

保管用

第 63 回 講演 会

講 演 予 稿 集

昭和53年 5 月16日～ 5 月19日

於 東京大学農学部および地震研究所

日本地球電気磁気学会

東京都文京区弥生二丁目11番16号
東京大学理学部地球物理学教室内
日本地球電気磁気学会
電話(八一二)三二二一内線六四七六

日本地球電気磁気学会

第63回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和53年5月16日(火)～19日(金)

講演会場 第1会場 東京大学農学部1号館8番教室
 第2会場 // 地震研究所 第1会議室
 東京都文京区本郷7-3-1

TEL 03-812-2111 (大代表)

懇親会場 山上会議所

会場交通 1. 地下鉄千代田線根津駅下車
 2. バスお茶の水から西新井ゆき、「東大農学部前」下車

	AM				PM							
	9	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7	
5月16日 (火)	1	衛星観測	磁気圏		磁気圏						運営委員会 (理学部 3号館)	
	2	レーダー・エアロノミー			エアロノミー	VLF (1)		電離圏				
5月17日 (水)	1	VLF (2)	TID		磁気圏・電離圏						評議員会 (学士会館 分室)	
	2	古地磁気			岩石磁気			気球				
5月18日 (木)	1	太陽・惑星間空間	惑星(2)		特別講演				総会		懇親会 (山上会議所)	
	2	惑星(1)		オゾン								
5月19日 (金)	1	木星	VEULF		VEULF	機器実験開発						
	2	宇宙線			地球内部							

各講演は指定時間を守ることを。

今回は午前中、休憩時間は特に設けてありません。各自適当におとり下さい。

第1会場 農1-8

開会の辞

地球・惑星プラズマ圏(衛星観測)

- | | | |
|-----|---|--|
| I-1 | 松浦延夫、緒方隆信、永山幹敏、猪木誠二、丸山 隆、山西光夫、井出俊行(電波研) | 電離層観測衛星(ISS-b)の観測結果速報
1.上側電離圏の電波観測
(0900-0911) |
| 2 | 上滝 実、栗城 功、加藤仲夏、杉内英敏(電波研) | ISS-b 観測結果速報
2.電波雑音観測(RAN) (0915-0926) |
| 3 | 森 弘隆、小川忠彦、宮崎 茂、(電波研) | ISS-b 観測結果速報
3.上側電離層のプラズマ測定—RPT—
(0930-0941) |
| 4 | 巖本 巖、佐川永一、水津 武、(電波研) | ISS-b 観測結果速報
4.正イオン組成観測 (0945-0956) |
| 5 | 平尾邦雄、伊藤富造(東大宇宙研) | 科学衛星「極光の現状と観測速報」
(1000-1011) |
| 6 | 金田榮祐(東大理)、丹羽 登(東大宇宙研)、高木幹雄(東大生産研) | KYOKKO(EXOS-A)による真空紫外オーロラ撮像観測(速報)
(1015-1026) |
| 7 | 渡辺 隆、大嶋新一、中村正年、(筑波大物理学系) | KYOKKO 衛星による極紫外放射の観測
(1030-1041) |
| 8 | 佐川永一、巖本 巖、水津 武(電波研) | EXOS-A(KYOKKO)MSP—正イオン組成測定—
(1045-1056) |
| 9 | 向井利典、平尾邦雄(東大宇宙研) | 「KYOKKO」による低エネルギー電子の観測—結果速報— (1100-1111) |
| 10 | 柴田 喬、芳野赳夫(電通大)中村良治、伊藤富造(東大宇宙研) | 「きょっこう」によるプラズマ波の観測(速報)
(1115-1126) |

地球・惑星プラズマ圏(磁気圏)

- | | | |
|------|----------------|---|
| I-11 | 林 隆也、佐藤哲也(東大理) | X型磁気リコネクション:抵抗モデル依存性
(1130-1141) |
| 12 | 佐藤哲也、林 隆也(東大理) | O型磁気リコネクション:X型リコネクションとの比較
(1145-1156) |
| 13 | 武井恵雄(東北大理) | 極域磁気圏におけるオーロラ・キロメトリック放射の散乱について
(1200-1211) |

第2会場 震研1

地球・惑星エアロノミー(レーダー)

- | | |
|--|---|
| <p>II - 1 加藤 進、松本 紘、深尾昌一郎、若杉耕一郎、津田敏隆(京大工)等松隆夫(東大理)</p> <p>2 若杉耕一郎、深尾昌一郎、加藤進(京大工)</p> <p>3 加藤 進、深尾昌一郎、横井貞明(京大工)、D.A. Fleisch、W. E. Gordon(Rice University)</p> <p>4 佐藤 亨、深尾昌一郎、木村磐根、加藤 進、R. M. Harper(京大工)</p> <p>5 山崎徳和、佐藤 亨、深尾昌一郎、木村磐根、加藤 進、R. M. Harper(京大工)</p> <p>6 福山 薫(京大理) R. M. Harper(京大工)</p> <p>7 Robert M. Harper(京大工)</p> <p>8 Robert M. Harper(京大工)</p> <p>9 Robert M. Harper(京大工)</p> <p>10 Kato, S., T. Aso, T. Tsuda, S. Matsuda, Y. Yoneda & Y. Takashima(京大工)</p> | <p>Jicamarca ISレーダーによるmiddle atmosphereの観測—海外学術調査速報—
(0900-0911)</p> <p>Jicamarca ISレーダーによる中層大気散乱観測(I)
(0915-0926)</p> <p>Jicamarca ISレーダーによる下部成層圏風の観測
(0930-0941)</p> <p>Jicamarca ISレーダーによる中間圏の観測(II)
—大気波動の解析—
(0945-0956)</p> <p>Arecibo ISレーダー屋間電離圏F領域データの解析
(1000-1011)</p> <p>Incoherent Scatter Spectrum in the Mesosphere
(1015-1026)</p> <p>Measurement of the Ion Component of the Incoherent Scatter Spectrum over the 65-95 km Region at Arecibo
(1030-1041)</p> <p>A Long Series of Almost-daily Mesospheric Wind Observations at Arecibo
(1045-1056)</p> <p>Some Observational Aspects of the Semidiurnal Tide
(1100-1111)</p> <p>Meteor radar observation at Kyoto University(II)
(1115-1126)</p> |
|--|---|

地球・惑星エアロノミー(大気光)

- | | |
|---|--|
| <p>II - 11 三沢清敏(防大物理)、竹内郁夫(詫問専数学)</p> <p>12 斎藤文一、渡部重十(新潟大理)</p> <p>13 長沢親生、広野求和、藤原玄夫(九大理)</p> | <p>OH分子の回転温度と強度との相関
(1130-1141)</p> <p>酸素原子 6300 Å輝線の屋間大気光(I)(1145-1156)</p> <p>高出力色素レーザーの開発と中間圏ナトリウム層の観測(I)
(1200-1211)</p> |
|---|--|

地球・惑星プラズマ圏(磁気圏)

- | | | | |
|------|--|--|-------------|
| 1-14 | 玉尾 孜(東大理) | 磁力線沿いの粒子加速 | (1300-1311) |
| 15 | 尾崎政男、玉尾 孜(東大理) | Transient Alfvén waves, field-aligned electric fields, and currents. | (1315-1326) |
| 16 | 山本 隆、玉尾 孜(東大理) | プラズマ対流に伴う粒子降下 | (1330-1341) |
| 17 | 西田篤弘(東大宇宙研) | Oscillations of Tail-Ionosphere Coupling Current | (1345-1356) |
| 18 | 家森俊彦、前田 坦(京大理)
上出洋介(京産大理) | 西向き及び東向きオーロラジェット電流強度に対する電離層 conductivity の役割 | (1400-1411) |
| 19 | 三浦 彰、佐藤哲也(東大理) | Quiet Aurora Arc の2次元数値解析 | (1415-1426) |
| 20 | 高橋主衛、斎藤尚生(東北大理) | 磁気圏境界領域におけるHM-WAVEの特性(V) | (1430-1441) |
| 21 | 湯元清文、斎藤尚生(東北大理) | 磁気圏尾部におけるPs6型Pi3磁場変動のLARGE-AMPLITUDE WAVEとしての波動特性 | (1445-1456) |
| 22 | 湯元清文(東北大理) | MAGNETOSPHERIC BOUNDARY LAYERにおけるVELOCITY SHEAR不安定性によるHM-WAVEの発生 | (1500-1511) |
| | (休 憩 1515-1519) | | |
| 23 | 井上雄二(京産大理) | 磁気圏の電磁気的モデル | (1520-1531) |
| 24 | 菊池 崇(電波研犬吠)、荒木徹(京大理) | 磁気圏電場の低緯度電離層への伝達 | (1535-1546) |
| 25 | 河野 毅、山下喜弘(気象衛星センター) | 静止気象衛星による粒子観測と地上データの対応(I) 粒子観測の概要 | (1550-1601) |
| 26 | 河野 毅、山下喜弘(気象衛星センター)河村 謙、永井正男、桑島正幸、長井嗣信(地磁気観測所) | 静止気象衛星による粒子観測と地上データとの対応(II) L=6.6において擾乱時にみられる高速粒子と地上磁場変動との対応について | (1605-1616) |
| 27 | 國分 征(東大理) | 静止衛星高度におけるSubstorm signature | (1620-1631) |
| 28 | 加藤愛雄(東海大工) | Substormに伴うPi2脈動の初動について | (1635-1646) |
| 29 | 桜井 享(東北大理) | MINI-SUBSTORM AND ASSOCIATED LONG-PERIOD Pi 2 | (1650-1701) |
| 30 | 桑島正幸(地磁気観測所) | 極光帯におけるPi脈動と関連現象(VIII) | (1705-1716) |
| 31 | 桑島正幸、河村 謙(地磁気観測所) | 中低緯度における磁気脈動の特性(II) Pc3型磁気脈動 | (1720-1731) |
| 32 | 野崎憲朗(電波研平磯)、岩渕美代子、福西 浩(極地研) | みずほ—昭和同時観測によるPc1脈動の緯度特性 | (1735-1746) |
| 33 | 鮎川 勝(極地研)、岩上直幹(東大理)、外谷 健(地磁気観)、坂本純一(電波研) | 第18次南極観測速報 | (1750-1801) |

第 2 会場 震研 2

地球・惑星エアロノミー(微量成分)

- II - 14 早川幸男、伊藤浩式、松本敏雄、村上 浩、小野忠良、宇山喜一郎(名大理) NO2.8 μm バンド輻射のロケット観測(1300-1311)
- 15 柴崎和夫、小川利紘、鈴木勝久(東大理) 吸光法による大気NO₂全量の測定(II)(1315-1326)
- 16 柴田 隆、長沢親生、藤原玄夫、広野求和(九大理) ライダーによる成層圏エアロゾル層の観測——有珠山噴火後の傾向——(1330-1341)
- 17 高橋文穂、平尾邦雄(東大宇宙研) 対流圏・成層圏H₂Oの気球観測(II)(1345-1356)

地球・惑星プラズマ圏(VLF(1))

- II - 18 尾崎孝之、岩瀬政之、芳野赴夫(電通大)福西 浩(極地研) 高緯度地方におけるVLFヒス、ソーサー及びホイッスラーの発生領域(1400-1411)
- 19 渡辺成昭、恩藤忠典、中村義勝、村上利光(電波研) 極域におけるSaucerの吸収線及び電場の方向(1415-1426)
- 20 恩藤忠典、村上利光、渡辺成昭、中村義勝(電波研) ISIS衛星で観測されたプラズマポーズ近傍のVLF放射(1430-1441)
- 21 渡辺成昭、恩藤忠典、中村義勝、村上利光(電波研)、籾馬 尚、石川嘉彦(電波研沖縄) 沖縄におけるホイッスラーの方向探査(速報)(1445-1456)
- 22 岡田敏美、森山伸一、岩井 章(名大空電研) 母子里(34°07'.N.geomag.lat)におけるホイッスラーの総合観測-1. RTWAで観るホイッスラーの発生-(1500-1511)
- 23 森山伸一、岡田敏美、田中義人、岩井 章(名大空電研) ホイッスラーの総合観測-2. ホイッスラーの方探について(1515-1526)
- 24 早川正士、田中義人、岡田敏美、岩井 章(名大空電研) 低緯度ホイッスラーの多点ゴニオメータ方位測定(1530-1541)
- 25 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(1545-1556)
- 26 長谷川正樹、早川正士(名大空電研) 低緯度ホイッスラーのダクト及び非ダクト伝搬(1600-1611)
- 27 田中義人、早川正士、岩井 章、岡田敏美、柏木瑞夫(名大空電研) VLF放射日欧同時観測-I(1615-1626)
- (休 憩 1630-1634)

地球・惑星プラズマ圏(電離圏)

- II - 28 木村正明、米沢利之(中部工大) E層電子密度極大時刻の地方時正午からの遅れ(1635-1646)

地球・惑星プラズマ圏(VLF(2))

- I-34 馬場清英(中工大) 日出時の電離層モデルでのVLF帯のモード理論による伝搬特性の計算 (0900-0911)
- 35 長野 勇、満保正喜、北出賢二(金沢大工)、宮武貞夫(電通大) シャトル軌道上の地上局VLF波強度 (0915-0926)
- 36 菊池 崇(電波研犬吠) 近距離伝搬VLF電波の地上波と空間波の分離 (0930-0941)
- 37 長谷良裕、荒木 徹(京大理) NWC-22.3KHzのホイッスラーモード波の受信について (0945-0956)
- 38 森田耕一郎(名大工)、鷲見治一(名大空電研) 磁気圏プラズマ中におけるホイッスラー波の斜め伝搬特性 (1000-1011)
- 39 熊谷 博、橋本弘蔵、木村磐根、松本 紘(京大工) 斜め伝搬ホイッスラーモード波と電子ビームのチェレンコフ相互作用の計算機シミュレーション(1015-1026)
- 40 長野 勇、満保正喜、吉田国昭(金沢大工)木村磐根(京大工) VLF強度分布値から電子密度推定の解析的方法(計算機シミュレーション) (1030-1041)
- 41 満保正喜、長野 勇(金沢大工) 下部電離層電子密度推定のシミュレーション 牧田 弘(シャープKK)米田 和裕(金沢大工) (1045-1056)

地球・惑星プラズマ圏(TID)

- I-42 長野 勇、満保正喜、栃尾幸博(金沢大工)、深見哲男(金沢大工)、中西 廉(NEC)、橋本弘蔵(京大工) 金沢におけるHFドップラー観測 (1100-1111)
- 43 近江文好、月尾 修、奥沢隆志(電通大) HFドップラ法によるTIDの三点観測(I) (1115-1126)
- 44 一ノ瀬琢美 狩野哲也(同志社大工)、長野 勇(金沢大工)、辻井常男、筒井 稔、小川 徹(京大工) 多点観測によるTIDの水平方向伝搬 (1130-1141)
- 45 前田佐和子、半田 駿(京大理) TIDの伝搬速度と到来方向について—日本国内観測点におけるfoF2の5分間隔値の解析— (1145-1156)

- II - 29 半田 駿 (京大理) 稚内・国分寺での電離層F層の太陰日変化(1650-1701)
- 30 佐藤輝夫 (兵庫医大物理) HF電波吸収のWinter Anomalyと磁気嵐との関連
(1705-1716)
- 31 新野賢爾、菅 宮夫、小泉徳次 (電波研)、藤田正晴、阿和加純 (電波研鹿島) 1978年2月15日の磁気嵐に伴う電離層擾乱
(1720-1731)
- 32 藤田正晴 (電波研鹿島)、小川忠彦 (電波研)、阿波加純、塩見 正 (電波研鹿島) 磁気嵐時のGHz帯衛星電波シンチレーション
1.観測結果
(1735-1746)
- 33 小川忠彦 (電波研)、藤田正晴、阿波加純 (電波研鹿島) 磁気嵐時のGHz帯衛星電波シンチレーション
2.解析結果 (1750-1801)
- 34 皆越尚紀、上敷領昭五 (電波研山川)、井口政昭 (電波研鹿島) インテルサット衛星の137MHzビーコン電波のシンチレーション
(1805-1816)
- 菅 宮夫 (電波研)

第2日 5月17日(水) 9:00~12:15

17 A

第2会場 震研1

月・地球・惑星内部(古地磁気)

- II - 35 堂面春雄 (山口大教育) 古家根瓦および火山岩による古地磁気強度推定の実例
(0900-0911)
- 36 時枝克安 (島根大理)、広岡公夫 (富山大理)、中島正志 (阪大基工)、笹島貞雄 (京大理) セイロン、イランの考古地磁気
—古地磁気強度の変化—
(0915-0926)
- 37 西村 進 (京大教養)、川井直人 (阪大基工) 考古学的試料からの古地磁気強度 (0930-0941)
- 38 酒井英男、川井直人 (阪大基工) 信州ロームの古地磁気(II)
(0945-0956)
- 39 広岡公夫、広田智子、長谷川英子 (福井大教育)、横山卓雄 (同志社大工)、中谷 進 (長野県立富士見高校) 神鍋火山群の古地磁気
(1000-1011)
- 40 鳥居雅之、工藤洋一郎 (京大理) 古琵琶湖層群中のBrunhes/Matuyama境界について
(1015-1026)
- 41 中島正志、夏原信義 (阪大基工)、笹島貞雄、鳥居雅之、工藤洋一郎、林田 明 (京大理)、西田潤一 (大谷大) 守山(琵琶湖東岸)ボーリングコアの残留磁化測定
(1030-1041)
- 42 大久保修平 (東大理) 多次元自己回帰モデルを用いた堆積物残留磁化の時系列解析
(1045-1056)

地球・惑星プラズマ圏(磁気圏・電離圏)

- I-46 藤井良一(極地研)、飯島 健 Cusp field-aligned current と IMF との相関
(東大理) (1300-1311)
- 47 飯島 健(東大理)、T. A. Field-aligned Current and Ring Current
POTEMRA (APL/JHU) (1315-1326)
- 48 飯島 健(東大理)、T. A. Field-aligned Currents in the Pole
POTEMRA (APL/JHU) (1330-1341)
- 49 上出洋介(京産大理)、J.S.M- Simultaneous Observations of Field-Aligned
urphree, C.D. Anger and F. Currents and Visible Auroras by the Triad
T. Berkey (Univ. of Calgary) and Isis 2 Satellites (1345-1356)
and T.A. Potemra (Johns Ho-
pkins Univ.)
- 50 上出洋介(京産大理) 松下禎見 Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
(HAO/NCAR) and Currents in Relation to Field-Aligned Curre-
nts, 1. Formulation of Problem (1400-1411)
- 51 上出洋介(京産大理) 松下禎見 Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
(HAO/NCAR) and Currents in Relation to Field-Aligned Currents,
2. Quiet Periods (1415-1426)
- 52 上出洋介(京産大理) 松下禎見 Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
(HAO/NCAR) and Currents in Relation to Field-Aligned Curr-
ents, 3. Substorms (1430-1441)
- 53 森 弘隆、小川忠彦、宮崎 茂 第17次南極ロケットによる極域電離層
(電波研)、小川俊雄、森田 プラズマの擾乱の観測結果
護(京大理)、 (1445-1456)
- 54 久保治也、伊藤富造(東大宇宙 S-310 JA-2号機によるオーロラ電子の観測Ⅱ
研)、村田節夫(三井情報開発) (1500-1511)
国分 征(東大理)
- 55 小松誠一、遠山文雄、青山 巖 南極ロケットによる磁場測定
(東海大工) (1515-1526)
- 56 遠山文雄、青山 巖(東海大工) K-9M-62号機による磁場測定 (1530-1541)
- 57 瀬戸正弘、早坂 孝(東北工大) RING-CORE TYPE FLUXGATE MAGNETOM-
青山 巖(東海大工)、桜井享、 ETERの試作 (1545-1556)
斎藤尚生(東北大理)
- 58 瀬戸正弘、早坂 孝(東北工大) HIGH-SENSITIVE BIAXIAL-TYPE FLUX-
斎藤尚生、桜井 享、田村忠義、 GATE MAGNETOMETERの製作 (1600-1611)
佐々木徹(東北大理)
- 59 石津美津雄、坂 翁介、北村泰 SQUID磁力計の改良(その特性)
一(九大理) (1615-1626)
(休 憩 1630-1634)
- 60 荒木 徹(京大理) 夜側のSC* (1635-1646)

- II - 43 上嶋正人(地質調査所)、大久保修平(東大理) 海底堆積物の残留磁化強度の変動と年代について (1100-1111)
- 44 兼岡一郎(東大理) デカン高原玄武岩類の $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代(1115-1126)
- 45 河野長(東大理)、Leg 55乗船科学者一同 DSDP Leg 55:天皇海山の古地磁気学 (1130-1141)
- 46 笹嶋貞雄、乙藤洋一郎(京大理) インドネシアの古地磁気 その2:スマトラは Gondwana大陸に所属したか (1145-1156)
- 47 柳沢正久、西谷忠師、小嶋稔、兼岡一郎(東大理) Minnesota valleyのsampleにおける $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代 (1200-1211)

第2日 5月17日(水) 13:00~18:05

17 P

第2会場 震研1

月・地球・惑星内部(岩石磁気)

- II - 48 室井 勲(大阪科教センター) 1個の試料の磁氣的均質性 (1300-1311)
- 49 中島正志、野津幸夫、酒井英男、川井直人(阪大基礎工) 多結晶ダイヤモンドの残留磁化 (1315-1326)
- 50 平島崇男、乙藤洋一郎、笹嶋貞雄(京大理) 三波川結晶片岩の磁気異方性について (1330-1341)
- 51 井上喜嗣(信州大理) チタノマグヘマイト相(γ 相)の残留磁化 (1345-1356)
- 52 百瀬寛一、稲垣 進(信州大理) γ 相の残留磁気(2)-美ヶ原 lava flowの場合について (1400-1411)
- 53 末石 勉(阪大基礎工)、小林和男(東大海洋研) 一軸ARMの角度依存性 (1415-1426)
- 54 乙藤洋一郎(京大理)、笹嶋貞雄(京大理) 堆積物の残留磁化獲得について (1430-1441)
- 55 乙藤洋一郎(京大理)、笹嶋貞雄(京大理) 堆積物の残留磁化獲得のメカニズムについて (1445-1456)
- 56 百瀬寛一(信州大理) 岩石のいわゆる高温酸化と熱安定性について (1500-1511)
- 57 百瀬寛一(信州大理) スコットランドデボン紀溶岩の残留磁気の安定性と造岩強磁性鉱物の粒度との関係 (1515-1526)
- 58 浜野洋三(東大理) 海底地殻玄武岩の物理的性質 (1530-1541)
- 59 河野長(東大理)、浜野洋三(東大理)、Leg 55乗船科学者一同 DSDP Leg 55:天皇海山玄武岩の物性 (1545-1656)
- 60 浜野洋三、河野長(東大理) 海底地殻岩石の磁氣的性質 (1600-1611)
- 61 河野長(東大理)、Leg 55乗船科学者一同 DSDP Leg 55:天皇海山玄武岩の磁性 (1615-1626)
- 62 西谷忠師、浜野洋三(東大理) 海底岩石(深海掘削計画 第51/52/53次航海)中の磁性鉱物について (1630-1641)

- | | | |
|--------|------------------------------|---|
| I - 61 | 白木正規 (地磁気観測所) | 西太平洋域の地磁気太陽日変化の季節変化の異常 (Ⅲ)
(1650 - 1701) |
| 62 | 加藤 進、津田敏隆、渡辺章人
(京大工) | Electric Field Production by Tidal Dynamo - II
(1705 - 1716) |
| 63 | 中山泰雄、前田 坦 (京大理) | 地磁気嵐時の熱圏中性大気運動 (1720 - 1731) |
| 64 | 前田 坦、鈴木 亮、竹田雅彦
(京大理) | 地磁気 Sq 場の性質・原因・役割 (I)
(1735 - 1746) |
| 65 | 北村泰一 (九大理) | 地磁気長周期変動の電流系 (I) (1750 - 1801) |
| 66 | 長井嗣信 (地磁気観測所)、福
島 直 (東大理) | 地球磁場の annual variation (1805 - 1816) |

第 3 日 5 月 18 日 (木) 9 : 00 ~ 12 : 30

18 A

第 1 会場 農 1 - 8

太陽および惑星間空間

- | | | |
|--------|------------------------|--|
| I - 67 | 桜井邦明 (神奈川大工) | 太陽系近傍の宇宙線密度 (0900 - 0911) |
| 68 | 鰐目信三 (名大空電研) | 太陽フレア粒子の伝播のシミュレーション (0915 - 0926) |
| 69 | 斎藤尚生 (東北大理) | コロナルホールと TWO-HEMISPHERE MODEL
(0930 - 0941) |
| 70 | 斎藤尚生、田村忠義 (東北大理) | 過去 1 世紀間に現われた SOLAR M-REGION の対照
点性質 (0945 - 0956) |
| 71 | 村山 喬 (名大理) | 27 日再起性地磁気活動の消長とコロナル・ホール
(1000 - 1011) |
| 72 | 袴田和幸 (中部工大) | 太陽磁場と惑星間空間磁場 (1015 - 1026) |
| 73 | 丸橋克英、石井隆広雄 (電波研
平磯) | 太陽フレアと急始型地磁気あらしの対応に関する統計
的研究 (I) 初期結果 (1030 - 1041) |
| 74 | 笹村義孝 (京産大理) | Regional Response due to the IMF Bz - Compo-
nent (1045 - 1056) |
| 75 | 前沢 洌 (東大宇宙研) | 地磁気 index による太陽風依存性の相異点
(1100 - 1111) |
| 76 | 上出洋介 (京産大理) | 極光ジェット電流指数 (AE indices) について (1115 - 1126) |

惑星科学 (2)

(調整時間 1130 - 1144)

- | | | |
|--------|--------------|--|
| I - 77 | 清水幹夫 (東大宇宙研) | 彗星の成因と原始太陽系星雲 (1145 - 1156) |
| 78 | 清水幹夫 (東大宇宙研) | 金星大気進化史 (1200 - 1211) |
| 79 | 清水幹夫 (東大宇宙研) | Heterogeneous Sedimentation in pre Solar
Nebula (1215 - 1226) |

第 3 日 5 月 18 日 (木) 13 : 30 ~ 17 : 30

特別講演	後藤英一 (東大理)	計算機による数式処理
	小嶋 稔 (東大理)	大気の起源と進化 — 希ガスの惑星科学 —

II - 63 西谷忠師、浜野洋三、河野 長
(東大理)
(休 憩 1700-1704)

海底地殻玄武岩および海山玄武岩の加熱実験
(1645-1656)

地球・惑星プラズマ圏(気球)

II - 64 小川俊雄(京大理)、小玉正弘
(理研)、福西 浩(極地研)、
松尾敏郎(京大工)、芳野起夫
(電通大)

南極気球による電場とX線の観測
(1705-1716)

65 小川俊雄(京大理)、安原通博
(京都教育大)、藤田 晃(甲
南大理)、川本洋人、香西和子
(京大理)

中緯度水平電場の気球観測結果
(1720-1731)

66 小川俊雄、香西和子、川本洋人
(京大理)、安原通博(京都教
育大)、藤田 晃(甲南大理)

成層圏におけるシューマン共振の観測
(1735-1746)

67 小寺邦彦、小川俊雄(京大理)

ドリフトチューブ型イオンスペクトロメーターの試作
(1750-1801)

第3日 5月18日(木) 9:00~12:30

18 A

第2会場 震研1

惑星科学(1)

II - 68 永田 武、船木 實(極地研)

やまと 74662 炭素質コンドライトのNRM
(0900-0911)

69 永田 武(極地研)

隕石自然残留磁気の安定性 (0915-0926)

70 永田 武(極地研)

石質隕石の磁気的分類(II) (0930-0941)

71 永田 武(極地研)

月岩石及び隕石の熱史:磁気的金属学の月岩石及び隕石
への適用 (0945-0956)

72 兼岡一郎、小嶋 稔、柳沢正久
(東大理)

やまと隕石の $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代
(1000-1011)

73 長沢 宏(学習院大理)

隕石中の希土類元素存在度のパターンと起源
(1015-1026)

74 兼岡一郎(東大理)、高岡宣雄
(阪大理)、青木謙一郎(東北
大理)

マントル物質より推定された地球内部の希ガス
(1030-1041)

75 高岡宣雄(阪大理)、小嶋 稔
(東大理)

ダイヤモンド中の希ガス組成と同位体比(II)
(1045-1056)

76 小嶋 稔(東大理)

An interpretation of terrestrial Xe isotopic
ratios. (1100-1111)

77 尾中 敬、中田好一、上條文夫
(東大理)

微粒子の凝集(coagulation)実験
(1115-1126)

78 本田勝彦、小嶋 稔(東大理)

微粒子結晶成長の際の希ガス吸収—惑星起源論の基礎
として (1130-1141)

第 4 日 5 月 19 日 (金) 9 : 00 ~ 12 : 00

19 A

第 1 会場 農 1 - 8

地球・惑星プラズマ圏(木星)

- | | | |
|--------|----------------------------------|--|
| 1 - 80 | 高橋富士信、川尻轟大、河野宣之、吉野泰造、小池国正(電波研鹿島) | 超長基線干渉計(VLBI)基礎実験の成果
(0900 - 0911) |
| 81 | 前田耕一郎、小田進幸(兵庫医大物理) | 木星デカメータ波強度変動に対する地球電離層の影響
(0915 - 0926) |
| 82 | 森岡 昭、大家 寛(東北大理) | 木星磁気圏とデカメータ波放射 (0930 - 0941) |
| 83 | 大家 寛、森岡 昭、三浦俊一、近藤 実(東北大理) | 木星デカメータ波放射の時間変動 (0945 - 0956) |
| 84 | 大家 寛、森岡 昭、近藤哲朗、近藤 実(東北大理) | 木星デカメータ波偏波の特性(観測結果)
(1000 - 1011) |
| 85 | 今井一雅、富沢一郎、斎藤 誠(電通大) | 木星デカメートル波シンチレーションの観測(Ⅲ)——Main Sourceの放射源の構造について——(1015 - 1026) |
| 86 | 今井一雅、富沢一郎(電通大) | 木星デカメートル波のLバーストの起源(1030 - 1041) |
| 87 | 大家 寛、青山隆司(東北大理) | Jovian WindのZ-依存性 (1045 - 1056) |
| 88 | 寺沢敏夫、前沢 洌(東大宇宙研研) | 木星デカメータ波放射と太陽風構造の相関について(Ⅱ)
(1100 - 1111) |

地球・惑星プラズマ圏(VEULF)

- | | | |
|--------|---------------------|---|
| 1 - 89 | 谷口治幸(東大理) | 自己回帰、移動平均モデルと有色雑音の濾波(Ⅰ)
(1115 - 1126) |
| 90 | 岩渕美代子、佐藤夏雄、福西浩(極地研) | 計算機によるULF波動のダイナミックスペクトル解析システム (1130 - 1141) |
| 91 | 佐藤夏雄(極地研)、国分 征(東大理) | 地磁気脈動とELF放射(Ⅵ)——強度スペクトル、相関係数、位相差の時間変化—— (1145 - 1156) |

第 4 日 5 月 19 日 (金) 13 : 00 ~ 18 : 15

19 P

第 1 会場 農 1 - 8

* 休憩時間は各自適当におとり下さい。

地球・惑星プラズマ圏(VEULF)

- | | | |
|--------|-------------------------------|--|
| 1 - 92 | 佐藤夏雄、勝田 豊、鮎川 勝、福西 浩、平沢威男(極地研) | 昭和基地—アイスランド共役点観測(Ⅱ)
(1300 - 1311) |
| 93 | 巻田和男(東大理)、福西 浩(極地研)、芳野赴夫(電通大) | Auroral hiss emissionsの総合観測結果—(Ⅰ)
(1315 - 1326) |
| 94 | 國武 学、小口 高(東大理) | フリッカリングオーロラの特性 (1330 - 1341) |

地球・惑星エアロノミー(オゾン)

- II - 79 牧野忠男、関口宏之(立教大理) S-210-12号機によるO₂(1.27 μm)大気光の観測
山本博聖(東大理) —中間圏オゾン密度分布— (1145-1156)
- 80 田中基彦、鈴木勝久(東大理) 科学衛星による大気オゾンの光学測定—TAIYO衛星
および今後の展望 (1200-1211)
- 81 内野 修、前田三男、宮副 泰 成層圏オゾン観測用紫外域色素レーザーの開発
(九大工)、幸野淳一、広野求 和(九大理) (1215-1226)

第4日 5月19日(金) 9:00~12:30

第2会場 震研1

19 A

太陽および惑星間空間(宇宙線)

- II - 82 鷺坂修二(信大理)、三島 靖 地下宇宙線の大气効果 (0900-0911)
(愛媛大理)、井上 葵(理研)
村上一昭、長島一男(名大理)
- 83 長島一男、上野裕幸、藤本和彦 坂下における地下宇宙線観測 (0915-0926)
藤井善次郎(名大理)、近藤一
郎(東大宇宙線研)
- 84 安江新一、森 覚、鷺坂修二 深い地下(約250m. w. e.)における高エネルギー宇宙
赤羽重信、茅野 基(信大理) 線強度変動の観測
一之瀬匡興(信大教養) (0930-0941)
- 85 北村正亟(気象研) 宇宙線日変化の機構 (0945-0956)
- 86 石田喜雄(福島大教育)、 宇宙線中性子強度日周変化の年周変化 I
森 覚(信州大理) (1000-1011)
- 87 石田喜雄、菅野常吉(福島大教 宇宙線日変化の長期変動IV (1015-1026)
育)、斎藤俊子(福島医大教養)
- 88 長島一男、森下伊三男(名大理) 宇宙線強度の長周期変動と太陽活動 (1030-1041)
- 89 宗像義教(中部工大)、 宇宙線異方性と太陽風
森 覚(信大理) (1045-1056)
- 90 森 覚、安江新一(信大理)、 宇宙線南北異方性と惑星間空間の状態
一之瀬匡興(信大教養) (1100-1111)
- 91 須田友重(気象研)、三島 靖 惑星間空間セクター構造と宇宙線変動
(愛媛大理)、村上一昭、和田 雅美(理研) (1115-1126)
- 92 長島一男、上野裕幸、藤本和彦、 宇宙線異方性から推定した惑星間空間磁場
藤井善次郎(名大理)、小島浩 司(名古屋保衛大) (1130-1141)
- 93 長島一男、上野裕幸、藤本和彦、 宇宙線の異方性と惑星間空間磁場
藤井善次郎(名大理) (1145-1156)
- 94 千葉敏躬(岩手大教育) 宇宙線中性子成分異方性の27日周期変化(1200-1211)
- 95 和田雅美、奥谷晶子(理研) 宇宙線の密度勾配と異方性 (1215-1226)

- I - 95 林 幹治(東大理)、渡辺富也(UBC)、小口 高、国分征(東大理)、R. E. HORTA(U. Victoria)、鶴田浩一郎(東大宇宙研) マニトバラインに於ける地磁気脈動の特性 I PC-1脈動の伝播特性について (1345-1356)
- 96 林 幹治(東大理)、小口 高、渡辺富也(UBC)、国分征(東大理)、鶴田浩一郎(東大宇宙研)、R. E. HORTA(U. Victoria) SSC (1977, Sept, 21, 21:45) EFFECTS (1400-1411)

地球・惑星プラズマ圏(機器実験開発)

- I - 97 筒井 稔(京大工)、平本和夫(日立製作所)、松本 紘、木村磐根(京大工) 低エネルギー電子ビーム波動相互作用実験 (1415-1426)
- 98 大家 寛、宮岡 宏(東北大理) 静電的電子サイクロトロン波励起—極域電離層における降下粒子に伴う場合— (1430-1441)
- 99 松本治弥、賀谷信幸、藤沢好孝(神大工) K-9M-61号機による低エネルギー電子の観測(速報) (1445-1456)
- 100 大家 寛、森岡 昭、小野高幸、三浦 悟(東北大理)、鎌田哲夫(名大空電研) 対自然プラズマ波 波数計測—K-9M-61のPWP観測 (1500-1511)
- 101 木村磐根、土井俊一、松尾敏郎(京大工) 南極ロケットで観測されたVLFプラズマ波に対するループ及びダイポールアンテナの特性 (1515-1526)
- 102 筒井 稔、木村磐根(京大工) FM方式によるプラズマ波の群速度測定実験(1530-1541)
- 103 鎌田哲夫(名大空電研)、大家 寛、森岡 昭、小野高幸(東北大理) K-9M-61号機によるVLF領域での人工励起プラズマ波の観測速報 (1545-1556)
- 104 吉門 信(電波研)、橋本弘蔵、木村磐根(京大工) 電子Bernstein波のパラメトリック不安定によるイオン音波の励起 (1600-1611)
- 105 高橋忠利、森岡 昭、大家 寛(東北大理) 電離層プラズマ中のSatellite Wakeの構造—*たいよう*の結果— (1615-1626)
- 106 南 繁行、竹屋芳夫(阪市大工) 電極汚れの効果を低減させたR.P.T.測定法(1630-1641)
- 107 渡辺勇三(東大宇宙研) 観測ロケット搭載用インピーダンスプローブによる電離層の観測結果 (1645-1656)
- 108 金子 修、佐々木進、河島信樹(東大宇宙研) K-9M-61号機による電離層への電子ビーム放出実験 (1700-1711)
- 109 M. Ejiri(東大宇宙研)、S. Miyatake(電通大)、SEPA Team Beam Active Experiments in a Vacuum Chamber (1715-1726)
- 110 松本 紘(京大工)、江尻全機(東大宇宙研) スペースにおける電子ビームActive実験のコンピュータ・シミュレーション(I)流体モデルコードの開発(1730-1741)
- 111 河島信樹、栗木恭一、江尻全機、荒木哲夫、佐々木進、矢守 章、中丸邦男、長友信人、大林辰蔵(宇宙研)、工藤 勲(電総研) 宇宙開発事業団筑波大型チェンバーにおけるスペースシャトル搭載用粒子加速器(SEPAC)実験 (1745-1756)
- 112 佐々木進、金子 修、萩原通伸、河島信樹(東大宇宙研) 宇宙研大型スペースチェンバーにおける電子ビーム放出実験 (1800-1811)

第2会場 震研1

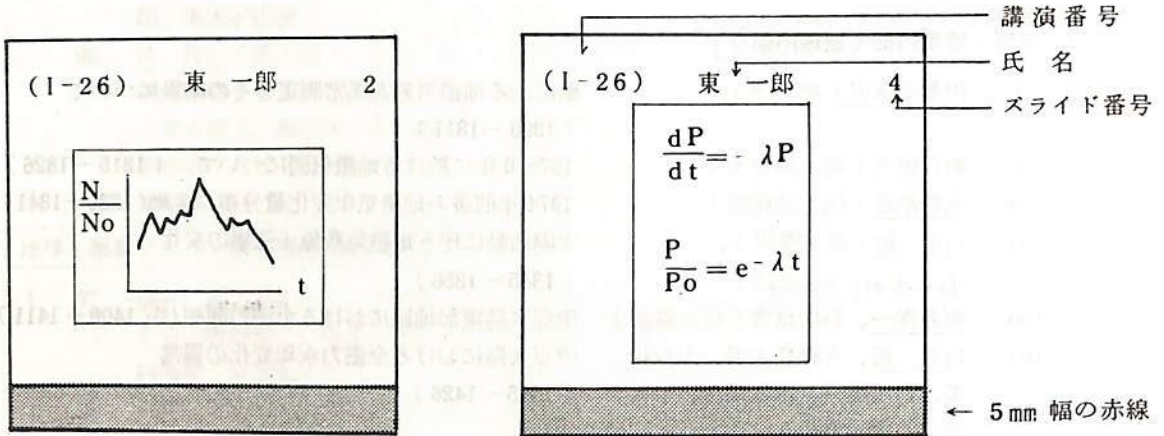
* 休憩時間は各自適当におとり下さい。

月・地球・惑星内部(地球内部)

- | | | |
|---------|---|--|
| II - 96 | 伊勢崎修弘(神大理) | 船による地磁気分力異常測定とその結果について
(1300-1311) |
| 97 | 歌代慎吉(海上保安大) | 1975.0年に於ける地磁気図について (1315-1326) |
| 98 | 水野浩雄(国土地理院) | 1974年前後の地磁気年変化量分布の変動(1330-1341) |
| 99 | 行武 毅(東大震研)、
J. C. Cain (USGS) | 太陽活動に伴う地磁気双極子磁場の变化
(1345-1356) |
| 100 | 笹井洋一、石川良宣(東大震研) | 伊豆半島東部地域における全磁力観測(3)(1400-1411) |
| 101 | 行武 毅、吉野登志男、大谷和
美、石川雄一、木本栄次、下村
高史(東大震研) | 伊豆大島における全磁力永年変化の異常
(1415-1426) |
| 102 | 本蔵義守、小山 茂、吉野登志
男、行武 毅(東大震研) | 東海地方における全磁力観測
(1430-1441) |
| 103 | 住友則彦(京大教養) | 鳥取における最近10年間の全磁力経年変化について
(1445-1456) |
| 104 | 山崎断層電磁気総合実験班
代表、乗富一雄(秋田大鉦) | 山崎断層及びその周辺地区における電磁気総合実験につ
いて(総括) (1500-1511) |
| 105 | 山崎断層電気探査班 | 山崎断層及びその周辺における電気探査について(III)
(1515-1526) |
| 106 | 森 俊雄、河村 謙、大地 洸
(地磁気観測所) | 櫛挽断層の比抵抗構造について
(1530-1541) |
| 107 | 宮腰潤一郎(鳥取大教養) | 地下水揚水に伴う地電流変化の観測 (1545-1556) |
| 108 | 西田泰典(北大理) | 東北日本における地磁気変化 水平成分の異常(続)
— S. S. C. の異常 — (1600-1611) |
| 109 | 加藤愛雄(東海大工)、瀬戸正
弘、早坂 孝(東北工大) | 東北地方日本海側における地磁気脈動観測
(1615-1626) |
| 110 | 佐野幸三(気象庁地磁気観測所) | 柿岡のCA-変換函数の時間的变化について(1630-1641) |
| 111 | 本蔵義守、小山 茂(東大震研) | 中伊豆における地磁気・地電流に関する異常と伊豆大島
近海地震との関係について (1645-1656) |
| 112 | 中田正夫(東大海洋研) | 四国海盆の地磁気異常の磁化強度及び白鳳海山ドレッジ
サンプルの磁化強度測定 (1700-1711) |
| 113 | 登内正治、古田俊夫、中田正夫
(東大海洋研) | オフィオライトの磁気的特徴
(1715-1726) |
| 114 | 登内正治、古田俊夫、小林和男
(東大海洋研) | マグネタイト及びチタノマグネタイトの粒子サイズと磁
気的性質との関係 (1730-1741) |
| 115 | 小林和男、古田俊夫、石井輝秋
(東大海洋研)、M. Steiner
(カリフォルニア工科大) P. Shive
(ワイオミング大) A. Faller (リー
ズ大) R. Day (カリフォルニア大) | 大西洋中央海嶺付近の岩石中の磁性鉱物
(1745-1756) |

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 の赤線をマジック・赤鉛筆等で記入。
- この規格は日本物理学会等と同様です。

第 1 会 場

1. 上側電離層の電波観測

松浦延夫, 緒方隆信, 永山幹敏, 猪木誠二, 丸山隆, 山西光夫, 井出俊行

電波研究所

電離層観測衛星 (ISS-b, 「うめ-2号」) は 1978年2月16日 04時00分 UT に宇宙開発事業団種子島宇宙センターから略所定の軌道に打ち上げられた。ISS-bの軌道は近地長 977 km, 遠地長 1,227 km, 軌道傾斜角 69.4度, 軌道周期 107.2分であり, 当初予定されていた 1,000 km 円軌道からは若干ずれたものとなった。

ISS-b (国際標識 1978-018A) は約2年前電源系不具合のため打ち上げ後約1ヶ月で運用不能となった ISS 「うめ-1号」の予備機として電源系に改良を加えた後打ち上げられたものである。ISS-bの打ち上げ2日後に行われた観測用ステマ・アンテナの伸展は不完全であったが, 約1週間後の2月24日にアンテナ伸展を完了し所定の長さ (全長 36.8m 及び 11.4m) に達することができた。翌2月25日から ISS-b のミッション機器の動作チェックが開始され, 電波雑音観測 (RAN) が2月25日, プラズマ測定 (RPT) が3月1日, 電離層観測 (TOP) が3月7日, 及び正イオン組成測定 (PIC) が3月13日に夫々観測機器の機能チェックが開始された。各ミッション機器は概ね順調に動作している。

前回の「うめ-1号」の不具合発生の原因となった全日照の効果については, 今回の ISS-b は問題がなく衛星各部の温度は安定しており, 衛星各部は順調に動作している。電波研究所による ISS-b の定常運用は4月中頃から実施される。定常運用においては, 搭載テープレコーダーと遅延機能により, 7日当り地球4週回データを変なった程度について取得し, 電離層及び電波雑音に因する諸量の世界的な分布を明らかにする。

電離層の電波観測 (TOP: トップサイド・サウンディング) のミッションは2種類の観測を行うことになつており, TOP-A では衛星直下長の電離層臨界周波数を自動的に探索し, TOP-B では通常の周波数掃引 (0.5 MHz ~ 15 MHz) によりイオノグラムデータを得る。残念ながら, ISS-b の TOP-A による臨界周波数の自動探索は不調であり, TOP-B データによって臨界周波数を読取らざるを得ない。

ISS-b の TOP ミッションから得られた電離層の地球周回分布特性について, 初期的なデータの観測結果を速報の形で報告する。

ISS-b の開発に際して尽力下さった宇宙開発事業団関係者各位に感謝の意を表します。

16A-I 2 ISS-b 観測結果速報

2. 電波雑音観測 (RAN)

上境 実 栗城 功 加藤 仲夏 杉内 英敏
 郵政省 電波研究所 電波部

はじめに

1978年2月16日に種子島から高度約1000 Km の円軌道に打上げられたISS-b「うめ-2号」のミッションの一つである電波雑音観測(RAN)について速報する。

RANの目的

1. 地球表面に於ける雷活動度世界分布図作成
2. 衛星高度に於ける太陽雑音強度の世界分布図作成
3. 宇宙空間に於ける電波環境の測定

観測装置

「うめ-1号」と全く同じ観測装置と搭載しており、観測周波数は2.5, 5, 10, 25 MHzの4波と使用している。観測項目は平均雑音強度と毎秒当りの衝撃性雑音頻度である。

観測例

Feb. 27 1978 015934UT GDLAT.-27.6
 Rev. 148 234813LT GDLON.-37.3

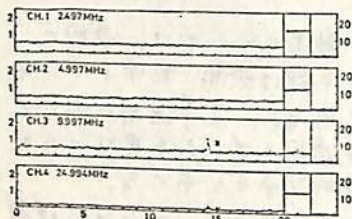


図 1

Mar. 18 1978 063547UT GDLAT.-401
 Rev. 404 095636LT GDLON. 502

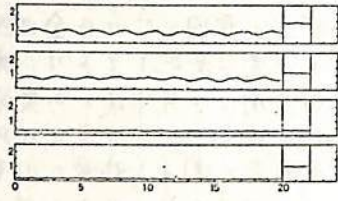


図 2

Feb. 25 1978 042856UT GDLAT.17.3
 Rev. 121 122924LT GDLON.120.1



図 3

- 図1: 雷放電の観測例で平均電圧、衝撃雑音頻度とも増加している。
- 図2: 太陽電波(タイプIII)の観測例で、2.5, 5 MHzに観測されている。地上では電離層の遮蔽により観測されない。
- 図3: 校正用アンテナから電波を放射し、観測用アンテナで受信した例で、2.5MHzに恒星のスペンの効果が現われている。
- 図4: 地球1周回の宇宙電波雑音強度の測定例で2.5MHzはプラズマ密度の影響のため大きく変動している。

ISS-B
 Rev. No. 293
 Mar. 9 1978

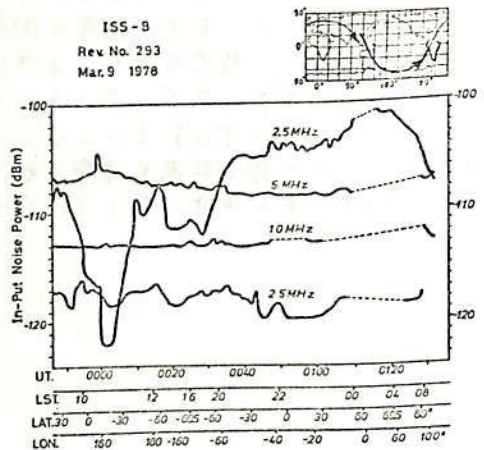


図 4

おわりに

初期運用段階に於ける観測機能チェックの結果から、ISS-bのRANミッションは計画通り順調に動作しているものと考えることが出来る。

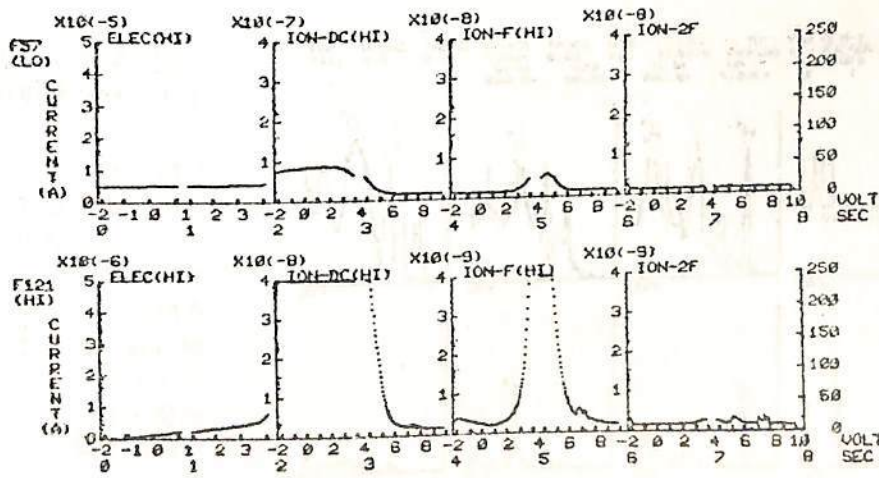
日頃、御指導にいただいている当所の若井電波部長、石田衛星研究部長に、衛星データの取得に当たっている電波研鹿島支所のISSグループに深謝いたします。また、RANの開発に尽力されて来た宇宙開発事業団の高比良、岸田氏に感謝いたします。

3. I側電離層のプラズマ測定—RPT—

森 弘隆, 小川忠彦, 宮崎 茂
電波研究所

ISS-b (うめ2号)には, 衛星軌道上の電子, およびイオンの密度, 温度を測定するために, Retarding Potential Trap (RPT) と称する球形のセンサーが搭載されている。センサーは, 衛星が軌道へ投入された後, フォームより約1m径方向へ展開される。センサーは, 外側から同心球状に, 直径10cmのオシグッドG1, 直径6cmのオスグッドG2, および直径2cmのコレクタCの3種の電極を持っている。RPTは64秒に8秒間プラズマの観測を行うが, そのうち最初の2秒間は電子の観測(ELEC), 後の6秒間はイオンの観測(ION-DC, ION-F, ION-2F)を行う。観測モードになると, グリッドG1には2秒間同相の鋸歯状波電圧を印加するが, 電圧掃引範囲は, 電子観測モードのときは-2V~+4Vで, イオン観測モードのときは-2V~+10Vである。さらに, イオン電流の微分特性(ION-F), および2次微分特性(ION-2F)を得るために, イオン観測モードのとき, 周波数980Hz, 振幅100mVppの交流電圧を重畳する。グリッドG2はサプレッサグリッドで, 約-20Vの一定電圧を加える。コレクタCには約-10Vの一定電圧を加え, イオン電流のみを捕集する。測定の感度は, 各モード共, エンコーダにより64秒毎に, 低感度(LO)と高感度(HI)の2段階を自動的に切り換わる。ELEC, ION-DC, ION-Fに関しては, コマンドによる感度の変更も可能である。下図は, ISS-bの初期運用期間中に得られた, 即時監視データの一例である。図の最初の2秒間(ELEC)はグリッドG1の電流-電圧特性で, これから電子密度, 電子温度が得られる。次の2秒間(ION-DC)はコレクタCのDC電流, さらに次の2秒間(ION-F)はコレクタCの電流の980Hz成分, 最後の2秒間(ION-2F)は, コレクタC電流の1860Hz成分である。これらのデータを解析することにより, イオンの成分別イオン密度, 温度が求められる。ISS-bのRPTはISS-a(うめ1号)のRPTと全く同一仕様であるが, 初期段階の観測データと見れば, 機能は正常でデータの質もISS-aのデータと同様である。

SAT	STN	Y M D	DAY	UT	LST	REV	GDLAT	GDLON	GMLAT	GMLON	HGT	
RPT	ISS-B	78	780301	60	215434	231338	184	-27.9	19.8	-27.0	82.8	1197
		78	780301	60	215538	231944	184	-24.7	21.8	-24.2	84.8	1201



16A-I 4 ISS-b 観測結果速報

4. 正イオン組成観測

巖本 巖, 佐川 永一, 水津 武
郵政省電波研究所

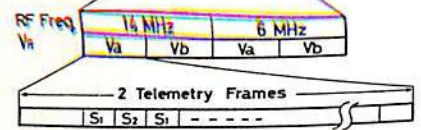
ISS-bに搭載されているイオン質量分析計は3段ベネット型で、1図に示すように15枚の平板グリッドに高周波・直流電圧を組み合わせ印加して、加速特性が質量に依存することにより異なるイオンを弁別するものである。1表に本測定器の主要諸元と示す。観測は2図のようなシーケンスで行われ、64秒のうち8秒間、2つのセンサに対して4種類の条件で観測が行われる。3図はこの1観測分のデータをクイックルック装置により表示したものの一例である。この例ではセンサ2がワークに入っているため感度が小さくなっている。ベネット分析計の特性としてM/ΔMが一定という関係があるため、H⁺とHe⁺では極めて分解能が良いが、He⁺とO⁺の間では幾分悪くなっている。又高質量側でベースラインが上り、かつハーモニックスペークが現れ易い欠点も見えている。

分析管	3段5-3サイクルベネット型
質量範囲	1~20 AMU
グリッド間隔	0.3 cm
RF周波数	14 MHz, 6 MHz
RF電圧	10 Vpp
加速電圧	0~299 V掃引
減速電圧	20~32 V (コマンド)
捕捉電圧	(0, -50), (-50, -100) (V)
計数率	200 Hz ~ 1.3 MHz
重量	センサ1: 3Kg x 2, 回路 2.6 Kg
消費電力	67 W

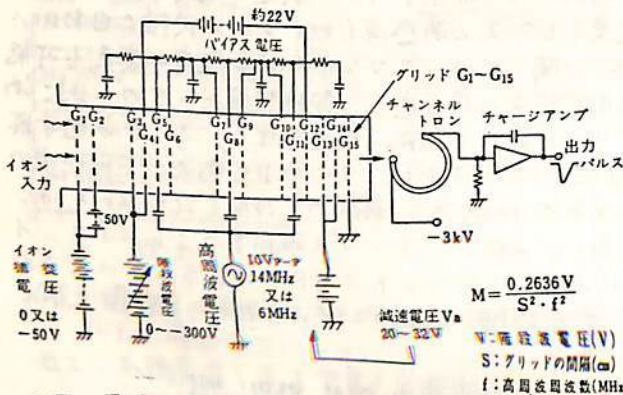
1表 測定器主要諸元

OBSERVATION SEQUENCE

TOP-A	TOP-B	PIC	RAN	RPT
8 Sec	16 Sec	8 Sec	24 Sec	8 Sec



2図 観測シーケンス

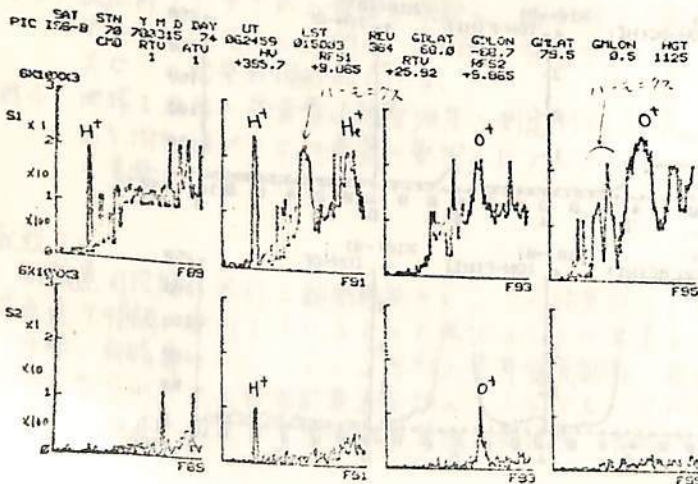


$$M = \frac{0.2636V}{S^2 \cdot f^2}$$

M: 高電圧電圧(V)
S: グリッドの間隔(cm)
f: 高周波周波数(MHz)

1図 ISS-b搭載質量分析計概念図

3図 質量分析計によるイオン組成観測例



上段はセンサ1, 下段はセンサ2. 左半分は低マス(1~4 AMU), 右半分は高マス(1~20 AMU), それぞれの2組は低, 高感度のマススペクトルである。縦軸は目盛りのところで10倍づつ感度が違っている。

平尾 邦雄, 伊藤 富造
東大 宇宙研

我が国は1975年に参加するに必要と目的として準備した2つの科学衛星のうちEXOS-Aは昭和53年2月4日16時00分鹿児島宇宙観測所よりM-3H-2号機によって打ち上げられ、略完全に予定した軌道にのり科学衛星「極光」になった。その軌道は次の通りである。遠地点高度3,978 km, 近地点高度642 km, 傾斜角65.35度, 周期134.2分である。特にこの傾斜角は2月にあつた小惑星の遠地点が、来3月9日より10月の間に最北緯に達するに必要と傾斜角である。これは我が国の衛星打ち上げ可能期間が1月2月及び8月9月に限定されたため「極光」がオーロラの観測とそのミッドコンの1つの重要としてついで、2月に打ち上げると共に次の冬期にも観測ができるように設計された軌道の一要素であつて、これは是中に果してはM-3H型のコックピットが優秀さを示しているものである。

2月4日に打ち上げられた後その日及び翌の日でデスピン、姿勢保持用磁石応用、観測用ブースト用、オーロラテレビカメラの蔽ひの取はずし等を経て高圧を用いた観測機が観測機に入つた。更に20日後の2月24日から4日間かけて、高圧電源を準備していった観測機と、オーロラテレビカメラ、電子エネルギー分布観測器、イオン質量分析器および紫外分光観測機の順に動作させ、2月26日までの観測ができるようになった。

一方極光の観測は内之浦ではリアルタイム受信および地上データレコーダの再生による観測が行なつた。南極地帯初基地でも先週目からテレメータの電波を受信し始めた。3日目からはデータ取得が行われ出した。一方カナダのNRC研究所の4チャンネル研究基地に設置した地上局において2月25日頃からテレメータ電波の受信をはじめ、3月1日からは本格的な観測体制に入った。現在行つての観測は内之浦では週6日、1日3~4回、カナダでは週4日、1日4~5回、南極地帯初基地では週3日、1日2回程度の観測を行つており良好なデータ取得率をあげている。特殊な強化観測では各観測所でも1回づきの観測を本気でとることができる。

各観測機の動作はさしめて正常であり、このあと各観測所に速報が送られるであろうが、我が国のエーサに対する貢献は大きいと期待できるものである。このことは全体的に見れば結果として速報を行う予定である。

平尾 邦雄, 伊藤 富造
東大 宇宙研

我が国 EXOS-A に参加するとして目的として準備した二つの科学衛星のうちの EXOS-A は昭和53年2月4日16時00分鹿児島宇宙空間観測所よりM-3H-2号機によって打ち上げられ、略完全に予定した軌道にのり科学衛星「极光」となった。その軌道は次の通りである。遠地点高度3,978 km, 近地点高度642 km, 傾斜角65.35度, 周期134.2分である。特にこの傾斜角は2月にあげられ小惑星の遠地点が、来3月9日より10月の間に最北端に達するたために必要の傾斜角である。これは我が国の衛星打上げ可能期間が1月2月および8月9月に限定されおり「极光」がオーロラの観測をそのミッションの一つの重要としていたので、2月に打ち上げると共に冬の期にも観測ができるように設計された軌道の一つである。これは是非に果しはM-3H型ロケットの優秀さを示しているものである。

2月4日に打ち上げられた後その日及び翌日の2日と3日、衛星保持用磁石を用いて観測用ゲームを用い、オーロラテレビカメラの蔽いを取りはずし等を経て高圧を用いての観測機が即ち2月2日試動およびVLF観測器と電子分光観測器、電子偏光観測器は直ちに観測状態に入った。更に20日後の2月24日から4日間かつて、高圧電源を保持しての観測器を、オーロラテレビカメラ、電子分光観測器、イオン質量分析器および紫外分光観測機の順に動作させ、2月末日までの観測ができるようになった。

一方「极光」の観測は内之浦ではリアルタイム受信および地上データレコーダの再生による観測が行なわれるが、南極昭和基地でも2周日からテレメータの電波を受信し始め、3日目からはデータ取得が行われ始めた。一方カナダのNRCC研究所の4ヶ月の研究基地に設置した地上局においても2月25日頃からテレメータ電波の受信をはじめ、3月1日からは本格的な観測体制に入った。現在行っている観測は内之浦では週6日、1日3~4回、カナダにおいては週4日、1日4~5回、南極昭和基地では週3日、1日2回程度観測を行っており良好なデータ取得率をあげている。特殊強化観測では各観測所でも1回づつの観測を最大まで行っている。

各観測機が動作はさしめて正常であり、このあと各観測所には速報が送らるであろうが、我が国のEXOS-Aに対する貢献は大きいと期待できるものである。この度は全体の見込結果について速報を行う予定である。

16A-I 6 KYOKKO (EXOS-A) に よ る 真 空 紫 外 オ ー ロ フ
撮 像 観 測 (速 報)

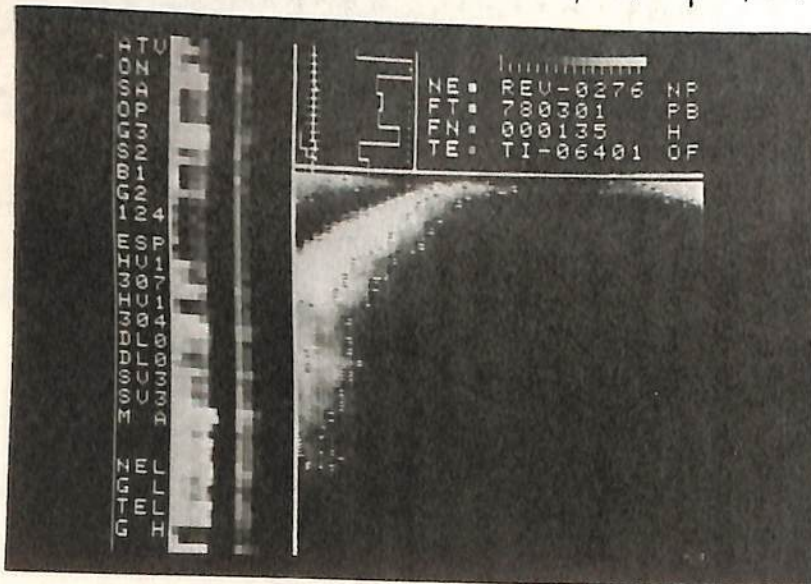
金田原 昭 (京大地球物理研施設)
丹羽 登 (京大宇宙航空研)
高木 幹雄 (京大生産研)

日本時間 2 月 4 日 14 時 00 分 に 発 射 さ れ た M-JH-2 号 機 に 依 っ て 軌 道 に 投 入
さ れ た 宇 宙 科 学 探 査 機 EXOS-A (KYOKKO) に 搭 載 さ れ て 居 る 真 空 紫 外 オ ー ロ フ 撮 像 装 置
(ATV) の 尚 左 電 源 を 使 用 し て 居 る 為 に 稼 働 時 の 放 電 事 故 を 防 止 す べ き 目 的 で 観 測 開 始 前
に 20 日 間 の 環 境 順 化 を 行 っ た 。 日 本 時 間 2 月 24 日 周 回 数 212 に 於 いて 探 査 機 の 日 本
上 空 通 過 時 に 試 験 稼 働 を 行 っ た 。 稼 働 確 認 を し て 直 ち に 観 測 に 入 っ た 。 周 回 数 213 に 於
いて ATV に 依 る 画 像 取 得 成 功 の 確 認 が 行 っ た 。

