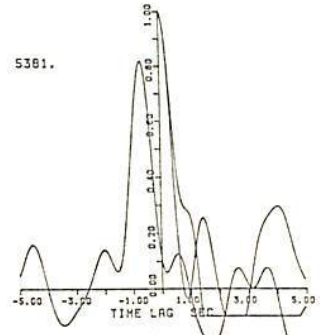


図4

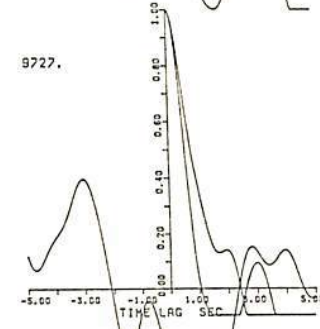


図3

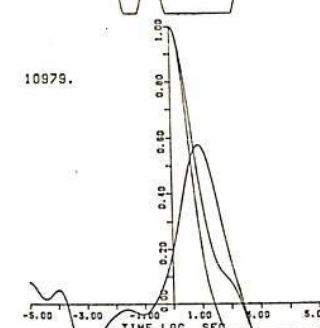


図2

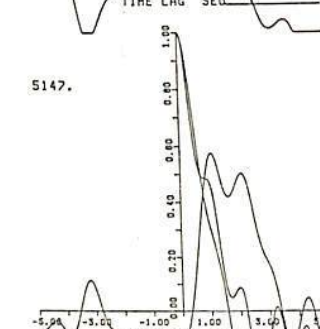


図1

FUJIGANE/80/11/17/298

# 宇宙線強度変化から推定した南北異方性

顔田友重 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間空間の変換をすることにより、宇宙線密度勾配を求める。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データ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密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を-Y方向に流れるとすれば、勾配  $G$  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-コ-半径： $S = P/(45B)$  (AU, GV,  $\gamma$ ) であり、中性子成分として、 $P = 20GV$  をとる。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、

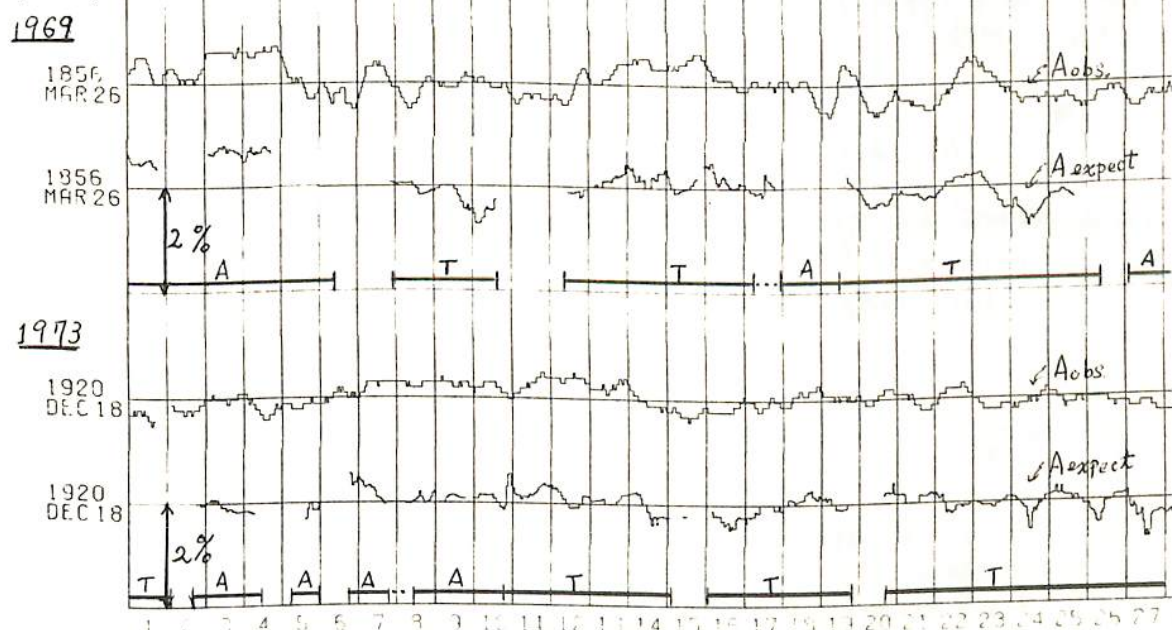
$$X_{se} = G_y B_z - G_z B_y, \quad Y_{se} = G_z B_x - G_x B_z, \quad Z_{se} = G_x B_y - G_y B_x \quad (2)$$

ただし  $B'_i = B_i/B$

これを交換し、geographic coordinate,  $X_{gg}, Y_{gg}, Z_{gg}$  とする。交換の過程において、太陽黄経、赤経、地軸の傾き、時刻等が入るので、毎時1回を行う。

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、 $A_{expect} = C_x X_{gg} + C_y Y_{gg} + C_z Z_{gg}$  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 ] DAYS IN SOLAR ROTATION INTERVAL

赤岡八郎・藤部充宏  
(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世紀より研究されている。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関連した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 は三つの部分から成る。

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

(A) は 19世紀より判っている力。

(B) は 文献 [2] で示された力。

(C) は wave-particle interaction (共振相互作用) 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 Petrázilka, J. Phys. A 11, 87 ('78)

H. Schamel and Schmidt, J. Plasma Phys. 24, 145 ('80)

並川富一, 浜端広充, 細谷靖史  
(阪大・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ふれたが、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。

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

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

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

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

$$E_{\alpha z} = 0$$

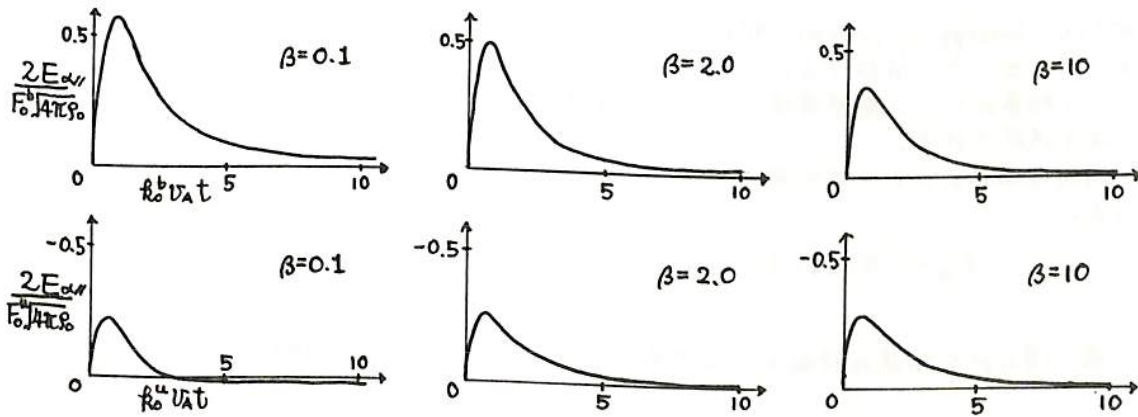
ここで、 $F^u, F^b$ はそれぞれ初期の波の擾度 $u$ , 磁場 $b$ のHelicity Spectrum関数、 $\omega_A, \omega_S, \omega_f$ はそれぞれAlfvén wave, slow wave, fast waveの角周波数である。

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 $F^b$ 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が、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。他方、初期擾度の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

並川富一, 浜端広充, 細谷靖史  
(阪大・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、時間的に依存した $\alpha$ 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 $\bar{u}$ を次のような形に仮定した。

$$\bar{u}_i = \bar{u}_{0i} + \alpha_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

$\alpha$ 効果電場は、次のようになつた。

$$\begin{aligned} \bar{E}_\alpha = & \frac{2}{5} \alpha_1 \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} B_0 + B_0 (\alpha_1 \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} + \alpha_2 \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} + \alpha_3 \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y}) e_y \\ & + B_0 (\alpha_1 \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} + \alpha_3 \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial z}) e_z, \end{aligned}$$

ここで、

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

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

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

$E(k^*)$  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 $\bar{u}$ 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。

$$\bar{E}_\alpha = \alpha_1 B_0 \times \bar{\Omega} \quad (\bar{\Omega} = \nabla \times \bar{u})$$

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

夜側磁気圏、静止衛星軌道上 ( $L \sim 6.6 R_E$ ) で鋭い磁カ線ピッチ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 ( $= 10^{8-9} \text{ } \mu\text{m}^2 \text{sec}^{-1} \text{rkeV}$ ) を持つこれらのビームは plasma sheet からの 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たものと思われる。同様の電子ビームは Imp 6 衛星にも  $\sim 6 < L < \sim 12 R_E$  の磁カ線上での 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 自身が余りピッチ角分布は鋭くないがやはり磁カ線方向に卓越した 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>。

この際では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・陽子の異方性の相乗を出发点とし、その結果生じる磁カ線電場<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. Procs, Plenum, New York 1975
- 2 Parks et al, JGR 82 5208, 1977
- 3 Hada et al, in preparation to publish
- 4 Chiu and Schulz 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”ダブルレイヤーの向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、Moserのブルーゴ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氏によりて報告され、また理論的解釈の試みがWu氏によりて提案された。このような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を、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と紹介し、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、地磁気静穏時には、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。地磁気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OG0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とも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、地磁気回復時又は夕暮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、一般的に考え方は、ダブルレイヤーに類似の衝撃波的構造が、ホットプラズマとコールドプラズマの遭遇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OG0-6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(730 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、右帯域はELF-VLF活動の増大域でもある。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は最も重要である。地球磁気線に沿う電流あるいはイオンビーユ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、時間依存の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。

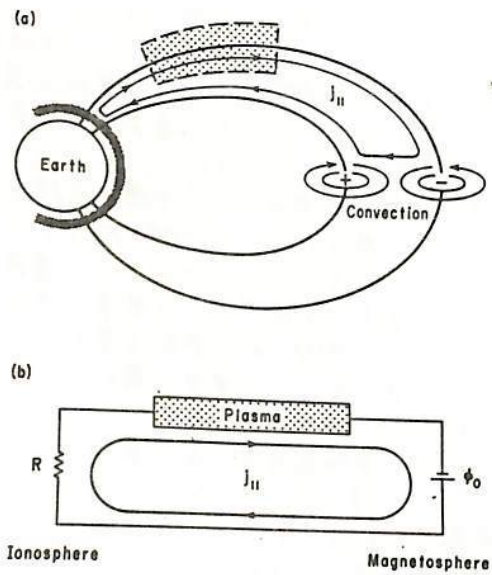
1. H. Kikuchi: "Shocks, Solitons and the Plasmopause", J. Atmos. Terr. Phys. **38**, 1055 (1976).
2. H. Alfvén: "On the Theory of Magnetic Storms and Aurorae", Tellus **10**, 104 (1958).
3. H. Kikuchi: "ELF and VLF Activity Associated with High Latitude Hole", in Wave Instabilities in Space Plasmas,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

イオン音波ダブルレイヤー(2)

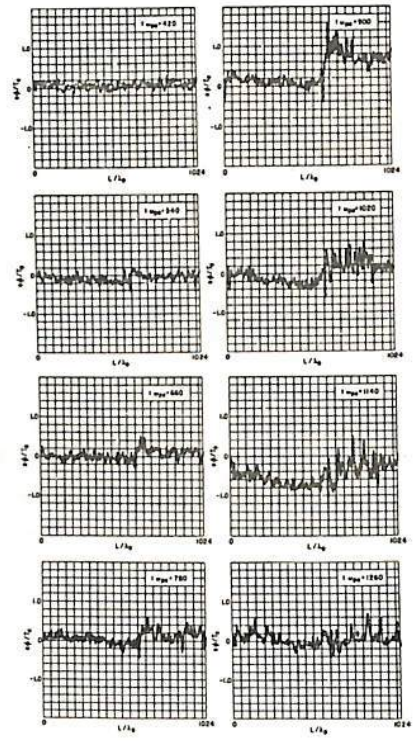
—磁気圏・電離圏結合モデル—

佐藤 哲也  
 広島大学核融合理論研究センター

前回、同期条件の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い、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種々の興味ある結果を得、それらについてお話ししたが、今回は、磁気圏-電離圏結合系を簡単なモデル化し、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に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あげられる。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、電離圏はバナーセル抵抗で代表し、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か、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か等について明らかにした。図2には一つのダブルレイヤーの発達過程を示す。



[第1図]



[第2図]

1-17 P 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

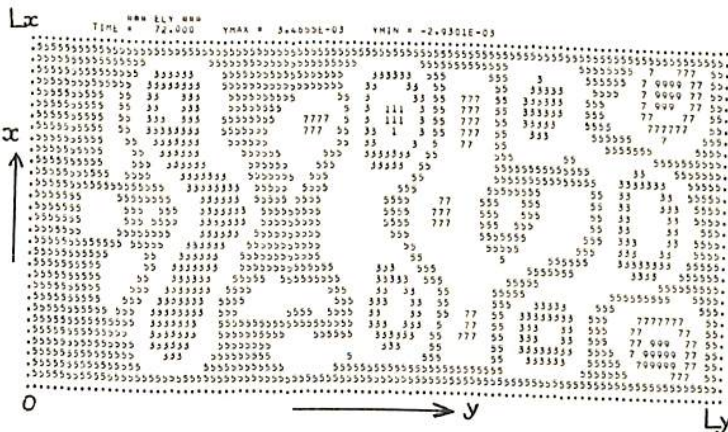
—— 定常的不安定性へのアプローチ ——

田中基彦 (東大地球研)  
佐藤哲也 (九大核理論センタ-)

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。ところが孤立系の不安定現象は、系内にたくわえられた自由エネルギーがビームを変形するか、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うけているように、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混成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( $\vec{v} \cdot \vec{E}_0 > 0$ )さきにもべた不安定性が、 $\tau \sim LB / (CE_0 / B)$ の周期で成長と減衰をくりかえすことをのべた。今回は変形をう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、その結果についてのべたい。



2次元静電コードによる低域混成ドリフト波。(電場)  
磁場は初期条件として与える。x = 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1/2以下の位相速度で左方へ移動している。

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, 留沢 一郎, 芳野 勉夫  
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、 $\lambda - \lambda_0$ 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 24.255 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 (11,820  $\lambda$ )、第二段階として、1981.2.27 ~ 3.11 菅平 - 南国の 533.5 km (43,130  $\lambda$ ) で行った。(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、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バーストのみが現われ、後半 Sバーストがグループ化したと思われるバースト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、講演に譲る。

## 謝辞

観測に当つて、兵野連、今井一雅(高知高専)の両氏の多大なご協力を得ましたので、ここに深く感謝の意を表します。

(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



図1 観測点の位置

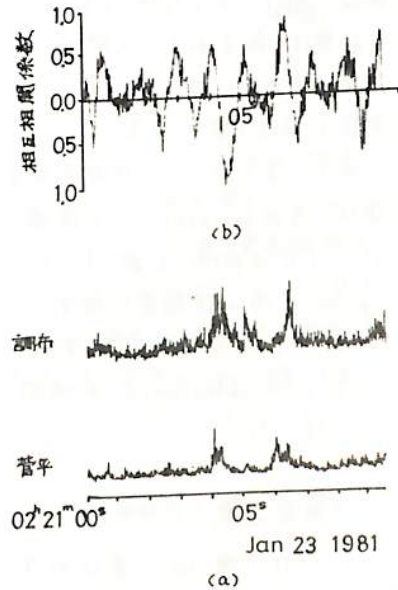


図2 各点での受信電力とそれによる干渉波形  
(a)パワー (b)干渉波形



三浦俊一, 大塚寛, 森岡昭

東北大理

§1 序 木星デカメラ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。<sup>(1)(2)</sup> このうち中規模構造は縞模様構造が特徴的であり、この種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 - I<sub>0</sub> 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直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、

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

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できる。path difference が時間のみの関数であるとき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な傾きをもつ。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 の申請から 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、が明らかとなった。

## 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

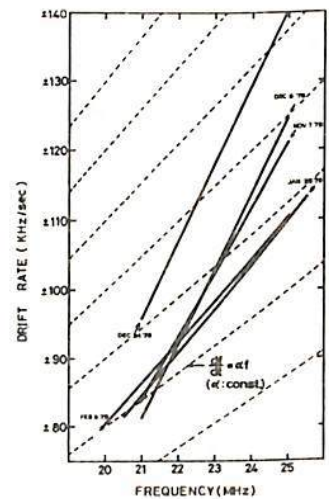


図1

§1 はじめに 木星デカメータ電波の放射全電力は Smith(1976)により、約  $10^9$  watt と見積られている。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  $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$  とする構造については Warwick(1963) が early source としては正のドリフト、main source として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を示している。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い、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電波の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ため今回は②③④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 ( $p = af^r$ )  $r < -5$  (2) 同様に  $0 > r > -5$  (3)  $20\text{MHz}$  から  $30\text{MHz}$  にわたる帯域内に上限および下限の周波数がみられるスペクトルで図1にそれぞれ典型的な例を示す。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、これは従来報告よりも2-3オーダー大きな値となり、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べ、電子密度が非常に低いためUHR周波数は電子cyclotron周波数で近似されることから、発生する周波数はそこで磁場強度と密接にかかめる。以上の点を考慮に入れたうえ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 ( $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$ ) の構造を説明しうる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と基本としている。 $I_0$  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 ( $0.5\text{MHz} \sim 2\text{MHz}/\text{min}$ ) を説明するのに各modelに対して導出される速度の対応を調べた結果、model Cのみが対応がつかう。すなわちこのドリフト構造は電波発生領域がIFTに沿って上方または下方にイオン音波の速度 ( $\sim 20\text{km/s}$ ) で移動することを反映している。

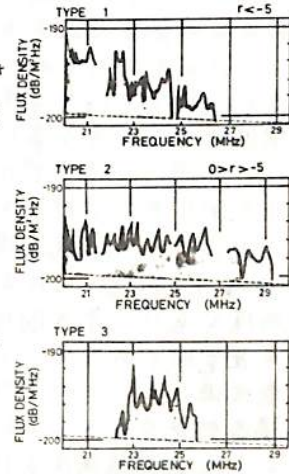


図1 バーストごとにみたスペクトルの形の分類。縦軸は電波の電力を示し、 $0_{dB} = 1\text{watt}$ 。

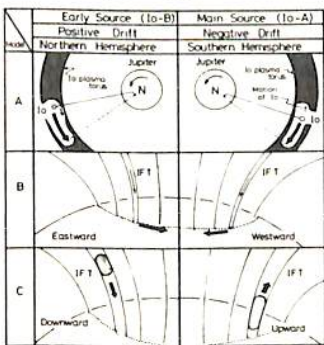


表1 ドリフト構造を説明する3つのmodel A, B, C.  $\Rightarrow$  は電波発生に関する擾乱の伝搬方向を示す。

(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

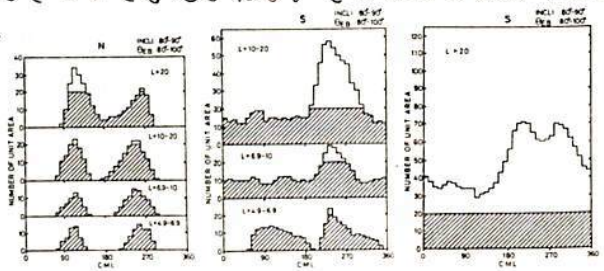
Oya, H., Planet. space sci., 22, 687-708, 1974

Smith, A.G., Jupiter, 1146-1189, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1976

Warwick, J.W., Astrophys. J., 137, 40-61, 1963

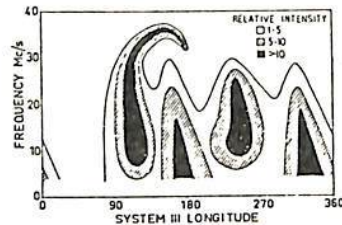
近藤哲朗 大家 寛  
(東北大・理)

〔序〕 木星デカメートル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交換により、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(第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第1図に見られるように $L > 10$ 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、木星デカメートル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。



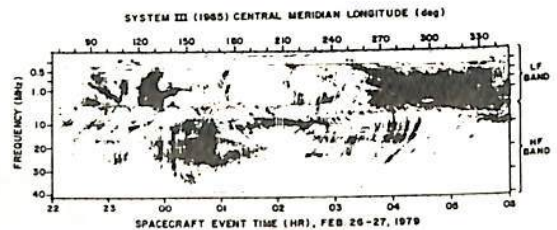
第1図

〔デカメートル波出現周波数特性〕 第2図は McCulloch & Ellis (1966) により得られた木星デカメートル波出現特性であり、第3図はボイジャー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トル波は、第2図のような大規模構造を持って現われ、その中に第3図のような微細構造を伴っていることを示している。この原因を追求する事が本研究の主目的となっている。

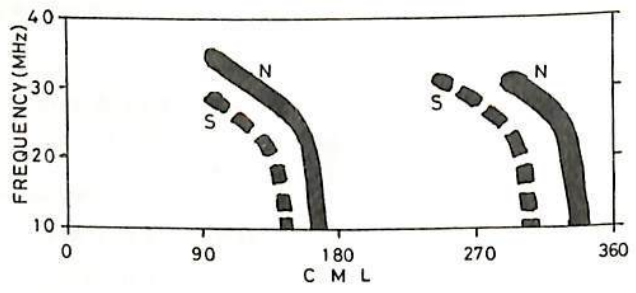


McCulloch & Ellis (1966)  
第2図

〔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にし、電波源が磁力線方向に三次元的に拡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して、 $L$ が20以上について計算をした結果の一例を第4図に示す。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。第2図と対比する時、結果は木星デカメートル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。一方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のあることを示している。



第3図



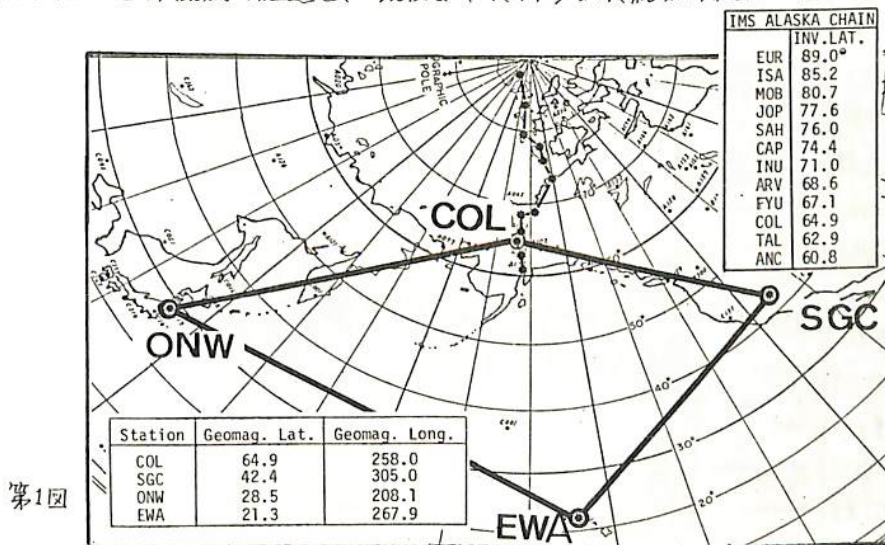
第4図

齋藤尚生・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、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う我々の説は広く浸透してきたが、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な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り、仄かに見えるが、特に substorm の onset 機構に重要な関係を有する 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おり、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女川 (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って、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。



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)

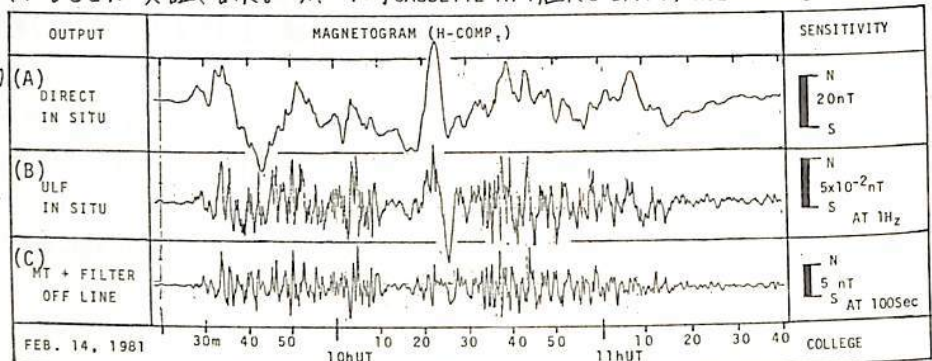
COMPACTな3成分RING-CORE SENSOR ISETから、非微分型磁場変動(第1A図参照)とULF磁波(第1B図)の両方が同時に出力出来るRULFMETERを開発し、Alaska, California, Hawaii, Onagawaで同時連続観測を行なった。第1図でも明らかな様に、この1台のRULFMETER(第2A図)で、従来のFLUXGATE及びINDUCTIONの2台分の能力を兼ねていることが実証された。又、1吋CASSETTE MT 1個に8日分のRULFMETER出力を記録した。そのうち

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。

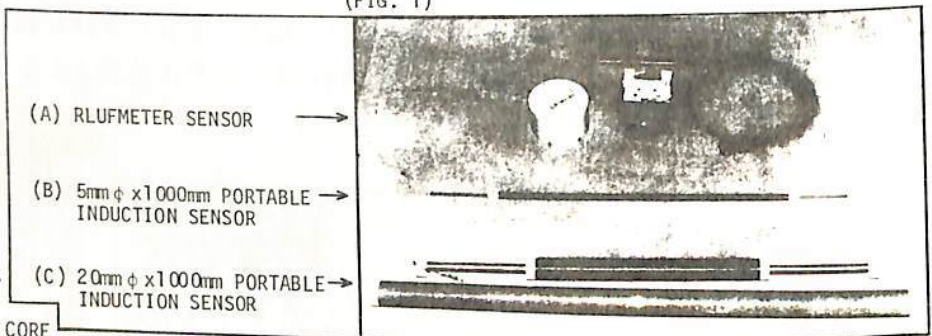
(2) 5mmφ INDUCTION MAGNETOMETER

現在日本で実用中の80kgの誘磁計SENSORよりも高感度な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、我々の予測通りであることが実証された。第2図は我々が実験的に持参した各種磁力計の一部である。このうち5mmφx1000mm CORE

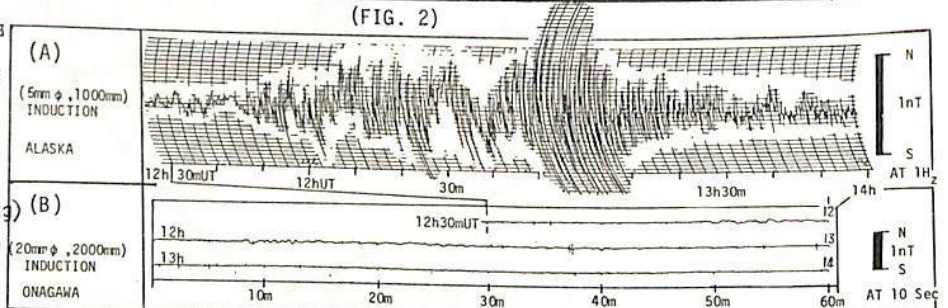
(重量1.6kg)とANCOMを組合せて現地記録したULF磁波記録は、ULF磁波記録を、第3A図に示す感度の高いことと知られている。観測所の20φx2000mm CORE (重量9.9kg)による同時記録(第3B図)と比較しても、可搬型として充分実用的であることがわかる。



(FIG. 1)



(FIG. 2)



(FIG. 3)

1-25 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

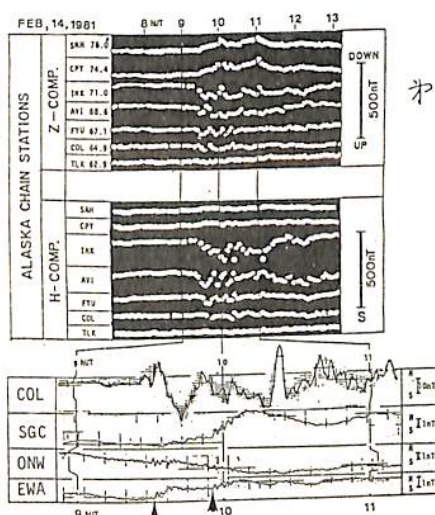
前藤尚生・湯元清文・永徳昭人・赤祖父俊一  
(東北大・理) (アラスカ大)

IMF 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、長周期 Pi2 波が生き残るという我々の説は、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。

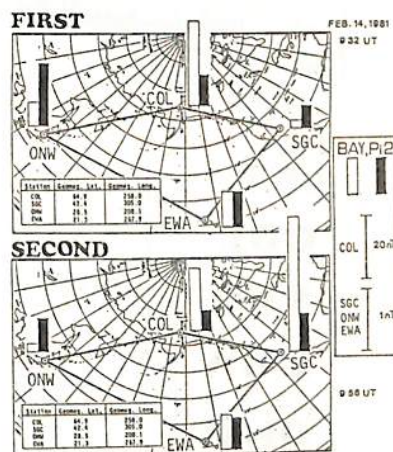
第1図の例は、FEB. 14, 1981 に発生した MINI-SUBSTORM で、上半分は ALASKA CHAIN 下半分は環太平洋4観測地点での同時記録を示す。特に女川では減衰型 ULF 波動のみで BAY 成分が殆ど認められないので、一見 SUBSTORM とは無関係の様に見えるが、 $\sim 72^\circ$  という高緯度での  $\sim 120$  nT 程度の SUBSTORM と明瞭に対応しており、まぎれもない MULTI-ONSET MINI-SUBSTORM であることがわかる。

この第1の ONSET と第2の ONSET に対応する BAY と Pi2 の夫々の RANGE を示したのが第2図であり、Pi2 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、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



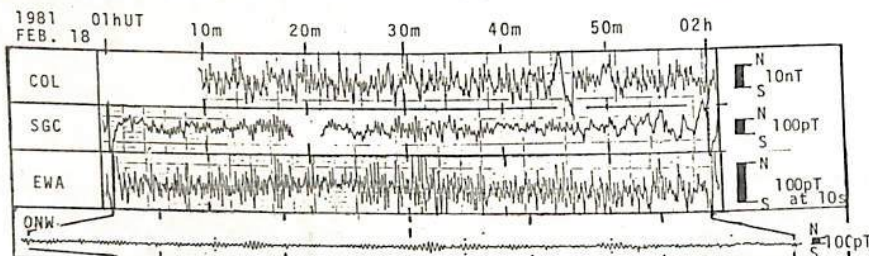
第2図

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

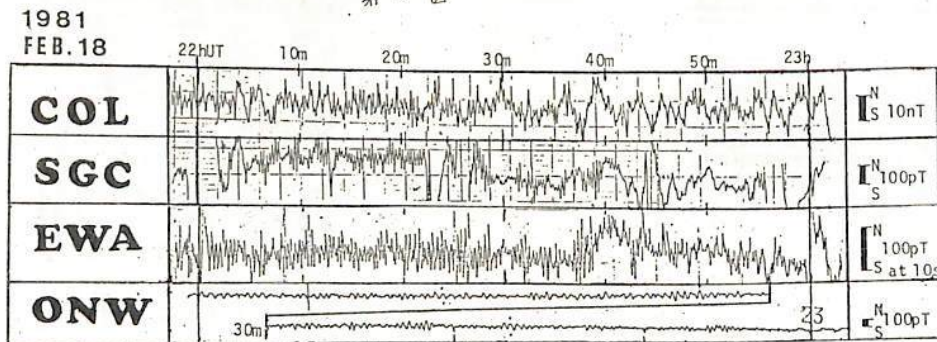
Pc3 型磁気脈動の研究は歴史が長いにもかかわらず、未だに全地球的な広域像が把握されてはいない。これは、十分高感度でかつ standardize された ULF 用の良い MAGNETOMETER は、国境を越えて広域に配置することがなかなか難しく、たことに因る。IGY-IGC 期間に USCGS で standardize された La Cour 型 bromide 方式磁力計を用い、広域同時記録が為されたこともあったが、感度が足りなかつた。た為、LT 依存性の強い Pc3 は結局局所的にしか記録出来ず、広域同時特性を論議し得るまでには至らなかつた。また、近年日本国内、南極地域、L=4 付近、CANADA、北欧などで独立した CHAIN STATION 観測が行われ、それぞれの緯度、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、緯度、経度とも数十度以上離れた多点での同時観測に基づく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 RULFMEER を持参し、甘川と共に北太平洋を囲む 4 点 (ONW, COL, SGC, EWA) で ULF の同時観測を行った。第 1 回、第 2 回は今回の観測の同時刻における記録例である。経度にして最大約 100°, 緯度にして 40° 以上離れた 4 地点で、同時に、1 かもその変動特性を議論できる感度で記録されたこと判る。

冬期間は一般に Pc3 は INACTIVE なのであるが、そ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ているので、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 回



第 2 回

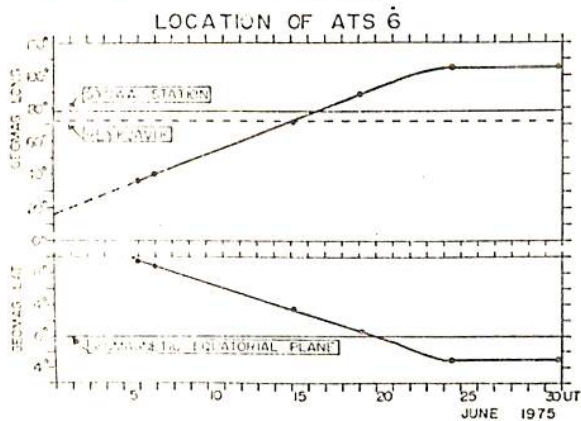
# 極光帯および磁気圏における P<sub>2</sub> 型磁気脈動の波動特性

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 に oscillation に起因するのでは、致し方ないということである (Kawashima, 1978; Kawashima 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 1 つとして注目すべきであろう。しかし、この model が 1 つ物理的の意味をも、と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、あるいは光球に近い状態にあることが必要とされ、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、今回は引き続いて 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 McPherson (1979) による Morphological study. があるが、その結果は磁気圏赤道面附近における P<sub>2</sub> は 3 つの 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、数は少ないが transverse mode も又存在する。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° ~ -3° の中をもち、変化し、P<sub>2</sub> の振動の様子を調べる意味で都合がよい。dipole 軸の傾きの効果を考えた場合 ATS 6 はこの期間 +15° ~ 0° の範囲で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。



Kawashima (1978): Memoirs of NIPR, series A, vol. 15.  
 Kawashima and Saito (1981): JGR to be published  
 Sakurai and McPherson (1979): EOS, 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 10<sup>h</sup> MLT から 13<sup>h</sup> 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 10<sup>h</sup>~11<sup>h</sup> 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 に直接起因すると考えられるものに、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図の様に、磁気圏中で観測される Pc5脈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、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。

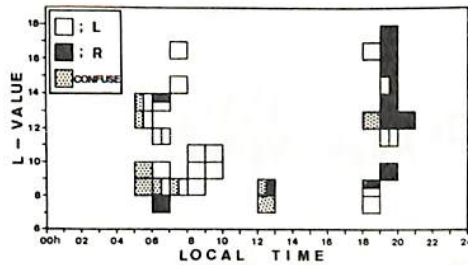
$$(SB_y / SB_x) = v_y / v_x + i (\partial V_{0y} / \partial x) / \Omega \quad \text{----- (1)}$$

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

$$v_y / v_x = \frac{-i k_y}{(\Omega^2 - \omega_+^2)(\Omega^2 - \omega_-^2)} \left\{ (V_A^2 + V_s^2)(\Omega^2 - \omega_s^2)(\partial \text{Im} V_0 / \partial x) \right. \\ \left. - \frac{1}{k_y^2} (\Omega^2 - \omega_A^2)(\Omega^2 - \beta_1 \omega_A^2)(\partial \text{Im} \Omega / \partial x) \right\} + i k_z / k_y (\partial V_{0z} / \partial x) \Omega^{-1}$$

(1)式は velocity-shear plasma 中で生長した 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 P2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

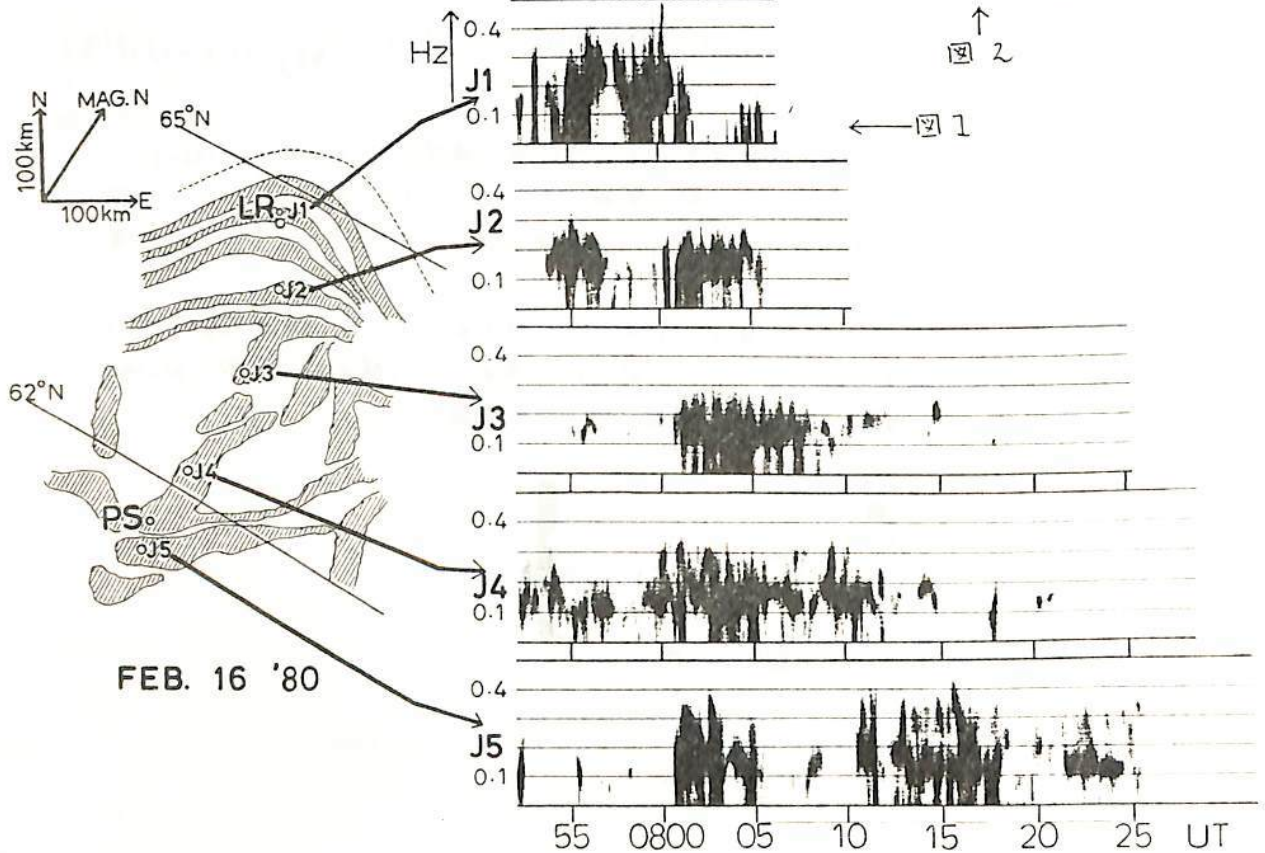
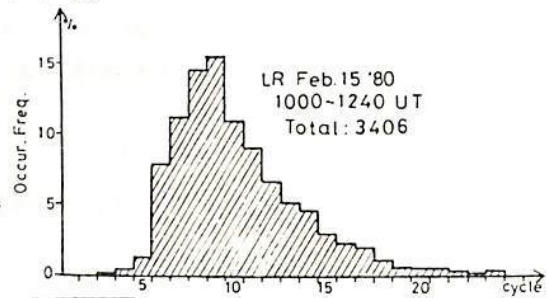
TV観測によると, Pulsating Auroraの空間的変動は, LT, Lat, Activity etc. により, いろいろなmodeをとる。それらは,

- 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  $\sim$  10cycle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 (II)

—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) 東西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。

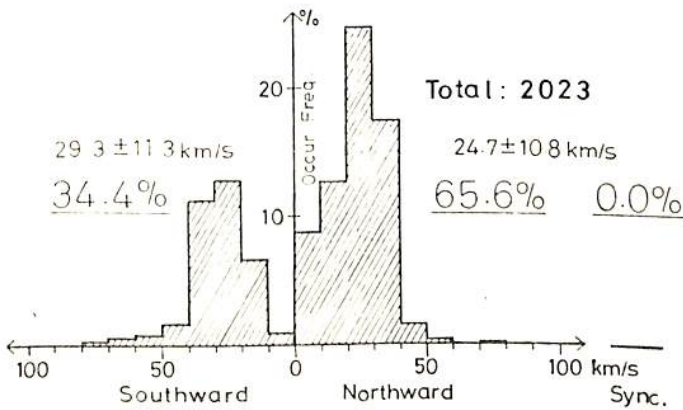
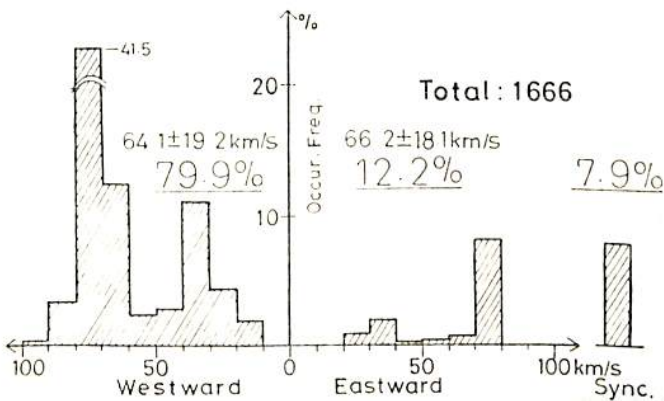


図1 - Pulsating Aurora 空間的変動の電離層高度に於ける速度分布。南北成分は, 磁気赤道面に投影するとアルファベータ速度程度となる。

東西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

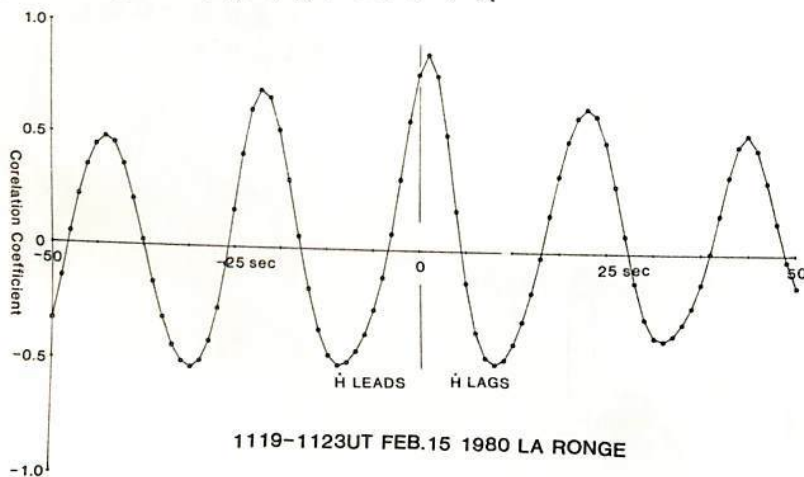
小口 高, ABV 70.0. 20.7. 4-11  
 東大理

Auroral Pulsation には 5~6 種の mode がある (pure pulsation, poleward propagation, Streaming aurora, flooding, equatorward propagation, flaring)。 其中の Flaring is identification of 11 種の例題のためにその特徴は必ずしもよく判らぬ。 例えは、他の mode の Flaring に伴って、いふかどうかわからぬ。 Flaring 以外の mode は、この Aurora 高度における水平構造の水平移動と理解される。 これらの mode の人工的特徴の一つは、これらが、いふかとも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。 と記述される。

一方、pulsating aurora 中の粒子入射は、多くの場合、磁気圏赤道面付近の粒子散乱によるものと理解される。 従って、この pulsating aurora の存在は、磁気圏赤道面付近の pulsating aurora 中の粒子入射は、これに対応する HM wave の地表に到達する数十秒前の情報を含んでいる。 従って、地上で観測される地磁気脈動は、磁気圏から伝播する HM wave に依ると考えられる。 HM wave の伝播時間には相当する時間遅れで、pulsating aurora と地磁気脈動とはほぼ同程度の correlation を示すことが示される。

しかし、実際の data では correlation は常に同時の delay の maximum であり、数十秒の時間遅れで有意の correlation を示す。 とは言える。 詳く云えば、多くの場合、磁気圏赤道面付近の Auroral Pulsation より 1~2 秒遅れ、その遅れは変動の周期にほぼ同程度である。

これらの事実は、暖帯の極光帯における地磁気脈動の正極部分に磁気圏赤道面付近から伝播する HM wave はなく、auroral precipitation に伴う層気圧高度の時間変動に依るといふことと強く示唆される。 一方、pulsating aurora に対応するものは磁気圏赤道面付近の地磁気脈動の時間遅れであることは、両者の関係の物理機構について更に詳細な吟味が必要である。 と示すものといふ。



1980年2月15日 La Ronge  
 で見られた Streaming  
 Aurora と地磁気脈動との  
 time shifted correlation.  
 Aurora の測り方は天頂角  
 中心と半径 50 km の  
 円内 1-2 秒の遅れ (ii)  
 correlation の max. coefficient  
 は 0.7 を越えている。

林 幹治 (東大・理), AUV 観測グループ

PC1脈動はフォトンによるサイクロトロン不安定性によって発せると考えられている。後、その発生には高エネルギーフォ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の伝播は振幅極大地点を含む磁気的等経度線、緯度線に沿った伝播を可成り見られる。

従って、限られた観測点の中で経度または緯度的広がり的一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、

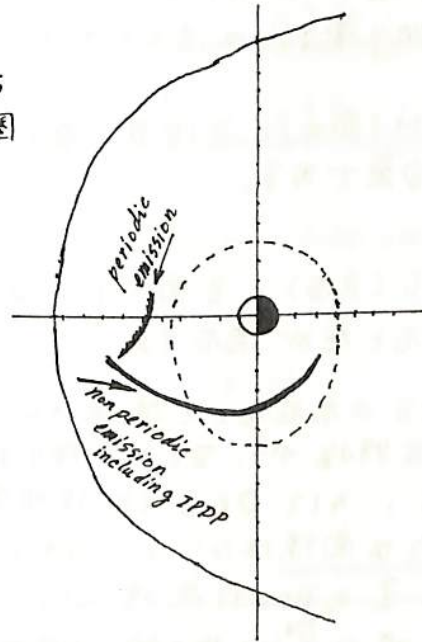
① プラズマポーズの緯度が local time によって変動することによるゆるやかな動き

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.) での振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) 北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 Z 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 Z 面内の安定な偏波特性から、Z 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 Z との位相関係はみかけのものがあつた。その面には主体的な関係はなるととらえて D の波源は比較的 - 様 であると言ひ変えることは無理だろうか?

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

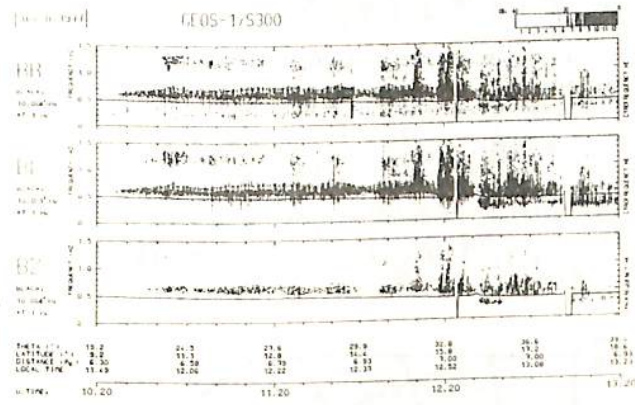
# 昭和基地—GEOS衛星同時観測によるPc1波動の伝播特性

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

<sup>\*</sup>: 国立極地研究所    <sup>\*\*</sup>: CRPE

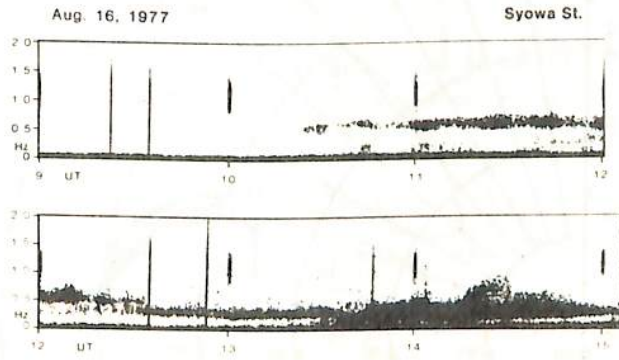
**序** Pc1波動は、従来より磁気圏深部におけるプロトンサイクロトロン共鳴により励起され、地上に伝播して観測されるものと考えられてきた。近年の磁気圏衛星による統合観測の結果中には、その励起および伝播のメカニズム中に  $He^+$  イオンが重要な役割をはたしている事が見出されている。ここではGEOS-1及びGEOS-2衛星による観測結果と昭和基地における地上観測結果とを対比させることにより、まずPc1波動の伝播特性を明らかにし、さらにPc1波動の発生メカニズムを探る。

**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(B<sub>z</sub>)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、低い周波数帯の現象が0.25~0.3 Hzと良好一致を示している。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。



第1図

**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、それと結合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は、その途が一般的 (1)

であるようである。

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ことが出来る。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のだから、He<sup>+</sup> の存在が (1) を説明しうることはますます確からしく思われる。こうした状況にあって、Pc 1 wave が He<sup>+</sup> を含む磁気圏内を伝播する (Ray tracing) を調べるとは価値のあることと思われる。

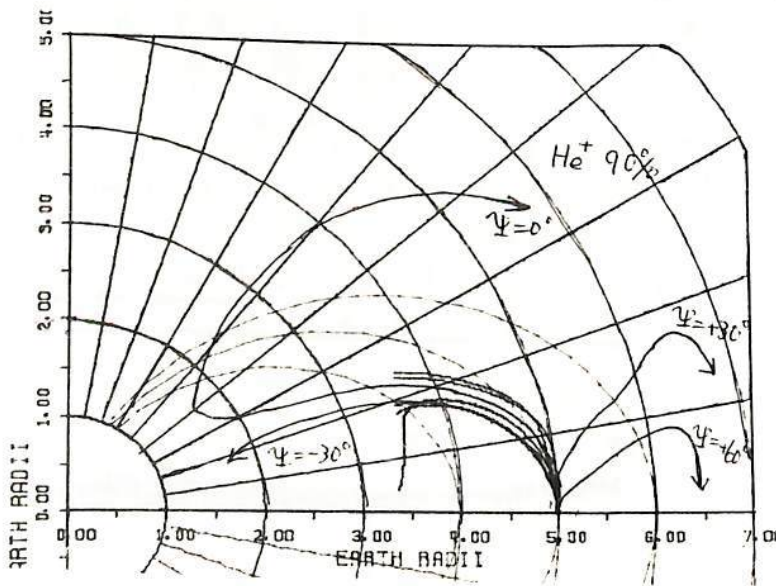
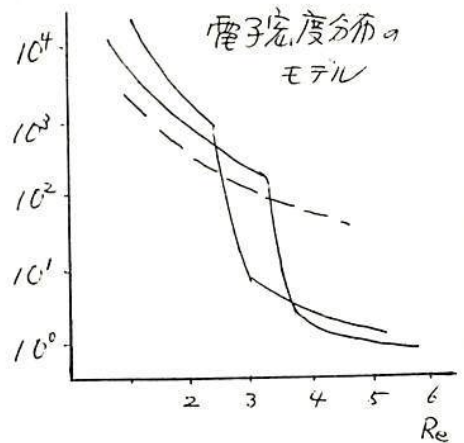
計算にあたっては、

(1) 電子密度は OGO 等の観測値に基づき

11<math>k</math> のモデルを設定し

(2) He<sup>+</sup> の含有率は 10, 20, 30% により計算し

(3) Wave normal angle  $\psi = -60^\circ, -30^\circ, 0^\circ, +30^\circ, +60^\circ$  により計算し



## 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、% の値は 10% 大なり小なり似た傾向にある。

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\* 小池捷春\* 桑島正幸\* 河村 諧\* 福西 浩\*\* 鮎川 勝\*\* 平沢威男\*\*

\* 気象庁地磁気観測所 \*\* 国立極地研究所

われわれは、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 Pc 1 レンジの磁気脈動を次の 3 つのグループに大別した:

- 1) Hydromagnetic 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 Pc 1 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 が午後 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 plasmopause 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 で、磁力線を沿って plasmopause latitude の電離層高度に到達し、電離層ダクトを通してラテラル線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どれも伝播路におけるその減衰を示すものと解釈した(図 1)。

ここでは、1977 年・1978 年の 2 年間に付いて、低緯度(女満別)、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 の消長に関連し、その recovery phase に集中する(図 2)。しかし、女満別では Dst max の 2-3 日後に、その occurrence peak に達するが、昭和基地の peak は、女満別の 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で違う。これらは磁気嵐発生に伴う Kp 増加によって内側に圧縮されたプラズマ圏が Dst の減少に対応して徐々に回復し、wave-particle interaction の起る plasmopause 域が高緯度側に移ることによると解釈される。PE は Dst の急達状況の差により、1) 低緯度・高緯度の両方、2) 主として低緯度のみ、3) 主と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見える。また最近の Pc 1 脈動出現頻度の異常減少についても言及したい。

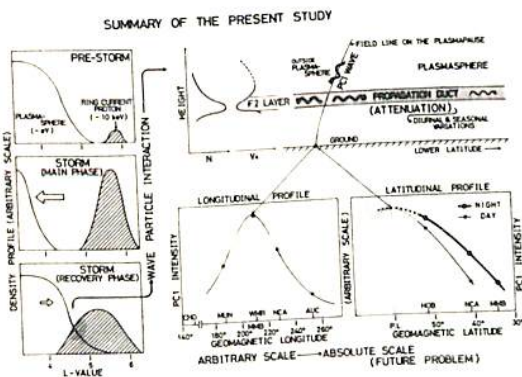


図 1

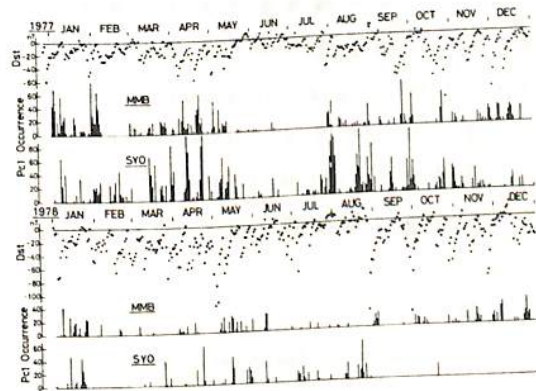


図 2

## 低緯度脈動に対する電離層効果 モデル計算-I

糸長雅弘, 坂翁介, 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  $\omega$  成分が増大することを報告してきた。この  $\omega$  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、 $\omega$  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ら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)。

$x, y$  を水平面内に、 $z$  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

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

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、ソースも一定と考える限り、 $B_x / B_y$  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、二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 が入射してきたときの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

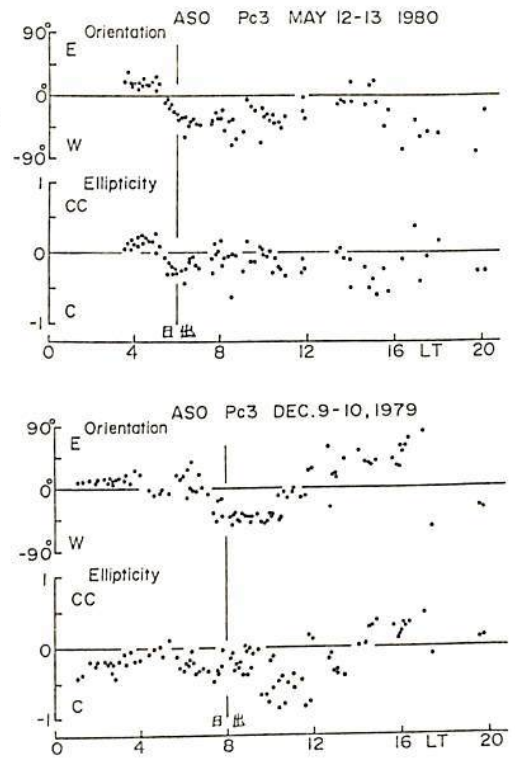


FIG. 1.

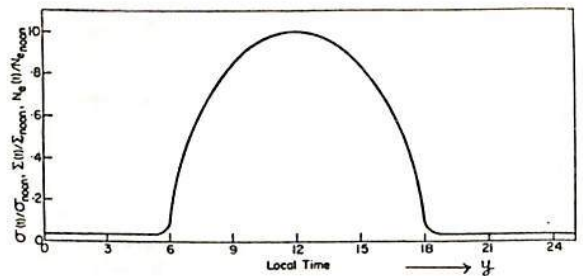


FIG. 2. ASSUMED DIURNAL VARIATION OF ELECTRON DENSITY AND CONDUCTIVITY. The nighttime conductivity is 1/30 the noon value.

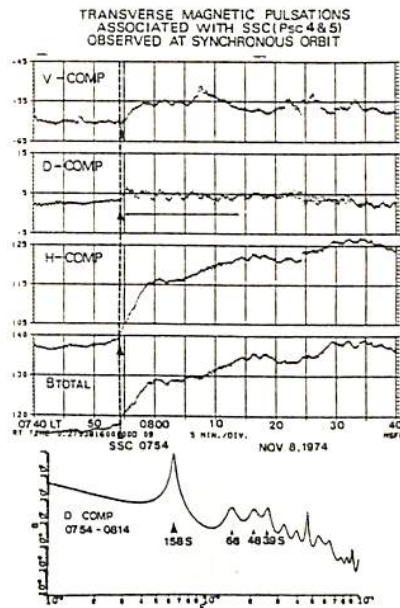
SSC observed at synchronous orbit

榎井 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

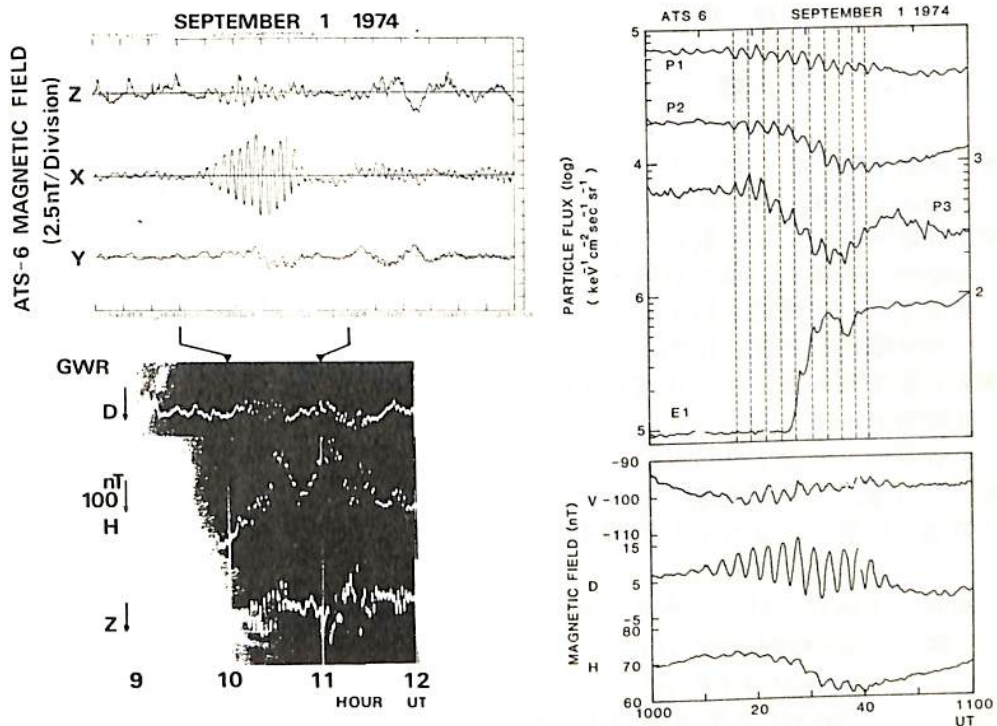
東海大 工学部

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.

