

第 65 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和54年 5 月15日～ 5 月18日

於 東京大学宇宙航空研究所

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第65回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和54年5月15日(火)～18日(金)

講演会場 東京都目黒区駒場4-6-1
 東京大学宇宙航空研究所 03-467-1111(代)
 第1会場 13号館講堂
 第2会場 13号館会議室
 ポスターセッション会場 13号館併任教授室

懇親会場 東京大学宇宙航空研究所生協食堂
 03-467-1111 内219

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
5月15日 (火)	I 地磁気脈動 I		地磁気脈動 II			極光・木星		磁気圏 I		運営委員会 45号館5F 資料室
	II 大気光 I		大気光 II			電離圏力学		HFドップラ		
5月16日 (水)	I 磁気圏 II		磁気圏 III			VLF電波 I		VLF電波 II		評議員会 45号館5F 資料室
	II 主磁場・ 磁気異常		テクトノマ グネティズム			古地磁気 I		古地磁気 II・ 年代決定		
5月17日 (木)	I EXOS-B I		EXOS-B II			特別講演・総会 (第1会場)			懇親会	
	II 惑星・ 岩石磁気 I		岩石磁気 II							
5月18日 (金)	I ライダー		IS・流星レ ーダ			南極 ロケット	ISSb	室内実験		
	II 宇宙線 I		宇宙線 II			太陽磁気圏 I		太陽 磁気圏 II		

各講演は指定時間を守ること(講演時間11分, 討論時間4分)。

ポスターセッション参加講演は講演番号にPが附加されている(講演時間5分)。

ポスターセッションは随時ですが5月17日午前には集中的に開催します。

第I会場

地磁気脈動 I	座長 国分 征 (東大理)
I- 1 <u>桑島正幸</u> , 外谷健, 河村諱(地磁気観)	中低緯度における磁気脈動の特性 - Pc 1 型磁気脈動 - (09:00-09:15)
2 <u>河村諱</u> , 桑島正幸, 佐野幸三(地磁気観)	中低緯度における磁気脈動の特性 - Pc 3 型磁気脈動 - (09:15-09:30)
3 <u>野崎憲朗</u> (電波研)	17 次南極観測での Pc 1 脈動の解析 (09:30-09:45)
4 <u>岩渕美代子</u> , 福西浩(極地研)	L = 6 付近での ULF 波動の共役性: I Pc 3-5 脈動(09:45-10:00)
5 <u>福西浩</u> , 岩渕美代子(極地研) R. Gendrin (CRPE/CNET)	L = 6 付近の ULF 波動の共役性: II Pc 1 脈動 (10:00-10:15)
6 <u>T. Sakurai</u> (Tokai Univ.) R. L. Mcpherron (UCLA)	SATELLITE OBSERVATIONS OF Pi 2 2 ACTIVITY AT SYNCHRONOUS ORBIT (10:15-10:30)
7 <u>小口高</u> , 林幹治, 国分征(東大理), 鶴田 浩一郎(東大宇宙研), 渡辺富也(U.B.C.), R. E. Horita (U.V.)	暁方の pulsating Aurora と地磁気脈動 (10:30-10:45)
(休憩 10:45-11:00)	
地磁気脈動 II	座長 福西 浩 (極地研)
I- 8 <u>林幹治</u> , 小口高, 国分征(東大理), 渡辺 富也(U.B.C.), R.E. Horita (U.V.) 鶴田浩一郎(東大宇宙研)	PC-1 の polarization の特性 (11:00-11:15)
9 <u>坂翁介</u> , 北村泰一(九大理), 飯島哲二(地球観測センター)	低緯度地磁気脈動と電離層(11:15-11:30)
10 <u>糸長雅弘</u> , 坂翁介, 北村泰一(九大理)	低緯度地磁気脈動とダクト伝播(11:30-11:45)
11 <u>湯元清文</u> , 斎藤尚生, 田村忠義, 高橋主衛, 桜井亨(東北大理)	Pc 3 と太陽風との相関性(11:45-12:00)
12 <u>家森俊彦</u> , 前田坦(京大理)	IMF の南向き変化から Substorm 開始までの時間 差(12:00-12:15)
13 <u>芳沢克明</u> , 村山喬(名大理)	地磁気活動度の南北非対称性と惑星間空間磁場の東 西成分(12:15-12:30)
14P <u>平沢威男</u> (極地研)	第19次南極観測(1978年)によるIMS(12:30-12:35)
15P <u>佐藤夏雄</u> , 鮎川勝, 福西浩(極地研)	ELF-VLF 放射の共役性(12:35-12:40)

第1日 5月15日(火) 9:00-12:30

第II会場

大気光 I

座長 鈴木勝久 (東大理)

- II- 1 斎藤文一(新潟大理) 1917年10月の天空と大気光 一宮沢賢治の体験について (9:00-9:15)
- 2 斎藤文一, 古富博之, 牧口一男(新潟大理) 大気中NO₂バンドの分光測定(9:15-9:30)
- 3 中村正年, 高野元春(筑波大物理) 薄明時におけるOI 5577Åの観測(9:30-9:45)
- 4 三沢清敏(防大物理), 竹内郁夫(託問高専) O₂(0-1)バンドとNaD線の強度相関(9:45-10:00)
- 5 三沢清敏(防大物理), 竹内郁夫(託問高専) [OI]5577Å線の発光機構(10:00-10:15)
- 6 上山弘, 大沼利弘, 富田二三彦(東北大理) 亜熱帯大気光の掃天測光(第2報)(10:15-10:30)
- 7 斎藤文一(新潟大理), 渡辺重十(東北大理), 牧口一男(新潟大理) 6300 Å昼間大気光(Ⅲ)(10:30-10:45)
- 8 岩上直幹(東大理) 昭和基地と柿岡におけるNI 5200 Å放射地上観測の比較(10:45-11:00)
- (休憩 11:00-11:15)

大気光 II

座長 牧野忠男 (立教大理)

- II- 9 岩上直幹, 小川利紘(東大理), 近藤豊 (名大空電研) S-310-6号機による熱圏NO分子密度の測定(速報)(11:15-11:30)
- 10 牧野忠男, 関口宏之(立教大理), 山本博聖(東大理) 中間圏オゾンの測定 - S-310-6号機観測結果 - (11:30-11:45)
- 11 早川幸男, 松本敏雄, 村上浩, 野口邦男, 宇山喜一郎(名大理) 近赤外大気光のロケット観測(11:45-12:00)
- 12 鈴木勝久(東大理) 大気光観測から求めた酸素原子イオン密度(12:00-12:15)
- 13 中村純二(東大教養), 大地登(岐阜大教養) K-9M-66号機によるBa発光雲の観測(12:15-12:30)

第I会場

極光・木星

座長 芳野 赴夫 (電通大)

- | | |
|---|---|
| <p>I-16 <u>鮎川勝</u> (極地研), 山岸久雄 (京大工)</p> <p>17 <u>金田栄祐</u> (東大理), 平尾邦雄 (東大宇宙研)</p> <p>18 <u>国武学</u>, 小口高 (東大理)</p> <p>19 <u>今井一雅</u> (高知高専), 富沢一郎, 馬鳥直哉, 芳野赴夫 (電通大)</p> <p>20 <u>馬鳥直哉</u>, 今井一雅, 富沢一郎, 芳野赴夫 (電通大)</p> <p>21 森岡昭, <u>三浦俊一</u>, 近藤哲朗, 近藤実, 大家寛 (東北大・理)</p> <p>22 大家寛, <u>近藤哲朗</u> (東北大・理)</p> <p>23 <u>前田耕一郎</u> (兵庫医大)</p> <p>(休憩 15:30-15:45)</p> | <p>無人観測施設による超高層多点観測: 地磁気多点観測 (13:30-13:45)</p> <p>可視域単色撮像装置の開発及び予備観測速報 (13:45-14:00)</p> <p>フリッカリングオーロラの特性(II) (14:00-14:15)</p> <p>木星デカメートル波放射源固有の放射時間構造 (14:15-14:30)</p> <p>木星デカメートル波のVLBI (超長基線干渉計観測) システムの開発 (14:30-14:45)</p> <p>木星デカメートル波のダイナミックスペクトラム観測 (14:45-15:00)</p> <p>木星磁場デカメートル波放射特性 (15:00-15:15)</p> <p>木星デカメートル波強度変動のスペクトル (15:15-15:30)</p> |
|---|---|

磁気圏 I

座長 飯島

健 (東大理)

- | | |
|--|--|
| <p>I-24 前沢洌 (名大理)</p> <p>25 <u>藤井良一</u> (極地研), 飯島健 (東大理), T. A. Potemra (APL/JHU)</p> <p>26 <u>上出洋介</u> (京産大), R. A. Heelis, W. B. Hanson (UT, Dallas)</p> <p>27 <u>笹村義孝</u>, 上出洋介 (京産大・理)</p> <p>28 <u>西田篤弘</u>, 早川基 (東大宇宙研)</p> <p>29 <u>山下喜弘</u>, 小沢芳郎 (気象衛星センター)</p> <p>30P <u>藪崎努</u>, 北野正雄, 小川徹 (京大工)</p> <p>31P <u>金田栄祐</u> (東大理)</p> | <p>強い北向き IMF の時の磁気圏の特異性 (15:45-16:00)</p> <p>The Seasonal Variation of Field-aligned Current (16:00-16:15)</p> <p>AE-C衛星による高緯度電場観測-そのI (16:15-16:30)</p> <p>ポーラーキャップ内の電流ベクトルの時間的および地域的变化 (16:30-16:45)</p> <p>プラズマシートの構造とダイナミックス (16:45-17:00)</p> <p>静止衛星軌道で観測される(1,2-4)MeVプロトン (17:00-17:15)</p> <p>S-310-5号機による電離層電流の観測(速報) (17:15-17:20)</p> <p>KYOKKO搭載ATVによる真空紫外オーロラ撮像観測-II (Polar Cap Aurora) (17:20-17:25)</p> |
|--|--|

第1日 5月15日(火) 13:30-17:20

第II会場

電離圏力学

座長 丸橋克英 (電波研)

- II-14 渡辺章人, 津田敏隆, 加藤進(京大工) オゾンによる大気潮汐励起の季節変化
(13:30-13:45)
- 15 加藤進, 津田敏隆, 渡辺章人, 森英人(京大工) 局所熱源による大気潮汐波動の励起
(13:45-14:00)
- 16 川平浩二(京大理) プラネタリー波による〔NO〕輸送(1)
(14:00-14:15)
- 17 前田憲一(京産大理) 電離層ダイナモの内部構造(14:15-14:30)
- 18 白木正規(地磁気観) 日本における地磁気太陽日変化について
(14:30-14:45)
- 19 角村悟, 荒木徹(京大理) 夜側電離層電流の equatorial enhancement について
(14:45-15:00)
- 20 竹田雅彦, 前田坦(京大理) Counter-electrojet と電離層3次元電流系の関係
II (15:00-15:15)
- (休憩 15:15-15:30)

HFドップラ

座長 小川徹 (京大工)

- II-21 佐藤輝夫(兵庫医大) HF電波吸収のWinter Anomalyと降下電子との関係
(15:30-15:45)
- 22 筒井稔, 見持圭一, 辻井常男, 小川徹(京大工) 電離層における電離大気の変動周期測定(HFドップラ観測)
(15:45-16:00)
- 23 北村泰一(九大理) HFドップラにおける日出効果とそのKp依存性
(16:00-16:15)
- 24 長野勇, 満保正喜, 梶尾幸博(金沢大工) 短波ドップラ観測による孤立波TIDの連続周期解析
(16:15-16:30)
- 25 奥沢隆志(電通大), 月尾修(電々公社), 土橋俊夫, 柴田喬(電通大) 上部電離層小振幅じょう乱のスペクトル特性及び位相速度分散特性
(16:30-16:45)
- 26 小倉紘一(日大生産工), 小玉正弘(理研) モンテカルロ計算による太陽硬X線の大気による散乱について
(16:45-17:00)
- 27 田中高史(電波研) 下部熱圏におけるEUV加熱効率(17:00-17:15)
- 28P 岩坂泰信(名大水研), L. Thomas (Appleton Lab.) The influence of N.L.C. particles on ionization balance in mesosphere
(17:15-17:20)

第I会場

磁気圏Ⅱ

座長 上出洋介 (京産大理)

- | | |
|---|---|
| <p>I-32 亀井豊永(京大理)</p> <p>33 大家寛, 青山隆司(東北大理)</p> <p>34 寺沢敏夫(東大宇宙研)</p>
<p>35 田中基彦(東大理), 上村鉄雄(名大プラ研), 佐藤哲也(東大理)</p> <p>36 三浦彰, 佐藤哲也(東大理)</p>
<p>37 松本紘, 長井啓介(京大工), 佐藤哲也(東大理)</p> <p>38 尾崎政男, 玉尾孜(東大理)</p> <p>(休憩 10:45-11:00)</p> | <p>K-indices の比重(9:00-9:15)</p> <p>木星Disc内の温度分布と密度分布(9:15-9:30)</p> <p>ティアリング・モード不安定の非線型発展
- E×Bドリフトによる current disruption 効果 - (9:30-9:45)</p> <p>地球磁気圏尾, 中性面近傍におけるプラズママイクロ安定性のシミュレーション(9:45-10:00)</p> <p>Quiet Aurora Arc生成のGlobal Simulation (Ⅲ): 電離層電子密度及び磁気圏インピーダンスの役割(10:00-10:15)</p> <p>磁気圏における磁場リコネクションによる粒子加速の計算機シミュレーション(10:15-10:30)</p> <p>断熱加速による粒子落下(10:30-10:45)</p> |
|---|---|

磁気圏Ⅲ

座長 西田篤弘 (東大宇宙研)

- | | |
|--|---|
| <p>I-39 玉尾孜(東大理)</p>
<p>40 井上雄二(京産大, 計算機)</p> <p>41 玉尾孜(東大理)</p>
<p>42 鷺見治一(名大空電研), 森田耕一郎(名大工)</p> <p>43 松本紘, 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工)</p>
<p>44 松本紘, 西尾勝(京大工)</p> | <p>沿磁力線粒子束に対する気体論的方程式とその応用(11:00-11:15)</p> <p>地球磁気圏の電磁氣的モデル(11:15-11:30)</p> <p>地磁気脈動に関する可能振動諸領域(11:30-11:45)</p> <p>ホイッスラー波動方程式論(11:45-12:00)</p> <p>コーヒーレント非線形ホイッスラー相互作用の波動振巾依存性 - self-consistent computer simulation - (12:00-12:15)</p> <p>LTSコードによる非線形ホイッスラー相互作用の計算機シミュレーション(I)(12:15-12:30)</p> |
|--|---|

第II会場

- | 主磁場・磁気異常 | 座長 | 行 武 毅 (東大震研) |
|--|----|---|
| II-29 水野浩雄(地理院) | | 一等磁気測量による地磁気年変化量分布の変動
(9:00-9:15) |
| 30 住友則彦(京大教養) | | 鳥取-山崎間の全磁力差に適用したWeighted
difference 法について(9:15-9:30) |
| 31 <u>大志万直人</u> , 田中秀文(東工大理) | | 伊豆半島西部地域における全磁力観測(VI)
(9:30-9:45) |
| 32 <u>堀川義夫</u> , 中塚正, 小野吉彦(地質調) | | 相模灘-伊豆大島周辺海域の磁気異常
(9:45-10:00) |
| 33 <u>石川雄一</u> , 行武毅(東大震研) | | 航空磁気測量結果に基づく中部日本の地磁気異常に
ついて(10:00-10:15) |
| 34 植田義夫(保安庁水路部) | | 北西太平洋南部, 鹿島灘沖の三つの海山の磁気異常
解析結果について(10:15-10:30) |
| 35 井口博夫, 伊勢崎修弘, <u>石沢俊樹</u> , 西村博
次, 安川克己(神戸大理) | | 南大東島の地磁気異常の解析(10:30-10:45) |
| (休 憩 10:45-11:00) | | |

- | テクトノマグネティズム | 座長 | 住 友 則 彦 (京大教養) |
|---|----|---|
| II-36 <u>加藤愛雄</u> (東海大工), 瀬戸正弘, 早坂孝
(東北工大) | | 1978年宮城県沖強震の震源域における全磁力異常
について(11:00-11:15) |
| 37 笹井洋一(東大震研) | | 複合茂木モデルのピエゾ磁気変化(11:15-11:30) |
| 38 佐野幸三(地磁気観) | | 柿岡における0.3~9.0分周期成分のCA変換函数の
解析結果について(11:30-11:45) |
| 39 <u>半田駿</u> , 住友則彦(京大教養) | | 山崎断層におけるELF自然電磁波を用いた比抵抗
の観測(I)(11:45-12:00) |
| 40 本蔵義守, 小山茂(東大震研) | | 浅間山付近における地磁気変化異常
(12:00-12:15) |

第I会場

VLF電波I

座長 早川正士 (名大空電研)

- I-45 田村和士(木更津高専), 玉尾孜(東大理) プラズマ・ポーズを越える電磁波の垂直伝播 (13:30-13:45)
- 46 冨沢一郎, 芳野赳夫(電通大) 商用周波(50/60HZ)電力線誘導放射の観測 (13:45-14:00)
- 47 恩藤忠典, 村上利光(電波研), 荒木喬, 奥田光直(弘前大教育) IMS期間の弘前におけるVLF放射の観測 (14:00-14:15)
- 48 大津仁助, 早川正士, 柏木瑞夫(名大空電研) 1978年9月29日佐久島で観測された。ELF-VLF異常雑音現象について(14:15-14:30)
- 49 佐藤夏雄, 福西浩(極地研), 尾崎孝之, 芳野赳夫(電通大) Quasi-periodic(QP) ELF-VLF Emissionの衛星-地上同時観測(14:30-14:45)
- 50 林幹治, 小口高, 国分征(東大理), 鶴田浩一郎(東大宇宙研), R.E. Horita(UV), 渡辺富也(VBC) VLFエミッションに対するSSC(79. Sept., 21)効果, II(14:45-15:00)
- 51 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 前沢湧, 寺沢敏夫, 池田慎, 町田忍(東大宇宙研) カナダに於けるVLF多点同時観測計画 (15:00-15:15)
- (休憩 15:15-15:30)

VLF電波II

座長 大津仁助 (名大空電研)

- I-52 池田慎, 鶴田浩一郎(東大宇宙研) サイブル電波の到来方向(15:30-15:45)
- 53 池田慎, 鶴田浩一郎(東大宇宙研) 到来方向測定に関連したVLF電波の電離層透過の研究(II)(15:45-16:00)
- 54 西野正徳(名大空電研) 相関法を用いたオーロラヒス到来方位測定 of 観測 (16:00-16:15)
- 55 岡田敏美, 岩井章, 早川正士(名大空電研) 母子里(34°N. geomag. lat)におけるホイッスラの総合観測III, -観測結果の解釈- (16:15-16:30)
- 56 早川正士, 田中義人, 柏木瑞夫, 岡田敏美, 岩井章, 大津仁助(名大空電研) VLF電波の欧州観測:第三年次概要 (16:30-16:45)
- 57 柴田喬, 芳野赳夫(電通大), 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研) "Kyokko"で観測されたLHRホイッスラ (16:45-17:00)
- 58 大家寛, 宮岡宏(東大理), 宮武貞夫(電通大) 極域電離層における高周波プラズマ波動スペクトル (17:00-17:15)

第II会場

- 古地磁気 I 座長 伊藤 晴 明 (島根大理)
- II-41 堂面春雄(山口大教育) 岩石磁気学, 古地磁気学の草分けとしての松山基範先生, 小伝(13:15-13:30)
- 42 井口博夫, 森永速男, 安川克己(神戸大理) 石灰岩の磁化から推定した地磁気永年変化?(13:30-13:45)
- 43 笹島貞雄(京大理), 西村進(京大教養), Blake event は local か global な地磁気反転現象か(13:45-14:00)
- 44 広岡公夫(富山大理) 更新世後期の新しいエクスカージョンの発見(14:00-14:15)
- 45 佐藤高晴, 川井直人(阪大・基礎工), 小林和男(東大・海洋研) 深海底堆積物の残留磁化測定とそのスペクトル解析(14:15-14:30)
- 46 堂面春雄(山口大教育) 山口県笠山第四紀玄武岩の Rock/Paleo Magnetism(14:30-14:45)
- 47 中島正志, 柳沢真珠美(福井大教育), 酒井英男(阪大基礎工) 福井県三国地区に分布する火山岩類の古地磁気(14:45-15:00)
- 48 酒井英男, 川井直人(阪大基礎工), 中島正志(福井大教育) 福井県崎浦溶結凝灰岩の残留磁化(15:00-15:15)
- 49 伊藤晴明, 時枝克安(島根大理), 諏訪兼位(名大理) Precambrian Rocks の古地磁気(15:15-15:30)
- (休憩 15:30-15:45)
- 古地磁気 II 座長 広岡 公 夫 (富山大理)
- II-50 登内正治, 古田俊夫, 小林和男(東大海洋研) 葉山嶺岡オフィオライトの枕状玄武岩及び貫入岩の古地磁気学的研究(15:45-16:00)
- 51 田中秀文(東工大理) 伊豆大島の溶岩による古地球磁場強度(16:00-16:15)
- 52 当舍利行, 河野長(東大理) Shawの方法による古地球磁場強度測定(16:15-16:30)
- 53 兼岡一郎(東大理), 松林修(地調), 座主繁男(東大理), 荒牧重雄(東大震研) 浅間山周辺の第三紀火山岩のK-Ar年代と若いK-Ar年代測定上の問題点(16:30-16:45)
- 54 滝上豊, 小嶋稔(東大理) 海底岩石(DSDP Leg58, Leg60)の ^{40}Ar - ^{39}Ar 年代測定(16:45-17:00)
- 55 兼岡一郎(東大理), J. Obradovich, H. Mehnert, M. Tatsumoto (USGS Denver) アメリカ, Montana州のStillwater Complex に対する $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 法の適用(17:00-17:15)
- 56 網川秀夫, 小嶋稔(東大理) ミネソタ河谷におけるRb-Sr年代決定(17:15-17:30)
- 57 柳沢正久, 小嶋稔, 西谷忠師(東大理) ^{40}Ar - ^{39}Ar dating of Precambrian Rocks in the Minnesota River Valley.(17:30-17:45)
- 57a 船木実, 永田武(極地研) 南極マクマード基地周辺の古地磁気, その1(17:45-18:00)

第3日 5月17日(木) 9:00-12:30

第I会場

EXOS-B I

座長 河島信樹 (東大宇宙研)

- I-59 松本紘(京大工), 宮武貞夫(電通大), 鶴田浩一郎(東大宇宙研), 森岡昭(東北大理), 大津仁助(名大空電研), 大家寛(東北大理), 木村磐根(京大工)
- 60 松本紘, 木村磐根, 橋本弘蔵(京大工), 向井利典, 久保治也, 河島信樹(東大宇宙研)
- 61 木村磐根, 橋本弘蔵(京大工)
- 62 宮武貞夫(電通大), 藤原宣裕(ライフエンジニアリング), 太田光(電通大)
- 63 森岡昭, 大家寛(東北大理), 宮武貞夫(電通大)
- 64 大家寛(東北大理)

- 65 大家寛, 小野高幸, 鎌田哲夫(東北大理)

EXOS-B(JIKIKEN)によるVLF波動観測 (9:00-9:15)

EXOS-B(JIKIKEN)で観測されたVLFエミッションと粒子フラックスの相関(9:15-9:30)

EXOS-B VLFドップラー観測(9:30-9:45)

EXOS-Bによる電磁波動観測(9:45-10:00)

JIKIKEN(EXOS-B)衛星による Terrestrial Kilometric Radiationの観測(10:00-10:15)

Theory on planetary radio waves converted from the electrostatic plasma waves (10:15-10:30)

Stimulated Plasma wave experiments carried out in the magnetosphere by JIKIKEN (EXOS-B) (10:30-10:45)

Stimulated Plasma wave experiments carried out in the magnetosphere by JIKIKEN (EXOS-B) (10:30-10:45)

(EXOS-B) (10:30-10:45)

(休憩 10:45-11:00)

EXOS-B II

座長 木村磐根 (京大工)

- 66 久保治也, 向井利典, 河島信樹(東大宇宙研), 蟻川達男(農工大工)
- 67 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理), 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男, 利根川豊(東北大理)
- 68 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男, 利根川豊(東海大工), 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理)
- 69 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙研)
- 70 佐川永一, 巖本巖, 水津武(電波研)
- 71 大家寛, 森岡昭, 小野高幸, 三浦悟(東北大理)

JIKIKENによる高エネルギー粒子の観測 (11:00-11:15)

“じきけん”によって観測されたMINI-SUBSTORM (11:15-11:30)

“JIKIKEN”による磁場測定 (11:30-11:45)

飛翔体搭載用インピーダンスプローブによるプラズマポーズと中間層(M層)の観測結果(11:45-12:00)

「極光」によるイオントラフの観測(12:00-12:15)

プラズマ波動波数計測 -K-9M-66号ロケットによる観測- (12:15-12:30)

第3日 5月17日(木) 14:00-17:30

特別講演 平川浩正 (東大理)

重力波の話

総会

懇親会 (18:00-20:00)

第II会場

惑星・岩石磁気 I

座長 小嶋 稔 (東大理)

- II-58 清水幹夫(東大宇宙研) C₃O₂からの生命の過程(9:00-9:15)
- 59 清水幹夫(東大宇宙研) New Space probe data から見た惑星の集積過程(9:15-9:30)
- 60 清水幹夫(東大宇宙研) Supergravity と水星の集積(9:30-9:45)
- 61 永田武(極地研) 南極エコンドライトの古磁気学(9:45-10:00)
- 62 堂面春雄(山口大教育) スピナー磁気計及び無定位磁気計による岩石の残留磁化方位測定と比較(10:00-10:15)
- 63 河野長, 浜野洋三, 西谷忠師, 当舎利行(東大理) Paleomagnetic Processor
I. 設計目標(10:15-10:30)
- 64 河野長(東大理) Paleomagnetic Processor
II. 交流消磁コイルの最適設計(10:30-10:45)
- (休憩 10:45-11:00)

岩石磁気 II

座長 堂面春雄 (山口大教育)

- II-65 小林和男, 古田俊夫(東大海洋研), 百瀬寛一(信州大理) DSDP Leg58 玄武岩の岩石磁気的特徴(11:00-11:15)
- 66 百瀬寛一, 井上喜嗣(信大理), 笹嶋貞雄(京大理) 久米島安山岩の残留磁気の安定性について(11:15-11:30)
- 67 桂郁男, 笹嶋貞雄(京大理) 堆積物の残留磁化機構; post-depositional process について(11:30-11:45)
- 68 野村哲(群大教養), 野尻湖古地磁気グループ 降灰実験と野尻ローム層の磁化機構(11:45-12:00)
- 69 小嶋稔(東大理) 塑性変形に伴う残留磁化の変化(12:00-12:15)
- 70 浜野洋三(東大理) 一軸圧縮による岩石の自然残留磁化の応力消磁(12:15-12:30)
- 71 西谷忠師(東大理) 低温酸化に伴うCRM特性とTRMへの影響(12:30-12:45)

第I会場

- | | | |
|------------------|---|--|
| ライダー | 座長 | 上山 弘 (東北大理) |
| I-72 | <u>柴田隆</u> , 藤原玄夫, 広野求和(九大理) | 成層圏エアロゾル粒径分布への homogeneous nucleation の影響(9:00-9:15) |
| 73 | <u>広野求和</u> , 藤原玄夫, 長沢親生, 柴田隆, 平隆介(九大理) | YAG Lidar による成層圏エアロゾル観測計画(9:15-9:30) |
| 74 | 岩坂泰信, 小林愛樹智(名大水研) | レーザーレーダ観測から見た成層圏エアロゾルの高度変化(1)(9:30-9:45) |
| 75 | 前田三男, <u>内野修</u> , 水波徹, 西垂水剛, 官副泰(九大工) | オゾン観測用Xe Cl エキシマーレーザの高出力化(9:45-10:00) |
| 76 | <u>内野修</u> , 前田三男, 官副泰(九大工) | ライダーによる下部成層圏オゾン層の観測誤差(II)(10:00-10:15) |
| 77 | <u>長沢親生</u> , 藤原玄夫, 広野求和(九大理) | Laser Radar による中間圏ナトリウム層の観測(III)(10:15-10:30) |
| (休憩 10:30-10:45) | | |

- | | | |
|----------|--|--|
| IS・流星レーダ | 座長 | 松浦 延夫 (電波研) |
| I-78 | <u>深尾昌一郎</u> , 青木謙一, 木村磐根, 加藤進(京大工) | Lower stratospheric wind and waves observed by the Jicamarca radar (10:45-11:00) |
| 79 | <u>若杉耕一郎</u> , 深尾昌一郎, 加藤進(京大工) | Jicamarca ISレーダーによる下部成層圏大気振動の局所的性質について(11:00-11:15) |
| 80 | <u>佐藤亨</u> , 深尾昌一郎, 木村磐根, 加藤進(京大工) | Jicamarca ISレーダーによる中間圏の観測(IV)(11:15-11:30) |
| 81 | <u>山崎徳和</u> , 深尾昌一郎, 木村磐根, 加藤進(京大工), R.M. Harper (Rice U.) | Arecibo ISレーダーによる下部成層圏の観測(11:30-11:45) |
| 82 | <u>麻生武彦</u> , 三浦卓(京大工) | MUレーダー電波環境の評価(11:45-12:00) |
| 83 | <u>津田敏隆</u> , 麻生武彦, 高島洋典, 伊藤礼, 野々山徹, 加藤進(京大工), 貝沼昭司(電波研秋田) | 京都大学流星レーダー観測(V)(12:00-12:15) |
| 84 | <u>伊藤礼</u> , 麻生武彦, 津田敏隆, 高島洋典, 野々山徹, 加藤進(京大工) | 京都大学流星レーダー観測(V)(12:15-12:30) |

第II会場

宇宙線I

座長 長島一男(名大理)

- | | | |
|-------|---|--|
| II-72 | 安江新一, 森 寛, 鷺坂修二, 横山敏彦,
赤羽重信, 茅野基(信大理), 一之瀬匡興
(信大教養) | 深い地下(250 MWE)における高エネルギー宇宙
線強度変動の観測(9:00-9:15) |
| 73 | 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次
郎(名大理), 近藤一郎(東大宇宙線研) | 坂下-地下宇宙線日変化(9:15-9:30) |
| 74 | 一之瀬匡興(信大教養), 矢作直弘(岩手
大入文), 高橋八郎(岩手大教育), 長島
一男(名大理) | 惑星間空間磁場による宇宙線恒星時日変化
(9:30-9:45) |
| 75 | 森 覚, 安江新一(信大理), 一之瀬匡興
(信大教養), 石田喜雄(福島大教育) | 宇宙線異方性と太陽活動(9:45:10:00) |
| 76 | 北村正亟(気象研) | 宇宙線日変化の機構(10:00-10:15) |
| 77 | 小森博夫(東京水産大) | 1977年11月22日宇宙線増加の解析
(10:15-10:30) |
| 78 | 須田友重(気象研), 和田雅美(理研) | SSCにともなう宇宙線変動(10:30-10:45) |
| 79 | 和田雅美, 奥谷晶子(理研) | 宇宙線密度勾配と異方性(その2)
(11:00-11:15) |

(休憩 11:15-11:30)

宇宙線II

座長 和田雅美(理研)

- | | | |
|-------|---|--|
| II-80 | 宗像義教(中部工大), 長島一男(名大理) | 宇宙線強度変化と惑星間空間パラメータ
(11:30-11:45) |
| 81 | 村上喬(名大理), 袴田和幸(中部工大) | Forbush decrease の time profile と惑星
間磁場の構造(11:45-12:00) |
| 82 | 千葉敏躬, 高橋八郎(岩手大教育), 長島
一男(名大理) | 宇宙線リジディティスペクトルとセクター構造
(12:00-12:15) |
| 83 | 藤本和彦(名大理), 小島浩司(名古屋保
衛大), 村上一昭, 長島一男(名大理) | Off-ecliptic cosmic ray flow dependent on
the IMF sector polarity (12:15-12:30) |
| 84 | 矢作直弘(岩手大入文), 千葉敏躬, 高橋
八郎(岩手大教育), 長島一男(名大理) | 宇宙線の Spherical Zonal Components と太陽風
(12:30-12:45) |
| 85 | 長島一男, 柴田祥一, 森下伊三男, 龍岡亮
二, 霜永禎章(名大理) | 太陽双極子磁場の反転に伴う宇宙線の強度変化
(12:45-13:00) |

第I会場

南極ロケット

座長 青山

巖 (東海大工)

- I-85 小川俊雄(京大理), 岩上直幹(東大理) 昭和基地における静穏時電離層電場の観測
(13:30-13:45)
- 86 遠山文雄, 青山巖, 小松誠一, 村松祥二
(東海大工) 南極ロケットによる磁場観測解析
(13:45-14:00)
- 87 山岸久雄, 木村磐根(京大工), 鶴田浩一
郎(東大宇宙研) S310 JA-5号機によるVLF観測結果(速報)
(14:00-14:15)
- 88 木村磐根, 松尾敏郎(京大工), 長野勇
(金沢大工) S-210 JA-20, 21号機で観測されたVLFヒスの
の特性(14:15-14:30)
- 89 小玉正弘, 奥谷晶子, 和田雅美, 今井喬,
竹内一(理研) 南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測(V)
(14:30-14:45)

ISSb

座長 佐藤

輝夫 (兵庫医大)

- I-90 松浦延夫, 緒方隆信, 永山幹敏, 猪木誠二,
丸山隆, 井出俊行, 藪馬尚, 山西光夫(電
波研) ISS-bによる電離層世界分布観測
(14:45-15:00)
- 91 上滝実, 栗城功, 加藤仲夏, 杉内英敏(電
波研) ISS-Bによる雷活動度世界分布図の作成
(15:00-15:00)
- 92 巖本巖, 水津武, 佐川永一(電波研) 電離層観測衛星(ISS-b)によるイオン組成の観
測結果(15:15-15:30)
- 93 米沢利之(中部工大) 電離層における準2年変化(15:30-15:45)
- (休憩 15:45-16:00)

室内実験

座長 松本

治弥 (神戸大工)

- I-94 別生栄, 河島信樹(東大宇宙研) 太陽フレアのシュミレーション実験(16:00-16:15)
- 95 松本治弥, 賀谷信幸, 岡博行, 増田益大
(神戸大工) Wakeの模擬実験(16:15-16:30)
- 96 佐々木進, 矢守章, 八木康之, 河島信樹,
大林辰蔵(東大宇宙研), 金子修(名大プラ研) 高エネルギー電子ビームを用いたロケット実験(帯
電現象)(16:30-16:45)
- 97 八木康之(東大宇宙研), 金子修(名大プ
ラ研), 佐々木進, 河島信樹(東大宇宙研) 磁場中の高圧正電位シースの研究(16:45-17:00)
- 98 河島信樹, 久保治也, 向井利典, 江尻全機
(東大宇宙研), 村里幸男, 宮武貞夫(電
通大), 大家寛(東北大理), 松本紘(京大工) Controlled beam experiment for Generation
of plasma waves (17:00-17:15)

第II会場

太陽磁気圏 I

座長 玉尾

孜 (東大理)

- II-86 大家寛, 渡辺重十, 高橋忠利(東北大理) 金星電離層-太陽風の相互作用(14:00-14:15)
- 87 柿沼隆清, 鷺見治一, 小島正宜(名大空電研) 1974-1976年における太陽風速度の3次元分布について(14:15-14:30)
- 88 榛沢美保, 家森俊彦, 前田坦(京大理) 太陽風内の不連続面について(14:30-14:45)
- 89 坂井純一(富山大工) Triggering Models of Solar Flare (14:45-15:00)
- 90 渋谷仙吉(山形大理) U. Anzer によるシロバッキーモデル批判は正しいか(15:00-15:15)
- 91 桜井邦朋(神奈川大工) 太陽ニュートリノ検出に関するひとつの試み(15:15-15:30)
- 92 桜井邦朋(神奈川大工) Maunder Minimum 直前の太陽活動-ガリレオの「太陽黒点論」中のスケッチの解析-(15:30-15:45)

(休憩 15:45-16:00)

太陽磁気圏 II

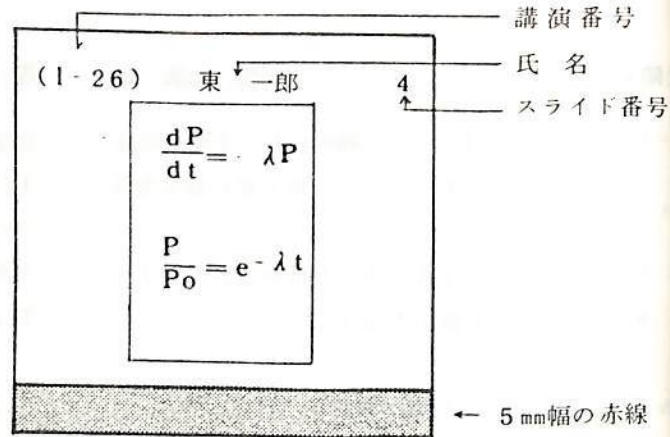
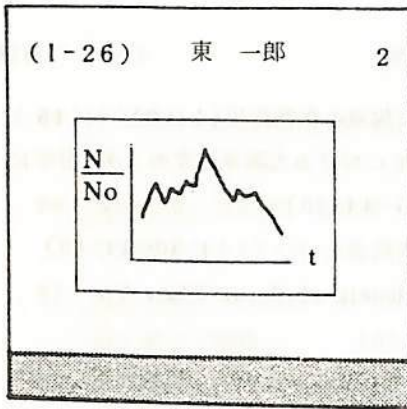
座長 桜井邦朋

(神奈川大工)

- II-93 村山喬(名大理), 青木孝夫(箕輪工高), 中井仁(牧野高), 袴田和幸(中部工大) 太陽風パラメーターとAL-indexとの関係(16:00-16:15)
- 94 恩藤忠典, 中村義勝(電波研) 27日回帰性地磁気嵐の太陽周期効果(16:15-16:30)
- 95 前沢冽(名大理) A 28.5 Day Recurrence Period of the IMF and Its Relation to High Latitude Coronal Holes (16:30-16:45)
- 96 斎藤尚生(東北大理) SMF, IMFの11年周期と二半球モデル(16:45-17:00)
- 97 袴田和幸(中部工大) コロナ磁場と惑星間磁場(17:00-17:15)

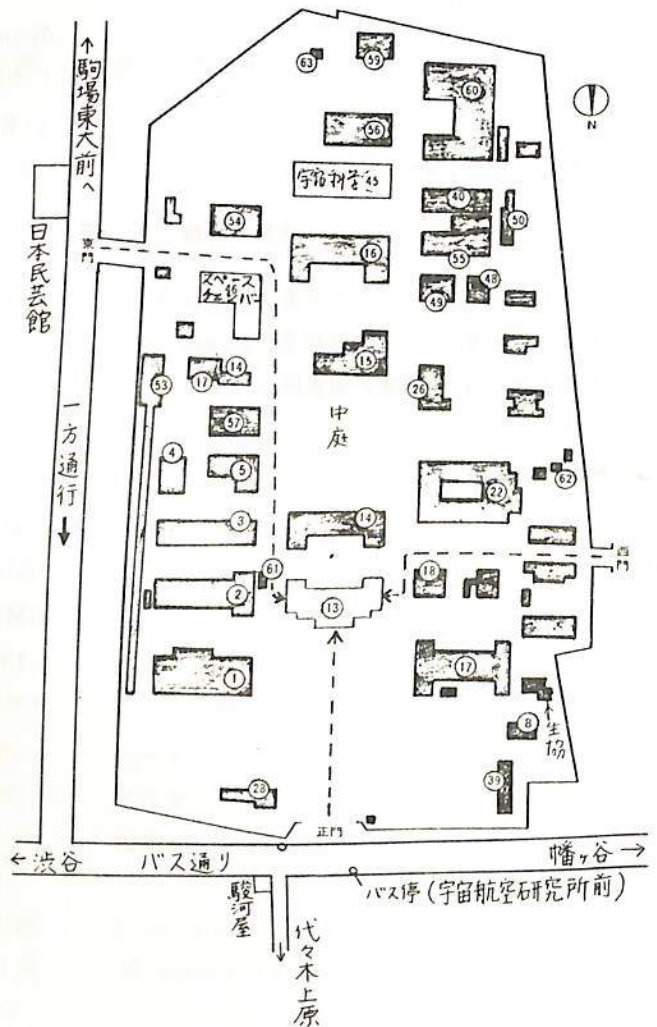
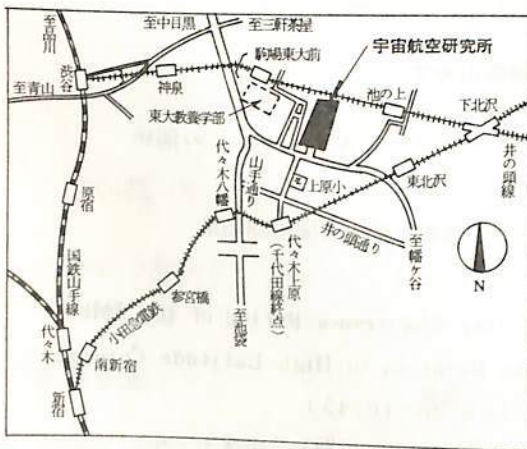
スライドの様式について

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



- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3, ……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5mmの赤鉛筆等で記入。
- この規格は日本物理学会等と同様です。

宇宙研内建物配置図



交通

1. 小田急線・東北沢駅から徒歩7分
2. " " " " "
3. 千代田線・代々木上原から徒歩13分
4. 井の頭線・駒場東大前から徒歩7分
5. " " " " "
6. 池の上駅から徒歩7分
7. 都バス, 東急バス(渋谷-幡ヶ谷)
宇宙航空研究所下車

第 1 会 場

中低緯度における磁気脈動の特性
 - Pc 1 型磁気脈動 -

桑島正幸* 外谷健** 河村謙**

*地磁気観測所 女満別出張所 **地磁気観測所

我々は Pc 1 型脈動について 特に中低緯度と極光帯の Pc 1 について
 えんわの特性の比較に注目しながら解析を進めている。その概要を前回の
 学会で報告した。その結果の一部を下の図に示しているが、両者の間には顕著な
 特性の違いがみられる。すなわち 中低緯度位置する女満別(MMB)では 出現頻度の
 コークが夜側から明け方にかけてみられるのに対して、極光帯位置する昭和基地
 (SYO)では 出現頻度のコークは昼側にある。又中低緯度における Pc 1 の周期は
 極光帯のえんわに比べて明らかに短く、前者は ~1.2 秒 後者は 3~4 秒である。
 又地磁気活動度(Dst, Kp)に対する依存性についても両者の間には大きな
 相違がみられる。

今回は 前回の結果をふまえて もう一度 中低緯度における Pc 1 脈動の特性
 を見直してみたい。前回では 中低緯度の観測点として 女満別のみに注目したが
 今回は 加えて 鹿屋、父島での資料も解析し 中低緯度における フェイン・ストラクションでの
 Pc 1 をみてみたい。

図1 Pc 1 の出現頻度
 (Feb. 1977 - Jan. 1978)

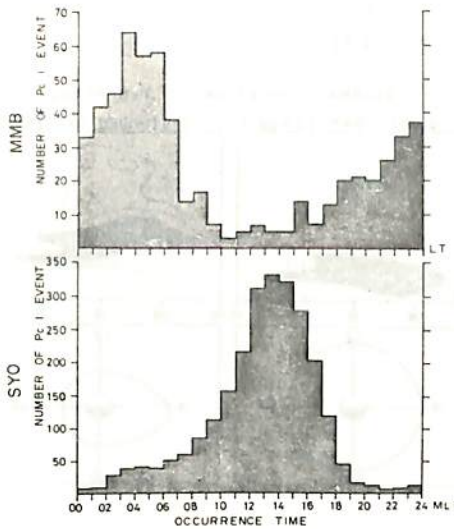
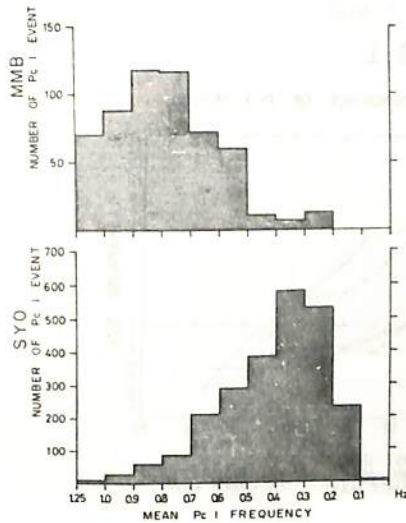


図2 Pc 1 の中心周期
 (Feb. 1977 - Jan. 1978)



中低緯度における磁気脈動の特性

- Pc3型磁気脈動(Ⅳ) -

河村 謙* 桑島 正幸** 佐野 幸三*

*地磁気観測所 **地磁気観測所 女満別出張所

これまで何回かにわたって、中低緯度におけるPc3型磁気脈動の特性について報告をしてきた。又これをまとめることとなる。

- (1) Pc3の中心周期は顕著な solar cycle variation を示し、sunspot maximum phase には周期が短くなり、sunspot minimum phase には周期が長くなる。これは磁気圏対流電場による plasmopause の size の変動の効果によるものと推定される。
- (2) Pc3の中心周期は顕著な Kp-dependence を示す。①、②については、図1にその結果を示す。Kpが小さい時にはPc3の周期は sunspot maximum phase と sunspot minimum phase で大きく違いを示すが、Kpが大きいときには両者の周期がほぼ同じになることに注目した。
- (3) 図2に磁気活動が静かな時 ($\sum Kp \leq 11$) と荒れている時 ($\sum Kp \geq 30$) についてPc3の中心周期の日変化を示す。両者の違いは図2下部に示すような plasmopause の size 及び structure の違いにより、定性的に説明される。

その他にも polarization や latitudinal effect について興味ある結果が出てきており、中低緯度Pc3の特性が明らかになりつつあるので、今後さらに解析を進める予定であり、今回はその途中結果について報告する。

図1

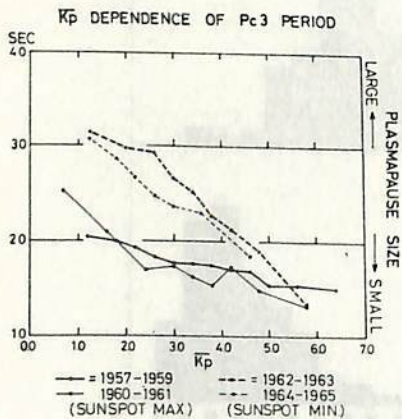
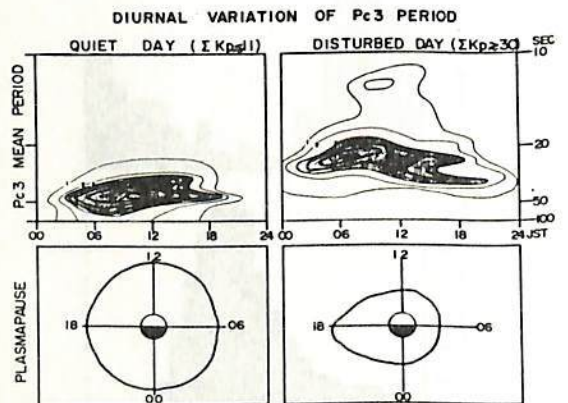


図2



野崎寛朗

(電波研 平磯)

17次南極観測隊が持ち帰った昭和基地とみずほ基地の地磁気脈動記録は、大きな現象の解析は75年春の学会で報告した。今回は17次隊のデータの内、76年1月から約1年間のデータにフリエソングラム解析を行い、たくで報告する。

アナログテープに記録された脈動データをDCから2 Hzの周波数範囲でFFTを使ってダイナミックスペクトルを作り、日変化特性、地磁気活動に対する変化を調べ、昭和基地、みずほ基地間比較を行った。その結果を記すと

- ① $P_c 1$ 脈動は昭和基地、みずほ基地共ほとんど毎日観測される。出現時刻の頻度分布をとると、MLTの14時ごろにピークを有し、夜間の発生頻度は小さい。特に強度の強い $P_c 1$ 脈動は夜中には発生していない。
- ② 地磁気活動とは無関係に $P_c 1$ 脈動は発生している。Kp Index と脈動は時刻をずらして統計をとっても相関は見出せなかった。
- ③ $P_c 1$ 脈動の中心周波数は0.3 ~ 0.6 Hzの範囲にあり、観測されるバンド周波数の上限が1 Hzを越えた事はまれであった。
- ④ 昭和基地とみずほ基地で観測された $P_c 1$ 脈動を比較すると、多くの現象について同時に発生している。また観測される周波数範囲も同じであった。大きな現象についてはダイナミックスペクトルの微細構造もよく一致している。強度の弱い脈動は昭和基地だけ、あるいはみずほ基地だけで観測される現象もある。全体の発生頻度は昭和基地の方が多い。しかし、これはみずほ基地の記録のS/Nが小さく、弱い現象はノイズの中に埋もれてしまう為と思われる。

一部のデータについては、電子計算機による周波数の解析を行い、極地での $P_c 1$ 脈動の伝播への考察を加えた。あわせて報告する。

L=6付近のULF波動の共役性: II Pc1 脈動

福西 浩, 岩淵 美代子 (国立極地研究所), R. Gendrin (CRPE/CNET)

GEOS-1は周期12時間の楕円軌道であるため、Apogeeの経度はほとんど変化しない。1977年7月5日から9月までの約3カ月間 Syowa/Iceland Conjugate Campaign のため GEOS-1のApogee経度は約6°Eに位置していた。図1は、この間のMagnetic Foot Printを示す。図から明らかのように衛星は09-17 UTの時間帯 Syowa, Mizuho 近くに位置している。この時間帯にGEOSで観測された代表的なPc1現象を共役点の関係にある Syowa, Mizuho, Husafellの地上データと比較した。その結果

1)バースト的に起るPc1現象は衛星とは1~2分の遅れをもち南北両共役点ではほぼ同時に起こる。このことから、これらの波動は磁気圏のEquatorial Plane付近で励起され両半球の地上まで伝搬していったものであることが分る。図2はその例である。

2) Pearl タイプのPc1は南北共役点で交互に観測され、従来考えられていたWave PacketのBouncingモデルと一致する。しかし、衛星で同時観測されたPc1は地上と同じくり返し周期で観測された。このことは、Wave Packetが同じ磁力線をBouncingしていないことを示唆する。

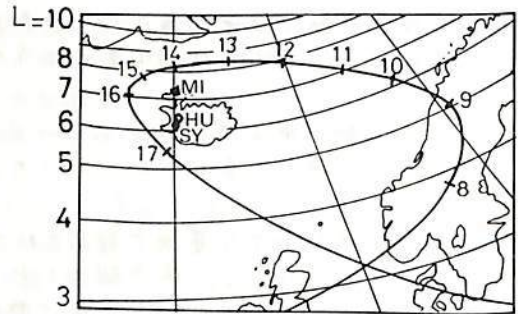
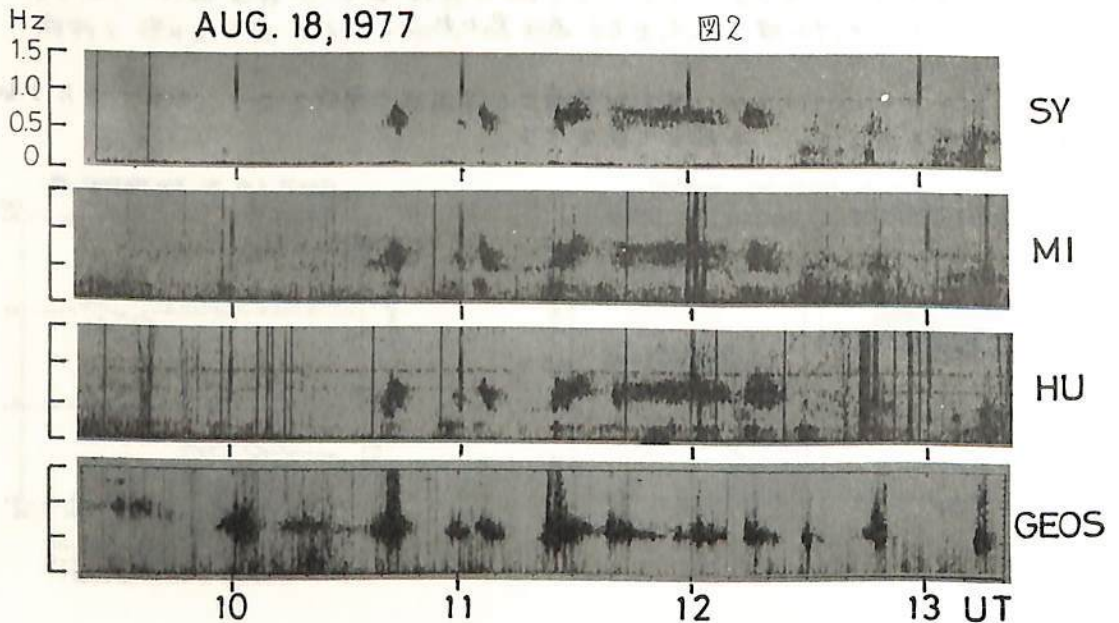


図1



岩淵美代子・福西浩 (国立極地研究所)

1977年7月29日より9月18日までの52日間、南極の昭和みずほ基地とその共役点アイスランドのフサヘルで共役点観測を実施した。

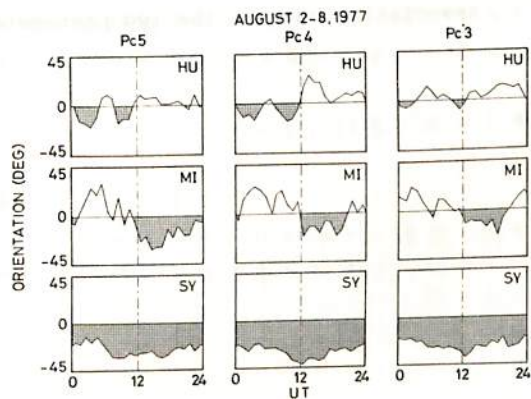
地磁気の脈動は Induction Magnetometer を用い、アナログ磁気テープに記録した。これから、8月2日から9月12日までの期間のデータ H, D, Z 3成分を 0.6 sec のサンプリングタイムで A/D 変換し、コンピュータテープを作成した。そして、各観測点における 1) H, D 成分の Power Spectrum 2) H, D 成分の Phase 3) Coherency 4) Polarization 5) Major Axis Orientation 6) Ellipticity 及び観測点間の 1) Phase 2) Coherency の計算を行った。その結果 1) これらの観測所では Daytime に 2 つの周波数領域でパワーの上昇がみられる。一つは Pc3 レンジで、他は Pc4-5 レンジである。これらの f-スเปクトルの形は共役点で非常に類似しており、Coherency は 0.5 以上を示す。また Polarization (= 偏波強度/全強度) は 0.6 以上を示し、波動成分がパワーに大きく寄与している。この 2 つのバンドは同時に出現することもあるが、一方しか出現しない場合もあり、2 つの独立した波動源があることを示唆する。

2) 2 つのバンドの周波数は日変化を示す。一般に 9 MLT に最大となり 18 MLT 付近で最小となる。

3) パワー強度もはっきりした日変化を示す。Pc3 バンドは 6-9 MLT で最大となり、12 MLT 以後強度は急激に減少する。一方、Pc4-5 バンドは、午前側 (6-9 MLT) に大きなピークを示し、午後側 (14-16 MLT) に小さなピークを示す。これらの傾向は共役点で同様にみられる。

4) みずほでの Major Axis Orientation は 12 MLT を境に NE 方向から NW 方向にきれいなスイッチングを示す (図参照)。一方、共役点のフサヘルでは NW から NE にスイッチングする。この傾向は、Pc4-5 で最もよくみられるが、Pc3 レンジにも存在する。

以上の結果は、Pc3 脈動は Bow Shock 付近で励起された波動が Magnetosphere の中に入り込み、Local Magnetic Field Line と Resonance して、Standing Oscillation を励起したものであるという考えを支持する。また、Pc4-5 脈動は、Magnetopause での Kelvin-Helmholtz 不安定性により発生した波動が磁気圏内の Field Line に Couple して、Standing Oscillation を励起したものであるという考えと一致する。



T. Sakurai (Tokai University)

R.L. McPherron (University of California, Los Angeles)

Pi 2 magnetic pulsations provide an accurate indicator of substorm expansion onset, however, it is not known what physical mechanism generates them. Of many suggested mechanisms one possibility is that Pi 2 pulsations represent a disruption of the cross tail current as a neutral line forms in the near earth plasma sheet. To date there have been few reports of Pi 2 in space and little opportunity to determine the validity of this suggestion. We have examined a large number of Pi 2 events recorded at the synchronous satellite ATS-6. These can be divided into three types. The first is a superposition of a 100 second period oscillation and a large amplitude, higher frequency Pi 1 activity. The second is a 100 second wave unaccompanied by Pi 1. Both have associated compressional oscillations. The third is a pure transverse wave in the D component. The pure transverse waves are quite rare, while the compressional waves occur during almost every substorm. In general, if the satellite is in the local time sector 19-03 lt a Pi 2 burst accompanies every onset. In addition, onsets at the satellite are associated with ground Pi 2 bursts. The peak occurrence time for satellite Pi 2 is 22 lt. An examination of Pi 2 polarization at the satellite reveals that the initial perturbation in the D component (azimuthal east) is in the same sense as the perturbation caused by substorm associated field aligned currents, positive premidnight, negative after. This observation suggests there is a very close association between the two phenomena.

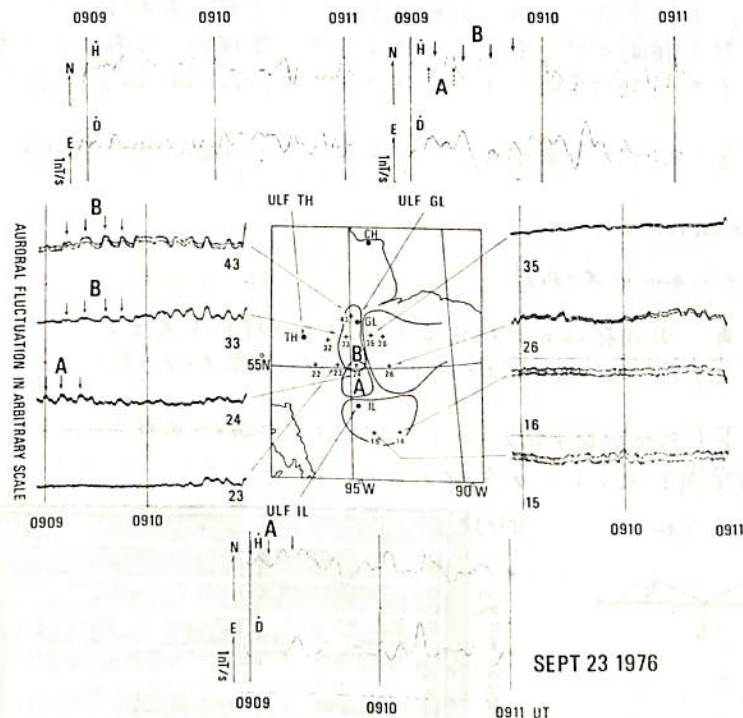
小口 高, 林 幹治, 国分 征, 鶴田 浩一郎, 渡辺 信也, R E Hovita
 厚大理 東大宇宙研 UBC U.Vic.

暁方の極光帯の Recovery Phase によく見られる pulsating Aurora は地磁気脈動を伴っており、この相互関係は古くから知られている。しかし、それら相互の関係は実際にはよく変動し、或時は極めてよい相関が得られるが、又別の時には殆ど関係なく見られる場合もある。又、この時間帯の地磁気脈動が極めて不規則な波形であると、観測期間の相関が極めて悪いと

も大きな特徴である。

これらの特性は、pulsating Aurora の、パッチの大きさに関係があるとが、その図から知られる。一般に pulsating Aurora は互いに独立に起ることを要する複数のパッチで構成されており、従ってそれぞれのパッチの効果が地磁気変動に重畳して現われるものとすれば、或る角の地磁気変動は、その角の近くのパッチの影響を最も強く受けるであろうし、当然パッチからの距離とともにその影響は小さくなることを行く筈である。

図は 1976 年 9 月 23 日、0909 - 0911 UT のパッチ A, B の分布、その時々の変動と、Gilliam (GL),



SEPT 23 1976

Thompson (TH), Island Lake (IL) における地磁気脈動を比べたもので、パッチ A の効果が主として Island Lake で、パッチ B の効果が主として Gilliam で見られることを示している。これらの事実から次の結論が得られる。

1. 暁方における地磁気脈動の空間的広がりにはパッチのスケールと同程度であると考えられる。
2. 波形が不規則なのはパッチの独立性に関連している。
3. オーロラとの相関が悪いように見えるのは、パッチのスケールが小さい場合、対応するパッチが見えにくいだけで、本質的には極めてよい対応を示すものである。

林 幹治^{*}, 小口 高^{*}, 国分 征^{*}, 渡辺 高也^{**}, R. E. Horita^{***}, 鶴田 浩一郎^{****}
 東大 理^{*}, U. B. C.^{**}, U. Vic.^{***} 東大 宇宙研^{****}

地上で観測される地磁気擾動の polarization については今迄にも多くの研究がなされて来たが、観測データについてはホドグラフを書くにせよ一般的なスペクトル解析の方法にたよるにせよかなりの煩雑を伴うという問題、また得られた結果の解釈については、モデルの自由度が大きく電離層、地面などの影響や現象の広がり等現実的に正しく考慮しにくいという問題があるように思われる。モデルの自由度の広がりを受束させる一つの努力としてより多くのデータを能率的に処理し解釈するという立場がある。

我々がカナダで実施して来た対点観測のデータを処理する為、原理的には新しくないが半導体のスペクトラムアナライザを効果的に用いて次のような polarization analysis を行っている。

一般に位相差のある直交2成分 (X, Y) を振幅 R, L の右廻り及び左廻りの円偏波の合成として表現すれば

$$X = \sum_i \{ R_i \cos(\omega_i t + \phi_i) + L_i \cos(\omega_i t + \phi_i) \}$$

$$Y = \sum_i \{ R_i \sin(-\omega_i t + \phi_i) + L_i \sin(\omega_i t + \phi_i) \}$$

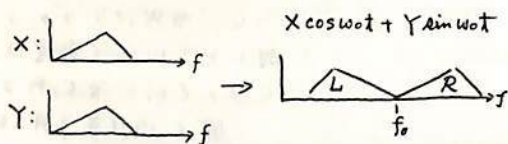
この場合 ϕ_i は主軸と X 軸のなす角、周波数 ω_i の 2 相位角と X, Y との複相を考へる

$$X \cdot \cos \omega_0 t \pm Y \sin \omega_0 t = \sum_i \{ R_i \cos(-\omega_i \mp \omega_0 t + \phi_i) + L_i \cos(\omega_i \mp \omega_0 t + \phi_i) \}$$

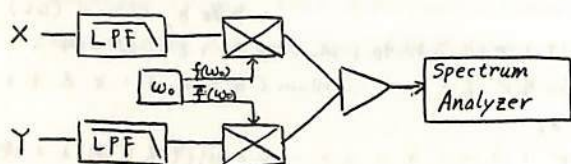
複号の上側をとれば

$$= \sum_i \{ R_i \cos(\omega_i + \omega_0 t - \phi_i) + L_i \cos(\omega_i - \omega_0 t + \phi_i) \}$$

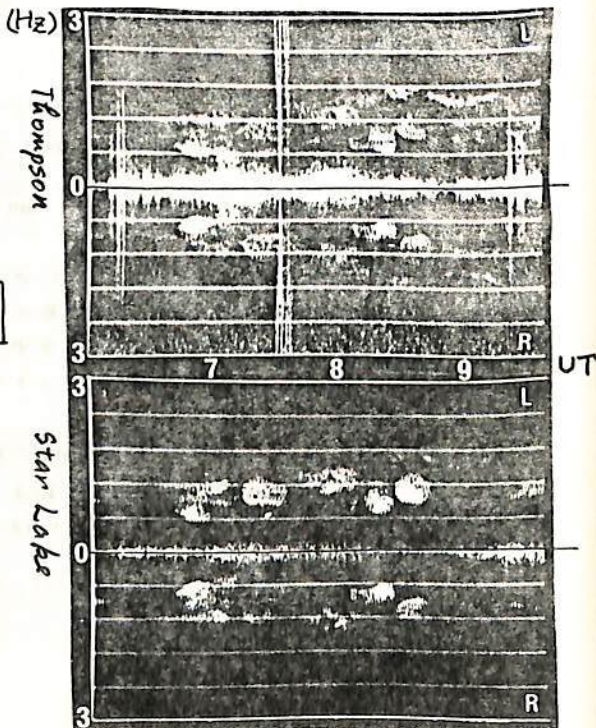
となり下図に示すように周波数空間で R と L とが分離される



実際の構成は



右図は1977年9月25日マートライン上の Thompson, と Star Lake で得られた pc-1 についての解析結果である。この例については強度の強い所で L 成分が強い傾向を示している。等高線表示により半定量的表現も行う半導体のデータに肉しての解析結果を報告する。



坂 翁介, 北村辰一 (R大 理)
飯島哲二 (地磁観測センター)

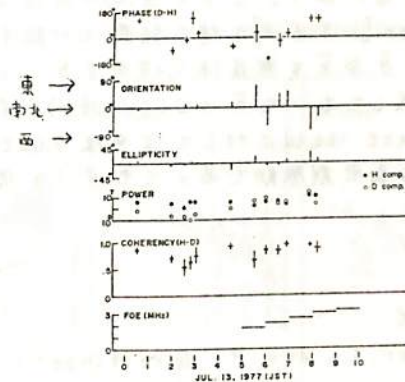
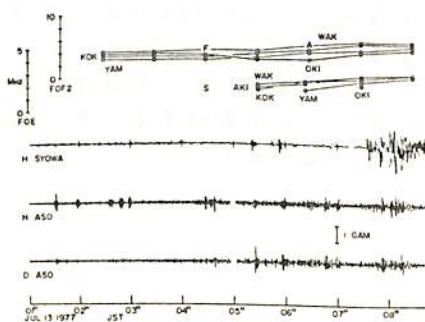
熊本県阿蘇 (ASO) に於る低緯度地磁気脈動 (P_2, P_4) の観測により 朝方の電離層の出現とともに脈動 D 成分が急増する現象がみられたことは前回報告した。以後 3 例を追加し、詳しい解析をおこなったのでここに報告する。

解析をおこなったのは、1976年12月1日、同年12月2日、1977年5月21日、同年7月13日及び同年12月1日の5例がある。夏2例、冬3例で、そのよみ夜半から日中にかけてのデータで電離層との対比をとる場合に都合の良い例ばかりを選んだ。解析の結果以下の事がわかった。

- ① 夏と冬で日出は約5時間おちるが、そのよみともなり D 成分急増も夏と冬で約5時間おちる。つまり脈動 D 成分の急増は明らかに 明方の電離層出現と同期して起る。
- ② D 成分急増は偏波率及び主軸の方向を変えろ。つまり南北の主軸を持つ直線偏波をより東西に傾いた主軸を持つた円偏波へと変えろ。

①の結果より、電離層電子密度の急増は地上で観測している限り、地磁気脈動に強い影響を与えていることは明らかである。

その原因であるが、日出にともなうホール、ペダーセン伝導度の増加により、電離層内での電流系が変化し、その結果地上での情報に変化が表れ出るのであるう。その時ホール、ペダーセン電流が、どの様な役割をはたしているのかは、脈動信号の波形形態に強く依存するので、その機構の細部にわたってはまだ明確でない。引続き、理論的観測的側面よりの研究を続行する必要がある。



脈動 (P_2, P_4 ; $T \sim 50-100$ sec) に対する電離層効果を示す典型的な例。朝方5時頃の D 成分の急増が E, F 層電子密度上昇とも同期していることに注目。その詳しい解析例を右図に示す。D 成分のスペクトル密度上昇は偏波率、主軸方向に変化を起していることがわかる。

糸長 雅弘, 坂 翁介, 北村 素一
九大理

北村研究室では、SQUID磁力計を用いて阿蘇で長周期脈動(Pi2とPi4)を観測してきた。その結果、夜間Pi2の水平面内偏波はほぼ直線偏波であって、主軸の向きはほぼ南北であることがわかった。unidirectionalな水平伝播を仮定したモデルでは地上での磁場の向きは水平伝播の方向と一致するので、阿蘇で得られた結果は、夜間Pi2の伝播機構として南北方向のunidirectionalな水平伝播を示唆している(ダクト伝播)。

Greifinger and Greifinger [1968]によると、夜間ダクトに対する分散式は

$$p - \frac{i\delta[(1+r)/(1-r)] + \delta \tan \alpha \delta}{1 - i\delta[(1+r)/(1-r)] \alpha (\tan \alpha \delta / \alpha \delta)} = \bar{\omega} \frac{J_{\nu+1}(\bar{\omega})}{J_{\nu}(\bar{\omega})} \quad (1)$$

で与えられる。ここで

$$p = (\bar{k}^2 - \epsilon^2 \bar{\omega}^2)^{1/2}, \quad \delta = (\bar{\omega}^2 - \bar{k}^2)^{1/2}, \quad \bar{k} = k\lambda, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega\lambda}{V_2}$$

$$V_2 = 720 \text{ km/s}, \quad \lambda = 300 \text{ km}, \quad \epsilon^2 = 0.0027, \quad \alpha = 1/3$$

r は ionospheric reflection coefficient で電離層以下での境界条件より定まる。

地球の電気伝導率 $\sigma (\sim 10^8 \text{ esu})$ を考慮すると

$$i\delta \frac{1+r}{1-r} = -\bar{k} \frac{1+r' e^{-2\bar{k}\beta}}{1-r' e^{-2\bar{k}\beta}} \quad (\beta = 1) \quad (2)$$

となる。 r' は atmospheric reflection coefficient で

$$r' = \frac{\bar{\theta} - \bar{k}}{\bar{\theta} + \bar{k}} \quad (3)$$

で与えられる。ここで

$$\bar{\theta} = \theta\lambda, \quad \theta = \left(k^2 - \frac{4\pi i \omega \sigma}{c^2} \right)^{1/2}$$

$\bar{\theta} \gg \bar{k}$ のとき $r' \approx 1$ 。このとき(2)の右辺は $-\bar{k} \cdot \coth(\bar{k}\beta)$ となって Greifinger and Greifinger [1968] の得た結果に一致する。しかしながら、 $\omega \sim 0.1 \text{ s}^{-1}$ のような低周波域においても $\bar{\theta} \gg \bar{k}$ を無条件に仮定することには問題がある。もし(2), (3)において $\bar{\theta}$, \bar{k} をそのまま残しておいて $\bar{k} \rightarrow 0$ (cutoff) とすれば、 $\bar{\omega} = 0$ が(1)を満たすことが示される。これは、lowest band に対しては有限の cutoff が存在しないことを意味する。その結果、Pi2 のような長周期脈動であってセダクト伝播する可能性が出て来る。

参考文献

Greifinger, C., and P. Greifinger, J. Geophys. Res., 73, 7473, 1968.

湯元清文・斎藤尚生・田村忠義・高橋主衛・桜井 亨
(東北大・理)

Pc3, 4周期帯の地磁気脈動と太陽風との関係については、脈動の活動度と太陽風速度との高い相関性(Saito, 1964) 及び脈動の振幅の大きさや惑星間空間磁場(IMF)の方向との関連性(Bolshakova & Troitskaya, 1968) 等にはじまり、多くの研究者によって、研究が行われてきた。今回は、太陽風パラメーターの中で、何が最もPc3の発生に寄与するかを明らかにする為に、次に述べる2点に着目して、研究を進めた。

(1)地上(女川)で観測したPc3の発生頻度 SOLAR WIND DEPENDENCE OF Pc3 OCCURRENCE と太陽風パラメーターとの相関性。

(2)磁気圏シースでExplorer 33により観測したPc3周期帯のHM波と太陽風パラメーター及び発生位置との関連性。

主な解析結果を以下にまとめる。

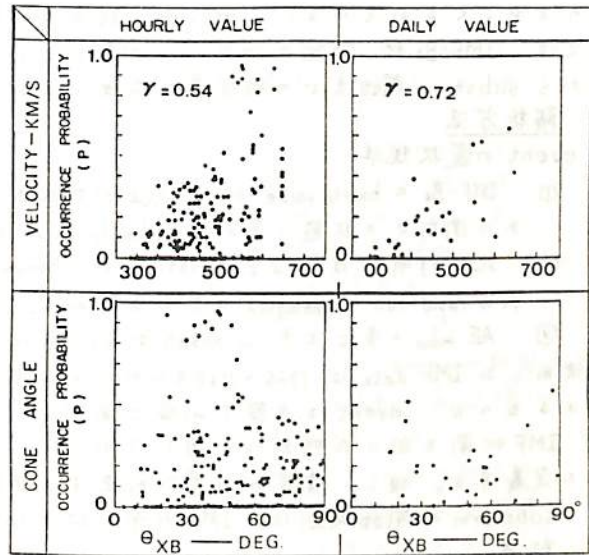
(1)太陽風速度が大きいことがPc3発生の必要条件である (第1図上)。

(2)地上で観測されるPc3の発生の時間変化は、主にIMFの方向(θ_{XB})に依存し、cone angle θ_{XB} が 50° 以内の時発生率が大きくなる (第1図下)。

(3)IMFのcone angle θ_{XB} が小さくなるにつれて、大振幅のHM波が磁気圏シースに発生し、その変動は等方的になる (第2図中)。

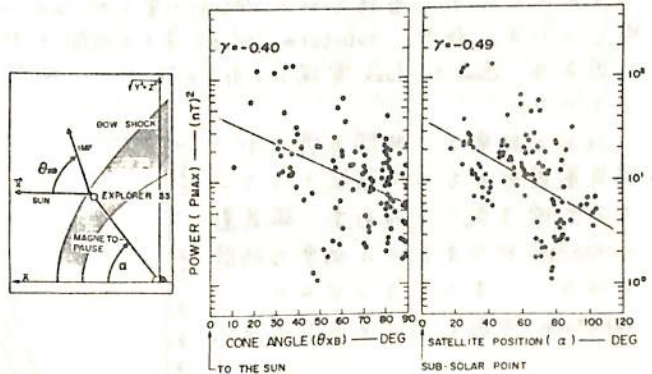
(4)磁気圏シースでのHM波のパワーは観測点近傍で最大で、その観測点から遠ざかるにつれてパワーは減少する (第2図右)。

以上の事から、太陽風の速度及びIMFの方向に関連して発生する磁気圏シースのHM波は、低緯度Pc3となり得る事を示す。



第1図

θ_{XB} - α - DEPEND. OF P_{MAX} IN THE MAGNETOSHEATH



第2図

家森俊彦・前田坦

京都大学 理学部

惑星間磁場(IMF)が、北向きから南向きに変わると、普通数十分遅れて substorm が起こる。この時間遅れについては、Arnoldy(1971), Rostoker et al.(1971), Meng et al.(1973), Foster et al.(1977), Caan et al.(1975, 1977) 等によって、いくつかの方法で調べられたが、結果及び解釈は一定してはいない。しかし、この問題は、substorm 開始のメカニズム及び、それに対する IMF 南北成分(B_z)の役割と関連して重要である。

これまでの方法は、Caan et al.(1977)を除き、すべて統計的であり、IMF の時間変化も複雑なものを含み、くわめている。これらが、結果及び解釈の一定しない原因であると考え、今回我々は、IMF- B_z が、一定のパターンで変化している場合の個々について、IMF が南を向いたから substorm 開始までの時間差を求め、それを、IMF 南向き成分の大きさと比較した。

解析方法

a) event の選抜規準

- ① IMF- B_z の hourly value が $+2\gamma$ 以上で北向きの状態が 5 時間以上続いた後、比較的速やかに南向きの状態に変わる。(hourly value が -1.5γ 以下)。
- ② 比較的明瞭な P_2 -2 型 pulsation が、Memambetsu, Wingst, Fredericksburg (or Tucson) のいずれかの rapid-run magnetogram に見い出される。
- ③ AE index の変化と P_2 -2 onset が約 10 分以内で一致する。

使用した IMF data は、1966~1968 年にかけての Explorer 33 (82 秒値)、及び 34 号 (20 秒 2.3 分値) によるもので、event は全部で 21 例である。

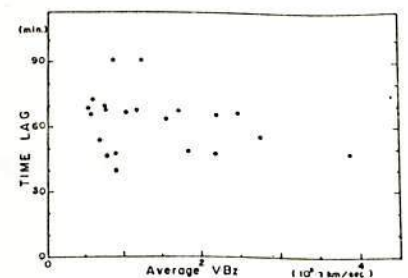
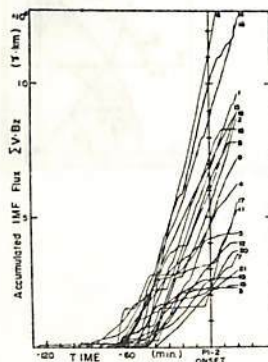
- b) IMF が南を向いた時刻は、図 1 において、各曲線が連続的に増加し始める時刻であると定義する。但し、衛星の位置に由来する時間差は補正済。(X = $-20 R_e$ の位置に与える)。
- c) substorm の開始時刻は、IMF が南を向いた後の最初の P_2 -2 開始時刻で定義する。

結果

図 1 は、各 event について、X = $-20 R_e$ の位置を通過した IMF 南向き flux の substorm 開始までの時間変化を示す。substorm 開始時のこの flux 量 ($\Sigma V B_z$) が event 毎に非常に異なることから、これが磁気圏内に蓄積された energy に大まか比例すると仮定すれば、substorm 開始のメカニズムが、蓄積された energy の量 (or tail current の大きさ) とは無関係であることを示唆している。他方、substorm onset までの時間のずれは、一時間前後でかなり一定している。

図 2 は、dawn-to-dusk 電場 ($-V \cdot B_z$) の強さが、時間の遅れとほとんど無関係であることを示している。

以上の結果は、時間の遅れが、磁気圏固有のものとして解釈すべきことを示唆する。すなわち、磁気圏に energy がたまるのに必要な時間ではなく、また、ランダムに、substorm が起っているのでもない。



← 図 1

↑ 図 2

芳沢克明、村山 浩
 名大 理

地球の南北半球に於ける地磁気活動度の非対称性と、IMFの東西成分 (B_y) との関係は、これまで種々の解析によって調べられてきた。ここでは a_n (a_n index) を用いて、非対称性の性質を、IMFのデータが有効な期間 (1967-1974) にわたって調べた。

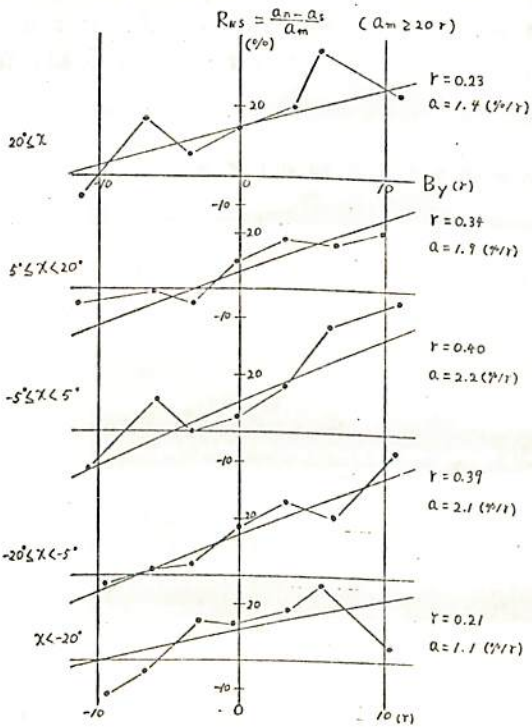
南北非対称性はIMFのY成分に比例し、 B_y が増加すると前半球に於いて、北半球の活動度が大きくなり、全体の活動度が高まるにつれて、両者の差をその割合を増して行く。下図はこの様な傾向を季節別に調べたものである。南北非対称性を示すパラメータとして

$$R_{NS} = \frac{a_n - a_s}{a_m}, \quad (a_m = \frac{1}{2}(a_n + a_s))$$

を縦軸にとり、対応する B_y を横軸にとり、それぞれ B_{y1} と B_{y2} と呼ぶ。このとき、 B_{y1} と B_{y2} との対称には、 B_{y1} と B_{y2} の差が成り立つ。 a_n (a_n index) は太陽風の擾乱の強さを示し、その時間変動の影響を受けており、これらの影響を小さくする為には、対応するデータの時間帯 (IMFの南向き成分とそれ以外の成分) の間に、約1時間の遅れがあることを考慮して、indexの得られた時間 (1時間先行する時間) を中心に、データを平均を含まない時間で、IMFの変動が小さい場合だけを選んだ。即ち、5時間のintervalでIMFのSM系に於ける B_y 、 B_z の1時間値をそれぞれ5個から、

- (1) $\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 B_{z1} < -2r$
- (2) $\alpha_i = \tan^{-1}(B_{y1}/B_{z1})$ として、 α_i の1から5までの平均を求め、 $\alpha_i - \alpha_j < 20^\circ$
- (3) $B_z = \sqrt{B_{z1}^2 + B_{z2}^2}$ として、(2)と同様に、 $|B_{z1} - B_{z2}| < 6r$ 、さらに solar flare の影響を除く為には、太陽風速度 V 、粒子密度 N に於いて、 $\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 V_i < 700 \text{ km/s}$ 、 $\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 N_i < 200 \text{ 個/cm}^3$

の条件をつけた。下図はこれらの条件に加えて、 $a_m \geq 20r$ の場合のデータについて、 R_{NS} と B_y の関係を示した。 r 、 α はそれぞれの領域での相関係数、及び平均傾斜である。両



者は共に、 α が0付近で最大で、 $|R_{NS}|$ が増加するにつれて小さくなる。しかしながら、 α は北半球の傾斜を示している。即ち、地磁気活動度の南北非対称性、対する B_y の影響は、北半球に於いてより顕著である。

南北非対称性の成因については、極域電離層に於ける電流及び磁場とプロトソニック等の発達と関連して考えらるべきであり、今回はその結果を、 B_y の非対称性、及びその季節変化と関連して詳細に検討する。

平沢 威男 (国立極地研究所)

才17次南極観測により、はじめられた南極地域におけるIMS観測も、才19次隊をもつてほぼ所期の成果を上げ一応の終了をみた。才19次観測もロケット、人工衛星による観測、観測点群による地上観測など大筋としては、才17、18次観測の継続であったが、特記すべき成果としては次の通りである。

- (1) ロケット観測; S210 2機(夏期間) S310 4機(冬期間)の打上げ。うちS310 3機はアクティブなオーロラのなかに入る。搭載機器はほぼ全て正常に作動。
- (2) 人工衛星テレメトリー; 新たにEXOS-Aのデータ受信を実施 (310軌道)、ISIS-1, 2 (174軌道)
- (3) 内陸の雪氷上に設置した無人観測施設 6ヶ月間、正常に作動、地磁気3成分、ULF、CNAのデータ取得。
- (4) 互に20 Km はなれた3点で、ヒス電波を受信、その到来時間差からヒスの到来方向を決定、オーロラ現象との相関を確かめた。
- (5) 昭和基地から発射されるオーロラレーダーの反射波は、みずほ基地上空付近からのものと考えられる。そこで、みずほ基地に於いて同時にホトメーターにより、オーロラを観測、その結果、レーダーエコーとビジブルオーロラとの間に顕著な好相関があることを確かめた。
- (6) 5~9月、約50日間、アイスランドとの地磁気共役点観測を実施した。

ELF-VLF放射の共役性

佐藤 夏雄 鮎川 勝 福西 浩 (国立極地研)

1977年7月29日-9月17日に観測されたELF-VLF放射の昭和基地-アイスランド(Husafell)共役性について以下の事実が明らかになった。

1. 朝方出現するオーロラコーラスの共役性は悪く、アイスランドが強い。
2. 昼間現われるELFコーラスの共役性は良い。しかし、北半球では高周波数帯域が強い。
3. QPエミッションは南北両半球同時に受信される。
4. Periodicエミッションの受信される位相は両半球で180度異なる。
5. Si的磁場変動に伴うエミッションの急始は南北両半球同時に現われる。
6. オーロラヒスの共役性はほとんどなく、南半球(冬半球)側が強い。
7. Discreteエミッションの共役性は悪い。
8. 上記の結果が統計的にも明らかになった。

超高層諸現象の共役性について詳しい議論をするためには、単なる磁力線の共役点という出発点でなく、両半球の地球物理的な条件 i) 電離層内の電子密度, ii) 磁力線の伏角(Syowa; 65° , Husafell; 76°), iii) 磁場強度差(Syowa; 4万5千 γ , Husafell; 5万2千 γ), iv) 磁軸の季節変化等の南北非対称性を考察して、ELF-VLF波動の発生伝搬を議論しなければならない。