こ の 後 常 規 的 に 観 測 体 制 を 本 日 3 月 4 日 迄 は 内 務 地 上 局 (KSC) に 依 る 判 断 に
基 づ いて 観 測 を 行 っ た 。 観 測 画 像 の quality check を 充 分 に 行 っ た 後 カ ナダ 地 球 科 学
地 上 局 (JNCS) (49°N, 24°W) の コ マ ン ド 及 び 受 信 機 能 を 使 用 し た 観 測 に 入 っ た 。
1 日 4 周 分 の デ ー タ 取 得 を 行 っ て 居 る 。

取 得 し た 画 像 は 観 測 時 の 探 査 機 位 置 ・ 姿 勢 決 定 の 計 算 に 依 っ て 視 野 の 中 心 方 向 を
確 定 し た 後 polar-plot (手 像 変 換 等 を 行 っ た) 必 ず 有 る 。 こ の 点 に 関 し て は 現 在
位 置 ・ 姿 勢 決 定 の 計 算 を 行 っ て 居 る 段 階 に 在 っ た 。 こ の 他 に ATV デ ー タ 自 有 の 前 処 理 と
し て は i) 手 入 し た テ レ メ ー タ ー ・ デ ー タ ー の 検 査 観 測 画 像 の 空 間 分 解 能 を 増 加 さ せ る 目 的
で 施 し た 帯 域 圧 縮 の 復 原 処 理 ii) デ ー タ ー 伝 送 路 上 で 欠 落 し た フ レ ー ム の 補 填 iii) 擬 似
輪 廓 の 除 去 iv) そ の 他 の 計 算 機 を 使 用 し た 基 礎 処 理 が 必 ず 有 る 。 現 在 最 適 の 方 法 を
決 定 す べ き 為 の 試 験 処 理 を 行 っ て 居 る 。 下 に 示 し た 手 入 し た 上 述 の 前 処 理 を 施 し た 観 測
画 像 の 一 例 を 示 す 。

今 回 の 観 測 の 速 報 と し て 観 測 画 像 の 前 処 理 段 階 迄 の 結 果 の 報 告 を 行 っ た 。 本 処 理 の 結
果 及 び そ の 使 用 し た 解 析 結 果 の 報 告 は 次 回 以 降 に 報 告 さ せ る 事 と す 。



ATVデ-7 Date: 1978年2月28日 (UT) 21h46m25s

渡辺 隆, 大嶋新一, 中村正年
筑波大学 物理学系

観測概要

1978年2月4日(1600JST)に内の浦(KSC)より打上げられたKYOKKO衛星において極端紫外域の放射の分光観測を行っているので、現在までの状態等について報告する。

KYOKKOに搭載された極紫外7チャンネル観測器(AUV)は打上げから24日後(2月28日, Rev. 255)にチャンネルトロンへの高圧を印加して観測を開始した。観測対象は $He^+ 304\text{\AA}$, $He 584\text{\AA}$, $O^+ 844\text{\AA}$, $H 1216\text{\AA}$ (Lyman α)及び 0.1300\AA の5波長である。

AUVは曲率半径40cmの凹面回折格子をもつ斜入型分光器で、分解能 10\AA 、視野 $5^\circ \times 5^\circ$ である。分光器の結像面(ローランド円)上に5組の射出スリット及び検出器(チャンネルトロン)を配置して、それぞれの輝線入射プロットを独立に測定している。入射スリット

はピエゾ素子を用いた振動型で、約 15\AA の波長掃引を約4.2Hzで繰り返している。これによって輝線強度と荷電粒子等によるバックグラウンドから分離している(図1)。データ処理は図2のブロック図に示される。各輝線はスリットの位置(振動の位相)によって6つの波長域に分割されてフォトニカウニングを行い、それぞれの約7秒間積算された後にエンコーダに出力され、テレメータにより地上に伝送される。

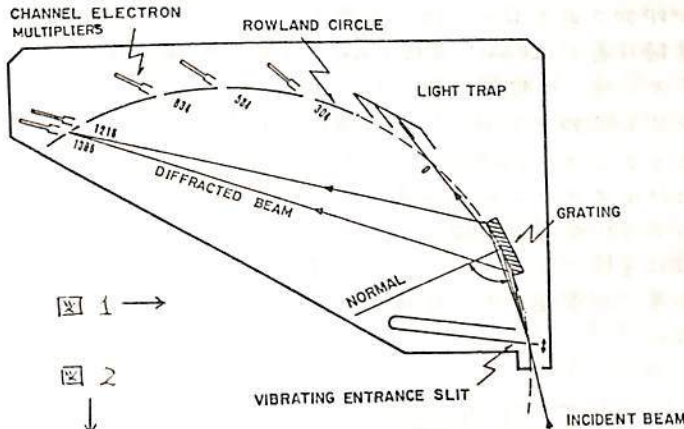
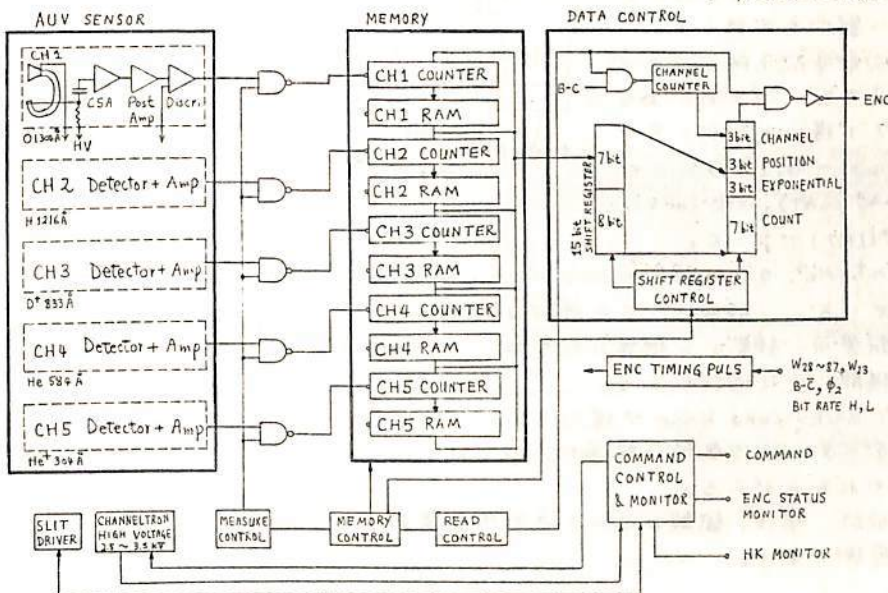


図1 →

図2 ↓



原状及び展望
現在内の浦においてデータの取得が続けられており、これから解析も行ない、各輝線強度の空間分布や時間変化を調べてゆく計画である。

- 正イオン組成測定 -

佐川 浩一, 巖本 巖, 水津 武
電 験 研

1978年2月4日16時に打ち上げられたM-3H-2号機で軌道に投入されたEXOS-A (KYOKKO) には正イオン組成を観測する目的で四重極型質量分析器(MSP)が搭載されている。本講演では観測装置の概要と初期の運用の結果を紹介する。

I. 装置

MSPの観測対象は0.5~4.5amuと13.5~17amuの間の質量数の正イオンである。従って、主に H^+ , He^+ , N^+ , O^+ が観測される。図1にセクター部の断面図を示す。四重極型質量分析器は磁場を用いないので、小型・軽量であり、他の機器へ磁気による干渉を与えない。その故に搭載用としてメリットがあると考えられている。セクターはイオンレンズ、四重極とイオン検出部で構成されている。衛星の周囲のプラズマ中からイオンをサンプルする電極には-5Vが印加されており、均一な電界を与えるために1mmピッチのメッシュを張られている。四重極は長さ120mm、直径8mmの4本の電極で構成されている。四重極内部で分析されたイオンは、分析器の軸に対し直角に取り付けられたChanneltron(入口のガン部は-3kVを印加)で $10^7 \sim 10^8$ 倍に増巾される。Channeltronは振動、衝撃などの外力に弱いためシリコンゴム(RTV-11)によって支持している。マススペクトルを得るための信号処理はパルスカウンタ法に依っている。Channeltronからの信号は増巾、整形され、16bitのカウンターで計数される。この16bitのデータは指数4bit, 仮数4bitの浮動小数点数に変換され、エンコーダに送られる。MSPのコマンド項目は電源制御以外に分解能, 感度, 四重極の中心電位, 全イオン電流測定の利用などを制御できるように設定されている。

II. 初期運用

MSPはEXOS-Aの軌道投入後約3週間後、2月27日に観測を開始した。これは高圧による放電事故を防ぐために充分な脱ガスの期間を取ったためである。図2にRev.297で得られたデータ中からマススペクトルの一例を示す。この時の衛星の位置は-47°(LAT), 212°(LNG), 2130km(ALT), 14°13'(LMT)であった。このスペクトルでは H^+ , He^+ , O^+ の3種類のイオンが観測されている。観測データの詳細は講演の際に述べるが、初期運用の結果から機器の状態は、

1. MSP全体の機能はほぼ順調である。
2. Apogee付近でBackground Noiseが増加する。
3. 初期の観測データには四重極の電極が汚染されていたためと思われる点がある。

最後にMSPの設計, 製作, 試験に尽力された明星電気(株)の矢満田氏に感謝します。

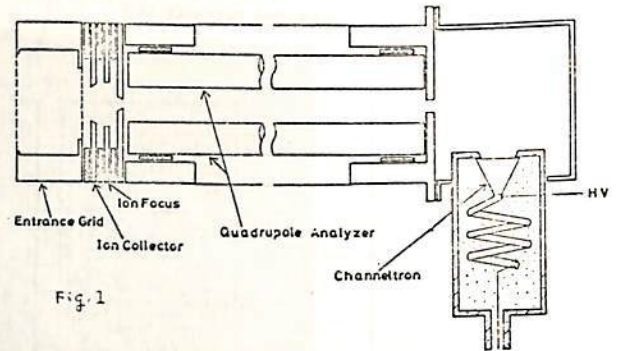


Fig. 1

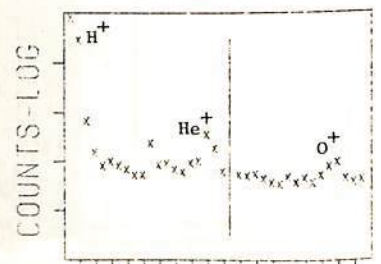


Fig. 2 STEP 5

の観測——結果速報——

向井利典 平尾邦雄
(東京大学宇宙航空研究所)

1978年2月4日、内之浦よりM-3H-2号機によって打ち上げられた"EXOS-A"は『きょっこう(KYOKKO)』と名づけられ、ほぼ順調にデータをとっている。搭載された科学観測器は7個あるが、ここでは筆者等の担当した"ESP"(電子分析器)の概要とデータの一部を速報として報告する。

測定器

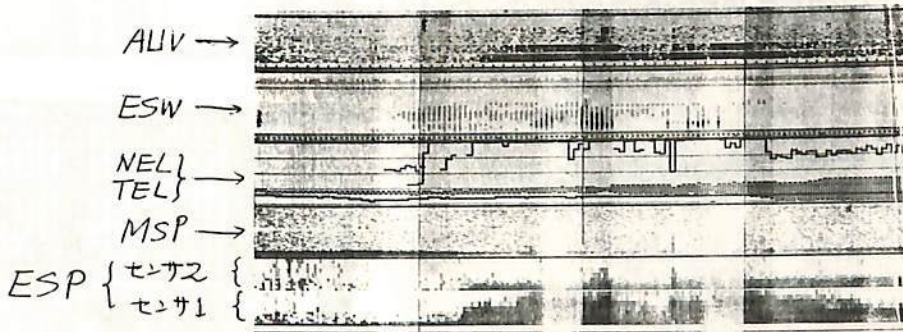
ESPの観測目的はオーロラ電子および電離層光電子であって、その測定エネルギー範囲は5eV~10keVである。掃引周期は1秒であって、時間的に指教円教的に掃引している。センサは2個あって、それぞれ、コリメータ、半球形静电分析器、チャンネルロン(flexible multiplier)から成り、磁気シールドの為 high- μ metal で囲まれている。各センサは衛星のスラスタキューブのエ・下部に取り付けられていて、磁力線に沿った2成分の電子フラックス(upward flux と downward flux)を同時計測する。コリメータの視野は約5°x15°で、geometrical factorは $1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ str}$ である。なお、KYOKKOの観測モードとしてNPモードとGLモードがあるが、ESPはいずれのモードでもONにすることが可能である。

観測結果

ESPは高圧電源をもっている為、観測が開始されたのは2月25日からである。現在まだ定量的なデータ解析に入っていないが、内之浦におけるU-400によるQuick Look データを見た所では大体次のような結果である。

- (1) 中・低緯度の昼間では数10 e/s以下の光電子が観測されている。
- (2) 中・低緯度で、時々10 keVまでCountのあることがある。フラックスの急変はオーロラ電子に比べるとかなり弱い。(South Atlantic Anomaly?)
- (3) 高緯度におけるフラックスは、Local Timeおよび緯度で大巾に変化する。

下図は、GLモードにおける北半球高緯度における約30分間のデータの例であって、Precipitation が急増している時ESPの急変も携えている例である。



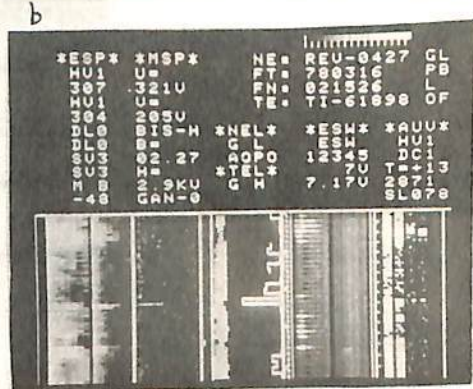
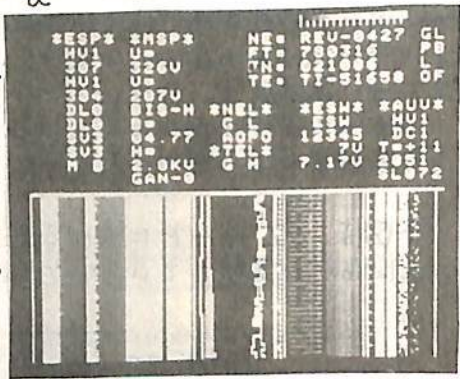
GLモードのデータ例(U-400 QLハートコピー)

Rev. 427

柴田 喬, 芳野 起夫, 中村 良治, 伊藤 富造
 (電気通信大学) (東大宇宙航空研究所)

最近ポーラーカスアでオーロラヒス, ソーサーやオーロラキロナートル波等の波動が観測されている。受信される時には電磁波であるものの波の励起の過程については理論的に考察されており種々仮説がある。例えば磁力線に沿って降下してくる 10 keV 程度の電子により電磁波が増幅される¹⁾か、静電波として励起され伝播していく時にプラズマ密度の不均一のため電磁波に変換する等である。また電子ビームによって励起された電子バーストジャンプ波がパラメトリック崩壊によりホイッスラー波に変換する²⁾。プラズマ静電波は電磁波に較べ位相速度が遅く粒子の速度と同程度になるので粒子による波の増幅や波による粒子の加速や加熱等のいわゆる波動-粒子相互作用が生ずる。例えば降下電子による電子プラズマ波や電子サイクロトロン波の励起, また磁力線に沿って流れる電流によるイオンサイクロトロン波とイオン音波の増幅が考えられている。本観測器 (ESW) は昭和基地でのリアルタイム受信を主としてオーロラ帯でのプラズマ波の観測を行い同時搭載の電子エネルギー分析器 (ESP) とともに波動粒子相互作用を調べる。観測周波数のうち、100 Hz ~ 30 KHz はアナログ伝送して地上で解析し、45 KHz ~ 3 MHz については 11 のフィルターにより受信強度を PCM で伝送する^{3,4)} センサーとして全長 5 m のダイポールアンテナと衛星内から約 1 m のびる 2 個のアラデックア (一つは磁力線方向, もう一つは磁力線に対して垂直方向を観測) で電子を捕集しその AC 成分から波を検出する。得られたデータはまた解析がなされているので生のデータとして再生データの α

Quick Look 画面の例を示す。3月16日 Rev 427 のもので ESW の下の 2 列が受信強度を濃淡表示している。 α は受信器のノイズのみで表は受信されていない。ESP の下の 2 列が 10 keV までの電子のエネルギー分布を測定しているがこの時には光電子がほとんどである。衛星が北極近くでの b では高エネルギー電子のフラックスの増大についで特にダイポールアンテナで 45 ~ 700 KHz の波が強く受信されている。c にダイポールアンテナが内の淵で受信したホイッスラー波のスペクトルを示す。Rev. 107 の時のものである。



- (1) P. Palmadesso et al. J. Geophys. Res. 81, 1762 (1976)
- (2) R. W. Boswell et al. Phys. Rev. Lett. 39, 277 (1977)
- (3) 科学衛星 EXAS-A 中間報告書 昭和52年7月
- (4) M-3H-2号機実験計画書 昭和53年1月

林 隆也・佐藤 哲也
東大 理

磁気中性面近傍で、
マイクロ物理効果が明らか
に存する。MHD
リコネクション
の解析
には適当
な抵抗モデ
ルを仮定す
る以外の方
法はない。

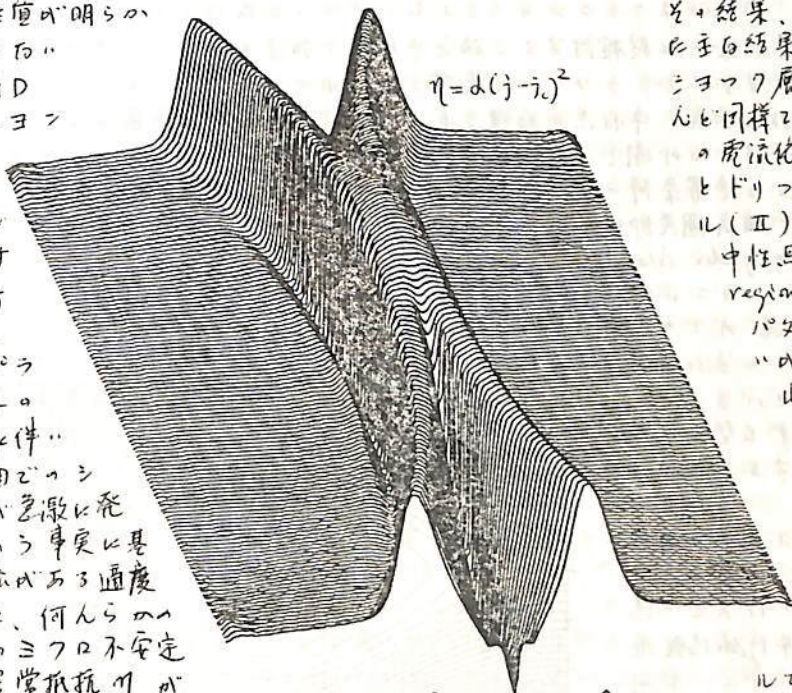
我々のプラ
ズマシート
の thinning に伴
って磁気中性面近
傍の電流が急激に発
達する。この事実を基
に、電流が所定の通
路を流すとき、何んら
プラズマの不安定
が生じ、異常抵抗 η が
発生する。この仮説を導入して、即ち

$$[I] \quad \eta = \alpha (j - j_c)^2$$

今回、Davidson グル
ープによる解析は、
lower-hybrid drift
instability の解析の結
果から、磁気中性面
近傍の異常抵抗が、
中性面近傍のプラズ
マのドリフト速度 V の
2乗に比例する。この
抵抗モデル、即ち

$$[II] \quad \eta = \alpha (V - V_c)^2$$

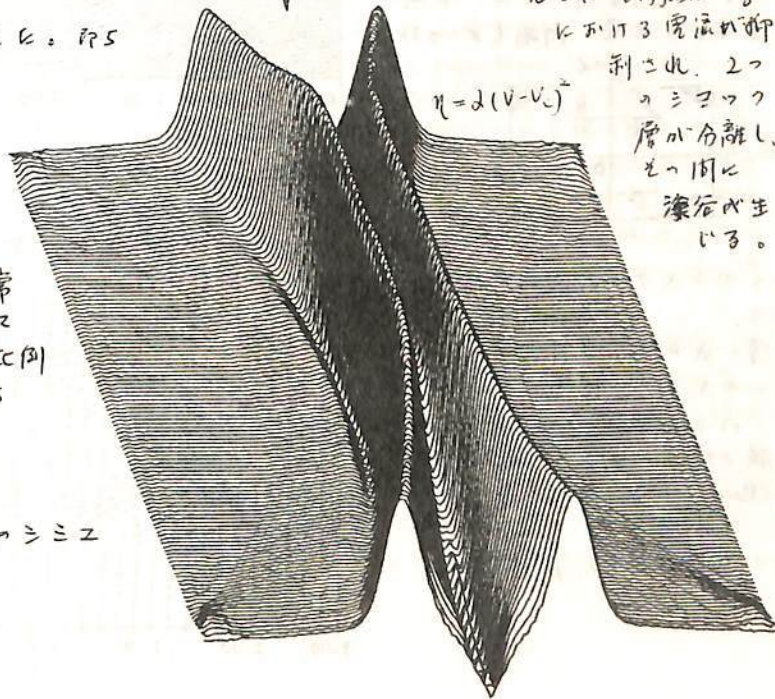
を仮定し、このモデル
と同様のミニミ
レ-シオンを行って、



と結果、このモデルで停
止した結果（加速・加熱・
シフト層の形成）は、
中心と同様であった。抵抗
の電流依存モデル（I）
とドリフト速度依存モデ
ル（II）の同じく、磁気
中性面近傍（Diffusion
region）における電流
パターンは大きく異な
る。これは、即ち、

[I] モデルでは
Diffusion region に
おける電流は
プラトーを形
成する（上図参照）

[II] モデル
では Diffusion region
における電流は抑
制され、2つ
のシフト層
が分離し、
その間に
溝谷が生
じる。

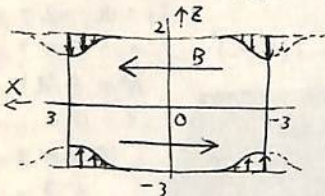


16A-I 12 "O"型磁気リコネクション: "X"型リコネクション
との比較

佐藤 哲也・林 隆也
(東大理)

この予報(林-佐藤⁽¹⁾)によってX型リコネクションのMHDシミュレーションを行ってきた。今回は"O"型リコネクションのシミュレーションと比較して、その結果をX型リコネクションの結果と比較検討する。磁気中性点で加速されたプラズマが自由に流出できることはX型リコネクションと定義する。これに対し、リコネクションに伴ってmagnetic islandが形成され、中性点で加速されたプラズマが自由に振舞うことができない。magnetic islandがプラズマを閉じ込められる可能性があることを"O"型リコネクションと定義する。このような境界条件の違いは当然リコネクションの発達に与える影響を及ぼすことが予想される。磁気圏底部において、リコネクションが起るとすると、少くとも1時的にO型のmagnetic islandsが形成されるであろう。柱融合実験のストカック装置に於いても、リコネクションに伴ってmagnetic islandsができて、その結果、プラズマのdisruptionが行われると見られる。従って、X型のみならずO型のリコネクションを研究することは非常に重要である。

典型的なO型リコネクションのシミュレーションを行うために、初期条件としてX型の場合と同様平衡の反平行磁場配位をとる。境界条件として、下図に示すように左右両端($X = \pm 3$)



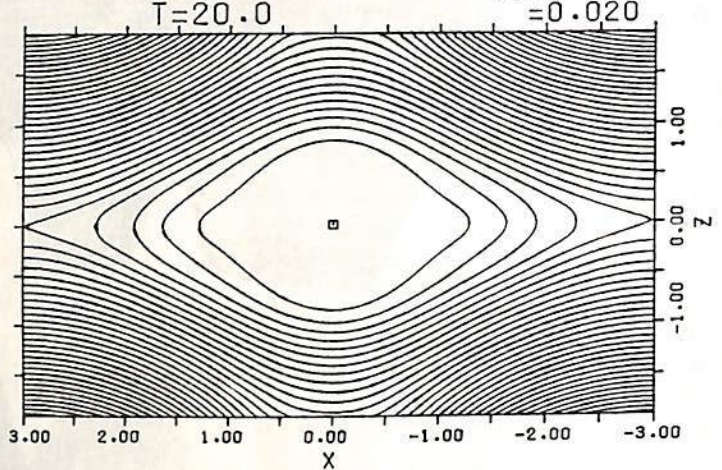
のプラズマを対称的に流入させる。

得られた結果の詳細は掲載の際に示す。O型リコネクションが十分に発達した段階における磁気圏及びプラズマのflow patternを右に示す。

(1) JGR Vol. 83, p217, 1978

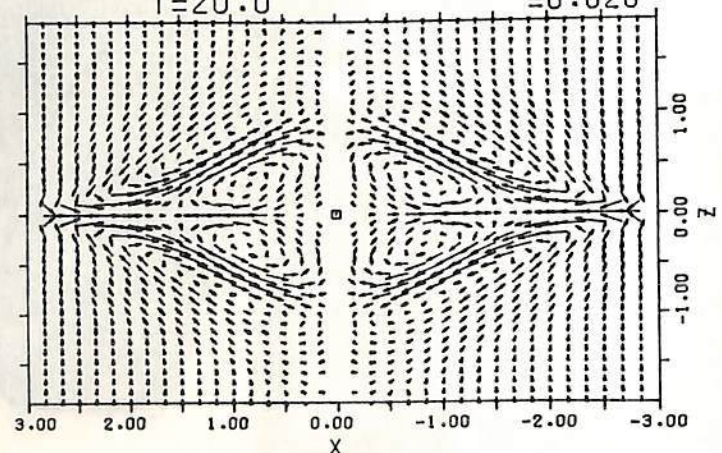
MAG. FIELD

$A_0 = 0.20$
 $J_c = 3.00$
 $\beta = 0.020$



VELOCITY

$A_0 = 0.20$
 $J_c = 3.00$
 $\beta = 0.020$



16A-I 13 極域磁気圏におけるオーロラ・キロメトリック放射の散乱について

武井 恵 雄
(東北大学理学部)

Auroral Kilometric Radiation (AKR) は、オーロラと並んで磁気圏サブストームの最も本質的な現象の一つであることが次第にはっきりしてきた。AKR サブストームを構成する各々の 'elementary AKR' は、expansion phase における auroral electron の加速と密接に関連する波動粒子相互作用の結果発生する準静電的プラズマ波群が、極域プラズマ中を伝播するうちに生じる波動場の遠方場である、と考えて向違いながらう。従って、個々の elementary AKR の電波源は、いわゆる $1E_{\parallel}$ の形成される磁力線に沿った磁気圏底部であらう。いままでの AKR サブストームの観測結果は、全てこの考えを支持している。

ところが、月周回衛星 RAE-2 によって同定された AKR パーストの電波源の中には、はなはだしく遠く ($\sim 15 R_E$ またはそれ以上)、昼側の場合、磁気圏の外にはみだしてしまうものがある。もしこれが真の電波源であるとすると、磁気圏の構造やサブストーム機構についての考え方は変更をせまられることになるが、一方これらのはなはだしく遠い電波源は見かけのものである可能性もある。(電波源の決定法からみて、同定された位置そのものは信頼できる。) つまり、真の電波源はもっと低い磁気圏底部におり、何らかの機構による散乱電波の見かけの電波源である可能性が残っているわけである。但し、カスプ領域やその延長部においては、プラズマ周波数やサイクロトロン周波数は AKR の周波数 (数百 kHz) に比べて極めて低く、通常の反射、屈折は全く期待出来ないことは明らかである。

しかし、cusp field line や auroral field line に沿っては、プラズマの乱れの存在が予想され、また一部は観測的にも明らかになっている。このような乱れのうち、電流の揺らぎや、space charge の揺らぎは、電磁波に対して有効な散乱体として働らく可能性がある。

そこで、これらプラズマの nonneutrality による電磁波の散乱問題を理論的に検討してみた。上述したように、はなはだしく遠い電波源'を考える場合には、elementary AKR はほぼ自由空間波となっており、周囲の場への kinetic reaction はないから、electron plasma を流体的に記述するので十分であり、また観測値は十分遠いから、局在化された散乱体の集積する領域に準自由空間波が入射し、散乱される場の遠方場を計算するという方法をとった。散乱体としては最近の観測結果の示すように、極く低周波で波長数 m 程度の静電的な揺らぎが field line に沿って並んでいること、又同じく極く低周波であるが波長が数 km 程度の電磁的な揺らぎがあることを念頭においている。方法及び結果の詳細は講演でのべるが、揺らぎの強度が数% あれば、直達する AKR に対して 10^{-4} 程度小さい強度の散乱波を得ることが出来る。

この散乱強度は小さすぎるように見られるかもしれないが、月軌道で観測する場合、真の電波源は plasmasphere のつくる障に入ってしまう、直達波を視られない事がある。この場合、真の電波源から出た elementary AKR は、高々度の space charge の揺らぎ又は current density の揺らぎを下方から照らしたし、あたかもそこに電波源があるかのように観測されよう。RAE-2 で同定された遠い電波源のときの強度が著しく弱いこと ($\sim 10^{-3} \text{ w/m}^2 \text{ Hz at } 60 R_E$) や、Hawkeye 1 による予探で決めた AKR パーストの電波源の平均的な高度と RAE-2 のそれとの違いも、このような考えをすると理解される。

磁 力 線 沿 っ て の 粒 子 加 速

宇 田 重 雄
東 大 理 地 球 物 理 研 究 院 教 授

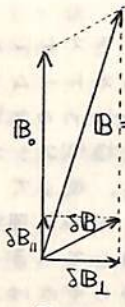


Fig. 1a

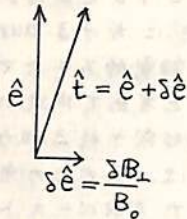


Fig. 1b

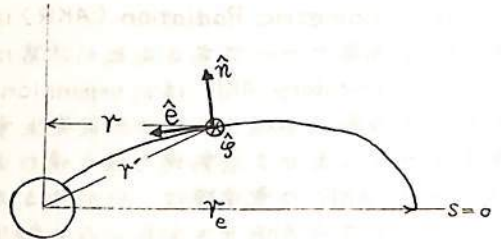


Fig. 2

オーロラ粒子の落下をともなう播き磁力線沿りの加速機構は次の通り
 (1) Coherent acceleration ($E_{||}$, 内向き対流に伴う Fermi-B 加速等)
 (2) Stochastic acceleration (乱流電磁場での cyclotron, bounce 共鳴による拡散)

にわけられる。今回は粒子の磁気エネルギー $\mu = w_{\perp} / B$ が保存される様子を Cyclotron Period に比して時間的に充分ゆつくと変化する電磁場による粒子加速を考へる。Fig. 1 に示す様子は磁場として $B = B_0 + \delta B$ と仮定し、unperturbed magnetic field 方向の単位ベクトルを $\hat{e} = B_0 / B$ とすると全磁場方向の単位ベクトルは $\hat{t} = \hat{e} + \delta \hat{e}$, 但し $\delta \hat{e} = \delta B_{\perp} / B_0$.

粒子の運動は共鳴ラマラー運動と guiding center 運動に分断される。

$$v = v_{\perp} + v_{\parallel}, \quad v_{\parallel} = v_{||} \hat{e} + v_D = v_{||} \hat{t} + v_D \quad (1)$$

大文字の $v_{||}$, v_D は全磁場の方向及びそれに垂直なドリフト運動であり、小文字の $v_{||}$, v_D は非擾乱磁場方向及びそれに垂直なドリフト速度である。Guiding center の運動方程式は

$$m v_D = (qB)^{-1} \hat{t} \times [-qE + \mu \nabla B + m v_{||}^2 (\hat{t} \cdot \nabla) \hat{t} + m v_{\perp} (\nabla_{\perp}^+ \cdot \nabla) \hat{t} + m d v_D^+ / dt] \quad (2)$$

$$v_D = v_{||} \delta \hat{e} + v_D^+, \quad v_{||} = v_{||} + O(\delta e^2) \quad (3)$$

一方、磁力線沿いの加速率は $w_{||} = m v_{||}^2 / 2$ とすると

$$d w_{||} / dt = m v_{||}^2 v_D \cdot (\hat{e} \cdot \nabla) \hat{e} + m v_{||} v_D \cdot (\nabla_{\perp} \hat{e}) + q B_0 v_{||} \delta \hat{e} \cdot (\hat{e} \times \nabla_{\perp}^+) \{ + m v_{||} \hat{e} \cdot (qE - \mu \nabla B) \} \quad (4)$$

となる。第1項は磁力線の曲率による Fermi type-B 加速、最後の項は $E_{||}$ 及び v^2 magnetic mirror effect である。以下第2, 3項による加速を $\tau \gg T_b$ (bounce period) とした粒子に $v_{||}$ と考へると (2) ~ (4) より

$$\langle d w_{||} / dt \rangle = \langle v_{||} \cdot [(\delta \hat{e} \cdot \nabla) \hat{e}] + \delta \hat{e} \cdot (\hat{e} \cdot \nabla) v_{||} \rangle m v_{||}^2 \quad (5)$$

赤道付近をまわす磁場の ϕ -方向の変位を ψ とすると

$$\langle d w_{||} / dt \rangle \approx v_{||} v_E \frac{\delta B_{\phi}}{B_0} \frac{\partial \ln r}{\partial s} \quad (6)$$

左図に示す様子は此の加速は常に正であり、bouncing motion が cancel される。

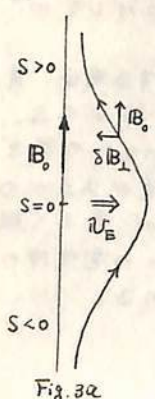


Fig. 3a

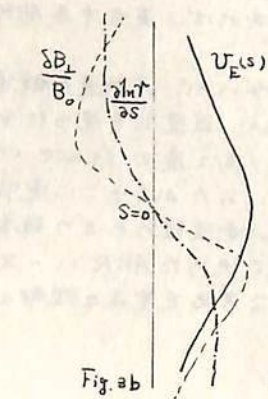


Fig. 3b

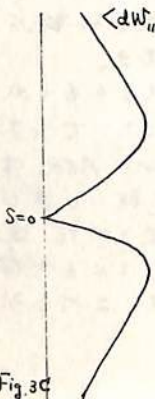


Fig. 3c

尾崎 政 男 玉 尾 致

東大. 理. 地球物理研究施設

是迄オーロラ粒子の加速機構として磁気圏尾における磁力線再結合に伴う加速や、磁力線沿いの電場 E_{\parallel} による field-aligned acceleration の提唱されて来た。前者は磁気圏尾全域にわたる大規模な対流運動を強めるには有効である。オーロラアークに伴う磁力線沿いのピッチ角分布の粒子落下工作は、前者は難し。他方、後者はピッチ角分布には都合良い。 E_{\parallel} の構造を維持し、それを維持させるには、完全解答の与えられない。究極的には空間的に三次元分布のしきり非局所性の強い問題として考えざるを得ない。 self-consistent の解答は得るべきである。今頃は space charge と磁力線沿いの電場 E_{\parallel} である。必然的に field-aligned currents を伴う Alfvén 波が起る。また磁束帯にのみ二次元的に発生した場合、それに伴う E_{\parallel} , j_{\parallel} , 粒子落下等を考えよう。此の場合、先に提案したものは、電場の space charge に基づく E_{\parallel}^S (Electrostatic) と δB_{\perp} に関係する E_{\parallel}^M (EM-induction) の和として考えなければならない。

$$E_{\parallel} = E_{\parallel}^S - |E_{\parallel}^M| \quad (\text{Fig. 1 参照})$$

一方、space charge や δB_{\perp} を作る磁気力線に垂直方向のドリフト (すなわち polarization drift) は全体の E_{\perp} が利用される。

$$v_D = v_{\parallel} \frac{\delta B_{\perp}}{B_0} + \frac{m_i}{\gamma_i B_0^2} \frac{\partial E_{\perp}}{\partial t} + \frac{m_i}{\gamma_i B_0^2} v_{\parallel} \hat{e} \times \frac{\partial \delta B_{\perp}}{\partial s}$$

問題として 1) 巨視的または流体近似を取扱小

2) guiding center 分布函数を導入して気体論的に扱小。

何れの場合にも以下の事情を考慮する必要がある。

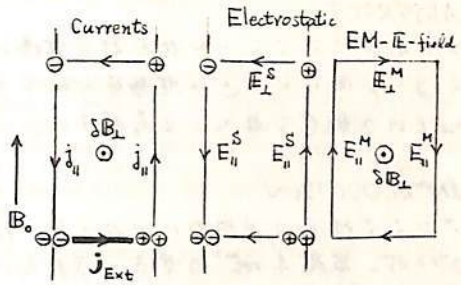
- (i) E_{\parallel}^S と E_{\parallel}^M は互いに cancel する。その結果、mirror field による trapping を入れざる $|E_{\parallel}^M|/E_{\perp} \approx (V_S/l_{\parallel} \Omega_c)^2 \ll 1$ 但し V_S はイオン音波速度, Ω_c はイオン gyro-frequency.
- (ii) 例え完全には $v_{\parallel} \ll v_{\perp}$ かつ $E_{\parallel} \neq 0$ の生ずると、磁気エネルギー μ が

$$\mu < \mu_c \equiv 18 E_{\parallel} / \partial B / \partial s$$

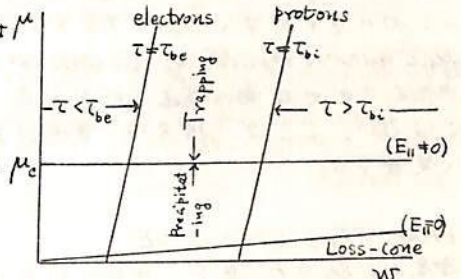
の粒子は単調に加速され、終には落下粒子となる。従って $\mu > \mu_c$ である落下粒子と。

trapping 粒子 ($\mu > \mu_c$, $\mu > \mu_c$) の共存系として考えよう (Fig. 2 参照)

- (iii) 特に trapping 粒子の中の mirror point の低い粒子は波の発生領域で受けた E_{\perp} の効果に記憶して発生領域外の広い範囲にわたって bounce motion をする。仮にそれが v_{\perp} より速く伝播する $v_{\perp} > v_{\perp}$ となる。
- (iv) 波の発生源として ① 磁気圏尾での地球方向対流運動強化に伴う $p_{\parallel} > p_{\perp}$ の圧力非等方性領域の局所的出現 (山本-玉尾, 1978), 或いは ② 磁気圏尾の粒子の等方的 injection の中、loss-cone に含まれる電子による field-aligned beam を考えよう。



Currents and E-fields (Fig. 1)



Trapping and Precipitating Particles (Fig. 2)

16P-I 16 プラズマ対流に伴う粒子降下

山本 隆 (東大理)
 王 彦 敦 (東大理)

1. ABSTRACT

テイルプラズマシートから対流電場によつて粒子が輸送される際、これらは必然的にロスコーン内に入り込み電離層へ降下する。この種の粒子降下現象を "effective" loss cone という概念を導入して考察する。

2. INTRODUCTION

プラズマ対流は必然的にかなり強い粒子降下をひき起す。たとえば、平均エネルギー ~ 500 eV、密度 1 cm^{-3} の電子がテイルの赤道面付近に供給されたとする、これは電離層で、 $10^{10} (\text{cm}^2 \text{ sec ster})^{-1}$ 、 $0.4 \text{ ergo} (\text{cm}^2 \text{ sec ster})^{-1}$ のフラックス、エネルギーフラックスをもつ粒子降下となつて現われる。ただし、電子は初め等方的な分布をもち、ロスコーン内の電子がすべて降下するという仮定をのけた。この程度の電子フラックスは、diffuse aurora や pulsating aurora が見られる際に観測される。しかしながら、連続的にプラズマが地球側へ輸送されると、ロスコーン内の全ての粒子が同時に降下するわけではない。ここで、我々は電場による輸送過程に対して "effective" loss cone を次の如く定義する。

3. EFFECTIVE LOSS CONE

高度 100 km のある点で、地球方向に速度成分をもつ粒子を (速さ v) と考える。時間的にこれ以前の磁気鏡による反射時に、反射点が高度 100 km にあった粒子のピッチ角を α_0 とする。ピッチ角が α_0 より小さい粒子は、これ以前の地球への接近時に電離層へ降下して失われたというはずである。 $90^\circ > \alpha > \alpha_0$ の粒子は、今これから電離層へ降下せんとするものである。そこで、 $90^\circ > \alpha > \alpha_0$ を、高度 100 km のその点にみける速さ v の粒子に対する "effective" loss cone と呼ぶことにする。

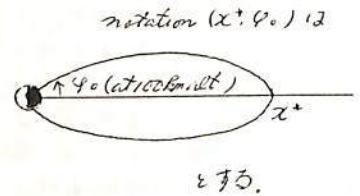
4. DETERMINATION OF α_0

磁気モメント $\mu = W \sin^2 \alpha / B$ の保存を仮定すると、

$$\sin^2 \alpha_0 = B_0 W_1 / B_2 W_0 \quad (1)$$

(1) において、高度 100 km のある点で (磁場の強さを B_0 とする) (W_0, α_0) の粒子が、磁場 B_2 の反対側の半球の反射点 (高度 100 km) にいたと、エネルギーが W_1 である、たことを仮定する。 B_0/B_1 を 1 とみなせば、 $\sin^2 \alpha_0 = W_1/W_0$ 。これは effective loss cone が半反復時間内のエネルギー変化によつて決定されることを示している。 α_0 の詳細の具体的な方法の説明は、講演に譲るとして、結果のみを次に示す。

θ_0	α_0	$W_0 (R_e/km)$	$W_1 (eV)$	$\alpha_0 (\text{deg})$	effective l.o.c.	model
80	33.8	0.5	2.9	65	25	dipole field
80	"	1.0	11.5	73	17	
80	"	2.0	46.0	78	12	
75	15.0	1.0	11.5	85	5	
82	52.4	1.0	11.5	57	36	
75.5	17.3	1.0	11.5	86	4	resonance tail
77.2	35.5	1.0	11.5	80	10	



とする。

A. Nishida

Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo

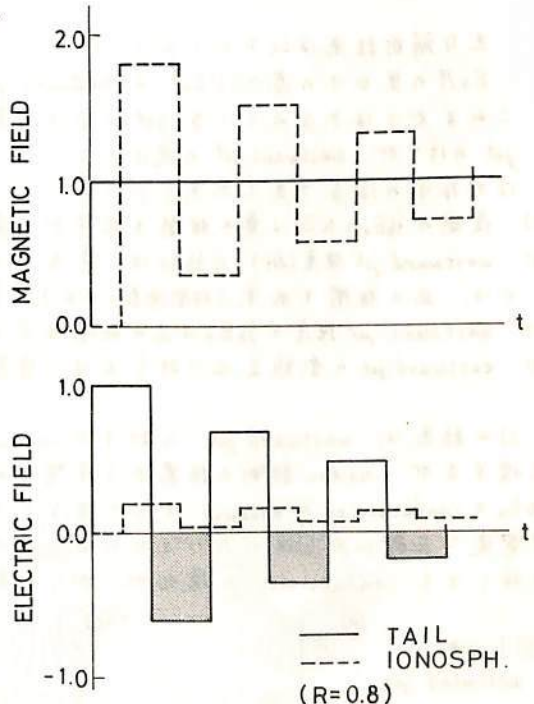
Ionospheric currents produced by energy supplied from the magnetosphere represents one of the basic constituents of the magnetospheric disturbance phenomena. There are, in general, two possible ways by which the current is driven. The first is by imposing electric potential difference of given amount and the second is by supplying electric current of given amount. An example of the first kind is generation of the DP2 current by the interplanetary electric field which is transmitted to the ionosphere via reconnected field lines. An example of the second kind is the generation of the auroral electrojet by partial shunting of the cross-tail current.

Magnetosphere-ionosphere coupling in the first kind of circumstances has been examined by Sato (preprint, 1976) and Holtzer and Reid (JGR, 80, 2041, 1975). This paper examines the coupling in the second kind of circumstances. One of the purposes of this examination is to clarify the nature of transient electric fields observed by Imp 6 at geocentric distances of $3.5 \sim 5.5 R_E$ on nightside auroral field lines. A notable feature of these electric fields is that they are large (a few tens of mV/m) and directed from dusk to dawn, according to Aggson and Heppner (JGR, 82, 51155, 1977).

The Figure illustrates the result obtained by a most idealized model. The medium is assumed to be uniform and the magnetic field lines are assumed to be straight. The magnetotail is on one end of field lines (at $z=L$) and the ionosphere is on another end (at $z=0$). The top panel shows the temporal development of the magnetic perturbation field which is perpendicular to the background magnetic field. At $z=L$ the disturbance is set on at $t=0$ and ΔB is kept at a fixed level thereafter representing that intensity of the perturbation current stays fixed (solid curve). At $z=0$ the perturbation starts at $t=\tau$ where $\tau=L/V_A$ (dashed curve). Ionospheric conductivity is assumed to be isotropic and the reflection coefficient is assumed to be 0.8 for this illustration.

The bottom panel illustrates the corresponding development in the electric field. It is noteworthy that at $z=L$ the sign of the electric field becomes reversed in certain phases. The reversal occurs during those phases when the electric polarization field E_R produced in the ionosphere dominates over the electric field E_I that is associated with the incidence of the magnetic perturbation downwards from $z=L$. In stationary states $|E_I| > |E_R|$ always, but in transient states $|E_R|$ can occasionally exceed $|E_I|$.

Thus it can be shown that in the region between the tail and the ionosphere the electric field can transiently be directed dusk-to-dawn even in circumstances where steady state considerations suggest the dawn-to-dusk polarity. We also note that the magnetic perturbation field becomes oscillatory suggesting a similarity to pi. Neither of these features appears if constant voltage source is assumed.



16P-I 18 西向き & 東向きオーロラジェット電流強度に
対する電離層 Conductivity の役割

家森俊彦・前田坦 (京大・理)
上出洋介 (京都産業大学・理)

オーロラ帯を流れる westward electrojet と eastward electrojet の原因が異なるであろうことが suggest されておるが (Rostoker, 1972)、サブストームとの関連において、そのメカニズムの相違は、まだよくわかっていない。惑星間磁場南向き成分に対する AL & AU index のインパルス応答 (家森前田 1977 学会予稿) は、eastward jet には ring current 粒子が関係しているらしいことを示唆したが、それが、電離層の conductivity, enhancement に関係するのかわ、電場の enhancement に関係するのかわ、又は両方なのかわ問題となる。kamide and Brekke (J.G.R. 1977) は、eastward jet 強度は、主に北向き電場に支配されており、真夜中付近の westward jet 強度は、主に Hall conductivity の変化に支配されておるらしいことを示した。

今回我々は、地上からの vertical sounding によって得られた Sporadic E 層 (Es) のパラメータを使って、これら 2 つの electrojet の違いを明らかにすることを試みた。データは、1967 年 College に於ける fbEs & h'Es の一時間値と、地上磁場 H 成分を使用した。fbEs は、Es 層が透明になり始める最低の周波数で、中緯度の Es 層に関しては、ロケット観測との比較により、Es 層の最大電子密度 (すなわち、conductivity) と非常によく関係にあることが示されている。(Reddy and Rao, 1968)。h'Es は、Es 層の見かけの高さを表わす。解析方法は、substorm の maximum phase 付近でのこれらの値と、地上磁場 H 成分の変動量とを、local time & 季節を考慮して比較することとした。

主な解析結果は以下のとおり。

- 1) Es 層の見かけの高さ (h'Es) は、eastward jet と westward jet で異なり、これらの関係は、これまでには知られておる jet の中心の高さの関係とはほぼ一致する。すなわち、eastward jet のほうが、westward jet の場合より、10~20 km 高い。ただし、eastward jet の場合、h'Es はかなりばらつきを示す。
- 2) 夜間の fbEs と h'Es は負の相関を示すが、昼間はむしろ逆。
- 3) westward jet 強度 (ΔH) と fbEs は、真夜中では ($22^{\text{LT}} - 2^{\text{LT}}$)、相関を示さないが、朝側 ($3^{\text{LT}} - 8^{\text{LT}}$) では、正の相関を示す。(相関係数 = 0.6)。 (→ 図 1 a, b)
- 4) eastward jet 強度と fbEs は正の相関を示す。(相関係数 = 0.65)。 (→ 図 2)
- 5) eastward jet の季節変化に対しては、背景の conductivity の季節変化の効果が大きい。

3) の結果は、westward jet に対する conductivity の役割が真夜中と朝側で異なることを示唆するが、radar 観測の結果から予想されるものとはむしろ逆の結果である。これが、fbEs を conductivity の measure として使うことの限界を示すのかわ、又は、地上の ΔH が、電離層電流を正確に示していることによるのかわ検討中である。また 4) の結果は、eastward jet に対しても conductivity の増加が、かなり寄与していることを示す。

図 1 →
westward jet
と fbEs
(a) 22 LT - 2 LT
(b) 3 LT - 8 LT

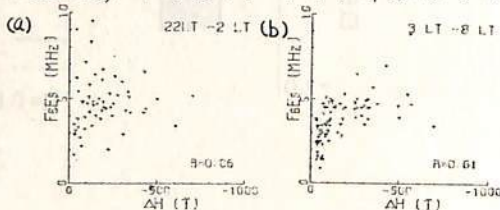
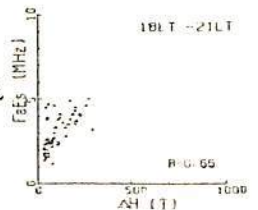


図 2 →
eastward jet
と fbEs
18 LT - 21 LT



Quiet Aurora Arc の
2次元数値解析

三浦 彰・佐藤 哲也
東大理

極地方で起る Quiet Aurora Arc は、電離層と磁気圏との結合系の不安定性によるものと考えられる。(佐藤, 前々回予稿集)

現在このような結合系に対して, Quiet Aurora Arc の発生, 発展の模様を調べるために, 2次元の数値解析を行なっているが, その途中経過を報告する。

電離層に, 初期状態で小さな電子密度の擾乱を与えると, ある条件のもとでは系が不安定となることが確かめられた。

基礎方程式は

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{J}_{\perp} = \frac{J_{\parallel}}{h} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \cdot \nabla n - \frac{J_{\parallel}}{eh} - \frac{\gamma}{eh} J_{\parallel} - \alpha(n^2 - n_0^2) \quad (2)$$

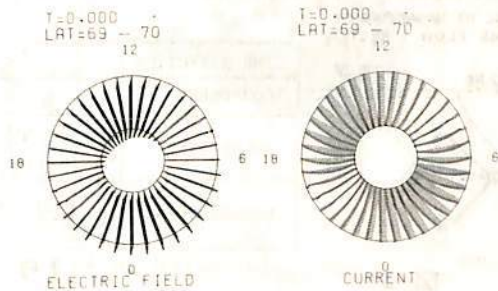
の2式と, 電離層と磁気圏との結合をモデル化した

$$\mathcal{L} \frac{d\mathcal{J}_{\parallel}}{dt} = \mathcal{L}^2 \mathcal{J}_{\parallel} \quad (3)$$

の3式である。ここで \mathcal{L} は磁力線のインダクタンスを等価的に表わしたものであり, 更に $\mathcal{E} = -\mathcal{L} \mathcal{J}_{\parallel}$ である。

既に報告されたように, この結合系の不安定性は電離層での南向き電流の絶対値に大きく依存し, 成長率は南向き電流成分の絶対値が大きい程, 大きくなる。 $T=0$, つまりバックグラウンドの状態ではこのような南向き電流成分は, 単にバックグラウンドの $J_{\parallel 0}$ に大きく依存すると考えられる。そこで簡単な $J_{\parallel 0}$ の分布 (dawn の高緯度で正, 低緯度で負, dusk の高緯度で負, 低緯度で正, 空間的には正弦的に $-0.5 \mu A/m$ から $0.5 \mu A/m$ で変化する) を与え, まずバックグラウンドの状態を求めた。(右図)

このようなバックグラウンドに δn の擾乱を与えたとすると時間と共に δn 及び δJ_{\parallel} の擾乱が誘起され, その結果初期に与えた電子密度の擾乱は成長することが確かめられた。またこの場合は $J_{\parallel 0} = 0$ の場合に比べ不安定性が起りやすい。



上にある矢印の長さが $11/m^2 m$ 及び $1.78 \mu A/m^2$ を表わす

高橋 主衛, 斎藤 尚生

東北大・理

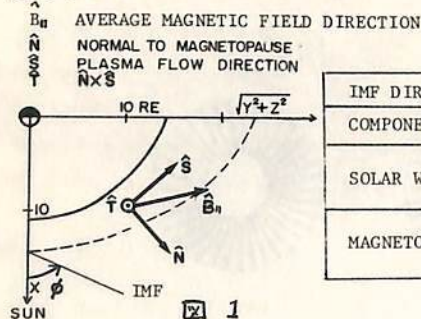
Magnetosheath において観測される磁気流体系波 (T 之 10 Sec) は, Bow shock の上流から入射した波動と, Bow shock あるいはその下流において発生 (あるいは減衰) した波動から成る。この二つの種類の波動を判別することは, 波動の起源を知るために必要である。この観点より, Magnetosheath の磁気流体系波を Bow shock 上流の磁気流体系波と対比する。Bow shock に入射する波動は, 下流に伝わる場合にモード, 振幅の変化を受けるので, その点も考慮してデータの解釈を行なう。

データ Explorer 33 の磁場データを解析することにより 表 I のような結果が得られた (各ベクトル成分は 図 1 のように定義されている)。数字は, 各成分のパワー・スペクトル密度を 10-150 秒の周期帯で積分したものである。Explorer 33 は, Solar Wind に関しては, Bow shock の平均的位置から 5 Re 以内位置した場合である。IMF の方向は ϕ で表示した。 $0 \leq \phi < 60^\circ$ では, 観測点に対応する Bow shock は quasi-parallel, $60^\circ \leq \phi < 120^\circ$ では, quasi-perpendicular である。主な特徴は,

1. IMF の方向によつてパワーと, 各成分間のパワーの比が支配される。
2. 一般に, Magnetosheath においては, Solar wind 中よりも大きなパワーをもつ。
3. Solar wind 中では平均磁場に transverse な成分が卓越する。
4. Magnetosheath では, 平均磁場に longitudinal な成分もかなり含まれる。

透過波の影響 以上のデータを解釈するためには, 上流から入射した波動が, どのような透過波として下流に伝わるかを知らなくてはならない。Anderson¹⁾ の方法によつて, MHD の線形近似で, 入射波と透過波のモード, 振幅の違いを調べることができる。上流から入射した磁気流体系波は, 下流では, Shock 面における Snell の法則を満たす波動 (Alfvén 波, 磁気音波, Entropy 波) として伝わる。Shock 面での境界条件を使えば, 入射波の振幅に対して, 透過波の振幅が各モード毎に求められる。

結果 $0 \leq \phi < 60^\circ$ の場合には, N 成分の比が 10 以上になる事は, Upstream wave の透過だけでは説明できず, Shock において, 新たな波動の励起のなされていることが推定される。



IMF DIRECTION COMPONENT	$0^\circ \leq \phi < 60^\circ$				$60^\circ \leq \phi < 120^\circ$			
	B_n	N	S	T	B_n	N	S	T
SOLAR WIND	* 2.0 γ^2 ** (1.1)	2.0 (0.7)	6.1 (2.5)	6.0 (2.5)	1.1 (1.1)	1.1 (1.1)	3.1 (3.4)	2.9 (3.9)
MAGNETOSHEATH	* 37.6 ** (27.5)	26.0 (18.2)	39.4 (29.6)	37.3 (27.2)	3.0 (3.1)	2.0 (1.7)	3.4 (3.5)	5.3 (2.9)

* 平均 ** 標準偏差

表 I

1) Anderson, J. E., (1963); Magnetohydrodynamic Shock Waves, Technology Press.

16P-I 21 磁気圏尾部における P₃₆型 P₃ 磁場変動の
LARGE-AMPLITUDE WAVE とその波動特性

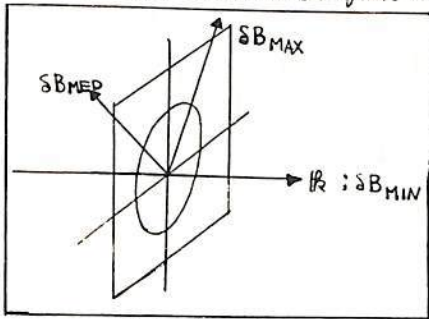
SS 1-981

湯元 清文・斎藤 尚生
(東北大・理)

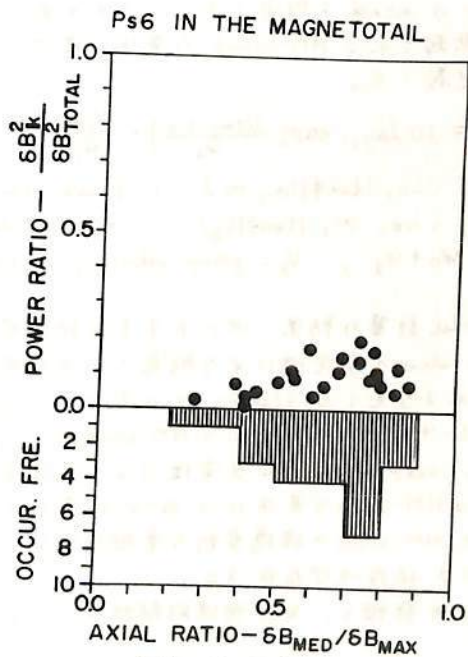
磁気圏嵐に伴って長周期 (T=10~20分) の減衰型磁場変動 (P₃₆型 P₃) が、X_{SM} ~ -15R_E の磁気圏尾部で発生することが見い出されている。この変動の振幅 δB と平均磁場 B_0 の比は $\sim 1/3$ 程度であるので、磁気圏尾部で観測される P₃₆ を small-amplitude 理論で説明することには無理がある。そこで今回は、large-amplitude 理論を展開する為の第1段階として、P₃₆ が large-amplitude wave であるという見地から、P₃₆ の波動解析を行った。

解析方法としては、variance 法 (変動磁場の minimum variance の方向に \hat{b} -vector を仮定) を用いた。観測された変動磁場を、 \hat{b} -vector の方向が主軸となる座標系に変換し、 \hat{b} -vector に直角な面内の偏波を調べた (才1回参照)。解析に用いた磁場記録は、OGO-S の1968年7月から9月までの記録である。又、isolated substorm に伴い、且つ、地上の P₁₂ が同定できる 23 events の P₃₆ についてのみ解析を行った。

解析結果の一部を才2回に示す。変動磁場の total power (δB^2) と minimum variance (δB_{\min}^2) との比を、axial ratio ($\delta B_{\text{MED}}/\delta B_{\text{MAX}}$) の関数として図示してある。磁気圏嵐における磁化 plasma 状態の急激な変化や、磁気圏尾部の構造の非一様性にもかかわらず、P₃₆ の ($\delta B_{\text{MED}}^2/\delta B_{\text{TOTAL}}^2$) の値が 0.2 以下であることは注目に値する。又、axial ratio と発生頻度との関係についてみると、比較的円偏波に近い方に分布している。この事は、P₃₆ 型磁場変動が transverse Alfvén mode で発生する事が比較的多い事を意味する。



(才1回)



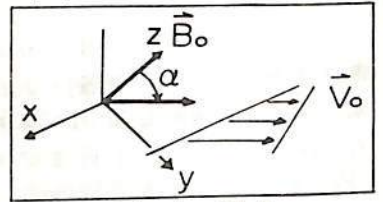
(才2回)

による HM-WAVE の発生

湯元 清文
(東北大・理)

地磁気脈動の発生機構の一つとして、velocity shear 不安定性が考へ得る事を、前回の学会において報告した。そこで今回は、velocity shear が存在する magnetospheric boundary layer において、どの程度の HM-wave が発生し得るかを、model 計算によつて求めた。

まず、理論 model において、一流体近似と frozen-in の条件を仮定した。又、磁化 plasma の座標系は才 1 図の如く設定し、 B_0 - V_0 面に直交する x -方向に非一様性を与えた。 $(\partial V_0/\partial x)/V_0 \gg (\partial B_0/\partial x)/B_0 \sim (\partial \rho_m/\partial x)/\rho_m$ の条件の下での、線型化された MHD 方程式から導き出された分散式は、



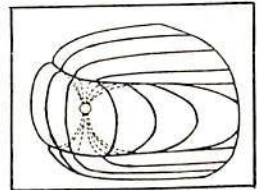
(才 1 図)

$$\omega (\Omega^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) = (\Omega^2 - \omega_+^2) (\Omega^2 - \omega_-^2) (\Omega^2 - \omega_A^2) + \frac{\partial \Omega}{\partial x} \cdot S (\Omega^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) = 0 \quad \dots\dots (1)$$

$$\text{但し、} \begin{cases} \Omega^2 \equiv (\omega - k_z V_0)^2, & S (\Omega^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) = S (\theta, \phi, \lambda, \nu_A, \nu_s, \Omega, \partial V_0/\partial x) \\ \partial \Omega/\partial x = -k_z \cdot \partial V_0/\partial x = -|k_z| \cdot \cos(\theta - \alpha) \cdot \frac{\partial V_0}{\partial x}, & V_0: \text{bulk speed} \\ \alpha = \angle(B_0, V_0), & \theta = \tan^{-1}(k_y/k_z), \quad \phi = \tan^{-1}(k_x/k_y), \quad \lambda = \tan^{-1}(k_x/k_z) \\ \omega_A^2 = \nu_A^2 k^2, & \omega_s^2 = \frac{1}{2} (\nu_A^2 \nu_s^2) k^2 [1 \pm \{1 - k_z^2 \nu_A^2 \nu_s^2 / k^2 (\nu_A^2 + \nu_s^2)\}^{1/2}] \end{cases}$$

となる。

次に、magnetospheric boundary layer の磁力線の形状(才 2 図)から、flank-side では $B_0 \perp V_0$ 、mantle-side では $B_0 \parallel V_0$ の成分が卓越する様子の boundary layer の model を設定した。それとそれの領域内の velocity shear により励起される HM-wave の発生の条件を表わす (GAIN) を次の (2) 式で定義した。



(才 2 図)

$$(GAIN)_z = 20 \log_{10} \exp \left[\frac{S \text{Im} \omega \cdot L_0}{\nu_A} \right] \cdot \frac{V_{gz}}{|V_{g1}|} \quad \dots\dots (2)$$

$$\text{但し、} \begin{cases} L_0 = \begin{cases} (L_B, |k \tan \phi| L_B, \infty) & ; \text{flank-side } (\alpha = 90^\circ) \\ (L_B, \infty, |k \tan \phi| L_B) & ; \text{mantle-side } (\alpha = 0^\circ) \end{cases} \\ \nu_A = V_0 + V_g, & V_g: \text{group velocity, } L_B: \text{boundary layer の厚み。} \end{cases}$$

以上の model 計算の結果、次に示す主な結論が導かれた。

- 1). Velocity shear 不安定性により励起される長周期 ($T \sim P_c$ 帯) の HM-wave は、mantle-side よりむしろ flank-side の boundary layer で発生し得る。
 - 2). 又、 P_2 - 4 程度の周期をもつ HM-wave は、flank-、mantle-side の両 boundary layer において、velocity shear 不安定性により充分発生し得る。
 - 3). これらの HM-wave の発生には $k_z - V_0$ 依存性がある。
 - 4). 発生した HM-wave の磁場変動の卓越成分や、偏波特性には、mode および shear ($\partial V_0/\partial x \geq 0$) 依存性が存在する。
- 1)~4) についての詳細と、その物理的解釈については、講演において言及する。

井上雄二
京都産業大学、理学部

The structure of the magnetic field in the earth's magnetosphere is fundamentally important for understanding the existence and stability of the magnetosphere as well as its perturbed states during the geomagnetic -auroral substorms. The existing models of the magnetic field in the magnetosphere are very empirical: one is a simple extrapolation of the geomagnetic field observed on the earth's surface; the other are statistical models derived from the magnetic field data observed on orbiting space crafts. On the other hand, there are some theoretical models proposed, but those are of free-hand drawing, so that those are insufficient for quantitative analysis to clarify the polar substorm mechanism. Although there is a welcome hydromagnetic interaction model for the determination of the shape of the front surface of the earth's magnetosphere, it has almost no relation to the recent discussions on the polar and magnetospheric substorms.