國分 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ることは最初 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的にも理論面でも興味もたれこよ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、Stantime Pc5 と呼ばれている午後側に出現する大振幅振動の場合は、圧縮性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、他は同位相で変動する。しかしながら、Stantime Pc5 と同じような偏波をもつ磁気予午面内振動する Pc 4 波動の場合は、その半振幅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つの機構で説明されるものでない、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、現象論的面では、磁波の偏波特性・周波数・方位を考慮に入れて、これらの相互関係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、上記の問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)

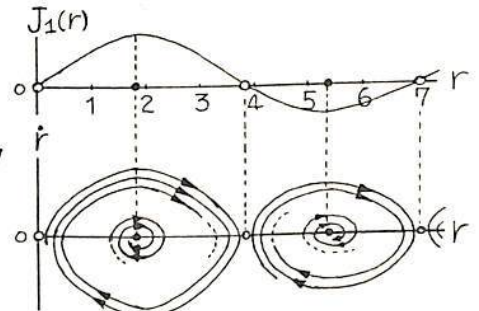
小振幅の静電波(今回は定振幅・フルートのとする)による、一様磁場中の荷電粒子の運動の擾動を、多重時間尺度展開法により解いた。その結果、オーダー $\epsilon^1$ のサイクロトロン $\omega \approx l\Omega$ 共鳴、オーダー $\epsilon^2$ のサイクロトロン $\omega \approx (l + 1/2)\Omega$ 共鳴および非共鳴、のばあいの粒子の非線型軌道を記述する有用な方程式系をえた。展開パラメータは、 $\epsilon \equiv \delta E / \omega B_0 \ll 1$  であり、記号は断りのないとき慣用のものを用いる。

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

共鳴粒子の、ガイティングセンタ( $x_0 = \text{const}, y$ )、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じである。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。  $r=0, J_e(r)=0, J_e'(r)=0, \alpha_0 + l\phi = n\pi/2$  の点状、平衡点/特異点となる。(  $r, \dot{r}$  )相空間においては、 $J_e(r)=0$ の平衡点は不安定な鞍形点、 $J_e'(r)=0$ の平衡点は安定な渦状点である。従って、軌道は $J_e(r)$ の各零点の間に捕獲され、 $t \rightarrow \infty$ で $J_e'(r)$ 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、粒子捕獲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)。今回方程式を物理的に解釈し、殆んど解かれていなのは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、磁気圏でのホイースラ波の $1/2\Omega_e$ 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よう。

	$\omega \approx (l + 1/2)\Omega$ 共鳴	非共鳴
y	ポ>テロモ-タイプドリフト	進行波 ... $\partial y / \partial t = 0$ 定在波 ... ポ>テロモ-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屋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.M. and Y. Lapierre, J. Plasma Physics, 20, 95, 1978

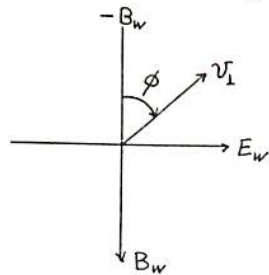
Aamodt, R.E., B.I. Cohen, Y.C. Lee, C.S. Liu, D.R. Nicholson, and M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids, 24, 55, 1981

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イ効果

大津仁助

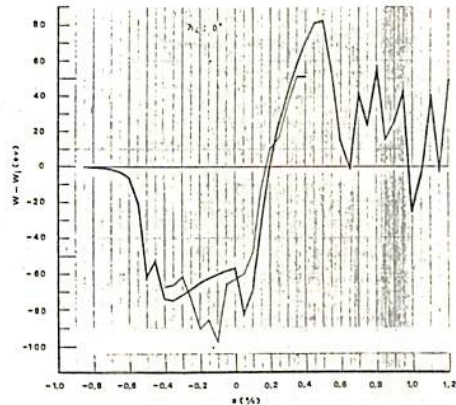
名古屋大学空研研究所

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って起っている。この際、送信電波自身の強度の増大が第1段階として必要なこと如観測結果より明かにされている。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イ効果を、テスト電子法による結果に基づいて述べるものである。よく知られている様に、電子の静磁場方向の速度 $v_0$ が、波の磁界 $B_w$ によって加速されるような位相関係にある時、(第1図に示すように、電子の $v_0$ と $-B_w$ 間の角 $\phi$ が、 $0^\circ < \phi < 180^\circ$ となっている時)、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。したがって1ヶの電子が波の中を通過する時、加速域にいる時間か、減速域にい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、位相の変化は遅く、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ヶの電子の $v_0$ を、 $v_0 = v_R(1+a)$ 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 $1360^\circ$ 変化する間の電子の運動エネルギーの変化を第2図に示している。これは、磁気赤道から相互作用が始まり、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ヶ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。 $a$ が $0.002$ 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っていることを意味する。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が、 $\phi$ 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せる程の強さを持っている時、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つたが、相互作用が地球磁場の強度が増加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う、興味ある結果が得られている。



第1図 波の静磁界と $v_0$ 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( $0^\circ < \phi < 180^\circ$ )



第2図 電子の $v_0$ と運動エネルギーの変化

$$v_0 = v_R(1+a\alpha)$$

$W_0$ : 初期運動エネルギー

$$L=3.0, f=14.0 \text{ kHz}, \alpha_0=60^\circ, B_w=4 \cdot 10^{12} \text{ NT}$$

細い線:  $\phi_0=0^\circ$ より $30^\circ$ 毎に12ヶの結果の和の $1/3$ の値

太い線:  $\phi_0=0^\circ$ より $90^\circ$ 毎に4ヶの結果の和

$-0.55 \leq a \leq 0.15$  でトラッキングが起している。



自由境界条件によるノイスラ-波動粒子相互作用

用の計算機シミュレーション(III)

橋本弘蔵, 松本 紘, 芥沢善績\*, 木村磐根  
(京大工 \*現電カ中研)

磁カ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  $f=0.4f_H$  として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、 $T_H=10^3K$ ,  $T_L=10^6K$ , 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。

先ず、 $f=0.4f_H$  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、 $z=0$  の方向に進み、波は、 $z=18$ 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、ピークのほつきりする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伝搬は、顕著には認められなくなる。

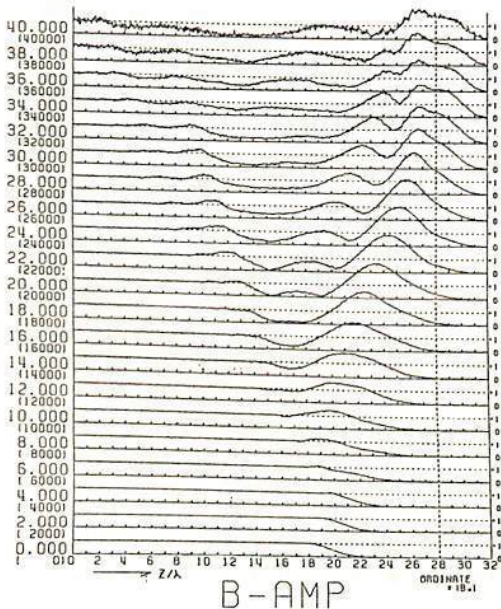


図1. 磁場の空間変化( $f=0.4f_H$ ,  $L=32\lambda$ )

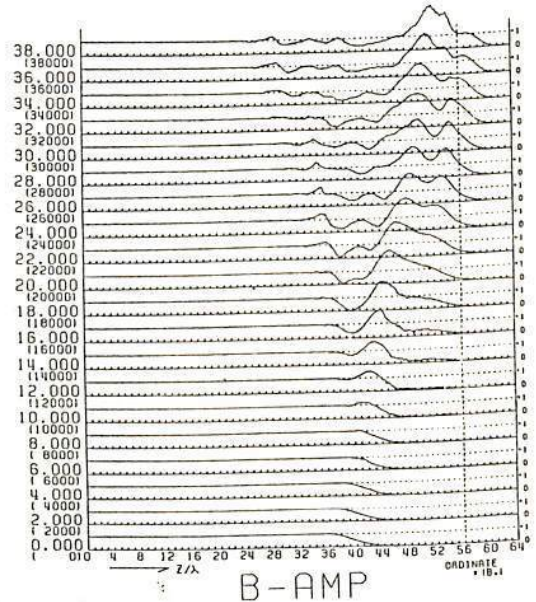


図2. 磁場の空間変化( $f=0.5f_H$ ,  $L=64\lambda$ )

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

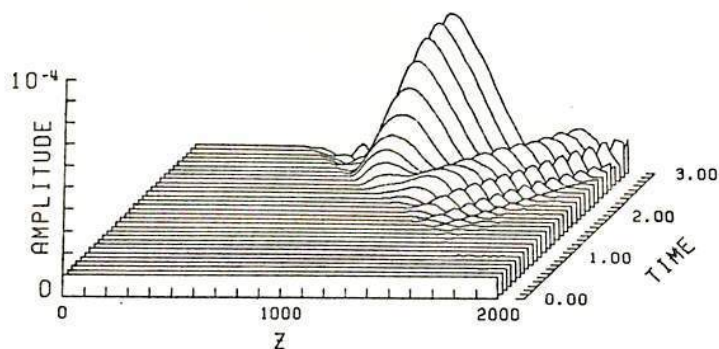
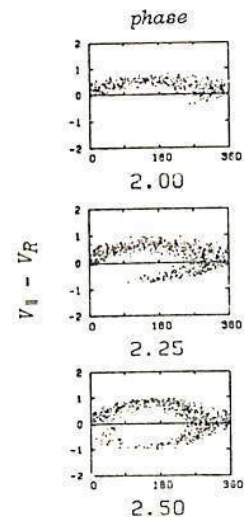


Fig.2 Phase Diagram of Resonant Electrons corresponding to Fig.1



京都大学 超高層電波研究センター 松本 紘・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いため、低周波波動として、アルフヴェン波や磁気音波がプラズマとの相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とき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抑えること。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.

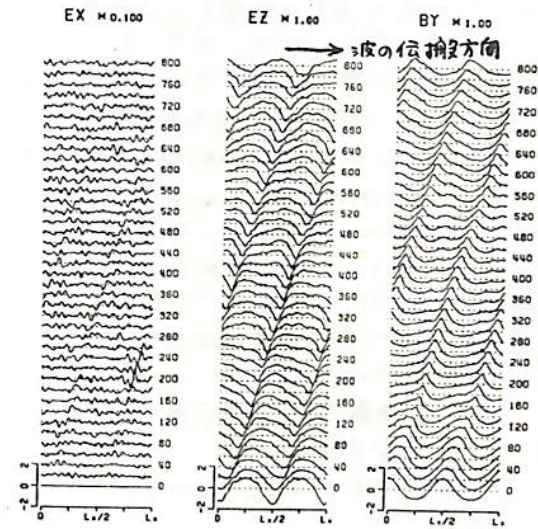


図1. 大振幅磁気音波 ( $k \perp B_0$ ) の伝播。波形の急峻化が見られる。最後には後向きに急峻化している。

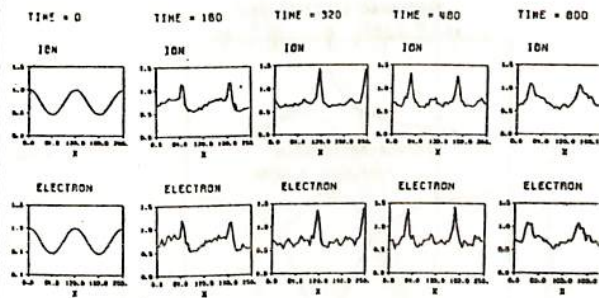


図2. 図1の波形の変化に伴う電子およびイオンの空間分布の変化。非常に鋭い密度ピークが見られる。

\* 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。日没線が伝搬路に沿って移動する場合、受信パターンの解析は Crombie の理論による方法が広く受け入れられてきた。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真波管の高度変化地点でのモード間の交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真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° あるいは 30° 以内に限定されること（指摘されている例は Lymn, Kaiser 等）。これは Crombie の理論に基ける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-電離層間真波管のモード方程式を解き、計算は NWC (22.3 kHz) - 春田、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  $N = 19.6 \exp\{0.35(h-h_0)\} \text{ e}^{-m^3}$ ,  $h$ : 高,  $h_0$ : 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の地磁気は国際標準地磁気分布の実験式より求めた。

(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（図 2）の地磁気緯度  $\pm 20^\circ$  以内での伝搬異常を増大を示している。しかしこの値は観測値よりも磁気赤道から 2 倍余大きい。

参考文献

- D.D. Crombie, *Radio Sci. J. Res. NBS* 68D, 27 (1964)
- K.J.W. Lymn, *J. Atmos. Terr. Phys.* 32, 57 (1969)
- A.B. Kaiser, *Radio Sci.* 3, 1094 (1968)

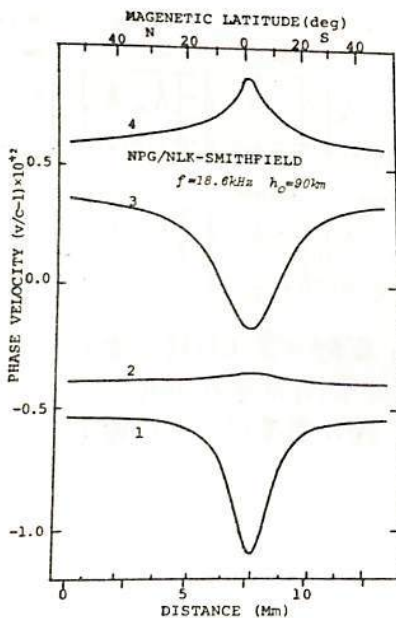


Fig 1

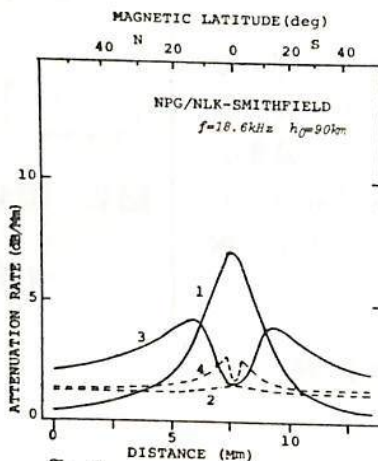


Fig 2

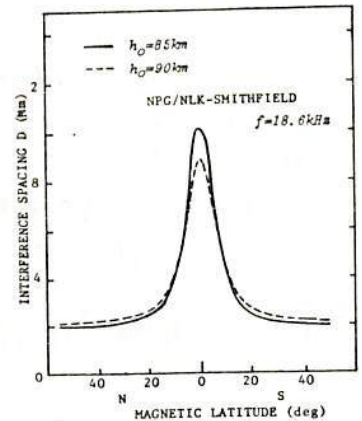


Fig 3

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.

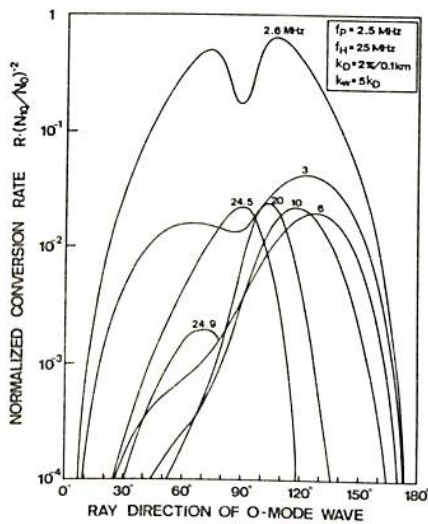


Fig. 1

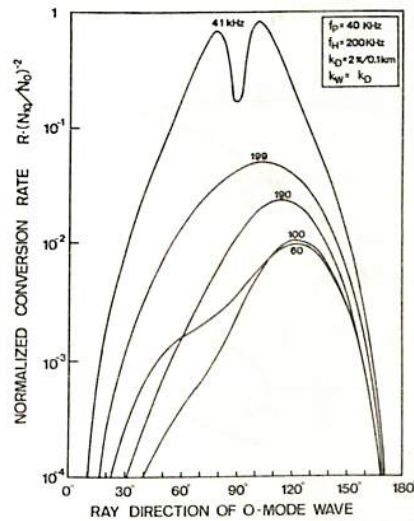


Fig. 2

王 尾 孜

(東大理 地球物理研究施設)

T. A. Fritz

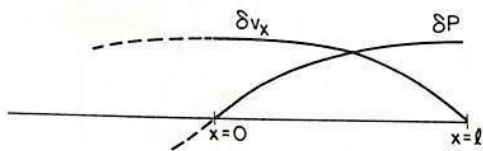
(SEL, NOAA)

ISEE-1, 2 衛星による粒子・磁場観測から、昼間側の磁気圏境界面が  $10 \sim 100 \text{ km/sec}$  の速さで振動し、その周期は  $8 \sim 10$  分を示すことが報告された。此の様を長周期振動と解釈するため、磁気圏プラズマ圏界面を bow shock とに挟まれた領域内の特性磁気圏振動を考察し、以下の結論を得た。

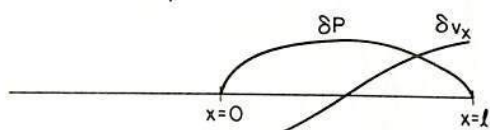
- (1) 磁気圏境界面 ( $x=0$ ) の変位が最大となる様を振動モードは、境界面に沿う波長の magnetosheath の厚さより長くなる。radial oscillations が卓越し、その最長周期は  $8 \sim 10$  分程度を示す。(才1図, mode a)
- (2) 境界面に沿う波長の magnetosheath の厚さより短くなる。振動は境界面の両側の非粘性の表面波となる。(Kelvin-Helmholtz 不安定)。しかし、此の様表面波は  $8 \sim 10$  分の長周期振動を説明することは困難である。
- (3) KH-不安定の成長率は、magnetosheath の厚さより有限となる。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く ( $B_0 \geq 50 \gamma$ ) ために、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、励起しにくい。
- (5) 従って、東西方向の伝播 ( $\theta = \pi/2$ ) が最も励起され易い。一方、magnetosheath 内の磁場の東西成分をもち、これによる Alfvén 速度がプラズマ速度  $U$  を越すと、安定化に利く。U の方向を東西方向 ( $\alpha = \pm \pi/2$ ) とすると、magnetosheath 内の磁場  $B_z$  の南北方向の傾き角度  $\psi$  は高々  $10^\circ \sim 13^\circ$  以内のみが不安定となり得る。(才2図)

Radial Oscillations in the Magnetosheath

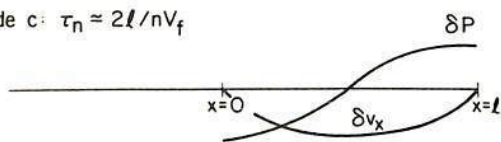
Mode a:  $\tau_n = 4l / (2n-1)V_f$



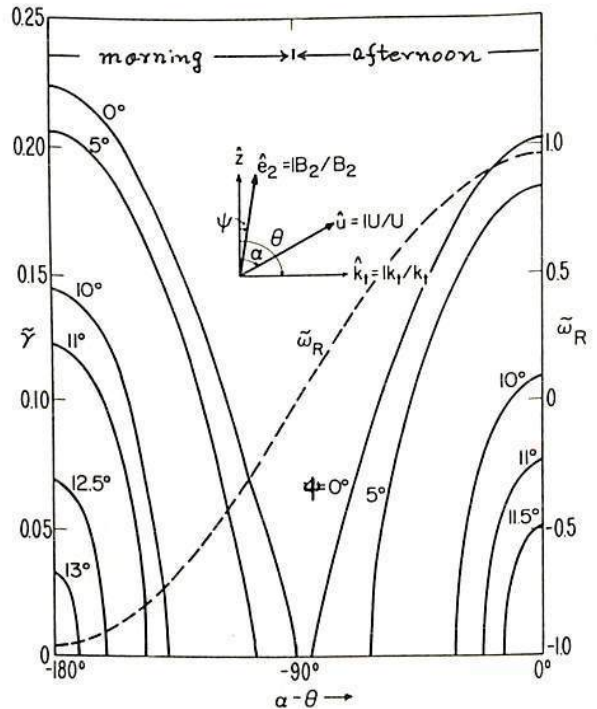
Mode b:  $\tau_n = 2l / nV_f$



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 (虚線) と実数部 (実線)。 $\gamma \alpha - \theta < 0$  は午後側を示す

# 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  $f(v_x)$  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、 $f(v_x)$  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、 $\frac{\partial f}{\partial v_x} > 0$  の部分があり、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グム共鳴により 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起るこゝとがわかる。

[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

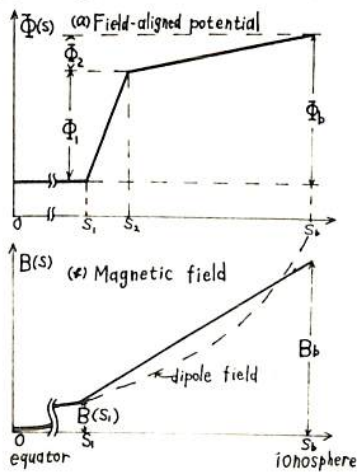
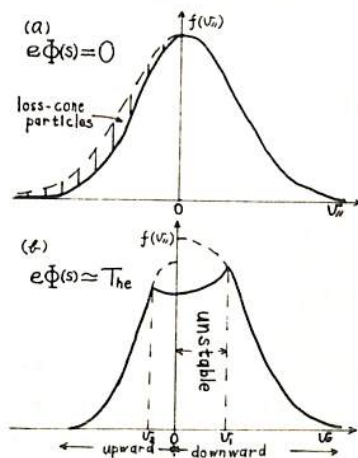


図 2 磁気圏起源電子の分布関数



ただし、

$$f(v_x) = 2\pi \int f(v_x, v_z) v_z dv_z$$

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

$$v_2 = -\sqrt{\frac{2}{m}(\Phi(s) - \Phi_b \frac{B(s) - B(s_1)}{B_b - B(s_1)})}$$



# Quasi-Parallel Bow Shock の内部構造

寺沢敏夫, 渡部行男

(宇宙研)

E. W. Hones, Jr.

(LASC, カリフォルニア大)

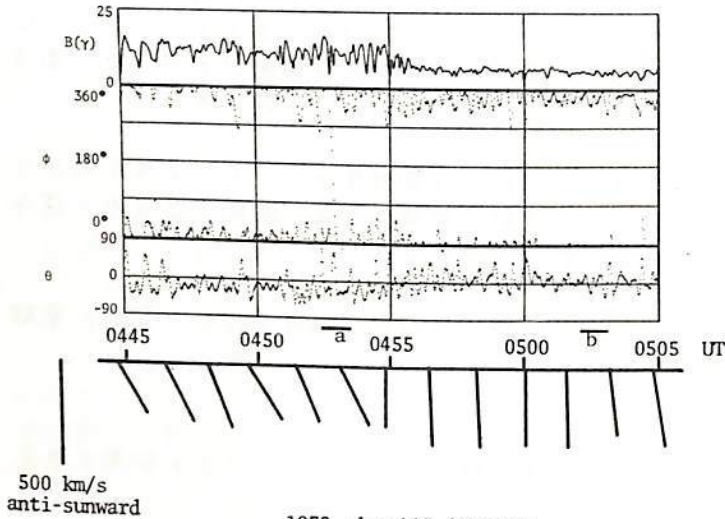


Fig. 1 An example of the quasi-parallel bow shock observed at (7.2, -16.9, 11.1)  $R_e$ . Upper three panels show the magnetic field observation [Ness et al.], while the bottom panel shows plasma flow vectors. Two bars above the bottom panel show the interval for which the polarization analysis (Fig.2)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

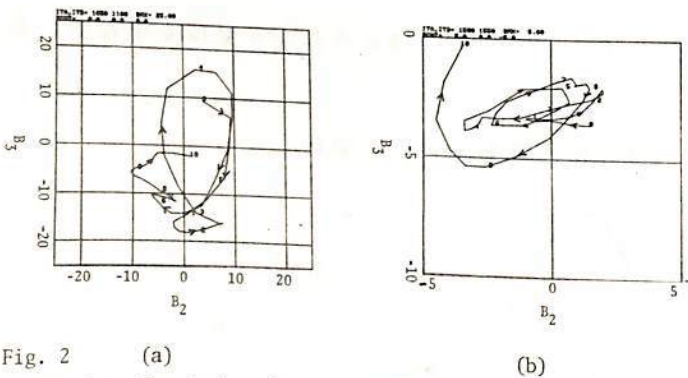


Fig. 2 (a) (b) Results of polarization analysis, where the axis  $B_1$  (directing outward from the figure) is the one the minimum-variance eigenvalue corresponds. In each case, we observe the left-handed polarization.

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 の法線ベクトルと惑星向空間磁場(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, また拡がった 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~百数十 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  $\pi$  成分の卓越が見られること (Fig. 2(a)) が新たに見出された。

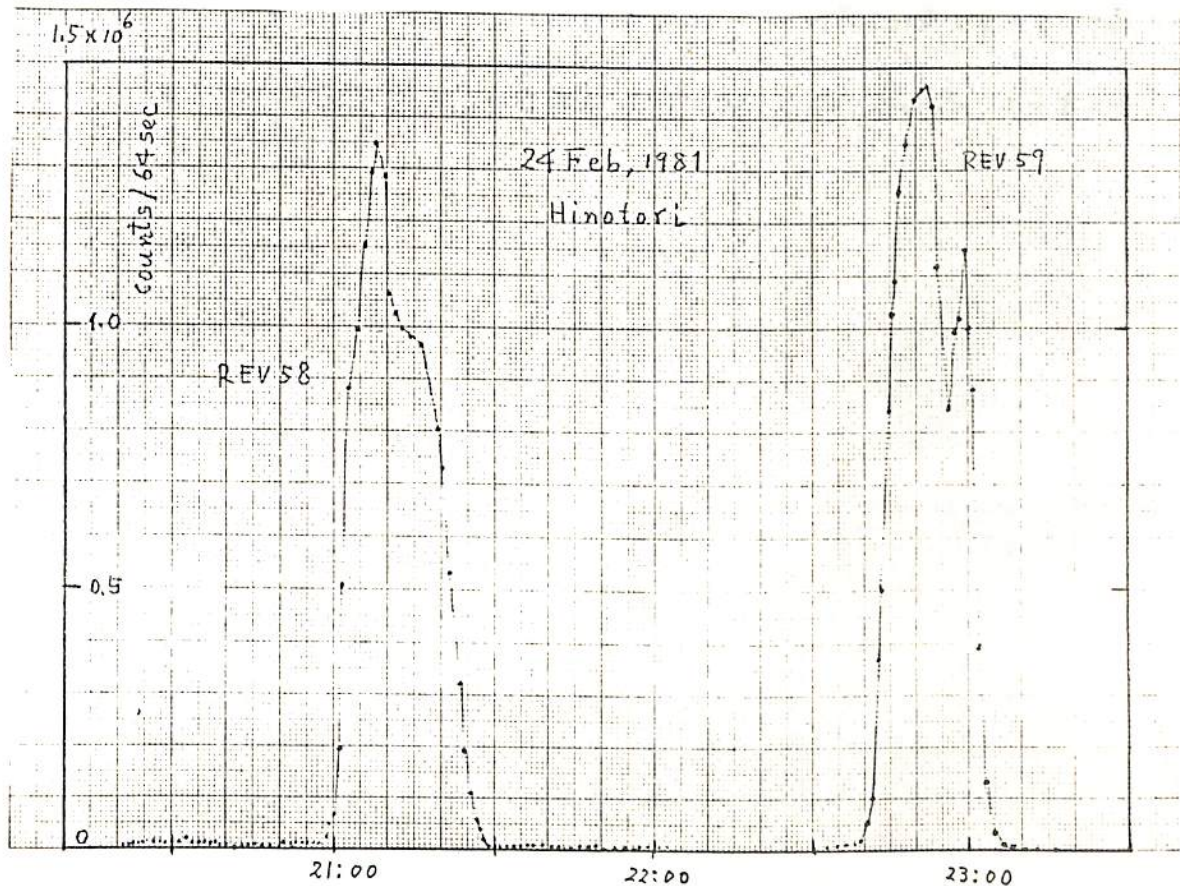
講演ではこうした波の特性から考えられる shock のメカニズム, および upstream wave の発生機構等にも言及する予定である。

1. e.g. Fornisano and Hedgecock, JGR 88, 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示す。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示められると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 がおま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 の開始より前におま、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  $P_2$  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、上記の解析はいずれも  $\sim 40$  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の否かに疑問が残る。また厚さ変化が単純に割り切れない様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取りあげ、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\*、西田 篤弘\*、J. Birn\*\*、E.W. Hones, Jr.\*\*\*

\* 東大宇宙研、\*\* Inst. für Theoretische Physik、\*\*\* 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 より遅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。

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

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 Lz 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<sub>E</sub> 以上、Y'方向には 30~40 R<sub>E</sub> 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。

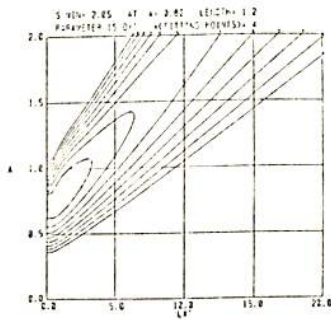


Fig. 1

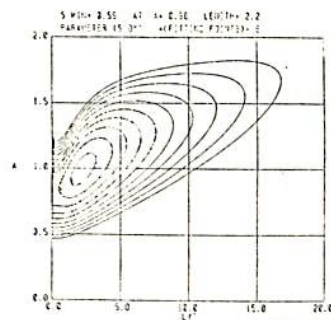


Fig. 2

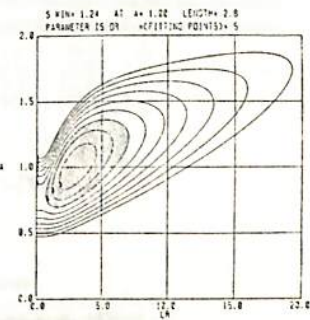


Fig. 3

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.

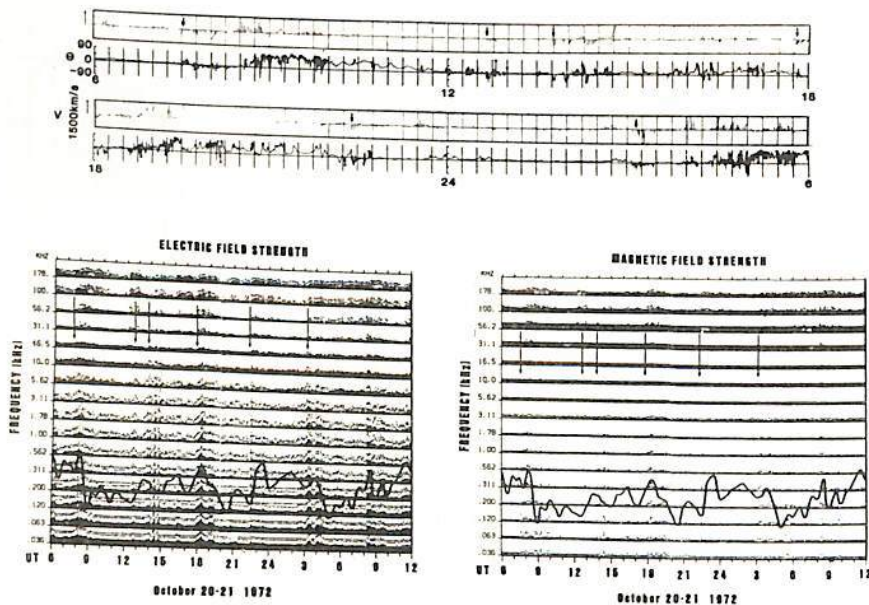
Our analysis demonstrates that intensifications of waves in the  $f < 10$  kHz range, which probably belong to the same class as "whistler mode bursts" and "broadband electrostatic noise" of Gurnett et al. (1976), occur at times of fast tailward flows signifying the near-earth reconnection.

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 ( $v > 300$  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.



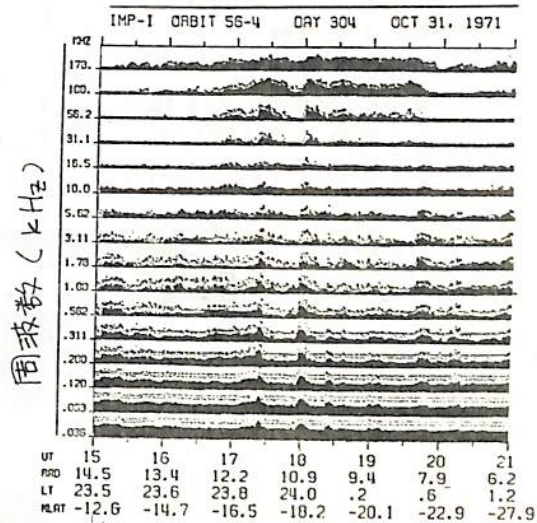
### Noise Bursts in the Magnetotail ; From the Standpoint of the Micro Process

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

前の諸君に从って、ここでは Magnetotail における Noise Burst の特性をミクロ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、特にその高周波成分（電子サイロ周波数 = 数100 ~ 数キロ 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 を持つ natural wave excitation + Doppler effect ② spacecraft と plasma flow との active な相互作用 が考えられる。実際、Noise Burst が見られると主に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 が殆ど無い時にも Noise Burst が見られることもあり、① の解釈も捨てきれない。

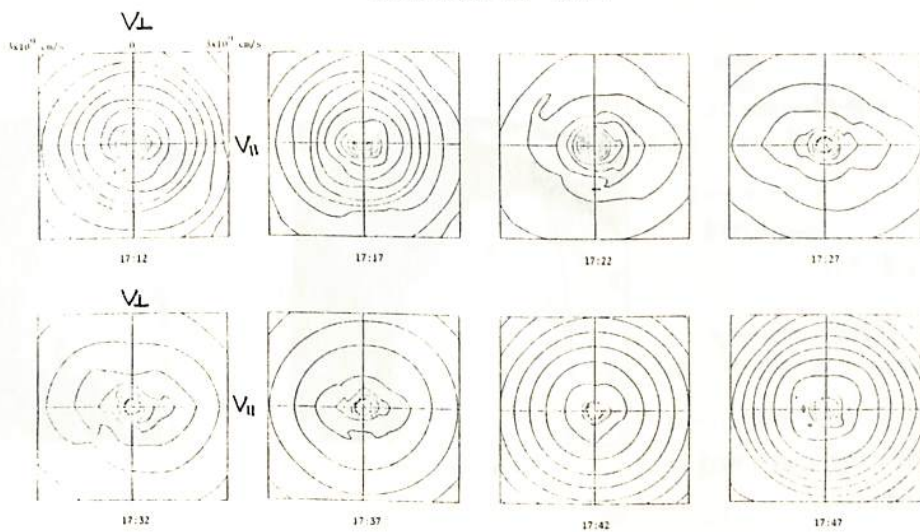
この稿では Noise Burst 時の電子分布函数を、その異方性の解析を中心として話をあめるとして、右に挙げた例では Noise Burst と共に、磁力線に平行方向に卓越した異方性 (cigar type) が見られる。

右図： プラズマ波動電場成分を各周波数毎に示す。17:25, 18:00 頃に広い周波数帯域にわたって Noise Burst が見られる。



右下図：

電子分布函数  $E = 3 \times 10^9$  mV ( ~ 2.25 keV ) の等電位線表示する。Noise Burst の時刻に対応して cigar 型異方性が見られる。



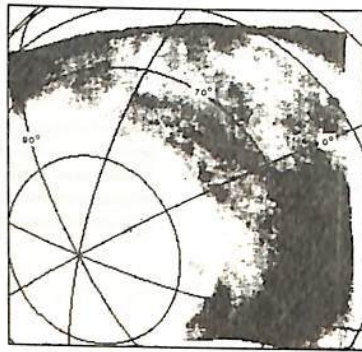
# KYOKKOによる Dayside Aurora の観測

金田菜菔(東大理), 平尾邦雄(東大宇宙研)

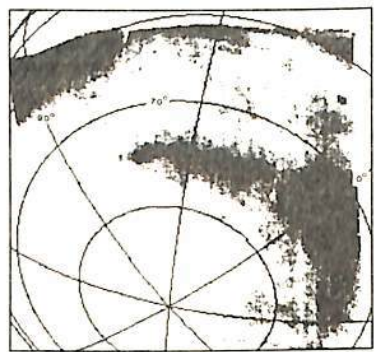
Dayside Aurora に対しては、強烈な albedo の影響を避ける関係上、従来は期間内に限定された地域での地上観測を通して得られたデータが、その動態・発光特性を説明する唯一の手懸りであった。albedo の影響を受けず、真空中赤外光でのイメージングを行った KYOKKO によるオーロラ動態の総観的観測は Dayside Aurora の様相を明らかにする有効な手段である。下にした観測例は、地磁気活動度の高い場合のものであるが、数分間にその様相を一変させる等の激しい変化を示すものも観測されて居る。この様相例から判断すると、Dayside Aurora の如く、その様相が明らかでないものに対して、DMSP の如き scanner によって形成された画像は、その中に 10 分程度の時間差も含むが、この様相種類のデータに基づいた認識を作り上げる事は極めて厄介な事であると言わざるを得ない。Dayside Aurora は午前側に於いて、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, 11h36m45) も観測される。Dayside Aurora は 12<sup>h</sup> MLT 付近で enhancement が認められる場合が多いが、中には 2 箇所以上の領域で、これが観測される例 (Dec. 19, 12h21m45) も存在する。今回は、この様相例を中心に報告を行う。

a) 激しい変動を示す Dayside Aurora の例。

MLT 12<sup>h</sup> の meridian は 40° (longitude) 付近に位置する。



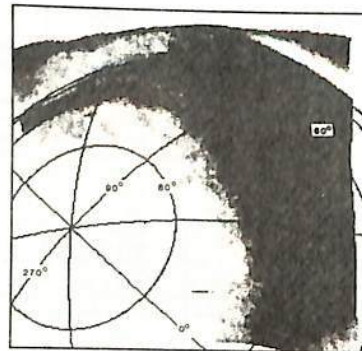
Dec. 19, 1978, 09:52:33



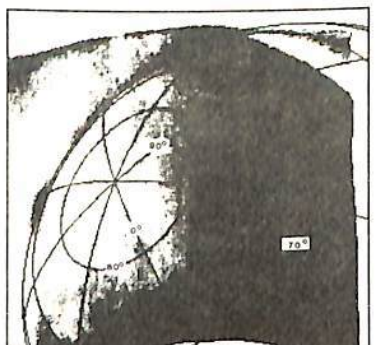
Dec. 19, 1978, 09:56:49

b) 午前側で Oval をスムーズに繋がる例。(左)

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



Dec. 18, 1978, 11:36:50



Dec. 19, 1978, 12:21:45

c) 極域側の enhanced region を有する例。(右)

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

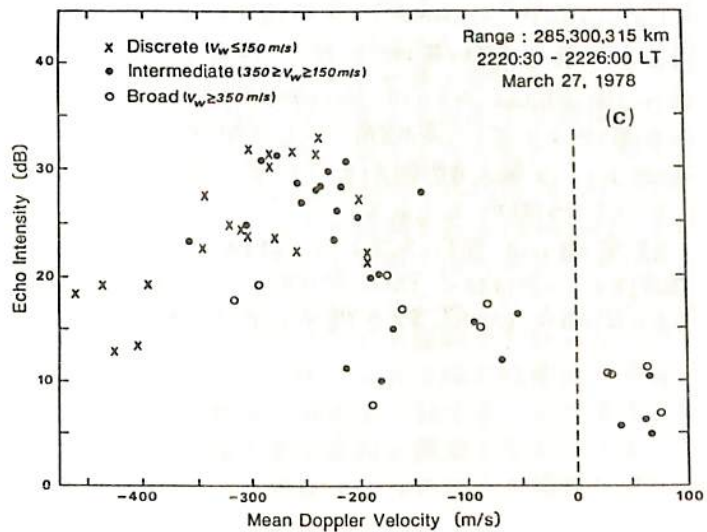
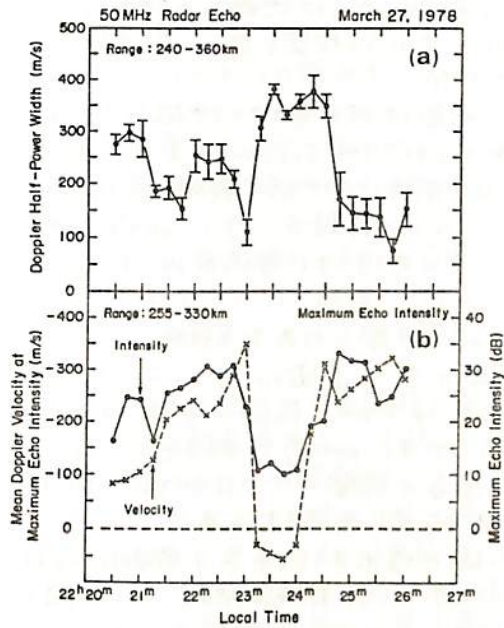
昭和基地におけるオーロラドップラーレーダ観測

(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、初期的の結果を過去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秒毎のエコー強度の最大値と(実線), それに対応したドップラー速度を図(b)に示す。図(a)にはドップラー速度の半値幅(-3dB)とその標準偏差の時間変化が示してある。両図から、エコー強度とドップラー速度の相関がかなりよいこと、エコー強度が大きいとき(従ってドップラー速度が大きいとき)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ているのが図(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、スペクトルが "discrete" な構造を呈する時には (X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近づくセンス) 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帯レーダエコーは大部分E層高度の電子密度irregularitiesに原因があり,  $V_d$  は大略E×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ロスフィールド型のプラズマ不安定によるものである。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。





梶川 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角観測が実施された。我々はこれまで地磁気変動多角観測データと昭和基地で観測されたオーロラ写真データを用いて、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角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の位置と良く一致することを指摘してきた。

今回は昭和基地の地磁気共役性にあたりと考えられている Iceland の 1 station の地磁気データと南極における多角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、その共役性に变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 8 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 が比較的区別しやすい event 11 例を選び出し、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 (みず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。

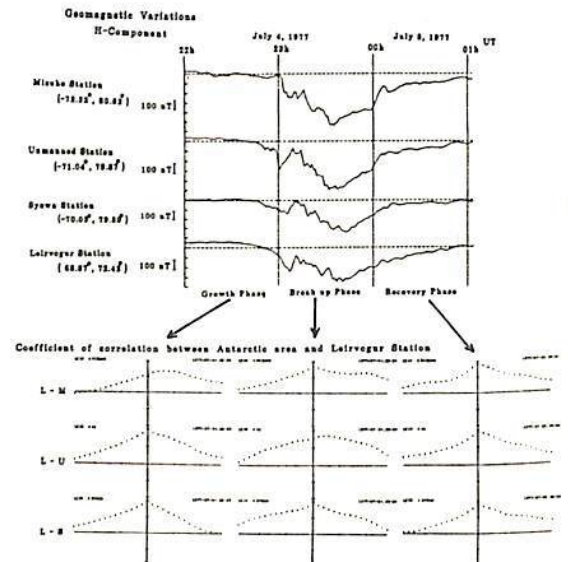


図 1 解析データ代表例

Estimated conjugate points between Antarctica area and Leirvogur Station

	Growth Phase	Break up Phase	Recovery Phase	Total
Mirko	3	2	0	5
Umanuss	0	4	4	8
Syowa	1	0	3	4
Total	4	6	7	17

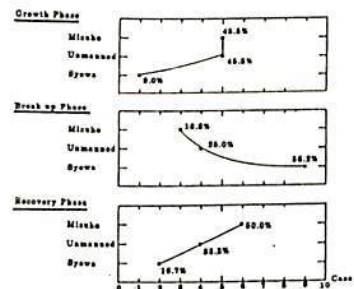


図 2 南北共役性結果

## オーロラ帯における上向き電子流の特徴

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二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 (23 eV) は KYOKKO の観測データから次のように分類される。

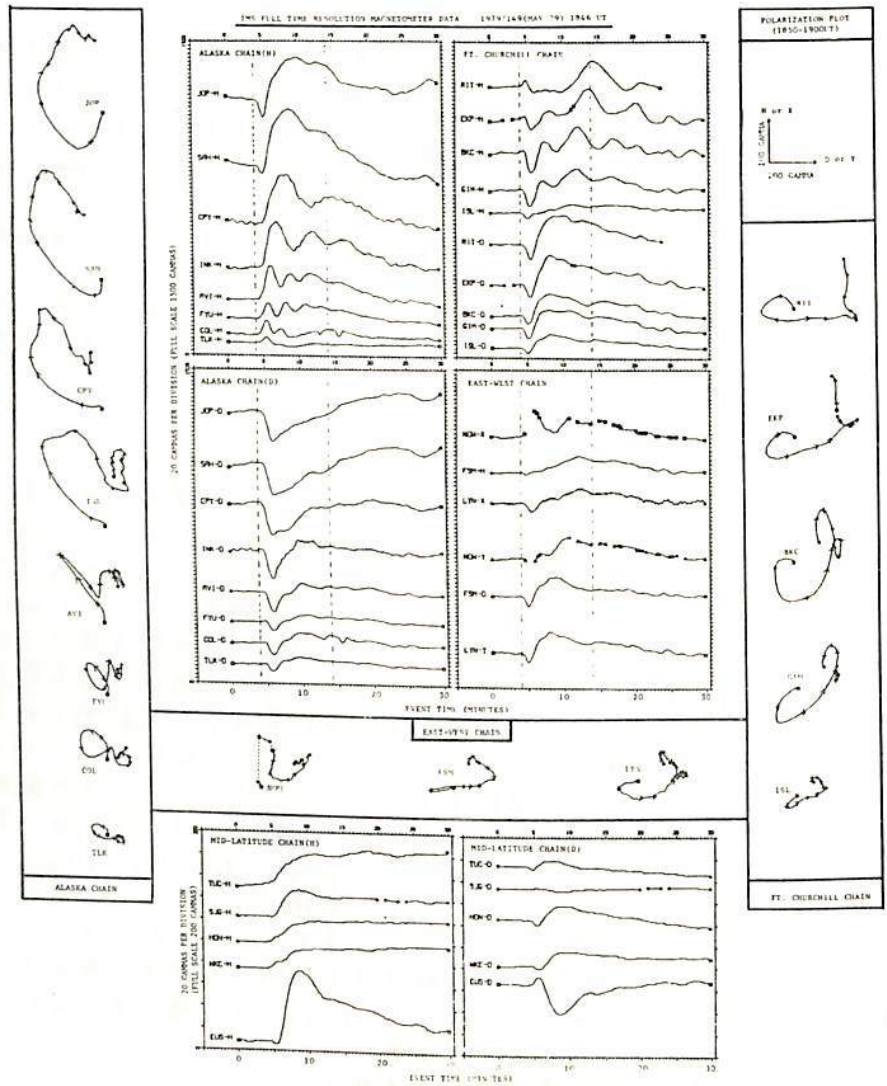
- (A) 太陽 EUV 放射によって電離層上部で生成された光電子が上方に逃げ出したもの、
- (B) 放射線帯粒子の降り込みによって生成された二次電子及び *degraded primary electrons* の一部が電離層から上方に逃げ出したもの、
- (C) 前の (B) と同様に二次電子及び *degraded primaries* であるが、オーロラ電子の降り込みによるもの、及び
- (D) オーロラ電子の降下領域の端の近くで、降下電子と逆相対にある上向きの電子流である。

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  $L \sim 4$  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。当然から、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子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、下向きの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の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 (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.



平沢 威男  
国立極地研究所

既に Substorm の SSC や SI により trigger  
され、励起されることが報告されている (Heppner,  
1955; Kawasaki et al., 1971; Kokubun et al., 1977).  
更に Substorm の SSC や SI により、起される確  
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  
とが指摘されている。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  
をもった励起され易い物理的状態の形  
成が第一段階で、そこに 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.  
Schieldge, J. P. and G. L. Siscoe,  
J. Atmos. Terr. Phys., 32, 1891, 1970.

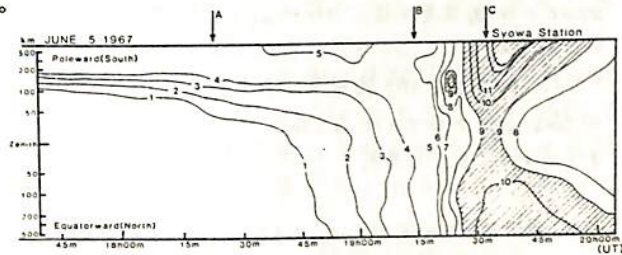
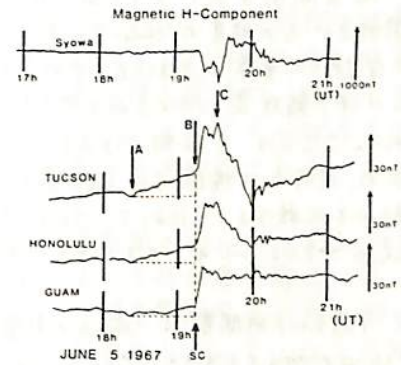


図1. SSCにより励起された Substorm の例

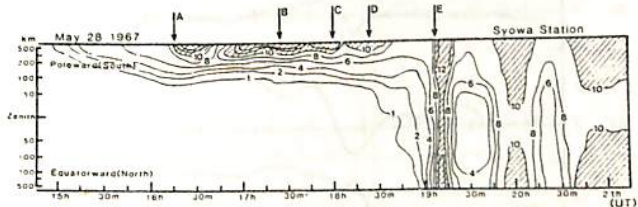
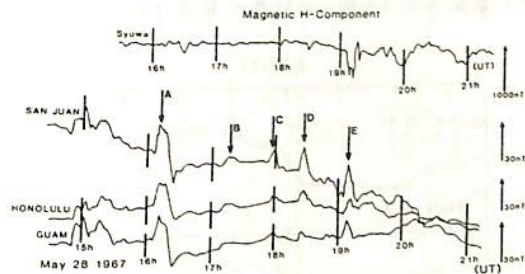


図2. 連続する SI によって励起された Substorm の例

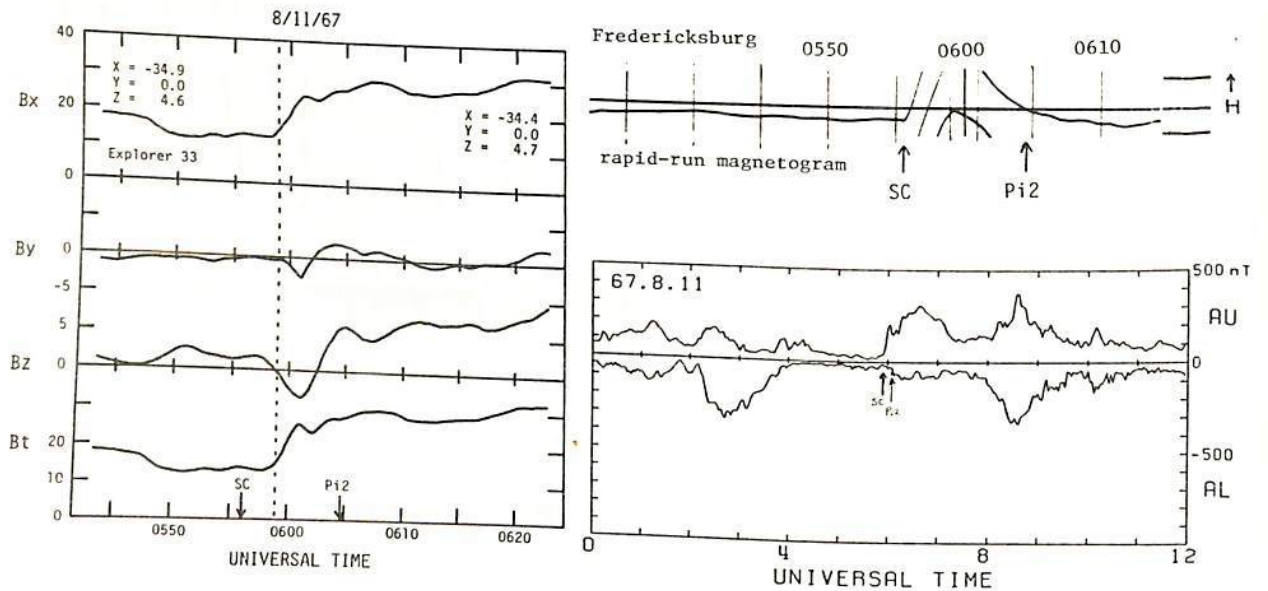
家森俊彦 (京大・理)

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も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考えられる。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いるようにtailのプロラメント中であると考えると矛盾があるかどうか調べる。

(1) 予想される時間差： shockの影響がwaveによってプロラメントに伝わり、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として、サブストームが始まる場所が $X = -20 R_E$ であるとすると約2分余りの遅れが生ずる。また、ここで生じたプラズマ流又は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。それゆえ、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に11<math>k</math>か、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、地上での早めし記録及びAE indicesである。tailにshockの効果が見られるのは5時59分頃で、地上FRDで $P_2$ が見られるのは6時4分と5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の効果か伝わりサブストームが発生したと考えると矛盾はないと思われる。講演では、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)

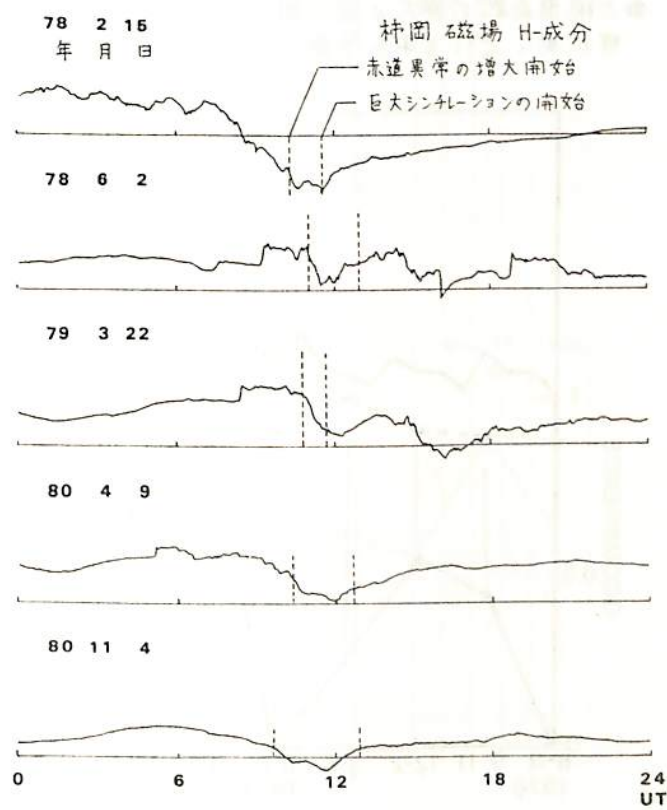
1. 序論 Cバンドの衛星電波の受信を通じて、時々巨大なシンチレーション現象を観測することがある。我々は1978年から1980年の3年間に観測された数例の現象を解析し、これらの原因となる地球物理学的メカニズムを明らかにすべく研究を進めて来た。その結果、巨大シンチレーション現象は非対称環電流の成長に伴う電場が、低緯度まで侵入することによって生じるらしいことが判明した。これによりいままでもっぱらESレーダによってのみ観測されて来た低緯度磁気圏電場が、別の面からも確認されたことになると思われる。

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LT 19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もっとひんぱんに発生する中規模程度のものであるケースや、また時間もす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. Let.* 5, 203.  
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

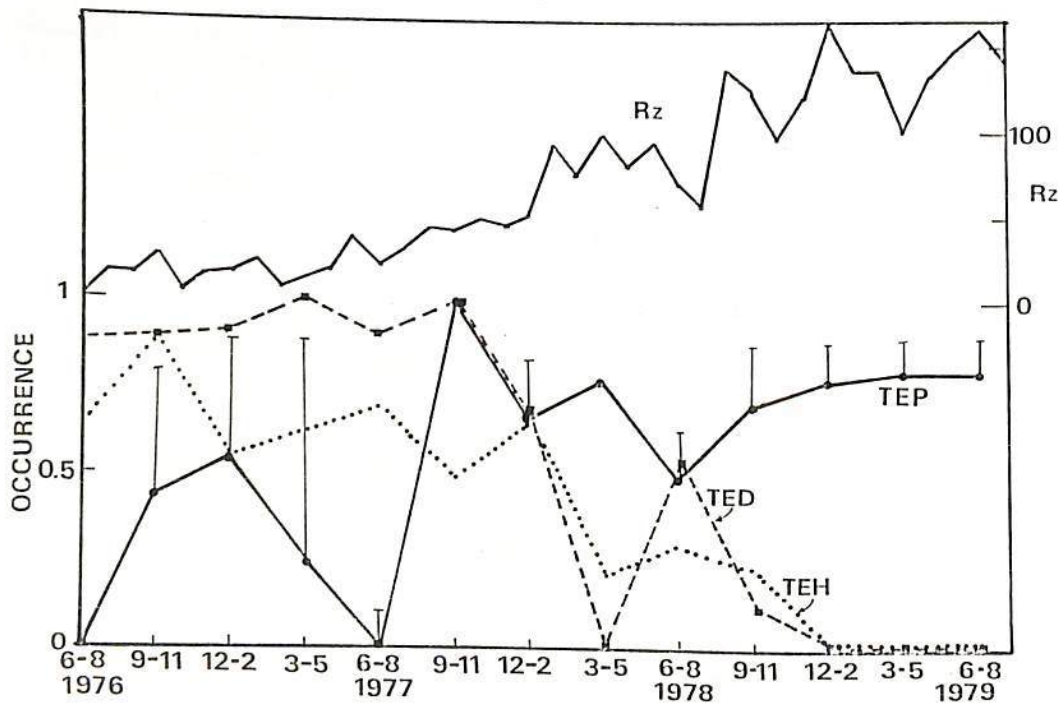
渡辺成昭, 恩藤忠典, 巖本巖  
電波研究所

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。特に火星周辺から  
はなれた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

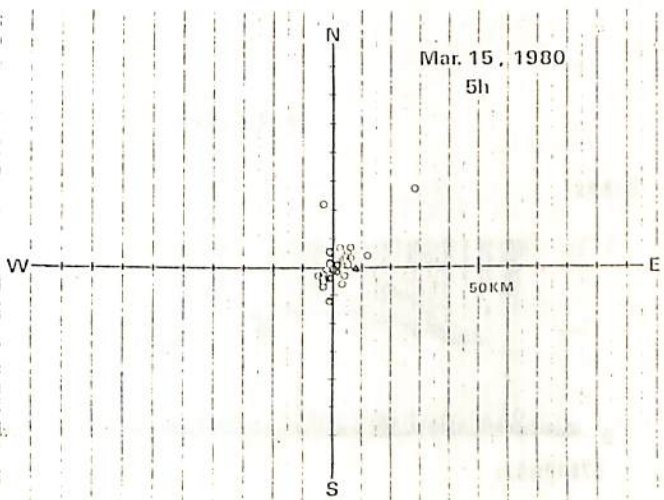
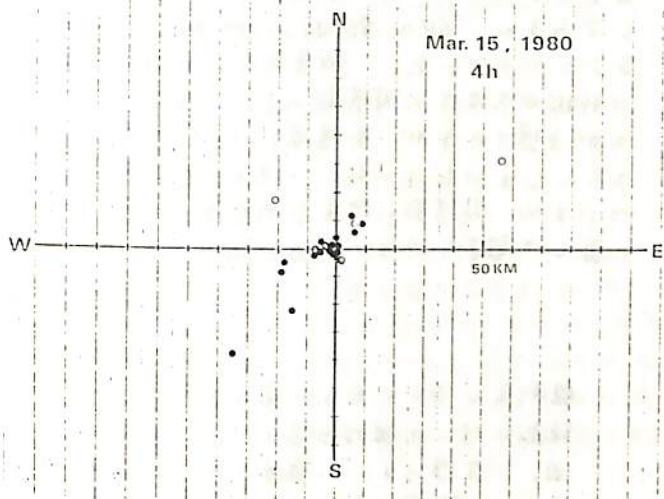
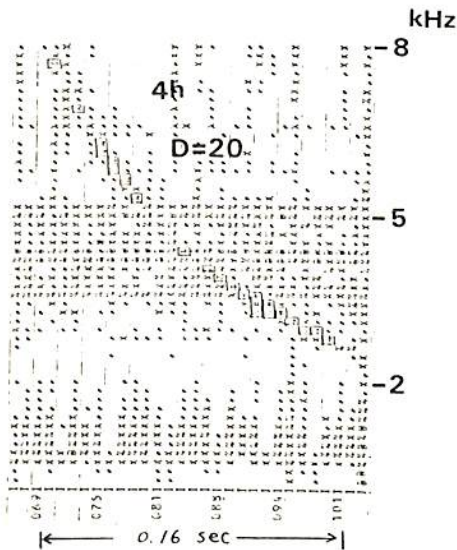
- TEPは6~8月に観測されにくく、1976年、1977年共にゼロであり、1978年でも、やはり深く落ち込んでいる。この季節変化に重って年変化がある。これは  $R_z$  と同様に、 $R_z$  の極大期に向って上昇する。1979年の6~8月の落ち込みは、もはや見られない。全体として  $f_oF_2$  の傾向 似ている。
- TEDは季節変化が見られず、全体として  $R_z$  とは逆に年と共に下降し、 $R_z$  の極大期付近、1979年→でゼロとなる
- TEHはTEDと同様、 $R_z$  とは逆に  $R_z$  の Maximum に向って下降し、1979年ではゼロとなる。
- 太陽黒点数の極大と極小期では、時向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拡がり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き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。



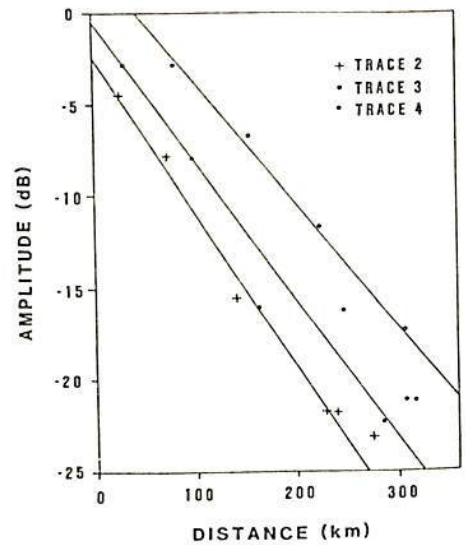


種々の VLF 現象の空間強度分布について

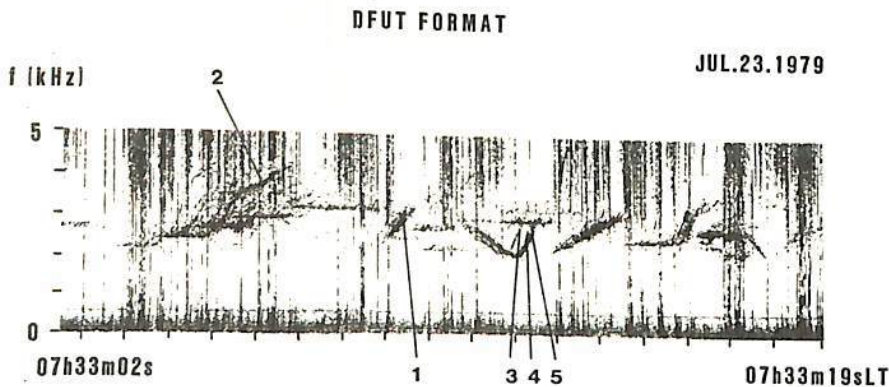
町田 忍・鶴田 浩一郎  
(東北大学)

1979年の7月から8月にかけて、カナダ・ケベック州で行なったVLFの多角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、描く強度分布の減衰率を、磁気座標上、ほぼ、南北に並んだ観測点で見ると、大略、50 dB/1000km 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 を多角で行ない、電離層下部での電波の出口の位置を求め、その直下の地上の点と、観測点との距離により、減衰率をプロットし直してみると、60~80 dB/1000km 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、周波数により、変化することから予想されるが、本稿では、トリガード・エミッションだけでなく、他のVLF現象についても、周波数に対する減衰率の依存性等に関して報告を行なう予定がある。



観測点と DF で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。方探により、電波の出口がある一つの領域に定まったものに対してのみ、プロットを行なった。



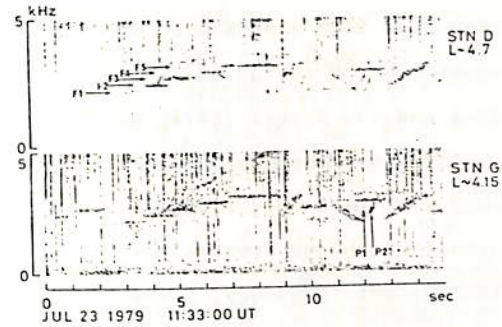
解析は、図1の Siple 信号の f-t グラム。No. 1 のトレースは Siple 信号のランフの部分、それ以外は、いかなるトリガード・エミッションの部分も解析した。

プラズマポース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

鷗田 浩一郎・町田 忍  
(東大宇宙研)

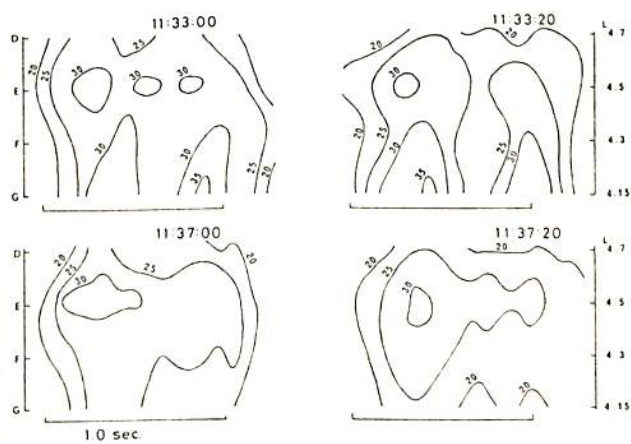
南極サテライト基地から送信した VLF 信号を、ほぼ地磁気共軌道と通る磁気経度線にそって南北に並んだ四島の受信度 (北から D, E, F, G) で受信した信号の解析を行った。

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を調べることである。解析した信号は 20 秒毎にくり返される周波数 2.75 MHz のサテライト信号のうち図 1 に示した F1, ~ F5 までの五つのパルス信号である。

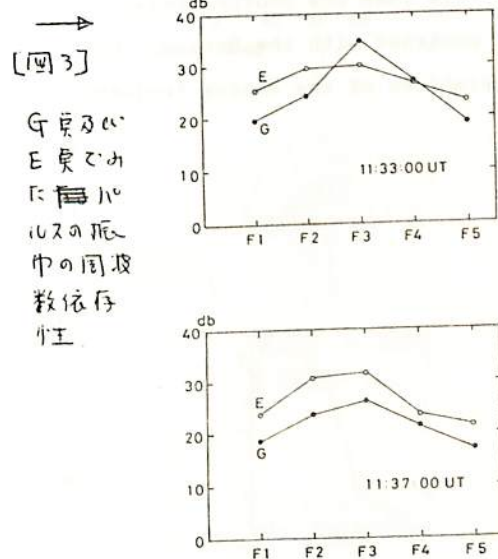


[図1] 解析したサテライト信号スペクトル

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 はプラズマポースの外側導り、P2 は内側導りの高密度側に位置する伝播路である。F3 のパルス (~2.75 kHz) の振中の時間・空間変化を調べた結果を図 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、F 島 (L~4.15) 及び E 島 (L~4.5) でみられるパルス振中の周波数依存性も変化する。この例は 11:33~11:37 の 4 分間隔に L~4.1 の伝播路が一見消滅する様子をあらわしている。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] F 島及び E 島でみられるパルスの振中の周波数依存性