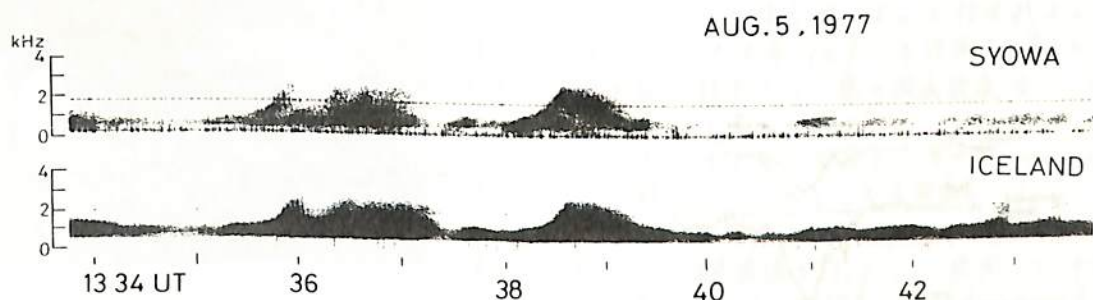


図1

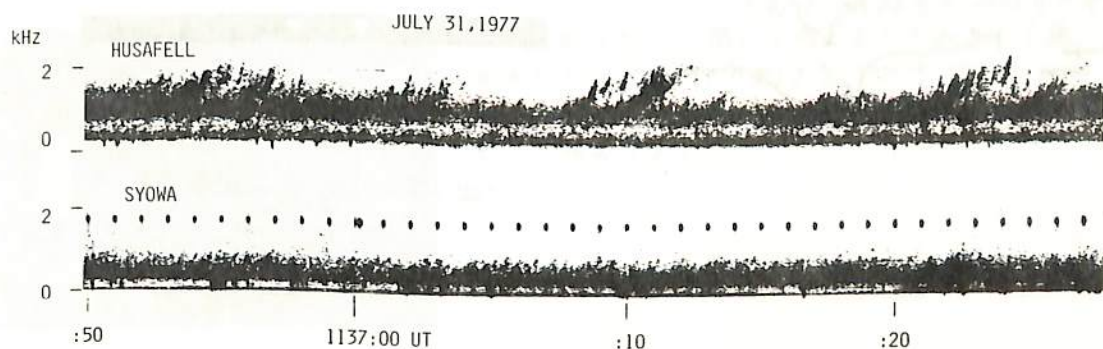
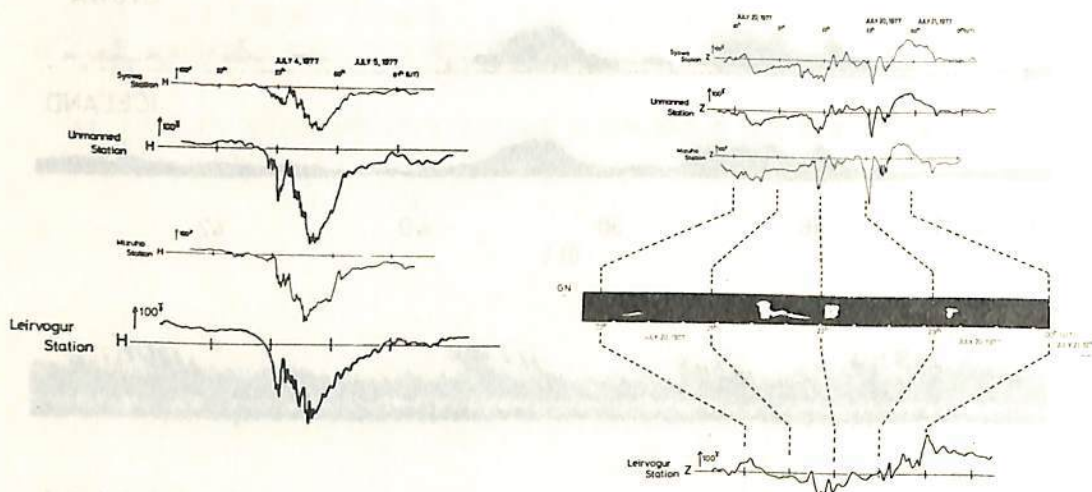


図2

オーロラ現象は近年人工衛星観測などの急激な進展によって興味ある新しい情報が着々と与えられつつある。しかし、一方で衛星観測が提供される情報をより確実に理解するために地上観測施設の充実が大変重要である。さらに、オーロラあるいはこれに伴う諸現象の時間的空間的变化のより細かな知見を得るためには、地上多点観測を実行することが最も効果的な観測方法であろう。

南極の昭和基地付近における多点観測は、昭和基地、みずほ基地および両基地間に設置した無人観測点A1である。さらに20次隊では、みずほ基地のさらに高緯度側にA3観測点を設置する予定である。観測項目は地磁気3成分、地磁気脈動、電離層吸収である。

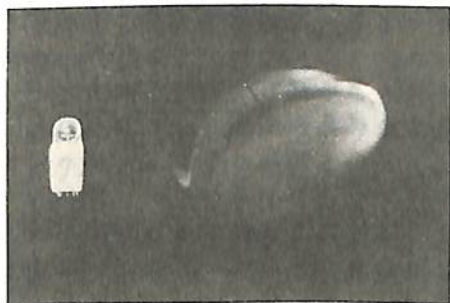
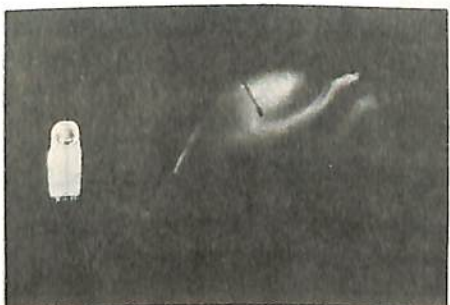
無人観測点の地磁気記録を昭和基地やみずほ基地の記録と比較してみると、大きなNegative bayやPositive変動に差がみられる。これは昭和基地で観測したオーロラの動きと良い相関を持ち、オーロラの時間空間変動とその電流構造を詳細に見極める際の貴重なデータとなる。この3点観測データを地磁気共役点付近のLeirvogurの地磁気変動と比べると、非常に良い相関がある。この種のデータを比較することによって、Leirvogurが、昭和、無人、みずほ基地のいずれの観測点に最も近い共役性をもつのか見極めることができる。さらに、オーロラジェットの共役性のダイナミクスについて詳しい議論をする。



金田栄祐 (東大 地球研施設)

平尾邦雄 (東大 宇宙航空研)

極光・大気光等の発光現象に於いて、そのイメージを特定の波長で観測する事の重要性は、改めて強調する必要がな程の自明の理である。これ迄、可視域単色撮像を困難にして来た技術的の問題点は、i) イメージ・フォーミング、ii) 低感度域でのイメージ・ピクアップアップによる事が出来る。iii) のイメージ・ピクアップに関しては、最近の高感度TVカメラの発達によって市販品の光電子のウラギが問題になる程の極微感度領域迄カバー

21^h 26^m 51^s - 28^m 12^s (CST)21^h 28^m 12^s - 30^m 13^s (CST)21^h 30^m 13^s - 32^m 14^s (CTS)

する様になった為、この点に関しては既に開発研究の対象から除外出来ると考えられる。ii) のイメージ・フォーミングに関しては、これ迄国外に於いてニニの試みがあるが、その一歩は実際の観測に使用されて居る。iii) の問題点をレンズ等を使用した2次元像形成デバイスによって克服しようとした場合、a) 形成された像の波長精度、b) デバイスの口径比、c) デバイスの視野角等がまたる性能上の問題点となる。

我々は、通常の魚眼レンズを単色撮像用に改造し、口径比F:2.8、視野角180°のレンズを得た。このレンズに於ける単色像形成は、レンズ中に挿入した干渉フィルターとの組合せによって行われる。現在、半径中25Åの干渉フィルターを使用しているが、簡単な室内実験の結果では、像の波長精度は、この特性とほぼ等しいと考えられる。

本年1月および2月にかけて、カナダ、マニトバ州チャーチルに於いて、このレンズを使用したイメージ・ピクアップとしては、高感度フィルム(EK 2475)を使用しオーロラの単色撮像を行った。使用した干渉フィルターの中心波長は4278Å, 4477Å, 6300Åである。左に示した写真は1月27日に5577Åの単色撮像観測を行った際の一例を示してある。(露光時間は約120秒である。)

今回は、上記の期間行った予備観測の結果を含めて報告する。

國武 学, 小口 高
(東大理) (東大理)

flickering auroraは、オーロラ短周期変動の一つであり、大きさ数kmのかたまり(パッチ)で、非常に早い明るさの周期変化($\sim 10\text{Hz}$)を示し、[modurationの幅は小さい]、dusk側で、オーロラbreakupの直前及び最中に、オーロラアークの明るい部分によく現われる事が知られている。

flickering auroraは、動きをともなっているように見える。オーロラの動きは入射粒子beamの動きに対応するわけで、flickeringの発生機構を解明する為には動きの解析が重要である。

解析方法 第一に、オーロラのビデオ記録からビデオ信号レベルの時間変動を取り出した。その方法は、特定の水平走査線のビデオ信号だけを取り出して、オシロに振幅表示し、それを連続送りのカメラで流し撮りするものである。その時間的差分を取ることで、パッチの動き及びその周期性が明らかになった。次に変動のない部分と変動部分の関係を調べる為に、TV画面をコマ毎に止め、次々と直接撮影を行なう方法を用いた。最終的には、前述の差分法の結果をコマ止め写真法の結果に組み合わせ、flickering auroraの一つのパッチの周期的な移動及び明るさの変化、変形を明らかにした。

解析結果

- 1) flickeringは移動変形にも周期性があり、それは明るさの変動に同期している。つまり、ある場所にパッチが現われ(明るさON)→一定距離移動し(明るさON継続)→消える(明るさOFF)→再び元の場所に現われ→…、という事を繰り返している。
- 2) 周波数は $5\text{Hz} \pm 0.4\text{Hz}$ と非常にcoherencyが良い。(他の周期変動はこれほどcoherentでない)
- 3) パッチのサイズは非常に小さい。(5~10km) 筈
- 4) 移動距離は約10km, 移動速度は約50km/s,
- 5) 動く部分と動かない部分があるように見える。
- 6) 1つのパッチのlife timeは1~2秒。したがって数回~十数回変動をくり返す。
- 7) そのようなflickeringパッチが、限られた領域(750km)の中に多数(十数個~数十個)存在する。さらに、個々のパッチは空間的にある程度周期的に、アークに沿って並んでいるように見える。パッチ相互の変動の関係(位相など)については、まだ調べていない。
- 8) パッチのgroup全体のlife timeは数十秒~数百秒である。しかし、TVカメラは全天の中の一部しか見ていない。従ってgroupのlife timeはもっと長くなる可能性もある。
- 9) 入り込み粒子のenergy rangeは広い。等である。

これらの解析結果に、Evansの粒子fluxの観測結果⁽¹⁾を考慮に入れると、flickeringの発生機構として、

I) 酸素原子のion cyclotron waveによる、energy rangeがwideなbeamのdeflection。

II) 酸素原子、或いはプロトンのion cyclotron waveによるmonoenergetic beamのmodurationが上部電離層でさらにplasma waveとのinteraction⁽²⁾により、energy rangeを拡げられ、増幅される。

この2通りが推測された。発生機構の完全な決定には、衛星を含めた、ロケット、地上での同時観測が必要である。文献⁽¹⁾ Evans, D.S., J. Geophys. Res. 72, 4281-4291 (1967)

⁽²⁾ Perkins, F.W., J. Geophys. Res., 73, 6631-6648, (1968)

周期	5Hz	energy range	wide
サイズ	5~10km	サイズ(group全体)	> 50km
出現時刻 (L.M.T.)	23h35m~23h50m	リオメータ	~1dB ₀ 増幅
移動距離	~10km	phase	during local auroral breakup
移動速度	~50km/s	auroral form(back)	in the bright homogenous auroral form
life time	1~2 sec		

今井一雅* 富沢一郎・馬島直哉・牙野勉夫
電気通信大学 (*現在 高知高専)

1. はじめに

筆者等は、21.87MHzにおいて木星デカメートル波の局地同時観測を行なうことにより、木星デカメートル波放射源固有の放射時間構造を推定することができることを示してきた。ところで、木星デカメートル波の放射特性は観測周波数によって異なる様相を示す可能性があるため、今回新たに16.7MHzと29.7MHzを加えた3周波観測を行ない各周波数との対応関係を調べたので報告する。また elongation angle (太陽-地球-木星のなす角) によって放射源固有の放射時間構造に対する惑星間空間シンチレーションによる変調の様相が大きく変化することも判明したので合わせて報告する。

2. 3周波観測

1978年11月より調布・菅平の2地点で16.7MHzを、菅平のみで29.7MHzの観測を開始した。3周波同時に観測できた例として、図1に1978年11月28日のIo-Aのeventの強度変動を示す。16.7MHzのS/Nのよいデータ(0.1から1Hzの強度変動)に対するdynamic cross-correlationを図2上段に示す。これから相関係数値がピークで0.8と高く、オフ時間遅れが一定であることがわかる。また、図2下段に29.7MHzにおける星印のデータのスペクトルを示す。これから1Hz以下の周波数成分が卓越しており、22MHz付近でのスペクトルと非常によく似ていることがわかる。以上の解析から22MHz付近だけでなく他の周波数においても惑星間空間シンチレーションの変調が卓越し、放射源固有の放射は数10秒以上継続していることがわかる。

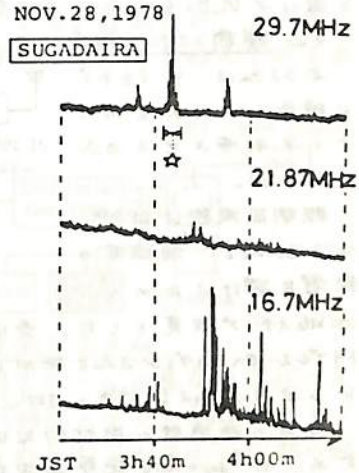
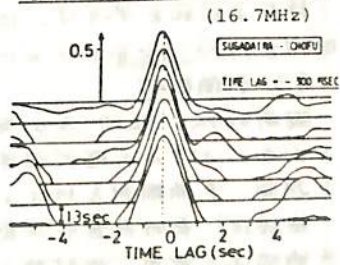


図1 1978年11月28日の event (Io-A)

Dynamic cross-correlation



Power spectrum (29.7 MHz)

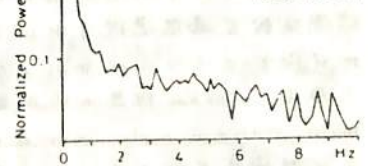


図2 図1のeventの解析結果

3. Elongation angle との関連

main source の event における cross-correlation を比較すると、図3のように elongation angle に対応して相関係数値、相関の幅が変化していることがわかる。これは、elongation angle が 67° と小さい場合、96° の場合と比較して回折パターンが小さくなっているためであると考えられる。このような様相の変化は、衝付近においても見られる。

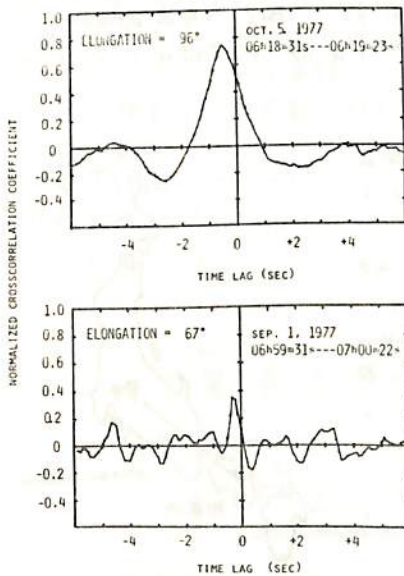


図3 相互相関係数と elongation angle との関連

高島直哉・今井一雅・尾沢一郎・芳野利夫
(電気通信大学)

§1 はじめのこ

現在までの筆者等のグループによる木星デカメートル波多基地観測から、main source と early source とでは放射源固有の放射時間構造が異なっていることが明らかになった。これは、両放射源の放射機構の違いを示唆するもので、放射源の位置や大きさが異なる事が考えられる。放射源の大きさの上限を求めるとVLBIは過去 early source に対してのみしかできなかったが、main source に対しては行なわれていない。そこで筆者等は、main source の観測に重点を置いて VLBI を行なう為に観測システムを開発し、予備観測を開始した。この内容を紹介する。

§2 観測システムの概要

本システムは、データテープに録音し、それを持ち帰って干渉させる方式を採用した。

観測周波数は 21.355 ~ 22.255 MHz、混信等の影響を避けるために、

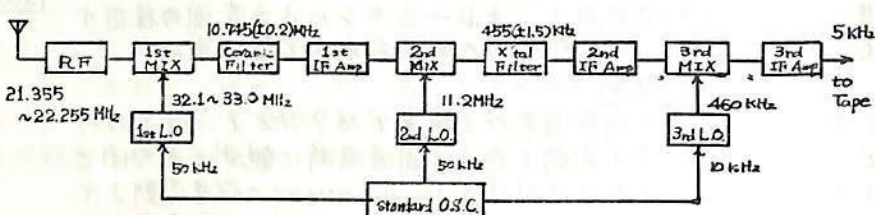


図1 受信機のブロック図

100 kHz ステップ可変とした。受信機は、フィルタリング等の為図1の様な4アールス・パアテロダイン方式を採用し、2nd IF の X'tal Filter により帯域を 3 kHz にしぼり、3rd IF 信号の 5 kHz (±1.5 kHz) をテープに録音する。

2台の受信機の相対的位相特性は、帯域内 ±4° 以内とし、そのため、10⁻⁹ day の高精度周波振動を用いた PLL シンセサイザを局部発振器に用いた位相をロックした。各地異なる受信信号は図2の様に、時刻合わせ用の JJY 信号(又は ASSTCG(自動同期標準時刻付発信機)の信号)及びサンプリング用の 10 kHz 信号と共にテープに録音される。

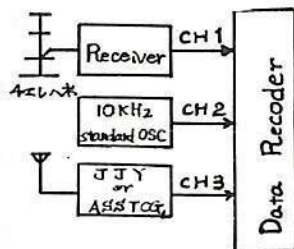


図2. 受信記録系

持ち帰られたデータは、10 kHz 信号から作られた 20 kHz のサンプリングレートでデジタル化し、ミニコンで相関をゲイティングすることにより干渉させる。

§3 予備観測

観測システムのチェック及び実際の観測における原発振器の安定度のモニター、JJY の入感状況等を調べるため、昭和54年3月11日から1週間、予備観測を行なった。

基線は、長野県菅平一愛媛県新居浜(図3)の 550 km で、ビームの半値幅は 5 秒角、放射源の上限は 1 秒角程度におさえられる。予備観測中には、木星電波放射を確認できなかったが、40 kHz の標準電波により原発振器の中心周波数を補正確認し、JJY の受信周波数を適宜選択すれば 2 次元間のデータを干渉させることが可能であることが分かった。

今後、500 km 程度の VLBI 観測を定期的に行なうことにより、main source と early source とを比較を行ない、それを基にさらなる基線長を伸ばすことを考えている。



図3 観測基線

(* : 昭和53年春学会予稿集 P35, P36)

木星デカメータ波のダイナミックスペクトラム観測

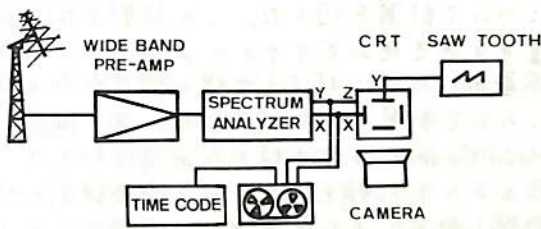
森岡 昭, 三浦俊一, 近藤哲朗, 近藤 実, 大家 寛
(東北大・理)

§1. 序 東北大学における木星デカメータ波観測計画に於てダイナミックスペクトラムの観測は1978年9月下旬より開始された。本観測は木星デカメータ波の周波数及び強度の時間変動を調べることにより、木星デカメータ波の発生機構及び木星プラズマ圏、磁気圏の擾乱状態に関する情報を得ることを目的としている。

§2. 観測結果 観測システムは図1に示すように大別して、広帯域アンテナ、周波数分析部及びアナログ系でダイナミックスペクトラムを作成するデータ処理部より成る。同観測システムを用いて1979年1月14日までに26現象の木星電波が観測され、デカメータ波帯電波発生のおさまさまの様相が明らかにされた。表1は観測結果をまとめたものである。

ダイナミックスペクトラムの変化の特徴を(i)周波数軸方向の変化(周波数構造)(ii)時間軸方向の変化(時間構造)(iii)周波数、時間両方向の変化(ドリフト構造)の3つに分類している。まず(i)周波数構造では木星デカメータ波には、広帯域エミッションと狭帯域エミッション(帯域幅~300kHz)が存在することが判明した(図2及び図3)が、狭帯域エミッションは先行電波源においてのみ観測された。(ii)時間構造については、時間スケールの異なるSバースト及びLバーストの2種類のバーストの存在が確認された。(iii)時間ドリフト構造については、さまざまな様相を次の4つに分類することができた。すなわち①ファラデー回転の結果生ずるドリフト縞②バースト群の示す正のドリフト構造③バースト群の示す負のドリフト構造④その他のドリフト縞(図4)である。このうち②及び③は発生源の緯度的な変化による可能性が高い。また、図4に示すドリフト縞は、運動する複数のコヒーレントな電波源から発生する電波の干渉縞と考えることができる。

今後さらにデータを蓄積し、木星デカメータ波の周波数及び強度の時間変動を解析し、発生源と木星プラズマ圏、磁気圏のより詳細な情報を探つてゆく。

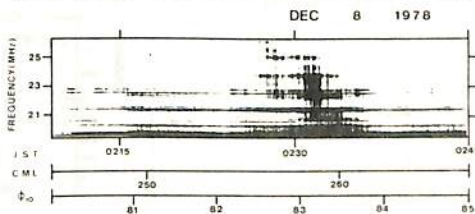


第1図 観測システム

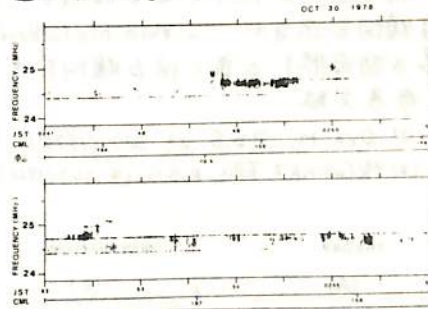
DYNAMIC SPECTRA OF JOVIAN DECA-METER WAVE

FREQUENCY STRUCTURE	WIDE BAND EMISSION NARROW BAND EMISSION
TIME STRUCTURE	L-BURST S-BURST
DRIFT STRUCTURE	FARADAY ROTATION POSITIVE DRIFT NEGATIVE DRIFT OTHER DRIFT PATTERN

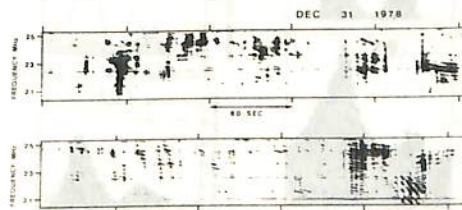
第1表 ダイナミックスペクトラムの特徴



第2図 広帯域エミッション



第3図 狭帯域エミッション



第4図 ドリフト縞

大家 寛 血藤 哲朗
(東北大・理)

§1. 序

木星デカメータ波に関する出現特性, 偏波特性, f_{UH} 特性等は, その詳細が次第に明らかになって来つつあるが, このデカメータ波の統計的な諸性質のいくつかはその発生源である木星電離層での磁場構造と観測点である地球との geometrical 位置関係を考慮するとき, 理論とのよい対応を示すことが明らかになった。

§2. 発生領域と偏波特性

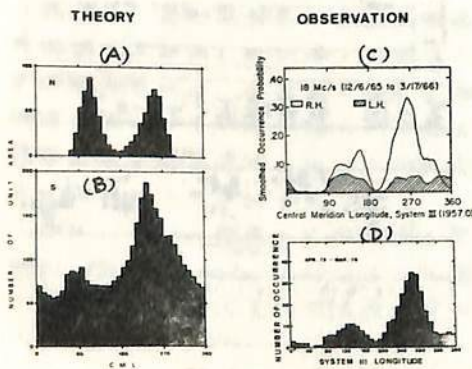
デカメータ波の emission 方向は木星極域 (Inclination $80^\circ \sim 90^\circ$) において磁力線と直角方向 ($\theta = 80^\circ \sim 100^\circ$) であると仮定し, Octapole をもつ木星磁場構造 (GSFC-O₂モデル) について計算を行った。この放射方向は経度によって異なるが, この放射方向に地球が位置するとき地球上でデカメータ波として観測されるという条件をつけるとき地球からみた木星の CML に対する出現の頻度分布が得られる。第1回(A), (B)には北半球および南半球について計算された頻度分布, 第1回(C)には観測された頻度分布を示す。両者の比較から Main Source は南半球からの寄与が大きく, Early Source では南北両半球がともに寄与するといった結論を得た。一方偏波観測の結果と比べると右旋偏波の CML 分布は(第1回C参照)計算された南半球の出現頻度分布と良く一致し, 左旋偏波の CML 分布は計算された北半球の出現頻度分布と良く一致していることがわかる。以上の結果は Conversion theory にもとづく木星デカメータ波発生機構理論⁽¹⁾と良く一致をみる。

§3. 経度依存性および I₀ 効果

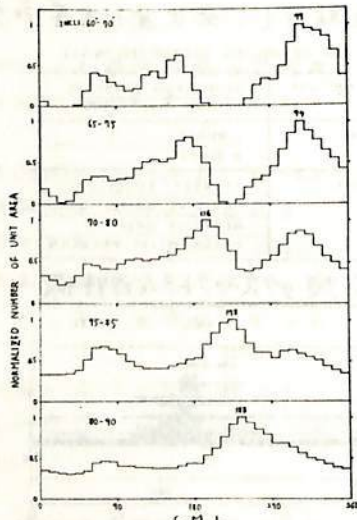
§2と同様の手法をもちいて経度 (Inclination) による出現頻度の CML 分布, および I₀ 衛星を通る Field line の根元での出現特性・周波数変化を調べた。第2図にはデカメータ波発生領域の磁力線の Inclination を 5° づきで変えた場合の出現頻度分布を示す。Inclination が低く (発生領域が低経度) なるにしたがって Main Source が2つに分かれるような傾向を示すが, これは McCulloch & Ellis⁽²⁾ によるデカメータ波出現頻度の周波数依存性 (第3図参照) と良く似た傾向を示す。

参考文献

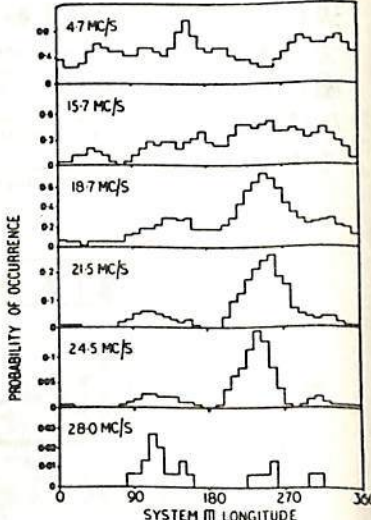
- (1) Oya, H., P.S.S. 22 687 (1974)
- (2) McCulloch & Ellis, P.S.S. 14 347 (1966)



第1図



第2図



第3図

前田耕一郎

兵庫医大物理

木星デカメータ波主電波源の強度変動の中で秒程度の変動は惑星間空間シンチレーションによる事が知られている。昨年春の学会において、衝近くでは Time Scale が 10 秒程度の特徴的なゆっくりとした強度変動を示し、これは地球電離層のシンチレーションあるいは木星自身の変動が主体を成すと考えられる事、衝から離れた時期には惑星間空間シンチレーションの成分を分離する事が可能である事を示した。そこで、1976年～1978年に磁気テープに収録したデータの内、特に S/N 比が良くかつ衝から離れた時期のものを選り、強度変動のスペクトルを計算した。電波源として木星を使う場合の利点は、簡単なアンテナで S/N 比の良いデータが得られる事にある。準星の場合、デカメータ帯になると Flux が落ちるため観測には大規模なアンテナが必要である。

解析の手順は次の通り： データ再生 → バンドパスフィルター (0.05 - 5 Hz) → AD 変換 (10 samples/sec) → FFT (256 points) → パワースペクトル (0.2 - 2 Hz)。0.1 Hz 程度までは地球電離層や木星自身の変動の影響を強く受けていると考えられるので、0.2 Hz から 2 Hz の間のスペクトルの形を調べた。S/N 比が良いため、2 Hz までを見る限りは Noise Level の補正は不要であった。計算したスペクトルはすべて同様の性質を示した。その特徴は、低周波で平坦である事、ある周波数より高周波では Power Law (log-log plot で直線) で良く近似できる事である。前者は低周波での Fresnel Filtering を、後者は太陽風内の電子密度の乱水の空間スペクトルが Power Law である事を反映しているものと考えられる。Power Law に移行する周波数及び Power Law Index は日によって異なるが、Power Law に移行する周波数は 0.5 Hz 程度、Power Law Index は -3 前後である。

計算に当っては小田進幸氏のお世話になりました。感謝いたします。

前沢 冽
名大理

IMF (惑星間空間磁場) が北を向いている。しかもその強度が強い時には、Polar Cap の中に、太陽方向を向いたプラズマ対流があらわれる。そのメカニズムとしては、Tail の磁力線と、北向き IMF との Reconnection が有効であるというのが、以前からの筆者の主張である。これは、極域電流系と IMF の相関解析から出した結論であるが、最近、衛星による Polar Cap の電場観測、Field Aligned Current や Aurora のデータが集積してきたので、これらが、地上のデータから出した上の結論とどうかみ合うか議論したい。特に、強い北向き IMF の時に磁気圏の様子が異なることを示唆する最近の証拠として、次のようなものがある。

- ① 午前セクターにおける逆向きのセンスの Field-Aligned Current の出現 (McDiarmid et al; 1977)
- ② Polar Cap 内の逆向き対流電場の出現 (Burke et al., 1978)
- ③ Polar Cap 内の Sun-aligned arc の出現 (Ismail et al., 1978)
- ④ Polar Cap 内の逆向き Hall Current (Iwasaki 1971; Maezawa 1976; Friis-Christensen 1979)

①と②は地上データから出した、太陽向き対流パターン(④)と consistent である。また、①, ②, ③, ④ とともに IMF が北向きでしかも強い ($B_z \gg 1 \sigma$) 時にのみ現われるという点でも一致している。

従って、IMF が強く北向きの時には、磁気圏の中にふだんと異なるプロセスが起きていると考えるのが自然である。

ここではさらに、College で受信した Triad の Field-Aligned Current のデータから、夏(日照による Conductivity が電流を決めている時期)の Field-Aligned Current の方向はやはり IMF が強く北向きの時に特異性を示す(逆向きの Current が出現する)ことを報告したい。

藤井 良一*, 飯島 健**, T.A. POTEMRA***

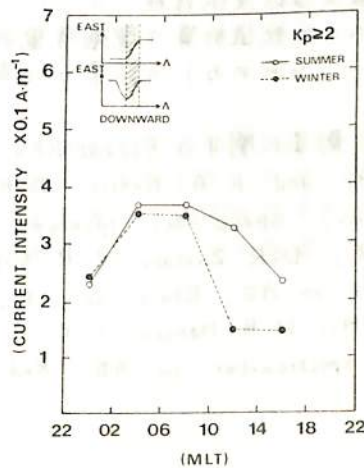
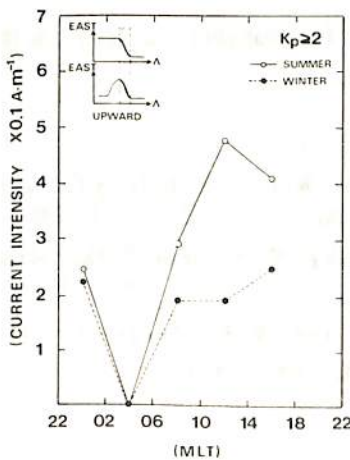
* 国立極地研 ** 東大理 *** APL/Johns Hopkins Univ.

FIELD-ALIGNED CURRENT (FAC) については現在まで、衛星やロケットによる磁場変動や降下粒子の観測等を用いて、その分布や強度、サブストームとの関係等様々な研究がなされてきたが、生成機構や電離層と磁気圏を含めてどのように電流が閉じているか等、根本的な問題については未だ解決していない。又、FACの強度や分布が磁気圏の荒れ方と相関をもつことも報告されているが (Iijima and Potemra, 1976)、FACを考える上で一つの重要な部分である電離層(の電気伝導度)とFACの強度や分布との関係についても、数値計算による研究はあるが (Kamide, 1978)、未だ観測面からの定性的な解析は本格的には行なわれていない。

今回の講演では ① 電離層の電気伝導度の変動が FAC をどのようにコントロールしているのか、又 ② 磁気圏の形態の変化がどのように FAC に影響をもつのかを調べる為に、FAC の季節変化について解析を行なったので、その結果について報告する。使用したデータは、1973, 74, 76, 77 の TRIAD 衛星の磁場3成分である。実際の解析では、magnetic local time 毎に、磁気圏の荒れ方 (Kp or AL index を使用) による分類を行いつつ 単層と 2重層構造の FAC を対象に統計を行なった。その結果、

- 1) 昼間部分の FAC は大きな季節変動を行う。(夏の FAC の方が冬の FAC より 2~3 倍程度強い。特に 10 MLT ~ 18 MLT でこの傾向が顕著である。)
- 2) 夜側部分の FAC については、季節変化はほとんど見られない。
- 3) 電離層に流れ込む(流れ出る) FAC の一番強度の強い MLT は磁気圏が荒れてくるにつれて、夜側へシフトする。

等の結果が得られた。講演ではその他に、季節による FAC の緯度(INV) 変動や南半球と北半球の FAC の比較についても触れる。



上出 洋介 (京都産業大理学部および計算機科学研究所)

R. A. Heelis and W. B. Hanson (Center for Space Sciences, Univ. of Texas at Dallas, U.S.A.)

ここ数年間に double-floating probe や Ba^+ cloud 観測の目ざましい進歩により、polar cap 内や極光帯における電場分布が明らかになった (たとえば Maynard and Johnstone, 1974; Gurnett and Frank, 1973; Jeffries et al., 1975; Heppner, 1977)。大規模な convective flow の pattern や、その惑星間空間磁場への依存性も論じられ、高緯度における電流分布に関する衛星、レーダー観測結果、コンピューターシミュレーションの結果と合わせて検討できるようになった。

1973 年末に打ち上げられた AE - C (Atmospheric Explorer C) 衛星は、(1) 200 eV から 25 keV までの粒子と (2) 3 成分 ion velocity (電場) を高速で観測できる世界で初めての極軌道衛星である。Dayside cleft 付近の対流の逆転、極光帯での steplike shear flow 逆転について AE - C 衛星データを用いて、それぞれ Heelis et al. (1976), Burch et al. (1976) によって報告された。本論文では、1976 年夏 3 ヶ月間にわたる南北両半球での、AE - C データを解析し、比較的静かなときの ($K_p < 3$), polar cap 内、極光帯での電場のパターンを調べる。

INSTRUMENTATION AE - C 衛星は 1973 年 12 月 13 日に近地点 150 km, 遠地点 4000 km のだ円軌道に打ち上げられたが、約 1 年後までに 250 km 高度の円軌道に修正させられた。この衛星には LEE と呼ばれる particle detector (see Hoffman et al., 1973) と、RPA と呼ばれる thermal ion drift analyzer (Hanson et al., 1973) が組み込まれている。

今回は RPA を用いて測定された ion drift velocity を磁力線に垂直方向に (Λ - MLT) 面に投影した plots を次の点に注目して調べる。

1. Polar cap 内の対流パターンの IMF 依存性
2. Polar cap 内 (さらに local time により分類し)、極光帯電場の季節変化とその地磁気活動度依存性
3. これらと数値計算 (電離層電気伝導度、field-aligned current を仮定して電場パターンを求める) の結果と比較

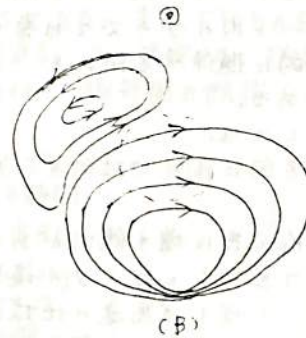
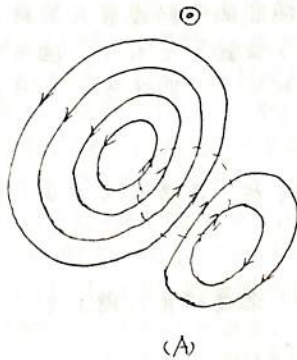
AE - C 衛星に関する REFERENCES

- Hanson, W. B. and R. A. Heelis, Techniques for measuring bulk gas motions from satellites, *Space Sci. Instrum.*, **1**, 493, 1975.
- Hanson, W. B., D. R. Zuccaro, C. R. Lippincott and S. Sasatani, The retarding-potential analyzer on AE, *Radio Sci.*, **8**, 333, 1973.
- Hoffman, J. H., W. B. Hanson, C. R. Lippincott, and E. E. Ferguson, The magnetic ion-mass spectrometer on AE, *Radio Sci.*, **8**, 315, 1973.

ポーラーキャップ内の電流ベクトルの特長的 および地域的变化

笹村義孝, 上出洋介
京都産業大 理学部

ポーラーキャップ内の電流ベクトルの特異変化について、成分、振幅 (1975) は、サブストームの発達段階により電流ベクトルの方向の著しい変化が認められることを述べている。すなわち、サブストームの expansion phase の発達は電流ベクトルは大体 $10 \sim 11^{\text{h}}$ MLT 方向を示し (A), expansion phase 中では南方向に向くことになる (B)。これを模式的に書けば下図のようになる。



ここでは、ポーラーキャップ内の3観測所 (Alert, Thule, Resolute Bay) の地磁気資料を用いて、そのような電流ベクトルの方向について調べた。使用した観測は 1971年1月の31日間、15分毎の値を用いた。解析方法は各観測所における $H(X)$, $D(Y)$ 成分の毎15分値から静電場の値を差し引き、これを地磁気座標の南北成分 ΔX_m と東西成分 ΔY_m に分け、これらのベクトル方向から太陽の手午線方向を差し引いて、電流ベクトルの方向を地磁気地方時によって表わした。各観測所における変化量 $\Delta F = \sqrt{\Delta X_m^2 + \Delta Y_m^2}$, ポーラーキャップの地磁気活動度 PCM, オーロラ帯の AU, AL, さらに中低緯度帯の Dst および DRP の各指数を使用して、ポーラーキャップ内の電流ベクトルの時間的および地域的な変化と各指数との関係について調べた。

結果は、前述云われているように、ポーラーキャップ内の電流ベクトルはサブストームの expansion phase の発達で明確な時計回り (すなわち、上図の(A)から(B)に変わる) 傾向を示すものもあるが、それとは全く異った傾向を示すものも見られた。このような電流ベクトルの時間的変化に加えて、これらの電流ベクトルは地域的にもかなり異った様子を示すようである。

西田篤弘・早川 基
(東大宇宙研)

プラズマシートは極光粒子や放射線帯粒子のふるさとであり、その構造とダイナミックスの解明は磁気圏物理の中心的課題のひとつである。特にプラズマシートにおける粒子加速の重要性のために、これまでに行われたデータ解析は磁気圏嵐のさいのプラズマシートの振舞の解明に焦点をあわせてきた。しかしプラズマシートの成因の解明も目的とするデータ解析は比較的乏しが、たように思われる。

この研究では、LASLによるIMP-6プラズマデータを用いて、磁気圏尾部プラズマの密度、エネルギー及び流れの空間分布を統計的に調べ、時間的変動現象の分類を試みる。プラズマシート内のプラズマは常に(静穏時においても)流動しており、磁気圏嵐の加速現象に本質的に随伴する流れと、バックグラウンドの流れとを区別すること自体解明を要する問題である。

一般的傾向としては、

- (1) 流れの方向には、地球向き、反地球向きの両方があるが、前者の方がより頻繁である。
 - (2) 流速は K_p と共に増す傾向がある。
 - (3) プラズマシートとローブの境界のすぐ内側や、密度・温度が共に増えているところでは、しばしば高速の地球向きの流れが出現する。
 - (4) プラズマシート内部の密度・温度変化は、しばしば反相関の関係にある。
- などの事が認められる。

山下喜弘, 小沢芳郎

気象庁・気象衛星センター

《はじめに》 静止気象衛星「ひまわり」の宇宙環境モニタ (SEM) で、1978 年に観測した高エネルギー粒子データから、低エネルギー・チャンネル (フォトン; 1.2-4 MeV) のデータを使用して、地磁気嵐時と、サスストーム時に、磁気圏 (L≈6.6) 領域の捕獲されたフォトンの振舞いと関連した特徴的な Flux の変化があることが判ったので報告する。既に、同様の報告は、河村他より、78年、IMS シンポジウムで発表されている。

《フォトン Flux の日変化と捕獲フォトン》 図1は、地磁気静穏 ($\Sigma Kp < 20$) のとき、顕著な日変化を選んで、平均して (地方時 11 時の Flux で規格化) 日変化である。Flux の最大と最小の時刻は、11 時と 23 時 (L.T.) で、振巾は、ファクター 3.3 である。また、Flux の日変化が観測されるチャンネルは、(8-16 MeV) 以下の低エネルギー部分である。この事実から、磁気圏 L≈6.6 領域に捕獲されるフォトンは、約 10 MeV 以下のエネルギーのもので、磁気圏の形状 (太陽-地球軸に対して非対称) に依ることを示している。

《地磁気嵐時の Flux 変化》 Hourly Equatorial Dst で、-100% 以下の地磁気嵐 (Dst) の 3 の例に対して、フォトン Flux の時間変化との相関を調べた。このうちの 1 例が図2である。これからわかることは、Dst 時の捕獲フォトン Flux 時間変化の History には、特徴的なパターンがある。即ち、Dst が発達したときは、静穏時の日変化を消滅して、回復相と共に Flux が増加した後、日変化を探ちながら、数日~週間位の時間スケールで、徐々に、Flux が減少して行く。

《サスストーム時の Flux 変化》 サスストームが発生している時、捕獲フォトンの Flux 変化の代表例を図3に示す。

磁気圏 L≈6.6 領域の真夜中セクターで、Dst 時と同様に、Flux の減少が続く一方で、継続時間 1 時間位の急増加型 Flux 変化が数時間々隔で、連続して、数回出現する。

この急増加型 Flux 変化は、サスストーム時、磁気圏尾部で、なんらかの原因で、加速された粒子が、磁気圏 L≈6.6 領域に侵入して来たと考えられた。

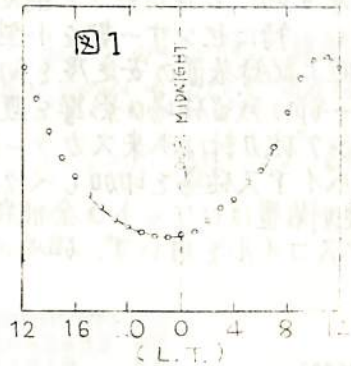


図1

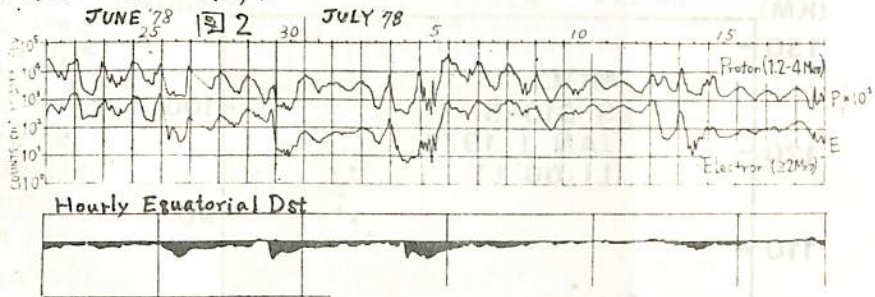
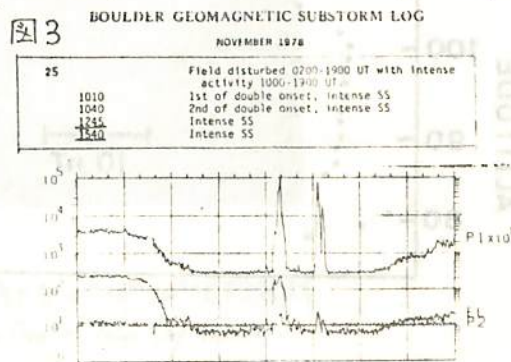


図3



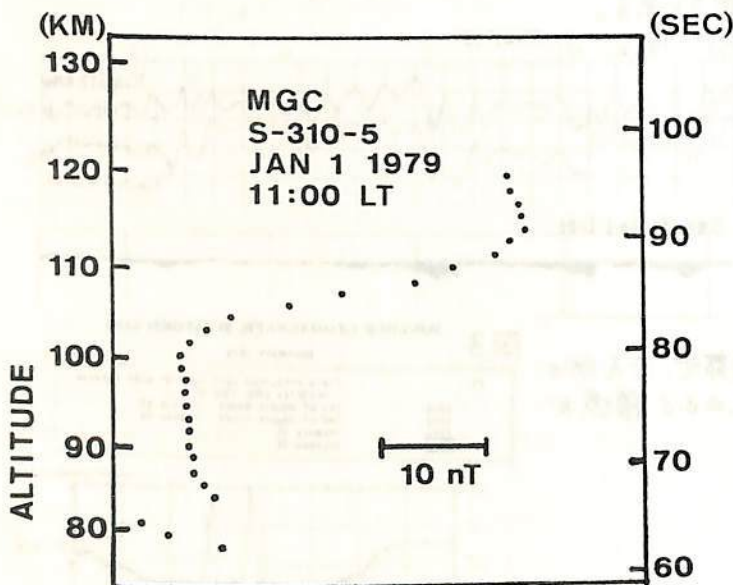
藪崎 努、北野正雄、小川 徹
(京都大学工学部)

S-310-5号機は電離層の総合観測を目指して1979年1月31日午前11時に打上げられ、我々は磁力計による電流系の観測を担当した。ロケットの姿勢などの詳細や各地の地磁気地上観測などの各種データがまだ揃っていないが、現在までに知り得た結果を報告する。

今回の観測目的は次の通りである。(1)ベクトル磁力計により電流の3成分を観測する。(2)高度分解能を大きくして電流の高さ分布を明らかにする。(3)K-QM-32号機により、中緯度の夕方時に初めて観測されたSq電流の第2層が正午付近にも存在するかどうかを観測する。(4)K-QM-55号機で初めて観測された高度110~120 Kmに存在する電流層³⁾は南半球から北半球へのfield-aligned currentが電離層E領域で水平に拡散しているためと思われる。今回は幸い冬季の観測であるからもしロケットが電流系中心の東側か西側を通過すれば、夏季と冬季の電流の方向、強さを比較出来て、facであるかどうかの判定を行ない、定量的にもfacの強さを観測する。観測装置は高感度の光ポンピングセシウム磁力計を用い、特にセンサー部を小型にして不均一磁場による動作不安定領域を極力狭くした。また地上記録装置の安定度を向上させて1スピン当たりほぼ0.1nTの精度を持っている。センサー部は残留磁場の影響を避けるためロケットの開頭後約15cm上方に突出させた。光ポンピング磁力計は本来スカラー磁力計であるから、センサー部にスピン軸に垂直に10,000 nTのバイアス磁場を印加しベクトル磁力計とした。

観測装置はロケットの全飛行行程にわたり正常に動作した。開頭時よりapogeeまではバイアスコイルを用いず、磁場のスカラー量を高感度で観測した。またapogee到達以後はバイアスコイルによりベクトル量の観測を行った。

データ解析は現在進行中であるが、上昇時のE層付近の磁場変化は図の通りである。電流層は102 Kmより113 Kmまでであり、磁場変化は31 nTである。地上の磁場観測よりロケット発射時の電流系中心はほぼ南方向にあったと推定されるので全電流は34 A/Kmとなる。



- 1) 小川: 宇宙観測シンポジウム (1967年2月), 藪崎, 塚田, 小川: 宇宙研報告 6 149 (1970).
- 2) T. Yabuzaki and T. Ogawa: Journ Geophys. Res. 79 1999 (1974).
- 3) 小川, 藪崎: 宇宙研報告 14 1237 (1978).

KYOKKO 搭載 ATV による真空紫外オーロラ撮像観測

ii (Polar Cap Aurora)

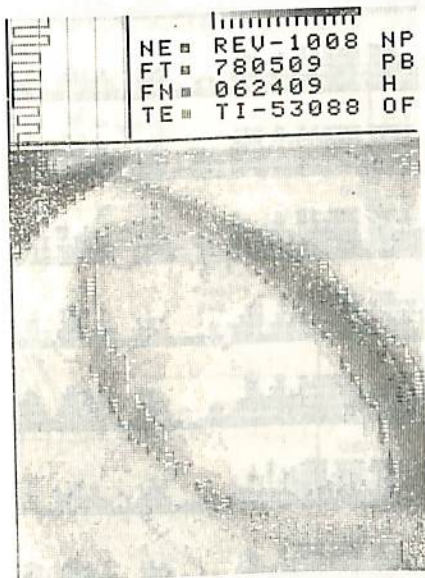
金田栄祐 (東京理 地物研施設)

科学衛星 KYOKKO に搭載された真空紫外オーロラ撮像観測装置 (ATV) による観測は、既に1年の経過したが、観測装置は順調に稼動し、これ迄に取得したデータは地球物理上の統計処理に或る程度耐え得る量となった。今回は Polar Cap 内に観測されるオーロラの特性に関する観測結果に重点を置いて報告を行う事とする。

これは、Polar Cap 内で観測される固有のオーロラは、Sun-earth 方向に延びた比較的 small scale の band 状のものである。大きな意味では地球気活動度と逆相関の関係にある事が知られて居る。aurora substorm の breakup 開始に伴って消滅するとも云われて居る。一方、ATV の観測結果から、Polar Cap 内のオーロラは比較的 large scale のものが多く、下段に示した10月10日の例の如く、真夜中から正午付近へと Cap の中を縦断して延びて居る例が多く認められ、しばしば双方に延びて居る例も認められる。この他に、5月9日の例の如く、oval の一方に内挿する弧状例も認められる。何れにしても非常に scale の大きい現象である事は明らかで、従来の地上観測から得られた撮像と可成り異なっている。

亦、この Polar Cap 内のオーロラは、殆んどは比較的 stable の aurora oval に伴って観測されて居る。激しく変化する aurora oval では、Polar Cap には余り顕著な aurora activity は認められぬ等の出現特性を有する。

今回は、この弧状特性を示す Polar Cap Aurora の様相を、コンピューター処理による、正射投影表示で明示し、その地球物理的の意味を追求した結果を報告する。



1978年5月9日 06^h24^m09^s(UT)観測
の Aurora Oval と Polar Cap Aurora



1978年10月10日 02^h30^m32^s(UT)観測
の Aurora Oval と Polar Cap Aurora

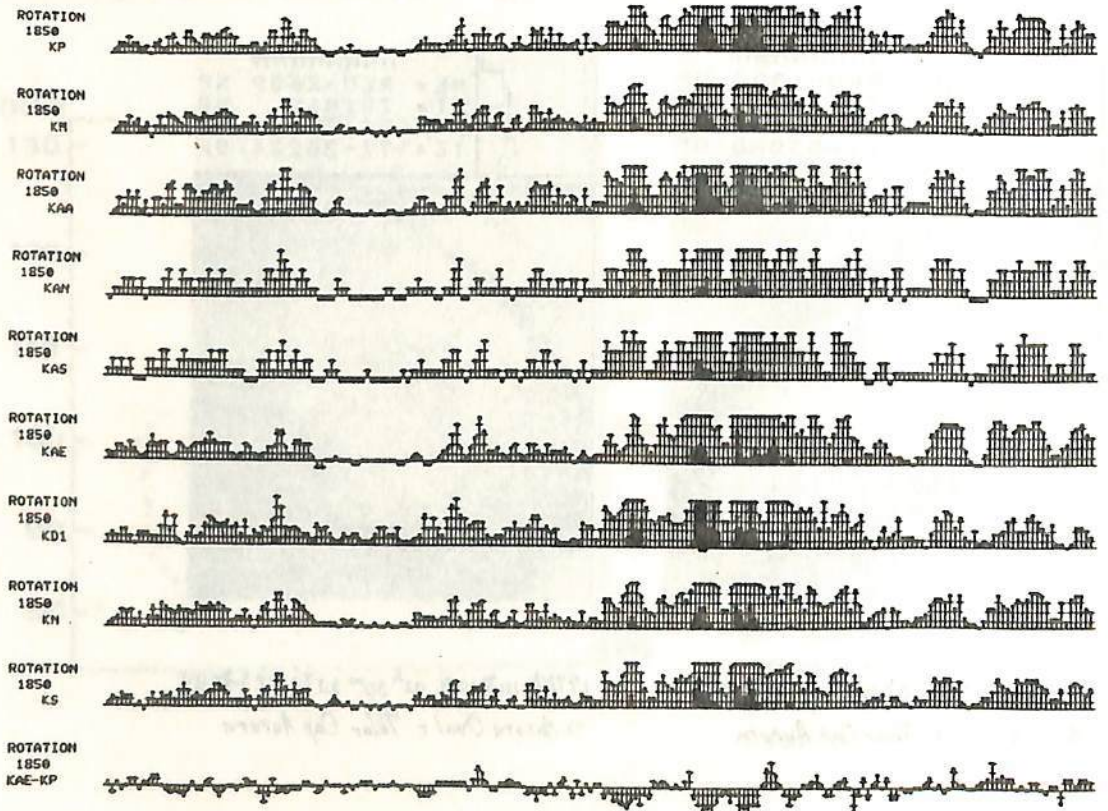
奥井豊永 (京大理)

地磁気活動の指標として 3-hourly K indices はよく用いられる。地磁学的指標として Bartels の Kp index は一つの有効な指標である。しかし station 分析の比較に適用している著者で Mayaud は北半球、南半球及び両半球の指標として K_m, k_s, k_m indices を提案し又半醒の指標として打撃点の 2-stations を用いた aa index を提案した。今回は 4 種の indices 及び AE index (hourly values) から作られた K index (KAE を中心) の Dst (hourly value) の差分から作られた K index (KD₂ を中心) 及び 2ch を改良した KD₂ を中心とした改良の結果を示す。中心は 1957 年~1975 年の相対に利用した 3 期間を用いた。

- 結論としては ① K_p, K_m, k_s, k_m, aa indices は互いに相関係数 0.55 程度であり K index の目的としては aa index が十分である。
- ② KAE と $K_p(K_m)$ とは相関係数 0.85 程度であるが AE と K_p とは互いに独立な情報を多く持つといえる。
- ③ Dst の差分から作られた KD₁ と K_p とは相関係数 0.7 程度で改良した KD₂ では 0.5 程度であり互いに独立な情報と共通な情報は大体同じ位である。
- ④ KD₂ と KAE とはどの組合せでも相関係数が低く (0.65 程度) 互いに独立な情報の方が多い。

以上から AE, $K_p(K_m)$, Dst の 3 者は目的に応じて選択する事は容易であるが、互いに独立な指標として扱うべきでは無いと考へる。

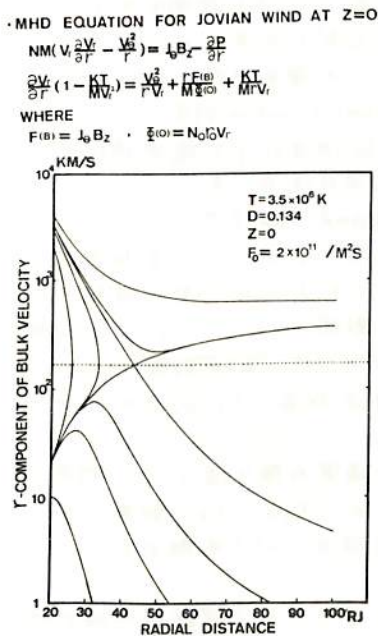
COMP. KP FROM 1850/ 1, 1968 10 15



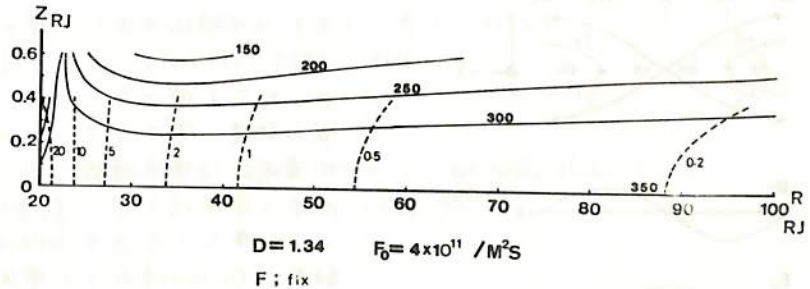
大家 寛 青山 隆司
東北大学 理学部

〔序〕 木星の外部磁気圏は、その早い自転のため赤道面近くに強い電流層を生じ、Disc構造を呈している。すでに我々は、木星Disc領域プラズマのbulk motion(赤道面内, $z=0$)を計算した。その結果bulk velocityのradial成分 V_r は、第1図に示すようになり、X-type critical pointが現われ、境界条件を考慮すると、Jovian wind (critical solution)が存在せねばならないことを示した。さらに赤道面からはずれた場合のJovian windのふるまいと温度分布も求めることができた(1978秋期学会)。今回、密度分布の観測情報を加え、木星Discの厚さ、Jovian windのパラメータ(Flux density, 初速度等)と、温度及び密度分布との関係を調べ報告する。

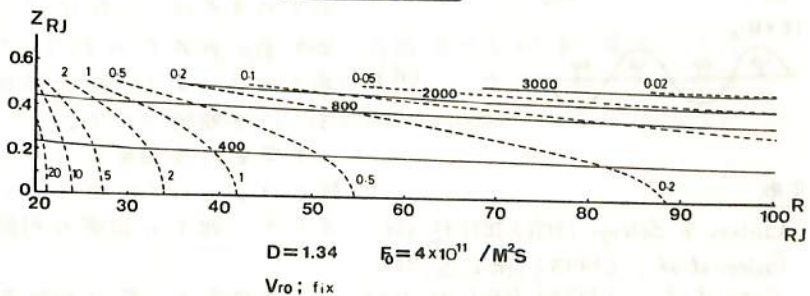
〔結果〕 密度及び温度分布の計算結果の典型的な例を第2図と第3図に示す。(計算方法は、仙台学会予稿集参照) 図中の実線が温度contour($10^6 K$ 単位)で破線が密度のcontour(particles/cc)である。第2図は、Jovian windの出発点($r=20R_J=r_0$)でのFlux density $F(\equiv N(r_0, z)V_r(r_0, z))$ を z に対して固定し、初速度 $V_{r0}(z)$ だけを z の関数として動かす、reasonableな温度分布を求めたものである。第3図は逆に、 $V_r(r_0, z)$ を固定し、 $F(z)$ を動かした場合である。この2つの結果は全く異なった温度および密度分布を示していて、そのどちらをも選ぶうる。しかし、最近のVoyager 1の密度観測の結果(E. J. Smith private communication, 1979)によると、密度は10時間周期でmodulateされている、current sheet crossingと密度のpeakは良い一致を示している。したがって、第2図のcaseではなくて、第3図の場合が実現していると考えられ、Discプラズマのパラメータに対する新たな情報を得ることができ



第1図



第2図



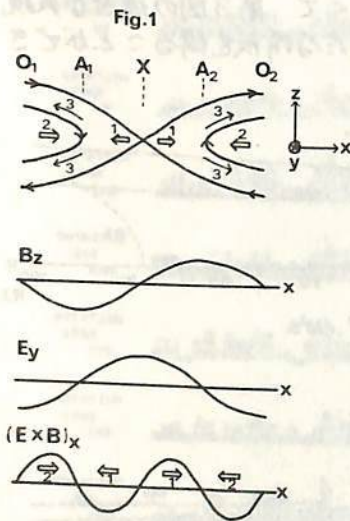
第3図

寺沢敏夫

(東大宇宙研)

磁気圏尾プラズマシートに蓄えられた磁場エネルギーの解放過程には、何らかのプラズマ不安定現象が関与しているであろう。ここでは不安定性の有力候補とされる、イオン・ティアリング・モード不安定をとりあげ、その非線型段階の発展につき論じる。

ティアリング不安定の線型理論については既に多くの仕事が行われてきているが、非線型段階の発展については未だ定説がない。Galeev & Zelenyi (1976) は摂動の大きさ B_z/B_0 (座標系については図1参照) が $\epsilon_i \equiv \rho_i/c$ 程度になると、neutral sheet 近傍のイオンが磁化されるため、不安定は飽和すると主張している。(ここで ρ_i はイオンのジャイロ半径、また $c = [\frac{1}{\epsilon_0} \frac{dB_0}{dz}]^{-1}$) 通常 $\epsilon_i \ll 1$ であるから、彼らの結果は極めて小さな飽和強度を与え、解放される磁場エネルギーも僅かなもの ($B_z^2/B_0^2 \sim \epsilon_i^2$) となる。サブストーム時の大きな磁場エネルギー解放を説明するためには、明らかにこれでは不足である。そこで同じ著者ら (Galeev et al., 1978) は、 $B_z/B_0 \sim \epsilon_i^{1/2}$ 程度の有限振幅の摂動が予め存在するならば、ティアリング不安定は更に成長することが出来、解放される磁場エネルギーも十分大きくなりうると主張している。(特に「爆発的」ティアリング・モードと呼び、通常の「ティアリング」モードと区別する。) しかし初期条件として必要な B_z/B_0 は $\epsilon_i^{1/2}$ と、上述の飽和強度 ϵ_i よりも大きく、如何にして実現できるか明らかではない (Galeev, 1979, private communication). 本講演では、今まで考えられていなかった圧×Bドリフトによる輸送効果をとりに入れた事により、通常のティアリング不安定は $B_z/B_0 \sim \epsilon_i$ では飽和せず、十分、 $\epsilon_i^{1/2}$ 程度まで発達可能であることを示す。



- (a) (図1. (a), (d)) ここで 1 と記した流れは×型中性線から粒子を運び去り、そこでの電流強度を下げ、不安定の発達に寄与する。(current disruption 効果) 一方、2 の流れはO型中性線 (O_1, O_2) のまわりの電流強度を下げる(安定化)が、1, 2 の流れは A_1, A_2 でぶりかり合い、結果として 3 の field aligned flow を作り出す。この結果、 O_1, O_2 のまわりの電流は分布が $\ll 1$ しか広がらぬが強度としては増大する。(このようなO型中性線のまわりの流れは Sato et al. の数値シミュレーションの結果にもあらわれている。) こうして、 $E \times B$ 効果をとりに入れることにより、不安定性は $B_z/B_0 \sim \epsilon_i$ 以上に発達することが期待される。

文献

Galeev & Zelenyi (1976), JETP 42, 450.
 Galeev et al., (1978), G.R.L. 5, 707
 Sato et al., (1978), P.R.L. 41, 1548

半定量的な結果について講演の際に述べる。時向が許せば、この不安定モードのシミュレーション結果、高エネルギー粒子の加速の可能性についても触れたい。

本研究の一部は料研費(「プラズマ波動の非線型理論」, 338006)の援助を受けた。

田中基彦^{*}, 上村鉄雄^{**},
佐藤哲也^{*}

^{*} 東京大学 理学部

^{**} 名古屋大学 プラズマ研究所

地球磁気圏尾のプラズマシートでは テアリング不安定, あるいは Resistive な磁気線のリコネクションが起き、磁気線が双極子型にもどるために解放されるエネルギーで 粒子加速がおきると考えられている。

後者については 林 佐藤による Resistive MHD 方程式系を用いたシミュレーションが行われ、マクロに見た リコネクションのストーリーが調べられている。

ところで、この Resistivity が プラズマのどのような ミクロプロセスにより生じるかについては、さきのシミュレーションは 解答を示してはいない。理論的立場からは、これについて多くの考察がなされているが、プラズマシートがあるとあまのりる温度条件 $T_i > T_e$ のもとでは、成長可能な不安定モードは限られる。最近この条件を満たす非一様プラズマでの ミクロ不安定として Lower-hybrid-drift instability が注目を浴びている。これは 磁場、密度、温度などの勾配により生じた電流に起因する不安定性であり、その成長率は $\gamma \sim \omega_{UH}$ ($\sim \sqrt{\Omega_{ce}\Omega_{ci}}$) 程度である。

一方、この不安定は 磁気中性面においては あきえられるため、中性面近傍では他のもの、たとえば 電場による加速が強く イオン音波不安定などが おきる可能性がある。

上にのべた ふたつの領域は 分けてではなく、いっしょに扱うべきものであり、シミュレーションという方法は そのために有用であると考えられる。

ここでは、今までに得られた結果について お話したい。

使用している方法 $2\frac{1}{2}$ 次元 (空間2次元、速度3次元) Magnete static Code

$$\text{rot } \mathbf{B}_T = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_T, \quad \text{rot } \mathbf{E}_T = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{div } \mathbf{E}_L = 4\pi \rho$$

F.S.P. (Finite-Size Particles) + Newton 運動方程式

^{*}) 中性面近傍では、プラズマの $\beta = \frac{\mu_0 I^2}{B^2}$ が 有限値から 0 まで変化して、粒子のラーマー半径も 場所により大きく変化する。そのため 1) のゆとりドリフト近似は正しくなく、また現象は Electro magnetic なものになる。

電離層電子密度及び磁気圏インピーダンスの役割

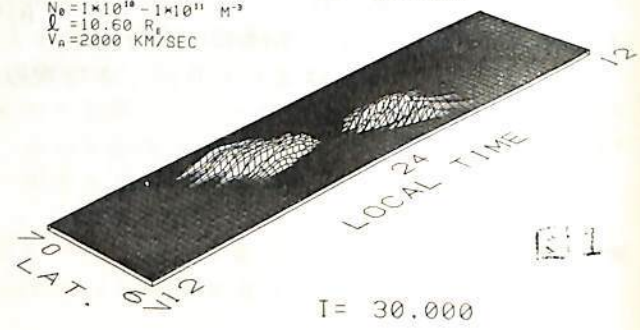
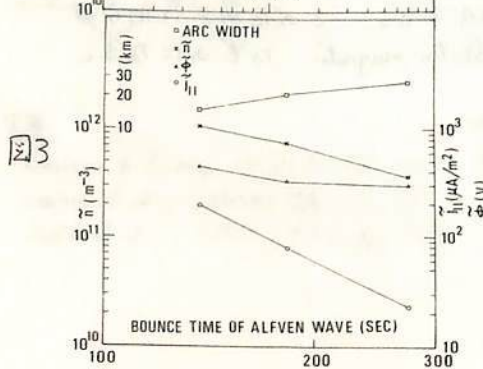
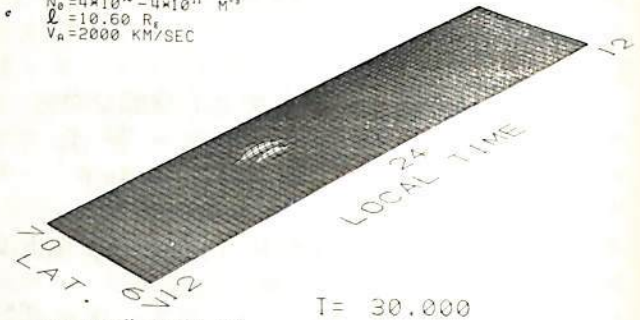
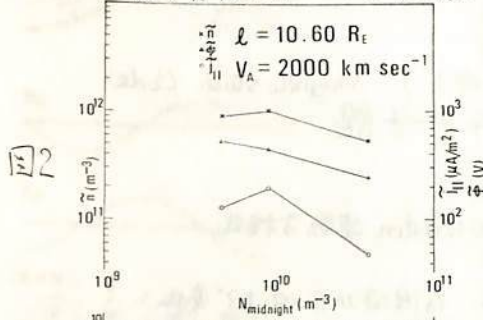
三浦 彰 · 佐藤 哲也

東大理

既に報告してきたようにオーロラアーク生成のグローバルな数値シミュレーションにより次のことが明らかになった。電離層と磁気圏とのフィードバック不安定性により沿磁力線電流が誘起され時間と共に成長しオーロラ電子の降り込みを起し夜側に多重オーロラアークを発生させる。アークの中は10~40 kmで東西に延びその長さは数千 kmに達する。アーク内では上向き沿磁力線電流(降下電子流)により電離層の電子密度は増大し($\leq 10^{12} m^{-3}$) エレクトロジェットも強まる($\leq 20 kA$)。ダスク側では極向き電離層電流のために電子密度の山の極側は正、赤道側は負に分極しこの電離層がラズマの分極のためにアーク内では電場の南北方向成分は減少し、一方アーク間では電場は強まる。

今回の講演では、シミュレーションにより明らかとなった電離層電子密度分布及び磁気圏インピーダンスのオーロラアークの時間的・空間的発達に及ぼす影響を報告する。図2は電離層電子密度の擾乱の三次元プロットで下のモデルでは電子密度をオーロラオーバルの全領域で上のモデルの1/4にと、している。この図から明らかのように昼間側では大きな再結合のためにオーロラアークは発生せず、またその発達は再結合を通して電離層電子密度の大きさに大きく依存する。更にこの図はオーロラアークの発生する領域が 'ambient' の上向き沿磁力線電流の領域(ダスクの高緯度、ドーンの低緯度側)と良く一致することを示す。図3は最終状態で達しうる各擾乱の振巾を ambient の $N_{midnight}$ に対してプロットしたもので、電子密度の大きさが十分に大きくなるとアークの発達はほとんど再結合により決まり振巾が $N_{midnight}$ の増加と共に著しく減少することがわかる。図3は電離層の電子密度分布を固定し磁力線の長さとおアルベン波速度をかえて計算した結果である。横軸はアルベン波のバウンスタイムで、アークの中(口)がアルベン波のバウンスタイムの増大と共に大きくなりこれはアークの中が実際に磁気圏のパラメーターによって支配されることを示す。また図2、図3は誘起沿磁力線電流の振巾が電子密度分布及び磁気圏インピーダンスの変化と共に最も変化し定かことを顕著に示す。

$N_0 = 4 \times 10^{10} - 4 \times 10^{11} m^{-3}$
 $\ell = 10.60 R_E$
 $V_A = 2000 km/sec$



I-37 磁気圏における磁場リコネクションによる粒子加速の計算機シミュレーション

京大・工 松本 紘, 長井 啓介
 東大・理 佐藤 哲也

§ 目的と方法

磁気圏Tailで時々観測される相対論的エネルギーを持つ電子(~MeV)や、オーロラ粒子が、いかなるReconnection過程で生成されるかどうかを定量的に明らかにする目的で、Sato and Hayashi⁽¹⁾が既に行なったReconnectionのMHDシミュレーションで得られた電場、磁場の下でのテスト粒子シミュレーションを行なった。

時間的且つ空間的に変動する電磁場内で、数10万サイクロトロン周期もの長時間にわたり、精度良く且つ経済的に粒子の運動をシミュレーション出来る新しい数値解法が工夫された。

§ 結果

シミュレーションの結果、相対論的高エネルギー電子も、オーロラ粒子(1~10keV)もReconnection Fieldの中で十分生成される事が明らかにされた。図1は粒子軌道、図2は相対論的エネルギーを得る粒子のエネルギー変化、図3はオーロラ粒子の軌道のエネルギー変化を示す。

$V_{z0} = -0.5$

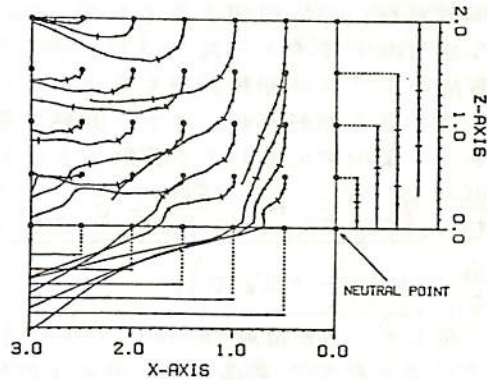


図1. 粒子軌道

$X_0 = 0.0$
 $Z_0 = 0.5$
 $V_{z0} = -1.0$

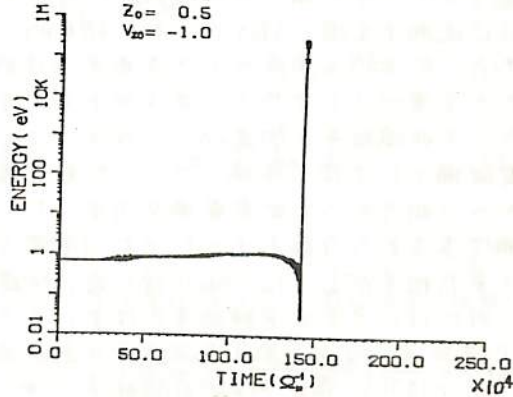


図2. 中性点に置かれた粒子のエネルギー変化

$X_0 = 0.0$
 $Z_0 = 0.5$
 $V_{z0} = -1.0$
 $V_{x0} = 0.01$

$V_{z0} = -1.0$
 $V_{x0} = 0.01$

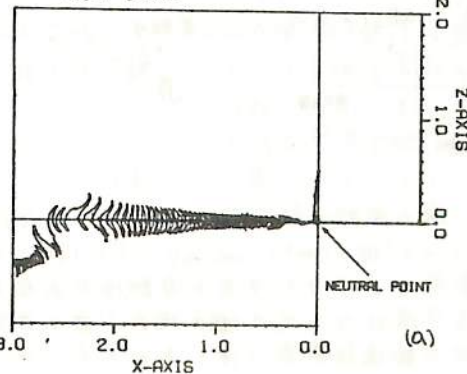
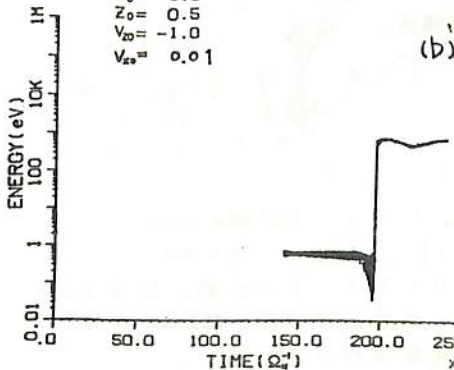


図3. オーロラ粒子のエネルギー変化と軌道

尾崎政男, 玉尾 政

東京大学理学部地球物理研究施設

パルセーティング・オーロラのように、粒子落下に周期的変動がある現象は、従来ピッチ角拡散過程により説明されてきた。そして変動を受ける領域が赤道付近であるとして、真直な磁力線中で考えられていた。そこで、今回は、磁力線の曲率を考慮したとき、ピッチ角散乱のような非断熱過程を考えなくとも、現象がどの程度説明できるか調べてみた。但しここで言う断熱過程とはオー断熱不変量である磁気モーメントが保存される過程のことである。案内中心近似的での運動エネルギーの変化の式は、

$$\frac{dW_1}{dt} = \underbrace{q v_{\parallel} \left[E_{\parallel} + E_{\perp} \frac{SB_{\perp}}{B_0} + \hat{e}_c \cdot \nabla_{\perp} \times \frac{SB_{\perp}}{B_c} + \frac{m}{q} v_E \cdot \frac{\partial s \hat{e}}{\partial t} \right]}_A + \underbrace{m v_{\parallel}^2 v_E \cdot [(\hat{e}_c \cdot \nabla)(\hat{e}_c + s \hat{e})]}_B$$

$$\frac{dW_2}{dt} = \underbrace{\mu \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_E \cdot \nabla \right) B}_C$$

但し \hat{e}_c : 外部磁場方向の単位ベクトル, v_E : 電場ドリフト, v_{\perp} : 電場ドリフト以外のドリフト
上の表式では W_1 と W_2 を加えたときキャンセルされる $q v_{\parallel} \mu \hat{e}_c \cdot \nabla B$ に関連した項は除いてある。

A: v_{\parallel} を1次で含む項でバウンス共鳴するものに対しては効くが、非共鳴粒子に対しては効かない。

B: v_{\parallel} を2次で含む項で非共鳴粒子に対しても有効

C: μ に比例する項で SB_{\perp} が0のとき効果的

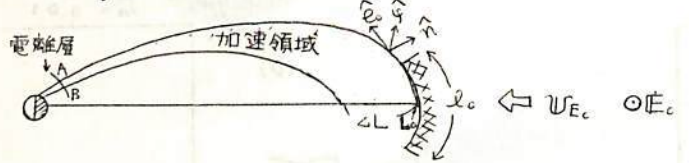
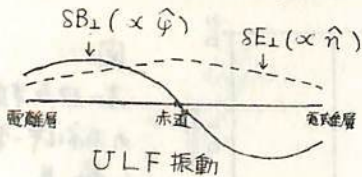
従って A, B はピッチ角の小さな粒子に対して効き、C はピッチ角の大きな捕捉粒子のエネルギーを増加させてやることに効く。このことに基き (i) $\omega \ll \omega_b$ の非共鳴粒子の加速(B) (ii) バウンス共鳴粒子の加速(A) の各々について単一粒子の軌道を追う数値計算により求めた。電磁場としては、外場として、双極子磁場と、磁気圏尾からの粒子流入と等価である朝側から夕側方向への定常電場を仮定した。ULF振動は磁場は赤道に対し互対称、電場は対称であるような基本モードのものを考えた。落下粒子の微分フラックスは $L = L_0$ に入射して来た粒子が $L = L_0 - \Delta L$ に行く途に加速されて ($L_0 \sim L_0 - \Delta L$ が加速領域とする) ロスコーン内にはいるものを評価すればよいので次式のようなになる。

$$\langle v_{\parallel} f \rangle = \frac{1}{12T} \left(\frac{q_0 n_c(L_0)}{R_E} \right) \frac{B_A(L)}{B_{eq}(L_0) L_0 \Delta L} \left(\frac{2(W - \Delta W)}{m} \right)^{\frac{1}{2}} (W - \Delta W)^3 \left[\frac{\Delta W}{W - \Delta W} + \frac{\partial \ln B_m}{\partial L} \Delta L \right] e^{-\frac{W - \Delta W}{T}}$$

(particles / cm² sec keV)

但し ΔW : 落下する迄の運動エネルギーの増加分

$L = L_0$ での分布函数: $f_0 = n_c(L) B_{eq}(L) W^2 e^{-\frac{W}{T}} / 6 T^4$



<結果>

(i) 非共鳴の場合: 波の周期100秒, $E_c = 1 \text{ mV/m}$, $(SB_{\perp}/B_c)_{\text{max}} = 0.1$, $q_0 n_c(L_0)/R_E = 1.6 \times 10^2$, $T = 3 \text{ keV}$ としたとき $\langle v_{\parallel} f \rangle \sim 10^3 \text{ 個/cm}^2 \text{ sr sec keV}$ (at 10 keV) となり Bryant et al. (J.A.T.P. 33, 859, 1971) の観測と同程度となる。フラックスの変動は20%位であり、エネルギーが高くなる程変動の幅も大きくなる。(ii) バウンス共鳴の場合: 波の周波数を固定した場合、共鳴して落下する粒子のエネルギー範囲はかなり狭いものとなるが、加速率は非常に大きい。

沿磁力線粒子束に關する氣體論的方程式とその
應用

玉 尾 致 (東京大学 理学部)

近年、磁力線沿いの粒子加速とか沿磁力線電流と云ふた磁力線沿いの粒子束に關連した問題が話題となつてゐる。此の様な問題を取り扱う際の基礎となる、粒子束分布函数に対する物理的に判り易い方程式を導いたのは、その物理的意味もその将来の應用も含めて紹介する。

(I) 方程式の導出

磁化プラズマ中で磁気能率 $\mu = w_{\perp} / B$ が保存となる粒子群を考へ、その guiding center 分布函数を $g(w, \mu, \mathcal{L}, t)$ とする。 $w = \frac{1}{2}m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)$, \mathcal{L} は guiding center の位置ベクトルである。

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \text{div}[(v_{\parallel} \hat{t} + v_D)g] + \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{dw}{dt} g \right) = \text{Source} \quad (1)$$

$\hat{t} = B/B$ は磁力線方向の単位ベクトル、 v_D は粒子のドリフト速度であり、ドリフト速度は

$$m \frac{d}{dt} (v_{\parallel} \hat{t} + v_D) = g (E + B v_D \times \hat{t}) - \mu \nabla B \quad (2)$$

エネルギー変化は

$$\frac{d}{dt} (w + \frac{1}{2} m v_D^2) = g E \cdot (v_{\parallel} \hat{t} + v_D) + \mu \frac{\partial B}{\partial t} \quad (3)$$

が成立する。単位磁束断面あたりの沿磁力線粒子流を $F \equiv v_{\parallel} g / B$ と定義すると、Maxwell eq. から F の連続方程式として

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (v_{\parallel} \hat{t} + v_D) \cdot \nabla + \frac{dw}{dt} \frac{\partial}{\partial w} \right] F = S - (g B)^{-1} F \text{div} \cdot d \quad (5)$$

$$\mathcal{Q} = \hat{t} \times (\mu \nabla B + m v_{\parallel} \frac{d\hat{t}}{dt} + m v_D \frac{dv_D}{dt}) \quad (6)$$

ただし

(II) 解説: (5)式の左辺は位相空間の粒子軌道に沿つた F の変化率を示し、右辺の第一項 S は非断熱過程 ($\mu \neq \text{const}$) による粒子源であり、第二項は磁力線に垂直なドリフト運動の輻射圧縮性による蓄積効果であり、電荷 q に関係する空間電荷発生率と考へるとよく出来る。鏡型磁場中に捕へられた粒子群 ($S=0$) を考へると (5)より

$$F(w, \mu, \mathcal{L}, t) = F_0(w_0, \mu, \mathcal{L}_0, t_0) \exp \left[- \int_{t_0}^t (g B)^{-1} \text{div} \cdot d dt' \right] \quad (7)$$

従つて、 $\text{div} \cdot d \neq 0$ の蓄積効果が無視出来る場合には沿磁力線粒子速度は保存となる。

(III) 應用: (5)式は粒子加速による落下粒子微分スペクトルを定める問題や、沿磁力線電流のこの様な粒子の運動から形成されることについての解説に有用である。

1) 落下粒子のスペクトル: 磁気圏尾プラズマシート内の対応電場が地球方向、運送中の粒子中、ピッチ角の小さい粒子は多重バウンス運動の後には落下粒子となる。この種の落下粒子スペクトルは (5)式より定めることが出来る。磁気圏尾磁場構造に強く関係した速度変化を示すことを考へよう。

2) 磁力線沿いの電流: (5)式を用いることにより、エネルギーの低い捕獲粒子は沿磁力線電流に寄与し得ることになる。沿磁力線電流を用平たするのは、非断熱的に投入された落下粒子による磁気圏尾磁場の粒子は、但エネルギーの電離層起源の粒子である。

井上雄二

京都産業大学・計算機科学研究所

1978年春・秋の学会と1979年2月の国立極地研究所の研究会で発表した"地球磁気圏の電磁氣的モデル"の継続である。超高速流の太陽風とMagnetosheath風に
よって閉じ込められた磁気圏磁場は地球磁場を含めて4種類の構成磁場系から形成される
ことが明らかになった。Magnetotail磁場が必然的に現れ、Cusp, Plasma sheetの存
在がモデルに再現された。磁気圏内の磁気エネルギーの三次元的分布を表示した。

今回は構成磁場系の物理的意味がわが役割を解明するために、計算機実験を行い、そ
の結果を報告する。更にMagnetotail内にIMFによって誘起されたx方向の電流系が
Fとそれに伴う磁気圏内に現れる磁場について、計算機実験を行い、磁気圏・地磁気・
Auroral Substormとの関連について議論する。

磁気圏磁場は次の4種類の磁場系から構成される: (i) 地球双極子磁場 $B_d = \nabla \psi_d$,
 $\psi_d = M \cos \theta / r^2$; (ii) 円筒状磁気圏の外部で地球磁場を打消すように、円筒表面電流
を流し、内部ではLaplace方程式: $\nabla^2 \psi_a = 0$ を満足する磁場 $B_a = \nabla \psi_a$, $\psi_a = (2/\pi) M$
 $\times \int_0^\infty s (K'(s)/I'(s)) \cdot I_1(ks) \cdot \cos(xs) ds \cdot \sin \lambda$; (iii) 磁気圏内で $B_{c,m} = \nabla \psi_{c,m}$, ∇^2
 $\psi_{c,m} = 0$, $\psi_{c,m} = J_1(k_m r) \cdot \exp(k_m x) \cdot \sin \lambda$, $J_1'(k_m R_0) = 0$ で記述される磁場系 $\{B_{c,m};$
 $m=1, 2, \dots\}$; (iv) 磁気圏前部の半球内では $\nabla^2 \psi_{s,m} = 0$, $B_{s,m} = \nabla \psi_{s,m}$, $\psi_{s,m} = P_{2m}'$
 $(\cos \mu) \cdot R_0^m \cdot \sin \lambda$, で磁気圏後部の円筒のMagnetotail内では $B_{s,m} = \hat{x} B_{s,m} = \nabla \times A_{s,m}$
によって記述される磁場系 $\{B_{s,m}; m=3, 4, 6, \dots\}$ 。これらの磁場系の合成によって、
Magnetopause前面の半球面で法線成分が打消し合うように境界条件を満足させる:

$(B_d + B_a + \sum \alpha_m B_{c,m} + \sum \beta_m B_{s,m})_R = 0$ on the Front Magnetopause.
線形結合係数 $\{\alpha_m\}, \{\beta_m\}$ は最小二乗法により決定する。この際に、結果する
Magnetopause前面の磁気圧力分布およびMagnetotailの磁場構造が適切なものを選択する。

IMFの存在する場合にはBow Shock, Magnetosheath - Solar Wind境界面を考慮に入
れる。Magnetosheath, 磁気圏内にIMFによって誘起される磁場の計量は次の構成磁場を用
いる。この際にもMagnetopauseの表面全体において、磁場の法線成分は零であると仮定す
る。(i) Magnetosheath - Solar Wind境界面の外側即ちSolar Wind内では $B_{IMF} = \hat{x} B_0$ と設定
する; (ii) 一樣な同軸円筒内に誘起する磁場で外円筒面では B_{IMF} と連続に接続し、内円筒
面上では法線成分は零である磁場: $B_i = \nabla \times A_i$, $A_i = \hat{x} A_i$ であり、x方向の電流を誘起
する。この電流は円筒中心軸では零になるべきである; (iii) (iv) は既に述べた閉じ込めら
れた磁気圏磁場の(iii), (iv)と同様である; (V) Bow ShockとMagnetopause間には $B_{f,l} = \nabla \times A_{f,l}$
 $A_{f,l} = \hat{\mu} A_{f,l}$, Magnetopause前面で $(B_{f,l})_R = 0$ で定義される磁場系 $\{B_{f,l}; l=1, 2, \dots\}$ 。
上記5種類の磁場系の線形結合によって、Magnetopause前面およびBow Shockの境界条
件を満足させる。即ち

$$(B_i + \sum a_n B_{c,m} + \sum b_m B_{s,m})_R = 0 \text{ on the Front Magnetopause}$$

$$(B_{IMF})_{R^*} = (B_i + \sum a_n B_{c,m} + \sum b_m B_{s,m} + \sum c_l B_{f,l})_{R^*} \text{ on Bow Shock}$$

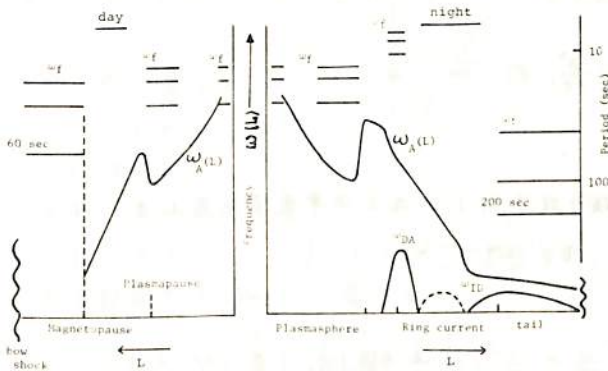
係数 $\{a_n\}, \{b_m\}, \{c_l\}$ は最小二乗法によって決定される。特に B_i - 磁場およびそれに
伴うMagnetotailに流れるx方向の電流は磁気圏・地磁気・Auroral Substormの機構と密
接に関連していと考えられる。

玉 尾 孜 (東京大学 理学部 地球物理研究施設)

観測される種々の地磁気脈動に対し、磁気圏内のULF-振動のどのモードが対応しているかはどのような特性周期を持つか、振幅分布、偏極性はどうかと云々の問題は長らく整理して来り段階にある。ULF-結合振動の基本モードとして考えられるHM-モードは現在確定されて来ているのか？ 磁気圏プラスマパラメータの分布のモデルの下に量的計算を行ふ。観測結果と比較するここが重要なところ。その第一歩として、どの橋モードの振動がどの領域で可能かあり。そのスペクトル特性はどのものによるか？ 大雑把にまとめしてみた。最近の結合振動の理論(例へば Tamara, 1978)によると、 $T_i > T_e$ の非等温磁気圏では、結合振動は二つの基本モードの結合が成り立つ。

- 1) 局所化モード $\left\{ \begin{array}{l} \text{Alfvén } \omega_A = k_{\parallel} V_A, \text{ or drift Alfvén } \omega_{DA} \approx k_{\parallel} V_i \\ \text{Ion drift mode } \omega_{ID} = k_{\parallel} V_i (1 + \beta_i)^{-1/2} \end{array} \right.$ (diamagneticの性質を持つ)
- 2) 伝播モード. fast magnetosonic mode $\omega_f = k_{\perp} V_f, V_f = \sqrt{V_A^2 + V_s^2}$

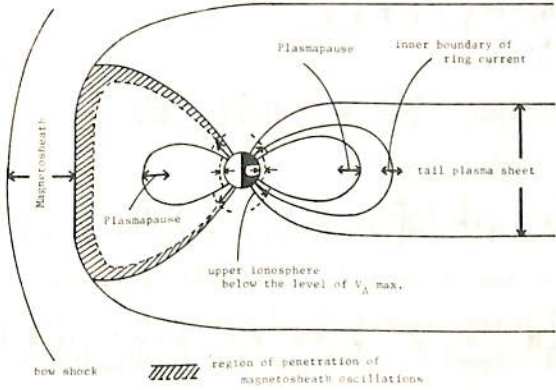
一般には1)と2)の結合振動があるが、結合共鳴の磁カ場では、その周波数に対応した局所化モードが著しく大きくなる。従って、プラスマパラメータの空間変化の連続があることを考へると、この種の局所化モードはL値に対して連続スペクトルを示す。(図参照)



一方、伝播モードは等方向にエネルギーを伝へるために、振動を起すためには、そのエネルギーを有限領域に閉じ込める橋はプラスマパラメータの分布が守られ、従って、そのスペクトルは離散スペクトルを示す。

ドリフトモードはionの平均ドリフト速度の大きいエネルギーの高い粒子の存在領域が有効(ring current, Tail)。 k_{\parallel} , k_{\perp} と天竺原の有効波長の磁カ場方向及び電圧方向の成分とすると

- i) $k_{\parallel} < k_{\perp}$ は局所化モードと伝播モードの強い結合振動を起す
- ii) $k_{\parallel} > k_{\perp}$ は伝播モードより高い周波数の離散スペクトルを示すと考えられる。



左図 上段に局所化モードによる連続スペクトル及び伝播モードのtrapping振動の離散スペクトルの分布を示す

下段は離散スペクトルを示す振動の可能領域を示している。

齊見治一， 森田新一郎
名大空電研 名大工

一般に，波動の伝播を特徴づける効果として屈折，回折，散乱，モード変換，減衰等がある。Full-Wave-Theoryではこれらの効果が含まれているが，どれがどのくらい効いているかを見るには非常に見通しが悪く，数値計算をしてみないと結果の予想がつかない場合が多い。従って，これに代わる波動理論を組み立てることは，(もし成功すれば)非常に意義のあることと思われる。

现阶段では定まった方法はなく，むしろ試行錯誤の状態にあるため，色々な方法でのアプローチが必要と思われる。我々は以前に逐次摂動法を用いて，非一様媒質中のホイッスラ - 波についてシュレーディンガー形の波動方程式を導き，更に，この方程式で示される波動捕捉の条件がRay-Theoryで示されたダクト伝播とよく対応することも明らかにした。しかし，この方程式では屈折，回折の効果は取り入れられていないが，それ以外の効果は含まれていない。非一様媒質によるモード変換及びそれに伴うホイッスラ - 波の減衰の効果を取り入れた方程式を導くことを検討した。このためには，逐次摂動法よりも，と直接的な方法(本質的には同じことにはなるかも知れないが)でシュレーディンガー形の方程式を導き，全体を見直した。本講演では第一段階として，'直接的な方法'でシュレーディンガー形方程式を導くことが出来たので，それについて報告中し上げた。

講演の際は斜め伝播についても議論するが，以下の記述では平行伝播に限ることとする。マクスウェルの方程式より，

$$\left\{ \begin{array}{l} -\Delta \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0, \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = 0. \quad (2)$$

波は波数 k ，角周波数 ω で z 方向(磁気軸方向)に直交平面色球を走る，即ち，

$$\mathbf{E}^0 = \frac{1}{2} \{ \mathbf{E}(x, z, t) \exp(i(kz - \omega t)) + \text{c.c.} \}. \quad (3)$$

また， $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t^2}$ は

$$\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \{ [-\omega^2 \mathbf{E} + i \frac{kc^2}{V_g} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{c^2}{V_g^2} (1 - \frac{1}{V_g} \frac{\partial V_g}{\partial k}) \frac{\partial^2}{\partial z^2}] \mathbf{E} \exp(i(kz - \omega t)) + \text{c.c.} \}. \quad (4)$$

と作ることに注意し，更に $\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}$ とすると

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = - \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_3} \frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{1}{1 - \omega/\omega_c} \frac{\partial E_x}{\partial x} = -2 \left(\frac{\alpha}{\theta} \right)_{\theta \rightarrow 0} \frac{\partial E_x}{\partial x} \quad (5)$$

に注意すると，(1) ~ (3)式より直接的に，

$$\left\{ i \left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{1}{2V_g} \frac{\partial V_g}{\partial k} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{2k} \left(\frac{\psi}{\theta} \right)_{\theta \rightarrow 0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - U \right\} \mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

$$\left\{ U = - \frac{k}{2} \frac{\delta \epsilon}{\epsilon_0}, \quad \delta \epsilon = \epsilon - \epsilon_0 \right. \quad (7)$$

を得る。ここで $V_g \equiv \partial \omega / \partial k$ は群速度，又， θ ， α 及び $\psi (= \theta + \alpha)$ は普通に用いられている記号に従う。

I-43 コーヒーレント非線形ホイッスラー相互作用の波動振幅依存性
 self-consistent computer simulation

京大・工 松本 紘・橋本弘蔵・木村 肇根

§序

我々は、電磁波コードを用いた self-consistent なホイッスラー波相互作用の粒子モデル・コンピューター・シミュレーションを行なってきた^{1),2),3)}。

今回は、非線形ホイッスラー相互作用において、単色波ホイッスラー波の初期振幅を変えた場合の効果を調べてみた。この種の問題は Helliwell and Crystal⁴⁾ によって調べられた事があるが、彼らのモデルは、非常に単純化した数値計算であった。

§モデルとシミュレーション・コード

一様な外部磁界に沿って伝搬するホイッスラー波と電子ビームの非線形相互作用を扱う。計算機コードは我々の開発した MYコード¹⁾を用いた。粒子数は 3072個を用いた。

§結果

初期振幅が異なる 6つの場合についてのシミュレーションを行なった。エネルギー変化、位相変化、速度変化を右に示す。

初期波動振幅は $B_w/B_0 z$ 表すと

OVS	10^{-1}	LLL	10^{-4}	} z' あり。
SAB	3×10^{-1}	NOB	10^{-20}	
MID	10^{-2}			
LOB	10^{-3}			

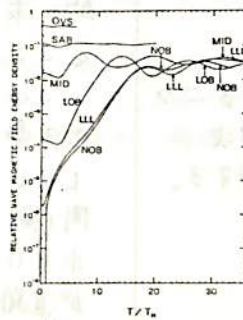


Fig. 1 Wave amplitude evolution

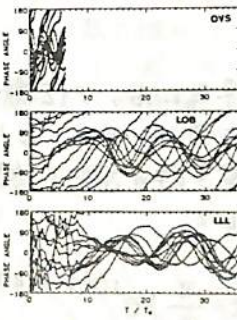


Fig. 2 Phase trajectory

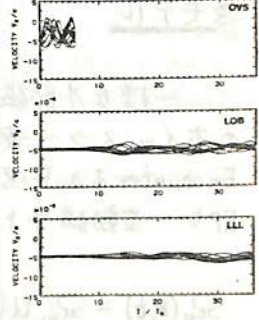


Fig. 3 Parallel velocity evolution

参考文献

1) H. Matsumoto and Y. Yasuda, Phys. Fluids 19, 1513, 1976.
 2) H. Kumagai, K. Hashimoto, I. Kimura and H. Matsumoto, Proc. Int. Symp. Ant. Prop. 359, 1978.
 3) H. Kumagai, K. Hashimoto, I. Kimura, and H. Matsumoto, submitted to Phys. Fluids.
 4) R.A. Helliwell and T.L. Crystal, J. Geophys. Res. 78, 7357, 1973.