Here, a theoretical model of the magnetic field of the earth's magnetosphere is proposed: the model magnetosphere is highly mathematical, that is to say, the front surface of the magnetosphere is approximated by a hemi-sphere and the tail magnetosphere is simulated by an infinite cylinder connected directly to the front hemi-sphere. Within this model magnetospheric domain, the earth's permanent dipole field is confined. This is of primarily important condition for the existence of the magnetosphere in the solar wind of high speed. In other words, if a magnetic field line originating from the earth emerges out from the magnetopause into the solar wind and/or the magnetosheath, it must be swept away by the solar wind and eventually stuck to the surface of the magnetosphere.

The confinement magnetic field consists of two parts: one is originated from the surface electric current flowing on the magnetopause without any electric current flowing in the internal domain of the magnetosphere so that this part of the field is computed by means of potential theory (Von Neumann's problem); the other is generated from an electric current system existing mainly in the equatorial plane inside of the magnetosphere and on the magnetopause surface.

The proposed model is developed analytically as far as possible, so that it may be useful for the discussion and computer simulation of the mechanism of polar substorms and of the global dynamics of the magnetosphere. The electromagnetic structure of the magnetosphere is emphasized.

16P-I 24 磁気圏電場の低緯度電離層への伝達

菊池 崇 志木 徹
 (電研所大塚) (京大理)

高緯度地方と同時に赤道で顕著に現われる地磁気変化(SC^+ , DP2等)が、磁気圏内電場はその源を持つことは、Nishida et al (1966), Araki (1977) 等により示唆された。本講演は、磁気圏内に発生した電場が、どのようなメカニズムで、低緯度から更に赤道の電離層に伝わり、ていっくかを明らかにする。

磁気圏電場は、磁力線下横切って圧縮波によって直接赤道電離層へ伝えられ、或在、磁力線沿いに、アルファン波によって極域電離層へ伝えられる。SSCの磁気圏圧縮の際、西向き電場が、北向き磁場増加と共に、前層の仕方で赤道電離層へ伝えられた。この電場がE層に強い西向き電流を流し、赤道 SC^+ を起すとする層之(Sugiura, 1971)があるが、この電流は、単なる抗散モードの波面電流であり、直接 SC^+ を起すものではないことが示される。磁力線沿いに極域電離層へ入った西向き電場は、ホール電流を流し、高緯度 SC^+ を起す起すことが、Tamao (1964) により示された。本報告では、この電場が地球-電離層導波管内にゼロ次のTM(TM_0)モード波を励起し、瞬時的に低緯度牙向へ伝わることを示される。すなわち、極電離層へ入った電場は、 TM_0 モード波を伴って低緯度から更に赤道に達する。赤道電離層の東西牙向伝導度が異常に大きくなっていくことにより、強い西向き電流が誘起され、赤道 SC^+ が発生する。 TM_0 モードは、遮断周波数を持たないため、数分(SC^+)から数時間(DP2)の同期の電場を伝えることが出来る。ここに、磁気圏、極電離層、赤道電離層を結ぶ直流電流回路が完成される。

極域電離層へ入った電場のスケールの有限性を考察される。この有限性は、低緯度へ伝わる電場の大きさに対する幾何学的減衰をもち、DP2型の大規模電場の場合、10%程度の電場を赤道へ伝えることが出来る。これに対し、DP1型の比較的小規模電場は1%程度にしか伝えず、赤道で磁場効果をおこしにくい。

TM_0 モード波で低緯度電離層へ伝えられた電場は、更に、磁力線沿いに上牙へ伝えられ、低緯度下領域、プラズマ圏内の力学過程に寄与し得ることが示唆された。

16P-I 25 静止気象衛星による粒子観測と地上データの対応 (I). 粒子観測の概要

河野 毅・山下喜弘
気象衛星センター

静止気象衛星「ひまわり」(GMS)は昨年7月打ち上げられ、種々のテスト段階を経てこの4月から正式運用に入ろうとしている。GMSにはメイン・ミッションとしての、可視赤外放射計の他に、宇宙環境モニター(SEM: Space Environment Monitor)と呼ばれる、太陽プロトン観測装置が搭載されている。搭載機器は、平常時の雑音はやや高いが正常に動作しており、今年2月はじめから1日24時間のデータが得られている。太陽現象との対応としては、昨年9月と今年2月のフレア時のデータが得られており、地上観測データとの種々の対応については、この次の講演で詳しく報告する。本講演では「ひまわり」による粒子観測の衛星側についてその概要を報告する。

1. 観測項目

プロトン(1-500 MeV), アルファ粒子(9-370 MeV)を、それぞれ7, 54チャンネルに分けた微分スペクトルが、電子については2 MeV以上の14チャンネルの積分フラックスが得られる。時間分解能は16秒で、各チャンネルの集積時間は約1秒である。衛星は東経140°の赤道上空(約36,000 Km, 地球中心から約6.6 RE)に静止している。

2. 検出器系

検出器は半導体検出器を用い、適当な厚さの物質(moderatorと呼ぶ)を組み合せ、検出器からの出力波高により、粒子種類・エネルギーを弁別する。このような検出器と moderatorの組み合わせを5組搭載し、必要エネルギー範囲をカバーする。弁別の原理については講演でのべず。なお、衛星は南北軸に100 RPMでスピンドルし、検出器の視野中心はスピンドル軸に直角である。

3. 圧縮計数

データ(カウント数)は8ビットからなるテレメトリワードで送られてくるが、フレアの規模によりカウント数が断片的に変化するため、デジタルの値を8ビットで7~数万のカウント数を表現する。このため、入力カウントが増えるに従って圧縮する比率を大きくして1~約65,000カウントを8ビットで表現する。圧縮による誤差は、常に統計的ゆらぎによる誤差よりも小さくなるようにとてある。

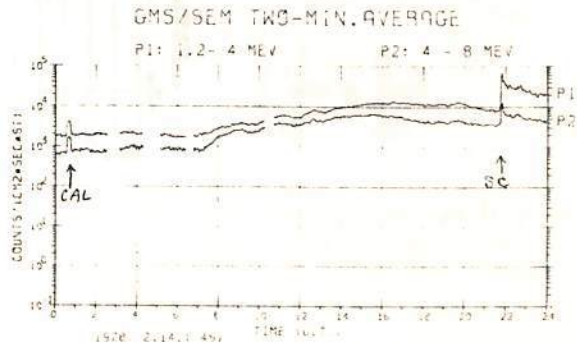
4. 校正

オンボードでの電文的校正装置を備えている。プリアンプから被高弁別器までの回路部を校正するため、高さの解、パルスを種々のプリアンプに送り込み、各チャンネルへの出力値に変動がないかどうかを確認する。

この校正は自動コマンドにより、毎日一定時刻に約10分間実行される。

5. 観測の現状

2月14日のフレア時のデータの一部を右図に示す。これは、プロトンの低エネルギー部(P1, P2)の2分平均値をプロットしたもので、1分40秒ごとのSCに対応する急増がみられる。



静止気象衛星による粒子観測と地上データとの対応

(E) $L = 6.6$ において、擾乱時における粒子高速粒子と地上磁場変動との対応について

河野 毅、山下喜弘 (気象衛星 E-9)

河村 謙、永井正男、桑島正幸、長井嗣信 (気象庁 地磁気観測所)

経度 135° の赤道面上に位置する静止気象衛星 (GMS) には、高速粒子のフラックスを計測する観測装置が搭載されている (本講演 (D) 参照)。2月5日より定常的なデータの取得が開始されたが、これと中低緯度の観測点である神岡での地磁気変化とを比較してみたところ、擾乱時において極めて良い対応のあることがわかった。その一例を図1に示す。図は磁気圏内 $L = 6.6$ のところにおいて観測された energy range 1.2-4 MeV と、4-8 MeV の proton のフラックス (単位は counts/cm² sec. \pm 1 σ) と、神岡における地磁気 H, D 成分である。神岡の magnetogram から 2月14日 21時45分頃 (UT) に SSC storm が始まったことがわかるが、SSC と同時に GMS での proton のフラックスが増加していることが図1から明らかである。Proton フラックスは 2月15日 03時頃から見られる地磁気 H-成分の減少 (Dst の発達) に対応して減少していく傾向も示す。又図には示してはいるが、auroral electrojet の return current として理解されている中低緯度 bay についても、proton フラックスとの間で良い対応が見られる。2月5日から始まり、ほぼ1カ月の粒子データについて、極めて限られた期間においてでも高速粒子フラックスと地上での SSC, Dst 及び bay に良い相関のある例がいくつも見出されており、これとの対応は決して偶然ではないと思われ、神岡における各種地磁気観測はもろろのこと、GMS における高速粒子観測も今後定常的になされていく予定なので我々は今後まず morphological に両者の対応を明らかにしていきたい。今回は SSC での磁場の立ち上り時間と proton フラックスの急激な増加の開始時間とが完全に一致するものが、79% のズレがあるが、又これに Local Time dependence があつた否かについて、preliminary な解析結果を報告したい。

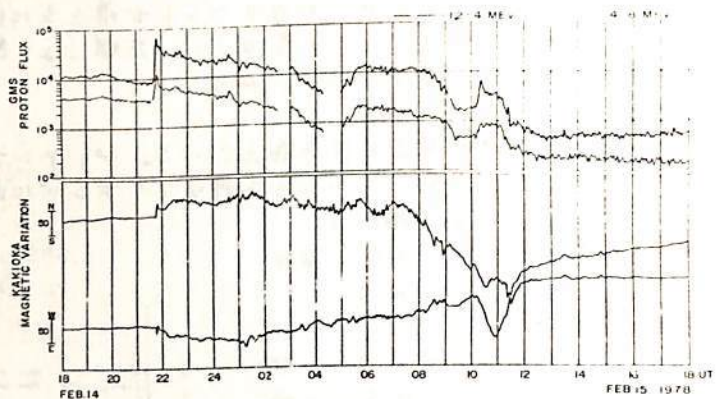


図 1

国分 正

東京大学理学部 地球物理研究施設

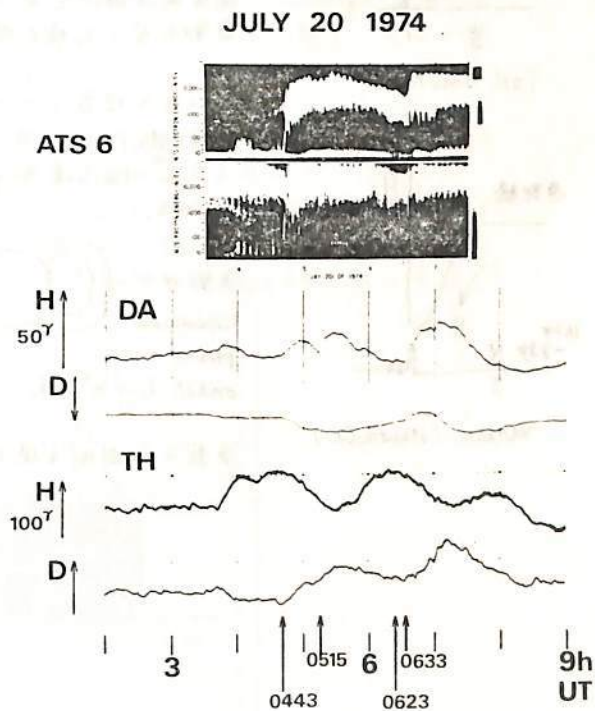
磁気圏周りの時間的発達の様相を調べるため、ATS 6 の磁場観測データ、Walker 等が発表した粒子フラックス変動の解析結果を用い、地上の磁場変動との比較を行った。

静止衛星高度における Substorm の様相については、これまで ATS-1 や ATS-5 の観測があり、expansion phase onset に伴い磁場が dipole-like になると、trapping boundary の運動があることなどが知られている。最近では Walker 達が ATS 6 の観測から粒子フラックスの変動について興味ある報告をしている。彼等は expansion phase onset に伴う粒子フラックスの急増に先立ち、しばしば trapping boundary の運動とみられるフラックスの減下が観測されることを見だしている。しかしながら彼等はこの減下と同時に観測される磁場の configuration change が expansion phase onset に先立つある種の前兆現象であると積極的に主張していない。これは一つには、growth phase controversy でしばしば指摘されてきたように、現在得られる観測データから expansion phase onset と同一とするのが難しいという事によると思われる。

この報告では、地上の磁場変動、とくに極域における変動の様相と ATS 6 での変動を比較し、静止衛星高度での tail-like configuration がどのような時期に現われるかを調べた結果について述べる。

結論

静止衛星高度における expansion phase onset の signature である粒子フラックスの増加と D spike に先かって観測される粒子フラックスの減下と tail-like configuration は、growth phase の特性カーブとして知られている極域 S_y^p 電流系の発達とほぼ同時に観測される。



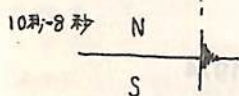
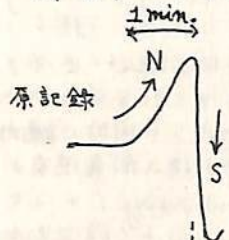
ATS 6 で得られた energy-time spectrogram (McIlwain, 1965) と Thule (in Polar) での磁場変動。

16P-I 28 Substorm に伴う pi_2 脈動の初動について。

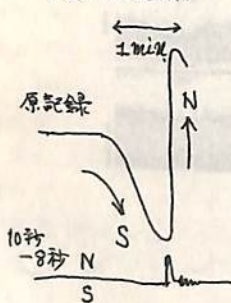
加藤 愛雄

東海大学 航空宇宙学科

カナダ北極圏のオーロラ・オブザル内の Fort Smith, および昭和基地での高緯度地方の地磁気脈動, 女川観測所での中緯度地方の地磁気脈動, およびハワイ, マウイ島観測した地磁気脈動(低緯度地帯の脈動)を観測した pi_2 脈動の初期部分に注目して解析した。観測は誘導磁力計によるもので、何れも長周期部が 10秒~8秒以上の周期部分で、フィルターでカットした短周期部分とを比較したものである。



Fort Smith.



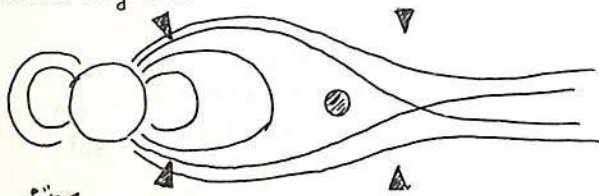
Maui, (Hawaii)

Fort Smith や Syowa 基地の高緯度地方では pi_2 の初動は北方向に急激に増加し、約1分後に急に南方向に減少する。女川観測所の中緯度地方でも同様である。そして南方向に急に減少するとき、短周期脈動が同時に現われる。

これに反して低緯度地方のマウイ島では pi_2 の初動は先づ南方向に減少して、後北方向に急に変動する。この時短周期変動がパルス状で現われる。

これらの現象をサブストームの機構に結びつけて考えると、 \bullet Growth phase での Thinning によって、高緯度地方の N-Increase が是れ Partial Ring Current による S-Increase が低緯度地方で見られる。

短周期変動は Expansion phase の onset time である。



多数の観測例を提示する予定である。

MINI-SUBSTORM
AND
ASSOCIATED LONG-PERIOD P12

桜井 亨
(東北大・理)

Substorm の物理的機構を究明する上で substorm onset を明確に決定する事が極めて重要である。 low-latitude P12 の substorm onset の identification に重要な役割を果たしている事は、既に筆者等が度々主張して来たところである。 この有用性は mini-substorm 及びそれに伴う long-period P12 を研究の手懸りとする事により一層明確になる。

Sunspot minimum phase に出現頻度の高い magnitude の小さい mini-substorm に伴って 波形の明瞭な long-period P12 が出現する。 mini-substorm は jumbo-substorm 同様 substorm として有すべき基本的特性を備えている。 この事は Fig. 1 を参照する事により明瞭に理解される。 即ち、高緯度 station の college でマニ約 10 mT の magnitude しか有しない mini-substorm 及びこれに伴うほぼ同じ振幅の P12、そして同時刻での midnight meridian における aurora breakup 及び midnight の磁気圏 plasma sheet 内での plasma の急激な加熱等は、ほぼ同時刻に起り、夫々の密接に関連して起っている事が理解される。

この様に substorm の有する物理的素過程及び相互の関連性は、 jumbo-substorm 及びそれに伴う複雑多岐な現象に惑わされる事なく、 mini-substorm 及びそれに伴う long-period P12 の特性を明確にする事により理解することが可能となる。 本講演では mini-substorm 及びそれに伴う long-period P12 の特性を検討しその物理的機構を明らかにする。

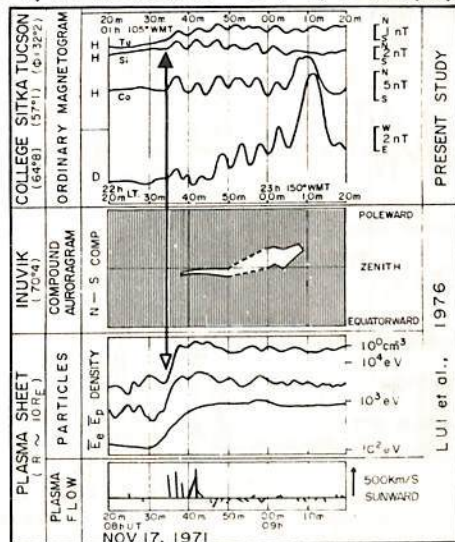
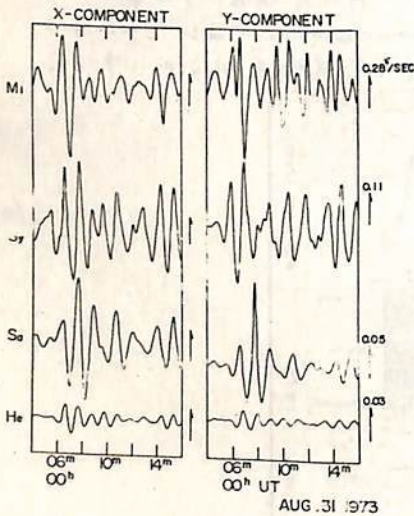


Fig. 1

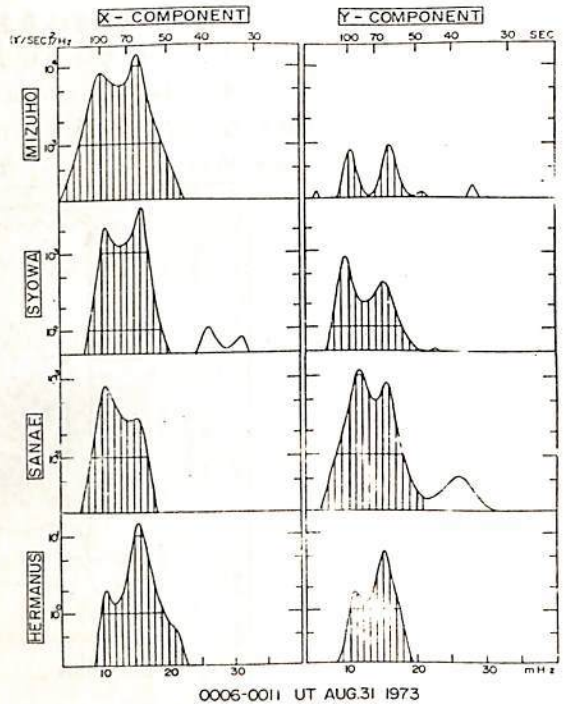
桑 島 正 幸

(地磁気観測所)

磁気圏サブストーム時には、極光帯では各種の Pi 脈動 (Pi1, Pi2, Pi-burst, Pi-c), Pi-d and etc) やオーロラ VLF ヒス CVA 及び各種の粒子降りこみが観測されるが、これらの現象を総合的に把握していくことがサブストームの発生機構を知る上で必要である。著者は Pi 脈動の中でも Pi2 に焦点を絞って、これと関連現象との関係を探ってきた。Pi 脈動の中で特に Pi2 を選んだ理由は、Pi2 はサブストームの開始とともに出現し、しかも出現後或は極光帯から中低緯度にいたるまで極めて広いということからである。これまでの何回かにわたる講演で Pi2 の特性はかたじけなく明らかになってきた。例えば Pi2 は極光帯から中低緯度に至るまで、同じような卓越周期をもって出現する。その一例を図 1 に示す。この event では 0006 UT にサブストームが始まったことが磁場変動から推測されるが、ほぼ同時に Mizuho (Mi: L=7.7), Syowa (Sy: L=6.3), Sanae (Sa: L=4.0) 及び Heranus (Ha: L=1.8) で Pi の enhancement がみられる。X, Y 成分の各々について Spectral analysis をしたのが図 2 であるが Pi2 の周期成分が広い領域にわたって共通していることが理解してもらえらる。Spectral intensity は Mizuho, Syowa で最も強く出ているが、これは Pi2 がオーロラオーバルに source をもっていることへの解析で合致する。この図 2 でわかるように Pi2 の卓越周期は必ずしも単一ではなく、10.5 mHz (93 sec) と 15.8 mHz (63 sec) の 2 つを持つ場合もある。この 2 つの Pi2 の spectral peaks を今回のテーマである。



(図 1)



(図 2)

PC3型磁気脈動

桑島正幸 河村謙
(地磁気観測所)

中低緯度におけるPC3型磁気脈動については、例えば“IGY”から“IASI”にかけて有藤賢による active 研究結果が報告されてきた^{(1),(2)}。しかしに近來 惑星間空間における磁場等の物理状態が satellite によ、て明らかになるにつれ、PC3の energy source は magnetosheath におり PC3帯の周期帯で excite された HM-wave の一部が磁気圏に入り、plasma 中で resonance するという model が出されている^{(3),(4)}。このような知識をふまえた上で、もう一度中低緯度における PC3型磁気脈動を見直すことは、HM-wave が高緯度が中低緯度にもどのように伝播していくかという問題を解く上で興味あることである。

我々は1976年以來 女満別、鹿屋及び又島で、又1977年からは柿岡も加えて 磁気脈動の連続観測を行、ていす。観測装置の同期特性を図1に示すが、4観測点とも5秒から100秒の周期帯で flat であり、従、て PC3 (10~45 sec) 帯の磁気脈動の特性を知る上で十分な性能をもつ。図2は1976年3月16日 00h ~ 12h 24h (LST) にわた、て 女満別、鹿屋及び又島において同時に観測された磁気脈動の dynamic spectrum を表わしている。図2からは、PC3が dayside で active になるという日変化が明らかである。しかし PC3の日変化についても一様では有り。すなわち、

3月12日には 3地点で同じような日変化 pattern が見られるが、3月16日については、緯度効果が見え、我々は、また 中低緯度における PC3の morphology をもう一度見直してから出発して、中低緯度における HM-wave の伝播という問題に取り組んでいきたい。今回は、in preliminary results を報告する。

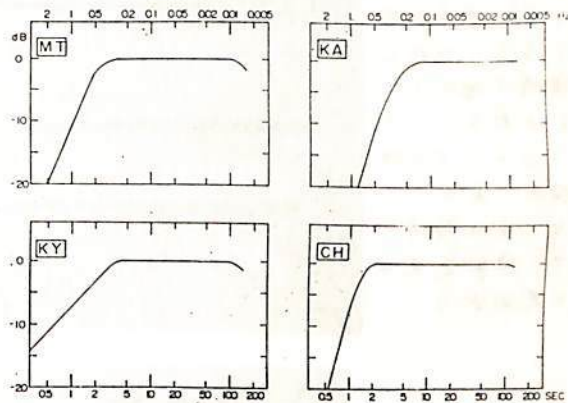


図1

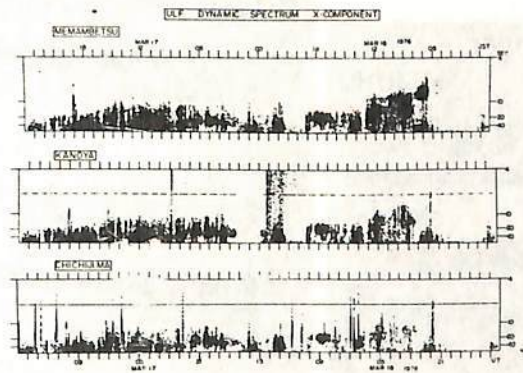


図2

(1) Saito, T. (1964)
J. Geomagnet. Geoelec. **16**, 115-151.
(2) Saito, T. (1969)
Space Sci. Rev. **10**, 319-412.
(3) Nowry, G.R. and Watanabe T. (1973)
IAGA Bull. **34**, P395
(4) 高橋. 有藤 (1977)
第61回電磁気学会予稿集 I-6

P₁脈動の緯度特性

野崎 寛明* 岩淵 美代子** 福西 浩**

*電波研究所平磯支所 **極地研究所

1976年6月5日から5/7次南極観測隊により、地磁気脈動のみずほ-昭和同時観測が開始された。17次隊で持ち帰られた記録の中で磁気テープ記録のある1976年7月/6日から77年/月24日までの期間中出现した顕著なP₁現象3/を選り出し、そのフーリエスペクトルを作成する事により緯度特性を求めた。その結果

- 1) P₁は両ステーションで同所出现する場合が多いが、一般にみずほでは昭和基地で観測されるスペクトルに近い周波数成分のみ現われる(図1)。この極端な場合には両ステーションで周波数が全く異なる(図2)。
- 2) P₁の強度が両ステーションで非常に異なり、更に強度の違いが時間的に変化して行く現象が時折見られた(図3)。

これらの結果は、極域では電離層ダクト伝搬による距離はあまり長くない、地上観測でもかなり磁気圏の局所的現象ととらえることができることを意味し、P₁現象は周波数が低くなるにつれての大きな領域で発生していると考えられる。また両ステーションでの強度比が時間的に変化していく現象は、発生領域の磁気圏内での移動を意味していると思われる。

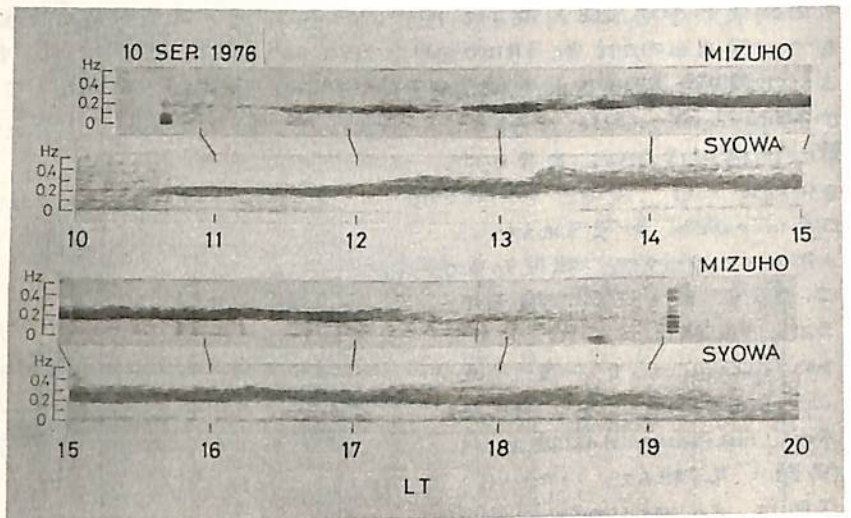


図1

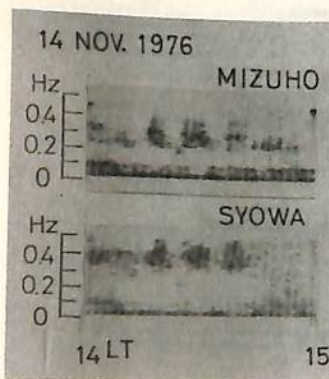


図2

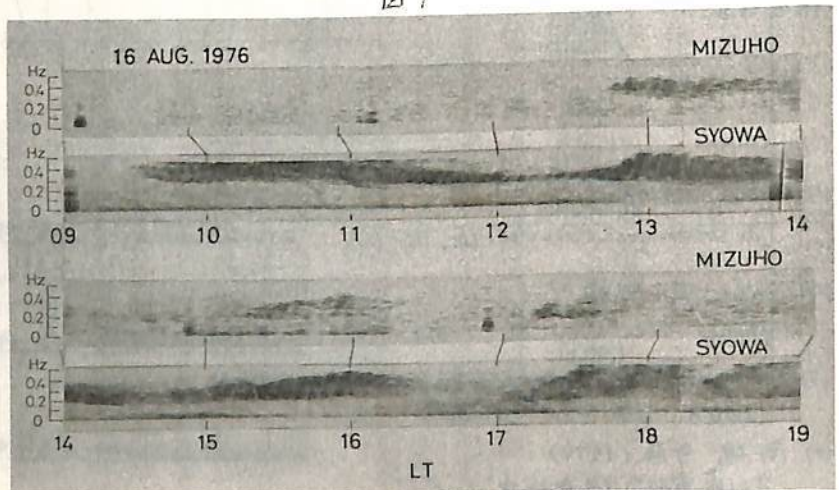


図3

船川 勝・岩上直幹 外谷 健 坂本純一
 (極地研) (東大理) (地磁気観) (電波研)

才18次南極地域観測隊は 1977年2月1日から1978年1月31日まで昭和基地およびその周辺において越冬観測を実施した。

国際磁気圏観測(IMS計画)の才2年次を担った才18次隊超高度観測部門の主な課題は、前年度からIMS計画に沿って開始された昭和基地およびみおほ観測隊員における通年連続観測、無人観測施設の建設、アイスランドでの地磁気共役系観測、二つの衛星(GECS, ISIS-2)と共役系を含む地上観測網とロケットでの同時観測 極域における波長5200Åオーロラ強度変動観測などである。

これらについて 極めて概略的な観測実施状況と成果の一部を報告する。

17A-I 34 日出時の電離層モデルでの VLF 帯の
モード理論による伝搬特性の計算

馬場清英
(中部工業大学)

前回は NWJ-22.3 kHz VLF 波の春日井での日出時における冬期の受信記録と計算結果を報告した。今回は同一の電離層モデルについて VLF 電波の全周波数領域でのモード理論による伝搬特性の計算結果を報告する。用いた仮定は以下通りである。

- (1) 使用した電子密度分布と衝突周波数分布を 図1 に示してある。電子密度分布は、オーストラリアでの測定結果をもとにして作ったものである⁽¹⁾。日出と電子密度の関係は、
 - ・電離層日出前(夜間)の電子密度分布は 図1の (11) のグラフで与えられる。
 - ・電離層日出から地上日出までは、Chapman 型の層が形成されて下部にのみ減少し、80 km 付近より上部では変動が小さい。図1では (11) → (5)。
 - ・地上での日出時の分布は (5) で与えられる。層のピークの高さは 65 km。
 - ・地上での日出後は主として 80 km を中心とした上部での電離による。図1では (5) → (1)。
- (2) 衝突周波数は $\nu = \nu_c e^{-b(h-h_0)}$; $\nu_c = 5 \times 10^6 \text{ (s}^{-1}\text{)}$, $b = 0.15 \text{ (km}^{-1}\text{)}$, $h_0 = 70 \text{ (km)}$ 。
- (3) 地球の磁場は無視して電離層は等方位であるとす。
- (4) 地球は完全導体であるとす。
- (5) 電波源は、地表に置かれた electric dipole とす。

使用した導波管モード理論は、Budden の 3D 平行平面導波管理論⁽²⁾に昇降写像を用いた円筒の地球を平面導波管に準じて取扱える Pappert⁽³⁾によるものである。モード方程式の解法は Newton 法による。計算結果は VLF 領域について伝播速度、減衰率、excitation factor を、1次、2次モードについて得た。結果の一例を減衰率について 図2 に示した。図の横軸は 図1の電子密度分布の番号を示している。これらについて検討する。

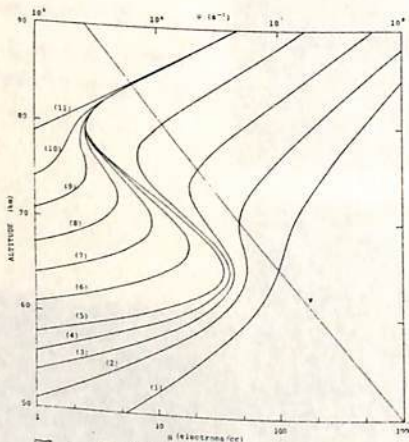


図1 電子密度分布と衝突周波数

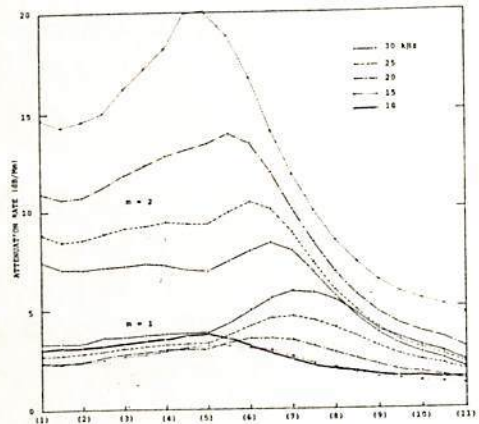


図2 図1の電子密度分布に対する減衰率
(横軸は図1の電子密度分布の番号を示している。)

参考文献

- (1) Thomas, L., J Atmos. Terrest. Phys., 33, 157 (1971).
- (2) Budden, K.G., Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A265, 538 (1962).
- (3) Pappert, R.A., Radio Sci., 3, 219 (1968).

長野勇 柄保正吾 北出賢二 宮武貞天
(産大工) (電通大)

まえがき SE P A C 計画の1つに shuttle から放出した電子ビームと電離層を透過した地上局 V L F 波との相互作用実験が予定されている。地上局電波として、放射電力の大きいロラン C (100 KHz) が使用される。そこで、世界各地に点在するロラン C 局から送信された電波が高度 300 km のどの位置に強く現われるかを full wave 計算と Ray Path 方程式を使用して調べたので報告する。

計算方法 下部電離層を通過する時に受けるポインティングエネルギーの減衰量は図1に示す電子密度、衝突回教モデルを使用し、full wave 計算に基づいて行った。高度 90 km で L モードが反射するものとして、高度 100 km でのホイスラーモードの位置と強度を計算した(図2)。地球磁場計算にはダイポールの多項式近似を用いている。透過波の最大振中の位置は磁場方向であるから、2次元 Ray Path 方程式から高度 300 km まで Ray Tracing を行った。図3は昼、夜モデルを用いた場合の名局の高度 100 km 地点での減衰量を示す。北海道局の高度 300 km での磁力線方向の最大点とは、高度 100 km のそれと比べて、南の方向に 82 km ずれる。透過高度 100~300 km 内で磁力線が平行と仮定すれば、高度 100 km の level map を南の方向に 82 km 平行移動すれば、北海道局の高度 300 km の level map が得られる。

まとめ いくつかの局の level map から次のようなことが言える。

- (1) 下部電離層を透過する際、最も減衰量の少ない領域は磁力線方向である。地磁気俯角と関係がある (Ellis window)。
- (2) 透過領域 (-15 dB) は中緯度では北南方向に長い楕円であり、高緯度ではほぼ円である。
- (3) 昼と夜の減衰量の差が大きい。また高緯度地方では昼の減衰は小さい。

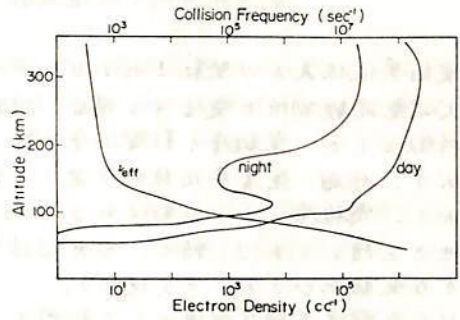


図 1

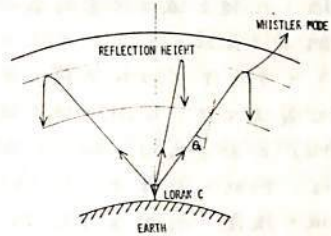
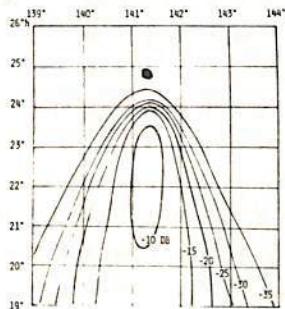
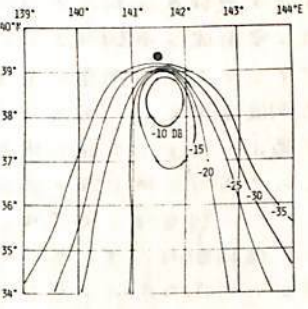


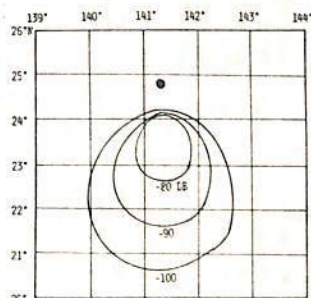
図 2



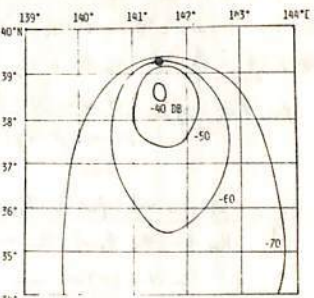
Absorption at 100km for night model (IŌ ISLAND)



Absorption at 100km for night model (HOKKIDŌ)



Absorption at 100km for day model (IŌ ISLAND)



Absorption at 100km for day model (HOKKIDŌ)

図 3 ●:ロラン C 局

菊池 崇

電波研究所犬吠電波観測所

受信果依佐美より発射されるVLF局NDT-17.4 kHzを犬吠電波観測所で受信する場合、近距離伝搬(350km)の特徴として、電離層の影響を受けない地上波が卓越しており、位相、強度共に比較的安定した特性を持っている。しかし、電離層により反射される空間波も無視できない大きさを持っており、特に、日出設時に、位相、強度の大きな変動をひき起こす(図1)。

VLF電波を標準電波として利用する場合、空間波の混入が誤差となり、また、下部電離層の研究に利用する場合、卓越した地上波は不要成分である。地上波と空間波を分離する方法として、図1の合成強度、位相を用いてポーラダイアグラムを描く方法がある。図2に示す通り、合成波ベクトル(H)は地上波ベクトル(H_g)と空間波ベクトル(H_s)とから成る。仮に、空間波強度に昼夜の差があれば、円形の厚ぼ中心(x印)にのびるベクトル(H_g)が、地上波の強度、位相を示す。しかし、昼間と夜間の空間波強度は同じでは無く、この方法で正確に、地上波と空間波を分離することは不可能である。他方、ループアンテナを伝搬面に垂直に置き、地上波を消し去り、空間波異常モードをとり出す方法があるが、昼間の強度が最小になるとき地上波が消去されるとする仮定の上になっており、地上波の混入を防ぐことはできない。

ここに報告する方法は、垂直アンテナでの測定と同時に、伝播面内に置いたループアンテナでも測定を行なう。

図2と同様なダイアグラムがループアンテナ系でも得られるが、両アンテナ系に入感する空間波強度(H_s)が異なるため、円形の大きさや形が違ふ。ここで重要なことは、地上波に対する空間波の位相、すなわち、ベクトルH_g、H_sの作る角、は両系共に変わらぬことである。この性質を利用することにより、分離が可能となる。

地上波の強度、位相をH_g、φ_g、空間波のそれをH_s、φ_sとすると、(1)式が得られる。

$$\tan(\phi_s - \phi_g) = \frac{H \sin(\phi - \phi_g)}{H \cos(\phi - \phi_g) - H_g} \quad \dots (1)$$

$$H_g = \frac{H_0 H_w \sin(\phi_w - \phi_L - \phi_{gw} + \phi_{gW})}{H_w \sin(\phi_w - \phi_{gw}) - H_L \sin(\phi_L - \phi_{gW})} \quad \dots (2)$$

(L, Wはそれぞれ Loop, Whip を示す)

とす。測定量の時系列に対し、H_gの時系列が得られる。もし、この時系列にφ_{gw}が真の値であれば、H_gは時向と共に一定に存在し続けなければならない。実際の判定は、H_gの標準偏差が最小になるときのφ_L、φ_wの値を真の値とする。数値モデルを用いたこの方法の検証と、実際のデータを用いた分離の例は講演で示す。

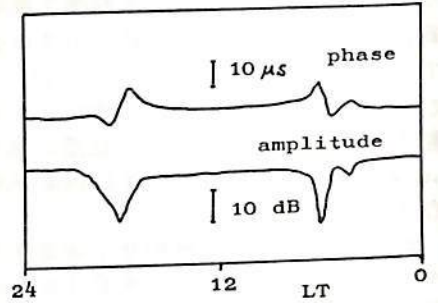


図1. ホイップアンテナにより測定されたNDTの日出変化

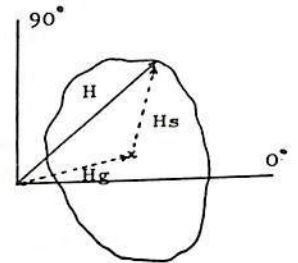


図2. 日出時の強度、位相変化を用いたポーラダイアグラム

17A-I 37 NWC-22.3 kHz のホイッスラーモード波の受信について

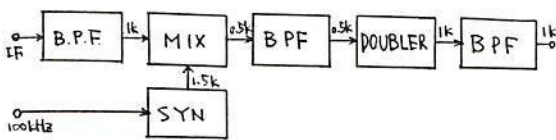
長谷良裕, 荒不 徹
(京都大学理学部)

VLF電波のホイッスラーモード波は電離層を突き抜け、磁気圏を通って伝ってくる。したがって、ホイッスラーの観測同様、磁気圏の電子密度がわかるが、宇宙電波が出ていて伝搬路がほぼ一定、単一周波数で精度の高い等の利点を持つ人工電波を利用することによって、伝搬路の長さ及び電子密度の日変化、年変化、ストーム等との関連性などを調べることができる。

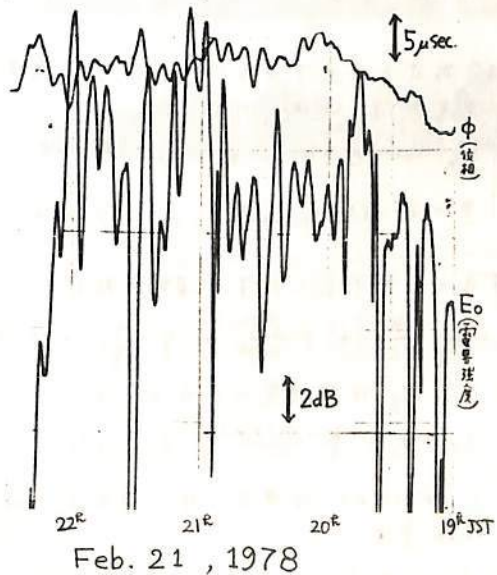
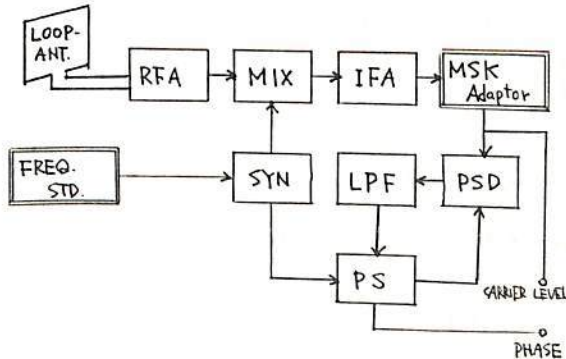
観測上の最大のポイントは、圧倒的に強い導波管モード波（地球-電離層間を伝わる）から、どうやってホイッスラーモード波を分離するかであるが、直接分離するのは困難なので、特別の方法が用いられる。我々が行なおうとしているのは、(1)干渉パターン法、(2)Gus-correlation法の二つで、今回は(1)の方法について述べる。干渉パターン法は電界強度及び位相の変化を観測すると、安定した層間は何か変化もないが、夜間には磁気圏中で変化を受けたホイッスラーモード波と、導波管モード波との干渉によって正弦的な変化が見られる。これは、ホイッスラーモード波が、伝搬路の長さまたは電子密度が連続的に変化しているために、ドップラーシフトしているためだと考えられる。

観測は、地磁気北極点に最も近いNWC局を位相追尾型受信機 (TRACOR 591K) とループアンテナを導波管モード波の最弱方向に向けて受信する。(これによって導波管モード波を約30 dB弱められる) 本局、最近NWC局は変調方式をMSK (Minimum-Shift-Keying) という位相がπ/4ずれ波が存在する方法に変えたため、この方式では位相追尾できなくなったので、MSK-Adaptorを製作し、付加して観測し、受信機ブロックダイアグラムと観測例とを下記に示す。

● MSK-Adaptor



● VLF-Receiver



17A-I 38 磁気圏プラズマ中におけるホイッスラー波の斜め伝播特性

森田耕一郎, 藤見治一
(名大工) (名大空電研)

磁気圏プラズマ中のホイッスラー波の伝播に関する研究は、主に、Ray-Theory を用いてなされて来た。しかしこの理論では波の回折効果を無視しているため、波の伝播する軌跡は解析出来ても、波がどう拡散して行くかは知ることが出来ない。我々は、以前に、非一様プラズマ中において磁場に平行に伝播するホイッスラー波に対する、回折効果をも含む、波動方程式⁽²⁾を導いた。又、この方程式を用いて、Ray-Theory でよく知られている、密度の濃い領域では $\omega < \omega_c/2$ の波が、又、密度の薄い領域では $\omega > \omega_c/2$ の波がダクト伝播するという特性が、我々の導いた式に於いてはポテンシャル中の波動捕捉の条件として理解出来ることが判明した。

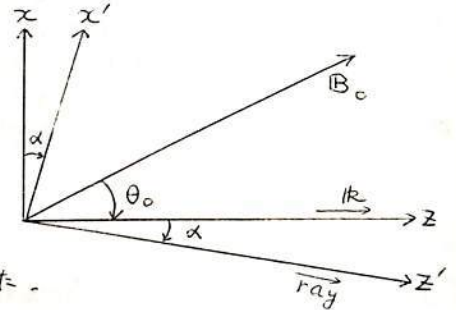
本講演では、非一様プラズマ中で磁場に斜めに伝播するホイッスラー波に対する波動方程式及び伝播特性について報告する。

基礎方程式系としてはMaxwellの式と電子に対する流体の式を採用し、イオンの速い運動は無視する。問題を二次元に限り、磁場、 B_0 、は図のようにz軸と θ_0 の角をなしているとする。又、波数ベクトル、 k 、はz軸に平行とする。波の分散関係はQL近似が成り立つとして、

$$\epsilon \equiv \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_c \cos \theta_0 - \omega)} \quad (1)$$

とする。Rayの方向にz軸、又、それに垂直にz'軸をとると、z軸とz'軸とのなす角 α は、

$$\tan \alpha = -\frac{1}{2} \frac{\omega_c \sin \theta_0}{\omega_c \cos \theta_0 - \omega} \quad (2)$$



波動方程式を導出する手法としては漸減摂動法を用いた。kに垂直方向の電場、例えば \vec{E}_x 、が

$$\vec{E}_x = E(\xi, \eta, z) e^{i(kz - \omega t)} + c.c. \quad (3)$$

$$\xi = z' - (\lambda_y / \omega \alpha) t, \quad \eta = x', \quad z = z \quad (4)$$

とすると、媒中Eに対する波動方程式として、以下の式を得た。

$$i \frac{1}{\lambda_y} \frac{\partial E}{\partial z} + P \frac{\partial^2 E}{\partial \eta^2} + Q \frac{\partial^2 E}{\partial \xi^2} + R \frac{\partial^2 E}{\partial \xi \partial \eta} - (U_r + i U_i) E = 0 \quad (5)$$

ここで、 λ_y は群速度のz成分、又、ポテンシャル U_r 及び U_i は

$$U_r = -\frac{k}{2} \frac{n_0(x, z)}{N_0}, \quad U_i = \frac{1}{2k} \frac{\nu_{coll}}{\omega_c \cos \theta_0 - \omega} \quad (6)$$

ここで $n_0(x, z)$ は密度の非一様成分、 ν_{coll} は電子の衝突角周数である。又、係数Pは

$$P = \frac{1}{2k} \left[1 - \left\{ 2 \tan^2 \alpha + \frac{\omega_c \cos \theta_0}{2(\omega_c \cos \theta_0 - \omega)} \right\} \omega \alpha^2 \right] \quad (7)$$

係数Q及びR、及び伝播特性について講演の際、報告することとする。

磁場に沿って進む粒子と、それに対して斜めに伝播するホイスラーモード波との相互作用の計算機シミュレーションについて述べる。磁場方向に伝わる波についてのシミュレーションコード¹⁾を少し改訂したコードによる前回²⁾前々回³⁾の発表に続くものである。今回は主として有限振幅波が初期状態で存在した場合について、振幅変化、高調波の振幅、飽和および振中振動について述べる。使用したパラメータは、 $\pi/\Omega_e = 0.5$, ビーム速度 $U_0 = 0.289c$, (ビーム密度 n_b)/(背景密度 n_e) = 0.01, 波数ベクトル k と磁場となす角 $\theta = 30^\circ$ である。初期状態では、ビームは磁場方向には、 $10^4 K$ で、垂直方向成分はチェレンコフ相互作用のみに注目するため、与えない。モデル長は、成長率が最大となる波長の16倍 ($\tilde{r} = 16$) にとり、両端には周期境界条件を用いた。初期値として、 k ベクトル方向の電界 $E_z = 9.32 \times 10^{-5} c/B$ (磁界成分は $B_x \sim 10^3 B_0$) で、 $\tilde{r} = 16$, 同波数が $0.4 c/B_0$ のホイスラーモードを与えて、シミュレーションを行った。

波数スペクトルの時間変化を図1に示す。10 THまでは、各波数成分が線形成長する。また基本波の高調波が現れてくる。成長しない領域では、ビームの熱雑音程度のノイズレベルが存在する。30 TH近くで $\tilde{r} = 16$ の波は飽和するが、波が強くなるにつれて、他のモードのスペクトルは雑音的となり、近い波数のモードの成長は抑えられる。30 TH以降は乱流的なスペクトルに近づく。これらの現象は、強い単色波の存在によって共鳴粒子が強制力を受け、波に捕捉されるために分布関数が変化するためと考えられる。

数個の波数成分に対して、その振中の時間変化を図2に示す。印加した $\tilde{r} = 16$ の波の振中は、一たん減少してから、線形成長率で成長し、10 THで飽和した後、振中振動をくり返す。初期の振中変化は、系をラプラス変換し、初期値問題として解くことにより説明される。 $\tilde{r} = 3$ の高調波成分が2倍の成長率で成長する様子も、2次の振動までと説明できる。飽和レベルは、ビームプラズマ系での静電波に対して作られた単一波動理論を援用することにより、また振中振動は、粒子の捕捉で説明される。これらの結果は、斜め伝搬ホイスラー波のため波電界成分と粒子との静電的な相互作用により、電磁界が成長し、伝播してゆくことを示している。

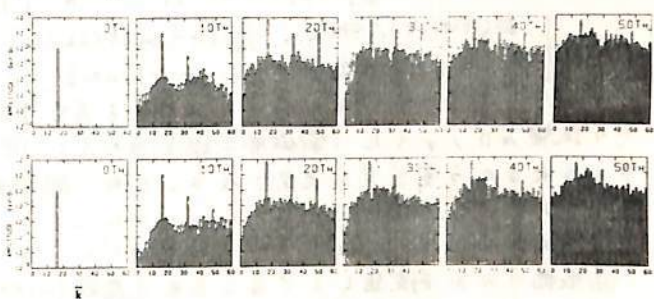


図1. 波数スペクトルの時間変化

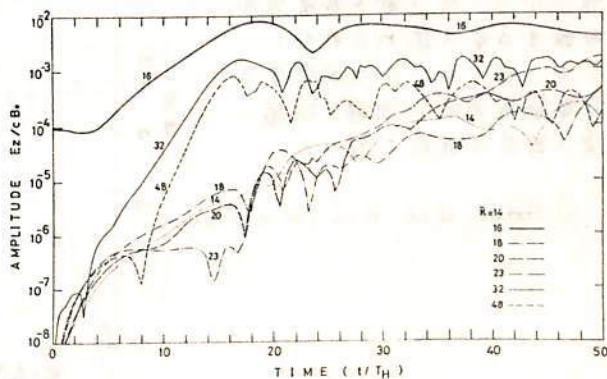


図2. 波数成分の振中の時間変化

1) Matsumoto & Yasuda, Phys. Fluids, 13, 1513, 1971.

2) 熊谷 博, 62回学会 予稿, II-44, 1977

3) " , 61. " , I-35, 1977

4) Drummond et al, Phys. Fluids, 13, 2422, 1970

17A-I 40 V L下強度分布値から電子密度推定の解析的方法 (計算機シミュレーション)

長野勇 満保正喜 吉田国昭 木村繁根
(金沢大工) (京大工)

ロケットによるVLF波の偏波及び吸収観測値と full wave計算値とを比較し、その差を最小にするように電子密度を推定する方法がある。この方法は特にD層領域の電子密度計測に有効である。しかし、観測値の高度分布と full wave計算値とを完全に一致させる事は非常に困難であり、我々は両者を±1.5dB以内におさまるように、仮電子密度分布を解析してきた。この課程においてある程度経験が必要であった。解析的複雑化をさけるために、我々は観測値と計算値を一致させるアルゴリズムを、whistlerモードの強度分布に適用できるように開発し、その領域での電子密度を推定する計算機シミュレーションを行ったので報告する。

媒質は水平層状とし、取扱う電波はすべて平面波とする。whistlerモードの電磁界は、W.K.B近似を満足するものとする。次式を満す。

$$\frac{dE}{dz} = ik_0 T E \quad ; \quad E = (E_y, H_x)^T, \quad T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \rho & 1 \end{bmatrix}, \quad \rho: \text{Booker根} \quad (1)$$

今ある高度で電子密度が、 $\rho \equiv \delta \log N$ だけ変化したとすれば、電磁界も δE 変化するという関係を(1)式に適用すると、各層での ρ と δE の関係は次式となる。

$$\begin{bmatrix} \delta E_1 - Q_1 \delta E_0 \\ \delta E_2 - Q_2 \delta E_1 \\ \vdots \\ \delta E_{n-1} - \frac{1}{Q_{n-1}} Q_n \delta E_{n-2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K(Z_1, Z_1) & 0 & \dots & 0 \\ K(Z_2, Z_1), K(Z_2, Z_2) & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K(Z_{n-1}, Z_1), K(Z_{n-1}, Z_2), \dots, K(Z_{n-1}, Z_{n-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \vdots \\ \rho_{n-1} \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここに、 $K(Z_i, Z_j) = \left(\prod_{k=j}^{i-1} Q_k \right) M_i e_{i-1} \rho_j$, $Q_k = \begin{bmatrix} \cos k_0 \delta_k h & \frac{1}{\delta_k} \sin k_0 \delta_k h \\ j \delta_k \sin k_0 \delta_k h & \cos k_0 \delta_k h \end{bmatrix}$

$$M_i = \begin{bmatrix} -j\beta(1 + \cos 2\gamma) / 4k_0 \delta_i^2 & \frac{\beta}{2\delta_i} (h - \sin 2\gamma / 2k_0 \delta_i) \\ \frac{\beta}{2} (h + \sin 2\gamma / 2k_0 \delta_i) & j\beta(1 - \cos 2\gamma) / 4k_0 \delta_i^2 \end{bmatrix}, \quad \beta = ik_0 2\delta_i X \frac{\partial \delta}{\partial X}, \quad X = \left(\frac{f_p}{f}\right)^2, \quad h = Z_i - Z_{i-1}$$

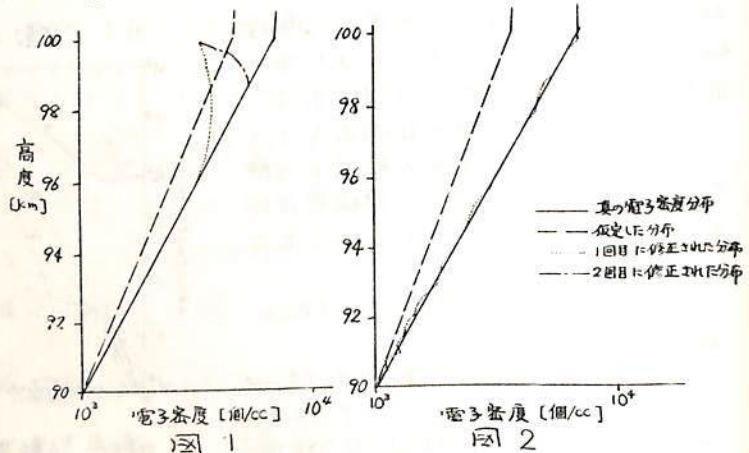
上式から電子密度分布を得るには、まず適当な試験電子密度分布の仮定が必要であり、その試験プロファイルの電磁界と観測値の差を δE とみなす。したがって(2)式の右辺が与えられるから変分 ρ が決定される。また、観測値の情報によって次の2通りの場合についてそれぞれ計算機シミュレーションをした。

①電磁界の振幅、位相の両方が測定値として与えられる場合

②振幅のみが測定値として与えられる場合(2)式の δE の項を複素数と見做すために、観測値分布を平行移動する)

図1 図2はその結果である。試験分布から真の電子密度分布に収斂する事が認められた。今後、R.Lモードが混入する下部電離層領域に理論を拡張し、仮電子密度の推定を試みる。

① Nagano et al, P.S.S (in press)

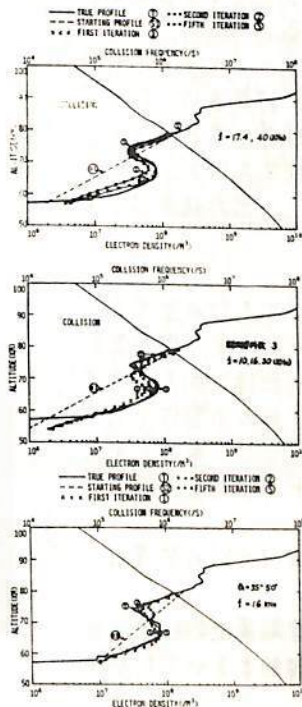


福澤正基、長野 勇、 牧田 弘、 米田和裕。
 (金沢大学工学部) (24-70 K.K) (金沢大.工).

VL F波地上観測資料を用いて、下部電離層を推定する問題のシュミレーションを前回は引続いて行ったので、報告する。シュミレーションの条件は Mechtley and Smith の電離層モデル⁽¹⁾と横見川-金沢府の放射路(入射角 $\theta_i = 65.08^\circ$) VLF波は 16 KHz, 30 KHz 又は 17.4 KHz, 40 KHz の二波の反射係数 $\|R_L$ の計算値によって行った。その結果の一例をみると、第1回の ρ 方の場合のように、両者ともかなりよく電子密度 N の推定が行われ、又、一つの周波数で入射角の相異による場合として、 $f = 16$ KHz の $\theta_i = 35^\circ$ と 50° の場合でも、同図で分かるように、かなりよく推定出来る結果が得られた。更に電子密度及び高度の広範囲にわたり指数分布する電子密度の初期分布を昼、夕方又は朝方、夜の場合を選び、夫々 昼(天頂角 $\chi = 18^\circ, 60^\circ$)、夕方 ($\chi = 84^\circ, 40^\circ$)、夜 ($\chi = 94^\circ$) の状態の電子密度分布の推定を行い、或程度推定出来る結果を得た。以上の推定に当って反射係数の変動 $\delta \|R_L$ の格中より位相の方が推定感度が大いなる事や、測定誤差の電子密度分布推定に及ぼす誤差について述べる。

文献

- (1) E. A. Mechtley and L. G. Smith, "Changes of lower ionosphere electron densities with solar zenith angle", Radio Science Vol. 5, No. 12, p 1407-1412. (1970).

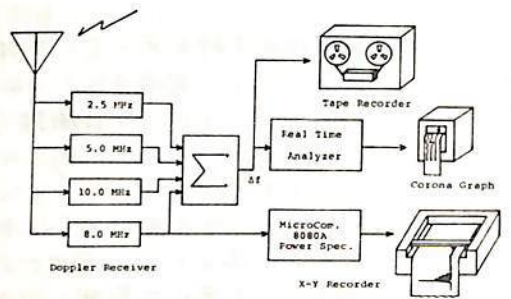


才 1 図.