## Properties of chorus observed by ISIS satellites

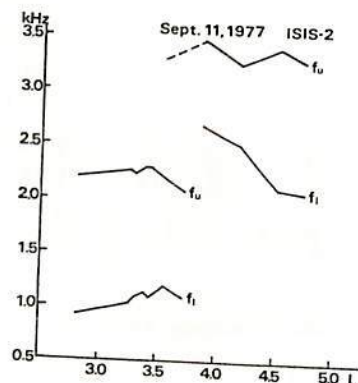
恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭、村上利光 (電波研究所)

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プサイドイオノグラムの  
データ解析-II

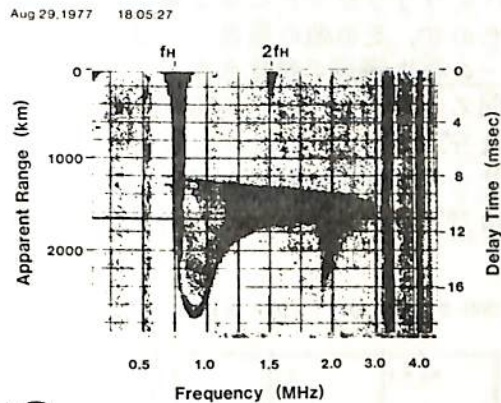
小野高幸、平沢威男

国立極地研究所

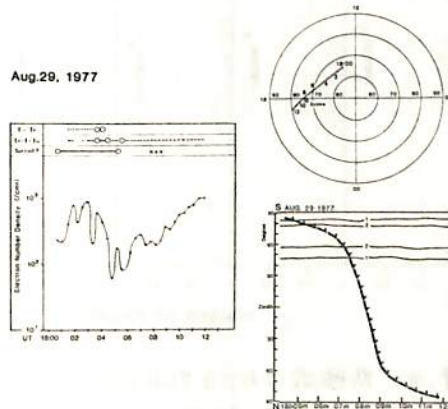
座 1976年より昭和基地ではトップサイドサウンダー衛星 ISIS-I及びISIS-IIの追跡を行ない、極域電離層中のプラズマパラメータ及びプラズマ波動とオーロラ粒子との相互作用に関する重要なデータが取得されつつある。ここでは、オーロラ粒子降下と対応したビーム型プラズマ波動粒子相互作用の実体について述べる。

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、 $18^{\circ}05'N \sim 06'N$ 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クに沿う磁力線近傍では、明確な電子密度の上昇が示され( $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ )、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、比較的低温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  $f < f < f_H$  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AK R<sub>o</sub>-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。



第1図



第2図

人工衛星 ISIS-1, 2 で観測された

VLF ソーサーの特性

中川 一之\*, 巻田 和男\*\*, 芳野 起夫\*, 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, 芳野らによって積極的に行なわれている。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  $K_p$  依存性を調べてみた結果を報告する。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。

ソーサーの発生源頻度の  $K_p$  依存性

図 1 はソーサーの発生源頻度を  $K_p$  別に見たものである。ソーサーは  $K_p$  2 程度のやや荒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  $K_p$  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。

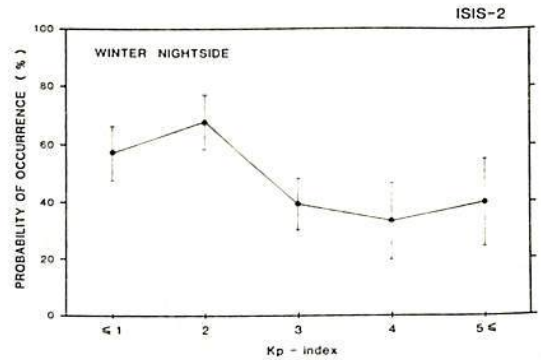


図 1 ソーサーの発生源頻度の  $K_p$  依存性。

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  $K_p$  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バール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なっている。この結果も加えて報告したい。

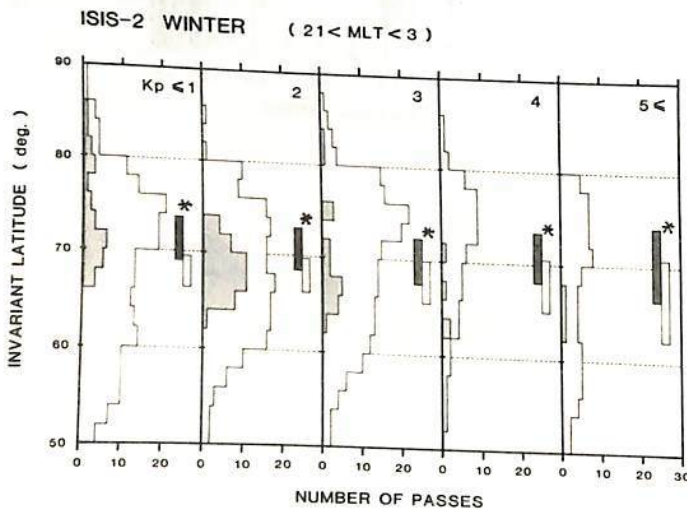


図 2 ソーサーの発生源領域の緯度分布

白ぬきの部分は観測を行なった全軌道数, ハシク部分はそのうちソーサーを観測した軌道数を表わす。\* はそれぞれ  $K_p$  のときの 0<sup>h</sup> MLT におけるディスクリートオーロラ (ハシク) とディフューズオーロラ (白ぬき) のオバールの緯度範囲<sup>3)</sup>を示す。

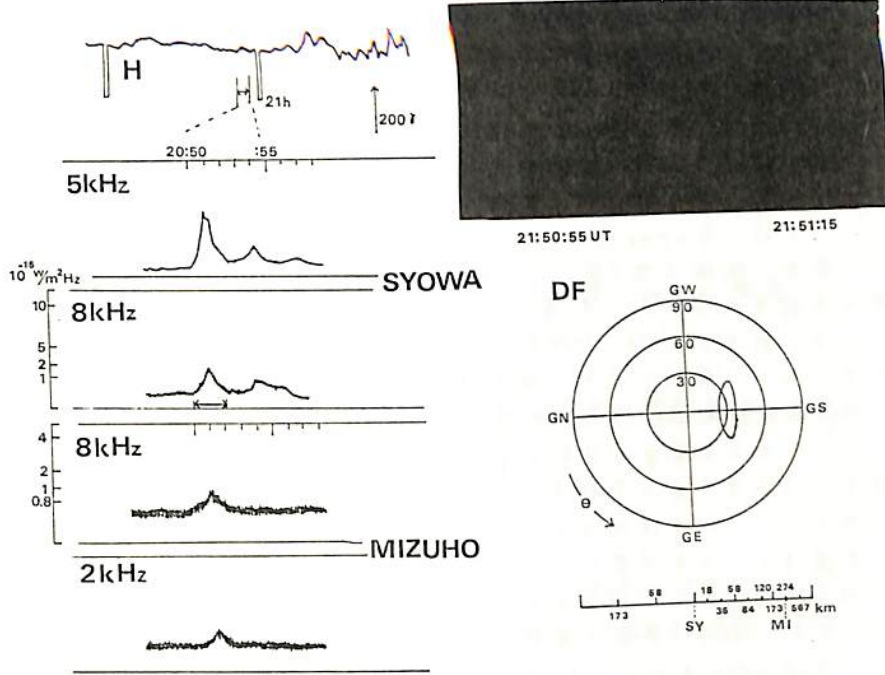
1) 芳野, 他 "南極域における VLF ヒス ソーサーの発生源領域" 南極資料第 68 号 146-160 頁  
 2) D.A. Gurnett and L.A. Frank "VLF hiss and related plasma observations in the polar magnetosphere" J.G.R. 77 (1) 172-190  
 3) T. Nagata et al. "Auroral oval and polar substorms observed by a satellite and ground-based observations in antarctica"

オロウヒス到来方向の特性(Ⅳ)

西野正徳 田中義人 岩井章 鎌田啓夫 平沢威男  
 (名古屋大学 宇宙研究所) (国立極地研)

JUL 5 1978

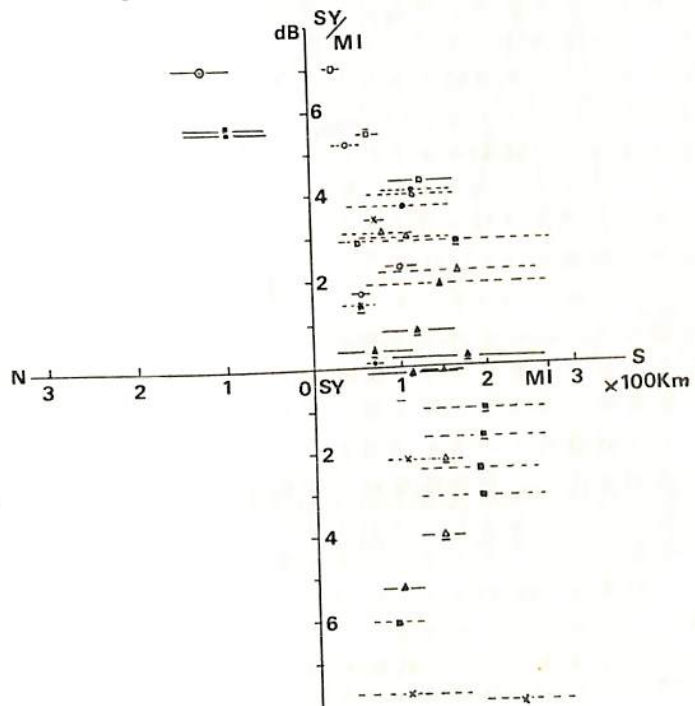
1978年南極昭和基地で観測した3点時間差法によるオロウヒスのDF観測結果をオロウヒス観測結果と比較する。観測の興味ある事柄のみを記した。今日は、先ず中2 道管。昭和基地の磁南方向に現れるオロウヒス一列にともなう窄帯帯の narrow band オロウヒスのDF観測結果を、昭和基地で同時に行ったオロウヒス観測結果と、オロウヒス強度、偏波記録およびオロウヒス強度記録と比較する。



(第1回)

第1回は、上記観測結果の1例を示す。オロウヒスの到来方向は磁南方向のオロウヒス観測位置より昭和基地に近い緯度側にある。第2回は、昭和基地で計測したオロウヒス中の narrow band オロウヒスの8kHz強度比を示す。この図から、磁南方向に流れた方向では、オロウヒスの電磁波伝達経路は昭和基地の磁南の200km以内にあることが多く、予在強度比は±7dB以内にある。また、8kHz帯の偏波記録から、L成分とR成分の比(R/L)は、強くと1~3の範囲にあった。これらの観測結果から、narrow band オロウヒスの伝播特性を考察する。

(第2回)



南極昭和基地におけるオーロラヒスの季節変化

山岸久雄 手沢威男 (極地研)

長野 勇 満保正喜 (金沢大工)

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、明らかにすること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) 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 ISIS-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) の効果を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ビークパワー密度は  $10^{-14}$  W/m<sup>2</sup>Hz 程度であり、一方夜間における空電等カバレッジグラウンドノイズは  $5 \times 10^{-16}$  W/m<sup>2</sup>Hz に達するため、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たいため、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さは、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合わせると、夏期のヒスはバックグラウンドノイズに埋没するため観測することができないという解釈が成り立ちそうである。

(1) Gurnett, D. A., A satellite study of VLF hiss, JGR 71, 5577, 1966 (2) 長野他, 極光帯における VLF 波の full wave 計算, 南極資料 63号 201-214, 1980

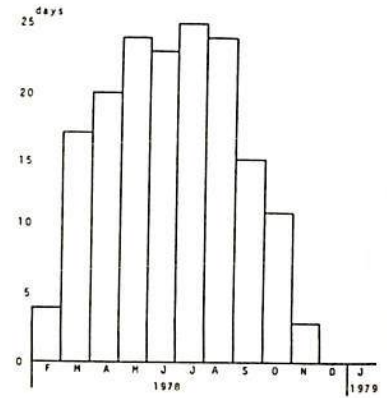


図1 昭和基地におけるオーロラヒスの月別発生日数

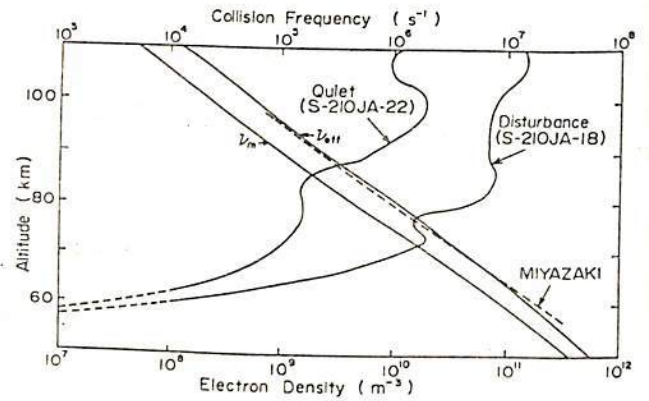


図2 静穏時と擾乱時のモデル電離層

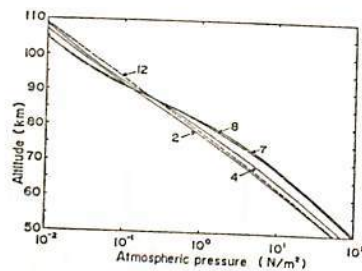


図3 大気圧高度分布の季節変化 (COSPAR 1972 北緯70°)

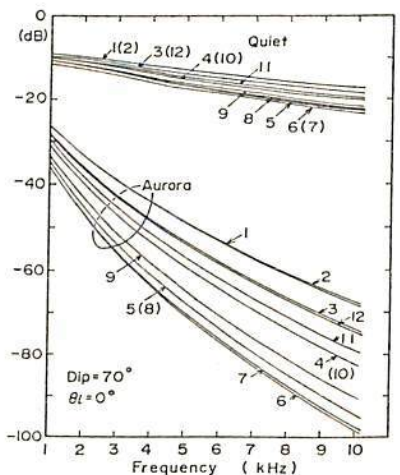


図4 静穏時、擾乱時の電離層透過減衰量の季節変化(数ヶ月を示す)

東大・理 林 幹治

磁気圏におけるコーラス型 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ダイナミクスと  $L$  shell と local time の関数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。

これらを実現に観測(可能な)量の中にも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, モデル化し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。

ある精度 ( $\Delta$ ), local time (LT) で観測されるコーラスの強度  $I_{\Delta, \text{LT}, \Delta}$  を

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

と過去  $N$  個の磁気圏擾乱指数  $D = \{ K_p, AL, D_{st} \text{ など} \}$  についての線型表現を行なう。観測量  $I_i(t_i)$  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。

$$\left\{ \sum_i^M (I_i(t_i) - I_0(t_i))^2 \right\} = 0 \quad (M \gg N)$$

1969年 9月, 9月, 10月, 11月の 95日間に於いて Syowa Station ( $\Delta = 66.4^\circ$ ) での 500 Hz, 12時~15時の最大振幅と観測値とし,  $D$  として  $K_p$  を選んだ場合 ( $N=16$ )

$C = 32$  (dB),  $A_k$  ( $k=1 \sim 16$ ) は左図のようになる。

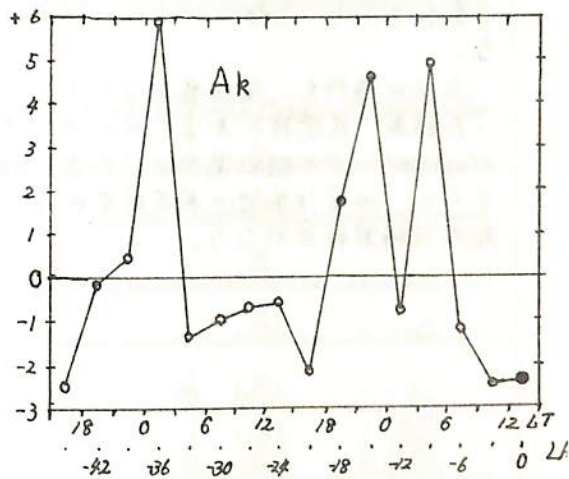
$A_k$  の分布は

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  $LAQ=0$  及び昼間の LT の  $K_p$  とは負の相関がある。

①は夜側の擾乱が corotational に昼側のコーラスに正の相関をもたらすことを示し, コーラスの活動にはサブストーム時の夜側の低エネルギープラズマに対する Cleaning 効果が無効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  $AL, D_{st}$  等について調らべてみることにする。





## ELF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>, 前沢潔<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、ELF-VLFエミッション、オーロラ観測等を行なったが、ここでは、ELF-VLFエミッション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。

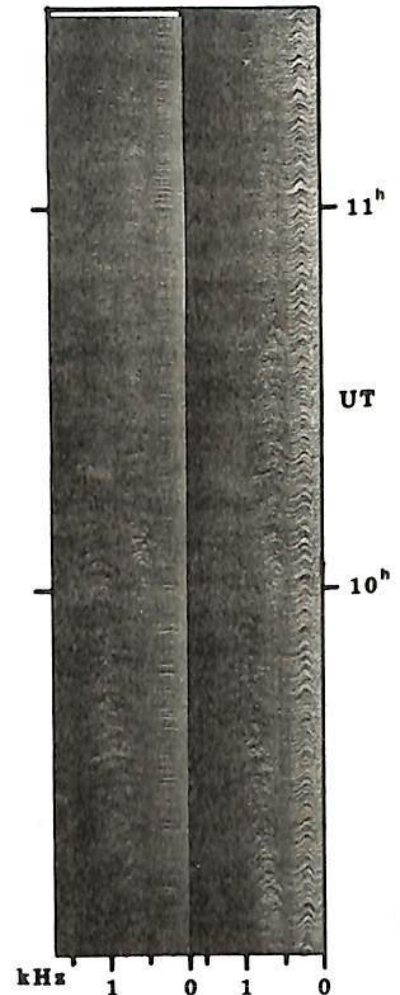
1977 8月9日 event

中心周波数の時間的変化を図1に示す。昭和基地における0~0.3kHz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時ごろ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つのピークをもち、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.



# "きょっこう" 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 平尾邦雄 柴田喬 芳野勉夫  
 (東大宇宙研) (電通大)

科学衛星"きょっこう"に搭載されたプラズマ波観測装置(ESW)<sup>1)</sup>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択し、その振幅測定を行っている。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粒子(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近エネルギー電子(4eV~9.4keV)観測装置(ESP)で得られた $\tau^{-1}$ と比較する。1例として図に Rev. 427 で得られた ESW と ESP の  $\tau^{-1}$  を示す。ESW は 1時30分 UT から 1時53分 UT までの  $\tau^{-1}$  を、ESP は 1時37分 UT から 1時54分 UT までを示す。二つの  $\tau^{-1}$  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)変化の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し。1) 41分~42分の間、2) 43分20秒~45分20秒、3) 48分~51分の間、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)変化のはげしい。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 P18 (1979)

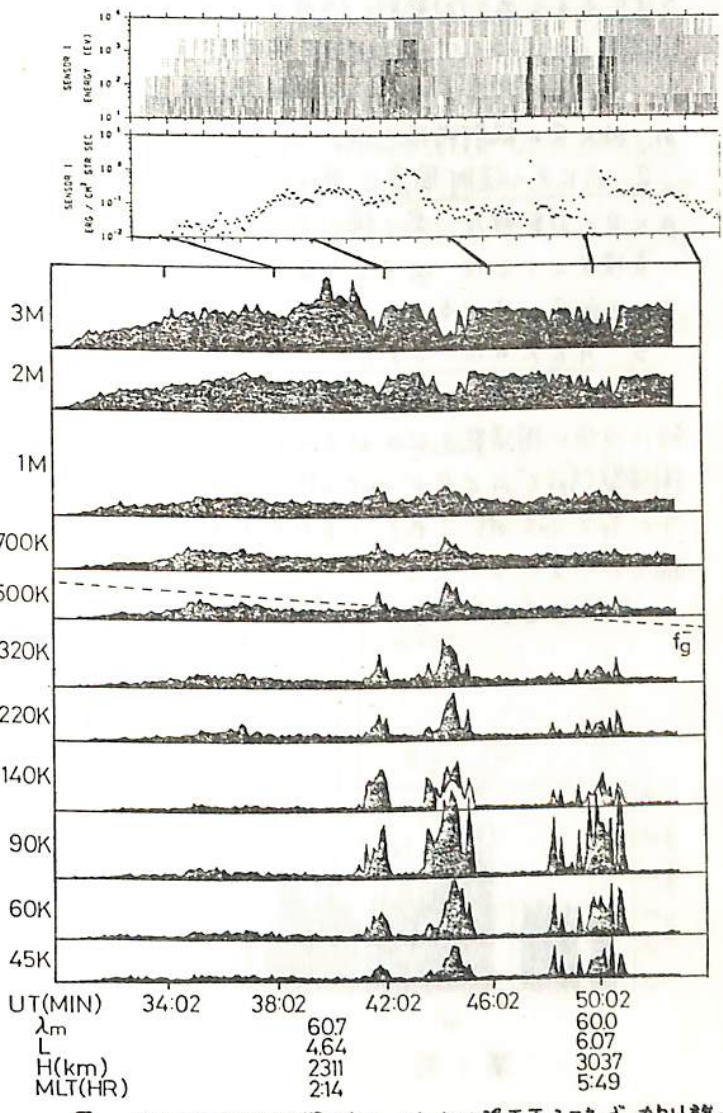


図 上図が ESP で得られた  $\tau^{-1}$  と降下電子エネルギー-カウントを、下図が ESW で得られた  $\tau^{-1}$  のノイズの強度を示す。

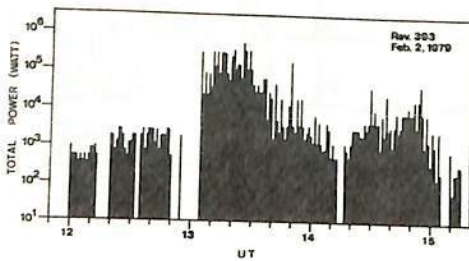
大家 寛, 森岡 昭 (東北大理)

1. 序. オーロラキロメートル波電波(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.

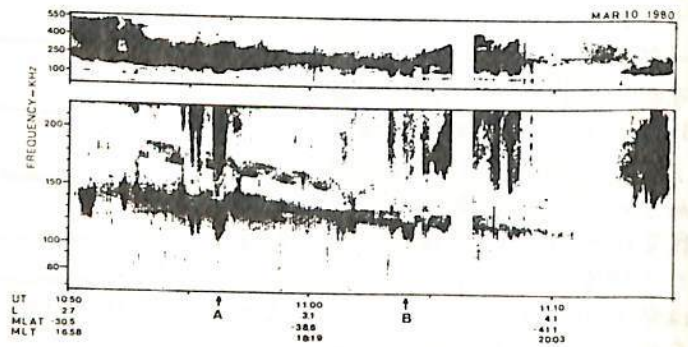
これらのAKRの放射機構を実証的に検証するには, (1)その偏波特性から電磁波のモードを決定すること, (2)放射の強度とオーロラ帯に入射するエネルギーとの energetic が重要な鍵をもつ. ここでは JIKIKEN 衛星による観測された AKR のスペクトル特性からオーロラ帯で発生した AKR が伝搬する過程で示す偏波特性および放射のエネルギーを求め, AKR の放射機構を論じる.

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帯でのびる AKR が観測されるが, A の点では衛星の位置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 点では伝搬路で  $f = f_p$  で cut off されている AKR が, *plasmasphere* の縮小によって衛星の位置で伝搬してくること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, 大家 寛 (東北大理)

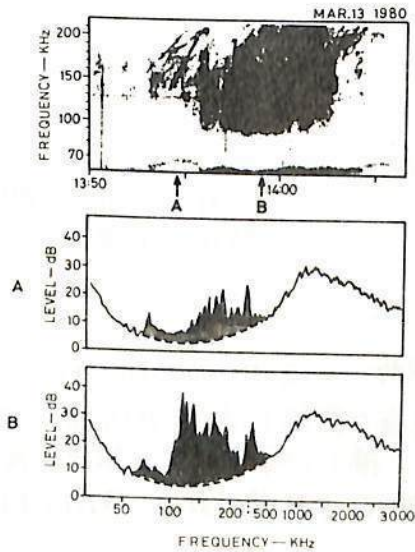
1. 序 オーロラキロメートル放射(AKR)は磁気圏と電離圏の結合域における粒子加速と密接に関連していると考えられ、したがってAKRのもつ放射スペクトル特性は、この領域のダイナミクスに関する情報をもたせらるものとして重要である。JIKKEN衛星によるAKRの観測は、AKRのスペクトル構造を明らかにしてきだが、ここではAKRのスペクトルの微細構造(fine structure)を検討し、AKRの発生成の運動を論じる。

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、広い高度領域にひろがる一様な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。

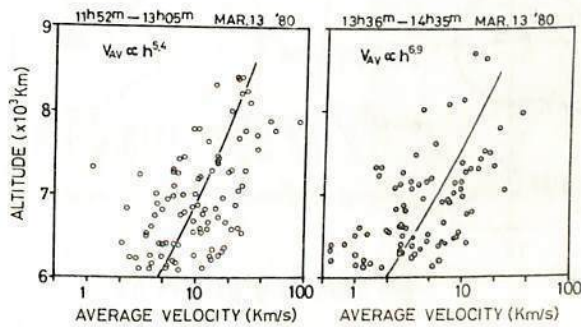
3. AKRの発生成の運動 AKRの周波数は発生成におけるlocal UHR周波数とみなすことにより、AKRのスペクトルの微細構造から発生成の運動の速度を求めることが出来る。第2図に求められたAKRの微細sourceの高度分布を示す。発生成の運動速度は高度が低くなるとともに急速に減速することが示される。

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の微細構造の発生成高度は6000 Kmに最大出現頻度をもつ
- (2) 微細構造から求められる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ことが必要である。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全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。明らかに実線で示される 90° ピッチ角のものが今後のセクターで 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。

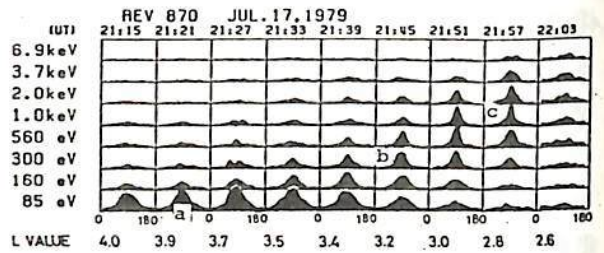


図1. EXOS-B で観測された強い異方性を示すピッチ角分布の例。

(守倉正孝氏 京大・工・修士論文より)

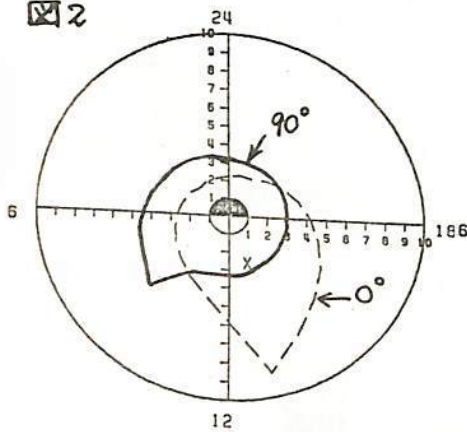
a, b, c の例についての fitting は

$$a: 0.30 \sin^{0.5} \alpha + 0.70 \sin^8 \alpha$$

$$b: 0.15 \sin^{0.2} \alpha + 0.85 \sin^{15} \alpha$$

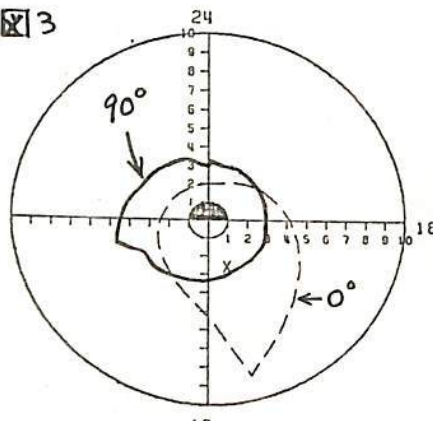
$$c: 0.19 \sin \alpha + 0.81 \sin^{43} \alpha$$

図2



T= 20.0 W= 1.000 (KEV)

図3



T= 25.0 W= 1.000 (KEV)

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、久保治也両氏より頂いた。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不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 紘  
 守倉正博\* 木村繁花

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

$$\gamma = \pi \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_e}\right)^2 \eta(V_R) \left\{ A_p - \frac{\omega}{\Omega_e - \omega} \right\} dV_R \quad (1)$$

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

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

の表式に、EXOS-B が実測された電子の速度分布関数を代入し、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。γの大きい時間帯がサイアール信号が増中され、サイドバンドを発生している時間帯と良く一致している。他の日の相関についても当日紹介する。

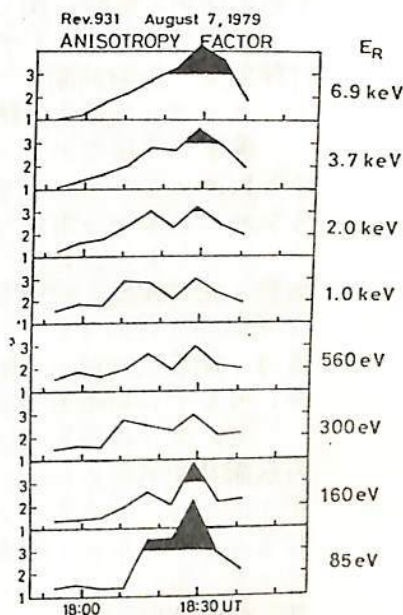


図1 1979年8月7日の温度異方性因子の時間変化

謝辞

粒子データを提供して頂いた向井利典、久保治也氏に感謝します。

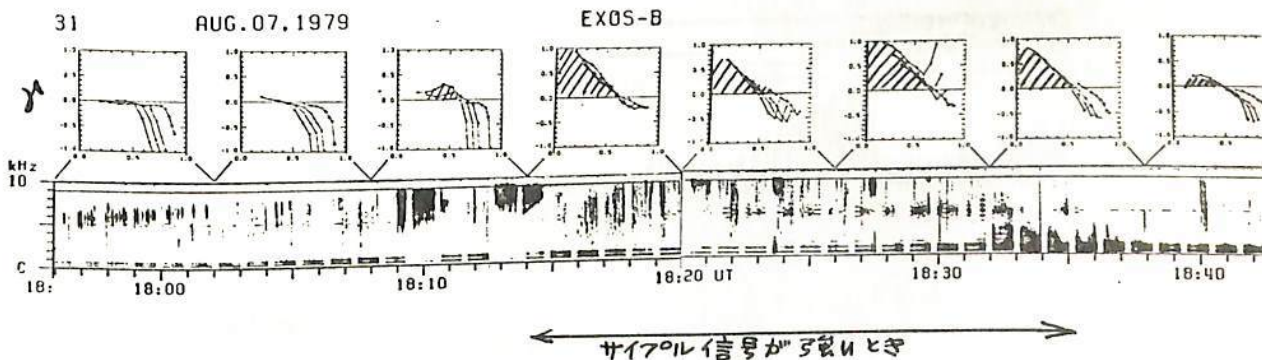


図2. 粒子データより得られた分布関数の数値積分で得られた Growth Rate と VLF 波スペクトルとの比較

\* 現在 電信電話公社

サイプ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と南極サイプル局信号を用いた波動粒子相互作用の実験<sup>1)</sup>に関して、波動、粒子、それぞれの興味ある結果が数多く得られている。

本報告では、サイプル局信号の磁気圏における伝搬特性、特に、サイプル局信号の絶対強度と、伝搬時間について報告する。

I. サイプ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、大量のデータとすべく、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、サイプ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、DとBは、軟正信号の強度、 $2.8 \mu V/m$ に相当する。9:30~9:37に、強くサイプ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. サイプル局信号の伝搬時間の解析

サイプル局信号の伝搬時間<sup>2)</sup>に関しては、既に報告があるが、その後、他の軌道における伝搬時間も求められた。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を示している。これは、13日に地球磁場が大きく荒れたことに関係している。

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いるが、 $\tau$ - $d$  (d:定数) 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。

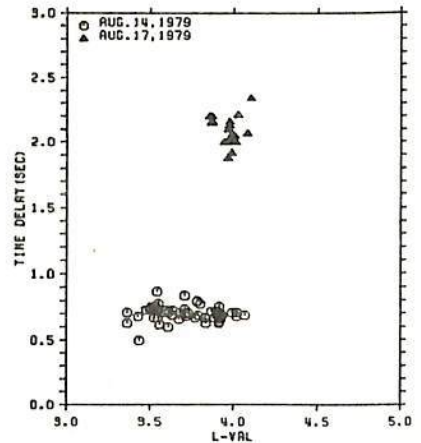
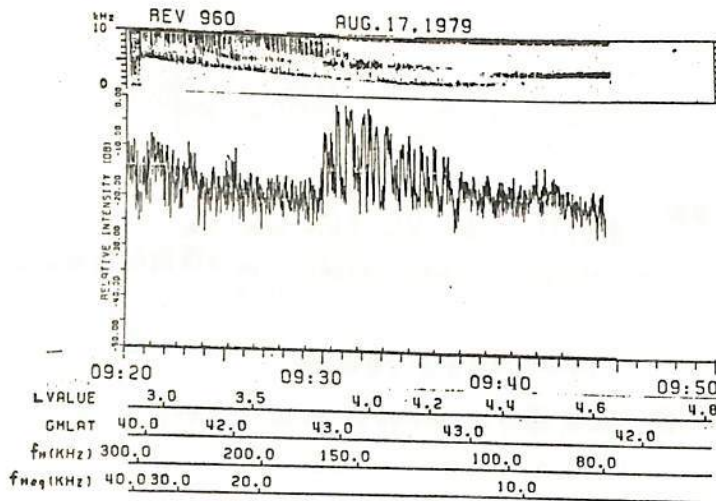


図1 サイプル局信号強度の時間変化

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

大家 寛、小原 隆博  
(東北大学・理学部)

序 科学衛星JIKIKEN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3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)の効果を調べる目的で、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( $mf_H$ ,  $f_{UHR}$ ,  $f_{Qn}$ ,  $(n+1/2)f_H$ )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(OG1116)の結果を図1に示す。観測は矢印で示されたところから、送信周波数を受信周波数と同期して掃引するモード(OG1115)に切り換えられていて、波動のモード決定が完全に行なわれ、それぞれ $mf_H$ ,  $f_{UHR}$ ,  $f_{Qn}$ である事が判明した。次に、プラズマボ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、 $f_{UHR}$ ,  $f_H$ 、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、 $f_{UHR}$ 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。

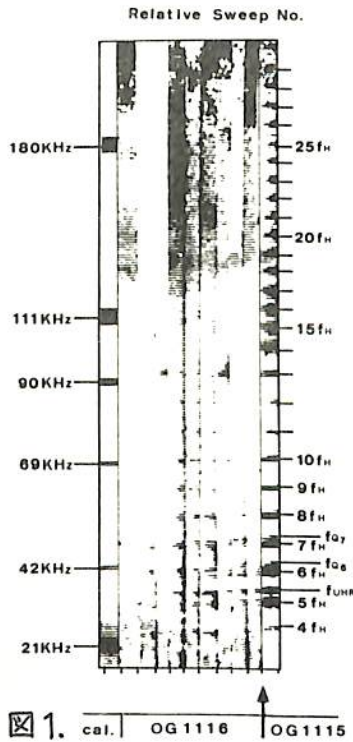


図1. cal. | OG 1116 | OG 1115

と、同時にLHR周期と思われる周期(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、非線形効果に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。

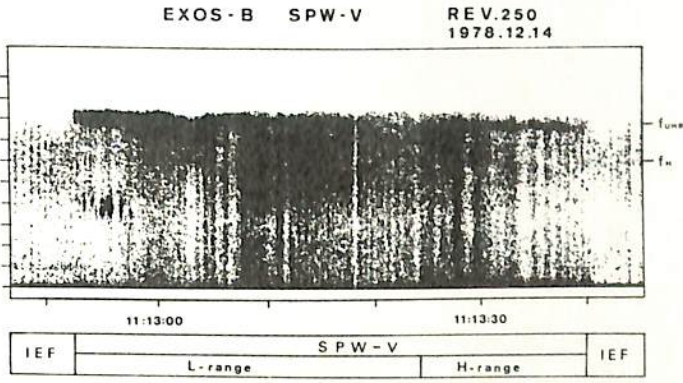


図2. VLF, f-tスペクトル

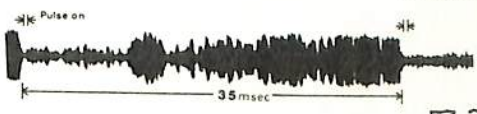


図3.  $f_{UHR}$ 強度変化



## 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 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

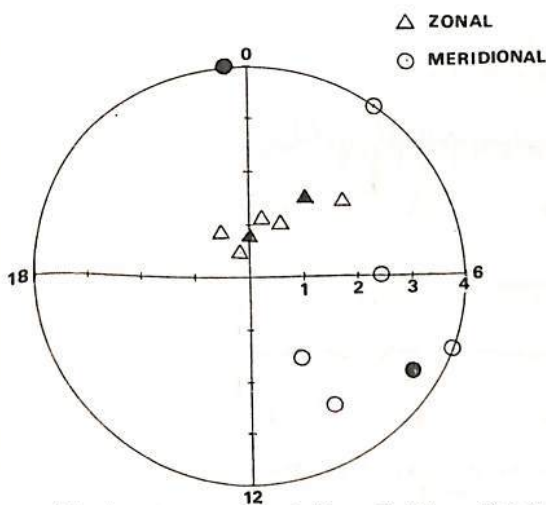


Fig.1 Comparison of diurnal tide. Points over the circle refer to those with greater amplitude ratio.

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.

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・超高层電波研究センター

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.

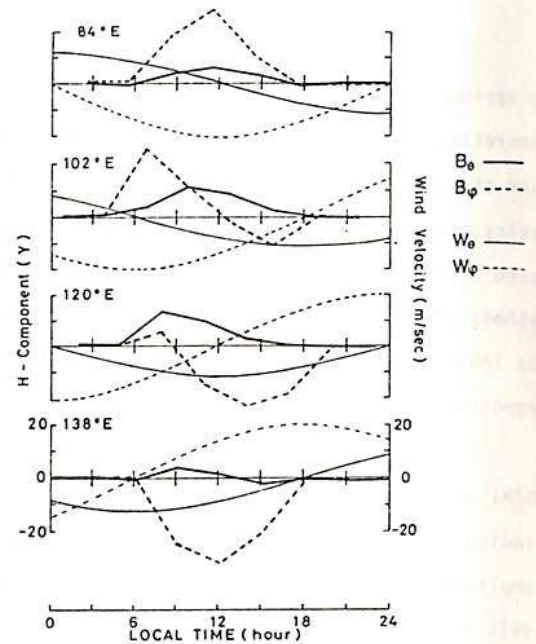


Fig. 1 Calculated geomagnetic variations and the wind model at 35 N using overhead current approximation.

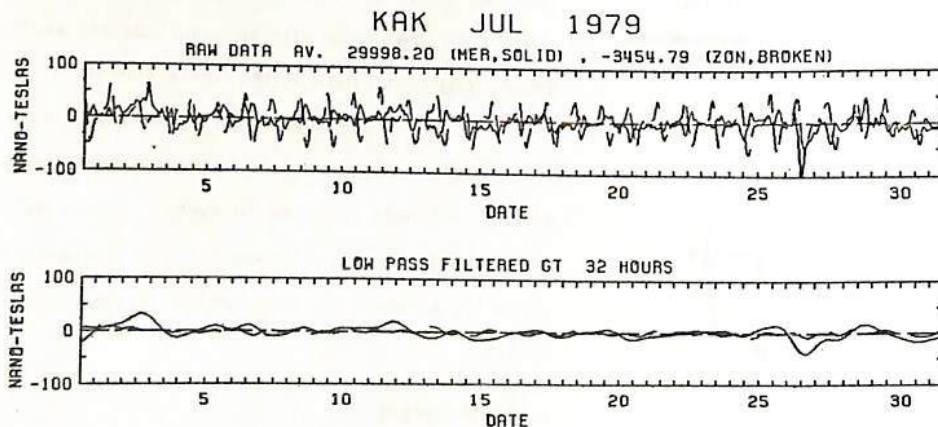


Fig. 2 Geomagnetic variation observed at Kakioka in July, 1979. The cut-off period of the low-pass filter lies around 32 hours.

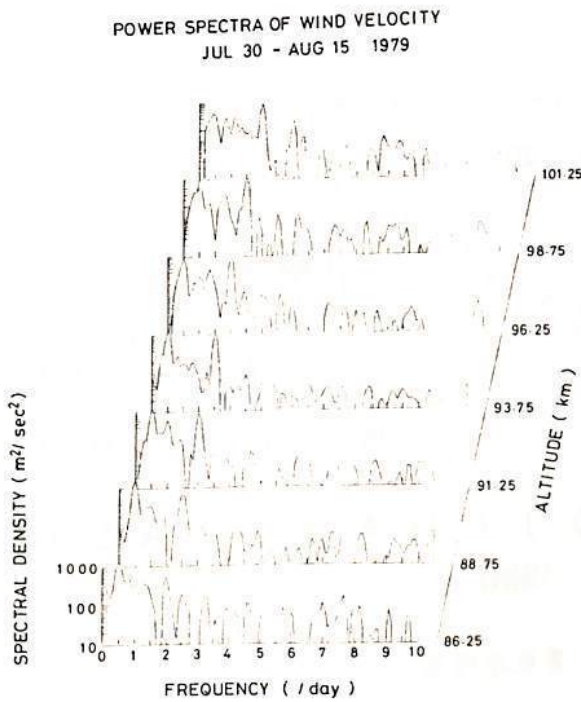
京都大学流星レーダーによる重力波成分の観測

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80-110 km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2.5 km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ことができる。これらの季節変化についても調べる。



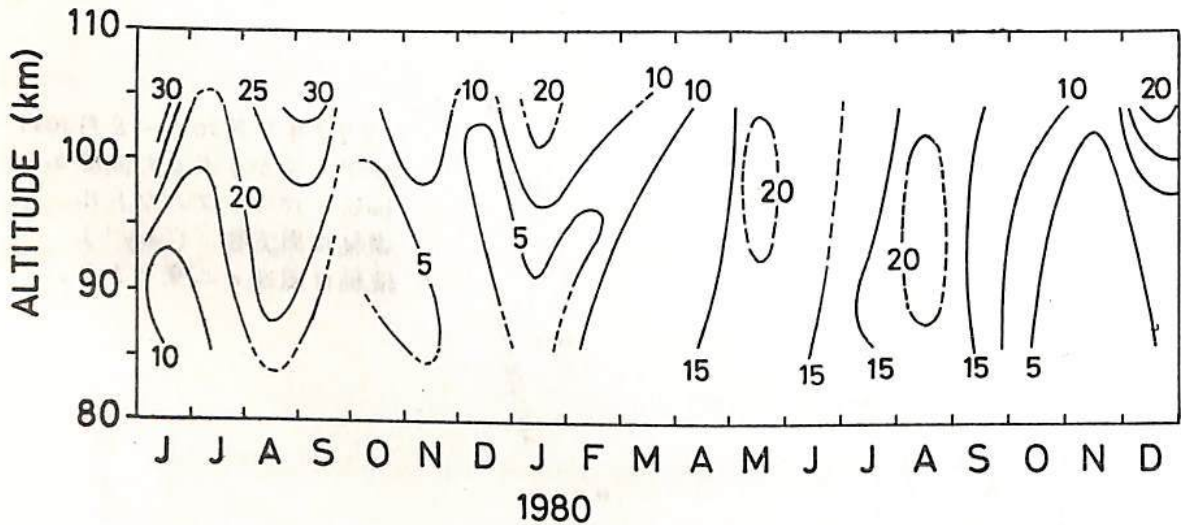
1979年7月30日 - 8月30日  
 のデータから求めた高度2.5  
 km毎のパワースペクトル  
 横軸は周波数 (day<sup>-1</sup>)  
 縦軸は風速の二乗である。

## 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 純<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) 大気太陽陰潮汐風(*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ことができるよう準備を進めている。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風について、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

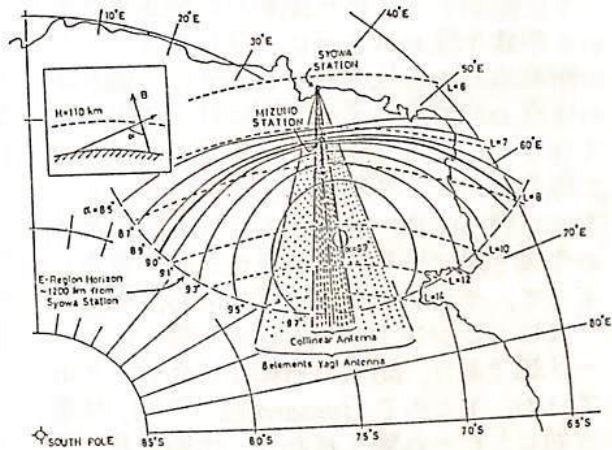
(\*) 現在、日本電気(株)勤務

(\*\*) 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、大和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、オ1図に示すように磁南を向いていて、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。



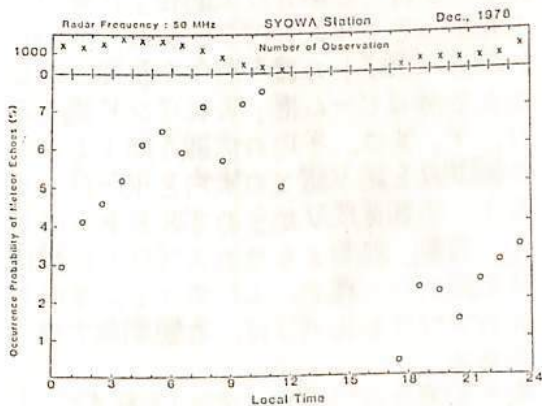
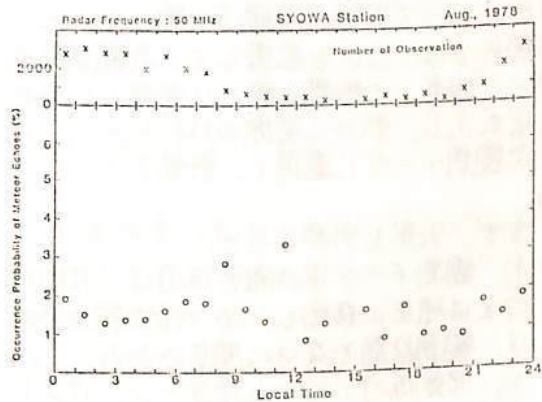
オ1図 オーロラレーダのビーム  
(アンテナは8素子ハ木を使用)

オ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。×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)の日変化と比べてみると、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、112MHz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

$$P_R = \frac{P_T G_R G_T \sigma_e \lambda^3}{12 \pi^3 R^3} \left( \frac{C^2 + S^2}{2} \right) \xi^2$$

$P_T$ : 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  
 $\xi$ : 線電子密度,  $C, S$ : 飛跡にそったフレネル積分

の関係があり、波長が短くなる、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がえられた。



オ2図 流星エコーの出現確率  
(周波数は50MHz, ×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常套手段のひとつに、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、それぞれこ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  $\varepsilon(\omega, \varphi, \nu)$  で記すと、「コヒーレンス」  $Coh$  は、

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

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、 $\langle \varepsilon(\omega, \varphi, \nu) \rangle$  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、

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

みかけの位相速度  $V'$  は、

$$V'(\omega) = V \{ 1 + \varphi_0^2/4 + (n-2)\nu_0^2/2\nu^2 \} \quad (3)$$

となる。 $L$  は観測点間の距離であり、 $n$  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を、例えば「マルコフ型雑音」の関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) 奥沢・柴田 (1980) HFドップラ研究報告(2回), 36
- 2) Gossard, E.E. and W.H. Noonkester (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)

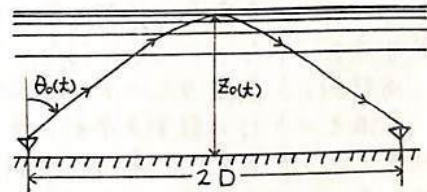
九州大学理学部 北村泰一, 竹生政資

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,

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

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

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

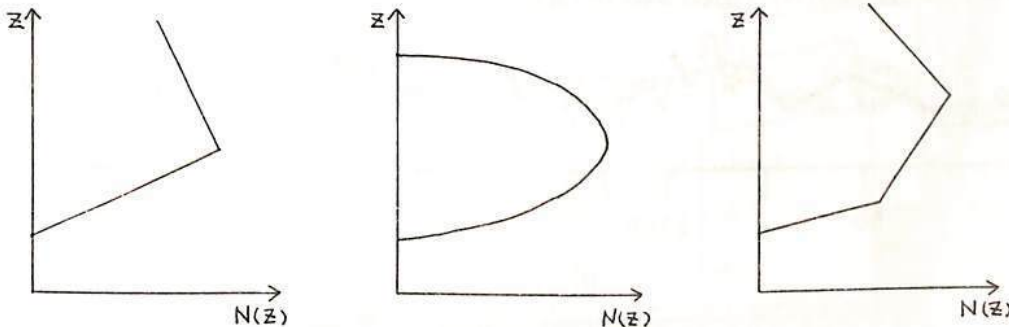


で与えられる。ただし、電離層を水平方向には一様な平面電離層と仮定し、地球磁場および電子の衝突の効果は無視してある。 $z_0(t)$ ,  $\mu(z,t)$  はそれぞれ反射点の高さおよび屈折率であり、

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

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なように、 $\delta f(t)$  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“遠ざかっていく”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 (京大超高层電波研究センター)  
一, 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副って音波モード(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、っている。

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ISL-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. Amayenc, Radio Science 8, 281 (1974)

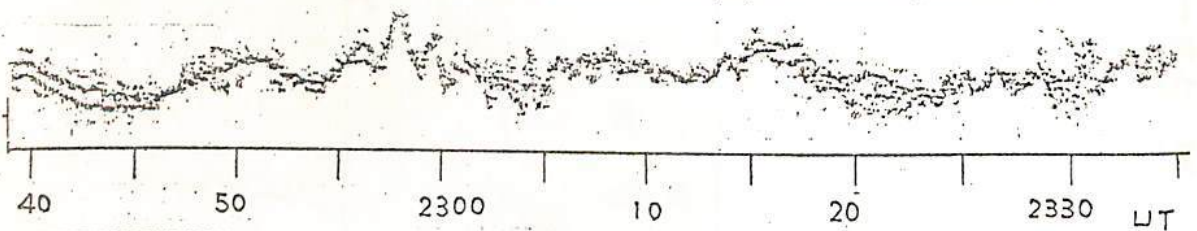


図 1.

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

表 1.

宮崎 茂\*, 巖本 巖\*, 森 弘隆\*, 佐川 永一\*, 水津 武\*, 小川 忠彦\*\*

\*電波研 \*\*電波研平磯支所

電離層観測衛星 (ISS-b) 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、電波リモートセンシ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経路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周回に達し、約3年間にあつた観測が行われ、貴重なデータが蓄積されてくる。ISS-b は従来の衛星と違って70°N~70°S、全経度を時間、空間的に均一に上部電離層を世界的に観測できるユニークな衛星である。

Retarding potential analyzer から得られた電流電圧特性曲線について最小自乗法による curve fitting と適用して電子密度 (Ne) 温度 (Te) イオン温度 (Ti) 平均質量 (MI) 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, MI, 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29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。

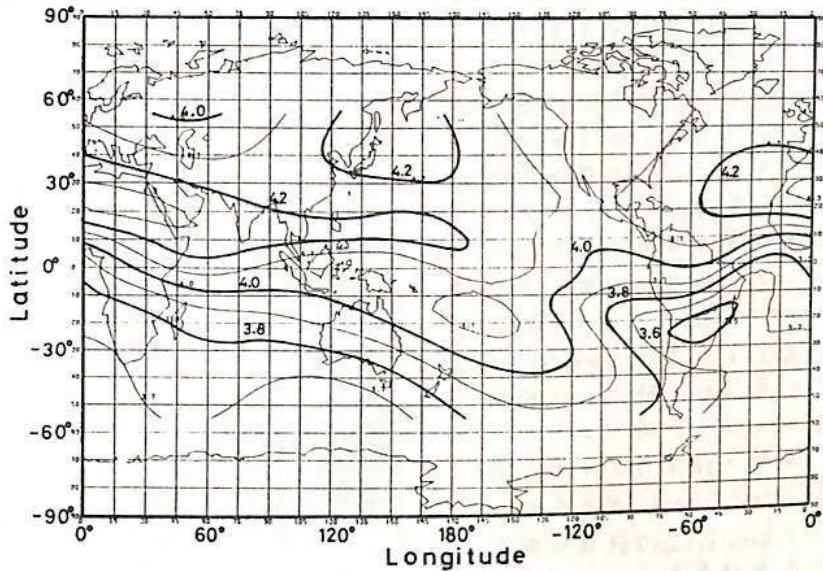


Fig. 1. Electron density worldwide map by ISS-b. Numerical figures on the contour lines show log<sub>10</sub>Ne (cm<sup>-3</sup>). Contour lines are drawn every 0.1 for log<sub>10</sub>Ne. Observation period: Apr. 4, 1979 ~ May 28, 1979. Local time: 21 ~ 03 hr. Kp ≤ 4.

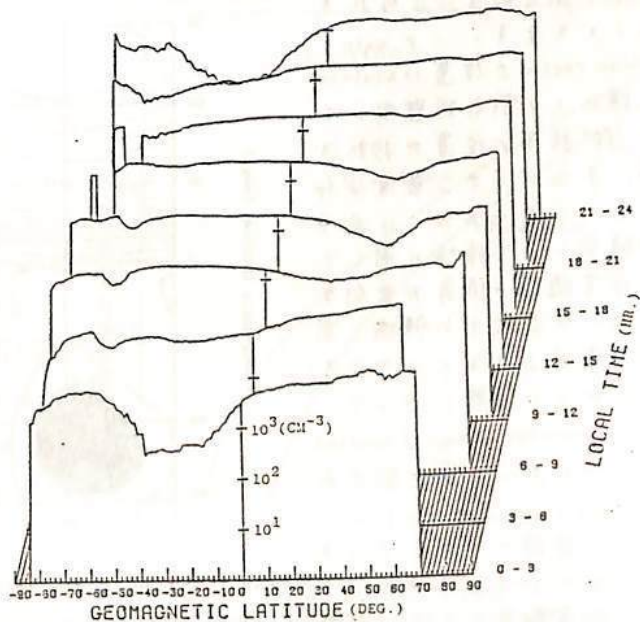


Fig. 2. Averaged latitudinal variations of O<sup>+</sup> by ISS-b. Vertical axis shows O<sup>+</sup> density (cm<sup>-3</sup>) in logarithmic scale. Observation period: Jun. 1, 1979 ~ Sep. 30, 1979. Kp ≤ 4.

ISS-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 友\*, 藤本 茂\*, 森 弘隆\*, 佐川 永一\*, 水津 武\*, 小川 忠彦\*\*

\*電波所 \*\*電研所平磯支所

電離層観測衛星(ISS-b)に搭載したネット型イオン質量分析器によって1978年8月~1979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ている。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を球面教展図を用いて得られた。

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。緯度については夫々の冬半球の $40^{\circ}$ ~ $70^{\circ}$ 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°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偏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は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

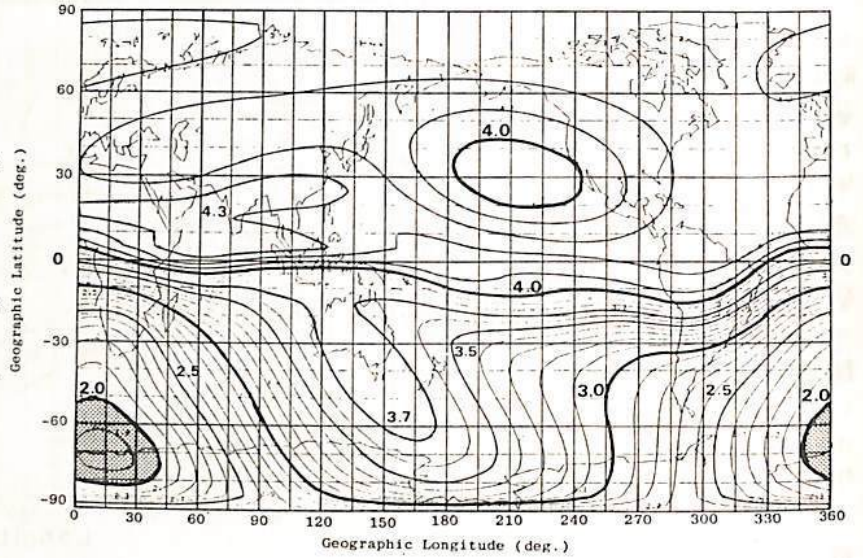


Fig. 1.  $O^+$  ion density worldwide map by ISS-b. Numerical figures on the contour lines show  $\log_{10} Ni$  ( $cm^{-3}$ ). Contour lines are drawn every 0.1 for  $\log_{10} Ni$ . Observation period: Apr. 4, 1979 ~ Sep. 16, 1979. Local time: 22 ~ 24 hr.