§ 目的

本研究の最終目標は Magnetosphere のような不均一プラズマ中での非線形ホイッスラー相互作用の計算機シミュレーションを行なうことである。シミュレーションの方法としては、Denavitら¹⁾が開発した LTS コードを採用する。

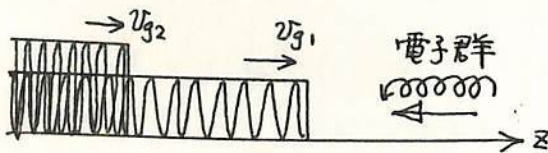
今回は、VLF トリガード・エミッションにおいて、最近発見された波動-波動相互作用を明らかにする目的で行なわれたテスト粒子シミュレーションの結果を報告する。

§ モデル

一様な外部磁界 B_0 に沿って伝搬する二つのホイッスラー波を考え、それらと順次 Encounter する共有電子群の運動を追跡する。即ち、波動磁界として

$$\Omega_w(z,t) = \Omega_{w1} U(t - \frac{z}{v_{g1}}) e^{j(\omega_1 t - k_1 z)} + \Omega_{w2} U(t - t_0 - \frac{z}{v_{g2}}) e^{j(\omega_2 t - k_2 z)} \quad (1)$$

を採用する。



計算のモデル

§ LTS 粒子追跡法

LTS (Long Time Scale) 法とは、運動方程式の解を

$$v(t+\Delta t) = v(t) + \sum_n \delta v_n^w + \delta v^c + O(E^2) \quad (2)$$

と表わし、波動電(磁)界の二乗で決まる高次項が無視出来る程度に Δt を小さくとり方法である。但し δv_n^w は各モードの wave による運動を示し、 δv^c は Δt 向のサイクロトロン運動を示す。 δv_n^w は解析的に求めるため、これを順次接続していくことになる。

この方法では Δt を Ω_e^{-1} に比べ大きくとる事が出来る。(例之は $\Omega_e \Delta t \sim 1$) しかし Δt は非線形効果が現れ始める時間(例之は Trapping Time) に比べ十分小さいのである。この方法で十分非線形運動が追跡できる。

§ 計算結果

結果は v_{I-5} , v_{II-5} , v_{I-II} 面内での分布等高線図で表わす。

これによつて Encounter モデルにおける Phase-Bunching, 第二番目の波による Dephasing 効果等を定量的に見る事が出来る。

1) C. E. Rathmann, J. L. Vonvoridis and J. Denavit, J. Comput. Phys. 26, 408 (1978)

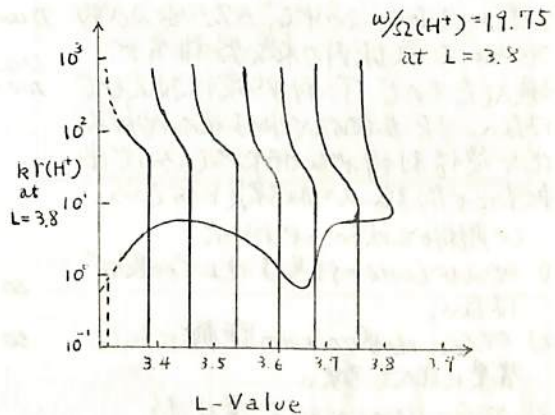
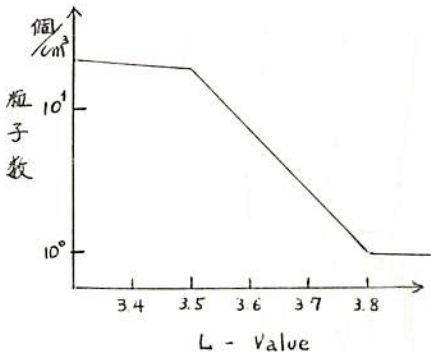
田村和士
水更律高専

尾 敦
東大 理

プラズマ・ポーズの外側で発生した波が、密度勾配の大きい領域の方向へ伝播して来て一部は反射され、一部は屈折して内側へ入り込む。プラズマ・ポーズの内側には、プロトンの回旋周波数 $\Omega(H^+)$ の約 20 倍の周波数の波が観測されている。この波がプラズマ・ポーズの外側で発生し、地球の定常磁場に対してほぼ垂直に内側へ伝播したものと考える。外側で E.M. mode と E.S. Bernstein mode の mixing mode または E.S. Bernstein mode が発生し、内側へ伝播する際に、横波に変化して E.M. mode が存在する事を計算から求めた。

プラズマ・ポーズは $L = 3.5 \sim 3.8$ 付近にあり hot plasma は大部分が Maxwell 分布をしている H^+ , e^- で構成されている。プラズマ・ポーズをいくつかの薄い層に区分して、各層毎には物理量は均一である。以上のモデルで分散方程式を解く。

mixing mode は、波長が短いと E.S. Bernstein 近似ができ、長いと E.M. Cold 近似ができる事が判る。L の値を変化させて、或る周波数の波がプラズマ・ポーズの外側から内側へと進んで来る場合の波数の変化を求め、横波的成分については接線成分が連続、縦波的成分については粒子の運動量連続という条件から、反射率・透過率を出し或る周波数領域の波はプラズマ・ポーズの外側から内側へ進入する事を示す。プラズマ・ポーズの外側で発生した波で $\omega/\Omega(H^+) = 19.75$ (at $L = 3.8$) の周波数の波について例示すると、横波的成分のエネルギーは粒子密度が急激に変化するプラズマ・ポーズを飛び越えて 34% 程進入する事が判る。縦波的成分については現在計算中のため講演中に示す。更に偏向を調べてプラズマ・ポーズを通過中に縦波から横波へと変化する事が判る。



商用周波(50/60 Hz)電力線誘導放射の観測

富沢 一郎・芳野 勉夫
(電気通信大学)

近年、電磁環境工学の観点から商用周波(50及び60 Hz)の電力線誘導放射がどのような分布をしているかを調べる必要と感ずる(注1)。これを日本周辺で観測することは、他に大きな放射源となるものが見当たらず対象を日本に限定して、特に50/60 Hzの比較を可能とするような配置と行っていることより、都合がよいと考えられる。(図1参照)

この観測は、1978年9月27日、三陸においてリレー気球方式を用いて行われた。アンテナは、一辺3.5m、巻数80回の方形ループアンテナを用いた。アンテナ出力は、10Hz〜2kHzのBPFを通し、AM変調して地上に伝送した。気球が見通し外に出た後はリレー気球で中継した。気球は最終的に約300kmに達した。地上での記録再生時の50/60 Hzの混入を防ぐため、受信したAM変調信号は、復調後、直接テープに記録し、再生時には倍速でデモリゾブを回し、この出力をAM復調する。こうすることにより50/60 Hzは100/120 Hzとなり直接の混入は防ぐことができる。

復調したデモは、30〜200 HzのBPFを通してからサンプリングする。サンプリング周波数は、440 Hzである。次に、1024r毎にダウンスampling解析を行う。5分間の平均スペクトルを求める。

観測データのうちから、放射点との距離を異にし、5点を選んでスペクトル解析を行った。この結果を図2に示す。周波数は観測時の値で表わしてある。途中で、57.5 Hz及び約85 Hzは、気球内の機器雑音が混入したもので、アンテナから受信した信号ではない。また左側のスペクトルは他のスペクトルに比べ受信利得が60dB下まっているので比較のため強いスペクトル強度とされている。

- この解析結果以下のことからわかった。
- 1) 50及び60 Hzの信号は地上での混入ではない。
 - 2) 50/60 Hzが700kmの距離に於いて背景に比べて強い。
 - 3) 50/60 Hzのレベルは変化する。
 - 4) 50 Hzのレベルは放射点から約100kmまで急激に低下するがそれ以後は急激に低下する様子が認められない。

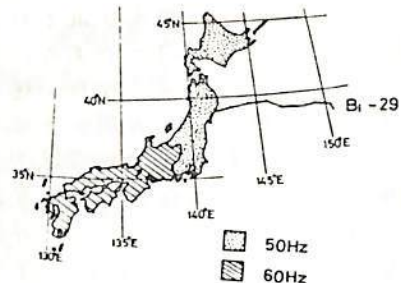


図1. 50/60 Hzの分布図及び気球経路

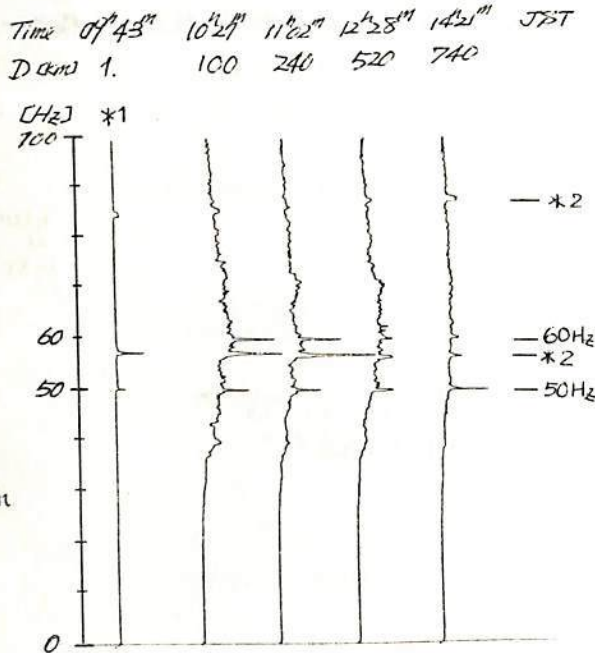


図2. スペクトルの時間/距離変化

*1 LOW GAIN : -60dB
*2 内部雑音

恩藤忠典*, 村上利光*, 荒木 喬**, 奥田光直**
 * 電波研究所 ** 弘前大学教育

弘前大学と電波研究所では、IMS 期間の VLF 放射の観測を行なうために、昭和52年8月からその準備をすすめて来たが、この度ルーチン観測の態勢に入ったので、その概要と最近のデータについて報告する。また *Discrete VLF emission* が受信されたのでそれについても合わせて報告する。図1には観測装置の簡単なブロック図を示した。アンテナは高さ14メートル、低辺14メートルの垂直デルタ型ループアンテナであり Pre Amp の B.P.F は 1kHz ~ 10kHz である。Hiss の受信は 1.5kHz と 5kHz の2チャンネルをペンレコーダで記録しており、その他に Wide Band のテープレコーダが毎時50分から1分間の観測を行なっている。図2には昭和53年11月29日10時(J.S.T)に受信された *Discrete VLF Emission* の例を示した。8kHz から 2kHz にわたって周波数変化している。図3は昭和53年12月26日に受信された VLF Hiss の例である。このときの Magnet のデータをみると disturbance の終相に Hiss があらわれている。また 1.5kHz には Hiss は表われなかった。今後さらにデータを蓄積することにより Hiss の発生メカニズムについて Study して行くつもりである。

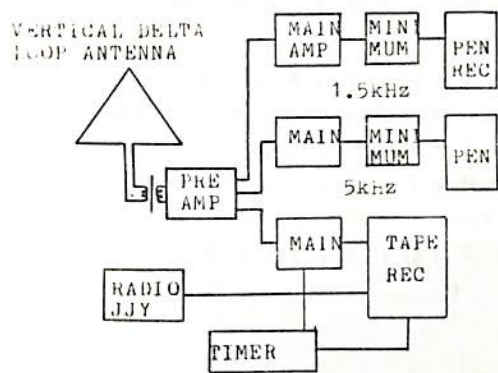


Fig.1. VLF Hiss Receiver

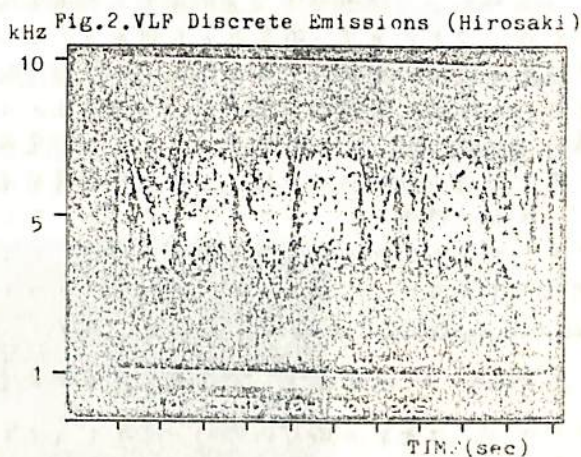
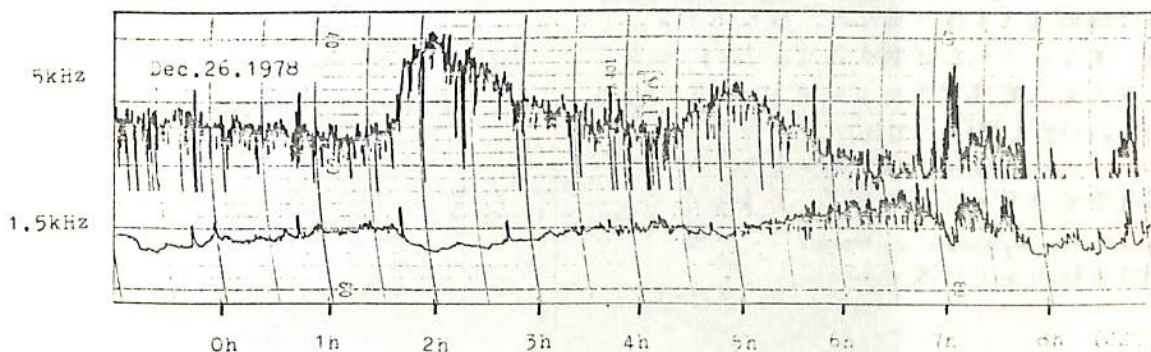


Fig.3. VLF Fig.5. VLF Hiss Observed at Hirosaki



References, 1) T. Ondoh and S. Isozaki, "Observation of VLF Hiss at Hiraiso, Japan," R.I.S.R.T., 11, p225-230, (1965). 2) R. A. Helliwell, "A Theory of Discrete VLF Emissions from the Magnetosphere," J.G.R. vol 72, No 19, p4793-4790. (1967)

1978年9月29日、佐久島で観測された
ELF-VLF異常雑音現象について

大津仁助, 早川正士, 柏木瑞夫
名古屋大学宇宙研究所

1978年9月25日より30日にかけて起つた磁気擾乱に伴い、表1に示す
ように、母子里、佐久島、鹿児島各観測所で、一連のVLFの現象が発生した。緯度
が一番高い母子里では、通常の *rise*, *hook* 及び *his* が観測されたが、佐久島と鹿児島
では、*his* のみが観測された。この中で、特に佐久島では9月29日6時50分(UT
)より2分間の観測で、このまじ観測されたことのみならず、極めて異常な現象が観測された。
即ち、*his* 様の *background noise* の中に、明瞭な *trace* が、観測の初めより、終りに
近い1/6秒目まで出現し、*trace* の周波数は時間と共に徐々に変化し、又 *trace* の数も1乃
至4へと変わった。 *trace* の数が複数個の場合、それ等の間には *harmonic* の関係が認められ
た。また表1から判るように、佐久島で観測されたこの *noise* に対応するようない現象
も、通常のVLF放射も、母子里と鹿児島では観測されておらず、かなり *localized* とい
える現象であった。このように特異性のため、この *noise* は何等かの人工的原因によつて
発生しているのではないかと疑いおこり得るが、1. この *noise* が地球磁気擾乱の最中に起つ
ていること、(福岡では、262 mVの磁気擾乱の主相が29日7.0時に起つており、鹿
尾では、285 mVの磁気擾乱の主相が29日6.8時に起つていた)、2. *trace* の周波数
や強度の時間的変化は、或いはゆるやかに、或いは速く起り、全く不規則的で、人工的
原因で説明は困難であること、3. 最後には *trace* は *diffuse* になり、自然と通常の *his*
様の *noise pattern* に移行していきること、更に4. この観測が引続く、07時50分と0
8時50分の観測では、弱りながらも通常の *his* が観測されていること。

以上の理由から、この異常なVLF-EHF *noise* が自然現象であることは間違いない
といえる。また上記した特性から、VLF放射であるように思われるが、未だ
断定は出来ない。假令VLF放射であるとして、*harmonic trace* の発生する条件を、
electron cyclotron resonance の式から求めるに、

$$\beta_n \ll |\beta_p| \text{ が 必要 条件 と なり、 発 生 す る 第 } n \text{ 次 高 調 波 } f_n \text{ は、 } f_n = n \cdot \frac{f_H}{\gamma} \text{ と 表 示 さ れ る。}$$

この β_n は電子の磁力線沿いの速度を光速単位
で表したものであり、 β_p は球の位相速度を表
わす。又、 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ で電子の速度 β が
相対論的速度を持つ場合の、補正項であり、この
時、電子のジャコブ周波数は、 f_H/γ と なる。
よって、共鳴電子のエネルギーは
 $\beta = \{1 - (f/f_H)^2\}^{1/2}$ と なる こと が 容易に
わかる。このことは、佐久島のようない
緯度帯でなければ成立しないこと
、*electron cyclotron resonance* での説
明は困難なように思われる。

Table 1. VLF noise Property

Date	Time UT	Moshiri	Sakushima	Kagoshima	
1978 Sep	28	21 ^h 50 ^m 22 50	<i>his</i> , <i>discrete emis.</i> <i>his</i> , <i>rise</i>	<i>none</i> <i>none</i>	<i>none</i> <i>none</i>
	29	00 50 01 50 06 50 07 50 08 50	<i>rise</i> , <i>ampl. whist.</i> <i>his</i> , <i>ampl. whist.</i> <i>none</i> <i>none</i> <i>none</i>	<i>none</i> <i>none</i> <i>unusual noise</i> <i>his</i> <i>his</i>	<i>none</i> <i>none</i> <i>none</i> <i>none</i> <i>none</i>
30	07 50 08 50 09 50 10 50 12 50 22 50	<i>his</i> <i>his</i> <i>his</i> <i>none</i> <i>his</i> <i>rise</i> , <i>hook</i>	<i>his</i> <i>his</i> <i>none</i> <i>none</i>	<i>none</i> <i>his</i> <i>his</i> <i>his</i>	

Quasi-periodic (QP) ELF-VLF Emission の

衛星-地上同時観測

佐藤夏雄* 福西浩* 尾崎孝之** 芳野昶夫**

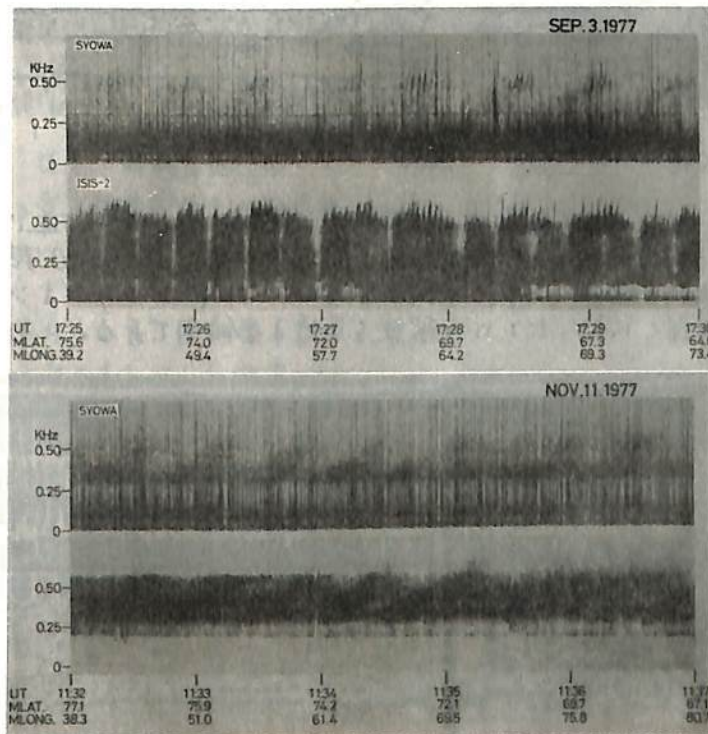
* 国立極地研究所 ** 電気通信大学

超高層現象の地上および衛星との立体観測はIMSプロジェクトの目的の一つである。この目的のために、昭和基地でのISIS-1, 2, EXOS-Aの受信や静止衛星GEOS-1, 2とその共役点であるアイスランド、スカンジナビア半島、および昭和基地での観測が実施され、多くの成果が出始めている。

今回はISIS, GEOS衛星-地上とで同時に観測されたQuasi-periodic (QP) ELF-VLF Emission について報告する。昭和基地において2年間で観測したISIS衛星688軌道の中で、衛星と地上とで同時に観測されたQP emissionは6例あった。その例を下図に示す。周期約30-40秒のQP emissionや、周期約3秒のperiodic emissionが同時に衛星と地上とで受信されている。QP emissionの受信される領域は数千kmあり、広い領域でQP emissionが起こされているらしい。

QP emissionは磁気圏内の赤道面付近でcompressional modeの地磁気脈動によってmodulationされていることが明らかになりつつある。そのため、QP emissionの発生領域の広がりを知ることはcompressional modeの脈動の空間的広がりを知ることにまつながる。

QP emissionの研究を進めるためには他の衛星(GEOS, ATS-6)で観測したVLF emission, 地磁気脈動, 電場, 高エネルギー粒子, Cold Plasma密度等の情報が必要である。さらに、IMS国際共同観測によってデータ交換が簡単になった現在、地上多点観測結果を加えることにより、QP emissionの立体的なふるまいが明らかになるものと見られる。



効果, II

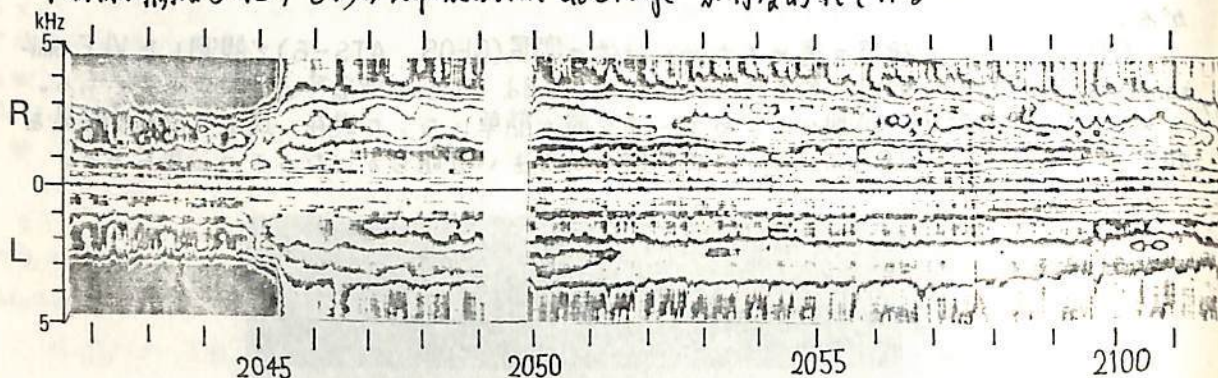
林 幹治[†], 小口 高[†], 国分 征^{*}, 鶴田 浩一郎^{**}, 渡辺 富也^{***}, R.E.Horita^{****}
 東大・理[†] 東大守研^{**} U.B.C.^{***} U.Vic.^{****}

このSSC効果はRiverton (52.3°N, 97°W; 地磁気緯度62.3°)の地磁気的北方時でほぼ15時に観測された。先回の報告では, VLFエミッションに対するSSCの影響としてこれまでに報告されている(1)中心周波数の上昇, (2)周波数帯の広がり, (3)周波数に渡っての積分強度増大というような点に加えて, 方探により, 見掛上少くなくとも, VLFエミッションの発生源域が高緯度より低緯度へ向けて移動するということが明らかになった。更に, この時の現象については, VLFエミッションと直接関係は無いが誘導された地電流が送電線系に流込んだことに原因すると思われる顕著な60Hzのharmonicsの増大が地磁気擾動と対応してスペクトル中に出現した(Nature, 225, 627-629, 1978)。

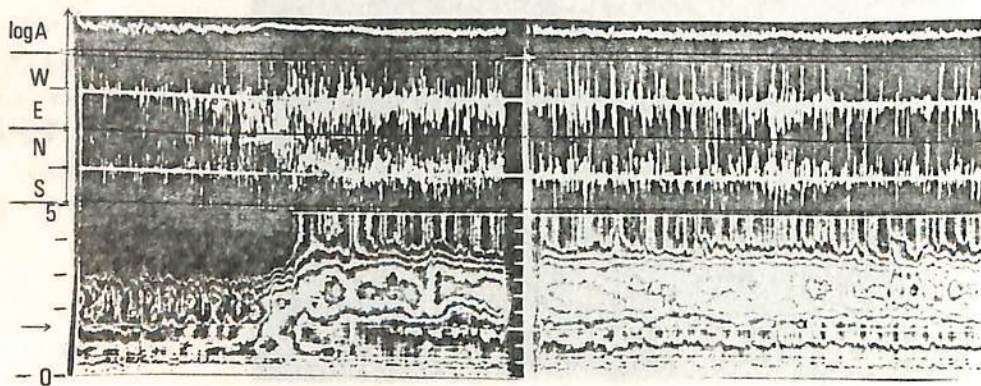
今回はこの突発現象の前後のVLFエミッションの特性の変化について, より詳細な方探解析, 新たに開発したダイナミックポラリゼーションスペクトラムによって調べる。

下図は, 勾配濃淡・等高線表示によるポラリゼーションスペクトラムである。

等高線間隔は5dB, 6秒のExponential averageが行なわれている



SSC以前の1kHz付近の周波数帯では直線偏波に近いが, 2kHz付近では右廻り偏波が卓越する。SSC effectが始まった後では右(R)成分が常に5~15dB強く, 下図に示す方探(1.5kHz)解析の結果と比較して考えるとき, VLFエミッションの発生源域が高緯度より観測点の頭上近くに移ったという解釈を支持する傾向である。



I-51 カナダに於ける VLF 多観測同時観測計画

東京大学宇宙航空研究所

鶴田浩一郎・西田篤志 尺測
寺沢敏夫・池田慎・山田忠

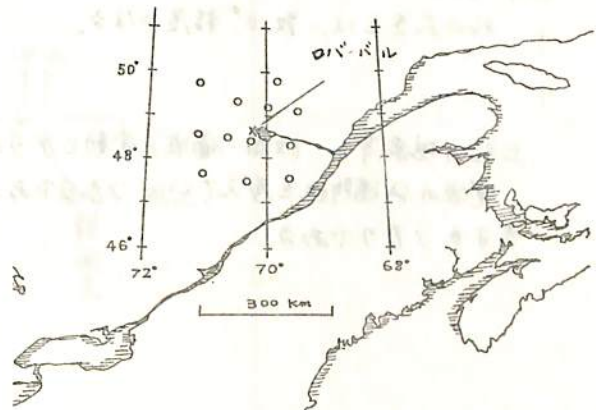
日本学術振興会の国際協力資金をもとに、本年4月から8月にわたって、カナダのケベック州に於て、VLF電波の同時多観測を実施する。観測地は、南極サイファル基地の磁気共役点であるケベック州ロバーバルを中心とし、スパンおよそ300 x 300 kmの領域に12観測点を設置する。

本観測の目的は

1. サイファル基地から送信されるVLF電波の伝播経路の位置や大きさ、また、その軌道を求め、従来から用いられているDFの結果と比較し検討を加えること。
2. また、自然に発生するVLF電波にも、同様な解析を行ない、ASE現象との関連を調べること。
3. 人工衛星EXO-Bと同時観測を行ない、磁気圏における波動と粒子の非線形相互作用に関する重要な手がかりを得ること。

であるが、従来の観測技術を用いて、磁気圏中の電子密度分布、地磁気脈動と、同時に観測することが可能なので、サイファルから送信されるVLF電波に伴ったASE現象、および、自然に発生するVLF電波に対して、立体的な描像を得ることができると期待している。

尚、我々の観測期間中に、XリーバンドによるX線観測も予定されており、降下電子に関する情報も得られる予定がある。



ロバーバルを中心とした観測点(○印)の配置図

池田 慎、鶴田 浩一郎 (東大宇宙研)

1975年に、Roberval (カナダ、サイフルの磁気共役点) で観測されたサイフル電波のアナログデータと、デジタル化し、計算機を使って解析した。電波の各成分 (H_x , H_y , E_z) の強度、偏波、到来方向とFFT (1024点) を使って求め、モデル計算の結果と比較してみるつもりである。これで、電離層下面での電波源の分布等が、ある程度推論できると思われる。

特に、到来方向の精度と、観測の面から検討するには、多点観測の解析が必要であるが、1975年度の観測において、2点観測のデータが豊富であるため、まずこの結果を紹介するつもりである。方位角と天頂角から求めた電離層の出口と、2つの観測点でのそれぞれの方位角から求めた電離層の出口と比較してみるという方法をとる。

さらに、データ解析をしていく上で、良くあらわれる現象がある。

- 1). 偏波 $(R-L)/(R+L)$ と到来方向の天頂角との関係が、平面波近似で得られる関係 $(R-L)/(R+L) \approx \cos^2 \theta$ と異なる例が非常に多い。
 $(R-L)/(R+L) < \cos^2 \theta$ という関係が多く出現する。ただし、 R は電波の R mode の振幅、 L は L mode の振幅である。
- 2). 方位角がある特定の角度を示さず、 $0^\circ \sim 360^\circ$ にわたってほぼ一様に出現する時間帯がある。
- 3). 到来方向が非常にばい (数10msec程度) 時間変動を示す場合がある。そのばいの大きさは、数 10° 程度になる。

上記の現象等と、振幅・偏波の変動とからめて、モデル計算の結果とくらべてはかう、電波の伝播特性を考えていくつもりである。又、それに伴う方探の問題点を報告するつもりである。

池田 悳・鶴田浩一郎 (東大宇宙研)

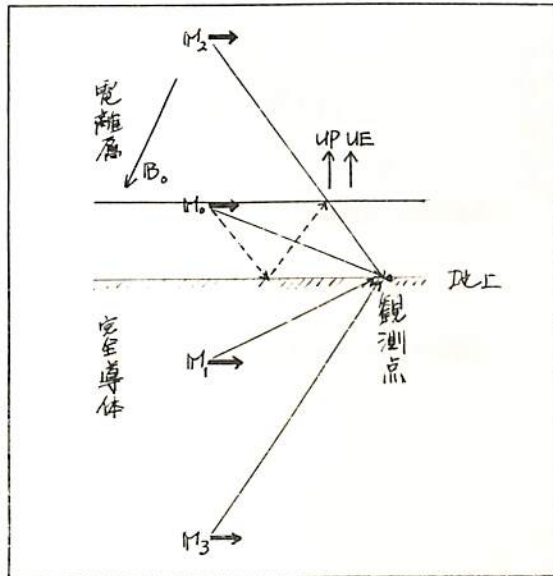
前々回の学会に引き続いて、下部電離層を透過したVLF電波が、地上でどのような強度分布、偏波分布をとり、又その到来方向がどのような結果を示すかを、様々な電波源の状態を考慮して、モデル計算を行なってみた。その結果を報告する。

今までのデータ解析から、到来方向測定(DF)の誤差の原因は、機械的な問題(受信・増幅・再生などの際の位相ずれ、演算アルゴリズム自体に含まれる誤差)よりはむしろ、電波源の分布自体にある事がわかった。そこで、到来方向に関連した問題にかぎらず、電離層下部の電波源の分布を求める為にも、地上での電波の空間特性(強度、偏波、到来方向)を考慮する必要がある。

前々回は、下部電離層内に、ノイズラモードの波を、強度・位相を適当に仮定して、その伝播を考慮し、地上での空間特性を計算した。しかし、最初の波の与え方に問題がある為、今回は、より簡単に次に示すようなモデルを考慮し、計算を行なった。下図参照。

電離層下面に磁気的ダイポール(M_0)をRmodeのH偏波になるようにおく。多重反射を考慮する為に、 M_0 の鏡像(M_1, M_2, M_3, \dots)を各観測点に対応して作り、それらのダイポール放射の総和として、地上での電波の強度・偏波分布を求める。ただし、それやれの境界(地上、電離層下面)での電波の反射、透過は平面波として考える。以上のモデルを用いて、到来方向を計算し、 M_0 のある位置をどの程度正しく指すか、電波の各成分の強度、偏波がどのような特徴を示すかを検討する。

詳しい内容と結果は、当日報告する。



相関法を用いたオーロラヒスの 到来方位測定への観測

西野 正徳

名古屋大学 空電研究所

南極昭和基地におけるオーロラヒスの到来方向の測定(DF)は、これまで田中が1968年に、巻田が1976年にヒスの電磁界を解析することにより偏波誤差のない測定方式を開発した。しかし、彼等の方式はオーロラヒスの持つランダム雑音波形を単一周波数(10kHz前後)で解析しているため、また一層大きな問題はヒスよりも2桁以上も強い空電の影響を受けやすいため、測定値の精度が低下し、信頼性に欠けるという難点がある。そこで今回、ヒスのDFとしては全く異なった方式とし、約20km離れた異なるヒスの波形の相互相関をとり、相関波形のピークを検出することから異なるヒスの位置の遅延時間差を求めヒスの到来方向の測定を行う方式を計画し、実際に1978年、才19次越冬時にシステムを構成し、5ヶ月にわたる試験観測を試みた。本講演では設置したシステムについて概説し、本システムがオーロラヒスのDFに有効である観測結果がいくつか得られたものを紹介する。

母子里 (34°N, geomag. lat.) におけるホイッラの総合観測 - Ⅱ
 —— 観測結果の解釈 ——

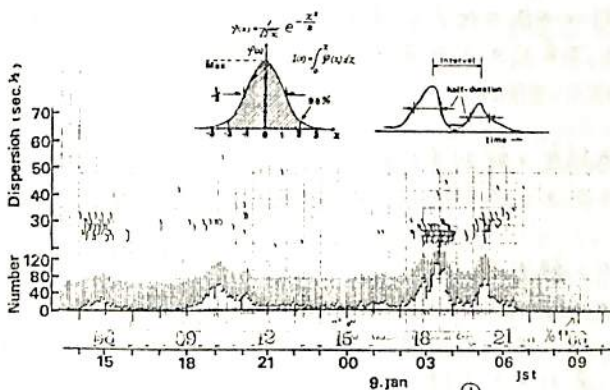
岡田敏美⁺, 岩井章⁺, 早川正士⁺, 森山伸一⁺⁺, 大津仁助⁺
⁺ 名古屋大空電研, ⁺⁺ 富士通K.K.

先の学会 (昭53年5月) でホイッラの自動検出, 方位測定, ルーテン観測法と結合した観測法によって得られた結果を報告した。今回はそのらの結果の中で, 顕著な特性と
 もつ現象について解釈を試みる。

以下にその問題点を略記する。

- (1) ホイッラの発生頻度の時間変化; しばしば数10分~数時間のスケールの顕著な上昇・下降特性が観測される。この発生頻度の変調原因は何か。
- (2) ホイッラの発生頻度と強度の間には相関があるか否か。
- (3) ホイッラの電離層下端における出口の経度方向の移動が検出されたが, これは本物か。本物とすれば, 移動の原因は何か。
- (4) 地上で測定されるホイッラの偏波状態について; 右旋性円偏波に近い場合と, 円から離れた楕円偏波の場合があるようだ。その違いは何によるか。
- (5) 方位測定 (方位角, 入射角) 法の空間分解能と支配する要因は何か; 測定誤差評価

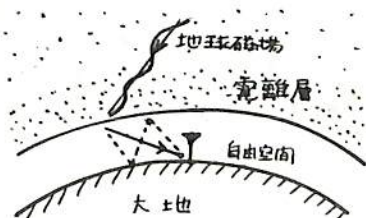
参考文献



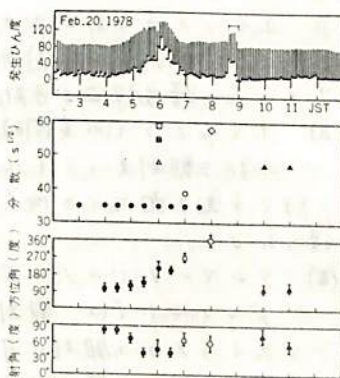
① 発生頻度の時間変化

Life Time (hour)	頻度 (%)
1	53
2	26
3	4
それ以上	17

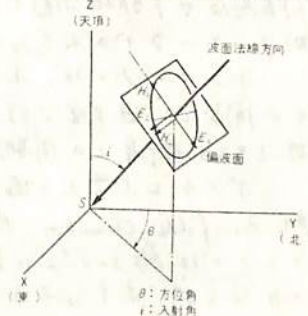
② 継続時間の発生分布



⑤ 解釈に用いるホイッラ伝播モデル



③ 到来方向の時間変化の例



④ 観測座標系

参考文献 1) IMSシンポ, 東空宙研, 1978年7月, pp 69-80
 2) 地球電気協会, 昭53年5月, p136, 137

VLF電波の欧州観測：第三年次概要

早川 正士, 田中義人, 柏不 瑞天, 岡田 敏美,
岩井 章, 大津 仁助
名古屋大学 空電研究所

本計画は1976年度からの三年計画で、VLF放射の日欧同時観測によるVLF放射の発生及び伝播機構の解明をねらったものである。観測地点はデンマークのBrorfelde(地磁気緯度55°)及びフランスのChambon-la-Forêt(50°)である。第三年次(最終年次)の観測は1978年10月から1979年1月末にわたって順調に行われたが、本報告ではその概要及び本年次、特に追加した観測項目が多く、これを主として概述する。観測データは到着した所に、まだ解析は行われていない。

(I) VLF放射:

正味三ヶ月の観測期間中、約20例程度の良好なデータが得られた。主として地磁気擾乱に関連して発生している。又、方位測定にも成功している。

以上の主目的であるVLF放射の他、以下に述べる項目が追加されている。主として、ホイッスラに関連するものである。

(II) ホイッスラのゴニオメータ同時三英観測:

ホイッスラのゴニオメータ観測は上述二地点で第三年次に行われ、本年次はポアチエ大学(45°)との協同研究により、三地点でのゴニオメータ同時観測が可能になり、ゴニオメータの精度評価も可能となる。

(III) ホイッスラの四英同時観測:

上記三観測点とともに、更に低緯度の観測点(Roburent, Italy, 40°)との共同により、ほぼ子午面内での四英ホイッスラデータにより、磁気圏プラズマの興味ある特性が得られよう。

(IV) デンマークでのノースホイッスラ観測:

デンマークでは、観測周波数の上限を8kHzから20kHzまで伸ばすことにより、ノースホイッスラの観測が可能となり、ノース効果を用いて、ホイッスラの伝播L値を決定する。このL値は、ゴニオメータによるL値との比較により、ホイッスラ自体の下限高度や下部磁気圏の伝播機構が明らかになる。

(V) デンマークでのホイッスラ、孤立型放射のDF+ホイッスラの実時間観測:

デンマークでは、ホイッスラや孤立型VLF放射(コラス、ライザー等)に対して、我々が開発した、母子型で行ったDF方式と応用した。

(VI) ISIS衛星との同期観測:

ポアチエ大学との協力により、ISIS 2衛星の欧州上空の飛翔に同期し、地上三英(Brorfelde, Chambon, Poitiers)ゴニオメータ観測と行われ、Brorfeldeでは約40パス、フランスでは約30パスに対して同時観測と行われ、地上・衛星の同期観測はVLF放射の発生、ホイッスラの発生・伝播機構の解明に貢献する所大である。

“Kyokko”で観測されたLHRホイッスル

柴田 喬・茅野 耕夫 (電通大)
中村 良治・伊藤 富彦 (東宇宙研)

科学衛星“Kyokko”で観測されたLHR (lower hybrid resonance) whistler について、その特徴を述べ、伝搬機構について検討し、必要とされる plasma 媒質の構造について議論する。

“Kyokko”によって得られた LHR whistler の代表的なスペクトル例を図1に示す。その特徴を列記すると次の様になる。

- ① LHR whistler はスペクトル上で falling tone として現われる。
- ② 分散値は周波数が下るほど大きくなる。
- ③ ある特定の周波数(数kHz)で分散値は無限大となり、共鳴を起している。
- ④ 共鳴周波数は local な LHR 周波数か又はそれより少し高い周波数となっている。
- ⑤ 衛星はほぼ一定高度で北半球 plasma 圏を南下しているが、その間、共鳴周波数は衛星の移動とともに変化し、低L値領域になるほど高くなっていく。

検討の結果、LHR whistler の成因は、密度勾配が地球磁界ベクトルに対してほぼ垂直な方向にあるような plasma 媒質中の波が大きな wave normal angle で nonduct 伝搬するためであると思われる。その伝搬機構を説明する模擬図を図2に示す。図2-(a)はスペクトル図を、図(b)は、共鳴周波数 f_r の波と、その前後の周波数 f_L, f_U の波がそれぞれどの ray path を示しているか、図(c)は、 f_r の波に対する refractive-index surface の ray path に沿った変化の様子を示したものである。

ある周波数の波の、共鳴地点近傍での伝搬を考えてみる。波は大きな wave normal angle で下向き(地球方向)に伝搬し、媒質の等密度 boundary 面が図2-(c)のように磁界ベクトルとほぼ平行になっているため、Snell の法則にしたがって、高度が下るにつれて wave normal angle が大きくなり、分散値が大きくなって行く。そして、ある高度では boundary normal line と refractive-index surface が交差しなくなり、そのところで共鳴が起す。周波数が異なるとそのような共鳴が起る高度も異なる。すなわち、図2-(b)に示すように、周波数が高いものは高いほど低高度で共鳴が起る。もし、等密度 boundary 面が磁界ベクトルに全く平行ならば、共鳴は local な LHR 周波数で起り、また図2-(c)のようにそれらが平行状態から少し傾いたものは local LHR 周波数より若干高い周波数で共鳴が起る。等密度 boundary 面の磁界方向からのずれは、図2-(c)に示すように、電子密度が磁力線にほぼ垂直に低L値側へ増加している向きでなければならない。このことは、衛星の低L値領域への移動に伴う共鳴周波数の上昇とも合致している。この様な密度勾配をもつプラズマ構造は、walking-trace whistler の場合と同様であるが、勾配の大きさはこの LHR whistler の場合に必要とされるものの方が、かなり大きいと思われる。

くわしい議論は、講演時にゆずることとする。

Feb. 9, 1978

H=3690km, INV. LAT. ≈ 53.5°

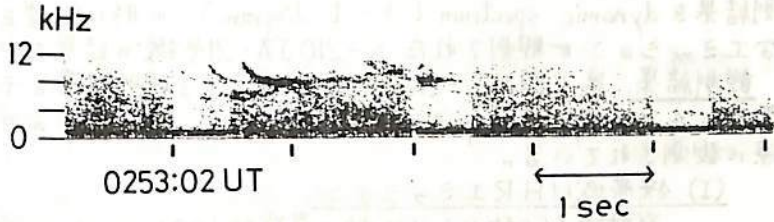


図 1

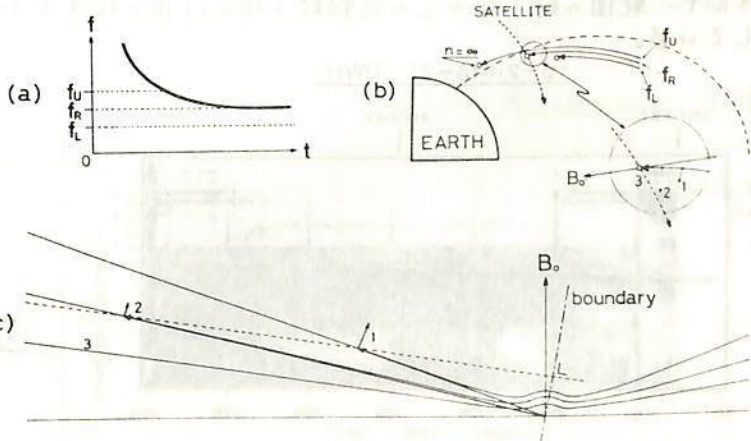


図 2

大家 寛, 宮岡 宏, 宮武 貞夫
(東北大・理) (電通大)

序. 極域電離層においては、電子サイクロトロン周波数、および電子プラズマ周波数はおよそ1~3 MHzの範囲に達する。従ってこの領域における波動粒子相互作用を説明するためには、MF, HF帯の電波スペクトル観測が不可欠となる。この目的のために、南極昭和基地においてこれまで計4回のロケット観測がおこなわれているが、今回これらの観測結果を dynamic spectrum (f-t diagram) の形式に処理を行なった。ここに特に明瞭なエミッションが観測された S-210JA-21号機の結果を中心に報告する。

観測結果. 第1図に S-210JA-21号機による観測結果を示す。これは background levelを差引いた上での dynamic spectrum 表示したもので、次の2つのカテゴリーのプラズマ波動が明瞭に観測されている。

(I) 狭帯域 UHR エミッション

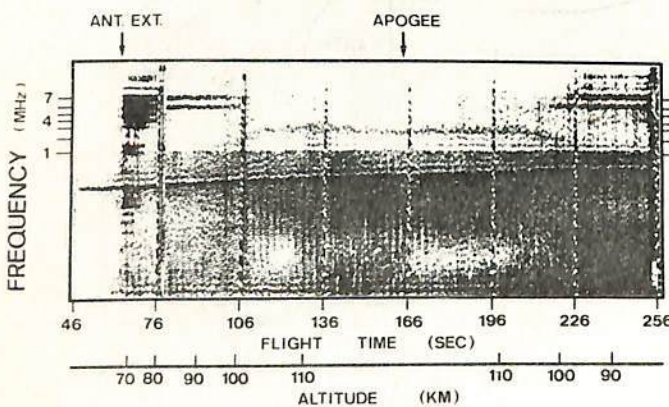
発射後160秒から226秒の高度約100 km以上の領域で2~3 MHzの周波数をもつ狭帯域エミッションが観測されている。これは同時に行なわれた電子密度計測の結果から、ほぼ飛翔経路に沿ったUHR周波数(～電子プラズマ周波数)に一致していることが判明した。すなわち第1図が示すエミッションの周波数変動は、電離層構造を反映している。またこのエミッションの周波数スペクトルは、微細構造をもっており(例えば150秒付近の falling tone を示す)、その励起機構を説明する上に重要な手がかりを与える。

(II) 広帯域 Whistler mode エミッション

UHRエミッションが観測されたのとほぼ同時刻に、500 kHz~800 kHzの周波数帯で広帯域エミッションが観測されている。この付近の電子サイクロトロン周波数は約1.2 MHzであるので、これは $1/2 f_c$ 前後の帯域に広がるエミッションである。

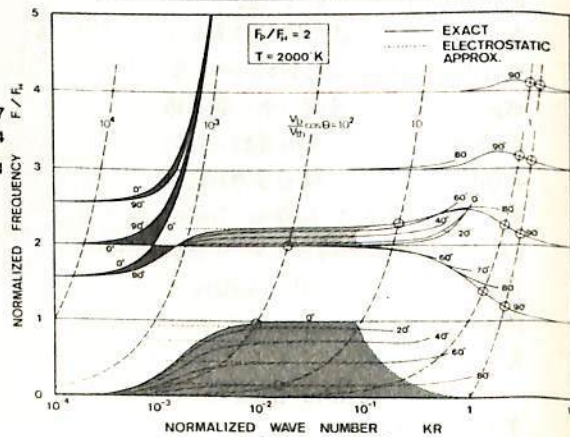
理論との比較. 第2図に電離層パラメータに対して解いた磁化プラズマ中のプラズマ波動に関する分散関係を示す。これから21号機で観測された2種類のエミッションは、それぞれ、① UHR周波数からプラズマ周波数にかけての branch、および② 電子サイクロトロン周波数以下の Whistler mode につながる branch に対応しており、数100 eV~数 keV のエネルギー範囲の降下電子との波動粒子相互作用の結果生ずる波動励起の周波数帯域に一致している。

S-210JA-21 PWH



[第1図]

DISPERSION RELATION IN WARM MAGNETOACTIVE PLASMA



[第2図]

I-59 EXOS-B(JIKIKEN)によるVLF波動観測

松本 紘 (京大・工)
 宮武 貞夫 (電通大)
 鶴田 浩一郎 (東大・宇研)
 森岡 昭 (東北大・理)
 大津 仁助 (名大・空電研)
 大塚 寛 (東北大・理)
 木村 磐根 (京大・工)

要旨

本稿では、1978年9月に打上げられたEXOS-B (JIKIKEN) によって観測されたVLF波動の観測結果を報告する。

VLF受信機は打上げ後、傾斜に動作し、長大ダイポールアンテナの高感度に助けられ、磁気圏プラズマ中の変化に富んでVLF波動の観測に成功している。

受信機とQuick-look システム

図1はEXOS-Bに搭載されたVLF受信機のブロック図を示し、図2はQuick-lookシステムのブロック図を示す。

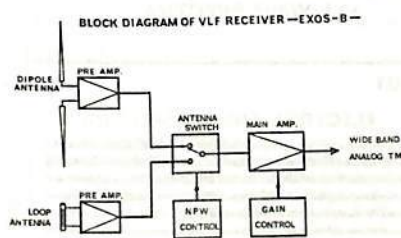


図1. 受信機のブロック図

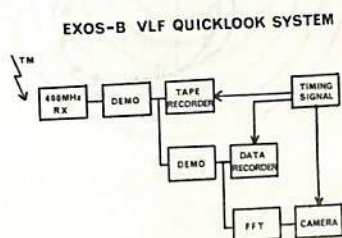


図2. Quicklook システム・ブロック図

観測例

受信スペクトルの中には、木イッスラー、ヒス、コーラス等の電磁波の他に、静電波と思われる強いエミッションも受信されている。今回は、これらのスペクトルの例を示し、若干の解析も行なう。スペクトル例はポスター・ビュ・シヨン会場に展示する予定である。

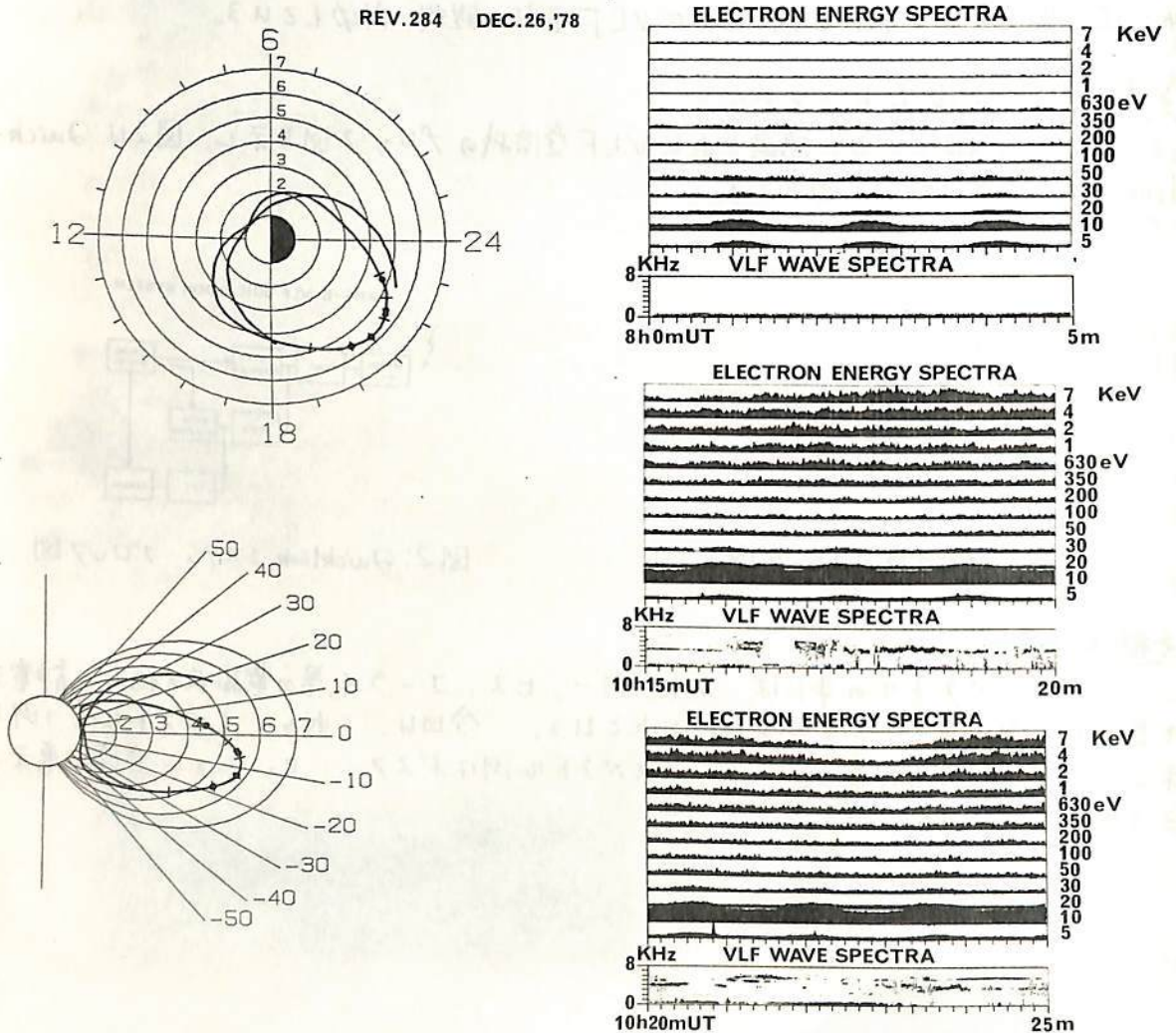
I-60 EXOS-B (JIKIKEN)で観測された VLF エミッションと高エネルギー粒子フラックスとの相関の Case Study

京大・工 松本 紘・木村 馨根・橋本 弘蔵
 東大 宇研 向井 利典・久保 治世・河島 信樹

序

EXOS-B の VLF 波動観測と高エネルギー粒子フラックス観測の相関を見る為 1978 年 12 月 26 日の連続 5 時間の観測例 (Rev. 284) が 解析された。

例 両データの比較例と Rev. 284 の軌道を下に示す。



木村 磐根・橋本 弘蔵
(京大工)

科学衛星EXOS-B(じきけん)は、1978年9月16日に打ち上げられ、VLFドップラー観測装置(DPL)も順調に観測を続けている。この装置では、地上の安定な標準VLF局であるオーストラリアのNWC局(22.3kHz)を受信し、そのドップラーシフトを衛星で測定する実験である。衛星内部で周波数変換して、地上にテレメータ伝送するが、その際、局発信号周波数を地上で補正するように設計されている。同時に信号もしくは雑音の電界強度測定、および22.3kHzの定電流源の信号を印加することによるアンテナインピーダンス測定を行っている。

電子密度と衛星の軌道がわかれば、伝搬ベクトル k は磁気子午面内にあるという仮定の下に、ドップラーシフトから波面法線方向を知ることができる。そして、受信された波が、ダクト伝搬かどうかということから、磁力線に沿った電離ダクトの存在を調べることができる。また、アンテナインピーダンス測定からは、受信電界強度の絶対測定や、プラズマポーズの位置といった磁気圏プラズマに関する情報を得ることができる。

図1は、NWC局のドップラーシフトのダイナミックスペクトル(下段)および、電界強度、アンテナ容量測定の結果(上段)である。下段の図で、長く続いている-2Hz近傍の線は干渉である。1840UTころから受信されている0Hz近傍の信号がNWC局のドップラーシフトである。22.3kHzよりもジャイロ周波数が高い地点で受信されており、ノンダクト伝搬の例である。図2は、他の周回におけるドップラーシフトの観測値を斜線の部分として示したものである。実線と破線は、拡散平衡モデルによる電子密度分布を用いて計算したドップラーシフトの値である。1842UTころに0Hz近傍のドップラーシフトで観測されたものだけがダクト伝搬と考えられ、赤道面上に換算して、300kmの幅のダクトが存在していたことになる。

図1上段の上端部のL~5での急変は、アンテナ容量の急増を表している。これは、大部分の周回において生じ、衛星がプラズマポーズを通過したことを示している。

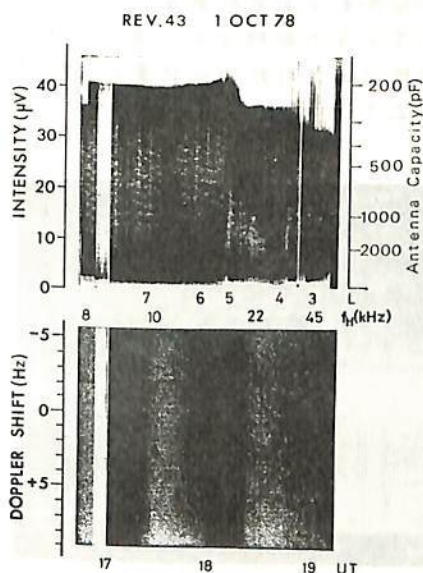


図1 VLFドップラー観測

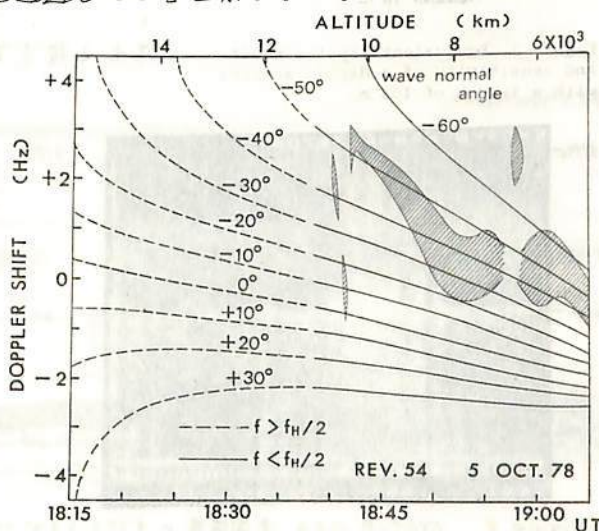


図2 ドップラーシフトの観測値と計算値の比較

宮武 貞夫, 藤原 宜裕, 太田 光
 (電通大) (うけエンジニアリング) (電通大)

はじめに EXOS-Bは高周波帯(10kHz~3MHz)の電磁波初をアースと横切る長円軌道にて観測し、極めて奥深い観測結果を地上に伝送してきている。これらの観測結果について、データ処理及びいくつかの処理結果について報告する。

データ処理 EXOS-Bに搭載された周波数分析装置からの出力は、IRIG#15相当のデータプロトコルを介して地上に伝送される。これらのデータはデータレコーダに記録されたのち、あらかじめマイコンコンピュータに制御される地上処理装置によって観測時刻と共に写真撮影されタイムックスペクトルとして解析される。現在が1次処理として観測データは直接地上処理装置に入力されているが、帯域中央に下げる周波数の歪り及び衛星の環境、主として温度による周波数の変動に対する補正がデータ解析上重要と有りつつあり、観測データと一度A/D変換し大型計算機による処理をしたのち再びD/A変換して地上処理装置に送るためのソフトウェアが開発中である。

処理結果 EXOS-Bによる高周波帯の電磁波初観測は主として103mのダイポールアンテナで行われる。電磁波に対する観測器の感度はFig.1に示す様に周波数に依存するが、1MHz付近で最も高く約 $5 \times 10^{-23} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$ となる。Fig.2がタイムックスペクトルに見える1MHz近傍のノイズのバンド幅は $2 \times 10^4 \text{ K}$ の黒体輻射によるものにはほぼ一致する。Fig.2は1978年11月11日1601~1616(UT)及び1851~1906(UT)にアースと外側で観測された電磁波初データのタイムックスペクトルである。1605~1609(UT)に測定下限から3MHzの上限にあたる周波数スペクトルとエミッションが見られる他、1851~1906(UT)には100kHz~200kHzのバンドに複雑なスペクトル構造とエミッションが見られる。

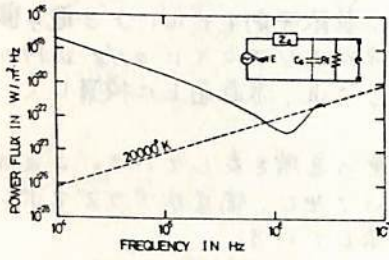


Figure 1. Equivalent input circuit and sensitivity of a dipole antenna with a length of 103 m.

おわりに 現在データの処理中で、個々のエミッションについての解析及び統計処理の結果については、学会で報告する予定である。

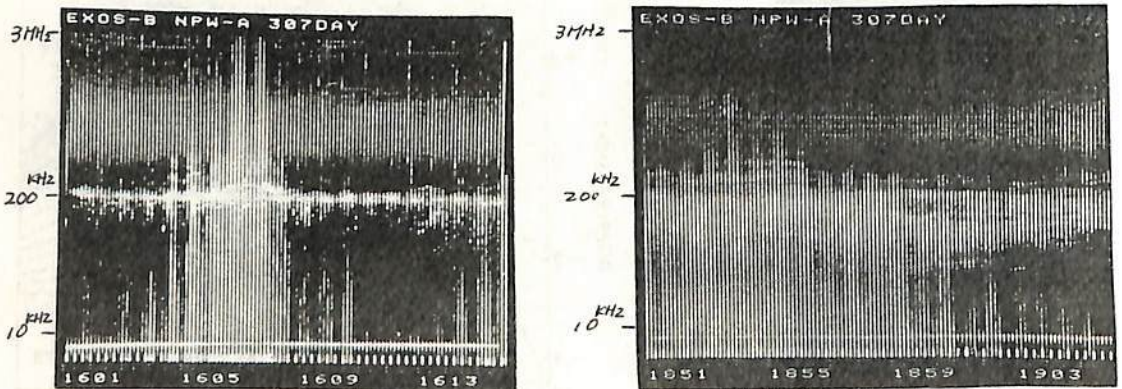


Figure 2 EXOS-Bによる高周波帯のタイムックスペクトル。1978年11月11日の観測結果

Terrestrial Kilometric Radiationの観測

森岡 昭, 大冢 寛, 宮武 貞天

(東北大・理) (電通大)

§1. 序

JIKIKEN衛星に搭載されたNPW-A (Natural Plasma Waves - Astronomy mode)は以下の観測目的をもつ。(1)磁気圏プラズマ波動観測, (2)惑星(地球を含む)電波観測, (3)太陽電波観測

受信アンテナは long dipole antenna (tip to tip 102 m) を用い, 受信マ号はスーパーヘテロジーン方式による周波数分析機(掃引周波数 10 kHz - 3 MHz) を通してアナログテレメータ系にシフトして地上に伝送される。打上げ以来 機器は正常に動作をしており, mid-night (打上げ直後) から dayside (1979年4月) にいたる磁気圏内の種々のプラズマ波動および extra-terrestrial origin の電波現象の観測を続行している。今回は特に Terrestrial Kilometric Radiation (TKR) に焦点をおいて, これまでの解析結果の速報を行う。

§2. TKRの特性

a) TKRとSubstorm; 図にJIKIKENで観測された典型的なTKRの例を示す。衛星が plasmapause を出た直後(12^hUT) から再び plasmasphere に入る(15^hUT) までTKRが観測されており, 強度, 帯域中とも時間的に激しく変動している。この強度, 帯域中の変動は図中の矢印で示される ONAGAWAにおけるPi2 pulsationの onset と良く一致しており, TKRの activity は極域におけるSubstormの1つ1つと良く対応していることを示している。

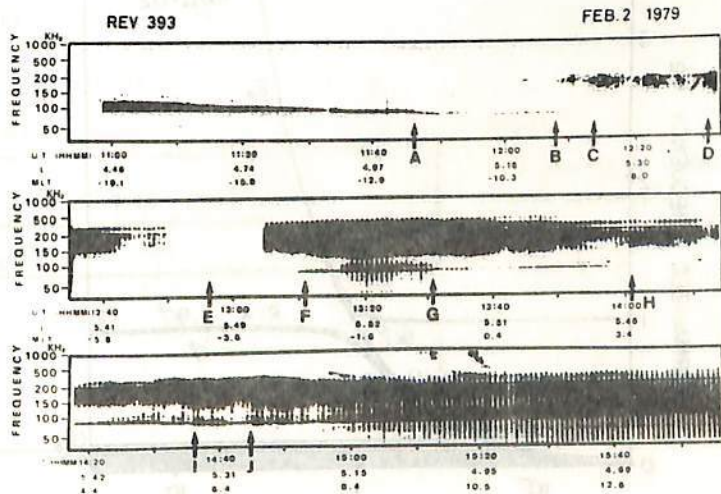
b) TKRと地磁気活動度; 地磁気活動度が大きいときTKRは真夜中から夕方側にかけたの磁気圏において常に観測されるが, 磁氣的に非常に静穏な時においてもTKRはその強度が弱く帯域をせばめるだけで観測されている。このことはTKRは磁気圏内の非常に小さい擾乱をも反映していて不連続は常に存在していることを示唆している。

c) TKRの発生領域および発生機構; TKRのダイナミックスペクトルの中にしばしば rising tone をもつ fine structure が存在する。この rising tone の周波数時間変化には, $f^3 \propto t$ という関係があることが見い出された。このことは発生領域が等速で地球方向に移動すると仮定したとき, その放射機構は local な electron cyclotron frequency に強く依存する ($f_p \ll f_c$ の FHR のように) ことを示唆している。また rising tone の周波数変化から発生領域の高度はおおよそ

10000 km から 5000 km へと変化していることが推論される。

§3. まとめ

広い周波数帯域と高分解能スペクトル分析機能をもつ NPW-A の観測によって磁気圏プラズマ波動, extra-terrestrial radio wave の観測が続けられている。初期のデータ解析から Terrestrial Kilometric Radiation のいくつかの特性が明らかになった。



Hiroshi OYA

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980 JAPAN

Conversion of the electrostatic plasma waves into the electromagnetic mode waves is feasible in a branch around the upper hybrid resonance frequency. Conversion theory (Oya, 1971) has been applied to give interpretation on the origin of Jovian decametric radio waves (Oya, 1974). The theory that is established relating to the condition that the maximum conversion takes place at $f=f_p$ where f and f_p are the wave frequency and the plasma frequency, respectively, is further extended here for the case $f_c > f_p$; that is, $f_c > f_p$ is the most possible case in Jovian plasma-sphere and in the trough region of the earth where the auroral kilometric radio waves are generated.

The R-X mode (see Figure 1) in a frequency range $f_{UHR} > f > f_c$ (where f_{UHR} is the upper hybrid resonance frequency) can be converted to L-O mode waves through the density fluctuation of space plasma, when the following relation is satisfied as

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_m + \vec{k}_x, \tag{1}$$

where k_0 , k_x and k_m are the wave vector of the L-O mode wave, the wave vector of the R-X mode wave, and the characteristic wave number of the fluctuation of media, respectively. For $f_p/f_c=0.2$, the results, as given in Figure 1, indicate that the condition (1) can be satisfied even for $|k_m| < |k_0|/100$ or $|k_x|/100$.

Estimation of the field intensity gives a result for the Fourier transformed electric field $\vec{E}_0(0-L)$ and $\vec{E}_x(R-X)$, as

$$\vec{E}_0 = \left(\frac{N_1}{N_0} \right) 0 \{ X \} \vec{E}_x \tag{2}$$

where N_1 , N_0 and X are the fluctuating density, background density and $(f_p/f)^2$, respectively; $0 \{ X \}$ indicates the order of magnitude of X value. N_1/N_0 can be considered to be 0.2 to 0.3 as a conservative representative; and $X \approx 0.1 \sim 0.8$. This new theory indicates, therefore, sufficiently large amount of conversion rate of the energy without taking the condition $X=1$ that was required in the previous theory.

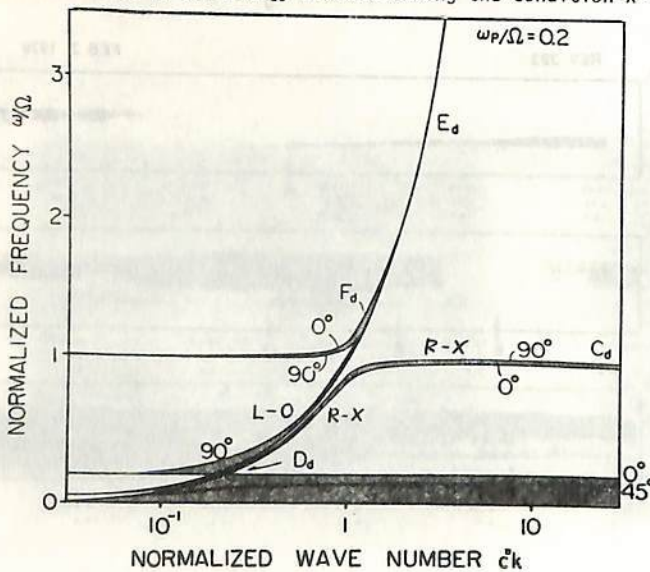


Figure 1. Dispersion curves for $f_p/f_c=0.2$ the k_m value to connect from R-X branch to L-O branch is sufficient even for $k_m \approx k_x/100$ or $k_0/100$.

Reference

Oya, H., Radio Science, 6, 1131 (1971)
 Oya, H., Planet Space Sci., 22, 687 (1974)

STIMULATED PLASMA WAVE EXPERIMENTS CARRIED OUT IN
THE MAGNETOSPHERE BY JIKIKEN (EXOS-B)

Hiroshi OYA* Takayuki ONO* and Tetsuo KAMADA**

* Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980 Japan

** Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, Toyokawa, Aichi, Japan

Stimulation of the plasma waves have been carried out using long deployment antenna (102m tip to tip) along all the portions of the JIKIKEN orbit. Tough the observations using the plasma wave stimulation technique were carried out in ionospheric plasma as the cases of Alouette 1, and 2, ISIS 1, and 2, the experiments by JIKIKEN is the first case of the observation that has been made in the magnetosphere, including plasmopause area, with the high power transmitter of 300 watt as a nominal value.

In Figure 1, an example of the diagram, called here plasmagram is indicated. Very long duration of the UHR wave emission over 125 msec has been observed. This duration time is 4 or 5 times longer than the ionospheric phenomena. Two causes are considered for this long durationing UHR phenomena; The first cause is in that the magnetospheric plasma is completely collisionless; and the second cause is in that the magnetospheric plasma contains the non-Maxwellian component that makes amplification of the wave whose frequency is located close to the UHR frequency.

Stimulation of plasma waves also excite many harmonics of the electron cyclotron resonance; sometimes the higher harmonic resonances were excited up to the 20th harmonics. This is surprisingly high value compared with the case of the experiment carried out in the ionosphere. The generation of these resonances at higher harmonics number is also consistent with the cause of long durationing UHR resonances in the magnetosphere. In the observation of the magnetosphere these resonances are characterized by low or very low frequencies; UHR resonance frequency sometimes indicates a value near at 15 kHz and $2f_c$ (the second harmonics of the electron cyclotron resonance frequency) indicates even 12 kHz; i.e., $f_c = 6$ kHz.

Using observed f_{UHR} and f_c values, we have calculated the electron density; the plasma pause structures observed by this stimulated plasma wave have been plotted versus ΣK_p indices of the magnetic field disturbances. New evidences have been discovered by this method; the first is the discovery of the existence of the relatively cold and dense plasma just outside of the plasma-pause. The second is a discovery of large fluctuating component up to 70% of the plasma density in the outer region of the plasmopause. This fluctuating component may produce many important effects relating to the irregularity of the plasmasphere and trough region.