17A-I 42 金沢におけるHFドップラー観測

長野勇 満保正喜 栃尾幸博 深見哲男 中西廉 橋本弘蔵
 (金沢大工) (NEC) (京大工)

HFドップラー法は、電離層の擾乱、下層大気と電離層との結合のメカニズムの解明に威力を発揮している。電波伝播の立場から見れば、正常波・異常波の横ずれ現象が観測されている。特に、最近、TIDの移動速度・方向を導出するために、多点観測が望まれていた。我々は、昨年4月からこの観測ルーチンに参加し、JJY、2.5, 5, 8, 10 MHzのドップラー観測を開始した。ここに、金沢における観測装置の概要と計画について報告する。



(イ) Real Time Analyzer

各受信機のドップラー周波数に、それぞれ、2 Hzのオフセットがかけられ、0~10 Hzにおさまられている。原理は、著者らの一人の橋本が考案したもので、RAM(Random Access Memory)を用いて、ドップラー周波数を含む、0~10 Hzを1025 倍する。さらに、その信号を50 kHzまで上げ、±50 Hzのバンドパスフィルタで検出する。4 chを同時にコロナグラフで出力するため、周波数分解能は0.2 Hz となっている。

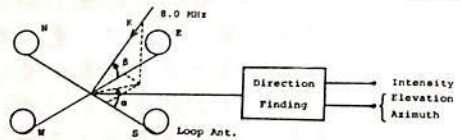


図1 金沢におけるHFドップラー観測システム

(ロ) マイコン利用によるReal Time パワースペクトル解析
 8 MHzのドップラー周波数変動を、1時間毎に、FFTによってパワースペクトル解析する装置である。マイクロコンピュータは8080Aを用い、外部RAMを2 Kバイト、PROMを0.5 Kバイト増設した。出力結果は、X-Yレコーダに記録している。

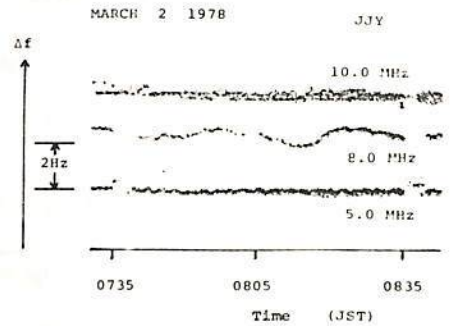


図2 Real Time 解析例

(ハ) 8 MHz方向探知

理論的計算によれば、電離層の傾斜やTIDが生ずることにより、方位角・仰角は、それぞれ数十度・数度変化する。したがって、1地点でTIDの伝播方向を決定するためには、方向探知が必要である。我々の製作した方向探装置は、4個のループアンテナからなり、東西と南北とに相対している2個ずつのアンテナの位相差を検出する。

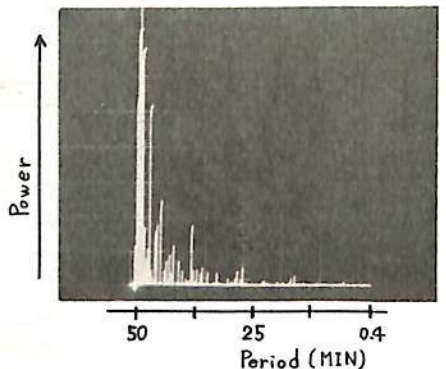


図3 図2の8 MHz パワースペクトル

(イ)(ロ)の装置は、現在稼働中であるが、(ハ)の装置は、調整中である。

おわりに、本観測にあたり、京都大学電離層研究施設、小川徹教授、筒井稔の両氏に、たえず有益な御助言をいただいている。ここに謝意を表します。

近江 文好, 月尾 修, 奥沢 隆志
(電気通信大学)

1975年11月以来, 定常観測の行なわれている菅平 (36.52°N, 138.32°E) に加えて, 郵政省電波研・犬吠電波観測所と東海大学海洋学部のご協力を得て, 犬吠 (35.70°N, 140.85°E) と清水 (34.98°N, 138.52°E) に, HFドップラ受信機を各1台増設して, 昨年11月17日から12月7日まで三点同時観測を行なった (図1 参照)。使用電波はJJYの5MHzと8MHzの2波である。なお, 12月1日から, 発信局は小金井 (35.70°N, 139.52°E) より茨城県三和町 (36.18°N, 139.85°E) へ移転している。本報告は, この観測に関する第一報にあたる。

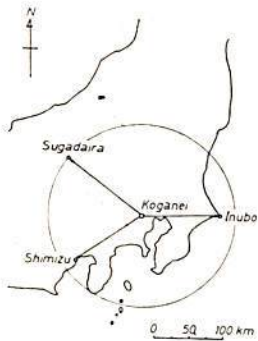


図1

この研究の直接のねらいは, Medium-scale TID の (1) 位相伝搬速度ベクトル, (2) 関連する電離層 (等電子密度面) じょう乱波形, (3) 位相伝搬 (水平) 速度 (昼間) の分散関係, を定量的に求めることにある。

ここでは, 取得データ中図2に例示するような quasi-periodic な成分ならびに孤立波 (いわゆるS字波) で, 三地点間の移動位相差が明確に把握できるものに着目し, 上記 (1) と (2) について終了している解析結果の一端を紹介したい。

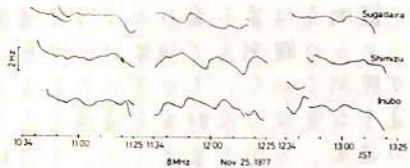


図2

○ 位相伝搬速度ベクトル それぞれの地点のドップラ・データの極大部あるいは極小部の時間差を読み取って, 伝搬速度ベクトルを決める標準的な手法に従うが, 計算法の詳細は文献*)に譲り, ここでは約40例の結果のみ示すと8MHzおよび5MHzについて, それぞれ図3(a)と(b)のようになった。

夜間は混信のため使えないのでいずれも昼間の解析である。なお, 読み取りによる誤差は速度にして±7%, 方向にして±6°と見積られる。若干の例外を除き, 速度ベクトルの大きさは100~200 m/s の範囲に入り, 伝搬の向きは南南東となり, 2波ともその傾向は変わらない。

○ 電離層じょう乱波 8MHzと5MHzそれぞれのドップラ偏移量 Δf_8 と Δf_5 の比 (≈ 1.7) が, 2つの搬送波の比に近いことが確かめられたので, ドップラ偏移の原因を電離層反射面 (等電子密度面) の変動に帰着させることができる。図4には, 一例として, 8MHzのデータで11月25日の正午付近を時間間隔30秒でサンプリングして求めた3地点 (勿論, 小金井との中間地点) での電離層じょう乱波形を示す。ただし, 基準の高度は試みに230kmと仮定してある。計算法は, これも文献*)に示される標準的なものであり, 特に示さない。文献: *) 狩野他, 才62回日本地球電磁気学会講演予稿集 p. 120

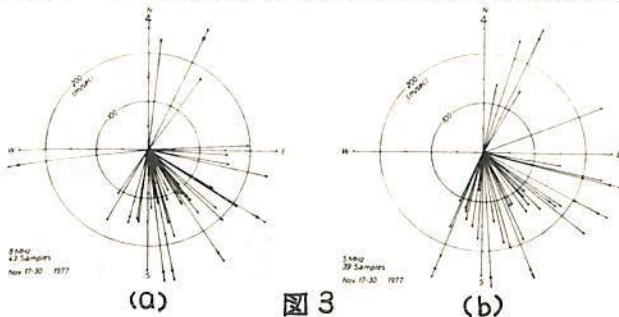


図3

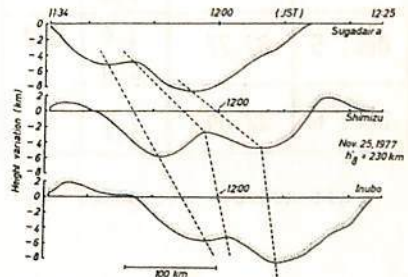


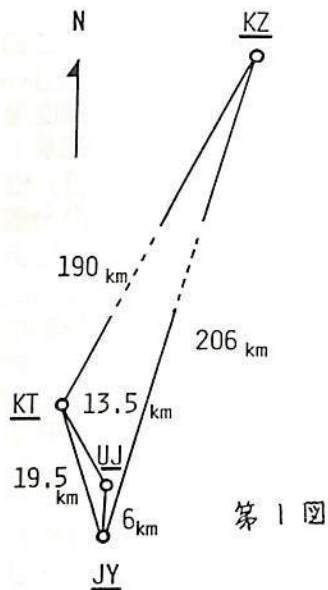
図4

一、瀬 琢美，狩野哲世， 長野勇， 辻井常男， 筒井 稔， 小川 徹
 (同志社大工) (金沢大工) (京 都 大 工)

TIDの発生源の確認と発生機構を解明し、その伝搬特性を究明する問題でHFドップラー法では多角観測によって伝搬方向、速度、形状等の特性および発生源の領域を決定することが可能である。このTIDについては T.M.George の分類による L-S TID と M-S TID があるが L-S TID については磁気嵐と強い相関があり、発生源がオーロラ帯にあることがほぼ確実視されている。しかし、M-S TID はまだその発生源すら明らかではない。今回は多角観測のデータをもとに TID の伝搬特性等について検討したので報告する。

観測点は第1図のような位置関係にある。これらの観測点で昨年11~12月にかけて多数のTIDが観測された。そのデータをもとに、各観測点へ到達する電波の反射点を通過したTIDの時刻差からその速度、方向を算出した。その結果の一部が第1表および第2図に示してある。

JY-UJ-KT と JY-KT-KZ の2つの三角観測から求めたTIDの速度および方向がほぼ同じであるような結果が Dec.5 にあるが、これは KZ→KT 方向の伝搬でなかったためTIDの波が平面波として到来していることを意味し発生源はかなり遠い領域にあると思われる。それにくわべて到来方向がかなり違った観測結果もあり、これは発生源が近く球面波として到来した可能性があると考えられる。速度については多数の観測結果から 100 m/sec 前後のものが多く波長は 60 km 程である。

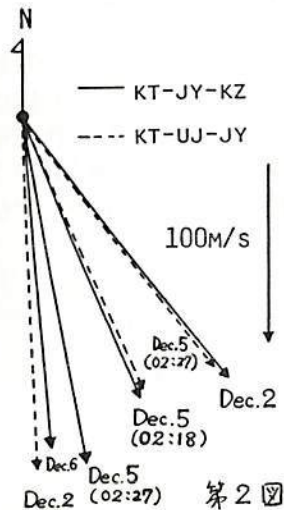


第1図

TABLE 1. TID HF DOPPLER (8 MHz)

DATE (1977)	TIME KT (U.T.)	TIME INTERVAL (MIN)			DIRECTION (FROM N, DEG)	VELOCITY (M/SEC)
		KT-JY	KT-UJ	KT-KZ		
DEC. 2	00:31	1.6	1.1		- 2	101
		1.6		9.7	- 36	91
DEC. 5	02:18	1.8	1.3		- 22	84
		1.8		14.4	- 21	86
DEC. 5	02:27	1.6	1.2		- 34	88
		1.6		14.4	- 9	100
DEC. 6	02:04	1.7		15.9	- 5	95

KT: KYOTO, JY: JOYO, UJ: UJI, KZ: KANAZAWA



第2図

前田佐和子・半田駿

京大理

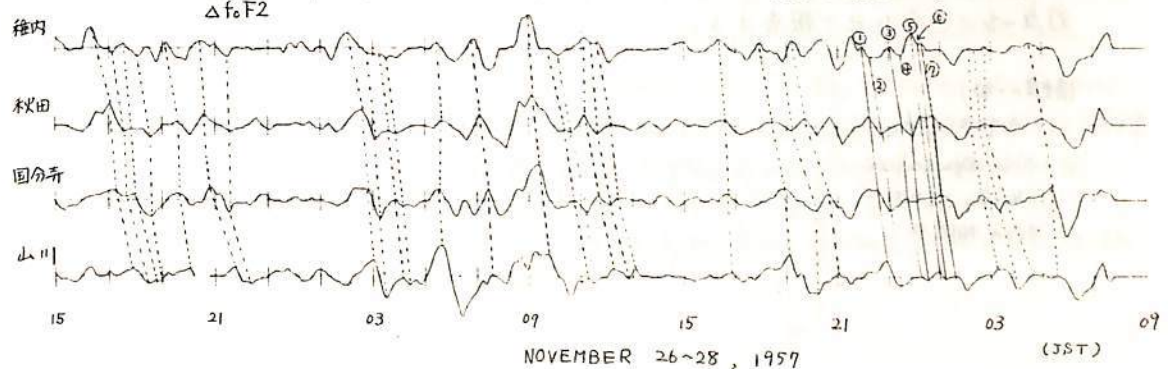
周期20分から3時間程度の中、及び大規模な移動性電離層電子密度擾乱(T.I.D.)は、地磁気擾乱時に極域で励起された内部重力波であり、主に南北方向に伝播すると考えられている。ところで、日本国内での電離層観測所の地理分布はT.I.D.の検出には極めて有利な配置となっている。イオノグラムによるF層最大電子密度(f_oF2)の測定は平常15分間隔に行われているが、もし、さらに短い時間間隔をもって観測され、得られたデータが十分な時間分解能を有するならば、そのデータはT.I.D.の波動検出には極めて適したものと成る。今回、稚内(W)、国分寺(K)、山川(Y)の各観測所において1972年8月期間中に得られた f_oF2 の5分間隔値、及び秋田(A)における f_oF2 の15分間隔値を用いて、波の伝播速度と到来方向を調べた。なお、解析の主要な方法については、1972年8月の同種のデータについて解析された竹之下氏他による方法(1974, TAKENOSHITA et. al.)を踏襲する。波動の伝播速度ベクトル(W)は、4観測所中の3観測所を三角形の頂点とする3つのグループ(W-K-Y, W-A-Y, A-K-Y)について次式を適用することにより得られる。

$$\theta = \tan^{-1} \frac{-(t_3 r_1 \cos \alpha_1 + t_1 r_3 \cos \alpha_3)}{(t_1 r_3 \sin \alpha_3 + t_3 r_1 \sin \alpha_1)} \quad ; \quad W \text{ の方位角}$$

$$V = |W| = \frac{r_1}{t_1} \cos(\theta - \alpha_1) = \frac{r_3}{t_3} \cos(\theta - \alpha_3) \quad ; \quad W \text{ の絶対値}$$

ただし、観測点 X_1, X_2, X_3 のうち、緯度的に中点である X_2 を原点とした X_1, X_3 の位置ベクトルを r_1, r_3 、その方位角を α_1, α_3 、現象の通過時間を $X_1 \rightarrow X_2$ を t_1 、 $X_2 \rightarrow X_3$ を t_3 とする。方位角は北方向を原方向として西回りを正とする。

図は1957年11月26日15JSTより28日09JSTまでの観測例である。ただし、周期20分から3時間程度の変動に注目するためデータはバンドパスフィルタ処理を行っている。各観測所間における、同一波動のものとみなしうる極大・極小の対応は線ごつないで示した。



一例として番号を記した極大極小についての計算結果を表に示す。ほぼ数百m/秒の速度で北及び北東から伝播している事が分かる。

4観測所の f_oF2 データを提供していただいた電波研究所に心より感謝致します。

文献 TAKENOSHITA et. al., J. Radio Res. Lab., 21, 395, 1974

No.	伝播時間(分)			伝播速度(m/sec), 方位角(度)			
	W-K	A-K	K-Y	W-K-Y	W-A-Y	A-K-Y	A-K-Y
1	35	15	25	542.8, 161.5	563.2, 155.9	522.8, 164.1	522.8, 164.1
2	35	15	25	547.8, 161.5	563.2, 155.9	522.8, 164.1	522.8, 164.1
3	35	15	30	522.5, 151.3	535.3, 144.6	506.6, 154.8	506.6, 154.8
4	30	15	30	581.3, 142.0	538.4, 119.5	506.0, 154.8	506.0, 154.8
5	40	20	25	481.6, 168.1	535.3, 144.6	373.2, 176.1	373.2, 176.1
6	40	20	25	481.6, 168.1	535.3, 144.6	373.2, 176.1	373.2, 176.1
7	40	15	35	460.4, 150.1	450.6, 155.9	472.1, 146.3	472.1, 146.3

CUSP field-aligned current と IMF との 相関

藤井 良一・*飯島 健
 国立極地研究所, * 東大理学部

現在、昼間側の CUSP 付近には CUSP field-aligned current と呼ばれる磁気力線に沿った電流系があることが TRIAD 衛星のデータ解析から知られている。この電流系は TRIAD が昼間側高緯度地方を通過するとき、常に観測されるわけではなく、この点、region 1 field-aligned current と呼ばれている dawn 及び dusk のオーロラ帯の高緯度側にみられる電流系とは異なるものである。その他、cusp current と region 1 current とは、午前側、午後側各々で互いに逆の極性をもち、region 1 current が真夜中付近まで分布しているのに対し、cusp current は 10^{MLT} から 14^{MLT} の間に大部分見られる。field-aligned current の生成機構は cusp 型、region 1 型、region 2 型 とわけて分けていた。特に、cusp field-aligned current の場合は単純な磁気圏のアラズマ対流や reconnection では電流の方向等をうまく説明できない。

今回の講演では、field-aligned current の生成機構を知る為の一つのステップとして McMurdo 基地で受けた南半球高緯度地方のデータを用いて

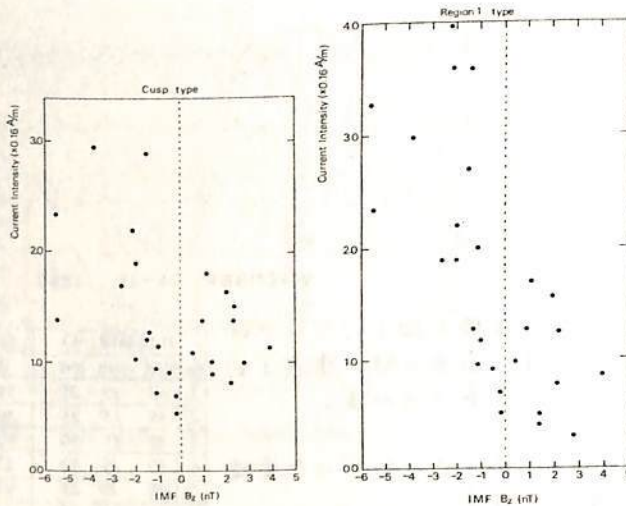
- (1) cusp field-aligned current intensity (or density) と IMF B_z との相関
- (2) cusp field-aligned current と IMF B_y との相関
- (3) cusp field-aligned current と region 1 field-aligned current との相関

等を調べたので、その結果を報告する。

又、従来北半球の TRIAD のデータは College で受信していた為 cusp や polar cap 等の高緯度地方はカバーできなかったが、今回 Resolute Bay で受けた TRIAD の '76 年 12 月末から '77 年 4 月初めまでのデータを用いて cusp 領域の解析を行ったので合わせて報告する。

(結果の一部)

南半球に於ける
 field-aligned current
 intensity と IMF
 B_z との相関図



飯島 健
東大 理

Thomas A. POTEMRA
APL/Johns Hopkins Univ.

TRIAD衛星が高度 ~ 800 kmで計測した Γ の磁場 (Armstrong and Zmuda, 1973) のデータ解析を院展にて、著者は large-scale field-aligned current (FAC) は3つの重要な部分から成立していることを示唆した。このうち Region 1 FAC (FAC regionの poleward part を形成し、Substorm activity の general level と関連の變動し、quasi-persistently に存在する) と region 2 FAC (FAC regionの equatorward part を形成し、auroral electrojet activity の local level と関連の變動 (有)) は quiet periods, substorms を通じて、 γ の子午線、current alignment 等が異なる状態にあり得ることは magnetosphere 内に存在し、基本的に異なる source による control されていると示唆した。一方 Sugiura (1975) は Ogo 5 衛星の Γ の磁場データより、比較的高 altitude ($> 5 R_E$) にあり、FAC は2個の異なる region が存在していることを最初に指摘した (これは TRIAD data により、これは region 1, 2 と同じ current を異なる高 altitude に見られることによる)、が Sugiura は region 1 の plasma sheet の high latitude boundary を mark し、region 2 は equatorial sheet current (ring current を含む) と関連していることを示唆した。

これは Jaggi and Wolf (1973), Vasylunas (1970), Sato (personal communication) 等の研究とも一致し、磁場データ上の Γ の変動は region 2 FAC の magnetosphere の外側部分の hot plasma の運動と密接に結びついていることがよく解釈される。また、議論は異なる。データ解析上の主要な目的は、この論文の目的である。

この論文は 0200-0800 MLT sector における TRIAD data の変動は、前-type の region 2 FAC (flowing away from the ionosphere) の 52 events について、 γ の intensity, location 等と、low-latitude geomagnetic perturbations の解析を行い、FAC は Dat (ring current energy の measure を示す, Sugiura (1973)), Asy (low-lat. disturbance の MLT-inequality の measure, Kawasaki and Akasofu (1972)) と、関連の系統的な説明を結果。

Region 2 FAC の強度と ring current energy とは相関があることは、 γ の変動は region 2 FAC events は Dat が十分に発達している場合に、見られることが示された。これは region 2 FAC の stability あるいは variability の ring current field の変動と関係していることが示唆されている。

17P-I 48 Field-aligned Currents in the Pole

飯島 健
東大 理

Thomas A. POTEMRA
APL/Johns Hopkins Univ.

TRIAD 衛星が高度 800 km で計測した下極磁場データの受信が最近 Resolute, Canada で行われつつある。Resolute と McMurdo は geographic pole に近い故、 ~ 100 min. 毎に 1 day に $\sim 1/4$ passes が受信され、それらが polar-cap を中心とした高緯度地球を cover している。このデータを十分に活用し、著者らの College での受信した TRIAD data を用いて行われた。この研究は十分に解明したところから重要な問題発見を追求して、その結果を報告する。

① Midday polar-cap の Field-aligned Currents (FAC) の変動

0900 時 / 1500 MLT の dayside 地球側から McMurdo, Resolute で観測された磁場成分の変動 pattern の前記的分析の結果、この本誌で述べた、Region 1 FAC (quasi-persistent に存在する) とその高緯度側に存在する interplanetary magnetic field (IMF) の変動 (特に By-成分) との密接な関連の発見が Cuap-region FAC の説明に十分役に立っている。この結果は FAC と geomagnetic DP との関係 (Wilhelm et al., 1978), ISIS-2 magnetometer data に基づく Polar-cap FAC の特性 (McDiarmid et al., 1978) とは本質的に一致する。

② Region 1 FAC の stability

Region 1 FAC は auroral electrojet activity の general level に関連した変動し、substorm が発生する quiet periods に存在し、geomagnetic S_z を説明する 2 cell convection current と関係していることが示された。Resolute での受信した data の中には連続した 5 回の passes が 12:10 MLT 地球側を survey している 2 例が cases がいくつか発見された。この data を用いての結果、Region 1 FAC は 5 passes までの ~ 500 min. にわたる 12:10 MLT pattern を保ちつつ存在すること、その location, intensity の変動が polar geomagnetic substorm, polar-cap geomagnetic disturbance と関係した変動が示された。この結果の前記分析から Region 1 FAC は quasi-persistent であることが示され、その stability は 1 数時間以上にはわたる。これが結論である。Region 1 FAC は、 S_z による polar geomagnetic disturbances の background を形成する基本要素であることが最近の review (Akasofu, 1977, in Physics of Magnetospheric Substorms, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands) とは矛盾なく、また polar disturbances を説明する 2 次電流の最も重要な構成要素であることが再確認された。

AURORAS BY THE TRIAD AND ISIS 2 SATELLITES

Y. Kamide

Kyoto Sangyo (Industrial) University, Kyoto 603, Japan

J. S. Murphree, C. D. Anger, and F. T. Berkey
University of Calgary, Calgary, Canada T2N 1N4

T. A. Potemra

Johns Hopkins University, Laurel, Maryland 20810, U.S.A.

The observational relationship of auroral luminosity with the auroral electrojets and field-aligned currents is not well understood but it has been assumed that an electrojet and auroral luminosity are closely coupled. Previous studies have relied primarily upon all-sky cameras which often cannot detect weak auroral activity. Even a combined set of several all-sky cameras can only view a section of the auroral display in the polar region. In recent years, owing to the development of new techniques, these difficulties have been removed to a significant degree (Anger et al., 1973a, b; Lui and Anger, 1973; Pike and Whalen, 1974; Snyder et al., 1974; Akasofu, 1974, 1976), and simultaneous information on global auroras, auroral particle precipitation, the auroral electrojets, and field-aligned currents has been available (Armstrong et al., 1975; Kamide and Akasofu, 1975, 1976a, b; Rostoker et al., 1975). Wallis et al. (1976) and Wallis (1976) have compared the locations of auroral emissions with those of the auroral electrojets, as determined from simultaneous measurements of auroral luminosity by the auroral scanning photometer (ASP) on board the Isis 2 satellite and from ground magnetic data. It was found that during comparatively quiet periods in the evening sector, the auroral electrojets are narrower than the latitudinal range of auroral precipitation. Subsequently, Kamide and Rostoker (1977) found that during substorm times, the boundaries of intense (~ 2 kR) auroral features seen in DMSP auroral pictures coincide with the boundaries of field-aligned current regions defined by the Triad magnetometer data. However, such correlated studies have been limited by a lack of coincident data for field-aligned currents and/or auroral intensity in different auroral forms.

The ASP has several advantages over the DMSP sensors; it is well suited for spatial comparisons since it scans a substantial fraction of the auroral oval; it has a wide dynamic range; and the signal to noise ratio is unity at approximately 200 R compared with the threshold sensitivity of 2 - 3 kR for the DMSP sensors (Berkey and Kamide, 1976). In this study magnetic data acquired by the Triad satellite are utilized to deduce the poleward and equatorward locations of the field-aligned currents when the same meridian was scanned optically by the ASP on board the Isis 2 satellite.

It is found that the latitudinal boundaries of the major portion of the field-aligned currents line up very well with the auroral luminosity boundaries at both the poleward and equatorward sides of the auroral distribution. The boundary between the upward and downward field-aligned currents generally occurs at a minimum in the auroral luminosity profiles. Poleward of this minimum, the current is upward and the aurora is characterized by the discrete auroral component with intensities at the boundary of 1 - 2 kR. Equatorward, in the region of the downward current, the aurora is essentially diffuse and the auroral intensity at the boundary is 0.5 - 1 kR.

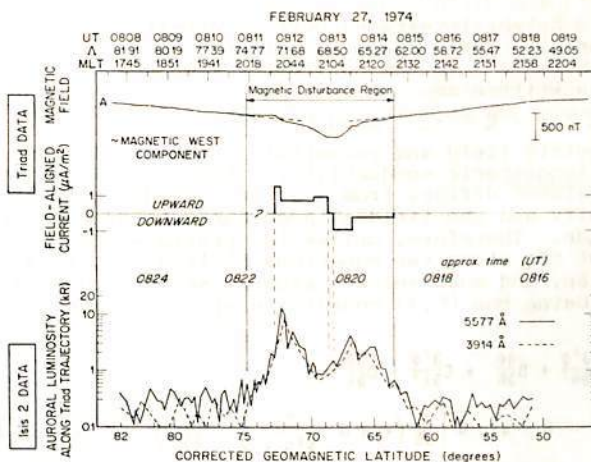


Figure 1. Triad magnetometer data, the estimated field-aligned current density, and logarithmic latitudinal profile of 5577\AA and 3914\AA intensity along the Triad subtrack for the Isis 2 pass on February 27, 1974.

17P- [50 SIMULATION STUDIES OF IONOSPHERIC ELECTRIC FIELDS AND CURRENTS IN
RELATION TO FIELD-ALIGNED CURRENTS: 1. FORMULATION OF PROBLEM

Y. Kamide
Kyoto Sangyo University, Kita-ku, Kyoto 603, Japan

S. Matsushita
High Altitude Observatory of NCAR, Boulder, Colorado 80307, U.S.A.

The plasma convection in the magnetosphere and the associated fields and currents are the major aspects of magnetospheric processes, which have been studied extensively by a sequence of theoretical models of increasing sophistication. Vasyliunas (1970) showed from a self-consistent viewpoint a logic diagram of the large-scale electrical coupling between the ionosphere and magnetosphere. The problem to obtain a solution of the complete chain even with drastic simplifications is extremely complicated. Note, however, that since the chain is a closed loop, it is possible to break into individual links at any point. The aim of our simulation studies is to examine the link of field-aligned currents with electric fields and currents in the ionosphere. Here we are using the term 'simulation study' in the sense it attempts to obtain a set of numerical solutions of equations governing the system under consideration in a way that includes far less idealization or simplification using essential observational characteristics than would be required for a pure theory. It is then possible to demonstrate how the basic assumptions lead to the main observed effects, and to isolate certain aspects of the system so as to reproduce particular phenomena under study.

Our goal is to understand in a quantitative detail what assumptions are required to reproduce the main features of the ionospheric and magnetospheric phenomena during both quiet and substorm periods. In particular, we concentrate the discussion on the following questions: 1. How are the field-aligned currents connected to the ionospheric currents? 2. To what extent can the distribution of the field-aligned currents reproduce the electric field pattern observed by recent new techniques? 3. How are the ionospheric currents and the equivalent ionospheric currents different or similar?

Most of the past studies assumed an external potential distribution along a particular latitude circle as the boundary condition. It was further assumed that the field-aligned currents are present only at specific points or along a specific latitude circle. On the other hand, our knowledge concerning the distribution of the large-scale field-aligned currents has recently been advanced to a significant degree. In this paper we demonstrate that it is possible to deduce the essential feature of the observed electric field and current pattern by using the observed distribution of the field-aligned currents as the boundary condition.

We make a number of simplifying assumptions throughout the entire calculations. The following are the most important ones to be noted: 1. The ionosphere is regarded as the two-dimensional spherical current sheet with the height-integrated layer conductivity. 2. The field lines are taken to be equi-potentials. 3. Only a steady state is considered. The current continuity equation under such conditions is given by

$$\text{div } \underline{i} = j_{\parallel} \sin \chi$$

where \underline{i} is the ionospheric height-integrated current density, j_{\parallel} is the density of the field-aligned current (positive for a downward current), and χ is the inclination angle of a field line with respect to the horizontal ionosphere. The Ohm's law for the ionospheric current is written as

$$\underline{i} = \underline{\sigma} \cdot \underline{E} = -\underline{\sigma} \cdot \text{grad } \phi$$

where \underline{E} and ϕ are the electric field and potential, respectively, and $\underline{\sigma}$ is the dyadic of the height-integrated ionospheric conductivity. From the viewpoint of numerical analysis, the present treatment differs from most of the past simulation works in that the ionospheric conductivity and the field-aligned currents are assumed to vary with both latitude and longitude. Therefore, unlike the previous studies, it is not possible for the combination of the above two equations to lead to the two-dimensional Laplace or Poisson equation, and must solve a general second-order differential equation in two dimensions. Using the (θ, λ) coordinate system, equation to be solved can be reduced to the form

$$A \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + B \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + C \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda^2} + D \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = F$$

$$\text{where } A = \sin^2 \theta \frac{\Sigma_1}{\sin \chi} \quad B = \sin \theta \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\Sigma_1}{\sin \chi} \right) - \frac{\partial \Sigma_2}{\partial \lambda} \right] \quad C = \Sigma_1 \sin \chi$$

$$D = \sin \theta \frac{\partial \Sigma_2}{\partial \theta} + \frac{\partial (\Sigma_1 \sin \chi)}{\partial \lambda} \quad F = -a^2 j_{\parallel} \sin^2 \theta \sin \chi \quad \sin \chi = \frac{2 \cos \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}$$

a = radius of the current sheet

17P- [51 SIMULATION STUDIES OF IONOSPHERIC ELECTRIC FIELDS AND CURRENTS IN
RELATION TO FIELD-ALIGNED CURRENTS: 2. QUIET PERIODS

Y. Kamide
Kyoto Sangyo University, Kita-ku, Kyoto 603, Japan

S. Matsushita
High Altitude Observatory of NCAR, Boulder, Colorado 80307, U.S.A.

The steps we have chosen to solve the entire problem are summarized as follows: 1. Solve equation given in the previous talk to obtain the electric potential for the given distribution of the ionospheric conductivities and field-aligned currents. 2. Insert thus obtained potential into $E = -\text{grad } \phi$ to calculate the electric field. 3. Calculate the ionospheric current for the assumed conductivities and the obtained electric field. 4. Calculate the equivalent ionospheric current, and draw the equivalent ionospheric current system.

In order to simulate very quiet conditions, we describe several models which include realistic spatial variations of the ionospheric conductivity, which can be used to study the effects of slowly-varying ionospheric conductivity without local large auroral enhancements. We use a distribution of the 'line-integrated' conductivity developed by A. Richmond (personal communication, 1977) taking recent observations into account. We assume that the field-aligned currents are continuously distributed in the Gaussian form in the latitudinal belt between θ (colatitude) = 20° and 30° . In the morning sector between λ (longitude) = 0° and 180° through 90° , downward field-aligned currents are assumed with $(22.5^\circ, 90^\circ)$ to be the point where the maximum current intensity is given. In the evening sector between -180° through -90° to 0° , upward currents whose maximum intensity point is located at $(22.5^\circ, -90^\circ)$ are assumed. The total field-aligned current is taken as 1.9×10^5 amp.

Figure 1 shows the calculated potential distribution in which we notice several significant characteristics: (1) The location of both the highest and lowest potential moves toward darker local times from the centers of the downward and upward field-aligned currents, respectively. This is simply because the nightside conductivity is smaller than the dayside conductivity so that electric field should be larger in the nightside than in the dayside to hold the current continuity. (2) There is a considerable asymmetry in the polar cap

electric field strength; larger in the morning sector than in the evening sector. (3) The magnitude of the northward electric field in the evening auroral belt is larger than that of the southward field in the morning sector.

In Figure 2 we show the ionospheric current pattern, in which the effects of the ionospheric conductivity gradient can be seen. The direction of the current flow in high latitudes is essentially eastward, except in a limited longitudinal sector in early morning hours where small (0.2 A/m) westward currents flow.

In a series of the conducted calculations for quiet periods, the following main results are obtained: (1) Conductivity inhomogeneity alters considerably the electric field pattern which has been obtained in the past calculations which assumed the uniform distribution of the ionospheric conductivity, although it persists that the pattern essentially consists of high and low potential contours in the morning and evening sectors, respectively, corresponding to the dawn-dusk electric field in the polar cap. Even a slight conductivity enhancement along the nightside auroral belt results in a large modification of the electric field there, indicating that the observed local distortion of the electric field is possibly explained by local precipitation of auroral particles. (2) The existence of the field-aligned currents in the equatorward half of the auroral belt is found to reduce the electric field in mid- and low-latitudes to a small value, implying that it is difficult for the high-latitude origin electric field to penetrate deep into lower latitudes. (3) Seasonal changes in the polar cap conductivity influence a surprisingly large effect on the electric field and current intensities there. It is predicted for the field-aligned currents to be several times larger in summer than that in winter. (4) The amount of the ionospheric currents in the polar cap (i.e., return current of the auroral electrojets) is small.

ELECTRIC POTENTIAL

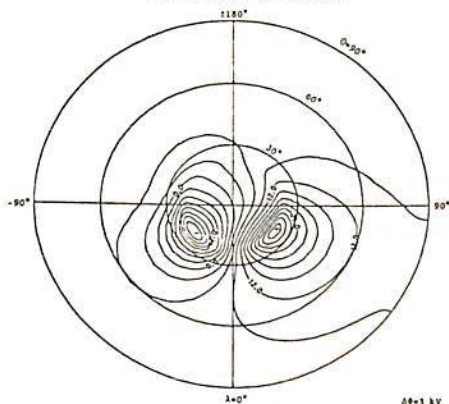


Figure 1

IONOSPHERIC CURRENT VECTORS

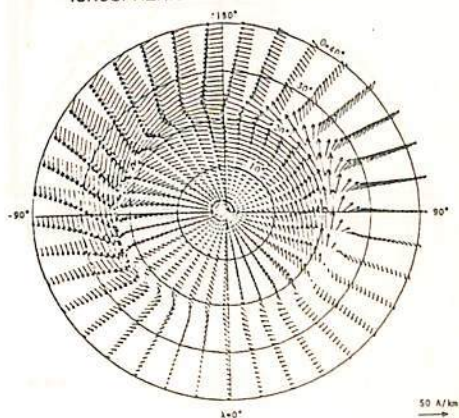


Figure 2

17P- I 52 SIMULATION STUDIES OF IONOSPHERIC ELECTRIC FIELDS AND CURRENTS IN
RELATION TO FIELD-ALIGNED CURRENTS: 3, SUBSTORMS

Y. Kamide
Kyoto Sangyo University, Kita-ku, Kyoto 603, Japan

S. Matsushita
High Altitude Observatory of NCAR, Boulder, Colorado 80307, U.S.A.

We simulate the variability of the ionospheric electric fields and currents in relation to the distribution of the field-aligned currents which is to vary considerably during magnetospheric substorms. In a series of computer models, we take synthetically into account our current knowledge of characteristics of day-night asymmetry and auroral enhancements of the ionospheric conductivity and changes in the location and intensity of the field-aligned currents.

Figure 1 shows the calculated potential distribution for a model of, we believe, the typical substorm. There is a considerable distortion of the equipotential contours within the nightside auroral belt. It is caused by the assumed conductivity inhomogeneity which produces an accumulation of the space charges. Since all of these space charges cannot be removed by the imposed field-aligned currents, they distort the electric field in the vicinity of the conductive belt.

Figure 2 shows the distribution of the ionospheric current vectors, in which there are two main auroral electrojets, eastward and westward, the main portion of which is supplied by the assumed field-aligned currents. The westward electrojet, which is the dominant feature of the polar substorm, appears to have two peaks at premidnight and early morning hours. The maximum current density of the westward electrojet in the premidnight sector is primarily produced by the high conductivity, while that in the morning sector occurs as a result of the large electric field.

In Figure 3 we show the equivalent ionospheric current system, which can be compared with Figure 2. The difference in the two patterns stems from the distribution of the field-aligned currents, which are important in discussing the distribution of the ground magnetic perturbations that reflect both the ionospheric and field-aligned currents. The magnitude of the electrojets decreases in the equivalent currents over that in the real ionospheric currents, indicating that the field-aligned currents act to cancel the ionospheric current effects. It is also important to note that although the electrojets have

the northward and southward components as well in the evening and morning sectors, respectively, the equivalent electrojets flow almost in the pure east-west direction. This indicates that small or no D component perturbations in the ground magnetic observation at auroral latitudes during substorms do not necessarily mean that electrojets are flowing in the east-west direction. Since there is almost no ionospheric current in the polar cap, the ground magnetic perturbations observed in the course of a substorm in the polar cap are ascribed mainly to the magnetic effects of the field-aligned currents in the auroral latitudes.

Even when the intensities of the field-aligned currents and the associated ionospheric currents do increase considerably during substorms over these values of quiet times, the total potential difference across the entire polar cap does not increase very much because of a simultaneous increase of the ionospheric conductivity along the nightside auroral belt.

IONOSPHERIC CURRENT VECTORS

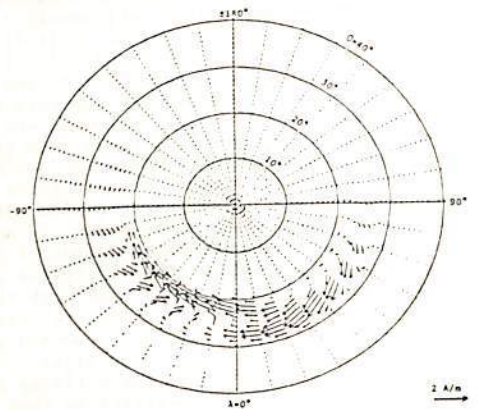


Figure 2

ELECTRIC POTENTIAL

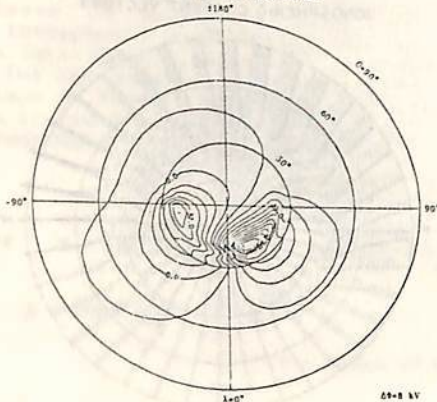


Figure 1

EQUIVALENT IONOSPHERIC CURRENT SYSTEM

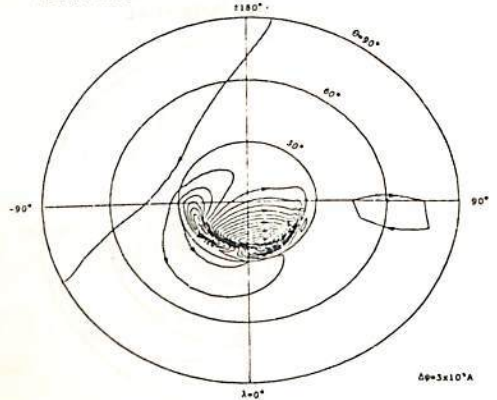


Figure 3

17P-I 53 第17次南極ロケットによる極域電離層

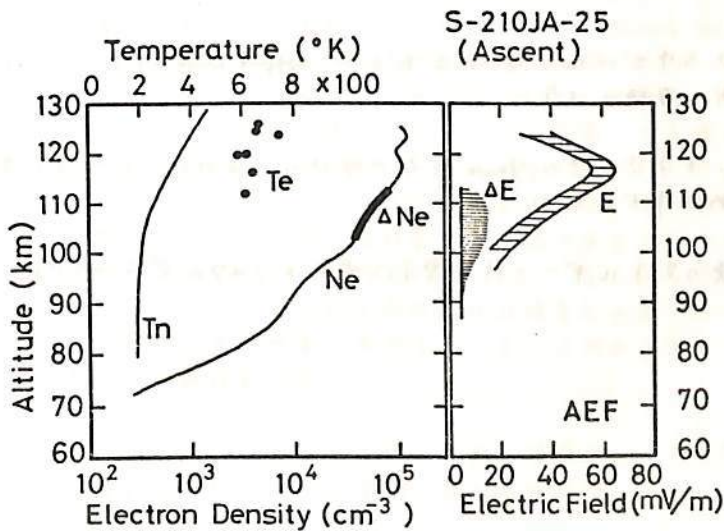
プラズマの擾乱の観測結果

森 弘隆, 小川忠孝, 宮崎 茂, 小川俊雄, 森田 護
 (阪大研究所) (京都大学理学部)

第17次南極観測隊により、合計7機の観測ロケットが発射された。これらのロケットに、基本測定器としてラングミュアプローブが搭載された。プローブは、測定精度を向上させるためにガラス管封入型円筒形プローブ(東大宇宙研平尾研究室提供)が用いられ、プローブ印加電圧としては、本来のラングミュアプローブ測定用の三角波誘引電圧モードの他に、プラズマ擾乱観測用に、固定バイアス電圧モードを加え、両モードの観測を必要に応じて切り換えて行われた。観測は、S-210JA-24を除く6機に成功したが、特にS-210JA-25では、高度102-113 kmで強い擾乱が観測された。このロケットには、相乗り機格として、電場測定器(AEF)が搭載されており、DC電場、および100 Hz以下のAC電場成分の観測が行われたが、観測は成功し、良好なデータが得られた。特にAC電場成分は、ラングミュアプローブにより観測されたプラズマ擾乱とほぼ同じ高度範囲に観測され、擾乱の性質を調べる上で重要な成果が得られた。

下図は、ロケット上昇時における、ラングミュアプローブによる電子密度(N_e)、電子温度(T_e)のプロファイルとプラズマ擾乱の存在範囲(N_e プロファイルの太線部分 ΔN_e)、および、電場測定器(AEF)によるDC電場(E)のプロファイル、およびAC電場成分(ΔE)の存在範囲を示している。

本講演では、ラングミュアプローブ、および電場測定器により得られた擾乱のスペクトル解析の結果と比較し、DC電場の観測結果をもとにプラズマのドリフト速度を求めて、E層で起り得るプラズマ不安定である、フロスフェルト不安定、および二流体不安定により予想される波動の発生高度、および周波数範囲と概算し、観測された擾乱がこれらの不安定によるものかどうかの検討を行う。



久保栄也, 伊藤信造(宇宙研) 村田節夫(三井物産開発) 国分延(東大理)

前回の行会で, データの解析結果の一部を述べたが, 今回はその後の解析結果に
関して述べる。

電子 flux の高度変化は, 450 eV, 740 eV ではロケットの最高到達高度付近で flux が
増大しているが, 他のエネルギーではそれほど顕著な flux の変化は見られない。しかし,
上昇時の flux の方が下降時の flux よりも少い。

高度変化があまり無かったので, flux の変化は主としてビッチ角に依るものと考え
られる。450 eV, 740 eV の flux はビッチ角が小さくすると少くなるが, 他
のエネルギーの flux は, 大した変化を示さない。観測された flux を, ビッチ角に依る
成分を Gauss 分布で, 等成分を E の power law で近似すると,

$$\frac{dF}{dE} = AE^{-\alpha} + B \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right] \text{ electrons/cm}^2 \text{ sec ster eV} \text{ とする。}$$

$$\text{ここに } A = 2.4 \times 10^6$$

$$B = 2.8 \times 10^4$$

$$\alpha = 0.87$$

$$E_0 = 550 \text{ eV}$$

$$\sigma = 170 \text{ eV}$$

(ビッチ角 5° , 213 km) である。

又, ビッチ角 0° に外挿したものは, 上式で

$$A = 1.6 \times 10^6$$

$$B = 3.0 \times 10^4$$

$$\alpha = 0.83$$

$$E_0 = 565 \text{ eV}$$

$$\sigma = 195 \text{ eV}$$

(ビッチ角 0° , 213 km) としたものである。

普通オーロラ中では E_0 は数 keV であるが, diffuse aurora 中での $E_0 = 565 \text{ eV}$ という値
もそれほどおかしくない値ではある。

次に, ビッチ角 0° の時の Gauss 分布の項から, 磁力線に沿う降下電子の速度分布及
び電流を求めることができる。

565 eV 近隣のエネルギーの降下電子の電流は $1.47 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ である。

小松誠一・遠山文雄・青山 巖
(東海大・工)

オロウ次南極観測越冬隊によって打上げられたロケットのうち、S-210 JA-24号機および25号機には、オーロラ出現に伴う電流層による磁場変化検出のためにフラックスゲート型磁力計が搭載された。すなわち、昨年秋の学会および極域電離層磁気圏総合観測シンポジウムで、その解析結果の一部が報告されたが、その後より詳細な解析による結果が得られたのでここに報告する。

1. 観測装置

24号機、25号機とも同じ方式の三成分フラックスゲート型磁力計で、ロケット軸方向(Z)とこれに直角面内の直交二成分(X, Y)である。極域磁場変動が大きいであろうということおよびテレメータ使用チャンネルのことから、三成分はデジタルで検出感度は50 nTである。データは0.2秒毎にサンプリングされ、同時測定されるため、従来の磁力計に比べて、高度に対する分解能が高く、電流層の fine structure も検出できると期待される。また寸法、重量、消費電力の点ではかなりの改良がなされた。これらの長所に対して、欠点としては、ロケットがスピンするたため特にX, Y成分出力のデータ処理が困難に存在することである。すなわち、ロケットや周辺機器からの磁気的影響を除去する上で難かしく増す。

2. 解析と結果

三成分のそれぞれ磁気バイアスは、主として直流的バイアスとほとんど定常と仮定し、まずX, Y成分についてはおのりのセンサ回転方向をロケットスピンを基準として算出し、ほぼ同位相に存在する約400組についてのバイアスをフーリエ解析を行って近似した。その結果50 nT以下で直流バイアスを決定でき、残りの量は induced field およびロケットスピ軸と三成分センサ電気軸との alignment によるものと思われる。次にX, Y成分から求めたロケット軸に直角な成分(H)およびZ成分について、理論値(1975.0 IGRF係数を使った球面函数展開による)との比較を行った。その結果、24号機によると高度約110 km から最高到達高度約118 km にかけて、H成分において約 nT, Z成分において約 nTの磁場変化が見られる。このロケットには、ロケット姿勢検出のためGAおよび月センサが搭載されているので、絶対姿勢の決定によりこれらの変化を地表に refer し、オーロラ出現時の電流モデルの検討を行った。また25号機のデータによると高度約106 km から110 km にかけて、やはり局所的な磁場変化がある様に思われる。同時搭載された電場および電子密度の結果も参照して、さらに地上マゲネットグラムおよびオーロラの写真とつなげて検討を行った。

最後に本観測および解析に際しロケット実験、資料の提供などのお世話いただいたオロウ次越冬隊および国立極地研究所の方々に深謝の意を表します。

泰山文雄・青山 敏 (東海大・工)

今年の1月22日11時00分に打上げられたK-9M-62号機にはフラックスゲート型磁力計も搭載され、電離層電流による磁場変動検出が行なわれた。これまでに得られた結果および搭載された観測装置についてのべる。

1. 観測装置

磁力計は二成分フラックスゲート型磁力計で、従来はロケット軸方向成分(Z成分)とこれに直角面内の成分(H成分)による観測が行なわれていたが、今回は初めてH成分の代りに太陽を基準とした磁場の偏向をロケット軸に直角な平面内で時間測定する、いわゆるD成分が搭載された。このD成分は、ロケット軸に直角な平面内に取付けたフラックスゲート磁力計を用いて、平面内の磁場Dの方向を検出し、また同平面内での太陽センサによる太陽方位を検出して両センサの出力の時間差から太陽を基準とした磁場方位を検出しようとするものである。時間測定は基準周波数振子のパルス数を数え、12ビットのデジタルで出力する。また、Z成分は従来の方式とほぼ同じであり、磁場測定範囲 ± 51175 nTを1ビット当たり25 nTのデジタルおよび、残り25 nTをアナログ出力として検出する、いわゆるハイブリッド方式を用いている。磁力計センサは頭胴部先端に搭載され、胴頭直後にガスの圧力で約250 mm前方に展開して、周辺磁気影響を少なくする様になっている。尚、太陽センサも同時搭載され、GAとあわせて絶対姿勢の決定を行なう。主磁力計仕様は以下の通りである。

Z成分	測定範囲・検出感度	± 51175 nT · ± 2 nT
	出力形式	デジタル 12 bits + アナログ (± 25 nT フルスケール)
D成分	検出方式・検出感度	タイムインターバル方式 · ± 1 分角
	寸法および重量	電気部 200φ × 155 H 2.7 kg
		センサ部 224 H 0.8 kg
消費電力		± 200 mA (± 18 V)

2. 解析結果 (速報)

ロケットの上昇時、高度約95 km ~ 105 kmにかけて磁場の偏向成分に電流系によると思われる変化がみとめられた。この高度におけるロケットの姿勢が、ほぼ天頂方向を向いていることから、Z成分が垂直成分、D成分が水平成分に相当すると考えられる。この約100 kmを中心とした約 ± 4 分角の変動は、このときのZ成分変化が顕著にみられることから、水平成分の卓越した電流層によるものと思われ。また、100 km付近以外についての解析も現在行なっている。

さらに、太陽センサとGAによる絶対姿勢が求取できた。これによると、ロケットは約90秒以後の半角 20° 、周期114秒のコーニングをしている。

瀬戸正弘・早坂 孝(東北工大) 青山 巖(東海大・工)
桜井 亨・齋藤尚生(東北大・理)

fluxgate 磁気計として日本では従来biaxial型の開発が盛んに行われてきた。この型の磁気計は原理的にその軸方向成分の磁場変動が測定されるので、変動磁場の「方向」を測定する上で幾何学的に精度が高め易いという長所がある。但し、一方では寸法比が有限である為に感度が高め難く、かつ雑音レベルを押え難いという短所がある。この短所を補うにはring coreを用いるのが良い事が知られているので、このring-core型fluxgate磁気計の製作に着手した。

ring coreとしては捲数の異なった次の2種類についてtestを行なった。

ring core材質	5-79 Mo-Permalloy
” 厚さ	10 μ m
” 幅	3mm
” 直径	20mm
” 捲数	15 および 50

予測通り極めて高感度で磁場変動が検出出来る事が確かめられ、かつ捲数は50よりも15の方がdrive電流の周波数の点からも優れている事が明らかとなった。



瀬戸正弘・早坂 孝(東北工大)
齋藤尚生・桜井 亨・田村忠義・佐々木 徹(東北大・理)

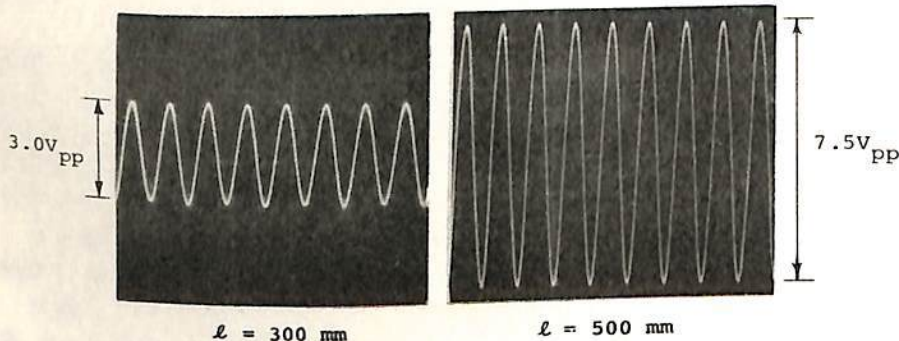
fluxgate 磁力計としては従来日本ではbiaxial型の開発が進められ、主に飛翔体に搭載する目的から小型軽量化の努力がなされ、この方面の技術は極限にまで高められてきた。

今、biaxial型 fluxgate 磁力計の coreに用いられている permalloy 箔の長さ l 、厚さを d とした時に dimension ratio ($=l/d$) が高くなればなる程 exponential に感度は良くなり、noise level は抑えられ、特性が向上する。ところが特性を向上させる為には、 d を小さくせねばならないが、これは材料的に限界があるので、いきおい l を大にせざるを得ない。一方 l を大にする事は小型化・軽量化とは矛盾することとなる。但し、fluxgate 磁力計を地上 station 用として用いる場合には、これ迄の l が僅か数 cm であった次に、全く小型化軽量化を考慮する必要がない。そこで、dimension ratio を高める事によって biaxial 型としての最高感度に挑むべく、1 年程前から試作にとりかかった。

先づ、Mo-Permalloy 箔としては、厚さが入手し得る最も薄い $d=10\mu\text{m}$ (巾 5mm) のものを用い、長さとしては技術的に限界である $l=500\text{mm}$ のものと比較の為の $l=300\text{mm}$ のものを選んで、これらを、長さ方向が軸となる様に細管状に丸めて、内径が、3mm、長さが 500mm および 300mm の石英管に夫々収めて core とした。

この長さの異なる 2 種類の core に対して、同じ 1kHz の周波数で drive した場合の出力の一例を下図に示すが、図に見られる如く、長さの比は $500/300 \approx 1.7$ 倍であるに過ぎないにも拘わらず、出力比は 2.5 倍にも及び、従来の biaxial 型磁力計としては予測通り最高の感度が得られることが解った。

biaxial 型磁力計は原理的に、磁場変動の軸方向成分を検出するので、特にこの様な dimension ratio の大きい fluxgate では、方向も正確に定め易いという点も、見逃し得ない長所である。



- その特性 -

石津 美津雄

坂 翁介

北村 泰一

(九大 理)

SQUID 磁カ計を用いて我々は ASO で地磁気観測をおこなっている。装置は、確実に動作することを目標にして製作した初号機で、ポイントコンタクト素子を使用し、観測のためにコンタクトを調節している。そのため観測ではこの調節に細心の注意を必要とし、またクワイオスタットが複雑になるので装置の安定性を今一步上げられない原因になっている。そこで調節をなくして動作する新しい装置を製作することにした。新しい素子では、ガラスセラミックのハンダづけに用いるセラミック (JTB 磁素子) を使い、Josephson Junction を形成した (セラミック素子) 素子では製作に熟練が必要であるが、出来た素子は非常に安定に動作している。この素子の雑音特性は今まで使用したポイントコンタクト素子と同程度で $10^{-3} \phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ ($\phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^2$) 以下が得られている。これは $10^{-3} \phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ 以下の雑音レベルに相当するが、素子を超伝導しゃへりし、フラックス・トランスフォーマーを使用することにより雑音レベルは現在の 10^{-2} 以下におさえることが出来る。磁カ計モードで動作させた時のこの素子の周波数特性を下図に示す。帯域は LOCK 回路の参照周波数 (50 KHz) で決るが、今の場合カットオフ 10 KHz が得られている。SQUID 磁カ計の特徴はこの様に帯域が広いこともその一つである。この広い帯域を利用して、同時に ULF, VLF を観測することが可能である。参照周波数を 100 KHz 以上に上げるとこの様な観測をおこなうことを計画中である。

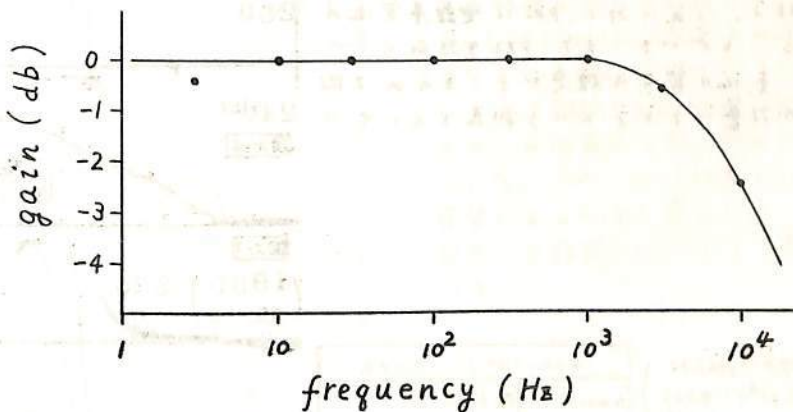
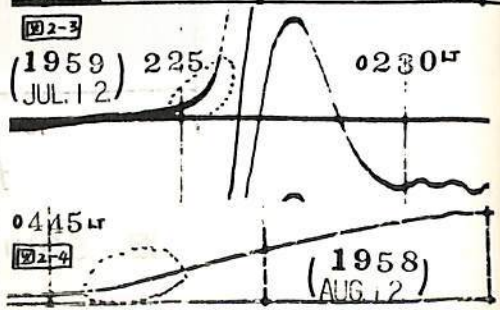
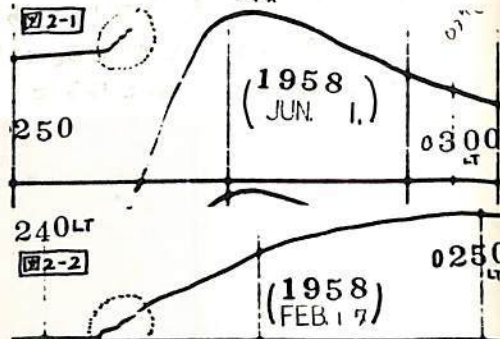
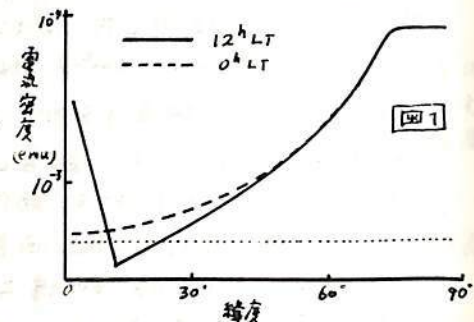


図 SQUID 周波数特性

荒木 徹
京大理

今回の解析目的 ① Guam, Koror が昼側にある時のアメリカゾーン観測所早まわし磁気記録から導かれた SC* に伴っての解読が夜側データと矛盾を生じることがある。② 夜側 PRI 電流などの緯度まで観測可能かを調べる。 **結果**: Huancayo (空回) の Normal run magnetogram に SC* が現れ始める時、Guam の早まわし記録を調べると、SC の立上りの最初に階段状微小変化が認められる (図 2-1, 2-2)。③ Huancayo (空回) で PRI を詳ねた Pure SC が現れる時には Guam の SC は smooth であり、階段状変化は認められない (図 2-3, 2-4)。④ ③ の状態は統計的にも有意である (表 1)。⑤ この変化の符号は昼側赤道の PRI とは逆 (つまり positive) である。したがって PRI 電流系の zonal part は存在しない。⑥ この変化の向きは赤道方向に単調減少し Equatorial enhancement は認められない。 **解説**: 図 1 は緯度 75° の down-drush 方向に電流密度分布を赤道方向に電流密度を enhance した時の電流緯度変化を示す。観測可能電流密度の限界を点線と決定すると、昼側では Honolulu (磁気緯度 21°) で PRI が消滅し赤道で再び現れるという前回の解析結果と、夜側では赤道まで PRI 電流が観測可能という今回の結果とも説明できる。表 1 で Huancayo の SC* 50 例中 19 例に Guam の smooth SC が対応してゐるのは極起源の PRI 電流系の規模又は強度が小さく Guam で観測可能な変化を生じさせられなかったと考へられる。

PRI 研究の意義 上記の結果により SC* の PRI が極地方に印加される電場によつて生じるとの考え方がより確かなものになった。したがって、PRI の研究は極起源電場による電離層電流の世界的分布を知ろうに役立つ。またこれから逆にこの電場の生因 (したがって PRI の原因) を考察して、太陽風中の衝撃波に対する磁気圏の非定常応答を調べた材料と提供できる。極電場起因の地磁気変化とは月知のものに DP-2 があるが、これには電離層電流の他に Ring Current の影響が全まれており、また地磁気変化から等価電流を仮定する際の Base line のとり方に曖昧さが残る。これに対し、PRI は電離層電流のみによると考へるにこれができ、また PRI 生起前のレベルが明確なため変化の符号を確定でき、よめぬ微小変化も解析の対象にできるという利点をもちこる。



1957.7 ~ 1967.12 (12h-20h UT の SSC 113例に242例調査)	Guam (22h-1h LT) の SC の型	
	Smooth SC	階段状微小変化を伴う SC
Huancayo の SC の型 (7h-15h LT)	pure SC	63
	SC*	19
		0
		31

17P-I 61 西太平洋域の地磁気太陽日変化の季節変化の異常 (III)

白木正規
地磁気観測所

我々の三つの観測所(柿岡、女満別および鹿屋)における1958-73年の地磁気資料から太陽日変化(S)と太陽日変化(L)が解析され、Lの季節変化がSのそれと比べて異なっていることが見出された(Shimaki, 1977)。Sの季節変化は、

冬 < 春秋 < 夏

であるが、Lの季節変化は、

春秋 < 冬 < 夏

である。また、Sの場合には、季節による位相の違いが小さいが、Lの場合には、冬と夏では位相が著しく異なっている。

このSとLの季節変化の違いの原因として、これまでの学会で、海洋ダイナモ、O₁潮、Sの半月周期変化、地磁気擾乱などのcontaminationの効果が調べられてきた。そして、定性的ではあるが、これらのcontaminationがLの季節変化の異常を説明できないことが示された。

このうち、Sの半月周期変化によるcontaminationの効果については、予備的な解析から得られた結論であった。そこで、今回は、この効果について更に詳しく調べた結果について報告する。また、前の学会(77年秋)では、GuamなどのLの季節変化についても調べられ、Lの季節変化の異常が西太平洋域に固有なものであることを示した。今回、更に、父島およびLuningのLの季節変化が明らかになったので、これについても報告する。

Sの半月周期変化によるcontaminationの効果

我々が普通、Lの解析として求める変化は、潮汐とテニシャルのMax項に限定したものである。この場合、電離層ダイナモ作用による期待されるLの周期は、

$$n\tau - 2\tau \quad (1)$$

である。ここで、 τ : 平均太陽日, n : 平

均太陽日である。(1)の周期は、S(周期が $n\tau$)の変化が、 2τ の周期(14.77日)のmodulationを受けた変化の一部と見ることが出来る。太陽活動の周期は約11日であるが、この周期は一定でない。もし、この第2高調波が 2τ と同じ周期の場合、Sの太陽活動によるmodulationの結果がLの結果に含まれる。Lからこの効果を分離するのは困難であるが、スペクトル解析を用いて、Lのスペクトルのピークが、(1)の周期であるかどうかを調べることは、Sのmodulationについて調べる一つの有効な手段であると思われる。ここでは、柿岡の三成分の毎時値から、日変化領域のパーセプトルを調べた。パーセプトルは夏と冬の二つの季節について計算し、スペクトルのピークの信頼性、ピークの周期などについて詳しく調べた。

父島およびLuningにおけるLの季節変化

父島[27.2°N, 142.3°E]は1970年12月~1976年12月(ただし、観測の休止および機械の故障による欠測のため、約4.9年分)の毎時値を用いて解析した。また、Luning[25.0°N, 121.2°E]は1966年~76年(11年分)の毎時値を用いて、Y.N. Huang氏によって解析された結果である。Luningのデータは我々と同じ解析方法で解析されている。これらの地磁気Lの季節変化は、成分によって少し異なるが、これまでの柿岡などの結果と同じような異常が見られる。

Susumu KATO, Toshitaka TSUDA and Fumito WATANABE
Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

The conventional S_q dynamo theory is revised by considering on the vertical electric current. It is found that even if the S_q current system is symmetric about the equator the vertical current of a few % of that of the horizontal can flow in the ionosphere. There are two modes in the ionospheric electric field, one being produced directly of the tidal dynamo even in the absence of boundaries and the other only through boundaries. The former is much smaller than the latter, but the field-aligned current by the former is important for the production of the latter. The ionosphere is assumed to be planar for simplification although its vertical structure is fully considered. The tide is approximated by combined sinusoidal waves, travelling horizontally and vertically. Note that the conventional approach gives misleading results in the solstitial season.