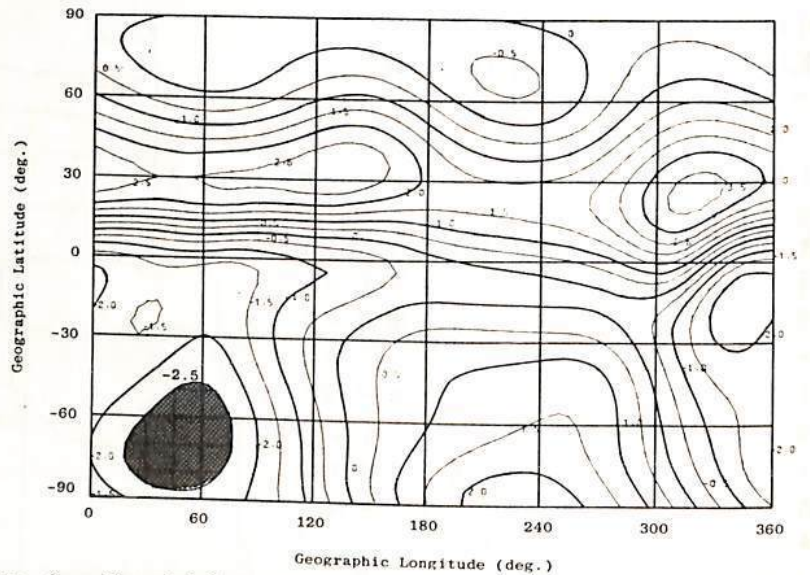


Fig. 2. The global pattern of the vertical components of the field-aligned plasma flow induced by the neutral air wind system at a height of 300 km for summer solstice conditions in the northern hemisphere. Arbitrary units are used. Positive and negative signs mean upward and downward directions, respectively.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

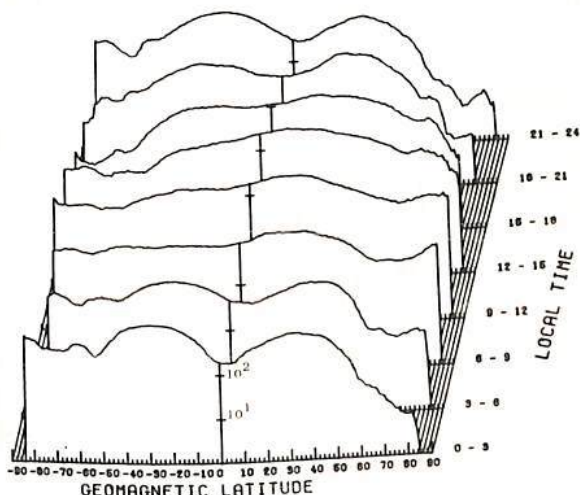
森本 巖 水津武 佐川 永一  
郵政省電波研究所

この本誌に何回か紹介したように ISS-b 搭載観測データによる観測で、このま  
でに判る限り多くデータが得られこの本誌もついでに広い範囲の global な分布が判明  
された。左図は He<sup>+</sup> の Geomagnetic latitude - Local Time 面内での分布を図示して  
ある。この分布のひとりの特徴は夜間には赤道で顕著な密度の dip があること  
である。昼間ではこの dip はほとんどないかごく浅いものである。この形態は F  
層高度で見られる電子密度の equatorial anomaly と非常に類似しており、Dip 形成  
のメカニズムとして同様のことが考えられようであるが、この本誌に十分納得する理論  
はまだ出ていないようである。Chandra (1975) は He<sup>+</sup> の dip の振幅と赤道異常と同様に考之。  
He<sup>+</sup> の密度が最も高い高度 Z<sub>m</sub> と、赤道上で He<sup>+</sup> の密度が最も  
大いなる高度 Z<sub>eq</sub> との関係と近似的に次のように与えておいた

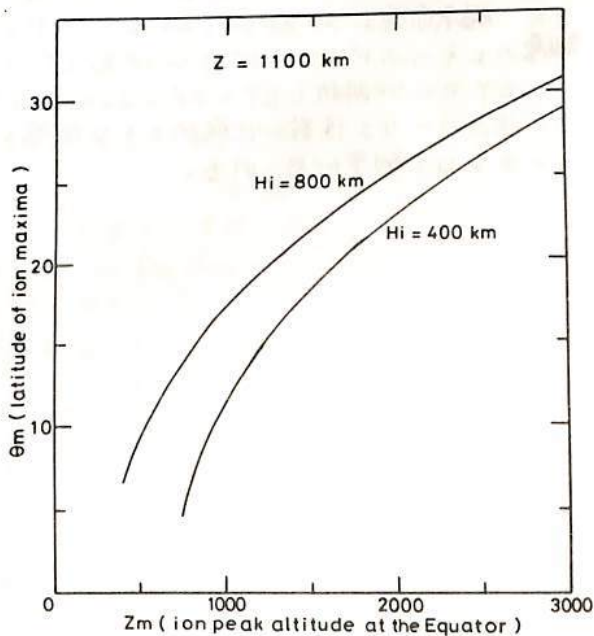
$$\Theta_m \cong \cos^{-1} \left( \frac{R + Z}{R + Z_m + H_i} \right)^{1/2}$$

右に L: R: 地球半径, Z: 高度, H<sub>i</sub>: He<sup>+</sup> のスケールハイト。  
右図は上式を図示したものである。左図より夜間では  $\Theta_m \sim 30^\circ$ , 昼間では  $\Theta_m \sim 15^\circ$   
であるので、H<sub>i</sub> = 800 km とすれば Z<sub>m</sub> は夜間、昼間それぞれ  $\sim 2800$  km, 500  
km となる。即ち夜間では赤道上で非常に高い高度に He<sup>+</sup> の密度のピークが存在するこ  
うの結果になる。

HELIUM ION DATE 19781101 - 19790301 KP 0-4



$$\Theta_m = \cos^{-1} \left( \frac{R + Z}{R + Z_m + H_i} \right)^{1/2}$$



参考文献 Chandra S., The Equatorial helium ion trough and the geomagnetic anomaly, J. Atmos. Terr. Phys. 37 357-367, 1975

## ISS-b トップサイド・カウンタ - 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 電波研平盛

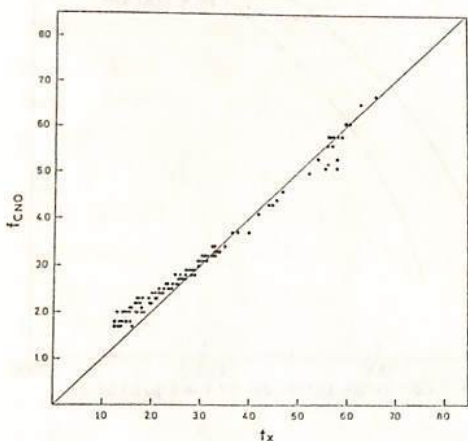
電離層観測衛星 (ISS-b) の観測項目の一つであるトップサイド・カウンティングで得られるカウンタ受信機の AGC データ、即ち電波雑音強度スペクトルから衛星近傍における電子密度を推定し、その世界分布特性の解析を行った。

ISS-b のトップサイド・カウンティングは、0.5 MHz から 14.8 MHz までの周波数範囲を 100 kHz ステップの掃引で行われる。パルス繰り返し周波数は 9 Hz 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に決まられる。

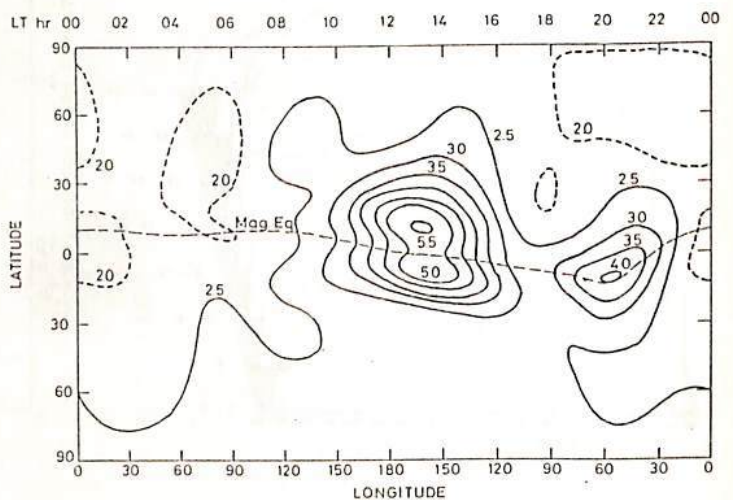
衛星で受信される電波雑音は、 $f_oF_2$  以下の周波数では地上からの混信を含まず、銀河雑音であると考えられる。しかし、周波数がカットオフに近づくにつれて、電離層フローズマの影響で受信強度は低下する。第1図は、イオノグラムから読み取った Xモード遮断周波数 ( $f_x$ ) と、AGC レベルを高い周波数の側からトレースして最初にレベル "0" に落ちる周波数 ( $f_{cNO}$ ) の関係をプロットしたものである。 $f_{cNO} \leq 2 \text{ MHz}$  の場合、電子密度が低いため、イオノグラムから  $f_x$  を読み取ることが不可能な場合がある。逆に、 $f_x$  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、 $f_{cNO} \geq 2 \text{ MHz}$  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。

第2図は、 $f_{cNO}$  の世界分布 UT マップ (UT = 00 ± 1 hr) である。 $f_{cNO}$  は、低緯度の 13 hr 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、磁気赤道上で 20 hr LT (60°E) にオ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 ~ 20 hr 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 ~ 22 hr) 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 08 hr UT 付近に集中する、いわゆる UT 効果が見られる。



第1図  $f_x$  と  $f_{cNO}$  の相関



第2図  $f_{cNO}$  UT マップ UT = 00 ± 1 hr  
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 などが見られる。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NLK局(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回のような transition 時の電界強度  $E^T$  は昼間の電界強度  $E^D$  と比較して、

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

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

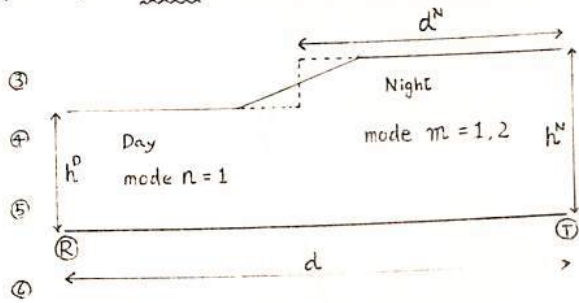
で与えられることになる。ただし、

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

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

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

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



オ1図

である。①,②式の  $\left| \left( \frac{\Lambda_1^N}{\Lambda_1^D} \right)^{1/2} \hat{S}_{1,1}^T \right|$  の部分が mode coupling による効果を示す項である。これから、 $\theta^T = (2p+1)\pi$  ( $p=0,1,2,\dots$ ) の時に amplitude fading 及び  $2\pi$  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、

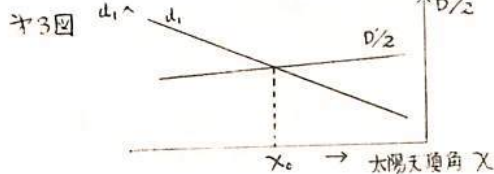
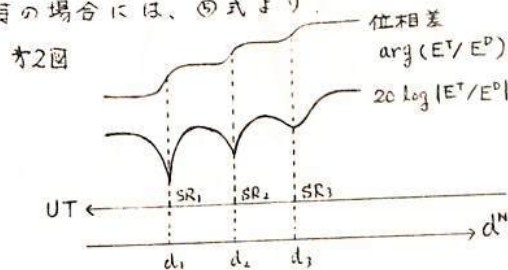
$$d_1 = \frac{D_{2,1}^N}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arg(S_{21}/S_{11}) \right\}, \quad \text{⑥}$$

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

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  $\arg(S_{21}/S_{11}) = 0$  ⑧

とできる。そうすると ⑥,⑦式より、  
 $d_1 = D/2$ ,  $D_{2,1}^N = D \equiv d_2 - d_1$  ⑨

である。⑧の関係を使えば  $SR_1$ ,  $SR_2$  の時刻から  $d_2$ ,  $d_1$  を決めることができる。(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つのオメガ局 (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並びに強度の同時観測を実施している。これ等の観測結果を用いて下記する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. 位相変化と伝域電荷層高との関係。
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。

電波吸収冬季異常の空間変動

石嶺 剛 越前谷 泰松  
電波研 電波研秋田

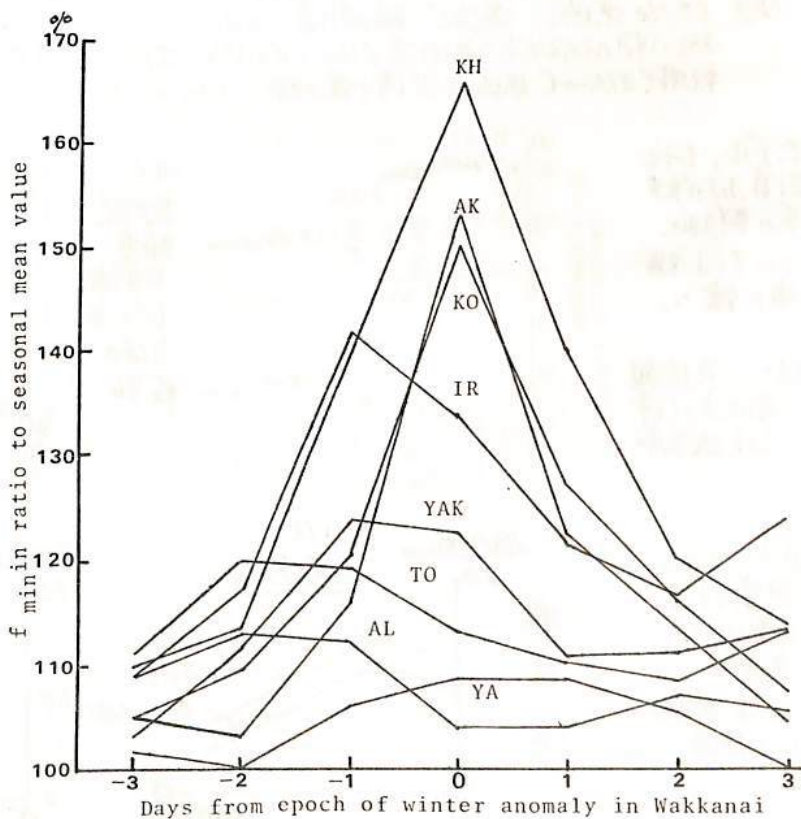
電離層による電波吸収の冬季異常がために大気運動が重要な役割を果たしていることは多くの研究者によって主張されているが、両者の直接的な対応関係はあまり調べられていない。ここでは両者を結びつける物理過程を説明する目的の半がかりを得るために、この現象の発生領域の変動について、電波吸収の指標として  $f_{min}$  を使って調査した。その結果について報告する。

表に示した観測長の  $f_{min}$  資料 (期間 1970~1975年, 11月~3月) を使い、極夜 (45.5°N, 141.7°E) をおける  $f_{min}$  が 11月~3月の平均値より 0.5 MHz 以上大きい場合、冬季異常とみなし、この日を key day として約 20 例について、その前後における  $f_{min}$  の変動を重畳法により求めた結果を図に示した。

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

この図から冬季異常の空間変動で特徴的なことは次の通りである。

- (1) 経度が緯度寄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 を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°付近と思われろ。また緯度が高過ぎてこの現象はあまり顕著ではない (Yakutsk の例)。





# 日本列島の電力線誘導放射源モデル

富沢一郎・芳野 超夫  
(電気通信大学)

日本列島上の電力線からの誘導放射磁界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] 東海道を古屋、新坂神という大電力消費地を結ぶ線を基線とした東西分布モデルをbφ1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bφ2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sφ1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sφ2とした。

これらの分布モデルで考えた基線上に、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たことにより電流ループの方向性について考慮した。双極子方向は、南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1.8dB/100kmに比べて、このモデルでも近い値を示しているが、この中で、モデル6φ2の30°方向の場合が最も近い1.4dB/100kmとなる。
- (b) 50Hz地域: 遠方での観測値1.3dB/100kmをこのモデルも約70°方向において再現している。モデルsφ1とsφ2の差が小さいことがわかる。近傍での観測値15dB/100kmは、このモデルでも説明できないので、放球点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、および観測結果の詳細については講義を参照。

図1. 気球観測によって得られた減衰率

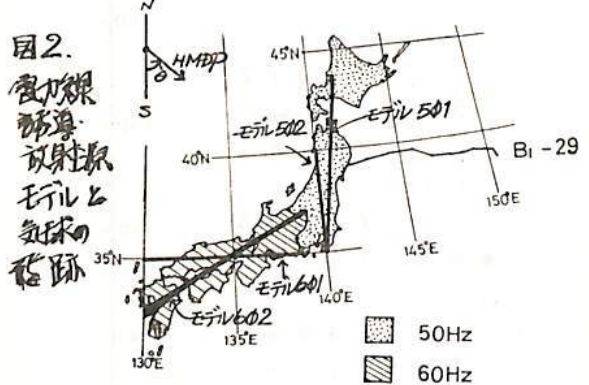
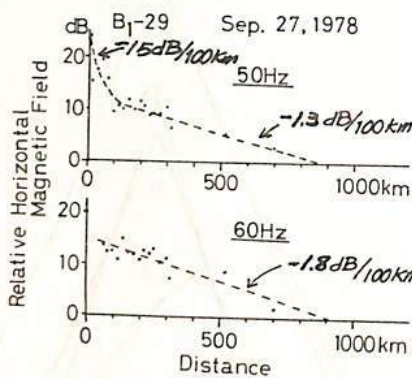
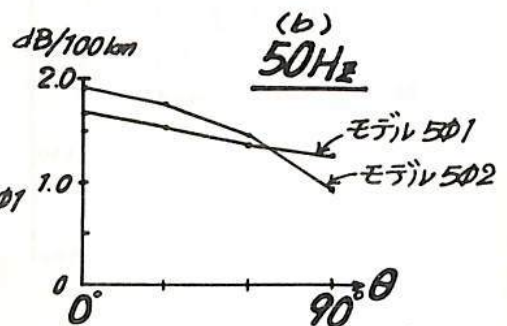
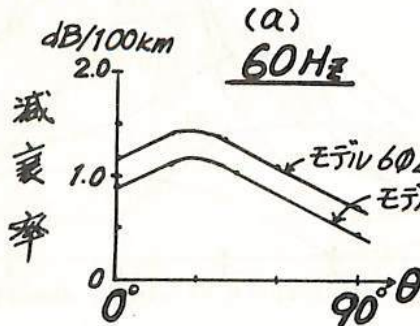


図3. モデル計算による得られた減衰率。θは、図2に示す角度。



## 大電力電磁波ビームの電離層プラズマによる集束効果

森 弘隆

電波研究所

電離層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層に入射される。これらのビーム中では、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考えられている。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、ビームが集束するまでの電力の閾値、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 $-Ne\kappa \nabla T_e$  に対してプラズマが $Ne\kappa(T_e+T_i) = \text{一定}$ の条件によって静力学的平衡を保つと仮定すると、ビーム内の電子速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 $n$ を求めると、次式のようになる。

$$n \approx \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 + \frac{e^2 m_i}{8\pi \epsilon_0 m_e^2 \omega^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 |E|^2 \right\}^{1/2} \equiv \left\{ n_0^2 + n_2^2 |E|^2 \right\}^{1/2} \quad (1)$$

ただし、電子の他粒子との衝突は弾性衝突と仮定し、熱伝導散逸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 $E$ の空間的变化は次の非線形Schrödinger方程式の形で表わされる。

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \left(\frac{n_2}{n_0}\right)^2 |E|^2 E = 0 \quad (2)$$

この式を厳密に解くことは困難であるが、アイコナル法<sup>[1]</sup>を用いて、近軸光線近似に $\downarrow$ 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。

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

$z_f = \infty$ 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る(self-trapping)となる。このとき、電磁波ビームの全電力束 $P_0 = \epsilon_0 \omega^2 |E_0|^2 r_0^2 \epsilon_0$  (4)式から求めると、

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

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で依存し、ビームの半径はどのようであるかわかる。全電力束 $P > P_0$ のとき、入射ビームは集束されることになる。(3)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、電離層のパラメータを $Ne = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 2000 \text{ K}$ 、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。計画される $P$ は $5 \text{ GW}$ 程度となるので、ビームは電離層中で集束することになる。電離層付近でのビームの半径 $r_0$ 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ビームは電離層中でこのように集束されることが予測される。

[1] Akhmanov, S.A. et al., Soviet Phys JETP, 23 (1966), 1025.

—— 非対称の場合 ——

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(Takeda and Maeda, 1980)と同様で,  $\sigma = \infty$ を仮定し, さらに電離層外で磁カ線を横切る電流は0とした。解くべき式は磁カ線座標  $(t, \mu, \varphi)$  を用いて, 電離層内の各点において以下のようになる。

$$a \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + b \frac{\partial^2 S}{\partial \mu^2} + d \frac{\partial S}{\partial t} + e \frac{\partial S}{\partial \mu} + f = -\frac{\partial}{\partial \mu} (h_p h_t j_0) \quad (1)$$

ここで  $S$  は静電ポテンシャル,  $h_t, h_p$  は誘行率因子,  $j_0$  は磁カ線ごとの電流であり,  $a, b, d, e, f$  は電気伝導度と風の関数である。

(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。

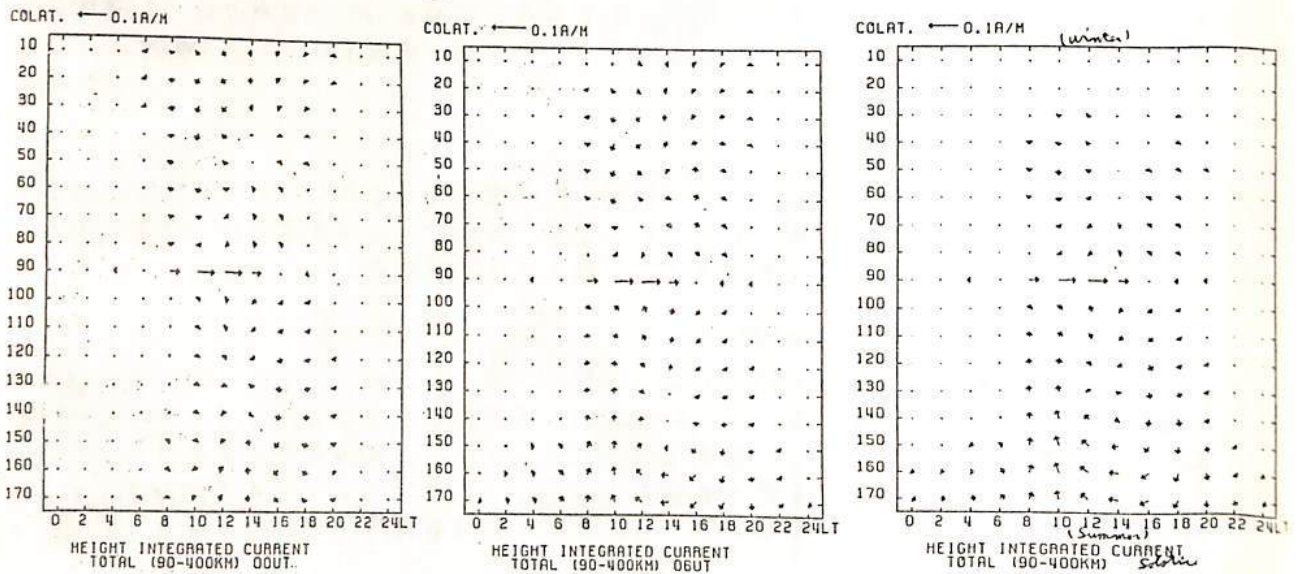
ここで扱うものは, 風は geographic に関して対称な (1, -2) mode の潮汐風とし, 地球磁場が geographic からみるとおかれていることを考慮した UT 変化と, conductivity の分布を 23.5° をけずらせた solstice condition である。結果の一部は下に示してあるが, 両方の場合共に, 電離層内の電流と同程度の field aligned current を生ずると, UT 変化は顕著なものである程度説明できることがわかった。

文献

竹田・前田, 第66回講演会予稿集, 15頁, 1979

竹田・前田, 第67回講演会予稿集, 175頁, 1980

Takeda, M. and H. Maeda, Three dimensional structure of ionospheric currents - 1. Currents caused by diurnal tidal winds. J. Geophys. Res., 85, 6895-6899, 1980.



電離層内の height integrated currents

—  $side$  以外の効果 —

竹田雅孝・前田 坦

京都大学理学部

電離層内  $S_q$  電流系の generator としては潮汐風, 特に (1, -2) mode の  $cosm$   $side$  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。

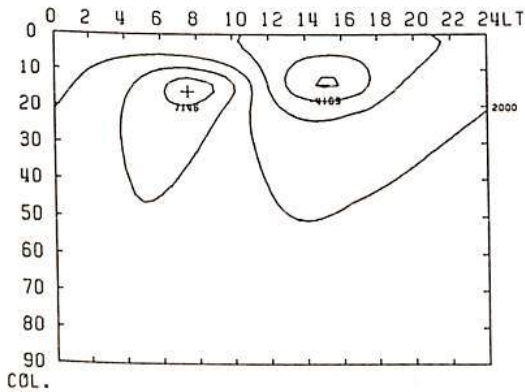
前者については, Dickinson et al. (1977) の equinox condition のモデルを用いて計算した結果 zonal wind, meridional wind のいずれもがそれほど大きな電流を流さないことがわかった。

後者については, 経度  $75^\circ$  を中心とした  $25^\circ$  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 (ピーク値  $1 \times 10^7 A/m^2$ , 全電流  $2 \times 10^5 A$ ) 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  $S_q$  電流系そのものに大きな影響を及ぼすことはないと考えられる。

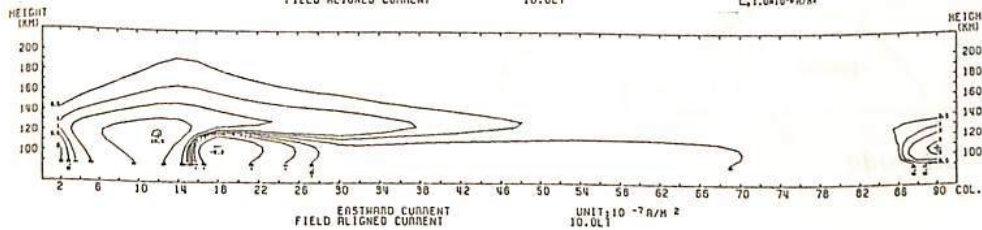
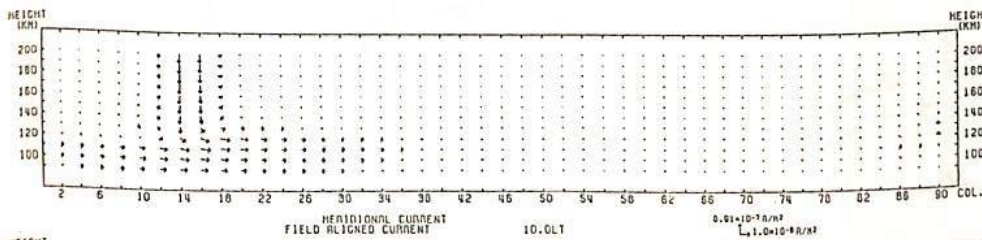
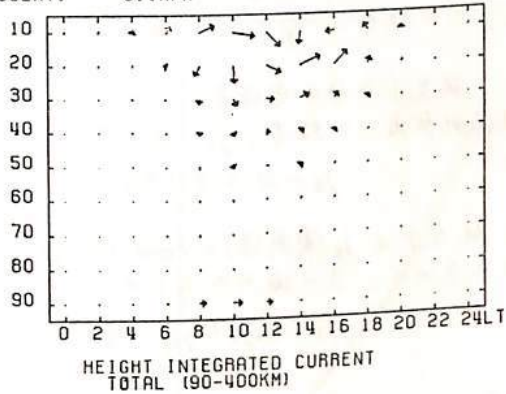
文献

Dickinson, R.E., E.C. Ridley and R.G. Roble, Meridional circulation in the thermosphere, J. Atmos. Sci., 34, 1977-1978, 1975

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



COLAT. ← 0.1A/H



Field aligned currentを入れた時の potential分布(左上)  
Height integrated current(右上)  
子午面での電流(中,下)

前田 憲一

京都産業大学理学部

従来までの経過

Davis 等が南米ペルー沖でロケットを打上げてダイナモ 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、その他に  $+7^\circ$  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 ( $j_z$ ) をゼロとする仮定の結果得られる所謂 Cowling cond. ( $\bar{\sigma}_{yy}$ ) は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

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

となる。  $E_y$  は高さに関係なく一定と仮定されるので、  $\bar{\sigma}_{yy}$  を計算で求め、  $j_y$  に観測値を用いると、(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  $j_x$ , 上向き  $j_z$ ) 系を仮定することにした。  $j_y$  が高さ (z) と緯度方向 (南向き X) の座標に対して与えられている (観測にあつて) 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、  $E_y$  の取るべき値を求めた。その結果は  $E_y = 0.5 \sim 0.6$  mV/m である。

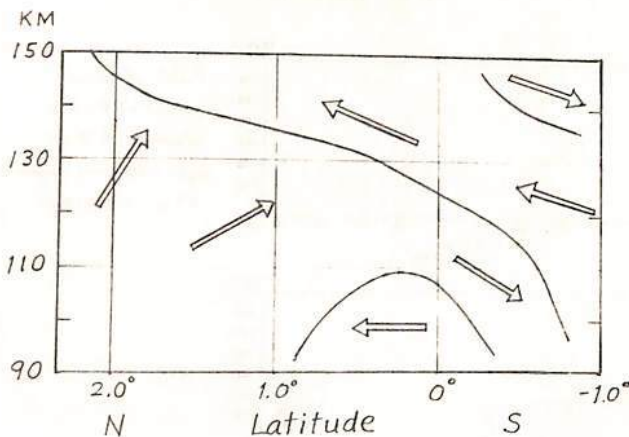
磁気子午面内電流系

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. ( $\sigma$ ,  $j_z$ ) 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  $j_x$  を求めることが出来る。次に  $j_z$  は  $j_x$  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まかに示すと圧図となる。  $dip = 0^\circ$  の線をこえて南行、北行の電流が入り乱れ、南北対称性が失われていく。

なお電場  $E_x, E_z$  については報告する。

中山泰雄 前田坦  
京大理学部

地磁気嵐時、極域に流入するジュール加熱による、熱圏に大規模な対流が生じること、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って、地磁気嵐時の熱圏ガイナミックズ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、地磁気嵐時の熱圏ガイナミックズは *transient* な現象と考えられるが、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える。コリオリ力は、Mayr and Volland (1973) によつて  $\cos\theta \sim 0.333 \beta^*$  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ガイナミックズを計算した。我々はコリオリ力の効果をより明らかにする為、極域に流入するジュール加熱による熱圏ガイナミックズに、コリオリを含む下記の方程式を用いて数値計算した。但し、経度方向は一様とし、速度場は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  $65^\circ$ 、高度 300 km の子午面風の時間変化を、コリオリを含む場合と、含まない場合について示してある。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{c_p \rho_0} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - \frac{\partial T_0}{\partial t} - (T-1) T_0 \nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{Q}{c_p \rho_0}$$

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

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

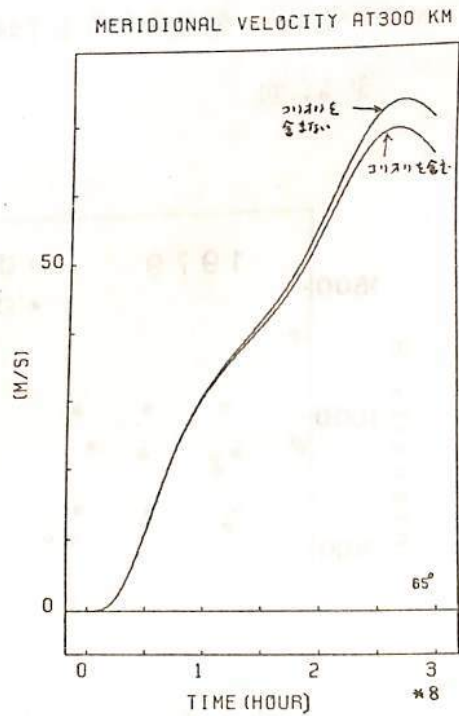
$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P_0}{\partial r} w + \rho_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \omega) + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{V} = 0$$

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

- |                 |                   |
|-----------------|-------------------|
| T: 温度           | r: 比熱比            |
| W: 水平速度         | Q: ジュール加熱         |
| $\omega$ : 垂直速度 | $\Omega$ : 地球の角速度 |
| f: 密度           | $\mu$ : 粘性係数      |
| P: 圧力           |                   |
| K: 熱伝導率         |                   |
| $c_p$ : 定積比熱    |                   |

References

Mayr, H.G. and H. Volland, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6774, 1972.  
Straus, J.M., *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **16**, 183, 1978.



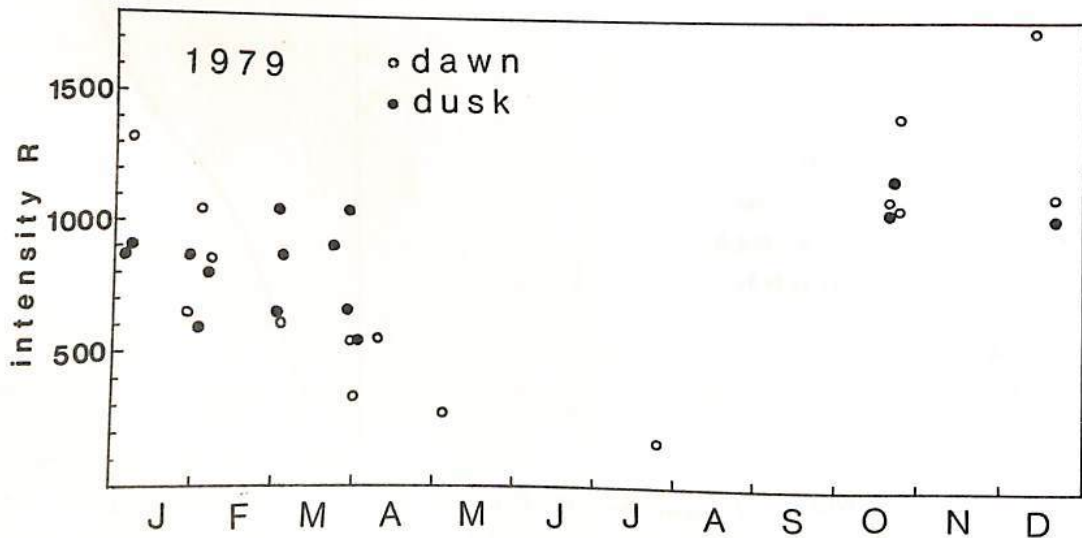
鈴木勝久, 門倉真二 (東大理)

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てよい。
- 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

I-23

# 柿岡における He 10830 Å の強度変化 (II)

門倉真二, 鈴木勝久 (東大・理)

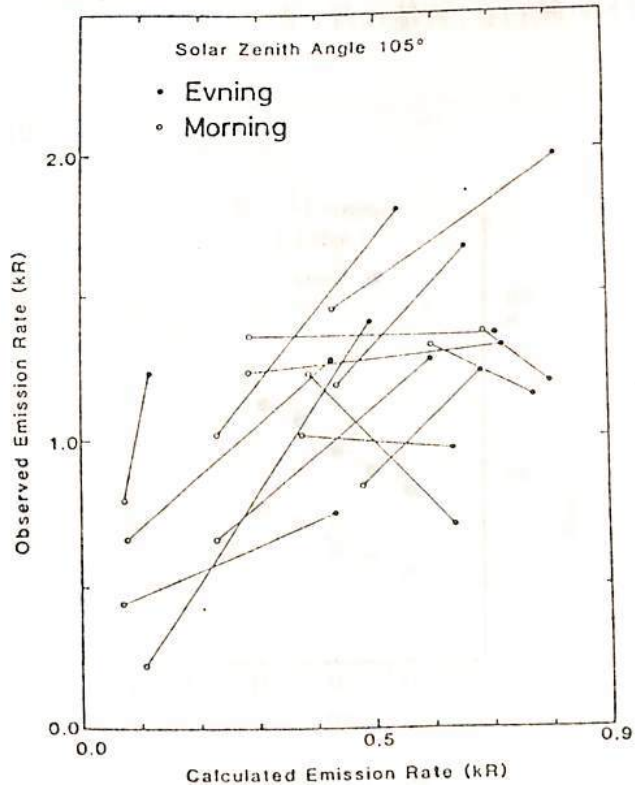
◎ 薄明時 (太陽天頂角  $\alpha$ :  $100^\circ < \alpha < 120^\circ$ ) He 10830 Å 大気光強度について、数値計算を行ない、観測値と比較した。条件は次のとおりである。

- 1) 大気モデル: CIR A72
- 2) 電離層: 電波研・国分寺のデータ ( $f_oF_2$ ,  $M(3000)F_2$ )により、 $N_m$ ,  $h_m$  をきめる。
- 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) 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っきりした。
- 3) 外圍温度  $T_m$ -依存性については、季節や  $\alpha$ により異なるが、 $0.1 \sim 0.2 \text{ \%} \cdot \text{deg}^{-1}$  程度の範囲内であった。
- 4) 共役点の外圍温度  $T_m^*$  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、 $0.00 \text{ \%} \cdot \text{deg}^{-1}$  から、 $0.25 \text{ \%} \cdot \text{deg}^{-1}$  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。一晚毎に、線でつないである。)

図のように、計算値に比べ、観測では朝の方が相対的に強くなるグループと、朝夕の違いが計算、観測では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

長沢親生, 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, 中間圏ナトリウム層の観測のために用いられてきた。これは, ナトリウムの共鳴波長が, 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アロゾル,  $NO_2$  などの測定のためには, さらに高出力発振領域を上げる必要がある。特に金属元素の共鳴波長の多くが存在する  $4000 \text{ \AA}$  付近は, 注目値する。

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 付直管型色素レーザーを Simmered することによって,  $4600 \text{ \AA}$  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圏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, さらに高精度にすることを述べる。

また最近, 導入した  $300 \text{ MHz}$  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, 中間圏ナトリウム層の観測と, 同時に, 成層圏エアロゾルの観測も, 可能になった。

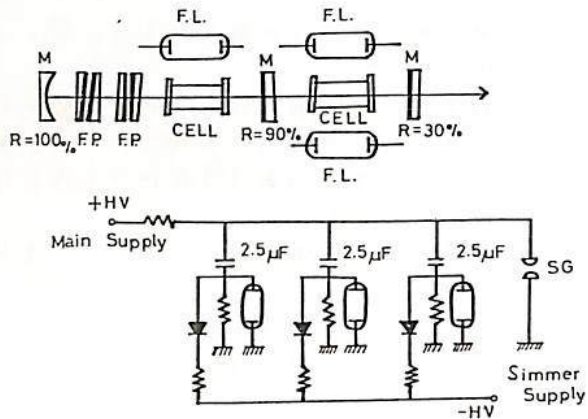


図1 Simmered Dye Laser

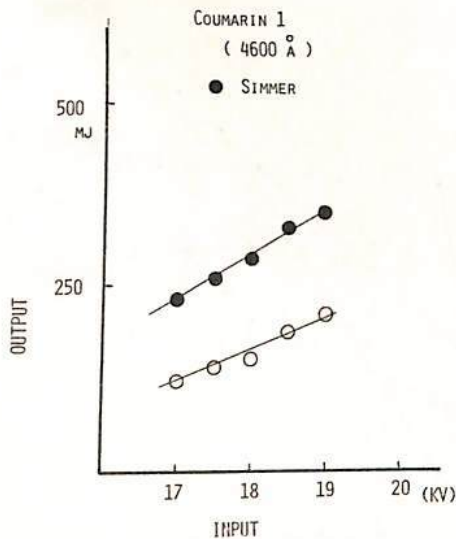


図2

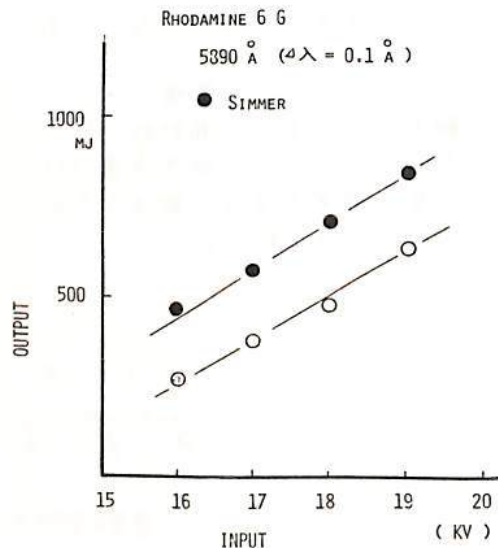


図3

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, 広野赤和  
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, おしよける試みである。また日出, 日没時の中間圏 $O_3$ や $O$ の急激な変動に対するナトリウムの影響を知らためでもある。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, ナトリウムが, ある種の保存量であることを仮定すると内部重力波や, 諸々の波動によって disturb 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が望ましい。今回は, 0.75 Km の分解能で長時間観測に成功した。

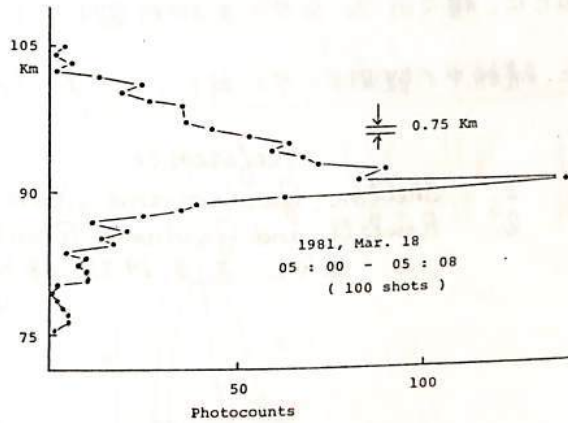


図 1

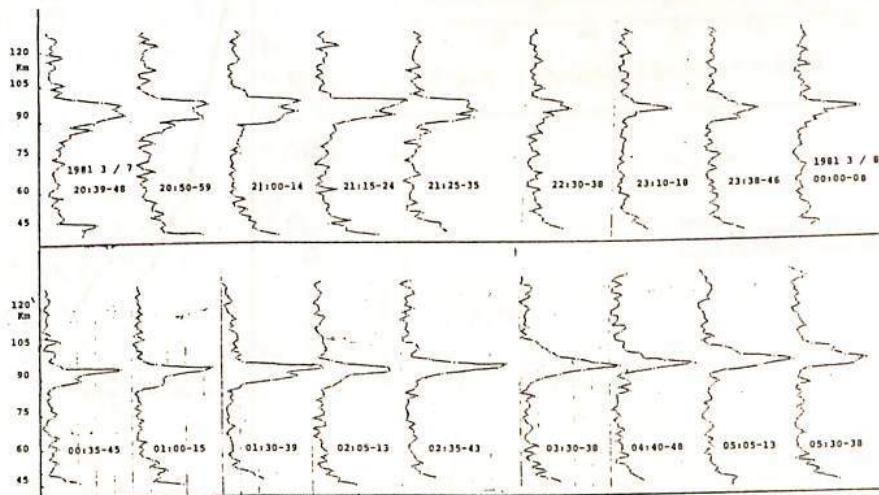


図 2

内海通弘 長沢親生 藤原玄夫 広野求和

九大理

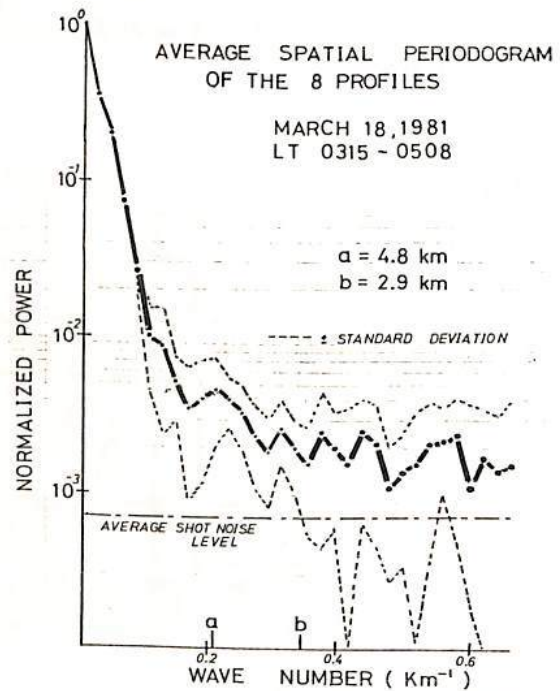
中間圏ナトリウム層の波状構造は、しばしばある位相速度を持ち下降していることが報告されている。最近、Shelton et al.<sup>1)</sup>は、ナトリウム層の波状構造が、内部重力波を反映していると仮定し、その response の程度を見積っている。

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, 富田ニミ彦, 大沼利弘, 岡野章一  
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。レーザは4秒毎に一晩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5mrad)に入射した光をフォトカウンティング方式により随機的に処理し、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るを、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。中間圏ナトリウムの定量的な計測を行なうには、1 shotごとに異なる出力パワー、時々刻々変化する大気による extinction などと補正するため、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 数と電氣的信号の 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のパルス発生数の確率分布が 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 である。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十分に信頼し得るデータが入手できた。

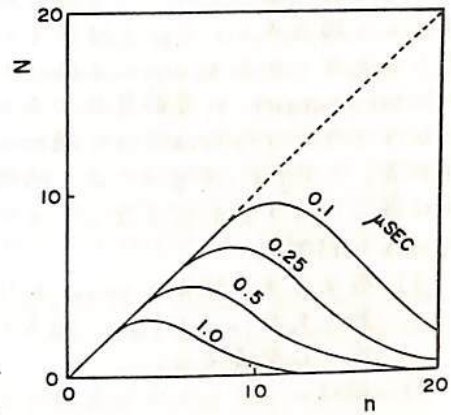


Fig. 1

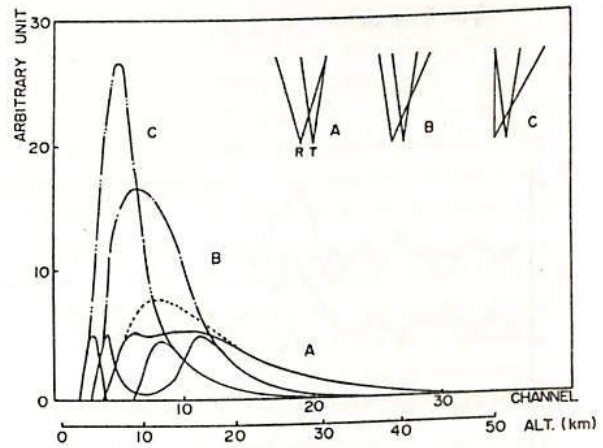


Fig. 2 Rayleigh 散乱のモデル計算

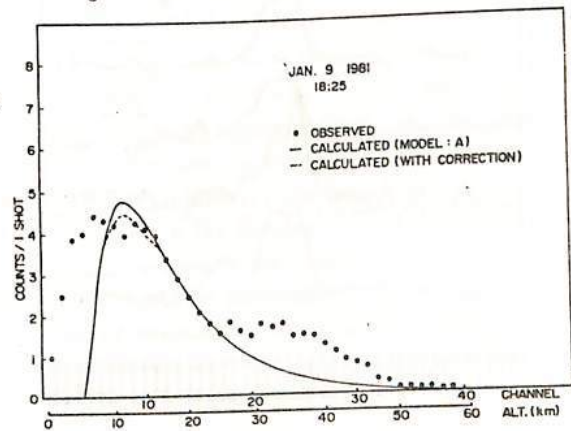


Fig. 3 モデル計算と観測結果

中間圏ナトリウム層の観測

II - 観測結果

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

昨年秋以来のナトリウム層の観測結果を  
まとめ報告する。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、明け方になるにつれ  
徐々に発達する。
- 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。

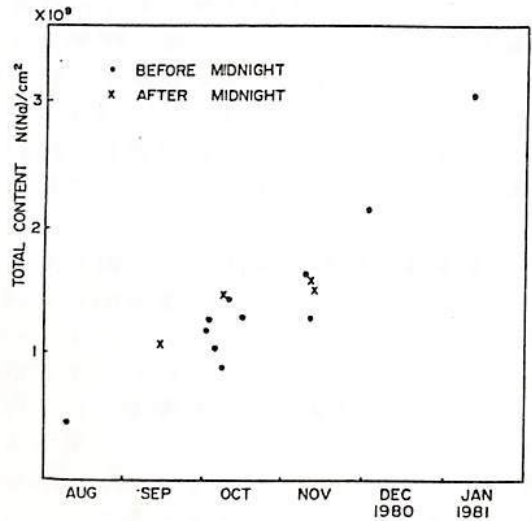


Fig. 1 ナトリウム total content の  
季節変化

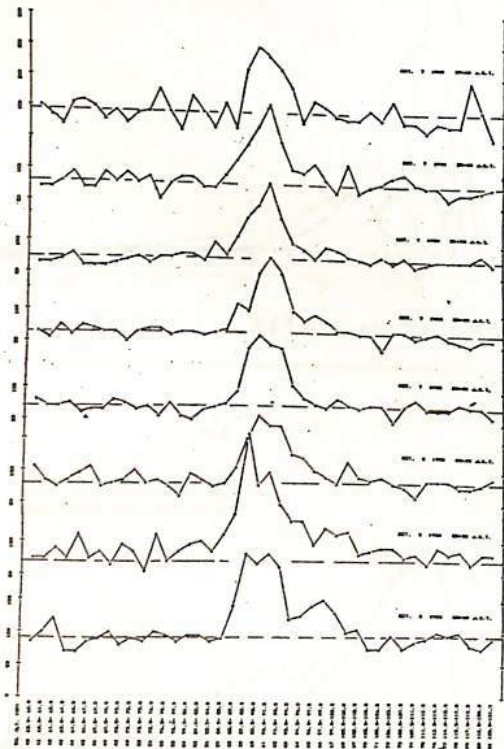


Fig. 2 1980年10月7日の晩の  
観測結果

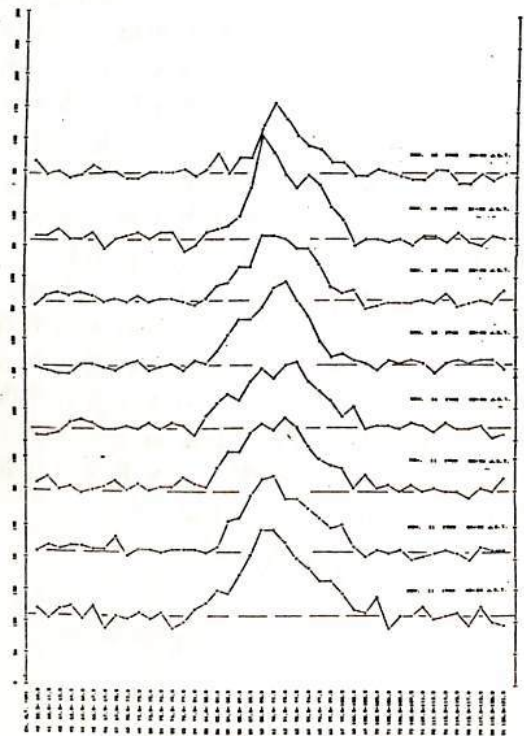


Fig. 3 1980年11月10日の晩の  
観測結果

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 aerielly 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

柴崎和文・小川利弘  
(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、太陽光放射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 (1B), 83 (1979)

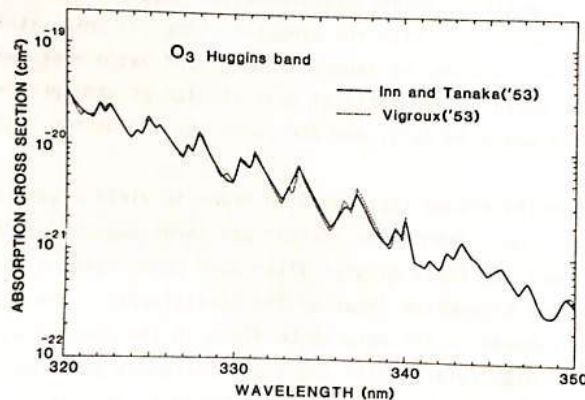


図1

# 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 き の 1 次 モ デ ル に よ っ て 考 察 して 来 た。 ま と め た 結 論 は、 11 々 々 の 'transition layer' (dynamical & photochemical effect) が 相 互 に 作 用 (合 っ た) の 役 割 が 極 向 き 輸 送 に も 大 変 重 要 な 役 割 を 果 す こ と、 又、 波 に よ る 輸 送 は そ の 鉛 直 構 造 に 強 く 依 存 す る こ と で あ る。 今 回 = 1 次 モ デ ル の 拡 大 し て 同 様 な 向 題 に つ い て 考 へ る。 と くに 強 調 し た い の は、 polar night と mid latitude に は ま ち だ、 'transition latitude' の 役 割 が 極 に 近 づく オ ゾ ン 集 積 と の よ う な 効 果 を も っ か に っ 11 々 々 の 考 察 で あ る。

今 回 は、 去 年 の 行 々 の Basic State に お け る オ ゾ ン 輸 送 に つ い て 詳 述 考 察 する。

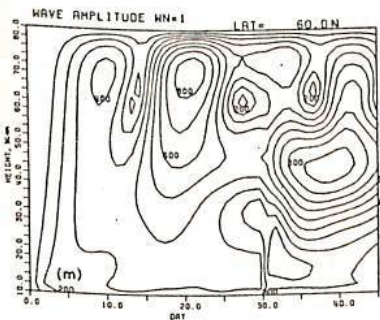
## 2. モデルと結果の一部

フ ラ ネ タ リ - 波 と zonal flow の 相 互 作 用 を 考 慮 し、 オ ゾ ン 変 化 も 鉛 直 場 と 平 均 場 に 分 別 し た 2 次 の 時 向 展 展 モ デ ル を 採 用 し た。 オ ゾ ン は passive と し て 扱 い、 波 と flow は イ ン ー ト ー ン だ り と し、 オ ゾ ン 変 化 は photochemical effect を 考 慮 し た。 dynamical model は 松 野 (1971) と 基 本 的 に 同 様 で あ り、 quasi-geostrophic model で あ る。

今 日 の initial zonal wind は、  $u_0 = 30 \sin(10 - 7.5^\circ/10^\circ)$  (m/s) と  
lower boundary forcing は、  $h_0 = 300 \cdot \sin^2(10 - 30^\circ/60^\circ)$   
 $h = h_0 \exp(1 - \exp(-x/\tau_0))$  と 与 へ た。

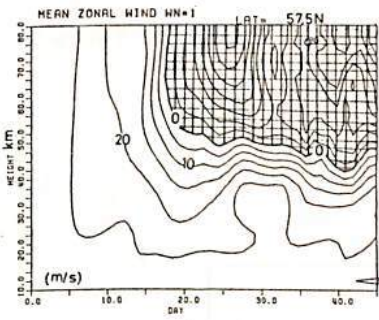
結 果 の 一 部 を 図 (a), (b), (c) に 示 した。

波 の 上 方 の 位 相 と 共 に 東 風 加 速 が 起 り、 170 日 前 後 まで 東 風 が 出 現 し て い る (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 弱 域 の 下 降 と 共 に 又 減 少 し て い る。 本 質 的 な sudden warming の 時 候 は 描 け て い る よ う で あ る。 こ の と き の wave と mean circulation の 役 割 に つ い て は 全 場 で 述 べ る 予 定 で あ る。



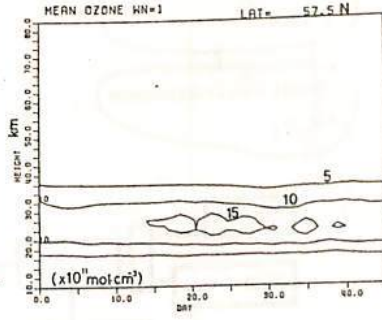
(a)

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  $m_{30}$  ( $\text{mol} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) 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 愛樹智)

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

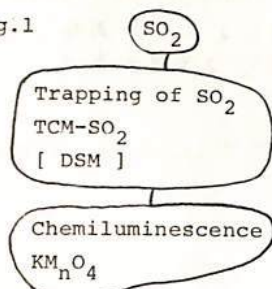


Fig.2

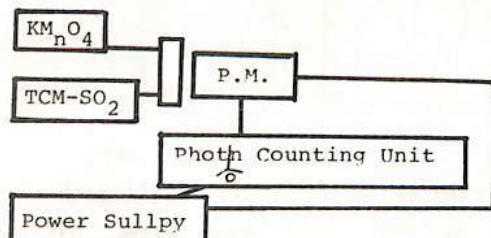
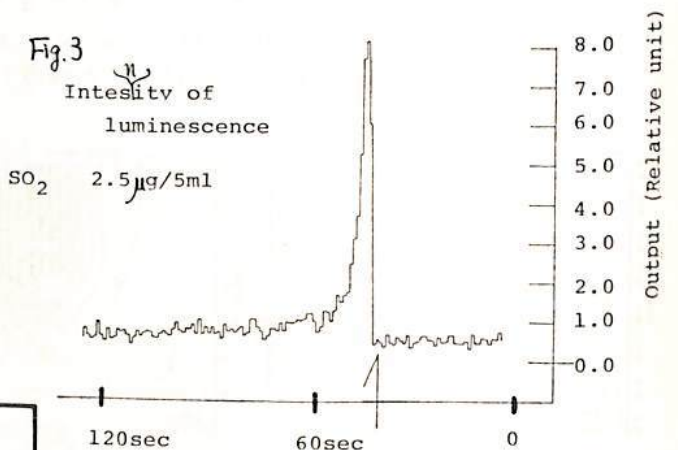


Fig.3

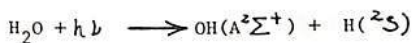


$H_2O + h\nu \rightarrow OH^* + H$  を利用した水蒸気センサー  
の原理

岩坂泰信\*, 村林成\*, 山下喜弘\*\*, 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

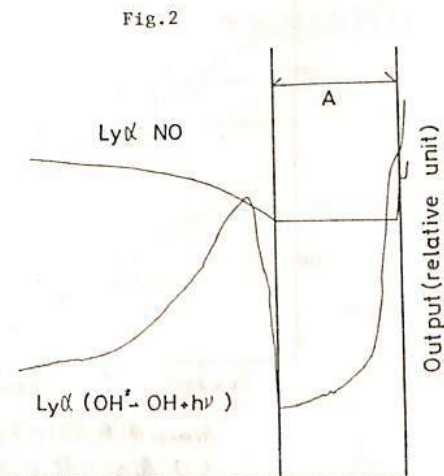
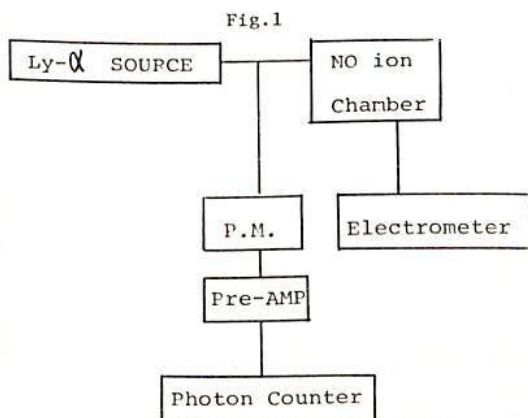
The water vapor of polar or middle latitudinal stratosphere plays an important role in various aeronomical phenomena; clustering of water vapor around ion, photochemistry of stratosphere, air-glow of OH radical, and so on. At present time, knowledge on the distribution of water vapor is not sufficient,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

Previously, Trenin and Neumim have shown that when  $H_2O$  is illuminated at wavelengths less than  $1370\text{\AA}$ , it dissociates as follow,



and excited state  $OH(A^2\Sigma^+)$  radical emits at around  $3090\text{\AA}$ .

Recently, Kley and his co-workers show the new type measurement of water vapor concentration using the fluorescence from  $OH(A^2\Sigma^+)$  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  $0.5\text{g/m}^3$ . The detailed discussion will be given at the meeting.



木山喜隆・斎藤文一

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  $NO_x$  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・空間的变化が問題となっている。ことに  $NO_2$  は可視域  $4300 \text{ \AA}$  付近に特徴的な吸収バンドを持っているために、これに注目して大気中に含まれる  $NO_2$  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  $NO_2$  の吸収バンドの極大と極小を含む波長  $\lambda_0 (4384 \text{ \AA})$  のヘフラウンホーファ線を中心とする  $4370 \text{ \AA}$  から  $4399 \text{ \AA}$  とするとき、この波長領域内で  $NO_2$  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  $I_0(\lambda)$  から  $r = \sum_i k_i I_0(\lambda) / I_0(\lambda)$  を縦軸に横軸に Airmass 関数  $L(\alpha)$  をとるとその傾きから  $NO_2$  成分の柱状密度が求められる。

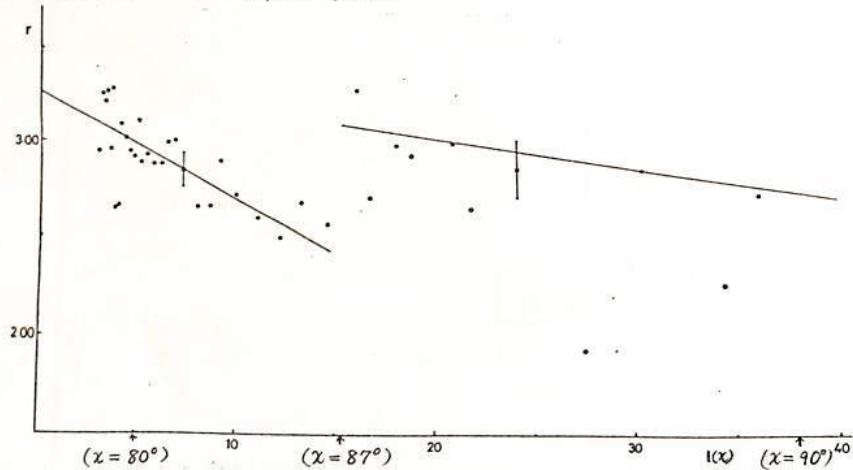
一例として、Nov. 11, 1980. の 14時半から夕刻までの天頂の空の観測結果を下図に示す。この例はとくに視界が良く雲一つない天候であった。この例から、

(1) Airmass 関数  $L(\alpha)$  が 15 付近 (太陽天頂角  $\alpha$  が 15° 付近) で不連続になっているように見える。

(2) Airmass 関数  $L(\alpha)$  が 15 より小さい (太陽天頂角  $\alpha$  は 15° より小さい) ところでは観測値のパラッ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  $NO_2$  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  $L(\alpha)$  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。ということがわかるが、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、 $NO_2$  層の高度分布が 2 層に分離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  $L(\alpha)$  に対する  $r$  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のにせ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、中緯度では現わ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°の小円に沿って、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。

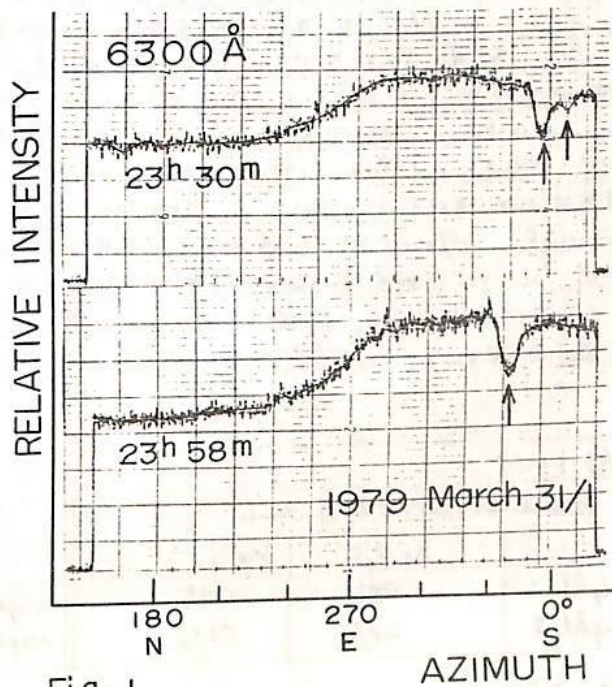


Fig. 1

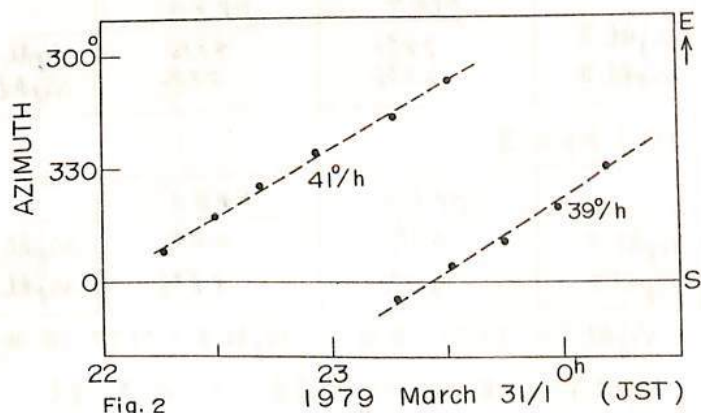


Fig. 2

地磁気活動と5577 Å線及び6300 Å線の強度変化の波動.

三沢清敏(防大・物理), 竹内郁夫(託開高専・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 であると云っている。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 の値が大きくなると, 波動の無い夜の数の割合は減少する割合は Kp=3, 4, 5 の順に大きくなることかわかる。Georges (1968, JATP, P.735) と Davis and de Rosa (1969, JGR, P.5724) は K<sub>p</sub> ≥ 5 の場合, L-S TID はほぼ 1:1 の割合で起ると云っている。Porter and Juan (1974, JATP, P.135) は L-S TID が ionosphere を通過すると, 6300 Å line の強度はかなり変化すると云っている。又, Baumman (1960, PSS, P.195) は sporadic E layer の高度における airglow cells の大きさ, その運動の方向と速度は sporadic E disturbance のそれと酷似している云っている。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云われる。

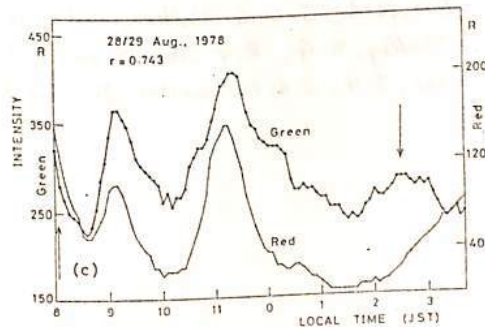
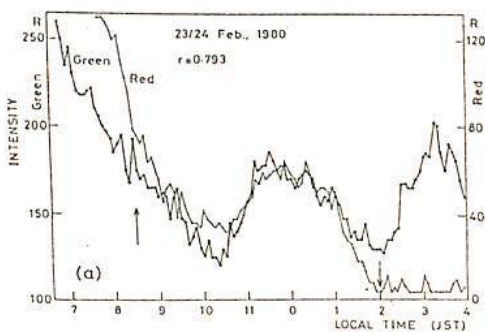
(A) K <sub>p</sub> = 5					
Emission : 5577 Å line			Emission : 6300 Å line		
	K <sub>p</sub> ≥ 5	K <sub>p</sub> ≤ 5 <sup>-</sup>		K <sub>p</sub> ≥ 5	K <sub>p</sub> ≤ 5 <sup>-</sup>
Night I	80%	50%	Night III	88%	54%
Night II	20%	50%	Night IV	12%	46%
(B) K <sub>p</sub> = 4					
	K <sub>p</sub> ≥ 4	K <sub>p</sub> ≤ 4 <sup>-</sup>		K <sub>p</sub> ≥ 4	K <sub>p</sub> ≤ 4 <sup>-</sup>
Night I	74%	43%	Night III	78%	44%
Night II	26%	57%	Night IV	22%	56%
(C) K <sub>p</sub> = 3					
	K <sub>p</sub> ≥ 3	K <sub>p</sub> ≤ 3 <sup>-</sup>		K <sub>p</sub> ≥ 3	K <sub>p</sub> ≤ 3 <sup>-</sup>
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, 発表します。

5577 Å 線と 6300 Å 線の強度の共変化

三沢清敏(阪大・物理) 竹内郁夫(託内高専・数学)

低緯度地方における intertropical arcs 及び中高緯度地方に於ける 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た。5577 Å 線と 6300 Å 線の発光機構 ( $5577: O_2 + O \rightarrow O_2 + O^*$ ,  $6300: O_2^+ + e \rightarrow O + O^*$ ) を考えるとこれは一応鎖けるものである。しかし、我々が過去約 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 時間同様の形をして、非常によく似ているものがあることに気が付いた。今までに得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の 3 の mechanism が考えられている。オ1は低緯度地方で intertropical arcs の effect がある場合、オ2は中高緯度地方で auroral activity の effect がある場合、オ3は日暮りに近い時間帯で 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 ケース以外の mechanism を考えなければならぬ。5577 Å は ~100 km と 6300 Å は ~270 km の高度で主に発光していると考えられている。この二つは離れた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る。Dachs (1974, Ann Geophys. P. 85) 及び Hessstreet (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 ( $\leq 3$  km) によつて大きく左右されると云つていゝ。又、VanZant 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 の変化によつて大きく左右されると云つていゝ。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有ることを指摘した。Beerman (1960, PSS, P. 195) 及び Heisler and Whitehead (1960, JGR, P. 2767) は sporadic E patches が TID による F-layer disturbance とほぼ同時に動くことを報告している。又、Thorne (1964, JGR, P. 4027; 1968, JGR, P. 6319) は TID は高度 200 km ~ 800 km の  $\perp N$  を主に伝播すると云つていゝ。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 によつて E layer と F layer とを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 の同時上下動が起るのには、ある種の条件が満たされなければならないと考へられる。



5577 Å と 6300 Å の強度が共変化する例

岡野 章一, J. S. Kim  
 東北大学 理 学部 UNYA

1978年7月3日 23<sup>h</sup>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 O II 630 nm 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ニ近郊 (42.6°N, 73.9°W) において口径 15 cm のファブリー-ペロー干渉計を用いて 1978年7月4日 23<sup>h</sup>02<sup>m</sup> (EST) から 7月5日 02<sup>h</sup>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 -113γ 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、単一の高ス型関数で与えられるソ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周期分の観測フリンジ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された観測値との比較を行い、最小の残差二乗和を与えようとする温度をまず算出した。この結果、観測期間中の“みかさ”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らず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。これはソースプロファイルが単一の高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、次にソースプロファイルとして二種類の高ス型関数の重み合せを与え同様の解析を行った結果、1800°K に対応する高ス型関数 65% に 3900°K に対応する高ス型関数 35% を重ね合せたソ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 O II 630 nm 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。Terr et al. (1974) によると、中緯度においてフラックスが観測されている 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 500 km 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 200 R の 630 nm 強度が予想されている。一方 Yee et al., (1980) の O II 732 nm のラインプロファイルの観測からは、静穏時にも約 4300°K の“みかさ”温度が報告されており、高高度での nonthermal な O の存在を示している。

#### 参考文献

- Terr, 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**, 6104, 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

地球大気の温度やある種の気体分子の垂直分布を赤外域の炭酸ガスの吸収帯や紫外域のオゾンの吸収帯等で、人工衛星から多波長で輻射強度を観測し、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)によって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  $2500 \sim 3100 \text{ \AA}$  のオゾン分子の吸収帯で観測し、多波長 (チャンネル) での放射強度からオゾンの垂直分布を求めることが出来る。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) によって新しい方法が提案された。これは独自の特徴的な重荷函数を導入し、逐次代入法によって逆変換の方程式を解く方法である。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。更に研究者の固い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て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。



Kaich 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 (IMF) 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)

中周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  $1.27\mu m$  の幅  $200\text{\AA}$  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  $O_2(^1\Delta_g)$  の自然放射光 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ーリ-散乱を考慮する。

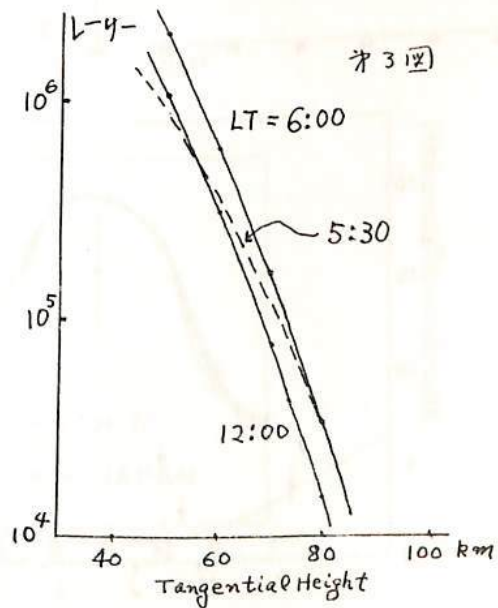
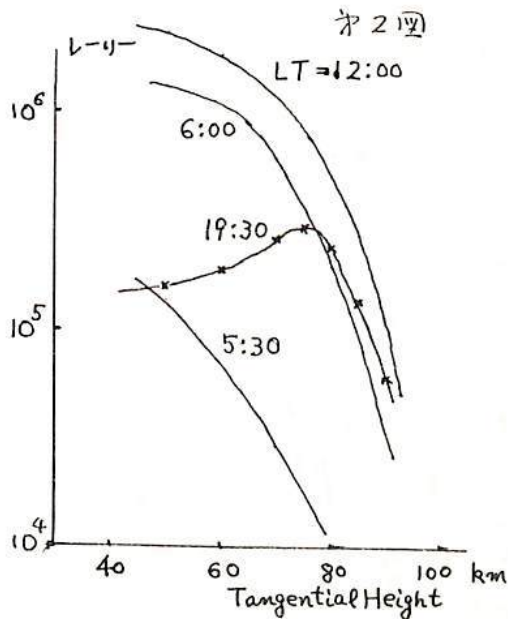
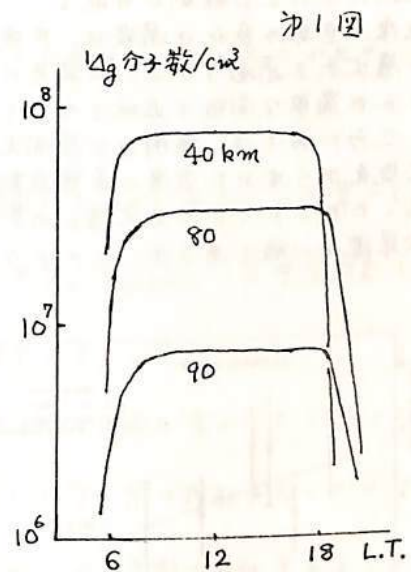
バックグラウンド②は  $O_2(^3\Sigma_g^-) + h\nu \rightarrow O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2(^3\Sigma_g^-) + h\nu'$  であり, 9つのbranchで各branchに184のlineを, 各lineにはVoigt Profileを用い, このline shapeの片側を50に分割して合計  $9 \times 18 \times 50 = 8100$ 本のpure lineと添えて計算した。

結果をFig. 1に示す。Y軸は共鳴散乱による  $^1\Delta_g$  状態の  $O_2$  分子数, X軸はlocal timeである。

下層大気のquenching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  $5780\text{K}$  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めた。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>輝線に対して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さいの減光の効果は、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月以来数回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性のもも含まれるという可能性をもつて、今後、注目される。

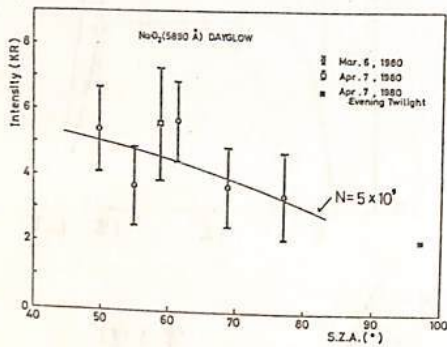


図1.