Rev. 71 1978.10.11 L=6.1

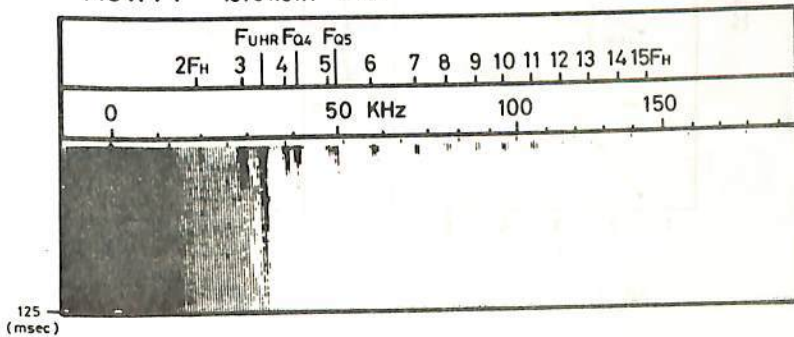


Figure 1

An example of plasma-gram observed by SPW on board JIKIKEN (EXOS-B)

久保裕也, 向井利典, 河島信樹(宇宙研), 磯川達男(港工大)

科学衛星JIKIKENの粒子観測の目的は下記の如くである。

- 1) 磁気圏での粒子(電子, イオン)のエネルギースペクトルを得る。
- 2) 磁気圏での波動-粒子相互作用を研究する。
- 3) 能動的実験(太陽風の電磁波放射(SPW)や電子ビーム放射(CBE))が行われた時の磁気圏プラズマ粒子の応答を計測する。

ここでは, JIKIKENによる初期の観測結果を報告する。

主な観測結果は

- 1) 太陽光による二次電子や Solar UV に基づいて, データに spin modulation あり(図1)。データ処理で取り除く必要あり。
 - 2) 波動-粒子相互作用が観測された(VLF, HF共に)。
 - 3) 放射線外帯の但エネルギー陽子のピーク位置が, 磁気擾乱のために, L=3~4へ移動し, フラックスが1オーダー程度増大している事が確認された。
 - 4) 粒子カウントの上向き変化が観測され, その時にはプラズマポーズの境界が L=3.0 近傍にあった事が確認された(図2)。
- 等である。又, スペクトルの一例を図3に示す。フラックスの分布函数は, 帯分布と Maxwell 分布の和で表わされる。

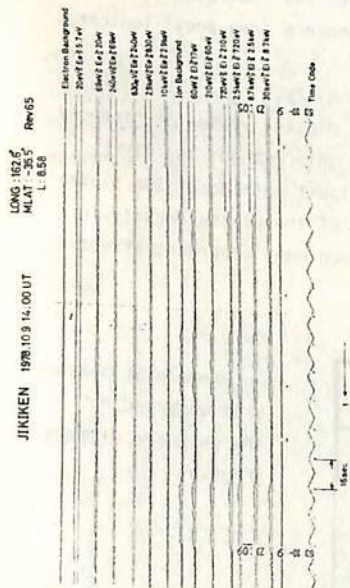


図1

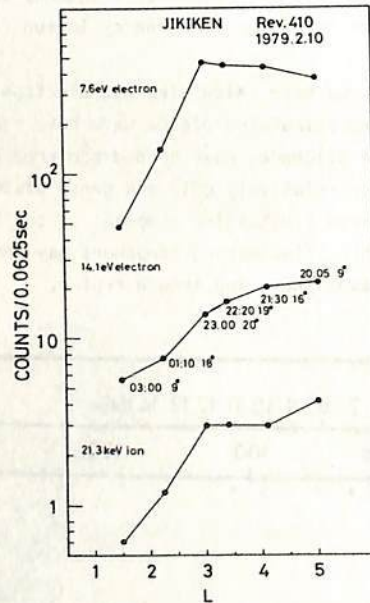


図2

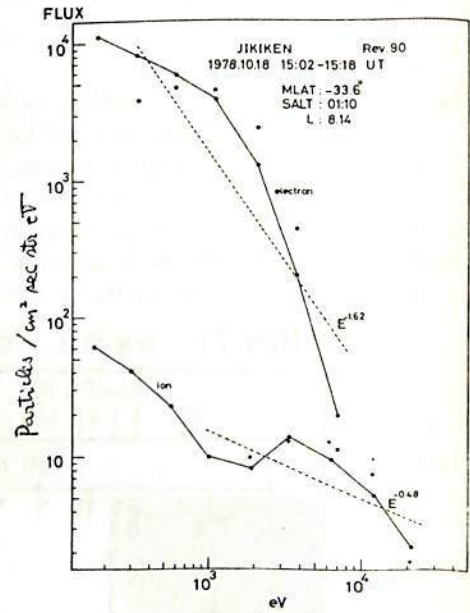


図3

MINI - SUBSTORM

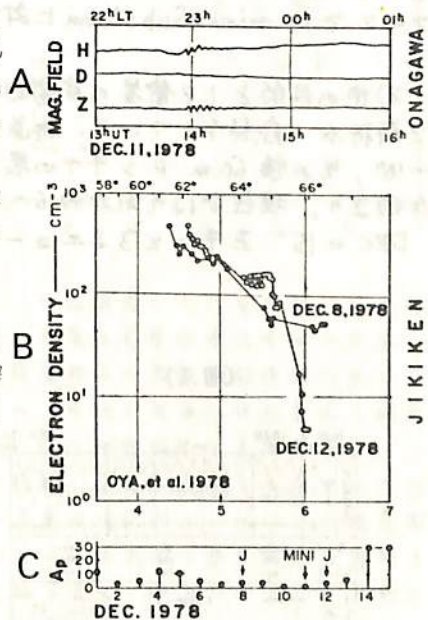
斎藤尚生・湯元清文・青山 巖・遠山 文雄・高橋隆男・利根川 豊
 (東北大・理) (東海大・工)

磁気圏内の様々な物理量の時間変動は、ほとんど総て substorm time の関数として記述されると言ってもよい。この様に substorm 現象は、磁気圏物理学における基本的擾乱として重要であるが、それだけに複雑な現象間の複雑な因果関係を解き明かしていることに容易ではない。ところで複雑現象を研究するには、極限にまで単純化された event を探し出してその機構を考え、その model に次第に複雑要素を加味していくことが必要である。この様な立場から追求した substorm の極限状態が mini-substorm である。

mini-substorm は、今迄幾例も見出されているが、その最も典型的な例の一つが、“じきけん”衛星の飛翔中に観測された。第1A図が女川観測所の fluxgate magnetometer で観測された間題の mini-substorm である。図に示される様にこの期間に湾型変化に類する磁場変化はほとんど認められず、唯一の磁場変動である周期~240秒の減衰型振動も、国際分類(Pi2: 40~150秒)をそのまま機械的に適用するならば Pi2 ではない。それにも関わらず 13^h55^m から始まるこの現象は“物理的”には立派な (mini-) substorm であり Pi2 とあるというのが我々の主張である。

第1C図は1978年12月中の Ap index を示すが、この mini-substorm は Ap の極めて静穏な期間が~5日続いた後に発生している。而もこの現象を挟む8日と12日に Oya et al. (1978) によって“じきけん”における能動実験(SPW)が行なわれ、その結果は第1B図に示すごとく、8日における plasmopause latitude は 66.5 以上という異常に高い値を示し、かつ12日にはその緯度の低下が観測されている。但し Pi2 の立場からすれば mini-substorm 発生直前には auroral oval latitude は 70° 付近にあった筈であり、発生後には plasmasphere は縮小した筈なので、plasmopause latitude が通常の oval latitude を越えていたという SPW の実験結果は極めて妥当であり、mini-substorm model とよく一致する。

一方“じきけん”で観測された space 磁場変動と女川で観測された地上磁場変動を共通の方法でソフトウェア解析すると、共通の周期成分と共通でない周期成分が双方共存しているが、このことは我々が提唱している Pi2 の model とよく一致することが解る。



第1図

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

1978年9月に打ち上げられたEXOS-B (JIKIKEN)に搭載された磁カ計による観測の結果について現在まで解析された部分について述べる。

使用した磁カ計はフラックスゲート型で三成分測定を行ない, 遠地奥近傍では磁場の微小変動を観測し, 地球に近づいたところでは地磁気に対する衛星の姿勢を求め, 同時に搭載された太陽センサと合せて慣性空間内での衛星の絶対姿勢を決定する事を目的とする。

磁カ計の感度はこれらの目的に応じて4段階に自動又はコマンドで切換えられる。この値は2, 11, 64, 380 μ /ビットで8ビット1ワードのデジタル量として伝送される。

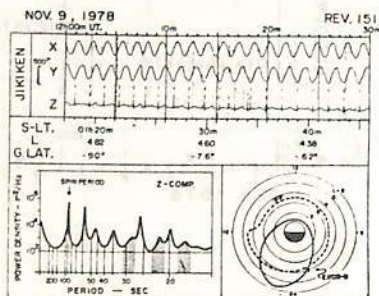
尚, 磁気センサ部は約1.5mのアームによって衛星軌道投入後に衛星下部から展出された。

これまでに得られた主要な結果について以下に述べる。

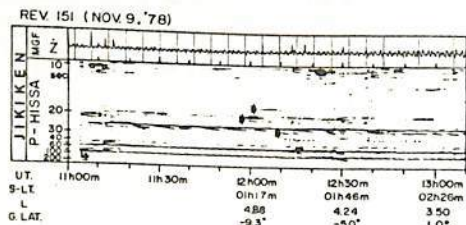
1) 観測された磁場のデータは衛星の複雑な姿勢変動にもなつて見かけ上大きなバックグラウンドを有している事になった。このためデータ解析にあたっては第一段階として, HISSAによる方法でまずアナログ的なスペクトラムを調べ, 同時にMEMによって詳細なスペクトラム分布を調べた。図1の上部は観測データのオリジナルで, HISSAでの解析例を図2に示す。図2の中で矢印は自然の脈動と考えられる部分で, これをMEMで見ると図1の斜線部に対応している。図1でのさざざといピークは衛星の姿勢によるいくつかのモードを示し, これは常に現われているものである。その後REV. 242ではmini-Substomに該当すると考えられる現象も観測された。

2) 他の目的として衛星の姿勢測定については, 現在 Rev. 250 までのデータについて解析が完了している。軌道投入時は慣性空間での値としてRAが 265° , DECが -16° , その後60mアンテナの展出後には半頂角で約20度にもおよぶニューテーションが始まり, 現在ではそれが約6~7度におさまっている。Rev. 250ではRA= 260° , DEC= 15° を中心とするニューテーションが続いている。

(図.1)



(図.2)



飛翔体搭載用インピーダンスプローブによる
プラズマポーズと中間層(M層)の観測結果

渡辺勇三 江尻全機 大林辰蔵 東京大学宇宙航空研究所

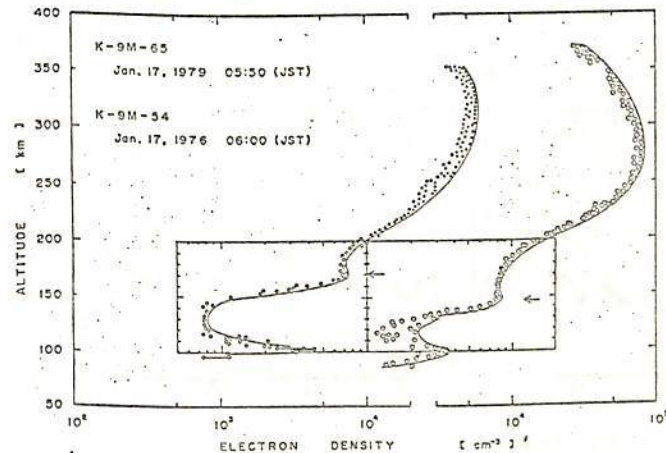
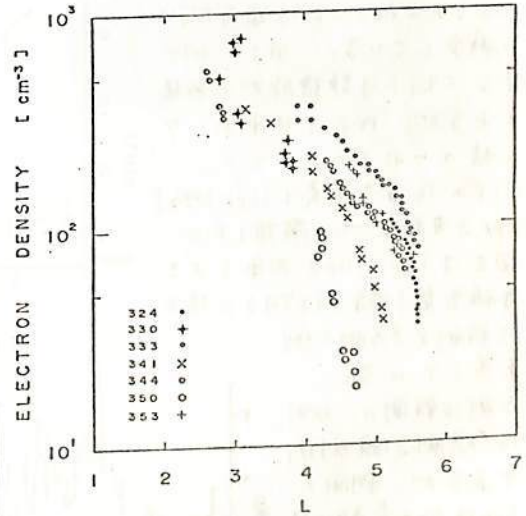
[1] 科学衛星 JIKIKEN に搭載されたインピーダンスプローブによって測定した電子密度の空間分布について述べる。観測条件を右に示す。解析の結果、下記が明らかとなった。

- i L = 5.5 の遠方でも SHR、UHR の resonance が鮮明に検出され Ne = 10 cm⁻³ まで観測できた。
- ii energetic particle による probe の bias effect があつた。
- iii plasmapause (p.p.) の local-time asymmetry が inbound-outbound asymmetry として現われた。
- iv inbound では stagnation 領域の測定を行なって P.P. の内側では Ne ∝ R⁻³ の分布を示した。
- v inbound、outbound とも P.P. の位置、および、plasmisphere の構造は明確な日変化を示した。

最後にプローブの非展張部分の附加容量が電子密度の測定に及ぼす影響について検討する。

Year, Month, Day	Jan. 6 - 19, 1979
Time	15:00 - 02:00 (JST)
Revolution	315 321 324 330 333 341 344 347 350 353
Altitude	13000 - 29000 (km)
L	2.5 - 5.5
Magnetic latitude	-20° - +20°
Local Time	18h - 24h
(apogee)	21h - 20h
f _H by IGRF 1975	100 - 5 (kHz)
f _{VHR} (fp)	0.3 - 0.03 (MHz)
Ne	1000 - 10 (cm ⁻³)

	K - 9M - 54	K - 9M - 65
Experiment date	Jan. 17, 1976	Jan. 17, 1979
Experiment time	06 : 00	05 : 50
M - layer Ne maxi	8.5 × 10 ³ cm ⁻³	7.5 × 10 ³ cm ⁻³
M - layer height	145 km	170 km
E-F valley Ne mini	2.3 × 10 ³ cm ⁻³	7.7 × 10 ² cm ⁻³
E-F valley height	120 km	130 km



[2] 中低緯度における夜間 E-F 領域の電子密度分布は中性大気風による荷電粒子の集積発散作用に強く支配され、中性大気風の時刻変化と緯度特性に従って特徴的な変化をする。同じ時刻、季節に観測された二つの M 層の高度の違いから、KSC の緯度付近では中性大気風の南北成分の風向きが反転することがありうることを明らかにする。このような反転例は 21 時頃に行なわれた S-310-3 号機と K-9M-15 号機によって得られている。最後に S-310-7 号機による夜の E-F 領域の電子密度の高度分布の観測結果を調べる。

「極光」によるイオントリアの観測

佐川永一, 巖本巖, 水津武
電波研

「極光」に搭載されたイオン質量分析器(MSP)は現在迄、順調に動作し、比較的良好な観測データが得られている。今回の報告では水素イオン分布で高緯度域に特徴的に表われる Light Ion Trough (LIT) の観測データを解析する。中高緯度域での H^+ He^+ の緯度分布に表われるトリア及び急激な減少は従来から幾つかの衛星観測で確認されており、赤道面~低緯度域での Plasma Pane を磁力線に沿って低高度に写したものと考えられているが、両者は一致しないことが最近の観測で確かめられている。「極光」は北極側を高度3~4000kmで通過するので、従来の極軌道衛星が高度1000km内外のものに比べて、若干異なる領域を観測する。

図1は「極光」で観測された極域での H^+ 分布の例を示す。横軸はL値であり、又図に書き入れた Kp の値から、これらの例は静穏時のものである。左側の例は夕方側の観測であり、右側の朝側の例が典型的なLITの形を示しているのに対し、L~9迄は徐々に減少している。図1の例のようにLITは静穏時でも多様であるが、我々は従来から多く試みられてきたように、LITの位置を定義し(Lppと呼ぶ)、Lppの変動について解析した。

図又はLppと Kp の関係を大きな磁気嵐(昨年8月と7月)の場合に朝側と夕方側の例を示している。

左側は朝側の、右側は夕方側の観測例であるが、朝側のLppは Kp の変動に伴って明らかで内側への移動を示している。一方夕方側では同様の傾向ではあるが、移動量は少ないことがわかる。講演ではLppのLT依存性についても述べる予定である。

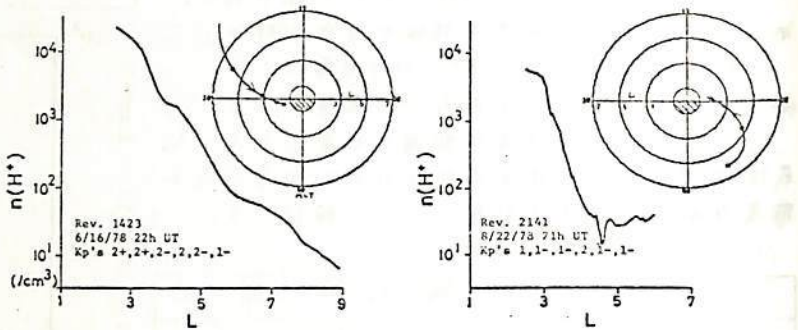


図1. LITの例

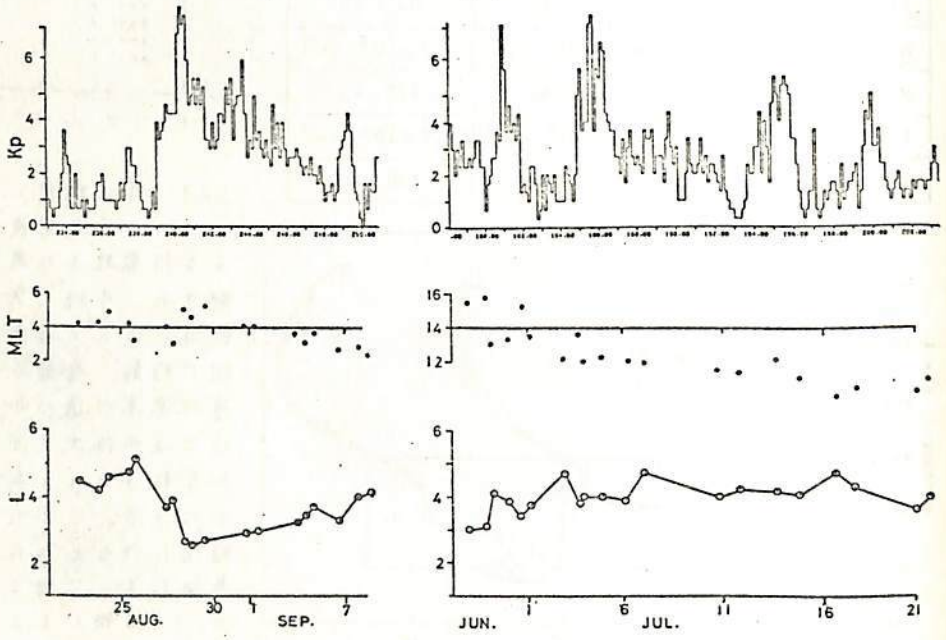


図2. Lpp と Kp -Index

序 宇宙空間プラズマ波動の性質は、周波数スペクトルに加え、波数ベクトルの情報を
 知ることにより、完全に把握することが可能となる。すでにプラズマ波動の波数計測装
 置が開発され、K-7M-61号機での最初の実験に次いで、こうにK-9M-66号機(1977年1月
 21日18:06発射)により波数計測実験を行なった。今回はその報告である。

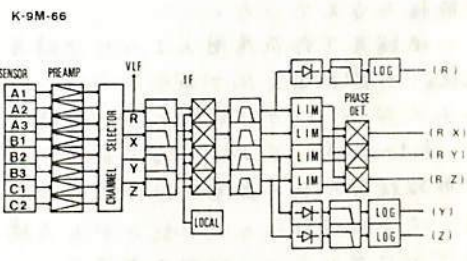
システム 計測装置はK-9M-61号機による第1回のプラズマ波動波数計測の経験を小
 まえ、一部測定装置の改良が行なわれた。第1図にシステムのブロック図、第2図にセン
 サー系を示す。観測は第1表に示すような時分割で行ない、センサーのピックアップの組
 合せを変えつつ、受信周波数を2.1 kHzから
 5.7 kHzまで10段階に切換え、60 Hz幅の中
 に入る正弦波の位相の空間分布を測定した。

なお、電離層プラズマ中で低エネルギー電子
 ビームを用いて励起されるプラズマ波動を観測
 対象とした。

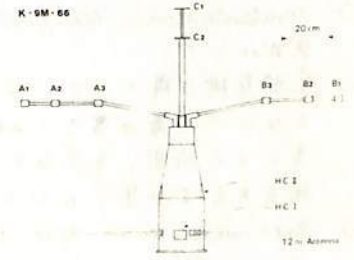
結果 観測データを解析した結果を第3図
 に示すが、次の3種類の波動が存在すること
 がわかった。すなわち、

- 1) 波数20 m⁻¹から50 m⁻¹の範囲に入るイオンサイ
 クロトロン高調波、
- 2) 波動とロケットとの相対速度によるドッ
 プラー効果をうけたLHRイオンサイクロトロン波、
- 3) 同じくドップラー効果をうけたイオン音波、
 が観測されている。

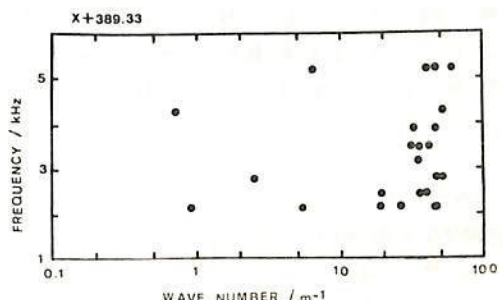
本実験の結果によって、K-9M-61号ロケット
 実験において得られた結論(低エネルギー電子
 流により励起されるプラズマ波動は、i) LHR
 イオンサイクロトロン波、ii) イオンサイクロトロン高調波、
 iii) イオン音波の3種類のモードの波が混在する)
 が確認されつつある。



第1図 システムのブロック図



第2図 センサー部



第3図 観測された f-k

	0	4.5	9	13.5				
FREQUENCY	F1	F2	F3	F4	F5	NEL	NEL	NEL
MODE	A B C	A B C	A B C	A B C	A B C			
	13.5	18	22.5	27.5				
	F6	F7	F8	F9	F10	NEL	NEL	NEL
	A B C	A B C	A B C	A B C	A B C			
MODE	R	X	Y	Z				
A	A1	A2	A3	B3				
B	B1	B2	A2	A1				
C	C1	C2	A3	B3				

第1表 観測モード

I-72 成層圏エアロゾル粒径分布への homogeneous nucleation の影響

柴田 隆・藤原玄夫・広野采和
九州大学理学部

成層圏エアロゾルの主成分は H_2SO_4 水溶液である。その生成過程としては、中緯度下部成層圏では、既存のエアロゾル粒子への heterogeneous nucleation (以下 het-nucl.) が卓越しており、 H_2SO_4 - H_2O による homogeneous nucleation (以下 hom-nucl.) は無視できることが示されている。(Hamill et al., 1977⁽¹⁾) しかし、計算に用いられた熱力学的データの不確かさなどから、hom-nucl. を完全に無視することはできない。また HNO_3 を加えた三元系での理論値 (Kiang et al., 1975⁽²⁾)、とエアロゾル粒子中の NO_x の測定 (Farlow et al., 1978⁽³⁾) は三元もしくはそれ以上の多成分による hom-nucl. の可能性を示している。

低緯度下部成層圏のように中緯度に比して約20度程度温度が下ると、 H_2SO_4 水溶液の H_2SO_4 の飽和蒸気圧が減少し super saturation ratio が数桁増加する。この場合 H_2SO_4 、もしくは H_2O が平常値として見られる濃度の数倍の濃度をもてば、hom-nucl. が het-nucl. を上回る。前回は、そのように hom-nucl. が著るしい場合の平衡状態での粒径分布を半定量的に推定した。今回は実際に数値モデルを作成し、hom-nucl. によって小粒径粒子の流出込みがある場合の粒径分布の変化を数値計算によって求めた。モデルは次のような特徴を有する。

- 1) condensation, coagulation については Turco et al. (1978⁽⁴⁾) に従って定式化した。
- 2) 空間座標は導入していない。従って diffusion, sedimentation については、エアロゾル層の厚さ (2km とした) を、拡散で置かれる characteristic time, 落下する時間、をそれぞれこの特性時間として粒子の濃度を減少させるような、物をちらす効果、として導入した。
- 3) het-nucl. については Turco らのモデルに従って $0.01\mu\text{m}$ より大きい所で $J(r) \propto r^{3.5}$ なる粒子の生成があるとして導入した。($J(r)$: 生成率, r : 粒径)
- 4) $[\text{H}_2\text{SO}_4]$ については、 SO_2 からの酸化による生成、粒子への condensation による消滅の二つの効果のもとに変化するとした。

$[\text{H}_2\text{SO}_4]$ を平常値で一定にし、hom-nucl. が無い時、1), 2), 3) で粒径分布関数の定常解が得られる。この定常解を初期条件とし、 $[\text{H}_2\text{SO}_4]$ については平常値の10倍、 $[\text{SO}_2]$ については10倍もしくは100倍の場合をそれぞれこの初期条件として、hom-nucl. が起る場合の粒径分布関数の変化を求めた。以上結果を報告する。

- (1) P. Hamill et al., J.A.S. 34 (1977) 150-162
- (2) C.S. Kiang et al., Geophys. Res. Lett., 2 (1975) 41-44
- (3) N.H. Farlow et al., J.G.R. 83 (1978) 6207-6212
- (4) R.P. Turco et al., personal communication (1978).

YAG Lidar による 成層圏エアロゾル観測計画

広野 求和, 藤原 宏夫, 長沢 親夫, 柴田 隆, 平 隆介
九州大学 理学部

成層圏エアロゾルは、最近火山爆発による注入増加が認められる(詳細明の状況にか
り)、ルビーの波長(694nm)による観測では Scattering ratio を R とすると空
エアロゾル層ピーク附近では $(R-1) \leq 0.1$ であって、この量はおよそ 波長入りの事に
比例する。従って高出力 Yag レーザー(1064nm)と高量子効率 PMT を用い
れば、Yag Lidar による観測の方が容易であると判断される。この波長における観測
は、名大 岩坂氏¹⁾によるものが成功している。九大にありこむ下記の様は IL 装置の
Yag レーザーを用いた Lidar により観測準備をすすめている。また、従来のルビー
Lidar による観測も続行して、Yag 基本波と第 2 高調波(532nm)観測との比較から
粒径分布の検討を行なう。Laser 輸送途中の破損等のため、3月下旬には基本
波出力が 0.5 J/pulse に達しない。
また PMT も量子効率 1%
のものが先着している。現在 修
理調整と室内実験による性能テ
スト中であり 晴天にめくまれるならば
講演の際、Ruby Lidar とあ
各波長の観測結果を比較したい。
Yag 第 2 高調波は depolarization
の測定には有用であろう。

Yag Lidar 諸元

<u>送信系</u>	
レーザー	
波長 (パルスエネルギー)	1.064 μm (0.7J) 0.532 μm (0.14J)
ビーム D I V	1 m ϕ 以下
ビーム幅	10 cm
パルス幅	20 ns
パルス繰返数	10 PPS
<u>受信系</u>	
受信鏡径	50 cm (Newton)
干渉フィルタ - 波長幅	22A, 56% (1.064 μm)
透過率	8.2A, 51% (0.532 μm)
PMT, 量子効率	Varian 164A, 2% (1.064 μm) EMI 9553QE, 12% (0.532 μm)
送受信間隔	14 m
パルス・カウンタ - 垂直分解能	80チャンネル 500 m

1) Y. Iwasaka et. al. JATP 39 (1977) 117

岩坂泰信, 小林豊樹
名古屋大学水圏科学研究所

レーザー観測から推定されるエアロソルの粒径分布の高度変化, 時間的変動について報告し, 合わせて少々の議論を行う。エアロソル粒径は, いわゆるエアロソル層の中心部の大気圏 Junge 則に合う形をしており, 上部・下部については小さい径をもちエアロソルに富んでいるようであり, 数ヶ月平均した *time scale* ではこのパターンは年間を通じて変わらぬ。この平均的パターンは, 他の手法をもって出されているものと大差ないので, ほぼ恒常的かつ汎地球的に見られているものと考えられる。

この観測事実は, 成層圏エアロソルの *nucleation process* と *evaporation* についてある程度の議論をし得る情報を提供するものである。図1に示したデータは, ルビールレーザー ($0.6943 \mu\text{m}$) と Nd:YAG ($1.06 \mu\text{m}$) レーザーの波長で得られた, 体積後方散乱断面積の比を示したものである (β_1 : $0.6943 \mu\text{m}$ の後方体積散乱断面積, β_2 : $1.06 \mu\text{m}$ のそれ)。このデータは平均的なパターンとして, 20 km 近くから一層粒径の大気圏部分にわたって示している。下部では, Aitken size の粒子の上への *condensation* (H_2SO_4 , H_2SO_3 等か?), 下部では H_2SO_4 の *evaporation* が生じていると考える従来の考え方の大きな修正の必要はないが, 他の data とくさべてみて定量的な点ではまだ不十分である。 *coagulation, condensation, sedimentation* 等について, それぞれの量がエアロソルの粒径分布に対してどのように関与しているかを議論し, データと合わせて試みる。詳細は会場にて報告する。

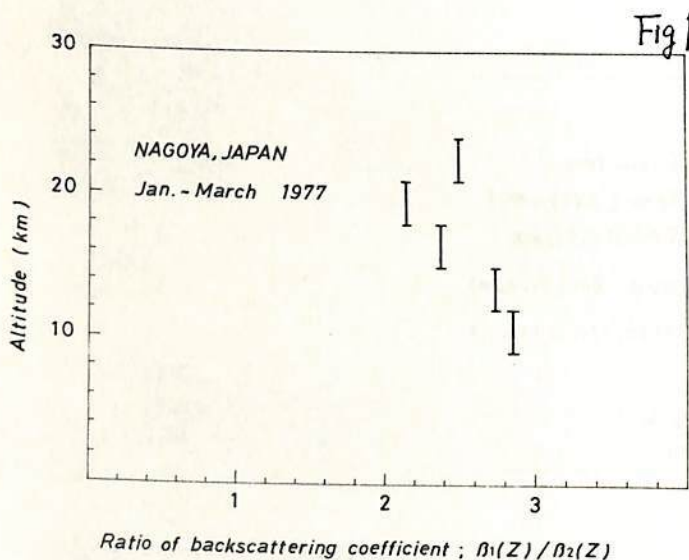


Fig. 1; β_1, β_2 は $0.6943 \mu\text{m}$ 1.06 μm の後方散乱断面積

$$\beta_i \equiv \int \sigma_i n(R) dR$$

σ_i : 後方散乱断面積

$n(R)$: エアロソル粒径分布

前田三男, 内野倫, 水坂徹, 西華水剛, 宮副泰
(北大工)

我々は上層大気成分をライダーで観測するために近紫外から近赤外に至るレーザの高出力化を試みているが、特に下部成層圏オゾン観測を精度10~30%程度で行うには波長240~310nmのレーザ光が必要である。そこで我々は308nmで発振するXeClレーザの高出力を行い、これを励起光とした色素レーザの第二高調波を生成することを考えている。現在0.7JのXeClレーザの出力が得られている。またXeClレーザ励起により19種の色素を用いた340~710nmで高効率の発振が確認されたので報告する。¹⁾

(1) XeClレーザ

先に我々がO₃観測に用いた(LC+伝送線)形の子備放電励起XeClレーザ¹⁾は、パルス当り128mJ(32~38ns FWHM)が得られたが、さらに高出力化を図るために充質部には各段当りC=0.22μF(50kV)の4段マルクス回路を用い、伝送線には高耐圧の水コネチク(容量可変)を使用した。放電管は有効長92cm、キャップ長4mmで、それに46個の子備放電用小電極を有する。図1に、HCl:Xe:He=3:7:2600, 全圧3.5atmosphereの時の充電電圧に対するレーザ出力を示す。共振器は100%の鏡と管の石英窓より成る。なお破線はマルクス回路に供給されたエネルギーに対する出力エネルギーの比(%)を示した。

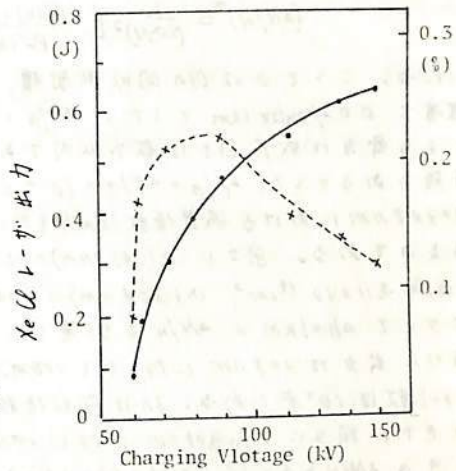


図1

(2) XeClレーザ励起色素レーザ

図2にはXeClレーザIによる19種の色素レーザのエネルギー変換効率を示した。励起は0.2Jを60mJでこの範囲では最も短く発振を示すp-terphenylをsaturationのみに用いた。共振器は100%の鏡と石英板とからなる(L=4cm)。色素セルは長さ10mmの石英管。予ヒータは行っていない。ワマリニ類は約40%を最高にして、340~710nmの波長域で効率の良い発振が得られている。

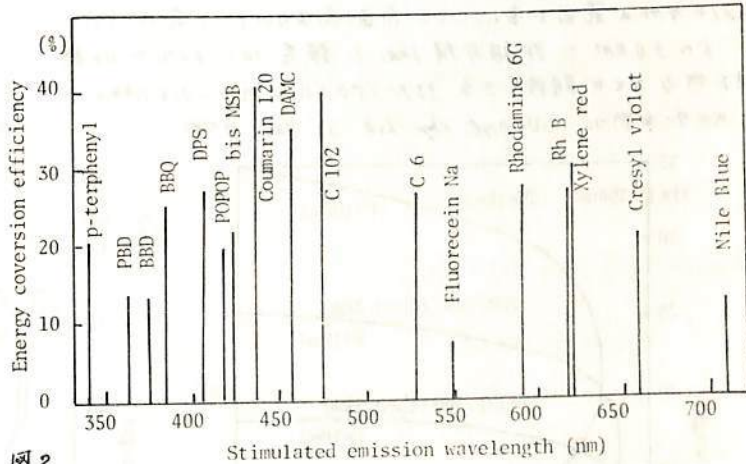


図2

(3) 色素レーザの第二高調波

現段階ではXeClレーザ励起色素レーザのSHGは試みている。ワマリニラニ70励起DAMCレーザ(発振波長450nm)を励起光としてD-クミン6レーザを二段アンプとして、基本波763kHz(1.2μs FWHM)、ADPEを用いてSHG 13.6kW(0.6μs)、14%変換効率1.6%を得ている。SHGを有効に得るためにはレーザのビームのひろがり¹⁾を小さく(5mrad)することが重要で、²⁾DAMCレーザに比べパルス幅の短いXeClレーザを励起源に用いた方が有利と見られ、さらに効率の良いSHGが得られるものと思われる。 (Appl. Phys. (to be published))

内野 修 前田三男 宮副泰
(九大・工)

我々は先に発振波長308nmのXeClレーザにより下部成層圏オゾン層(16~25km)の予備的観測に成功したが、観測の平均誤差は距離分解1.5kmで12~47%であった。さらにO₃の観測精度を上げるため、ライカー方式と誤差の式を用いてモデル計算を行った。

用いたライカー系は受信望遠鏡の面積が2×10³cm²で、系の透過率を1.5%とした。今高さh~h+Δh間のO₃のカラム密度をN(h, Δh)とすると、Nの平均誤差ΔNは

$$(\Delta N/N)^2 \approx \frac{1}{(20N)^2} \left[\frac{P_r(h) + P_b}{P_r^2(h)} + \frac{P_r(h+\Delta h) + P_b}{P_r^2(h+\Delta h)} + 2\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{T}{ON}\right)^2 \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 \right]$$

となる。ここでαはO₃の吸収断面積、P_r(h)は高さhの所αΔhの範囲からの総受信光、P_bは雑音で0.02/pulse.kmとした。Δβ/βとΔT/Tによる誤差は可視に比べ、紫外域ではエアロソールによる寄与は成層圏では数%以内であること、及び大気密度はライナーにより1%以内で測定可能であるとして、Δβ/β=ΔT/T=10⁻²とした。図1に、大気モデルと中緯度のO₃モデルを用いてλ=308nmにおける減衰係数(km⁻¹)を示した。α_pはエアロソールによるものである。図2にα(291.3nm)=11.6×10⁻¹⁹cm²、α(294.3nm)=4.11×10⁻¹⁹cm²、α(308nm)=1.28×10⁻¹⁹cm²の三波長についてΔh=1kmのΔN/Nを計算した結果を示す。パルス当りの出力は308nmに対しては100mJ、他は10mJとした。ショット数は10⁴発である。Δhは吸収係数の割合に応じて変化させた。図3にはλ=308nmに対しパルス数を変化させたときのΔN/Nを示す(同じくΔh=Δh=1km)。実線はΔβ/βとΔT/Tの項から生じる誤差である。以上のことから波長を290~310nmの範囲で変化させて高圧・高出力のレーザ発振を行えば5~30kmで距離分解1kmで誤差10~30%でO₃観測を行うことが期待できる。なおエアロソールはルビーレーザーでスキャンを行う。(1) Appl. Phys. Lett. 33, 807(1978)

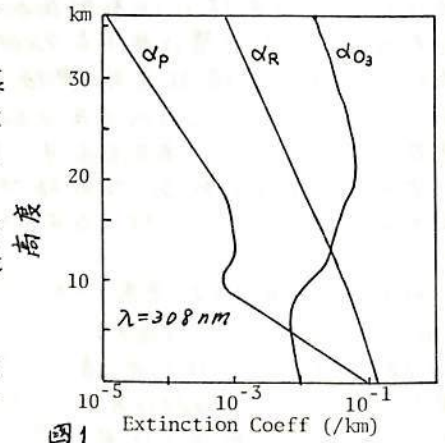


図1

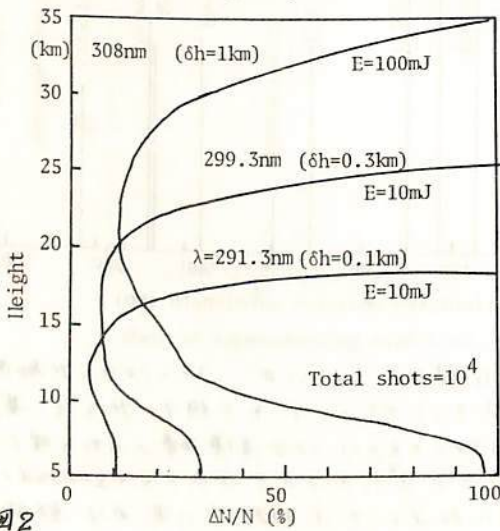


図2

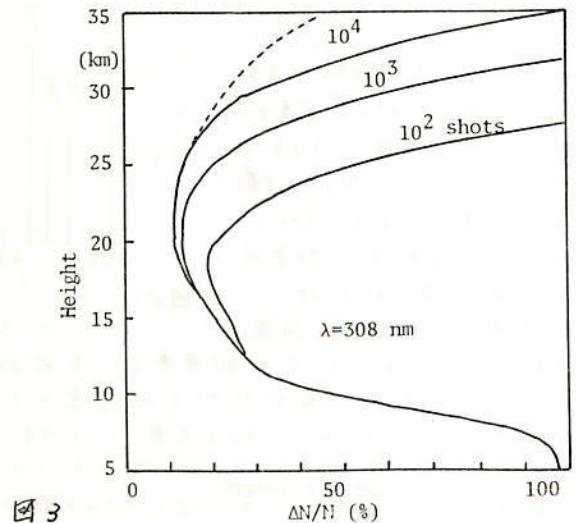


図3

Laser Radarによる中間圏ナトリウム層の観測(Ⅱ)

長沢親生, 藤原玄夫, 広野求和

九州大学理学部

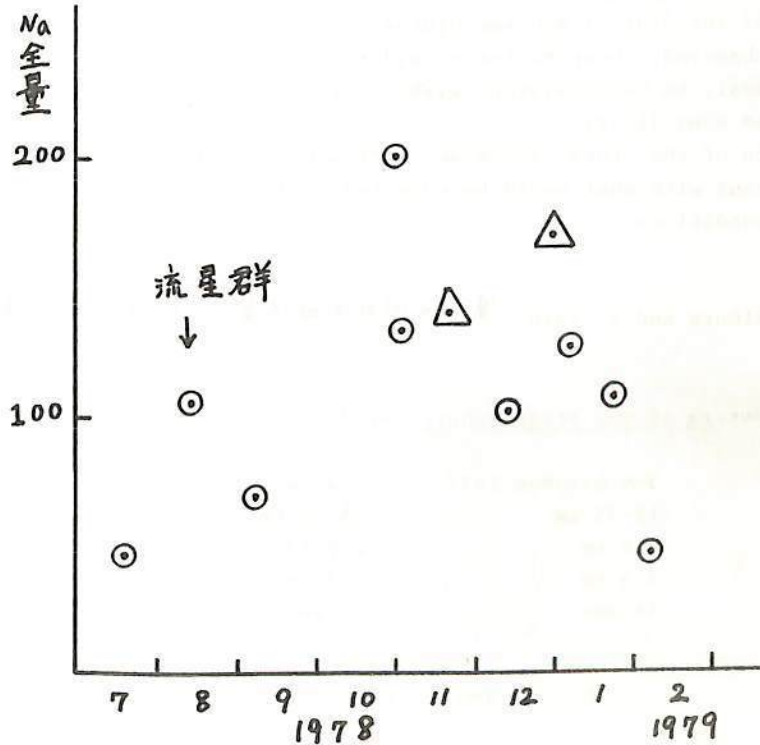
昨年の7月以来, 大出力の色素レーザーを用いて中間圏のナトリウム層の観測を行ってきたが, 天候との関係で充分な観測を行うことは, できなかったが, いくつかの興味ある現象を, とらえることができた。

これまで, レーザーレーダー, その他の測定器による観測によって中間圏のナトリウム中性原子の全量は, 秋, 冬に最大になることが知られている。中低緯度地方, 特に(ナトリウム原子は, O_3 などの季節変動に敏感に影響されると思われるので)磁気低緯度における季節変動は, 興味ある対象でありながら, まだよく調査されていない。

今回, 我々は磁気低緯度($33^\circ N$, 地磁気緯度, 約 22°)である福岡において, 高緯度地方でのレーザーレーダーによる観測とよく似た結果を得た。ただし, Gibson et al. ($51.4^\circ N$)⁽¹⁾より約1月, Megie et al. ($44^\circ N$)⁽²⁾より半月程早く増加が, 始まるように思われる。結果は, 下図に示す。

なお, 今年は, 1月の下旬から3月初めまで成層圏昇温が, ヲベリア上空であり, 特に2月下旬顕著であった。成層圏突然昇温の中間圏ナトリウム層への影響は, かつてHuntten (1967)⁽³⁾ などによって調査され, 正の相関のあることが述べられた。今回の場合我々の観測結果からは, 顕著な影響はみとめられぬ。しかし, まだ不十分な観測例しかないので断定することは, できない。

その他の結果は, まだ詳細な解析が終わっていないので, 会場にて述べる。現在, ナトリウムのレーザーレーダーによる観測によって中間圏の大気力学的現象をとらえる目的から, 短時間に観測できるように, システムの整備を急いでいる。短時間観測が, 延いては天候との関係で, 観測例を増加させることにもなると思われる。



参考文献

- (1) A. J. Gibson and M. C. W. Sandford (1971)
J. A. T. P. 33 1675
- (2) G. Megie and J. E. Blamont (1977)
Planet. Space Sci., 25 1093
- (3) D. M. Huntten and W. L. Godson (1967)
J. A. S. 24 80

○ Na共鳴線に同調良好
△ " " に同調不良

深尾昌一郎・青木謙一・木村磐根・加藤進
(京大・工)

Aoki *et al.* (1978) discussed about the lower stratospheric wind observed by the Jicamarca VHF radar (12°S , 77°W) for about 48 hours on December 6-8, 1977. The mean wind field observed was shown to be consistent with the quasi-biennial oscillation. Several profiles of the horizontal wind have been compared with winds determined by rawinsonde balloons, which were launched and tracked from Callao, Lima, about 30 km west of the Jicamarca radar.

In this paper we will describe another observation of the similar nature that was done on 3-5 October 1977, comparing with the results of the December observation. The parameters of the two observations are given in Table 1. The line-of-sight velocities are estimated by the first moment of the Doppler spectrum obtained by FFT.

Our main conclusions are as follows:

- (1) A persistent wind shear with a magnitude of a few m/sec/km existed in the zonal wind throughout the time of observation. The direction and the downward phase progression with respect to height observed are consistent with those expected of the quasi-biennial oscillation.
- (2) There was a systematic difference between the horizontal wind fields observed by the radar and the balloons; this may be attributed to the orographic effects upon the radar winds.
- (3) The mean vertical wind averaged over the entire duration of the observation was found to be slightly upward with the averaged magnitude of about 1 cm/sec. The mean vertical wind was almost constant throughout the height range observed.
- (4) The deduced amplitudes of the diurnal and semidiurnal oscillations are about 1 m/sec in the height range observed. Despite the considerable variability the observed phase seems, in general, to be consistent with the theoretical value of Lindzen (1967) and Lindzen and Hong (1974).
- (5) A substantial oscillation of the order of 5 m/sec with a period of about 4 days is observed. This is consistent with what would be expected in the equatorial stratosphere for these zonal wind conditions.

Reference

Aoki, K., S. Fukao, I. Kimura and S. Kato, 第64回日本地球電気磁気学会予稿集

Table 1 Parameters of the stratospheric wind observation

Date	3-5 October 1977	6-8 December 1977
Height range	15-33 km	15-50 km
Height interval	3.0 km	2.5 km
Height resolution	2.5 km	2.5 km
Time resolution	16 sec	17 sec

Jicamarca IS レーダーによる 下部成層圏大気振動の局所的性質について

若杉耕一郎・深尾昌一郎・加藤 進
(京大・工)

Jicamarca IS レーダー (12.0°S , 76.9°W) を用いた下部成層圏の観測, 特に大気振動の局所的な性質の観測結果について報告する。従来の観測では高度の異なるデータが主に解析され, 風の平均場・大気潮汐などの議論が行なわれている。しかし, 短周期波動や散乱機構を詳しく調べるためには水平面内の運動も含めた散乱の局所的性質を知る必要がある。このため今回の観測 (1977年12月28日) では水平面内の近接した領域も観測するため複数のアンテナビームを用いる試みがなされた。開口面積 $300 \times 300 \text{ m}^2$ のアンテナを四分割し2組の送受信機を各々独立に接続し, 各高度で4つの散乱領域よりのデータを記録した。観測高度は19-25 km, サンプル間隔2 km, 高度分解能約2 kmである。この高度において散乱領域の水平広がりには約500 m, 散乱中心は各々100 m離れている。

データ解析より次の結果が得られた。(1) 散乱領域は大部分互いに重複しているが, 散乱電力の変動にはあまり相関が見られな。特に水平面内の異なる点より散乱された信号変動の相関は小さい。散乱波の対数振幅変動のスペクトルは周波数に関し $(3 \sim 4)$ 乗の傾きを持つことが明らかとなった。これは電離プラズマの不安定性によると言われる衛星電波のシンチレーションスペクトルの傾きとよく一致する。前方散乱に基づくシンチレーションと後方散乱波との関係についても議論する。(2) ビーム方向視線速度にして最大振幅 1 m/sec 程度の短周期振動成分が観測された。図1は振動周期の時間変化を等高線図で示したものである。1130-1400 LT においては周期10分の振動が卓越するが, 1400 LT 以後はこの成分が消滅し周期5分の振動が卓越することがわかる。この周期は Brunt-Väisälä 周期とよく一致する。この短周期成分は平均的には垂直及び水平面内に有意な伝搬性を示さないが, 短い時間では位相差を持つ場合もある。これらに関する議論も行う。

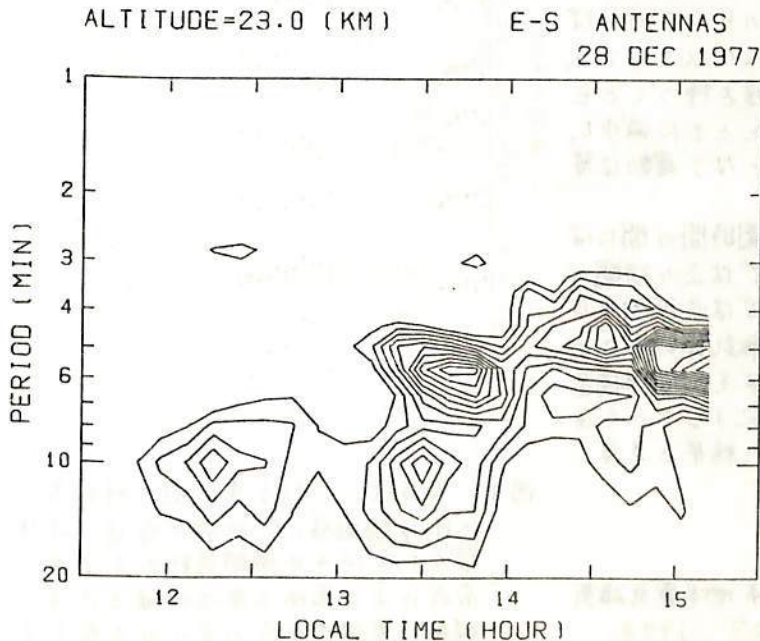


図1. 視線方向速度変動の周期の時間変化の一例。

Jicamarca ISレーダーによる 中間圏の観測 (N)

佐藤 亨・深尾昌一郎・木村磐根・加藤 進
(京都大学 工学部)

前回には1977年度海外学術調査において行なわれたJicamarca ISレーダー(ペルー, 12.0°S , 76.9°W)による60時間の中間圏の連続観測(1977年11月14~17日)について, その概要と風速の推定方法, 及び得られた結果の一部を報告した⁽¹⁾。今回はその後の解析により得られた結果を報告する。アンテナビームは天頂及び天頂から西へ 3.45° の2方向に向けられたので, 両方向における受信信号スペクトルの形状から風速の東西及び鉛直成分や散乱の角度依存性等を知ることができる。主要な結果をまとめると,

- 1) 平均東西風は高度70~75 kmに約50 m/secの東向きの大規模を持ち, その上下に5 m/sec/km程度のシア構造が安定に存在する。各観測高度における東西風の時間変化にはこの上に大気潮汐と同程度の10~20 m/secの振幅を持つ約2日周期の振動が重畳している。図1は東西風の観測値の1時間平均値と, 24及び48時間周期の正弦波の合成による最小二乗近似値を描いたものである。
- 2) 今回の観測ではアンテナビームの一方を正確に天頂に向けることにより鉛直方向流が初めて直接測定された。平均鉛直流は鉛直波長20~30 km, 振幅10~20 cm/secの波状構造が観測期間を通じて見られた。
- 3) 高度75 km以下では鉛直方向の受信電力が西へ傾けた方向の受信電力より数dB強く, 散乱に異方性が存在することが確認された。また, 受信信号パワースペクトルの広がりから求められる水平及び鉛直方向風のゆらぎの比は高度70 km以下では20以上であり, 散乱体が偏平な内部構造を持つことを示すが, この値は高度とともに減少し, 85 kmでは10程度となり運動は等方に近づく。
- 4) 受信信号電力と信号相関時間の間には高度75 km程度以下では正の相関が見られるが, それ以上では逆相関となる。これは低高度では散乱体の厚さや外形が, また高高度ではその内部構造が散乱信号の性質を支配することを表わすと考えられ, 3)の結果と矛盾しない。

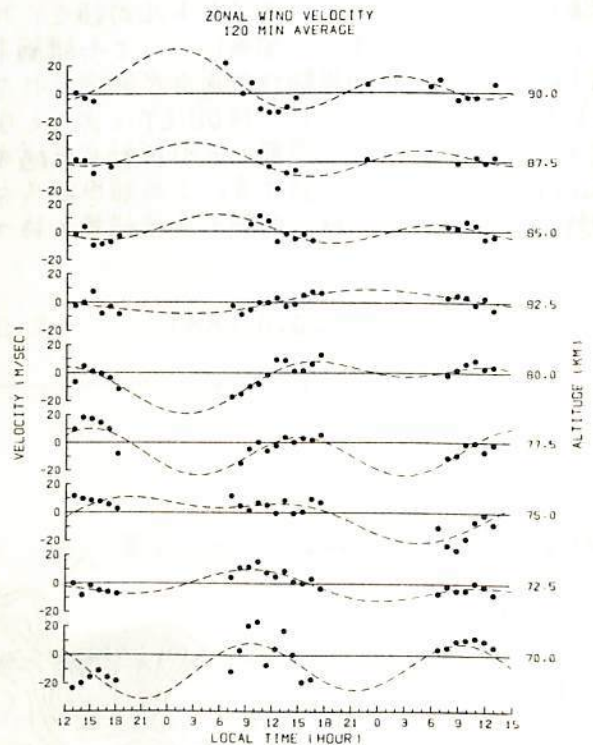


図1. 各高度における東西風の時間変化。
・印は観測値の1時間平均値, 破線は24及び48時間周期の正弦波の合成による最小二乗近似値を示す。
縦軸は卓越風からの変化分を表わす。

参考文献

- (1) 佐藤他, 第64回日本地球電気磁気学会予稿集, 18A-II27, 1978.

Arecibo ISレーダーによる下部成層圏の観測(I)

山崎徳和・深尾昌一郎・木村繁根・加藤 進・R. M. Harper
(京 大 ・ 工) (Rice 大学)

本報告では、プエルト・リコのArecibo ISレーダー(18.3°N, 66.75°W; 送信周波数430MHz; 尖頭送信電力~2MW)によって1977年8月22日6時から同23日16時にかけての約34時間にわたって連続観測された下部成層圏の散乱エコーデータを解析し、風速の時間的・空間的構造及び散乱体の性質について議論する。

観測はアンテナビームを天頂から西へ斜15°の方向に固定して行なわれた。送信パルスは基本パルス長4μsecで13ビットのバーカーコードにより位相変調されている。パルス繰り返し周期(IPP)は1msecで、20IPP毎に128個の受信パルスをコヒーレント積分し、それをフーリエ変換して2.56秒毎にパワースペクトルを求め、さらにそれを20組平均して54秒毎に1組のデータを得ている。得られたパワースペクトルは、50Hzの帯域(視線方向速度に換算すると±8.72m/sec)を持つ。高度10.8~28.2kmが、0.6km間隔の30高度で観測されており、高度分解能は0.6kmである。

風速の算出は、通常、エコーのパワースペクトルにモーメント法を施して行なうが、ビームは斜西方向に固定されているので、風の東西成分が鉛直成分より十分大きいと仮定して、東西成分のみ求めることができる。ところが、Areciboのデータには、パワースペクトルの中心周波数を中心に左右に拡がりを持つ顕著なクラッター性エコーが認められ、これがモーメント法による風速の推定の際に重大な障害となる。よってクラッター成分の大きさを正しく推定してこれをスペクトルから除去し、散乱体からの信号成分のみを取り出すことが必要である。本研究により、クラッター成分の推定には受信エコーのパワースペクトルの中心周波数付近の数点と両端の数点を用いてカーブを推定する方法が非常に有効であることがわかり、そのアルゴリズムを開発した。図にパワースペクトルの一例を示す。○印が観測データを表わし、実線が推定されたクラッター成分である。観測データのスペクトルからクラッター成分を除去すると信号成分(図中の矢印)を取り出すことができる。

以上のような操作により、観測される受信エコーのパワースペクトルから信号成分のみを取り出し、それにモーメント法を施して東西方向の風速を求めることができる。講演では、それらの時間・高度変化及び様々な周期の波動成分の解析について報告する。また受信電力及び雑音電力の時間・高度変化や散乱体の性質を知るための直接の手がかりとなるとと思われる散乱スペクトルの形状についても議論する。

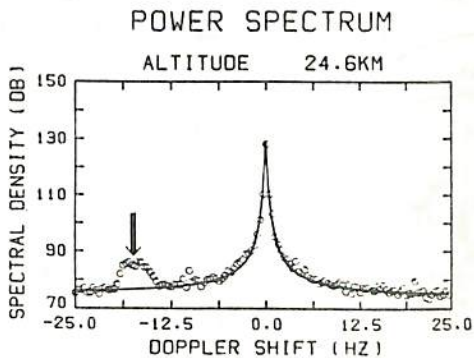
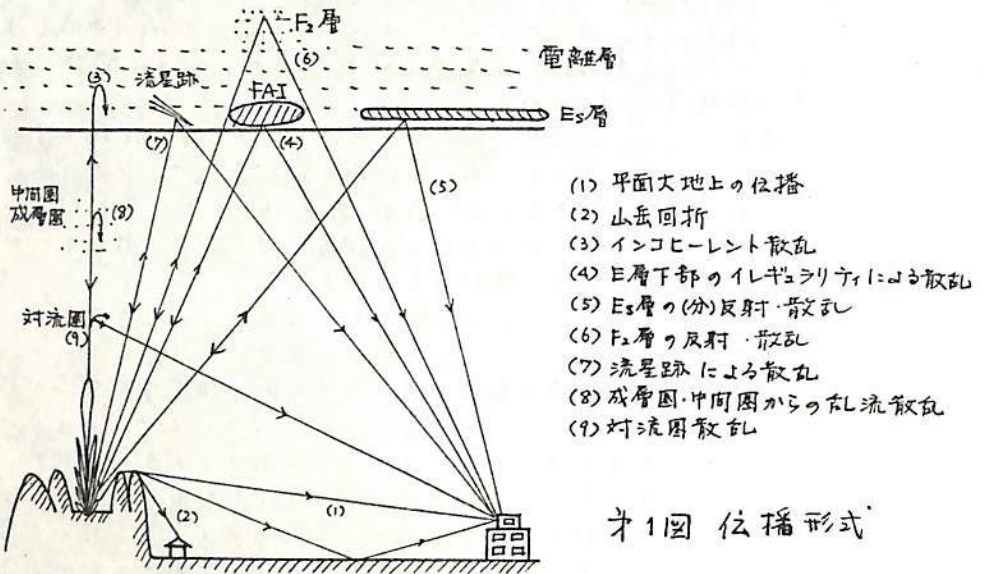


図. パワースペクトルの一例.

観測時刻は1977年8月22日7時7分、観測高度は24.6kmである。図中、○印が観測データ、実線が推定されたクラッター成分であり、矢印は散乱体からの信号成分を示している。

麻生武彦・三浦卓
京都大学工学部

現在京都大学で進められているMUレーダープロジェクトの一環としてレーダーの電波環境全般について考察を行った結果を報告する。レーダーで送信されたパルス電波は照射対象としての成層圏・中間圏・電離圏の種々の散乱メカニズムによりレーダー一点に戻ってくるもの以外に多様な伝播形態によりレーダー一点及びそれ以外の地点に位する。これは実験観測のfeasibility並びにレーダーの電波的互干compatibilityの両観点から定量的に把握しておくことが不可欠である。



- (1) 平面大地上の位播
- (2) 山岳回折
- (3) インコヒーレント散乱
- (4) E層下部のイレギュラリティによる散乱
- (5) Es層の(分)反射・散乱
- (6) F2層の反射・散乱
- (7) 流星跡による散乱
- (8) 成層圏・中間圏からの乱流散乱
- (9) 対流圏散乱

図1 位播形式

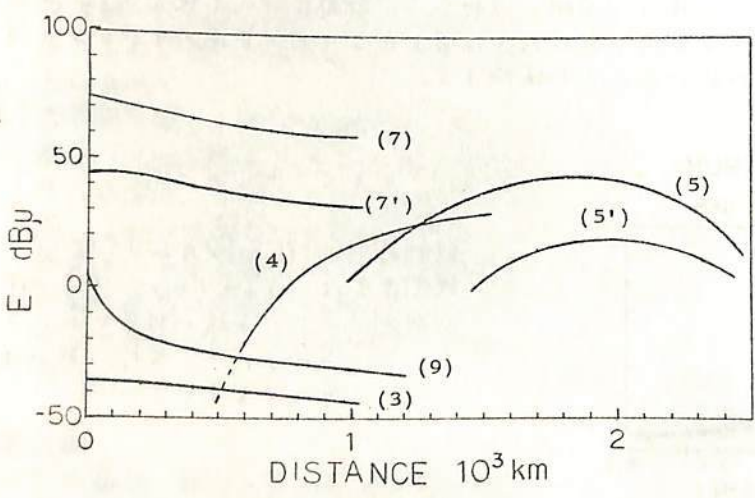


図2 距離特性計算例

図1はレーダー電波位播の種々の様式を模式的に示し、図2はそれに対応する地上電界強度の距離特性を計算した一例を示す。この図は送信電力は 10^6 W、周波数 50 MHz と仮定しアンテナパターンや各パラメータは typical な条件としており、この目安とする。別にまた時間-季節依存性を考慮しなくてはならない。

津田 敏隆, 麻生 武彦, 高島 洋典, 伊藤 元, 野々山 徹, 加藤 達 (京大工)
 貝沼 昭司 (電波研秋田)

京都大学 電離層研究施設では1971年に流星レーダーと建設し、1975年3月以来約1年間定常観測を行ってきた。表1にこれらの観測期間を示す。この中に含まれる4回のCTOP期間中は全世界の流星レーダーが同時に観測を行い、大気潮汐の経度変化を知ることを目標としている。スペクトル解析から大気波動の主成分は一日及び半日周期潮汐であることが分っている。これらは日変化、季節変化をみることが知られているが、過去1年間のデータをもとにこの様子を考察する。

図1に観測される流星領域の中での高度変化を無視した場合の、一日、半日周期潮汐の南北風成分の振幅と、北向き最大風速の得られる時刻を示す。半日周期潮汐について、過去のヨーロッパでの観測結果を点線で示すが、比較的再現性のあることが分る。一日周期成分は日変化が大きいために、季節変化が明確とはる程にはデータが蓄積されていない。

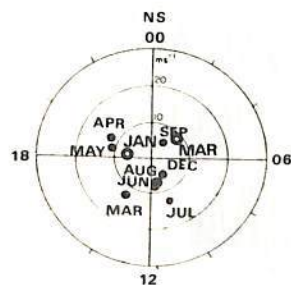
大気潮汐成分の高度変化を知ることはモード分解の為に非常に有益である。Groves (1959) が提唱した統計処理の方法として、高度変化を多項式で近似する線型のパラメータ推定法があるが、これが、 S_{11} モードの様子は垂直波長の短いものについては十分に近似できない場合のあることを示す。

	DATE	INTERVAL (hrs)	ECHOES	NOTE
1977	DEC 21-22	28	~2000	PRELIMINARY
1978	MAR 6-7	26	~1500	JAMMING
	14-16	49	1584	
	APR 21-25	87	5816	
	MAY 4-5	31	2428	
	5-6	26	966	EASTWARD
	JUN 2-3	33	2153	
	6-10	120	4761	CTOP
	12-16	82	5609	
	21-23	37	2514	
	26-28	48	2691	
JUL	4-7	60	5149	
	20-22	48	3399	
JUL	24-AUG7	330	21128	CTOP
	SEP 13-14	20	1387	
1979	19-22	60	4044	
	JAN 22-25	67	3976	CTOP
	27-29	45	4646	
MAR	13-18	80		CTOP
	19-29	240		

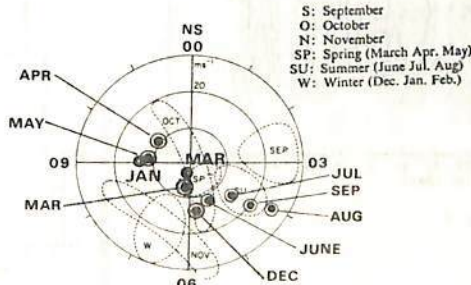
〈参考文献〉

Aso, T., T. Tsuda and S. Kato, (1978), J.A.T.P., Meteor Radar Observations at Kyoto University.
 Groves, G. V. (1959), J.A.T.P., 16, 344-356, A theory for determining upper-atmosphere winds from radio observations on meteor Trails.

表1. 京都大学流星レーダーの観測期間



DIURNAL



SEMIDIURNAL

● 1979

図1. 高度変化を考慮しない場合の一日及び半日周期潮汐の季節変化

伊藤 礼 麻生武彦 津田敏隆 高島洋典 野々山徹 加藤 道
 京都大学工学部電離層研究施設

Wind components observed by meteor radar can be roughly classified by their periods as internal gravity wave (< several hrs), tides (1 day, and its fraction), planetary waves (> 1 day) and mean wind (>> several days), respectively. As for tidal oscillations, a great deal has been reported so far. Here, we will focus our attention on the components with periods longer than 1 day. The observation described here concerns the almost continuous run from July 20 to August 7 in 1978.

Fig.1 shows the time variation of observed wind velocity averaged over every 30 min. in time and every 2.5 km in altitude from 80 km to 110 km. These time series are digitally filtered by the low pass filter whose cut off period lies around 32 hr. A contour plot of the result is illustrated in Fig.2. In the figure, it must be noted that the wind oscillation of about 2 day period with its amplitude exceeding 20 m/sec clearly indicates downward phase progression. Power spectra of the time series in Fig.1 are calculated using Blackman-Tukey algorithm as shown in Fig.3. In this, a component of the period of 2 - 2.4 days (48 - 58 hrs) is evident in agreement with those shown in Fig.2. It has recently been reported that a quasi 2 - day oscillation exists preferably in the summer meteor region, which might be identified as the westward travelling planetary wave of which the wave number is equal to 3 (Muller et al. 1978).

As the corresponding observations at different longitude are not yet available, the result is not conclusive. At the meeting, we will further discuss the behaviour of non-tidal components inclusive, based on the results of new observations.

REFERENCE

MULLER, H.G. and NELSON, L. 1978, *J. atmos. terr. Phys.* **40**, 761

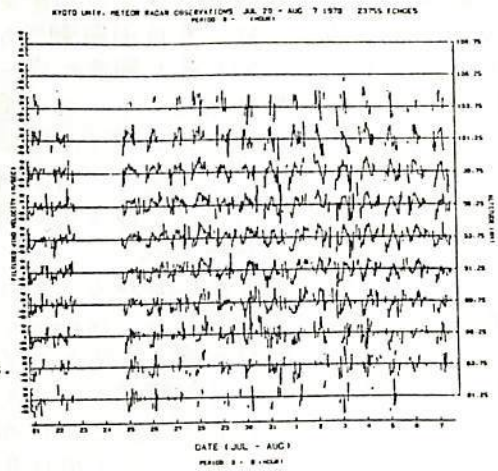


FIG 1

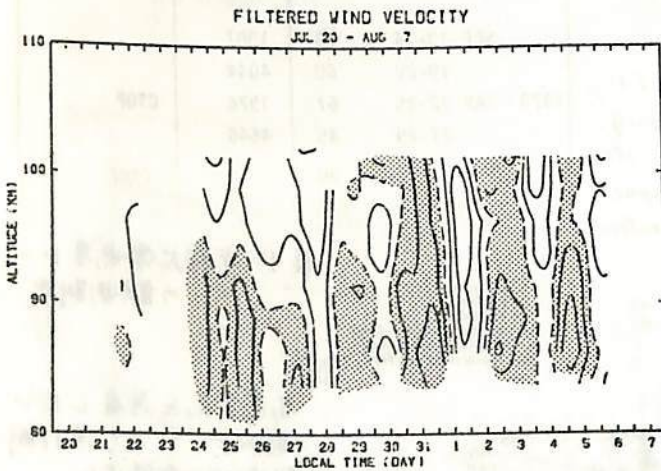


FIG 2

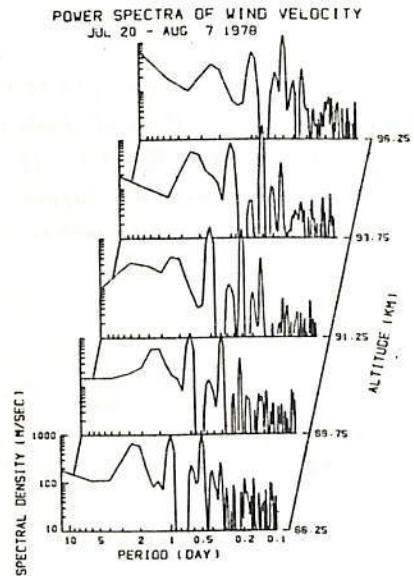
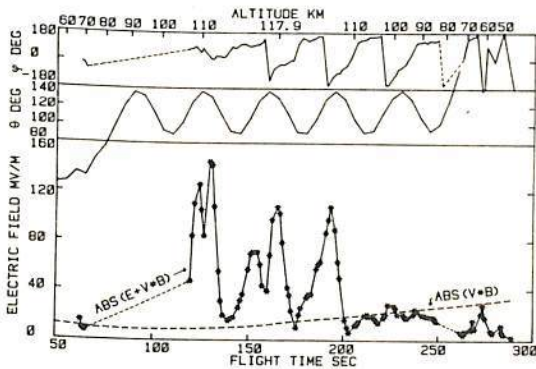


FIG 3

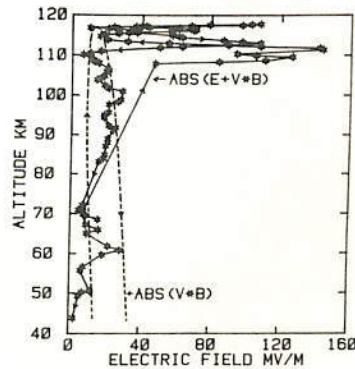
昭和基地における静穏時電離層電場の
ロケット観測

小川俊雄・若上直幹・鮎川 勝
(京大理) (東大理) (極地研)

1977年7月12日16時15分(UT)に、昭和基地から発射されたS-210JA-29号ロケットを用いて、静穏時の電離層電場の観測を行った。ロケットは磁力線沿いに発射されたが、上層風のため落下方位は東へ33°ずれた。最高到達高度は117.9 kmであった。観測時の地磁気は極めて静穏で、同時に観測された電子密度は、高度85-110 kmで $2 \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ であり、その上下では急速に減少していた(宮崎による)。電場観測に用いたダブリングローブは直径4 cmの、アクアダック・コーティングをほどこした中空導体球で、球内にインピーダンス変換器を入れた。ローブ間距離は88.5 cmで、ロケットの先端に取りつけた。飛行中のロケット軸と磁力線の方位角は $90^\circ \sim 140^\circ$ で、ロケットはほぼ横向きになって約35秒の周期で回転しながら飛行した。このように状況から、ダブリングローブはほぼ垂直面内で回転しながら、約35秒で全方位を Sweep したことになる。こうして観測された全電場 $|E + v \times B|$ と、ロケット航跡から計算した誘導電場 $|v \times B|$ の大きさを、飛行時間と高度について第1図と第2図に示した。第1図の ϕ は、スピンによるローブの方向と電場の方向との相対位相差である。第1・2図の電場分布と電子密度分布と比較すると、電子密度が $2 \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ のE層中での電場は10 mV/m程度であるのに、E層の上部で電子密度が急に減少した領域では、140 mV/mにも及ぶ強い電場が存在したことになる。オーロラパーク中での降下粒子と電場との関係が、“correlation” or “anticorrelation” にかつては相反する結果が発表されているが、今回の我々の観測では、静穏時の電子密度と電場関係は明らかに anticorrelation であることがわかった。



第1図 観測された電場と
ロケットの姿勢



第2図 電場の高度分布

遠山文雄, 青山 巖, (東海大・工)
小松誠一, 村松祥二

南極昭和基地から1976年8月17日と9月1日に打ち上げられた観測ロケットS-2/0JA 24, 25号機には上層の電流に伴なう磁場変動を測定するための磁カ計が搭載された。

搭載された測定器は三成分フラックスゲート型磁カ計で、感度は $\pm 100\%$ である。三成分は同時サンプリングされ、約0.2秒毎にデジタル出力された。スピン型ロケットによるこの同時三成分測定は初の試みであり、解析は地磁気姿勢計による姿勢及び各成分バイアス量の決定を行なって、観測値と計算値(球函数による値)との比較を行なった。

地上座標系への変換に際しては、ロケットの絶対姿勢が定まらないので、予想される位置を仮定して計算した。

その結果、全磁力変化量は、24号機においては上昇、下降とも110km~118km(最高々度)にかけて約400%増加しており、25号機は100km~120kmにかけて約200%の減少が見られる。地上座標系への変換結果は、24号機についてはロケットの絶対姿勢によってかなり違ったプロファイルとなり、また25号機についてはコーニングが小さかったのでその違いは小さい。これらについては種々の場合について検討する。

また、同時搭載された電場の観測結果をも考慮して、検討を行なう。

(通報)

山岸文雄、木村繁根
(京大工)鶴田浩一郎
(東大宇宙研)

沖ノ9次南極地球観測隊によるロケット実験のうち、運動-磁気観測、S 310JA-4, 5, 6, 7号機が用いられたが、本報告ではS 310JA-5号機の観測結果と波動現象について簡単に述べる。

本ロケットでは数KeVのオーロラ粒子観測器とともにVLF帯自然電波観測器が搭載され、後者は電界センサーとして一組の互いに直交するダイポールアンテナ(2, 4 m)、磁界センサーとして一組の直交空心ループアンテナ(径100 mm, 100匝巻)が用いられた。信号強度及びVLF広帯域信号(10 KHzまで)は、電界10秒、磁界5秒の時分割でテレメータ伝送された。またループ、ホイップ受信信号の位相差及び振幅比をアナログ演算することにより、受信される電磁波のポインティングフラックス及び波数ベクトルの方向を求め、併せてテレメータされた。

ロケットは南極昭和基地より、6月11日1時56分50秒(LT)磁北方向に発射され、天頂付近のコロナ状オーロラに命中した。ロケット発射時、地上観測ではオーロラヒスが受信されたが、ロケットが電離層に到達する頃には地上のヒスは弱まり、ロケット、地上でのオーロラヒス同時観測は行われ得なかった。

受信データの周波数分析結果、電場成分は全飛翔にわたって強い信号が受信されており、そのスペクトルはロケット上昇時において4 KHz ~ 8 KHzと比較的広帯域であったが、下降時は5 KHzを中心とする帯域幅1 KHz余りの狭帯域となり、中心周波数が低下するとともにそのレベルも次第に弱まりをみせた。ロケットの飛翔経路とオーロラの位置とを考慮併せ、スペクトルの形状変化とオーロラ領域の対応が興味深い。一方磁場成分はロケット上昇時、断続的に6 KHz付近の信号が受信されたが、全般的に信号強度は弱く、ロケットが受信したものは、弱い電磁波とかなり強い静電波であったと思われよう。

おわりに、これらの実験に対し、昭和基地でロケット打上げを担当された、7名隊員の方々に感謝の意を表す。

S-210JA-20, 21号機で観測された
VLFヒスの特性

木村 磐根・松尾 敏郎・長野 勇
(京都大学・工学部) (金沢大学・工学部)

1976年6月25日02:40 LT, および7月26日03:23 LTに昭和基地で打上られたS-210JA-20, 21号ロケットでは, 夫々オーロラ中に打上られ, 前者は特に-400Vの強いサブストームの間であった。これらのロケットで観測されたオーロラヒスの特性と, 地上で観測されたヒス強度の比較を行う。又同時に観測された40 KeV以上の電子のフラックスとVLFノイズの強度との比較を行った。得られた主な結果を要約すると下記のようになる。

1) 20, 21号ロケットで観測されたヒスをその電界強度と磁界強度について調べるとの比をとると, これがホイスターモードであれば $377/\omega$ (ω : 屈折率) となる筈であるが, 各高さにおけるこの値は, 観測された電子密度から求められた屈折率とよく一致がみられた。(図1参照)

2) 両ロケットで観測されたE, Hからポインティング電力Sを計算すると, 6~8 KHz帯で両者共ほぼ $6 \times 10^{14} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ のオーダーである。

3) 一方地上のヒスレコーダーの8 KHzバンドの記録によると, 20号機の場合, 1.5×10^{-15} , 21号機の場合 $2 \sim 3 \times 10^{-15} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ であった。従って2) と比べると下部電離層中における減衰は前者で約16 dB, 後者で14 dB程度となる。

4) 20号機で得られた電子密度プロファイルと, 極域の衝突回数分布から full wave technique により減衰を計算すると, 電離層上部での入射角および地球磁場とのなす角に依存するが, トランスマジニオン圏内では最低14 dBの減衰であることがわかり, 上記3)の結果とよく一致することがわかった。21号機の場合の減衰が20号より少ないのは, 電離層の擾乱が少ないためであろう。

5) ロケットで観測したVLF広帯域出力の色絡線レベルと, 40~60 KeV電子フラックス(ESH)の対応を調べたが, 20号機ではよく相関がみられた(図2参照)。21号機ではこの相関は良くない。

謝辞 上記のロケット実験及び地上観測を行われた才17次南極越冬隊の方々に厚く謝意を申し上げる。又電子密度は電波研, ESHは理研のグループによって行われた。

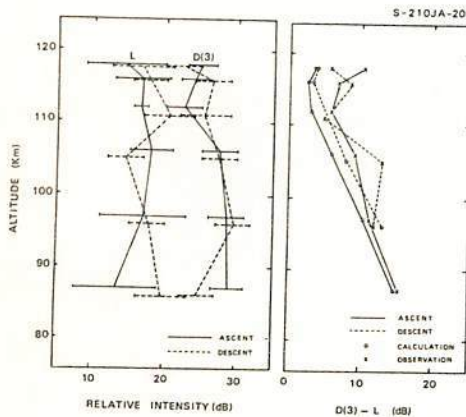
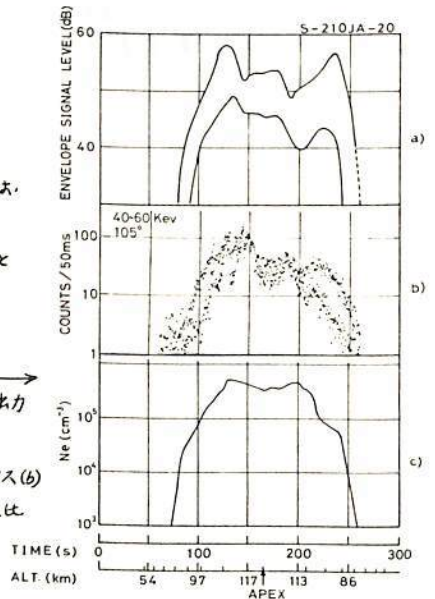


図1 (左)ループアンテナ(L)およびダイポール(DI(3))出力の高度変化 (右) DI(3)出力とL出力の比(dB差)の観測値と計算値。

図2 VLF広帯域出力の色絡線レベル(a), 40~60 KeV電子フラックス(b)および電子密度の相互比較



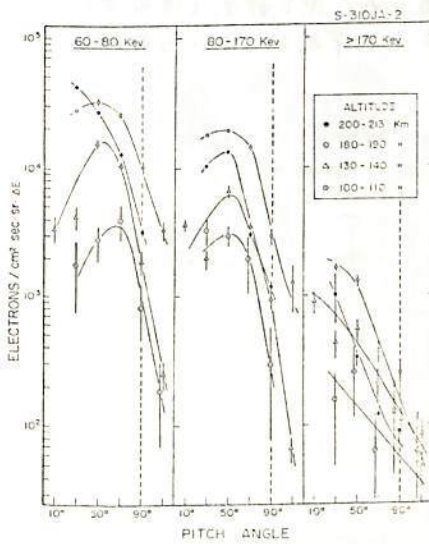
小玉正弘, 奥谷晶子, 和田雅美, 今井 登, 中内 一
理化学研究所

前回につき S-210, S-310 型ロケット観測によるオーロラ帯降下電子の諸行は
ついて報告する。

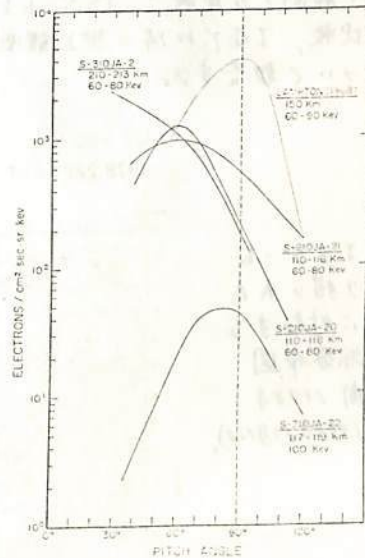
今回は特に、オーロラ出現時にあり >40 keV 電子のピッチ角分布と、そのエネルギー
- 高度との関係について述べる。これは、那珂基地の静穏時北半球での同種観測
結果と比較される。第1図は S-310JA-2 号機によるピッチ角分布の一例であり、第2図
は異なるロケット同志の比較である。これらから、これは、

- 1) ピッチ角分布のピークは、エネルギーが高いほど、又、高度が高いほど 0° 側へ移
れる。
- 2) 侵入電子の降下タイプは、静穏時および北半球 (Chukchi) での Trapped 型とはな
くて、磁力線に沿った Precipitate 型のものに卓越する。このことは、那珂基地の
異常に低い mirror 高度と関連がある。

次に、オーロラX線についても述べる。ロケット搭載検出器の一つである proportional
counter は、数 KeV ~ 数十 KeV の光子に対してもある程度有効な検出感度を持つ。こ
のため、この counter によって観測された現象は、オーロラX線の光子とみなされる証拠
が、S-210JA-20 号機、S-310JA-3 号機の観測結果が得られた。これらからX線発生
の空間分布が推定できるかもしれない。



第1図



第2図

松浦延夫・緒方隆信・永山幹敏・猪木誠二・丸山隆・井生俊行・鞍馬尚・山西光夫
電波研究所

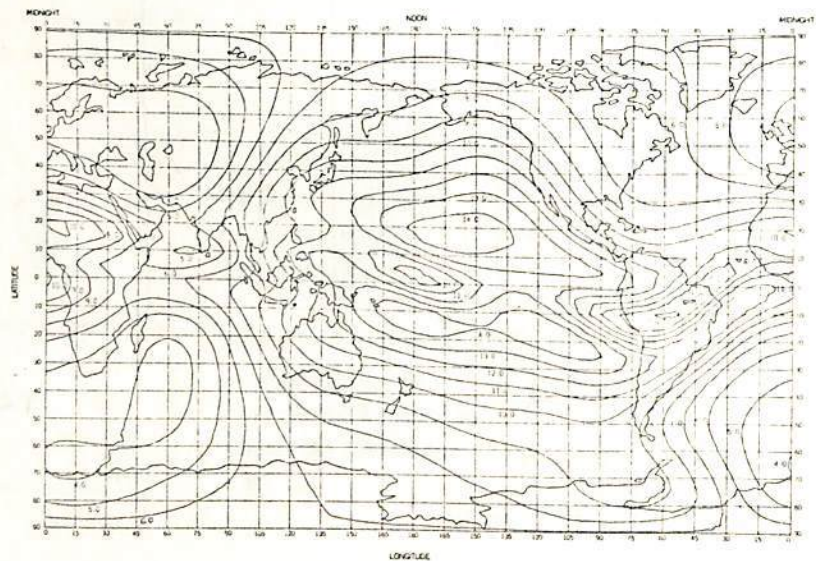
電離層観測衛星 (ISS-b「うめえ号」) は昨 1978 年 2 月 16 日に打ち上げられ、同年 4 月 24 日から電波研究所による定常観測が実施されており、ISS-b は順調に動作している。ISS-b の運用は搭載テープレコーダー及び遅延観測コマンドを利用して 1 つ世界的な ($70^{\circ}N \sim 70^{\circ}S$) 観測を行っている。1978 年 4 月 24 日から 1979 年 3 月末までの期間において、約 800 周回分の観測データが得られている。1978 年 8 月 11 日から 1978 年 12 月 12 日までの 4 ヶ月間の連続観測により、衛星観測によるものとしては世界を初めての臨界周波数世界分布図 (図 1 図に例示されている) が得られている。

ISS-b の電離層観測 (TOP ミッション) データから求めた F 層臨界周波数 (f_oF_2) の世界分布解析を行った結果について報告する。

- (i) UT 依存: ISS-b により比較的均一な世界分布観測が行われているので、UT 依存を知るのに都合が良く、ISS-b の結果から f_oF_2 の UT 変化が見出された。
- (ii) 南北半球非対称: 季節変化を除外するために、1 年間以上の解析が必要であるが、ISS-b の観測結果によると、南半球で f_oF_2 が相対的に高くなる傾向がみられる。
- (iii) 赤道異常: f_oF_2 にみられる赤道異常の経度依存が見出されており、赤道異常の日変化の様相が、東半球 ($45^{\circ}E \sim 135^{\circ}W$) と西半球 ($135^{\circ}W \sim 45^{\circ}E$) の領域で相異している傾向がみられる。
- (iv) 地上観測との比較: ISS-b と同時期に得られた地上観測 (通報データによる) との比較、IGY 以降の地上観測結果に基づいて作成されている数値モデルとの比較について報告する。

UT=00H TOP-A' FOF2 UT-MAP ISS-B (ALL)
1978,282 ΔUT=02H: 223.00.00.00(2375)-346.00.00.00(3972)

図 1 図, ISS-b
観測により得られた
UT 00h に対応する
 f_oF_2 世界分布図
(観測期間 1978 年
8 月 11 日 ~ 1978 年 12 月 12 日)

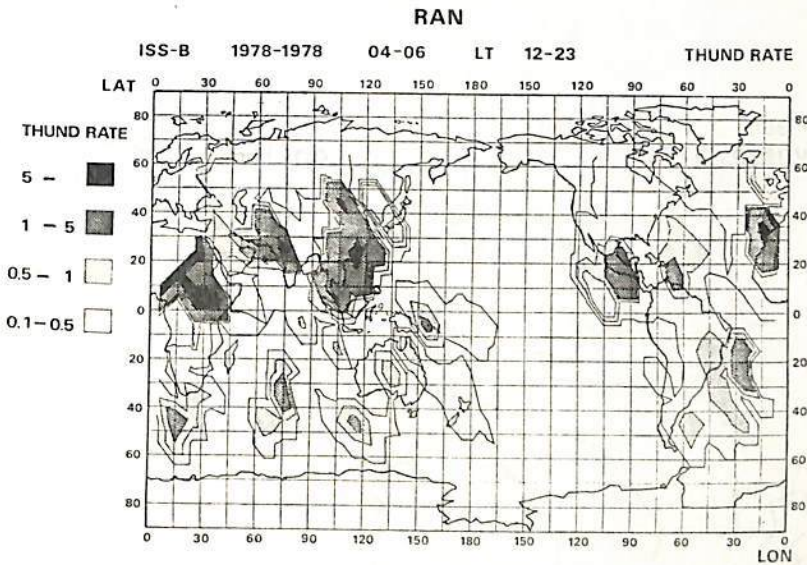


上 滝 実 栗 城 功 加 藤 仲 夏 杉 内 英 敏
電 波 研 究 所

電離層観測衛星(うめII号)が昭和53年2月16日に打上げられ、4月半旬から実利用のための運用に入っている。我々はこの衛星に電波雑音観測装置を搭載し、短波帯の主雑音源である雷放電の観測を行っている。

観測装置には、雷放電が広いスペクトルを持つているので、測定周波数を混信の少ない標準電波の保護帯域にえらび、2.5, 5, 10, 25MHzの4台の狭帯域受信機を用いている。また雷放電が衝撃的であるので受信機には入力信号の平均強度電力と、それよりも15又は20dB高いレベルの振中をもつ衝撃性雑音の有無を調べる計数器出力を備えている。電離層でさえぎられない総ての測定周波数に上記又出力が同時に増加しているものを計数機で選り出し雷放電とした。

雷放電の世界分布図は1953年に世界気象機構(WMO)が雷鵬を集計して作成したものであるだけで、衛星によるこの種の地図は初めてのものである。



雷活動度世界分布図の一例 1978年4~6月

我々のミッションには雷活動の測定の外に電離層上側のHF帯の電磁環境を調べることにもある。この領域でとくに目立つ電波雑音としては、地上局からの混信がある。また自然発生のものとしては、太陽バーストが多く観測されている。これ等についても紹介する。

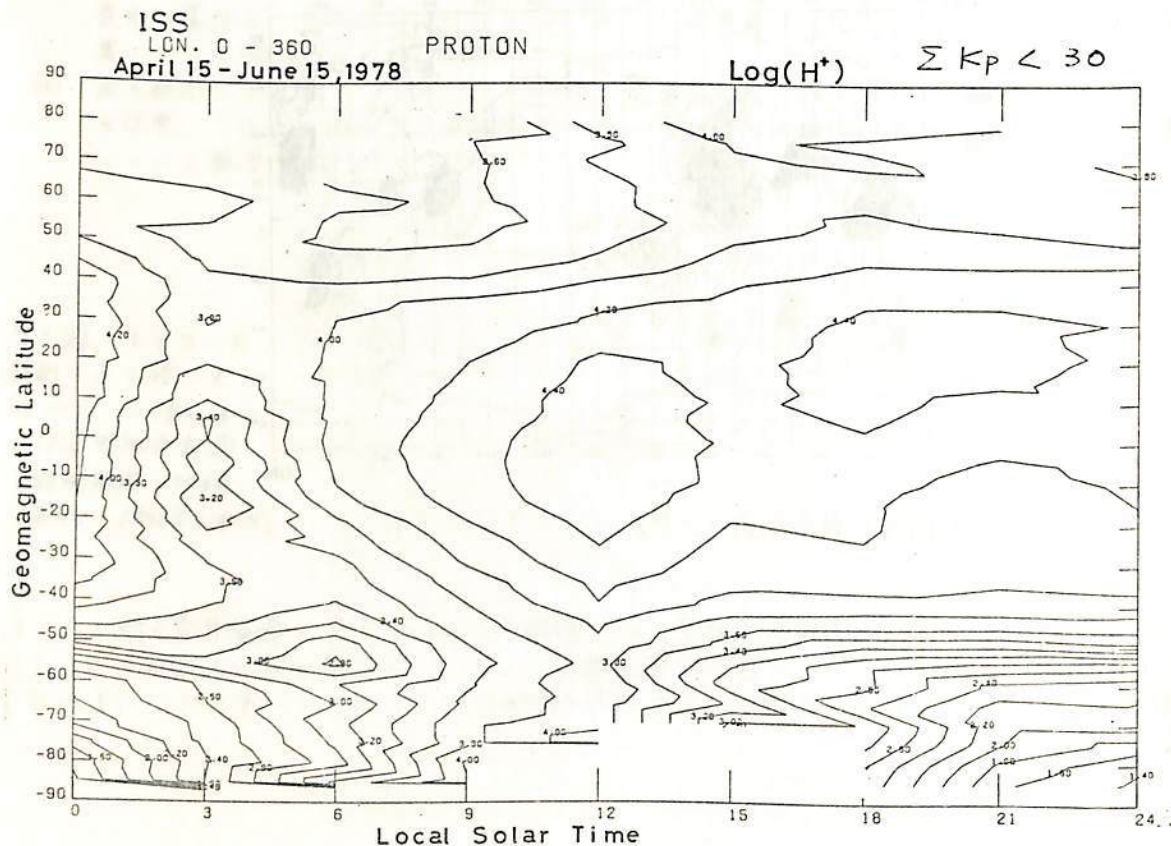
電離層観測衛星 (ISS-b) によるイオン組成の観測結果 - I

巖本 巖、水津 武、佐川 永一

郵政省電波研究所

電離層観測衛星 (ISS-b) は 1978 年 2 月 16 日に打上げられ、現在に至るまで一部の観測不適期間を除き、順調に観測が行われ、多くのデータが得られている。ISS-b は傾斜角 70° 、高度約 1100 km の略円軌道をとっており、地球の公転と地球の扁平さによる昇交点ドリフトに基づき、約 4 か月間で全ての緯度で衛星の通る Local Time が一巡し、LT = 一定、UT = 一定のデータを全ての緯度、経度にあたって集めることができ (経度については均等に分布するように遅延コマンドのスケジューリングが組まれている)、World-map を作るのに好都合になっている。本衛星に搭載されているミッションについては昨年の本学会で紹介されたところであるが、その中のイオン質量分析計 (PIC) のデータを用いて、Kp-index に依り静穏時、擾乱時に分け、 H^+ 、 O^+ 、 H^+ の World-map を作成した。下の図はその一例で、静穏時の地球緯度-地方時平面内の H^+ の分布を示すものである。本図は 4 月 15 日から 6 月 15 日の 2 か月間のデータのうち $\sum Kp \geq 3.0$ の日のものを除外して作成したものである。

講演ではこの World-map の諸特性について述べる。



米 沢 利 之
(中部工大)

最近中層大気国際協同観測計画(MAP)に関連して、中層大気研究の問題点の一つとして取り挙げられているものに赤道波の問題があり、これは赤道成層圏の準2年振動や中間圏の半年振動と関係があるのではないかと考えられている。後者の中で、半年変化に関しては、大気密度や電離層の電子密度と層高の場合にかなり研究されており、その特性も明らかにされている。これが赤道波の問題と結びつくかどうかは今後に解明されるべき問題であるが、少なくともそのための興味ある資料を提供しているという点において、これら大気密度や電離層の半年変化の研究に意義が認められるべきであろう。

しかし準2年変化については、電離層の場合にこれまであまり研究されていなかったようである。これはこの変化が他の種類の变化に比べてかなり小さいと考えられる上に、週期が長いためにその検出には長期の観測データを必要とし、従来その点で十分なデータが得られにくかったことに、その原因の一端があったのではないと思われる。しかし現在では30年以上にわたる連続したデータが利用できるので、その検出も可能ではないかと考えられ、もしこれが検出され、その特性が明らかにされたならば、半年変化の場合と同様に意義があると思われる。これが今回準2年周期変化を取り挙げた理由である。

ところで杉浦等⁽¹⁾の論文においては、太陽活動に準2年周期の変化があり、それが地球磁場をはじめ宇宙線、成層圏帯状風と温度、オゾン含量、その他の気象学的パラメータに現れた同じ周期の振動の原因になっていることが示唆されているが、もしそうであれば、電離層にも当然そのような変化が現れるはずで、これは太陽活動の単なる反映に過ぎないことになり、それ自身としてはあまり興味ある現象とは言えないであろう。そこで以下においては、電離層データからできるだけ太陽活動の影響を除去したもつについて、準2年周期変動の存在を調べることとする。

データは1946-1977年の32年間にわたる国分寺の0時と12時の f_oF_2 月中央値を用いた。各月毎に、 f_oF_2 月中央値と相対黒点数の月平均値との関係を最小二乗法により2次式で近似し、この式によりその月の f_oF_2 の正常値(標準値)が与えられるものとする。ある特定の月に実際に観測された f_oF_2 と、その月の平均太陽黒点数を用いて上に得られた式から計算した f_oF_2 の正常値との差を Δf_oF_2 とすれば、この中には太陽活動の影響は含まれていないものと考えられる。そこでペリオドグラム法により、この Δf_oF_2 を26ヶ月毎に区切って重ね合わせ、これを平均して26ヶ月周期の変化を求めた。結果には統計的揺らぎが重なっているが、とくに12時の場合にはかなり顕著な山が見られ、フーリエ解析の結果では次の表のような数値が得られた。各周期毎に0時と12時の極大時

周期	時刻	振幅(MHz)	極大生起の時期
26ヶ月周期	12時	0.082	1967年3月終り ± 26ヶ月
	0時	0.025	" 4月始め "
13ヶ月周期	12時	0.103	1967年5月半ば ± 13ヶ月
	0時	0.014	" 6月始め "

期がよく一致していること、13ヶ月周期の12時の場合の振幅の大きいことが注目される。

(1) M. Sugiura, Geophys. Res. Lett. 3, 643 (1976); M. Sugiura & D. J. Poros, J.G.R. 82, 5621 (1977).