中山泰雄, 前田 坦

京大 理

地磁気嵐の時に、中緯度電離層F領域で観測される f_oF_2 の変化の原因の一つとして、高緯度を加熱した時の熱圏の大規模な対流が考えられてきた。従来、熱圏対流の数値計算は、定常問題として、あるいは、垂直運動を無視して計算されてきたが、このような仮定は、地磁気嵐時の熱圏対流を考える際には不適當である。そこで我々は、高緯度を加熱した時の中性大気運動を、非定常で、かつ垂直運動も含めてモデル計算した。

中性大気の方方程式は、熱方程式、運動方程式、連続の式、状態方程式からなり、我々の計算では、運動は子午面内のみ考え、方程式の線型化、コリオリ力、イオンドラッグの無視等の仮定を置いたが、熱方程式では垂直方向の熱伝導、運動による断熱加熱、冷却の効果、運動方程式では、粘性効果を考慮した。中性大気の方方程式は以下の様になる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{C_p \rho_0} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{C_p \rho_0} Q - 2\omega \frac{\partial T}{\partial r} - (\gamma - 1) T \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u \sin \theta) \right\}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}$$

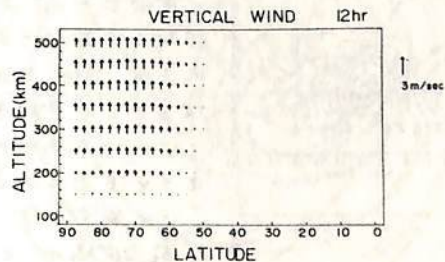
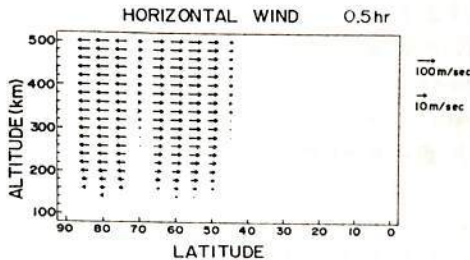
$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_0} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p_0}{\partial r} w + \frac{f_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w) + \rho_0 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u \sin \theta) = 0$$

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

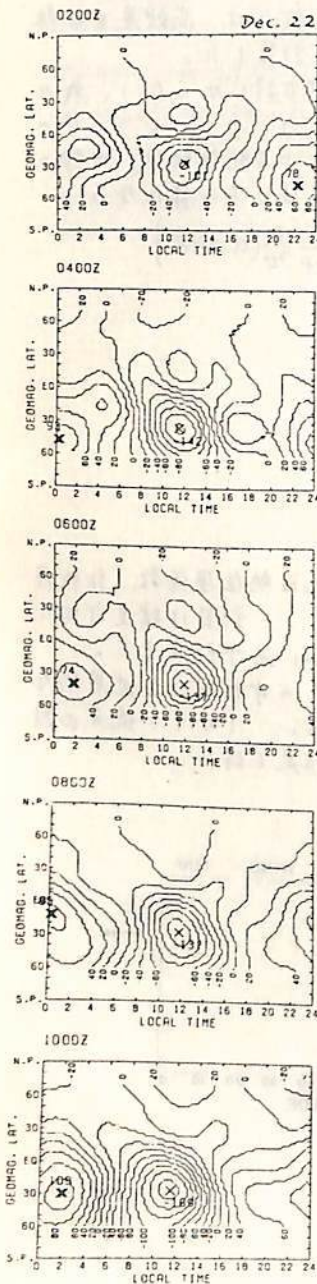
T, u, w, p, ρ は温度、南北風、垂直風、圧力、密度の変化量。 k, μ は熱伝導係数、粘性係数、 γ, C_p, R, Q は比熱比、定積比熱、気体定数、流入するエネルギー。計算は緯度方向に球関数展開し、 r (上方)と t (時間)に関する微分方程式をCrank-Nicholson法で計算した。

計算結果から、地磁気嵐時に観測される、F領域での赤道向きの中性風、全世界的な温度増加、密度増加の起こる時間が緯度に依存する等を説明できる。しかし、従来の対流理論と異なり、中低緯度でほとんど下降流が起こらないという結果を得た。



前田 坦・鈴木 亮・竹田 雅彦
(京都大学理学部)

オ1図 S_q の UT 変化



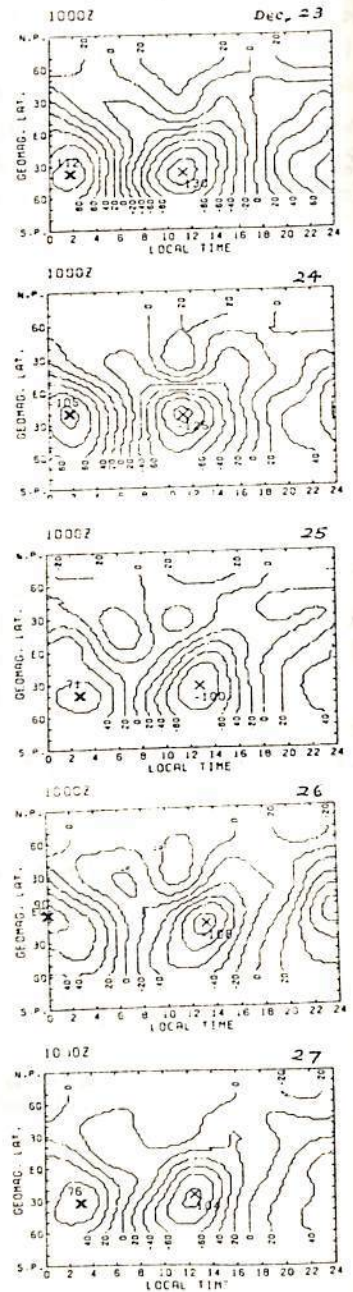
S_q 磁場が注目されてすでに100年
余りになる。その初期には超高層電
流層に関連して電離層の存在を示唆
し、中期にはその原因に関連して潮
汐振動と電気伝導度の理論を発展さ
せた。かくて S_q は主として電離層
下部の風による電流であることが明
らかとなり、その電場のプラズマ
図への影響が論じられた。最近
20年向には、サテライト観測に基
づく太陽風や磁気圏の影響や、IS
レーザ観測による風や電場の評価が注
目されてきた。

我々はこのような S_q の性質・原因・
役割を明らかにするため、この度、
1914年12月のデータをを用いて解析を
行い全電流図を求めた (WDC Data Book,
No. 2, 1978)。これらの結果から得
られるいくつかの結論については、
JGG にもよく掲載されるが (鈴木,
1978)、注目された結果を一つは、
 S_q 電流系の Variability であり、他は
両半球電流系の invasion である。
オ1図には外部電流系の UT 変化、
オ2図にはその日々変化の1例を示
す。

電流系の UT 変化は主として地球
磁軸と自転軸の不一致の影響と思わ
れるが (永田 杉浦, 1948)、日々変化
は主として電離層の風に、そしてい
くつかは太陽風や磁気圏に原因する
ものと考えられる。

この論文でほこのように variable
な S_q 磁場が どうしておこるのか？
を述べ、更にその役割についても相
関をおおそうと思う。そして、それら
の結果をサテライトやレーザによる
観測と比較して検討してみたい。

オ2図 S_q の日々変化



九大理 北村泰一

地上局の磁場変動から推定した電離層中の等価電流系は、その解釈に注意を要する点があるにしても、それはその変動と生起する機構等の解明に有用な一つの手がかりであることには間違いない

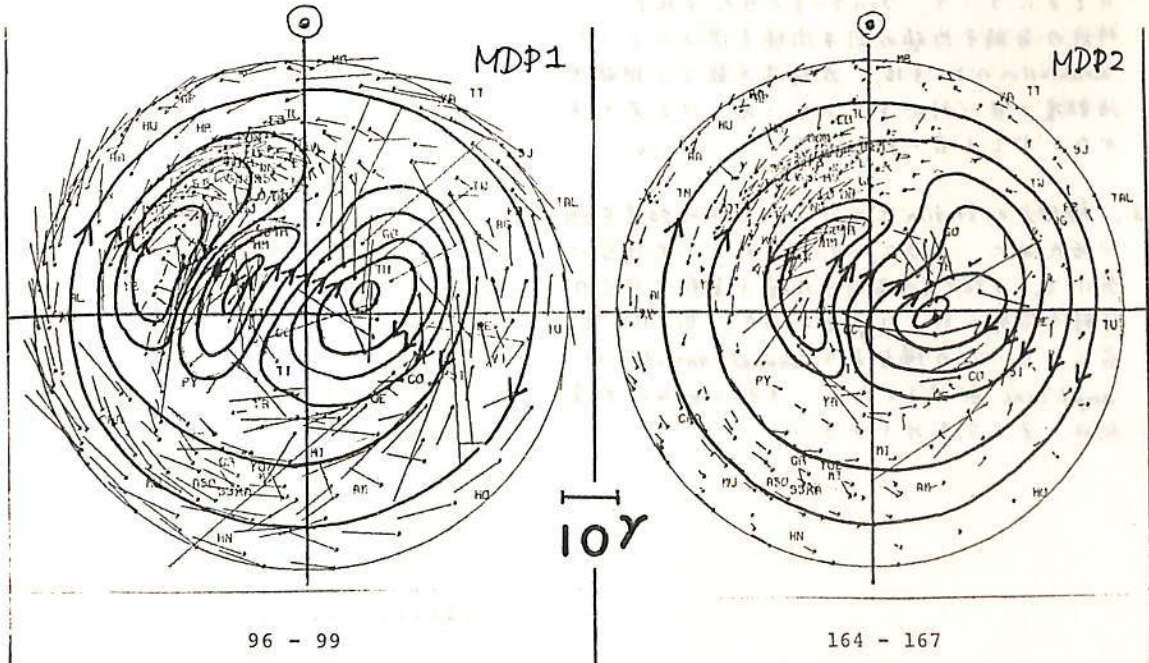
ところで、地磁気変動には、ULF, DP2, DP1, Sq から永年変化まで、幅広いスペクトルを含んでいる。Sq以下の比較的短周期のものについては、その形成する等価電流系が良く知られているが、1日以上の周期をもつ変動については余り手が付けられていない。従って、1日以上の長周期のものについて、それがDP等短周期のものとの等価電流系と同質のものであるかどうか、また長周期のものの中でも各成分の電流系に差異があるか否かを調べる必要がある。

作業量はかなりの量になるので、ここでは1報として、7日、15日、27日周期程度のものを取扱うことにする。

材料としては、WDC2 よりお世話になっている 1958年(約70ヶ所), 1959年(約70ヶ所), 1965年(42ヶ所), 1967年(28ヶ所), 1968年(28ヶ所)の北半球観測所の magnetic hourly values である。

[結果] 今迄のものとは異なる典型的電流系

- (1) MDP1 (Modified DP1) ... 高緯度=3つの Vortices + 赤道=1つの zonal current
- (2) MDP2 (Modified DP2) ... " 2つの Vortices (MDP1の1つの Vortexが脱落) + 赤道西向き zonal current
- (3) MDP1 と MDP2 は IMF に関係して 13 種 である。以下講演時。

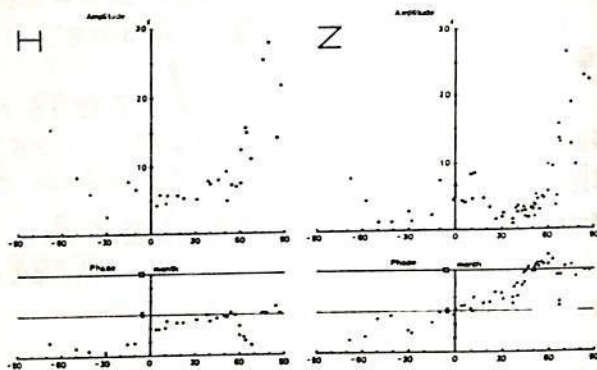


長井 嗣信 ・ 福島 直
地磁気観測所 東京大学理学部

地球磁場における annual variation の解析は、古くは Cynk (1939) による disturbed days の解析、Vestine et al. (1947) による世界各地の data の解析などがある。Vestine et al. (1947) は、極地方の Z の annual variation が特に大きいことに注目しており、Nishida et al. (1965) は、太陽風と地球ダイポール軸のなす角が季節変化することにより、夏に磁力線がより倒れるため Z が夏に小さくなることを説明している。Malin and Isikara (1976) は、オーロラ帯以下の緯度における annual variation は、夏冬で ring current および auroral electrojet の緯度が変化するとすれば説明できるとしている。著者達は、世界各地の長期間の data を用いて annual variation について解析を始めたが、ここでは、これまでに得られた結果について、特に極地方について報告する。

図 1

1. S_0 の効果を除くため、真夜中付近の H と Z の毎時平均値の日平均値を、 $S_i = \frac{1}{2} (\pi_i - \frac{\pi_i - \pi_{i+6}}{2})$ というフィルタをかけ、annual variation を、 $AV = a \cos(t - \theta)$ の形に近似して、amplitude a と phase θ を世界各地の station について決めた。地磁気緯度に対してプロットしたものを図 1 に示した。data は 1957~1964 年を使用した。



2. 1957~1974 年の Resolute Bay ($\phi = 84.3^\circ$) の H と Z について、フィルタをかけた真夜中付近の毎時平均値の日平均値を図 2 に示した。modulation のようきは、太陽黒点数より地磁気活動度と良く対応を示している。H と Z とは、かならずしも良く対応を示していない。

RESOLUTE BAY

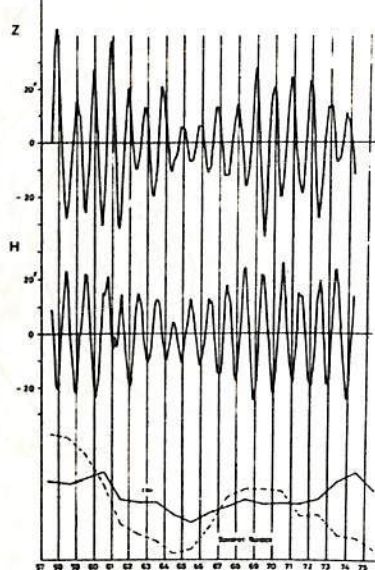


図 2

3. 極地方の station について、IMF の効果を調べるために、 $B_z > 0, \sim 0, < 0$ の 3 つの場合に分けて、1968 年の毎日平均値 (真夜中付近の毎時平均値に対して) を求めた。 $B_z < 0$ の場合に、 $B_z > 0$ の場合より annual variation の amplitude が大きくなり、その amplitude の変化は、Z よりも H で大きい。

桜井 邦朋

神奈川県工業部

現在、地球付近で観測される宇宙電子のフラックスは、宇宙電波強度をメートルの観測から予想される値に比べて、2乃至4の因数だけ小さい。観測される電子のエネルギーからみれば、電子フラックスの太陽活動への変動結果は約10%までであるから、この不一致の原因は、太陽系外空間の物理が推定入るのと考えられる。すなわち、この原因が、銀河磁場の大きさのとりかえらるると考えられる。この場合、太陽系近傍の宇宙線密度、或はまた宇宙電子密度（これは地球付近で観測される）は、銀河系空間におけるこれらの密度と同じはずであるという仮定がなされている。

太陽系が現在包まれている空間は、 $\sim 10^6$ 年前に爆発した超新星の残りの熱いプラズマに充たされている。したがって、太陽系近傍の空間（太陽から ~ 100 pc以内）の物理的状態は、銀河系空間のそれとは一般に異なることを考えられる。この場合には、宇宙線密度も、これらの空間では相互に異なることを推定される。この相異が、前記した宇宙電子と宇宙電波の異なる観測結果からの推定と不一致の相異と一致すると、太陽系近傍の宇宙線密度と磁場強度はともに、銀河系空間（ > 100 pc 離れた）のものに比べて、前記引用した因数だけ小さいと考えられる。

太陽系を包むこのプラズマ領域は、同じくいると予想されるが、現在この領域に存在する宇宙線の大部分は、この領域の成因として超新星の残りの熱いプラズマから生ずる。この提出した解釈は、高エネルギーの宇宙線と10分程度の天文観測結果からの推定と一致している、銀河系空間での宇宙線密度の平均値と一致している。

18A-I 68 太陽フレア粒子の伝播のシミュレーション

奥目信三

名古屋大学空電研究所

1960年代にParkerにより、太陽フレア粒子の惑星間空間での振舞いは拡散方程式で表現されること提案された。これ以来、様々な観測からモデルの精密化が行われて来た。主な改良点は、断熱膨張減衰項の導入、時間依存性、非球対称性の考慮等である。この手法は、数学的には可能な限り単純な解析的解を求めることだが、最近では磁場の形により現実的なものとする傾向にあり、この場合には数値的解法も大いに利用されているようである。

ここでは、より直接的に異方性ランダムウォークの過程を数値実験により再現し、フレア粒子の伝播を近似することを試みた。尚早ゆえに、二次元とし、磁場はアルファメタス堪線とし、太陽風の速度は400 km/sで一定とした。更に計算時間を節約するために、ランダムウォークの歩中に与える物理的性質を代表させることにした。また、アルファメタス堪線磁場は太陽近傍では近似が悪くなるので、Injectionは0.1AUで起すとした。

実験の結果を1AUでの観測データと比較することにより、歩中・異方性等の心算データの範囲を限定することが出来た。しかし、このような手法では、実行の異なる観測データがないと、モデルをユニークに決めることは出来なことがわかった。特に重要な心算データは歩中の距離依存性で、これは拡散方程式に於いては、拡散係数の距離依存性に対応する。

現在テストしているモデルは歩中が距離の一次に比例するものである。タイムプロファイル、フレア開始からフレア粒子強度が最大値に達するまでの時間の太陽面経度依存性等の観測データと比較して、次のような心算データを得た。

磁カ線方向の歩中: $\langle l_{\parallel} \rangle = 0.1 * R$ (単位: AU)

異方性: $\langle l_{\perp} \rangle / \langle l_{\parallel} \rangle = 0.2 \sim 0.3$

このモデルでは、これらの量に他に、外向きに0.005~0.01 AUの一定の歩中を必ず付加するものとタイムプロファイルを説明出来ることわかった。このことは外向きの歩中が少くとも一定時間付いていることを示している。

齋藤尚生
(東北大・理)

地球磁場が27日周期、即ち太陽自転周期で乱れることは古くから知られ、Bartees (1932)等が、その擾乱源に相当する太陽面上の領域に、同定されるべき何らかの現象を見出そうと試みたが、当時の観測技術からは、その領域に何の現象も見出せなかったのむ。その領域は、Mysterious Region 又は Magnetically Active Region、略して M-region と名付けられた。1950年代になって Babcock が photosphere の弱磁場を survey することに成功し、筆者 (Saito, 1962) 等によって、M-region の正体は低緯度の単極磁場領域 (UM-region) であろうと示唆された。

果せるかなその後の観測は、この示唆を裏付ける事実を次々に明らかにした。即ち UM-region からは、太陽磁場が直接惑星間空間に向って広がっており、そこから高速太陽風が吹出して、地球磁気圏を乱すという因果関係が観測的に裏付けられた。そして更に最近議論の盛んな coronal hole については、open field line が corona の保温を妨げているせいであると考えられている。従って永年 veil に覆われていた "Mysterious Region" の正体こそ、単極性の低緯度 coronal hole であることがつきとめられたと言って良いであろう。

さて、前項の講演で述べられるごとく、M-region は大抵2個同時に現われて、両者はお互いに太陽の中心に対して対蹠点関係を保ちながら自転するという傾向がある。この事は、太陽の極域 coronal hole から低緯度に向って、舌状 coronal hole が対蹠点方向に延びるという傾向と論理的に合致し、かつ低緯度 coronal hole が斜交 dipole によるものであることを推測させる。この様に考えると、この斜交 dipole の magnetic equator は、とりもなおさず solar sector boundary を示すことになるので、前回の学会で報告した solar M-region と solar sector boundary の位置関係に関する観測結果もよく説明され、益々 two-hemisphere model にとって好都合となる。

第1図と第2図は、極および低緯度の coronal hole, M-region, oblique dipole, solar & interplanetary sector boundaries 等を、two-hemisphere model との関連において模式的に示す。

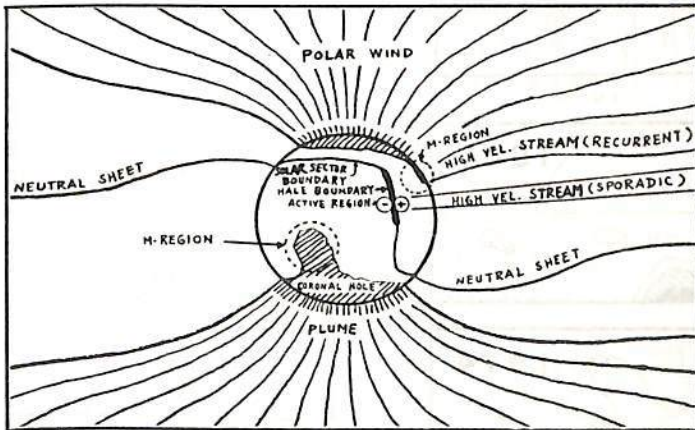


Fig.1

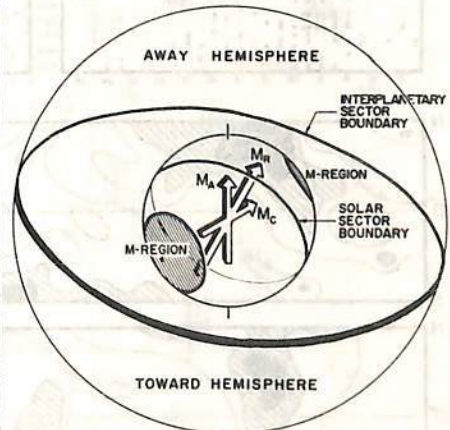


Fig.2

齋藤 尚生・田村 忠義
(東北大・理)

地球磁気圏の擾乱を表わす geomagnetic activity indices が sunspot declining-minimum years に 27 日周期性を示し、かつその時期には equinoxes に peak を持つ様な半年変化を示すことは古くから知られているが、筆者はその半年周期変化が、春分丈に peak を示す 1 年変化と、秋分丈に peak を示す 1 年変化の組合せによって生じている事を 1965 年の論文で指摘し、かつこの様な M-disturbance の性質が Solar Cycle Nos. 16-19 の総ての solar cycle を通じて見られた事を述べた。第 1 図はそのうちの 1932~1935 年の変化を示す。而も scanning method を Kp を解析してみると、太陽面上には各 solar cycle に共通していつも 2 個の M-region が同時に現われる傾向があり、両者はお互いに太陽の中心に対して対蹠点の位置関係を保ちながら自転していることが解った。第 2 図はその対蹠点性質にもとづいて、以前の論文 (Saito, 1972) で提唱された地球磁気圏擾乱に関する ARS-SEQSM model を示す。

M-region に関するこの様な対蹠点性質が若し real であるとする、次項の講演で述べる様に、coronal hole, oblique dipole, solar & interplanetary sector boundaries 等を、2-hemisphere model との関連において総て統一的に都合よく解釈出来ることになる。従ってこの対蹠点性質が spurious なものでなく常に実在する事を検証することは、基本的に極めて重要である。そこで入手し得る最も長期間の geomagnetic daily activity indices を用いて、この対蹠点性質を検証した。

我々はこの 1 世紀間に 9 回の 11-year solar cycle を経験し、従って 9 回の M-disturbances を経験した。そこでこの 9 回の総てに対して scanning method を適用して、M-region の太陽面上位置を推算した処、個々に強弱の差はあるものの、予測通り 9 回共 M-region の対蹠点性質が確認された。第 3 図はそのうちの 1890 年に現われた M-region の対蹠点性質を、synoptic map 上に示す。
(および 1974 年)

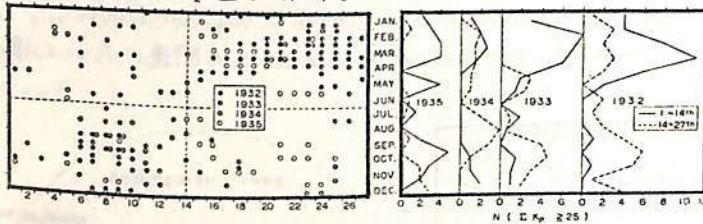


Fig. 1 (Saito, 1965)

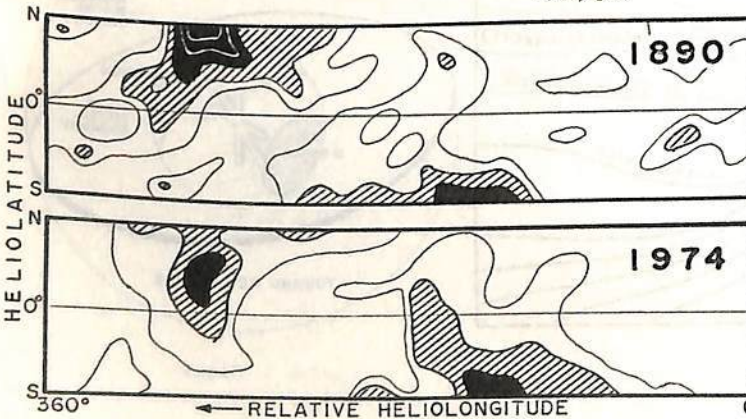


Fig. 3

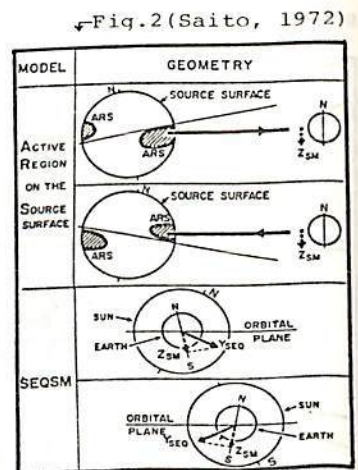


Fig. 2 (Saito, 1972)

村山 喬
(名古屋)

SkyLab をはじめとする最近の太陽コロナの観測により、太陽の極域から低緯度に延びる、コロナ揮度の低い領域(コロナル・ホール)が、高速太陽風の源になっていることが明らかになった。このコロナル・ホールは、太陽活動減衰期に現われるが、一度生成されると、かなり長くその状態が保たれ、数年に亘って持続することがある。この持続された高速太陽風の領域が、27日再起性地磁気活動を惹起し、それが Bartels 以来の、「M-region」の実体であるという提案は、Neupert and Pizzo (J.G.R. 1974) によりなされている。

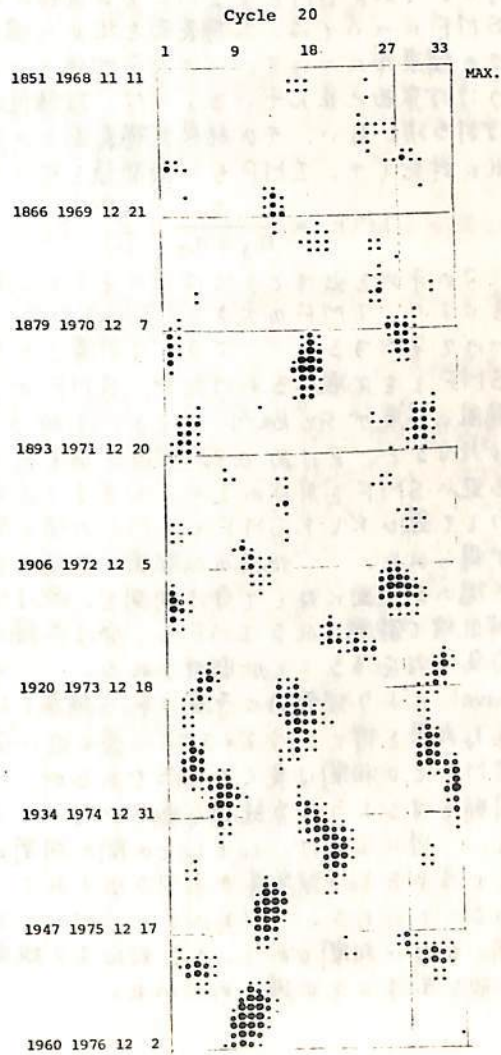
この報告は、27日再起性地磁気活動を、コロナル・ホールの観測結果との関連において、くわしく再検討し、更に過去の地磁気活動度の記録を用いて、最近の110年(10 solar cycles)における、コロナル・ホールの発達の状況を推測することを狙いとしている。

地磁気活動度の1日平均値を a_i とするとき、まず

$$\delta_i = (a_i - \bar{a}_i) / \sigma_i$$

を求める。ここで \bar{a}_i は、その日を中心とした27日間の a (a_k ; $k=i-13 \sim i+13$) の平均値、 σ_i はこの27日間の a_k の \bar{a}_i のまわりの分散である。 a_i に27日再起性があると δ_i の大きい値が27日ごとに見られる。この再起性地磁気活動の measure としては、 δ_i を、 $i-54, i-27, i, i+27, i+54$ 及びその前後の日の計15日について平均した値、 Δ_i を用いる。 Δ_i は、27日再起性地磁気活動に大きいウエイトを与えた一種の移動平均で、他の原因(特に太陽フレア)による δ_i の増大の影響を小さくすることを意図している。

コロナル・ホールの観測がある solar cycle-20 の太陽活動減衰期(1969~1976)につき、aa-index を用いて、 $\Delta_i > 0.4$ の日を図示したのが左図である。この図の黒点は、千種類の大きさがあり、小さいものから、 Δ_i が、0.4~0.7, 0.7~1.0, 1.0~1.3, 1.3~, に対応する。この表示によると、 Δ_i の大きい日は、春期又は秋期を中心に持つ群をなし、これらは南極又は北極から延びるコロナル・ホールに対応している。



橋田和幸 (中部工大)

太陽風によって惑星間空間へ引き出された太陽磁場(SMF)が惑星間空間磁場(IMF)を形成していることは確かであるが、これらの間の対応関係はWilcox達の言うように、両者の間の極性の一致以外には未だ明らかではない。

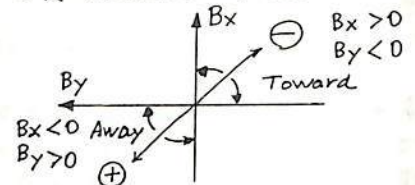
今回はMt. WilsonのSMF synoptic dataと人工衛星により観測されたIMFとを比較し、太陽表面上のどの領域の磁力線がどのようにして惑星間空間へと引き出されているのかを調べる。

太陽表面上でSMFが大きな値を持って、双極性の黒点群のように、その磁力線が表面付近で閉じているときには、IMFとして地球近傍で人工衛星により観測されることはない。これがSMFとIMFとの直接の比較を困難にしている理由の一つである。そこでSMFについては、太陽表面を北から順に8つの緯度帯にわけ、

L	1	2	3	4	5	6	7	8	
	90°	42°	28°	12°	0°	12°	28°	42°	90°

よりほぼ東西に並んでいるような、双極性の黒点群が寄与している、強い磁場についてはほぼ打ち消しあい、その結果太陽表面上の広い領域を占める一般磁場の成分が残ってくる。これに対応して、IMFも一時間値を用いて次のような一月平均値をつくる。

$$IMF = \frac{1}{n_A + n_T} \left(\sum_{i=1}^{n_A} B_i - \sum_{i=1}^{n_T} B_i \right)$$



この平均を出すときには図のように、 B_x, B_y の符号により、IMFの大きさ(Total Force)に符号をつけて平均する。こうして計算されたIMFとSMFとを比較するわけだが、SMFが1Gで太陽風の速度が500 km/sのときには約3γのIMFが期待されるので、 $R = SMF/IMF \times 10^5$ とすると、Rは約0.33程度の値を持つと思われる。そこで $R \times IMF \times 10^5$ (G)の値に最も近いSMFを前述のL=1~8までの中から一つ選り出しこのときのLを L_0 とする。こうして選り出したSMFとIMFの値の間には相関係数(γ)で約0.78±0.04の良好な相関が得られた。地球の公転面と太陽の自転軸とが約7.25°傾いていることから、地球は太陽の赤道面に対して春は南側を、秋は北側を見こむような年周運動を行う。それ故、地球近傍で観測されるIMFも、春は太陽の南半球のSMFに、秋は北半球のSMFに、より良く対応することが期待される。そこで前述の方法で選り出した緯度帯(L_0)とHeuvelにより理論的に予測される緯度(L_e)とを比較すると $r = 0.42 \pm 0.10$ の統計的に有意な結果を得た。今 $R \times IMF$ に最も近い値を持つSMFを選り出しているので、IMFとSMFとの相関は良く当然であるが、 L_0 と L_e とは独立であるので、もし L_0 に一年を周期とするような系統的な動きがないとすると、 L_0 と L_e との間の相関は0になるはずである。逆に言えば、 L_0 と L_e との間の相関が統計的に有意であることから、平均的には、ここで求めた L_0 の緯度帯から引き出されているSMFがIMFとして地球近傍にまで達していることになる。以上よりSMFとIMFの間には、その極性のみならず大きさの間にも良好な相関があり、また対応する緯度帯については、理論的に予測されるものと良好な一致を示すことが確かめられた。

18A-I 73 太陽フレアと急始型地磁気あらしの対応に関する統計的研究 (I) 初期結果

丸橋克英・石井隆彦
電波研究所平磯支所

太陽フレアと地磁気あらしの関連は非常に古くから知られており、特に最近30年間の太陽電波の観測から、地磁気あらしをひき起こすような太陽フレアの多くは特徴的な電波放射を伴っていることが知られている。この研究の目的は上記太陽フレアと地磁気あらしの関連について、できる限り多くのデータを用いて再調査し、詳細な関連性を明確にすることである。フレアのデータとして UAG Report Nos. 14, 52 (Dodson & Hedeman, 1971, 1975) にまとめられた "Major Flare" を用いる。ここで Major Flare とは (1) $Imp \geq 3$ の SWF (2) $Imp \geq 3$ の H α フレア (3) 10 cm 波長電波フラックス $\geq 500 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (4) II型電波バースト (5) 10分以上継続する IV型バーストのいずれかを伴う太陽フレアを意味している。

データ解析は世界各地の地磁気観測所から報告された急始型地磁気あらしと、その原因と考え得る Major Flare とを対応させることから始まる。SCより1日~3日以前に起きた Major Flare のうち、強度の大きい 200 MHz の電波放射を伴うもの、IV型バーストを伴うもの、Importance の大きいものを選ぶことにより行なった。このように SC と対応づけられた太陽フレアを基に統計解析を行なうことにより解答が期待される問題を下に列挙する。

- (1) 地磁気あらしの原因となる太陽フレアの特徴 (H α Importance, 電波スペクトル等)
- (2) 地磁気あらし発生確率のフレアの太陽面上の位置に対する依存性
- (3) フレアから SC までの時間差を決める因子 (フレア経度, IPショック, 太陽風速度)
- (4) 地磁気あらしの大きさを支配する因子 (フレア規模, 太陽風速度, IMF)

このアブストラクトを書いている現時点までに得られた 1970-1974 年の現象についての予備的結果は以下の通りである。この期間に二箇所以上の地磁気観測所から急始型地磁気あらしとして報告されている現象は 107 あり、このうち 78 の現象がフレアと対応づけられた。この間 "Major Flare" 及び "Lesser Flare" は 700 余あり、このうち IV型, Continuum, II型のバーストを伴うものが 520 である。これらの電波バーストを伴う太陽フレアについて Importance 別に SC との対応を示したものが下の表である。

H α Imp	IV型バースト			Continuum バースト			II型バースト		
	全フレア数	SCとの対応	%	全フレア数	SCとの対応	%	全フレア数	SCとの対応	%
3	4	4	100	0	0	—	1	1	100
2	35	17	49	4	3	75	14	2	14
1	89	21	24	14	3	21	60	7	12
0	96	10	10	11	1	9	96	2	2
報告なし	38	2	5	5	0	0	51	1	2
計	262	54	—	34	7	—	222	13	—

笹村 義孝
京都産業大 理学部 物理

Auroral Electro-Jet (AEJ) の強度を示す標準的な指数 (AE-index) を用いて Substorm と IMF の B_z 成分の関係と調べて見ると、 B_z と AE との間には時間的な遅れが 15~20 分、平均で約 40 分であることが Meng et al. (1973) によって見いだされた。また AU は、季節変化を伴うことからその原因が磁気圏プラズマ対流によると考えられる。そのために DP-2 型の磁場変化から求められた IMF の B_z 成分との時間的な遅れと類似した傾向をもつと考えられる。一方 polar cap 内を流れる電流の強さを示す PCM に対しては非常にタイプごとの遅れが 20~30 分である。これに対し、AU は Westward electrojet に対応するもので約 1 時間程度の遅れが期待される。しかも、AE index は IMF の B_z 成分に対して、2 段階のレスポンスが考えられる (Kokubun et al. 1975)。

地磁気資料のみから、小口 (1968) は Auroral zone から地磁気緯度 50° で 18~24 (MLT) 付近に現われる "magnetic spikes" について調べ、そのような磁場変化が、磁気圏の高緯度 (地磁気緯度 50° 付近) から始まり次第に昼側側の Auroral zone および夜側の polar cap へと発達することが示された。後に、飯島は磁気圏嵐についてその発達過程について調べ、ほぼ同じように (Auroral oval 内では) 昼側側の polar cap (地磁気緯度 50° 付近) から、磁気圏嵐の発達が阻まれ次第に polar cap をとどめて夜側へ行くに従って発達して行くことを示した (1974)。しかしながら両者は IMF については議論していない。

IMF の B_z 成分と同様に B_y 成分も特に polar cap の磁場変動に対して重要な要因となる。 B_y 成分の影響は地磁気緯度 50° 付近の zonal current として polar cap 付近に現われる (Svalgaard 1973) ために磁気圏嵐の発達において、そのような zonal current の存在 (B_z と B_y が同時に変化する場合) のためにあたかも polar cap の昼側側から始まるように見える。しかも IMF の各成分と高緯度帯の磁場変動と対応させて調べることは重要であると思われる。

今回報告することは、以上の観測に立って IMF の B_z 成分が南向に変る場合、磁気圏、特に地上の磁場が時間的にどのように変化して行くか、標準的な AE index を用いずに個々の観測所の "なま" の資料と IMF の B_z 成分との cross-correlation をとり、IMF の B_z 成分のレスポンス・タイムの地域的な分布を調べて見た事である。

前沢 潤
東大宇宙研

地磁気活動度が太陽風中のどんなパラメータに依存するかは、かなり詳しくわかってきたが、まだ不明な点はいくつかある。直接地磁気活動度に影響することからは、ヨリしているパラメータとしては、太陽風速度(V)、太陽風磁場強度(B)、太陽風磁場の緯度角(θ)などがある。この他に太陽風磁場の Variance (1時間内の fluctuation of the power, σ)、太陽風密度(n)なども影響すると主張している人もいる (Garrett et al., 1975, Svalgaard, 1977)。

今までの研究で欠けている視点は、太陽風と磁気圏の相互作用のメカニズムからいつだけではないかもしれない。従って、異なる地磁気擾乱 index は異なる相互作用の影響をより多く受けているかも知れないということである。もしそうであれば、太陽風に対する依存性は各 index によって異なってくることになり、この点を考慮して全体を見直す必要がある。今回は、地磁気擾乱の index として3種類の index A_m , A_L , A_U を選ぶ。それぞれの index に太陽風の各パラメータがどう寄与するかを調べた。その結果、太陽風パラメータの影響は、これらの index によって定性的にも定量的にも異なるという重要な事実が判明した。特に重要な点は次の通りである

- 1) 太陽風速度を V とすると $A_U \propto V$, $A_L \propto V^2$ 。これは前回の学会で報告した。
- 2) 惑星間空間磁場の Variance(σ)の影響は(みかけ上)全ての index にあるが、 A_m index に特に大きい。また、 A_U , A_L において $\theta \sim 0$ のところで σ の影響が強い傾向があるが、 A_m index ではその傾向は小さく、全ての θ に対して σ の影響がある。
- 3) 太陽風粒子密度 (n) の影響は、 A_U , A_L index にはほとんどないが、 A_m index は非常に明らかな n に対する正の依存性を持つ。

上記の点について考察を加える。特に2)については、 A_L , A_U と A_m index の定義の違いによって入ってくる σ の効果が説明できることを示し、3)は A_m がより低緯度の擾乱の index であるため、SI mode の太陽風磁気圏相互作用 (磁気圏全体の太陽風による膨張圧縮過程) の影響を受けていると考えれば説明できることを示す (Nishida and Maezawa, 1971)。

文献

- Garrett, H.B., A.J. Dessler and T.W.Hill, Influence of solar wind variability on geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 79, 4603, 1974.
Nishida, A., and K. Maezawa, Two basic modes of interaction between the solar wind and the magnetosphere, J. Geophys. Res., 76, 2254, 1971.
Svalgaard, L., Geomagnetic activity: dependence on solar wind parameters, SUIPR Report No. 699, 1977.

上出 洋介 (京産大理)

The auroral electrojet indices have been most widely used in the literature as a quantitative indicator of auroral electrojet activity. In fact the AU and AL indices defined respectively by the upper and lower envelopes of the superposed H component magnetic variations from a number of auroral zone observatories provide better measures of the ground magnetic effects of the eastward and westward electrojets than any other geomagnetic activity indices. It is for this reason that during the last ten years, the University of Alaska, the National Aeronautics and Space Administration, and the National Geophysical and Solar-Terrestrial Data Center of NOAA, all in U.S.A. have undertaken a program of the derivation of the 2.5-min and 1-hr indices to provide the scientific community with a record of the electrojet activity, which can be studied with other ground-based and satellite observations. Using the published values, some statistical characteristics of the indices themselves have also been discussed. Note that the auroral electrojet indices have been formally recognized in a series of IAGA resolutions.

However, as discussed by Rostoker in 1972, all geomagnetic activity indices have their own limitations, and the auroral electrojet indices are not the only exceptions. This is primarily because each of them represents magnetic activity only along a certain latitudinal band. In particular it has recently been pointed out that the auroral oval is quite dynamic, expanding equatorward and contracting poleward in association with the interplanetary magnetic field variations and substorm activity, so that the electrojet index observatories, which are distributed along the 'auroral zone', cannot monitor precisely the electrojet activity. The correlation between the present AE values and other parameters must be carefully performed. When a poor correlation is obtained, it is quite important to examine if it is physically significant or just due to imperfectness of the indices as a measure of the electrojet intensity.

In view of the increasingly wide use of the auroral electrojet indices, it seems quite timely to reexamine and evaluate their exact meanings and to summarize their limitations. In this paper we examine what the auroral electrojet indices AU, AL and AE indicate, and state their limitations as a measure of the detailed conditions of the auroral electrojets. Some of the limitations arise from the data availability and also from the present simplified scheme in deriving them, but some of them originate in the definition itself. It is pointed out that the auroral electrojet indices provide, from their definition, a measure of the maximum current density of the auroral electrojets, not their total current which is most often needed in studies of magnetospheric substorms. The present sparse network of magnetic observatories distributed only in longitude often fails to record accurately even the maximum electrojet intensity. Improvements of the indices are suggested in this talk by introducing an alternative global geomagnetic activity index.

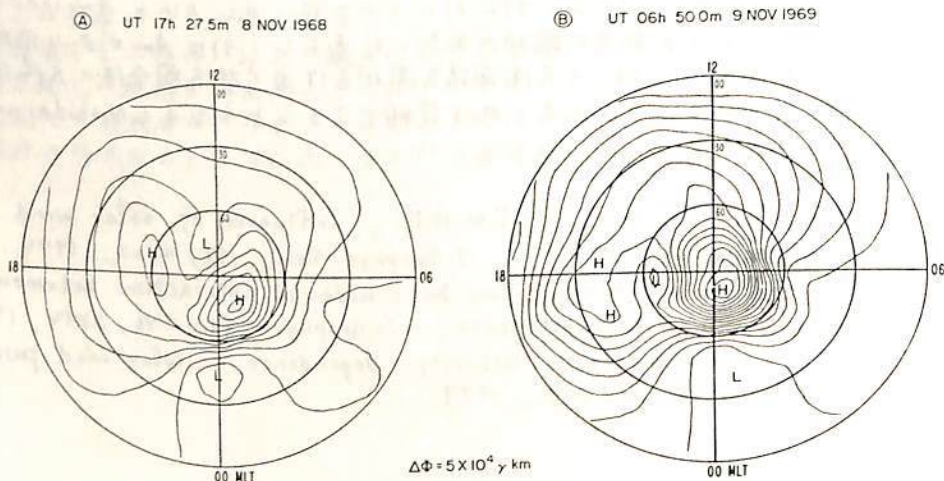


Figure 1. Magnetic potential contours (equivalent ionospheric current systems) for two epochs A and B, which give the same AE index values. The direction of the ionospheric current is clockwise around the letter H and counterclockwise around the letter L.

清水 幹夫 (東大宇宙研)

金星の内部構造に対しては、二つの相反する見方がある。一つは Lewis によるもので、鉄は溶融した金属鉄として CO_2 に入り、mantle 中の FeO の量は地球の 12% に比べ数%程度と低く、全体に地球に比べ還元的地域であるとす。これに対し Ringwood-Anderson は、金星の比重が圧力零の状態地球に比べ 2% ほど小さいから、 FeO は 25% も含まれ、地球より酸化的地域と批判している。この種の議論には、火星内部が FeO の多量に含み、水星が金属鉄と多量に含むこととも同時に考慮しなくてはならないことは明らかである。

Lewis 説では、その裏付けとして solar nebula 内の温度分布の断片的であり、かつ長い間高温であったことが要求される。このような状態を伴うには solar nebular mass は太陽質量程度を許さねばならず、その場合、太陽系はむしろ連星に存在するであろう困難がある。nebular mass を $1/10$ とし、Safronov-Hayashi-Goldreich の Sedimentation-Fragmentation-Accretion sequence に立つてこれら惑星の振舞いを説明しようとする。その時は solar nebula 中の塵量分布は、火星-小惑星帯で大量の塵量が失われたという風な採りかたを要する。すると、鉄の酸化度分布は solar nebula の半至方向の sedimentation time constant の差と、比較的低温の温度分布から推定し、定性的に説明できる。

金星の内部が地球に比べ酸化的地域であり、かつ Lewis model によれば金星の水および硫黄をとり込めなかった。すると地球の Ozimic が指摘したような sudden degassing によつて形成された金星大気は、完全に H_2O , CO_2 , N_2 の Rubey 型になる。最近の Venus 9210 の質量分析データはこのことを裏書する。また別の論文で述べたように、地球の ^{15}N の 1 階級をいれれば、このデータは金星の表面部に炭素変換が混入したことを、金星と地球の相似性はこれと一致する以上はむしろ著しいことと意味するようである。

土壌現在の金星上には H_2O は CO_2 の 10^3 しか含まれていない。金星上の H_2O 量は 10^{21} g 程度と推定される。金星上の太陽定数は地球に比べ 2 倍多いため温室効果が強く働き、水は上層大気に昇り、光分解する。水素の多い上層大気は温度が高く、 H は速やかに逃げ去り、残った O は地表に吸収された。もし Donahue は H_2O 量の減少で CO_2 量以下に落ちた際、上層大気の温度は現在と同じように $300^{\circ}K$ 位に低下し、 H の thermal escape は停止してしまつたと交換する。この現象は H の non-thermal escape を考へることによつて解消される。既にマリナー 5, 10 はこの種の分子を多く検出した (Barth et al, Broadfoot et al)。See と McElroy は熱的水素分子分布の解析を行った。金星上層大気、eddy diffusion coefficient K が $10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 以上であると、その異常に低い濃度と説明し得る。Hunter, Donahue は同じ結論を出している。しかし、non-thermally escaping hydrogen を考へれば、 H の低濃度は説明できる。CO mm 波領域の観測によつて、金星上層大気の K は $10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ だと説明している事実も我々の見解をよく調和している。

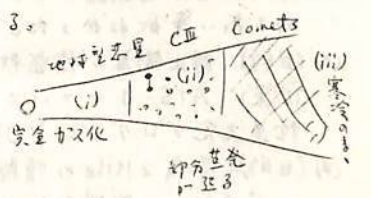
H_2O の 1 億年 (この間の thermal escape の CO_2 の割合から 10 分の 1 程度) 更に数 10 億年かかると non thermal escape の 1000 分の 1 になる、その間に D/H 比は、地球の 10^{-4} から定常状態に $10^{-2} - 10^{-3}$ に近づき、大差がある。現在の $D^{16}O/H^{16}O$ 比は 10^{-4} 程度と推定され、この比は上限は Connes の best spectrum を用いて $1/90 - 1/80$ であり (L. Kaylan; 私信)、検出の充分な精度は得られていない。Venus Pioneer の観測はこの比を測るための手がかりをもち出したとされている。

清水 幹夫
(京大宇宙研)

太陽系内。非揮発性物質より成る天体の化学組成を決するは Sedimentation-Fragmentation - Accretion の 3 系列の内の最前期に於て solar nebula の加熱・凝結・沈殿の過程で決すると思ふ。solar nebula 中の沈降する粒子 P は、重力の区成分 $GM_0 M P / a^3$ とマッハ力 $\rho v_{th}^2 P$ の釣合を採つ。マッハ力と沈降の time constant は $\propto P^2 a^3 / \rho P r_p$ ($\sim 10^5$ years at the earth's orbit) に比例する。同一軌道上では P の比が同じである。Hayashi-Nakagawa の計算によると、この沈降速度は塵、成層速度の cooperative effect を得た。nebula 中の dust disk formation は最後の factor 3 の時間内に急進に終る。ガスが塵に凝結する際、揮発性物質が岩石と鉄とを分離し (Hasegawa)。低温時にはガスと岩石は隕石の揮発成分を生成する。岩石と鉄の比重比は 3.4 になる。Fe planetesimal の成る頃には、岩石は子に沈降中であり、更に揮発性成分は nebula 中の一掃される。この鉄の塊が子で成る惑星の core へと集積し、この酸塩と C-ch の方が上へより降り mantle を作る (heterogeneous accretion: 他は 2 行目は Turekian-Clark 型と化学組成の異なる)。岩石の割合が 4 割、鉄の割合が 2 割、酸塩と C-ch の割合が 4 割、地球の $P=0.2$ の場合、地球の $P=0.2$ の場合、一掃後の planetesimal の集積は homogeneous accretion に作る。惑星の周囲には Hayashi の指摘したような 1000 気圧の厚い大気があり、この blanketing 効果で mantle の温度、酸塩と C-ch は混じり Ringwood の pyroclite になる。

この惑星の成る原因の関連として、範囲内の異位ライトの組成と同位体異常を指摘する。隕石の比重比 FeO 含量 (Miyashiro) と ^{15}N (Clayton) の分布から見て、E-ch と O-ch の地球型惑星軌道で形成したものと、近か supernova から打ち込まれた ^{16}O rich の spinel 粒は、この gas の nebula 内で沈降し、中心部の高濃度になる。この凝結と沈降から Fe と Ca, Si の凝結沈降する。地球の中心部は E-ch は ^{16}O , Fe rich の Ca poor である。E, H, L, LL-ch の凝結形成し、Ca の富み、鉄の不足になる。 ^{16}O 異常は E-ch と地球の一致は、この沈降の偶然にすぎない。その後 (2) 行は chondrites の time sequence の重要である。

一方、 ^{16}O と ^{15}N の富む C-ch の内、分級 C1, C2, C3 はその location sequence に沿って。土星の外縁付近の隕石層は nebula 形成時の加熱が弱く comets に連なる。この内側では Onuma の指摘したような 蒸発成り起る (CIII 型) になる。
(これは塵の凝結の加熱が弱く、comet とは大きく異なる。太陽系加熱は内側へ及ぶ。故に comets は C-ch から出来た。) 以上を要約すると、solar nebula は 4 の初期過程に於て、右図のような (i) 地球型惑星の condensation-heterogeneous sedimentation 領域、(ii) CIII-ch 型の partial evaporation 領域、(iii) cold dust の comet 領域に分れる。各領域毎に独自の time sequence, location dependence を持つことになる。地球は (i) 領域、典型的な天体になる。その内→外へ、構造は、随って time sequence に平行する。E-ch は core 付近、O-ch, C-ch は mantle の南端に連なる。(従って地球の同位体比は E-ch の方が元素無肉、C-ch と C-ck は平均の内側になる。) 地球内部の岩石 $^{15}N/^{14}N$ 比が大気よりも大きいことは、この沈降現象による。(つまり Earth mix up した C-ch の中から) 地球 C-ch は Apollo 型土星隕石と類似する。これは物質は、金星から大量軌道にある天体の地球型惑星、環状の中へ今の軌道に移る。その時移りたものは、その上を補給したものと考へた。



高橋昌士信, 川尻龜大, 河野宣之, 吉野泰造, 小池国正

(郵政省電波研究所 鹿島支所)

1. はじめに

10^{-12} 秒に及ぶ高安定原子時計の発達と、メガビットオーダーの情報を高速演算処理できる工学校術の発展は電波観測の手法に大きな変化を引き起こしている。地球電磁気や電波天文等の電波観測部門においては、従来は電波の振幅情報を低い精度のタイムベースで利用する事が多かった。これは到来する電波の情報の極く一部をとり出しているに過ぎない。しかし現在ではマイクロ波の帯域 $10^9 \sim 10^{10}$ Hz の高周波帯の位相情報をとり出す事も可能である。超長基線干渉計 (VLBI) と呼ばれる新しい干渉計技術も最新の工学校術を取り入れた電波位相差観測法の代表的な例である。これは全く独立の数地塊で観測した電波雑音の位相差を精密に測定できるので各方毎への応用が期待されている技術である。

我々のグループでは1977年の1月から2月にかけて電波研鹿島支所の26 m 中パラボラアンテナと電電公社横須賀通研 12.8 m 中パラボラアンテナにより、約 100 km の基線により、我国最初の VLBI 基礎実験を行い大量のデータを取得した。現在までの解析の進んでいるいくつかの点について成果を報告する。

実験に使用した観測周波数は $4.180 \sim 4.182$ GHz で 2 MHz の帯域をもつ。電波源としては実験目的により ATS-1号, インテルサット4号系 (F-8) の2つの静止衛星と, 3C 84, 3C 273B, 3C 454.3 の天体電波源を選んだ。

2. 目的及び成果

- (1) (目的): 全く独立な受信系で受けた電波雑音について理論通りの可干渉性が現われるかどうかを知ること。これは両局の原子時計の同期とローカル系への追従器の性能で決る。
(成果): 理論通りの可干渉性が現われた。3C 273B の場合で両局それぞれ約 1/5 ノットビットの相互相関をとり、フリッジの位相回転を考慮しつつ高速フーリエ変換を行って理論通りの相関パワーを検出できた。
- (2) (目的): 両アンテナに入射する電波の到来時間差を精密に決定すること。
(成果): 遅延時間差として ± 5 nsec (光路差 1.5 m に相当) の精度で決定できた。これは基線長を 100 km とすると電波源の方向を $1/1000^\circ$ で決定できた事に相当する。また、相対位相決定精度は $\pm 5^\circ$ (光路差 / m 相当) であり、VLBI の位相差決定能力が極めて高い事がわかった。
- (3) (目的): 静止衛星の精密軌道決定をする事。
(成果): ATS-1 について VLBI で得られた結果を鹿島支所衛星管制課で開発した軌道決定プログラム KODS に入力して好結果が得られた。
- (4) (目的): 帯域 2 MHz の情報を大量に記録した VTR のワウフラッタ, ジッター及びドロップアウトの影響を知る事。
(成果): ワウフラッタ, ジッターについては複位相変調によりハード的に除去できた。ドロップアウトのハード的除去は困難であり、相互相関時にソフト的に除去した。

3. 今後の地球電磁気学的応用

我々のグループで検討している地球電磁気学的応用としては高角分解能を利用した、惑星電波源の構造の解明, 太陽面観測, 地球磁気圏からの波動や粒子の到来方向の精密決定等がある。

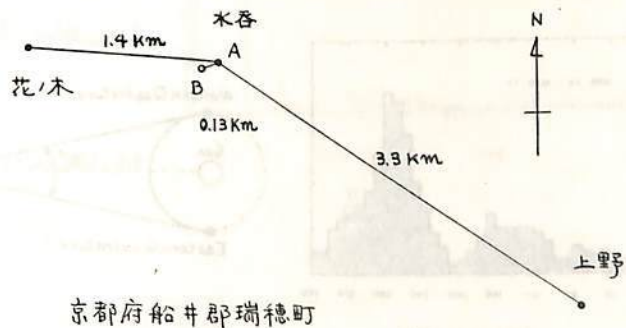
詳細については電波研季報「VLBI 特集号」が出版予定であり参照して頂きたい。

前田耕一郎, 小田進幸
兵庫医大・物理

木星からの電波が地上に達した時、その強度変動は、(i) source 自体での変動が (ii) 惑星
間空間や (iii) 地球電離層のシンチレーションにより modulate されたものとなっていると考
えられる。昨年春の学会において、~秒程度の変動の様相が木星の太陽からの elongation に
依存して変化する事より、これらの変動の大部分が (ii) によるものである事を示した。一方、
地上で観測するに限り、(iii) の影響を知る事は (i), (ii) の変動を明らかにする上でも重要である。
そこで我々は下図に示した配置の3地点で電波強度の同時観測を行い、その時間変動を比
較する事により (iii) の影響 (modulation の Time scale 及び深さ) がどの程度まで及んでいる
かを調べた。電波源 Syg A や Cas A の電離層シンチレーションの観測から、電離層内の irr-
egularity は scale が ~1km 程度で、~100m/sec 程度の速度で移動すると考えられている。
したがって、数 Km の間隔の2地点で観測すると、電離層による modulation は coherent には
現れないはずである。受信周波数は 21.860 MHz で、観測は 1977 年 11 月より 1978 年 2 月まで行
った。アンテナは3素子八木アンテナあるいは2本のダイポールからなるアンテナを用いた。
受信機としては、水呑 A はリオメータ、他の地点は通信型受信機に外部回路を付加しディ
ック方式とした物を用いた。バンド幅はリオメータ (13.5 KHz) を除いて他はすべて 5 KHz であ
る。中心周波数は、観測期間を通して 500 Hz 以内の精度で保たれた。受信機の時定数は
水呑 A が約 0.2 秒と最も大きいので、他地点の記録がほぼ同等となるよう解析時に操作し
た。受信機の出力は時刻信号 (BPV or JJY) とともに磁気テープに記録した。夜間は BPV の
みが受信される事が多く、また受信状態が不安定な事もたびたびであった。

得られた主な結果を以下に示す。① 水呑 A 及び B の強度変動は極めて良く一致してい
る。この事は、A, B 受信機のバンド幅の違いによる影響がほとんどない事及び 130m 程度
の間隔では電離層の影響はほぼ同等である事を示している。② ~秒あるいは秒以下の構造は
3地点でほぼ同時かつ同様に現れている。が、~10秒以上の time scale の変動に違いが見
られる場合がある。③ 時間変動の様子は、一般に、水呑-花ノ木の方が水呑-上野より
良く似ている。④ 3地点の記録を比較すると、大略次の3つの場合に分類できる。(a) 3地
点での変動が良く一致している。(b) ~1分程度のゆるやかな modulation を受けている。(c)
~10秒程度でかつ深い modulation があると考えないと解釈しがたい場合である。

以上から、10秒程度の時間変動までは電離層によりつくられる事があがるが、秒程度の
構造までは影響は及んでいないと考えられる。したがって elongation が 150° 以内では
(ii), (iii) の成分は良く分離されているのだが、opposition 近くでは、見分けのつかない場
合も起こり得るであろう。



森岡 昭 大家 寛
東北大理

§1. 序 木星デカメータ波放射の、木星中心部帯の経度と一知りれる System III 依在性は従来、地球でデカメータ波が観測された時の Central Meridian Longitude (CML) を用いて論じられていた(第1図参照)。しかしデカメータ波放射は木星磁気圏・プラスマ圏のダイナミックスと密接に関連しているという、これほどの残りの観測・解析結果から木星磁気圏構造を考慮したデカメータ波放射特性の解析を行う必要がある。

またデカメータ波放射は木星極域における擾乱現象の反映であると考えられるが、デカメータ波の強度変化・継続時間は木星極域擾乱現象に対する情報をもっている。

そこで以上記の観点から1974年より東北大学理学部において観測されたデカメータ波記録を用いて解析を行った。

§2. 木星離角とデカメータ波放射 木星デカメータ波の観測点としての地球は、太陽-木星座標において1年間に最大約22°移動する(第2図参照)。従って木星デカメータ波放射が、太陽-木星座標に固定した磁気圏構造に密接に関連しているものであれば従来の地球からみた木星中央子午線(CML) S III 座標での出現頻度分布は Opposition の前と後で分布を異にするはずである。第3図に1975年のデカメータ波の Main Source (Non Io Relation) 出現頻度を Opposition の前と後とに分けて示すが明らかに頻度分布には差があり、1年を直ぐ天王頻度最大である S III 270° に対し Pre-Opposition では東方が、Postopposition では西方が地球からみた Central Meridian になり、たまたまデカメータ波放射が強まることになる。つまり木星デカメータ波 Main Source の発生源は System III 経度 270° 付近にあるが、この S III 270° の子午線が公転と正対するとき、すなわち木星磁気圏の local noon にあるとき enhance されるということを示唆する。

§3. 木星デカメータ波の強度と継続時間 1977年10月より開始された1km干渉計観測によって、より信頼度の高いデカメータ波の時間変動が解析可能になった。ここでは Macro 強度及び時間変動を調べたが、得られた結果は以下の通りである。

- 1) 強度の大きい burst は継続時間が長い。
- 2) Early Source の放射は Main Source より flux density が大きい。
- 3) 継続時間の長い emission は CML 270° より先行する形で出現する。

本研究のデータ解析は佐藤技官によるものである。

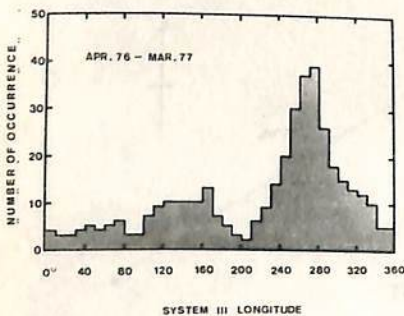


図1

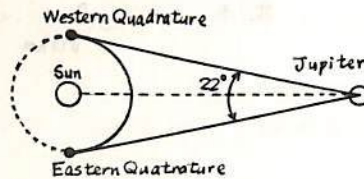


図2

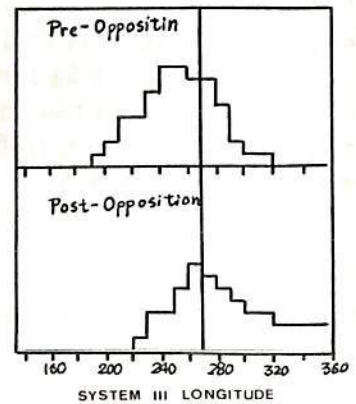


図3

19A-I 83 木星デカメラ波放射の時間変動

大家 寛, 森岡 昭, 三浦俊一, 近藤 実
(東北大・理)

1. 序

木星デカメラ波(JDW)放射はパルスの集合体として成り立っているが、それには i) 電波源および木星電離層のゆらぎ ii) 惑星間空間プラズマの変動 iii) 地球電離層のゆらぎ の3つの大きな要因がある。また、この変動の時間は広い幅をもっていて第1表のように分類されている(1)。これらの変動に関する多くの研究があるが、(2)(3)(4) 未だその原因と変動の時間構造を十分に究明するには至っていない。本研究では高時間分解能の受信-解析システムにより、木星デカメラ波放射の時間変動の様相を明らかにし i) ii) および iii) の分離を行ない、その詳細を明らかにすることを目的としている。

2. 観測システム及び解析プロセス

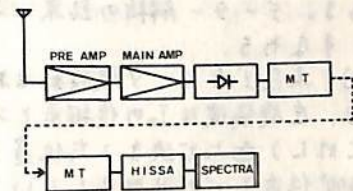
第1図に示す観測システムで受信する。最後のレスポンスを定める受信帯域幅は500 Hz及び2.5 KHzで、msecまでの変動のパルスをもちとらえることを可能にしている。MTからの信号はHISSA(High Speed Spectrum Analyzer)によりスペクトラム処理を行なった後、信号のパワースペクトラムを求めた。受信周波数は主として21.860 MHzである。

	周 期	周波数
SPITTING	~10 msec	~100 Hz
NORMAL	~0.5 sec	~2 Hz
SLOW	~10 sec	~0.1 Hz

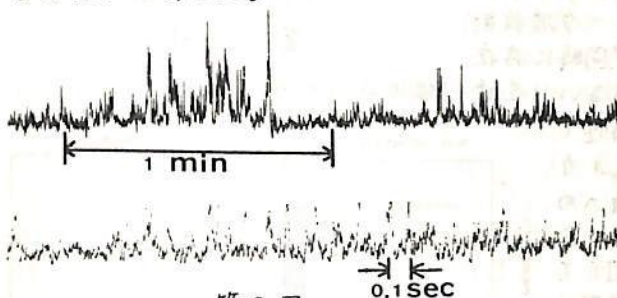
第1表 パルスの分類

3. 結果

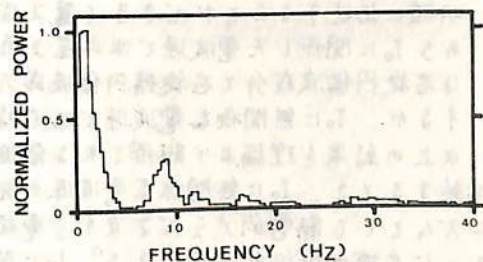
1977年12月3日のEarly Source(第2図参照)に関して解析を行ったものが第3図である。(JST 4^h10^m ~ 6^h30^m, CML 97.8°~182.5°, IO-Phase 62.3°~82.1°) 現在までのデータ解析から、木星デカメラ波の時間変動のスペクトラムに共通な性質はii)およびiii)のシンチレーションに帰結されるが、Early Sourceの時間変動スペクトラムで顕著な10 Hz付近のスペクトラルピークは発生源に関連していることが判明した。



第1図 解析システム



第2図 1977年12月3日の現象



第3図 スペクトル

4. 参考文献

- (1) Smith A.G. et al. 1966 Radio Sci. 1(New Series) No.10
- (2) Douglas J.N. and Smith H.J. 1967 Ap.J. 148
- (3) Riihimaa J.J., Dulk G.A. and Warwick J.W. 1970 Ap.J. Suppl. No.172 19
- (4) Dulk G.A. 1970 Ap.J. 159