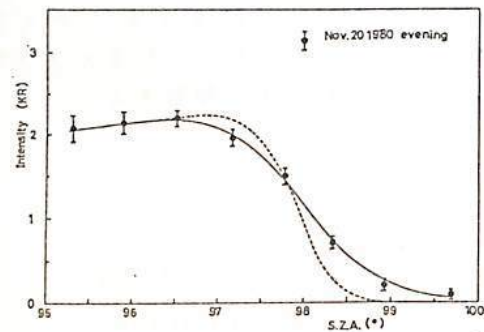


図2.

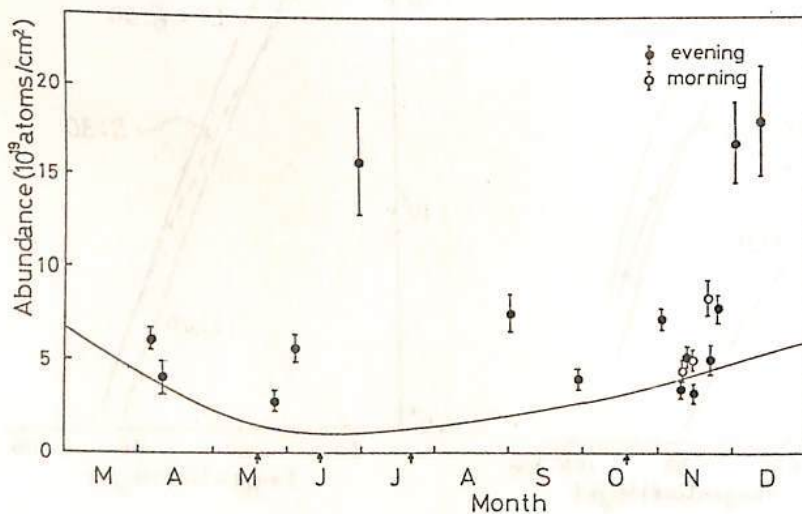


図3.

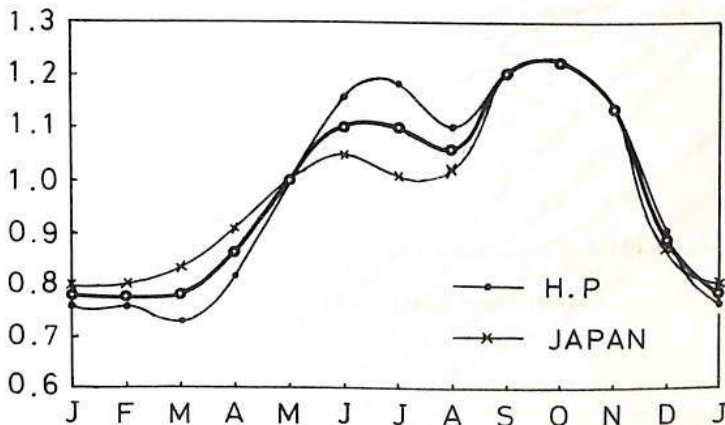
上層大気の酸素原子と夜光 (I)

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、グローバルな夜光のパターン、すなわち緯度・経度分布、日変化や季節変化などについ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、あるいは異なるものがある。その最大のものとは5577Å夜光の季節変化についてである。Donahueらは半年周期をみているが、地上観測の結果は明らかに一年周期である。

図は、オートプロバンス(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のわけて、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がはっきりしている。それらのことを問題にする。



## 太陽吸光法によるエアロゾルの測定

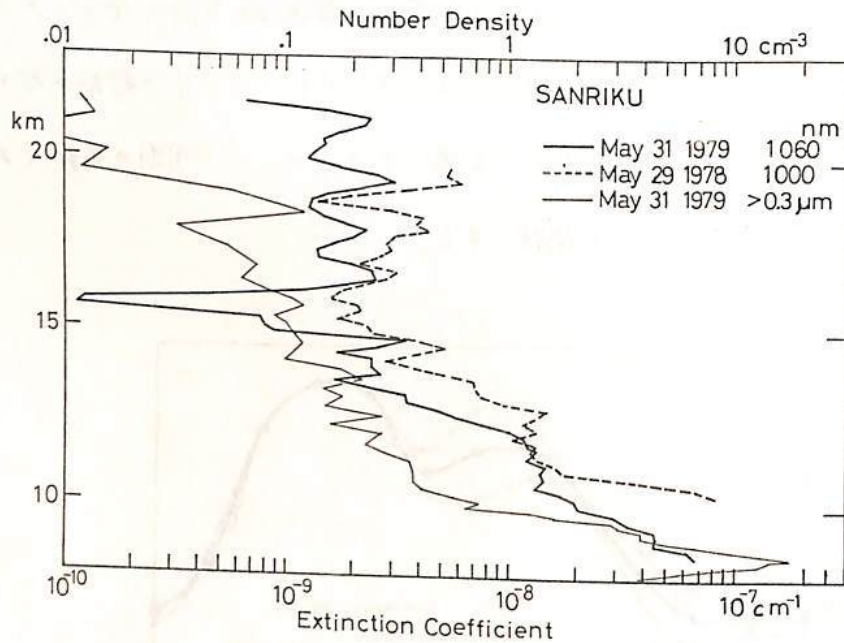
近藤 豊, 高木増美  
(名大 空電研)

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を各部分毎に 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  $1 \times 10^{-7} \text{m}^{-1}$  位となっている。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)

(Institute for Atmospheric 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。その後引き続いて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

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

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。

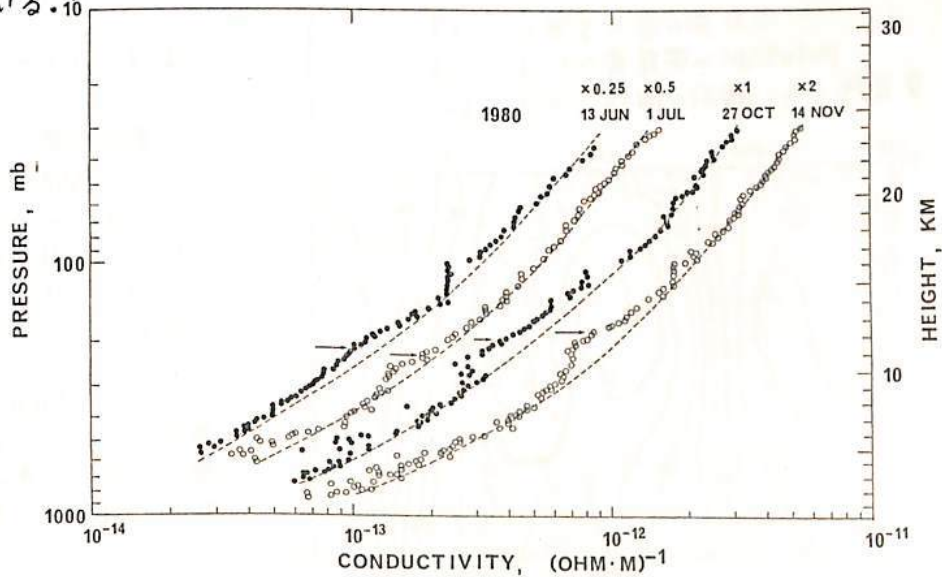
$\lambda_0$ : エアロゾルがない時の電気伝導度

$e$ : 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、100~1,000個/ccの間である。
- 2) Lidar 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(10-19km)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波長に基づ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づく2次元モデルを用い、緯度  $45^{\circ}$  -  $50^{\circ}\text{N}$ 、高さ16-21kmの範囲に火山ガスが注入された場合の地球上の1年間の拡散の様子が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、CCIR (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、実際に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、CCIRによる大気雑音強度と比較し、本方法による値が、CCIR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二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。

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

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

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

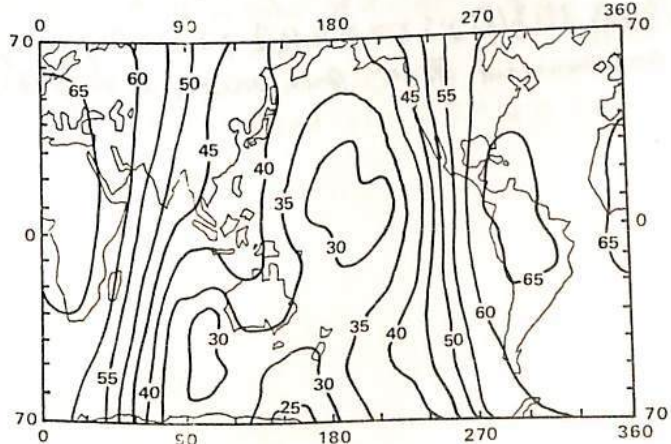
ここで、

$E_s$ : 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。本図は、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> 国立極地研究所

MAGSAT 衛星に搭載された磁力計で計測されたベクトル磁場のデータを用いて高緯度 350—560 km で観測された地球磁場変化分 (モデル主磁場 MGST (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) 変化磁場を主磁場ベクトルに平行な成分  $\Delta B_{||}$  と主磁場ベクトルに直角な成分  $\Delta B_{\perp}$  に分解した時、高緯度地球では全磁場の変化分  $\Delta F = |\mathbf{B}| - |\mathbf{B}_0|$  はほぼ完全に  $\Delta B_{||}$  によるもので、 $\Delta B_{\perp}$  の成分は無視できる。
- (2)  $\Delta B_{\perp}$  をさらに地球磁極座標 N-S 成分、E-W 成分に分解し、この水平ベクトルを基に電流源を検討してみると、大部分は field-aligned current に対応すると考えられる。この field-aligned current は流れる方向、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、いわゆる Region 1, Region 2 電流が再構成される。Region 1, 2 電流を sheet current と近似したとき、sheet alignment, 電流密度、空間的位置関係は Substorm の発達と次第に変化していく。
- (3) Potential 論を検討したり、電離層 dynamo 理論に水平電流を仮定して、 $\Delta B_{\perp}$  と  $\Delta B_{||}$  双方を説明しようとする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 を持つものがあることが推察され、これを何とか簡単に扱われるような ionospheric conductivity 分布は抽出された重要な parameter があると思われる。
- (4)  $B_0$ ,  $\Delta B_{||}$ ,  $\Delta B_{\perp}$  の磁場 stress 応力およびその向配 (磁気力) を検討した結果、Region 1 電流の作る磁場は可成り対向した磁気力は sunward, Region 2 電流に対しては anti-sunward に向いて存在する事が知られる。この磁気力と釣り合う力の原因を磁気圏ガラスマ中に仮定すると、Region 1, 2 電流を起すには、それぞれ、anti-sunward および sunward の力が必要であることが示される。

# 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 チェ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)            /            /            /            /            /            /            /  
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 Klumpp, McDiarmid and Burrows, 1976)。

ここでは、MAGSAT の初めの期間中から、同衛星が IMS Alaska チェーンの  $\pm 15^\circ$  (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 周させ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る。
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す。
3. 局所的な小積分路をとり、 $H_s$ ,  $D$  (or  $H$ ,  $D$ ) 両方をつか、て沿磁力線電流を求める。

## 《精度》

$1 \text{ nT} (= 10^{-5} \text{ T})$  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  $10^2 \text{ nT}$  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 ( $H_s$  が一番小さい地域) までとって求めると、 $J$  の値としてたとえば次の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な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、ともろしいと考えている。

# Magsat による SC の解析

角村 悟. 家森俊孝. 前田坦. 荒木 徹.  
(京大理)

SC (SC\*) の PRI, MI は, 磁気圏全体の磁場増加以外に, 磁気圏起源の電場による電離層電流が起す磁場変化が重要な観測されるものだと考えるのが, 現在のところ, 最も妥当だと思われる.  $\lambda$  で, 衛星高度と地上との各々の SC 時における磁場変化の比較によって両者の相違を調べることは, 磁気圏の非定常現象を考察する上で 1 つの決め手となる.

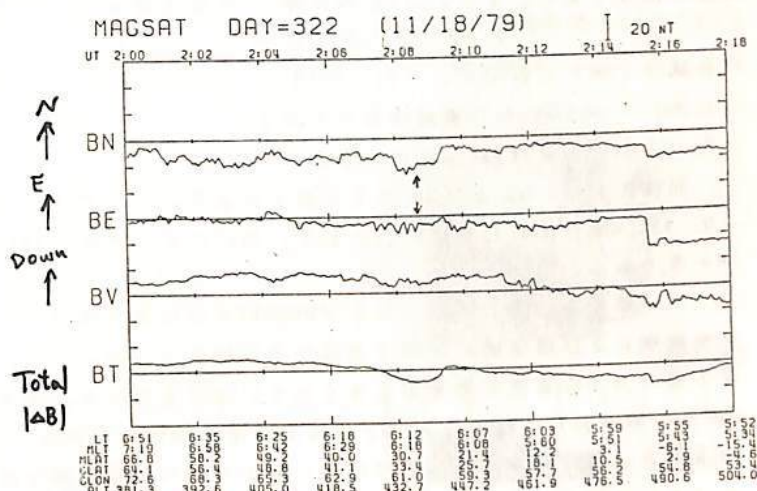
今回は, 1979 年 11 月, 12 月の SC の幾つかの event について解析した結果を報告する.

(例 1) 11/18

onset : 020840 UT

Magsat の位置:

中央アジア → アジア湾

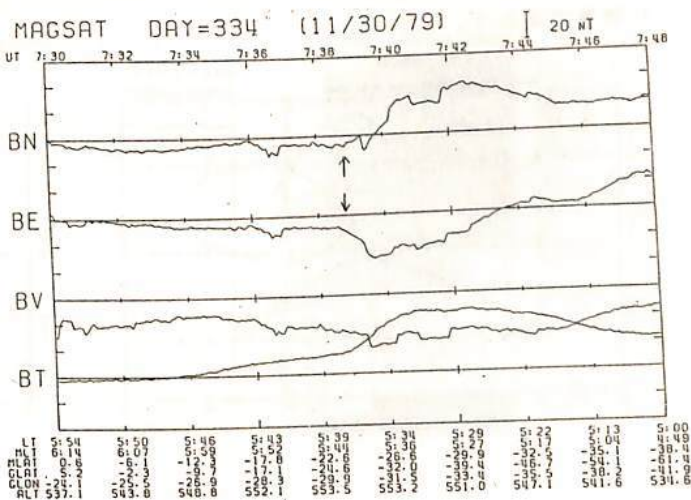


(例 2) 11/30

onset : 073830 UT

Magsat の位置:

ブラジル沖



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

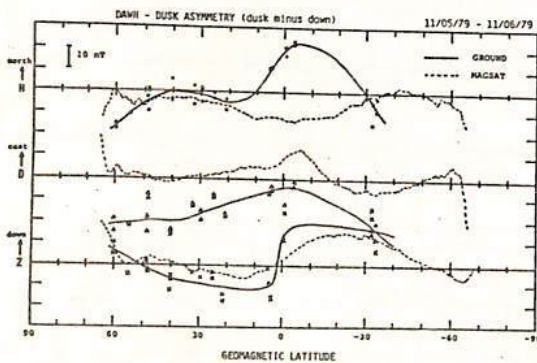
$$H_g, \text{dusk} = H_i, \text{dusk} + H_m, \text{dusk} + H_o \quad (1) \quad H_g, \text{dawn} = H_i, \text{dawn} + H_m, \text{dawn} + H_o \quad (2)$$

(1) - (2) から  $\Delta H_g = \Delta H_i + \Delta H_m$  --- (3) ここで  $H_i, H_m, H_o$  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MAGSATでは

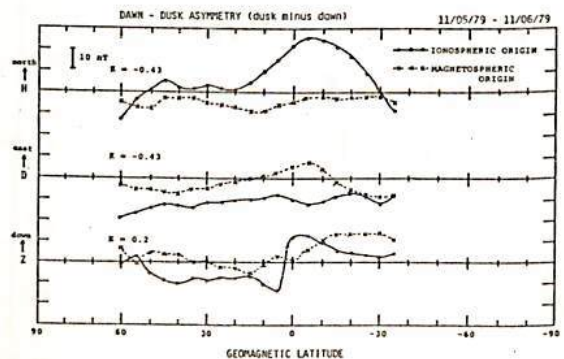
$$\Delta H_s = k \cdot \Delta H_i + \Delta H_m'' \quad (4) \quad \text{ここで } k \text{ は各種の影響を示す係数(ここでは各成分で同じと仮定)。} \\ (3) - (4) \text{ で } \Delta H_m = \Delta H_m'' \text{ とすれば、} \Delta H_i = (1/1+k) (\Delta H_g - \Delta H_s) \quad (5) \\ \text{から電離層部分が求まる。そして(3)と(5)から、} \Delta H_m = (1/1+k) (k \Delta H_g - \Delta H_s) \quad (6) \\ \text{から磁気圏部分が求まる。}$$

同様に、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衛星に取得した磁場データを用いて 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 F.A.C. と 二・三重層 F.A.C. との存在する緯度の関係 及び (iii) 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。  $B_y > 0$ : 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 逆向き(D1)が dominant である。
- iii) 三重層構造のものについても 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)

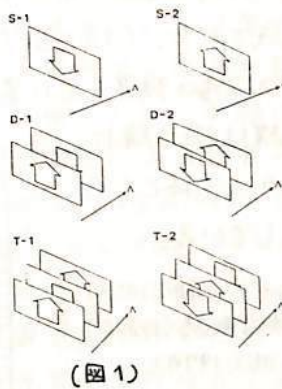
iv) 8-16 MLT で どういう

種類の二重又は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。

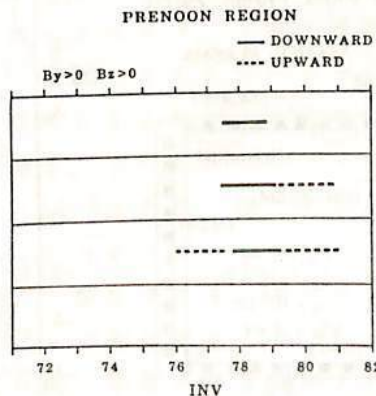
v) 単層・二重層・三重層 FAC の各々の出現する緯度を調べると たとえば 図3 に示したように、 $B_y > 0, B_z > 0$  の時の午前領域では、単層(S1)の下向き FAC の存在緯度は統計的には D2 型二重層の高緯度側及び T1 型三重層の真中の FAC の緯度に一致する。

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

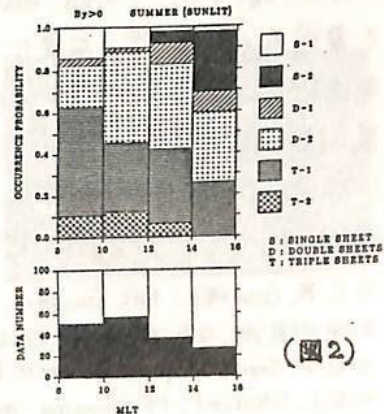
講演では その他、Cusp 及び Region 1 FAC の seasonal dependence についても述べた。



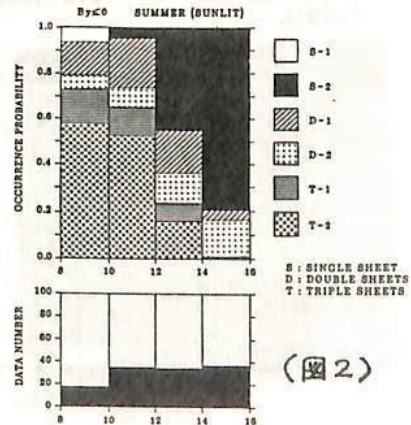
(図1)



(図3)



(図2)



(図2)

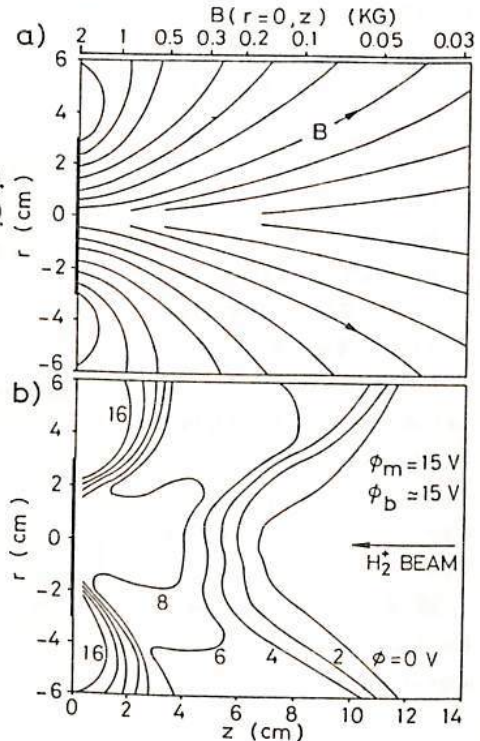
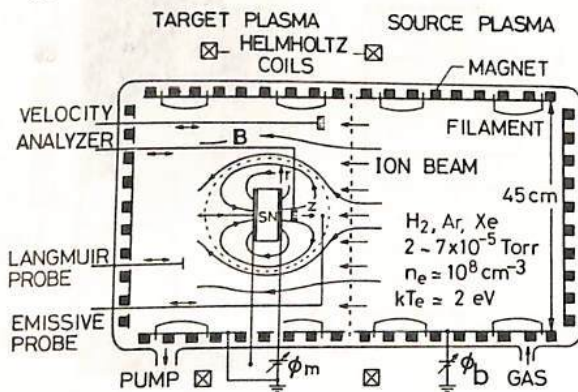
## イオンビームによるダブルレアーの生成

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のチェンバー内には、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 $\phi_D$ とビームの加速電圧 $\phi_b$ によって、電位差 $\phi_d$ が定まる安定な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. Nakamura; Phys. Rev. Lett. 45, 1498 (1980); Phys. Fluids, April (1981).

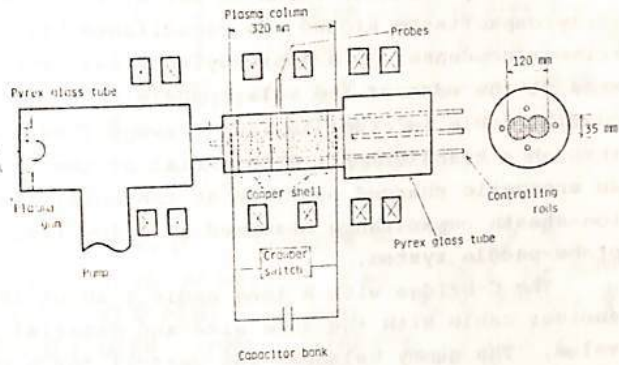


八木康文, 河島信樹, 別生栄<sup>A</sup>  
宇宙研, 京大ヘリオトロン研<sup>A</sup>

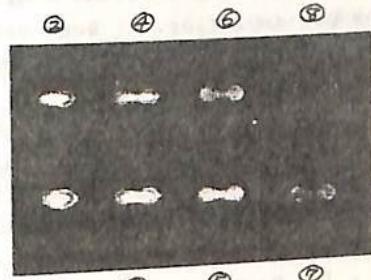
トカマクで核融合炉を実現するための向題点(追加熱, 不純物除去, 安定常運転化)を解決する一つの方法として提唱されているマーキングトカマク(Ohyabu 1979)の基礎実験として本実験は始められた。その後マーキングの際にイオンが加速されるのが観測され(Beshou 1980), 現在, 加速機構の物理的説明を得るための実験を行なっている。イオンの

加速機構を定量的に説明するために, 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。(四-1) 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  $n_e \approx 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ,  $kT_e \approx 10 \text{eV}$  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。放電はコンデンサバンク(最大 20kV, 20 $\mu$ F, 半周期 20 $\mu$ sec)を使用して行なう。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。

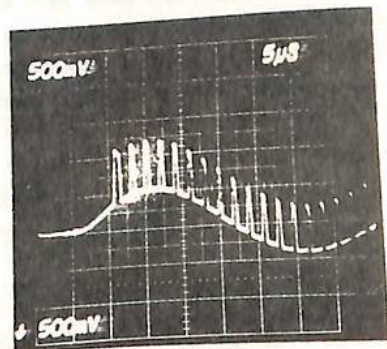
代表的なコマ撮り写真を四-2に示す。(露光時間 1 $\mu$ sec, コマ間隔 5 $\mu$ sec) 撮影のタイミングを四-3に示す。四-3は放電電流波形と1コマおきのモニターパルスとを重ねたものである。この時のパラメータは Ar ガス圧 50 mTorr, 電圧 5 kV である。四-3から2本のプラズマ柱が数 $\mu$ sec のオーダーでマーキングしている様子がわかる。電圧をさらによげた時に現われる非対称性について現在改良中であり, 又プラズマガンによる放電の時に同様の写真撮影を行なうことが課題となっている。



四-1



四-2



四-3



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

Y. Watanabe <sup>\*</sup>, T. Takahashi <sup>\*\*</sup>, T. Obayashi <sup>\*</sup> and H. Oya <sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> Institute of Space and Astronautical Science

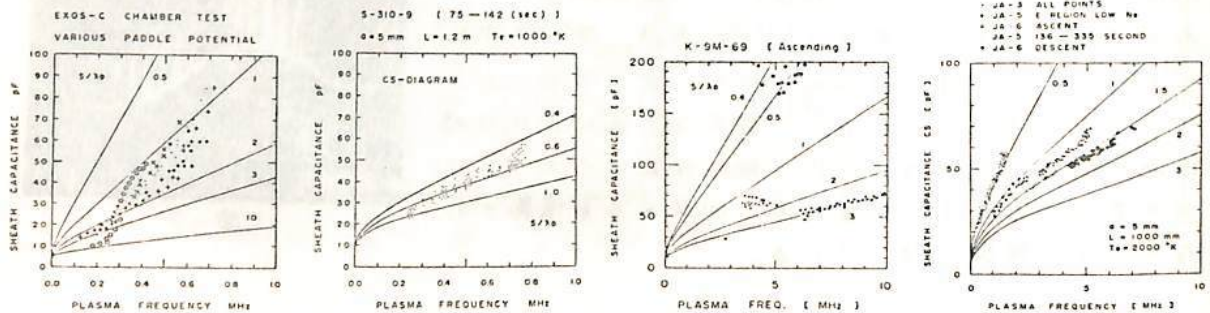
<sup>\*\*</sup> Geophysical Institute of Tohoku University

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 insulater 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 ans 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 impotant 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 paddle 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・二宮敬度・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、現在全て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  
 バルス中 1ms-1sec (high power), 1ms-CW (low power)  
 プラズマ加速器 エネルギー 2 kJ 放電時間 1 msec 放出プラズマ量  
 $10^{19}$ /shot 繰り返し周期 15秒 作動ガス アルゴン  
 中性ガス放出装置 作動ガス  $N_2$  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  $10^{-13} \sim 5 \times 10^{-10}$  W ランクミュアプローブ:  
 $10^4 \sim 10^8$  elec/cm<sup>2</sup> フローティングプローブ: -8KV ~ +8KV  
 真空計:  $5 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-8}$  Torr. 波動受信器: 750Hz ~ 10KHz,  
 100KHz ~ 10MHz (Stp mode) 400Hz ~ 4MHz, 4MHz ~ 7.5  
 MHz (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. プラズマ雲の伝播
  2. Critical Velocity
  3. 人工オーロラ
  4. イレクtronイコー
  5. E//B 検出
- IV. 観測 (passive experiment)
  1. 自然のオーロラ
  2. VLF局電波伝播
  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の形にまとめ、SEPAC機器運用手順に反映する作業を行っている。

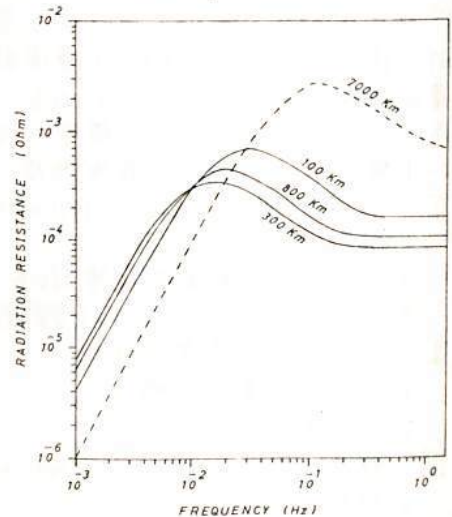
## 磁気流体波の電気双極子放射

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。特定の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>ら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 ( $\omega \ll \Omega_i$  (イオン・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

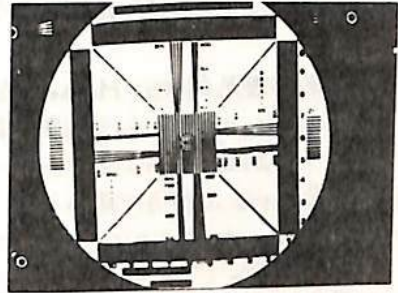
結果の要点をまとめると、予想通りではあるが、次のことが定量的に確かめられた。  
放射抵抗 ( $R$ ) に関して、1) Alfvén mode ( $R_A$ ) の方が、fast mode ( $R_F$ ) に比べて大きい。この傾向は、低周波ほど著しい。2) アンテナ軸を静磁場に直角に向けた場合 ( $R \equiv R_A^\perp$ ) の方が、平行に向けた場合 ( $R \equiv R_A^\parallel$ ) に比べて格段に大きい ( $R_A^\perp \gg R_A^\parallel$ )。3) TSS実験で予測されるパラメータ (高度  $\sim 100$  km,  $l = 10$  km,  $w = 5 \times 10^{-4}$  m) のもとでは、 $R_A^\perp$  には、 $\sim 10^{-2}$  Hに極大値がある (右図参照)。実質的に  $R_A^\perp$  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、とくに b) と f) 項については、再検討の余地がある。



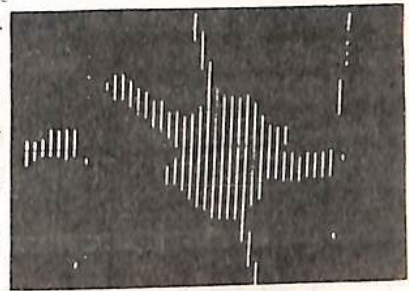
- 1) Bunkin, F.V., JETP, 32, 338, (1957)
- 2) Kogelnik, H., J. Res. NBS, 64D, 515, (1960)
- 3) Kuehl, H.H., Phys. Fluids, 5, 1095, (1962)
- 4) Arbel, E. and L.B. Felsen, in Symp. on Electromagnetic Theory and Antennas, pt. 1, (ed. E.C. Jordan), 721, Pergamon, (1963)
- 5) Staras, H., IEEE Trans. Ant. & 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)

佐々木進, 小山孝一郎, 中井豊, 河島信樹, 横田俊昭<sup>A</sup>  
 宇宙研, 愛媛大<sup>A</sup>

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スキャンカメラの開発を行っている。



オ 1 図

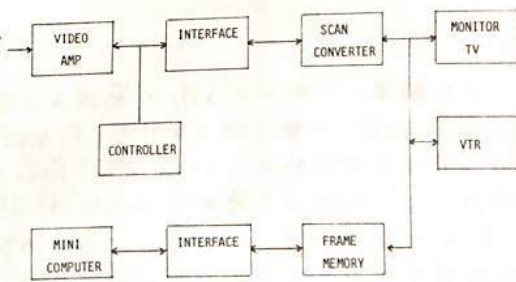


オ 2 図

(1)CCDリニアセンサカメラ  
 リニアセンサのスキャン(マスキャン)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マスキャンを行う必要があり、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。(1)。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)  
 64×64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。

SYSTEM BLOCK DIAGRAM



オ 3 図

(3)半導体中分解能カメラ(K-9M-73号機)

100×100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°×30°で空間分解能は3°(平均)、濃度分解能は16ステップである。地上航はオ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。

## ELF-VLF用Search coilの試作

長野 勇\*, 蒲保 正喜\*, 前中 公祐\*, 松本 紘\*\*, EXOS/D-OPEN/J波動班  
 \* 金沢大学工学部, \*\* 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, Lions roarなどの1Hz~20kHz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0.01mm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0dBで検出できる磁界強度の目安を表わすMagnetic sensitivity ( $r_{rms}/\sqrt{Hz}$ )は $G$ ,  $\omega$ および等価回路定数の複雑な関数となる。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。

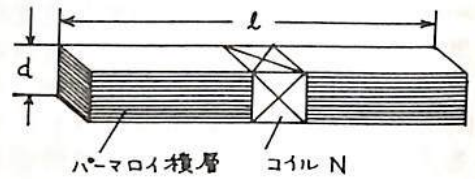
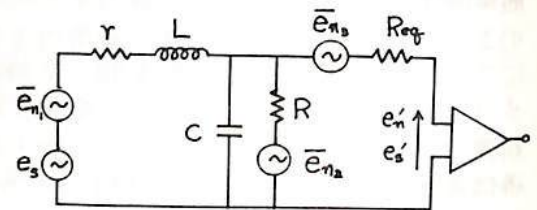


図.1



$r$ : 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  
 $R$ : タンピング抵抗,  $\bar{E}_n^2 = 4kT\Delta f R$   
 $e_s = GfB(r) \times 10^{-6}$  (V)  
 $G = 2\pi A_{eff} \times 10^{-3}$ ; 利得係数  
 $A_{eff} = d^2 N^2 \mu_{eff}$

	d	l	N	r	L	C	R	G	$R_{eq}^*$	重量
試作1	8 <sup>mm</sup>	300 <sup>mm</sup>	8000 <sup>回</sup>	1.4 <sup>k</sup>	11 <sup>H</sup>	60 <sup>pF</sup>	4 <sup>M</sup>	0.82	1 <sup>K</sup>	183g
試作2	6	300	2x10 <sup>4</sup>	3k	56	20	4M	1.3	1K	205g (ケーブル付)

表1 試作Search coilの等価回路定数 (実験値)

図.2 Pre Ampを含めたSearch coilの等価回路

この結果、1Hz~20kHz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。

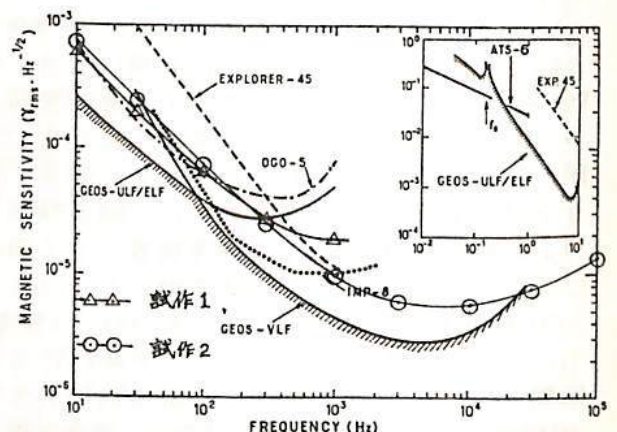


図.3 試作Search coilと他との比較 (S-300 experimenters, p.55, 27, 1979)

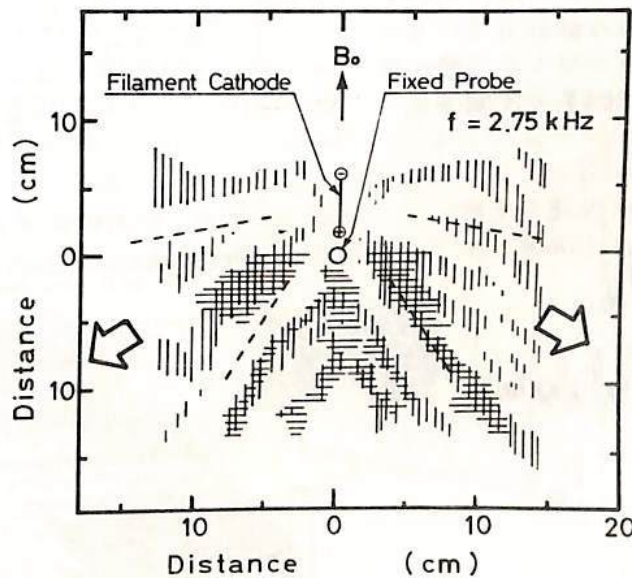
宇宙空間において、ビーム・プラズマ相互作用により励起された波動のモードは何か？

筒井 稔, 松本 紘  
(京都大学 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と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遅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密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 $\square$ 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\*, 山岸久雄\*, 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、天々 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り下降時の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、スペクトル分布が近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示に示す。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

	$\Delta N_e/N_e > 0.5\%$	VLF	ELF	$F_{oc}$
CUSP II	75 sec to 86.5 sec (98 km to 114 km) 369 sec to 381 sec (124 km to 108 km)	72 sec to 87 sec (93 km to 114 km) 372 sec to 387 sec (119 km to 100 km)	appr. 4 mV/m 100 - 200 Hz ditto	$E_p = 10$ mV upwards
SEC II	71.5 sec to 75 sec (96 km to 102 km) 385 sec to 392 sec (121 km to 111 km) 392 sec to 402 sec (111 km to 96 km)	71 sec to 76 sec** (96 km to 103 km)  396 sec to 400 sec*** (105 km to 100 km)	appr. 6 mV/m  ditto	$E_{north} \sim 30$ mV/m

\* 0 - 2 kHz WB  
\*\* 0 - 1 kHz WB  
\*\*\* 0 - 3.5 kHz WB

PCM DATA OF ELECTRON DENSITY

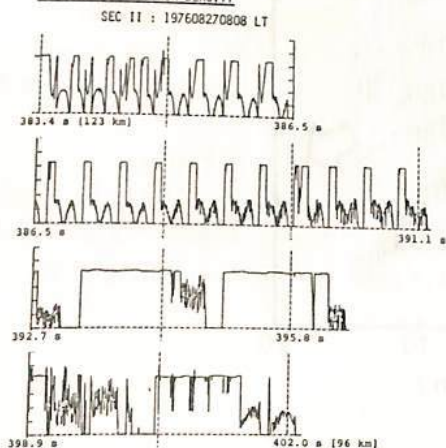


図1. SEC IIで観測された電子密度揺動

表1. 観測結果のサマリ

DYNAMIC SPECTRUM OF ELECTRON DENSITY FLUCTUATIONS

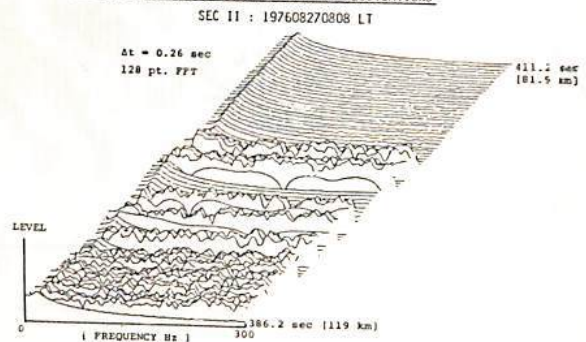


図2. ダイナミック・スペクトルの例

(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トッパ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, 1980年10月までに1,2号合セ, サウンダ686パス, VLF 873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, 位置及び特徴を示す。本表よりほぼ2900kmを境にしてスペクトルの特徴が異なることがわかる。

(1) 高高度領域: 電子ジャイロ同波数の整数倍よりわずかに高い同波数で雑音帯をなすAKRが不連続度64~81°観測されるが, 地磁気地方時で必ずしも夜間側からのみ集中しない。

(2) 低高度領域: プラズマ同波数が観測最低同波数より高くなり尖鋭なパイフ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第1表, ISISによる中短波帯雑音の観測結果を流取った特性同波数の変化の典型的な例である。第1図では,  $f_{\text{N}}$ より低同波数側に強い雑音が認められ, スペクトル構造から0.1MHzより低くのびた雑音帯でありオーロラヒストと考えられるが, 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のパスで同帯域の強い雑音が観測されたが, 伝搬モードがContinuum Radiationと考えられる。第2図でも $f_{\text{z}}$ 以下で受信されたとする強度は低い。一般にこの領域で強い雑音が観測される場合, エコートレーズは拡がっていることが多く,  $f_{\text{u}}$ と $f_{\text{t}}$ (UHR同波数)の間に複雑なスペクトルをなす雑音帯が認められる。

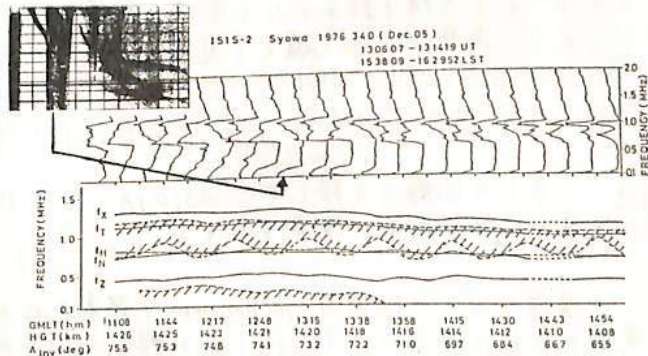
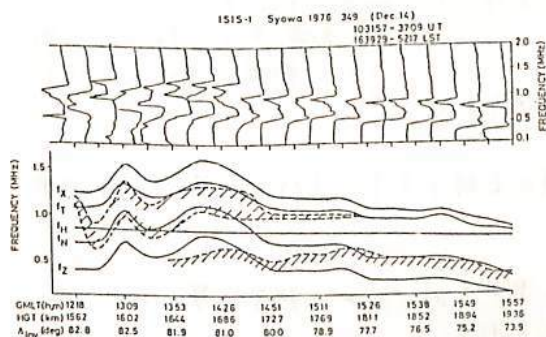
ISIS-1 TKR Observations (Apr.1976-Nov.1977)

Date	Syowa				Remarks
	UT (HM)	GMLT (HM)	HGT (km)	Inv.Lat (deg)	
1976					
Aug.24	0553	0114	3400	79	LFN, NI
Sept.6	1445	1103	2900	78	BN + SN, I
Sept.9	0233	1735	3080	85	BN, NI
Sept.22	0454	0949	2740	79	LFN + BN, NI
Sept.27	0904	0713	2040	76	LFN + BN, NI
Sept.30	0315	1019	2410	78	LFN + BN, NI
Oct.6	0244	2219	1270	70	BN - LFN, NI
Dec.12	1750	1417	1270	72	LFN + BN, I
Dec.13	1105	1536	1840	74	LFN + BN, I
Dec.14	1035	1501	1790	78	LFN + BN, I
1977					
Mar.7	2024	2021	3230	74	BN + SN, I, TX-OFF
June 28	2032	0431	3080	64	BN + SN, I
Jul. 2	2044	0411	3100	69	BN + SN, I
Jul. 3	2224	0207	3140	65	BN + SN, I
Jul. 20	0948	1412	2950	80	BN + SN, I
Sept.23	0238	0839	2220	81	LFN, I, TX-OFF

ISIS-2 TKR Observations (Apr.1976-Jan.1977)

Date	Syowa				Remarks
	UT (HM)	GMLT (HM)	HGT (km)	Inv.Lat (deg)	
1976					
Nov.3	1735	1439	1445	73	LFN + BN - BN, NI
Nov.3	2124	1744	1445	69	LFN + BN - BN, NI
Dec.1	1423	1215	1431	74	LFN + BN - BN, NI
Dec.3	1154	1324	1421	76	LFN + BN - BN, NI
Dec.4	1233	1353	1418	75	BN - LFN + BN - BN, NI
Dec.5	1309	1302	1420	74	LFN + BN - BN, NI
Dec.7	1230	1201	1419	75	LFN + BN - BN, I, diffuse
Dec.12	1342	1057	1410	74	LFN + BN - BN, NI

LFN: Low Freq. Noise  
BN: Bounced Noise  
SN: Scattered Noise  
NI: Not Intense  
I: Intense



第1図. ISIS-1のAGCデータと特性同波数との関係例 (斜線領域は特定のレベルを超えた同波数帯を示す)

第2図. ISIS-2のAGCデータと特性同波数との関係例



## 分布状態のチェック

小山 寿一郎、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、 $i = i_0 e^{\frac{eV}{kTe}}$  ( $i_0 = S_e \cdot N_e \cdot e \cdot \sqrt{\frac{kTe}{2\pi m_e}}$ ) と表わされ、このカーブの二次微分*i''*は $i'' = \left(\frac{e}{kTe}\right)^2 i_0 e^{\frac{eV}{kTe}}$  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、とりもなほ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 3 mmφ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、ログアンプを通してTMへ出力された。

測定器のおおよ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1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 μA ~ 0.04 μA (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までは予想もしなかった高い電子密度のために低エネルギー部は飽和したが、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於いて崩れ始め高度100 kmに於いて最も著しい。その後Maxwell分布状態からのずれは高度110 kmに於いて一時ほぼ消滅、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をとり、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号機の実験を美事に遂行して載いたオ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。

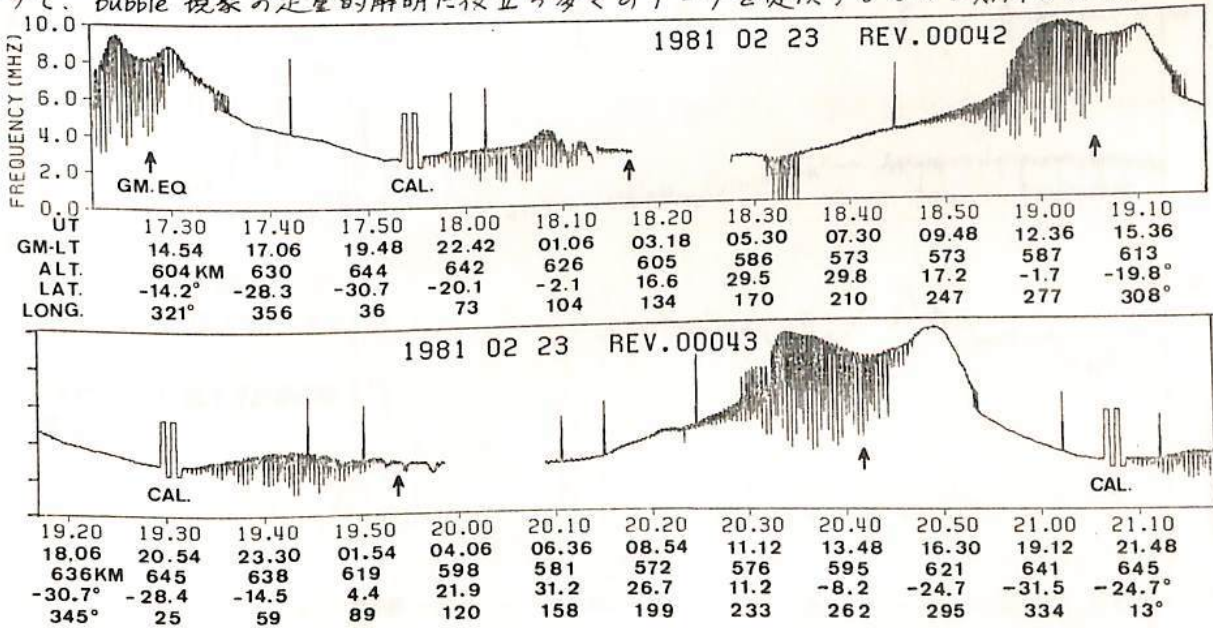
“ひのとり”による低緯度F領域電子密度計測

高橋忠利、渡部重十、大家 寛  
東北大学 理

ひのとり(オ7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。

ひのどりの初期軌道はPerigee 577km, Apogee 643km, 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)、400kHz及び200kHz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8km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200~1000km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、

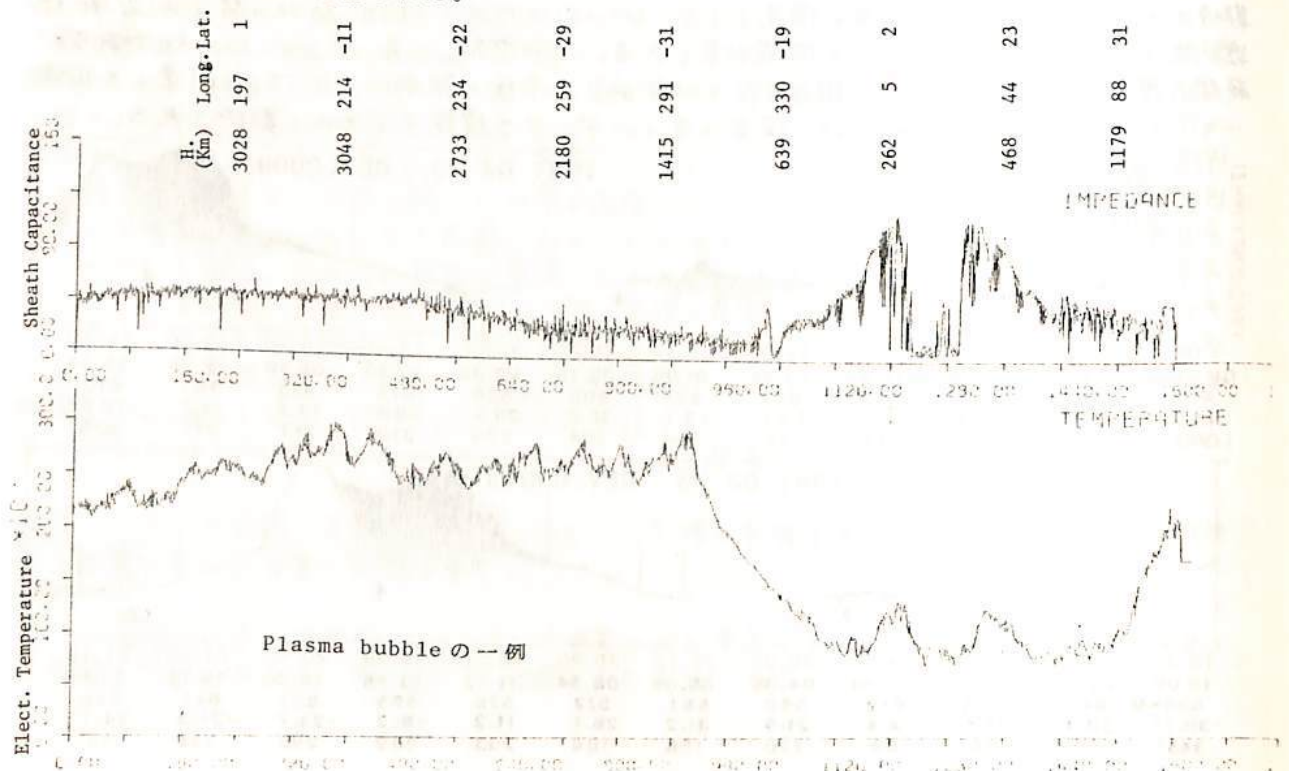
※東京大学宇宙航空研究所、 ※※ 東北大学理学部

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、 $\sim 2000$  Km におよび、これは過去に polar orbiting satellite から推定された 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

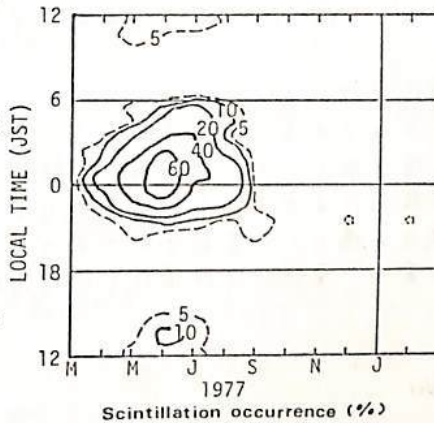
皆越尚紀 上敷領昭五\* 菅宮夫\*\* 新野賢爾

(電波研究所 \*山川電波観測所 \*\*アマチュア無線連盟)

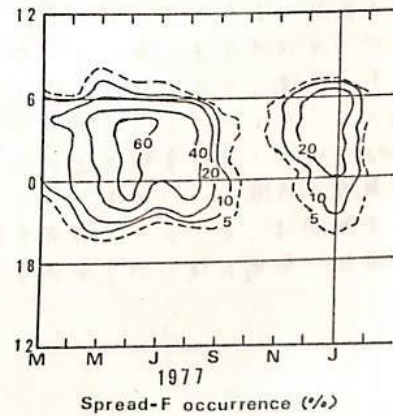
山川電波観測所では電離層不規則性の研究のため、インテルサット衛星に引き続き<sup>(1)</sup>1977年2月に打ち上げられた技術試験衛星II型(ETS-II)「きく2号」の136 MHz電波を利用して、電離層シンチレーションの観測を行っている。1977年3月から1978年2月までの1年間の観測データに基づき、電離層シンチレーションの発生特性を求めた。

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、他の季節では冬に少し目につく程度で、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づけている。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。

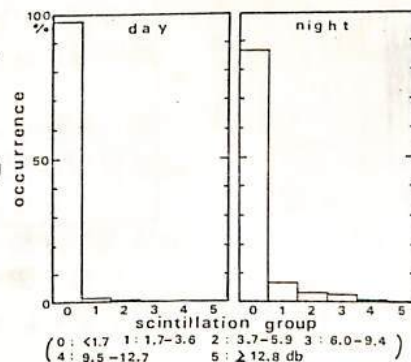


第1図 シンチレーションの発生等頻度線

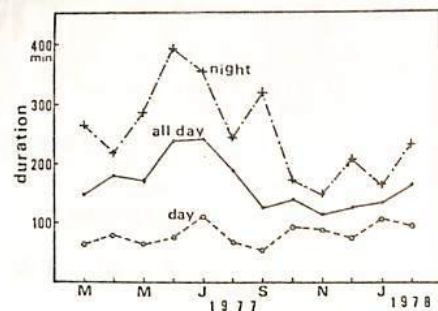


第4図 スプレッドFの発生等頻度線

(1) 皆越尚紀他  
「インテルサット衛星の137 MHzコロン電波のシンチレーション」  
日本地球電気磁気学会第63回講演会



第2図 シンチレーションの振幅分布

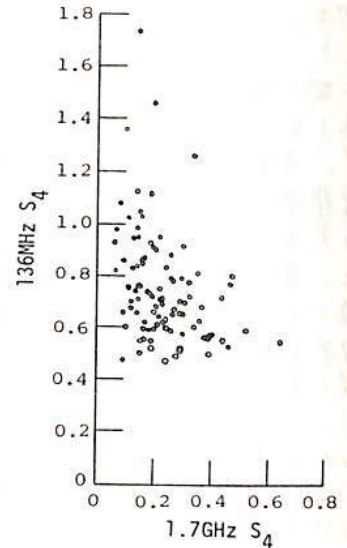


第3図 シンチレーションの平均継続時間

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 新野 賢爾 小川 忠彦  
 (電波研鹿島) (電波研) (電波研平磯)

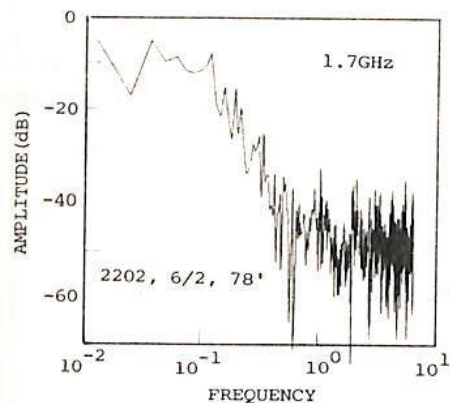
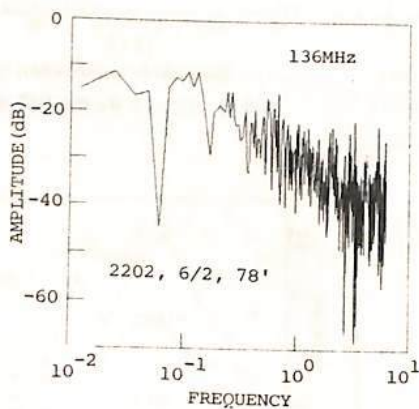
前回の学会において、比較的静かな電離層状態の場合の、136MHzと1.7GHzの電離層シンチレーションの周波数依存性について報告した。今回は磁気嵐という電離層擾乱時における特徴について報告する。対象とするデータは、1978年6月2~3日に発せられた磁気嵐にともなうシンチレーションであり、ETS-IIの上記2波に観測されたものである。データはアナログデータレコーダによって記録し、計算機でA/D変換を行った。サンプリングレートは80msecである。FFT処理の都合上、1024点をグループとして $S_4$ 指数、パワースペクトラム等を計算した。第1図は、両周波数における $S_4$ 指数をプロットしたものである。ここで特徴的なことは、1.7GHzの $S_4$ 指数が大きくなれば同時刻の136MHzの $S_4$ 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に対してははげしい多重散乱を起こす要因となり、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のレベル変動のピークは可成速くなっている。



第1図 136MHzと1.7GHzの $S_4$ 指数の相関図

第2図は、6月2日2時2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

坂 利若, 熊谷 博, 小川 忠彦, 磯崎 慈  
(電波研平磯)

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。

電波研では静止衛星ETS II / 3 6MHz波を連続受信しシンチレーション観測を行つている。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いる。

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いている。図1(a)において傾斜は $f^{-3}$ ( $f$ 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曲がりが見られぬ。

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。

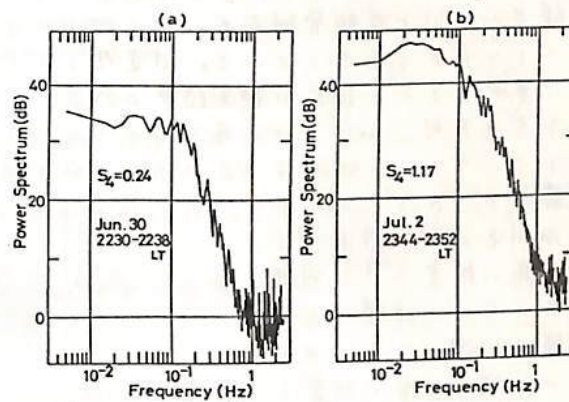


図.1 周波数スペクトル  
(a)  $S_4 = 0.24$   
(b)  $S_4 = 1.17$

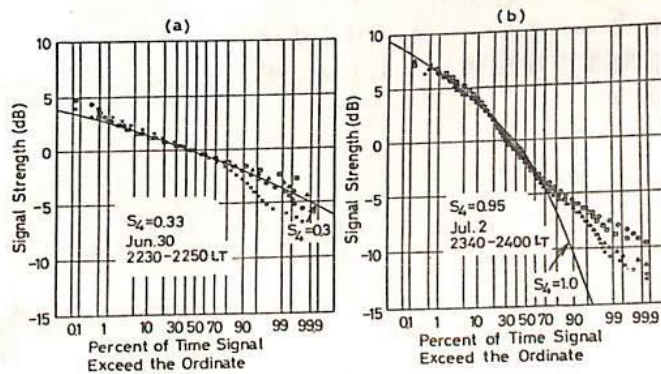


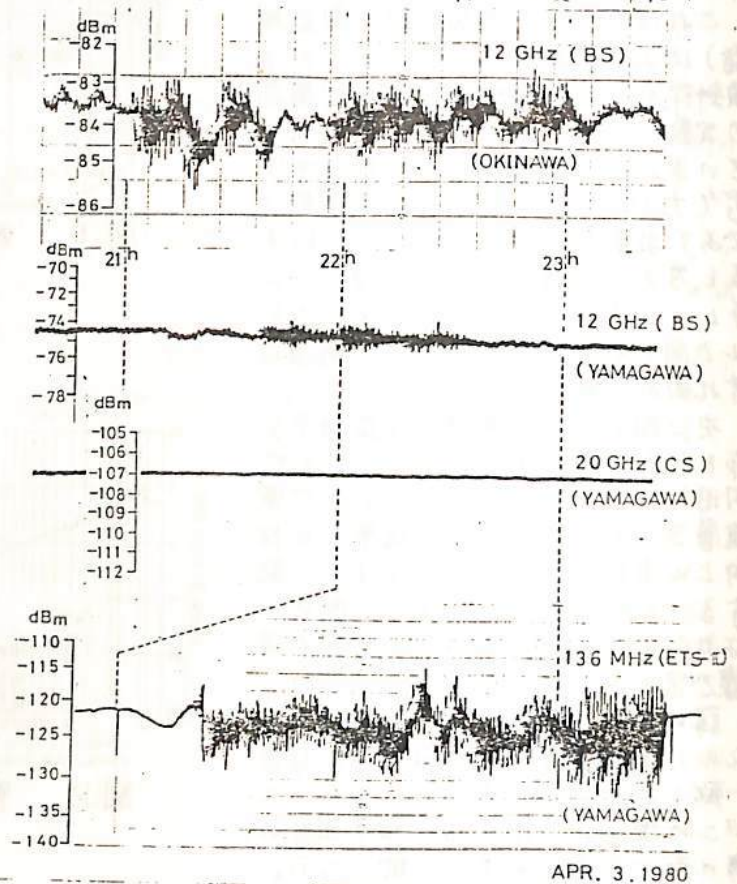
図.2 累積確率分布  
(a)  $S_4 = 0.33$   
(b)  $S_4 = 0.95$

低緯度地域における12GHz帯電波の電離図

シンチレーション

西牟田一三 鈴木晃 石沢寛 皆越尚紀 新野賢爾  
電波研究所

低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帯電波に赤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。才1回に12GHz帯シンチレーションと同時観測をおこなった山川の136MHz(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136MHz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F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4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回線の伝搬パス長が沖縄では地磁気緯度の13.6°Nであり, 沖縄と山川との相関関係が乏しく, 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回線の伝搬パス長, 及びETS-IIの伝搬パス長の位置と, 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赤道地域電離層不規則性によるものと思われる。



才1図 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 皆越尚記  
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4ヶ年余り経過した。現在観測は小金井本所のほか平塚、鹿島支所及び山川電波観測所で主に電離圏不規則電子密度分布に起因する電波強度シンケレーション及び偏波面のファラデー回転について実施している。

これより、この研究については、下記の諸特性に因り本学会にも報告した

1. シンケレーション (SI) 及びファラデー回転のゆらぎ ( $\Delta\Omega$ ) 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  $\Delta\Omega$  の電離圏スホラディック E 及びスフロット F 発生との関連性 (Fig. 3 参照)
4. 磁嵐に伴う異常現象
5. シンケレーション周波数特性

その傍室内実験により、ETS-II初期偏波角度を求めたことが出来、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ヶ年は太陽活動程少から程大に至る上昇期をカバーしているため太陽黒点数依存性を導くことが出来る。

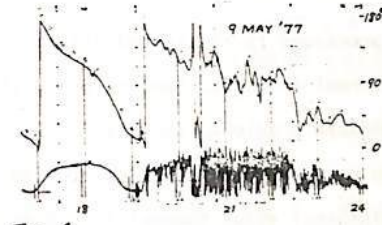


Fig. 1 1977年5月9日夜間におよぶ記録例  
a) ファラデー回転記録  
b) 電波強度電界強度記録

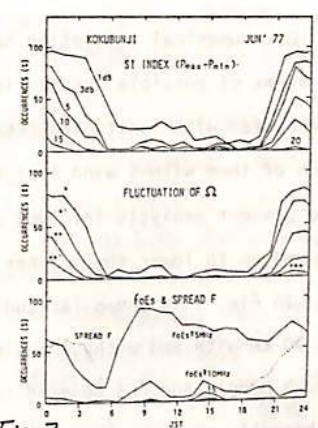


Fig. 2 1977年6月 国分市におよぶ ETS-II 136 MHz シンケレーション、ファラデー回転ゆらぎ及び電離圏観測 foEs、スフロット F 発生頻度

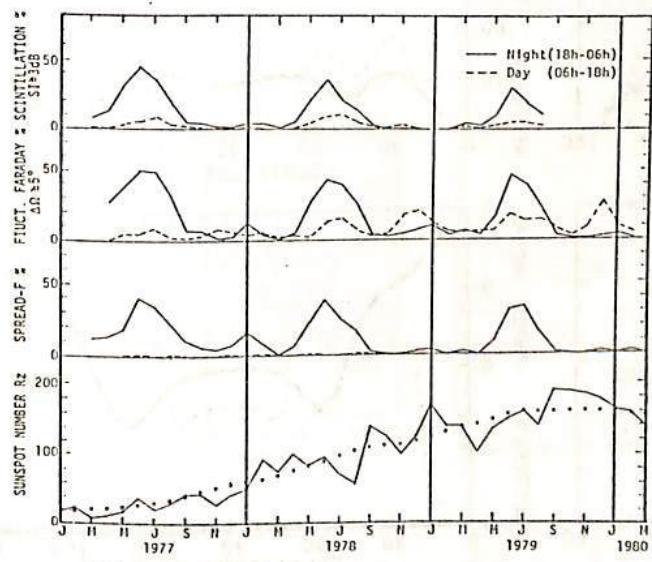


Fig. 4 国分市におよぶ ETS-II 136 MHz のシンケレーション (3dB)、ファラデー回転ゆらぎ (5°) 及びスフロット F 発生率の夜間、昼間平均値及び太陽黒点数相関

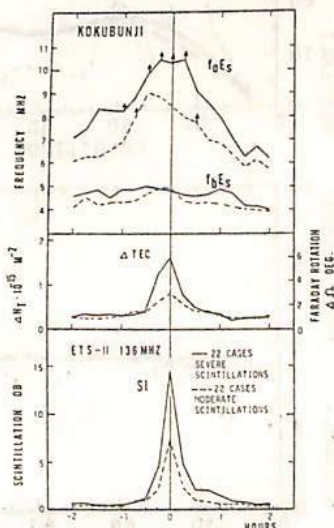


Fig. 3 国分市におよぶ 日中 136 MHz シンケレーション発生時を中心とした foEs、foEs 及び  $\Delta\Omega$  の平均値の日間変化



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.