別生 栄, 河島 信樹

東京大学・宇宙航空研究所

太陽物理の中で、フレアについての理論および観測はスカイラブによって得られた太陽軟X線像の解析によっていっそう活発に行われ詳細な議論が進められている。フレア爆発のタイムスケールが数十GeVにも加速された太陽宇宙線を説明するものとして、Syrovatskiiのモデルがある。これは、平行な二本のプラズマ柱に電流が流れている配位から、しだいにプラズマ柱が互いに接近してゆき、二つのプラズマ柱の間に強い誘導電場が生じて粒子を加速するというものである。我々はこうした過程がどのようなタイムスケールで起り、またどのような物理量に依存するか、を調べるために実験を行った。Fig. 1に装置の構成を示す。プラズマ電流は二つの電極間に流されガスを電離し、立ち上り4 μsec 、最大50kAの後、クローバー回路によって減衰してゆく。また軸方向の定常磁場は5kGまで印加できる。装置の断面をFig. 2に示してある。まゆ型をした銅製シエルの内部に I_p で示した二つのプラズマ柱を生成する。Fig. 3は放電開始後5 μsec のプラズマ柱の断面のコマ撮り写真で、露出時間は0.5 μsec である。こうして二つのプラズマ柱が生成された後、自発的に接近してゆきついには一本のプラズマ柱へと結合を起す。Fig. 4の流し撮り写真はこの様子を示している。プラズマ柱が生成されてから結合するまでの時間をマーキング・タイム T_m と称してプラズマ電流値 I_p に対する依存を示したものがFig. 5である。ほぼ $T_m \propto I_p^{-1}$ の関係が認められた。一方プラズマ柱の運動を2本の電線の動きと考えてモデル計算を行い実験結果と比較した。Fig. 6はプラズマ柱の位置と時間を初期値および T_m で規格化して示したものである。これによるモデル計算に対しプラズマ柱はほぼ一定の速度(Alfvén波の伝搬速度)でマーキングしてゆく。モデル計算との差の説明には磁カ線のマーキングのプロセスを導入した計算が必要であろう。測定はイメージコンバーターカメラその他、カーセルシャッター、磁気プローブ、静電プローブ、1m可視分光器、Fabry-Perot干渉計、静電型イオンエネルギー分析器、マイクロ波受信機などを用いている。

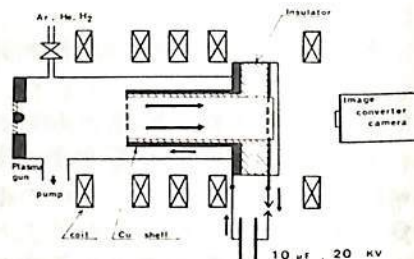


Fig. 1

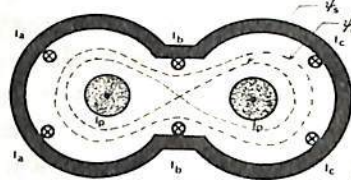


Fig. 2

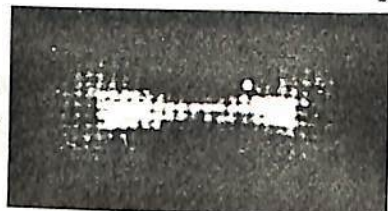


Fig. 3

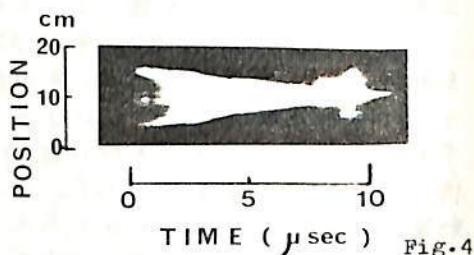


Fig. 4

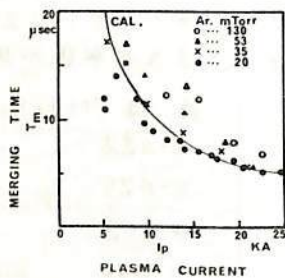


Fig. 5

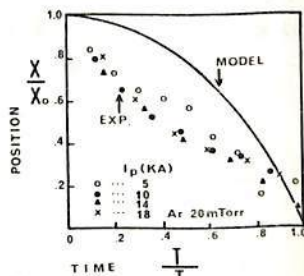


Fig. 6

BESSHOU S. and KAWASHIMA N., ISAS Research Note NO.76 (1979)
別生 栄, 河島 信樹, 核融合研究 44(6) 1979

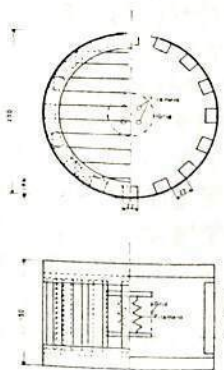
松本治弘, 賀谷信幸, 岡博行, 増山益人
神戸大学 工学部

飛翔体により生ずる Wakeの構造と特性を解明するため, 種々の実験を行な, こゝに Wakeをシミュレートするためには, 低速度イオン流を生成する必要がある。磁界型プラズマ源⁽¹⁾を基本に改良を重ね実現することができた。我々が用いた磁界型プラズマ源はオシロに示す構造で, 小型であるため放電条件が通常の磁界型プラズマ源と異なり, 中央に内筒状の電子源を配した。電離用電子源の安定化にエミッション・コントロールを製作し, このエミッション・コントロールにより生成したプラズマは数%以内に安定した。低速度イオン流を生成するためオシロに示す様に, この磁界型プラズマ源をイオン源として用い, 電位を与えることにより流速を制御可能とした。得られた特性として電子密度は $10^7/cc \sim 10^8/cc$, ν の数 ($M = v_0 / \sqrt{kT}$; v_0 : 流速) は 4 ~ 20 で (電離層を模擬), 十分 Wakeをシミュレート可能と考へる。

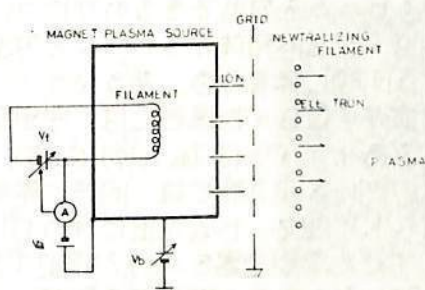
幅 4 cm の長方形を飛翔体とみなし, Wakeを生成し後方での密度分布を測定した。この結果をオシロ 4 回 ~ オシロ 6 回に示す。パラメータは長方形の電位である。負電位では後方で, ほぼ理論と同形の Wake が生じ, 電位を正にすると後方での密度分布が変形し, 斜め後方で密度の減少した部分が生ずる。また後方での温度上昇も確認された。

Reference

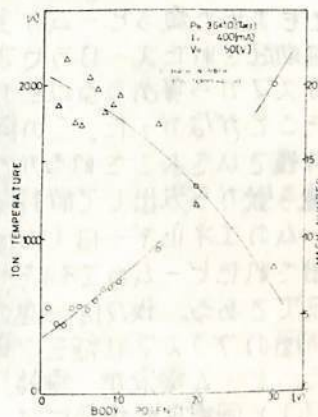
1) 中村也; 宇宙研報告 13, 597, 1977



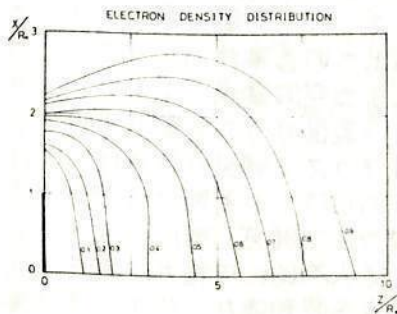
オシロ1 アラズマ・ガンの構造図



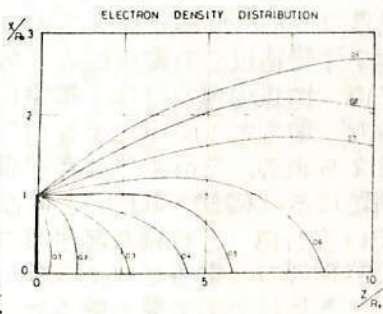
オシロ2 アラズマ・ガンの構成図



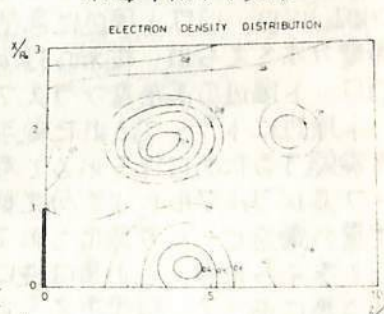
オシロ3 アラズマ・ガンの特性



オシロ4 密度分布; 飛翔体電位 -20



オシロ5 飛翔体電位 FLOATING



オシロ6 飛翔体電位 +100

Mach : 7.3, $N_e = 1.19 \times 10^8 [1/cc]$, $T_e = 2400 K$

高エネルギー電子ビームを用いたロケット実験(帯電現象)

佐々木進 矢守章 八木康之 河島信樹 丈林辰蔵 (東大宇宙研)
金子修 (名大プラ研)

1981年に予定されているSPACE SHUTTLE SEPAC計画での大出力電子ビーム放出実験(7.5KV, 1.6A_{max})に関連してロケットの一連の電子ビーム放出実験を行ってきた(K-10-11, 12 K-9M-57, 58, 61, 66号機)。これら一連の実験から、電子ビーム放出に伴う飛翔体帯電のメカニズムに関して新たな情報が得られ、今後ますます盛んになると考えられる飛翔体からの大電力電子ビーム放出実験の際の帯電中知方法に関して有力な示唆が得られた。

従来から飛翔体から電子ビームを放出する場合、その放出可能な最大のビーム電流量は飛翔体が宇宙空間プラズマから集めることのできる電子電流量を越えることはできないという電気回路的な制約のあることが指摘されてきた。この宇宙空間プラズマから集めうる電子電流量は電離層においても m^2 あたり数mAで飛翔体が帯電してエレクトロニクスが動かす事を考慮しても通常のロケットで集めうる電子電流は高々数十mAにしかならない。電子ビームによって人工オーロラを励起したりする事を目的とするactive experimentの立場からはビーム電流は最低数A程度必要とされている。このことから大出力電子ビームを放出する為には飛翔体に巨大な電子コレクターをつけられない限り不可能であると一般に考えられてきた。他方こうした議論とは別に、1969年から始まったロケットによる大出力電子ビーム放出実験では意外にも電子コレクターを装備しない場合でも大出力電子ビームが実質的にロケットから放出されたことが明らかになった。これ迄は励起されたオーロラや波動等が特に注目されて、何故予想に反してロケットが宇宙空間プラズマから集めうる以上の電子ビームを放出できるのかについては、深い考察が加えられたことがなかった。この問題は結局飛翔体からビームを放出した時その帯電がどのような形でおこされるかという問題に帰着する。あるパラメータの電子ビーム(V_B, I_B)を電子銃から放出して飛翔体電位が ϕ になった場合には、宇宙空間に実質的に放出されたビームのエネルギーは $(V_B - \phi)$ であり、パワーは $I_B(V_B - \phi)$ である。即ち実質的に宇宙空間に放出されたビームのエネルギー及びパワーを知る為には同時に帯電電圧 ϕ の情報を得る事が不可欠である。我々は一連のロケット実験でビーム放出に伴うロケット電位の変化を計測し、又周囲のプラズマ状態をプローブや光学観測器を用いて観測する事により次の様な結論を得た。ビーム電流が電離層の飽和電子電流と飛翔体表面積によって決まる帰還電子電流値(I_0)と同程度の場合には、飛翔体の帯電電圧は従来の理論(Langmuirの理論, Beard & Johnsonのモデル)が適用できるが、放出ビーム電流値が I_0 をはるかに越える様な場合($I_B > 10I_0$)にはロケット周辺に高密度プラズマ領域が形成され、そこからの電子電流によって帯電がおこされ、従来の理論の予想値以上の電子ビームが放出される事がわかった。このロケット周辺の高密度プラズマは、地球磁場とロケット帯電による空間電場によって、ロケット周辺にトラップされた電子が電子ボンバードによるロケット表面からの大量の中性大気を電離するために作られると考えられる。このような高密度プラズマ領域の存在は、プローブ及びフォトマルによる分光測定によって確認された。これ迄のロケット実験で予想以上の大量の電子ビームが放出されているのは、この様な高密度プラズマ領域の形成によるものだと考えられる。この事は逆に飛翔体から電子ビームと同期して人為的に中性ガス雲を放出する事によって、従来考えられてきた以上の大量の電子ビームを飛翔体から放出できる事を示唆しており、実際スペースシャトルSEPAC計画では、この様な方法での飛翔体帯電緩和による実効的な大出力電子ビーム放出が試験される予定である。

八木康之, 金子修*, 佐々木進, 河島信樹
 * 名大プラ研, 他 東大宇宙研

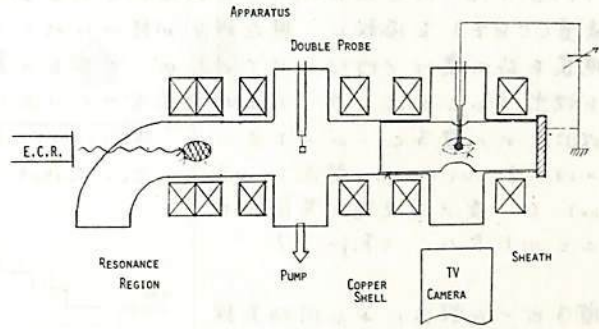
宇宙空間で飛翔体から電子ビームを打つと、飛翔体が正に帯電し、周囲のプラズマから電子の供給を受けて、帯電中和される。この状況を地上でシミュレートするために、磁場のあきプラズマ中で、球フロアに正の高電圧を印加し、そのV-I特性と周囲に生ずるシースの特性を調べた。

装置図を右に示す。プラズマは、E.C.R.によるDCプラズマを用い、共鳴領域からシース領域までの約1mを磁場でガイドする。球フロア周囲にはアースした内径70cmの銅シールドを設置しこのシールドと球フロア間に電圧をかけた。又シースを観測するためにLow Light TVを使用した。

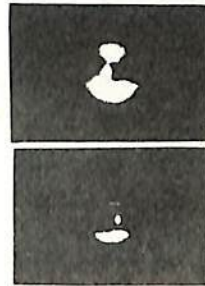
これまでに、シース領域でのプラズマパラメータを代表的な状態に対するV-I特性が測られ、バックのガス圧が $P \sim 10^{-4}$ Torrでは加速された電子による中性ガス電離の寄与が大きくなり、V-I特性を理論と合わせる場合考慮しなければならぬことがわかった。又、フロア周囲の磁場と平行な方向の電位分布、及びその時のシース形状が観測され、電位がプラズマの空間電位から立ち上がる所が、観察されたシースの光る領域の境界とほぼ一致

することが確かめられた。又、右の写真でわかるように、シースには磁場に平行に暗い部分と、磁場に垂直に特に明るい部分があり、それぞれの部分の状態を調べるために、多電極プローブを用いて、どの方向から電子が集まり易いか測定する予定である。

講演では、以上の事に加えて、V-I特性の理論 ($I \propto V^{1/2}$, $I \propto V / \ln V$, $I \propto V^{3/2}$) との比較、及び、プローブに高周波を重畳した場合の周囲のシースの様子についても話す予定である。



4. SHAPE OF SHEATH



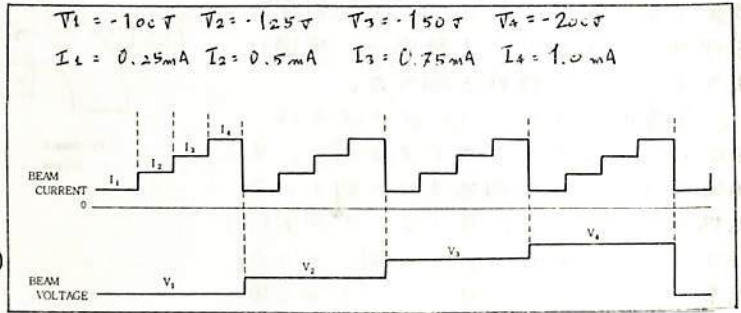
$V = 500V$
 $B = 500G$
 $P = 5 \times 10^{-4}$ TORR,
 $P = 5 \times 10^{-5}$ TORR.

河島信樹 久保治也 向井利典 江尻金敏 打里幸男 岩武貞夫* 大森 寛*
松本 敏*

東大宇宙研・電通大・東北大・京都大

1978.9.16 内之浦から打上られた科学衛星EXOS-B(JI KIKEN)に電子ビーム放射実験装置(CBE)を搭載し 現在観測が続けられている。従来の実験は宇宙空間での自然現象を待ち受けて行われていたが、CBEの実験は 衛星周りを磁気圏に電子ビームを放出することにより、人工的現象をつくり出し、その影響を観測するためのものである。

放出される電子ビームのエネルギーは、200eV(max)、電流1.0mA(max)で、各4段階に変化させながら出される。(Fig-1)



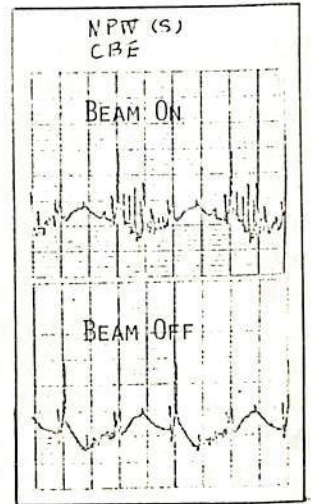
電子ビーム放出に伴って同時実験は、NFW(自然プラズマ波動) IEF(インピーダンス/電場計測) ESP(電子エネルギー計測)等の観測モードで行われ、その影響が観測されている。

(Fig-1)

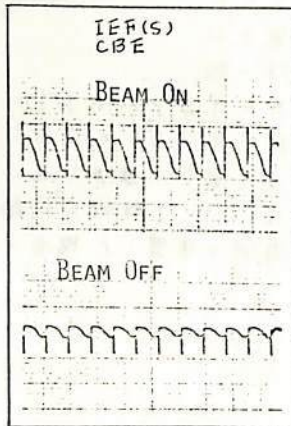
1) NFWには 電子ビーム放出に伴って VLF領域では 全体の信号レベルの増加が、HF領域では高周波を伴ったパルスが観測されている。(Fig-2)

2) IEFは衛星電位を計測するが、衛星の電位が大きく変化して検出が観測されている。(Fig-3)

3) ESPにおける電子ビームのエネルギー分布計測では、放出したエネルギーに相当する電子ビームの他、衛星の電位変化に伴う帰環電流の分布が観測されている。



(Fig-2)



(Fig-3)

第 2 会 場

斎藤文一
新潟大理

よく知られているように大気光輝線SS γ γ γ 強度には、中緯度地域で10月に強化するという顕著な季節変化がある。この季節日本列島東北地方一帯の高山には初冠雪が見られる。さて1917年10月下旬にも、このような現象があったのではなからかという記録がある。それは官沢賢治の「柳沢」(1917)というもので、その要旨は、

(1) 同年10月下旬のある夜(14日又は21日と推定)午前3時ごろ、新雪直後の岩手山頂(2041m)が白光を発しているのを認め(1行4人)。見た場所は山裾で四方の地平線がよく開けている。

(2) 光は全天的に寄せられている。(註。白光を発すると言っても、それは天空からの光を受けてそのアルベドを見ているのである。)月明は無かつた。

(3) 彼は光の原因を考え、「空气中の構成成分が微塵となって互いに衝突して熾光を発する」とし、これを記録した。

なおこの時期、地磁気Kインデックスは、10月13, 14日にそれぞれK=21, 29, 20日, 21日にそれぞれK=8, 5で、地磁気活動は高いものではない。

さて官沢賢治は豊かな洞察力の科学者として、当時物理化学を中心とする自身の教養に立脚して、地球大気成分の物性を重視する観察から、独自の自然観をいびくにしているところがあるが、その意味が本体験に重要であつた。

1917年10月17日から23日まで、わかれは賢治らが立つたと同じ場所(1行5人)、岩手山頂の明るさと、この山容をとりまく天空の光象とを観測しつつ、大気光の強化を待った。結果は、この季節ついに降雪はなく(註。暖冬異変とされた)、しかも山肌のアルベドは低かつたが、快晴つづきで、しかも大気光SS γ γ 強度は、観値300R~400Rと強化した。そうして山頂附近が薄白く光っているのが確認された。同地帯から見る岩手山は、円錐形に近く、また孤立峰で、四方からの光を受けやすいことが重要である。光の原因として、現代では盛岡市等の市燈光とまたその散乱光が心配されたのであつたが、唯一の原因と見る程のものではなかつた。光の原因としては、星野光(銀河をみくむ)、彗道光、そして大気光があげられるが、大気光の特徴的を輝度分布(いわゆるVan Rijn効果)によつて、当夜の程度の強度でも、最も効果的なものと言える。

以上の結果だけでは、1917年10月の大気光強度と直ちに推定することは出来ない。わかれの結果はただ、この程度の大気光強度とアルベドにおいてさえ、岩手山頂附近が薄白く光つて見え、その光の唯一原因として大気光があげられる、ということを示している。季節的の大気光強化現象には、平均~5日間程度の持続性が認められることが報告されている。この期間に降雪(高いアルベドを持つ)と見ることが、十分ありうることである。なお1917年は、太陽活動も地磁気活動も極大期にあつたことが想起される。しかし10月はやや静穏で、この時期オーロラの出現は期待しえない。しかもそれがもしあり得たとしても、低緯度オーロラの主輝線は6300Åであり、色が違う。

斎藤文一・吉富博之・牧口一男
新潟大・理

地球大気中 NO₂ 成分の量・分布・その変動と、太陽を光源とする吸収分光法で、地上観測によって求めたい。その第一歩として、 $\leq 1\text{\AA}$ の分解波長中で NO₂ バンドの分光測定を試みた。具体的には、いろいろな天頂角で太陽のスペクトルをとることであるが、この方法はつぎの二つの基本事項と前提としていっているのである。

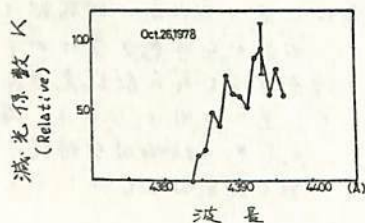
- (1) NO₂ の吸収バンドスペクトルを確定すること、
- (2) NO₂ 成分の吸収量 (absorption cross section \times column density \times air mass function) の air mass function 依存性を確定すること、

である。

使用測定器は、0.84 \AA の分解波長中の分光計で、NO₂ 分子の 4390 \AA 附近にピークを持ち、スペクトル中 30 \AA の強い吸収バンドをぬらい、あまり広い波長域にはわたらず、30 \AA 程度で波長スキッピングをした。

その結果、*1 図に減光係数 K (absorption cross section \times column density) の波長プロットを示す。4390 \AA にピークを持つバンド構造がはっきりみとめられる。

一方、NO₂ 成分量の吸収量の air mass function 依存性の測定結果は、簡単に linear 関係を得るにいらぬ。太陽天頂角 $\sim 75^\circ$ 附近で、傾向が変わるように見える。これは local な傾向と言いきれぬ (文献 1) ので検討を要する。この点を確定しおければ、NO₂ の column density の絶対値を求めることが出来るので、対策が必要である。(文献 2)



*1 図.

文献

1. Brewer et. al., Nature, Vol. 246, p. 129 (1973), Nitrogen Dioxide Concentrations in the Atmosphere.
2. 斎藤・吉富., 電報局研究会 (昭和 53 年度), 東京大学宇宙航空研究所, p. 170, 吸収分光法による大気中の NO₂ の柱状密度の測定

中村正年 高野元春
筑波大学物理学系

夜光における可視部で最大発光強度をほころ $O(5)5577\text{\AA}$ グリーンラインは、その励起機構が O の3体衝突であると知られている。また、昼間時においては、さらに他の励起機構による増加がロケット観測等で測定されている。この励起機構は、直接的又は間接的に太陽光束によって生ずる。そこで、薄明時において、太陽天頂角をパラメーターとする観測がなされ、グリーンラインの増加が観測された。

筑波大学校内での観測が、本年2月が5、朝、夕刻時の薄明で実行された。エバート型グレーティング分散によるフォトンカウンティング法にて、スキャン波長幅 50\AA 、1スキャンが1分間、分解能 13\AA で測定した。観測方向は天頂方向である。

朝薄明に比べ、夕薄明ではバクグラウンド(太陽光レーリ散乱)にうずもれてしまい、小さな太陽天頂角では、グリーンラインは測定できず、測定できた太陽天頂角は、 $\chi \geq 95^\circ$ であった。一方、朝薄明では、信号はバクグラウンドにうもれることなく、太陽天頂角 $\chi = 92^\circ$ まで測定できた。朝薄明では、グリーンラインの増加は $\chi = 100^\circ$ より始まり、 $\chi = 96^\circ$ で急激に増加し、 $\chi = 94^\circ$ で増加は終り、後は増加が見うけられなかった。このグリーンラインの増加後、つまり昼間時の強度は $980R$ と測定された。さらに増加をくわしく見ると、 $\chi = 98^\circ$ 前後に少し急な増加があり、 $\chi = 97^\circ$ 付近にプラトーが存在する。このプラトーの後に急に再び大きな増加が起こる。これらの現象を説明するのは、薄明時における増加の機構である。それは、(i) エネルギーを持つ電子による O の励起 $O(^1P) + e \rightarrow O(5) + e$, (ii) O の電離による解離再結合 $O + h\nu \rightarrow O^+ + e$, $O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+$, $O_2^+ + e \rightarrow O + O(5)$, (iii) O_2 の光直接解離 $O_2 + h\nu \rightarrow O + O(5)$ による励起である。特に増加の途中にプラトーができることは、この時点での増加機構が解離再結合であることより説明できる。解離再結合において、発光強度を決めるものは、主として電子密度である。それはこの励起による発光層は、 F_1 層に相当し、発光率極大は高度 200 km 前後である。また電離層 F_1 での電子は、 O が太陽光で電離されて生成されたものである。酸素原子を電離する太陽紫外線は、 O の大気吸収によって、およそ高度 140 km 以下までやってこない。見かけ上、地球半径が増大したことになる。この条件を考えるとプラトーができる、 $\chi = 96^\circ$ での太陽照射高度は、 200 km であり、上に考えた発光率極大高度と等しい。このことはここまでの増加は、解離再結合が主要な機構であることを示す。電離層 F_1 では、電子密度は太陽照射が始まると極く短い時間で、昼間の値に近づくものと考えられるので、1分毎に測定される信号強度の増加は、太陽照射空間の増加に依存すると考えられ、グリーンライン増加曲線の傾きより、大気吸収によるしゃべい高度を 140 km と仮定して各高度における発光率を求めることができる。

朝薄明時観測より、昼間時の $O(5)5577\text{\AA}$ の強度は $1KR$ と測定された。また、増加曲線より、解離再結合による発光層の放射率が求められ、極大は高度約 200 km と測定された。また夜間が5朝薄明時にかけての測定で、大きな変化はないことが5、共役点か5の荷電粒子による増加は検出できなかった。

三沢清敏 竹内郁夫
防大物理 読同高専数学

A correlation study is made of the simultaneous intensity changes of the $O_2(0-1)$ atmospheric band at 8645 Å and the NaD lines at 5893 Å, which are observed from the ground level with a time separation of 5 min by a tilting-filter photometer. It is found that the correlation between the $O_2(0-1)$ band and the NaD lines is fairly good. The correlation between the $O_2(0-1)$ atmospheric band and the NaD lines is compared with that between the OH(6-2) band and the NaD lines. It is found that the latter is a little superior to the former.

Since the correlation between the simultaneous intensity changes of the $O_2(0-1)$ band and the NaD lines has not been studied, we have examined the correlations on the separate nights. Three nights from seventeen nights had the weak negative correlation coefficients and the remainder the positive correlation coefficients ranging from 0.100 to 0.890.

The correlation between the $O_2(0-1)$ band and the NaD lines had a correlation coefficient (r) of 0.632 for the data number of 156 for autumn alone. When we take the level of significance as 5% according to the Student t -test, $r = 0.199$ for the data number of 100. Thus, it is concluded that the correlation between the $O_2(0-1)$ band and the NaD lines is a fairly strong correlation.

On the other hand, the correlation between the OH(6-2) band and the NaD lines which has been accepted from previously as a strong correlation was studied simultaneously, using the data taken on the same nights. The correlation between the OH(6-2) and the NaD lines had a correlation coefficient of 0.721 for the data number of 158 for autumn alone. Thus, the correlation between the OH(6-2) band and the NaD lines was a little stronger than that between the $O_2(0-1)$ band and the NaD lines.

三沢清敏 竹内郁夫
防大物理 筑波高専数学

Bates(1964) has described that Chapman's suggestion that the presence of [OI] 5577 A line in the nightglow spectrum is due to,



was widely accepted in 1960, not because of any compelling positive evidence, but because of the failure to find a plausible alternative excitation mechanism. Thereafter, Barth and Hildebrandt(1961) have opposed to the Chapman mechanism and Barth (1964) suggested the Barth mechanism. Bates(1964) describes that it is not possible to predict with assurance which is the more effective, the Chapman mechanism or the Barth mechanism.

We have, recently, found that the correlation between the intensity changes of the $P_1(4)$ and $P_1(3)$ lines of the OH(6-2) band or of the OH(6-2) and (8-3) bands which are believed to have the same excitation mechanism has not indicated the seasonal variation. On the other hand, we have found that the correlation between the OH(6-2) band and the NaD lines which are believed to possess the apparently different excitation mechanism have indicated a fairly pronounced seasonal variation. Based on this observational results, we have attempted to determine which is the more effective, the Chapman mechanism or the Barth mechanism which is the same type of reaction as the reaction for the excitation of the $O_2(0-1)$ band.

References

- (1) Barth C. B. and Hildebrandt A. F. (1964), J. Geophys. Res. 66, P.985.
- (2) Barth C. B. (1964), Ann. Geophys. 20, P.182.
- (3) Bates D. R. (1964), Disc. Faraday Soc. 37, P.21.
- (4) Chapman S. (1931), Proc. Roy. Soc. (London) A132, P.353.

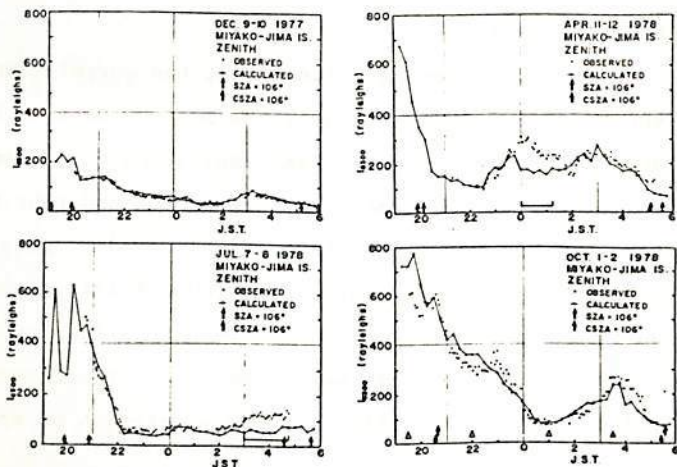
上山 弘, 大沼利弘, 富田 = 三彦
東北大. 理. 超高層研

亜熱帯異常帯の総合観測の一環として, われわれは沖縄県宮古島において夜間大気光酸素輝線 (6300\AA および 5577\AA) のドップラ-温度の計測, およびこれと並行して大気光強度の掃天測光を行なった。観測に用いた掃天測光器は高温湿潤な気象条件にも十分に耐え得るよう設計されたもので(既報), 夏の宮古島の苛酷な条件下でも正常に作動した。なお, 宮古島での観測と並行し, 電波研究所沖縄電波観測所からは電離層各種パラメータの観測結果を提供していただいた。

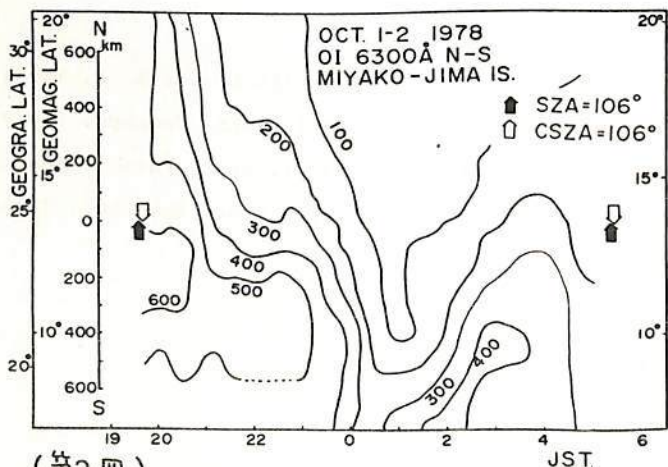
観測は一昨年12月から昨年10月まで, 季節的な特徴も把握するよう各季節毎に行なわれ, 順調に終了した。現在これらの総合的なデータ解析を進めているところであるが, 特に各季節ごとに最も天候条件の良かった晩についてのみ解析が終了したので, 今回はその結果を報告する。この結果は亜熱帯大気光異常帯における $OI6300\text{\AA}$ 系線が O_2^+ の解離的再結合によると仮定したモデル計算の結果と極めてよい対応を示す。

第1図はそれぞれ \circ がモデル計算の結果, \bullet が観測値を示す。なお観測値については, 前回の学会で報告した市街光を含む背景光の処理を, 綿密に行なったものである。

第2図は昨年10月1日から2日朝にかけて, 南北方向の掃天測光データをもとにして描いた $OI6300\text{\AA}$ 夜間大気光強度分布の時間変化である。強度の極大は夜半前に南下し, 夜半すぎ2時から4時にかけて弱いながらも南から再び回復してくる。このような時間変化は, 1977年12月, 1978年10月に共通しているが, 1978年4月, 7月はこれとかなり異なる。



(第1図)



(第2図)

斎藤文一 渡部重十 牧ロー男
 新潟大理 東北大理 新潟大理

高分解能分光法による OI 6300, 308 Å 昼間大気光の観測結果を報告する。前回1978年までは、分解波長中0.072 Åの結果を中心としたが、その後、分解能を向上させ、あわせて参照用の太陽スペクトルについてもはるかに向上したので、その結果を中心に報告する。

§1 分解能の向上と昼間大気光の強度

分解波長中を0.058 Åに向上させて、Sky Spectrumを取っている。測定の基本については、6300, 308 Åと同時にあわせて6300, 678 Å (Sc II) のフラウンホーファ線を波長スキャンをするという、従来の方法を採用している。これは光強度の fluctuation をモニターするのに非常に有効であることがわっている。

参照用太陽スペクトルについても、0.058 Åの分解波長で前回よりはるかに向上したものが新たに得られた。これによって整理した結果、昼間大気光の天頂値の時間的変化ないし太陽天頂角による変化の1例を1978年10月1日のものをFig. 1に示す。

§2 昼間大気光の天頂角依存性その他

Fig. 1と同じ10月1日において、新たに昼間大気光の天頂角60°の値が得られた。これまで天頂値との比1.5~1.7が得られた。

また、これまで測定された昼間大気光強度と2800 MHz Solar Flux とを比較した。

参考文献

1. 斎藤文一, 渡部重十, 吉富博之
 6300 Å 昼間大気光の観測, IMS
 シンポジウム, 1978年, p.328,
 東京大学宇宙航空研究所

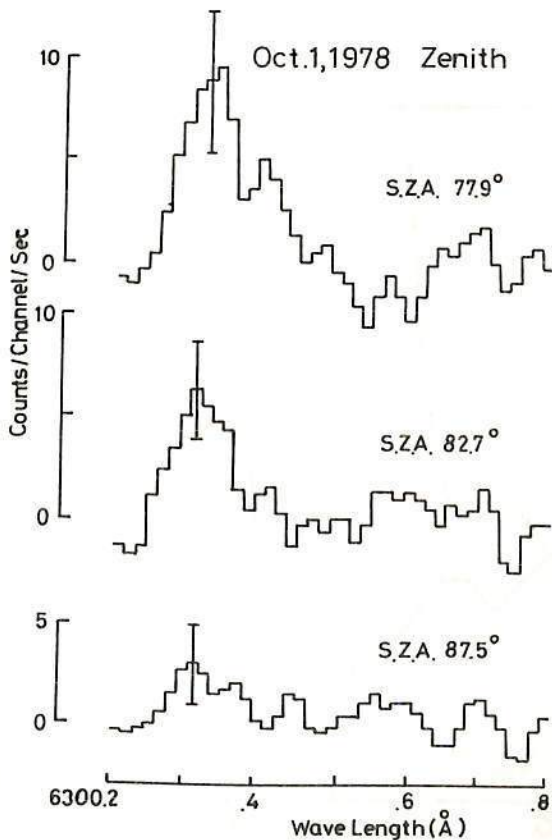


Fig. 1

昭和基地と栲岡におけるNI 5200 Å放射地上観測の比較

岩上直幹
(東大理)

1977年2月～11月に昭和基地で行ったNI 5200 Å放射の観測に使用した測光器を用いて、栲岡において比較観測を行なった。測光方法はティルティングフィルタ方式を用いている。

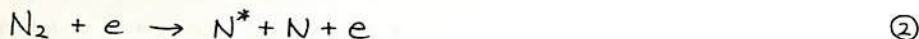
下図に昭和基地及び栲岡で得られた典型的結果の例を示す。両者の間には次のような差異が認められる。

- (1) 昭和基地での放射率は1R程度以下にはなさないが、栲岡ではさらに小さくなる。
- (2) 栲岡での放射率は日没後4時間程度の時定数で減少していくが、昭和基地でのそれは最も静穏な場合でもあまりはつきりした減少を示さない。

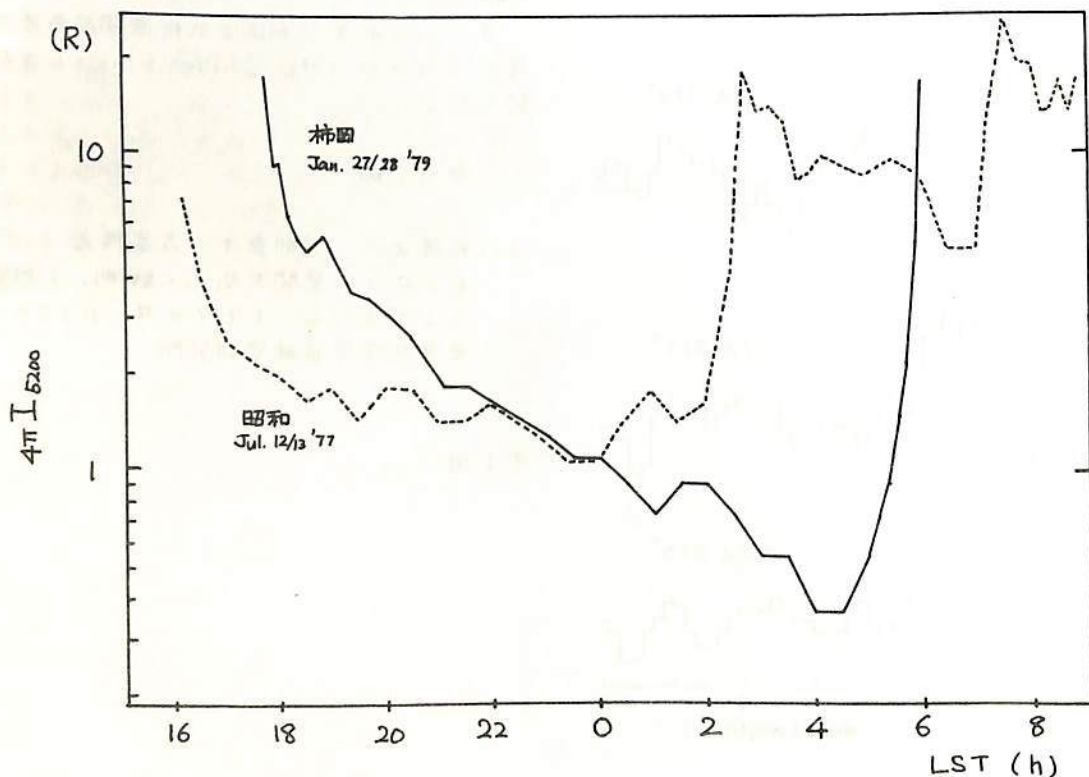
またしばしば6300 Å夜光に対して用いられるバルビエの式を5200 Åにも用いてみると、栲岡での観測値を再現することはできるが、昭和基地でのそれにはあてはまらな。以上のことは栲岡で観測された5200 Å放射がこれまでも言われてきたように



によって主に励起されているのに対し、昭和基地での場合は(1)以外の反応、例えば



等によって励起されていることを示している。

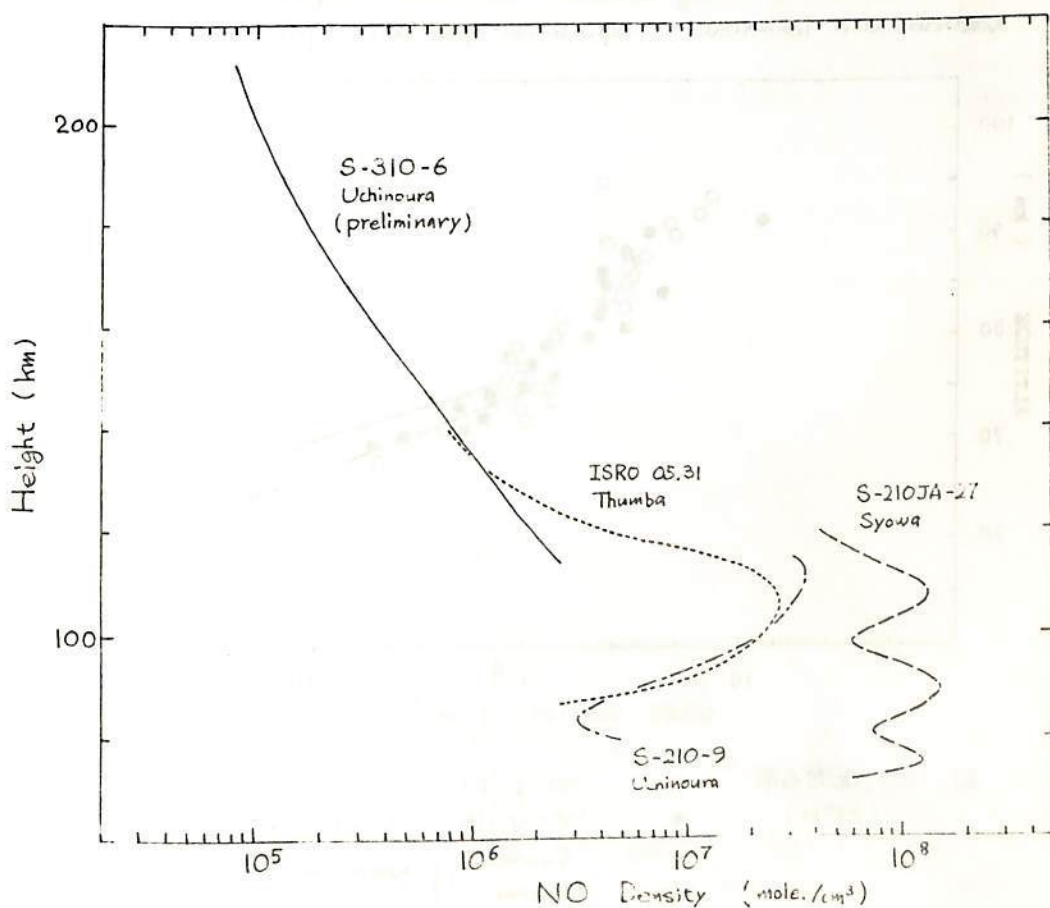


宍上直幹, 小川利紘, 近藤 豊
 (東大理) (東大理) (名大空電研)

1979年1月19日17:50 JST (太陽天頂角 $\approx 93^\circ$)に内の浦より打ち上げられたS-310-6号機によって、高度114~212 kmのNO分子密度分布の測定に成功した。測定方法はこれまでと同じく、NO分子による太陽紫外線の散乱光をNOガスによる自己吸収を利用して検出するものである。これまでの実験に比べ高々度までロケットを達することを考慮して、測定器は高感度に設計された。

今回の実験の略解析結果を、同型の測定器によって内の浦(31°N, 日没時), ツンバ(9°N, 日出時), 昭和基地(69°S, 日没時)で得られたものと比較して下図に示す。この略解析結果にはロケット姿勢の変化が考慮されていないが、その値はOgawa-Kondo (1977)によるNO分布の日変化モデルに比べかなり小さいように思われる。この差異の原因等については講演の際に考察する。

Fig. measured nitric oxide density profiles



中間圏オゾンの測定

— S-310-6号機観測結果 —

牧野忠男・関口宏之 (立教大・理) 山本博聖 (東大・理)

1979年1月19日薄明時 (SZA=93°) 内浦から打上げられた S-310-6号機に O₂ (1.27μm) 大気光測定装置を搭載し、中間圏オゾン密度分布の測定を行った。この測定方法は、1977年9月 S-210-12号機で行った方法と同じである。2つのロケットデータの比較及び今回は同じロケットに太陽UV光吸収法によるオゾン密度観測装置が搭載されていたので、そのオゾン分布との比較検討を行った。図には今回 (○印) と前回 [S-210-12] (●印) の結果、並びに Watanabe and Tohmatsu の内浦での夏 (---) 、冬 (—) の平均的様相を示した。図に見られるように、我々の2回のデータは打上げ時期は夏 (S-210-12) と冬 (S-310-6) の季節の違いはあるが、ほとんど一致している。また、いつか 70~75km の領域では Watanabe and Tohmatsu の夏の平均に 2.6-2 に近づいている。全体の様相としては、80km 付近から高さに対してオゾン密度の減少が、この高度以下に比べて明らかに傾斜が2回のデータともに見られる。また、UV吸収法 (S-310-6) との比較では、高さに対する密度変化の様相は似ているが、絶対値が我々の結果から、やや小さく、2倍ほどの、違いが見られる。

Ref. Makino et al., J. Geomag. Geoelectr. 31, 1979, in press.

Watanabe and Tohmatsu, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 30, 47, 1976.

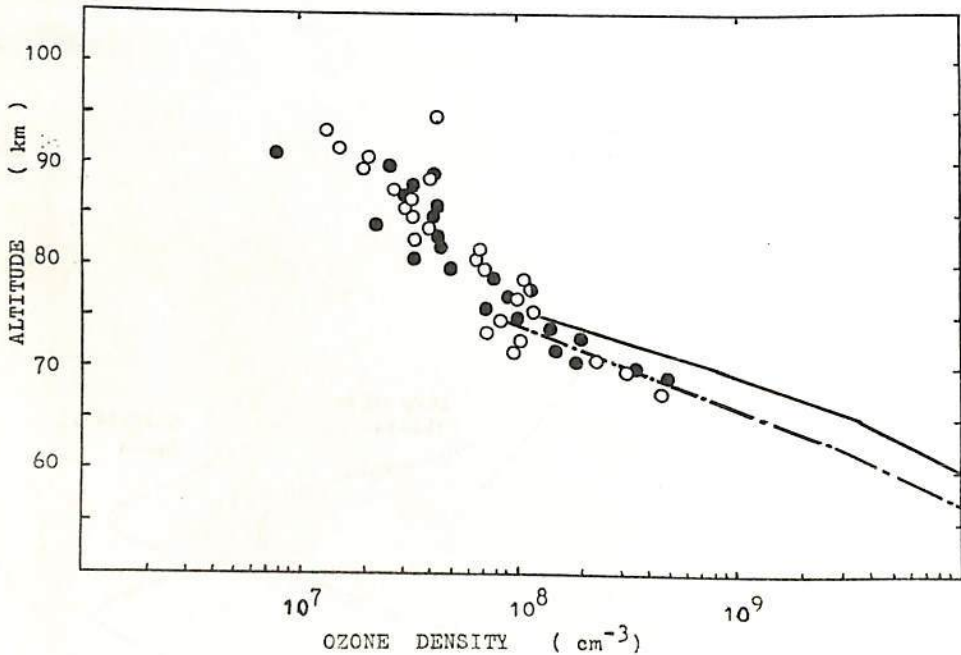


図. オゾン密度分布 (31°N)

○	79. 1. 19	S-310-6	
●	77. 9. 15	S-210-12	
---	Summer	} Watanabe and Tohmatsu	
—	Winter		

近赤外大気光のロケット観測

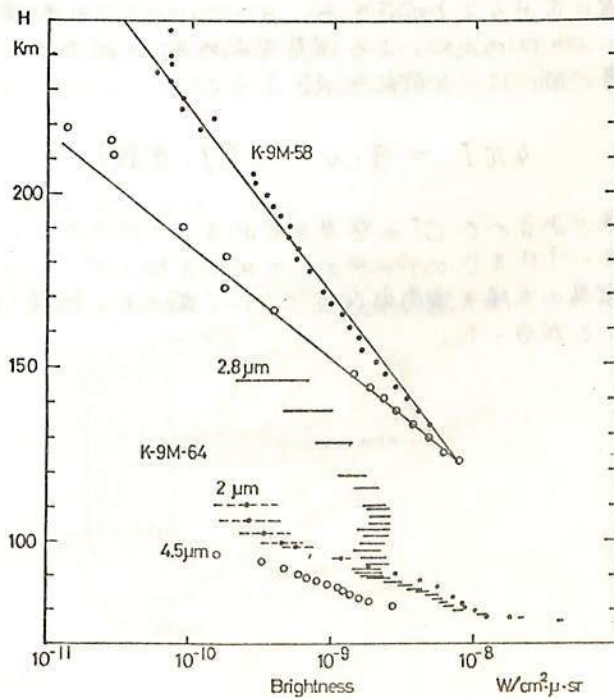
早川幸男, 松本敏雄, 村上浩, 野口邦男, 宇山喜一郎
名古屋大学 理学部

K-9M64号機に搭載された赤外線望遠鏡により銀河赤外線及び赤外大気光の観測を行なった。ここでは大気光の観測結果について報告する。

観測装置は液体窒素冷却した口径8cmの屈折望遠鏡である。焦点面上に透過波長の異なる6種のフィルターを伴ったInSb検知器を配列し多色赤外測光観測を行った。各検知器の視野は約1.5φで中心に配列した1個を除いては、ロケットのスピンのよって異なる方向を観測する。ロケットは1978年8月20日20時30分(JST, 日没1.5時間後)鹿児島宇宙空間観測所から打上げられ、打上げ約290秒後に最高点高度319kmに達した。この観測の結果、波長2μm(透過半値中0.5μm), 2.8μm(0.45μm), 4.5μm(0.7μm)の3つの波長でロケットの上昇時及び下降時の75~160kmの範囲で赤外大気光を観測する事ができた。

3波長帯における大気光の強度は、高度が75kmから100kmに上昇すると急激に減少する事が観測された。これは主にOHによるものと解釈される。2.8μm帯の強度は高度110km以上で指数関数的に減少する別の成分をもっている。我々は1977年1月にもK-9M-58号機によって波長感度域2.3μm(幅0.7μm)において類似の高度依存性を示す赤外大気光を観測した。この大気光はNOによる2.8μm帯の輻射と考えたが、前回の観測では波長感度域にOH(2μm), CO₂の輻射が含まれている可能性があった。

今回の観測結果では、①2.8μmで前回と類似の大気光輻射が観測され、②CO₂(4.3μm)輻射を観測できる4.5μm波長帯の大気光輻射がみられなかった。このことは、これらの2回の観測における高度110km以上の大気光が2.8μmのNOによる輻射であるとする考えを支持するものであろう。



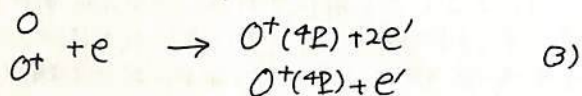
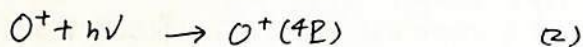
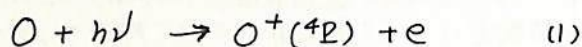
II-12

大気光観測から求めた酸素原子イオン密度

鈴木勝久

東京大学理学部地球物理研究施設

科学衛星「たいよう」によって観測された真空紫外大気光（波長 750 ~ 1050 Å）の強度から酸素原子イオンのコラム密度を求めた。この波長域に存在する昼間大気光のエミッションとして考えられるものは $O^+ 834 \text{ \AA}$, $O 989 \text{ \AA}$, N_2 のバンドスペクトル（~ 990 Å）などがある。しかし観測に用いたフォトメーターの分光感度特性やエミッションの強度からほぼ $O^+ 834 \text{ \AA}$ のエミッションが卓越していると考えてよく、観測された強度分布は $O^+ 834 \text{ \AA}$ のモデル計算とよくあうことが分った。834 Å のエミッションを出す励起状態の $O^+(^4P)$ の生成反応については次の反応が考えられている。



(3) の反応による生成率は (1), (2) と比較し小さく、衛星高度から観測した積分強度として無視できる。そこで観測された強度が (1), (2) の反応で生成される $O^+(^4P)$ によるものとして解析をした。(1) の反応による生成率は中性大気モデル、太陽輻射強度を用いれば比較的正確に求めることができる。そこで (1) のモデル計算値と実際観測された強度を比較することにより (2) の反応による強度を求めることができる。(2) の反応による強度と O^+ のコラム密度の間には一回散乱を仮定すると、

$$4\pi I = g \cdot N \quad (g: \text{定数})$$

の関係があるので O^+ の密度を求めることができる。この解析に使用したデータは 1975 年 4 月 ~ 9 月までのデータのうち地心方向のデータを使用した。データの量が少なく、コラム密度の太陽天頂角依存性について調べた。結果は正午と夕方ではほぼ 2 倍程度の変化があることが分った。

中村純二
東大教養

大地 登
岐阜大教養

1979年1月23日の夕方薄明時 X=18時06分に K-9M-66号機は打上げられた。ロケット下降時の高度 250km (X+5分20秒) に、Ba shaped charge を種んだ頭胴部エンジン側は頭胴部から切離され、X+5分40秒から磁気姿勢計が作動開始、shaped charge の射出方向が磁力線と一致した瞬間に Ba 弾が点火する仕組みになっていた。ところが X+6分までの磁力線搜索の 20 秒間には遂に Ba 弾射出軸は磁力線と一致するに至らず、弾は X+6分に点火されてしまい、shaped charge による Ba ライナーは磁力線と約 40° をなす方向に秒速 8km で射出された。太陽からの紫外線を受けて輝く Ba イオンの Ba II 4554 Å 輝線は、内之浦、南郷、山川および谷山の各地上観測点から撮影することができた。しかし種子島だけはこのとき偶、雲が通過したため、フィルムの後半 (X+12分以後) しか露光できず、約1分で薄れた Ba 発光雲の撮影を行うことはできなかった。他に内之浦では分光観測とテレビ撮影、山川ではエコーサウンディングによる電離層の 5 分間隔の観測が行われた。

今回の Ba 発光雲実験は私達の開発した Ba ライナー並みに、このライナーを高速且つ直線的に射出する shaped charge のテスト観測の意味で行われたものであるが、切断されたロケットの半角 20~30° に及ぶプリセッションの周期が1分近いにも拘らず、20秒間しか磁力線方向を隔らなかつたため、発光雲は磁力線方向に射出されず、南半球に達する程長く伸びなかつたのは残念であった。さらに薬量が少く (0.3 mol)、その意味でも明かるい発光雲が得られなかつたが、今回の経験をもとに、次回には薬量を 2.5 mol、磁力線を搜索する時間を 90 秒にのばし、北半球から南半球に至る一本の全磁力線を Ba ion で青白く彩り、磁力線の形や電界の方向を求めてみたいものである。

今回の発表では、これまでの shaped charge 開発の要約と、K-9M-66号機の実験で得られた Ba 発光雲の大きさや伸長方向などの速報、ならびに今後の Ba 発光雲計画の概略について述べる。

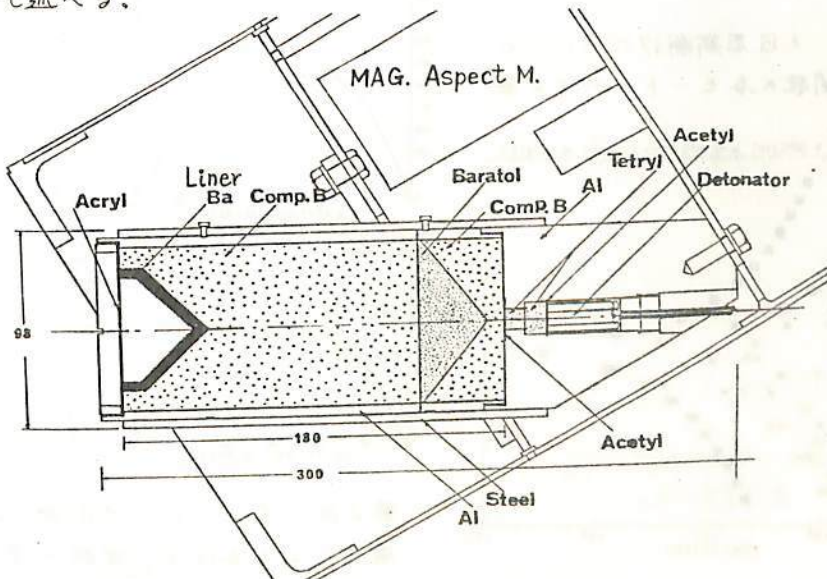


図: K-9M-66号機搭載 Ba 弾

渡辺 章人, 津田 敏隆, 加藤 進 (京大工)

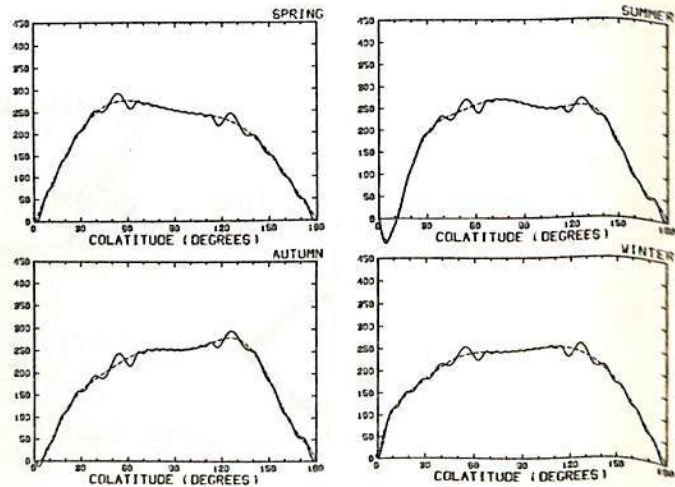
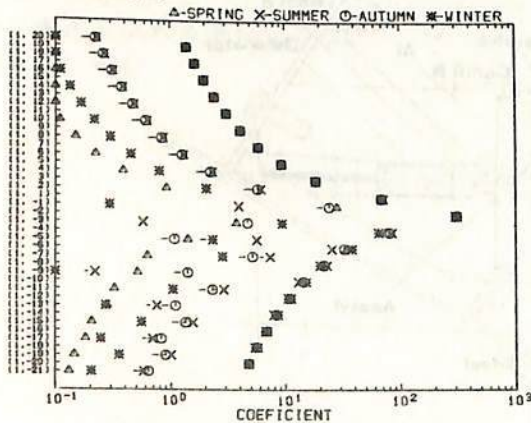
これまで、地球全体に分布する熱源として、南北対称なものについての研究は多く為されてきたが、熱源の非対称性が大気潮汐に与える影響についても考えてみなくてはならない。

そこで、緯度方向に非対称に分布する熱源として、Landsberg et al. (1971) が与えたオゾン分布を仮定する。季節変化を知るため春(3月中旬), 夏(6月中旬), 秋(9月中旬), 及び冬(12月中旬)を選び、このオゾン分布を9次の多項式で近似した。解析をするにあたり、オゾン分布を緯度方向に、Hough関数により展開する必要があるので、1日周期潮汐についてのHough関数の各モードに対する展開係数を第1図に示す。この係数から再合成したオゾン分布を第2図に示す。第1図から対称モード、特に(1, -2)モードの成分が大きいことがわかる。

この展開係数を用い、更に垂直構造方程式の解と合わせて、大気潮汐の垂直、及び緯度方向の構造がわかるわけである。負モードは高さについて、非伝播的であるので高さが増すにつれ、正の対称モードが支配的となっていくことが予想される。この正の対称モードの展開係数は第1図にみられるように、春夏秋冬を通じほぼ同じ値をとることから、季節変化は低次の反対称モードによりつくられるのであろう。

Landsberg et al., *Advances in Geophysics* vol.15, Academic Press (1971), P.221

第1図 1日周期潮汐についての Hough関数の各モードに対する展開係数。



第2図 オゾンによる加熱(破線が9次の多項式によるもので、実線が第1図の係数から再合成したもの)

局所熱源による大気潮汐波動の励起

加藤 進, 津田 敏隆, 渡辺 章人, 森 英人 (京大・工)

従来の大気潮汐理論では熱源は地球上に global に存在すると仮定されていた。地理学上の局所的な変化による大気潮汐波動の励起を考察するために数値計算を行った。熱源は緯度及び経度について数度の広がりをもつと仮定し、主に地表面での不均一による影響を知るために高度方向には指数関数的に減少するとした。この場合には、大気潮汐波は、*migrating* はものだけでなく、*non-migrating* はものも励起される。更に波動の角周波数と経度方向の波数の各組合せについて、緯度変化が Hough モードに展開されるが、global は波動の場合は基本モードに対する展開係数が大きくなるが、局所熱源の場合は高次のモードの展開係数も大きくなり、これらの振舞を無視できない。

経度方向に 10° 巾、緯度方向に 2° 巾 (南緯 $10 \sim 12^\circ$) の局所熱源を仮定した。この場合に一日周期で経度方向の波動が 1 から 16 までの波数で再合成したものを図 1 に示す。また、波数が 1 のときに 30 個のモードで熱源を再合成したものを図 2 に示す。この局所熱源に対して P_1/ρ_0 (P_1 : 大気圧の摂動分, ρ_0 : 大気密度) の余緯度分布が高度とともに変化する様子を図 3 に示す。これからも、局所熱源による潮汐波動は熱源の近傍のみにとどまらず、地球全体に広がることが予想される。

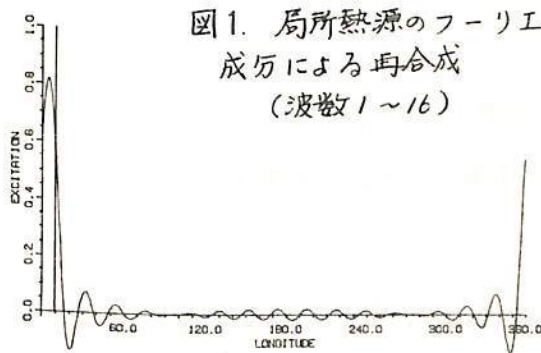


図 1. 局所熱源のフーリエ成分による再合成 (波数 1 ~ 16)

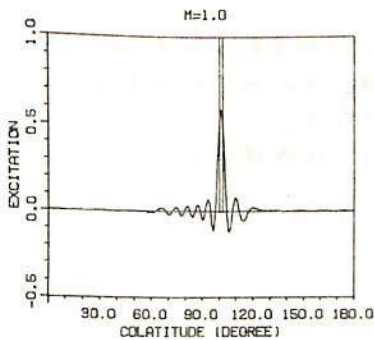


図 2. Hough 関数による再合成 (1, 14, ..., 15)

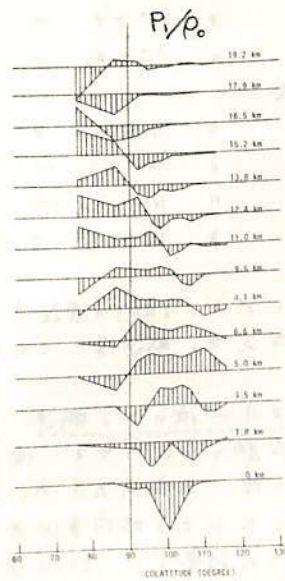


図 3. 局所熱源による大気潮汐の余緯度分布

川平浩二
(京大・理)

1. 研究の目的

中緯度の冬季電離圏高度異常は、多くの観測の積重ねによって、その要因についてもかなりの程度、判明して来た。観測例の示す共通した特徴は、[NO]の増大を伴ってこのことであり、量的にみて通常の5倍以上、時間的にみて、2〜3日程度の持続期間があると考えられる。このような[NO]の変動については、ろろネタリ-波による要因を調べることがある。季節変化の如き長期向の変動だけでなく、短期向の1か月前の変化があることには、[O₂]等の輸送も異なれば異なると考えられる。

ここでは、まず、基本電化層反応をとり上げ、[NO]とろろネタリ-波のcoupling効果を種々の方面から調べることにした。

2. [NO] に関する電化層反応

Ogawa-Schwartz, Kondo-Ogawa によって得られた反応式について、近似的に[NO]の特性を示す反応をとり上げ、その連続の式から波のキャパシタンスを考へる。但し、キャパシタンスの起り得る[NO]のlife timeの長い 75〜95 km 高度を対象にする。

[NO] と [NO₂] = [N] + [NO] + [NO₂] とおき、
生成反応は

1. $N_2 + h\nu \rightarrow 2N(^2D, ^4S)$
2. $N_2 + e \rightarrow 2N(^2D, ^4S) + e'$
3. $NO^+ + e \rightarrow N(^2D, ^4S) + O$
4. $O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$

消滅反応

5. $N + NO \rightarrow N_2 + O$
6. $N + NO_2 \rightarrow N_2O + O$
7. $NO + h\nu \rightarrow NO^+ + e$
8. $NO + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O_2$

これらの反応により、[NO]の連続式を求め、zonal mean として、Kondo-Ogawa によって得られた分布を与えて、輸送量について求める。

3. ろろネタリ-波による輸送

定常問題として、まず波の構造を求め、波による[NO]の変動と輸送 [NO]' \cdot W' を求める。その際、反応式の定数、昼と夜の差を与えて、輸送による効果も推定する。又、一次元モデルによる時間変化を与えて数値モデルの結果を調べる。

これらの結果より、[NO]変動が(冬季にみられる)どのような機構によるか、ろろネタリ-波にどのように関係しているかを調べた。

前田 憲一
京都産業大学理学部

1. $j_z = 0$ について

従来ダイナモ層は上下境界外を non-conductive な水平薄層と仮定し、垂直電流をゼロと見做している。この結果として特に顕著なことは、磁気赤道中心の狭い belt に東西の conductivity の enhancement が起こることである。しかし sheet の内部を考えると $j_z = 0$ の仮定には疑問がある。また赤道以外にもこの考え方を apply すると不都合が生ずる。

2. $\partial j_z / \partial z = 0$ とする場合

sheet 内電流を3次元とし、 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ の条件を apply する。 $\nabla \cdot \mathbf{j}$ のうち $\partial j_x / \partial x, \partial j_y / \partial y$ (x は南向き, y は東向き) は, j_x, j_y の変化がゆるやかなためゼロと見做すと, $\partial j_z / \partial z = 0$ と得る。磁気子午面 (xz 面) 内電場が磁場に直角として, この条件下で j_z を求める。

$$j_z = \tilde{\sigma}'_{zx} E_x + \tilde{\sigma}'_{zy} E_y + \tilde{\sigma}''_{zz} F_y \tag{1}$$

$$F_y = -B_0 \partial P / \partial y / j \omega \rho, \quad F_x / F_y = -j \omega \tag{2}$$

$$\tilde{\sigma}'_{zx} = \sigma'_{zx} - \cot I \cdot \sigma'_{zz}, \quad \tilde{\sigma}''_{zz} = -j \omega \sigma''_{zx} + \sigma'_{zy} \tag{3}$$

(1) に $\partial j_z / \partial z = 0$ を apply して E_x を E_y と F_y の関数とあらわし, j_x, j_y の表式を求める。

$$j_x \text{ 省略}, \quad j_y = \tilde{\sigma}'_{yy} E_y + \tilde{\sigma}'_{yy} F_y \tag{4}$$

$$\tilde{\sigma}'_{yy} = \sigma'_{yy} - \frac{\partial \sigma'_{zy}}{\partial \tilde{\sigma}'_{zx}} \tilde{\sigma}'_{yx}, \quad \tilde{\sigma}'_{yx} = \sigma'_{yx} - \cot I \sigma'_{yz}, \quad \tilde{\sigma}'_{yy} = j \omega \sigma'_{yz} + \sigma''_{yy} - \frac{\partial \sigma''_{zx}}{\partial \tilde{\sigma}'_{zx}} \tilde{\sigma}'_{zx} \tag{5}$$

(5) の中1式の $\tilde{\sigma}'_{yy}$ が重要で, $j_z = 0$ の条件下のもの $\tilde{\sigma}'_{yy}$ とし, 赤道下で比較すると

$$j_z = 0: \quad \tilde{\sigma}'_{yy} = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \tag{6}$$

$$\partial j_z / \partial z = 0: \quad \tilde{\sigma}'_{yy} = \sigma_1 + \frac{\partial \sigma_2}{\partial \sigma_1} \sigma_2 \tag{7}$$

3. 考察

$\tilde{\sigma}'_{yy}, \tilde{\sigma}'_{xy}$ (南北方向) の高さ分布を図1に示す。

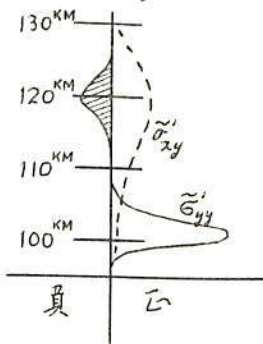


図1

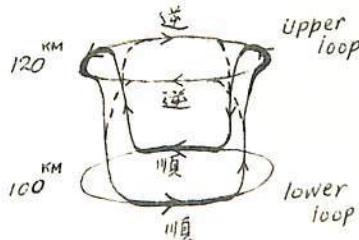


図2

$\tilde{\sigma}'_{yy}$ に顕著な負の領域があるのが特徴である。尤も電流はこれに代りて定まるのでなく F_y に基くものもある。(4)の $\tilde{\sigma}'_{yy}$ と $\tilde{\sigma}'_{xy}$ (示していない) も重要であるが、大勢は $\tilde{\sigma}'_{yy}, \tilde{\sigma}'_{xy}$ に依っている。 $\tilde{\sigma}'_{yy}, \tilde{\sigma}'_{xy}$ だけが電流素を成すと図2のようになる。
また $\partial j_z / \partial z = 0$ とするのを一時ありと想像されるので、この点も検討の必要がある。

白木正規
地磁気観測所

二三年前、日本のわかれわかれの三つの観測所、柿岡(1913-1976)、世碓別(1958-1973)および鹿屋(1958-1973)の地磁気三成分の資料を用いて、地磁気太陽日変化の解析がなされ、その詳細について、二ヶまでの学会で報告された。今回は、二ヶまでの解析結果の一応のまとめについて報告する。我々の三つの観測所の解析結果を議論するにあたって、その後著者によって解析された世界の14地点の解析結果と、他の研究者によって解析された9地点の解析結果も同時に用いる。

年平均の解析結果については、主として、電流系を中心緯度と海洋ダイナモ効果について議論する。

季節平均の解析結果については、まず、日本の季節変化が、太陽日変化の季節変化と比べて非常に異常であることを示す。更に、この異常な季節変化は西太平洋域に固有なものであり、また、地域によって季節変化に違いがあることを示す。この季節変化について、いくつかの考察がなされ、もっとも有力な原因として、ダイナモ層の太陽潮汐運動が示唆される。

太陽黒点数依存と地磁気活動依存の解析結果では、結果が非常に複雑であることを示す。これに対する原因について又、その考察がなされたが思わしい結論は得られていない。

について

角村 悟 荒木 徹
京大 理

磁気赤道付近では、昼側に現れる SC⁺ の PRI (Preliminary Reverse Impulse) に対応する逆センスの変化が夜側でも観測されることがわかったが (1978年春の学会予稿集 P.60 参照)、この夜側の変化には equatorial enhancement が検出されるであろう。PRI 電流系は極起源の電離層電流によるとするのが最も妥当と考えられるので、この事は、夜側では電離層電流に equatorial enhancement を起こらないう機構があることを意味する。

そこで、0h00 と 12h00 のそれぞれの LT における典型的な conductivity の分布について、Sugiura and Poros (1969) の方法を用いて meridional current system を数値計算し、磁気赤道付近での height integrated east-west current の緯度変化 (図1) と磁気赤道での east-west current density の高さ変化 (図2) の昼夜の違いを調べた。それによると、夜側では昼側よりも height integrated current の enhancement rate が小さくなることも予測される。これは、夜間では F 層電流の寄与が大きいことによると思われる。

以上は、conductivity の垂直分布のモデルのみに依存した結果であるが、その他に、two stream instability によって電場がおさえられることによる効果についても考察したい。

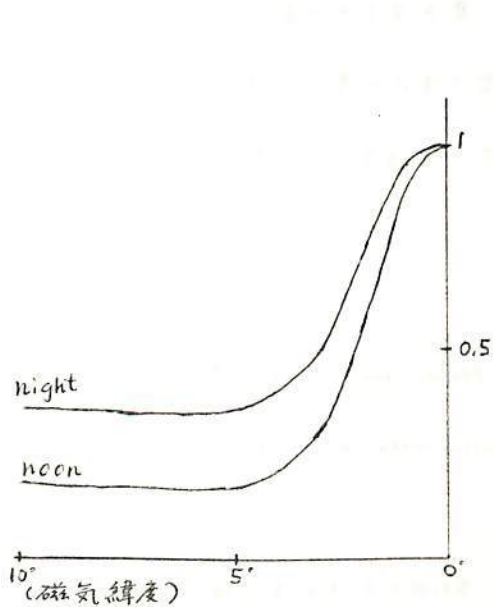


図1. 昼、夜の height integrated current. それぞれ赤道での値で normalize してある。

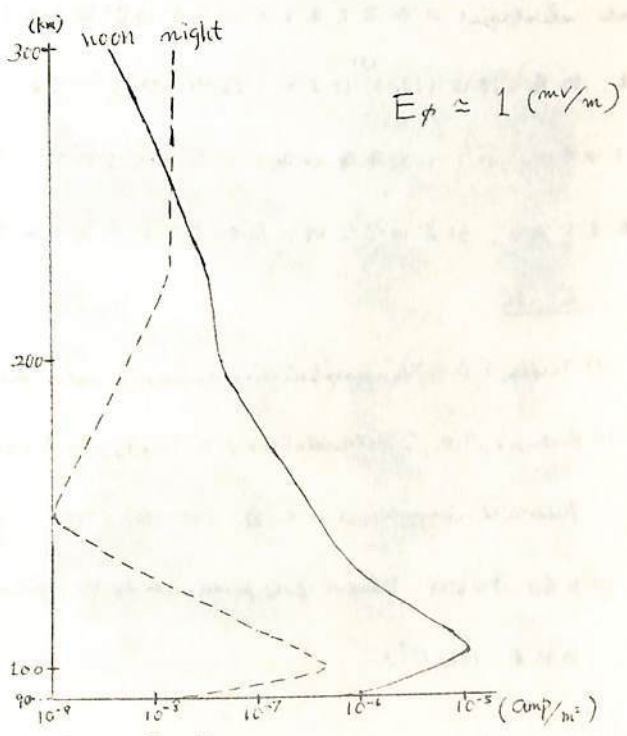


図2. 昼、夜の east-west current density at equator

竹田雅彦・前田 坦
(京都大学理学部)

前回は、午後の赤道における Counter-electrojet の等価電流系や、低緯度でのその振中分布が、大気半日同期潮汐 (2, 2), (2, 4) モードによって生じるとされるそれとよく似ており、その赤道付近での局在性をかなりよく説明できることを報告した。しかし、その頻度や強度についてはなお問題が残る。すなわち Counter-electrojet は地磁気静穏日のうちの限られた日 (1/4 以下) にしか見られない現象である。しかるに半日同期の風は元々 Robles et al. (1977) の Review にみられるように通常の状態でも決して弱くはなく、今まで一般に行われてきた、垂直電流を無視した S_q タイプの計算方法による半日同期の風による電離層電流の計算では、ほとんども Counter-electrojet のようなものできている (Tarpley, 1970)⁽¹⁾, (Richmond et al., 1976)⁽²⁾。したがって本当に半日同期の風が、時々発生する counter-electrojet の原因であるかどうかは問題である。垂直電流の効果が無視できないことは、加藤・津田 (1977)⁽³⁾ によって指摘されているが、高さ変化の甚しい半日同期の風については特にこのことが重要であると思われるので、目下、垂直電流の効果を含んだ計算を準備中であり、結果は学会時に報告できる予定である。