19A-I 84 木星デカメートル波偏波の特性 (観測結果)

AEI

大家寛, 森岡昭, 近藤哲朗, 近藤実
(東北大・理)

[序] 木星デカメートル波が発見され、現在までに木星デカメートル波発生メカニズムを説明する理論は幾つか提唱されてきたが未だ充分な確認がなされていない。そこで木星デカメートル波発生メカニズムを説明する1つの手段としてデカメートル波偏波の観測を行なった。すなわち偏波観測より得られる結果を、従来に提唱されてきた理論より期待される偏波特性、特に axial ratio と比較することにより、その発生メカニズムの理論の検証を与えることができる(表1参照)。

THEORY OF DECA-METRIC RADIATION

	mechanism	mode	polarization			power
			N*	S*	AR	
Warwick	Cerenkov radiation	X	R	L	unknown	weak
Ellis	cyclotron radiation	X	R	L	≅ 1	weak
Oya	mode conversion	O	L	R	= 1	ok

*N: Northern hemisphere
*S: Southern hemisphere

表 1

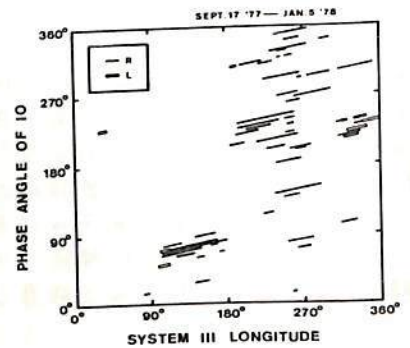
[観測結果] 受信中心周波数 21.866 MHz に対して帯域中 500 Hz をもつ偏波計を製作し、観測は 1977 年 9 月より開始された。

現在まで、木星デカメートル波偏波に関して、右旋か左旋かの定性的判断を行なえる現象として 66 例が受信された。その内、axial ratio の分布を解析することができた現象は 13 例である。データ解析の結果、以下に述べる結論を得た。すなわち、

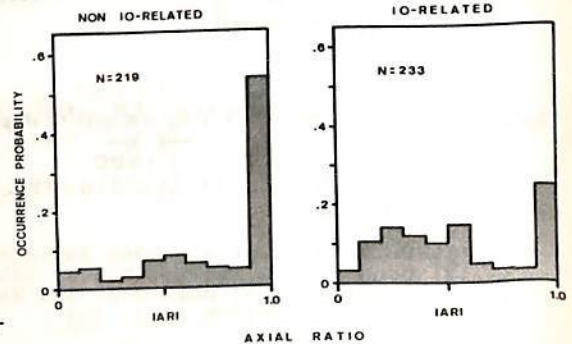
- 1) 木星デカメートル波放射は約 90% が右旋偏波であり、左旋偏波は I_0 の位相角と木星中央子午線経度 (CML) 面上で決まった位置 (CML 90° 付近と 300° 付近) でのみ発生している (第 1 図参照)。
- 2) 木星デカメートル波偏波の axial ratio 分布を、 I_0 に関係した電波源および I_0 に無関係な電波源について分類するとき、木星デカメートル波の偏波状態を最も明確に記述することができる (第 2 図参照)。すなわち I_0 に関係した電波源では木星デカメートル波放射は右旋円偏波成分と右旋楕円偏波成分が同時に存在するが、 I_0 に無関係な電波源では右旋あるいは左旋円偏波成分のみである。

以上の結果を理論より期待される偏波特性と比較するとき、 I_0 に無関係な電波源の発生メカニズムとして静電的プラズマ波から電磁波へのモード変換の理論が支持される¹⁾。 I_0 に関係した電波源からの放射の内、楕円偏波成分に関しては様々の可能性が考えられ、今後の研究課題となる。

- 1) Oya, H., Origin of Jovian decameter wave emissions - conversion from the electron cyclotron plasma wave to the ordinary mode electromagnetic wave, P.S.S. 22, 687-708 (1974)



第 1 図



第 2 図

19A-I 85 木星デカメートル波シンチレーションの観測(III)

- Main Source の放射源の構造について -

今井一雅・富沢一郎・斎藤 誠
(電気通信大学)

三地点観測 前回報告したように、私達は木星デカメートル波(JDW)の惑星間空間シンチレーション(IPS)現象を調べることによってJDWの放射源の構造に関する情報を得ることを主目的として、1977年8月末より2地点観測を開始した。12月末からは、豊川においても他と同様な受信系で観測を開始し、3地点同時観測体制に入った(図1参照)。この3地点観測のデータの相関解析によりJDWがIPS現象を起こしている場合、地上を走る Diffraction Pattern の速度、方向および Pattern の形状を推定することが可能となり、IPSに関する観測容量が増大した。又いずれか1地点だけデータが取得できなかったとしても、他の2地点で相関がとれるのでIPS現象を調べることのできる頻度が高くなった。このような3地点観測によりIPS現象を統計的に調べるのは、私達が初めてであり、放射源の構造を Monitor する上で有効な手段の1つであると考えている。



図1. 観測地点の位置

放射源の構造 ① Source Size の上限 現在までに得られた観測データのなかで、VLBI(数秒角以下の分解能)でも観測例のほとんどない Main Source (MS) について解析を行なった(図3に示す11例の Event)。その結果、ほとんどの Event において図2のように相互相関関数のピークの Time delay 方向は、その時の Elongation Angle において期待される Diffraction Pattern の走る方向と一致している。これは、JDWの放射自身に対して明らかにIPSによる変調が加えられていることを示している。IPSによる変調は、理論計算によれば Elongation Angle によって多少変わるが約1秒角以上の二次元的強度分布をもつ放射源の場合、極端に小さくなる。よってこれらの MS の Event は、Non-Io 成分、Io related 成分に無関係に視直径が約1秒角(木星 Disk 直径の約1/47)以下の Size の放射源からの放射であると推定される。

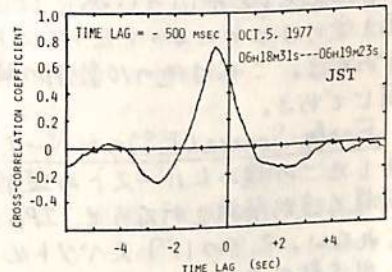


図2. 菅平調布基線の相互相関の例

② Single Source か? 従来の観測は、Single Source の放射の考え方がほとんどであったが、TKR のように Multiple Source であることも十分考えられる。理論計算によれば同じ強度の2つの小さな Source の放射が数秒角以上離れてあった場合、その Diffraction Pattern の自己相関関数は、Single Source の場合と異なるので、強度変動波形の自己相関解析によりこの種の情報が得られることが期待される。

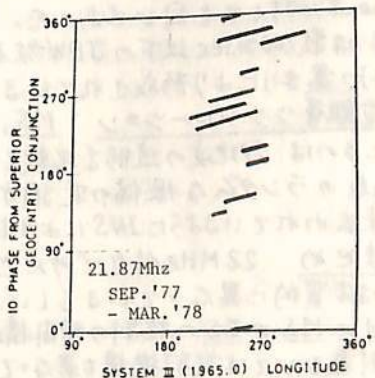


図3. 観測された Main Source の(λ III - Io Phase)上の位置

③ Source の形状 Source の形状は Diffraction Pattern の形に反映される。Pattern の形の推定は、3地点のデータがあって初めて可能となる。上記の②、③に関する詳しい解析結果は、箇に合えば講演時に報告したい。

今井一雅・富沢一郎
(電気通信大学)

木星デカメートル波(JDW)を地上で観測すると、その放射は数10分から2~3時間継続し、放射強度はバーストの形で時間的に大きく変動する。なかでも1秒から10秒程のTime Scaleの強度変動をLバーストといい、数10 msec以下の変動をSバースト一般に呼んでいる。Lバーストに関しては、その変動がJDW放射源自身によるものであるか、あるいは惑星間空間シンチレーション(IPS)や電離層シンチレーション(INS)の変調によるものであるかは未だ明確にされていないように思われる。私達は、昨年より観測周波数21.87 MHz、帯域幅12 KHzで数10 msecまでの強度変動を追うことのできる多地点同時観測を行なってきた。そこでこのLバーストの起源を推定する目的で、現在までに観測されたEventに対して種々の解析を行なった。

Main Source (MS)のLバースト このEventのLバーストが確認された100秒間のデータの解析例を図1に示す、(a)はパワースペクトル、(b)・(c)はそれぞれ各周波数成分における2地点のデータの線形性を表すコヒーレンシー及びTime delayを示す。これらが示す特性によりMSの放射自身は数10秒以上のかなり連続的(DC like)な放射であり、それがSource sizeが小さい為によりIPSによって1 Hz位まで変調を受けることによりLバーストが形成されていることがわかる。これは他の10数例の解析においても基本的な同じである。

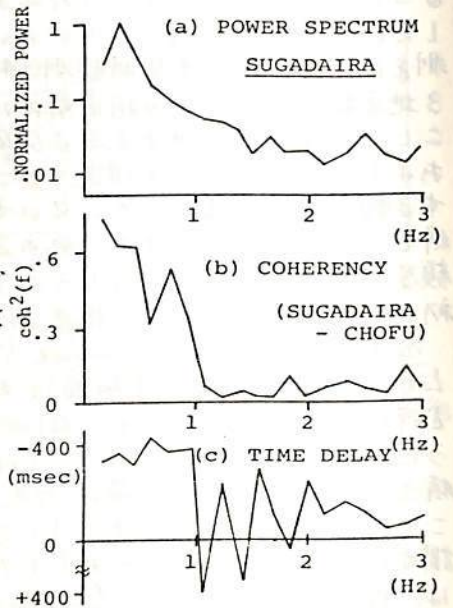


図1. Main SourceのLバーストの解析例(1977年10月5日)

Early Source (ES)のLバースト 図2に3地点で受信したこの種のLバーストの波形を示す。MSの場合と同様な波形解析を行なうと、IPSによる変調はほとんどみられない。又そのパワースペクトルは数10 Hz以上まで高い周波数成分をもち、Lバースト中の微細構造は3地点ともよく合っている。これは観測された4例すべてのEventに対しても同じであった。これらから、ESのLバーストは数100 msec以下のJDW放射源自身のパルス(Lバースト)の集まりにより形成されていることが推定される。

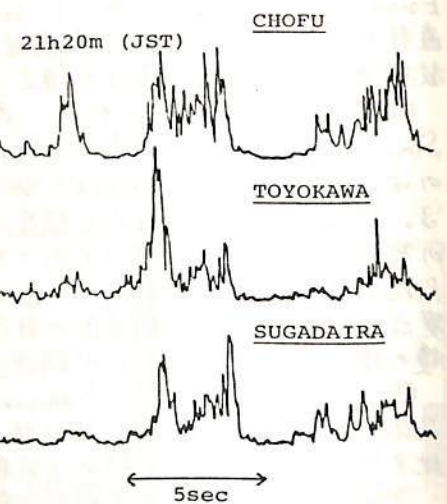


図2. 3地点で同時に受信されたEarly SourceのLバースト(1978年2月4日)

電離層シンチレーション MS, ESのEventに共通して言えるのは、多地点の波形を比較した場合、数10秒のTime Scaleのランダムな振幅の変調が認められる。この原因は従来言われているようにINSによるものであると推定される。

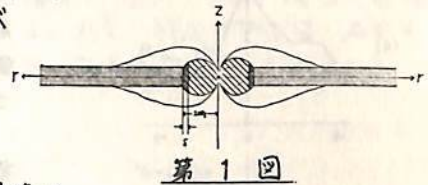
まとめ 22 MHz付近でみたMSとESのLバーストの起源は本質的に異なっているらしいことがわかった。これは裏返すとMSとESの放射の時間構造が全く異なっており、放射源については放射機構も異なっていることを示唆している。

今後、Dynamic Spectrum観測を加えて更に多くのEventを解析し、確度を高めていきたい。

大家 寛 青山 隆司
東北大学 理学部

〔序〕 すでに、木星磁気圏内に存在する Disc 領域を、第1図の如き Aligned Rotator と仮定し、Disc 領域内プラズマの bulk motion を計算した。その結果 bulk velocity の radial 成分 V_r は第2図(a) のようになり、X-type critical point が存在する事が示された。そして、太陽風の圧力を考慮すると、subsonic speed で出発したのち、critical point を通過し、さらに supersonic に加速される critical solution (Jovian Wind) が Disc 内に存在せねばならない事を示した。しかし、これまでの計算は $z=0$ つまり赤道面内に話を限って来た。そこで今回は、 $z \neq 0$ の Jovian Wind の性質を調べ、その結果を報告する。

ALIGNED ROTATOR



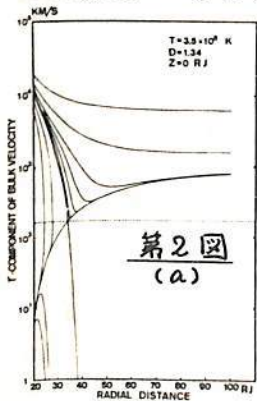
第1図

〔Supersonic Jovian Wind at $z \neq 0$ 〕

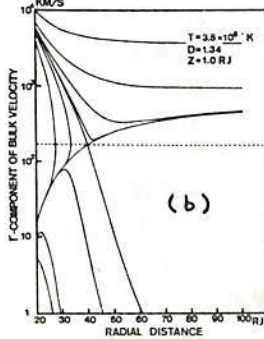
赤道面内 ($z=0$) に critical solution (Jovian Wind) が存在している場合、微小距離 δz だけ赤道面から離れた所 ($z=\delta z$) でもやはり supersonic な Jovian Wind が存在すると考える事は合理的である。その計算を実行するためには、 $z=\delta z$ で supersonic Jovian Wind の解曲線に乗るような、出発点 ($r=r_0$) での flux density F ($\equiv N_0 V_{r0}^{CR}$) を探す必要がある。このことは、出発点での密度 $N_0(r=r_0, z)$ は、パラメータ D (磁場の z 依存性を決める) を与えると決まってしまうので、初速度 $V_{r0}^{CR}(r=r_0, z)$ を探す事と等価である。このようにして求めた flux density F を用いて、 V_r を計算した結果の2つの例を第2図(b)(c) に示す。第2図(a)(b)(c) から、 z が大きくなるに従い、加速項(主に遠心力)が小さくなり、全体的に横に竦たパターンになることがわかる。

〔結果〕

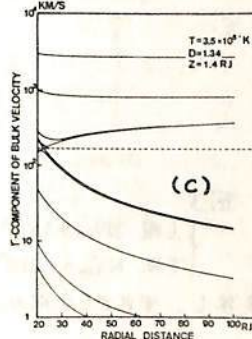
第2図の計算結果をまとめて、 $F, V_{r0}^{CR}, N_0, R^{CR}$ (critical point の位置) の4つの量を取り出して示したものが第3図である。まず、 V_{r0}^{CR} と F の値が $|z| \geq 1 RJ$ の領域で急激に増加することが特徴的である。ところで、惑星と共回転しているプラズマの kinetic energy density は、Alfvén surface ($r=r_0$) において磁場の energy density を越える。したがって、プラズマはほぼ接線方向に打ち出されると考えられる。つまり、 $V_{r0}^{CR} \ll V_{\infty} (250 km/s)$ at $r=r_0$ が成立していなければならない。故に、音速 ($\sim 170 km/s$) に近いような大きな初速度 V_{r0}^{CR} を要求する Jovian Wind は存在し得ないことになる。つまり、supersonic Jovian Wind は $|z| \leq 1 RJ$ では存在し得るが、 $|z| \geq 1 RJ$ においてその存在限界が現われることになる。



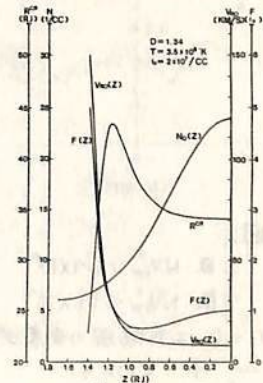
第2図 (a)



(b)



(c)

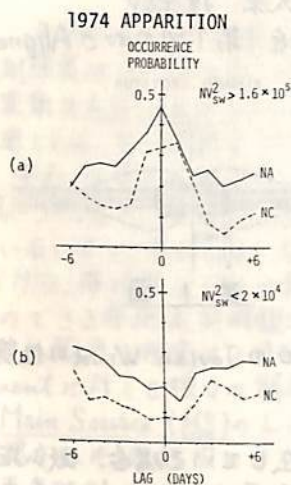


第3図

木星デカメータ波放射と太陽風構造の
相関について (II)

寺沢敏夫・前沢洵

(東大宇宙研)



The occurrence probabilities of non-Io-related A (NA) and non-Io-related C (NC) sources on each day between -6 days (advanced) and +6 days (delayed) from the arrival of the solar wind with high NV_{sw}^2 (a), and with low NV_{sw}^2 (b).

図1. NV_{sw}^2 の単位は $cm^{-3} \cdot (km/s)^2$

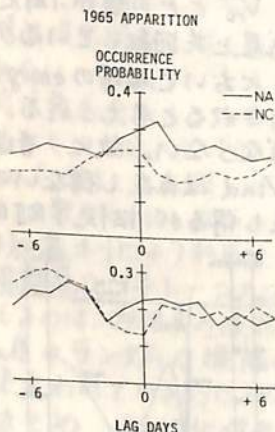


図2. $\begin{cases} \text{上段 } NV_{sw}^2 > 6.4 \times 10^9 \\ \text{下段 } NV_{sw}^2 < 1.6 \times 10^9 \end{cases}$

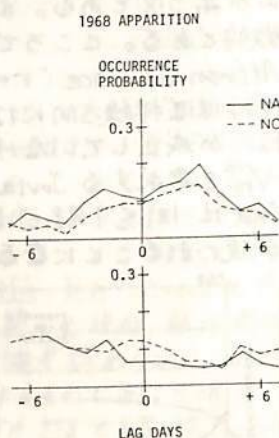


図3. $\begin{cases} \text{上段 } NV_{sw}^2 > 5 \times 10^9 \\ \text{下段 } NV_{sw}^2 < 1.2 \times 10^9 \end{cases}$

(LAG=0は太陽風の到着時刻を示し、それからの遅み・遅れを-, +で示す)

前回の講演で非イオ起源の木星デカメータ波放射と木星のまわりの太陽風動圧 (NV_{sw}^2) の間には、明らかな相関がみられることを示した。図1にみられるように動圧の高い時(上段)にはデカメータ波の放射強度が増大し、逆に動圧の低い時(下段)には放射強度は小さい。

同様の解析を他の年のデータについても行ない、前の結論と矛盾しない結果を得た。1965年、1968年についての結果を図2, 3に示す。これらの年は、太陽風自体の27日周期性が、前に用いた1974年の場合に比べずと悪いため、共回転を仮定して木星での太陽風パラメータを推定する我々の方法は精度が落ちてしまう。従って74年(図1)ほど明瞭な相関はみられなないが、グラフの傾向は一致している。

以上の解析結果から考えられる、太陽風が木星磁気圏に擾乱を与える原因の可能性として、

- (a) 太陽風の動圧が高い領域(=太陽風内の高速流・低速流の相互作用領域)が木星磁気圏に衝突すると磁気圏は強く圧縮され、乱れた状態になる。

もしくは、

- (b) 太陽風の高速流・低速流相互作用領域内では、太陽風磁場は圧縮を受け、大きな値をとる。従って木星から見た太陽風電場 $V \cdot B$ も大きく増大し、この電場が地球のサブストームに似た過程で木星磁気圏に侵入し、擾乱を引き起こす。

の2つがあらうる。

講演では、1973年、1976年のデータについての解析結果も示す予定である。

*宇宙研リサーチ・ノート
ISAS, RN-53, 1977
to appear in Nature, 1978

谷口若幸

(東大・理)

等間隔サンプリングした定常時系列 $\{y_n\}$ (n : 時間指数) の自己回帰・移動平均モデルは、

$$y_n + b_1 y_{n-1} + b_2 y_{n-2} + \dots + b_L y_{n-L} = \lambda_n + a_1 \lambda_{n-1} + a_2 \lambda_{n-2} + \dots + a_M \lambda_{n-M}$$

で与えられる。但し、 $\{\lambda_n\}$ は $\{y_n\}$ の innovation (白色雑音)、 $\{b_i\} \cdot \{a_i\}$ は自己回帰 (AR) ・ 移動平均 (MA) 係数 (あるいは行列) である。AR-MA モデルは、AR モデル (MEM) よりも、より一般的な線型システムのモデルを与えると考えられる。

時系列 $\{y_n\}$ のマルコフ表現は、

$$V_{n+1} = F V_n + G \lambda_{n+1}$$

$$y_n = H V_n$$

で与えられる。但し、 V_n は "システムの内部状態" ベクトル、 F, G, H は遷移行列、入力行列、出力行列である。Akaike (1) は、AR-MA モデルとマルコフ表現の等価性を示した。つまり、この二つのモデルの間には、次の関係がある。

$$F = \begin{pmatrix} 0 & I & & \\ & \ddots & \ddots & \\ & & 0 & I \\ -b_L & \dots & -b_1 & \end{pmatrix} \quad G = \begin{pmatrix} I \\ h_1 \\ \vdots \\ h_{L-1} \end{pmatrix} \quad H = (I \ 0 \ \dots \ 0)$$

但し、 I は単位行列 (あるいは 1)、 0 は零行列 (あるいは 0)、 $\{h_i\}$ は入力 λ_n に対する出力 $\{y_n\}$ のインパルス応答関数である。又、Akaike (2) は、状態ベクトル V_n は、 y_{n+k} ($k \geq 0$) の現在 (n) および過去 ($n-1, n-2, \dots$) の観測値から推定される最良線型予測子 $\hat{y}_{n+k|n}$ によって張られる空間の基底を標準的に選ぶことを示し、基底の線型独立性およびマルコフ表現性、時系列の正規相関解析により与えられることを示した。

(i) Akaike によるアルゴリズム (3) では、入力行列 G の推定を AR モデルにより行っており、AR-MA モデルの立場からは自己撞着である。この点に関する提案を行なう。

(ii) それに基づき、1 つの時系列を相互無相関な有限個の時系列の線型和に分解することが可能であることを提案する。つまり、(i) で求められるマルコフ表現と外部記述の等価な表現： λ_n に対して $(\lambda_n^{(1)}, \lambda_n^{(2)}, \dots, \lambda_n^{(K)})'$ 、 $E\{\lambda_n^{(i)} \lambda_n^{(j)}\} = P_n^{(i)} \delta_{ij}$ であり、

$$F_0 = \begin{pmatrix} F_1 & & 0 \\ & F_2 & \\ 0 & & F_K \end{pmatrix} \quad G_0 = \begin{pmatrix} G_1 & & 0 \\ & G_2 & \\ 0 & & G_K \end{pmatrix} \quad H_0 = \begin{pmatrix} I & 0 & \dots & 0 & I & 0 & \dots & 0 & \dots & I & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}$$

を考えれば、内部状態は $V_n^0 = (V_n^{(1)}, V_n^{(2)}, \dots, V_n^{(K)})'$ となり、"情報" は状態 i ($i=1, \dots, K$) ごとに分割されて、過去 \rightarrow 現在 \rightarrow 未来へと伝達される。よって、 $y_n = \sum_{i=1}^K y_n^{(i)}$ 、 $E\{y_n^{(i)} y_n^{(j)}\} = 0$ ($i \neq j$) となり、時系列の直交過程分解が得られる。このことは、① 周波数領域での有色雑音のフィルタリング ② 相互無相関な物理的システムをそれぞれに対して同定すること、を可能とし様々な応用が考えられるものである。

表に、与えられた AR-MA 時系列に対して AR-MA 係数を推定した例を示す。

	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3	b_4	P_N	AIC	(*) $P_N = E\{\lambda_n^2\}$
given	-1.7706	1.4032	-0.2564	-2.8908	3.7521	-2.4138	0.7003	1.000	16.000	(*) AIC: 赤池情報量基準
estimated	-1.6472	1.2373	-0.2495	-2.8908	3.7521	-2.4138	0.7003	1.028	35.883	

(1) H. Akaike: Ann. Inst. Statist. Math. 26, 363 (1974)

(2) H. Akaike: SIAM J. Control 13, 162 (1975)

(3) H. Akaike: in "System Identification: Advances and Case Studies", Academic Press, N.Y., (1976) pp.27-96

(注) 自己回帰モデルでは M のばり
次数 = 13, AIC = 56.696 である。

19A-I 90 計算機によるULF波動の
ダイナミックスペクトル解析システム

岩利美代子 佐藤夏雄 福西危

国立極地研究所

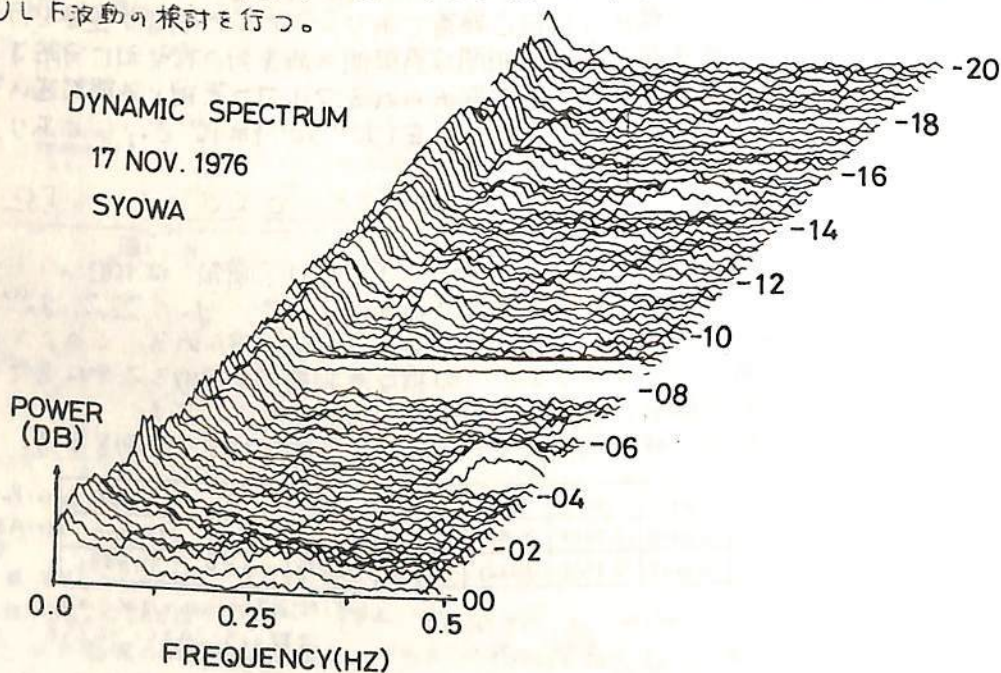
1976年10月から1977年1月にかけてオロチ川極観測隊で実施されたみすほ一昭和
同時観測について、特にULF波動の解析を現在行っているので、その結果を報告する。

今回は、新たにダイナミックシステムの開発を行ったので、それを用いて、ULF波
動の時間的変化について検討を行った。ダイナミック解析の出力結果の表示法としては、
グラフィックディスプレイおよびXYプロッタによる3次元表示、ライノプロッタによる発
光表示およびカラーディスプレイによる擬似カラー表示など豊富に行っている。目
的に応じて、見やすい結果を得ることが出来る。

以下は、ダイナミックスペクトルのグラフィックディスプレイによる3次元表示の例が
ある。昭和基地で観測された地磁気脈動のH成分で、1976年00 UTから20 UTまで
のデータについて、ダイナミック解析を行った。0.4秒のサンプリングタイムで、4096
点(約27分)ずつ、2048点(約14分)のずらしで、FFT法によりダイナミックスペクトル
を計算した。この図からわかることは、

- 1) 03 UT 付近に、約80 sec 周期の Giant Pulsation がある。
- 2) 05 UT 頃には、2~3 sec 周期の、15 UT 頃には、3~4 sec 周期の Pc1 脈動がある。
- 3) Pc2, 3, 4 レンジの脈動については、その周期に日変化が見られる。
- 4) 09 UT 付近には、0.1 Hz 以上がフットロスペクトル成分で得られているが、これはス
パーク的ノイズによって、全体のノイズレベルが上がったためによる。

このように、ダイナミックスペクトルでは、全体の傾向が把握できる。このような解
析を、パワースペクトルの他に、コヒーレンシ、フェイズ、ポーラリゼーション等に行
った。ULF波動の検討を行う。



19A-I 91 地磁気脈動と E L F 放射 (VI)

— 強度スペクトル, 相関係数, 位相差の時間変化 —

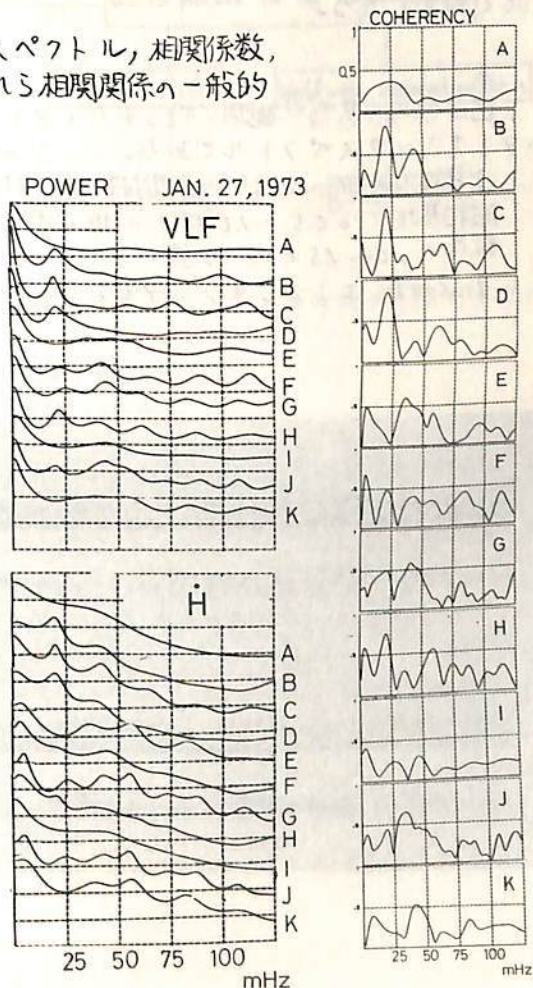
佐藤 夏雄 関分 征
(極地研究所) (東大 理)

地磁気脈動と良い相関を持つ QP 放射は、周期 10~50 秒が殆んどであるが、周期 50~200 秒の長周期脈動と良い相関を持つ QP 放射も受信されている。さらに、前回報告したように、周期 2~10 秒の Pc1, 2 帯脈動と良い相関を持つ QP 放射も存在することが見出された。

QP 放射と脈動の相関係数は、両者が完全に 1 対 1 に対応する 1 の場合もあるが、大部分の場合、強度スペクトルがほぼ同じ周期性を有していても相関係数は 0.3~0.7 程度である。QP 放射のメカニズムを探る上で、相互の位相差を知ることは大変重要である。しかし、受信器の位相ズレ、および、VLF 電波と地磁気脈動の磁気圏内での伝播時間の差 (約 20~30 秒) により、信頼できる位相差の観測結果はまだ得られていない。

今回は QP 放射と地磁気脈動との強度スペクトル, 相関係数, 位相差等の時間変化を追うことにより、これら相関関係の一般的性質を探る。

下図は QP 放射および地磁気脈動の周期が時間的に変化した例の解析結果である。32 分間のデータ長について、AR 法により 1 スペクトルを得、8 分間ずつ時間を進めることにより 96 分間の強度スペクトル, 相関係数の時間変動を求めた。この図より注目すべき結果は、43 秒の固有バンドが QP, 脈動に存在し大きな相関係数を持つ (B, C, D, H)。短かい周期に関しては、脈動に 18 秒の固有バンドがあるが QP には存在しなく相関係数が小さい (E, G, J, K)。



19P-I 92 昭和基地-アイスランド共役点観測(II)

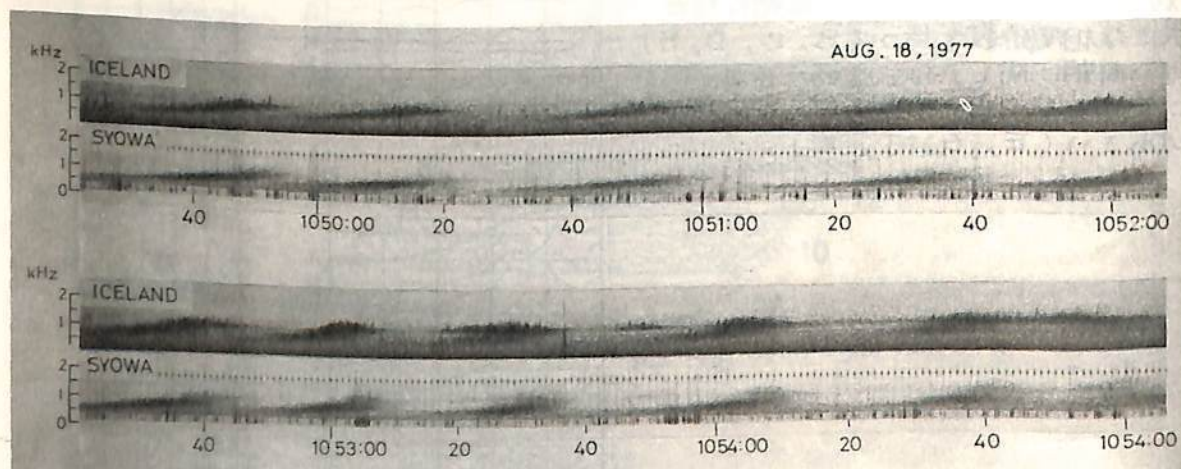
佐藤 勇雄 鹿田 豊 鮎川 隆 福西 浩 平沢 威男
 国立極地研究所

昭和基地の地磁気共役点である、アイスランド・レイキャビックから150 Km 離れた Husafell (64° 73' N, 20° 83' W)において、フランスと共同して、各種超高層現象の観測を1977年7月30日から9月18日まで行なった。今回の観測では、オーロラ、VLF帯自然電波、地磁気脈動等の諸現象を多チャンネルデータレコーダに同時記録したため、波と粒子の相互作用および、その共役性を議論するために重要なデータを得ることができた。

前回報告したように、共役点観測期間中に、各種の興味深い諸現象がアイスランドで観測された。今回は、昭和基地および、みずほ基地における18次隊のデータが揃ったので、諸現象の共役性に関する詳しい解析結果を報告する。この観測期間中の取込みデータの時間精度は、VLF帯のオメガ電波のモーターを用いることにより、0.1秒以内の精度で確定できる。

下図は今回の共役点観測で得られた、アイスランド、昭和基地でのQPエミッションのダイナミックスペクトルである。この結果より、

- 1) QP放射の30~40秒の周期性は両半球同時に受信されている。
- 2) 昭和基地では0.5~1.0 kHzの低い周波数帯が強いが、アイスランドでは高い周波数帯の1.0~1.5 kHzが強い。
- 3) discrete エミッションはアイスランドだけに受信されている。

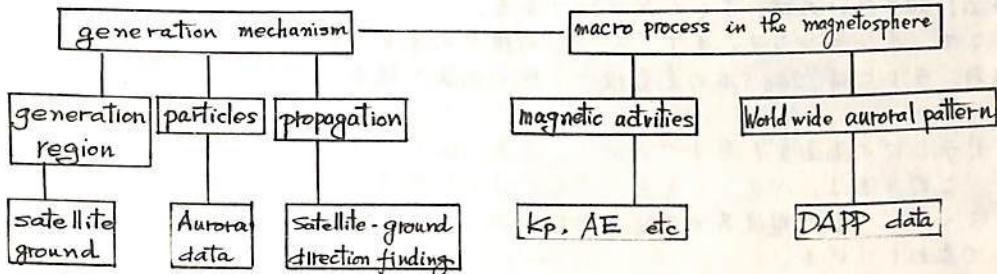


巻田 和男
(東文・理)

福西 浩
(極地研)

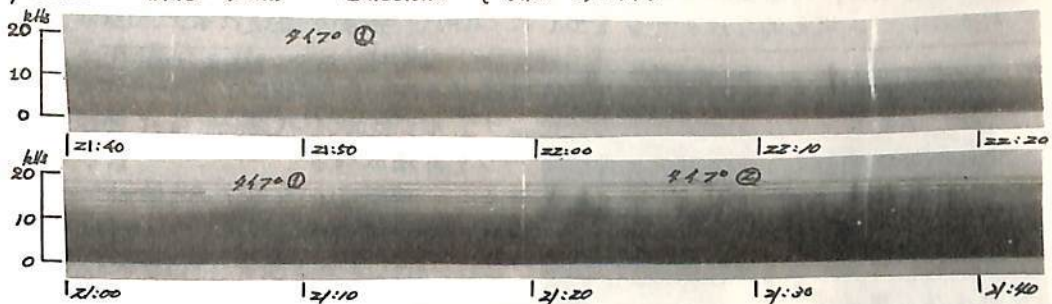
茅野 赴夫
(電通大)

高緯度領域で、冬季夜間によく見られるオーロラ・ヒス現象は、従来から観測・理論の両面より多くのくまにより研究が進められてきた。このエミッションはオーロラ粒子の流入に伴って起こり、極地方の夜間VLF現象として花形的な役割りを占めているにもかかわらず、今だいくつかの重要な点に於いて、不明確な問題が残されたままになっている。最終的な目標として、この現象がどのようなメカニズムで生じているのかという点に関しても、観測面から関与している粒子がどのようなスペクトラムなのかあるいは発生領域の高度はどのくらいなのかという点が明確でない。又磁気圏内で生じうるサブストームとどのようなかかわり合いがあるのかという点についてもはっきりしていない。ここではオーロラヒス現象の研究のあり方を整理し、現在入手しているデータを用いてオーロラヒス現象の全体像を示すようにとめた。



地上で観測されるオーロラヒス・エミッションはそのスペクトラムから大きく分けて2つに分けられる。

- ① Continuous narrow-band emissions (数kHz ~ 10 kHz)
- ② Impulsive wide-band emissions (数kHz ~ 100 kHz)



この2つのタイプのオーロラヒスエミッションをそれぞれに Local time, duration time の違い World wide Activities との関連, Aurora, two regions observations の比較, satellite VLF, Aurora data との対応など入手可能なデータを総合的に検討していき。本学会に於いてはマクロな磁気圏の擾乱と Auroral hiss emissions の関連を中心に述べる予定である。

國武 学, 小口 高
(東大理) (東大理)

flickering aurora は、短周期の *aurora* 変動の1つである。主な特徴は、*auroral breakup* 直前、あるいはその最中にあらわれる事、7~13秒の周期を持つ事などである。あらわれる領域が狭く、またその領域の下でないと見えない。(観測されにくい)。変化が非常に速い。(解析しにくい)。

そのような *flickering aurora* の形状及びその時間変化をはっきりさせよう、というのが目的である。これにより、粒子ふりこみの時間変動に関しての手がかりが、得られるであろう。

1971年に昭和基地で、オーロラTVにより撮られた *flickering aurora* についての解析である。

方法) 知りたいのは、 $I(X, Y, t)$ である。

ここで、インテンシティを I 、テレビの横方向を X 、たて方向を Y 、時刻を t とする。なお、テレビは、246.5本の走査線で1枚の画面を構成し、1秒間に60回画面を作る。

1) テレビの画面を1回ずつ止めて、写真に取る。(コマ撮り)。

この方法は、パターンを見つけるにはよいはずである。しかし時間変化がわかりにくい。また現像寫の状態をつねに同じにしないと、再現性がない。強度を濃淡で表わしている。

2) ブラウン管にスリットをあき、カメラはシャッターを開放にしたまま、フィルムを連続的に巻きとる。(フィルムを流して撮る)。スリットをあてる部分をずらすことにより、二次元的なパターンを再構成する。

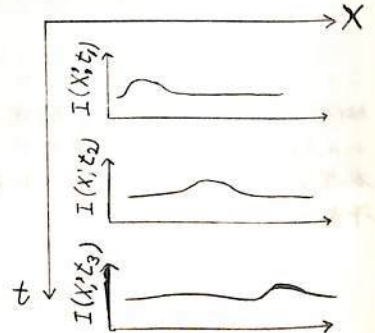
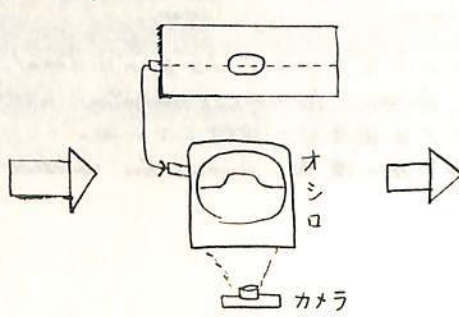
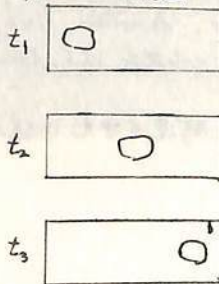
この方法は、時間変化を追うのによい。一つの方向(スリットの方)への動きがわかる。二次元的なパターンを出しにくい。強度を濃淡で表わしている。

3) ある特定の本の走査線に対応する映像信号を、一画面ごとに取り出し、(リアルタイム)、それをオシロスコープに描かせ、フィルムを流して撮る。とる走査線をずらして行くことにより、二次元的なパターンを再構成する。

この方法では、横方向への動きがわかる。時間変化を追える。

映像信号を直接取り出し、その振幅を撮るため、定量的であり、再現性がある。二次元的なパターンを出しにくい。

※3の方法の概念図



pc-1 脈動の伝播特性について

林 幹治, 渡辺 富也, 小口 高, 国分 征, R.E.HORITA, 鶴田 浩一郎
 (東大理) (UBC) (東大理) (東大理) (U.Victoria) (東大宇)

カナダマニトバ州での多点観測は昨年が3年目となった。各年の観測期間が1~2週間にやや断片的であったにもかかわらず記録圧縮率の比較的高い地磁気脈動についてもその観測データの蓄積が問題になる傾向を見せつつある。

近年(グイネック)スペクトル作りは技術革新により多少の投資により可成り手軽になって来た。しかし依然問題にあるような諸情報については、AD→Computer→DAという系統によることが多く手軽というほどではなく多量のデータを扱う場合物理的に相当に困難を感じることもなる。

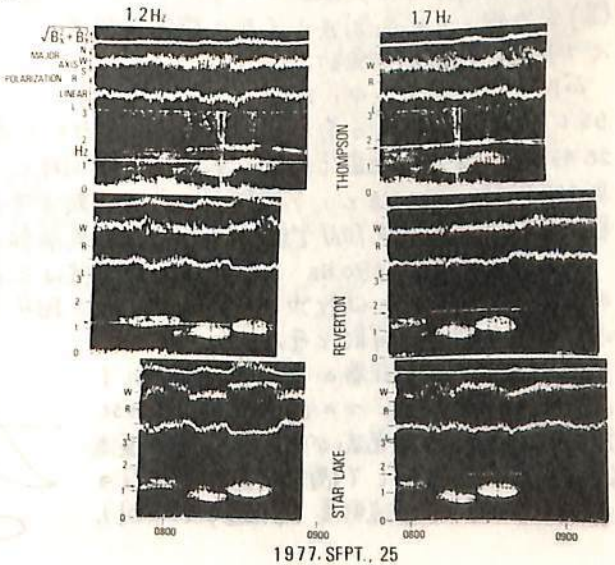
ここではその解決策として、CRT上に既成のスペクトラムアナライザーによるグイネックスペクトル、指定された周波数でのポーラリゼーション($P = (|R| - |L|) / (|R| + |L|)$)、構内の長軸の向き($\text{Ang}(R/L)$)、水平成分の振巾($\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$) ($R = B_x + B_y, L = B_x - B_y$)などと同時に表示するものを考えた。

使用したアナログフィルターは中心周波数50Hz~20kHzで可変で $\Delta f = 40 \text{ Hz}$ である。

記録された磁気データを640倍に時間圧縮して再生した場合1Hzのpc-1に対しては $Q = 15$ となる。時間圧縮率で適当に選ぶ現象に最適なQ値に近づけることができる。

右図はpc-1脈動について1.2Hzと1.7Hzでのこのような表示の例である。1.2Hzで8:30付近を見ると低緯度のStar Lakeで振巾が大きく主軸は南北で、左廻り偏波という傾向が高緯度のThompsonでは振巾減少、主軸東曲、直線偏波という傾向に変化している。

一方1.7Hzの8:30付近ではThompsonで振巾最大であり左廻り偏波、主軸南北で低緯度では全く逆の傾向となっている。このような例をもとに主にpc-1の伝播について考える。



1977. SEPT. 25

林 幹治, 小口 高, 渡辺 富也, 国分 征, 鶴田 浩一郎, R.E. HORITA
 (東大・理) (東大・理) (U.B.C.) (東大・理) (東大・宇) (U. Victoria)

東京大学, U.B.C.の共同プロジェクトとしてカナダのマニトバ州を中心に実施されて来たAURORA, ULF, VLF 波動についての多点観測は昨年で3年目を迎えた。 昨年は重点観測地は亜極光帯のRIVERTON (51°N, 94°W; +62.2°)が選ばれたが, 光学及び電磁氣的ノイズを避ける為に自家発電による野営観測基地とならざるを得なかった。 レイクウイニペッグの湖岸に広がる沢沼地を横切り湖に達する道の末端にVLF, ULF, TVの各センサー, 記録系を収めたテント, 宿泊用のキャンピングカー等が設けられた。

他の観測地点, Thompson (+66.8°), Island Lake (+65.5°), Star Lake (+61.3°), では誘導型磁力計によるULFの観測が実施された1週間程度の短い期間の観測であったが, 9月21日のSSCに伴う次のような顕著な事象が可聴領域電磁場変動中に発見された。

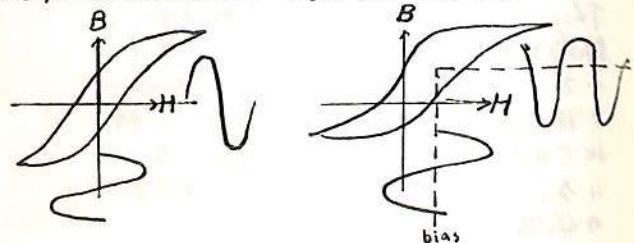
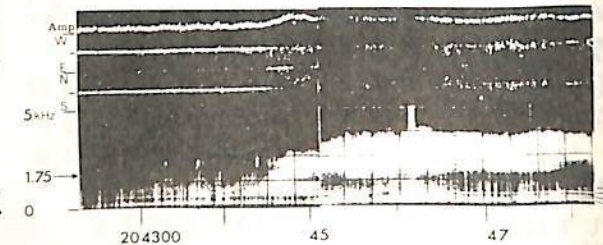
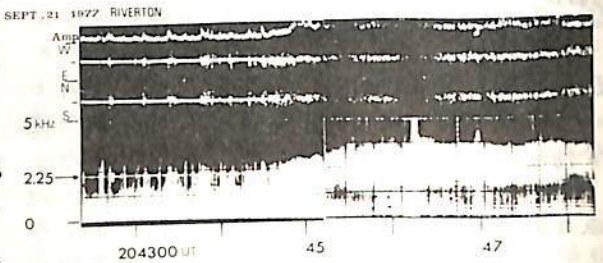
(I) Chorus 型 VLF emission の低緯度への移動。 VLF emission への SSC effects に関しては既に報告がなされているが, 今回の例は次の点で意義がある。(i) スペクトルを実時間表示していたことにより VLF emission 中の SSC effect を通し地磁気変動の始まりを約20秒以前に予知できた。(ii) 方環観測により chorus 型 VLF emission の発生域が SSC の上昇期程度の時間で北方限界付近より天頂近くまで移動するのが認められた(右図下の 1.75 kHz での表示)。

SSC の効果が低緯度側まで広がった後は波の到来方向はほぼ天頂近くに安定した。(II) 電力線よりの高調波ノイズの強度及びスペクトルの特徴的な変動。

右図のスペクトル中に確認できるように, SSC effect の現われる前には 150 Hz と 540 Hz に弱いスペクトル線が認められる。 204500: 地上での地磁気変動の出現とほぼ同時にこれらのスペクトル線の強度は増加し, 更に 360 Hz, 720 Hz という偶数次の高調波成分も現われ準同期的に変化している。 その変動の様子は RIVERTON で観測された地磁気脈動(微分)によく対応している。

これらの事実は 180 Hz の奇数倍の高調波は三相交流の正負相対称な歪として説明できること, 180 Hz の偶数次の高調波が主に三相交流の非対称歪から説明できるもので, 次のような解釈が可能となる。

3相の送電系が変圧塔の中心で接地されているとき相離した二つの接地点を通り SSC 効果による誘導地電流が変圧塔に流れ直流的バイアス作用をして偶数次高調波成分の卓越する非対称な波形を引起す(右図)。



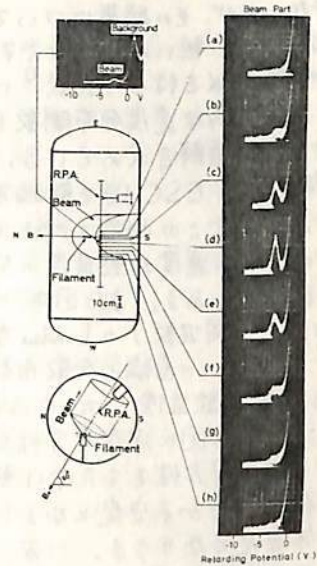
19P-I 97 低エネルギー電子ビーム・波動相互作用実験

筒井 稔[†] 平本和夫^{††} 松本 敏[†] 木村 繁根[†]

[†] 京都大学工学部 ^{††} 日立製作所

電離層アラズマにおける低エネルギー電子ビーム放出実験に伴うVLF帯のディスフ
リートエミッションの発生機構について筆者等は其の解明のために京大電離層研究施設に
設置されたいるスペーステーパーを用いてそのシミュレーション実験を行く。前
回の報告では励起される波のモードがイオン音波の可能性が強い事を報告したが、それ以
後の実験と詳しい測定の結果、励起される波のモードは有限断面積ともノビームと背景ア
ラズマからなる系によく決定される事を示唆しているデータが得られた。今回はこれらの
データをもとに考え得る発生機構について検討を加えたのをご報告する。

第1図はテーパー内で放出された電子ビームの
直径と調べるために行なわれたリターディングポテンシ
アルアナライザ (R.P.A) の出力図を示したものである。
このデータからビームの半径はそのラマ半径
にほぼ等しく円柱状に放出されることが明らかとな
った。低エネルギー電子放出時にはバンド巾50 Hz 程
度のエミッションが1~3 KHz付近と4~6 KHz付近
で観測された。解析の結果前者は帰路電流により励起
される事が明らかにされた。これはロケット実験にお
けるランブミュア測定時に励起される波と同一である
事が確認された。前者がビームにより励起された波が
あり、その信号強度のビームを横切る方向の分布を第2
図に示す。図では電子ビームにより励起されるエミ
ッションの強度は有限半径内で卓越しておりビームの
外側では弱くなる事を示している。この信号の
ビーム内での波長測定では波ベクトルは磁気線に沿う
方向ごとの位相速度はイオン音速に一致している事が
明らかとなった。



第1図 ビーム放出時のエネルギー分布の空間分布

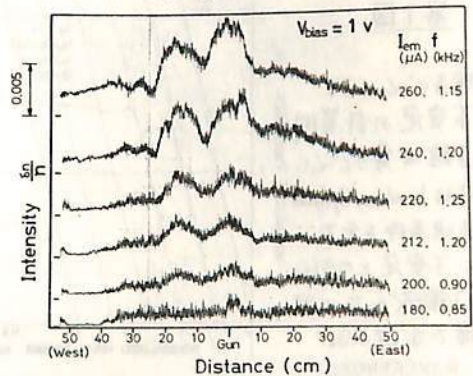
このように測定の結果1~3 KHz
のディスフリートエミッションは有限断
面積ともノビームとアラズマからな
る系における分散関係式

$$a q I_n'(a q) \cdot (\epsilon_{nb}) - j n I_n(a q) \cdot (\epsilon_{nb}) \\ = a p \frac{I_n(a q)}{K_n(a p)} K_n(a p) \cdot (\epsilon_{np})$$

Q : ビーム半径
q : ビーム内波数
P : ビーム外波数
ε : 比誘電率テンソル
I_n } 変形ベッセル関数
K_n }

を解く必要がある。この結果に
ついては学会当日報告する

文献 平本和夫 「スペースシミュレーション
テーパーにおける低エネルギー電子波動相互
作用の実験的研究」 修士論文 昭56



第2図 ビームを横切る測定した信号強度の空間分布 (パワーゲートビーム電流変化)

静電的電子サイクロトロン波励起
— 極域電離層における降下粒子に伴う場合 —

大家 寛, 宮岡 宏
東北大学 理学部

[序] おでに、南極ロケット S-310 JA-1, 2号機¹⁾による極域電離層中での高周波帯電場スペクトルの観測結果、並びにその解釈について報告してきた。特に電子サイクロトロン周波数(F_H)以上の狭帯域の周波数帯で観測された静電的プラズマ波動に注目し、これが降下粒子によるビーム不安定によって励起された静電的電子サイクロトロン(ESCH)波であることをミクロの不安定性の数値解析から明らかにした。これと同様なプラズマ波動現象は、AlouetteおよびISIS等の極軌道衛星によっても頻りに観測されており、²⁾極域電離層においてこのESCH波は、かなり基本的な存在であると考えられる。ここでは、これらの観測結果をふまえて降下粒子の種々の速度分布に対するESCH波の不安定性について総合的に数値解析を行なったが、その結果について報告する。

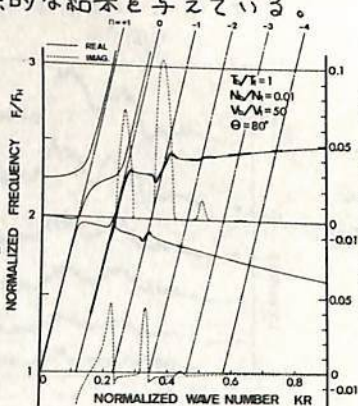
[解析方法] 熱い磁化プラズマ中におけるプラズマ波動の分散関係について、その厳密な式²⁾および静電近似を行なった式²⁾に対し数値解を求めた。そのため、降下粒子の速度分布をいくつかの基本的な速度分布関数(例えば、Shifted-bi-Maxwellian³⁾)の重ね合せとして与え、その分散式に対して数値解を求めている。

[解析結果] ESCH波を励起する最も基本的な不安定としては、ビーム型および温度異方性型とがあり、まずこの両者を対比する。第1図にビーム型不安定の計算例を示す。これは、ビーム電子のドリフト速度が熱速度の50倍で、熱電子と等温、そして1%の教密度をもつ電子ビームに対する結果である。また図中、一点鎖線は、 $\omega - kV_0 \cos \theta = n\Omega_e$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$; Ω_e は電子サイクロトロン角周波数)のLandau型およびCyclotron型の波動粒子相互作用条件を示す。 $n=0$ 、および $-1, -2, \dots$ の直線と分散曲線との交点近傍では不安定となるが、波動は特に、 $2 < F/F_H < 3$ のUHR周波数近傍で大きな成長率をもつことかわかる。

次に第2図に温度異方性に伴う不安定の計算例を示す。これは、温度異方性をもつ高温電子と温度異方性をもたない熱電子の2成分からなるプラズマ中の不安定についての結果で、ハッチした部分が不安定となる (ω, k) 領域である。 $0 < F/F_H < 1$ および $1 < F/F_H < 2$ の周波数帯では不安定となりうる。一方、Shima et al (1965)³⁾の不安定条件 $l + \frac{1}{2} < \omega r / \Omega_e < l + 1 - \frac{1}{2}$ ($l=0, 1, 2, \dots$)を満たさないようなUHR周波数近傍では、不安定となり得ず、第1図のビーム型不安定とは対照的な結果を与えている。

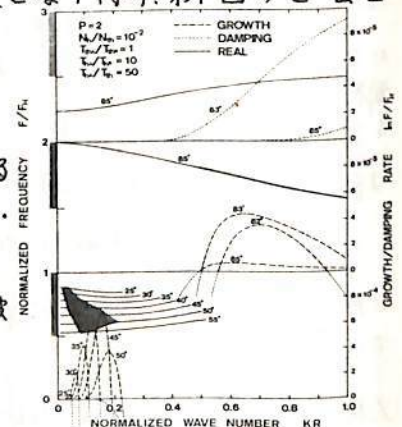
第1図

電子ビームによる不安定の計算例。直線は電子ビームに対するLandau, Cyclotron共鳴条件を示す。又、不安定となる (ω, k) 領域を太い実線で示している。



第2図

温度異方性による不安定の計算例。縦軸のハッチは、Shima et al (1965)による不安定となる周波数領域を示す。



REFERENCES

- 1) Hartz, T. R., Proc. IEEE, 57, 1089 (1969)
- 2) Stix, T. H., The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill (1962)
- 3) Shima, Y. and L. S. Hall, Phys. Rev., 139, A1115 (1965)

(速報)

神大工

松本治亦, 賀谷信幸, 藤沢好孝

1978年1月27日20時JSTに内之浦から打ち上げられたK-9M-61号機に搭載した低エネルギー電子観測器(ESM)の観測結果について速報する。

本観測器の目的は、1) 相乗り観測器(CBE)による電子ビーム放出に伴う帰還電流の観測(Active Experiment), 2) 現在数keV以下の電子束の値が確立されていない中緯度地方の夜間の降下電子観測(Passive Experiment) 3) 第17次南極ロケットS-310JA-1号機に搭載した降下電子観測器により提示された問題点(紫外線によるPhotoelectron, 導引可能な小型のエネルギー分析器, 装置の小型化)の改良と実際の飛行で確認する事である。

本観測器の実物写真をFig.1に、概略図をFig.2に示す。Geometrical Factorの異なる二つのセンサーを同一平面上に配してある。一つのセンサーは、上記目的1のActive Experiment用($G = 2.15 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{str}$, $\Delta E/E = 1/10.7$, $0.1 \sim 5 \text{ keV}$), 他方は上記目的2のPassive Experiment用($G = 2.61 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{str}$, $\Delta E/E = 1/4.7$, $0.1 \sim 3 \text{ keV}$)である。

Passive Experimentでは、Fluxが $10^2 \text{ particles/cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{sec} \cdot \text{keV}$ 位であると予想され、Active Experimentでは、それよりはるかに多くの電子束が予想されるからである。本観測器はサーミスタ真空計をセンサー部に搭載し、ロケット上昇に伴う装置周辺の気圧変化の測定を試みた。これは二次電子増倍管に印加する3kVの放電を防止し、高圧印加の最適時を知る事を目的としたものである。

観測器は正常に動作し、データの取得に成功した。観測器の改良点はすべて良好で、紫外線の外乱によるDark Countも計数されなかった。

夜間における中緯度地方の降下電子は、測定範囲0.1~3keVにおいて計数されず、1keVの電子束にして $10^2 \text{ particles/cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{sec} \cdot \text{keV}$ 以下であると考えられる。

Active実験では、相乗りP.I.(CBE)による電子ビーム放出に伴う帰還電流が観測された。観測されたデータより、計数された最大電子エネルギーは電子ビーム加速エネルギーの約80%であり、Fluxは最大 $2 \times 10^{10} \text{ particles/cm}^2 \cdot \text{str} \cdot \text{sec} \cdot \text{keV}$ である。帰還電流は地球磁場の影響を多大に受けている事が判明した。

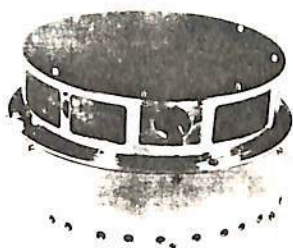


Fig 1 ESM

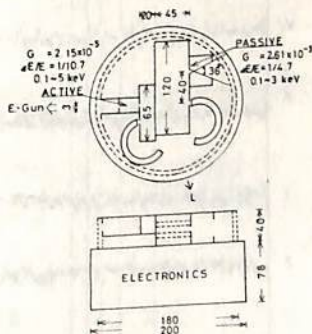


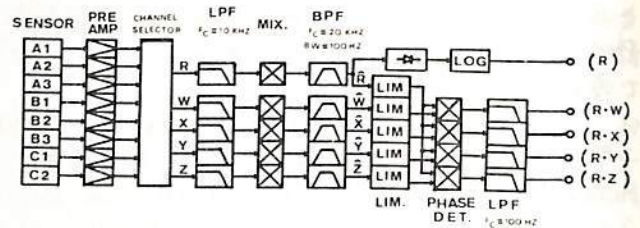
Fig 2 ESMの概略図

— K-9M-61 の PWP 観測

大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸, 三浦 悟 (東北大・理)
鎌田 哲夫 (名古屋大・空電研)

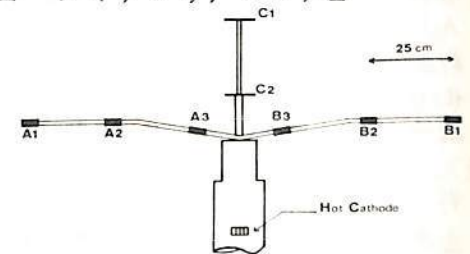
宇宙空間プラズマ波動はその周波数スペクトルに関しては、観測の歴史は古いが見えの存在を明確にするためには、波数ベクトルを計測することが必要である。しかし対自然プラズマ波波数計測(単に位相の明確になっている、人工プラズマ波ではなく、ビームエミッションをしているようなプラズマ波に対する計測)は極めて困難で、成功していなかった。本研究はこの問題にとり組み、特殊プローブの設定と、超狭帯域受信の実現によってこの種の波数計測にはじめて成功したものである。

システム 第1図はシステムのブロック図を示す。第2図にセンサー系を示す。これらは第1表に示すような時分割で観測を行なった。つまりRチャンネルを基準に、それぞれのセンサーのピックアップの組合せを変え、100Hz幅の中に入る正弦波の位相の空間分布を100Hz~10kHzにいたる周波数掃引を行ないつつ計測した。



第1図 システムのブロック図

観測結果 出力はアナログ系で#9~#13チャンネルで伝送されたが、その1例を第3図に示す。この結果はホットカソードより放出される低エネルギー電子ビームによって生ずる 'Whistling' の波数を計測した部分であるが、矢印の部分で十分な信号強度が得られ、位相が検出された。第4図に計測結果を示すが、その境界条件等を考慮して、たとえば2.5kHzでは波数 17 m^{-1} (波長37cm)の Electrostatic Wave であることが実証されることになった。

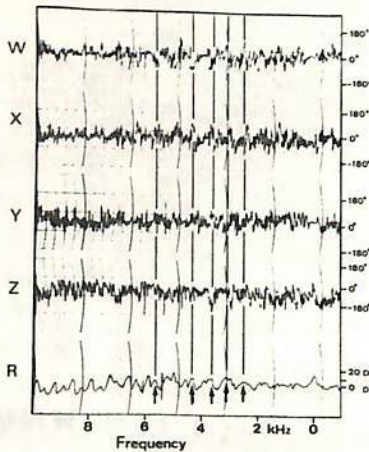


第2図 センサー一部

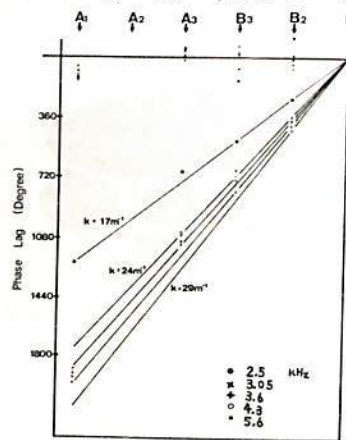
	0	9	18	27	36	45	54	63 SEC.	
SK-MODE	A	B	C	A	B	C	A		KCAL
SK-MES									
HOT CATH		ON		OFF		ON			
DC BIAS	0	6	0	6	0	6	0		

MODE	R	W	X	Y	Z
A	A1	A2	A3	B3	B1
B	B1	B2	B3	A3	A1
C	C1	C2	A3	A2	A1

第1表 観測モード



第3図 データ例



第4図 結果

19P-I 101 南極ロケットで観測されたVLFプラズマ波に 対するループ及びダイポールアンテナの特性

木村繁根, 土井俊一, 松尾敏郎 (京大・工)