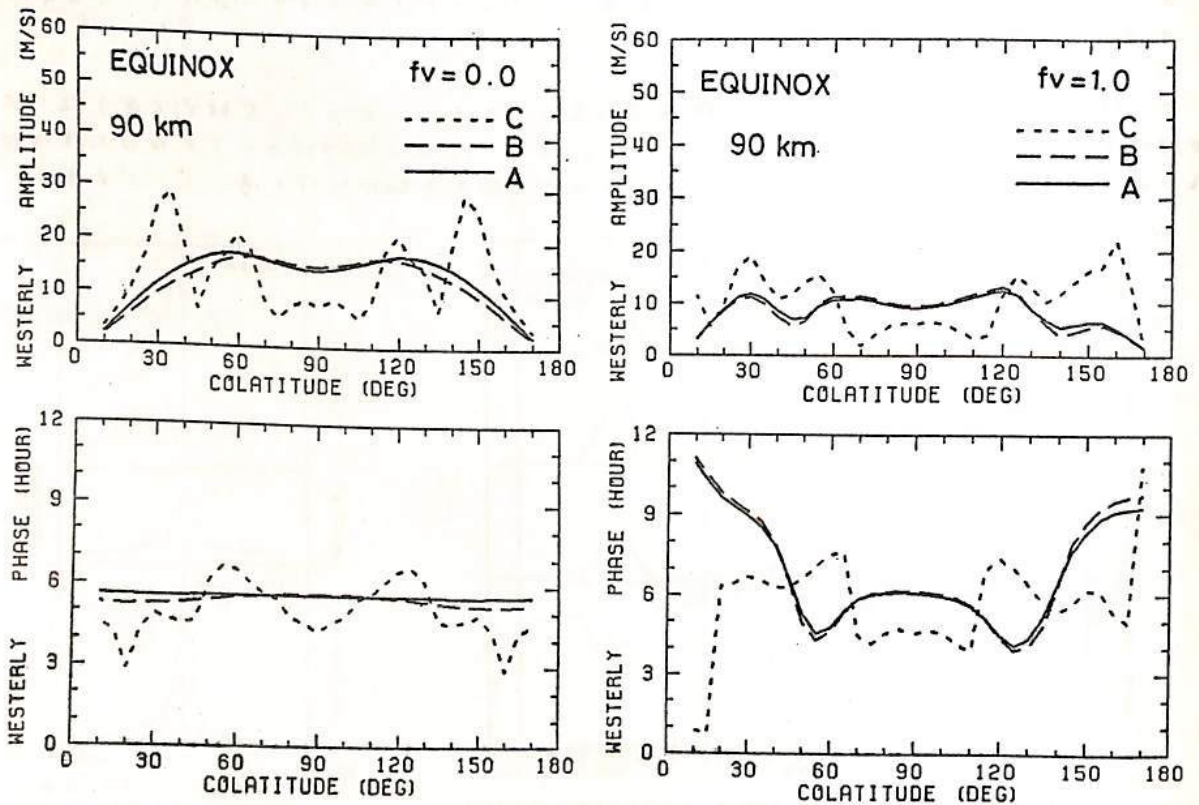


Fig. 1 Latitudinal structures of the eastward wind component at 90 km for three forcings, A, B and C at equinoxes without wind (left) and with mean zonal wind (right).

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つつある。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、増大することが確かめられた。この大きな振動は、平均風のシアが大きく、大気に不安定性(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12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湿度場などがどのような状態にある時に、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が用いた手法により、大気波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

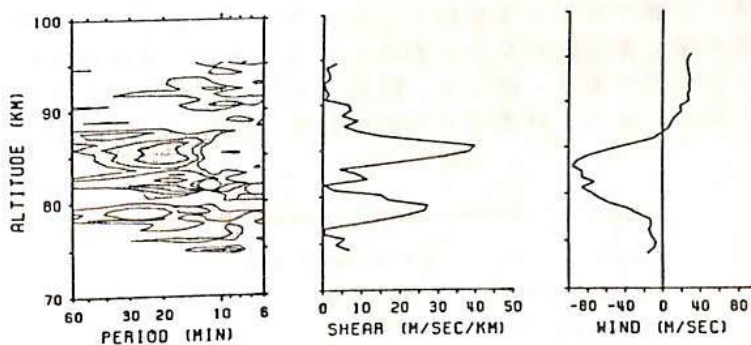


図1. 1980年8月6日 1220 - 1420 LT に観測された風の時間変動のスペクトル密度の高度分布(左図; スペクトル密度は任意スケールで3dB間隔の等高線で示す)。同時間帯の平均東西風と鉛直シアを、それぞれ右図と中央図に示す。

## 中間圏長周期波動の観測 II

前川泰之<sup>1)</sup>・深尾昌一郎<sup>2)</sup>・加藤進<sup>3)</sup>・廣田勇<sup>3)</sup>・福山薫<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(12.0°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)における気象ロケット観測との比較を行なったが、今回さらに、ポンタ・ボリンケン(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日以内に見られる東西風の変化としては、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ので、昼間の平均値で、周期が2日以上の中長期波動を論ず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位相に対応する)。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、まず東向きに伝搬するケルビン波が挙げられ、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、南北西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 進<sup>2)</sup>, M.P. Sulzer<sup>3)</sup>

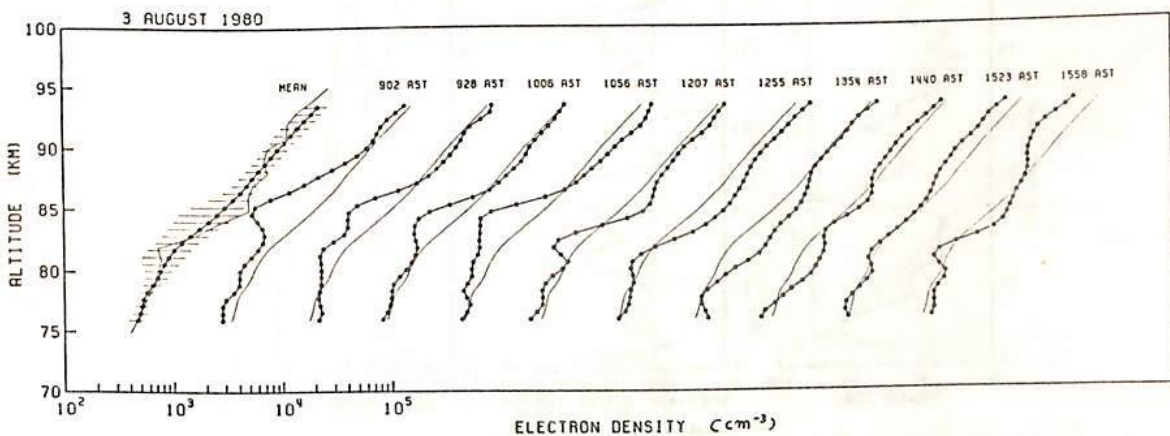
1) 京大・理 2) 京大・工 3) アレシボ観測所

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ほぼ全域にわたって, 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に, 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)の総てを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振動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)

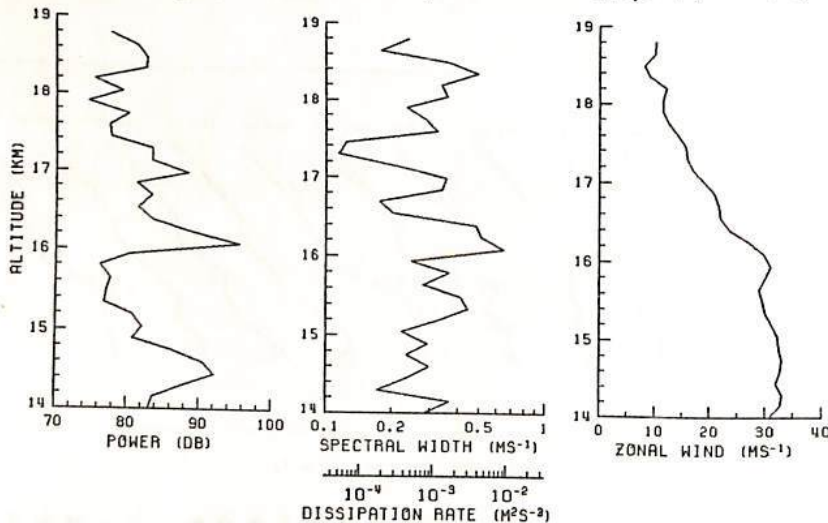
前回にはアレシボISレーダーを用いて行われた成層圏の高分解能観測と、得られた結果の概要を報告した<sup>1)</sup>。今回はそのデータを用いて計算された下部成層圏高度の乱流拡散の効果について報告する。

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波数スペクトルは  $S(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$  で与えられる。ここに  $\alpha$  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は  $S(k)$  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 50 m 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。

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

若杉耕一郎・松尾優・深尾昌一郎・加藤進

(京工大・工学) (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、ドップラーシフト、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が明らかとなった。

ドップラー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。

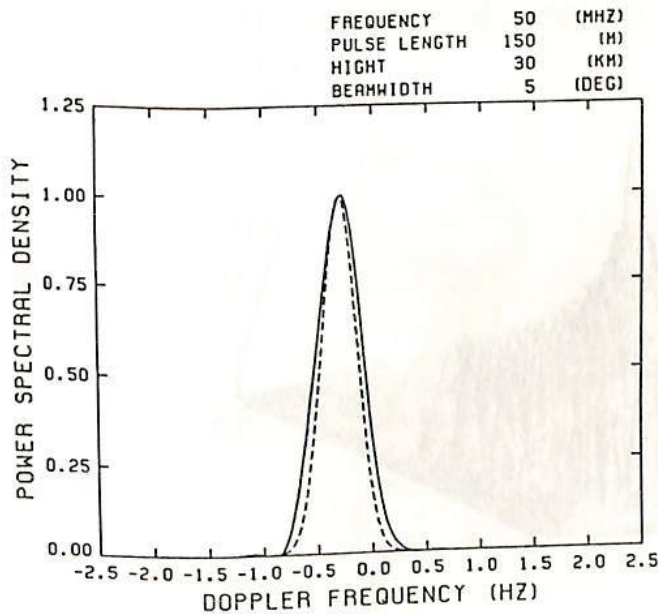


図1. 散乱波スペクトルの推定値(実線)及び真の値(点線)の計算例。

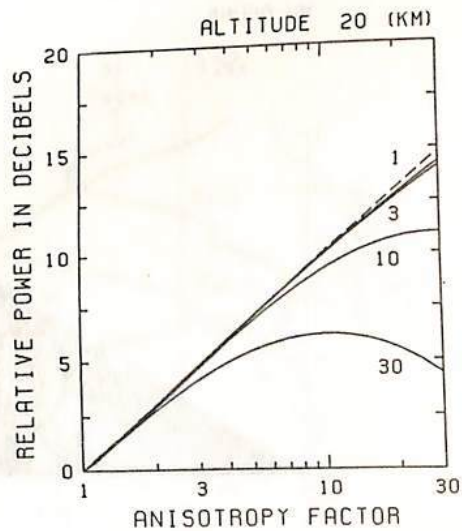


図2. 非等方性と散乱電力の関係。ただし、アンテナビーム幅は1, 3, 10, 30度とする。

## MUレーダーによる大気運動の観測

MUレーダーワーキンググループ\*)  
(京都大学 工学部)

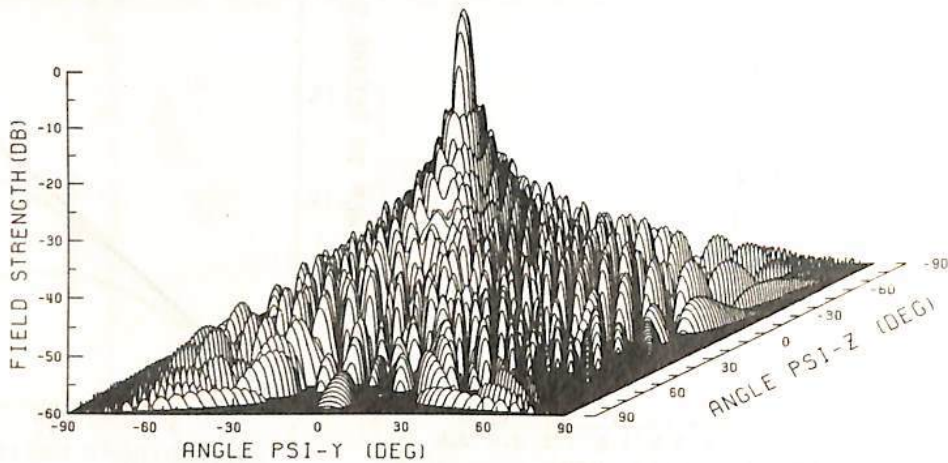
アジア地域における最初の大型レーダーとしてMUレーダーを建設する計画が発足してすでに6年近くが経過したが、今般昭和56年度より4年計画で、いよいよ建設がスタートすることになった。このレーダーは主として中層大気及び超高層プラズマを観測対象とするため Middle and Upper Atmosphere Radar (略してMUレーダー) と呼ばれる。

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。この方式では務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個用いることも可能になり、将来複雑な観測が要請された際にも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 $3.6^\circ$ 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)。

\*) 文責 深尾昌一郎

K-9M-70号機によるTMA発光雲の解析

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秒には予定通り急開バルブが作動し、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付近の中性風の運動や構造を解明する計画である。

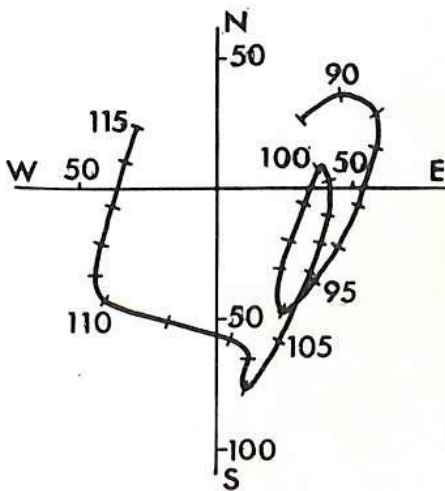


図1 ホドグラフ

軸上の数値は風速(m/s)、曲線傍の数値は高度(km)を表わす。

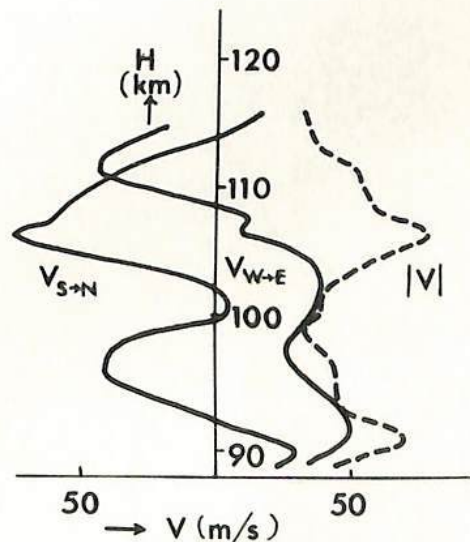


図2 高度別風速分布

$V_{S \rightarrow N}$ ; 南北成分,  $V_{W \rightarrow E}$ ; 東西成分  
 $|V|$ ; 風速の大きさ



第 Ⅲ 会 場

### III-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 稔・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、したがって  ${}^{87}\text{Sr}/{}^{86}\text{Sr}$  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、とうてい観測された  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  の一様性を説明することが不能である。したがって、 ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  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しれない。

比屋根 肇、小嶋 稔

(東大・理)

Solid element については、それが結晶とメ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効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、結晶合成前にメルト中にとのように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、平均的なメルト中のAr濃度とolivine中のAr濃度とを用いて、 $D_{Ar}$ を見積もることはできる。図3にその結果を示す。

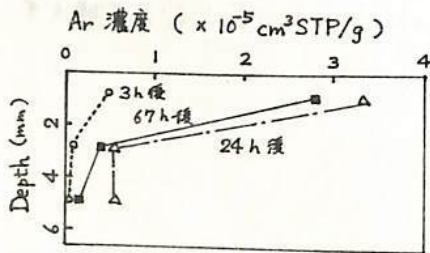


図2. Ar濃度の時間変化

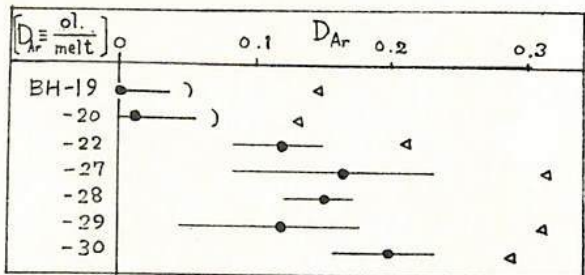


図3.  $D_{Ar}$ の見積り。

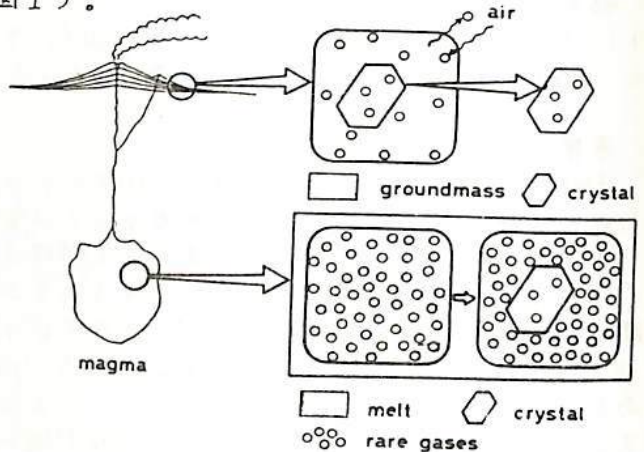


図1. 地表に出てきたマグマ中の希ガスは逃げてしまってもとの状態を保持しない。しかし大きな結晶中の希ガスは逃げにくいから、何らかの地下の情報を保持しているであろう。結晶がマグマ中で成長する時の希ガスの分配係数がわかっているならば、結晶中の希ガスの測定により、逆にマグマ中の希ガスの状態が推定できる。

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、先に述べたメルト中の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示さく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のか、他の希ガス、他の鉱物とメ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・高岡宣雄・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のと解釈した。

 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 

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℃, 2050℃の二段階で行った。800℃での脱ガスは、2050℃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℃で抽出した値で、大気Arの表面汚染とは考えがたい。

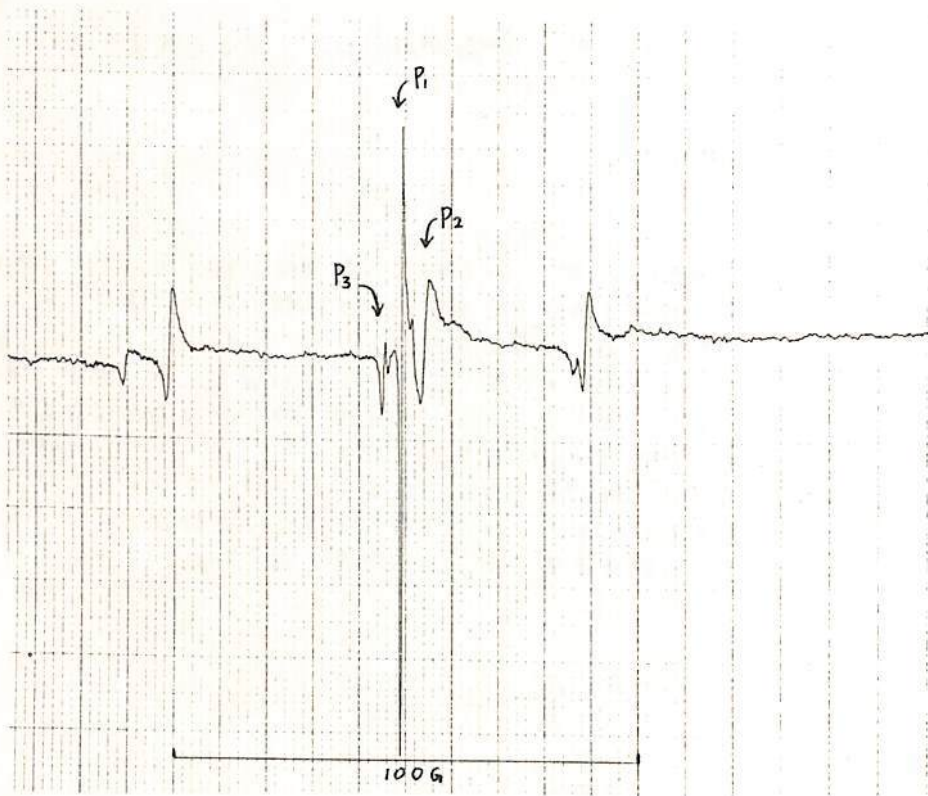
Finsch 鉱山のArが270という現在の大気にきわめて近い値を示す。他方、現在の火山岩中にトラップされているArから推定し、マントル中の $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は5000以上と考えられる。Finsch 鉱山ダイヤモンド中の低い $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ は、白亜紀(ダイヤモンド・パイアの噴出年代~90 Ma)の大気(ほぼ現在と同様の $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ をもっている)がサフタクションでマントルに取りこまれ、この一部がダイヤモンドにトラップされたと考えると都合がよい。事実、サフタ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、560 K付近、 $P_3$ は650 K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ものだと考えると、 $P_1$ 、 $P_2$ では、 $10^5$ 年程度であるが、 $P_3$ によっては、 $10^7 \sim 10^8$ 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、何のこと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かったことを、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面でよくされている方法を使って、X, Y, Zの3成分に分けて測定する。この結果を球函数解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>(磁場の強さ)</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っきりと決めてはいない。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。

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

III-6

小島正美・瀬戸正弘・赤間芳雄・斎藤尚生  
(東北工大) (東北工大) (東北工大) (東北大理)

## 1. 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 RESUDUAL 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。

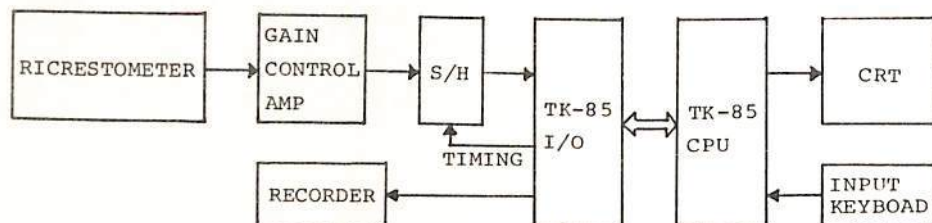
- (1) 高価な HISSA を用いずに出力をマイコンで処理する。
- (2) 資料の回転装置、特にホルダーを設計・製作する。
- (3) 岩石磁気への応用の為に、更に高感度にする。

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対して強いのであるが、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\*・浜野 洋三\*・西谷 忠師\*\*・当倉 利行\*

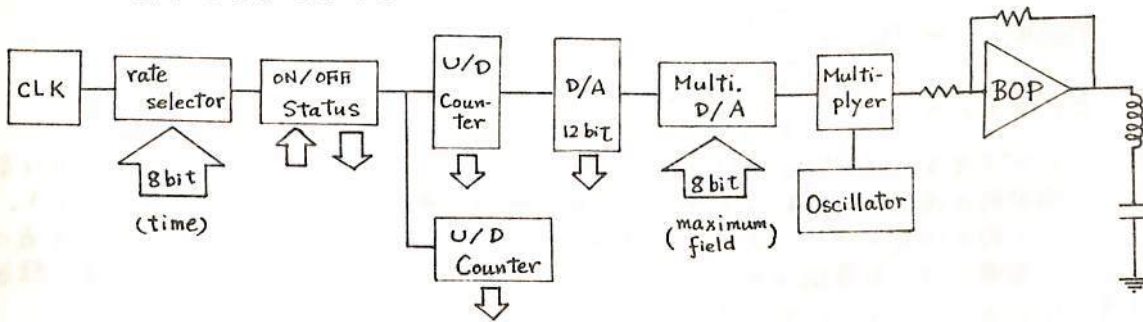
\* 東大 理    \*\* 秋田大 鉱山

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て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かえり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にし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済み、きめ細かく一連の動作を行なわせることができるが、常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(LESI-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というミフナルを出す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信号を受取った段階で割込み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てから割込み信号がわかるまで他の仕事、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、かつプログラミング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発振器を用いて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級アンプで、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、最大変換値で72V-5Aのパワーを出すことができる。

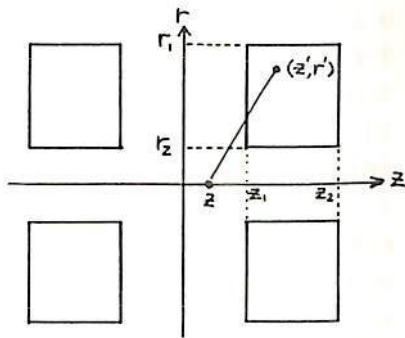




田野 長 (東大理)

交流消磁に用いられるコイルは、与えられた電源Eを用いてテンアール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の針については既に発表した (M. Kono, Rock Mag. Paleogeophys. 6, 146, 1979)。一方、一様性の高い磁場の発生法としては、ヘルムホルツ・コイル、ル・パンズ・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による。コイルの内径を  $r_1(z)$ 、外径を  $r_2(z)$  とすると、コイルの作る磁場は石の層のような簡単な矩形コイルの対による磁場を加起来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  $\epsilon$  としたとき

$$B_z = \frac{\mu_0 \epsilon I}{2S} \int_{r_1}^{r_2} dr' \int_{z_1}^{z_2} dz' \left[ \frac{r'^2}{\{(z'-z)^2 + r'^2\}^{3/2}} + \frac{r'^2}{\{(z'+z)^2 + r'^2\}^{3/2}} \right]$$

$$= \frac{\mu_0 \epsilon I}{2S} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j} \{ F(z_i - z, r_j) + F(z_i + z, r_j) \}, \quad F(z, r) = z \log(r + \sqrt{z^2 + r^2})$$

と書くことができる。ところで磁場ベクトル ( $B_z, B_r$ ) にはコイルの形による対称性があり、その上、 $B$  が div, curl とともにゼロのベクトルであるために、

$$\left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n-2m} \partial r^{2m}} \right)_0 = \left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n-2m+1} \partial r^{2m-1}} \right)_0 = -\frac{2m-1}{2m} \left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n-2m+2} \partial r^{2m-2}} \right)_0 = \dots = (-1)^m \frac{(2m-1)!!}{(2m)!!} \left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n}} \right)_0$$

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、 $B_z, B_r$  を原点付近で展開した場合、

$$B_z(z, r) = B_{z0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n}} \right)_0 \sum_{m=0}^n \frac{(-1)^m z^{2n-2m} r^{2m}}{2^{2m} (m!)^2 (2n-2m)!}$$

$$B_r(z, r) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\partial^{2n} B_z}{\partial z^{2n}} \right)_0 \sum_{m=0}^{n-1} \frac{(-1)^{m+1} z^{2n-2m-1} r^{2m+1}}{2^{2m+1} (m+1)(m!)^2 (2n-2m-1)!}$$

と書くことができる。  $(\partial^{2n} B_z / \partial z^{2n})_0$  を求めるためには  $\partial^{2n} F(z, r) / \partial z^{2n}$  を考えればよい。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  $B_z$  のz方向の高階微分の原点での値の外を用いて表現でき、計算機を用いれば、どんな複雑な形のコイルであって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 Dömen 1979)。

今回は更に、スピナー磁気計による、規定型 ( $\phi 25 \times 25$  mm の円柱状) 以外の、部分的に欠損した試料などのRM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、直径0.5mm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ないし、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は、6-spin ( $\pm X, \pm Y, \pm Z$  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掛りを与えてくれ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、土器片など測定のさいも、6-spin以上を要するといえる。

三成分海底磁力計の開発および試験観測

による結果

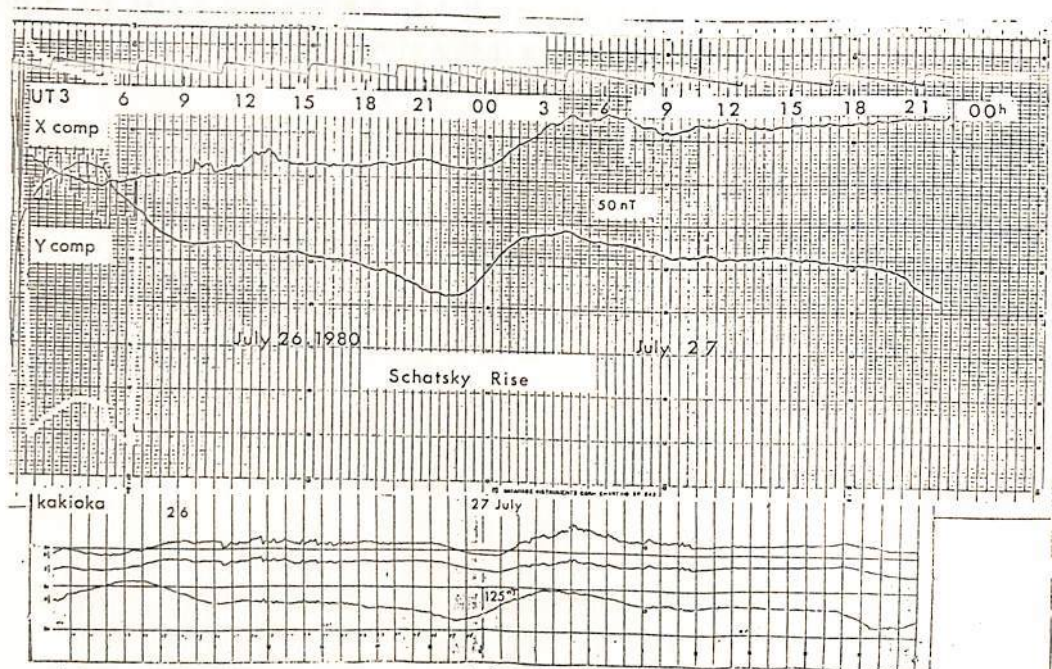
瀬川爾朗、小林和男、春日 隆 (東大海洋研)

行武 毅 (東大地震研)、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2成分と鉛直1成分の測定ができる。高純度アルミニウム(肉厚20mm)の耐圧容器を使用し、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り、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、これほど問題にはしなかったが、ほゞ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2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って、三陸沖日本海溝大陸棚と、東経158°線上にあるシヤツキー海嶺において、これを数日周、海底における地磁気日変化の観測を行った。三成分の換算により、水平2成分しかわからなかったが、海底磁場測定に用い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さいものと、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D成分に相当)に、ドリフトの傾向がみられる。現状のところ、これは電磁的磁性的影響だと考えている。

これへの教訓をいかし、現在、2号機を製作中である。また、1、2号機ともに、自動浮上方式による敷設、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

我々研究グループによるRING-CORE 磁カ計開発の第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 磁カ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。

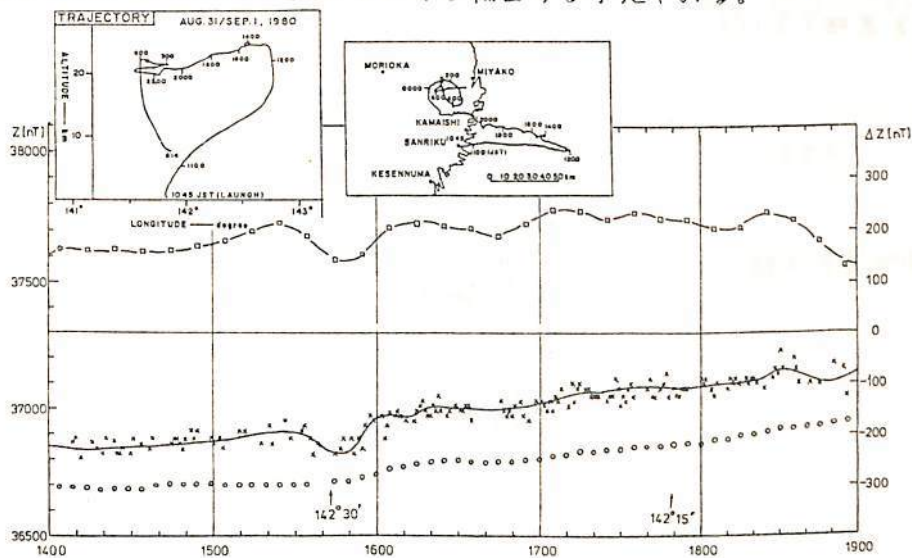
そこで今回は、主に解析結果に焦点を置いた報告を行なう。

2. 解析

この実験では、RING-CORE 磁カ計出力が digital code でも telemeter 送信されたので、noised 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、だが、昨夏の異常気象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5月末に再度日本海上空を目指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 で観測された日本周辺の磁気異常

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 手がきではあるが 簡単な磁気異常図をつかった。

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 がよくあて、この方法が 適当であることがわかる。Figure 2 に

21本の path での磁気異常データを もとに 手がきで contour をひいた例を示す。衛星の高度補正がやってないので 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。オホーツク海の負の異常、日本東方の正の異常など興味深い。オホーツク海は 平均よりも熱流量が高い。負の異常はこの高い熱流量を反映しているのであらう。

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.

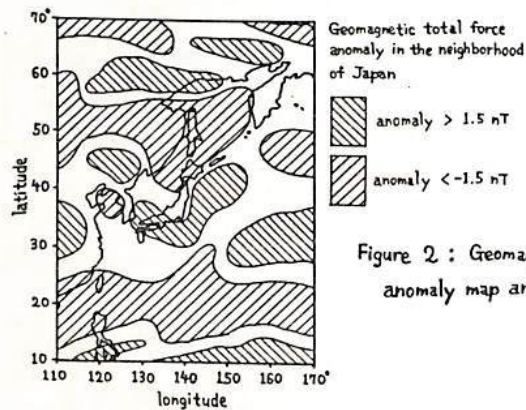
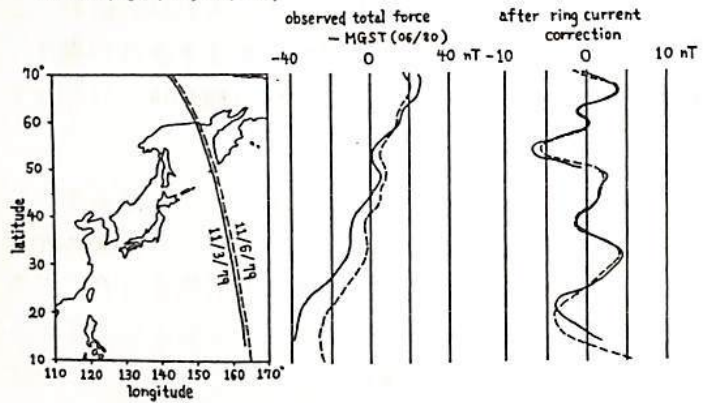


Figure 2: Geomagnetic total force anomaly map around Japan.

## 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

大島章一, 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幅が減衰し、東経  $143^{\circ} E$  付近でほとんど消滅する。この減衰のようすから帯磁した海洋地殻(オ<sub>2</sub>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様な、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  $100 \text{ km}$  の測地線に沿って、 $m(x)$  のプロファイル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、 $m(x)$  を読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  $P(s)$  によって  $M(s) = J(s) \cdot E(s) \cdot P(s)$  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

$$C = (\sin I' \cdot \sin I''') / (\sin I' \cdot \sin I''')$$

$$\theta = I' + I'' - \pi$$

これらの式の中で、 $a$  は帯磁上面の深さ、 $b$  は同下面の深さ、 $I$  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フィックス 1, 2, 3, ... をつけて測地線沿いのデータの組を区別すると、オ<sub>1</sub> とオ<sub>2</sub> の測地線沿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、サイドミック・プロファイラーの記録や深発地層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 (住鉄コンサルタント)

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<sup>に7.2</sup>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	プロトン磁力計 (東大海洋研究所の開発による3個のセンサーを同時使用するもの)
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。この区域では伊豆ブロックから張出した正異常帯が西南西に張出していて、その波長は長く、振幅は200~300 nTである。この正異常帯の北に、短波長の異常がいくつかみられる。

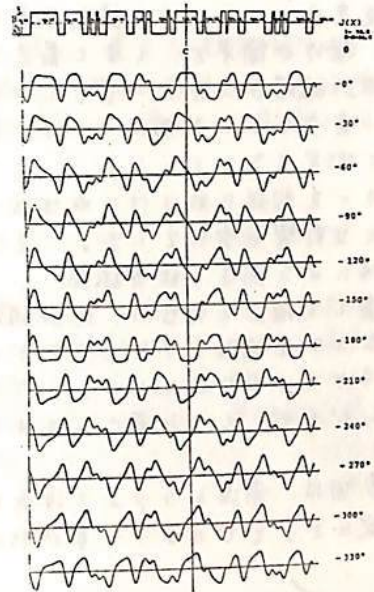
得られた全磁力異常図から、南北線沿いのプロファイルを作成し、曲線照合によって地下構造を推定した。構造解析に用いたモデルは均一帯磁の複数のモデルである。

構造解析の結果、トラフを横切って伊豆ブ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3~5 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。帯磁率から閃緑性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ブロック (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。

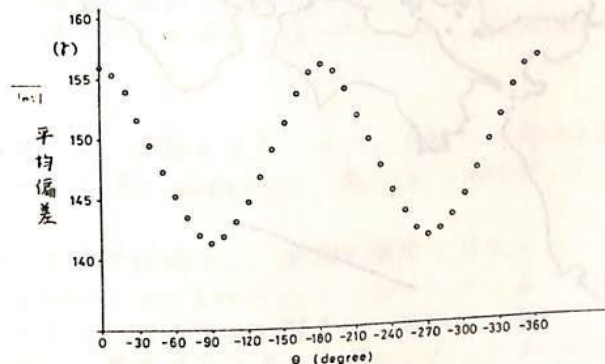
吉田和子・伊勢崎修弘(神戸大・理)

縞状地磁気全磁カ異常の skewness は、index parameter:  $\theta$  によって表わされる。この縞状地磁気異常の観測値の平均偏差を利用して、 $\theta$  を求めてみた。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 されているものと考えらる。第1回に、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回に、このときの平均偏差と  $\theta$  の関係を示す。

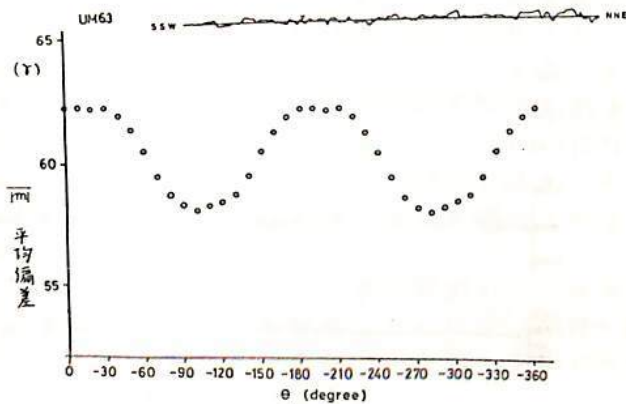
第3回は、さまざまなノイズを含んだ実際の観測プロファイル、及び、そのプロファイルにフーリエ変換と、逆位相フィルターを  $\theta$  の値を変化させて施したときの、平均偏差と  $\theta$  の関係を示したものである。このプロファイルは 1963 年 11 月、フィリピン海盆において、海鷹丸によって測定された UM63 (26°N, 136°E ~ 9°N, 130°E) に沿った全磁カ異常である。測線 UM63 をいくつかの小区間に分割し、それぞれ的小区毎に上記の方法で求めた  $\theta$  を第4回に示す。図中の  $\circ$  は観測プロファイルから求められた  $\theta$  の値で、 $\circ$  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。



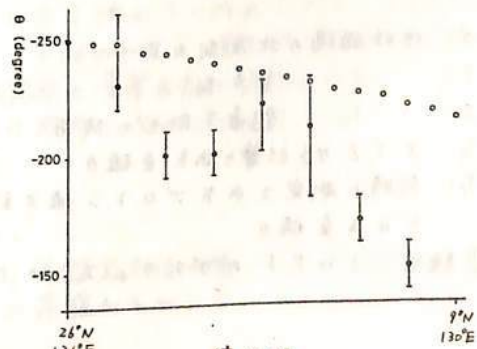
第1回



第2回



第3回



第4回

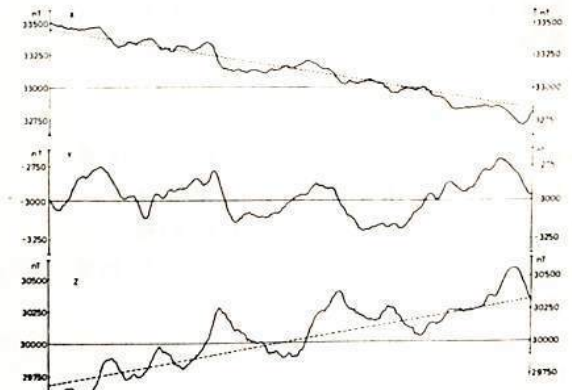


伊勢崎修弘、松原由和  
神戸大学理学部

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ってきたが、本来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っている。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使って、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データは、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。

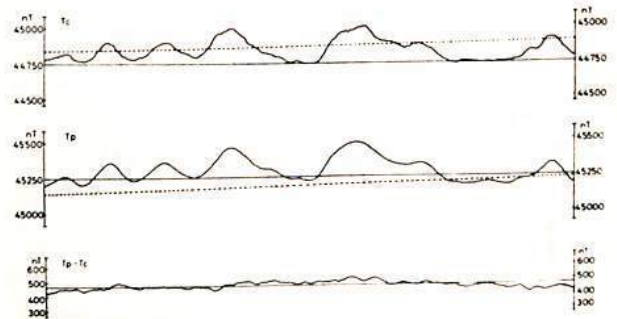
なお測定機器（フラックスゲート磁力計、ジャイロコンパス、プロトン磁力計、etc）は、すべてマイクロコンピュータで制御され、また測定されたデータもコンピュータ内のフロッピーディスクに書き込まれるように設計した。

今回は、南海トラフ上で淡青丸によって測定された地磁気3成分の結果を示し、3成分測定によってどのような事が判るかを示したい。



上図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   の成分
  - Tc: X, Y, Z から計算された全磁力
  - Tp: 同時に測定されたプロトン磁力計による全磁力
- 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)

大島章一, 兼子俊朗, 小野斎健英, 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, 莫大な連続的熱エネルギーの放出, 常時活発な噴気活動, これらに不似合いな活発な地震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・70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(全磁力のみ), 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・VLFオメガ(Global Navigation GNS-500A), データ集録・データ集録用カセット及びインターフェイス(測機舎, ティアック)  
T-7レコ-92

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, 70トン磁カ計, GSI磁気儀(いずも測機舎)

陸上磁気測量結果概要: 元山から島の北部に正, 西部の井戸川及び南部ニツ根渡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 $\Delta F$ は、島の北約8kmを中心には+1000mTと-650mTのダイポール状, 島の南約9kmを中心には+900mTと-1200mTのダイポール状のものが顕著で, 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 $\Delta Z$ は島の南東部を中心に半径約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。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。これらは島の中心から北約8km(+1100mT), 南約8km(+1800mT), 南西約14km(+700mT)などである。東向成分の異常 $\Delta Y$ では非対称な千変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が, 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)。
- これらで, 重力異常分布からも島の周囲から中心に基盤が下がっていると推定されており, 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 毎川克己  
(神戸大理)

北大東島で 昨年(1980)2月、磁気測量のほかに重力測定を行った。北大東島は  
大東海嶺上にあり、南大東島より北東約10kmに位置する隆起サンゴ礁である。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で、海底火山体を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。

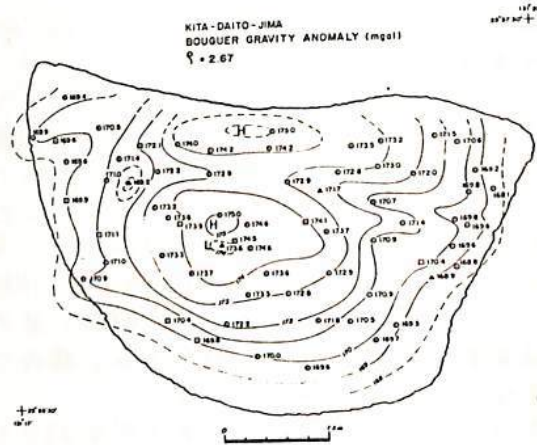
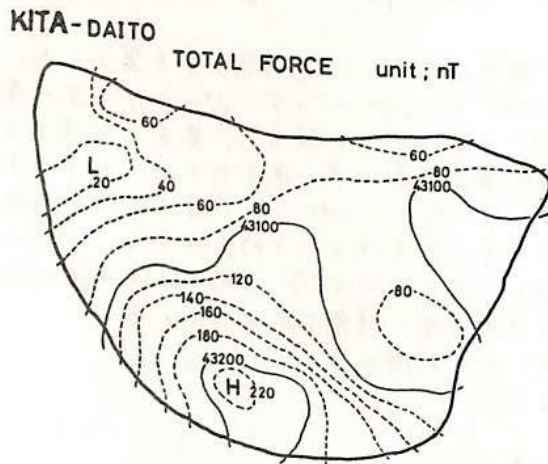
海底火山体の設定にあたり、同時に観測された重力異常分布(下右図)や、19  
36年同島で行われた地学術ボリニグの結果(431mの深さでも昼盤に致した)  
を参考に、3つの角堆台からなるモデルを考えた。

計算には Talwani (1965)法を使い、磁化方向の決定には最少二乗法を用いた。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. から決まる値を用い、 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 最少二乗法によって求めた。

同島の現在の地球磁場 Declination = -3.4°  
Inclination = 35.5°



[河野芳輝(1980)による]

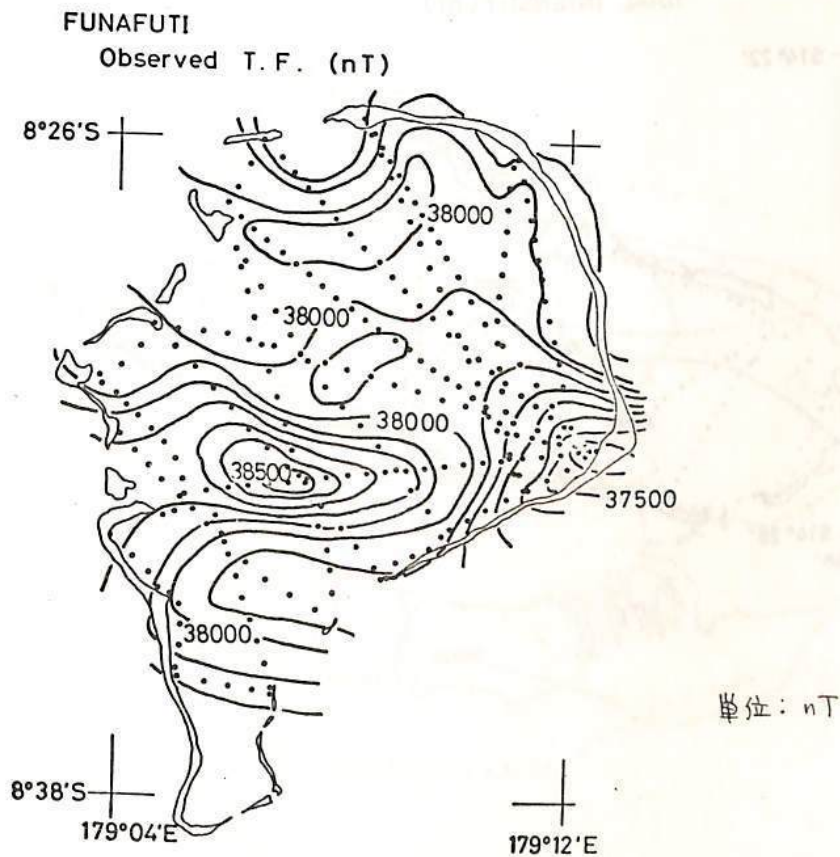
Tuvalu共和国 Funafuti 島の磁気測量

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。

表上で、地磁気的全磁力及び鉛直成分、礁湖内で全磁力をそれぞれ測定した。全磁力測定には Geometrics 社 826 型ポータブルプロトン磁力計を、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。海上すなわち礁湖内では、プロトン磁力計のセンサーを耐水ケースに入れ、モーターボートで更航しながら全磁力を測定した。測定点の位置は島上の2ないし3点よりトランシットを用いて決定し、また一部推定航法により決定した。地磁気的全磁力・時間変化も同時に測定した。

観測した全磁力分布を図に示す。これから推定される地磁気異常はサンゴ礁下の火山体に起因すると思われる。



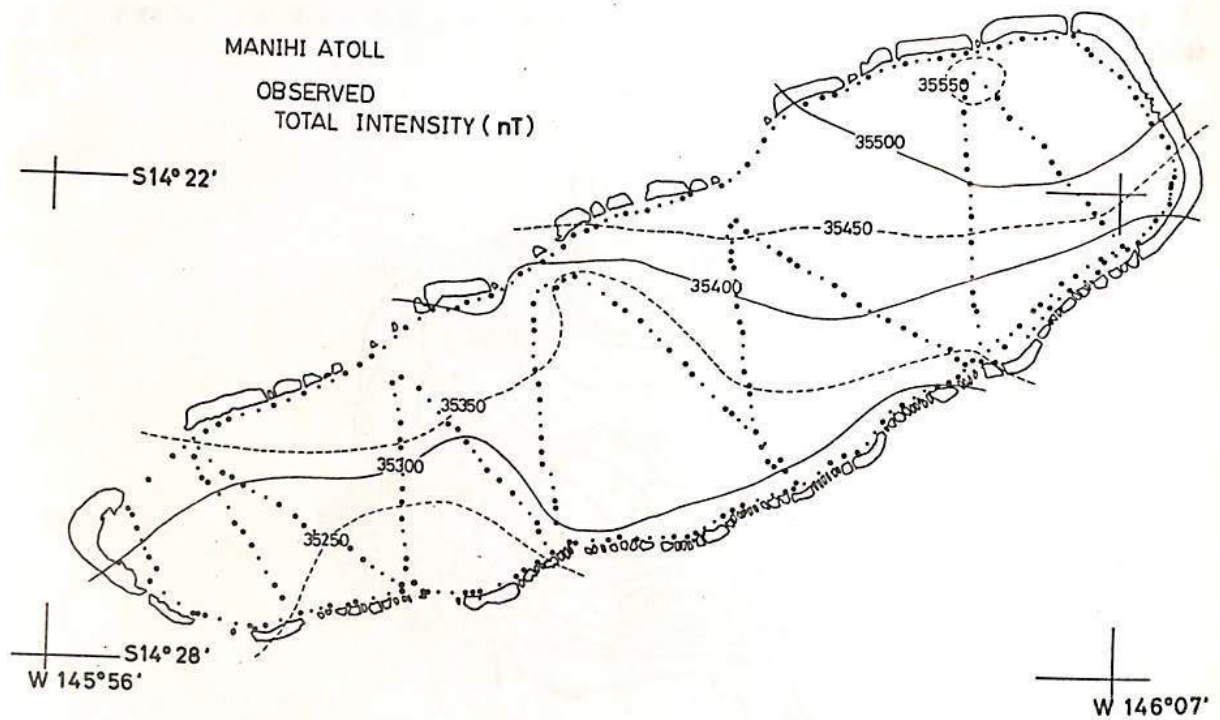
仏領ポリネシア・マニヒ島の磁気測量

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

1979年9月25日から27日にかけて、仏領ポリネシア・マニヒ島(14.6°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。

島上及び礁湖内の地磁気全磁力を測定し、その方法は、本講演会で発表する。Tuvalu共和国Funafuti島、仏領ポリネシア・マタイバ島と同様である。

観測した地磁気全磁力分布を下图に示す。これから推定される磁気異常はサンゴ礁下の火山体に起因すると考えらる。



仏領ポリネシア，マタイバ島の磁気測量

森永速男，兵頭政幸，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己

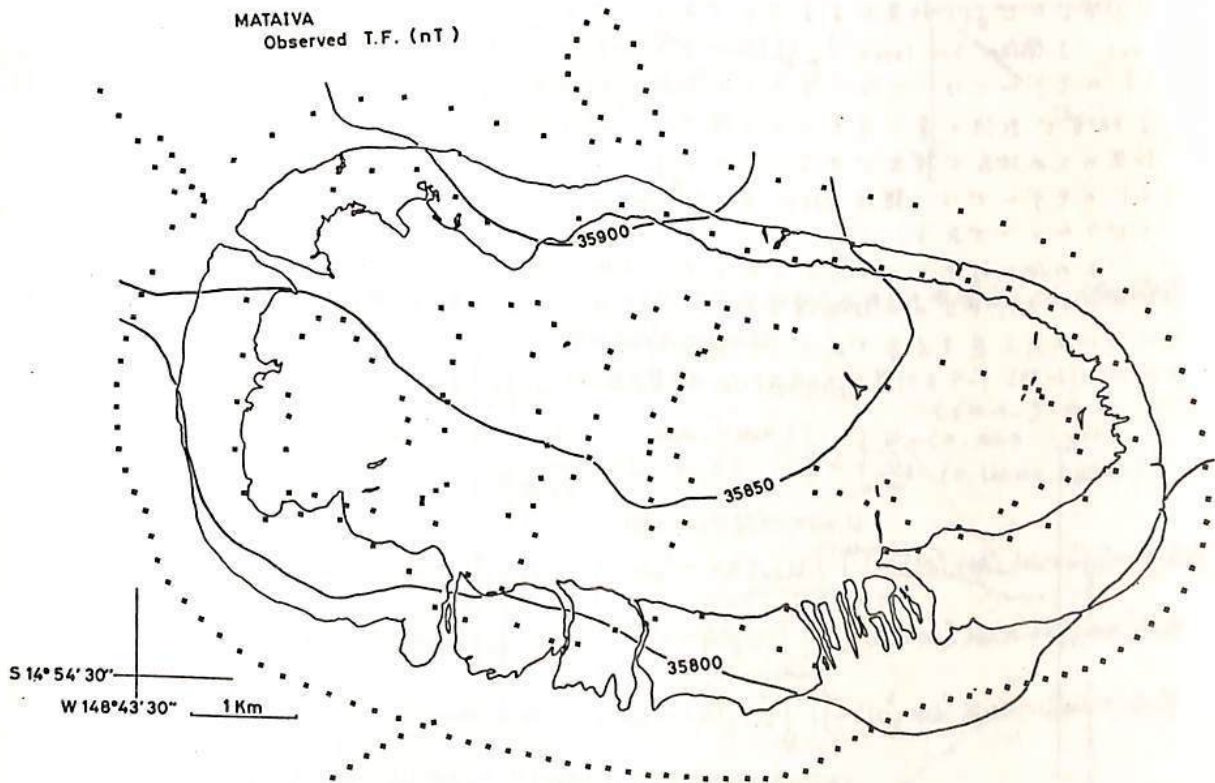
神戸大・理学部

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。



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-神岡の全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。

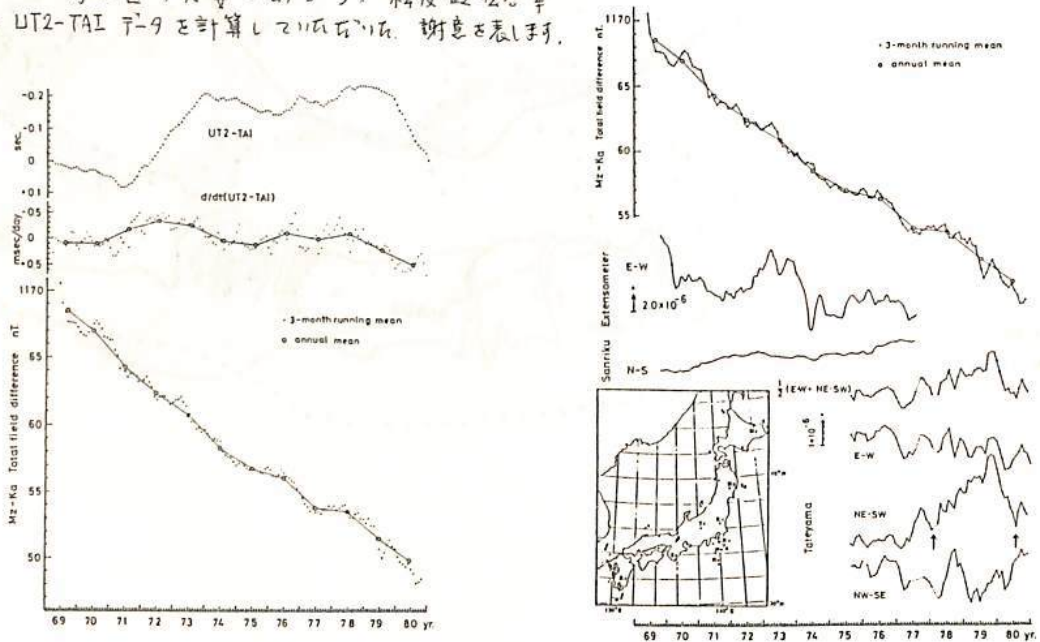
(I) SVGTFD よりも自転速度の時間変化 (以後 rate と称す) の方が若干先行するらしい。年平均値の比較では前半は rate が先行し後半は同位相となった。rate が減速するとその分だけ ohmic dissipation 等によって熱化され電流が弱まり磁場も減少するのではないかと思われるが (SV は経年変動の略) 実際はその逆でもっと違う考え方が必要である。

(II) SVGTFD と太平洋プレートによる広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。これは地球の自転運動から受けた圧縮場が増大 (加速) することになるので、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 (TANAKA 1980, vol. 26 No. 3, J. Geodetic Soc. JAPAN)。 (I) についてはエネルギー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親は rate で起源の違ふ子が二人いるというモデルである。これは磁場が screening 効果のため地表で検出できない (出来ると言う人も若干いる) ので問題である。

(2) のモデルでは、親は rate で、tectonic motion による起源の同じ子が双子でいるというモデルである。

その他にはモデルが考えられるが、位相の違いまでは現在明確でない。この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直す必要がある。緯度観測分率次々に UT2-TAI データを計算して頂くのを、謝意を表します。



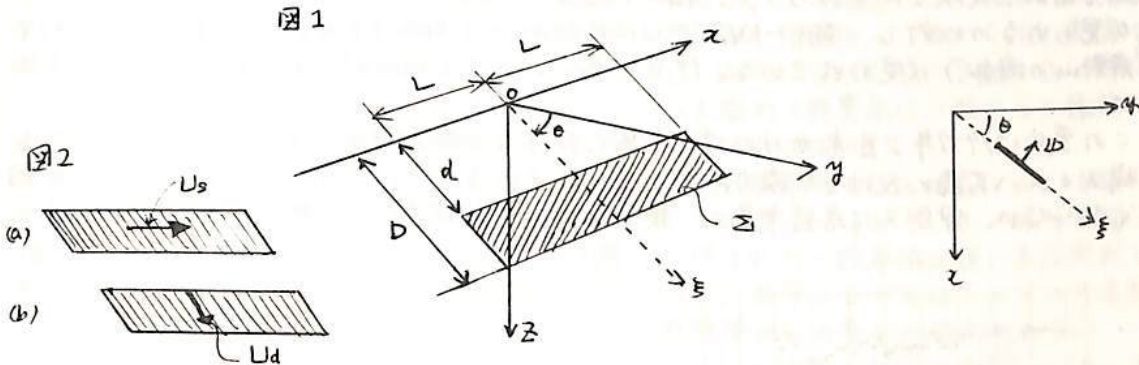
任意の傾きを持つ断層の一樣ずれに伴う地磁気変化

大志万 直人 : 笹井 洋一  
東工大 理 東大 震研

SASAI (1980) により (1) 連立弾性論に基づく 一般的 Tectonomagnetic Modeling が定式化され、基本的な 6 種類の歪核が作る 2 成分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表わすことが可能となり、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 その物理的のイメージも明らかとなった。

SASAI (1980) において 垂直矩形断層 についての結果が与えられているが、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 座標を考える。



さて ずれを 図 2 のように (a) 横ずれ成分 と (b) たてずれ成分 に分け それぞれの場合の 2 成分変化磁場のポテンシャルを求め それを組み合わせればよい。 式 (2) のポテンシャルは

$$W(\mathbf{Q}) = \beta J_i \iint_{\Sigma} \Delta U_i(P) W_{i0}^j(P, Q) U_i(CP) d\Sigma \quad (i=x, y, z)$$

より求められるが (a), (b) それぞれに於いて  $\mathbf{U} = (0, u \sin \theta, -u \cos \theta)$  }  $\mathbf{U} = (0, u \sin \theta, -u \cos \theta)$  }  
 (ただし  $U_s, U_d$  は断層面上で一定とする) を考慮すると、  $\Delta U = (U_s, 0, 0)$  }  $\Delta U = (0, U_d \cos \theta, U_d \sin \theta)$  }

図 2 (a) のポテンシャルは

$$W_s^x = \beta J_x U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^x \sin \theta - W_{31}^x \cos \theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_s^y = \beta J_y U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^y \sin \theta - W_{31}^y \cos \theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_s^z = \beta J_z U_s \int_{-L}^L \int_{-L}^L [W_{12}^z \sin \theta - W_{31}^z \cos \theta] d\xi_1 d\xi_2$$

図 2 (b) のポテンシャルは

$$W_d^x = -\beta J_x U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L [\frac{1}{2}(W_{33}^x - W_{22}^x) \sin 2\theta + W_{23}^x \cos 2\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_d^y = -\beta J_y U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L [\frac{1}{2}(W_{33}^y - W_{22}^y) \sin 2\theta + W_{23}^y \cos 2\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

$$W_d^z = -\beta J_z U_d \int_{-L}^L \int_{-L}^L [\frac{1}{2}(W_{33}^z - W_{22}^z) \sin 2\theta + W_{23}^z \cos 2\theta] d\xi_1 d\xi_2$$

となる。ただし  $W_{ij}^k (i=x, y, z)$  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。

SASAI (1980) Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 55, 387-407



## 伊豆半島東部地域の全磁力観測

— 1980年7月～1981年3月 —

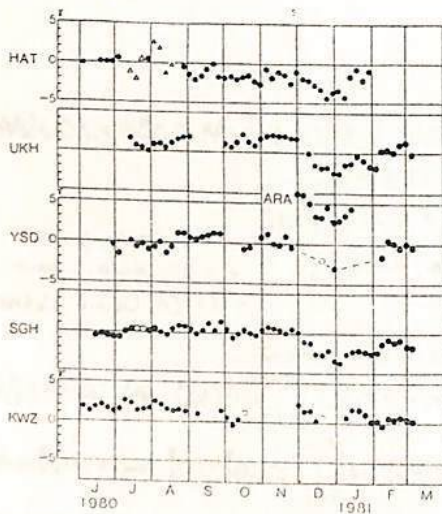
笹井洋一・石川良宣

東大震研

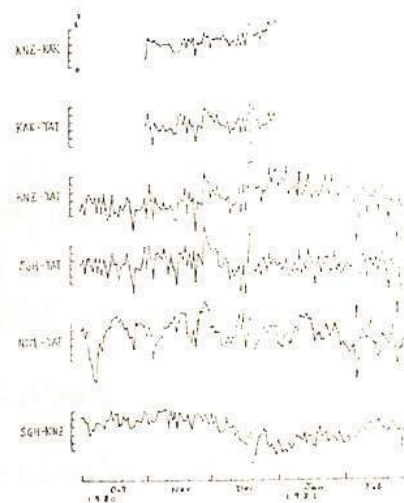
1980年6月29日伊豆半島東方沖地震(M6.7)に関連した全磁力観測については、前日に報告した。この地震に関連して展開された臨時観測網を維持して、現在に至っている。川奈崎沖の群発地震活動は、7月末頃まで散発的にくり返しながら消滅した。10月に入って、伊東附近で集中的な群発活動(ただし全て無感地震)が起り始めたので、伊東市新井(伊東老附近)で臨時観測を行なった。

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 $\Delta F$ 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、もしくはそれより先行した松崎およびハケ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(KWZ)。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)、野増(NOM)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。

線形ピエゾ磁気変化の表現定理

笹井洋一  
東大震研

可逆的ピエゾ磁気効果の構成法則

$$\left. \begin{aligned} \Delta J^0 &= J_0^0 / (1 + \beta\sigma) \cong J_0^0 (1 - \beta\sigma) \\ \Delta J^1 &= J_0^1 / (1 - \frac{1}{2}\beta\sigma) \cong J_0^1 (1 + \frac{1}{2}\beta\sigma) \end{aligned} \right\} (1)$$

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、内部応力源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

$$\nabla^2 W_k(\vec{r}) = -4\pi C_k \nabla^2 u_k(\vec{r}) \quad (2)$$

$$C_k = \frac{1}{2} \beta J_k \mu (3\lambda + 2\mu) / (\lambda + \mu) \quad (3)$$

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

$$W_k = C_k \iiint_V \frac{\nabla^2 u_k}{\rho} dV + \iint_S \frac{\Delta \vec{M}_k \cdot \vec{n}}{\rho} dS \quad (4)$$

$(\Delta \vec{M}_k)_j = 2(\lambda + \mu) / (3\lambda + 2\mu) C_k \{ \delta_{jk} \text{div} \vec{u} - \frac{3}{2}(u_{jk} + u_{kj}) \}$  (5) で与えられる。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  $\vec{n} \cdot (H_2 - H_1) = 4\pi \Delta \vec{M} \cdot \vec{n}$  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

$$W_k = \iiint_V \Delta \vec{M}_k \cdot \nabla \left( \frac{1}{\rho} \right) dV \quad (6)$$

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)式を更にグリーンの公式で変形して、磁性体の外部で

$W_k = \iint_S \left[ \{ C_k \frac{\partial u_k}{\partial n} + \Delta \vec{M}_k \cdot \vec{n} \} \frac{1}{\rho} - \{ C_k u_k \} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right] dS' \quad (7)$  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] 内部応力源やくい違い面を含む場合

応力源やくい違い面は変位場の特異点であり、グリーンの公式の適用条件を満たさない。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つの表面に応力源等からの寄与に分けられる。

$$W_k = W_k^{(0)} + W_k^{(H)} + W_k^{(K)} \quad (8)$$

特に地表面からの寄与  $W_k^{(0)}$  について調べる。地表では表面応力がゼロという条件を考慮すると、

$$W_k^{(0)} = C_k \iint_S \left[ \left\{ -\frac{\partial u_k}{\partial z} \right\} \frac{1}{\rho} + \{ u_k(\vec{r}') \} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right]_{z=0} dx dy' \quad (9)$$

$W_k^{(H)} = C_k \iint_S \left[ \left\{ \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda} \frac{\partial u_k}{\partial z} \right\} \frac{1}{\rho} + \{ u_k(\vec{r}') \} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right]_{z=H} dx dy'$  面ポテンシャルの微分に関する定理を用いると、 $W_k^{(0)}$  からの全磁気力変化として

$$\Delta F^{(0)} = 2\pi C_0 \left\{ \frac{\partial u_f}{\partial z} - \frac{2(\lambda + \mu)}{\lambda} \frac{\partial u_z}{\partial z} \sin I_0 \right\} + (\text{面積分項}) \quad (10)$$

$\frac{\partial}{\partial z} = \cos I_0 \frac{\partial}{\partial x} + \sin I_0 \frac{\partial}{\partial z}$ ,  $u_f = u_c \cos I_0 + u_z \sin I_0$  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)、(10)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 Tectonomagnetic Modelling*, B.E.R.L., 55, 387-447.