文 献

- (1) Tarpley, J. D.: The ionospheric wind dynamics-II solar tides, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1091-1103, 1970
- (2) Richmond, A. D., S. Matsumita and J. D. Tarpley: On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere, *J. G. R.*, **81**, 549-555, 1976
- (3) 加藤・津田敏隆: Electric field production by the dynamics, 第 61 回日本地球電気磁気学会講演要録集, **108**, 1977

HF電波吸収の Winter Anomaly と降下電子との関連

佐藤 輝夫
(兵庫医大・物理)

f_{min} 増大を HF 電波吸収増加とみなして中緯度地方における HF 電波の Winter Anomaly について調べた。前回には黒点極大期(1959-1961)における Winter Anomaly の解析結果についてのべたが、今回は黒点極小期(1963-1965)における解析結果を主として、吸収の南北共軌性についてものべる。用いた資料はソ連12ヶ所、日本2ヶ所、北アメリカ12ヶ所のサーplotである。結論は次のようである。

1. 黒点極小期における Winter Anomaly の発生頻度は極大期にくらべ少い。このことは長期的見地からみて、Winter Anomaly が地磁気活動度と関連あることを示している。
2. 黒点極小期においても 極大期と同じく Winter Anomaly は広範囲(普通経度にして数十度)に同時に発生する(少くとも使用した観測点の周囲には)。又、その発生は SC storm の SC 後1~3日であり、storm が trigger の役割をしているように思われる。
3. 黒点極大期、又は中期には 南北両半球の共軌点に同時に(同じ UT) 吸収があることが屢々みられる(勿論この場合 南半球は夏であり その吸収値は小さい)。このことは Winter Anomaly の原因が主として Slot Region からの降下電子である可能性が大きいことを示すものと思われる。

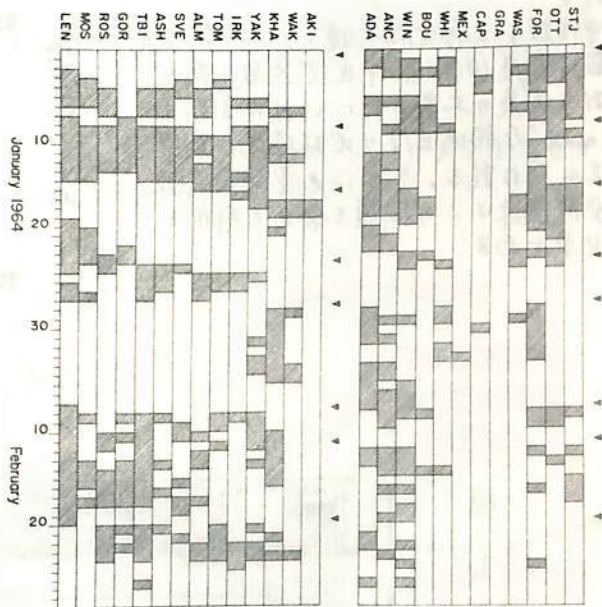


図1. f_{min} 異常増加の一例
斜線部分は $\Delta f_{min} > 0.5 \text{ MHz}$ をあらわす。
▲は SSC を示す。

電離層における電離大気の変動周期の測定
(HFドップラー観測)

筒井 稔、見持圭一、辻井常男、小川 徹
(京都大学 エ学部)

電離層電離大気のダイナミクスを明らかにするために、その大気中で存在している波動についての分散特性を明らかにする必要がある。短波の標準電離を利用したドップラー観測ではE層から下層にかけての大気波動の検出が可能と考えられる。筆者等はこの変動の周期成分を連続に記録するための装置の開発を行ない、最近興味ある結果が得られるまでにこの報告する。

図1は4チャンネルの標準電波のドップラー周波数変動(下図)及びその内の8MHz信号の変動周期解析結果(図上)と示している。ここで表示周期成分とはその時刻より以前90分間の変動周期解析結果を意味している。図1において8分以上の長周期成分のグループと5分以下の短周期成分(特に2分30秒付近に中心をもつ)のグループに分ける事が出来る。即ちHinesの理論で言うGravity WaveとAcoustic Waveの二つのモードに相当している可能性がある。周期の時間的変化は波動の分散特性を調べる上でも極めて重要であるが、JY 8MHzを用いている関係上時間変化は同時に反射高度の変化を兼ねている。そこで今回は特に長周期成分のカットオフが高度と共にどのような変化としていけるかを調べてみた。

図2は反射高度(h')に対するカットオフ周期を示したものであり反射高度が低い程周期は長くなる事を示している。一般にGravity Waveは粘性のために高度が高くなるれば周期が長くなること言われるが、本観測結果は逆の傾向を示している。この点については今後の定量的な解析が必要である。

中性粒子と荷電粒子(電子)との衝突周波数は高度100km付近で急激に減少しており高度の上昇と共にいわゆる"Field dominant"な領域となり地球磁場の影響が大きくなる。そのため電離大気波動の分散関係はこの問題を含めて解析を行う必要がある。

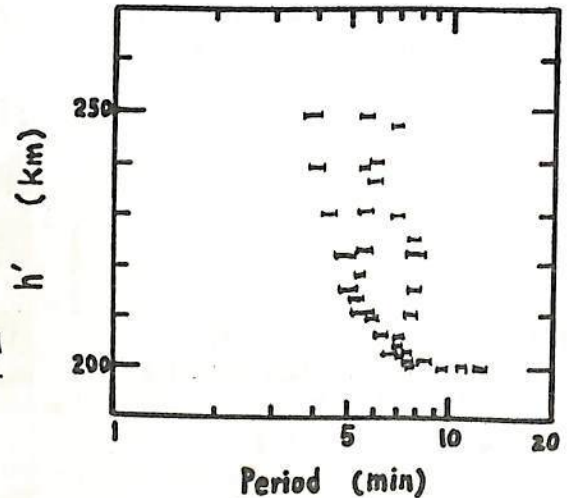
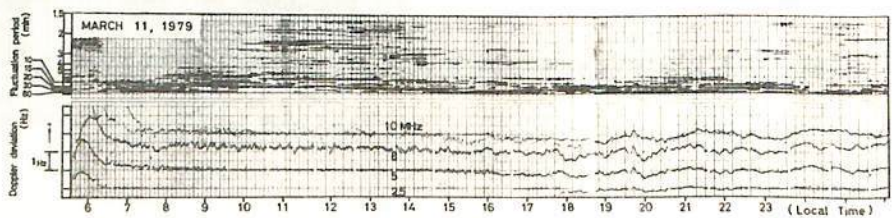


図2

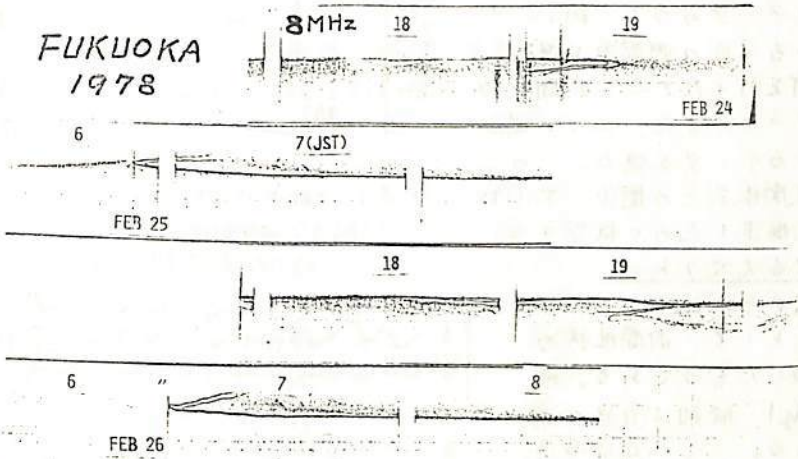
図1
1



九州大学 理学部 北村 泰一

8 MHz の JJY を福岡で受信しているとき、そのドップラー信号は1月～3月にかけて、強くと毎日下図のようなドップラーパターンが得られる。信号の出始め、終了時

間は、それぞれ電離層高度での日出、日没時間とほぼ一致するが、これらの現象は日出効果、日没効果と考えられる。



このフック状のドップラーパターンは、トランスミッションラインとイオノグラムとの交差が時間と共に変化すると考えることにより説明がつく(詳細は講演時)

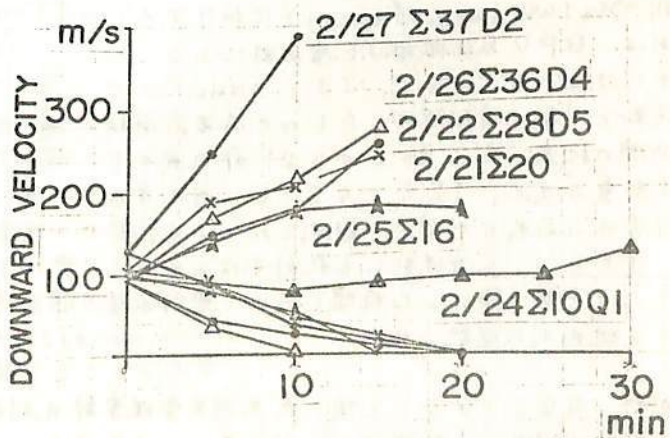
ここで、上図のドップラー量を見掛けの高さの下降速度に変換し、それを時間に対してプロットしたのが下図である。この下降速度の時間に対する変化は日々異なり、その変化と、その日のΣKp と比較すると明らかKp 依存性が認められる。このKp 依存性は特に伝播2経路(近経路と遠経路)のうち特に遠経路に大きくあらわれている。

東京-福岡間の直線距離はおよそ930 Km であり、8 MHz の JJY の等偏角直用波数は 4.6 ~ 1.6 MHz 程度となるので上図の場合は E 層反射と考えられる。

E 層は通常地磁気活動に対して安定していると考えられているが、

日出とともに E 層が下降するさま、また日出とともに電子密度が増加する過程が magnetic に control されているという事実は興味あることである。

このドップラー量の Kp 依存性を利用して、日出時における電子密度の生成モデルとその Kp 依存性が求められるので、その結果もあわせて報告する予定である。



孤立波TIDの連続周期解析

長野 勇 満保 正喜 橋尾 幸博

(金沢大工)

はしがき ある時刻に多くの周波数成分を有するTID波動が発生した時、大気の分散性から、ホイスタ空電に類似したスペクトルの観測が期待される。(1)金沢で観測した短波ドップラデータのうち、特に、ウェーブ的TIDが発生している付近の時間帯を選び、MEM法による連続周期解析を行ったところ、時間推移と共に波動周期が減少するデータ、また、二つの周期成分がそれぞれ減少、増大するデータを得た。この二例について、大気波動の分散関係式との関係、TIDの発生時刻および伝搬距離を推定したので報告する。

分散関係式から予測されるスペクトル

図1は大気波動の分散関係式から、 k ベクトルと天頂とのなす角をパラメータとして、時間推移のスペクトラム(周期)を裏付けたものである。横軸は時間に比例する値で $1/c|y|$ 、縦軸は音波の遮断周期 τ_a で規格した周期である。ここに c は音速、 y は群速度である。 $\tau_b < \tau_a$ の曲線は、それぞれ内部重力波、重力音波を示している。TIDの発生時刻は、横軸 $\tau = 0$ に相当する。

観測データ

図2は、10MHz(JJY)ではなく上海BPV局のドップラ変動について、MEMを使用して1時間データの拘束平均により得た周期の時間的変化を示している。周期は時間経過と共に、19.4分から9分に変化している。図1の理論曲線と対比すると、内部重力波であることがわかる。時間経過と共に漸近する9分周期は、CIRAモデルから得られる高度120kmの浮力周期 $2\pi/\omega_b$ (ω_b : buoyancy frequency)に相当する。これは、BPVの伝搬路はE層反射によることを裏付けている。図3は、JJY、8MHzドップラ変動を同様に周期解析したものである。周期が時間の経過と共に34分から21分に減少する内部重力波と、12分から20分に増大する重力音波の両成分が同時に観測されている。

まとめ 大気波動にも数例ではあるが、ホイスタ空電に類似した時間と共に、周期が変化する観測例が確認された。

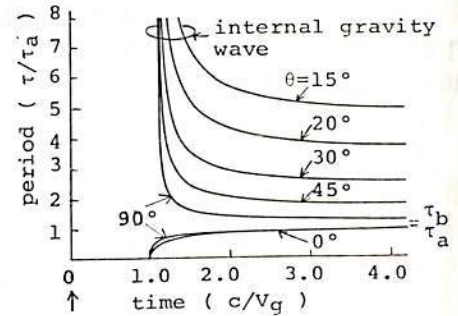
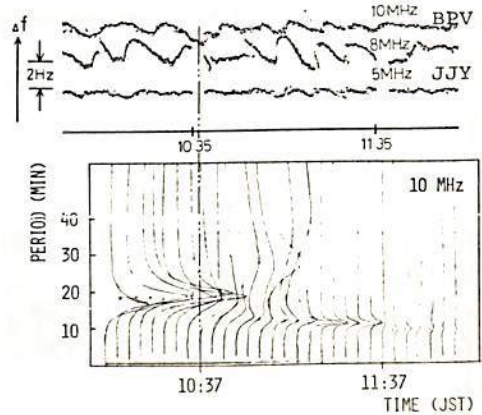
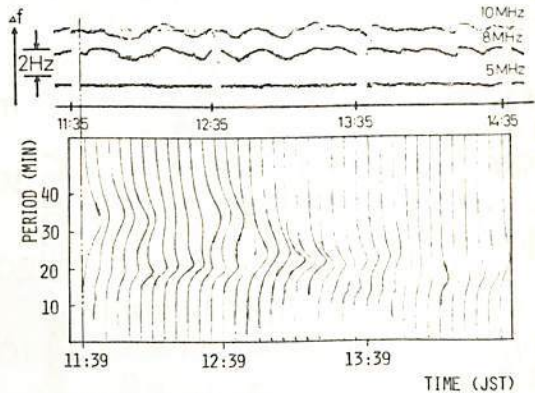


図1 時間推移に対する大気波動周期



27 DEC 1977

図2 MEM法による連続周期解析



JJY 8 MHz 7. NOV. 1977

図3 MEM法による連続周期解析

謝辞 有益なコメントを頂いた九州大学理学部北村泰一助教授に感謝の意を表します。
文献(1)北村泰一 極化研シンポジウム 1978.

上部電離層小振幅じょう乱のスペクトル特性
及び位相速度分散特性

月尾 修*・奥沢隆志・土橋俊夫・柴田 高

電気通信大学 (*現在 電電公社)

1975年11月以来、菅平においてHFドップラ法による上部電離層の定常観測が行われている。受信対象はJJY標準電波の2.5, 5, 8 MHzの3波である。受信ドップラ周波数偏移は平常においても「ゆうぎ」を示し、その大部分は電離層反射高レベルの波動現象(TID)を反映したものと考えられる。今回は、TIDの伝搬機構の解明に重要なスペクトル特性と位相速度分散特性について、HFドップラデータより得られた結果について報告する。

現在、JJY標準電波には毎時4分間の停波期があるので、連続受信信号は56分間となる。そのため、変動周期が10 min から2 h へと及ぶTIDのスペクトルと卓越周期の位相速度を求めることは困難である。そこで解析にあたって、MEM予測誤差フィルターを導入してJJY標準電波の停波部を予測・充てんし、数時間長の連続時系列とすることによりさきの問題点を解決した(図1参照)。これにより初めて、長周期まで信頼性のあるスペクトル解析が可能となった。

解析データ選択には、1)連続背景成分であること(δ字等が存在しない)、2)小振幅じょう乱であること、3)昼間時のデータであり連続受信時間は6時間程度であること、の条件を課した。スペクトル特性については、1976年のドップラデータから8 MHzについて11例、1977年のデータから5 MHzについて2例の解析を行った。分散特性については、1977年度の3点観測データ(犬吠, 清水, 菅平)の解析を行った。

本解析により、medium scale TID について
i)スペクトル特性は微細的には複雑であるが、基本的には2~4個のピークをもつスペクトルとして取り扱うことができるということがわかった(図2参照)。
ii)スペクトルは一定時間内ではほぼ同一の様相を示し変動波が定常的に存在していることが明らかになった。
iii)水平方向位相速度の分散は、変動周期の増加に伴い位相速度が減少する傾向を示し、Klostermeyerによって導かれた理論的分散特性を支持することがわかった。(図3参照)。

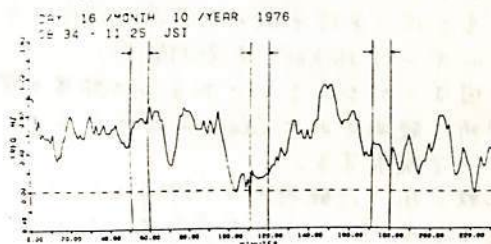


図1 予測・充てんされたHFドップラデータ
(矢印で示された部分が予測・充てんされた停波区間)

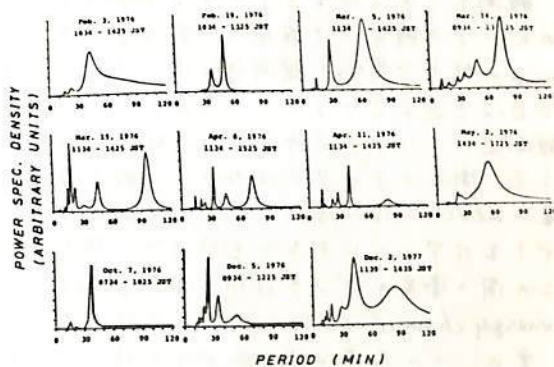


図2 スペクトル特性

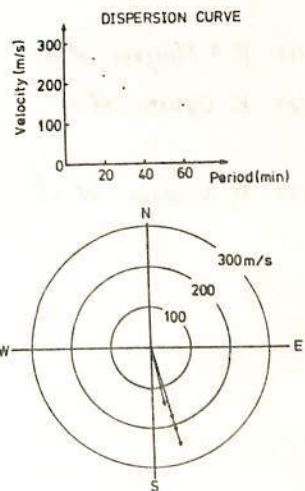


図3 位相速度分散特性

モンテカルロ計算による太陽硬X線の大気による散乱について

小倉 弘一 小西正弘*

日大生産工 理研*

地球大気上層から中層部での硬X線の吸収、散乱の様子を調べ、気球高度で観測されるオーロラ、太陽、銀河X線などの観測データ解析の一助とすべく、X線の地球大気透過のモンテカルロ・シミュレーションを行った。計算はARDC model, 1959⁽¹⁾の大気モデルをもとに、平行平板の大気層を仮定して行い、光子の進路は大気の厚さ $30g/cm^2$ まで、エネルギーは15KeVまでを行った。

今回はこのシミュレーションの結果と実際に気球高度(7mb)と人工衛星(OSO-5)で同時に観測されたClass 2Bのフレアに伴う太陽硬X線のデータ^{(2),(3)}とを比較した結果について報告する。

比較に用いた観測例は1970年2月11日のイベントで、衛星、気球ともにX線検出器としてシンチレーション・カウンターを用い、25KeV—200KeVのX線を観測している。気球のカウンターはomnidirectionalなものであり、バースト時の気球からの太陽天頂角は 60° であった。

観測データと衛星のデータをinputしたモンテカルロ計算とを比較した結果、バーストのピークの時刻では両者の一致がみられ、バーストのdecay phaseのときはモンテカルロの結果と気球の観測値の間にかなりのズレが出てきた。実は、衛星はイベントの途中で日没を迎えているが、この直前約1分前あたり、この傾向があらわれている。この間の観測値について見ると、気球ではX線カウント数が徐々に減少していているのに対して、衛星のデータではカウント数の徐々に増える傾向がある。とすべく、日没直前の衛星のdetectorは太陽からの直進X線が少なくて、おそらく、大気の厚い所で散乱されて出て来たアルベド光子をも合わせて検出していたのはなにかと考へると、この間の衛星のデータは相当量のBuild up (例えば、decay phaseの途中の時刻で、lower energy channelで約3~4倍)を受けていることになる。

更に、この太陽X線の拡がりの様子や気球高度でのBuild upの様子についても言及し、加之、一様なエネルギー分布を持つX線が大気層に入射させた場合について計算した上で、大気の厚さ各層でのX線の状態について報告する。

(1) R.A. Mingner et al. Airforce Surveys in Geophysics, No115. (1959)

(2) K. Ogura et al. 12th Inter. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Conference Papers
 2 432 (1971)

(3) M. Kodama et al. Rep. Ionos. Space Res. Japan, 25 285 (1971)

田中 高史
電波研究所庶務室

1. 序論

熱圏での電離によるEUV吸収過程において、放出されるエネルギーのうち何%が最終的に中性大気の熱エネルギーとなるかについて計算を行った。この問題は古くより研究されており⁽¹⁾⁽²⁾、最近では Stolarski et al. (1975)⁽³⁾により精確に計算され、 120 から 200 km の下部熱圏における加熱効率は 30 から 40% のあいだであることが結論されている。我々がここで再び計算を行った目的は以下の理由による。(1)最近のEUVフラックスの観測によれば⁽⁴⁾⁽⁵⁾、Hinteregger (1970) の観測は 630 \AA 以下の領域で問題があり、EUVフラックスはこれまで考えられていたよりもっとハードであると結論されている。よってこの新しいスペクトルで再び上記の計算を行う必要がある。(2)熱圏温度の計算において、Hinteregger (1970) flux は約2倍されねばならないとの根強い主張があり⁽⁶⁾、これだけのEUVフラックスは上記の新しいデータを用いても存お満されたい。よって加熱効率から 30 から 40% の値でよいかをさらに念を入れて確認したい。(3)新フローのマイクロプロセスとして、NOやNO⁺からの赤外放射⁽⁷⁾、二次電離、前欠解離、その他のマイナーな効果もすべて含めて、マイクロプロセスを詳細に追っまゆき、加熱効率をさらに正確に計算したい。

2. モデル

計算は電離圏、熱圏の数値モデル⁽⁸⁾を用いて行った。モデルに含まれる大気の組成は、(1)N₂、O₂、Oの主要成分(2)クエンチ可能な中性成分としてN₂(A³Σ⁺), O₂(a¹Δ_g), O₂(b¹Σ_g), O₂(A³Σ⁺), O(1D), O(1S) (3)微量中性成分としてNO, N(⁴S), N(²D), N(²P) (4)主要イオンとしてN₂⁺, O₂⁺, O⁺, NO⁺, H⁺ (5)クエンチ可能なイオンとしてO₂⁺(a¹Π_u), O⁺(²D), O⁺(²P), (5)微量イオンとしてO⁺⁺, N⁺ である。不安定成分は、中性、イオンともクエンチせず、すべて大気光を放出するとして計算する。モデルは、イオン化学反応といっしょに中性化学反応も含み、化学反応のレートはAE-Cチームにより求められた最新のものをを用いた⁽⁹⁾。また大気モデルもわりあい最新のM S I Sモデル⁽¹⁰⁾を用いた。光電子過程のデータはStolarski et al. (1975)⁽³⁾とほぼ同一である。

3. 結果

計算結果を表1表に示す。加熱効率が40%を越すことはまずないと思われる。中性大気の反応に伴う

加熱はわりあい大きく、イオン化学反応だけ考えたのでは加熱効率は正しく計算されないことかわかる。全体として卓越した過程はなく、多くのプロセスのつみ重ねとして決る。

- (1) Izakov (1970) Geomag. Aera. 10, 219. (6) Roble and Dickinson (1973) JGR 78, 249.
 (2) Chandra and Shinha (1973) PSS 21, 593. (7) Gordiets et al. (1973) PSS 26, 933.
 (3) Stolarski et al. (1975) JGR 80, 2266. (8) Tanaka and Hirao (1973) ISAS report, No 416.
 (4) Heroux et al. (1974) JGR 79, 5237. (9) Torr and Torr (1978) RGSS 16, 327.
 (5) Higgins (1976) JGR 81, 1301. (10) Hedin et al. (1977) JGR 82, 2139.

	(140 km)	(190 km)
中性化学反応熱	6.78 %	9.01 *
" クエンチ熱	3.32	4.38 *
" long wave	10.5	11.1
" short wave	14.3	13.8
イオン化学反応熱	8.77	11.0 *
" クエンチ熱	0.05	0.22 *
" long wave	0.33	0.66
" short wave	18.2	10.0
NO NO ⁺ 赤外	2.74	2.93
化学励起 N ₂ vib	1.96	3.16 *
O-O energy	10.55	13.92
2nd O-O energy	3.53	2.57
pre-diss.	0.27	0.20 *
p.e. N ₂ vib.	5.33	4.82 *
" 体 short	0.18	0.14
" O-fine	2.24	1.63
" 電子加熱	3.33	5.41 *
中性大気加熱	29.8	38.2
(* total)		

表 1

岩坂泰信 and L. THOMAS**

* 名古屋大学水圏科学研, ** Appleton Laboratory

The coefficients for the combination of electrons and ions with neutral and charged particulates are derived using an extension of Natanson's theory of electron and ion capture. Attention is concentrated on the situation in which the electron and ion mean free paths are large compared with the particle radii, and the results are used to assess the importance of attachment to particulates in the ionization balance at mesospheric height.

We can write the loss rates of electron, positive ion and negative ion as following forms,

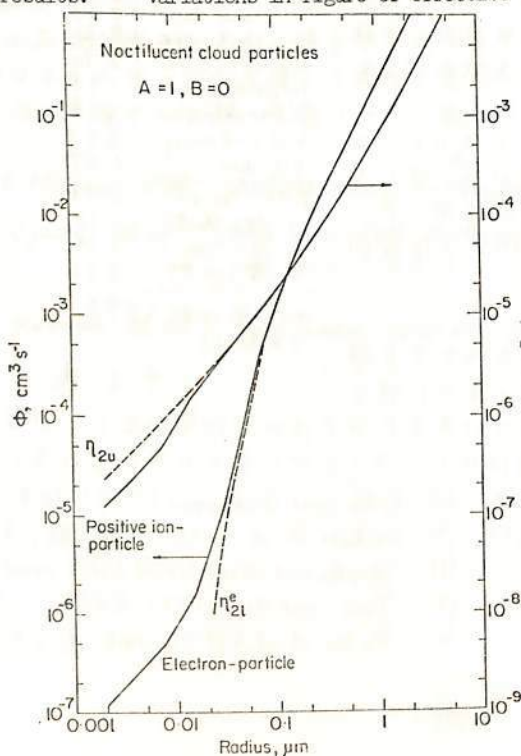
$$n_e J_e = n_e \int n(R) \Phi_e(R) dR$$

$$n_+ J_+ = n_+ \int n(R) \Phi_+(R) dR$$

$$n_- J_- = n_- \int n(R) \Phi_-(R) dR$$

where n_e = electron density, n_+ = positive-ion density, n_- = negative-ion density, $n(R)$ = size distribution function of particulates, R = radius of particle, and Φ = the function of R , and ratio of charged particle density N^{++}/N^+ , N^{--}/N^- , N^+/N_0 , N^-/N_0 : N^{++} means the density of particulates with two positive element charge. In figure 1, we show the sample of some numerical results. Variations in figure of effective combination coefficients for

Fig. 1



positive ions, negative ions and electron capture by noctilucent cloud particles as functions of particle radius.

references

The influence of particulates on ionization densities in the upper stratosphere and mesosphere, Y. Iwasaka and L. Thomas, J.A.T.P. (to be published).

国土地理院 水野浩雄

一等磁気測量の成果により、年変化量分布図と画くと、そのパターンが時間的にすみやかに変化することは再三論じてきた。この変動がはたして地球内部に起因するものか、外部原因による変化と画いていふのは問題点である。従来は *free hand* でコンターと画いた分布図を用いてきたが、今回は、年変化量の分布と経緯度の二次式で表わし、これを用いて場の *radial* 方向の微分 ($\frac{\partial X}{\partial r}$, $\frac{\partial Y}{\partial r}$, $\frac{\partial Z}{\partial r}$) と計算して、地球から遠ざかるにしたがって場が減衰するか増大するかとみることにより、この問題と判断するものと試みる。但、 X , Y , Z はそれぞれ成分の年変化量とあらわすものとする。

磁気異常が観測所における年変化量と、通常用いられる経緯度の二次式による分布式 ($\text{not } H=0$ の条件を満たす) にあてはまる。場がポテンシャルを持つことから、それらの係数を用いて、任意の点で $\frac{\partial X}{\partial r}$, $\frac{\partial Y}{\partial r}$, $\frac{\partial Z}{\partial r}$ と求めることができる。1953年及1954年以降隔年毎に、日本の北部 ($\rho=42^\circ$, $\lambda=141^\circ$), 中部 ($\rho=36^\circ$, $\lambda=138^\circ$), 及び西部 ($\rho=34^\circ$, $\lambda=132^\circ$) の三島において、それらと求め、 r の増大にともなう場が減衰する場合に O 印とつけたのが別表である。表中 F は $F=\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}$ で与えられる年変化量ベクトルの絶対値である。また「島の数」の欄は各々の年の分布とよめるのに使用した一等磁気異常観測所の数で、1960年代末以降、磁気測量の全ツボ力と一等磁気測量の維持に集中したことにより、利用できる島の数が増加した。

決定された分布式の精度を示す (入力値-計算値) の二乗平均残差は最も大きいもので1953年の Z の 3.7 mT/year であるが、全体の82%の場合 (39107式の中321について) 2 mT/year 以下であり、満足すべき精度で年変化量分布がきまっていたとみられる。

別表にみよように、使用島の数が30を越える1966年以降 O 印と22%割合が大きいの。それ以前は、使用島の数が少く、及び、測定精度が低かったことにより O 印と22%の場合が数多くあっていふのであろう。特に Z の決り方が悪かったために、 $\frac{\partial X}{\partial r}$, $\frac{\partial Y}{\partial r}$ に O 印と22%の *case* が少く、それと比べて Z の *case* と比べて場の主要部分に内部原因であるという結果がでていふ。(もし、100%の成分 X , Y , Z がそれぞれ独立に O 印と22%と22%と22%と合成した F が地心距離と共に減衰するならば、年変化量の場は全体として内部原因とみてもよいのであろう。このように意味では、1960年以降は $\frac{\partial F}{\partial r}$ が O 印と22% (O 印) であるから、内部原因の磁場の変動が得られていふとみてもよいのであろう。

1970年代にはいて、磁気測量成果による年変化量分布のパターンには急速な変化があらわれた。特に注目されるのは Z であって、南に高く北に低い分布から、北西に高く南東に低い分布に変わった。すなわち、 Z の年変化量分布の *gradient* の方向は、少くとも1970年から1976年迄の間に、上述の三島においていふまでも、100度余り時計回りに回転した。

この期間には、一方で、1974年と境として日本を含むかなり広い地域において、*North Component* が減少から 10 mT/year 以上の増大に急変するということが生じていふ。時と同じくして起るこれらの変動は、共通の原因によるものであろう、そして今回の解析は、それが内部原因であることと強く示唆していふ。

このようにして、充分な島の数と適当なくり返し周期により、良い精度で磁気測量と行なうならば、地磁気年変化量分布の速い変動と進歩し、その原因の解明に寄与できよう。

	$\frac{\partial X}{\partial Y}$			$\frac{\partial Y}{\partial Z}$			$\frac{\partial Z}{\partial T}$			$\frac{\partial F}{\partial T}$			実 数
	34	36	42	34	36	42	34	36	42	34	36	42	
9	34	36	42	34	36	42	34	36	42	34	36	42	
2	132	138	141	132	138	141	132	138	141	132	138	141	
1753	○	○		○	○	○	○	○		○	○		22
54		○			○	○	○		○		○		22
56	○				○			○	○		○	○	25
58						○			○			○	27
60							○	○	○	○	○	○	28
62					○	○	○	○	○	○	○	○	24
64			○	○		○	○	○	○	○	○	○	29
66	○	○	○	○	○		○	○	○	○	○	○	32
68	○	○	○		○	○	○	○	○	○	○	○	45
70	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	61
72	○	○	○	○	○	○			○	○	○	○	75
74			○	○	○	○				○	○	○	83
76	○	○	○	○	○	○		○	○	○	○	○	59

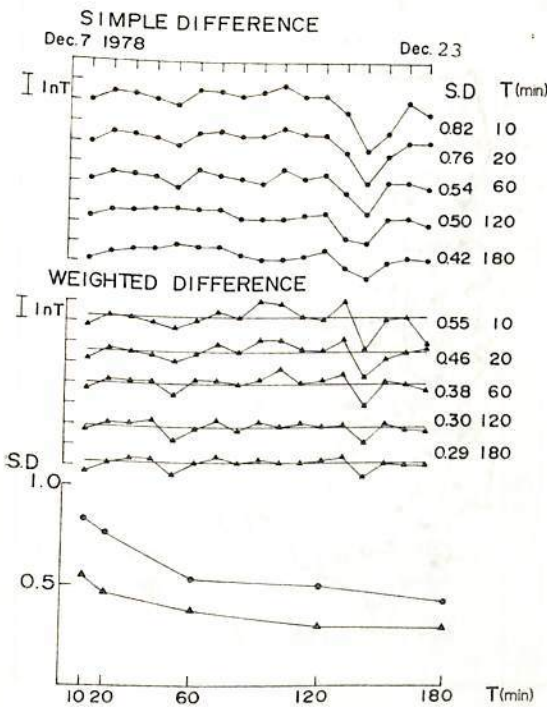
鳥取 - 山崎間の全磁力差に適用した Weighted difference 法について

住友則彦
(京大・教養)

- 2地奥間の全磁力差の見かけの変動原因として、
1. CAに由来する地磁気短周期変動の局地性
 2. 地磁気日変化の振幅・位相の地域性
 3. DR磁場変動の緯度効果
 4. 伏角・偏角差

などが考えられる。上記の諸原因に基づく変動を同時に除去するうまい方法は無い。今までに、Weighted difference 法とか、Dst 指数を利用した補正法などが提案されているが一長一短が見られる。また、これらの方は、地域によって有効な手法とそうでないものがある。得られるデータの量とか注目する期間の長さなどによっても適用し得る方法が異ってくる。

ここでは、鳥取と三日月(兵庫県山崎断層近傍)との全磁力差に関して、Weighted difference 法の有効性について検討する。解析には、2地奥での毎分観測値 22 日分を用いた。磁カ計の精度は 0.25 mT 程度である。1日毎の変動に注目している。全磁力差を求める毎日の代表値として、鳥取および三日月の 10, 20, ..., 120, ...; 180分平均値を用いて、それぞれのデータセットに対して Weighted difference 法を適用し、標準偏差を求めた。これは、全磁力差への短周期変動と長周期変動の影響の仕方の差異を見るためである。これらを図の時間帯によって行った。主な結論は次の通りである。



1. 単純差にくらべて Weight をかけた差の方が標準偏差は約 4 割小さくなる。
2. 平均時間帯の長い代表値を用いた方が一般に標準偏差は小さくなるが、時間帯によっては、この傾向からはずれることもある。夜間帯では、2時間平均値を用いるのが最適のようである。この時、標準偏差は約 0.3 mT。
3. Weight は平均時間帯の短い程大きくなる傾向にあった。(F_M - α F_T)
4. Weight は時間帯によって数%の変動があった。

左図は、17日分のデータを用いて、夜間 0~3h の時間帯によって、上記の方法を予備的に試した結果の例である。

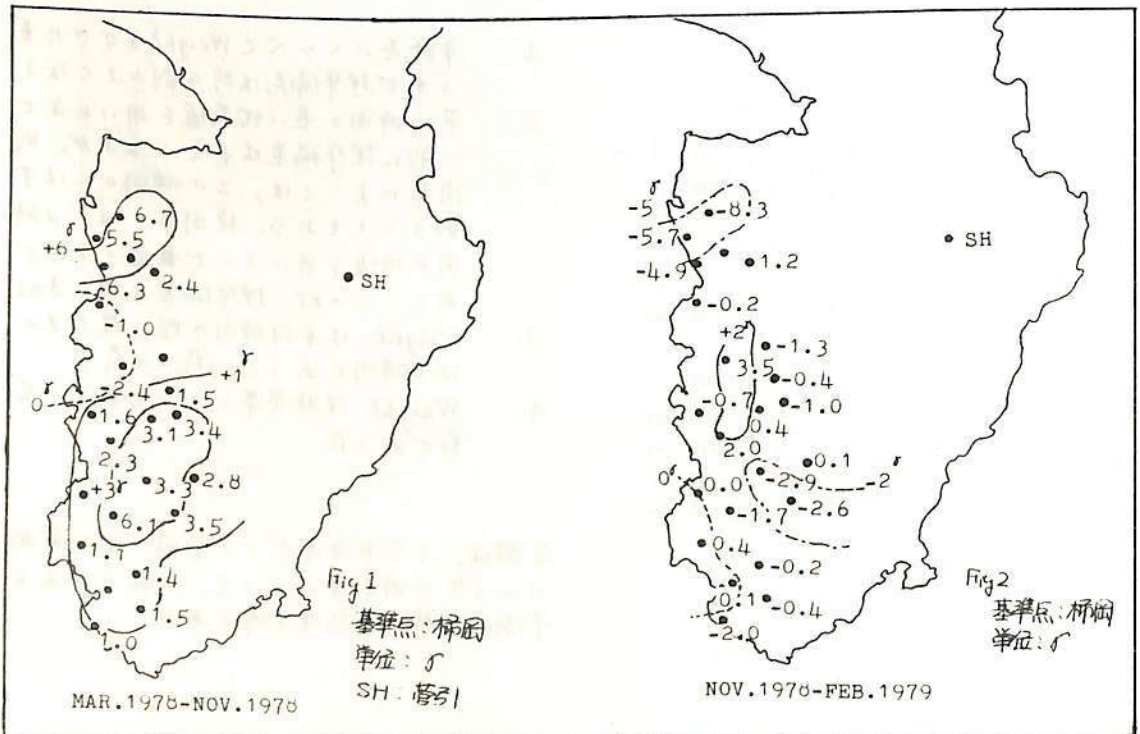
伊豆半島西部地域における全磁力観測

大志万 直人・田中 秀文
東工大・理

伊豆半島西部地域において、今年の2月23日～25日の期間に第6回全磁力観測を行った。測点は23点にあり、ほぼ伊豆半島西部地域をおおむね分布にわたっている。その23点のうちで、過去5回の観測中に再設置をよぎなくされた測点は、すでに4点となっている。ただし今回の第6回の観測においては幸にもすべての測点が無事であった。

観測は、1分間隔で20分間行ない、その平均をとった。また観測は昼間(ただし18:00～18:00)に行なわれていた。この点は、中継点として連続観測が行なわれている菅引および、松崎のデータが使えるので、伊豆半島のノイズは消えることが期待される。また西伊豆は、東伊豆を通る電車からも遠いのでこのノイズは少ないと思われる。そして、中継点と基準点(栢岡)の地磁気差は、夜間1時(LT)から1時間のそれぞれの値を用いた平均値として得られている。

観測結果をFig.1, Fig.2に示す。この結果は、菅引を中継点として得たものである。ただしFig.1においては、一部、河津を中継したものも含まれている。今回の結果を示すFig.2においては、南部域においては、変化そのものは小さいが、複雑な様相を示している。一方、北部域は、以前からの大きな値の変化をうけてきている様子である。



堀川義夫・中塚 正・小野若彦
地質調査所

§1 はじめに

地質調査所では日本周辺陸棚海域に対し空中磁気探査を行っており、53年度には房総沖～伊豆沖海域について実施した。本講演では相模灘から伊豆大島周辺海域の磁気異常分布とその解析結果について述べる。なお標記海域の地磁気調査は水陸部により行なわれ、その成果は発表されている。

§2 調査の概要

磁刀計はG804型高感度空中磁刀計を用い、航空機の位置測定はロランCおよび計地字翼を用いた。測定高度は1,500ft (ASL)で、大島地域のものは500ftで飛行した。測線はN-S方向とし、間隔は1.5KM(約2.8NM)である。データ処理はコンピュータを用いて、磁気異常の解析にはグラフィックディスプレイを用いた。

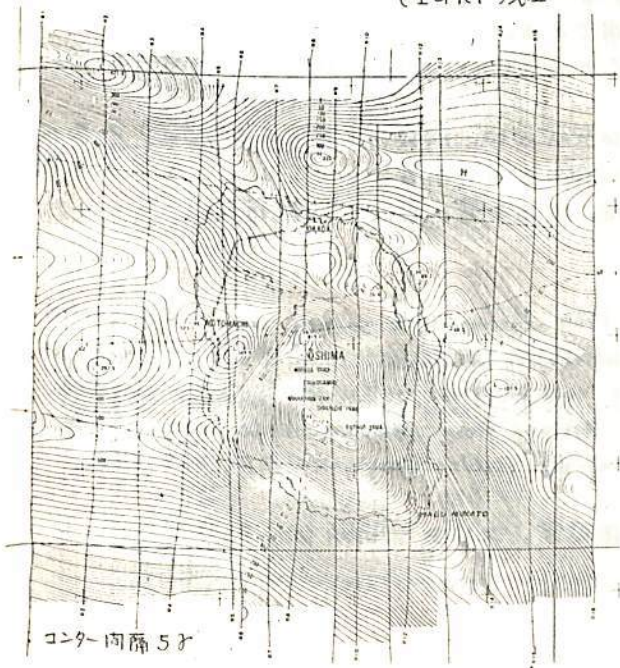
§3 磁気異常分布の特徴と解析結果

本海域の磁気異常分布は、波長・振幅等の特徴から二つのグループに大別される。

A帯：短波長・強振幅の磁気異常 B帯：長波長・弱振幅の磁気異常

A帯は相模湾西部から伊豆半島東部沖 大島周辺海域（相模トラフより西方域）にかけて分布する異常群からなっている。奥蔵-駿海-伊東沖の帯には最大振幅1000ガにおよび強振幅の異常が認められる。解析の結果、磁性岩体の埋没深度は浅くほぼ海底近く、また見掛の帯磁率は $2 \sim 5 \times 10^3 \text{ emu/cc}$ で玄武岩・安山岩等の存在が考えられる。沿岸陸域の地質分布から中新世火山岩類に起因する異常である。相模沖から大島周辺海域にかけても顕著な磁気異常群が分布し、大島三原山の磁気異常に連なっており、大島とその西方海域を含めて磁気異常ブロックを形成している。このようなことは大島西方海域に大島と同様な火山岩体が海底下に伏在していることと推定することができる。

大島およびその周辺海域 空中磁気図 (IGRF残差図)



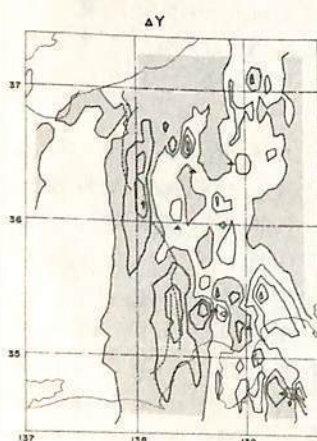
左の図は大島およびその周辺海域の空中磁気図 (IGRF残差図) である。三原山を中心としてN-W-S E方向に顕著な異常が帯状に分布する。大島北方沖にはほぼE-W方向に連なる長波長の異常は埋没深度が深く、三原山に分布する磁性岩体とはことなるものと思われる。

B帯は相模トラフの東側から三浦・房総半島に至る海域に短波長・弱振幅の相模トラフ付近の長波長・弱振幅の磁気異常が分布する海域である。相模トラフの東側はN-W-S E方向に短波長の異常が激列である。これらは三浦・三崎沖の山等の帯と一致している。房総半島南端より南方沖に分布する短波長の異常群は、古第三系層同層新第三系中新統下部の伴田層群の堆積岩中に侵入した火成岩体によるものと考えられる。

contour interval 50

石川 雄一・行武 毅

(東京大学地震研究所)



中部日本、特に Fossa Magna 地域は、顕著な地磁気異常のあることで注目されてきた。Harada (1964) は、玄武岩層のステップ状モデルを提案して、糸魚川-静岡構造線に沿った東西成分の異常を説明した。ここでは、1977年までに行なわれた航空磁気測量(全磁力)の結果を使用した。Fossa Magna 地域は、tectonic な構造が概して南北の trend をもつため、地磁気の東西成分に異常が明瞭に現れるので、Fourier 変換によって全磁力異常分布から成分の異常を求める方法 (Lourenco and Morrison, 1973) を用いて、 ΔX (北向を正)、 ΔY (東向を正)、 ΔZ (下方を正) を求めた。

また、磁化強度 $J = 3 \cdot 10^{-3}$, $1 \cdot 10^{-2}$ emu/cc の 2 通りについて、帯磁物質の 2 次元モデルを作成した。

これらより、以下の知見が得られた。

- 1) 北部 Fossa Magna には、曲がった正異常ベルト (ΔF , ΔZ) があり、Bouguer 異常の短波長 ($\lambda \leq 150$ km) 分布と相関がよい。
- 2) 南部 Fossa Magna の大きな正異常 (ΔF , ΔZ) は、 $J = 3 \cdot 10^{-3}$ の場合は Miocene の火山噴出物と、 $J = 1 \cdot 10^{-2}$ の場合は、塩基盤と、それぞれ対応する可能性がある。
- 3) ΔY では、糸魚川-静岡線 (Fossa Magna 西縁) に沿う長い正異常帯があり、西で低く、東で高い step モデルで、ほぼ説明できる。
- 4) ΔY や ΔZ の分布から、Fossa Magna の東縁も推定しうる。
- 5) 直径 20~30 km の中小規模の正異常 (ΔF , ΔZ) の多くがダイポール性のものであることが、 ΔX , ΔY より判る。これらは、火山や貫入岩体に対応する。

** 参考文献 **

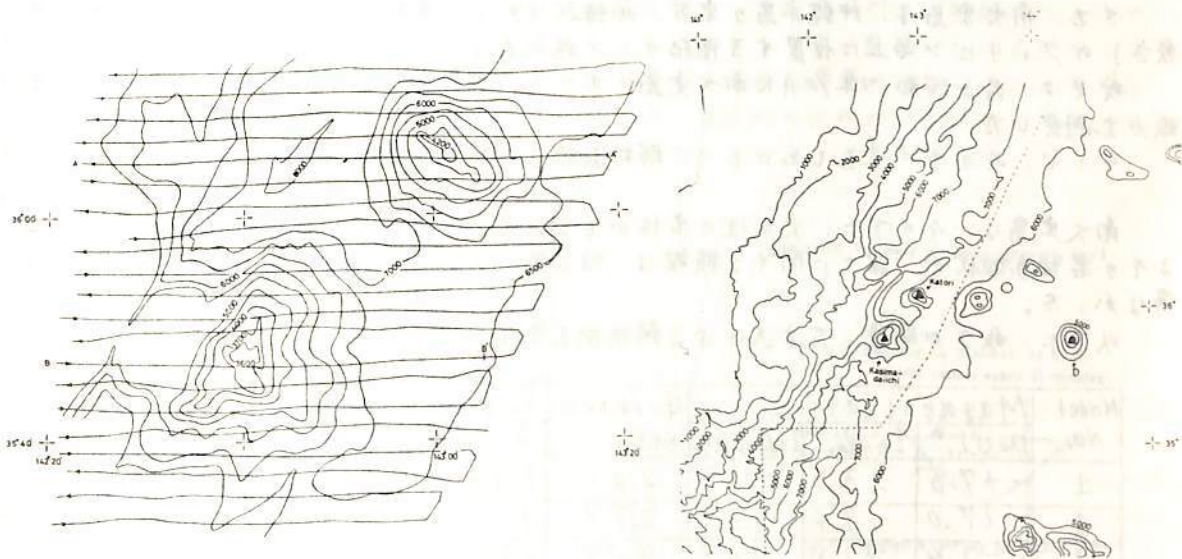
- Harada, Y., 1964, Geomagnetic survey and the magnetic anomaly distribution in Japan: Bull. G.S.I., 9, 92-153.
 Lourenco, J.S., and Morrison, H.F., 1973, Vector magnetic anomalies derived from measurements of a single component of the field: Geophysics, 38, 359-368.

(図の註: 陰影が正異常, コンダ - 間隔 100 nT.)

北西太平洋南部、鹿島灘沖の三つの海山の磁気異常解析結果について。

植田 義夫
海上保安庁 水路部

北西太平洋に存在する海山の磁気異常解析結果については、上田清也他(1966)の報告がある。それによると、Ryofu 海山をはじめとする4個の海山は、かつて、赤道付近で生成し、その後、現在の位置まで北方移動したとされている。今回、筆者は、この仮説を検証する目的、及び、海溝軸付近に存在する海山の磁気的構造を明らかにするため、北西太平洋南部の鹿島灘沖の三つの海山について、Talwani の方法を用いて、磁気異常の解析を行なったので、その結果について報告する。解析に用いたデータは、オー鹿島海山、及び、香取海山(佐藤)については、水路部によって実施された、1/20万の海の基本図作成のための観測データを用い、又海山Dについては、Project Magnet Surveyのデータと GEBCO 資料を併用して、解析を行なった。これらの海山の位置、及び航跡図と、解析結果を下記に示す。



Results of computations

Seamount	Position		Model Depth		Ambient Field		Magnetization Vector				Paleomagnetic Pole	
	Lat	Lon	Top	Bottom	Decl.	Incl.	Decl.	Incl.	Intensity	G-ratio	Lat	Lon
Ryofu	36.1	143.0	4.2	7.0	-5.7°	48.4°	-23.3°	18.7°	0.478 × 10 ²³	2.25	56.1	7.4
Kasima-daiichi	35.8	142.7	3.6	7.0	5.7°	48.2°	2.2°	13.2°	0.675 × 10 ²³	1.44	60.8	-41.8
D	35.7	144.3	1.5	7.0	5.3°	47.8°	4.5°	22.6°	0.104 × 10 ²³	3.23	65.7	-24.9

*Declination and inclination are positive when measured eastward and downward respectively.

南大東島の地磁気全磁力異常の解析

井口博夫, 伊勢崎修弘, 石澤俊樹, 西村博次, 安川克己
神戸大・理

観測された磁気異常から、その磁場を与える物体の磁化方向を求める方法には、

Vacquier (1963) の方法や Talwani (1965) の方法がある。

前者は、物体が均一に帯磁しているとして、その物体を四角柱の積み重ねで近似し、その表面の磁化分布のみを考慮して、磁化方向を計算する方法である。

後者は、海山など等高線を利用して、多角柱の積み重ねで物体を近似し、その全体の積分を計算する方法である。(実際には、 α [geographic-north] 方向, β [geographic-east] 方向についてのみ解析的に積分し、 γ [深さ] 方向については、数値積分を行っている。)

さらに、我々は、Talwani の方法を発展させ、 γ 方向についても解析的に積分を実行する方法を開発した。

さて、南大東島は、沖縄本島の東方、北緯 $25^{\circ} 49.6'$ 、東経 $131^{\circ} 13.9'$ (南大東地方気象台) のフィリピン海上に位置する隆起サンゴ礁である。

我々は、去る昭和59年10月に南大東島において、プロトン磁力計によって、地磁気全磁力を測定した。

そこで、そのデータをもとにして、解析を行つた結果を報告する。

南大東島は、その下に、火山性の岩体があると考えられるが、地磁気異常の原因となるその岩体の形状や、深さに関する情報は、殆ど無いので、単純なモデルを想定せざるを得なかった。

以下に、我々が開発した方法による解析例を示す。

Model No.	Magnetization			Goodness ratio	Regional field		
	Decl. $^{\circ}$	Incl. $^{\circ}$	Intensity μ		A μT	B $\mu T/km$	C $\mu T/km$
1	-47.6	23.3	1.13	2.01	I.G.R.F. で Regional field を表示		
1	-17.0	19.4	1.35	2.77	42930	22.1	17.4
2	-2.4	42.8	4.48	4.07	42694	60.7	23.9
3	7.2	23.9	1.34	4.03	42840	38.7	29.0
4	-16.4	19.3	1.33	3.40	42909	36.6	15.0

現在の南大東島付近の $D = -3.4^{\circ}$, $I = 35.4^{\circ}$ $1 A/m = 10^{-3} emu/cm^3$

Regional field = $A + B \cdot \alpha + C \cdot \beta$; α, β は N, E 座標 (km) $1 nT = 1 r$

同じモデル1でも Regional field を I.G.R.F. で表示した場合と、一次式で仮定して計算した場合とは、磁化も goodness-ratio も違って来る。

モデル2は、他のモデルよりも岩体の上面を 500 m 深くしてある。そのため、磁化強度は、大きくなっているが、goodness-ratio はこの中では、一番良い。

前述のように、解析を更に精密にするために、もっと詳しい南大東島の地下構造や海底地形がわかり、今回よりも、更に詳しい地磁気測定 (子成分測定) を行う必要があると思われる。又、Vacquier法や Talwani法でも解析して、それらの結果の比較検討も行いたい。

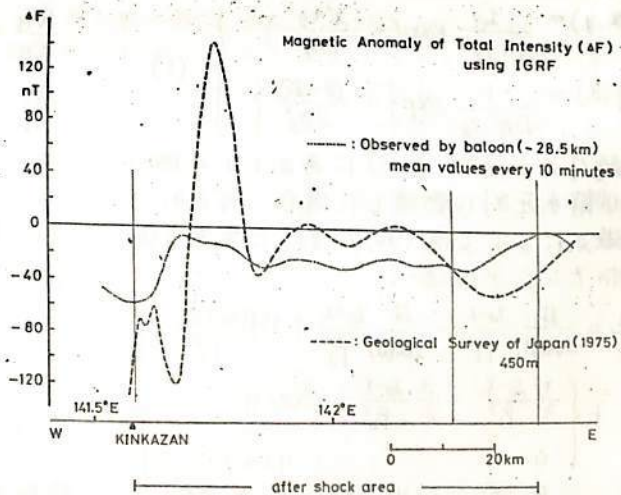
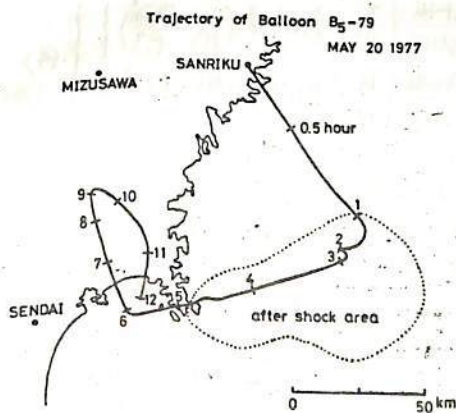
1978年宮城県沖強震の震源域における
全磁力異常について

加藤俊雄 瀬戸正弘, 早坂 孝
(東海大工) (東北工大)

1977年5月20日, 三陸大気観測所より放球された大気球にプロトン磁力計を搭載し地磁気全磁力の観測を行ったが, この大気球は偶然にもその約1年後の1978年6月12日に発生した宮城県沖強震の震源域上を飛翔する結果となった。得られた観測結果は昨秋の学芸で報告したが, その際, 標準磁場としてW.M.S.を用いて震源域附近の全磁力異常を求め, その異常を説明できる地下の磁気的構造について報告した。

しかし, W.M.S.を用いると高度補正が難しいことや, 地質調査所発表の航空磁気測量図がIGRFを用いて全磁力異常を表現していることなどから, 今回これを利用して2つの高度(450mと28.5km)での全磁力異常を考察するために, 標準磁場としてIGRFを採用し解析した。

三陸大気観測所発表の大気球の航跡は下図のようであり, 約4時間にわたって震源域上空を高度約28.5kmで飛翔し良好な全磁力記録を得た。震源域附近の航跡に沿ってこの2つの高度での全磁力異常は下図に示す通りで, このうち大気球の航跡がほぼ直線的で,かつ釜ヶ崎山附近でのかほり浅い磁気構造に於けると思われる磁気異常を除いて, この異常を説明できる磁気的地下構造について考察したところ, 深さ約10kmから30kmのいわゆる第3層の起伏のためではないかとの結論を得たのでこのことについて報告する。



笹井洋一
東大地震研究所

萩原(1977)は静水圧的膨張に対応する力源を、地殻内に三次元ガウス分布させたとき地表に生ずる隆起を求めた。一ヶの力源の場合はいわゆる茂木モデルに他ならないから、萩原は彼のモデルを複合茂木モデルと名づけ、地殻のダイヤタネシー状態を巨視的に表現するものと考えた。点力源の茂木モデルによる可逆的ピエソ磁気変化については解析解が得られている(笹井:鳥取シンポ)。萩原の得た地表隆起の解と同様に、点力源解の重ね合わせによって、複合茂木モデルによるピエソ磁気変化を定める。

多数の Microcrack が (0, 0, D) を中心に三次元ガウス分布をしているとする。水平方向の分散に異方性は無く、鉛直方向のそれは異なるとすれば、この分布は、

$$\left. \begin{aligned} \rho(x, y) &= \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_r^2}\right) \\ \rho(z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left\{-\frac{(z-D)^2}{2\sigma_z^2}\right\} \end{aligned} \right\} (1)$$

地殻内の1点(x, y, z)にある1ヶの微小空隙が静水圧的に膨張した場合、可逆的ピエソ磁気によって点(x₀, y₀, z₀)に生ずる磁場のポテンシアルは

$$\left. \begin{aligned} \frac{w_H}{C_H} &= \frac{\mu}{2(\lambda+\mu)} \frac{z_0-x}{\rho_1^3} - \frac{\mu}{2(\lambda+\mu)} \frac{z_0-x}{\rho_2^3} + \frac{9H(z_0-x)D_3}{\rho_3^5} \\ &+ \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{z_0-x}{\rho_1^3} - \frac{3}{2} \frac{z_0-x}{\rho_2^3} & (0 < z < H) \\ 0 & (H < z) \end{cases} \\ \frac{w_V}{C_V} &= -\frac{\mu}{2(\lambda+\mu)} \frac{\xi_1}{\rho_1^3} + \frac{\mu}{2(\lambda+\mu)} \frac{\xi_2}{\rho_2^3} + 3H\left(-\frac{1}{\rho_3^3} + \frac{3\xi_3^2}{\rho_3^5}\right) \\ &+ \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{\xi_1}{\rho_1^3} - \frac{3}{2} \frac{\xi_2}{\rho_2^3} & (0 < z < H) \\ 0 & (H < z) \end{cases} \end{aligned} \right\} (2)$$

$$\xi_1 = z - z_0, \xi_2 = 2H - z - z_0, \xi_3 = 2H + z - z_0$$

$$\rho_i = \sqrt{(x_0-x)^2 + (y_0-y)^2 + \xi_i^2}$$

$$C_H = 2\pi k J_H C_0, C_V = 2\pi k J_V C_0, C_0 = \frac{1}{2} a^3 \rho$$

H: ねり-点等温面までの深さ

λ, μ: Same's Constant.

これ等の微小空隙全体が作る磁場のポテンシアルは

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_H}{C_H} &= \int_0^\infty \rho(z) dz \iint_{-\infty}^\infty \rho(x, y) w_H(x_0-x, y_0-y, z_0, z) dx dy \\ \frac{W_V}{C_V} &= \int_0^\infty \rho(z) dz \iint_{-\infty}^\infty \rho(x, y) w_V(x_0-x, y_0-y, z_0, z) dx dy \end{aligned} \right\} (3)$$

(3)式はx, yについてたにみこみ積分なので、フーリエ変換によってこれを解く。厳密解は得られないが、萩原(1977)に従って、σ_r << D, σ_r ≥ σ_z の場合に近似解が得られる。即ち地殻浅所に水平方向への拡がり大きいような分布であって、ダイヤタネシーが高封圧下で起りにくいという実験結果から、実際の地殻で最も生じ易いケースと思われる。結果のみ示すと、

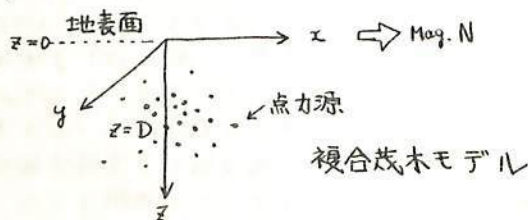
$$\left. \begin{aligned} \frac{W_H}{C_H} &= \frac{3\lambda+4\mu}{2(\lambda+\mu)} \left\{ \frac{x}{\rho_1^3} + \frac{3}{2}(\sigma_r^2-\sigma_z^2) \left(\frac{x}{\rho_1^5} - \frac{5xD_1^2}{\rho_1^7} \right) \right\} \\ \frac{W_V}{C_V} &= \frac{3\lambda+2\mu}{2(\lambda+\mu)} \left\{ \frac{D_1}{\rho_1^3} + \frac{3}{2}(\sigma_r^2-\sigma_z^2) \left(\frac{3D_1}{\rho_1^5} - \frac{5D_1^3}{\rho_1^7} \right) \right\} \end{aligned} \right\} (4)$$

$$D_1 = D - z_0, \rho_1 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + (D - z_0)^2}$$

但し、これは得られた解を、更にH → ∞とした表現であるが、単純な茂木モデルの場合と同様に、H ≥ 2D で十分成立する。

ダイヤタネシー状態がこのような力学的モデルで近似されるとすれば、ダイヤタネ領域の上では、全磁力は減少することになる。

萩原幸男(1977)複合茂木モデルとしての松代地殻隆起。測地学会誌, 23, 25-35.



柿岡における0.3~9.0分周期成分のCA-変換函数 の解析結果について

佐野 幸三
気象庁地磁気観測所

柿岡のKASMERシステムの毎3秒サンプリング値を用いて、周期0.3, 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.5, 6.0 および9.0分のCA-変換函数を求め解析している。CA-変換函数の求め方は、9分インターバルのデータ(データ数=180個)について各成分のFourier Transformを求め、最小2乗法で各変換函数(Au, Bu, Av, Bv)を決定するものである。最小2乗法にかけるデータ数(現象数)は10個である。なお、各9分インターバルにおけるnon-cyclic changeは、時間に対する全サンプリング値の1次回帰直線で定義している。解析はこれまで規則的、連続的に行われていたが、1977年より現在に至るまで継続されていく。現在のところ解析はリアルタイムで主に夜間に行なうもので、いろいろと不便な点もある。例えば、磁気擾乱の発生を予想して行なわなければならないが、しばしば予想に反して擾乱が起らなったり、反対に実行していたり日に大きな擾乱が起り見のがすことも多い。将来は磁気テープ記録装置にデータを集録し、off-line処理によりこのような解析をしたいと考えている。

今回は序報として、1977年より現在までに得られたデータのうち変換函数(Au, Bu)についての2,3の解析結果について報告する。前述したとおり、解析は時間的に不規則であり、そのこまかい時間的変化を分析することはできないが、このような短周期成分の変換函数は明らかに年周期的な大きな変化をすることがわかった。この特性は周期が短くなるほど顕著である。この変化は現らく表層の抵抗変化とも対応しており、その地磁気強度変化によって起されるものと、定性的に説明できると考えている。この年周変化の他に長周期的な不規則な変化も当然多く見られる。これらの有意性については大いに問題があり、ノイズ成分がわからない。むしろ中には推計学的に見ても十分有意性のある変化も多く見られる。解析の目的はこれらの変化と地震発生との関係も分析することであるが、これについてはまだ十分な解析がなされていない。(これよりも周期の長い成分の変換函数の時間的変化と地震とは関係があることを多くの機会に報告してきた。)

とまかく現在までのところ得られた結論は、短周期成分のCA-変換函数は前述した年周期的変化も含めて、大きな変動を示している。この解析は前述したようにリアルタイムで行なうもので、地磁気変化のほとんど1年間のデータも含んでいる。したがって、各変換函数の決定精度も悪く、誤差成分も相当に大きい。また短周期変化の振幅は一般に小さく、KASMERシステムの0.1HT単位の計測では分解能にも問題が出てくる。このことは更に人工擾乱の影響も大いに受けている可能性がある。これは日単位のオートラングム誤差成分だけであれば、平均処理によりある程度除去できるが、場合により系統的なデータのある誤差成分もある可能性がある。これらのことについてはまだ十分に解析されていない。今後このような解析方法によって求めた変換函数の有意性も含めて詳細な解析をしていきたいと考えている。

山崎断層におけるELF自然電磁波を用いた 比抵抗の観測 (I)

半田 駿, 住友則寿
(京大・教養)

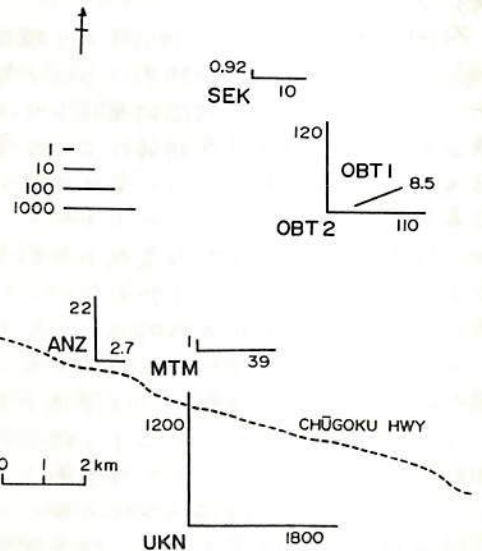
ELF (Extremely low frequency) 帯の自然電磁波の中で、シューマン共振現象は信号強度が大きく、世界中の雷放電活動により励起される為常時観測が可能である。その共振周波数は $f = f_0 \sqrt{n(n+1)/2}$, $n=1, 2, \dots$ となり、 $7.7, 14.1, 20.4$ (小川, 村上, 1973), $27.33, 39.1$ Hz といった値が観測されている。この電磁波を利用して、MT法による地下の比抵抗の推定が可能である。シューマン共振の第1モードである 8 Hz は、大地の平均比抵抗を $1\text{ k}\Omega\cdot\text{m}$ とした場合スキンデプスは 5.8 km となる。この深さは、従来の電探探査法やULF帯でのMT法によって推定される深さの向を埋めるものであり興味深い。

1978年秋の山崎断層電磁気総合調査の際、4ヶ所でシューマン共振現象の地電流・磁場成分を同時観測した。(その後、更に6点で観測をおこなった)。地電流は銅電極を約50m離して埋設しその間の電位差を、磁場成分は2回巻きのインダクショナルコイルを2組差動につないで出力電圧を増幅、記録した。使用したマンテの周波数特性は $6\sim 30\text{ Hz}$ で 60 Hz は -90 dB 以下にカットされている。

第1図は断層南側の植木野でのシューマン共振の波形の一例である。図でHEWは磁場の東西成分、ENSは地電流の南北成分である。両成分間にみさらかな波形の対応がみられる。この波形をパワースペクトラム解析をおこなう。

$$P_a = \frac{1}{5f} \left| \frac{E_z}{H_y} \right| \quad (E: \text{mV/km}, H: \text{r}, f: \text{周波数}) \text{ の関係}$$

より、見掛けの比抵抗 P_a が求まる。第2図は波形のエンベロープより求めたMTMのNS成分を1に規格化した各地点での見掛けの比抵抗の分布である。比抵抗が直交する成分で示されているのは、NS、EW成分から求めた比抵抗値が異なるからである。この見掛けの比抵抗の異なり性は断層沿い(中国高速道)で著しい。これまでの結果では断層沿いで低比抵抗、西側で高比抵抗となり、従来の電探の結果とは矛盾している。

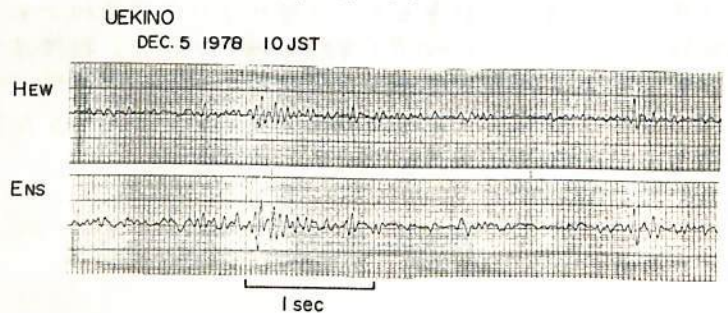


第2図 見掛けの比抵抗分布

地球-電離層間で構成される球殻空洞により雷放電をエネルギー源とする電磁波が共振をおこす現象である。

第2

パワースペクトラムより求めた見掛けの比抵抗については学会時に発表したい。



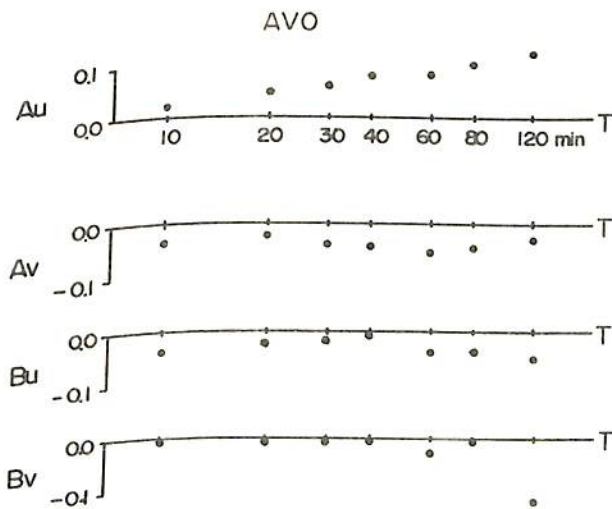
第3図 シューマン共振波形

東京大学地震研究所
本藏義幸・小山 茂

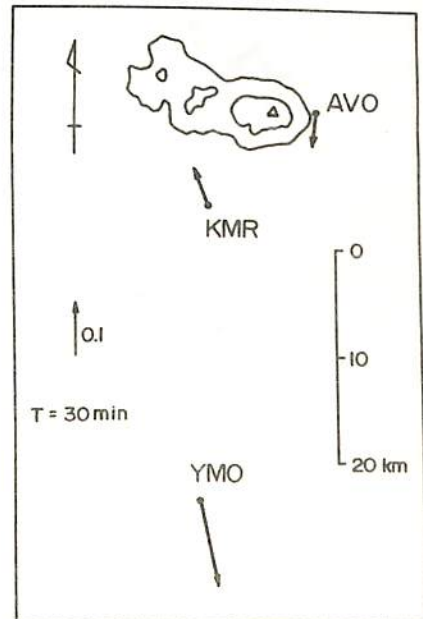
浅間火山の東山麓に位置する浅間火山観測所で全磁力の日変化を観測した時、二三日の日変化は約5km南方の八ヶ岳観測所での日変化に比べて、16%も振幅が大きかったことを発見した。その後、再び浅間観測所で、そしてその北方および南方で全磁力の連続観測を実施したが、振幅異常は日により異なり、日変化の様相に強く依存することがわかった。この全磁力日変化の異常は地下のCAによるものではないかと我々は考えた。

今回は、フラックスゲート磁力計を用い、短周期変化にCAの影響が現われるかどうかを調べることとした。第1図は浅間観測所で得た記録から求めた変換関数である。周期が短くなるにつれてAuの値が小さくなるという傾向は、八ヶ岳観測所付近でも同じ傾向と同じである。浅間観測所(AVO)、八ヶ岳観測所(YMO)、および1950年代に観測が行われた小諸観測点(KMR)での周期30分に対するインダクション・ファクトルを第2図に示す。AVOとKMRではインダクション・ファクトルの向きが逆転してあり、この間に誘導電流の集中が起きていると考えられるが、この付近の地域的傾向として、Auが0.05~0.1の値をとり、局所的異常としては、AVOではインダクション・ファクトルは非常に小さく、KMRでは北向きともう少し大きいと考えられるべきである。そうすると、電流の集中はむしろAVO下で起きていると考えられる。AVOでの短周期変化H成分の振幅がYMOの比で30%も大きいという別の結果は、この考えを支持している。

フラックスゲート磁力計は日変化観測には不向きであるが、観測期間中に温度変化がほとんどない日があり、その日の記録を用いて日変化三成分を調べたところ、三成分ともYMOとほとんど同じで、特に異常はみられなかった。したがって、全磁力日変化にみられる異常は短周期変化にみられるCAがその原因ではないことがわかる。何らか別の原因、たとえば傾角・偏角の違いによるものかもしれない。今後さらに調査する予定である。



第1図



第2図

堂 面 春 雄
山口大・教育・物理

近年、地球磁場変遷の歴史が地質時代にさかのぼって、かなり明確になってきたが、特に、最近の地球双極子磁場の極性逆転の期間に、“松山逆磁気期”なる名称がつけられるに及んで、我が国の松山基範先生のお名前は、にわかに、ガウス・ギルバートらの先達と並び、人口に おいしや されることとなった。

しかし、我が国のこの方面の学者・研究者の間でも、松山基範 について必ずしも正しく知られているとはいえない。昨年は先生没後20年であり、おこがましくも、先生のご遺業の一端を紹介し、この方面の特に若い研究者諸君にいく分でも活力をよさうならば望外の幸である。

松山基範博士略歴

- | | |
|----------------|--------------------------------|
| 明治 17年 10月 25日 | 大分県生れ。 |
| “ 40年 | 京都帝国大学理工科大学物理学科卒。 |
| 大正 11年 | 京都帝国大学教授。 |
| 昭和 4年 | 『日本・朝鮮・満洲産玄武岩の磁化方位について（英文）』公表。 |
| “ 7年 | 帝国学士院賞受賞。 |
| “ 21年 | 京都大学退官・同名誉教授。 |
| “ 24年 | 山口大学初代学長。 |
| “ 25年 | 日本学士院会員。 |
| “ 33年 1月 27日 | 山口市にて没・享年74才。 |

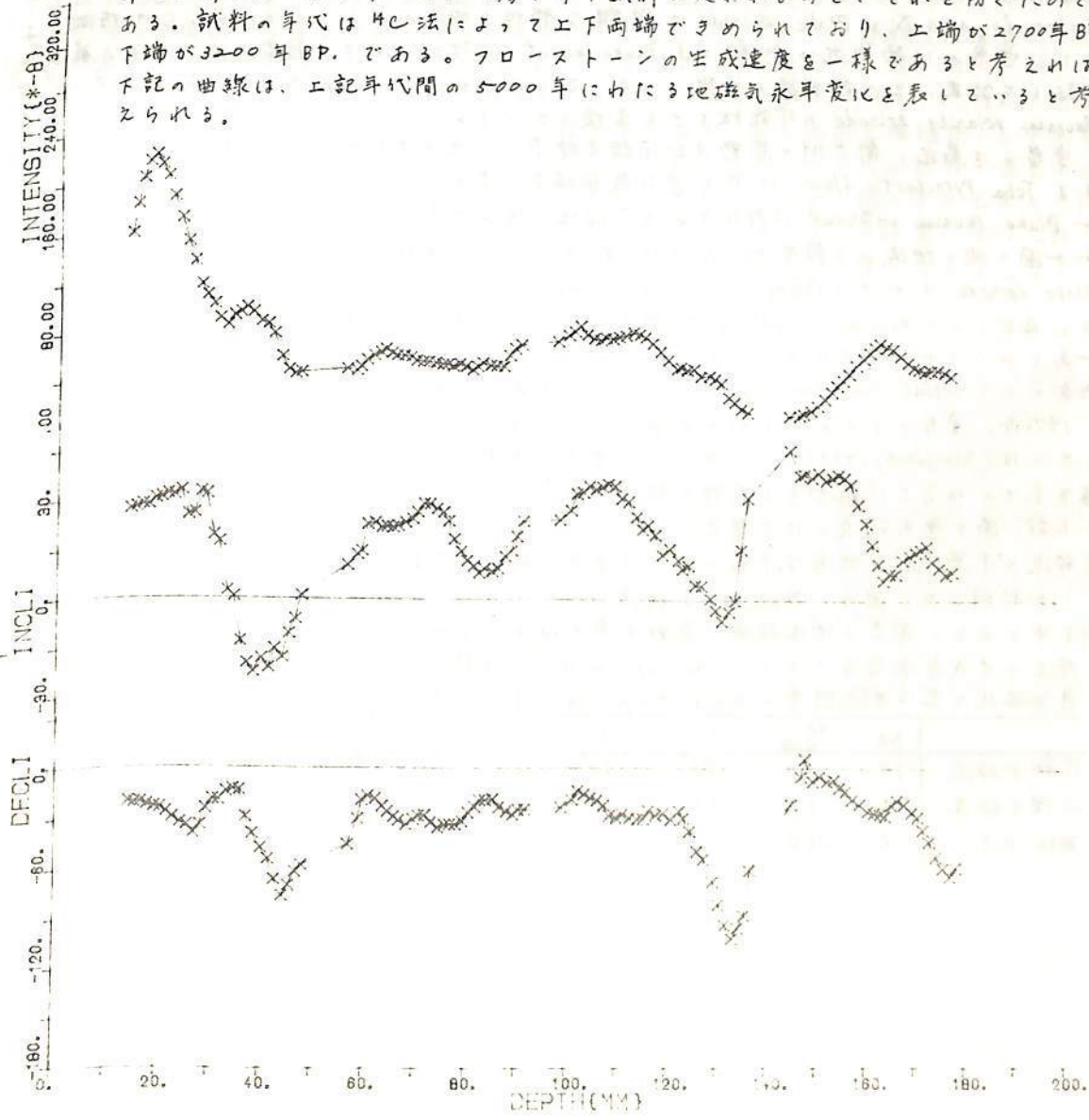
石灰岩の磁化から推定した

地磁気永年変化?

井口博夫・森永達男・安川克己

神戸大学・理学部

前回、一部分の測定結果を報告した石灰岩の全測定を終えたので、ここに報告する。試料は、岐阜県郡上八幡の鐘乳洞産の、いわゆるフロー・ストーンである。断面1cm×1cmの鉛直軸を軸とする棒状試料を作製し、これを4.5cmに切り、超伝導磁力計を用いてそのNRMを測定する。次いでこの上端1mmを切り落して再びNRMを測定し、その差をもつて、切り落した部分の磁化とする。これを順次繰り返すことにより、試料の全長にわたって、ほぼ1mm毎のNRMを得た。このような測定法をとった理由は、試料と各層毎に作れば、カッターの刃の厚さずつ試料が欠かれるので、それを防ぐためである。試料の年代は¹⁴C法によって上下両端で定められており、上端が2700年BP、下端が3200年BPである。フロー・ストーンの生成速度を一律であると考之れば、下記の曲線は、上記年代間の5000年にわたる地磁気永年変化を表していると考えられる。



Blake event は local か global な
地磁気反転現象か

逆嶋貞雄
(京大・理)

西村進
(京大・教養)

広岡公夫
(富山大・理)

Blake event が西北大西洋, Blake ridge 付近の海底コアで始めて報告されてから丁度 10 年になる。おそらく, 現在に最も近い地球磁場の逆転期が示唆されることから興味深い。しかし, その後の研究にも拘らず, 必ずしも地球磁場逆転の国際的年代尺として確立されているとは云えない。この問題について最も精力的に取り組んでいる Woods Hole 海洋研の Denham (1976, 1977) は, Greater Antilles Outer Ridge や Caribbean Sea における large-diameter cores の磁氣的検討によって, 2 つの Excursion によって 3 回に分裂した Reverse intervals から成る Blake episode の複雑な特性を明らかにしている。又, この特徴によって, 世界の 10 箇所近い地域から Blake event に対比されると報告されたものを厳密に検証した結果, その成因論の仮説として, むしろ西北大西洋付近のみに残存した local な Reverse polarity episode の可能性をさえ示唆している。

筆者らは最近, 前九州の花野及び河頭火砕流, 又北スマトラの Toba 湖付近に広く分布する Toba Pyroclastic flow に於て逆向残留磁気を見出し, Fission-track age から, これらに Blake reverse interval に対比される可能性の極めて高いことを明らかにした。これらとわか国の他の地域から報告された Blake 相当の data (眞鍋, 1977; 川井ら, 1973) を含めて, Blake episode はやはり Global な Reversed polarity interval と考える方が妥当であることを論ずる。ただ, この Reverse の interval が極めて短いため陸上の地層・岩石から見出される機会が少ないことが研究をほぼんでいる。しかし, 他方この interval は最終氷期の国際的同期面として Global Paleoclimatology などにとって重要な役割が期待される。

1973 年, 筆者の 1 人が前九州の河頭火砕流が逆帯磁を示し, Blake event に対比されるとしたのは (Sasajima, 1973), その後の火山層序の精査の結果 (大木, 1974), 誤りがあり, 逆帯磁を示すのはここに報告する花野火砕流である。あらためてここに訂正する。花野火砕流の上部, 蒲ヶ原火砕流とは不整合であるが, 下部の河頭火砕流とは整合関係にある。河頭火砕流の予察的測定結果は, 下表のように若干の磁極の変動はあるが良く似た逆帯磁であることを判明した。他方, Toba 湖の火砕流についても上・下層の組織的な Sampling が終り目下測定中である。過去の地球磁場の変動を最も確実に反映するとみなしうる残留磁化を持つ陸上の火成岩類岩石によって Blake episode は今後確認されていくことが期待される。

残留磁化の主な測定結果と Fission-track age を下表に略記する。

	No.	AC-field	D	I	α_{25}	VGP		Age (MY)
						Long.(E)	Lat.	
花野火砕流	19	160	180.1	-24.4	5.6	130.2	-71.2	0.10±0.13
河頭火砕流	4	50	163.3	-34.9	12.7	185.0	-70.5	—
Toba P.F.	10	200	192.5	0.9	3.2	15.7	-77.4	0.1

広岡公夫

富山大・理

約11万年前のBlake Eventよりも新しく、3.2万年前から2.8万年前にかけて起るLake Mungo Eventよりも古いと考えられるエクスカージョンが伊那谷の御岳テフラの古地磁気学的研究によつて見い出された¹⁾。これは、 P_{m-I} と呼ばれる約8万年前のパミス層から始まり、 P_{m-III} と名付けられた約3.6万年前のパミスで終っている。同じ時代のエクスカージョンの報告は会田によつてハク岳東麓のテフラの結果にも示されている²⁾。また、琵琶湖底堆積物の200mコアの古地磁気測定からも、4.9万年前や、5~8万年前に伏角が非常に小さくなることが知られている³⁾。これらの事実から、少なくとも日本では、3.6万年前から8万年前の間にエクスカージョンのあったことは確実と考えられる。御岳テフラの測定結果は、 P_{m-II} と P_{m-III} パミスの間の縮ゆるローム層では、一時normalにもなったとあり、引つづいて2度のエクスカージョンがこの期間(8万年前~3.6万年前)に起つたことを明らかにしている。福井県の海岸にある古砂丘堆積物でも中間帯磁を示すものが発見されているが⁴⁾、これは約3万年前とされている大山起源の倉吉パミスの直下のもので、時代的には丁度上記の2度のエクスカージョンの後のものと考えられる。これら一連に起つた2度のエクスカージョンは伊那谷のテフラの研究によつて見い出されたものであり、若い方をIma I Geomagnetic Excursion, 古い方をIma II Geomagnetic Excursionと名付けたい。

自然残留磁化と飽和残留磁化の強度の比(NRM/ISRM)は、これらのエクスカージョン中の地球磁場強度は、むしろ、その前後のnormalの時代より強かつたことを示唆している。

引用文献

- 1) K. Hirooka, C. Tobita, T. Yokoyama and S. Nakaya (1975) *Rock Magnetism and Paleogeophys.*, 4, 81-87.
- 2) K. Hirooka, E. Hasegawa, T. Hirota, S. Nakaya and T. Yokoyama (1974) *Paleolimnology of Lake Biwa and Japanese Pleistocene*, 6, in press.
- 3) 会田信行(1978) *第四紀研究*, 14, 86-94.
- 4) K. Yaskawa, T. Nakajima, N. Kawai, M. Torii, N. Natsuhara and S. Horie (1973) *J. Geomag. Geoelectr.*, 25, 447-474.
- 5) K. Hirooka (1975) *Paleolimnology of Lake Biwa and Japanese Pleistocene*, 5, 102-106.

解析

佐藤高晴 川井直人

小林知男

阪大・基礎工

東大・海洋研

四国海盆と東京沖から白鳳丸によって採取された深海底堆積物コア-KH72-2-58 と KH72-2-2 について、残留磁化測定を行なった。また、これら2本のコアとすでに測定が行なわれたコア-KH73-4-7 と KH73-4-8 のあわせて4本のコアについて、スペクトル解析を行なった。

今回測定を行なったコアについては、DECLINATION, INCLINATION, NRM/ARM比を求めた。測定試料は乾燥していたため、くずれないように、パラフィンで固めた後に、一辺約1.5cm, 厚さ7~8mmに連続的に切り出し得た。このため、測定試量中の堆積物の量は正確にはわからなくなり、NRM強度は求められなかったため、すべての試料について ARM ($H_0 = 10e$, $H_A = 1kOe$) をつけ比をとった。残留磁化には一部不安定な成分があったが、2本のコアとも明瞭に Brunhes-Matuyama boundary と Jaramillo event が観測された。

スペクトル解析は、4本のコアについて、Blackman-Tukey 法によって、堆積速度の異なった部分、異なった時代について行なった。この結果いずれも堆積物の厚さにして4~8cmより大きな波長のパワーが卓越していた。

堂 面 春 雄

山口大・教育・物理

笠山は山口県萩市北方の海岸に突出した、市女笠状の美しい死火山であるが、第四紀初頭のものとされるアスピーテ型の溶岩台地をおおって、その中央に標高わずか100m余にすぎぬトイテ状の噴石丘が形成されており、そこには洪積世後期の噴出と考えられる極めて小規模の旧火口が存在する。

全山、カルク・アルカリ岩系の、いわゆる「石英玄武岩」よりなるが、カンラン石・輝石安山岩に分類されている(応地1960, 山口県立山口博物館1975)。

今回は、この笠山中腹部、噴石丘基部に近いアスピーテ部の一部より採取した岩石試料について、

- 1) 自然残留磁化方位測定、
- 2) 交流消磁、
- 3) 熱消磁、および 古地磁気強度測定、
- 4) 化学消磁、
- 5) 熱磁気解析

の各測定を行なった結果の大概を述べる。

これらの結果より、本試料は *Ti-poor* の *Titano-magnetite* を主存磁化の担い手としており、ほぼ安定な自然残留磁化をもち、極性は *normal* で、ブリュンヌ・松山境界期以後のものと考えられる。

文 献

応地著雄 1960, 岩石鉱物鉱床学会誌 44(3), 129-141.