1. 序 ロケットでVLF現象を観測する場合, ダイポールアンテナでは電磁波およびプラズマ波が検出されるから, 特に電磁波とプラズマ波の分離のためには, ループアンテナを用いればよいと単純に考えられてきた。すなわちループアンテナは磁界成分のみに感度をもっていると考えられるからである。ところで南極昭和基地のロケット実験で観測されたVLF現象は, 必ずしもこの常識には従わず, ループ, ダイポール両者によって検出された現象が静電的なものと結論された。本報告はこの現象について述べる。

2. 観測結果 実験はS-310JA-1号機で, 1976年2月13日12:45LTに打上げられ216kmに達した。この観測のPWLではVLF電波現象としてコーラスが受信された。¹⁾ 図1は受信機のブロック図を示す。処でコーラスのほかに図2に示すように, 全長2.8mのダイポールアンテナと, フェライトコア8000回巻のループアンテナに共に4~5kHz付近の山形のスペクトルをもった放射がみつけられた。この放射の特長は,

(i) 周波数がロケットのスピンドで変化し, スピンド1周期について1つの山形が現われる。(ii) アンテナに付なせるプリアンプの入口におけるレベルについてみる(図2のスペクトル上の強度の差に図1に示すアンプの利得 G_D と G_L の差を考慮しておめる)とループ側が最大10dBほど高くなる。(iii) 同時に搭載された電子密度, 温度測定用ラングミュアプローブ(LP), 固定電圧プローブ(EP)が休止中には現われない。

3. ループアンテナ, ダイポールアンテナのプラズマ波に対する特性。上記のような特長を考慮すると, 現象が静電的と考えられるが, その場合にはループ側で検出されたのはその垂直空中線効果によると思われる。そこでその効果の大きさを実験してみるに約5mm

となった。一方上記(iii)から, プローブに固定電圧6VをかかっているEPが原因と考えられ, その場合には電流励起不安定によってイオン音波が励起される可能性がある。LPによる温度 T_e は800~2000Kであったからイオンの質量数 z を31とすると, イオン音波速度は0.5~0.7km/sとなる。故に周波数5kHzに対するイオン音波の波長は9~15cmとなる。そこでこの波長に対する2.8mダイポールアンテナの実効長を計算すると近似的に1mmのオーダーとなり, ダイポールループよりプリアンプ入口で10dB近くレベルが低い前記の事実とよく合致していることが明らかとなった。

謝辞。このロケット観測は才17次南極観測隊(茅野隊長, 平沢副隊長)の方々の大変な苦勞によって成就したもので, ここに厚く感謝の意を表す。又PWLの観測装置は北大空電研鎌田先生との共同で設計され明星電気で製作されたことを最後に明記する。

参考文献 1) I. Kimura, H. Yamagishi, T. Matsuo and T. Kamada, S-310JA-1 rocket observation of VLF emission spectra at Syowa Station in Antarctica, Mem. Nat. Inst. Polar Res. (in press)

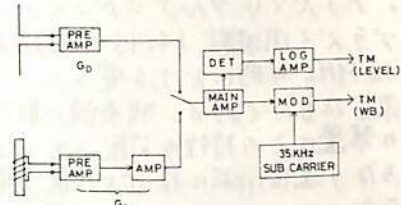


図1. S-310JA-1 PWL受信機のブロック図。アンプ利得 G_D, G_L は5kHzでは $G_D = G_L + 16\text{dB}$

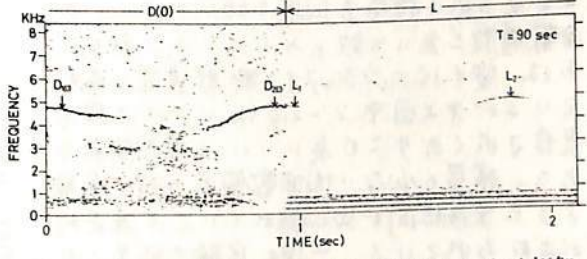


図2. ダイポール(D(0)), ループ(L)で観測された山形放射

図2. ダイポール(D(0)), ループ(L)で観測された山形放射
この図は周波数と時間の関係を示すスペクトル図である。縦軸は周波数(kHz)で0から8まで、横軸は時間(sec)で0から2まで表示されている。複数の山形放射が観測されており、そのうちいくつかはD(0)とLとラベルされている。また、T=90 secという注釈がある。

19P-I 102 FM方式によるプラズマ波の群速度測定実験

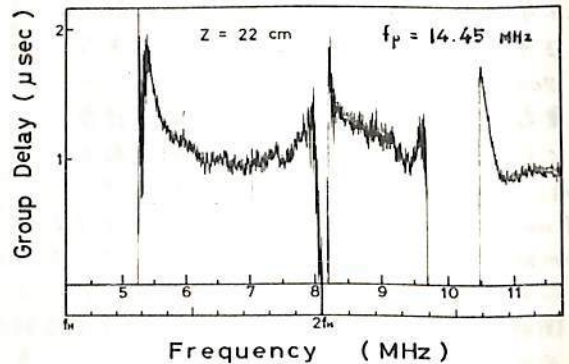
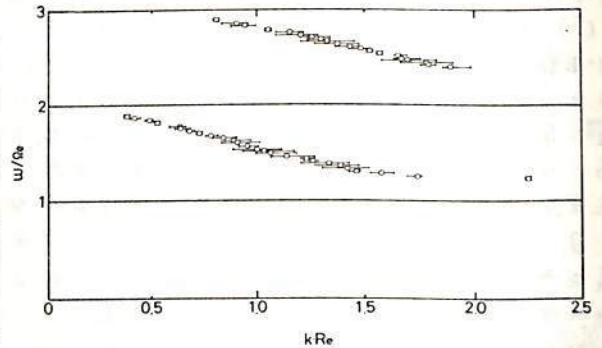
筒井 裕 木村 盤 根
(京都大学 工学部)

プラズマの分散特性を求めるために、筆者等は従来より周波数変調方式(FM法)によるプラズマ波の群速度測定装置の開発を進めてきたが、装置改良を重ねた結果SN比の良いデータを得る事が出来、実用化に近づいたのをご、その実験結果について報告する。

測定原理については他の文献に報告してあるのをご詳しく説明は省略するが要約するとある周波数を中心とした波群の時間遅れを連続的に測定しようとするものである。

実験は京大電離層研究施設のスーパースミュレーションチェンバーを用いて行なわれた。プラズマはアルゴンガスにより生成され、電子温度3700°K、電子密度 $2.5 \times 10^{16}/cc$ (プラズマ周波数14.45 MHz)であった。Fig 1は電子のサイクロトロノ周波数が $f_{ce} = 4.12$ MHzの時に於ける電子バースジュタイン波の分散特性を干渉計法により測定した結果を示したものである。波長読み取りは1.2~1.9 f_{ce} 、2.4~2.9 f_{ce} まで可能である。測定中の装置はこの特性の勾配を出力する為のものであり、送信用プロブは直径3 cmの球からなり送信用球には10Vの直流電圧が重畳されている、又受信用球は直近成分を除く為のためにシールドメッシュで覆われている。このようにして測定されたプラズマ波の群

遅延と周波数の関係はFig 2に示す。Fig 2中1.3 f_{ce} 以下、2.3 f_{ce} 付近及び2.3~2.5 f_{ce} の間では得られぬがこれはこの周波数の範囲には伝播モードが存在してはいないか又は存在していてもその信号強度がFM検波の感度値以下である事を示している。縦軸は群遅延時間を表わしているが1.3 f_{ce} 付近で大きく周波数の上昇と共にそれは減少し1.7 f_{ce} を過ぎると再び下向きになり、この傾向はFig 1の勾配の逆散とも見られる。Fig 2中の2.6 f_{ce} 以上で見られる信号も同様の傾向を示しており分散特性と良く一致をみせている。即ちこれは電子バースジュタイン波群遅延を表わしているがFig 2中2~2.3 f_{ce} にかけての信号が受信されなくなりこの点については現在解析中である。減衰の少ない周波数領域の波は実験によると送信用球が50 cm離れていても遅延時間が求められる。一連の実験の結果この方式による群速度測定は実用化に大きく前進した事になり、プラズマ中に存在する各種のモード決定に役立つものと思われる。



尚この装置設計に当り御協力頂いた橋本弘蔵氏、又実験の御手伝い頂いた平本和夫氏に感謝致します。

19P-I 103 K-9M-61号機によるVLF領域での人工励起

プラズマ波の観測速報。

鎌田 哲夫、 大家 寛、 森岡 昭、 小野 高幸、
(名古屋電研) (東北大理) (東北大理) (東北大理)

K-9M-61号機は、昭和53年1月27日20時(JST)に上下角 5° で内之浦の東大宇宙空間観測所から打ち上げられた。発射後53秒(高度約72km)でアンテナを展張し、その後着水まで高低エネルギー電子ビーム放射に伴う人工励起プラズマ波のVLF領域でのスペクトルを0~10kHzに亘る広帯域で受信した結果を速報する。

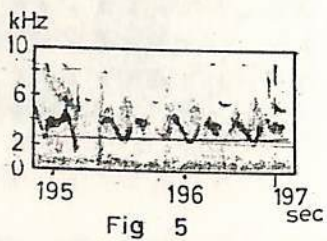
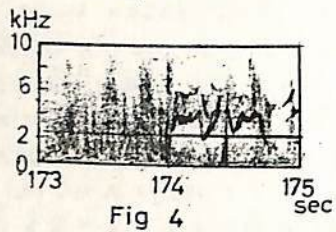
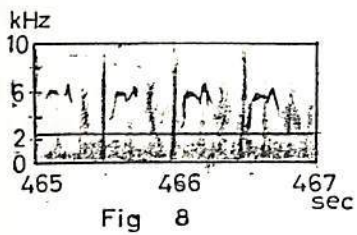
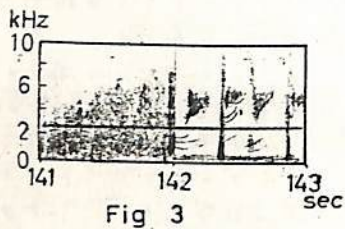
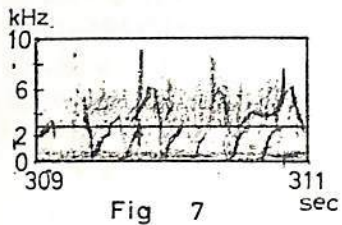
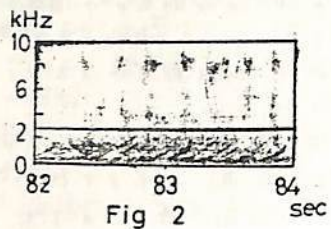
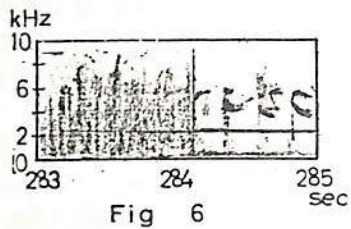
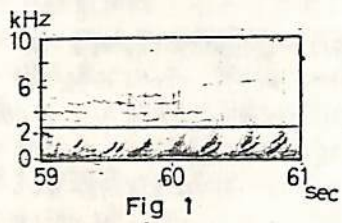
発射後54秒(高度84km)より突然0~2kHz帯にディスプレイ状の波動を含むノイズが観測され始め、ロケット高度が上昇するにつれてノイズの上限周波数が上昇してゆくのが見られた(図1参照)。高度113kmでノイズがONされた時より図2に示したようにディスプレイ状のものに0~2kHz以外に9~10kHz帯にもあらはれ、同時に0~10kHzにわたってかなりノイズ帯となり、150km付近でSEHのHTONと同時にノイズ強度は強まり、160km付近からは0~5kHzに亘るヒス状のノイズは極めて強くなった。

123秒(高度190km)より高エネルギー電子ビーム放射実験が開始され、これに対応して0~10kHz帯では全域に亘って強烈なヒス状ノイズが観測され、それまで観測されていたディスプレイ状のノイズを完全にマスクした。このビーム放射が停止されると、図3に見られるように5kHzを中心として±1kHz位の領域に特殊なパターンのノイズが観測された。この特殊なノイズは、高度235kmからは2~5kHz帯で極めて明りょうなディスプレイノイズに成長してゆくのが見られ、これがビーム放射が停止しても1~2分間は明りょうに存在していた。このノイズのパターンは高度変化と共に変化することも観測された。(図4参照)

184秒(高度255km)より、低エネルギー電子ビーム放射の実験に切り換えられた。この際、高エネルギー電子ビームで励起されたと考えられるディスプレイノイズは、熱伝導子ONにした瞬間から強度が強められると同時に、この周波数帯を中心にしてノイズの周波数スペクトルが5~7kHz帯に広がるのが観測された。又このPWP-SKの一連の実験モードとして、アンテナにバイアス(6V)をかけたリ、HOTカットをON/OFFしたリしたが、支々のモードに対応してノイズパターンに明りょうな差が生ずることが観測された。(図5参照)

ロケットのアペックスを過ぎて下降時に入ってからの実験では、上記したノイズパターンは似ているが、存在する周波数領域は上昇時よりもかなり広がって観測されたし、またたく異なるパターンをディスプレイ状のものまで観測された。(図6,7,8参照)

現段階では何一つ決定的なことは言えないが、高低エネルギーの電子ビーム放射に伴ってロケットのポテンシヤル(アンテナポテンシヤルに測定した)が可成りほげしく変動しており、その変動に対応して観測されたノイズも含まれているように思われる部分もあり、観測されたプラズマ波初級ビームとプラズマの相互作用以外に原因のあるものも含まれている可能性を、可成り考慮する結果を述べているのではないかと考えている。



19P-I 104 電子 Bernstein 波のパラメトリック不安定による

イオン音波の励起

吉門 信* 橋本 弘哉、木村 磐根

京都大学工学部

スペース・チェンバーを用いた実験で、弱電離磁化プラズマ（電離度 10^{-6} , $B_0 \approx 10^4 T$ ）中に大振幅電子 Bernstein 波を励振すると、低周波域および励振周波数の下側に、パラメトリック不安定特有の周波数スペクトラムが現れ、低周波域の波動はイオン音波と考えられることを、すでに発表した。今回は、この説明を裏づける理論的な検討を進め、実験とよく一致する結果が得られたので、報告する。

まず Vlasov の式と Poisson の式を基礎式として、三波共鳴相互作用のモード間結合方程式を導く。結果は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2 \cdot \nabla + \gamma_2\right) a_2 = -K a_1 a_3^* \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_3 \cdot \nabla + \gamma_3\right) a_3 = -K a_1 a_2^* \quad (2)$$

ここに添字 1, 2, 3 は関係する波のモードを表わし、 v_i, γ_i, a_i ($i: 1, 2, 3$) はそれぞれ、群速度、減衰率、正規化された振幅であり、また a_1 は一定の振幅で励振されている場合を考慮するので、その変化を表わす式は省略する。K は結合係数で

$$K = \frac{\epsilon_0}{4} \frac{M(k_1, \omega_1; k_2, \omega_2; k_3, \omega_3)}{\left| \frac{\epsilon_0 k_1^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{k_1}}{\partial \omega_{k_1}} \cdot \frac{\epsilon_0 k_2^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{k_2}}{\partial \omega_{k_2}} \cdot \frac{\epsilon_0 k_3^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{k_3}}{\partial \omega_{k_3}} \right|^{1/2}} \quad (3)$$

によって正規化されており、(1)、(2) 式の対称性が得られる。（M の表式は省略） ϵ_{k_i} は dielectric function である。

さて (1)、(2) における a_2, a_3^* の解として、 $\exp[i(\delta k \cdot r - \delta \omega t)]$ の形を仮定すると分散式

$$|K|^2 |a_1|^2 = (\gamma + \gamma_2)(\gamma + \gamma_3) \left\{ 1 + \frac{(v_2 - v_3) \cdot \delta k}{2\gamma + \gamma_2 + \gamma_3} \right\}^2$$

が得られる。いま γ_2 が γ, γ_3 に対して十分に大きい場合を考え

$$F = \frac{(v_2 - v_3) \cdot \delta k}{2\gamma + \gamma_2 + \gamma_3} \approx \frac{(v_2 - v_3) \cdot \delta k}{\gamma_2}$$

とすれば、不安定が起こるための threshold level $a_{1\text{thres}}$ は

$$a_{1\text{thres}} = \frac{F \gamma_2 \gamma_3}{|K|} \quad (4)$$

と書ける。図 1 はこの共鳴からのずれ δk を考慮した threshold level の周波数特性の数値計算結果であり、図 2 の実験結果（周波数スペクトラム）とよい対応を示している。

* 現在、電波研究所

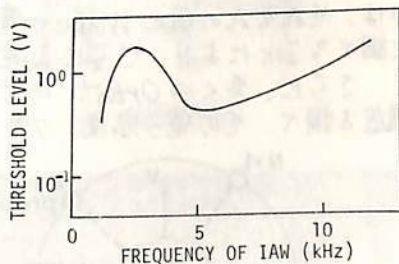


図 1

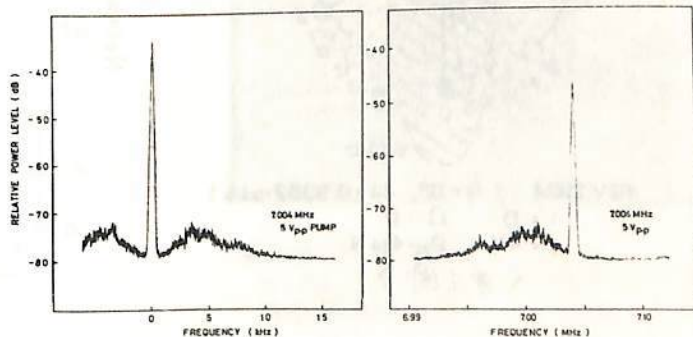


図 2

19P-I 105 電離層プラズマ中の Satellite Wake の構造 “たいよう”の結果

高橋忠利, 森岡 昭, 大冢 寛
東北大 理学部

科学衛星“たいよう”による、インピーダンスプローブ (IMP) 観測結果において、シース容量値に見られるビート状のパターンが Wake の構造を掃引計測しているものであることが発見されたことは前回報告した。つまり、行星のスピンと計測 timing 周期との微妙なずれにより、第1図に Rev. 2924 の例を示すように一定の周期 (この場合は20秒) で Wake の構造を順次その計測位置を変えながら計測している。

“たいよう” IMP によるこの観測結果は、以下に述べる諸点から Wake の構造を研究する上で好む条件を備えている。

1) プローブは球形をしており、その空間的ディメンションが衛星本体に比して充分小さい。又、プローブは本体から突き出て宙空に浮かしてあるので、衛星表面の小さな突起、他のアンテナ、機器類の影響は殆ど受けない。

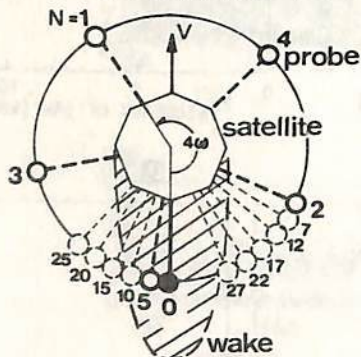
2) 行星はスピン軸が軌道面に垂直になるよう姿勢制御されており、プローブは常に Wake の中心近くを通るように行星の回りを回転している

3) 計測 timing の周期がスピン周期と same order であるため、種々の周期のビートパターンを生じ、Wake 構造の詳細な計測を行う結果となっている。

4) 406 kHz でのプローブ等価容量値 (電離層高度ではシース容量値を与える) と、UHR 周波数を同時に計測して、両者に現れる Wake 構造の計測結果を吟味することにより、非一様媒質中でのプローブインピーダンス特性への手懸りを持っている。

第2図は、Rev. 3127 の Case について、UHR 周波数計測及び、406 kHz での等価容量値より夫々 Wake の電子密度を求め back ground の電子密度で Normalize したものを示してある。図中前者は破線 (a) で、後者は実線 (b) で示す、両者の違いは、それぞれの値に Wake の構造が反映する仕方の違いを示している。この点を定量的に調べることにより、さらに正確な Wake の情報を得ることが出来る。

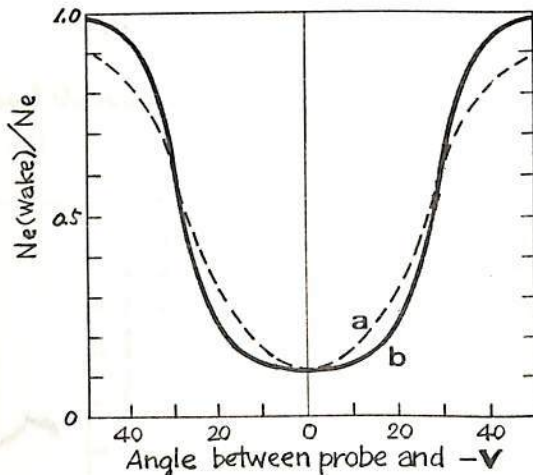
さらに、多くの Orbit のデータに解析を加え、電離層の種々の条件のもとでの Wake 構造を調べ、その電子密度、プラズマ温度、成分等のパラメータ依存性に考察を加える。



REV. 2924 ($\theta = 0^\circ$, $\omega = 0.9352 \text{ rad/s}$)

$t = 0$ $\Omega = 0$
 $t = 4N$ $\Omega_N = 4\omega N$

< 第1図 >



< 第2図 >

19P-I 106 電極汚染の効果と低減させた R.P.T. 測定法

南 繁行 竹屋 芳夫
大阪市大工学部

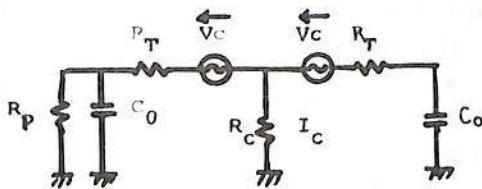
まづラングミニアプローブ特性のヒステリシス其主要原因は、小山代等によりプローブまわりの附着物の緩和時間によるものと報告されている。またこの緩和時間より十分短時間の電圧掃引を行なうことによりヒステリシス特性があらわれなくなることは見出された。この方法は精密な電子温度測定に有効である。ところで正イオン温度測定に用いる遅延電位トラップ(R.P.T.)においても電圧掃引を行なう電極にこの効果があらわれイオン捕集電流を歪ませることが指摘されている。著者はこのR.P.T.を用いたイオン温度測定においてかかる効果と低減させるため、例えばS310-4号核搭載のTPIでは、乾燥室がステンゲル入りE清浄メッキグリッドを使用した方法を採用して来た。しかしこの方法はその品質管理と取扱に配慮を要した。ここで報告するのは、R.P.T.を用いて回路的にこの問題を解決する実験を行なったその結果である。

方法 グリッドをもつR.P.T.においてイオン温度を測定する方法には一般に用いられるグリッド掃引法とコレクタ掃引法がある。後者は信号処理の面で技術的にはむづかしいが、掃引電極としてプラスマエミューインピーダンスが高いため本質的にヒステリシス効果は少ない。ここでは第1図に示すトランス結合による掃引法を用いた。交流特性にも注意を払った。第2図は特性の一例である。周波数の高くなるにつれ生じる特性の歪みはこの測定回路の位相遅れによるもので第3図に示す等価回路を用いると、この歪みのおおきき条件は

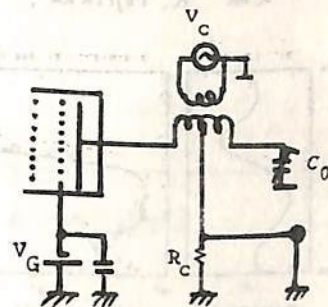
$$R_p > (R_T + R_C)(1 + 2j\omega C_0 R_p)$$

である。ここで R_p , R_T , R_C は各々プラズマ(イオン)等価抵抗, トランスの二次インピーダンス, コレクタ検出抵抗であり, C_0 はコレクタ, グリッド間の真空容量である。この方法はいかにコンタミネーションフリーであり, しかも測定時間が短いこと特に死時間塔載用には好適である。

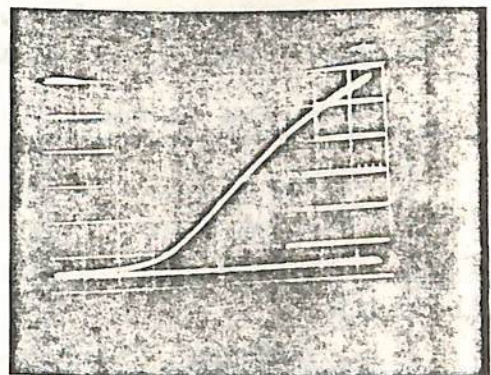
参考文献 K. Oyama ISAS Report 525 (1975)
南他 スペースプラズマ研究会 1 (1974), 1 (1977)



第3図 等価回路



第1図 測定回路



第2図 特性の一例
Y軸 $I_C (10^{-7}A/div)$ X軸 $V_C (0.1V/div)$
掃引周波数 15Hz.

19P-I 107 観測ロケット搭載用インピーダンスプローブ
による電離層の観測結果

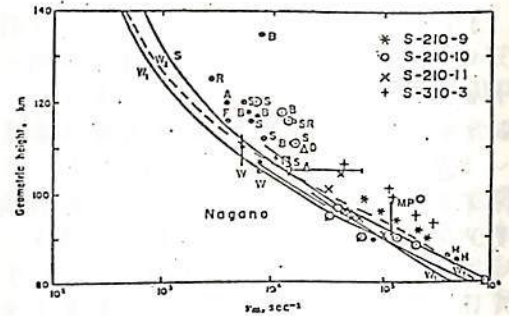
901

渡辺勇三
東京大学宇宙航空研究所

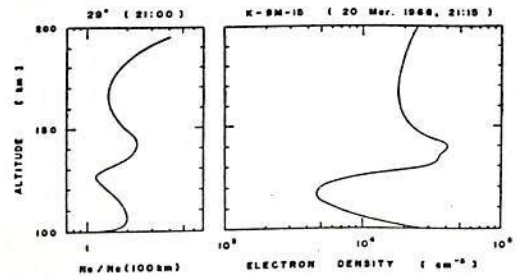
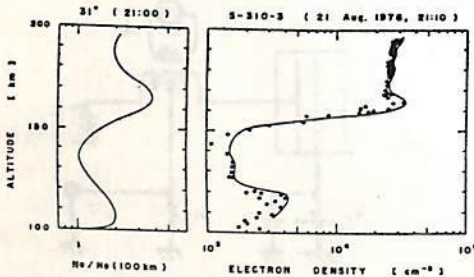
[1] インピーダンスプローブで検出される
高域ハイブリッド共鳴とプラズマ共鳴
の特性を利用して、電子の有効衝突周波数を測
定できることが理論的に検討された。ロケッ
トによる f_{eff} の測定結果は他の方法による結
果と良く一致した。

文献

Y. Watanabe 他, 宇宙研報告 12, 418 (1976)



[2] 内の浦における夜間電離層の電子密度分布の時間変化が調べられた。ロケット
による観測結果は、中性大気風による荷電粒子のドリフト理論を適用して説明で
き。かつ、内の浦が南北風の風向きを反転する緯度的境界点に極めて近いことが明らか
にされた。文献 K. Fujitaka, J. A. T. P. 36, 1883 (1974)



[3] K-9M-59号機で観測された高度130 km ~ 140 kmの電子密度の高度
分布は、太陽H Ly- α による領域のNOの電離に基づくものであると解された。

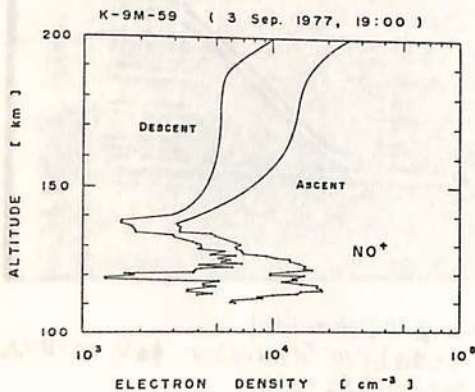
至(H Ly- α)、Teの結果とともに、式：
$$\frac{dN_e(z,t)}{dt} = \text{至}(z,t) \cdot N_0(z) \cdot j_i(N_0) - L(z,t) N_e(z,t)$$

$L(z,t) = \alpha(N_0^+, Te) \cdot N_e(z,t)^2$ を用い
て N_0 の密度が求められ、これまでの理論
値、観測値と比べられる。

至とTeのデータは、阪市大小塩研、
宇宙研平尾研のお世話になりました。

文献

L. G. Smith, J. A. T. P. 28, 1195
(1966)



金子 修, 佐々木 重, 河島 信爾
 東大宇宙研

電離層プラズマ中の飛翔体から電子ビームを放出した時における様々な現象を調べる為、この機で K-9M-57 及び 58 号機において、 3keV 100mA , 5keV 50mA という大出力の電子銃を用いた実験を行なってきた。これらの実験では、出力が大きい為であるが、エネルギー的有利な条件を受け、パルス状の（しかもコンデンサーを用いている為、エネルギーが時間と共に変化する）ビーム放出とみなさるを得ない。これは、測定及びデータ解析上不便な点がある。そこで本年1月に行なわれた K-9M-61 号機においての実験では、電子銃として 3keV , 50mA と中程度のものを使用し、ビームを DC で放出、前回と比較してより精密な測定を行なうこととした。測定項目は、 3914A , 5577A の各ライン、ラングミュアプローブによる周辺プラズマ密度、温度、フローティングアローブによるロケット電位、TAD に付する VLF, HF 帯の反射である。特にフローティングアローブは、ビーム放出に伴うロケット周辺リソース領域の成長を見る為、ロケット壁から最高 90cm の点の測定を行なっている。

実験は右図に示すように、7秒間の昇圧誘引モードと各段階の1秒間ステップ電圧モード（各1秒間体子）の組合せで行ない、高度 $10 \sim 250\text{km}$ (上昇時) $250 \sim 285\text{km}$ (頂点) $285 \sim 180\text{km}$ (下降時) の領域で実験を行なった。

得られた結果の解析は現在進行中であるが、その一部を述べると、まずロケット電位は、ビーム量の増加と共に直線的に増加するが、 10mA 程度を境として、その増量が変化することを確認された。(図1) 最初の頃は周辺プラズマ密度に依存し、プラズマ密度が高いところでは増量が急になる。ポテンシャルの上昇と共に周辺電子密度は上昇する一方、イオン密度は減少する。しかしながらロケット電位が少なくなると数+V しかかっていると推測されるが、これはイオン密度の完全なゼロにはなっていない。測光は 3914A , 5577A 共、ビーム量に比例しないほど少く、パワーの大きさを示してあり、バックの中性大気密度を反映している(高度依存性のため、さりとて)。このような結果について今後更に解析を進め、詳細を報告する。

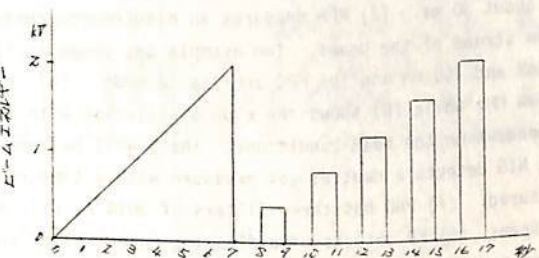


図1 電子銃の動作モード

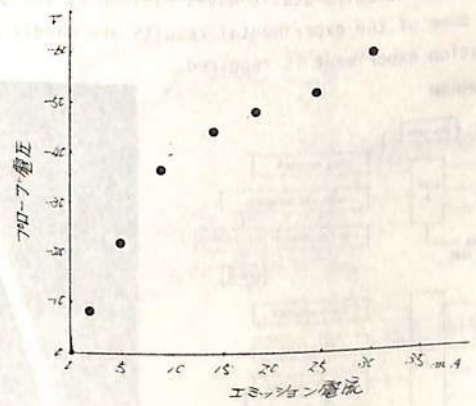


図2 ロケット電位のビーム量依存

M. Ejiri*, S. Miyatake**, SEPAC Team

* 東大宇宙研 ** 電通大

Electron beam (EBA), MPD arc-jet (MPD) and neutral gas plume (NGP) propagation tests are performed in the NASDA large vacuum chamber in Nov. 1977. Though this campaign was mainly devoted to the tests of the guns which will be aboard the first space-lab, various kinds of measurements to study characteristics and their interactions of electron beam, plasma beam and neutral gas plume were carried out by using following diagnostic instruments; an electron current collector (RPA), two nude gauge vacuum sensors (NIG1 and 2), a photo-meter (PHO), a floating probe (FP), a high-frequency wave detector (HF), Faraday Cup (FC), a low-frequency wave detector (LF), a K-vector (K) and a monitor television camera (MTV).

The system block-diagram is illustrated in Fig. 1.

- (1) MTV is a SIT tube TV camera which monitors the beam path in space. One example for an electron beam with 2 keV and 100 mA is shown in Fig. 2. Note that the time resolution of this measurement is about 30 ms.
- (2) RPA measures an electron current to the collector which is located in the down stream of the beams. Two example are shown in Fig. 3 (a) and (b); (a) electron beam with 2 keV and 100 mA and (b) MPD arc-jet A2 mode. (a) reveals the oscillation with frequencies around a few MHz while (b) shows the slow oscillation with frequencies around a few tens of KHz; they are dependent on the beam conditions. These will be compared with the HF, LF and FC measurements.
- (3) NIG detects a neutral gas pressure with a time resolution of 1 ms, NGP propagation profile being measured.
- (4) PHO has three filters of 3914 Å, 5577 Å and 6300 Å and measured N^+ and O^+ excitations by beams
- (5) FP detects a floating potential of the electron gun referred to the space potential, three separate electrodes being used.
- (6) LF, HF, FC and K are used for detections of electro-magnetic and/or electro-static waves excited by the beams. Though details are given in the presentation, some of the experimental results are hardly understood; a theoretical study including a simulation experiment is required.

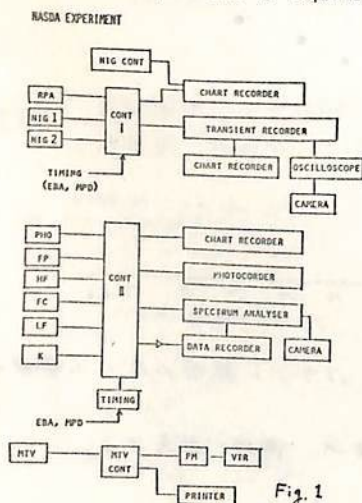


Fig. 1

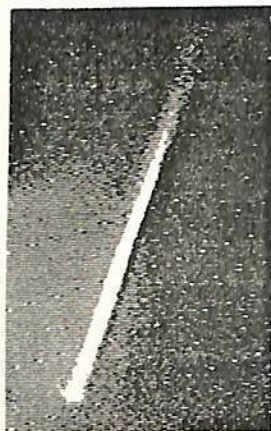


Fig. 2 EBA beam MTV picture



Fig. 3 (a)
RPA Data
EBA : 2kV
Transient Record
(10V, 2µs)

Fig. 3 (b)
RPA Data
MPD : A2
Transient Record
(20V, 20µs)

This experiment was supported by ISAS and NASDA, instrumentation of diagnostics being made available with cooperations of Meisei Co. and Toshiba engineers. All participants are greatly appreciated.

19P-I 110 スペースにおける電子ビーム Active 実験の
 コンピュータ・シミュレーション
 (I) 流体モデルコードの開発

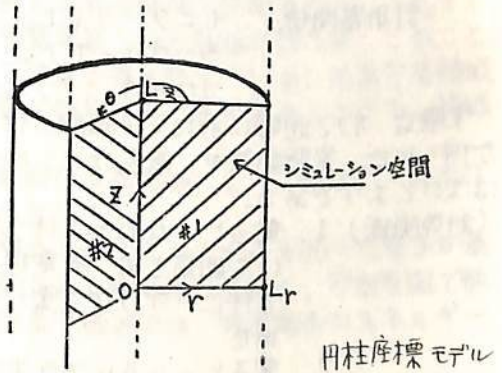
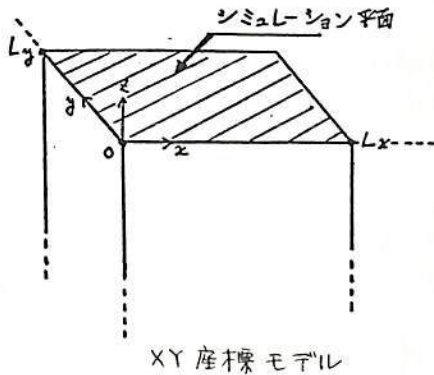
松本 紘(京大・工) 江尻全機(東大宇宙研)

スペースプラズマ中での Active 実験は 今後スペース・シャトル実用の時代に入り
 ますます盛んに行なわれる事となる。 我国からも、SEFACグループが電子ビーム、
 プラズマの放出実験を行なおうとしている。

これらの実験は事実上境界のない無限プラズマ中で行なわれる為、地上実験設備
 中でのシミュレーション実験では充分テスト並びに補足実験が行えない心配がある。
 これを補ない、且つスペース実験では計測し切れない物理量の測定、ミクロな物理過程
 等を明らかにする目的で、我々はコンピュータ・シミュレーションを行なうことにした。

コンピュータ・シミュレーションコードには粒子モデルコードと、流体モデルコード
 とが存在するが、今回は 後者の流体モデルコードについて述べることにする。基礎式は
 従って、連続の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式 及び マックスウエルの式 であ
 る。扱う粒子(流体)は電子、イオン、ビーム、及び背景の中性大気流体である。モデルは
 下記のような二種類の二次元モデルを考えている。解法は Two-Step Lax Wendroff 法
 による。

図. 流体シミュレーションにおける二つの二次元モデル



今回は主としてコード開発とその問題点について述べ、若干のシミュレーション結果に
 ついても触れることにする。 計算機プログラムは京都大学学生 渥美 淳君の手で作り
 られた。

19P-I 111 宇宙開発事業団筑波大型チェンバーにおけるスペースシャトル搭載用粒子加速器(SEPAC)実験

河島信樹・栗木恭一・江尻全機・荒木哲夫・佐々木進・矢守章・中丸邦男・長反信人・大林辰哉 (東大宇宙研)・工藤勲(電総研)

1980年に予定されているスペースシャトルSL1での大出力粒子ビーム(電子ビーム及びプラズマ)射出実験(SEPAC計画)に関連して、昨年11月、宇宙開発事業団筑波宇宙センターの大型チェンバー(8.5m^φ, 25m^h)で模擬実験を行った。本実験は、東大宇宙研と宇宙開発事業団との共同実験として行われたものである。使用機器は主として、スペースシャトル搭載用のエンジニアリングモデルが使用され、機器配置もできるだけ実際の搭載状態に近い形をとった。本実験の目的は下記のとおりである。

- (科学目的) 1. 電子ビーム射出に伴う機器帯電のメカニズムの研究と、プラズマ雲・中性ガス雲射出による帯電中和の研究
 2. 射出された電子ビーム及びプラズマ雲の大きなスケールでの伝播特性の研究
 3. 電子ビーム及びプラズマ雲による波動励起及び発光現象の研究
 (技術目的) 1. 各機器の機能試験、安全確認試験
 2. 大容量高電圧を使用する両粒子加速装置(電子銃, MPD-AJ)の同時動作に伴うかみあい試験
 3. 各機器からの電気的ノイズのデータ取得

主要な使用機器は

加速器関係 電子銃 出力 7.5kV1.6A (最大) パルス中 DC ~ 10μsec
 インプレクネイラドカソード使用・傍熱型
 MPD-AJ 出力 2kJ、射出プラズマ 10¹⁹/shot
 パルス中 1ms、作動ガス Ar

計測器関係 モニターテレビ、ファラディカップ、Retarding Potential Analyzer, ラングミュアプローブ、フォトメーター、RF/LF/HF受信器
 フローティングプローブ、電離真空計、中性ガス雲射出装置

実験は 約2週間のために順調に行われ、上記各項目について各種のぼう大なデータが得られた。実験期間中、真空チェンバーは 約 5×10^{-7} Torr に保たれた。主な実験結果は次のとおりである。

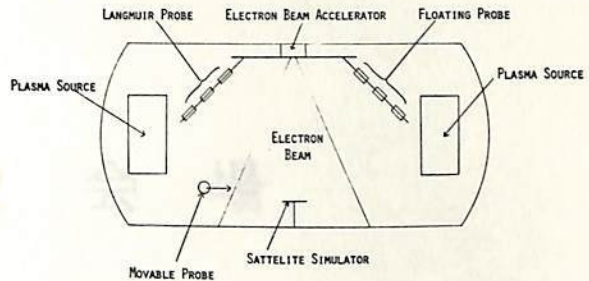
- (科学関係) 1. 電子ビーム射出に伴う機器の帯電電圧が、ビームの各パラメーターについて測定され、帯電現象のメカニズム解明に不可欠なデータが得られると伴に、プラズマ雲・中性ガス雲射出による帯電中和が予想通り観測された
 2. 電子ビーム及びプラズマ雲の伝播の様子がテレビでとらえられ解析された
 3. 電子ビーム及びプラズマ雲射出による波動が広い周波数範囲で調べられると同時に発光現象も観測され、それらのメカニズムが検討された。
 (技術関係) 1. 各機器はほとんどトラブルなしに動作し高電圧機器の安全性も確認された。
 2. 両加速器の同時動作についても異常はみられず、スペースシャトル上での同時運転の安全性が確認された。
 3. 機器からの電気ノイズが規定の方法で調べられ、所定のデータが得られた。

取得されたデータはぼう大で、現在解析中のものも一部ある。宇宙開発事業団側も同時に衛星帯電の研究、プラズマによるコンタミネーションの研究、マイクロ波伝播の研究を行ない、前期の成果をあげた。なお本実験は来年3月にも再度行われる予定である。

19P-I 112 宇宙研大型スペースシャノンバーにおける電子ビーム放出実験

佐々木 進, 金子 修, 萩原通伸, 河島信樹
東大宇宙研

電子ビームを用いた宇宙空間での実験は、1969年 Hess et al が電子ビームによる人工オーロラの生成に成功して以来、波動励起、エレクトロソコー等のテーマで盛んに行われており興味深いデータが多数報告されている。更に1980年にはスペースシャトルを用いた大規模な電子ビーム放出実験が日本と米国NASAとの共同実験として予定されており、この種の実験は今後ますます



盛んになると考えられる。しかしこれ迄の実験では、ロケットから電子ビームが実際にどのような状態で放出されたのか、電子ビーム放出に伴うロケット本体の帯電はどの程度なのか、又ロケット周辺のポテンシャル分布はどうなっているのかといった基本的な問題を含み電子ビーム放出に伴う現象の総合的な検討がなされていない。これらの問題を解明する為にはロケット実験と並行して実験室実験を行う必要があり、我々は1976年以来大型スペースシャノンバーで一連の電子ビーム放出実験を行ってきた。今回の実験では上図に示した実験配置で、以下に示す六項目についての計測を行ない次の様な結果を得た。

- (1) 電子ビームの空間分布: ビームの拡がり角は、ビームの空間電荷から求められる式 $\tan \theta/2 = 0.35 \sqrt{P}$ ($P = 10^6 I_E / V_{HV}$, I_E : ビーム電流, V_{HV} : 加速電圧) に従うが、バックグラウンドの中性大気又はプラズマの存在により拡がり角が小さくなる。
- (2) 帯電: 帯電のメカニズムとしては、対地容量を定電流電源で充電するというモデルが実証された。高真空領域では $V_F \propto I_E^{2/3}$ (V_F : 帯電電圧) の依存性が得られ、このことは帯電電圧が帰還電子電流の空間電荷制限によって決まる事を示している。低真空度領域ではビームによって生成されたプラズマにより帯電が緩和され、真空度が 10^{-4} Torr 領域では帯電はほとんど生じない。
- (3) 帰還電子の空間分布: ビーム電子との静電的な反発作用により、電子ビーム出口からできるだけ遠い導体部に戻ってくる傾向が明らかになった。
- (4) 帰還電子エネルギー分布: 高真空では帯電電圧と同じエネルギーを持った電子が最も多く、これはシースの縁付近から帰還電子が供給される事を示しており、宇宙空間で飛翔体からビームを放出する時の状況と一致する。低真空領域では、帰還電子のエネルギーは帯電電圧以下ほぼ一様な分布を示す。
- (5) 帯電時のシステム周辺のポテンシャル分布: プラズマ密度又は中性大気密度が大きい程、シースの大きさは小さい。これは(2)で示した理論をうらみずけている。
- (6) 波動励起: グランドモード(電子銃アースとシャノンバー壁とを結んだモード)の時よりも、フローティングモード(電子銃アースとシャノンバー壁とを絶縁したモード、電戻回路的に宇宙空間での飛翔体からの電子ビーム放出に対応する)の時のほうが強い波動が励起される。このことは、波動はビームそのものによるよりも主に帰還電子によって励起される事を示している。

なお本シリーズの実験は、本年4月に予定されており、より詳細なデータ取得を行う予定である。

第 2 会 場

16A-II 1 Jicamarca ISレーダーによるmiddle atmosphere の観測 — 海外学術調査速報 —

加藤 進・松本 紘・深尾昌一郎・若杉耕一郎・津田敏隆・等松隆夫
(京大・工) (東大・理)

近年, middle atmosphere 領域への関心がとみに高まっている。しかし, 観測手段の制約からその性質はまだ充分には解明されていない。我々は1977年9月から1978年1月にかけて, Jicamarca ISレーダーを用いてこの領域の観測を行なった。以下では, その概要について速報する。まず本観測の目的は次の3つである。

- 1) 大気波動及び風の平均場の観測。
- 2) 大気乱流の観測。
- 3) 散乱機構の実験観測。

実際には, 平均風に短周期から長周期にわたる波動成分がのった運動が観測される。一方平均風と大気波動によって乱流が発生する。電波の散乱機構はこの乱流, 特に電波の波長スケールの乱流機構に大きく依存すると考えられる。このように目的1), 2)及び3)は独立ではなく, 複雑に絡み合っている。

我々がJicamarcaで行った観測(Jicamarca Experiment by Japanese Group; JEJと略す)は表1に掲げる5種類である。

JEJ-1ではサンプル間隔1.25kmを実現し波動モードと伝播特性の決定が容易になる工夫を行った。JEJ-2ではスプレッドFなどのクラタ信号の除去のため, 散乱高度以外からの散乱信号を区別して受信する送信パルス列を考案した。これは特に夜間信号強度の微弱な中間圏データの信頼度を上げるのに有用と考えられる。JEJ-3/1及び3/2では右旋と左旋の円偏波で送受信を行い偏波に関する散乱マトリックスを測定した。これを解析することで散乱体が等方性か或いは異方性かの情報を得ることが可能と考えられる。JEJ-4ではJicamarcaから約30km離れたCallaoにおいてラジオゾンデによる風の観測を同時に行い, 2つの異なる方法によって求まった風の相互比較をした。またJEJ-5ではアンテナを4等分してそのうちの2つを受信に, 他の2つを交互に送信に用いてインタフェロメタとして動作させた。この相関より散乱体積と散乱体のスケールの関係を推定できる可能性がある。

講演では各実験の目的・特徴及び観測パラメータについて詳述する。

表1
JEJ
の概要

Experiment	Region	Period	Objectives	Antenna**
JEJ-1	stratosphere (10-41.25 km; 1.25 km)*	31h 10m	1)	V, W & S
JEJ-2	stratosphere & (15-25 km; 2.5 km) mesosphere (60-90 km; 2.5 km)	62h 29m	1)	V & W
JEJ-3/1	stratosphere (10-27.5 km; 1.75 km)	3h 32m	2) & 3)	V(LHC) & V(RHC)
JEJ-3/2	mesosphere (60-90 km; 2.5 km)	3h 33m	2) & 3)	V(LHC) & V(RHC)
JEJ-4	stratosphere (10-50 km; 2.5 km)	49h 54m	1)	V, W & S
JEJ-5	stratosphere (13-25 km; 2 km)	4h 10m	2) & 3)	V & V

* (Observed heights; interval)

** V; vertical, W; westward and S; southward.

16A-II 2 Jicamarca ISレーダーによる

中層大気圏散乱観測 I

若杉耕一郎・深尾昌一郎・加藤進
(京大・工)

ISレーダーは中層・電離大気を問わずその運動を直接観測できる点で極めて有力な観測手段である。しかし、中層大気圏からの散乱機構に関しては未だ不明な点が多い。今回の海外学術調査のうちJ E J-3では、特に成層圏及び中間圏での散乱特性と明らかにすることが目的である。

このために、左旋及び右旋の円偏波を用いた観測を行った。表1に観測のパラメータ、図1に送受信パルスパターンを示す。まず、右偏波でパルスを送信する。この散乱波を右及び左偏波のアンテナで受信する。次に同様の観測を左偏波の送信パルスに関して行う。受信信号のサンプルは、成層圏(J E J-3/1)では1.75 km 間隔、中間圏(J E J-3/2)では2.5 km 間隔で行う。Flip信号により送信パルスの位相は180°反転する。これは受信系のDCバイパス除去に利用される。最後にパルスを送信せず信号のサンプルのみを行う。この値を雑音レベルのモニタとして利用する。このように観測から各偏波に対して散乱電力 P_{ij} ($i, j = R \text{ or } L$; R, Lは各々右, 左旋偏波を意味する) が得られる。

$$P_{ij} = P_t \eta^T V_{ij} \sigma_{ij} \eta^R G_j \quad (1)$$

ここに、 P_t ; 送信電力, η^T ; 送信時におけるアンテナ効率, V_{ij} ; 散乱体積, σ_{ij} ; 散乱断面積, η^R ; 受信時におけるアンテナ効率, G_j ; 受信機ゲインである。散乱体の可逆性を仮定すれば、 $\sigma_{RR} = \sigma_{LL}$ かつ $\sigma_{RL} = \sigma_{LR}$ である。観測におけるこれらのパラメータの絶対値を正確に測定することは不可能である。たとえば受信機のリカバリ特性は時間的に変化するため G_j は一定でない。しかし、 P_{RR} , R_{LL} , P_{RL} 及び P_{LR} を全て測定することにより式の不確定量を除去することができる。

したがって、観測された散乱電力行列 (P_{ij}) より散乱体の散乱行列 (σ_{ij}) を推定することが可能となる。散乱体が等方性に見える場合、一般に $\sigma_{RR} = \sigma_{LL} = 0$, $\sigma_{RL} = \sigma_{LR} \neq 0$ である。観測高度ごとに散乱体積は変化するが、散乱行列 (σ_{ij}) を求めればこの高度での散乱特性を知ることが可能となる。また近接する高度ごとの (σ_{ij}) を比較することで散乱体分布の様子がわかる。同様に (σ_{ij}) の時間変化から散乱体の発生頻度及びその変化の様子も知ることができる。

表1. J E J-3の観測パターン

1. Pulse width (JEJ-3/1)	20µsec	
(JEJ-3/2)	25µsec	
2. Interpulse period	893µsec	
3. One sequence of TX pulses	4.47msec	
4. One coherent integration time	71.4msec	
5. Sampling		
	(JEJ-3/1)	(JEJ-3/2)
# 1	10.0	60.0 km
# 2	11.75	62.5 km
# 3	13.5	65.0 km
# 4	15.25	67.5 km
# 5	17.0	70.0 km
# 6	18.75	72.5 km
# 7	20.5	75.0 km
# 8	22.25	77.5 km
# 9	24.0	80.0 km
#10	25.75	82.5 km
#11	27.5	85.0 km
#12	40.0	87.5 km
#13	50.0	90.0 km

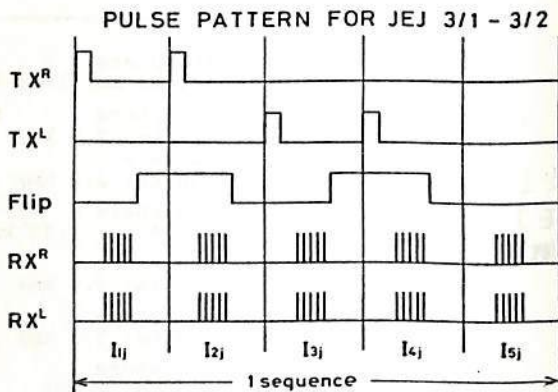


図1. J E J-3 のパルスパターン

Jicamarca ISレーダーによる 下部成層圏風の観測

加藤 進・深尾昌一郎[○]・横井貞明・D.A. Fleisch・W.E. Gordon
(京大・工) (Rice University)

前回¹⁾までに1974年5月23~24日にかけて観測されたデータを解析して得られた成層圏の風速等について報告した。今回は同様にJicamarca ISレーダーを用いて1977年10月3~5日の48時間にわたって観測されたデータの解析結果について報告する。今回の観測は1974年のものと較べて下記の2点でより優れている。

1) 1974年の観測は天頂方向の"vertical"と天頂から西へ3.45°の"westward"の2方向であったが、今回は他に天頂から南へ3.45°の"southward"も同時に観測された。このため風速の3成分の推定が可能となった。

2) 1974年の"vertical"方向は真の天頂とは異なり、アンテナビームは南西へ0.36°傾いていたが今回の実験では完全に真の天頂に向けられた。これにより、風速の鉛直成分の推定精度が大幅に改善された。

今回の観測の送信パルス幅24 μsec 、ピーク電力0.9 MWは1974年の観測と同じであるが、パルス間隔は1 msecとやや大きい。観測は15~33 kmを3 km間隔で7高度についてなされた。データとしては検波出力の直交2成分を0.25 sec間コヒーレント積分した値が磁気テープに記録された。風速の推定にはモーメント法を用いたが、データを256個用いて自己相関関数(ACF)を算出したので、風速は $0.25 \times 256 = 64$ (sec)毎に得られている。

解析結果の主な特徴は次に示す通りである。

1) 風速の時間変動はzonal成分4~5 m sec^{-1} 、meridional成分2~3 m sec^{-1} 及びvertical成分0.1 m sec^{-1} 程度であるが、1974年の結果に較べてやや小さい。

2) 潮汐波動についても1974年の観測程明瞭ではない。振幅は、diurnal成分については教分の1、semidiurnal成分については1/2程度である。

3) 3成分の24時間平均は図1に示す通りである。zonal成分については、風向の高さ変化は準二年周期振動と大略一致する。またmeridional成分については高度20 km近傍で2 m sec^{-1} 程度の南向き風、vertical成分については観測領域全体にわたって1 cm sec^{-1} 程度の上向き風が見られる。

参考文献 1) 第59, 60, 61, 62回日本地球電気磁気学会予稿集

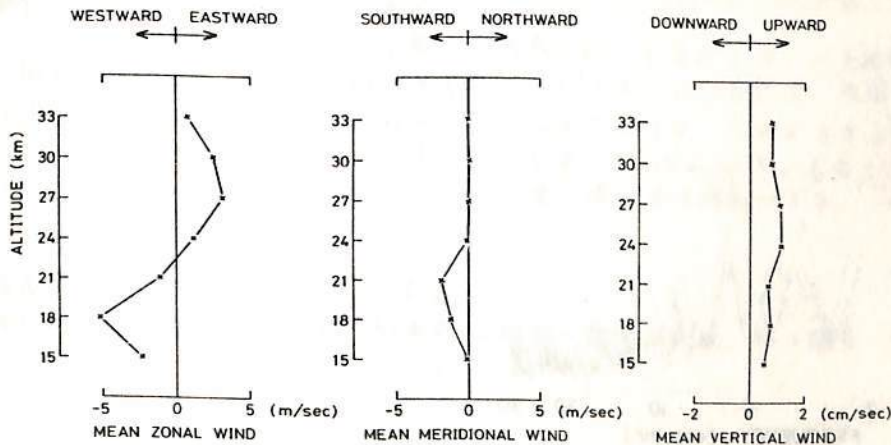


図1
風速の24時間平均値の高さ変化。

16A-II 4 Jicamarca ISレーダーによる中間圏の観測(II) A81

— 大気波動の解析 —

佐藤 亨・深尾 昌一郎・木村 磐根・加藤 進・R.M. Harper
(京大・工)

前回にはJicamarca ISレーダーによる中間圏の観測データ(1974年5月23~24日、高度62.5~90 km)から得た散乱電力及び風速の時間・高度変化について報告した¹⁾。今回はその結果を解析して求めた中間圏の各種の大気波動について述べる。

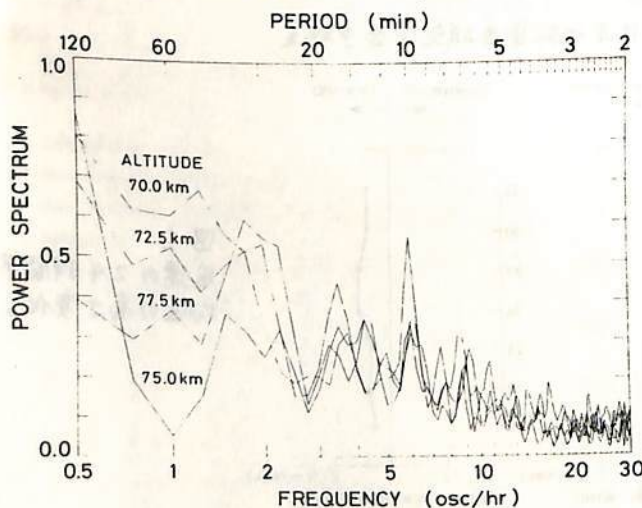
中間圏からの散乱エコーは高度65~80 kmの昼間のみに見られる定常的な日変化をする成分と、高度80 km以上で昼間・夜間を問わず見られ、短時間に発生・消滅をくり返すsporadicな成分に大別される。それぞれの相関時間等の性質から、前者は大気乱流による電子密度のゆらぎ、後者は流星飛跡に起因するものと考えられる。

このため、高度80 km以下では風速の短周期成分(周期1分~数時間)が求められ、高度80 km以上では長周期成分(数時間以上)が求められる。まず長周期成分については、高度87.5及び90 kmにおいて東西方向の風速に60 m/sec程度の振幅の半日及び1日周期の振動が見られることが明らかになった。この振動は大気潮汐によるものと考えられ、高度が下ると急激に振幅が小さくなる。

他方、下図は高度70~77.5 kmの4高度における風速の東西成分のパワースペクトルを周期2~120分にわたって示したものである。図より周期約10分及び30分の位置に、各高度に共通したピークが見られることがわかる。

周期20~60分の範囲をフィルタによって取り出し、各高度における波形を比較すると、これらの間により相関が見られ、さらに高度が高いほど位相が進んでいることが明らかになった。位相の下向きの変搬速度は約10 m/secであり、これを上向きに伝搬する内部重力波と考え分散関係式を解くと、水平及び鉛直方向の波長はそれぞれ190及び26 kmという値が得られた。

また、周期5~20分の成分について同じことを行なうと、パワースペクトルの形状からわかるようにその波形には周期10分の振動が顕著に現れるが、鉛直方向の位相の伝搬は見られなかった。Jicamarcaにおける他の観測結果にも同様の周期を持つ非伝搬性の波動が存在することがすでに報告されている。



参考文献

- 1) 佐藤・横井・深尾・木村・加藤, 日本地球電気磁気学会講演会予稿集, II-13, 1977.
- 2) Rastogi, P.K., and S.A. Bowhill, J. Atmos. Terr. Phys., 38, 51-60, 1976.

高度70~77.5 kmの4高度における風速の東西成分のパワースペクトル。

昼間電離圏F領域データの解析

山崎徳和・佐藤 亨・深尾昌一郎・木村馨根・加藤 進・R. M. Harper
(京大・エ)

本報告では、Arecibo ISレーダー (Puerto Rico) によって観測された昼間の電離圏F領域に関するデータ (自己相関関数及び散乱電力) を解析し求めた電離圏物理量 (電子密度、イオン及び電子温度、イオンドリフト速度、イオン組成) の平均的な時間変化、高度変化及び季節変化について述べる。

観測データは、1974年8月から1977年5月までの51日間の日出から日没にかけて観測されたものであり、観測高度は100~500 kmである。なお、これらのデータは既に報告されている夜間のデータと同時期のものである。

電子密度の時間変化においては、その増減の勾配に季節的な特徴が見られ、特にF2ピーク高度以上の高度においてその違いが顕著である。高度319 kmを例にとると、日出直後の急激な増加は季節に無関係であるが、春では12時頃に極大に達し、以後日没に向かって単調に減少する。また、夏の場合は極大に達する時刻は15時頃であり、冬では11時頃に極大に達して、以後日中は殆んど変化しない。F2ピーク高度は、冬を除く季節では日中、200~350 kmにわたって著しく変化するが、冬では250~260 kmでほぼ一定である。

電離源のない夜間では、電子とイオンは熱平衡状態にあり、時間的にも高度的にもほぼ一定の温度を保つが、日出とともに電子温度のみが急激に上昇する。日中、イオン温度の時間変化は各季節とも緩慢であり、特に顕著な季節的特徴は見られない。一方、日中の電子温度の時間変化は、電子密度の増減と逆の変化をし、日出直後と日没前に2つの極大をもつことが多い。また、イオン温度は高度とともに単調に上昇するが、電子温度は日中、高度200 km付近に極大、300~400 kmに極小をもつ。

イオンドリフト速度の鉛直方向成分の時間変化を見ると、各季節とも、夜間は概して下向き¹⁾であるが、日出直後に上向き²⁾の極大となり、以後日没に向かってそれが単調に減少していく傾向がある。また昼間のF領域全体におけるドリフトを平均すると、夏は上向き、冬は下向き、春及び秋はほぼ零になり、夜間での平均値は、夏はほぼ零、冬は下向きである³⁾ことをも合わせて考えると、夏半球から冬半球へのプラズマの流れがあると考える。高度300 km以上では、イオンドリフト速度の鉛直成分は、高度に対して直線的に増加する傾向がある。

イオン組成に関しては、昼間のF領域においては O^+ イオンが支配的であるが、400 km以上の高度では H^+ イオンも数%含まれる。 H^+ イオンの比密度は、夜間では20~70%にも達するが、日出とともに急激に減少して10%以下になり、それが日中は殆んど変化せず、日没時に再び増加し始める。 H^+ イオンは、日中、300 km以下の高度では殆んど存在せず、400 km以上の高度で、高度とともに急速に増加する傾向がある。

参考文献

- 1) 佐藤, ISレーダーによる夜間電離圏F領域の探測, 修士論文, 京大工学部, 1978.

福山 薫 (京都大学・理学部)

R. M. Harper (京都大学・工学部)

A theoretical study of the incoherent scattering in the mesosphere is presented, with the observed results by the 430 - MHz (Arecibo) and 935 - MHz (St Santin) radars.

Incoherent scatter spectra for the plasma including negative ions and hydrated positive ions were calculated by using reasonable models of the mesospheric structure. It is shown that negative ions significantly enhance the total scattered power and change the shape of the incoherent scatter spectrum.

The calculated results are compared with the mesospheric observations at Arecibo and St Santin, showing qualitatively good agreement.

We discuss the feasibility of determining simultaneously some important parameters of the mesosphere (neutral, electron and ion concentrations, ion composition, collision frequencies, etc.) from the incoherent scatter radar observation.

Robert M. Harper

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

The ion component of the incoherent scatter spectrum has recently been measured over the 65-95 km region at Arecibo. This paper discusses the observational technique and presents the initial results, with emphasis on the usefulness of the technique for measuring winds down to 65 km.

In the incoherent scatter technique a high power signal is transmitted through the atmosphere. The spectral characteristics of the weak return signal give information about the upper atmosphere. In the mesospheric experiment at Arecibo a 4 u sec baud width, 13 baud length Barker coded pulse was transmitted every millisecond. The 4 u sec baud width defines the altitude resolution at 600 meters, while the 1 m sec pulse repetition rate limits the baud width of the returned signal spectrum that can be examined to 1 KC. At each of 60 altitudes (or equivalently time delays from the transmitter pulse) the returned signal voltages from 256 consecutive pulses were fast fourier transformed in real time using a new Floating Point System Array Processor. The resulting frequency spectra were then averaged for 25 minutes.

The measurements clearly show the narrowing of the incoherent scatter spectrum that occurs with decreasing altitude due to the increasing ion-neutral collision frequency. However, the theoretical interpretation of the spectra will be the subject of a separate paper. The doppler shift of the spectra give a direct determination of the neutral wind down to 65 km as the ion bulk velocity is equal to the neutral bulk velocity at mesospheric heights. The experimental uncertainties in the wind determination will be discussed, and it will be shown that the incoherent scatter technique should be able to measure the vertical component of the neutral wind to accuracies of the order of cm/sec below 80 km.