伊豆半島東方沖地震前後の火島三原山火口

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3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。

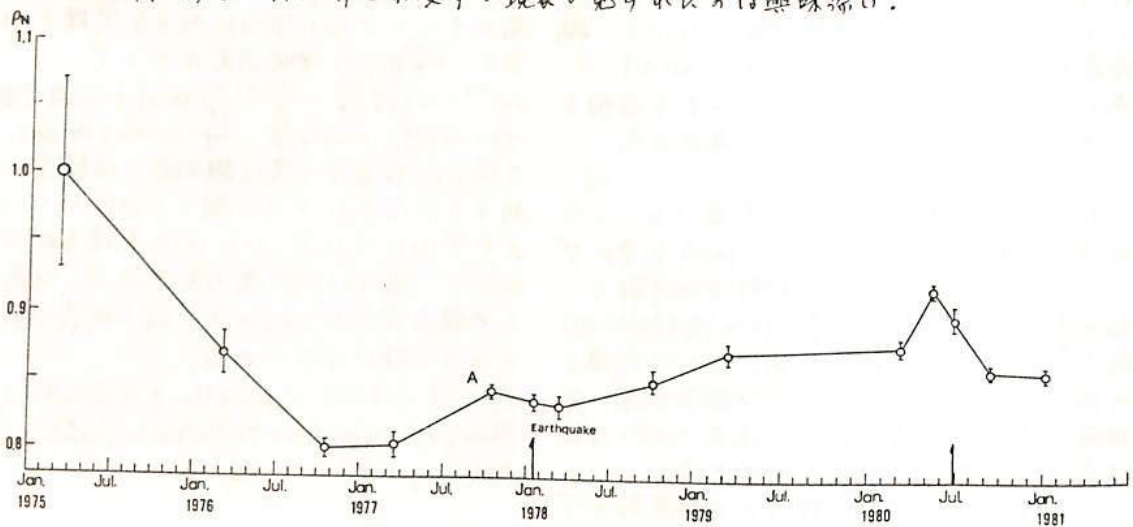
測定は、三原山火口を通る東西線上に電極を配置し、東側の二極間に直流電流を流し、西側の二極間の電位差を測定する、いわゆる同軸型双極子配置である。電流の正負極の間隔、電位の正負極の間隔はそれぞれ200mである。電流電極と電位電極は、火口に対して対称に配置し、両者の間隔を3通りに変えて測定を行っている。もっとも短い間隔が550m、もっとも長いのが1100mである。電流極と電位極の間隔が短いほど、地表附近の影響を受け易く、間隔が長いほど、深部の状態を反映する。

三原山火口は、現在途中で固結した溶岩がふさいでいるため、その下の様子は不明であるが、マグマはかなり深い位置にとどまっていると推定される。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年以来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、単純なモデル計算などから、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考えられる。同様の変化は、1978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みられる。

伊豆近海で発生した大規模地震は、このほかには1974年の伊豆半島沖地震がある。この時は、事前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ヶの地震について、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。

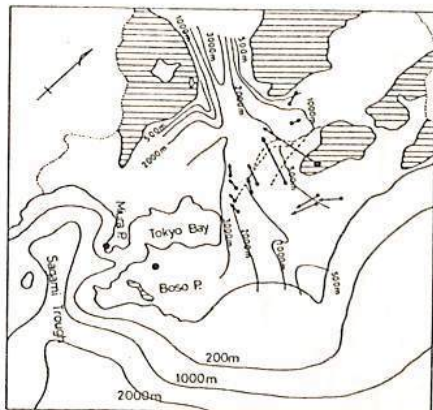


本蔵義孝  
(東工大理)

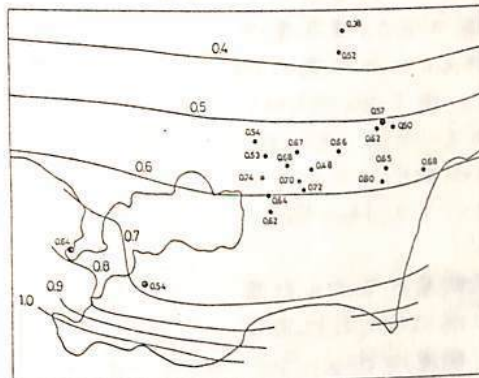
久保木・大島(1966)により明らかにされた関東平野における地磁気短周期変化異常は、関東異常としてよく知られている。一方、柳原(1971)は、関東平野におけるパーキンソンメートルの局地的異常は堆積層を流れる誘導電流によって説明されることを示した。そして、関東地方全体にみられる異常は Central Japan Anomaly を反映しているものと考えられた。最近では、中央日本地磁気変化異常は主として海の影響であることが判明しており、柿岡を中心とする関東地方の異常が海の影響で説明できるかどうかを調べる必要がある。本稿では、半島効果のモデル計算の手法を用いて、関東地方の地磁気変化に対する海の影響を見積もることとする。

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2次元問題になってしまう。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2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っているほど強くはない。

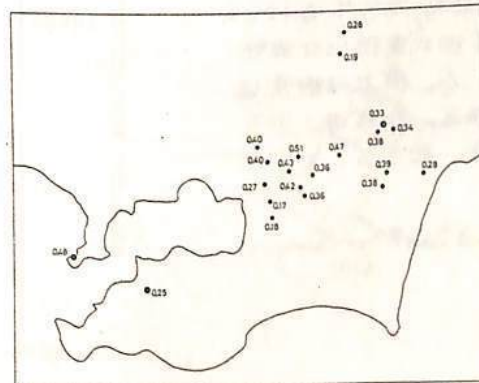
磁場が北東方向に変化する場合は、いわゆる H-polarization case となり、誘導電流分布が成立しない。この場合のΔ区(実測値)分布を第3図に示した。これを第1図と合わせると考えると、定性的には、海から堆積層に流れる伝導電流で解釈されようである。この考えは、第1図に矢印で示した地電流の方向と調和する。



第1図



第2図



第3図

## 有限要素法による活断層の比抵抗構造の決定

半田 駿<sup>\*</sup>, 住友則彦<sup>\*</sup>, 茂木 透<sup>\*\*</sup>

\*京大 教養 \*\*建設企画コンサルタント

ELF帯の自然電磁波(シュマン共振)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おこなってきた。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次元構造の解析をおこなった。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。また媒質は媒方 ( $\sigma_{lm} = \sigma$  for  $l=m$ ,  $\sigma_{lm} = 0$  for  $l \neq m$ ) とする。

基本方程式は

$$\frac{1}{k_3} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{1}{k_2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + j\omega\mu H_x = 0$$

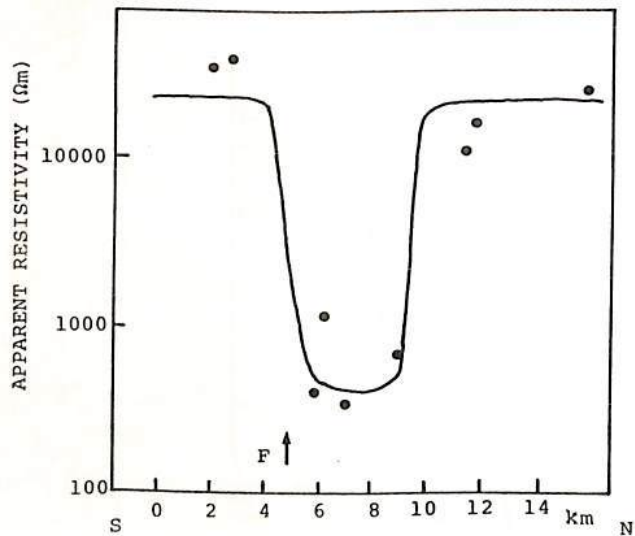
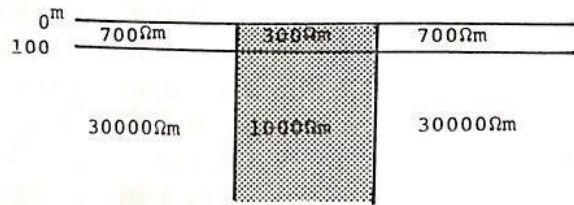
$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + j\omega\mu k_1 E_x = 0$$

$$k_l = \sigma_l - j\omega\varepsilon$$

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(スキンデプス $\sim 8Hz$ , 地下の比抵抗 $1k\Omega m$ を約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°傾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(8Hz)で, 黒丸は観測値(8Hz)である。両者はこのモデルでほぼ一致することがわかる。

\*Reddy and RamRin 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

桑 富 一 雄

(秋田大. 釜山)

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。この千屋断層は、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ちの逆断層であるのが特徴である。実験参加機関は、北大理、秋田大鉦、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。

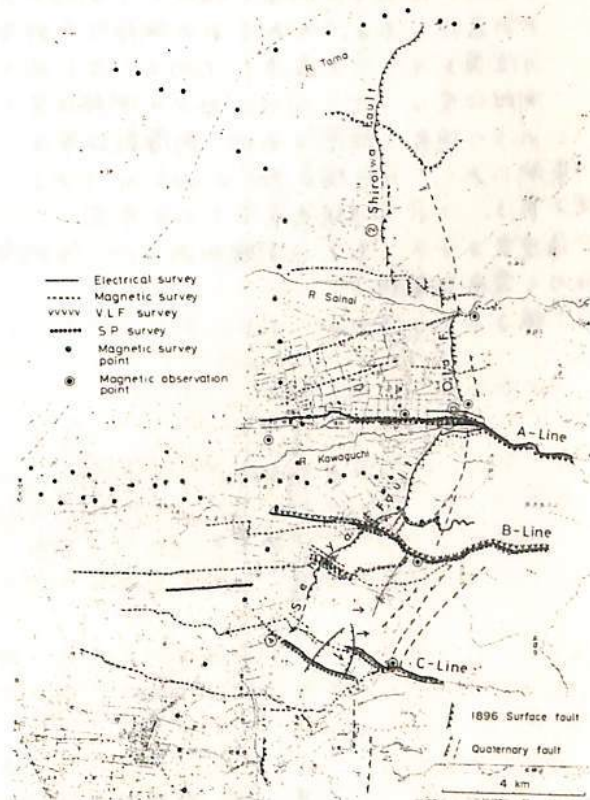
- 1). シュランベルジャ法による比抵抗垂直探査、および傾度法による比抵抗水平探査。
- 2). E L F - M T 法による探査、3) V L F - M T 法による測定、4). S P 法、5) 磁気測量
- 6). 地磁気観測(短周期変化観測)。

下の図に、これら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、調査域は千屋断層を境に、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深さまで150Ωm~500Ωmの变化に富む高比抵抗、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。所が、C-Line山地部は地表~約300m深さでは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、北部域程表化に富み、A-Line平野部では、150m深さでは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、これまでに測定した、山崎、丹那河川の地層よりも低い比抵抗であり、東日本グリーンタフ地帯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も、傾度法により確認された。



活断層電磁気研究グループ

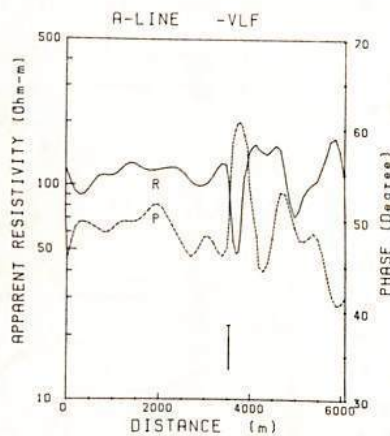
行 式 毅  
(東大. 震研)

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。

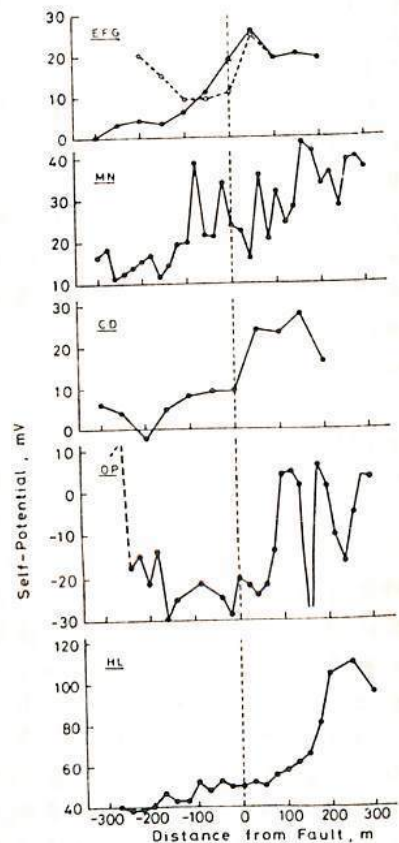
- 1) 磁気異常……地質調査(松田1980)による地震断層線を境にして、その東部域に100nT程度の正の異常(場所によっては正負の異常)が現れる。その異常域の幅は200m内外であり、この現象は断層露頭が不明な地域でも見出され、断層追跡が可能となる。
- 2) VLF-MT法においては、断層線の東側に、周辺比抵抗より約1/10の低比抵抗帯もつゾーンが存在する。その低比抵抗帯の幅は約300~400mである。なお、この低比抵抗帯の部分では、電場と磁場との位相差が増大するのが特徴である。VLFによる見掛け比抵抗は、こゝで表層部の比抵抗異常や、地形の影響などを受けやすいが、これらによるものは、低比抵抗、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……断層破砕帯の部分で著しい変動幅を示す。さらに、平均値としては、断層線の東側にあり、20mV以上増大する。才2回も、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。それぞれ測線は、断層線(点線)の位置とそろえて表示してある。(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、今後追究すべき、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。



才1回 川口川沿りのVLFによる見掛け比抵抗及び位相差



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 L F - M T 観測結果 (インペーダンスの異方性と比抵抗構造)

歌田久司・吉野登志男

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 L F - M T 観測の結果を報告する。E L F - M T 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った。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1.5 km 離れている。M T 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成分ずつ (東西および南北成分) 測定した。データは全てカセットテープに集録し、地震研究所の A D 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、インペーダンステンソル解析を行なったが、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を、サンプリング・インターバル 5 msec,  $N = 4000$  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・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いた後、各データ・サブセットについて、インペーダンステンソル, *coherency*, 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、増幅帯の特性が平坦な部分にある、8, 14, 20 Hz を対象とした。全17測点のうち、南北成分の電場が極めて *Noisy* で、7点と除く15点をテンソルとしての解析を行なうことができた。又、その中で3点では *Skew*  $\geq 0.2$  という値が得られた。

### ii) インペーダンス テンソルの異方性と千屋断層周縁の比抵抗構造

15測点で得られたインペーダンス テンソルは、ほとんどの異方性を示したので、それ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:  $|2x_1|^2 + |2y_1|^2 = \min$  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、 $N13^\circ E$ 、このうち *Skew*  $\leq 0.2$  が得られた測点のみについて平均した場合  $N15^\circ E$  とする。又、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  $N27^\circ E$ 、*Region C* では  $N5^\circ E$ 、*Region E* については  $N13^\circ E$  である。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、地質断層は、比抵抗構造から見ても、*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、地震断層では、さほど明確ではないが、それをほさんだ測点の間で異方性が逆転するなど、比抵抗構造上の境界がある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づけられた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 *conducting* 堆積物と切れているため、大半の比抵抗のコントラストがつかえることが妨げられる。ついでに、千屋断層が低角逆断層であるため、E L F 程度の到達深度をその現象では、地表に現れた断層線以外でも、破砕帯の影響が現れた結果と見ることが出来る。



水沢における地磁気・地電流観測結果

瀬戸正弘，安藤真一，北村保夫  
 (東北工大) (国土地理院) (東北工大)

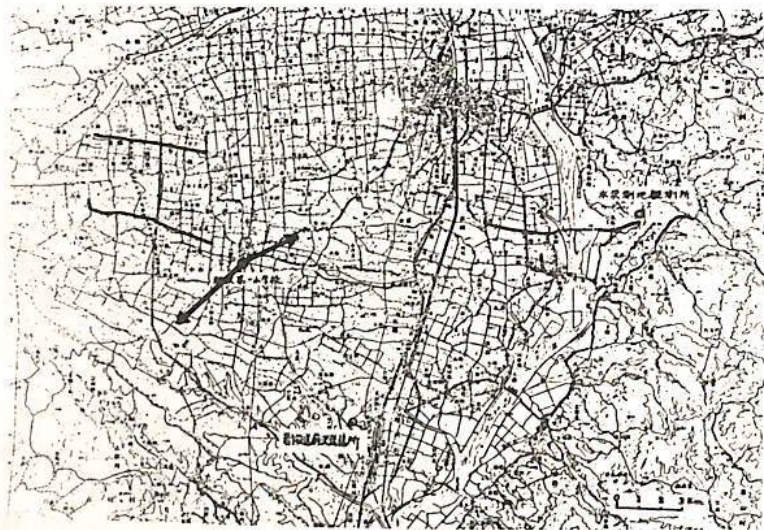
水沢周辺におけるCA観測については，既に幾多の報告がされているが，堆積層の問題を調査する目的と，盛岡-白河ラインの東と西で相違があるか等を調べるため，1980年12月に各種観測を行った。

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拵杭を調べるため，震研より借用したVLF測定器および放送波を用いて観測した。プロトン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，図の矢印で示した様に，1~5分の周期ではパーキンソン・ベクトルは西向きとなり，10分以上では東向きにはなる事，測地観測所に比べD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 を用いてその偏波面を求め、その時の最大値、最小値の比から計算で比抵抗を測定する事ができる方法である。

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よる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も今回また報告する。

なお同じ測線上でプロトン磁気計でも同時に測定を行なった。

電波法

平均電界の振幅 基本方程式

$$(\partial^2/\partial x^2 + k^2)E = 0$$

$$k^2 = \frac{\omega^2 \mu \epsilon - 14.4 \pi \mu \sigma \omega}{c^2}$$

斜線と平行ベクトル  
ω: 角速度 E: 電場強度 μ: 透磁率  
σ: 電気伝導率 C: 光速  
この電方程式の一般解は

$$E_x = 0, E_y = \frac{A}{\sqrt{E}} e^{-\gamma x} \sin(\omega t - \beta x + \alpha)$$

$$E_x = \frac{B}{\sqrt{E}} e^{-\gamma x} \sin(\omega t - \beta x + \beta)$$

A, B, α および β は常数

$$\rho^2 = \frac{\omega^2 \mu \epsilon}{2c^2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{14.4 \pi \sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} \right\}$$

$$\gamma^2 = \frac{\omega^2 \mu \epsilon}{2c^2} \left\{ -1 + \sqrt{1 + \left(\frac{14.4 \pi \sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} \right\}$$

$$\rho = E_x / E_y = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{14.4 \pi \sigma}{\omega \epsilon}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2f}{f_c}\right)^2}} e^{-i\phi} = |\rho| e^{-i\phi}$$

$$\tan 2\phi = \frac{2f}{f_c}$$

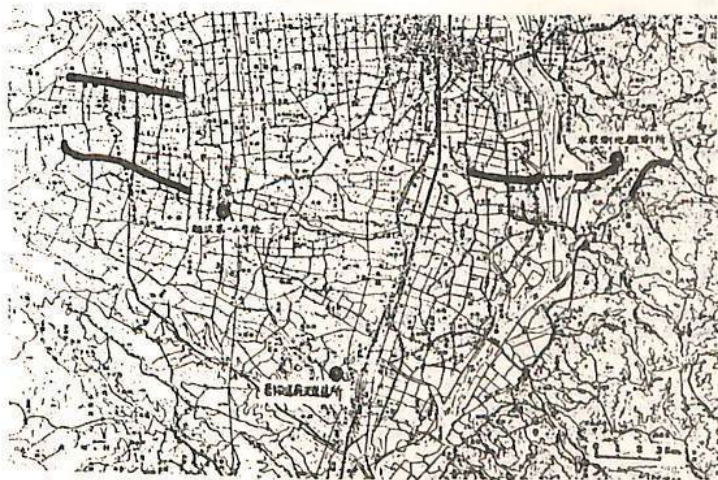
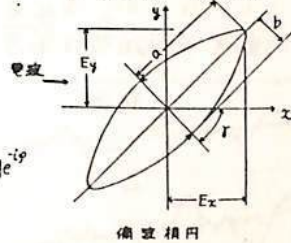
φ は E<sub>x</sub> と E<sub>y</sub> の位相差である

$$\phi \approx 45^\circ, |\rho| = \left| \frac{E_x}{E_y} \right| \approx \sqrt{\frac{f}{2f_c}}$$

$$E_x^2 = |\rho|^2 E_y^2 = 2|\rho|^2 E_x E_y \cos \phi = |\rho|^2 \sin^2 \phi$$

主軸方向を求めると  
 $\tan 2\gamma = \frac{2|\rho| \cos \phi}{1 - |\rho|^2}$

傾角が最小傾角のとき(傾角をθとすると)  
 $10^\circ \leq \theta < 1.65005$   
 $\gamma = |\rho| \cos \phi, \frac{1}{\rho} = |\rho| \sin \phi, \theta \text{ の傾角は } 45^\circ$   
 $\phi = \frac{f}{4} \left(\frac{\rho}{b}\right)^2$  (野電単位)



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)によつて関東地震(M=7.9, 1923)等と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は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。これは同様に柳原等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ないかも知れない。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。今後検討して行く必要がある。

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なのか、外部要因によるものなのか、変化量も小さくはっきりしない点もある。ともかく、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。

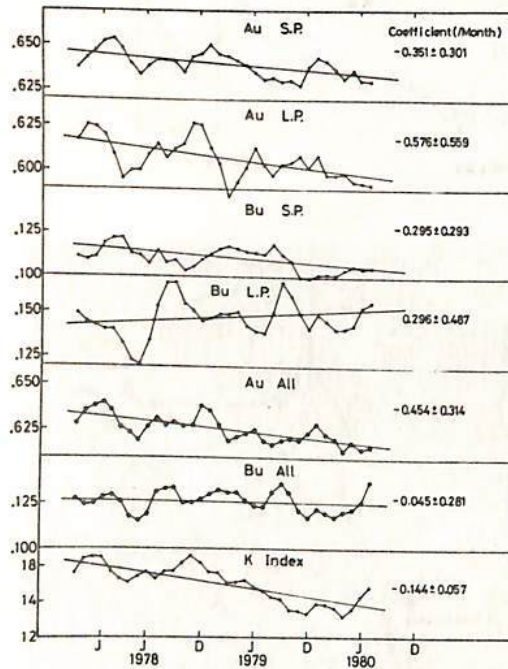


図1. 変換関数の経年変化(柿岡)

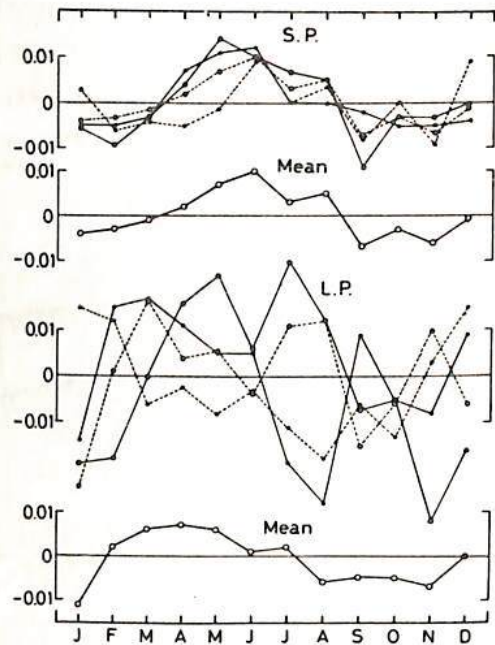


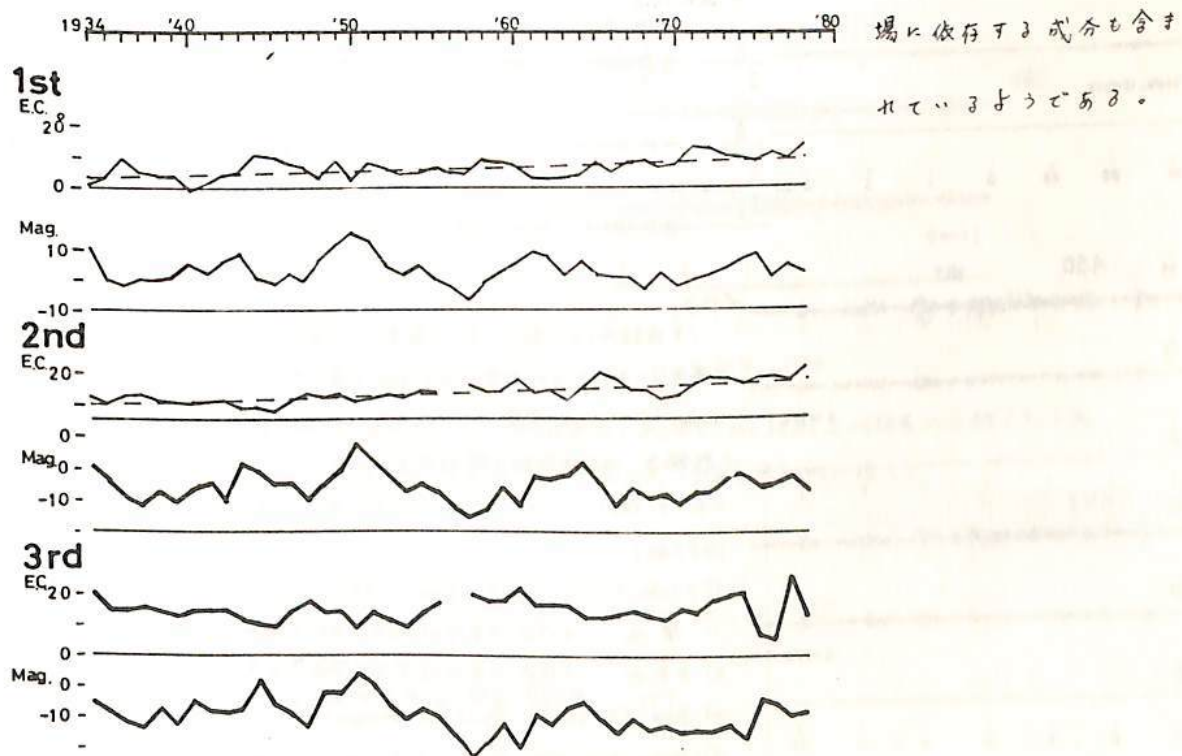
図2. 変換関数の年周変化(柿岡)

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、年平均静穏日日変化の主方向の経年的変化を調べた。地電流変化は、観測点に特有の方向に卓越し、いわゆる主方向が定義される。前回は、この経年的変化を調べると、trendに重畳して、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、地磁気静穏日日変化の経年的変動と比較した。ただし主方向に対応する量は、地磁気では定義されるので、調和解析を行った項について、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は見られるのに反し、地電流は、1日項、半日項にtrendがある。又これに重畳した不規則変動には、誘導源磁



下泉 政志, 坂 翁介, 糸長 雅弘, 北村 泰一  
(九大理)



図1

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) により報告されているが, 特に, 興味深い事は, 主に観測される Pc 3-4 帯(周期 10~150 秒)の垂直成分(Z)が水平成分[南北(H), 東西(D)]に比べ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100 km程度迄, 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, 海岸近くの観測点 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60 km (skin depth  $\approx 30$  km at  $\sigma = 10^4 \text{ S/m}$ ,  $T = 100 \text{ sec}$ ) の幅のりと推定される。

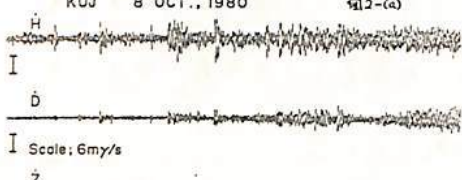


図2-(a)

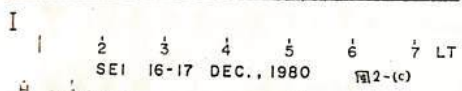


図2-(c)



図2-(d)

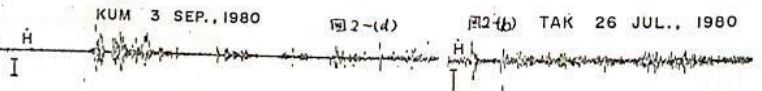


図2(b)



図3

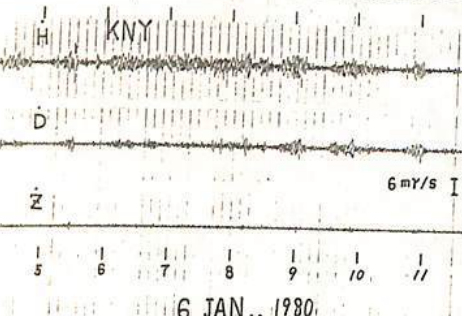
《B》

この検証として, ASOに於ける脈動の水平成分は enhance していない—高電気伝導度層の水平スケールが脈動の skin depth 程度の時には 水平成分が enhance する [Hughes<sup>5)</sup>]—ことを 鹿屋(KNY)とASOの同時観測データ(図3)の検証した。

《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, 従って, normal station と見做し得ると考えられる。

[参考文献]

- 1) O. Saka, T.J. Iijima and T. Kitamura (1980) J. Atm. Terr. Phys., 22, 517
- 2) 坂 他 才67回 日本地球電磁気学会予稿集, P149
- 3) 糸長 他 才68回 日本地球電磁気学会予稿集, P55
- 4) Price, A.T. (1969) Physics of Geomagnetic Phenomena Ch. II-3
- 5) Hughes, W.J. (1974) Geophys. J. R. astr. Soc., 22, 95



6 JAN., 1980

An Induction Study at Micropulsation Periods  
at Memanbetsu

下泉 政志, 坂 絹介, 北村 泰一  
( 九 大 理 )

[[A-1]]  $P_c$  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) の同時観測データを比較すると(図2), 水平成分—特に, 東西(D成分)—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) を示唆し, かつ, 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, 浅い海の効果は, 周期が 1分前後に顕著であり (Hyndman & Cochrane<sup>2)</sup>, Green<sup>3)</sup>), MMB の海岸線近傍 (~10 km inland) に位置することから, 地磁気脈動, 特に  $P_c$  4帯に関しては海岸線効果をも受けていると考えられ,  $P_c$  4帯の偏波特性については, この効果による部分の説明出来る (下泉<sup>4)</sup>)

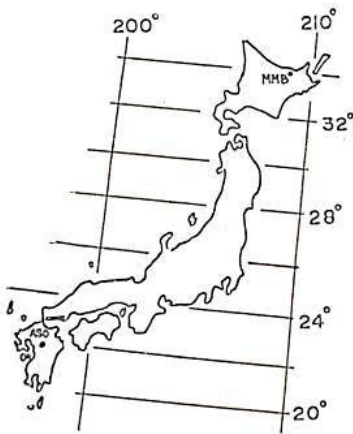
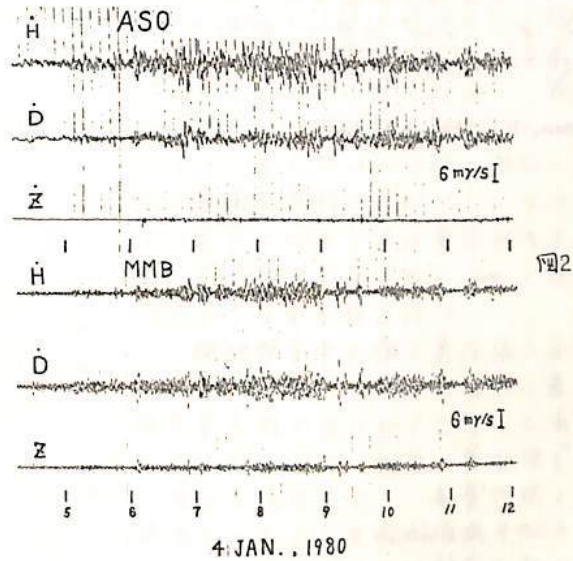


図1



[[B]] 海岸線の方向と high  $\sigma$  層の傾斜方向のなす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簡単化を行ない, さらに, それらを単純な model で置き換えて, 2効果を定性的に調べる。

[参考文献]

- 1) Nishida, A. (1981) J. Geomag. Geoelec. in press
- 2) Hyndman R.D. and Cochrane N.A. (1971) Geophys. J. R. astr. Soc., 25, 425
- 3) Green C.A. (1975) Geophys. J. R. astr. Soc., 40, 225
- 4) 下泉 他 才88日 日本地球電磁気学会予稿集, p37

堂面倉雄, 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は、これまでにも述べたが(たとえば、Domen 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・長門系原安山岩を用い、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 x 25mmのものさし、いくつかの輪切りにして、試薬との接触面を広くし、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NRM方位のベクトルを合成したものは、分割前の親試料のNRM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、長時間連続の2通りとしたが、これらの間には、本質的な差は見られぬ。

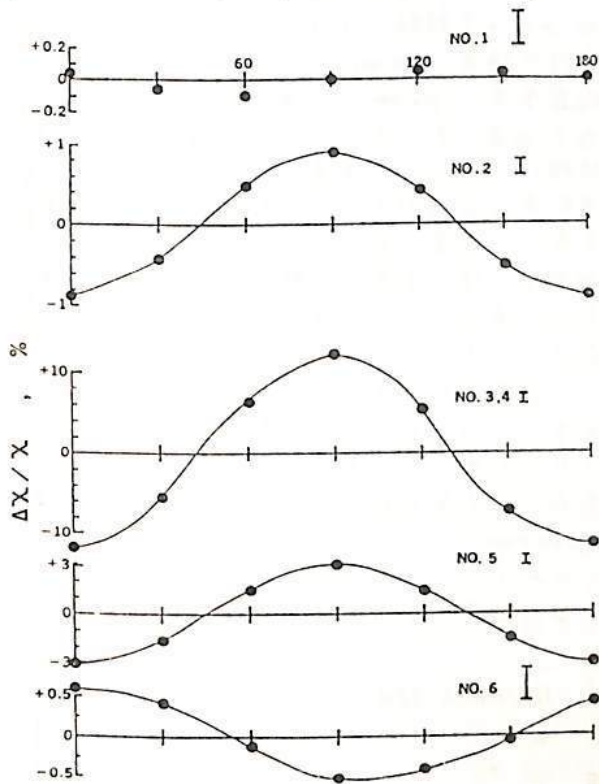
強度変化は、 $1 \times 10^4$ 分後に、約40%を減じたが、磁化方位の変化は無視できるほどのため、使用試料の保持するNRMは、かなり安定であるといえる。

Domen, 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、また確実に解っているわけではない。残留磁化の保持に重要な役割を果た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,  $10e$  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 ( $\bar{d} \sim 2.2 \mu m$ ) 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2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。

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2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。



毎嶋 貞雄  
(京大・理)

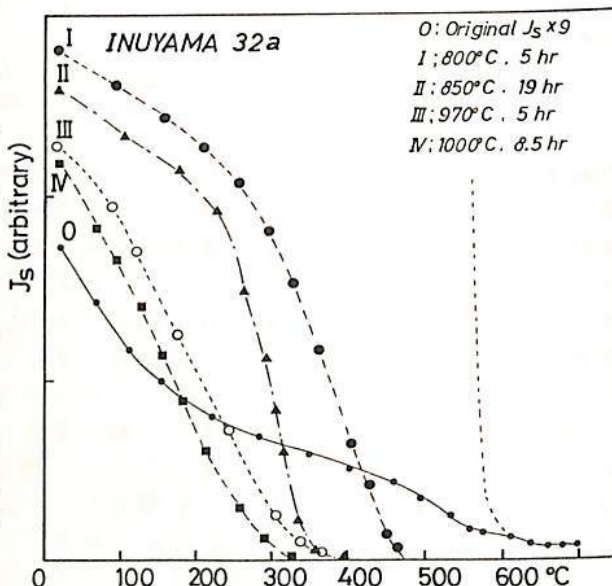
最近、私共は中・古生代に属する丹波帯・美濃帯および北部四万十帯の赤色チャートで、極めて安定な残留磁気を保有し、方位が水平に近い値を示す事例を報告してきた。チャート層は当時の赤道帯で生成された可能性を示唆するものと考えられた。これに反し、Shimizu & Masuda (1977)は、チャートのR.E.パターン、特にCe anomalyから本邦産のこれらのチャートは典型的な遠洋深海差チャートと異なり緑海性可能性が強いと論じている。

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熱磁気分析の結果 titanomagnetite(?) も含まれていることとわかれ、また、深海産地殻、特に玄武岩層中の titanomagnetite が地殻時代に海底で著しく低温酸化を受けていることはかなり実証されている。そこでチャートの磁性鉱物と何時どのような条件下で生成されたかを岩石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熱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。この雰囲気ではチャート岩粉を石英管に封入し、700~1100 $^{\circ}$ C, 1~30時間、順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 basalt を同様の条件で処理した。

**結果:** 現在、チャート、pillow basalt で20例余りの予察的結果が得られたに過ぎない。しかも、半定量的実験の域ではいろいろの問題点も多く、得られた結果の解釈にかなり主観的要素が入り得る。比較的実験結果が、Curie測定から判断して予想通りの系統性を現わしていると思われる1例を以下に示した。つまり、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 basalt の噴出と関係している titanomagnetites に由来しているのかという着想を確かめることにある、そこからである。このため ridge basalt の生成温度と酸素分圧に準じた加熱条件での再現性をテストしただけである。酸素分圧の推定誤差はかなり大きい  $-\log_{10}(fO_2)$  で、70~73 とみられる。全般的に最終生成物のCurie点は、1050 $^{\circ}$ C加熱の条件で、pillow basalt が770~860 $^{\circ}$ Cであるのに対して、赤色チャートでは275~310 $^{\circ}$ Cで、実験誤差を考えると、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 basalt と成因的に極めて近縁関係にあると結論してよい。

本産 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、逆にチャートから本産 titanomagnetites が近似的に還元される過程を、典型的な場合も含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オッサマグナ地域は日本列島の中央部に位置し、日本列島の歴史を差える場合に重要な地域である。フオッサマグナ西部は笹山構造線にて、四万十帯と瀬戸川帯に分かれ、フオッサマグナ北東部は四万十帯と丹次山地に愛川、藤の木線と境いられる。このように本調査地域は周囲を四万十帯(甲世代)で囲まれ、オミ紀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、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、丹次山地地域、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釈を読みかた。

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、またその $TRM$ があるかどうかということと、その岩石生成時の $TRM$ を安定に現在まで保つていよの吟味が重要であり、採集された試料については次のような処理をおこなう。

- 1) 600Gまでの段階消磁を露頭にひとつ少なくとも2個の試料についておこなう、 $MD$   $F$ 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、ブローグ、X線解析から含まれる強磁性鉱物の組成の決定と鏡下から強磁性鉱物の種類の確認。
- 3) 帯磁率、 $Q$ - $IC$ を求め、岩石薄片の観察結果も加え、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  $TRM$  が消失したものをについては、変成作用の時期が推定可能な試料については、 $NRM$  方向を求めた。

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た。

## 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発見された。
  - 2) 本研究に使用した試料のチタノマグネタイトの $X$ 値は、0.40~0.80であり、従来の報告 (e.g. Johnson 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ったが、反射顕微鏡下では、イルメナイトラメラの見あたらぬ事柄が明らかになった。
  - 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、堀削深度、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考えられる。
- またこの研究により、いくつか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、キュリー温度が下がる。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考えられる試料は、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と判断できる。
- 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、それがマグマの組成、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。

チタリ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

井上 喜嗣  
(信州大・理)

チタリマグヘマイト (Ti-Mgh) を含む安山岩類のうち、初生酸化を有臭に被っていない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リマグヘマイトはチタリマグネタイト (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  $\sim 0.5 \text{ Pa}$ ) の加熱によりチタリマグヘマイト相のみならず、それに接するチタリ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が、 $J_s-T$  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。

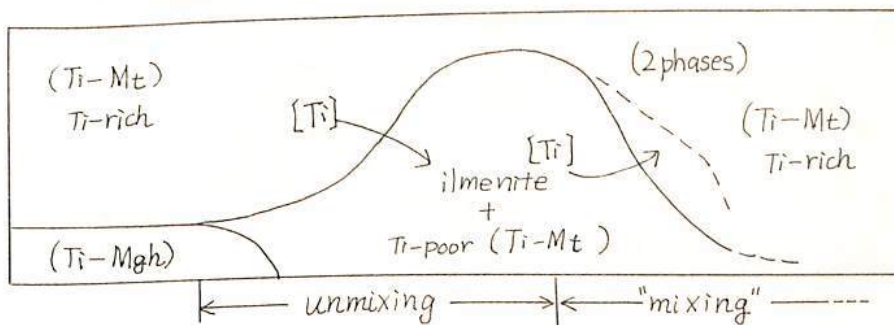
比較的低温で ( $250 \sim 500^\circ\text{C}$ ) 進行する unmixing の特徴は以下の通り。

- (1)、チタリマグヘマイトの unmixing に始まり ( $200 \sim 300^\circ\text{C}$  のことが多い)、しだいにチタリ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、比較的均一なチタリ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リ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いる金属粒子に依存するところが大きい。隕石の小破片中でも組成を異にする金属粒子が複数存在すると考へられるので  $J_s-T$  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生ずる。

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されている 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倣せてこれらの alloy 粒子を配合して  $J_s-T$  の測定や残留磁化及び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, 地下深部の磁气的状態を知る事ができるようになってきた。このような地球深部の磁气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气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ナ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奄岐のアルカリカンラン石玄武岩岩中の捕獲岩である(下表参照)。

測定は広板式熱磁気天秤による熱磁気特性 ( $10^{-3} \sim 10^{-4}$  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) にはキューリー臭 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熔岩の熱のため一部再溶融し, 磁性鉱物も変化しており, キューリー臭は 500°C と変らないが, AFdemag によって残留磁気強度を余り減じない。

下部地殻物質 (はんれい岩) のキューリー臭は 400~570°C で磁鉄鉱を主体としてスピネルを含むものが多く, これらの残留磁気強度は AFdemag によって余り減じない。一ノ目湯産の Px-Hb はんれい岩は 350°C のキューリー臭をもち, 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) のキューリー臭は 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 桁小さな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	奄岐
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 (キューリー臭)

\* 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古くは(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 などの測定結果をえたので、その概略を示す。

萩市近傍の5地区、10地点より、10数cm立方の玄武岩欠塊試料を採取、それぞれより数個の円柱状試料( $\phi 2.5\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$ )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、 $\alpha_{95\%}$ 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、AF400 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、一応NRMに関するデータを用いておく。

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. & Paleogeophys., 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 測定結果を示す。

試料は, 平郡島及び室津半島の, それぞれの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 (第三期) 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 個の握りこぶしの試料を採取し, 無定位磁力計を用いて, これらの NRM を測定した。

NRM 方位は, 試料採取地点ごとに, ほぼよいましまりを示すものが多いが, 全試料については, N-S 方向の大同小異に分布し, Normal-, Reversed NRM は, 半数ずつである。

地点ごとの, VGP に基づく 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宇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な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静岡地球科学研報6)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お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宇佐美火山噴出物の溶岩のうち広域に追跡できる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浅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たらし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層面を有し、左横ずれ型でかつ東落ちの縦ずれ成分を有する斜めすべり断層(縦ずれ:横ずれ=tan20°, 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対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を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栗葉山-奥野断層と一致する。

更新世	大室山火山岩類(1)	Branches
更新世	宇佐美火山噴出物(7)	
更新世	宇佐美火山噴出物(4)	Matuyama
更新世	下尾野川火山岩類(9)	
更新世	横山シルト岩(5)	Jomon
更新世	大野溶岩	
更新世	梅木層(9)	Matuyama
更新世	向流凝灰岩(24)	
更新世	下白岩層(3)	Matuyama
更新世	加殿層	

(○)内は採取地点数  
□は試料未採取層準

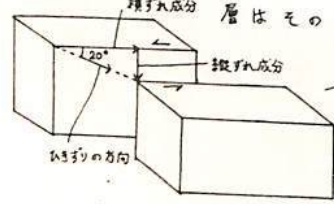


図2 傾斜補正前  
構円は45信頼円  
2はUS-II, 4はUS-IV

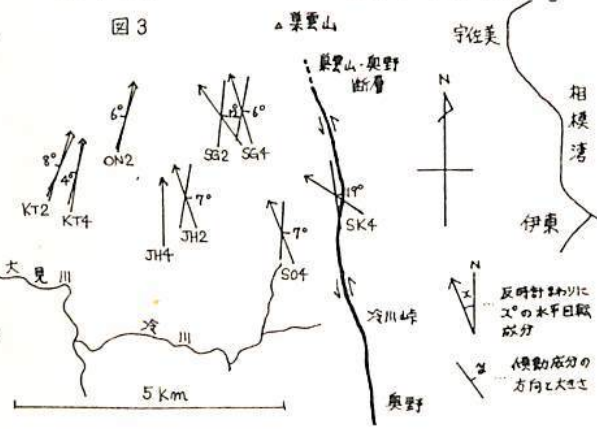


図3

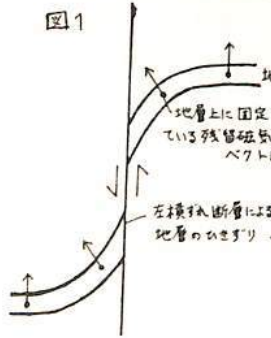


図1

瀬戸内火山岩類の古地磁気

(I) 小豆島地域を中心として

島居 雅之, 山崎 俊嗣, 石坂 恭一, 笹場 夏雄

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保鋳子に至るまで、ほぼ日本列島ののびの方向に平行に存在している。これらの活動時期は中期中新世の特定の時期に限られることが明らかになり、当時のプレート運動の様式と密接な関係があり、そこが予想される。

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、これによって他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、時期をより明瞭にできると考えられる。

小豆島地域について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年代は築、横山(1978)による。2. S.F.T.年代は筆者の一人山崎による。最近求められたものである。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、若干の休止期の後12 Ma前後に安山岩(TXATIDの活動と特徴とする)の噴出があり、最後に玄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に Normal → Reversed と変化し、最後の玄武岩の活動期に再び 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、が可能になりつつありと推定され、活動時期の lateral な変化を議論できると思われる。

Geologic Unit (Tatsumi, 1980)	NRM	Radiometric Age (Ma)	
Kankakei volcanics	Shirahama basalt	Nt	13.6 ± 1.4 K/Ar ***
	Mito andesite	Nt	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	Rt	
	Dan-Yama andesite	Rt	
	Kiyotaki andesite	Rt	
	Shin-Kaerugo-Ike pyroclastics		
	Choshikei andesite	It	11.6 ± 0.6 K/Ar *
Kamikake-Yama pyroclastics			
Oto-Zan andesite	Nt		
Sakate volcanics	Oyayubi-dake dacite	Rt	
	Miya-Yama dacite		
	Furue rhyolite	Rt	14.3 ± 1.5 F.T.**
	Kojima dacite	Rt+	13.8 ± 1.0 F.T.**
	Sakate-Seto tuff breccia		
	Inotani tuff	Nt+	

+ 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 学 部, \*\* 同志社大 工 学 部

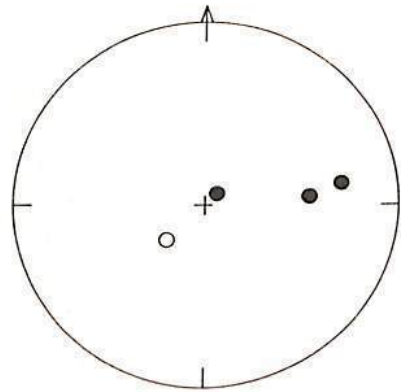
滋賀県の琵琶湖東岸から鈴鹿山脈にかけて分布する酸性の火山岩類、及び侵入岩類は、湖東流紋岩類と呼ばれ、その活動時期は白亜紀と考えられている。今回これらの一部について系統的にNRM測定の結果を得たので、その結果を報告する。

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、主としてニットヒシトは、下位より佐目溶結凝灰岩、萱原(カバウ)溶結凝灰岩、秦荘(119300)石英斑岩、ハ尾山火砕岩、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比は現時点では不明である。Seki(1978)によれば、2 Rb/Sr法による2つの isochron age が求められており、それぞれ  $75.8 \pm 2.4 \text{ Ma}$ 、 $121 \pm 35 \text{ Ma}$  である。これらの年代が西川他(1979)の年代と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に共通な年代を示していると考えられることは可能である。

NRM測定はほぼ全府準からの試料について行われ、今回は特に下位の層の溶結凝灰岩である萱原溶結凝灰岩について詳しく検討を行う。萱原溶結凝灰岩は厚さ約450mであり、多くの場所で立派な柱状節理の発達が見られる。6 siteより試料を得たが、NRMの強度  $10^{-5} \text{ emu/gr}$  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の結果が古地磁気学に信用されるに値する結果と思われる。それによると、現在の下位より上位に向って Normal  $\rightarrow$  Reversed  $\rightarrow$  Normal という polarity change が見られる。又、NRMの方向は著しく東偏している。西南日本白亜紀の pole position を考える時、興味深い。



湖東流紋岩の分布図



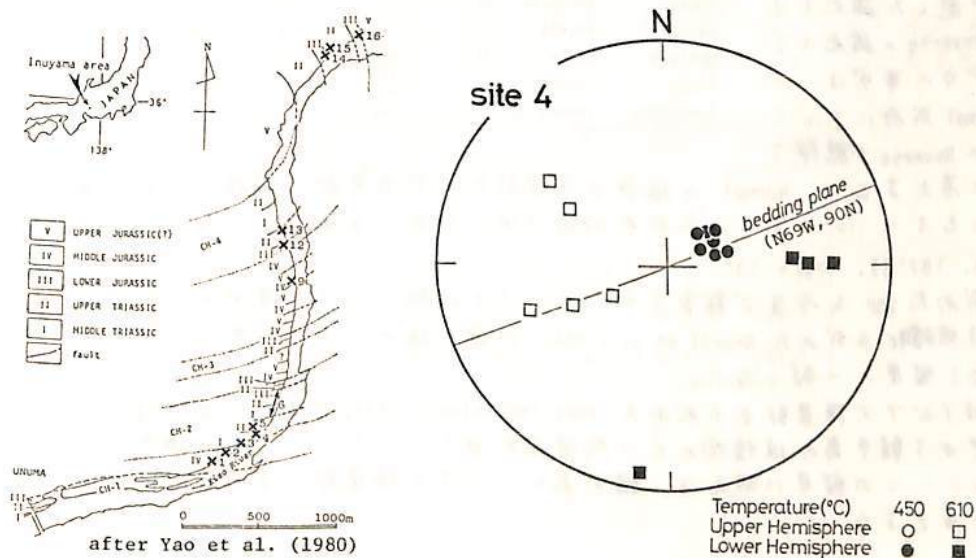
萱原溶結凝灰岩のNRMの Site Mean Direction (after AFD)

波谷秀敏 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、演者らは、犬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.Tr. ~ L.Tr.) 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.Tr. の硅質泥岩も得られ、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.Tr. のチャートと M.Tr. の硅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, 6 の赤色チャートと site 2 の赤色硅質泥岩について終っている。消磁炉中の残留磁場に留意し (< 10 $\gamma$ ), 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  $\pm 10^\circ\text{C}$  以下の制御を行なった。この内 site 3, 4 の赤色チャートは  $10^{-6}$  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  $5 \times 10^{-2}$  emu/g) 以下まで減少して antipodal な二つの方向に別かれた。この高温成分は試料数が十分でないものの、同一層準では同一の 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 の硅質泥岩を 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硅質泥岩で殆ど同じ磁化方位を持つ事は、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に思われる。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。



筈嶋 貞雄・乙藤 洋一郎 ・ 貞 振裕・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上で重要である。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っていることを示している。一方比較できる韓半島の白亜紀のデータは Gurarii et al. (1966), Kienzle & 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 は互ったく一致しない。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るので、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ケ所で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、火成碎屑物と火山岩を含む上位の新羅亞層群(Sinra Series)と、火成碎屑物を含む下部の洛東層群(Nagdong Series)に、層序によって分けられる。洛東層群の最下部は化石から下部白亜系と考えられる。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考えられる。

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、各サイトに最高消磁温度、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以下であった。洛東層群の最下部の洛東累層の砂岩は、磁化の強度が低く( $<10^{-8}$  emu/gr)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サイトのうち2 Normal を示した。これらの試料は熱および交流両消磁に対し極めて安定した磁化を示した。Reverse の磁化を示すサイトが11 事例は、二次的の Normal 成分によって初生成分の 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られるがもっともらしい。5サイトの平均値は次のとおりである;  $D = 26^\circ$ ,  $I = 63^\circ$ , VGP ( $68^\circ N$ ,  $187^\circ E$ ),  $\alpha_{95} = 13^\circ$ .