“西山陰地域の新生代玄武岩類の岩石学的研究(その2)

—阿武地区の玄武岩類— ”

山口県立山口博物館 1975 ‘山口県の地質’

中島正志* 柳沢真珠美* 酒井英男**

* 福井大学教育学部 ** 大阪大学基礎工学部

福井平野の北西に位置する三国地区は、日本海に臨み、豪壮・雄大な断崖景観を呈していることで有名であり、また各種火山岩を伴う地層群が露出している。三国地区の火山岩類の噴出時期は鮮新世と考えられている(三浦, 1957)。

この地域の火山岩類については、すでに笹嶋(1954-a, 1954-b)によって古地磁気研究がなされている。笹嶋による研究が行われた時点では、藪部(1939)による地質調査報告しかなかった。その後、三浦(1957)、市川他(1961)によって、この地域の詳細な地質調査がなされた。

本研究では、これらの地質調査の成果を踏まえて、三国地区における古地磁気層序を明らかにすることを主な目的とした。

安山岩は21地点、熔結凝灰岩は2地点、凝灰岩は11地点から定方位試料の採集を行なった。笹嶋によって報告されている安山岩類についても、全て新たに試料採集を行なった。

これら試料のNRM測定結果、及び雄島・安島・東尋坊・陣ヶ岡・米脇・浜地安山岩についてのテリ工法によるPaleo-intensity測定結果の報告をする。

参考文献

- 市川渡・細野義夫・山崎正男(1961) 福井県東尋坊・松島地区地質調査報告書
 藪部竜一(1938) 7万5千分の1 地質図幅「大聖寺」並同説明書
 三浦静(1957) 福井大学学芸学部紀要, 第II部 自然科学 第7号 149-161.
 笹嶋貞雄(1954-a) 福井大学学芸学部紀要, 第II部 自然科学 第3号 79-84.
 笹嶋貞雄(1954-b) 福井大学学芸学部紀要, 第II部 自然科学 第4号 11-18.

酒井英男 川井直人
(阪大 基礎工)

中島正志
(福井大 教育)

福井県三国町崎浦、及び、その西方に分布する溶結凝灰岩のNRMの方向は、大きく
えつのカテゴリーに分けられる。

- (A) Reverse の方向を示し、種々の消磁に対し、比較的安定であるもの
- (B) Intermediate の方向にあるが、消磁につか、Reverse の方向へと相当、方向変化を
するもの

Roy and Park (1972) は、塩酸を用いる Chemical Demagnetization method (Etching)
を、岩種岩に適用し、熱消磁では、分離できない成分を見つけている。

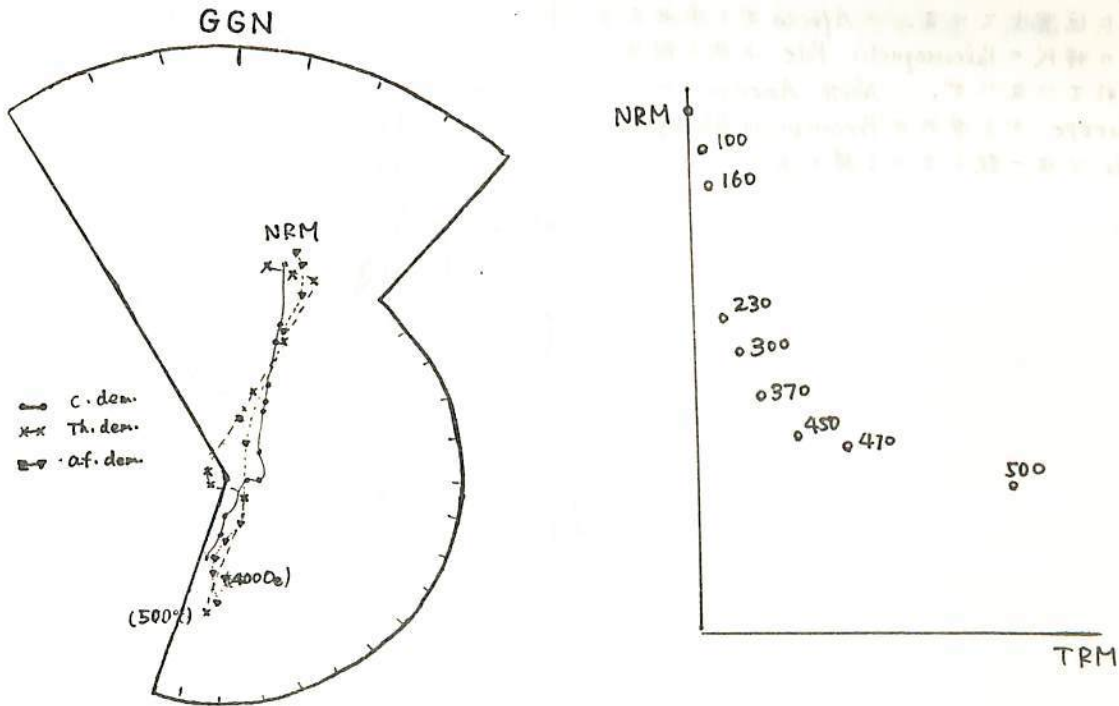
又、Merrill and Kawai (1969) は、この方法を、self-reversal の検証法として用い
ている。

今回、(B) の intermediate の方向にある試料に Chemical Demagnetization method を
用いた所、他の消磁法(交流・熱)と同じ傾向の磁化方向変化が認められた。

試料は、非常に多孔質であり、塩酸は、約 1.5 cm 角の sample 中、ほぼ一様にエッチ
ンクしたと考えられる。

これ等の試料に、テリ工法を用いた結果

- ① エッチンク前の sample では、下右図の様に、NRM の減少量に比べ、獲得される
TRM が非常に少ない傾向が高温まで続く。
- ② 充分、エッチンクされた sample では、熱消磁に伴う方向変化はほとんどない。
また、ロッキンク温度の高い成分が残っており、①の様な傾向もない。
等が、わかつた。



伊藤晴明・時枝克安 諏訪兼任
島根大・理 名古屋大・理

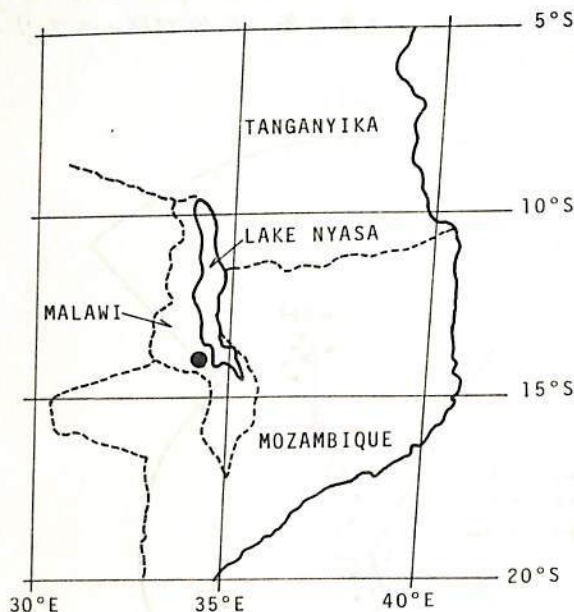
1977年諏訪は Africa の Malawi および Kenya から Precambrian の Anorthosite と Gneiss を 19個採取した。 Malawi の Linthipe 岩体は Anorthosite で火成岩起源である。 Kenya の Machakos 岩体は Gneiss であるが、原岩は Sedimentary Rocks と考えられている。

NRM測定の結果では、Machakos 岩体は NRM も弱く不安定であり、信頼できる古地磁気学データは得られなかった。しかし Precambrian の変成岩において原岩の違いが NRM の強さや Stability に関係していることは興味ある事実である。 Linthipe 岩体は強い NRM ($10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ emu/cc}$) を持つ AC Demagnetization に対しても比較的安定であった。 Linthipe 岩体の Sampling Site は図に黒丸で示してある。 5つの Site から 1個の Sample を採取した。

Kenya の Machakos 岩体の Sample から約 600 m.y. の Rb-Sr 年代が得られている。一方 Malawi の Linthipe 岩体の最終変成年代は地質学的には 600 ~ 1000 m.y. 前と考えられている。最近坂本の岡野研における、NRM を測定した同一 Sample に対する、K-Ar Dating によると、約 600 m.y. が得られた様である。

以上の事実から Machakos 岩体と Linthipe 岩体は共に約 600 m.y. 前に最後の変成を受けたと考え得る。従って Linthipe 岩体の NRM も約 600 m.y. 前に獲得されたと考えられる。

Malawi の Linthipe 岩体から求めた Paleomagnetic Pole は Locality により、多少のくずれがあるけれども、南太平洋に位置している。 Africa から求めたこの時代の Paleomagnetic Pole は余り報告されていないが、North America や Europe から求めた Precambrian Paleomagnetic Pole とは一致している様である。



葉山，嶺岡オフィオライトの枕状玄武岩及び貫入岩の古地磁気学的研究。

 登内正者，古田俊夫，小林和男。
 東京大学，海洋研究所。

オフィオライトの生成機構と磁性はプレートテクトニクスの問題で，海底磁気異常の成因と関連して，地質特に構造地質と岩石学の分野で国際的に重要な研究テーマとなっている。岩石磁気学の分野では外国で H. Banerjee, Shaul. Levi らのほか，Macquarie island, Troodos massif, Smartville Complex の Ophiolite Complex についての報告はあるが，日本では昨年の春の学会で我々が新生代の嶺岡オフィオライトについて，秋の学会では古生代の舞鶴オフィオライトの磁気学的特長についての研究結果の報告をした。今学会は前の嶺岡オフィオライトの磁気的特長を基にして，従来から葉山，嶺岡隆起帯と呼ばれている房総半島の鴨川から三浦半島に帯状に分布する玄武岩，及び超塩基性岩の古地磁気学的研究の現在まで得られた結果を報告する。

本地域に分布する玄武岩 (Pillow Basalt, Dyke Basalt) はいずれも磁性鉱物は明確に低温酸化をうけており，過去，海底で生成されたものと考えられる。DRM, ARM の測定，NRM の強度と帯磁率の測定から得られる R Ratio, 顕微鏡観察の結果から得られる強磁性鉱物の grain size, また消磁の結果からこの玄武岩の自然残留磁気の安定性，すなわち生成時に獲得した自然残留磁気の磁化の方向を現在の測定で得ることからその吟味を慎重におこなない，目的に使用しうる玄武岩について各地域ごとには 40~60 コの Specimen の磁化の方向を得，その平均ベクトル方向を計算した。手元採集した玄武岩が大きい構造運動にともなう移動以外のもの，すなわち採集地英で玄武岩が地域的な移動をおこなったと考えられるものは除外した。

また同様に超塩基性岩についても研究をすすめていこうと，現在までの結果について報告をする。

今後，この古地磁気学的研究の結果に地学的考察を加え，本地域の地質構造の解釈をすすめる。

伊豆大島の溶岩による古地球磁場強度

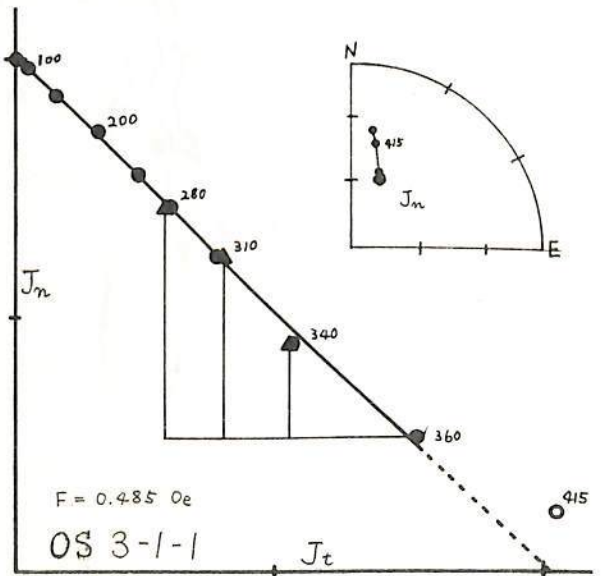
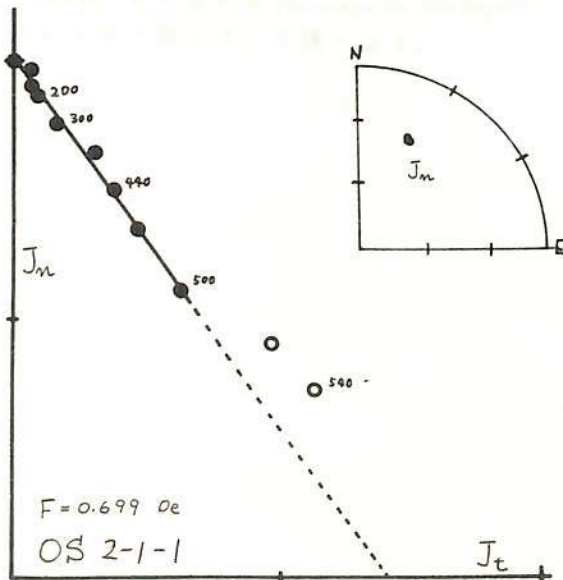
田中秀文
東工大・理

3万年から3千年 B.P. の年代を持つ火山岩を用いて、過去3万年間の古地球磁場強度変動の研究を続けているが、今回、伊豆大島の溶岩3種類を採取してテリ工法による古地球磁場強度実験を行っている。

3つの溶岩の年代は、約9,500年^{BP} (OS5)、10,000年～5,000年 B.P. (OS3)、4,500年～1,500年 B.P. (OS2) である。9,500年 B.P. の溶岩 OS5 は、下高洞で発見された縄文時代早期遺跡と層序的に関連があり、この年代はかなり信頼できる。溶岩 OS2 は溶岩 OS5 (9,500年 B.P.) の上部に位置し、この直下の層、直上の層の年代がそれぞれ4,500年 B.P.、1,500年 B.P. であるので、4,500年～1,500年 B.P. に噴出された溶岩である。溶岩 OS3 は大切断面と呼ばれる降下堆積物の露頭に入り込んでおり、1万年 B.P. という年代を持つ層の上部に位置する。年代は大体1万年から5千年と思われ、大島火山は百数十年に1回の割合で噴火を繰り返してきたといわれ、近い将来、火山灰の枚数を数えることによりこの溶岩 OS3 の正確な年代が求まると思われる。

下記は途中結果である。

年 代	証 料	NRM 方向 (I, D)		F	F _{mean}
4,500 ~ 1,500 y. B.P.	OS 2-1-1	39.6 °N	23.7 °E	0.699 Oe	
	OS 2-2-1	31.2	17.8	0.611	
	OS 2-3-1	52.2	8.9	0.655	
	OS 2-4-1	48.6	7.6	0.651	0.65 ± 0.04 Oe
10,000 ~ 5,000 y. B.P.	OS 3-1-1	54.6	23.8	0.485	
	OS 3-2-1	19.1	328.3	—	
	OS 3-3-1	37.4	7.3	0.530	0.51 ± 0.03 Oe
	OS 3-4-1	53.1	11.1	—	



当舎 利行・河野 長
東大理

古地球磁場強度の測定方法としては、一般に Thellier 法と呼ばれる2回加熱法が用いられている。(Thellier and Thellier, 1959) 今回は、Shawの方法と言われる段階的に交流消磁をしてゆく方法を用いて、古地球磁場強度の測定を行なってみた(Shaw, 1974)。

Shawの方法は、試料の変質等がおこりやすい加熱が1回短時間で済むために、電気炉によって段階加熱をする Thellier法に比べ、交流消磁に時間のかからない措置と組み合わせれば、数分早く古地球磁場強度測定ができるはずである。今まで海面下にあった岩石について Shawの方法を適用したものはわずかであるので、Shawの方法を用いて磁場強度測定ができるのかどうか、また Thellier法とくらべて成功率が高いのかどうかを実験してみた。その上で、同じ FLOWの中で Thellier法による結果と Shawの方法による結果とが一致をすれば、前回発表した Thellier法による結果の信頼度が上がることになる。

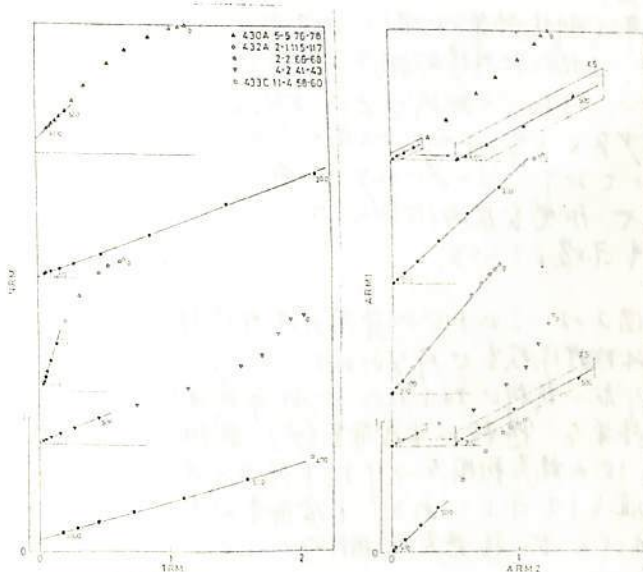
Shawの方法は、加熱による影響がなければ加熱前後につける ARM1-ARM2の直線の傾きは45°になるはずのものであるが、Kono(1978)によればこの直線が45°にならなくとも良好な結果が得られる場合があることが示されたので、今回はこの基準に沿って結果を発表する。

試料としては、深海掘削計画(DSDP)オ55次航海(Leg 55)によって得られたものの中より選出した。Leg 55によって得られた試料は、一般に得られる海底下の試料と異なり海面上空气中で噴出したと思われる箇所が随所にみうけられる。これらの試料のうち大部分は550°-590°Cの高い Curie点を示し、MDFも300 Oe前後のものが多い。また Suiko 海山では、海底下550m近くまで掘り下げられ60数枚の FLOWから試料を採集できたので、この FLOWを細かく調べるにより磁場強度の永年変化等を調べることに期待できる。右図は、上述の Shawの方法を用いて古地球磁場強度の得られた試料の ARM1-ARM2のグラフと NRM-TRMのグラフの1例である。これらのグラフより直線関係のある領域で

$$F = F_0 \times \frac{\text{NRM-TRMのグラフの傾き}}{\text{ARM1-ARM2のグラフの傾き}}$$

(F₀: TRMをつけたときの磁場)

の式を用いて各試料について磁場強度の値を出すと下記のようなになる。



Sample Number	F.N.	MDF	H(Oe)	N	ARM1-ARM2	NRM-TPM	F(Oe)	
430A	5-5 76-78	2	312	500-1000	6	0.53±0.01	0.97±0.04	0.81±0.05
432A	2-1 115-117	1	329	200-1000	9	0.91±0.00	0.38±0.01	0.19±0.01
	2-2 66-68	2	410	600-1000	6	1.08±0.02	3.00±0.07	1.23±0.05
	4-2 41-43	3	258	500-1000	6	0.51±0.03	0.41±0.00	0.36±0.02
433A	20-2 2-4	1	248	400-1000	7	0.60±0.03	0.31±0.02	0.25±0.01
433C	11-4 58-60	8	531	500-1000	6	0.96±0.04	0.30±0.00	0.14±0.01

浅间山周辺の才三記火山岩の K-Ar 年代と 若くは K-Ar 年代測定上の問題点

藤岡 一郎, 松林 信, 産生 肇男, 荒牧 重雄
(東大・理) (東大・理, 地調) (東大・理) (東大・理研)

浅间山周辺に露出している最も古い火山岩類は、地質学的には鮮新世 (Pliocene) と推定されている。しかしその推定年代に十分な確証はなく、相互の地質学的フルーブ間の年代差を以てして推定は不可能であった。むしろその年代的前後関係に以てして、ある程度の推測がなされてきた。この地域の年代測定は、以前に浅间山東方に位置する奥曲層、霧積層の試料に対して、それとほぼ同程度の年代に得られている (Ozima et al., 1968)。今回用いられた試料のうち、志賀港沖積層系は、ほぼ霧積層に相当し、半尾富士流岩はその下部に相当する。半尾小諸層群に属する石英安山岩は、この地域で最も古い岩石類に属するものと考えられている。

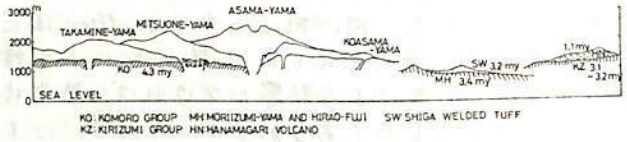


図1. 浅间山周辺才三記火山岩類の K-Ar 年代測定結果

年代測定結果は図1に示す通りで、上記の地質学的推定と一致しない。またこの地域の火山活動は、少なくとも 4 m.y. 以前から始まっておき、3~5 m.y. 以前に付て、活発な火山活動があった。これは示唆している。

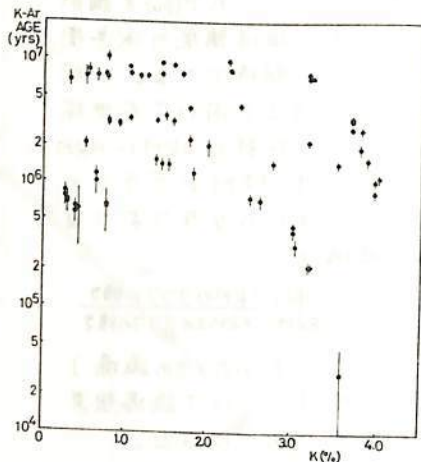


図2は、これにて東京大学理学部地球物理学教室で行った 70 m.y. 以下の若くは試料に対しての K-Ar 年代測定結果を、横軸に K 含有量 (%)、縦軸に 10⁴ の数値範囲をつけた K-Ar 年代測定値として示している。K 含有量が多くなると、年代は古い推定値に相対的に小さくなる。

図2. 70 m.y. 以下の年代測定試料に對する K-Ar 年代と K 含有量。年代に對する誤差範囲は 10%。

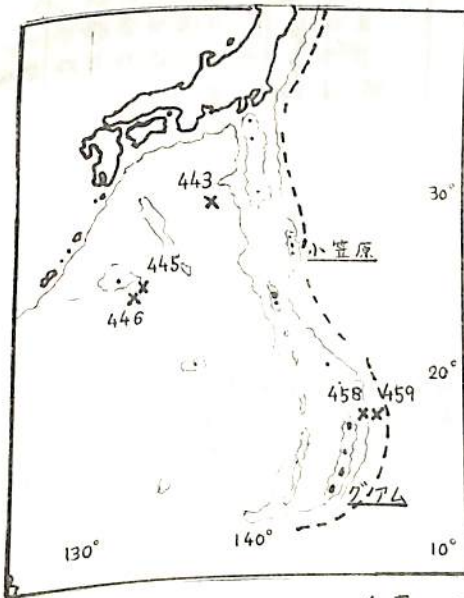
これから更に古い年代を推定して測定可能な限り、実験技術上の改善の他に、大気中の Ar₀ と Ar₁ の割合、試料の堅牢性の重要な要素となる。

$^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代測定

滝上 豊 小嶋 稔
(東京大学 理学部)

D S D P Leg 58 においては、下表のように 8 つの sample について $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代測定を試みた。(表 1) Site 443 は四国海盆, Site 445, 446 は大東海嶺の東に位置する。(図 1) 443 の sample は Total Fusion Age だけだが、上層の化石年代とほぼ矛盾しない結果である。但し、Air Contamination が大きいので、この年代が正確かどうかはわからない。445 の sample は early middle-Eocene (約 49 Ma) を示す sand stone 中の boulder である。Isochron Age は、矛盾のない年代を示している。446 の Sample は clay stone の中に sills として貫入したものである。Sample は 4 つの別の層の中から選んだ。446A-4-1, 446A-7-4 の Isochron Age はほぼ一致しているので、この年代が岩石の貫入した年代と思われる。しかし、clay stone の化石年代は early middle-Eocene なので、Sample の放射能年代と矛盾する。化石年代が違うのが、測定された年代が違うのが、原因はよくわからない。

(図 1)



(表 1)

以上の年代は 大東海嶺、四国海盆の発達 の歴史と関連してくる。

又、D S D P Leg 60 の sample は マリアナ海溝の fore-arc の部分を掘った Site 458, 459 より計 3 つについて測定を行った。(図 1, 表 1) 458 の sample は aphylic な clinopyroxene-plagioclase basalt で boninites (無人岩) とよく似た岩石である。上層の sediment の化石年代は 30-40 Ma を示しているのので、29-3, 40-2 の Total Fusion Age は共に矛盾しない結果となっている。しかし、この 2 つの sample の年代の差の意義、あるいは、年代の確実性についてはまだ問題が残っている。また、40-2 については、段階加熱の高温部分で Isochron 及び plateau Age を示しているが、この年代が何に対応するかはよくわからない。459-61-1 も岩石学的には 458 と似ており、上層の化石年代と矛盾しない結果を示すが、Air Contamination が大きいので、Total Fusion Age が本来の年代かどうかは疑問である。

SAMPLE	Site-Holl-Core:Interval	Total fusion age (Ma)	Isochron age (Ma)	Isochron intercept for isochron (°C)	Fractions used
Leg 58					
443-51	-1 : 9-11	15.6±1.0	--	--	--
443-55	-2 : 60-63	8.3±7.8	--	--	--
443-57	-1 : 6-7	10.9±3.5	--	--	--
445-93	-2 : 0-16	85.9±1.6	59.3±3	259 ±32	900, 1000, 1100, fusion
446A-4	-1 : 32-34	53.0±0.8	56.7±1	265 ±13	except fusion
446A-7	-4 : 138-140	46.6±1.0	56.4±3	201 ±8	except 900
446A-19	-2 : 14-16	39.8±0.9	54.1±1	167 ±6	800, 900, 1000, 1100
446A-23	-6 : 101-103	36.1±1.1	--	--	--
Leg 60					
458-29	-3 : 3-8	31.8±0.7	--	--	--
458-40	-2 : 38-45	40.5±1.2	10.1±0.2	322.1±18.7	except <600, 600
459-61	-1 : 133-138	36.1±2.0	--	--	--

* $\lambda = 5.543 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$
 *Error figures: one-sigma
 *Standard age: 90.8 Ma (JG-1 Biotite)

アメリカ, Montana州の Stillwater Complex
 に対する $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 法の適用

兼岡 一郎, J. Obradovich, H. Mehnert, M. Tatsumoto
 (東大・理) (USGS, Denver)

アメリカ合衆国, Montana州の南部部に於て, 玄武岩質マグマの凝固分化を起し
 た状態をその子孫継いでいると考へられている Stillwater Complex という巨大な複合
 岩体がある。その露出部分に, 最上部 4 km ほど及び, 最下部 (Basal zone), 超極基
 性岩相 (Ultramafic zone), 上部 (Banded zone), 最上部 (Upper zone) として
 区別される。この岩体の貫入した年代は, この上層の周囲の存在相の年代測定から, 25~30 億
 年程度と見做されてきたが, 岩体を直接に測定した年代は下層から下層まで, ほぼ
 1.2 億年ほどにわたる。その理由として, 用ゐることの可能な存在相 U, Pb, K などの
 少ない種類のものが入り, 年代測定用として技術的に難しいものであること, 二次的
 な熱作用の影響を受ける可能性があると考へられている。

この岩体から採集された超極基性岩, 及び
 極基性岩から, 斜長石, 普通輝石, 古銅輝
 石などを分離して, その $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代を求め
 た。其中性子母岩, USGS (Denver)
 所蔵の TRIGA 型原子炉で行った, ~70% 程度
 の中性子束を子としている。

得られた年代パターンは, 各温度段階に
 対して一様な値をとるが, 明らかに
 存在を示すものも少なくない。また
 明らかになるように, 斜長石は明らかに
 70 億年より新しい時期に二次的
 な熱作用を受けたことを示して
 いる。このことは, かなり古い年代
 (この地域として) での熱作用を
 示すものである。現在のところ, 今後
 の課題である。また, この比較
 的若い年代を示す斜長石は, 地
 域の異なる。恐らくこの二次的熱
 作用は, かなり局所的に起った
 可能性がある。

一方, 超極基性岩に付随して産出する
 金雲母は, その起源には貫入時期と
 ほぼ同一の時に生じたと考へる観
 念と, 二次的熱作用を受けたと考
 へる観念とがある。この金雲母は,
 図 2 に示すように約 26 億年の年代
 を示し, 過剰 Ar の存在は認められ
 ない。このことから, この金雲
 母は, 地帯で二次的に生成したと考
 へると矛盾しない。1500°C の温度
 段階での見かけ上の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代
 が若くしているのは, 金雲母生成
 後に生じたリン灰石のためである
 こと, Ca F による人工的に行われ
 た過剰 Ar の脱ガスパターンと
 相違される。

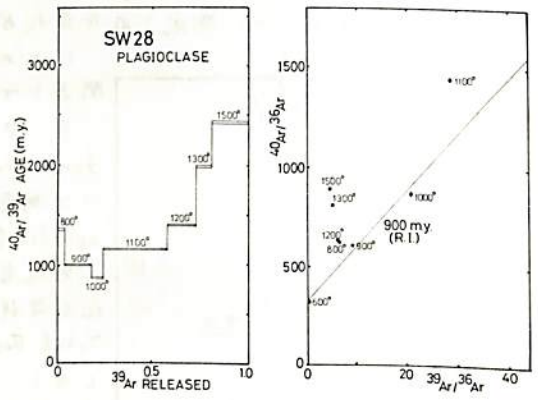


図 1. Banded zone からの斑輝石から分離した斜長石の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代。R.I. は reference isochron の意。

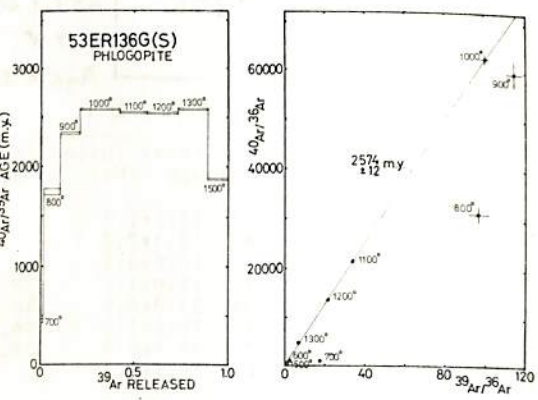


図 2. 超極基性岩に付随する金雲母の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代。

細川秀夫
東大理

小嶋 裕
東大理

Minnesota River Valley

地球の進化を論じる上で、プレカンブリアンの岩石の年代学的研究は、非常に重要である。

ミネソタ河谷も、プレカンブリアンの岩石の露頭が存在するところの一つである。

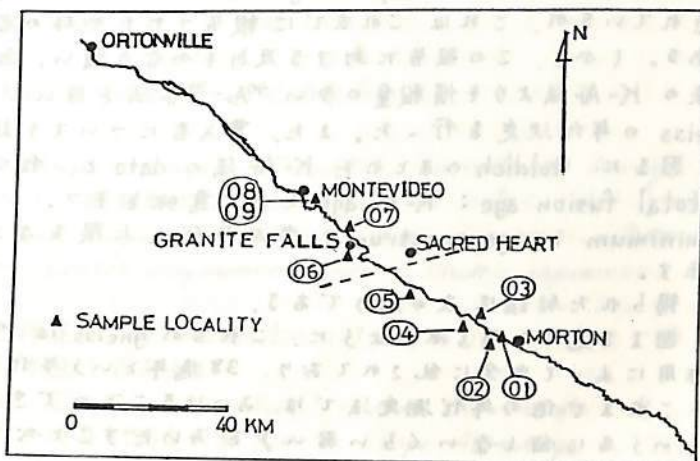
とくに、この地域のMontevideo付近のgneiss(石図参照)については、Goldich & Hedge(1974)によって、Rb-Sr全岩年代:38億年という報告があり、これが真の生成年代ならば今までに見つかっている地球上の岩石で最ものもとなる。しかし、Farhatら(1975)は、31~33億年の生成年代が妥当であると、

生成後の変成作用の影響によって、真の年代より古い年代や若い年代を得てしまう可能性があることを指摘した。

我々の研究室では、この地域の岩石を ^{40}Ar - ^{39}Ar 法で年代決定することを主目的とし、上図のように01~09の9か所から16コの岩石アロックを採取してきた。本研究では、これらのサンプルをRb-Sr法によって年代決定をし、

- ① 変成作用のおこった年代を、従来の研究より正確にすること。
 - ② Rb-Sr法での結果と ^{40}Ar - ^{39}Ar 法での結果とを比較してみることに。
 - ③ 生成年代(38億? 又は31~33億?)をできるだけ相定してみることに。
- を目的とした。

- 結果は、右表のような年代が得られ、
- ① 18億年前に、Montevideo地域では、従来考えられていたものより強い変成作用があり、その強さは、同じMontevideo地域内でも場所によ、てかなり変わっている。
 - ② 02-3 Biot.年代と05 graniteの貫入年代から、25億年前におこった変成作用は、約2億年後の23億年前ごろに安定したと考えられる。
 - ③ 少なくともMorton地域のgneiss(02, 03)については、その生成年代はGoldich(1974)の38億年よりは、Farhatら(1975)の31~33億年の方がより妥当と思われる。
- という結論が得られた。



Morton Gneiss (1σ)		
02-3	2.49±0.06	b.y.
02 all	2.49±0.05	b.y.
02-3 Biot	2.33	b.y.
Sacred Heart granite		
05	2.32±0.05	b.y.
Montevideo gneiss		
09	1.80±0.09	b.y.
reference whole-rock isochron age		
02 & 03	~3.1	b.y.

Minnesota River Valley の gneiss について 38 億年という Rb-Sr 年代が報告されているが、これは これまでに報告された地球の岩石の年代としては最古のものである。しかし、この報告に対する反対もかなり強い。我々は その真偽を確かめるべく、従来の K-Ar 法よりも情報量の多い ^{40}Ar - ^{39}Ar 法を用いて、Minnesota River Valley の gneiss の年代決定を行った。また、貫入岩についても調べてみた。

図 1 に Goldich のまとめた K-Ar 法の data と、我々が ^{40}Ar - ^{39}Ar 法によって得た
 { total fusion age: K-Ar age と同じ意味をそつ。
 { minimum in age spectrum: 変成年代の上限を与える。
 を示す。

得られた結論は次の通りである。

1. 図 1 を見て明らかかなように、これらの gneiss は ^{40}Ar - ^{39}Ar 法でみるかぎり、変成作用によって完全に乱されており、38 億年という年代をみいだすことはできなかった。
2. これまで他の年代測定法では みつけることのできなかつた弱い変成作用 (変成という名に値しないくらい弱い) をみいだすことかできた。それは 11 億年前ごろ起こったらしい。

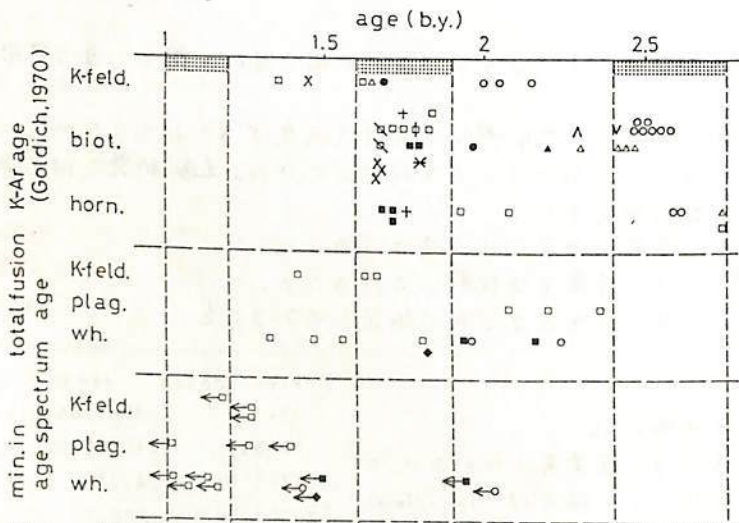


図 1. 実験結果のまとめ。

なお、図 2 には、2 つの貫入岩から得られた age spectra を示す。これら 2 つのサンプルについては Thellier 法及び Shaw の方法により 約 0.2 Oe という paleo intensity が求められている。我々は、この 2 つのサンプルは、同じ貫入岩体から得られたものと判断し、その年代は 約 20 億年であろうと結論した。

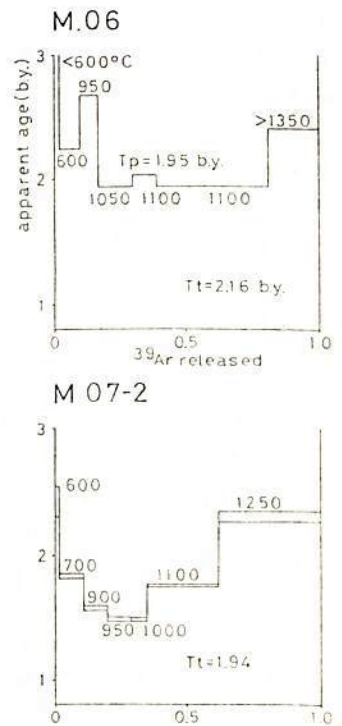


図 2. 貫入岩の age spectra.

船本 實 ・ 永田 武
国立極地研究所

西南極マクマード海峡付近には、オセロ紀末から現在に致るまでに形成された火山島がいくつかあり、中でも最大の規模を持つロス島には現在でも噴煙を上げている Mt. Erebus がある。このロス島の南端にはマクマード基地 (U. S) とスコット基地 (N. Z) があり、この付近には露岩が広く分布する。マクマード基地付近には、いくつかのクレターを持つ火山があり、代表的な9地点から古地磁気用の起方位資料採集を行った。

岩石は Hornblende Basalt, Olivine-Augite Basalt, Hornblende Trachyte Basalt それに Breccia から成り、成生年代は約 1.0 ~ 0.5 m.y. と考えられている。これらの露岩は下層から、Castle Rock Sequence, Crater Hill Sequence, Observation Hill Sequence, Half moon Crater Sequence, Twin Crater Sequence に分類されている。

資料はすべてハンマーによって採集し、1 inch 径のコアを切り出しスコーン磁気計で測定した。その結果は表 1 に示す通りである。

測定の結果 Cape Armitage と Observation Hill には Reversed が見られ、その他は Normal である。このことは年代測定の結果から、Cape Armitage, Observation Hill, Half moon Crater は Matuyama Reversed, その他は Brunhes normal の溶岩流と考えられる。偏角・傾角の値は、共に大きく変化し、V.G.P. の位置の年代により大きく変化していた事を示す。しかし変化量があまりにも大きいため、今後の検討を要する。

Paleomagnetic Data of McMurdo volcanic rocks.

after 150 Oe A.F Demagnetization

Location	Inc	Dec	K	x35	P. Lat	P. Lon	N	age m.y.
Between Armitage and Scott Base	-83.1	298.7	169.1	5.9	76.6	52.2	5	
Observation hill	73.4	761.6	31.0	11.0	-52.1	21.4	7	1.18±0.03
Crater hill	-78.0	27.1	130.8	1.0	75.7	107.6	10	
Taylor Valley	60.2	137.4	64.2	7.1	-49.4	295.1	7	
Second crater	-77.1	59.3	106.3	5.6	69.1	253.0	4	
Black Knob	-72.5	310.5	60.3	9.1	63.1	98.6	5	0.43±1
Twin crater	-84.2	118.1	33.1	3.1	69.8	316.2	9	
Half Moon crater	-70.9	65.9	62.9	2.7	57.2	249.9	3	
Half Moon crater	-59.6	290.6	217.8	4.5	43.7	86.7	6	1.0±0.2
Cape Armitage	76.2	252.9	-	-	-64.8	85.1	1	

C₃O₂ からの生命の起源

清水 幹夫
(東大宇宙研)

原始地球大気組成は内殻からの脱ガス後の過程から CO と N₂ とから成ることを前に論じた。そして、この大気から Carbon suboxide C₃O₂ の高分子が少量に生じ、海水に入り、重量の 0.1% 程度の有機物のスーパーストリークが生成されたと推定した。その後三量化生成物として、H₂O による、修飾海水中の C₃O₂ から Gly, Ala, Lys 等の物質が生じたと推定した。UV 照射による Ser, Asp なども生じたと推定した。また C₃O₂ と Urea から Uridil 前駆体が生じたと推定した。以上、生命の C₃O₂ と中心として織り出されたこと、現在の生命の構造を形成する分子の大部分は、その過程から生じたこと、事実、多くの重要な生物高分子の構造は、その物質 (例として、Fig. 1 の脂肪酸、構造多量 Lipid が代表的一例)。その内、最も重要なのは、遺伝コードの起源である。C₃O₂ の P₂ 反応の遺伝コード最重要部分は、central dogma の南極に集中して生じた。コードの化学進化の経路のモデルは、Fig. 2 のモデルによる scheme の origin of genetic code を説明する一審判り器形式とした。

Fig. 1 Lipid の構造式

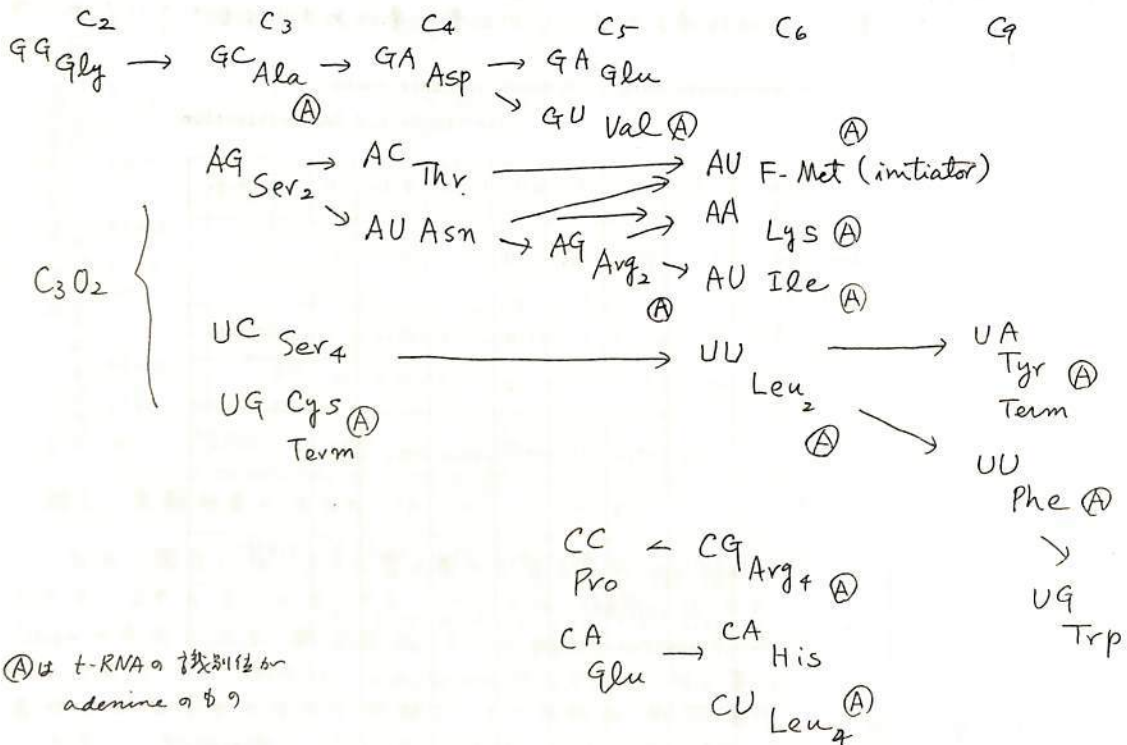
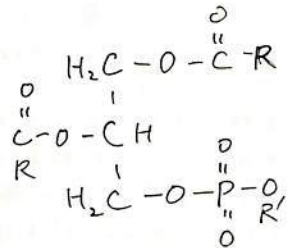


Fig. 2 Evolution of the Genetic Code

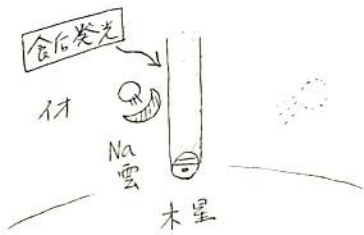
清水 幹夫
(東大 宇宙研)

Venus Pioneer 1, 2 号, Venera 11, 12 号 の観測から mass-spectrometers は金星大気中の ^{36}Ar , ^{38}Ar , ^{20}Ne などの地球に比して桁々 order の割合で割合で検出された。Gas chromatograph の結果は 1 桁ほど多い。これは微量成分の検出の際の感度向上を考慮すれば、これらの excess を説明する一つの立派な金星の地球より速く集積した solar nebula を示している。地球は遅く Tauri 風開始後 真空中で集積してからのことである。 ^{20}Ne の depletion は protoplanet 時の散逸 dissipation を考慮して説明できる。

一方木星の傍を通過した Voyager はその軌道上に Io 上の火山を発見した。この発見は Na 雲の post eclipse brightening, Io's atmosphere などと同じで諸君の手で一気には解決した。この火山の起源は Jovian nebula 中の heterogeneous accretion (根拠は Jovian nebula surface density and solar nebula 上の 10 倍程度) によること。Io 中に大量の Na を含むことと関係がある。

Fig 1.

木星の対峙した火山の位置

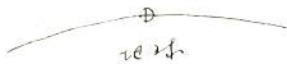


Io は木星と synchronize

Table 1
The contribution of the primary and secondary primitive atmospheres to the present atmospheres of the Earth and Venus (italic letters shows the composition of the present atmospheres)

gases	Venus		Earth
	primary	secondary	secondary alone
H ₂	~ 100x1000 ¹⁾ (mb)	- (mb)	~ 1000 ¹⁾ (mb)
H ₂ O	~ 100 ²⁾	~ 1000x1000 ²⁾	400x1000 ³⁾
CO	~ 10 ⁴⁾	~ 1000 ⁴⁾	~ 1000 ⁵⁾
CO ₂	-	<u>90x1000</u>	50x1000 ⁶⁾
N ₂	~ 10	~ <u>1000</u> ⁷⁾	<u>800</u>
⁴⁰ Ar	-	~ <u>10</u> ⁷⁾	<u>8</u>
³⁶ Ar	<u>8</u> ⁸⁾	~ <u>1/30</u>	<u>1/37</u>

- 1) lost to space later
- 2) almost lost to space and absorbed to interior by the runaway greenhouse effect followed by photodissociation. only 10 mb remains in the atmosphere. see the details in Shimizu (1978).
- 3) ocean
- 4) oxidized to CO₂, later
- 5) converted to C₃O₂ and, then, to the living system. see the details in Shimizu (1978, 1979a, 1979b)
- 6) calcites at ocean bottom
- 7) data of the Venera 9 and 10 (Keldish, 1978)
- 8) data of the Venus Pioneer (Hoffman, 1978)



Supergravity と 水星の集積

清水 幹夫
(京大 宇宙研)

最近 Weinberg-Salam による 電弱相互作用、weak interaction の統一理論の
成功と実験的検証と共に、 $2^{1/4}$ quantum chromodynamics との grand unifi-
cation、 $2^{1/4}$ 重力理論との統合を含む supergravity 理論が中心として進められて
いる。これは gauge 場理論の $2^{1/4}$ renormalizable であるという共通点を持つ。超重
力理論の場合、local gauge transformation に $2^{1/4}$ 変換するのは スピン 1/2、偶性であり、
その降時空での移動を伴った重力場との結びつきを $2^{1/4}$ する。この gauge 場の量子
が gravitino と呼ばれ、 $S=3/2$ を持つ。general relativity の場の量子 graviton (S
 $=2$) と混合して重力場を形成する $2^{1/4}$ である。spontaneous breaking of symmetry
の枠組みで mass を持たせると、値は $10^{-11} m_p$ となり、その range は 1 km に及ぶ。
もし gravitino の混合比が $2^{1/4}$ の近くになると、実験室内でしか gravitational
constant を天体へ適用した場合、mass を $2^{1/4}$ 過小評価することになる。このことを
check した、太陽系内の天体、例として月と水星の表面を比較することによって
行った。Mariner 10 号の写真をもとに $2^{1/4}$ 検証された。混合比が $2^{1/4}$ 以上 $2^{1/4}$ 以下
あり得る。この理論は Big Bang での宇宙の進化の対称性も適用可能であることが
ある。

Fig. 1. 自然界の力の統合

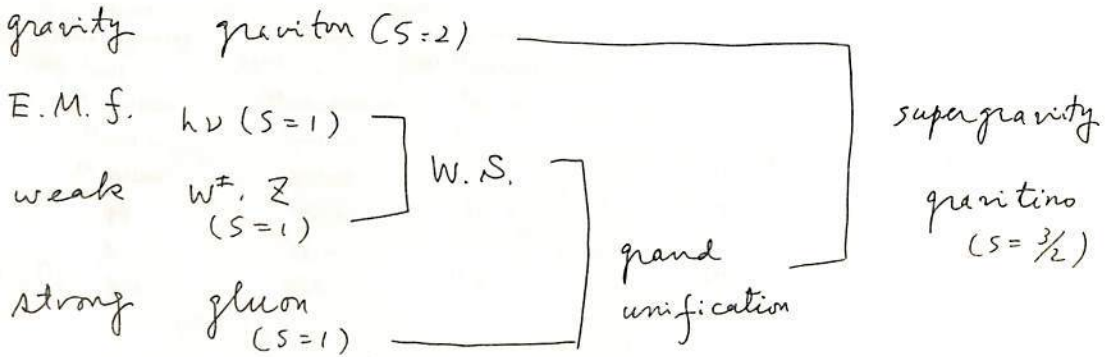


Fig. 2. Supersymmetry

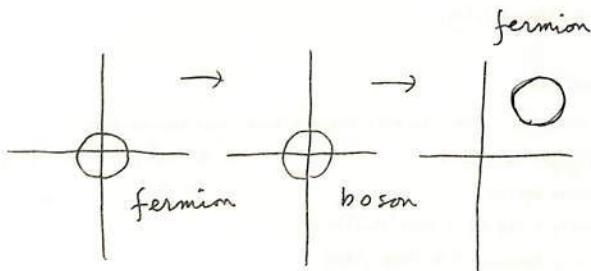
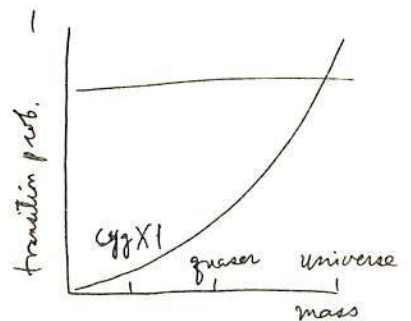


Fig. 3. Universe manifolds
→ a transition



PALEOMAGNETISM OF ANTARCTIC ACHONDRITES

永田 武
国立極地研究所

NRM's of 5 diogenites, one howardite and 3 eucrites retrieved from the clean Antarctica are specifically examined to estimate the order of magnitude of the paleointensity for these achondrites. The observed values of saturation magnetization (I_s), saturation remanence (I_R), coercive force (H_c), NRM intensity ($I_n(0)$), and residual NRM intensity after AF-demagnetization up to 100 Oe ($I_n(100)$) are summarized in the following table.

Achondrite	I_s (emu/g)	I_R (emu/g)	H_c (Oe)	$I_n(0)$ (emu/g)	$I_n(100)$ (emu/g)	F_0 (Oe)
YM 74013 (Di)	0.17	1.2×10^{-3}	10	3.4×10^{-6}	3.2×10^{-6}	0.09
YM 7307 (Ho)	0.53	2.7×10^{-3}	13	6.3×10^{-6}	5.9×10^{-6}	0.07
YM 6902 (Di)	0.19	3.5×10^{-3}	42	15.4×10^{-6}	23.5×10^{-6}	(0.15)
YM 74097 (Di)	0.32	4.0×10^{-3}	13	4.0×10^{-6}	3.2×10^{-6}	(0.033)
YM 74648 (Di)	0.20	7.5×10^{-3}	85	36.5×10^{-6}	32.5×10^{-6}	(0.16)
YM 75032 (Di)	0.042	6.5×10^{-3}	93	4.2×10^{-6}	3.8×10^{-6}	(0.022)
YM 74159 (Eu)	0.061	4.0×10^{-3}	265	22.6×10^{-6}	23.2×10^{-6}	(0.19)
YM 74450 (Eu)	0.050	0.44×10^{-3}	15	1.3×10^{-6}	0.83×10^{-6}	(0.10)
YM 7605 (Eu)	0.076	0.84×10^{-3}	15	4.5×10^{-6}	2.1×10^{-6}	(0.18)

As shown by a comparison of $I_n(100)$ with $I_n(0)$ in the table, NRM's of all these achondrites are sufficiently stable to attribute the origin of their NRM to either TRM or CRM.

The paleointensity (F_0) for YM 74013 diogenite is determined to be about 0.09 Oe by the NRM-ARM method, while F_0 -value of YM 7307 howardite is evaluated to be about 0.07 Oe by the Königsberger-Thellier method.

It has been suggested by Fuller (1974), on the other hand, that ratio $I_n(0)/I_R$ is approximately proportioned to F_0 in the case of lunar surface rocks, namely $I_n(0)/I_R \approx \alpha^2 F_0$ (1) where $\alpha^2 \approx 5 \times 10^{-2}$ for $F_0 = 0.1 \sim 1$ Oe. To reconfirm the relation expressed by (1), TRM acquired in $F_0 = 1$ Oe and I_R are examined for 12 terrestrial basalts and andesites, $\alpha^2 \approx (4.3 \pm 1.2) \times 10^{-2}$ being obtained. In the case of achondrites, $\alpha^2 = 3 \times 10^{-2}$ is the best fittable to independently determined values of F_0 of YM 74013 and YM 7307. F_0 -values in parentheses in Table 1 are the paleointensities of 7 achondrites thus estimated. These F_0 -values estimated by the Fuller's method may be subjected to a probable ambiguity of factor 2, owing to an uncertainty of α^2 , but their order of magnitude can be accepted. Namely, $F_0 = 0.2 \sim 0.02$ Oe for achondrites. This F_0 value may represent a magnetic field in the primordial solar nebula about 4.5×10^9 years ago.

スピナー磁力計及び無定位磁力計による岩石の
残留磁化方位測定と比較。堂 面 春 雄
山口大・教育・物理

従来、著者の自作による無定位磁力計(Domen 1965)によって、種々の磁化測定を行ってきたが、昨年、米国・ショーンステッド社製SSM-1A型スピナー磁力計を輸入することができ、以後これによる磁化測定も併用することになった。

すでによく知られているように、スピナー磁力計必ずしも最善という訳でもなく、特に試料作製やその他種々の問題点が残されており、無定位磁力計もまた捨てがたい。

目下これらの点について、検討中であるが、今回はスピナー磁力計による岩石試料の自然残留磁化方位測定の結果と、無定位磁力計を用いてえられた結果とを比較した。

スピナー磁力計による測定は、周知の如く、試料に固定した直交3軸の回りに、それぞれ試料を回転し、X-, Y-, 及びZ-成分を測定するのであるが、回転軸の正・負の取り方により種々の組み合わせが可能である。

すなわち、最も短時間に測定を行なうには、3軸回転・つまり+Z軸を回転軸とし、+X-および+Y-成分を、次いで+X軸を軸として+Y-および+Z-成分、更に+Y軸の回りの回転による+Z-および+X-成分の測定でなすことができる。また十分いいねいに測定するには、回転軸を定めて初相を90°ずつずらすことにより、24軸回転を行なうとよい。(回転軸を直交3軸に限らなければ更に詳しい測定は可能であるがそれは考えない)

ここでは、3・6・12および24軸回転の4種の測定を試みた。ただし、ここでいう軸回転とは、その軸数ほど異なる軸がある訳でももちろんない。たとえば24軸とは、正負直交3軸、つまり6つの異なる軸の回転様式に、上述の位相のちがいを考えると、それぞれに4つの様式が考えられるため $6 \times 4 = 24$ の異なる回転モードが存在することになるのである。

実験に供した試料は、米国コロムビア川溶岩台地より採取した、第三紀玄武岩試料であるが(Domen 1965^a, 1966), 上述の種々な回転モードによるそれぞれのデータは、誤差の範囲内で極めてよい一致を示し、また、無定位磁力計による同一試料の測定結果とも同様に符合する。

また、山口県産第四紀玄武岩についての同様な測定においてもよい一致をみた。

供試料の如き 10^{-3} emu/gr. 程度の均質磁化をもつ岩石試料では、3軸回転測定で十分であるとみてよい。

また、自作無定位磁力計の測定も十分信頼がかけるといえる。

文 献

- Domen 1965 J. G. R., 70(2) 425-432. (その後種々改良を加えた)
 " 1965^b Bul. Fac. Edc., Yamaguchi Univ., 14(Part 2), 35-44.
 " 1966 ibid 15(Part 2), 9-12.

Paleomagnetic Processor

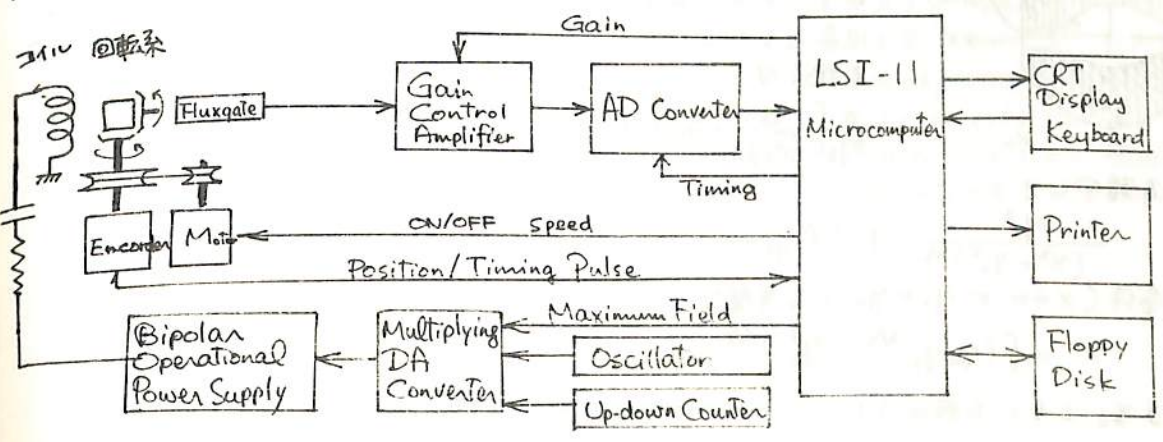
I. 設計目標

河野長・浜野洋三・西谷忠師・当舎利行
東大理

現在最も多く用いられている古地磁気学用の残留磁化測定装置はアスタティック磁カ計及びスピナー磁カ計である。これらの磁カ計では $10^3 \sim 10^5$ emu程度の残留磁化を数分～十数分程度の時間内に測定できる。特にFoster (1966) にはじまるフラックステートプローブとする低速スピナーは、比較的高感度の割には磁気的環境についてうるさくなく、取扱いかも容易で、Schonstedt から売り出されたモデルは世界的に最も標準的の測定器として広く用いられている。Schonstedt からは通常のSSM-1 磁カ計のうしろにミニコンピュータをデータ処理用につけたモデルも発売しているが、計算機つきのスピナーとしてはMolyneux (1971) のパイティPに基づくDigico のものが同程度の性能であり低価格である。これはSchonstedt では高級なエレクトロニクスを用いて実現しているフィルタリングや積分といった演算を全て計算機のソフトにやらせるという素晴らしい考えによっている。

最近に於て Josephson 素子を用いた磁カ計が実用化され、アメリカの会社から売り出された。この超伝導磁カ計は $10^3 \sim 10^9$ emu程度の磁化を数秒間で測定できる画期的な性能を持つ。この磁カ計の導入でスピナー型の磁カ計が全く駄目になってしまうかという点必ずしもそうではない。これは (i) 価格、(ii) 液体ヘリウムが必要、(iii) 火山岩の強く帯磁したものは扱えない、などの制約にもよるが、もっと重大なことは古地磁気学の実験が磁化測定だけでは完了しないことである。すなわち消磁が必須であるので、磁化測定と交流消磁を組にして考えざるを得ない超伝導磁カ計のシステムはスピナーのシステムより格段に速いとも言いがたいのである。磁カ計自体の完成度は非常に高いが交流消磁システムはまだ手造りの域を脱していないというのが一般的情况であろう。

我々は測定と消磁を連続して行いたいシステムを作ることにした。このシステムでは中心にマイクロコンピュータ (LSI-11) があり、データの演算・処理ばかりでなく、測定や消磁もすべてコンピュータの制御のもとに行われる。サンプルは傘歯車で2軸のまわりに回転し、磁化バクトルの成分がフラックステートによって測定できる。測定が終了するとそのままで同図の消磁コイルに電流が流れ、予め決めた交流磁場中で消磁が実行される。消磁が終了すると再び測定、消磁とあらかじめコンピュータ内に貯えられたプログラムに従って一連の段階交流消磁をつづけるものである。下に情報の流れの概念図を示す。



Paleomagnetic Processor

II. 交流消磁コイルの最適設計

河野 長
東大理

古地磁気学で最も多く利用されている消磁法は交流消磁である。交流消磁はその簡便で時間ととらないことや実験条件のコントロールしやすいこと等のために今後とも重用されると思われる。種々の残留磁化の交流消磁に対するふるまいもよく研究されており、その結果にもとづく Lowrie-Fuller テストなどもあって実用的価値が高い。更に最近では自然残留磁化、特に熱残留磁化起源のものの性質のコントロールモデルとしての An hysteretic Remanent Magnetization の性質が注目されており、ARMも交流消磁装置によって作り出し得るので応用性が増してきていると思われる。

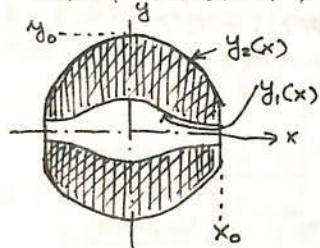
交流消磁用コイルとしては、はじめ磁場一様性を重視する考えからハルムホルツ型のコイルがよく用いられてきた。Cox and Doell (1967) による USGS タイプの消磁器もここに範をとって木下 (1968?) のものも、いずれもハルムホルツコイルを採用している。しかし、この形式のコイルは空間が狭いのであまり強い磁場をつくることはできない。強い磁場を作るにはソレノイドのようにぎっしり巻いたコイルの方が良い。Roy et al. (1969) 長さのかわり短いソレノイドでもサンプル空間で 1% 程度まで一様にするには困難でなく、200V の電源で 3000~4000 Oe を作れることを示した。

しかしソレノイドも強い磁場を作る効率が最も高いわけではない。そこで磁場の一様性を無視して中心に最も強い磁場を作るコイルはどんな形のものか、という問題を考える。コイルの中心には円筒状または球状 (いずれも半径 a) の空間をあけておくものとする。回転対称軸方向に x 軸、それと垂直に y 軸をとって原点を中心にあけると、コイルの抵抗および磁場は、

$$R = \frac{32 \rho \phi}{\pi D^4} \cdot 2 \int_0^{x_0} dx \int_{y_1}^{y_2} y dy = \frac{32 \rho \phi}{\pi D^4} \int_0^{x_0} (y_2^2 - y_1^2) dx$$

$$H = \frac{4 I \phi}{\pi D^2} \int_0^{x_0} dx \int_{y_1}^{y_2} \frac{y_2 dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} = \frac{4 I \phi}{\pi D^2} \int_0^{x_0} \left[\frac{y_2}{\sqrt{x^2 + y_2^2}} + \frac{y_1}{\sqrt{x^2 + y_1^2}} + \log \frac{y_2 + \sqrt{x^2 + y_2^2}}{y_1 + \sqrt{x^2 + y_1^2}} \right] dx$$

となる。但し D は電線の直径、 ρ は抵抗率、 ϕ はコイルの $2\pi r \cdot 2 \cdot \text{ファクター}$ 、 I は電流であり、また図に示すように $y_1(x)$ 、 $y_2(x)$ はコイルの内側と外側の形を示す函数、 x_0 は長さの $1/2$ 、 y_0 は中心での半径である。一般の場合、定まった電源 (電圧、電流) に対して磁場の最大を求めたいのであるから、 $R = \text{一定}$ として H の極値を求めるとなる。問題は y_1 は与えられているとして $y_2 = f(x)$ についてのオイラー-ラグランジュ方程式は、



このを種分して

$$\frac{\partial}{\partial y_2} \left[-\frac{y_2}{\sqrt{x^2 + y_2^2}} + \log \left| \frac{y_2 + \sqrt{x^2 + y_2^2}}{y_1 + \sqrt{x^2 + y_1^2}} \right| + \frac{32 \rho \phi \cdot \pi D^2}{\pi D^4 \cdot 4 I \phi} \lambda (y_2^2 - y_1^2) \right] = 0$$

これを種分して

$$\frac{y_2^2}{(x^2 + y_2^2)^{3/2}} + \lambda A y_2 = 0 \quad A = \frac{16 \rho}{D^2 I}$$

境界条件 ($x=0$ で $y_2 = y_0$) を考慮すると、コイルの形 y_2 は

$$x = \left[(y_0 y_2)^{2/3} - y_2^2 \right]^{1/2}$$

と求まる。こうした形のコイルについて性能や実際上の問題点について論ずる。

小林和男・古田俊夫・百瀬寛一

*東大・海洋研, **信州大・理学部

DSDP Leg 58では四国海盆の中央部付近で3地点(site 442, 443, 444), 大東海嶺域で1地点, 基盤岩の玄武岩層まで達する掘削が行われた(図)。これらの岩石の年代は四国海盆の3地点は, 古生物年代で15~20my., 大東海嶺の site 446 では Ar-Ar法による絶対年代で56~61my.である(Ozima et al., 1979)

site 442 では数層のPillow basaltと sill状のmassive lavaが共存しており, Pillow lavaに含まれるTitanomagnetiteはすべて低温酸化をうけている。しかし, massive lavaに含まれるTitanomagnetiteは低温酸化をうけているものと, うけていないものがある。EPMAによるこれらのTi-Fe比は0.21~0.32で, 共存するIlmeniteは zoning をみせぬ。各岩石に異なる化学組成を示し, 晶化は最後のGroundmass stageである。Ti-Fe比は0.86~0.95である。

site 443 と 442 と同様にPillow basaltと sill状のmassive basaltが共存している。TitanomagnetiteのTi-Fe比は0.27~0.30で, 共存するIlmeniteのTi-Fe比は0.84~0.96である。このsiteではFe-sulfideがかなり普遍的に存在する。

site 444 ではTitanomagnetiteは低温酸化をうけていないもののみならず, 岩石を貫してmassive lavaであった。Ti-Fe比は0.22~0.28である。

一方大東海嶺域のsite 446では玄武岩はすべてmassive lavaで各lavaの間には堆積物がかまわれる場合が多い。このsiteの岩石はalkali成分が多く, Ti-augite, Kersutiteを含むalkali basaltである。Titanomagnetiteは低温酸化をうけているものと, うけていないものとの両者がみられるが, 低温酸化をうけているTitanomagnetiteも熱磁気測定の内線はほとんどが600°C加熱後も加熱前のIntensityと同じような値を示すことが特徴的である。これらのTitanomagnetiteのTi-Fe比は0.17~0.34, IlmeniteのTi-Fe比は0.74~0.96と中間的な値を示している。



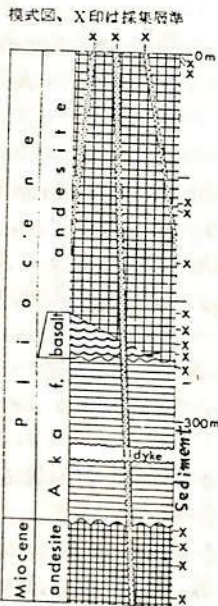
以上の結果から, 1, Pillow basaltに含まれるようなgrain-sizeの小さいTitanomagnetiteは一律に低温酸化をうけているが, grain-sizeの大きいもの(50~300μ)は酸化をうけていないものと, うけていないものもあり, その選別性はよくわからない。2, TitanomagnetiteのTi-Fe比とCurie温度に關してはTiが少ないものはCurie温度が高いものもあるが, 酸化をうけていないものは, ほゞエリした傾向を示さない。3, EPMAによる化学分析では, TitanomagnetiteにはAl₂O₃1~6% MgOを0.4~1.0%含む, その他V₂O₅ MnO等を0.1~

0.5%含む。又, Grain rimからcoreにかけてはAl₂O₃がわずかに増加し, Ti, Feがわずかに減少するが, その値も1%以内である。Ilmeniteに關してはimpurityはほとんどなくhomogeneousな組成を示している。

久米島安山岩の残留磁気の安定性について

百瀬寛一, 井上喜嗣, 笹嶋貞雄
(信大理) (京大理)

第1図: 採集試料岩石の層序関係を示す



笹嶋・前中(1973)より

久米島(沖縄県)の新第三系の古地磁気学的研究は笹嶋ら*によって行なわれた。今回報告する試料(宇江城安山岩, 第1図参照)は笹嶋らによって採取されたものである。これらの岩石試料の残留磁化はおおよそ下位よりNormal→Intermediate→Reverseとなっているが、それらは不安定であって、Int.の試料はAF消磁によってほとんどReverseとなること、相対的にはReverseの試料のほうがより安定でNormalやInt.の試料により磁化が進んでいることなどが笹嶋らにより報告されている。

筆者らはこれらの残留磁化の安定性を調べるために、反射顕微鏡観察、低温消磁、AF消磁、熱消磁、thermomagnetic analysisや強磁性鉱物の熱処理などを行なった。その結果を第1表に示す。

主な実験結果等を箇条書きにすると、

- ① 7個の試料にはいずれも磁化が進行しており、β相が僅かな粒子も多い。hematiteのラメラが確認される試料もある。
- ② J_s -T曲線には、岩石試料の極性にかかわらず、2つのtype(1相, 2相)が認められる。
- ③ 粒子サイズの小さなものや、hematiteラメラを持つ試料ほど、低温消磁における残留磁化の変化量が小さい(例外, 26-17)。
- ④ $\geq 10^{-3}$ mmHg, $680^{\circ}\sim 950^{\circ}\text{C}$ で強磁性鉱物を熱処理すると、表にあるようにいずれもCurie点が下降する。——筆者らはこの変化

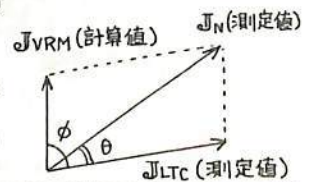
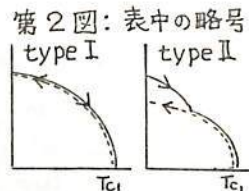
をβ相の分解によると考えているが、格子定数や J_s を測定するに足る試料ができなかったため、β相のbreakdown product(α相)を確認してない。しかし、実験の雰囲気からも、それが還元によるものとは考えにくい。

- ⑤ 熱消磁に安定な試料は、その後のAF消磁・放置実験に対しても安定である。そのような試料では、 T_{c2} での熱消磁後の残留磁化方向は T_{c2} 以下の磁化方向とかなりよい一致を示すことがわかった。

* 笹嶋貞雄・前中一見(1973), 久米島(沖縄)における新第三系の古地磁気学的層序, GDP構造地質連絡紙, No.1, p.75-82.

第1表: 実験結果のまとめ(略号は第2図参照)

J_s -T曲線のtype I(1相), II(2相); J_N , INITIAL NRM; J_{LTC} , 低温消磁後のNRM; $J_{VRM} = |J_N - J_{LTC}|$ = 低温消磁により消磁された残留磁化; T_{c1}, T_{c2} はそれぞれ熱処理前と後のCURIE点; θ と ϕ (計算値)については第2図を参照。



Sp.	J_s -T type	N-R	θ	J_{LTC}/J_N	J_{VRM}/J_N	ϕ	$T_{c1}(^{\circ}\text{C})$	$T_{c2}(^{\circ}\text{C})$	$T_{c1}-T_{c2}$	粒子サイズ	β相	ラメラ	安定性
2601	II.	N	9°	0.63	0.39	23°	570	450	120°	大 平均>200 μ	◎	○	熱, 不安定
2602	II.	R	15°	0.93	0.25	81°	570	460	110°	大	◎	○	熱, 安定
2605	I.	N					575	480	115°				
2611	I.	R	3°	1.03	0.07	117°	560	500	60°	小	△	○	
2617	I.	R	4°	0.64	0.49	125°	530	340	190°	小	○	○	熱・放置, 安定
2619	I.	N	17°	0.84	0.31	68°	570	440	130°	中	○	○	熱・AF・放置, 不安定
2621	II.	Int.	38°	0.58	0.64	70°	565	485	80°	大 150~500 μ	◎		放置, 不安定

について、

桂 郁 雄 · 筈 嶋 貞 雄
京 大 · 理

て藤 (例えば1978春学会講演) によれば、堆積物が残留磁化を獲得するメカニズムは、堆積物の framework ができたのちに、圧密がすすむさいに、磁性粒子を堆積物の構造中で保持する力 (いわゆる friction) の変動がおこり、ときに磁性粒子を回転させ外部磁場に並行に配列させようとする力 (magnetic torque $\vec{m} \times \vec{H}$) よりも "friction" が減少した瞬間においてのみ、磁性粒子が実際に回転し外部磁場方向に配向するという磁化モデルで表現できると報告した。このモデルにより P-DRM の外部磁場依存性のほかに、圧密の進み具合 (例えば密度の変化で表わし得る) により P-DRM 獲得量が異なること、及びある一連の圧密過程で得られる P-DRM 獲得量は、圧密過程中の各部分で得られたいわゆる partial P-DRM の和で表わし得る (加法則) を導き、今までの再堆積実験結果をよく説明することをおもった。

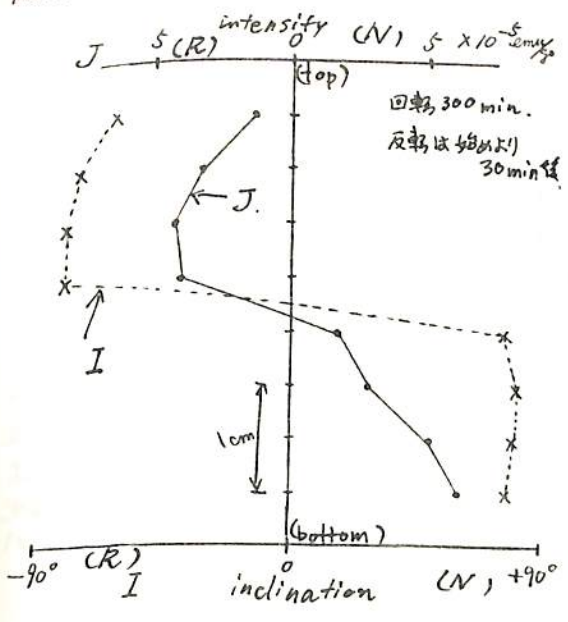
筆者らは昨年春、磁場と容易に制御でき、堆積条件を任意に設定できるような遠心機をベースとした再堆積実験装置を組み立て実験を行ってきた (1978秋学会)。この装置により、従来より長尺の試料が作れ、うす切り法を併用することにより連続的な磁化記録の変化を求めることができた。これを用いて、とくに興味深い、磁場反転を如何に記録するかに実験的に確かめようとしてきた。

現在までに、P-DRM の磁場依存性と圧密過程に対する依存性は今回の実験でも確かめられた。均質な出発物質から堆積物ができると一定の磁場をかけ続けたときの残留磁化は、作用磁場に並行で、強度は磁場強度に比例した。また出来上りの堆積物の密度と磁化強度とは比例関係にあった。これらは従来の藤の実験を追いついた形になる。

圧密過程の途中で磁場を反転させたときの残留磁化は、瞬時の反転を与えたにも拘わらず、徐々に変化を示し、Løvlie (1976) と同様の傾向を示した。また、と中の一定時間だけ磁場を反転 ("excursion") させたときには、反転の継続時間があまり短いと残留磁化として残らない。これらの実験の残留磁化では、境界に相当する部分の前後を含んで、磁化強度の減少が必ず起こっている。この結果は、いわゆる "partial P-DRM の加法性" が、と中に反転を叠けても成り立つと考えれば、堆積物の mixing をとくに考えずとも説明できるように思える。

今回の報告では、とくにこれらの点に注目して P-DRM 獲得のメカニズムを考えてみたい。

今後の問題となって残るのは、この "partial P-DRM の加法則" がとこまで有効性を發揮するかということである。堆積物の残留磁化強度から過去の地球磁場強度を推定するいろいろ試みが行われているが、もし "加法則" が成立のならば (とくに反転を受けた後も)、最も有効な手段を提供することになる。



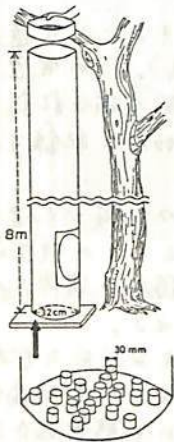
← 図; と中で 1/4 反転を疊けた試料の磁化記録の例。

野村哲・野尻湖古地磁気グループ
群大教養

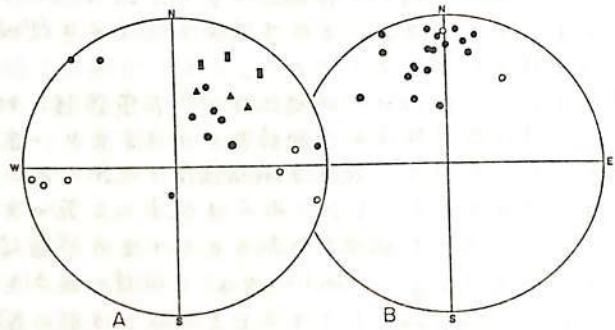
火山灰層は全国各地に分布しており、火山灰層による古地磁気の復元が可能になれば第四紀後期の地磁気の変化がくわしくとらえられるばかりか、旧石器人類と地磁気との関係を追う上でも、大きな成果が期待できるかもしれない。

長野県上水内郡の野尻湖周辺に分布する野尻ローム層は、同一層準でありながら、数10 cm 水平方向に離れると、自然残留磁化の方位が変化する。したがって、この平面的な磁化の変化が、初生的なものか、二次的な、たとえば化学残留磁気のようなものであるか、さらに、もし二次的なものであるとすれば、どのような経過でローム層の磁化が獲得されるかを明らかにする必要がある。この問題を解決するために、赤城火山南面の上部ローム層を使って降灰実験を行なった。

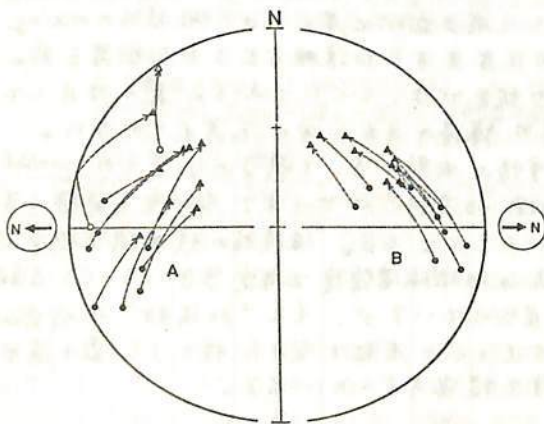
降灰実験は、第1図に示す装置で行なった。降灰には、2 mm 方眼と0.5 mm 方眼のフルイを使い、3~6 cm 堆積させるのに2~3時間かけた。降灰試料の磁化方位を第2図に示す。A



第1図 降灰実験装置



第2図 降灰試料の磁化方位。Aは2 mm 方眼、Bは0.5 mm 方眼のフルイで降灰させたときの磁化方位。



第3図 降灰試料の粘性残留磁化。Aは水中。

では、ばらつきが大きいですが、Bでは、比較的好くまとまっている。しかし、Bは伏角が浅い。

次に第2図Bの試料を、西に向けるもの、東に向けるもの、の2群に分け、37日後に磁化を測定したところ、第3図のようになった。

天然のローム層は、2 mm以上の鉱物や岩片を含んでいることが多いが、磁化方位は、第2図のA、Bよりも、まとまりがよい。このようなことから、ローム層の磁化は、堆積後の一定期間のあいだに獲得される、と考えられる。

小嶋 稔
東京大学理学部

堆積岩がその形成後次第に物理的変形を受けることは一般に知られている。このような岩石の塑性変形が、その岩石の残留磁化にどのような影響を与えるかについては、まだ確立した結論は得られていないように思われる。たとえば、ごく最近に至っても、Kodama and Cox (E.P.S.L. 38, 436, 1978) は、“人工的に作った堆積物体”に有限変形を加え、その際の残留磁化 (ARM) 変化をしらべている。この結果、Kodama and Cox は、この人工岩石が約30%程度の塑性変形を受けても、その残留磁化方向に変化はなかったと報告している。

筆者は、かつて小林が CRM 研究のために作ったと同じ方法で (J. Phys. Soc. Jap., 15, 1352, 1960)、Cu-Co合金をつくり、これに強い IRM を与え、この合金に塑性変形を加え、そのときの残留磁化の変化をしらべた。

この結果、残留磁化は、Cu-Co合金 (円板状) に目印としてつけた“Body Vector”と同じ方向変化を示した。つまり約50%の塑性変形により、“Body Vector”および残留磁化方向は、約20°近い変化を示した。この変化は、磁化方向が加圧方向と直角方向に次第に偏って行くセンスである。又残留磁化強度も、約15%の減少を示した。この結論は Kodama and Cox の得た結果と反対である。

更に Cu-Co合金の、加圧前・後につき磁気異方性を測った。この結果、加圧前は、ほとんど isotropic だったのが、加圧後 (約50%塑性変形) 約 10^3 dyne-cm/g の磁気異方性が認められた。磁気異方性は $\sin 2\theta$ の周期を持ち、異方性の原因が磁化粒子の形状異方性によることを示している。このことから、(i) 塑性変形に伴い、Co粒子の長軸方向が次第に加圧と直角方向にそろってきた、あるいは(ii) 当初ほぼ球状だった Co粒子が、加圧のため Cu-matrix と同じ塑性変形を受け、形状異方性が発達した、の二つの解釈が可能であろう。

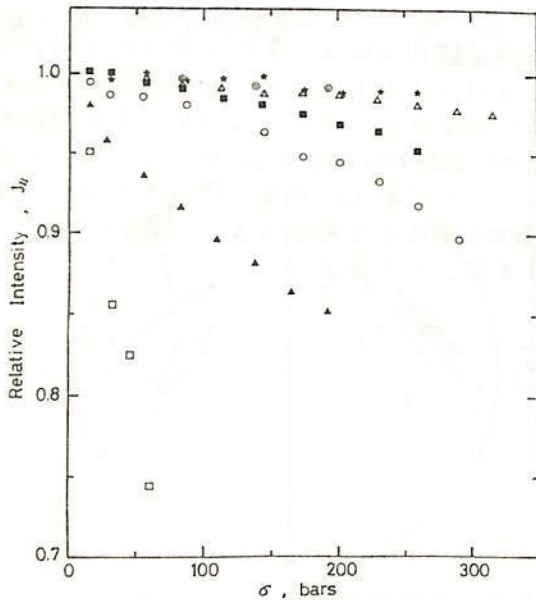
結論： Cu-Co合金に塑性変形を加えると、その残留磁化方向は、変形 (伸びの方向) 方向に次第にズレる。この原因は、Co粒子の形状異方性によるものであるが、加圧前からあった Co粒子の非球状性 (elongated shape) のためなのか、あるいは加圧による塑性変形なのか結論できない。現実の堆積岩の塑性変形が、Kodama and Cox がしらべた人工堆積物に近い行動を示すのか、あるいは、ここをしらべた Cu-Co合金に近いのかは、今後の研究にまたねはならない。現状では、海底堆積物の磁化の伏角変化を、一義的に paleo-latitude の変化に結びつけることは充分注意を要することであろう。

一軸圧縮による岩石の自然残留磁化の
応力消磁

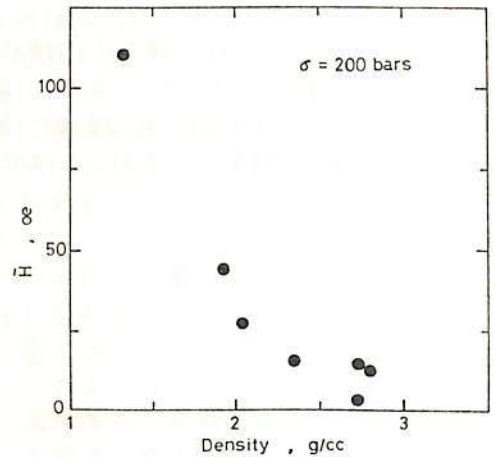
栗野 洋三
(東大理)

岩石の持つ残留磁化の応力に伴う変化については、Ohnaka and Kinoshita(1968), Ohnaka (1969)等により一軸圧縮下での実験がなされ、最近になって Revol et al.(1977), Martin and Wyss(1975), Martin et al.(1978) 等により、岩石が破壊するまでの高い応力範囲や繰り返し応力の影響、静水圧を加えた三軸応力下での磁性の変化を調べる実験が行なわれている。これらの研究では、岩石中の磁性鉱物の組成や粒子サイズが残留磁化の応力変化に及ぼす影響については考慮がなされているが、地殻を構成する岩石の自然残留磁化の応力変化を推定するためには、他のいくつかの要因を考慮する必要がある。岩石の持つ自然残留磁化にも、そのほとんどがTRM(熱残留磁化)起源で磁氣的に非常に安定なものもあれば、IRMやVRM等の二次的な成分が大きく磁氣的に不安定なものもある。この磁氣的な安定性は交流消磁により確かめられるが、自然残留磁化の応力による変化の大きさと磁氣的な安定性との関係を見つけることは、地殻に働く応力を磁氣的測定から見繕もるのに重要である。また普通測定されるのは、岩石全体にかかる応力に対する岩石の磁性の変化であるが、岩石の磁性を担う磁性粒子はその粒子に及ぼされる応力によって変化する。この二つの応力の向の関係は一般には等しくなく、岩石の構造によって違ってくると思われる。特に磁性粒子のまわりに応力集中を起させるような岩石の構造は、感度のよい応力センサーを見つけるのに役立つ。

以上のことから、いろいろな構造を持つ岩石について比較的低い応力範囲で、自然残留磁化の一軸圧縮による消磁を行なった。この実験は無磁場中で岩石を加圧し、応力を取り除いた後で残留磁化を測定したもので、残留磁化の非可逆的变化を調べている。才1図に圧縮方向の残留磁化の相対的变化を示すが、岩石の種類によって大きな違いが現れている。同じ岩石についての交流消磁の結果と比較すると、定性的には磁氣的に不安定な岩石の方が応力に対しても不安定であるといえるが、それ程よい相関では無い。才2図には200 barの応力による残留磁化の消磁を起すのに必要な交流磁場と岩石の密度との関係を示す。密度が小さく空隙率の大きな岩石ほど、磁性粒子に及ぼす応力の影響が大きいことをあらわしている。



(才1図)



(才2図)

西谷 忠 師

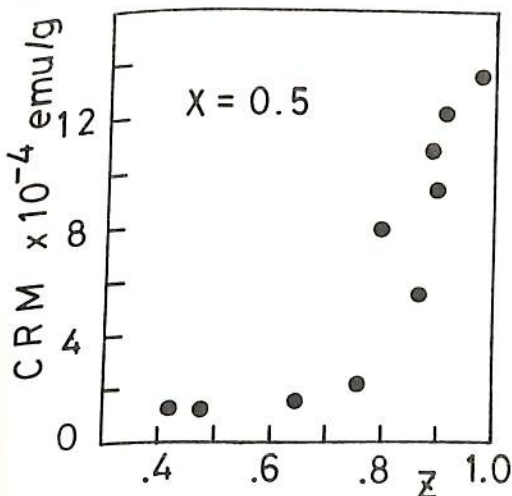
東大・理

今までは大部分の岩石の磁化の原因となっているチタノマグネタイトそのもの、および、これが低温酸化したチタノマグヘマイトの磁気的性質を $\alpha = 0.3, 0.5, 0.7$ を中心として室内実験により調べてきた。その結果低温酸化させる温度、時間を決定するとどの程度まで酸化するかを推定することが可能となった。

自然のサンプル、特に海底玄武岩の磁気的性質に関するデータは最近急速に蓄積されつつある。特長的なことからして、海底玄武岩はほとんどの場合程度の差はあるが低温酸化を受けていることである。磁化温度曲線、熱消磁などの解析から磁化は熱的に不安定でありPaleo Intensityを求めることはかなり困難である。この磁化の起源が熱残留磁化(TRM)によるものか、低温酸化が進行する時に獲得される化学残留磁化(CRM)によるものかは地球磁場の歴史あるいは地殻の温度、圧力などの歴史を知る上で非常に重要である。低温酸化が進行するにつれて最初に有していた磁化がどうなるか、CRMの強度がどのように変化するかも重要な点である。今まで Marshall and Cox (1972), Johnson and Merrill (1973) などの実験結果もあるが、まだ明確な結論が得られているわけではない。

そこで今回は海底玄武岩の磁化の起源を明らかにすることを目標にして、TRM強度が低温酸化によってどのように影響されるか、低温酸化に伴うCRM強度がどうなるかを調べた。実験方法としては次のようなものである。合成したチタノマグネタイトをセメントと混合して直径10 mmφ、長さ10~20 mmの円筒形の試料を作り真空炉内($\sim 10^{-6} T_{\text{orr}}$)でTRMを獲得させる。この試料を空气中で加熱して低温酸化させるわけであるが、加熱中のみTRMと直角方向に磁場を加えることによりCRMを獲得させる。磁化の成分を調べることによりTRM強度、CRM強度の増減の様子を得ることができる。CRM成分は低温酸化による効果だけであることを確かめるため、空气中で行なったと同じ温度、磁場の条件で真空炉を用いて試料を加熱した。磁化を測定した結果CRM成分に相当する成分はほとんど現われなかった。このことから空气中で加熱してCRM獲得の様子を調べることは低温酸化による効果のみをみていると思っていよい。

実験結果の一例を左図に示す。この図は $\alpha = 0.5$ の試料の場合で酸化度(α)とCRM強度の関係を示してある。特長として酸化度が0.6付近までほとんどCRMが獲得されず、0.6以上からCRM強度がしだいに増加することがあげられる。



References

Marshall and Cox (1972)

J. Geophys. Res. 77, 6459

Johnson and Merrill (1973)

J. Geophys. Res. 78, 4938

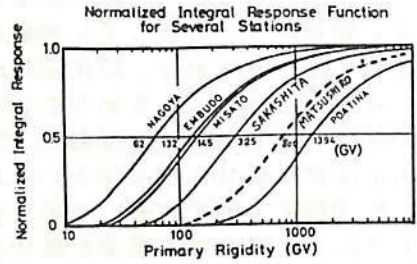
深い地下 (250 MWE) における高エネルギー

宇宙線強度変動の観測

安江新一、森 覚、鷲坂修二、横山敏彦、赤羽重信、茅野基、 一元潮匡興
(信大大理) (信大教養)

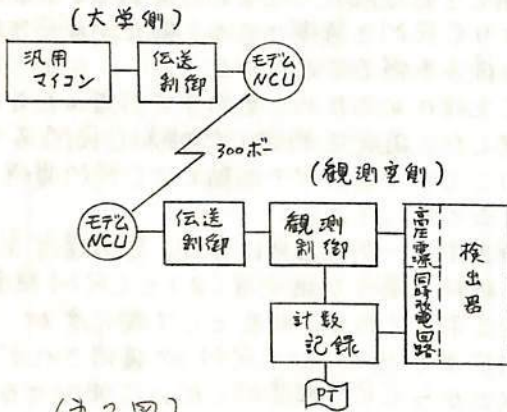
53年度の初めから、松代地震観測所の坑道内で宇宙線検出器(シンチレーション・カウンタを使用)の構成や配置を決めるための予備実験を行ってきたが、現在はそれらの結果を整理して本観測にはいるための準備を行っている。そこで今回は予備実験で得られたデータや坑道内の広さなどの状況に基づいて困ってきた装置の構成や配置について報告したい。

今度の観測計画の最大の特徴は median rigidity が約 800 GV (第1図参照) という深い地下での観測ということ。従来の地上や地下の観測で使われてきた装置をそのまま使うことには問題があると思われる。そこで102のシンチレーションカウンタには 1m x 1m x 10cm のシンチレータと2本の光電子増倍管(直径5インチ)を使い、2つの光電子増倍管のコインシデンスをとることにより、深い地下での S/N 比の悪さを補う方法を採用する。このようなシンチレーション検出器を上下2層にして、4つの斜め方向(東西南北)と鉛直方向の強度を同時に記録し、予想される正の気温効果の影響を差引きにより取り除くことを考えている。



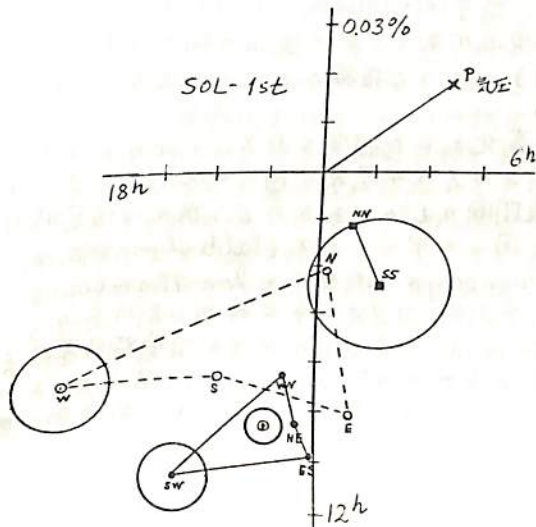
(第1図)

一方、大学と松代の間は車で約2時間の距離にあるため、電話回線(公衆通信回線)とマイクロ・コンピュータ(マイコン)を組合わせた比較的簡単な遠隔操作のシステム製作を並行し、第2図に示すシステムを実用化することが出来た。これにより高圧電源や計数記録装置の遠隔操作が可能になり、その結果測定方法のセット、データの収集、停電後の回復等を電話を通して行うことが出来るようになった。この装置についても合わせて報告したい。



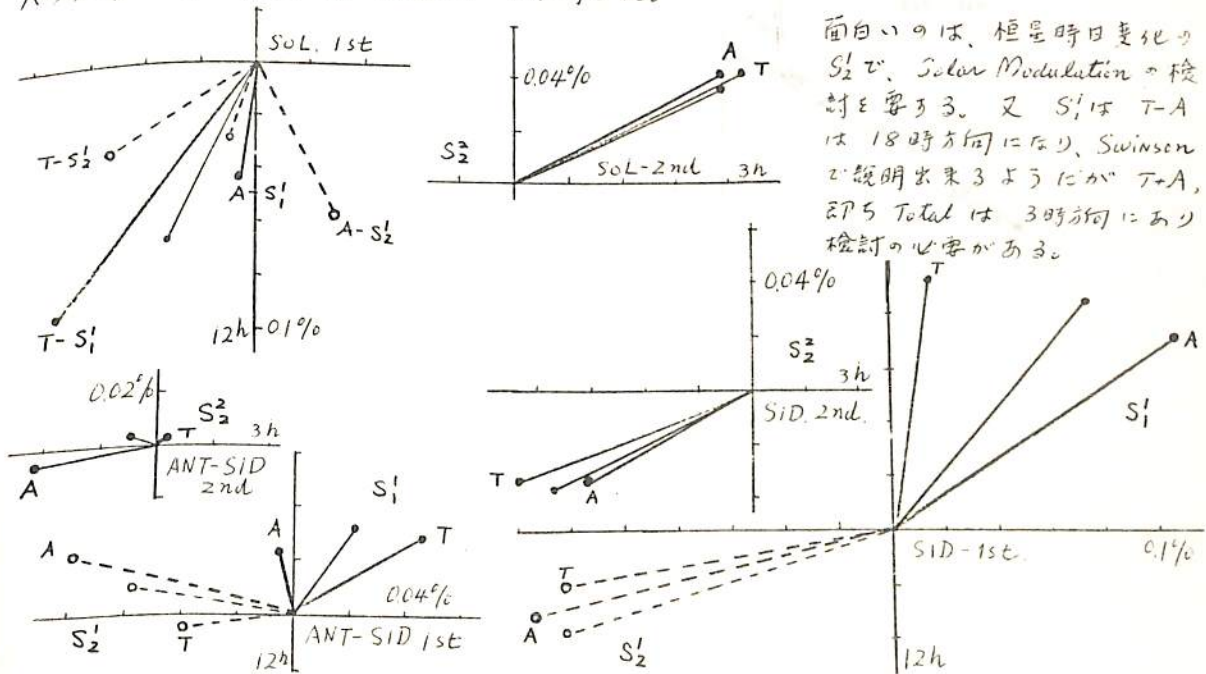
(第2図)

名大 理 長島一男 上野裕幸 藤本和彦 藤井善次郎
 東大 宇宙線研 近藤一郎



1978年、1年間の観測結果について報告
 する。
 ニコエネルギー領域 (10成分 $P_m = 350$
 ~ 600 GV) は、既に報告したように、
 Forbush Decrease の発生 (平均 0.5%)、
 Sector Structure に関連する南北方向強度変
 化から、Solar Modulation の影響下にあ
 ることは明らかであるが、今日日変化をし
 らげた結果、太陽時極星時共に 0.05% 程度
 発生していることがわかった。これにより、
 坂下観測が Solar Modulation の High Rigidity
 Side のスペクトルを決定するのに重要な観測
 であると共に、Sector Structure と、より明ら
 かにするだろうという期待が強くなった。

解法は、10成分の観測値から、Forbush decrease の発生日を除き (7日)、Solar-Geophysical
 Data に従って Toward, Away, 及 Total に分け、日変化、半日変化の月平均値を求め、更に
 太陽時極星時、反極星時の年平均値を求めた。(上図は、その一つで太陽時日変化の年平均値で
 極大時刻が 13 時である。) これらから日変化については $S_1 + S_2$ 、半日変化については
 S_2 を 10成分の観測値から、最小乗法で求めたものが下図である。スペクトル
 パラメーターは $\delta = 0$, $P_0 = 500$ GV を使用した。



面白いのは、極星時日変化の
 S_2 で、Solar Modulation の検
 討と要する。又 S_1 は T-A
 は 18 時方向になり、Swinson
 の説明出来るように T-A,
 EP の Total は 3 時方向にあり
 検討の必要がある。

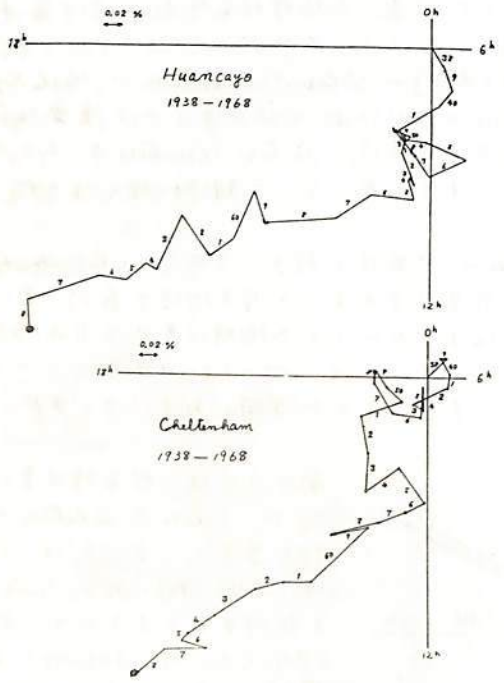
惑星間空間磁場による宇宙線恒星時日変化

一之瀬 匡興, 矢作 直三, 高橋 八郎, 長島 一男
 岩大教養 岩手大人文 岩手大教育 名大理

宇宙線の太陽軌道方向の密度勾配 (∇n) と、惑星間空間磁場 (IMF) との相互作用 ($IB \times \nabla n$) によって黄道面に垂直な宇宙線の流束が生じ、この流束の向きは IMF の極性によって反転することが Swinson (1969) によって指摘され、その後多くの研究がある。日本グループも大きな貢献をした。ある。

この流束は地球上では南北異方向性と恒星時日変化として観測される。これらより次元的に扱った解析は Yasue 等によって行われた。この2つの現象が同一の Origin であることが示された。しかし今までの解析は比較的短期間のものであるので、我々は恒星時日変化のみを用いて長期間における解析を行った。用いたデータは Cheltenham および

Huancayo における Ion chamber の 1938-1968 年である。IMF の Toward と Away における恒星時日変化と夫々花ぬその差 vector $(T-A)/2$ として小さく $IB \times \nabla n$ によって生じる黄道面に垂直な宇宙線の流束をみることでできる。この方法による結果を図に示す。図にみられるように 1938-1968 年の 31 年間にわたり、黄道面に垂直な宇宙線の流束が persistent に存在していることがわかる。31 年間にわける観測の振巾の平均値は Cheltenham においては 0.013%, Huancayo では 0.017%, その位相は地球磁場による曲りを考慮すれば $\sim 18^h$ S.T. である。この振巾から太陽軌道方向の宇宙線の密度勾配を花ぬると約 0.3%/AU となりすでに花ぬられている他の結果と矛盾しない。更にここがい変化について解析中でありそのことについて報告の予定である。



森 覚 安江 新一 (信大理) 一之瀬 匡興 (信大放長)
石田 幸雄 (福島大教育)

最近 (1971~1976年)に見られる宇宙線異方性(日変化)の、特に相対変化を、いわゆる Corotation anisotropy と 22-年変化 anisotropy で説明しようとする。

前回の発表にかりて、一つが試みとして、「2方向異方性」を仮定し、最小二乗法による best-fit から 1) 2方向異方性の決定、2) スペクトルの変化をしようとした。その結果、1) 18° と 9° の異方性が存在しきうを認め、2) 18° 方向異方性は power type スペクトルで、その巾が ≈ 0.0 であり、 9° 方向異方性は $\approx +0.2$ であることが得られた。しかし、上述の方向で得た 2 方向異方性について、その best-fitting parameters は必ずしも安定なものでないことが指摘された。今回はその点について、解析を進めた。その際、用いるデータの数を出来るだけ増やすこと、そして各エネルギー領域にわたって、ほぼ同数に与るように努めた。

その解析結果をいまと、太陽活動、特に太陽極端低速度と関連して、その変動機構を探る。

宇宙線日変化の機構

北村 正 臣
気象研究所

宇宙線中間子成分と中性子成分の太陽日変化と比較すると、その最大時刻(T_{max})は前者が後者より前進している。この事實は一方向宇宙線異方性モデルによつては説明出来ず、我々は二方向異方性モデルによつて説明されることを示した。こゝで21時(UT)及び09時(LT)方向の異方性の効果について検討した。ここでは15時(LT)方向異方性の効果について検討する。

太陽磁場の2-Hemisphere Modelによつて、南北両半球の磁場境界付近においては、15時方向異方性の存在するところを推測した。しかもその異方性は、太陽磁場の11年反転に伴い、11年ごとく反転し、宇宙線日変化の22年変化の成分とつて考えらる。

小森 博夫

東京水産大学物理学教室

宇宙線解析用に開発されたわれわれのデータ処理法が1977年11月22日の宇宙線増加の解析に適用される。Deep Riverでの増加は26%に達している。気圧補正をした14か所のneutron monitorの5台のうち10台位が使われている。5台のsource parameters; amplitude a , 緯度 λ_s , 経度 φ_s , solar proton のスペクトルのべき γ , 源の角分布のべき n とすれば, 宇宙線増加 $y(a, \lambda_s, \varphi_s, \gamma, n)$ は次のように表わされるものと仮定する。

$$y(a, \lambda_s, \varphi_s, \gamma, n) = \int_{a_0}^{\infty} f(R(a, \gamma)) \cdot g(\theta(n, \lambda_s, \varphi_s)) \cdot S(R) dR$$

こゝで

 R : rigidity (GeV/c)

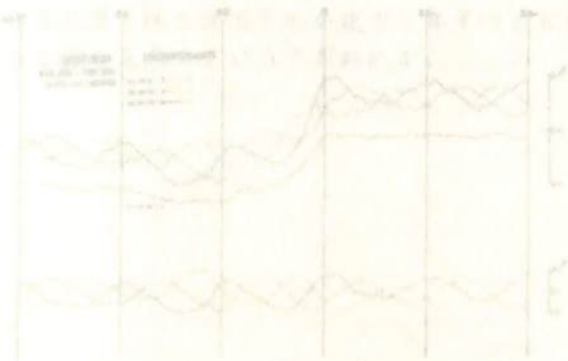
$$R(a, \gamma) = a R^{-\gamma}$$

$$g(\theta) = \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^n$$

$$\cos \theta = \sin \lambda_s \sin \lambda_a + \cos \lambda_s \cos \lambda_a \cos(\varphi_a + 15^\circ T - 180^\circ), \text{ (suffix } a: \text{ asymptotic)}$$

 $S(R)$: specific yield function

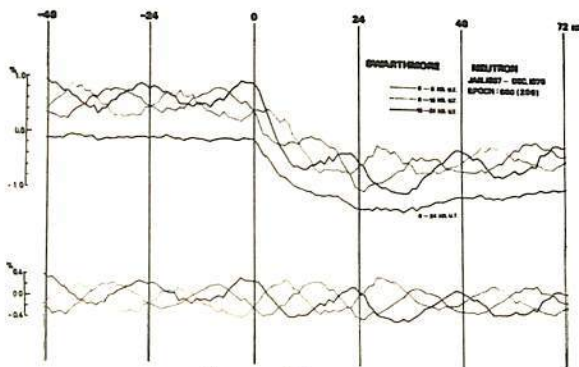
1100 UT magnetosphere が考慮されている。われわれのデータ処理法によつて, 14台の実験データから5台のパラメータを決定しようとするものがある。この結果と惑星間空間の観測との比較が与えられるであろう。



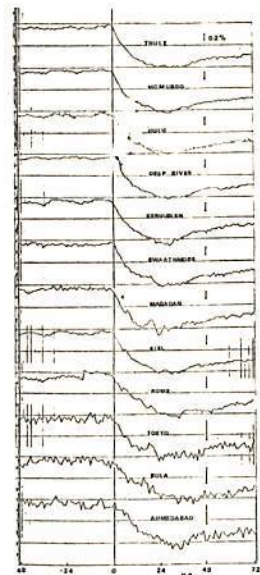
須田 友重, 和田 雅美
(気象研) (理研)

Forbush Decreaseには, 太陽フレアに関連したショックフロントをともなう擾乱によるものと, 高速太陽粒子流にともなう磁場の強い領域によるものが考えられる。後者は, M-regionやセクター境界等が対応づけられ, 前者に比して初期の減少率の小さい傾向がみられる。前者のものは, FDの開始がはっきりしているものが多く, 開始時刻の地方時による依存性のありことが云われている。例えば"Lockwood and Razdan (J.G.R. 68, 1581, 1963)は, 太陽-地球を結ぶ線の30°~120°西の方からF.D.が始まると報告している。この他に, ショックフロントにともなうpre-increaseやpre-decrease等の現象があるが, 平均的なショックフロントの特性を求め解析を行った。

ショックフロントとしては, SSCを5ヶ所以上で報告しているものをつとめた。1964年-1975年の約400例のSSCをエポックとして, 宇宙線強度の一時間値を重ね合せた。第一図にSwarthmoreの1967~1975年の298例の解析を示す。真中の0-24 HR.U.T.としたものが全SSCについて重ね合せたもので, SSC以前の变化は殆んどなく, SSC後に減少が始まっているのがみられる。第二図は12地帯のものと同様の結果がみられる。第一図の上の3本の線は, SSCが0-8時, 8-16時, 16-24時UTに始まったものをエポックとしたもので, 真線の8-16時のものが最も早く減少が開始したとみられる。このときのSwarthmoreは太陽-地球を結ぶ線の西側からの宇宙線をみてあり, Lockwoodらの結果と合っていると云える。しかしこの図から云えることは, 平均した特性としては, 宇宙線強度はSSC後に減少を始め, 減少の地方時依存性は, 一般的な日変化が重なったものとみられる。このことは, 第一図の下0-24時の平均を差し引いた3本の線がエポックの前後で大きな変化がみられないことから云える。



第一図



第二図

和田 雅美, 奥谷 晶子
理 研

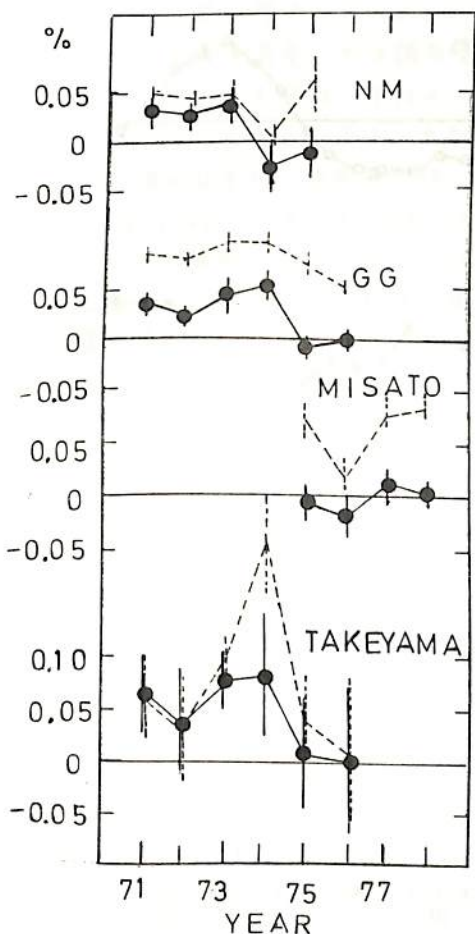
黄道面と垂直な方向に宇宙線の密度勾配がある場合, これ(G_p)とIMF(B)とによって, $B \times G_p$ の方向, 即ち黄道面内において B と直角な方向に, 宇宙線粒子の流れ I_p を生ずる. 流れ I_p の地軸方向の成分は年周変化をするから, IMF に依存する南北異方性 ($N-S$ asymmetry)に年周変化が観測されることが期待される.

例えば, G_p の方向が北向きで, 北の密度の方が大きく, B の極性が toward の場合, 南北異方性が最大になるのは, 計算によると, 5月5日頃である. G_p が太陽赤道面に垂直であるとして補正すると, 5月20日頃に年周変化のピークが来る. このような結果が観測によって裏付けられるとすれば, IMF に依存する南北異方性の年周変化は G_p の存在によって生ずると推察される.

高緯度地域8ヶ所 (Thule, Inuvik, Goose Bay, Deep River, Kerguelen Is, Terre Aderie, McMurdo), の大型中性子計, 2ヶ所 (Deep River, Mawson) の大型中間子計, 名古屋の高精度多方向中間子計, 三郷の地下多方向中間子計, 武山の地下多方向中間子計等の日平均値を用い, 夫々 ($N-S$) に相当する強度差を作り, IMFの極性に

従って, toward-away で整理した月平均値を求めた. こうして求めた南北異方性の逐月変化には, 半年変化よりもむしろ年周変化が卓越して見られ, 1971年から1974年までの期間, 年周変化の位相は5~6月の方向に偏る傾向が見られた. 今回は, 武山の50°方向成分および三郷を加え, 解析期間を1978年まで延長した. また energy dependence についても調べた.

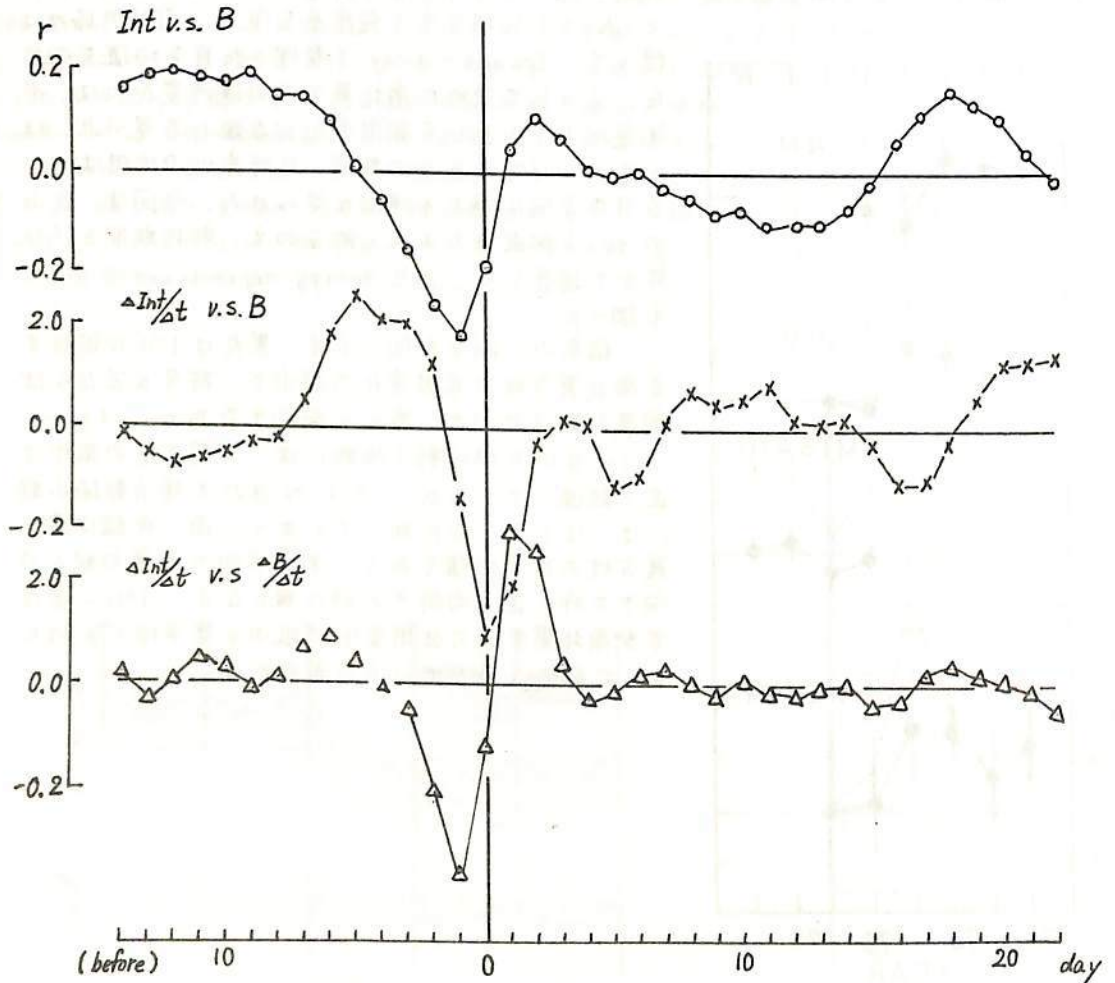
結果の一例を左図に示す. 黒丸はIMFに依存する南北異方性の年周変化の振中で, 符号が正ならば密度勾配は北向き, 負なら南向きである. 1971~1974年の太陽活動下降期には, 年周変化の振中は正で経過しているが, 1975, 76年の太陽活動極小期には, ほとんど0になってしまう. 尚, 点線は南北異方性の年平均値である. 半径方向の密度勾配が外向きの時に正, 内向きの時に負となる. IMFに依存する南北異方性の年周変化の振中と年平均とが似たような動きを示しているのがわかる.



泉像義教 (中部工大), 長島一男 (名大理)

宇宙線の強度変化と惑星間空間のパラメータで説明しようという試みは、99%なされてきたが、あまりよい結果を出してはいない。今回は、宇宙線の強度と惑星間空間のパラメータの、相互相関解析の結果を報告する。

宇宙線として Deep River のニュートロンモニタのデータと 1964-1975 年の 12 年間、日平均値の 27 日移動平均からの差を取って、Intensity とした。惑星間空間のパラメータは日平均値が用いられている。解析に用いたデータ数は、前後の日によって異なるが、1965~2019 日である。強度と太陽風の速度では、当日どうしが、最も相関が良く、相関係数は 0.34。前後ではゆるやかに相関が弱くなってゆく。とこぞ磁場に対しては一日前の磁場との相関がもっともよく、当日の相関係数 0.19 に対して 0.33 に上昇する。磁場の乱れに対しては同様に前日が良い。強度の変化分に対して磁場の変化分等々を下面に示した。



Forbush decrease の time profile と
惑星間磁場の構造

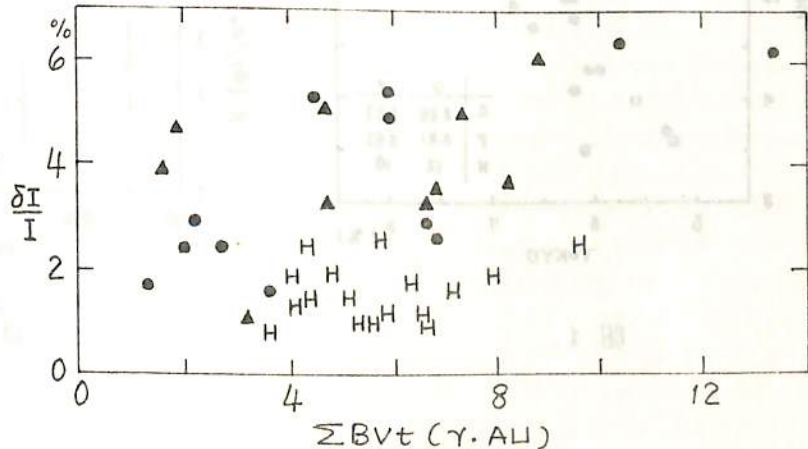
村山 喬, 袴田 和幸
(名古屋) (中部工大)

FD (Forbush decrease) は, IMF (惑星間磁場) の特に強い部分が太陽圏によつて外に運動し, 宇宙線の入射を妨げるために生じる。実際, FD の開始時刻付近について, 人工衛星による IMF の観測結果を調べると, 必ず 10γ の磁場が $10 \sim 50$ 時間程度連続して見られる。

しかし, 衛星観測で観測された, 強い磁場の壁の形が互いによく似通っており, これに伴って生ずる FD の減少量には大きいばらつきがある。大体, 磁気壁は高速太陽風が先行する太陽風プラズマを圧縮して出来るもので, その高速太陽風にはフレアによるものと, 2週間再帰性のものの2種類がある。従つて, これらに伴う FD にも違いのあることは充分考えられるが, 実際に衛星観測でみつかった磁気壁がどちらの種類に属するかを区別することは容易ではない。

磁気壁の厚さの measure に, $\sum BVt$ 近似として $\sum BVt$ をとろう。B は磁場の強さ, V は太陽風速度, t は磁気壁の続いた時間, $B > 8\gamma$ 以上のところを磁気壁と考えることにする。下図は, 4月始めの解析として, 磁気壁の厚さと FD の減少量 ($\delta I/I$) との関係を探ったものである。●印は, 同時に solar proton が観測され, フレアに伴うことが確かである, また ▲印は, solar proton が検出されぬ (または欠測) が, Ondřejov によつて optical flare との対応が報告されているものであり, また H印はコロナの観測から coronal hole に伴う2週間再帰性高速風によるものであることが確かである。何れも磁気壁の厚さと共に FD の減少が大きくなってはいるが, 同じ磁気壁の厚さでも, フレアによるものと再帰性高速風によるものとは, factor 2~3 に達する差のあることが明らかになった。この両者の差の原因は, 磁気壁の中の宇宙線の拡散係数の差, 及び磁気壁

全体の構造の差 (magnetic bottle のような閉鎖的な構造か, より open なものか) が考えられる。衛星による IMF 観測結果をもとに, これらの点を立入って検討する計画がある。



宇宙線リジイティスペクトルと セクター構造

千葉敏躬, 高橋八郎, 長島一男
(岩手大教育) (名大理)

今までに、異なった緯度の2つの観測所の宇宙線データの組み合わせで、宇宙線リジイティスペクトルと太陽風速度との関連を調べその結果を一部報告してきた。今回は、惑星間空間磁場のセクター構造に着目し、その極性と宇宙線リジイティスペクトルとの関連をさぐってみたので、その概要を報告する。

1974年におけるセクターの極性は、典型的な2セクターであることがよく知られている。とりあえず、この期間について、27日周期毎にそれぞれの極性に対応する2つの観測所のデータの組み合わせで、それぞれの回帰係数を求め、それをリジイティスペクトルの尺度とした。手はじめに、東京と盛岡(岩手大)とで観測された中性子データを用いてこのような解析を試みた。

図1. は、その一例である。これは、それぞれの極性(○: Away, ●: Toward)に対応するデータの勾配の程度を示し、それらには明らかに顕著な差異が認められる。

図2. は、それらの比Rを1974年の前半にわたって Rot. No. 毎に表わしたものである。

これより、宇宙線リジイティスペクトルのパターンは、惑星間空間磁場のセクター構造に依存することが予想される。

なお、他の2,3の宇宙線データの組み合わせで同様な解析をし、結果の吟味を試みる。

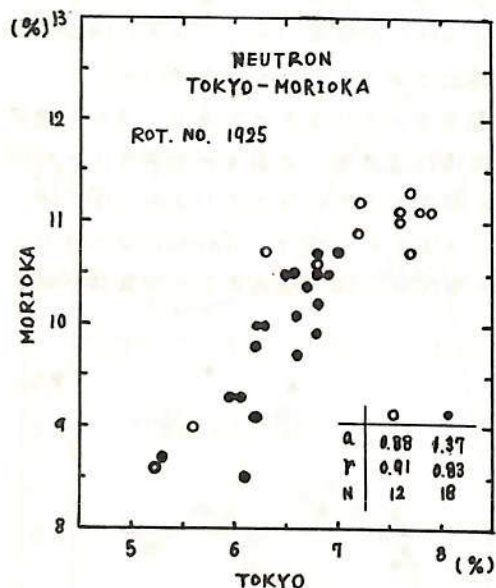


図 1.

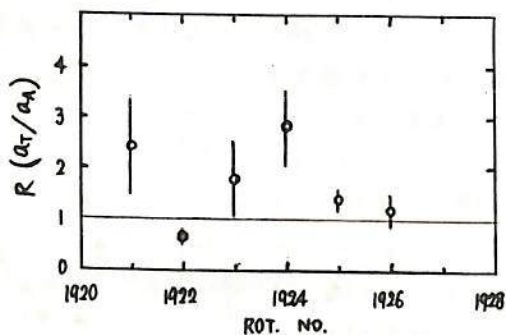


図 2.

藤本和彦, 小島浩司*, 村上一昭, 長島一男
 名大理 * 名古屋保衛大

名古屋4同子計の1971~1975
 のData (17方向) を使って, 太陽時
 日変化を, IMF polarity 別に調べた.

図1は5年間の平均の (Toward) -
 (Away) の観測値を示す.

この観測パターンは North-South
 asymmetric 型方位 (P_2^1 -type)
 から期待される観測パターンに
 非常に類似している.

このことから, 太陽時方位は
 Legendre-function's $\eta_1 P_1^0(x)$ と
 $\eta_2 P_2^0(x)$ から成るとして解析した.

この結論は以下の通りである.

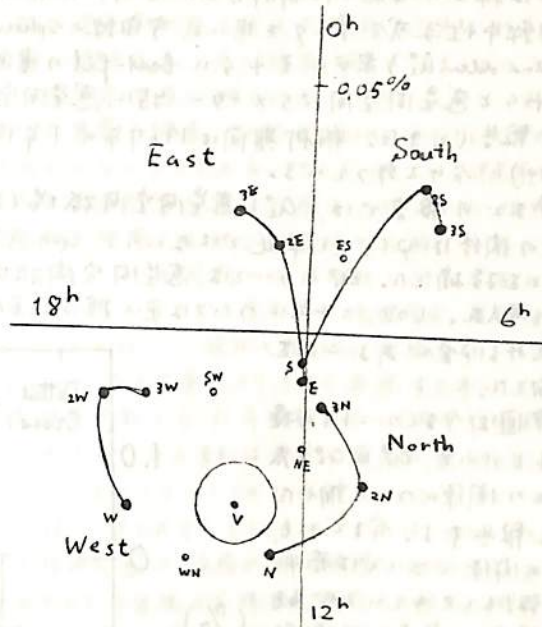


図1

1) P_1^1 -type diurnal variation
 は sector polarity に
 independent である
 (Swinson's model に合致する)

2) P_2^1 -type diurnal variation (North-South asymmetric diurnal
 variation) は Sector polarity に depend する

P_2^1 -type component は Sector による, 2 号, 1 号 off-ecliptic
 cosmic ray flow の存在を示す

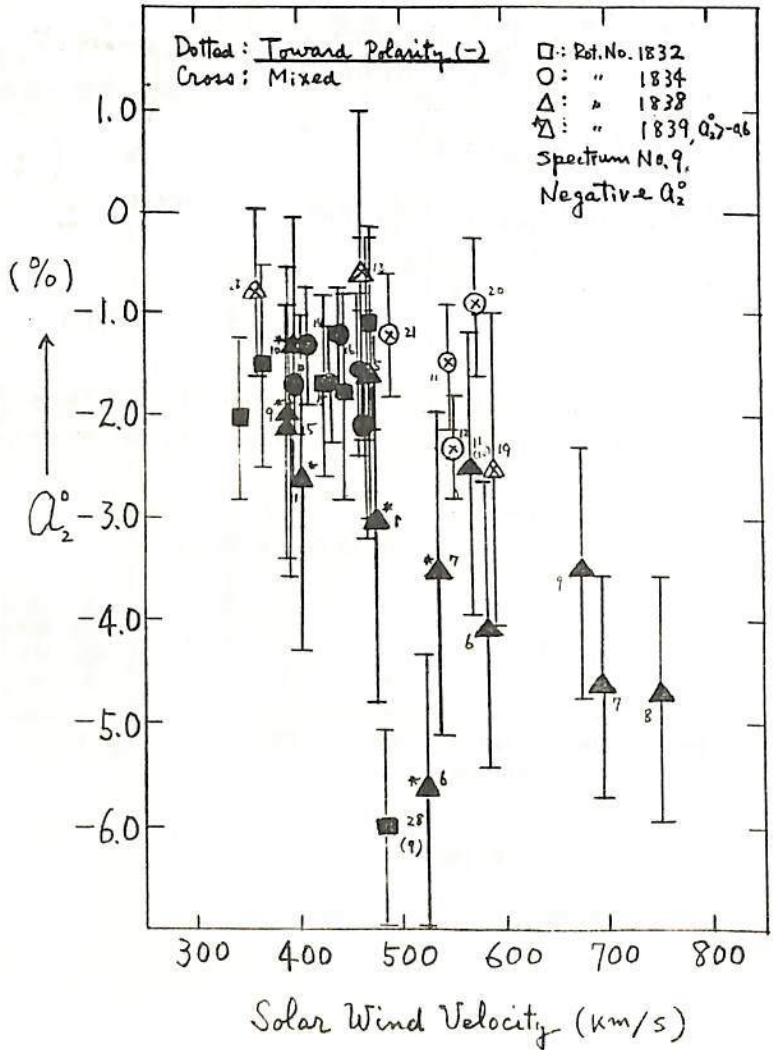
宇宙線の Spherical Zonal Components と 太陽風

矢作直弘, 千華敏郎, 高橋八郎 長島一男
 岩手大・人社 岩手大・教育 名大・理

宇宙線三次元異方性解析方法により, 在界ネットワークの 40ヶ所余りの宇宙線観測所での宇宙線中性子成分データを用いて, 宇宙線の Spherical Zonal Components (0th order: A_0 , 1st order: A_1 , 2nd order: A_2) 並びにそれらの best-fit の変化スペクトラム (0th: P_0 , 1st: P_1 , 2nd: P_2) を求め, 2ヶ所と惑星間空間パラメーター, 特に, 惑星間空間磁場との関係について, 今までの, 巻戻し資料を報告してきた。解析期間は 1967 年の 1 年間で, 解析は Solar Rotation 毎 (Rot. Nos. 1826 ~ 1839) に分けられている。

今までの報告では, A_2 と 惑星間空間磁場 (大きさ, 方向) とがかなりよい相関を示したため, それらの関係はやはり単純ではないので, 他の惑星間空間パラメーター (太陽風等) との関係も調べるとを指摘した。 A_1 については, 惑星間空間磁場との関係は明らかに悪く, むしろ, 殆どないようにも見える。しかし, 2ヶ所については更に検討を深め, かつ, 他の惑星間空間パラメーターとの関係も調べてみる必要があることを指摘した。

今回は, 今までの 2ヶ所の候補のこともついで, A_1 と A_2 と太陽風との関係について調べた結果を報告する。今までも, 2ヶ所の関係については若干調べ, 報告もしてきているが, 両者とも太陽風との関係は明瞭ではなかった。しかし, 今回は両者 (A_1, A_2) とも明瞭に関係を調べたことを示す。結果の一例は右図の通りである。 A_2 の太陽風速度の増大に伴って大きくなることはわかちである。しかも, これは Toward polarity の日や月を捨つたもの, Away polarity の日や月のものも A_2 と同様の関係をもつ。しかし, Away の場合は, Toward の場合と違って, 傾向は逆に, 即ち, 太陽風速度の大きいものは A_2 の小さいものが対応するように至る。 A_1 についても似たような太陽風速度との関係を示す。なお, 2ヶ所明瞭な関係がどの程度, 同じ変化スペクトラムをもつものについてである。図では spectrum No. 9 をもつものをだけについて示している。



柴田祥一、森下伊三男、龍岡英二、霜永復章、長島一男
(名大、理)

太陽磁気圏内の宇宙線強度変動は、Parkerのdiffusion convection theoryによつてうまく説明される事は、既に衆知の事実である。特に準定常状態を考えた場合、近年の計算機を用いた研究により、広いエネルギー範囲でこの理論が適用され、その結果、例えばエネルギースペクトルの長周期(～11年)変化など、観測と良い一致を示す事が明らかとなった。しかし、前 solar cycleの maximum以降、今までは見られなかった異常な現象、例えば anomalous Heの出現、スペクトルの softeningなど、未だに説明され尽くされていないものもある。そこで、我々は、準定常状態ではなく時間微分項も含めた、より一般的な方程式を数値計算を用いて解き、得られた結果より、上に述べた様な異常と言われる現象を太陽双極子磁場の反転と関連させて論ずる事を試みた。

宇宙線強度変動のうち、黒点数で代表される～11年周期の太陽活動に伴う変化や、太陽風の影響と考えられる1～2年の短周期の変化は、既に今までの学会等(物理学会、電磁気学会)で報告してきた様に、Simpsonのcoasting solar wind modelの一般化とParker理論を用い、例えば、太陽活動を黒点数 R_z 、太陽風の影響をAA-indexで表わす事によりうまく再現する事ができる。それ以外の同期の変動は観測された宇宙線強度変動から11年周期と1～2年の短周期変動を取り除く事によって見る事ができ、特に、その中で22年の変動は非常に顕著に表われる。この22年周期の変動は、11年周期の変動の様に徐々に変化してゆくものではなく、solar maximumよりしばらく遅れて、step関数的にlevelが変化する様な現われ方を示している。これは、solar maximumの時に生じる太陽双極子磁場の反転に伴い、太陽磁気圏の磁場が銀河磁場に對しほぼparallelあるいはanti-parallelとなる事によって、それがあつた宇宙線の太陽磁気圏内への流入に関し、境界でのgateを11年ごとに開閉しているか如く作用すると思われる事によって説明されるものである。太陽双極子磁場の反転に対し、levelの変動が遅れる事は次の様に考えられる。まず磁場の反転が生じた後その情報が太陽風によって太陽磁気圏の境界にまで運ばれるのに必要な時間(τ_c)、その後、銀河磁場とのつながり方が変わり、gateが開かれ、宇宙線がdiffusion convection theoryに従つて太陽磁気圏内に流入して来、地球近傍に到達するまでの時間(τ_D)、この両者の和($\tau_c + \tau_D$)が実際に観測される遅れとなって現われる。ここで τ_c に関しては先に述べた、一般化されたSimpson's coasting solar windによつて得る事ができるが、 τ_D を得る為には、Parker理論で時間微分項も含めた方程式を解く必要が生じてくる。そこで我々は、その方程式を数値計算を行ない、 τ_D を得る事により、定量的に22年変化を論じる事を試みた。

大家寛 渡部重十 高橋忠利 (東北大理)

I. 序 金星は、太陽風の動圧を支えるほどの固有磁場をもっていない。したがって金星大気は、太陽風と直接に相互作用している。その結果金星特有の Ionopause を形成することが、Venera、Mariner の観測によって明らかにされた。

Spreiter (1970) は、太陽風の動圧と、金星大気の static な圧力との、バランスによって、金星電離層が、太陽風を支えているとしているが、その境界における、物理的な構造についてはわかっていない。ここでは、磁場をもった太陽風が、直接金星大気内に進入するとして、太陽風、電離層の変化を計算した。

II. 電離層 - 太陽風 Coupling の計算

基礎方程式は、

Continuity eq. $\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = \frac{\delta n}{\delta t}$

Momentum eq. $n\mathbf{m} \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{P} - n\mathbf{m}\mathbf{g} - ne(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = \frac{\delta \mathbf{m}}{\delta t}$

Energy eq. $\frac{D}{Dt}(\frac{3}{2}P) + \frac{3}{2}P(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{q} + \mathbf{P} : \nabla \mathbf{u} = \frac{\delta E}{\delta t}$

ここで、式を解くにあたり、次の仮定をする。

- 1) 太陽風は、Proton 及び Electron から成るとして、電離層では、Plasma に対して、Ion は、単一組成とする。
- 2) 中性大気は、Plasma との相互作用で、その密度、温度などの変化をおこなうものとする。
- 3) Charge Neutrality を保つ。

$$(N(\text{proton}) + N(\text{ion})) = N(\text{Solar Wind Electron}) + N(\text{Ionospheric Electron})$$

- 4) 1次元として考え、媒質は、流体的に、あつかえるものとする。(Fig 1)

$r \ll H$; r cyclotron radius, H scale height
 y, z 方向での、物理量の変化はないものとする。

以上の計算結果の一部を、Fig 2 に与える。

III. 結果

Fig 2 は、Dayside における、Ionopause の尖端について想定した、1100メートルについて計算した。Ionopause の基本的な様相が、明確に示されている。特に、Solar Wind による電離層の Renting が、電離層の構造に、大きく寄与していることが、判明した。

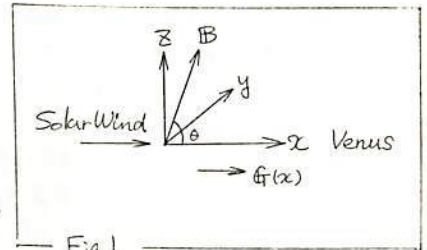
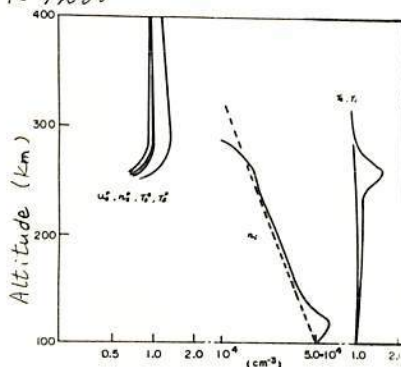


Fig 1

Fig 2 (He 大気)

Boundary Condition

- $n_s^p(\infty) = 10.0/\text{cm}^3$
- $u_s^p(\infty) = 5.0 \times 10^7 \text{ cm/sec}$
- $T_s^p(\infty) = T_s^e(\infty) = 1.5 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$
- $n_i(100\text{km}) = 5.0 \times 10^4/\text{cm}^3$
- $T_i = T_e = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$
- $B = 0.0$
- $\tau = 0.3 \text{ sec}$

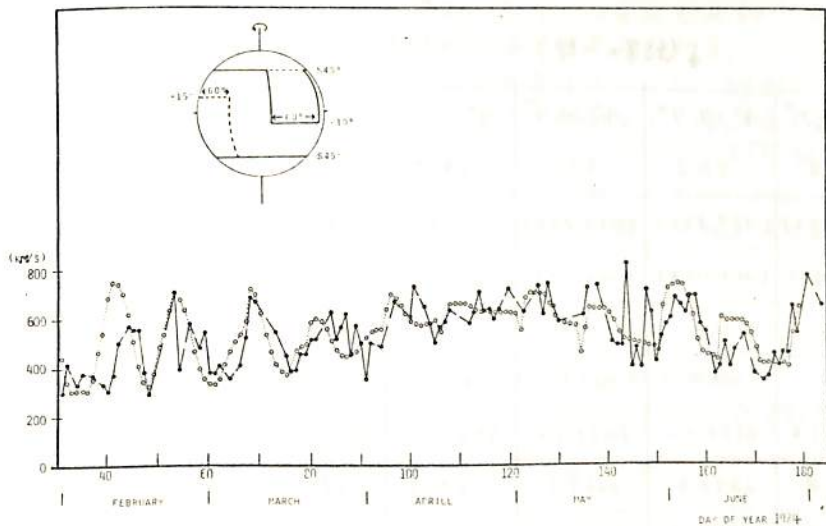


柿沼隆清、鷺見治一、小島正宜
(名古屋大学宇宙電研究所)

短時間に変動する太陽風の立体的構造をシンチレーション法によって知るには、太陽
緯度・経度の広い範囲にわたって分布している多数の電波天体を同時に観測しなければ
ならない。しかしこれまで太陽風の状態が数ヶ月間安定していたと考えられる場合には、
太陽高緯度から出る太陽風を観測できるいわゆる高緯度シンチレーション天体の観測結果
を用いれば、太陽風速度の3次元分布を一定程度推定することはできる。我々は前に197
4年および1976年の3048のデータをを用いて、静かな太陽風の3次元速度分布を推
定したが、今回は回歸性高速ストリームを含む実際の観測結果全体を説明できる分布と
モデル計算によって求めた。

計算は weak scattering, weak scintillation を仮定し、100 km 以内の2地点を
観測した場合の 0.1 Hz から 1 Hz までの cross-power spectrum を計算し、実際のデータ
解析と同じようにこれをフーリエ変換して cross-correlation function を求め、その time
shift から速度を算出した。モデルとしては速度分布だけでなく電子密度のゆらぎの分布
も考えなければならぬ。我々は電子密度のゆらぎは密度そのものと同じように、太陽か
らの距離の自乗に逆比例して減少し、ストリームの前面 (density compression のあるところ)
では急激に増加し、又速度の早いところはゆらぎが減少してゆくとした。更に太陽の自転
周期は緯度によらぬとして Carrington's synodic rotation rate を 27.27 日を用い、電波天
体の大きさを LBI 法でシンチレーション法で求められた値を使った。

一例として下図に1974年の3048の観測結果から推定される高速太陽風源の分布
と、それに対する計算結果を示した。電波天体が3048であったため北半球の分布(緯
度 -10度より北)しか分らないが、緯度45度以上では500 km/s の高速風が出ていて、
その高速風帯の一部が赤道方向へ延びていわゆる回歸性高速ストリームとなり、それが
分布し、北からのストリームの中心の緯度は250度、南からの170度である。ストリー
ムの中心は赤道で300 km/s、そこから $300 + 500 \times \sin^2(2 \times \text{緯度})$ km/s の速度が
増加している。



1974年の3048
観測から求められた
速度(●)とモデル
計算結果(○)との
比較。

橋沢美保, 家森俊彦, 前田 坦 (京大理)

太陽風内の磁場構造は地球圏高層の擾乱に重要な役割を果たすことはよく知られている。ここでは数分~数時間の磁場変動の構造をしらべるため、3つの衛星のデータを同時に用いた。これによって磁場変動の方向と速度とが同時に決定できる(黄道面上で)。使用したのは、Explorer 33, 34, 35号によって得られた磁場データ(それぞれ 82, 20, 82 sec)及び35号によるプロスマデータ(2.7 min.)で、1967年10月4日の1日について解析した。

解析方法

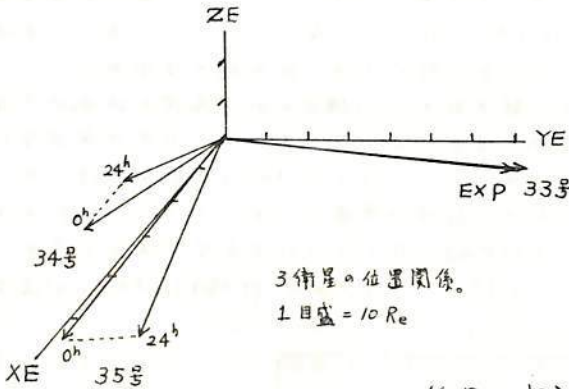
- 目で見て、少なくとも2つの磁場成分について、良く似た変化が3つの衛星に共通して見られる事象を選り出す。
- 上で選んだ事象が空間的に平面を形成していると仮定して、その面の法線ベクトル(仮)及び衛星(ほぼ静止系)に対する進行速度(v_n)を、次式で計算。

$$\frac{(r_1 - r_2) \cdot \hat{n}}{v_n} = t_1 \quad \text{但、} (r_1, r_2, r_3) : \text{衛星の位置ベクトル}$$

$$\frac{(r_1 - r_2) \cdot \hat{n}}{v_n} = t_2 \quad \left(\begin{array}{l} t_1, t_2 : \text{衛星が同一事象を観測した時間差} \\ v_n : \text{面の進行速度の法線方向の成分} \end{array} \right)$$
- 明瞭な discen に対しては、 $\hat{e}_n = \frac{B_1 \times B_2}{|B_1 \times B_2|}$ を計算。
 (但、 B_1, B_2 は discen 前後の磁場ベクトル)

結果

- 選り出した事象のうち、大部分は、 \hat{n} が平均の磁場方向($\langle B \rangle$)とほぼ直交しており、進行速度は誤差の範囲内で、太陽風速度と一致する(tangential discen)。
- 太陽風速度と有意な差があると思われる事象については、相対的に速い場合も遅い場合のものについても、磁力線方向に打ってば、太陽から外向きに伝わっていることを示す結果を得た。
- 明瞭な discen に対して求めた \hat{e}_n の黄道面への射影成分は、ほぼ \hat{n} と一致する。



↓ (結果の一部)

34号での観測時刻	4 ^h 4.7 ^m	4 ^h 17.7 ^m	4 ^h 24.0 ^m	4 ^h 35.7 ^m	4 ^h 57.6 ^m	5 ^h 10.4 ^m	5 ^h 57.6 ^m
$\langle B \rangle$ と \hat{n} の角 (°)	-39.0	-50.2	-52.0	-54.7	-61.3	-54.6	-13.7
$r_1 - r_2$ (RE)	(-35.8, 83.6)	(-35.7, 83.6)	(-35.8, 83.6)	(-35.8, 83.6)	(-35.8, 83.5)	(-35.8, 83.5)	(-35.8, 83.5)
$r_2 - r_3$ (RE)	(-26.3, -15.5)	(-26.2, -15.6)	(-26.2, -15.7)	(-26.1, -15.8)	(-26.1, -15.9)	(-26.1, -16.0)	(-26.0, -16.6)
t_1 (35号→34号) (分)	13.4	11.7	10.6	11.4	14.1	9.3	7.9
t_2 (34号→33号) (分)	-20.5	-25.0	-22.1	-21.0	-14.5	-8.1	-7.9
\hat{n} と \hat{e} の角 (°)	51.8 ± 1.6	61.3 ± 2.2	60.7 ± 2.2	57.0 ± 2.1	43.1 ± 1.3	39.9 ± 2.0	42.7 ± 0.6
v_n (Km/s)	225 ± 8	239 ± 9	266 ± 11	256 ± 10	226 ± 8	345 ± 17	409 ± 27
V_n (Km/s)	253 ± 18	212 ± 17	216 ± 17	237 ± 16	312 ± 11	336 ± 14	312 ± 18

富山大工 坂井純一

我々は太陽フレア現象を電流系によって蓄積された磁場のエネルギーが、高エネルギー粒子などの生成エネルギーに変換されて種々の付随した現象を伴うという立場で考察する。太陽表面の活動領域では、プラズマの mass motion のエネルギーが、ダイナモ過程を通して電流系としてエネルギーが蓄積されると考えられる。プラズマ中でどのような電流分布が実現されるかは活動領域を含むダイナモ過程の問題である。プラズマ中では電流は磁場に沿って流れやすく、そして又、一様に流れるよりもフィラメント状に流れやすいことは、実験室プラズマでもよく見られる。

フレアのモデルを考える時は、まずフレアの舞台となるプラズマ状態を問題にしなければならぬ。その際、舞台となるプラズマは開放系であり、常に周囲のプラズマとの相互作用がある。この相互作用を如何にしてとり入れるかが、モデルを作る場合に重要である。我々は、フレアの起こる前後の状態変化を問題にしたいので、フレアの起こる特長的な時間スケールと比較して、もっとゆっくりした変化を伴う種々の相互作用を準定常状態として扱うことにする。この様な系が、外部からの擾動、又は、自分自身の系の固有の不安定性によって、又、それらの共鳴相互作用によって、別の状態に移行し、その際、電流系の散逸を伴う構造変化をフレアと考えるわけである。

フレアの舞台となる準定常状態として、まず静的な平衡状態 (force-free 場, 磁場とプラズマの圧力平衡にある電流系) が考察され、プラズマの流れを伴う定常状態が調べられた。更に、より複雑な状態として (現実には、この様な状態の可能性の方が大きい)、考えられる系が、開放系であるため、種々の乱れを伴う平衡から離れた準定常状態が考えられる。これまでに考察されたモデル配列としては、シート状の電流系、フィラメント電流系、流れるシート状の電流系 (Sweet, Petschke モデル) などがある。

次に、この様な系の安定性を問題にする。もし系が不安定によって別の状態に移行する時、電流系の散逸を伴う構造変化がみれば、フレアと考えるわけであるが、その時、不安定を誘発する機構が特に興味深い。その際、ある程度電流系としてエネルギーが蓄積された系に対して、線形な擾動に対しては安定であるが、非線形な擾動に対して不安定になるモデルを作ることが本質的であると考えられる。

この様な観点から今までのモデルを再考する。一方、観測からも磁気音波による Trigger の示唆がある⁽¹⁾。この点に関しては、磁気中性面をもつ電流層を伝播する磁気音波の shock 形成により、ある程度 shock の幅隔が大きければ、二次的な micro 不安定を励起して、磁場の散逸をもたらさうとする可能性を議論した⁽²⁾。更に、Kink like モードによって Tearing mode を増幅させる可能性もある⁽³⁾。以上の問題を Forced Reconnection という観点から定量的に調べる。

(文献)

- (1) J. A. Vorpahl, *Astrophys. J.* 205, 868 (1976)
- (2) J. Sakai, *Astrophys. & Space Sci.* 23, 285 (1973)
- (3) J. Sakai et al., 富山大学工学部紀要 30, 133 (1979)

渋谷仙吉 (山形大・理)

シロバッキー(1966)は太陽フレア時に発生する高エネルギー粒子を説明するために一つのモデルを提出した。これに対し, Anzer(1973)は, このモデルでは全過程を two steps で考えているとし, オニの step でも また frozen-in field が保持されていると解釈し批判をはじめている。

まず磁気中性点近傍で圧縮される磁場はシロバッキーの原式より

$$h = \frac{H_{comp}}{r_s} = \frac{h_0 \delta}{r_s^2} \quad \therefore H_{comp} = \frac{h_0 \delta}{r_s} \quad (1)$$

磁場は中性点からの距離 r に関し線形的に増加しているから

$$H = h \cdot r \quad (2)$$

黒点での磁場 ($r=L$) は $L=1$ とおくと,

$$H_{max} = h_0 \cdot 1 \quad (3)$$

一般に磁場は黒点磁場より小さいはずだから

$$H < H_{max} = h_0 \quad (4)$$

そこで (3) を (1) に代入すると,

$$H_{comp} = H_{max} \frac{\delta}{r_s} \text{ となり, } \frac{\delta}{r_s} > 1 \text{ だから}$$

$$H_{comp} = H_{max} \frac{\delta}{r_s} > H_{max} \quad (5)$$

(5) を (4) と比べると, 圧縮された磁場が黒点磁場 H_{max} より約 $1/10$ 倍大きくなり, オカシイ。

次に, 中性線近傍のプラズマ密度 n であるが, frozen-in 条件が保持されているプラズマ流について n/n_0 を計算しているので Reconnection は生じないはずであり, 実際の n はそんなに小さくならない。このように h と n との両方に問題があり, h/n は大きくならず シロバッキー-メカニズムは働かないとしている。

しかし以上の議論はシロバッキーモデルの誤解に基づくことを指摘したい。まずオニに frozen-in field の条件が全過程で保持され Reconnection が生じないとしている事は独断と考へざるを得ない。シロバッキーは two steps ではなく three steps に分け, その第三段階で, $\partial \psi / \partial t$ が j に対して有効になる条件を, frozen-in field が完全に破れる条件であるとし加速条件を導出している。確かに, シロバッキー論文では frozen-in field が完全に破れる詳しいメカニズムはブラックホールになっているが, その破れる原因を種々指摘している。オニに, (2) 式のように, $L=1$ と置いて (1) 式に代入することは L のオーダーで正しくない。すなわち, (1) 式は

$$H_{comp} = h_0 L \frac{\delta}{L r_s} = H_{max} \frac{\delta}{L r_s} \quad (6)$$

と記されるべきであり, $L=10^8 m$ と取られているから, (5) 式が成立しなくなることは明らかである。

なお, シロバッキーモデルが理論的にも実験的にも興味深いものであることは 3) 以下の文献に見られる。

- 1) Anzer, U. : Solar Phys. 30, (1973), 459
- 2) Syrovatskii, S.I. : Soviet Astron. AJ-10, (1966), 290
- 3) Tomozov, V.M. : Soviet Astron. AJ-15, (1971), 437
- 4) Bratenahl, A. and C.M. Yeates : Phys. Fluids, 13, (1970), 2676
- 5) Ohyaib, N., O.Kamura, and N. Kawashima : Phys. Fluids, 17, (1974), 2009
- 6) Baum, P.J. and A. Bratenahl : J. Plasma Physics, 11, (1974), 93
- 7) スペース・プラズマ研究会, (1978年度), 別冊, その他, p.13

桜井邦朋
 神奈川大学工学部

太陽ニュートリノは、太陽中心部で現在進行している熱核融合反応のエネルギーに関する重要な情報を伝えることができる。1960年代初期から続いているこのニュートリノを検出する試みは、この情報を捉えることを目的としている。現在、Davis たちが行っている実験は、 ${}^8\text{B}$ のベータ崩壊から生ずるエネルギーの高いニュートリノのフラックスを測定しようとするものである。このニュートリノ・フラックスが、“標準モデル”から期待される値の約 $1/5$ にしかならないという測定結果は、現在、太陽研究の上だけでなく天文学上の難問のひとつとなっているのである。

太陽ニュートリノには、 ${}^8\text{B}$ のベータ崩壊以外のプロセスから作られるものがある。例として、 ${}^7\text{H}({}^7\text{H}, e^+ \nu_e) {}^7\text{D}$, ${}^7\text{H}(e^- \text{H}, \nu_e) {}^7\text{D}$, ${}^7\text{Be}(e, \nu_e) {}^7\text{Li}$ など pp 反応の過程から生ずるものと、CNO サイクルのうちで、 ${}^{13}\text{N}$ 及び ${}^{15}\text{O}$ のベータ崩壊から生ずるものがある。これらのニュートリノのどれかを測定できれば、エネルギー及びフラックスについて実験条件における厳しい制限が緩和されるので、現在、これらのニュートリノを検出するための種々の方法が提案されている。

この中、ひとりの試みとして、カリウムの同位元素 ${}^{41}\text{K}$ を利用する方法を考察する。この方法は、 ${}^{41}\text{K}(\nu_e, e^-) {}^{41}\text{Ca}$ という反応を利用するもので、反応の threshold energy は 0.42 MeV である。 ${}^{41}\text{Ca}$ は自然には存在しないので、例えば、微量ではあっても、カリウムを含む鉱物中にこの元素の存在を検出できれば、太陽ニュートリノのうち、 ${}^{13}\text{N}$ 及び ${}^{15}\text{O}$ のベータ崩壊を通じて創成されたニュートリノ・フラックスがつかわれることになる。その結果から、CNO サイクルが現在、太陽中心部におけるエネルギー創成にどれだけの役割を果たしているかがわかる。 ${}^{41}\text{Ca}$ の EC による崩壊の半減期は $1.3 \times 10^5 \text{ yr}$ なので、比較的現代に近い過去の太陽の“素顔”を推定することができると考えられる。

最近では、加速器を利用した同位元素の質量分析技術が著しく進んでいるので、カリウムを含む鉱物中の ${}^{41}\text{K}$, ${}^{41}\text{Ca}$ 母を分離することは十分可能であろう。分離した ${}^{41}\text{K}$ を利用した太陽ニュートリノの具体的な測定法については、現在研究がすすまれている。

Maunder Minimum 直前の太陽活動 —— ガリレオの「太陽黒点論」中のスケッチの解析 ——

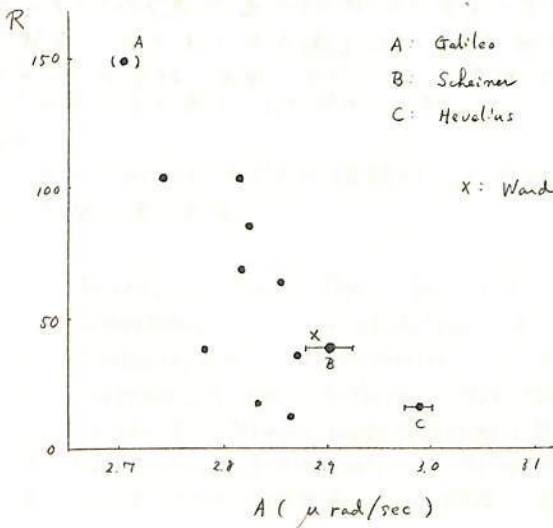
桜井邦朋
神奈川大学工学部

ガリレオが1613年に^{書いた}太陽黒点に関する三つの書簡中の二番目のものから、1612年6月から8月にかけて観測された、彼自身による黒点群のスケッチが収められている。これらのスケッチは、現在の私たちの眼からみても非常に正確なものである。黒点群の形状の日変化、黒点発生緯度帯の存在などについては、正しい結果を彼は既に立えている。ただし、黒点数については、望遠鏡の精度の良さが記載数ばかり小さくなっているらしい。

ガリレオは、黒点群の太陽面経過の観察から、太陽の自転周期は約30日であると述べている。ここでは、彼の遺したスケッチを用いて、1612年当時における太陽の自転周期、或は、自転のスピードと、その緯度依存性を調べてみる。このために行なった解析結果によると、Synodic Rotation Period は約29.3日（自転角速度は $\approx 12.3^\circ/\text{day}$ ）で、現在の太陽観測から知られている値に比べて長い。この上での値は、太陽赤道に對するものである。また、自転のスピードの緯度とをみて減少する割合は、現代のデータからみればかなり大きい。

これらの結果は、Maunder Minimum の30年ほど前の時代には、太陽の自転スピードが現代からみて異常に不変であることを示している。また、太陽活動の隆達の後合が、このスピードと負の相関を示すことがわかり、当時の太陽活動が非常に高かったことを予想させる。

Spörer Minimum と Maunder Minimum との間の100年足らずの期間は、(したがって、太陽活動が非常に高く、サイクル19の場合のようになっている) であることが思われる。太陽の自転スピードの大きさがわかり、相対黒点数は最大で150以上にあるような太陽活動を示しているらしい。このような推定のできる根拠は、太陽の赤道における自転スピードと相対黒点数との、明瞭な負の相関関係を示すことにある (Sakurai, 1977)。



A: Galileo 文献
B: Schaller
C: Hevelius Sakurai, K. Nature 269, 401 (1977)
X: Ward

村山 喬, 青木孝夫, 中井 仁, 袴田和幸
 (名大理) (茨城工高) (牧野高校) (中部工大)

オーロラ帯ジェット電流の強さの指標, AL-indexが, 太陽風のどのパラメータにどのような形で依存しているかを調べるために, 1967-1974の期間のデータについて解析を行なった。

用いたパラメータは, IMFの $B_x, B_y, B_z, B_s, \sigma$ (variance) = $\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2}$, 太陽風速度 V , 密度 D 及び太陽-地球線方向への地球磁軸の傾き χ である。ここで, B_s は $B_z < 0$ のとき $B_s = -B_z$, $B_z \geq 0$ のとき $B_s = 0$ と定義された IMF の南向き成分である。また, χ は subsolar point の地磁気緯度と定義される。解析は3時間平均値を用い, 太陽風パラメータとAL-indexとは後者を1時間おくらせて対応づけた。

(1) B_s と V に対する依存

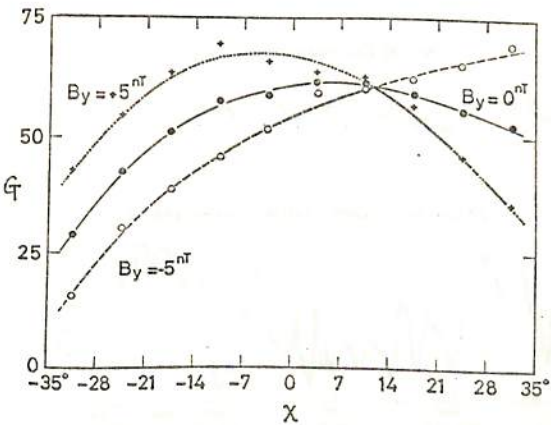
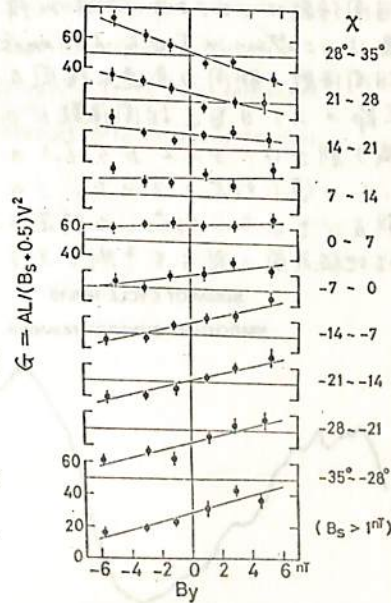
χ が -20° から $+30^\circ$ までの範囲にある場合の平均的関係は,

$$AL = 60 (B_s + 0.5) V^2 \quad (V \text{ は } 400 \text{ km/s 単位})$$

が, B_s 及び V の広い範囲について精度良く成り立つ。ただし, $B_s V^2 \geq 5 \gamma$ では, この式より低くはみ始め, $B_s V^2 \geq 10 \gamma$ では飽和に近い傾向をみせる。

(2) B_y と χ に対する依存

AL の, この2つの量に対する依存性は, 互いに関連を持つ複雑な形を示している。図1は, $G = AL / (B_s + 0.5) V^2$ という量の B_y 依存性を, 種々の χ の範囲について調べたもので, 直線は両者の相関図における回帰直線を示し, その傾きが χ の値と共に系統的に変化していることが判る。図2は, 図1の回帰直線を, $B_y = -5 \gamma, 0 \gamma, +5 \gamma$ で切ったときの交点を χ の関数としてプロットしたものである。



(3) D に対する依存

この両者に対するALの依存は小さく, 特には, 他に比べて無視してよい。Dに対する依存は, 式を仮定すると, 最も結果を簡単に記述できる。

$$AL = 60 (B_s + 0.5) V^2 F(B_y, \chi) D^\delta$$

解析から得た δ の値は, $\delta = 0.13 \pm 0.02$ である。

$F(B_y, \chi)$ は

$$F(B_y, \chi) = f_1(\chi) (1 + f_2(\chi) \cdot B_y)$$

とかけ, f_1 は 図2 の $B_y = 0$ の曲線である。

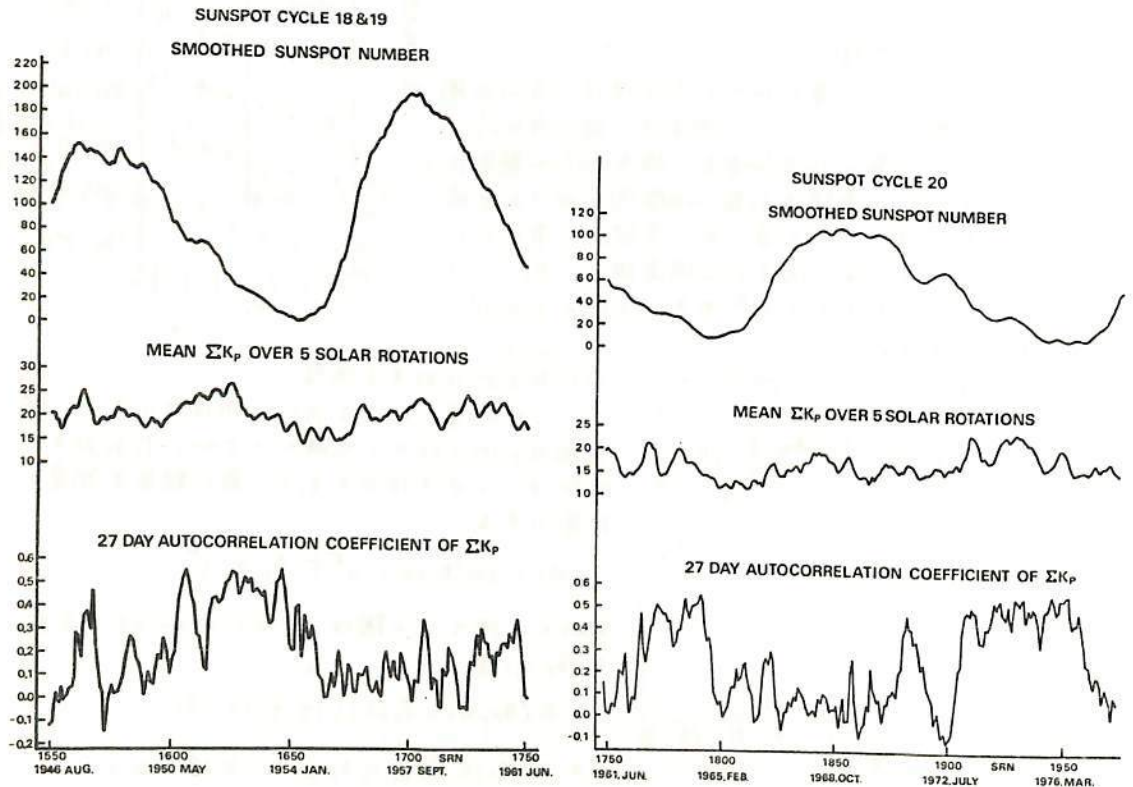
27日回帰性地磁気嵐の太陽周期効果

電波研究所 恩藤忠典：中村義勝

太陽回転数 1550 (1946年8月) から 1975 (1978年2月) までの間の ΣK_p の27日自己相関係数および太陽5回転にわたる ΣK_p の平均値を求め、これらの値の太陽周期変化と太陽黒点数の太陽周期変化とを比較した。その結果、これら諸量の太陽黒点18周期の変動と20周期の変動とがよく似ていることがわかった。同様なことが、17周期と19周期についても言える。この比較から太陽活動-地磁気活動関係の基本的な周期は11年というよりむしろ22年と思われる。20周期の太陽黒点数の減少期においては、 ΣK_p の27日自己相関係数が0.4以上の期間は1972年12月から1976年10月までの長期間に及び、18周期のそれよりずっと長い。

1972年8月には大きな太陽フレアがあり、平均太陽黒点数はこれに対応して増加している。一方 ΣK_p の27日自己相関係数は0.2以下に落ちている。その後 ΣK_p の27日自己相関係数は1972年12月以降は0.4以上になっている。この変動に対応して、太陽風速度は400 km/sec以下から600 km/sec以上へ増加している。即ち0.4以上の ΣK_p の27日自己相関係数の期間は高速太陽風及び長寿命のコロナルホールに対応していると思われる。

ΣK_p の27日自己相関係数が0.4以上の期間の平均太陽黒点数は、18周期の太陽黒点減少期では、82.2から6.3の値をとり、一方20周期の減少期には、80.4から13.4の値に対応している。このことから太陽黒点数の減少期、黒点の偶数周期又は奇数周期及びそれらに対応した特定の黒点数等を指定することにより、かなりの程度まで、回帰性地磁気嵐の発生を予測できると思われる。



Kiyoshi MAEZAWA

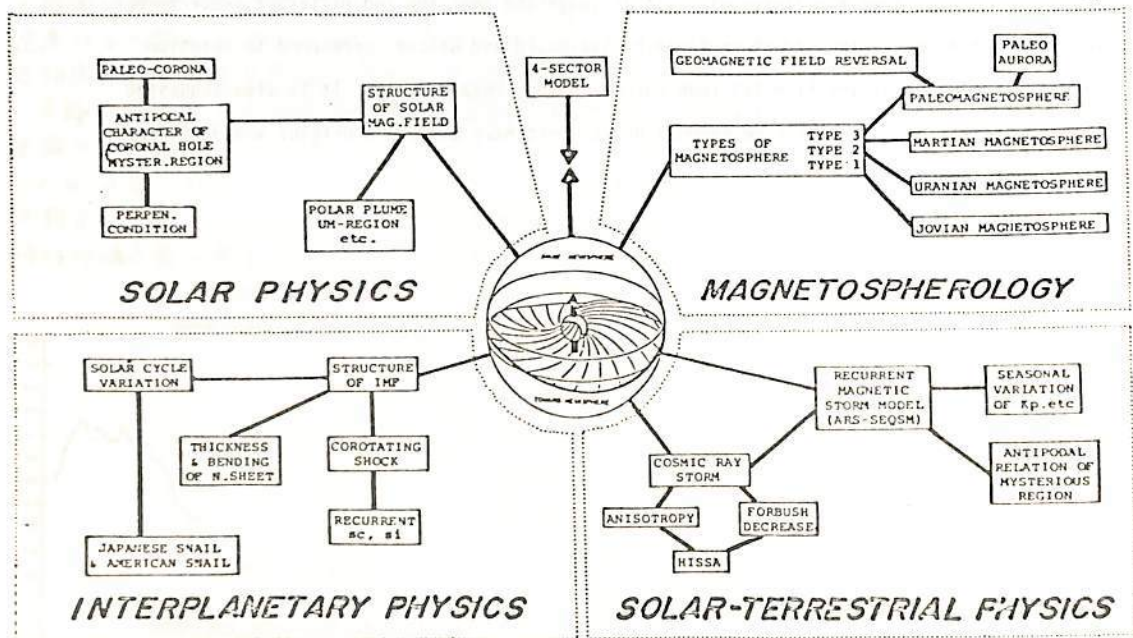
Department of Astrophysics, Nagoya University

The predominant recurrence period of the IMF sector structure had been 27 days during the declining phase of the 20th solar cycle, but it changed to a longer period of about 28.5 days in 1977, confirming the general tendency noted by Svalgaard and Wilcox that in the rising and maximum phases of a solar cycle 28.5 day-recurrent structures dominate. We found that these sector structures having a longer recurrence period had a close relation to the high latitude coronal holes observed simultaneously. It is suggested that the two different recurrence periods of the IMF sector structure found by Svalgaard and Wilcox correspond to rotation periods of equatorial and high-latitude coronal holes, respectively. It is also suggested that equatorial and high-latitude coronal holes might have different origins and different solar cycle dependences.

斎藤 尚生
(東北大・理)

惑星間空間磁場即ち heliomagnetosphere 磁場の三次元構造を説明する為に、1975年に二半球モデル (two-hemisphere model) が筆者によって提唱された。この model は第1図に示す様に、solar physics, interplanetary physics, comparative magnetospherology, solar-terrestrial physicsのいろいろな問題に関連し、かつそれ等関連現象をよく説明している。

ところで、太陽コロナは太陽活動極小期には equator type, 極大期には polar type になることはよく知られているが、この原因については未だよく説明されていない。今回は太陽磁場を極磁場と中低緯度磁場に分離し、極磁場のみを極大期に反転させた場合の solar and interplanetary sector boundary を求め、coronal streamer が neutral sheet に沿って発達し易いことに着目して、コロナの type の11年周期変化を説明しようとする。



第1図

袴田和幸
(中部工大)

昨年の学会では、太陽表面磁場と惑星間磁場の一月平均値を直接比較し、これらに極性、強さ共に良い相関のあることを示した。今回はこの解析をさらに一歩進める。Mt. Wilson で観測された光球磁場の各緯度帯ごとの一カリントン周期の平均値を用い、コロナ磁場を推定する。各緯度ごとに一カリントン周期の平均を計算することによりトイダル磁場からできてくるような東西方向に並ぶ双極性の強い磁場を持つ領域はほぼ打消しあい、その結果弱いバックグラウンドのポロイダル磁場が残ることになる。また、一カリントン周期の平均を用いることにより我々は子午線方向の断面内の磁場の形が得られることになる。このコロナ磁場と人工衛星により観測された惑星間磁場の対応する期間の平均値とを比較する。

今まで多くの人により採用されている方法に従い、我々も(1)コロナ中には電流は存在せず、コロナ磁場はスカラーポテンシャルにより表わされると仮定する。このポテンシャルを球函数で展開し、観測された光球磁場の視線方向の成分に最も良く一致するように、各項の係数を決める。(2)太陽風の効果をとりにくくするため $2.5R_{\odot}$ 以上では磁力線はすべて動径方向を向いているものとする。

こうしてポテンシャルが決まると、これを用いて各点での磁場の成分が計算できる。またこの成分を用いれば磁力線を追跡することもできる。

我々はコロナ磁場と惑星間磁場との関係を調べるのが目的であるから、 $2.5R_{\odot}$ の内周上の一点から出発し逐次近似(ルンゲ・クッタ法)により太陽表面まで磁力線を追跡することによりコロナ磁場の概形を描き、惑星間磁場に対応するコロナ磁場の磁力線の太陽表面上の根元の位置を調べる。この方法によれば、(1)コロナ磁場はポテンシャルにより表わされ、(2) $2.5R_{\odot}$ 以上では磁力線は動径方向を向く、という二つの仮定により、コロナ磁場と惑星間磁場の比較が可能となる。

この結果、昨年の学会で示したとおり太陽磁場と惑星間磁場との間には、極性、強さ共に良い相関のあることを再び確認することができた。