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 Grarii et al. (1966) の値と極めてよく一致し、火山岩、深成岩から求めた結果と一致しない。

(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、もっともらしい古地磁気を示すことがわかった。この結果に従えば、韓半島とアジア大陸東部には白亜紀以前に相対運動はなかったと言えよう。

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
Hagbon	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	$<150^\circ C$ 300 Oe or	53.1	60.1	7.5	48.4	193.6
Hasandong	Sandstone	20	300 Oe	18.8	58.8	7.5	74.5	196.1

マクマードサウンド地域のビーコン累層群と  
基盤岩の古地磁気

柘木 賢  
極地研究所

南極マクマードサウンド地域には広い露岩地域があり、プレカンブ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。そこでオド紀の火山岩とジュラ紀のフェラートシライトの古地磁気については報告したので、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、砂岩を主作とする厚さ4,000 m以上の地層と考えられ、所々に化石を産する。この層は、デボン紀〜ジュラ紀にかけての堆積岩と考えられている。この層群は水平に堆積し、その後褶曲などの変動を受けている。この累層群の北に分布する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。また5億年前後の花崗岩、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も測定した。

測定結果、Mt. Circeの資料と一部のMt. Flemingおよび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を持つが、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、 $19 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$ 以上は安定、 $8 \times 10^{-7}$ 以下は不安定である。VGPの値はAllan HillsとMt. Flemingでバラツキが大きく求めることができなかったが、Mt. Knobhead, Mt. Circe, Carapace Nunatakでは、下図に示したような値を得ることができた。

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Bill et al 1960, 1961が、この地域から求めた値 (Incl =  $-64^\circ$  Decl =  $247^\circ$ ) に近い値となった。

以上の結果、マクマードサウンド地域のジュラ紀以前の岩石のNRMは、すべて正に磁化し、フェラートシライトのNRMとよく似た方向を向いている。このことから、この地域は160 my 前のドリライットの貫入により、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, 伊達哲弘, 新田町尊司, 中島正志, 服部勇  
(富山大・理) (福井大・教育)

三畳系とされくいる美濃帯緑色岩類の古地磁気学的研究によつて、この帯の緑色岩は、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, 1979)。一方、東北および西南日本は、白亜紀花崗岩類の残留磁化伏角より、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くいる(Kawui et al, 1971)。従つて、中生代三畳紀、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、飛騨外縁帯の堆積岩および飛騨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、また飛騨外縁帯では九頭龍川上流の4箇所から得た三畳紀、ジュラ紀の試料から測定結果がまとまつた。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 $26^{\circ}$ 〜 $28^{\circ}$ の間におさまつた。このことは、三畳紀〜ジュラ紀に堆積したこの帯の地層は低緯度にあったことを意味してゐる。

飛騨帯古期花崗岩類は富山県有峰地区の4箇所、石川県宝達山の4箇所から採集した試料の測定結果がまとまつた。この帯の岩体の年代については、それを $174 \pm m.y.$ ,  $163 m.y.$  という値が出されている。磁気測定の結果、美濃帯、飛騨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。従つて飛騨帯は、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ったことに存る。

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、飛騨外縁帯堆積物も北上し、中緯度にあつた飛騨帯にジュラ紀より後の時代に付加したと考えられる。

Site	N	D	I	$\alpha_{95}$	ODF(Oe)	Site	N	D	I	$\alpha_{95}$	ODF(Oe)
美濃帯						飛騨外縁帯					
関ヶ原 JS(0)	10	-47.0	11.0	4.3	100	(手取層・九頭龍亞層群)					
" 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
飛騨金山 JS(9)	6	199.9	2.0	34.5	250						
" F	7	181.0	21.0	20.7	0						
飛騨帯											
有峰 GTY(11)	9	-2.4	51.8	10.5	71						
" GTY(12)	9	-6.4	54.2	6.2	141						
宝達山 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 ( $37^{\circ}20'E$ ,  $1^{\circ}40'S$ ) から 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, 名古屋大学のアメリカ調査によつて詳しく報告されている。採取された変成岩について, 3 個は, Psammite gneiss, 2 個の Granitoid gneiss, 3 個の Amphibolite, 及び, Pelitic gneiss と Hornblende gneiss が各 1 個である。1 個の Hornblende gneiss の Rb-Sr 年代は  $766 \pm 29$  m. y. であり, 2 個の K-Ar 年代は  $528 \pm 16$  m. y. である。(Shibata and Suwa, 1979) 6 個の試料は安定な残留磁気を有し, 3 個は不安定な磁気を示すが, 消磁によつて, 試料各部の残留磁気の方が一致して集まる。1 個は磁化が非常に弱く測定できなかった ( $\sim 10^8$  emu/gr) 磁性鉱物は, マグネサイトとヘマタイトよりなり, ヘマタイトは変成時の化学変化によつて生成したと考えられている。Piper による VGP 軌跡を参照して求めた, 古地磁気的な年代は, 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、オセチ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、岩脈群の活動期間一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応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の応力場を反映したものなのだろうか。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  $\approx 10$  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1の特徴としては、全てリバーズの方角を持っていることである。まだ確定的ではないが、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60万年間にこの岩脈群は貫入したと思われる。オ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、永年変化の一部分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。

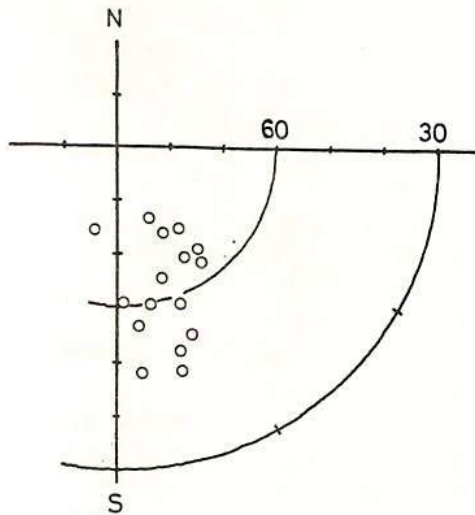


図. 右表の Field direction の投影図。

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 であつたと推定されている（例えば、Dunn et al. 1971; Opdyke et al. 1973）が、この時間は Normal の Reverse epoch の期間（ $10^5$ ~ $10^6$  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と仮定すれば、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 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。

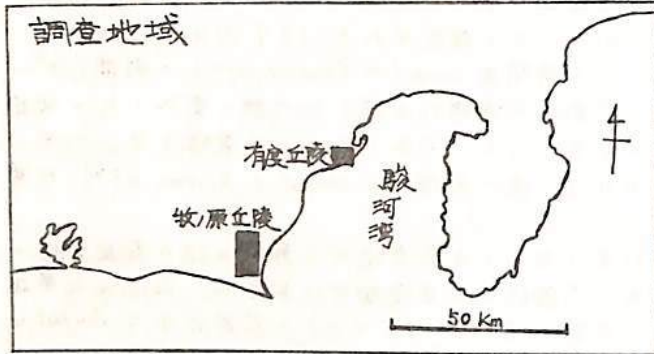
一方、同一時代に貫入・固結したと見られる岩体中に、Normal に帯磁した岩体、Reverse に帯磁した岩体が混在している場合がある。これらの岩体は同一岩体内に Normal と Reverse NRM が共存する可能性を秘めていることが予想され、測定数を増やせばその共存関係を解明できるものと思はれる。以上、新第三紀の花崗岩体には地球磁場反転時に貫入・固結したものが異常に多いことから、地球磁場反転と新第三紀深成活動との間に強い相互関係があつたことが予想される。新第三紀花崗岩の K-Ar data (約 60 個) によると、花崗岩の活動は 14 m.y. と 8 m.y. に顕著であつたように見える。

Locality	Size	Age (m.y.)	Distance between N and R	Number of site	Mean direction Decl. Incl.	$\alpha_{95}$	Cleaning field (oe)
1 Kaminokuni Hokkaido	3 x 4 km	17	800 m	N = 1 R = 1	338.5 42.1 198.7 -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 58.7 180.5 -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 48.5 184.9 -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 65.1 217.2 -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 59.7 173.1 -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 46.3 145.6 -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 48.0 207.0 -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 42.3 257.1 -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 45.5 153.8 -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 63.0 214.7 -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った(下表参照)。

測定には高感度全自動無定位磁力計ADAM(新妻・小山, 1981 静大地研報6)を用い, AF消磁は3軸AF消磁装置(同上)にて20mT(200oe)まで行った。

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  $2 \times 10^{-6} \sim 3 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$  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  $3 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-5} \text{ emu/cc}$  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, 関東地域の下末古層に対比されてきている。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(笹倉ら, 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 経路と一致する。

有度丘陵

• (1) 国吉田層: 礫・粘土	
小鹿層: 礫砂	… 三角川堆積物… 最大30m厚
(14) 草薙層: 粘土・砂	… 内湾堆積物… 最大75m厚      15~16万年前(テフラ)
久能山層: 砂礫	… 三角川堆積物… 最大100m厚
(26) 根古屋層: ミルト	… 海成堆積物 … 150m以上      27~44万年前(ナンノ化石)

牧ノ原丘陵

	牧ノ原層: 礫	… 扇状地・三角川堆積物	
"Blake" →	(4) 古谷層: 粘土・砂	… 内湾堆積物… 最大40m厚	約10万年前(段丘)
	相良層: 砂岩・泥岩互層	… 大陸斜面	中新世~鮮新世(微化石)

極性  
 試料層準数

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屋層, 草薙層, 国吉田層, 古谷層の地磁気層序」静大地研報6に報じた。

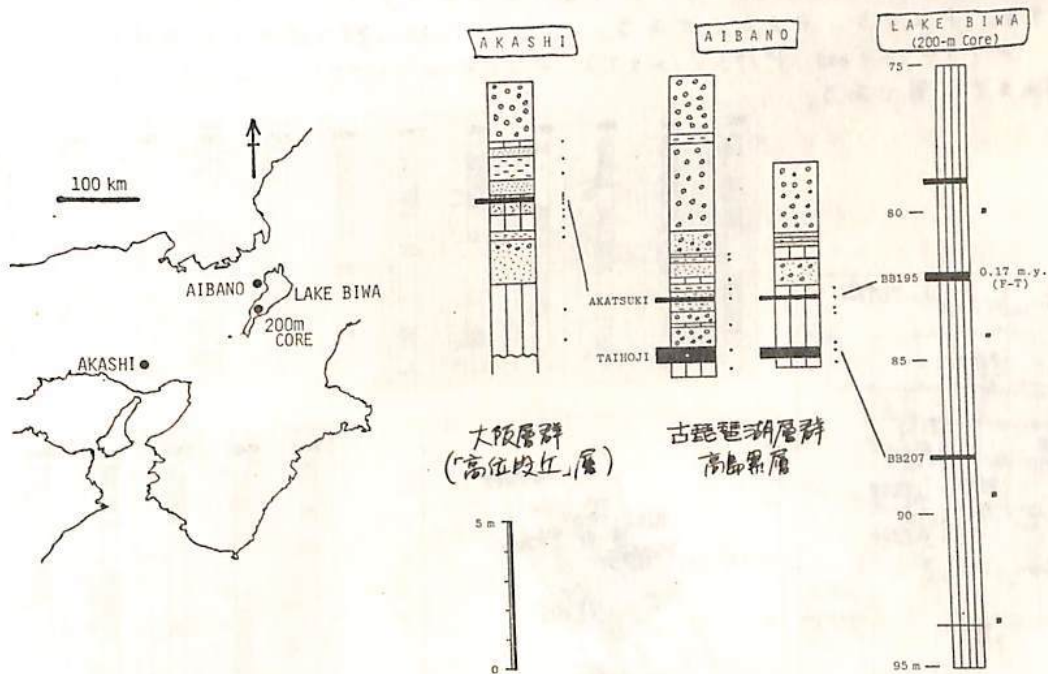
「高位段丘」層に記録された地磁気の逆転

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、少なくとも三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、琵琶湖北西岸の環庭野 (あいはの) 丘陵に露出する BRUNHES 期の地層 (古琵琶湖層群高島累層) 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 の層準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 の層準に対比される兵庫県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 コアおよび環庭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、温暖な間氷期の海水準上昇に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 の層準が温暖な気候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<sub>49</sub>P は高緯度に位置することがわかった。これは、環庭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月に行われた白蟻丸航海で、1度1度程度のエリアウツで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、マゼランライズの北西にあるマゼラントラフの北方を主とした面割である。小さな標高数百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思われる。

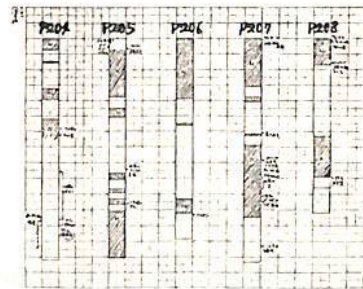
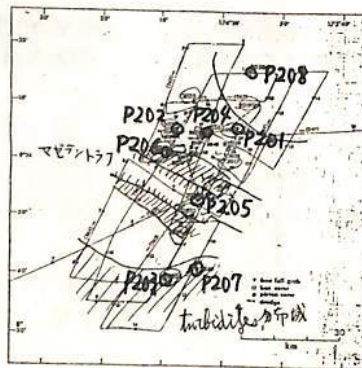
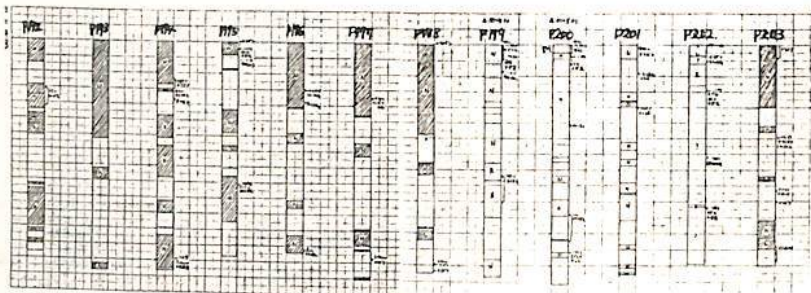
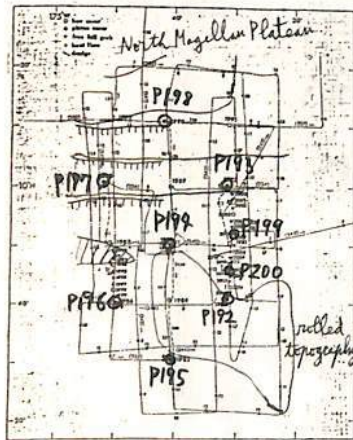
コア名はP192~P208までで、総長約120mを連続的に2.3cm立ちのケースでサンプルングし、4コに1コの割合で消磁して測定し、残った4コに1コの割合でNRMを測定しておくという方式で測定した。異常のある場合は間もつめていくという事にして、少ないコアで、NRM測定も含めて約130、多コアでは250、1本だけ550ほど測定し、総数で4620個となった。

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、さらにスミアスライドによる微化石柱状概図を以下に示す。

水深のやや深い5700m~6000m程度の所ではゼ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が得られないコアが存在する。また古い粒度の大きなシリカスヴーズでは磁化は安定ではなかった。

水深の浅い(5500~5700m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又はオールドバイイベントと思われる所でマンガンノジュールがあり、しかもそ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化石なしには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と思われるコアは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。



日嶺丸航海GH80-1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, 尾田太良  
地質調査所, 宇部宮大, 東北大, 琉球大,

GH80-1で得られたピストンコアの残留磁気測定の結果について 前回報告したか、その後東北大に依頼してあつた微化石のデータが出たので、あわせて年代を検討し何本かについては地層速度曲線が得られた。

また 前回はスライダックと今回しちろ消磁法で50 Oeの交流消磁を行つて 磁化の安定なコアだけ利用したが、今回は木の落下によるゆるやかな交流磁場減衰の方式に切りかえて75 Oeの消磁を行つてみて前日に比べかなり良い結果を得たのであわせて報告する。

微化石のデータと整合性の良いのはP160, P170, P172, P173, P175等でオー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。これは磁化の正逆帯磁パターンから見た時に想定されたものと一致している。

P159ではパイロットコアのすぐ下(20cm)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。

P164では2mより下部でギルバート期とより対応していると思われ。その場合下部で約4Ma〜5Maに対応する。

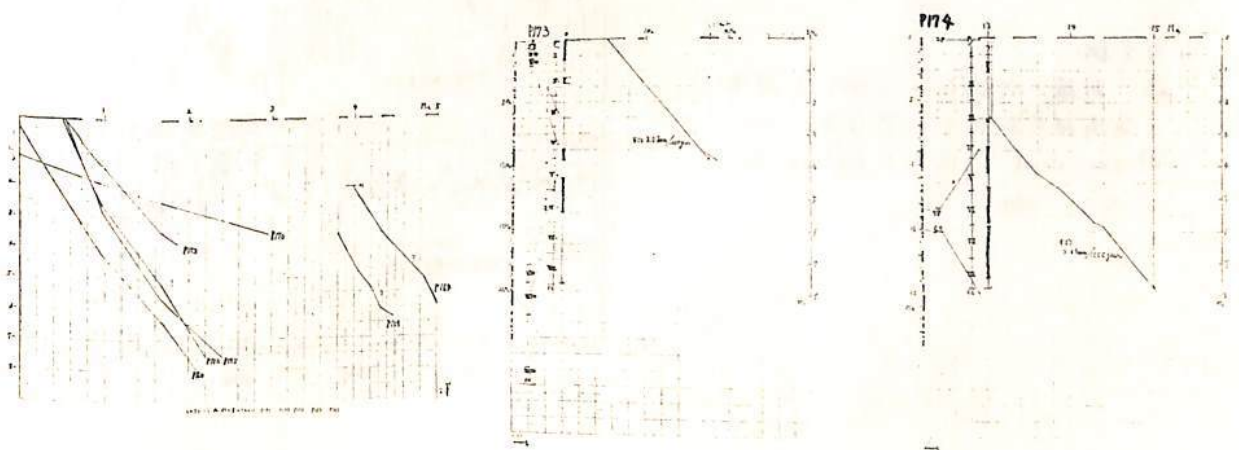
P171では化石のデータとマグネットのデータが対応しない。1.65m付近に不連続な色の変化がみられるのでハラジロイベントの下で不連続があると考えられる。Bブルーンの直前に、2回繰り返して小さなイベントが入っている原因はこの不連続によると思われる。下のほうはオールドバイではないかとも思うが確証はない。

P173ではオールドバイの中程以前に大きな不連続がありその前は18〜21Maと27Ma付近になつており、この場合には泥中マンガンが存在している所に時代間隙を考えると説明がつく。マンガンはかなり長期の不連続に対応するのかもしれない。

P174では下部の3〜8mで13.5〜15Maと対応している。

P176では表層に10cmほど正常磁のある層は、すぐ下部でオールドバイの前の松山期となり、その下部では9〜10.5Maになつていていると思われ。一致するパターンはみつからない。

P161, P167, P170, P176, P179で今回消磁をやり直しに行つたわけ、P161, P167であまりは、まじりなり結果であるが、それ以外は前日より良くなつている。



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併せて掘削した全長約80mのコアについての、古地磁気測定結果を報告する。

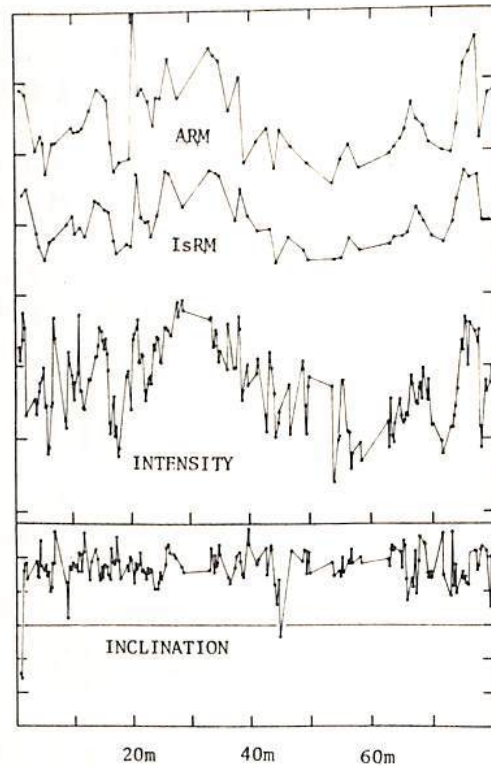
1m毎に切断されたコアの中央部から2個ずつ、計185個の1辺2cmの立方体の古地磁気用試料を採取した。コアが切断されていたので偏角は求められなかったが、伏角と残留磁化強度の変化を得ることができた。コアの年代は、深度58mの層準での<sup>14</sup>C年代と河北潟周辺の完新統に基づいて推定され、殊に古地理変化を基にして推定されていて(藤・加納, 1979)、最深部で約2万年前である。

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、三行のオーターでの変動という大きなものであり、地磁気変動そのものより、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、同じ試料につけた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、 $53.4^{\circ} \pm 14.0$  (s.d) である。この地点(36°39'N)の現在の地磁気伏角は56°であり、centered dipole 近似から求まる伏角は56.1°である。これらのことと、s.d は過去2万年間の地磁気永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攪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 則雄・加納弘子(1979) 日本  
 海域研究所報告, 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・安川克己  
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、ばらつきの程度がわかる、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、超伝導磁力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、安川(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

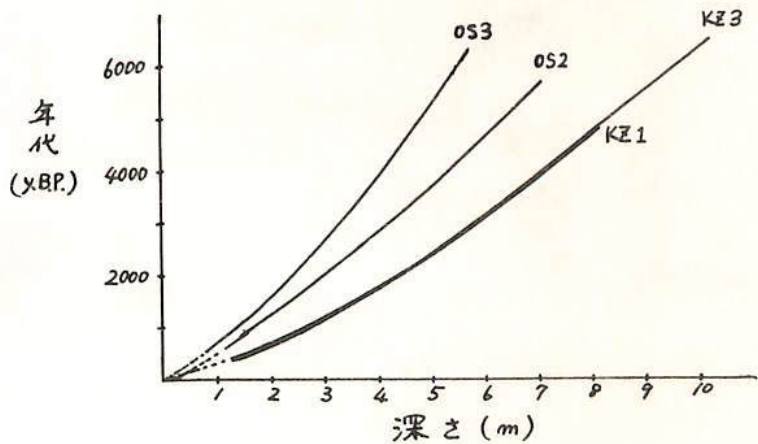
A, B, C; 任意定数

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α<sub>95</sub>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。





森永速男・井口博夫・安川克己  
神戸大理学部

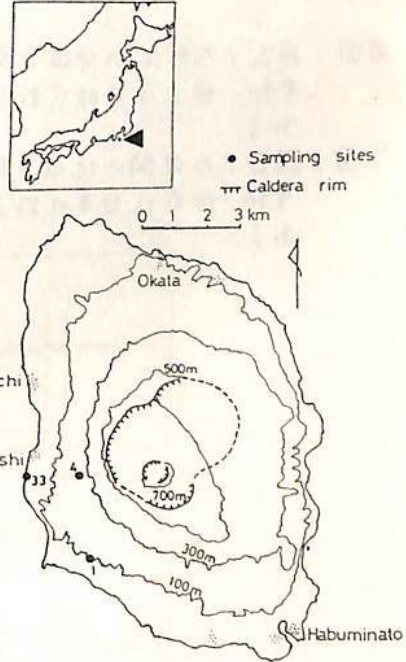
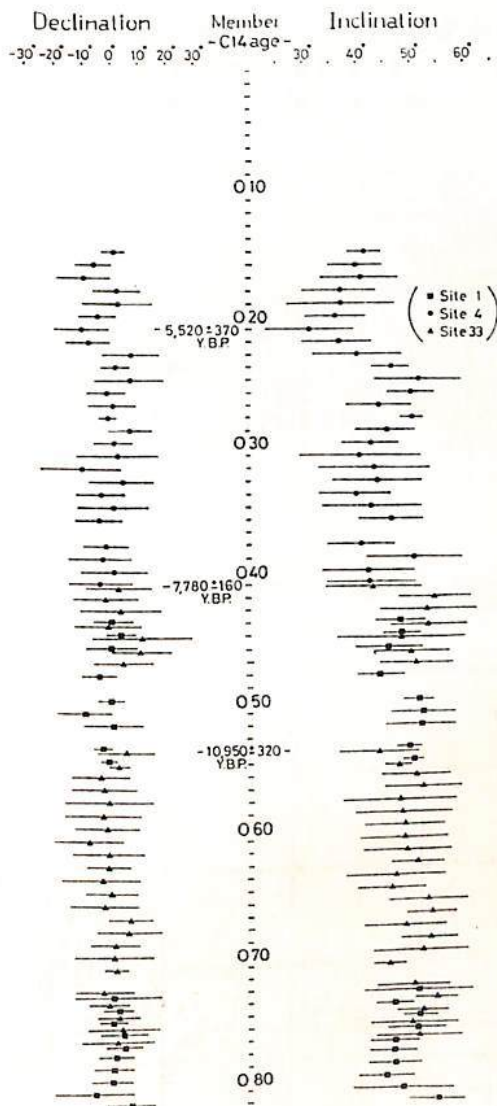
1978年秋・1979年春の本学会の講演会で岐阜県郡上八幡の石灰岩（フロー・ストーン）の残留磁化測定の結果を報告した。昨年10月に山口県秋吉台こうもり穴で1地点6コ、岡山県阿哲台宇山洞で4地点15コの stalagmite（石筍）の古地磁気学用サンプルを採取した。それらは、それぞれ山口県秋吉台科学博物館および岡山県新見市の教育委員会と西村氏の御好意による。

直径1インチ、長さ6~7 cmの円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の円盤に整形し、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 $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ Am}^2/\text{kg}$  ( $\text{emu}/\text{gram}$ )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すことによって生成（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。

日置 幸介  
(東大理)

伊豆大島火山は百数十年周期で非常に規則正しく大噴火を行うこと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さまれたひとつづきの地層は "部層 (member)" と呼ばれ 1 回の噴火をあらわす。部層は田沢 (1980) により 95 枚確認され、Older の O 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. 強と推定される。演者は観光名所としても知られる "地層大切断面" を含む 3ヶ所で 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に、全試料には段階交流消磁を施し、残留磁化はスピナー磁カ計で測定した。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  $k_{av} = 2.18$  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  $\alpha_{15}$  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呈する。



Ref.

田沢 (1980), 火山 第 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

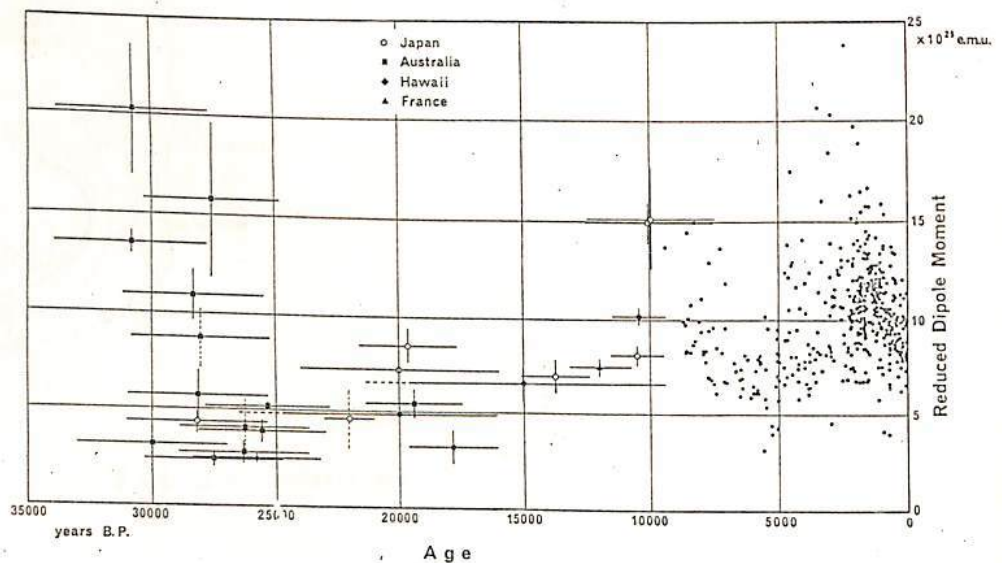
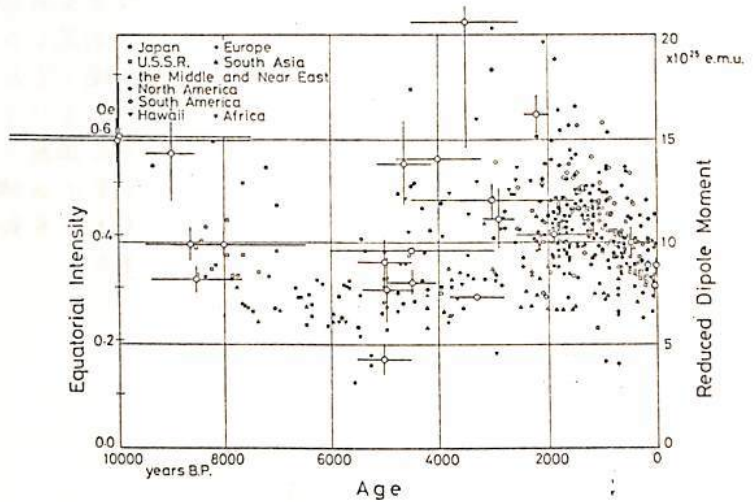
田中 秀文  
東工大・理

日本の火山岩(溶岩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3千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あると、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。



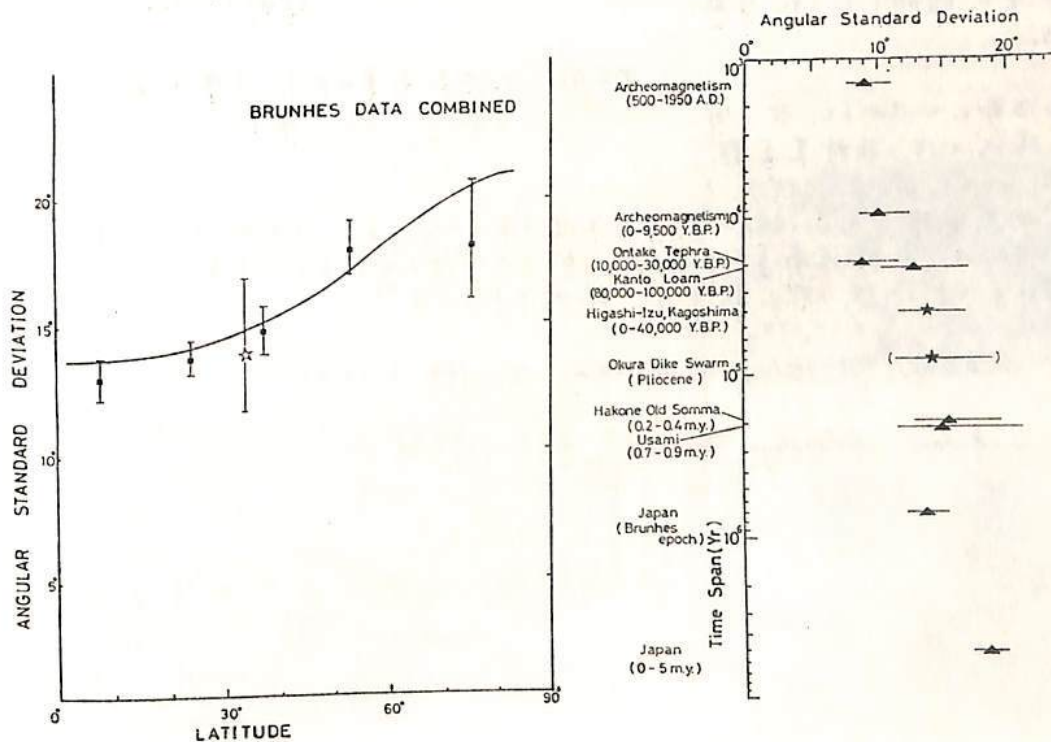
日本における古地磁気永年変化 (Paleosecular Variation, PSV) に関する考察

日置 幸介  
(東大理)

古地球磁場の永年変化の大きさは、一般にVGPの分散という形であらわすのが便利である。即ち、各VGPの中心からのズレの角度を $\Delta_i$ とすると

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i \Delta_i^2 \quad (N: \text{VGPの数})$$

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ってPSVの量的比較が可能である。著者が東伊豆単成火山群及び鹿兒島地域火砕流堆積物の古地磁気測定より得た $13.9^\circ \pm 2.2^\circ$  (0~40,000 Y.B.P.) という値を中心に現証までに 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を示すのに対してTime spanが数万年を越えるあたりから大体 $14^\circ \sim 15^\circ$ 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った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 & Meirel (1975) が Brunhes 期にわたって compile しに全世界のデータと比べてみると、世界的な傾向から日本の緯度-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えるがあるかというのは興味ある問題であるが、入倉岩脈群(オベリバース)の古地磁気測定から $14.1^\circ \pm 2.7^\circ$  というノーマル期と大差ないASDが得られた。

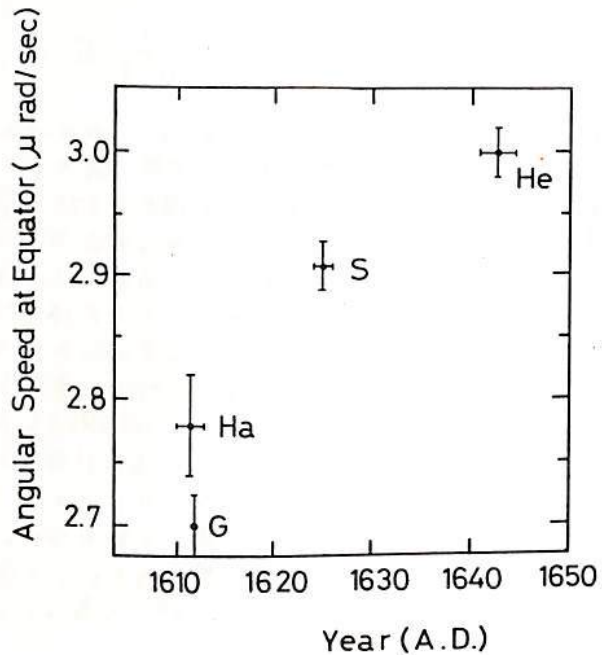


桜井邦朋  
神奈川大学工学部

17世紀前半には、太陽黒点が発見され、多くの人々により積極的に黒点の観測がなされたらしい。

質のよい黒点のスケッチが、ガリレオを初めとして、多くの人々により残されている。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、太陽の赤道に示ける値についてみると、才1回に示可ように、時とともに変りて行っていることがわかる。1650年以後、既にマウンダー極小期に入っており、Heを示しているから、Heveliusの示した値(Heで示す)に比べて、このスピードが更に増加していた可能性がある。



才1回 17世紀前半に示ける太陽赤道に示ける自転スピードの推移

太陽活動についてみると、才1回に示した時代では、相対黒点数が、時間とともに減少して行き、これは、無黒点期(A.D. 1645-1715)を迎えることとなる。(したがって、太陽の自転スピードの増加は、太陽活動を下げると共に、力くもの者といわれるのである。この形の因果関係の存在可べきことは、既に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 Barteles rotation number as shown in Fig. 2 by assuming that the low-latitude SMF is conveyed out at LAU 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).

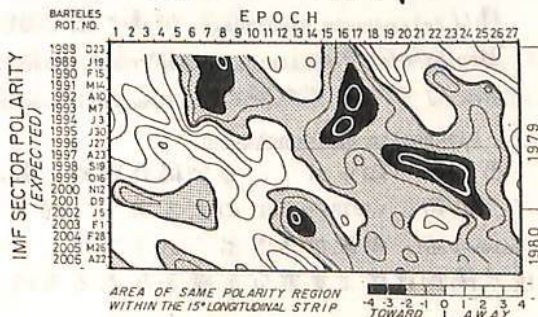
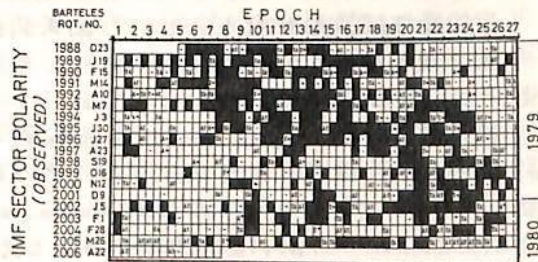
3. Discussion and Conclusion

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



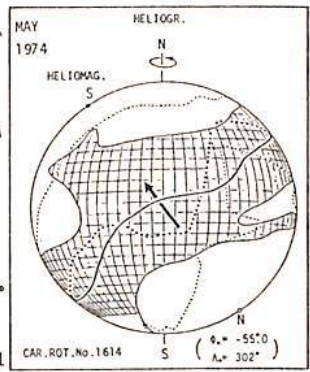
HELEX-DECIM 仮説の提唱

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 となって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 heliopolar cap の coronal hole から 1 対の coronal hole tongue が低緯度に伸びて、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重球モデルを 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(これを Heliomagnetic Excursion in sunspot declining-min phase、略して Helex-Decim Hypothesis と呼ぶことにす 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、「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. をとった場合の correlation coefficient の時間変化を 35 年間に亘って求め、相対数と比較したもので、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 Helex-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」

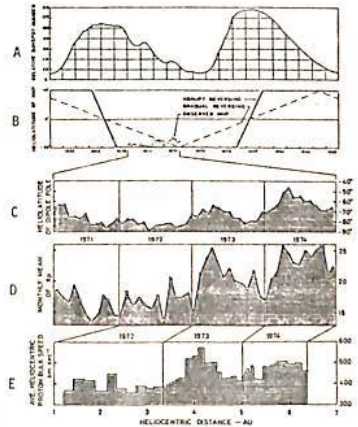
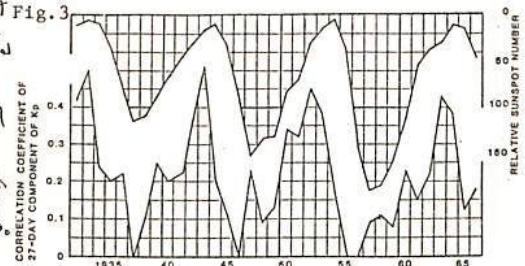


Fig. 2

3. Discussion and Conclusion

古くから知られている地磁気現象に、最近確立されてきた新しい STR model の光を当てた結果、自然に Helex-Decim 仮説が導き出されて来た。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。



丸橋 克英  
電波研

磁気嵐の原因となる太陽風擾乱として、やゝ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 $\alpha$ 線でのみ見た大きさ(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そ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を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

芳沢克明, 前沢 冽 (名大理)

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 の物理的機構を解明する為に重要であり、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。

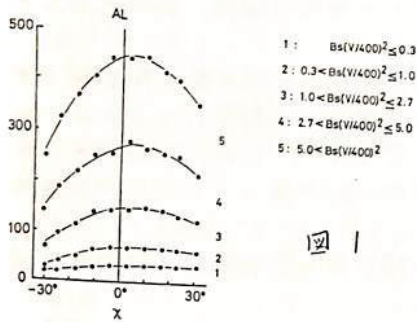


図 1

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 とのなす角の補角) 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、その様中は  $B_s V^2$  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

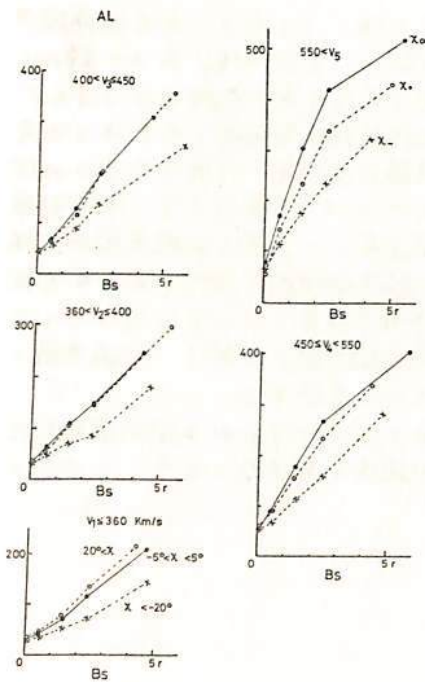


図2は、 $V$  をパラメータに取って、 $B_s$  への依存性を、Summer ( $\alpha > 20^\circ$ ), equinox ( $-5^\circ < \alpha < 5^\circ$ ), winter ( $\alpha < -20^\circ$ ) のそれぞれの場合について調べたものである。 $V$  が小さい場合 ( $V \leq 360$  km/s)  $B_s$  のどの値についても、Summer, equinox, winter の順に大きく一年変化が main であるのに対して、 $V$  の増大に伴って equinox 時の値が相対的に大きくなり、 $V > 550$  km/s の場合は equinox, Summer, winter の順に並び、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無い、これに関する研究は今迄、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を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) 閉じ込められぬ双極子磁場(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”を提案するのではない。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、積み重なった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、鞘風と共に圧り、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、磁場零の“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零の“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。此回は環状電流効果CFRCFについて特に考察を進めた。

大規模オーロラと惑星間空間磁場の関係(II)

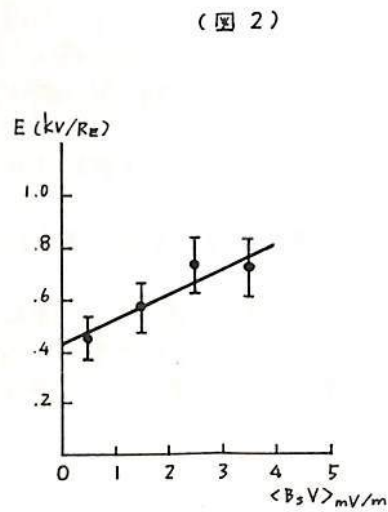
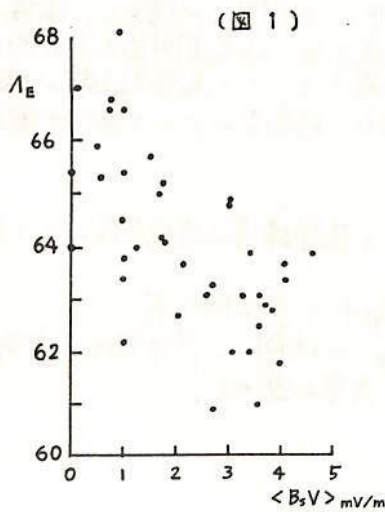
中井 仁 (大阪府立牧野高校) 上出 洋介 (京都産業大)

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度以上の場合(6例)と、63度以下の場合(10例)の  $t = -3h \sim 0h$  における  $B_z$  の最小値を比較してみると、 $\text{Min. } B_z (A_E < 63^\circ) < -4 \text{ mT} < \text{Min. } B_z (A_E > 66^\circ)$  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、そ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  $t = -3h \sim 0h$  における  $\langle B_z V \rangle$  の最大値を用いることにして、 $A_E$  (2300MLT ~ 0000MLT) との関係調べた。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-Pfritzer model で normalize したものを用いている。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。



前沢 洌, 村山 喬  
名古屋

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、過去に起った Energy Injection を積分した量であり、しかも同時に Intrinsic の Decay Process を行うため、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 に対して次のような微分方程式に従って時間変化可能なものとして Energy Injection 量を算出し、これと太陽風物理量とを比較した。

$$\frac{dD_{st}}{dt} = I - \alpha D_{st}$$

$\alpha$  は Decay Constant である。(Exponential decay 仮定に仮定されている。また上式中の  $D_{st}$  は Chapman-Ferraro Current の影響に関してすで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)  $D_{st}$  に対し  $\frac{dD_{st}}{dt}$  を Plot すれば得られるが、すでに 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  $I \propto B_s^2 V \sin^4 \frac{\theta}{2}$  と異なっている。先に著者の一人 (前沢) は、昼側の index AU が、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。

## パラメータ - 関数の選択

村山 喬, 前沢 洵

(名古屋)

Dst の時間変化も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. 80, 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源が,  $E_y = VB_s$  ( $V$ : 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, この仕事のみからでは,  $VB_s$  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 ゴルダンの提唱する  $\mathcal{E}$  (P.S.S. 27, 425, 1978) をとり, 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。ここで  $\mathcal{E}$  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

$$D_{st}^0(0) = A \sum_{t_i=-\infty}^{-1} I(t_i) \exp[-(1-t_i)/\tau] + C \quad (2)$$

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  $1-t_i$  の 1 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 1 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  $A, K$  の値を求める。212 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。(2) 式の  $C$  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 種のうち最も真実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, 学会時にその速報を報告する。

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関係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。

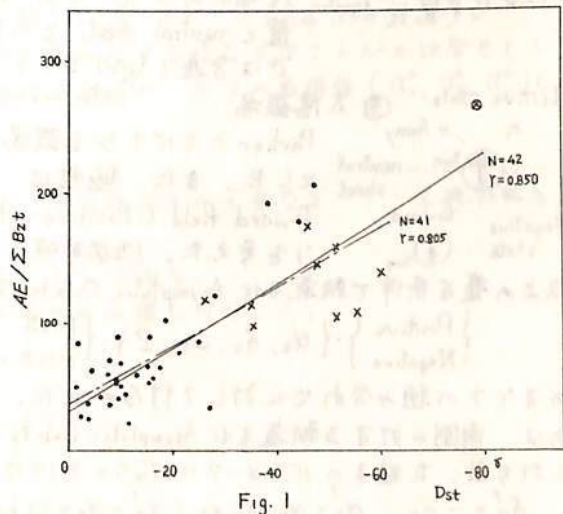
太陽風の動圧の急激な変化(例えば, SC, SI等)に伴ってサブストームが起り得る(Kawasaki et al., 1971; Burch, 1972; Kokubun et al., 1977)ことから、前回の解析に於いては出来る限り惑星間磁場の急激な南向きによる効果を抽出する為に変換基準として下記の条件を用いた。

- (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、変換基準の(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図は惑星間磁場の南向き部分の単位フラックスあたりのAE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場合に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。

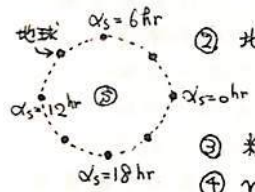


# 太陽系磁気圏内の宇宙線の軌道計算及びそれによる異方性の解析

長島一男, \*安江新一, 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為、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、太陽系磁気圏内の惑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、まず正電荷の粒子を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、 $\left\{ \begin{array}{l} \text{right ascension } \alpha_e: 0^{\text{hr}} \sim 23^{\text{hr}} \text{ まで 1時間おき} \\ \text{declination } \delta_e: 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ \text{ North} \end{array} \right.$

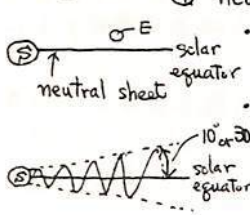


② 地球の位置.

太陽の赤経によって表われ、1年間を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 (GV)

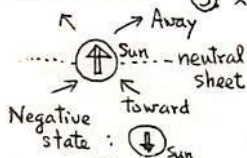
④ neutral sheet について.



flat neutral sheet (FNS); 即ち太陽赤道面に一致させた 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 が振りされる場合で、最大振り角は  $10^\circ$  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 (45度ずつずれた位置) 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

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Positive} \\ \text{Negative} \end{array} \right\} \cdot \left\{ \alpha_e, \delta_e, \alpha_s, P \right\} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \text{FNS} \\ \text{WNS} \cdot (10^\circ, 30^\circ) \cdot \text{boundary の位置} \end{array} \right\}$$

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、惑星間磁場の configuration により、(南側に打ち出した粒子のパラメータに  $\delta_e \rightarrow -\delta_e$  を付けて表わすと、)

$$\delta_e' = -\delta_e, \alpha_s' = \alpha_s + 12 \text{ hr}, \left( \begin{array}{l} \alpha_e' = \alpha_e + 12 \text{ hr} \\ \delta_e' = -\delta_e \end{array} \right) \rightarrow \left( \begin{array}{l} \alpha_A' = \alpha_A + 12 \text{ hr} \\ \delta_A' = -\delta_A \end{array} \right) \text{ として求められることによる。}$$

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、地球の位置を与えても 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 効果が見られることになる。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も述べておき、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,  $V_S$  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  $\alpha_1^\circ$  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 (デープリバーの値とくらべてみる)。
- (ii) 本計算: スペクトル (9通りあって, 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,  $\alpha_1^\circ, \alpha_2^\circ$  については共に夫,  $1^\circ$  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 (單位) 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。





IMF の方向

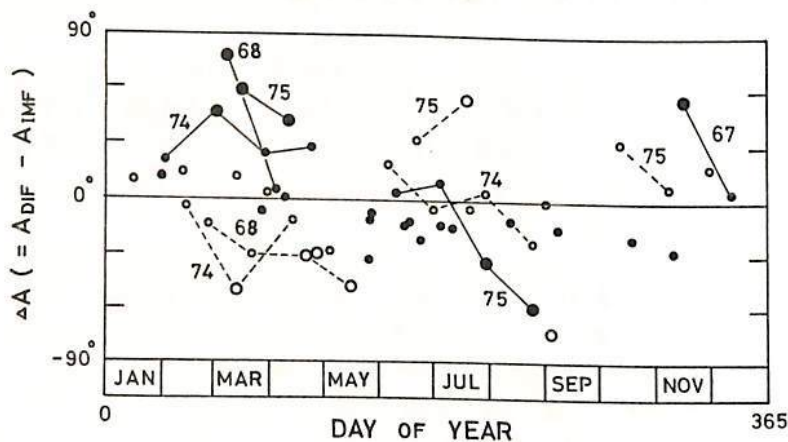
村山 喬  
(名大理)

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、経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、回歸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" を持っている。これが本当に IMF に直角な 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  $180^\circ$  加える) との差  $\Delta A$  を、横軸に 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

宗像義敏 (中部工大) 森 覚 (信大理) 長島一男 (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。同じ考えて、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 により、IMF の向きに応じた、宇宙線の南北非対称が生ずるはずである。ただし、IMF の方向は radial density gradient とそれに垂直な density gradient に平均して  $45^\circ$  傾いてゐるから、同等の大きさ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方を向いてゐる理由はない。大きさ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れば、図 1 に示したように宇宙線の動径方向の density gradient をきめることができる。図 1 では Deep River の二 - 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 をきめてゐる。こゝうに決められた 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が生ずることも図 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。上図は away, 下図は toward sector に対応してゐる。いずれの sector においても予想される南北非対称は、統計的に有意に表われてゐる。上の away で GG が正に、toward で負に平均と持つのは radial density による南北非対称で、測定値の集団の回歸直線が動径方向の density gradient による南北非対称を示す。

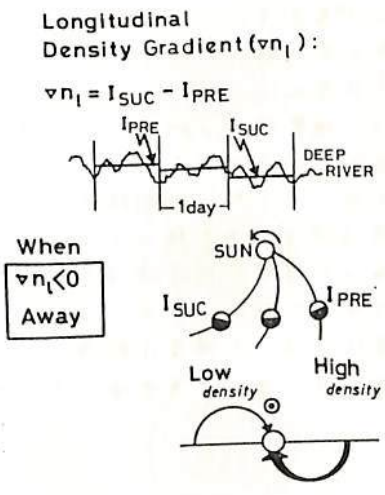


図 1

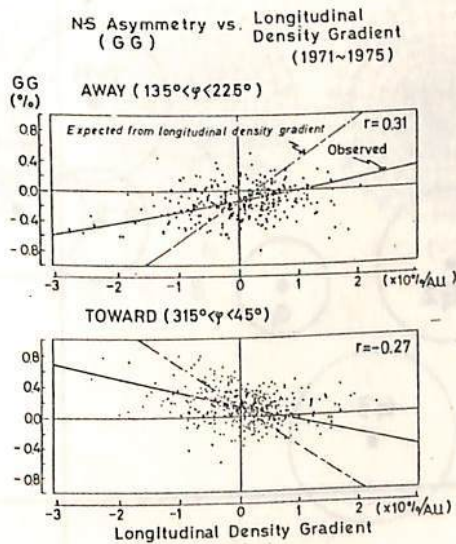


図 2

長島一男(名大理) 藤本和彦(名大理) 森 寛(信大理) 一之瀬正興(信大 教養)  
石田喜雄(福島大 教育)

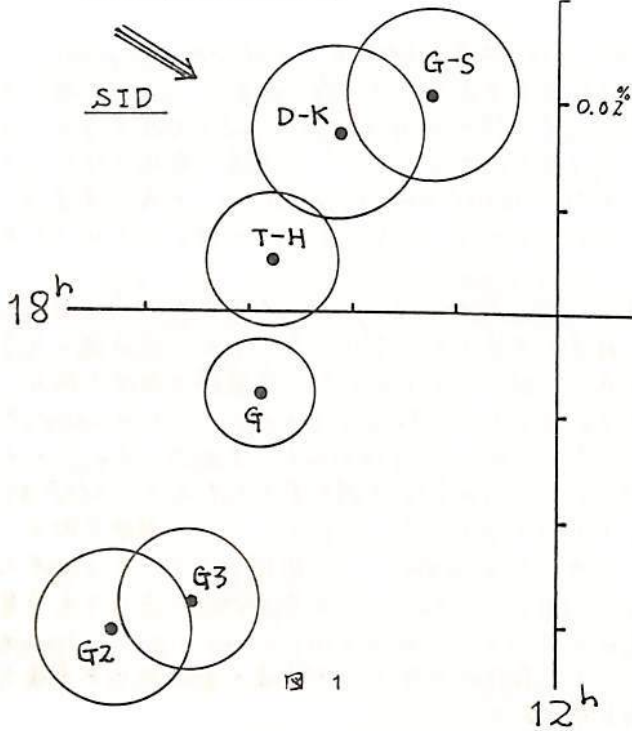


図 1

宇宙線恒星時日変化(SID)及 $\alpha$ 反恒星時日変化(Anti-SID)の観測結果 $10^4$ 年のうちに、南北非対称恒星時日変化及 $\alpha$ 南北非対称反恒星時日変化のみを取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 $\alpha$ 日変化とよく表す G, G<sub>2</sub>, G<sub>3</sub> component を用いた。

Neutron: Deep River-Kerguelen (D-K)

Goose Bay-Sanae (G-S)

地上 Meson G, G<sub>2</sub>, G<sub>3</sub>

地下 Meson Takeyama-Hobart (T-H)

図 1 は恒星時日変化の観測結果を示す。

矢印はこの観測から得られた Space での Anisotropy を示す。

図 2 は反恒星時日変化の観測結果を示し、矢印はこの観測から得られた Space での Anisotropy を示す。

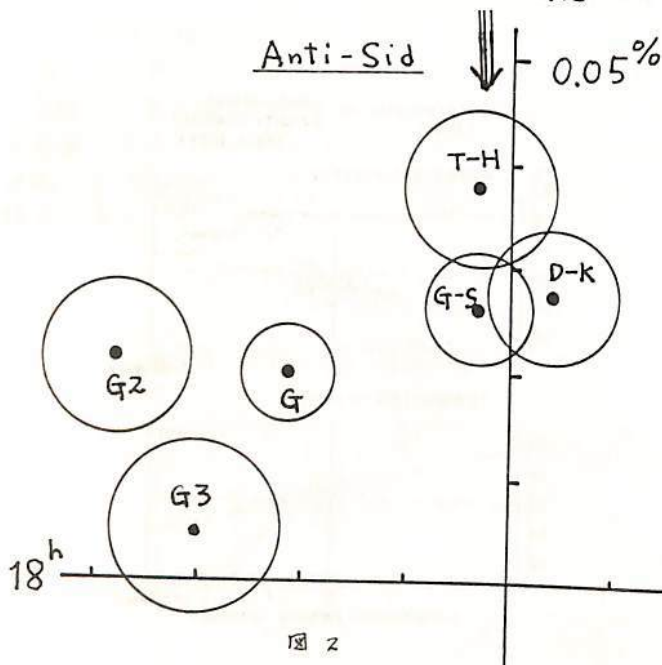


図 2

恒星時日変化の Space での方向は 18h ではなく略 20h と示し、反恒星時は  $\sim 0h$  を示す。

南北非対称恒星時日変化及 $\alpha$ 反恒星時日変化は、Loss cone model により、恒星時は 18h であり反恒星時は 0h で、その大きさは等しいはずである。ところが観測結果は、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。このことは恒星時日変化には、太陽系外起源のものも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

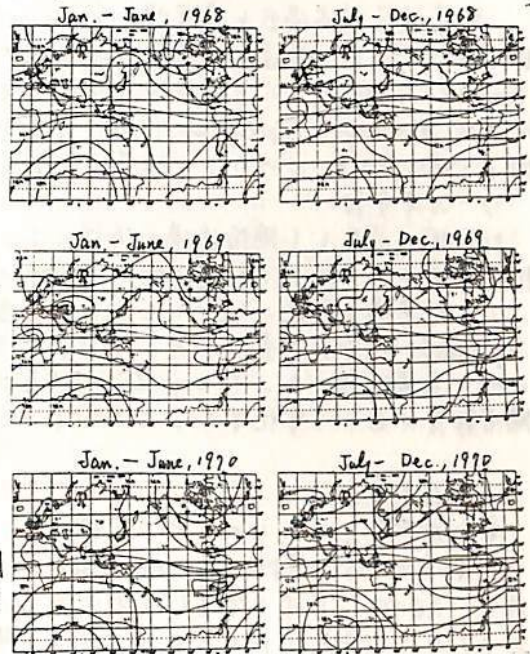
日変化極大時刻の世界分布

白田 喜雄・菅野 常吉, 新藤 俊子  
福島大・教育 福島大・教育

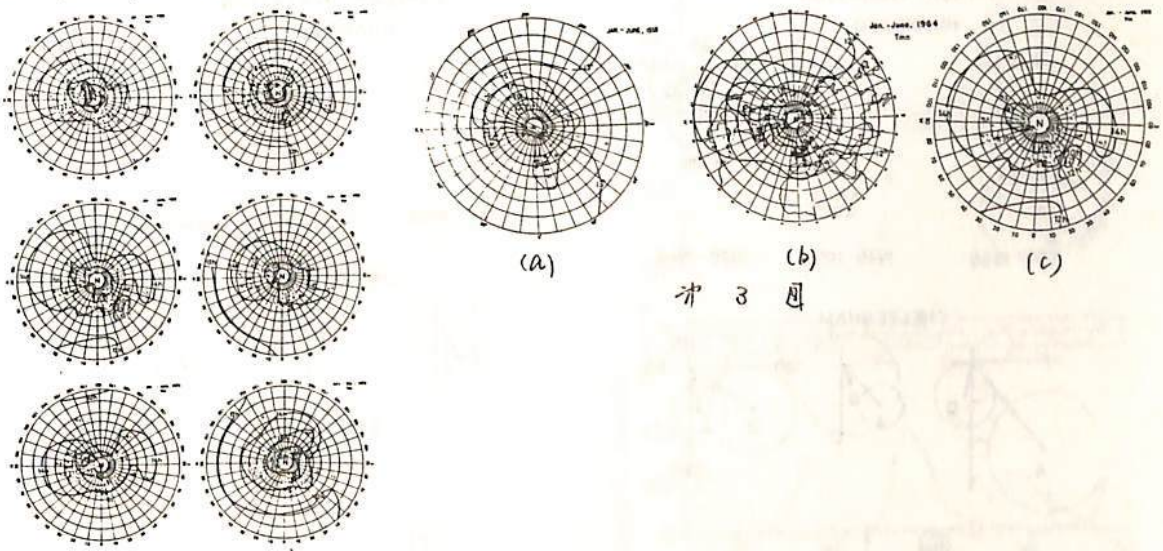
これまで度々報告したように(Kanno(1961), 同(1965), 及び7th, 8th, 9th, 13th I.C.C.R.), 世界各地の宇宙線中性子強度の月平均より求めた日変化の極大時刻(地方時)(これを  $T_{mn}$  と表示)の contour をとると, IGY 及び I.Q.S.Y 期間では次のような結論が得られた。(i) 太陽活動が激しいときは,  $T_{mn}$  は中・低緯度地方では前進するが, 両極地方と南大西洋地区(南米より南アフリカまで)では遅れる。(ii) 太陽活動期には地磁気の磁力線が西方に曲中られ, 太陽静穏期には東へ戻す。(iii)  $T_{mn}$  をきめた宇宙線赤道は時間的に変動する。

今回は, IASY 期間(=1968~1970)に於いて, 上と同様の方で  $T_{mn}$  の contour を求めたところ, 第1回は Mercator 図上, 第2回は北上より見た北半球図の上の  $T_{mn}$  の contour を, それぞれ半年間の平均値である。左側は1月~6月, 右側は7月~12月の図である。

第3回には比較のため, (a) IGY, (b) I.Q.S.Y, (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3図

第2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 元 瀬 匠 興, 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

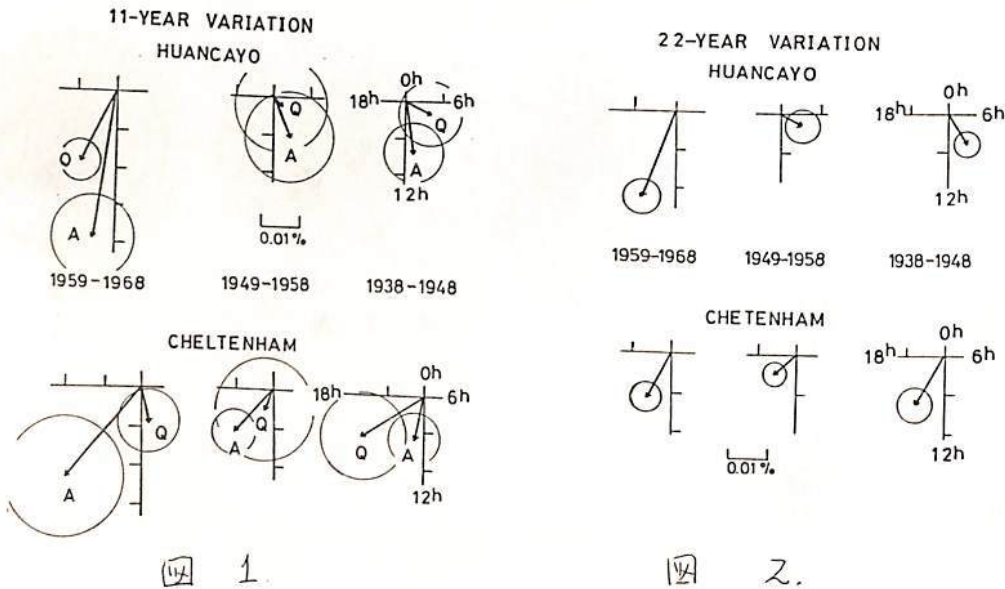
惑星間空間磁場Bと宇宙線の *heliocentric radial density gradient* の相互作用  $B \times \vec{v}$  によって, 赤道面に垂直な宇宙線の流が生まれる。これは, 太陽空間磁場の極性 *Toward Away* について, それぞれ恒星時日変化を求めてその差をつくれば得られる。従って *Huancayo, Cheltenham* における *ion-chamber* の *data* を用いて 1938~1968 の約 30 *solar cycle* について, 恒星時日変化の長期変動を求めた。

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。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が, 毎年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年変化があるかどうかを調べた。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 *conelation analysis* を行い,  $RZ > 50$  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。



森 覚 安江 新一 (信大理) 長島 一男 藤本 和彦 (名大理)  
 D. B. SWINSON (UNM)

最近の約20年間1958-1979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)。すなわち、前半1958-1970では、異方向性の方向は、ほぼ180度異なる方向が見られる。一方、後半1971-1979では、異方向性の方向は、古いエネルギー範囲(中性子計から地下宇宙線計)において、それより15~17度へ向前進が見られた。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11年変化によるものと考えられる。一方、それより、1958、1970付近では、太陽極磁場の極性反転が観測されることから、太陽時日変化異方向性の方向の変化をこの22年変化と考えるが提唱されている。

いくつかの解析が行われており、そのモデルも出されているが、必ずしも納得がいくものではない。最近の長島(名古屋気磁気学會の総合講演)のモデルは、宇宙線の密度分布と、黄道面に関して、南北高密度帯のり15度密度の場合により、定性的には、上記の方向の変化を説明しようとする可能性が示されたことを指摘している。

著者は、今日でも、この問題について、いくつかの報告を述べたが、今日は、

- (1) エネルギー別の
  - (2) 各方向(2つの異なる方向)異方向性
- により、解析を試みた。

SOLAR DIURNAL ANISOTROPY

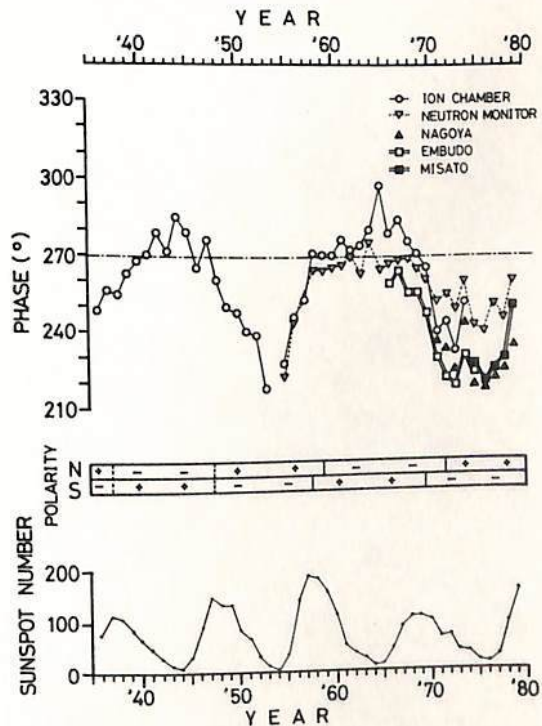


図1

安江 新一 森 寛 隆坂 修二 神谷 敏行 一之瀬 匡興  
(信大理) (信大 教養)

長野市松代町の地下坑道内、深さ 220 mwe の地点において昨年夏 (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、延べ 23 m<sup>2</sup>、上下二層の南北に表裏配列で、その諸特性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 $\beta$ の他の preliminary 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、 $\beta = 0.042\% / \text{mb}$  と出てゐる。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 倍大きく出てゐる。このことは松代の深さ (中間子生成の閾エネルギー 約 52 GeV) での正の気象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併用して、松代の深さで予想される気象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、 $0.02\% / \text{mb}$  と出てきた。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。また、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象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すれば、気象効果も同時にある程度補正されることを期待される。

このように気象効果の影響は明らかになり現れてゐることから、気象効果について、今後さらに詳しい検討を加へる必要があると思はれる。