Robert M. Harper
Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

An experiment was recently performed at the Arecibo Observatory to attempt to investigate the dominant periodicities and sources of day to day variability in atmospheric parameters. Measurements were made in the stratosphere, mesosphere, and thermosphere on 30 days during August-September, 1977 at the same local time each day.

This paper presents a preliminary analysis of the mesospheric wind results from that experiment. The mesospheric observations covered the 80-100 km region, and had a height resolution of 600 meters. Both zonal and meridional winds were measured by successively pointing the Arecibo antenna in these directions. The results represent 30 minute integrations at each position.

Preliminary results indicate that the southward wind is relatively constant from day to day, while the zonal wind shows considerable variability. The dominant periodicities and sources of variability will be discussed.

Robert M. Harper

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

This paper compares the structure of the semidiurnal tide inferred from meteor radar observations in the 80-100 km region with the structure of the tide in the lower thermosphere that is inferred from incoherent scatter measurements. A short vertical wavelength is inferred at all seasons in the lower thermosphere, while a very long vertical wavelength dominates in the meteor region in all seasons except winter. The temperature gradient in the lower thermosphere can shorten the vertical wavelength of an $S_{2,2}$ mode to a value near that observed. However, the latitudinal structure of the meridional wind and temperature fields in the lower thermosphere do not agree with that predicted for an $S_{2,2}$ mode. The source of the discrepancy between the meteor region and lower thermosphere vertical structure is not resolved, though many similarities and consistencies are observed between the seasonal variation of eastward wind in the meteor region and the meridional wind and temperature in the lower thermosphere.



Kato, S., T. Aso, T. Tsuda, S. Matsuda,[†] Y. Yoneda^{††} & Y. Takashima
 Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Uji 611

The meteor radar facility at Kyoto University started preliminary observations in December, 1977. The station is established at Shigaraki, Shiga (34°51'N, 136°6'E), some 40 miles from the main campus. The radar is a coherent pulse doppler radar with transmitting frequency of 31.57 MHz and 10 kW peak power. A digital computer supervises the whole system, including data-taking and quick-look analyses. Doppler shift due to drifting meteor trails which reflects the motion in the lower thermosphere is recorded, along with amplitude, range and arrival angles of echo returns. Since the angle measurement subsystem is still in preparation, observations are of a preliminary nature. A specimen record of echo amplitude (lower trace) and doppler shift is shown in Fig. 1. When a significant echo is detected, observations are taken for 1 sec. The radar then returns to "watch" mode, where the interpulse period is reduced to one tenth of "measure" mode. Doppler shift signal is clearly seen with phase reversal associated with amplitude fading. Fig. 2 shows daily variation of meteor rates (30 min value of underdense echoes) for the 24-hr run on Dec. 21-22, 1977. More than 2000 echoes serve to infer a diurnal variation of wind fields in the meteor zone as is illustrated in Fig. 3. As antennas are pointed north, the velocity is roughly assumed to be meridional, positive value referring to northward. Data points show large scatter due to mixing-up of all echoes with different height and arrival angles. The result indicates, however, dominance of semi-diurnal component whose phase (northward maximum) is 0600 - 0700.

Further results and discussions will be given at the assembly.

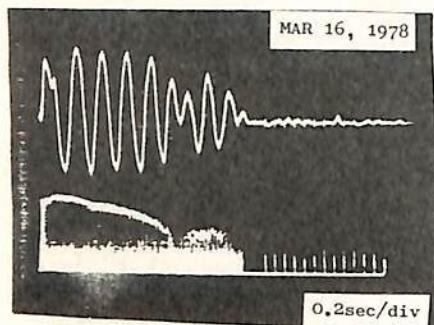


Fig. 1

[†] Now at the Nippon Electric Co., ^{††} Now at the NHK corporation

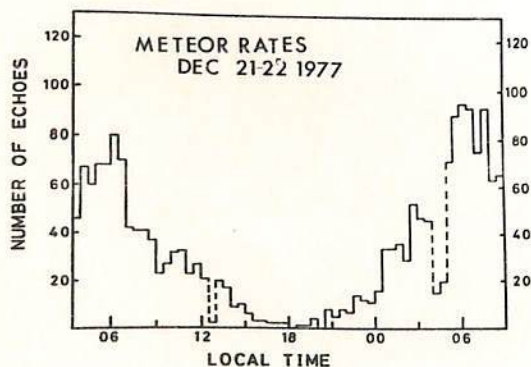


Fig. 2

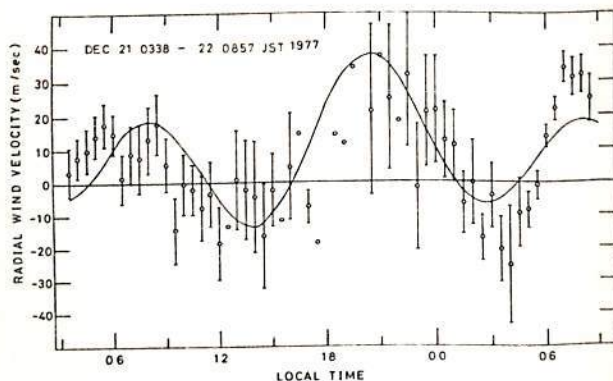


Fig. 3

and (6-2) bands in the Night Airglow

K. Misawa⁽¹⁾ and I. Takeuchi⁽²⁾

- (1) Department of Mathematics and Physics, National Defense Academy, Yokosuka
- (2) Department of Mathematics, Takuma Technical College, Takuma, Kagawa 769-11

Clearly resolved spectra of $P_1(4)$, $P_2(4)$, $P_1(3)$, $P_2(3)$, $P_1(2)$ and $P_2(2)$ lines, Q and R branches of the OH(6-2) band in the night airglow have been obtained together with those of $P_1(4)$, $P_2(4)$, $P_1(3)$, $P_2(3)$ and $P_1(2)$ lines of the OH(8-3) band.

A tilting-filter photometer which is equipped with a cooled RCA-C31034A photo-multiplier and a narrow bandpass filters (halfwidths are about 4.0 Å) is used.

Rotational temperatures are derived from the ratios between P_1 lines, giving an average of 228 ± 23 K for the OH(6-2) and of 231 ± 29 K for the OH(8-3) for the winter season from December 1977 to February 1978.

Correlation between rotational temperature and intensity changes is investigated with a time interval of two hours during night and with a temperature interval of 20 K. It is found that the correlation obtained from the hour between 20:00 and 02:00 of local time is significant and that the correlation calculated from the remainder is not significant. It is also found that the correlation investigated from the temperature interval of 20 K does not show any characteristic trend.

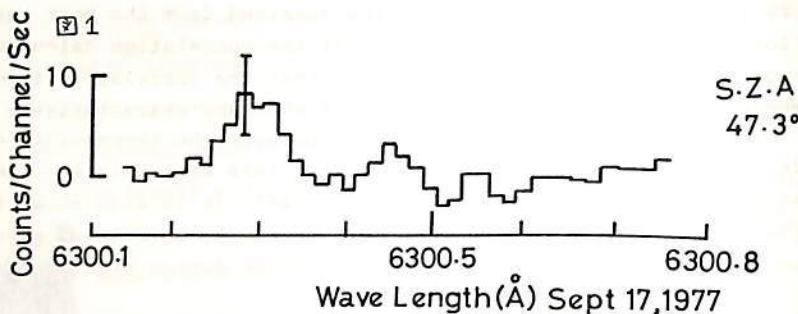
It is shown that the correlation between the temperature and intensity of the OH(6-2) and (8-3) bands obtained during this winter is regarded as significant, respectively, according to Student's t-test. It is also shown that the temperature variations during a single night are partially correlated with intensity changes when the data are taken every thirty minute during night.

斎藤文一, 渡部重十
新潟大理

酸素原子 6300 Å 輝線の昼間時発光を高分解能分光器を用い、地上観測を継続している。分光器は、Ebert型単色光計であり、回析格子は、反射型で 1200本/mm, 110×135mm 主鏡は、340mmφ, f=2000mm である。最小分解波長幅は、0.02 Å である。分光器の波長校正は、5889.95 Å, 5895.92 Å, (NaI), 5769.598 Å (HgI), 6304.789 Å (NeI), 6438.470 Å (CdI), 6562.85 Å (HI) などの各輝線を用い、またフラウン、フォーパー線 6302.764 Å (Atm O₂), 6302.499 Å (FeI), 6302.000 Å (Atm O₂), 6301.508 Å (FeI), 6300.678 Å (ScII), 6300.308 Å (OI) を用いた。この時±0.01 Å の精度で波長同定できる。

昼間大気光の測定は、深さ、幅がほとんど同型である。ScII (6300.678 Å) と OI (6300.308 Å) の二つの、フラウン、フォーパー線を同時に測定した。二つのプロファイルと比較することにより、下層大気の擾乱などによる、みかけ上の強度変化を知るめやすとすることが出来る。これは非常に有効である。この方法を「二波長法」と名づけることかである。

現在までに得られたデータは、約 200 コあり、そのほとんどは、1977年 9月~10月にかけて観測されたものである。測定の方角、天頂角については、真東、天頂角 70°, 真北、天頂角 70°, 真西、天頂角 70°, 天頂 0° の 4 方向について行った。



6300.308 Å の超高層大気へ帰因する輝線は、フラウン、フォーパー線の三ニマムのところに見られる。この輝線を取り出すために、太陽のスペクトルを測定し、比較することにより、輝線を検出した。これを図1に示す。

酸素原子 6300 Å 昼間大気光の発光機構は、現在、解離再結合、O₂ の光解離、光電子による酸素原子の衝突励起などが、主たる発光機構であると考えられている。この中で特に光電子の衝突励起は、Escape フラックス、地磁気北極点からの光電子の流入などについて重要である。昼間時での光電子エネルギーは、平均 10 eV と非常に小さいために、他の原子分子、電子、イオンとの衝突微分断面積が、よく知られていない。したがって厳密な計算は、まだなされていない。光電子のドリフトを無視し、定常状態について考えると、

$$\mu \frac{dN}{dt} = -N + \int G(\mu, E; \mu', E') \frac{N}{\mu'} dE' d\mu' + \lambda N_0$$

で表すことができる。μ = cos α, α はビームの傾斜角、N は光電子のフラックス、dτ = ds/λ, λ = 1/Σ m_i(s) σ_i(E), σ_i は散乱断面積、λ は昼間時での光電子生成率、

$$G = \int_0^{2\pi} \frac{\sum m_i(s) \sigma_i(\mu, \phi, E; \mu', \phi', E')}{\sum m_i(s) \sigma_i(E)} d(\phi - \phi')$$

文献 1) B.I. Saito and S. Watanabe. Dayglow of Atomic Oxygen 6300 Å Line - The High Resolution Spectroscopy. Bull. Nigata. Airglow. Obs. No. 6. p1. (1977).

2) F. E. Barmore. High Resolution Observations of The 6300 Å Oxygen Line In the Day Airglow. Planet. Space. Sci. Vol 25. P185. (1977).

16A-II 13 高出力色素レーザーの開発と

中間圏ナトリウム層の観測(1)

長沢親生, 広野求和, 藤原玄夫

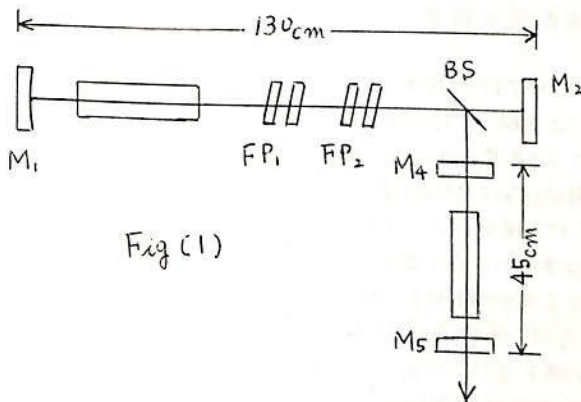
九州大学理学部

色素レーザーを、光源とするレーザーレーダによる中間圏ナトリウム層の観測は、*twilight* などによる観測にくらべて、高度分解能、精度、共にすぐれているため、世界各地で、実用化されているが、我々も、前回、報告したように、狭帯域化した色素レーザーをナトリウム原子のD2線に同調させることによって中間圏のナトリウム層の観測に成功した。

しかしながら、レーザー光の出力や波長の狭帯域化などに、不満足な点が多く精度の良いデータを得ることが、できなかったが、その後の開発によって、Fig(1)に描かれているような *Forced Oscillation type* のレーザー増中装置によって飛躍的に出力、狭帯域化、共に改善することができた。(表(1))に、初期の *system* との比較が示されている。

Forced Oscillation type の増中器は、通常増中装置にくらべて、全出力 *energy* 中に含まれる狭帯域化された *energy* の割合、 γ が大きく、効率の良い狭帯域化した増中を可能にしている。Fig(2)に出力線レーザーのスペクトル写真を示す。

我々は、この色素レーザーを用いて、4月から中間圏ナトリウム層の観測を行う予定である。



Fig(1)

- M_1 : $R=100\%$, $r=3m$ の球面鏡
- M_2 : $R=100\%$ mirror
- BS: beam splitter
- FP: Fabry Perot 140Å
- M_4 : $R=90\%$ mirror
- M_5 : $R=50\%$ mirror
- R: 反射率

	初期の <i>system</i>	現在の <i>system</i>
Out Put Energy	30 mJ	300 mJ
Line width	0.3 Å	0.08 Å
Repetition Rate	1回/15秒	1回/15秒
Pulse Duration	1.5 μs	2.0 μs

表(1)



Fig(2) 上; 注入光がない場合
下; 注入光がある場合

16P-II14 NO 2.8 μm バンド輻射のロケット観測

A01

早川幸男, 伊藤浩式, 松本敏雄, 村上浩, 小野忠良, 宇山喜一郎

(名大理)

1977年1月16日 21^h45^m JST (日没後 4^h10^m) に鹿児島スペースセンターより発射された K-9M-58 号機に搭載された赤外線望遠鏡により近赤外域波長 2.3 μm (Δλ=0.7 μm) で銀河光の観測を行ったが、ロケットの上昇時と下降時に大気光のデータを得ることができた。観測装置は 8 cm φ シリコンレンズ、PbS 検知器より成りロケット軸方向を観測した。約 7 分間の観測の間ロケット軸は天頂角 7°~10° であった。

観測された出力から銀河光黄道光の寄与がさしつかれ、大気光の強度の高度依存性が求められた。これは指数関数的に減少する分布でスケールハイトは上昇時、下降時でそれぞれ 23 km, 14 km であった。この観測された大気光を説明する輻射として、CO₂, OH, NO のバンド輻射の可能性が考えられる。図 1 に観測システムの波長感度特性 (鎖線) と並べてこれらのバンド輻射が示されている。当初 CO₂ の 2.9, 2.99 μm 輻射が有力と思われたが、種々の励起メカニズムについて計算を行なった結果、高度依存性は観測と合うか絶対値が 3 ケタ以上低くなり説明できないことがわかった。また、OH は高度依存性が他の波長での観測と合わないため除外された。

NO の振動励起輻射 Δv=2 の系列が 2.8 μm 附近の輻射を放出するが我々はこの輻射で観測を説明することを試みた。このバンドと思われる輻射の観測に Baker et al. (1977) による高度 130 km までの観測がある。図 1 の実線はこの観測で得られた同バンドのスペクトルである。このスペクトルを観測で我々の観測波長域に他のバンドが見られないうことより、我々の観測はこの 2.8 μm バンドがかかっていることはまちがいないと思える。高い高度で同じスペクトルが保たれるものと仮定して我々の観測を 2.8 μm バンド強度に換算した。これを図 2 に表印で示す。同じ図で三角印は Baker et al. (1977) による値で我々の観測と矛盾のない値を示している。

NO の励起メカニズムとして、 $N(O) + O_2 \xrightarrow{k_1} NO(v=18) + O$, $N(S) + O_2 \xrightarrow{k_2} NO(v=6) + O$ が考えられる。モデル計算 (Ogawa and Kondo 1977) から最初のメカニズムが大部分を占めることが予想される。したがって我々の観測した輻射が NO の輻射であると仮定すると N(O) の密度を導くことができる。反応係数 k_1 とは Baulech et al. (1973) より $5.2 \times 10^{12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 、作られた NO(v=18) が平均として放出する Δv=2 の光子数に Huefner et al. (1971, 1972) の地上実験の値から外挿して得た値 0.28 を用いて N(O) の密度 $[N(O)] = 2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \times \frac{-(R-13)/4}{[O_2]}$ (cm³) を得た。(R: km) 上昇時はロケット燃焼ガスの影響を受けたおそれがあるため下降時のデータを用いた。観測時の T_m = 715 K から Jacchia (1971) のモデル大気 [O₂] を用いて N(O) の密度は図 3 の実線になった。この図で比較のため Rusch et al. (1975) の観測値、Ogawa and Kondo (1977) のモデル値を示す。我々の値は 1 ケタ大きめにしているが高度依存性は定性的にはあっていると思える。

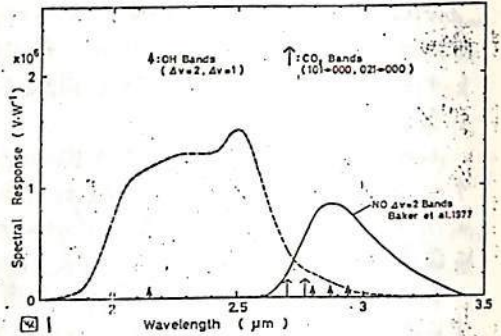


図 1

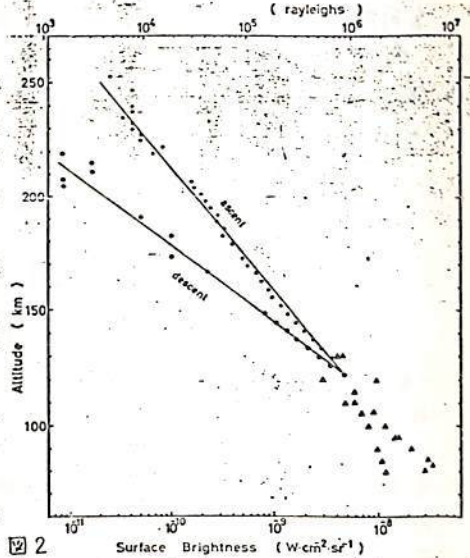


図 2

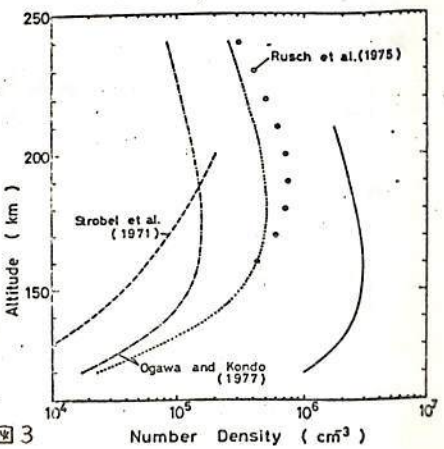


図 3

柴崎和夫・小川利紘・鈴木勝久

(東大 理)

前回の講演で述べたように、430-450nmの可視光領域の連続スペクトルのデータより、NO₂の吸収バンド構造を抽出し、大気NO₂全量 (column density) を求めることができる。我々は観測系として図1のシステムを考えている。

今回は、前回でも少し述べたペンレコーダの記録を人間が読み取って解析した結果、柿岡と東京での観測結果、について(昨年中の結果のまとめ)報告する。なお、得られた値は、基準スペクトルに未知の量のNO₂による吸収が含まれているので、下限値であり予備的な結果である。

主な結果

- ・東京での値は柿岡より大きく、ほぼ2倍程度になる。
- ・一日の内でも、日毎にも、大きな変動を示す。
- ・この変動は風向・風速と密接に関連している。自然状態の変動ではなく汚染大気によるものである。(図5)
- ・柿岡での値も大きく(対流圏濃度を1ppbとするとcolumn densityは約 2×10^{16} 個/cm²)、汚染の影響が見られる。
- ・柿岡でも汚染の影響は顕著であり、自然状態のNO₂全量の測定には他のキレイな場所を捜す必要がある。
- ・より精密な測定にはNO₂吸収のない基準スペクトルが必要であり、気球観測が不可欠であろう。

Block Diagram of Observation System

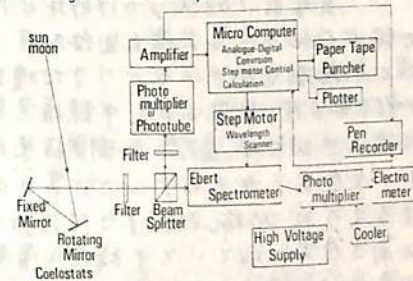


図1

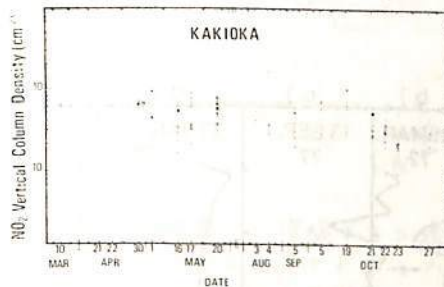


図3

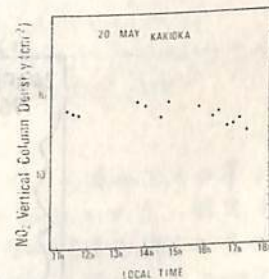


図2

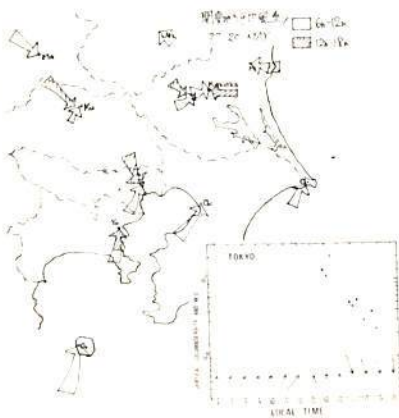


図5

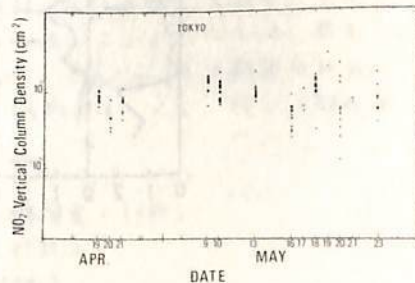


図4

16P-II16 ライダーによる成層圏エアロゾル層の観測

—— 有珠山噴火後の傾向 ——

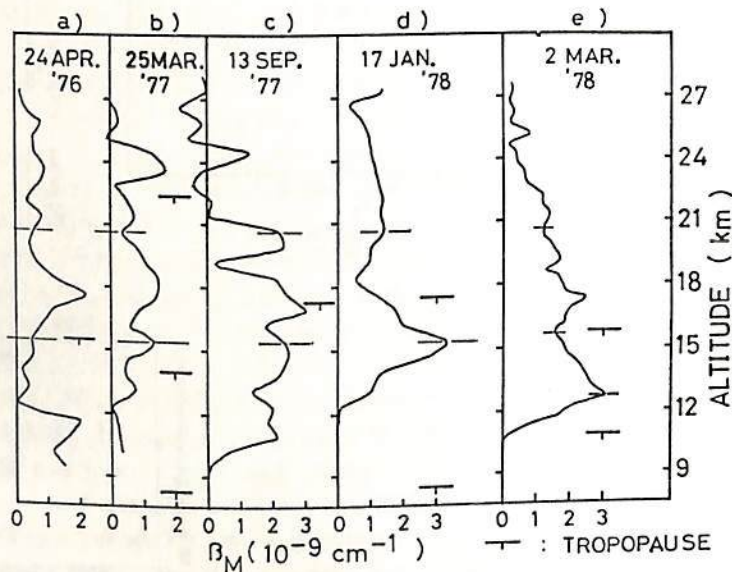
柴田 隆, 長沢親生, 藤原玄天, 広野求和

九州工芸学部

前回まで報告してきたように、成層圏エアロゾル層は Fuego 火山注入 (a) での影響もほとんど無くなり、ここ1~2年静穏な状態が続いている。この時期のエアロゾル層後方散乱係数 β_M の典型的な profile は 18km 付近に中心を構った broad なものであり、ピークの値は Fuego 火山注入直後の約 1/4 ($\beta_M \approx 2 \sim 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$) 程度である。(図 a, c)

昨年8月の有珠山噴火後、これまでの観測では β_M の 18~20km 付近の高さにおける増加は認められていない。が、9月中旬以降に 15~16km 付近の増加が次第に顕著に現れるようになった。(図 c, d, e) 昨年秋より装置の改良を行い、新しい高精度のライダー系で観測を行っているが、上の傾向は旧装置でも得られており(図 c) また、いくつかの実験から、装置を変えたことによるものではないことが明らかになっている。

有珠山 (43°N) では昨年8月に噴煙が 12km の高さまで達したことが先学術的観測で認められていて、噴出気体成分 H_2O , CO_2 , SO_2 , などはそれ以上の高さの成層圏に入ったことが推測されている。また噴出物は 10^{12} m^3 と推定され Fuego の際と約同等である。1967年6月の中国の大気中核爆発実験の際は、多量の放射性物質が 40°N の緯度で成層圏に注入されたが、 ^{137}Cs の測定結果によると濃度のピークは 16km 付近の高さに数年間滞留し、大気の大気モデルで計算された分布 (Louis 1974 Pr. Thesis Model II) の示唆するように 20km 付近までは移動していない。現在観測された β_M の増加はこの ^{137}Cs の高さ分布と似ていて中緯度成層圏に注入された物質の拡散についての新しいモデルの必要性が示唆されている。



高橋 文穂, 平尾 邦雄
(東大宇宙研)

今秋、気球観測が行なわれ予定である。対流圏・成層圏 H₂O の数密度測定について前回の学会では、観測の基礎となる、H₂O-σ band (944nm付近) の吸収係数について、その吸収断面積について報告した。今回の講演では、実際、気球に搭載する機器の概要と、そのセンサーを用いて、行なわれた室内実験の結果について報告する。予稿を書いている現在、十分なデータが揃わず、実験データを二に示すことはできないが、講演の時、話すつもりである。二では、センサーの測定系について述べることにする。吸収セル-光学系は参考文献1も若干改良したもので基本的には同じなもので、そのうち、参照セルは二。測定上、最も重要とされたのは(文献1,2)

$$N = \frac{\Delta I / I_0}{\sigma \cdot R} \quad (N: \text{H}_2\text{O} \text{ 数密度}, \sigma: \text{H}_2\text{O} \text{ 吸収断面積}, R: \text{吸収セルの長さ})$$

なる式における、 $\Delta I / I_0$ (吸収光量対入射光量の比) をいかに、精度良く求めよか、にかかっている。今回の測定では、この種の観測では、初めてではないかと思われる。差動デジタルロックイン方式、これを用いる。即ち、V/F converter と Up-down counter を用いたデジタルロックイン法の原理図、図1 (詳細は、文献3,4) において

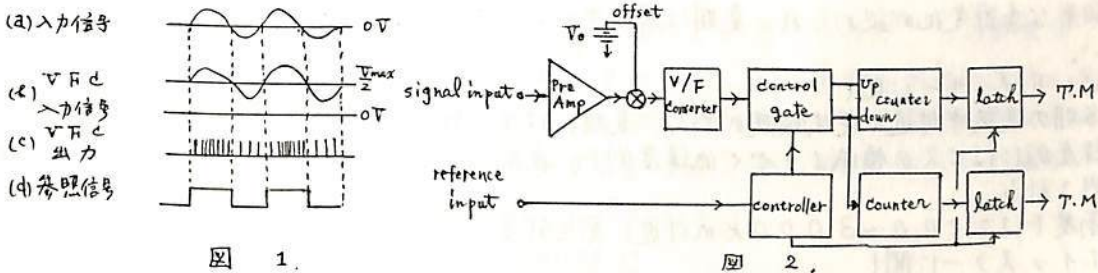


図 1.

図 2.

図2の様は、まず入力信号は、直流増幅器で、増幅された後、バイアス電圧 V₀ を加算された、V/F 変換器に入力される。バイアス電圧は、V/F の dynamic range の中点に設定されたものである。V/F の出力は(c)の様は、入力信号電圧に比例して、密度変動されるパルス列となる。このパルス列は、入力信号と同期してゲートを開閉(d)し、Up-down counter に、加減計算積算される。ゲートは、信号(S) + バイアス(V₀) + 雑音(N)から、信号(S') + バイアス(V₀) + 雑音(N) = ΔI が、減算される様に制御される。所望の ΔI (吸収量) を得ることができ、信号が S, S' と異なるのは、光学路(の損失)が存在する為である。これは、前もって calibrate しておけば良い。一方 I₀ の評価は、S: N = 1:1 でも、 $\Delta I / I_0$ による影響は 50% ということで、Up or down count だけ計数しただけは良い。雑音がある。詳しく解析は、講演の際に行なうと思う。

参考文献

1. 高橋, 平尾, 昭和52年度大気球シンポジウム講演集(1978)
2. 高橋, 平尾, 第62回地球電磁気学会予稿集(1977)
3. 内田, 南, 分光研究 第27巻 第4号(1974)
4. 照井, 生嶋, 金井, 固体物理, 8, 654(1973)
5. 生嶋, 電工展望, 10, No.9, (1973)

ソーサー及びホイッスラーの発生領域

尾崎孝之、岩瀬政之、芳野赴夫、福西浩

(電気通信大) (極地研)

17次南極観測隊により、1976年4月から1977年1月まで10ヵ月間にわたり、昭和基地で174軌道のISIS-VLFデータが受信された(うちISIS-1, 77軌道, ISIS-2, 97軌道)。これらのデータの中からPCMやトップサイド・サウンダー等の混入によりデータの質の悪か、147軌道を除いた127軌道(ISIS-1, 40軌道, ISIS-2, 87軌道)のフェーススペクトルを作成し、VLFヒス、ソーサー及びホイッスラーのMLTと地磁気緯度に対する発生領域の統計を行った。ISIS-2は約1,400kmの円軌道であるが、ISIS-1は近地点574km、遠地点3,515kmの楕円軌道であることを利用し、ソーサーに関しては発生領域の高度分布も調べた。結果は以下の通りである。(図1参照)

VLFヒスに関し

- 1) 05~08 MLTを除くすべてのMLTで観測され、その領域は昼間側では7°~8°に位置し、オーロラ・オーバルに対応する。
- 2) 夜側の発生領域は6°~85°の広い範囲にわたり、発生頻度は22~02 MLTの間が最も高い。
- 3) 顕著な季節変化が認められ、夏期は真夜中から午前にかけてヒスにはほとんど観測されない。

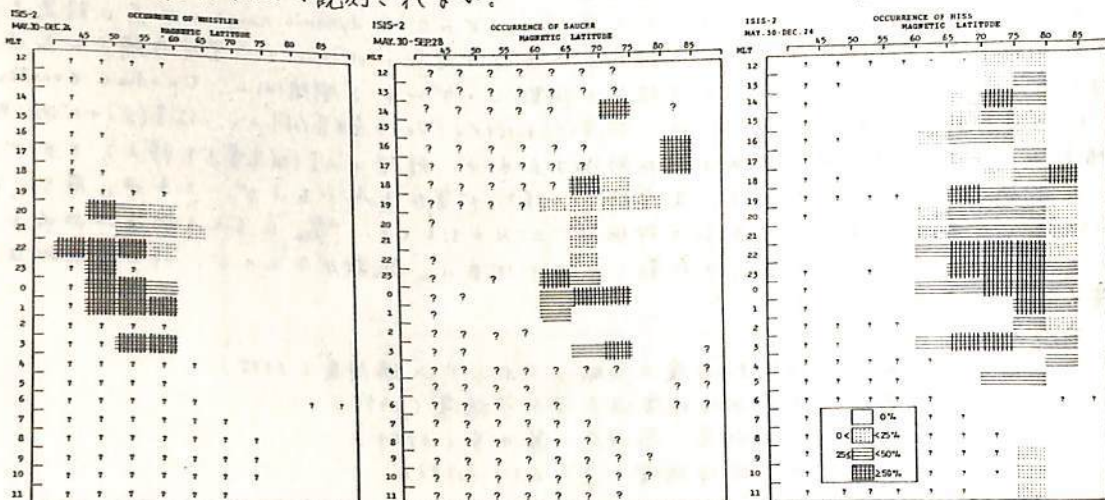
VLFソーサーに関し

- 1) 冬期の真夜中付近で発生頻度が高く、夏期には全く観測されない。
- 2) 緯度的にはヒスの領域よりやや低緯度側で、夜間は6°~75°、昼間は7°~8°で観測される。
- 3) 高度では2500~3000km付近に発生頻度のピークをもつ。

ホイッスラーに関し

- 1) 地磁気緯度55°以下の発生率はほぼ100%に近い。
- 2) 65°以上の領域では全く観測されない。

図1



16P-II 19 極域における Saucer の吸収線及び電場の方向 02 II - 981

表辺茂昭, 恩藤忠典, 中村義勝, 村上利光
電波研究所

南極昭和基地において, オ17次越冬隊によってテレメトリー受信されたカナダの極軌道衛星 ISIS-1, 2 の VLF データと姿勢制御用の Magnetometer (Flux Gate) のデータをもとに Saucer の波動粒子相互作用を論じる。

いくつか興味ある現象が見出されたので解析結果を報告する。

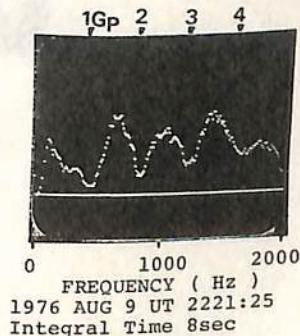
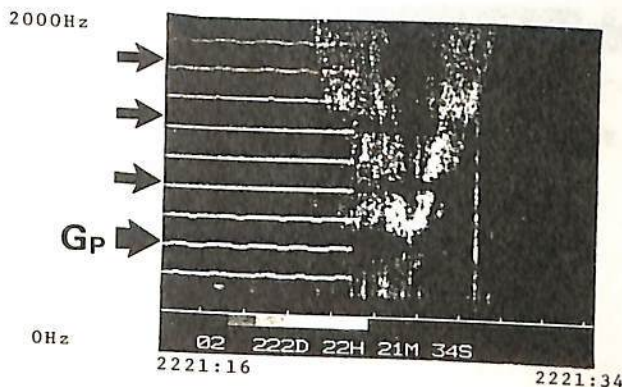
1) Saucer の低周波部に, 衛星周辺のサイクロトロン周波数 G_p の 2, 3, 4 倍程度の, 主として高周波側に Intensity の弱く所が縞状にあらわれる。下図参照
まれに, nG_p ($n=1, 2, 3$) より低周波数側に強度の弱くなる所があらわれる事がある。

2) 衛星のスピンを利用して電界強度の極小を測定すると, それは磁気線方向であり, $k \parallel B_0$ なる縦波の可能性は失われた。 のスピンプ面への投影

従って単純に, Cyclotron Damping が効いているとすれば, 1) の結果は, 下から上に伝搬する事にセンスは合うが, まれには, その逆もある事になる。2) によると, レゾナンスコーンぎりぎりいっばいで伝搬してくる静電波的ホイスターモードとすると, Geometry が必ずしもうまくないので, もう一ひねり, 伝搬してくる形態を再考する必要があると思われる。

LT 0114:52 GMLAT-67.5°
GMLON 85.4° INLAT 68.3°
HGT 1388km Gp 406Hz

ISIS II 9 AUG 1976



の VLF 放射

恩藤忠典, 村上利光, 度辺成昭, 中村義勝
電波研究所

1971年9月以来, 電波研究所鹿島支所でテレメータ受信した ISIS-VLF 電界データ (50 Hz ~ 30 kHz), 及び 1976年6月 ~ 1976年10月の間に南極昭和基地で受信した ISIS-VLF データの DR 出力と, 充電時定数 10 秒, 放電時定数 10 ミリ秒の Minimum Reading 回路をもつ, 中心周波数 20 kHz, 16 kHz, 8 kHz, 5 kHz, 1.5 kHz, 300 Hz の狭帯域直流増中器に入れ, 狭帯域の電界強度データも取得し, スペクトルフィルムを併用して各周波数におけるヒス成分の緯度分布を解析した。

その結果, 中心周波数 5 kHz の狭帯域ヒスが, プラズマポーズ近傍にのみ出現することになった。特にその最大強度領域は, 地磁気不変緯度 $\Lambda = 61^\circ \sim 58^\circ$ に存在する。この狭帯域ヒスが, Λ を通る地球の磁力線の頂点付近で電子サイクロトロン不安定によって発生されるとすると, $\Lambda = 61^\circ$ の磁力線はプラズマポーズの外側にあるから, その発生源は数 10 KeV の電子であると推定される。又 $\Lambda = 58^\circ$ の磁力線上では, 数 MeV の電子によると思われる。事実, これらのエネルギーの電子は, プラズマポーズの内外で観測されている。

かように, 中低緯度の地上でしばしば観測された 5 kHz 附近の狭帯域ヒスの発生源は, プラズマポーズ近傍に存在すると思われる。

16P-II 21 沖縄におけるホイスラーの方向探査(速報)

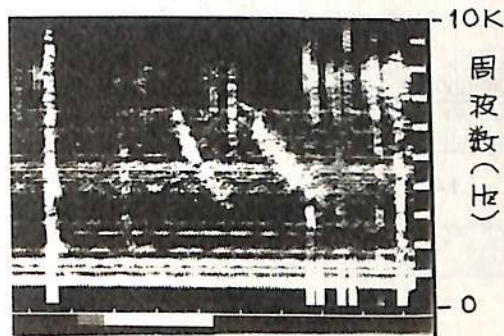
渡辺成昭, 恩藤忠典, 中村義勝, 村上和光, 飯島 尚*, 石川嘉彦*
電波研究所, *沖縄電波観測所

沖縄電波観測所でホイスラーが観測され, ホイスラーの南限界がさらに南下する事となり, その伝搬機構が問題となっている。沖縄電波観測所(Geomag. lat. 15.3°N)もしくは石垣島は極めてD-p角が小さく, 電離層に垂直に侵入した。ホイスラーモードは磁力線に沿いにくい。はたして, ダクト伝搬か, 非ダクト伝搬か。もしくは高緯度で電離層をぬけたものが南下したものが, 等々興味はつきない。これ等の疑問を解決すべく, 沖縄において方向探査が計画された。

今年2月末より, 3月初めにわたって沖縄に於いて実施した予備観測の速報を行う。方式は8mの垂直アンテナと, 高さ約8m, 底辺16mの三角形の2巻きループアンテナ2面で取得したEz, Bx, Byをイコライザによって位相を調整し, データレコーダーにFM集録し, 国分寺の丸用計算機によってデジタル処理を行う。

尚, イコライザの較正は, 依佐美の17.44 KHzを用いて行った。

写真(下)は解析しているホイスラーの1例である。時間目盛は0.1秒。この様に沖縄のホイスラーはDが小さく(D=9~15程度), 周波数の時間に対する変化が激しいので, 時間分解能をかせぐ時, 周波数分解能をかなり落さなければならぬ率, 空電が極めて激しい事等, 処理上の困難と複雑さがある。



時間 (目盛は0.1秒きざみ)

LT. 1976年3月2日 23時2分

16P-II 22 母子里 (34°07'N, geomag. lat) におけるホイッスラの総合観測

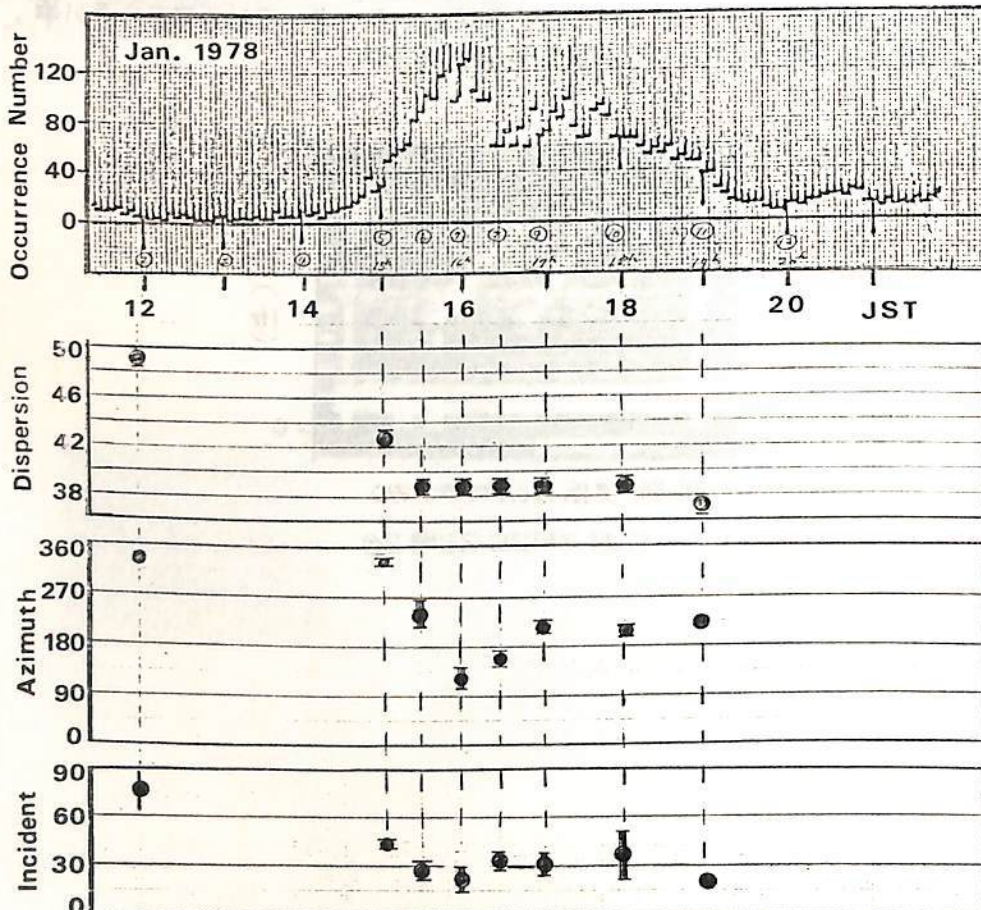
-1: R.T.W.A.で観るホイッスラの発生一

岡田敏美⁺, 森山伸一⁺, 岩井章⁺ *名大空電研

序言. ホイッスラの発生伝搬特性を時・空間の両側面から詳しく調べることにより, ホイッスラ・ダクトの存在の有無; 生成-消滅過程, 移動等を探る。またホイッスラモード波の電離層突抜け時の偏波特性や電離層-大地 Wave guide mode 伝搬特性も定量的に検討する。上記の目的のためホイッスラの総合的な観測を冬期, 母子里で実行した。良好なデータが得られたので各項目について順次報告していく予定である。

方法. ホイッスラの発生頻度と分散の時間変化は Real Time Whistler Analyzer (R.T.W.A.) により追跡される。個々のホイッスラの磁気圏内における伝搬路は Whistler-Direction Finder (W.D.F.) によって決められる。なお今回用いた WDF は入射角・偏波に特別の制限がないように改良されている。また偏波率も新たに開発した偏波率計によって測定される。

測定例. 下図は 1978 年 1 月 22 日に発生した顕著なホイッスラの襲来を示す。図中, 15 時 ~ 19 時には興味深い発生頻度, 分散, 到来方向それぞれの変化が現われている。講演ではこの種の現象の解釈を試みる。



16P-II 23 母子星におけるホイッスラの総合観測

- 2: ホイッスラ地上方探について -

森山伸一¹⁾ 岡田敏美¹⁾ 田中義人¹⁾ 岩井章²⁾ ¹⁾ 名大空電研

我々の総合観測で用いた VLF 電波方探法の原理、解析システムと得られた結果について報告する。

観測座標系を右図に示す。O 点に生ずる電磁界成分は

$$H_x = 2A_{Hx} \{ (\cos \theta - u \cos i \sin \theta) \cos \omega t - v \cos i \sin \theta \sin \omega t \}$$

$$H_y = 2A_{Hy} \{ -(\sin \theta + u \cos i \cos \theta) \cos \omega t - v \cos i \cos \theta \sin \omega t \}$$

$$E_z = -2A_{Ez} \sin i \cos \omega t$$

となる。¹⁾ ここで偏波を $P = H_y/H_x = u - jv$ という形で与え大地は完全導体とする。

受信機の実出力信号 V_x, V_y, V_z と V_x, V_y を 90° 移相した信号 \tilde{V}_x, \tilde{V}_y の 5 個の信号を用いて、以下のような相関検波を行なう。

$$\begin{aligned} \alpha &= [\tilde{V}_x \cdot V_y] & \delta &= [V_x \cdot V_z] & P &= [V_x^2 + V_y^2] \\ \beta &= [\tilde{V}_y \cdot V_z] & \lambda &= [V_y \cdot V_z] & \sigma &= [V_x^2 + V_y^2]_{HFC} \\ \gamma &= [\tilde{V}_x \cdot V_z] & \nu &= [V_z \cdot V_z] \end{aligned}$$

ここで添字 HFC は高周波成分の検波を意味する。P, σ は H_x, H_y の偏波のパターンの情報率を測定するのに用いられる。これらの検波信号により実際のホイッスラで想定される到来方向、偏波の全ての場合に対して i, θ, u, v が求められる。

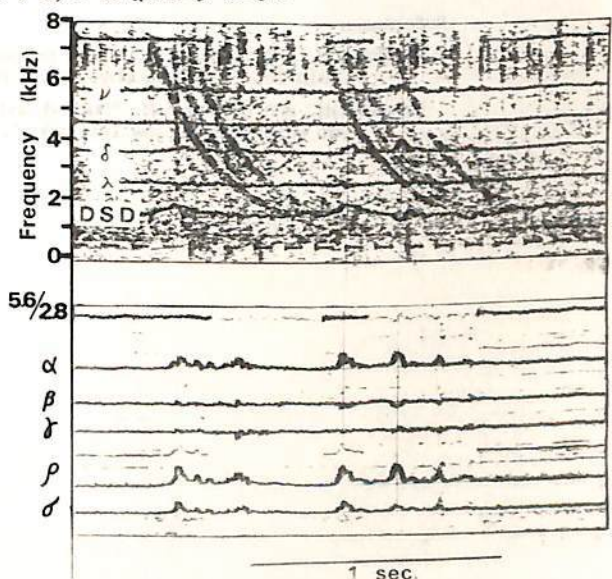
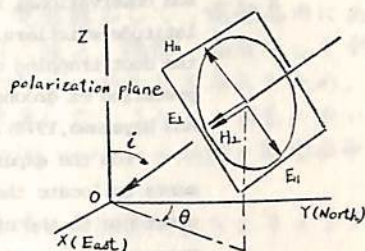
右図にソナーグラムに記録された検波信号の実例を示す。図中の DSD は Dispersion Sensitive Detector ²⁾ の出力信号であり、これを用いて 5.6 kHz と 2.8 kHz の周波数を自動的に切換えている。図中矢印のホイッスラの到来方向は

$$(5.6 \text{ kHz}) : i = 14^\circ, \theta = 270^\circ$$

$$(2.8 \text{ kHz}) : i = 19^\circ, \theta = 270^\circ$$

であり、観測点近傍の西の方から来ていると判断される。

簡潔では 1978 年 2 月の顕著なホイッスラ活動時における到来方向、分散等の時間変化を追跡した結果を示したい。



参考文献

- 1) T. Okada, A. Iwai and M. Hayakawa, The Measurement of Incident and Azimuthal angles and Polarization of Low Latitudes., Planet. Space Sci., vol 25 pp 233 to 241, 1977.
- 2) T. Okada, A. Iwai and T. Ohtsu, A real time whistler Analyzer., Proceedings of the Research Institute of Atmospheric, Nagoya University, vol. 24 (1977)

Multi-stationed Goniometric Measurements of the Ionospheric
Exit points of Low-Latitude Whistlers

Masashi Hayakawa, Yoshihito Tanaka, Toshimi Okada, and Akira Iwai
Research Institute of Atmospherics, Nagoya University

Abstract---

At present there are less definite experimental evidences on the presence of field-aligned ducts for the trapping of low-latitude whistlers (Hayakawa and Tanaka, 1978). So we need further theoretical and observational research until we clarify the propagation of low-latitude whistlers. We have been making the theoretical studies on the duct trapping conditions and also the possibility of the interpretation of ground data in terms of non-ducted propagation (Hasegawa and Hayakawa, 1978).

From the experimental standpoint the direction finding (DF) experiments to locate the ionospheric exit points of whistlers will be of great use to the study. We have made the simultaneous goniometric measurements at two stations at Kagoshima and at a temporary one at Ohgata in Shikoku. The goniometers will provide the information on the azimuthal direction and also the state of the polarization has been measured. Some results will be shown.

References

- Hayakawa, M. and Tanaka, Y. "On the propagation of low-latitude whistlers", Rev. Geophys. Space Phys. in press, May, 1978.
Hasegawa, M. and Hayakawa, M. "Ducted and non-ducted propagation of whistlers at low latitudes", in this issue (1978)

到来方向測定に関連したVLF電波の電離層透過の研究

池田 慎・鶴田 浩一郎

(東大宇宙研)

前回の学会から引き続いて、到来方向測定(DF)の精度についての問題点を報告する。前回までのデータ解析から、DFの誤差の主な原因は、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、(1)同時にいくつかの電波源が存在する、(2)電波源が点源とみなせない程ひろがっている、(3)雑音などの他の雑音などが信号に重なっている……等、電波源の分布自体に誤差原因があるようだ、という事であった。

そこで、今回は、電波源がひろがっている場合、演算結果にどのような影響が表れるかを、数値計算を行ない検討してみた。つまり、電波源として、電離層内にある有限な大きさをもつファクトを考え、そのファクトから出た波の、振幅・偏波として到来方向の地表面での値を、実際の値と比較してみた。ただし、ファクトを考えるため、従来のように、平面波近似をせず、振幅の空間分布を考慮した。さらに、将来においてファクト-ファクト相互作用を考えるため、反射波(upgoing wave)の振幅の空間分布も計算した。

今回は、最初の段階として、簡単な電離層モデルを使った計算結果を示すつもりである。モデルの詳細は、当日報告する。

DUCTED AND NON-DUCTED PROPAGATION OF WHISTLERS AT LOW LATITUDE

Masaki Hasegawa and Masashi Hayakawa
 Research Institute of Atmospheric, Nagoya University,

The possibility of ducted propagation for low-latitude whistlers is discussed theoretically with the help of ray tracing computation. Duct trapping at low latitudes is extremely severe compared with high-latitude, because the effect of any gradient of the background density on trapping becomes most noticeable at low-latitude (see Fig.1), resulting in the modification of the minimum enhancement factor predicted by Smith. It is found that around the latitude of 35°, corresponding to Moshiri Station, the ducts having the enhancement of more than 50% can trap waves with taking into account the appropriate ionospheric gradient ($\sim 10^\circ$) at the duct entrance. At lower latitude of 25° and 20°, corresponding to Sakushima and Kagoshima Observatories, we require highly enhanced ($\sim 100\%$) and very thin ducts for trapping whistlers in combination with the favorable ionospheric gradients. Fig.2 shows the minimum initial wave normal angle required for the trapping versus C value.

Next, we study the possibility of the interpretation of the ground data in terms of non-ducted propagation. In the presence of the equatorial anomaly, we have found out an important result; the finding of "whispering gallery type" guiding. The result is shown in Fig.3. The relevance of this guiding to the daytime whistlers is discussed.

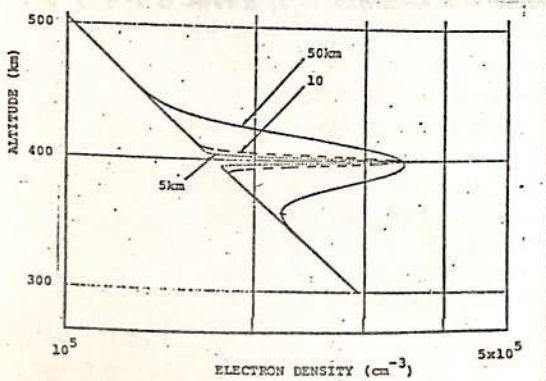


Fig.1

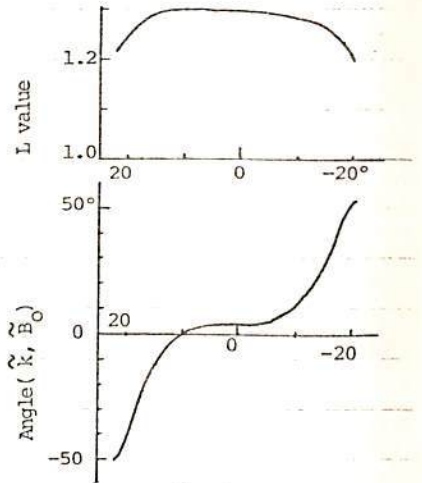


Fig.3

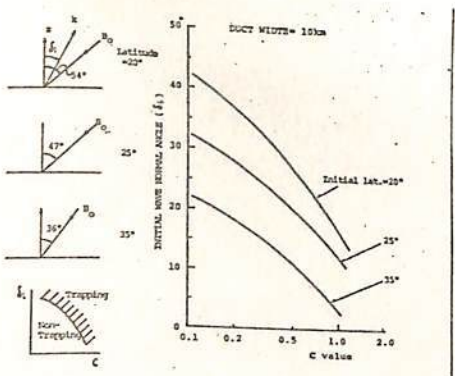


Fig.2(a)

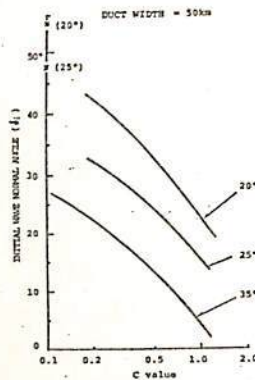


Fig.2(b)

田中義人, 早川正士, 岩井章, 岡田敏美, 柏木瑞夫
名古屋大電研

1976年からの年計画で, シャンボン-ラ-ボレ(L=2.00, フランス), ブロルフェルト(L=2.70, デンマーク), 母孛星(L=1.59)でVLF放射の同時観測を行っている。ヨーロッパの2つのステーションと, 2リ他緯度で且経度時に大きく離れ母孛星とで, 強度の同時観測を行い, 磁気嵐に伴, 発生する低緯度型VLF放射の発生及び伝播機構を調べることが目的である。又, VLF放射の電離層の出口とプラズマボーズの位置の関連を調べるためにVLF放射のDF観測を行った。

1976年の観測期間には短く(1976, 11~12, へ5週間)且その期間中は全く静穏であり, 磁気嵐に伴う顕著なVLF放射の観測は少なかった。しかし, 小規模な地磁気活動に伴うVLF放射のVLF放射の観測に加え, 強度も増し, 0.7~1.4MHzを得ることは知られてきた。1977年度(1977, 12~1978, 3)の観測結果については, 目下データ整理を始めており, 今回の観測には有意義なDF観測データが得られた。

ここでは, 観測システム, 1976年の得られた若干のVLF放射, 並に今回の観測で小規模な地磁気嵐に伴う, VLF放射の強度及びDFデータのVLF放射を紹介する。

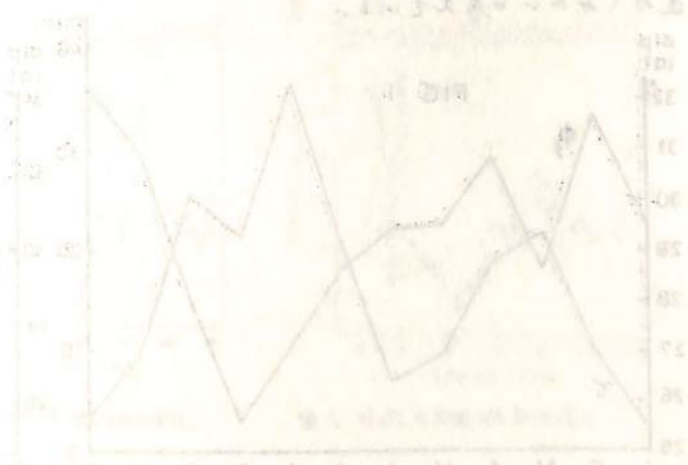
References

Tanaka Y., Hayakawa M. and Ohtsu J. ; VLF hiss observed at a low-latitude ground station and its relation to drifting ring current electrons, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 28, 168 1974

Hayakawa M., Tanaka Y. and Ohtsu J. ; Satellite and ground observations of magnetospheric VLF hiss associated with the severe magnetic storm on 25-27 May, 1967, J. Geophys. Res. 80, 86, 1975

Hayakawa M., Bullough K. and Kaiser T.R. ; Properties of storm-time magnetospheric VLF emissions as deduced from the Ariel 3 satellite and ground-based observation, Planet. Space Sci., 25, 353, 1977

Tanaka Y., Hayakawa M., Iwai A., Okada T., Satoh M. and Ohtsu J. ; Preliminary report on the simultaneous observations of VLF emissions at Brorfelde (Denmark), Chambon-la-Forêt (France) and Moshiri, Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ., 1978



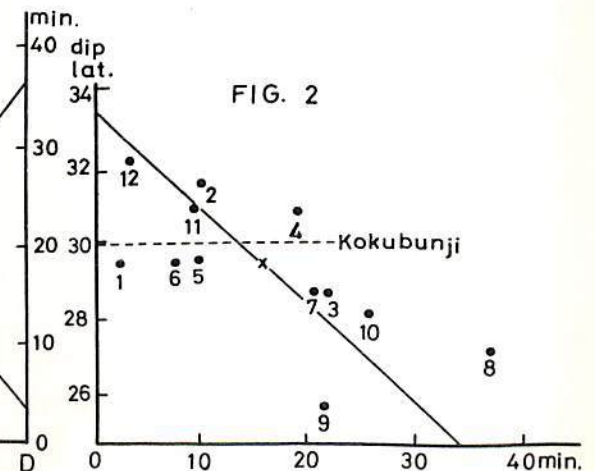
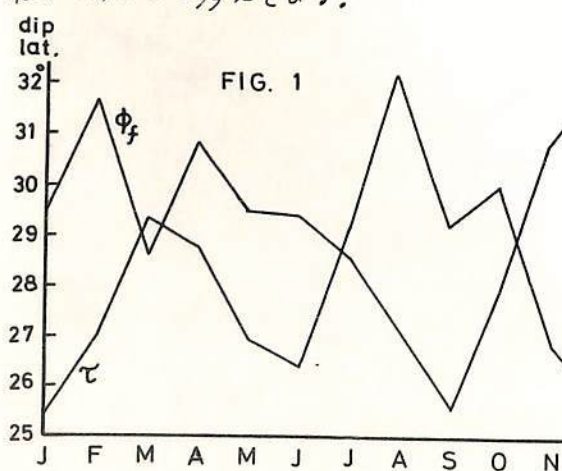
木村 正明, 米沢 利之
(中部工大)

E層内電子の再結合係数を求め一つの方法は、E層電子密度日変化極大時刻の地方時正午からの遅れと利用するものである。この時間の遅れと τ とし、地方時正午の電子密度と N_m とすれば、再結合係数は近似的に $\alpha = 1/(2N_m\tau)$ で与えられる。しかし電子密度の時間的変化は電子の再結合以外に種々の因子の影響を受けろので、上の方法で求めた再結合係数の値にはそのような因子の影響が入ってきて、その結果得られた値はかなりの揺らぎを来すことになる。そのような因子で最も大きい効果と及ぼすものとして、地磁気 S_z 電流系が考えられるので、今回はそれの中心の位置が τ の値に及ぼす効果と調べてみた。その結果少なくとも国分寺におけるE層電子密度変化の場合には、ある程度の相関がありそうだったので、その結果とここに報告する。

1949-1971年の国分寺 f_oE の月中央値の平均値と月別に9時から15時まで1時間毎に求め、各月毎に、この7個の値に最小二乗法の意味で最もよく適合する3次式を求めた。その3次式が極大となる時刻とこの月の太陽南中時刻の平均との差を上記の τ の最も確からしいその月の値と考えることにする。一方1958-1973年の西太平洋地域における S_z 電流系の毎月の中心の位置が地磁気観測所の自木氏により求められているので、そのデータを毎月平均したものと上に述べた τ の値との比較を行つてみた。

その結果は第1図に示した通りで、両者はある程度逆平行的に変化しているのがわかる。これを相関図に示すと第2図のようになり、相関係数は0.68となる。数が少ないので問題はあるが、かなりの相関度であるように思われる。この図から電流系の中心が南へ移動するにつれて時間の遅れは大きくなることがわかる。中心が国分寺上空に在る場合には電流系が電子密度変化に及ぼす影響が消えるものと考えられるから、その時の τ の値が真の再結合係数の値に対応するものと見なせるであろう。そうすれば時間の遅れは13.8分となり、再結合係数の値は $3.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ が得られる。これは実験室内測定値よりは1桁以上も小さく、電離層に因る古典的な値 $\sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ よりもいくらか低い目である。従つて再結合係数にまつわる食ひ違いは依然として解消しない。

なおE層の位相高に及ぼされる電子イオンドリフト運動の効果については、最近 J. N. Bhar and N. N. Purkait (J. G. R. 32(A1), 25-29 (1978)) により考察がなされているので、上に得られた電流系と極大時刻との関係についても、この研究の線に沿つて議論を進めてみることを考えている。



稚内・国分寺での電離層F層の太陽 日変化

半田 駿
京大・理

F層の電子密度分布のパラメータである f_oF2 と $h_{max}F2$ に太陽時変化 (F層太陽半日潮汐) が存在することは, Mantyn (1947) によって初めて明らかにされた。以来、多数の研究者によってこのF層の太陽日変化の研究がなされており、特に f_oF2 については、顕著な緯度変化を示すこと等の性質があることが明らかになっている。

Huancayo 等の磁気赤道に近い観測所で得られるF層太陽潮汐が強い太陽時依存性 (ある特定の太陽時でのデータだけを用いて太陽変化を得た場合、その得られた位相と振幅が用いた太陽時によって変化する) を示すことがよく知られている。磁気赤道領域でのF層太陽潮汐をE層静電場で説明する試み (例えば Abur-Robb et al. (1975)) は、太陽時依存性の説明も含めて成功している。中緯度でのF層太陽潮汐については Handa and Maeda (1978 in press) が現実的な電離層を考慮した数値計算を行ない、磁気赤道と同様にF層太陽潮汐はE層静電場によるドリフトで説明できることを示している。また N_mF2 が昼と夜では逆位相となること、20時と4~5時に太陽潮汐の振幅が増大するという結果も得ている。

ところで、中緯度でのF層太陽潮汐の太陽時依存性についての解析はあまりなされていない。それで今回、稚内と国分寺の f_oF2 と $M(3000)F2$ のデータを用いてその太陽潮汐の解析をおこなった。用いたデータの期間は1971年1月~1975年12月までの5年間 (f_oF2 については1975年11月まで) である。 h_mF2 は島崎 (1955) の関係式 $h_mF2 = -176 + 1940/M(3000)F2$ より求めた。図1, 2は、それぞれ f_oF2 , h_mF2 の位相と振幅の日変化である。 f_oF2 の位相に昼夜の変化があること、振幅が (f_oF2 についてはあまりはつきりしないが) 20時と3~6時で大きくなることがわかる。ただし、○, ○の記号は、得られた太陽時変化の振幅が標準偏差の3倍以下であり、

あまり信用できない。

稚内と国分寺のデータを用いるにあたり、データを提供していただいた電波研究所に感謝します。

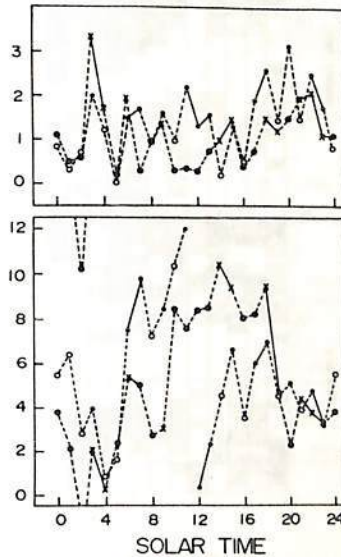


図2 h_mF2 の太陽潮汐の日変化

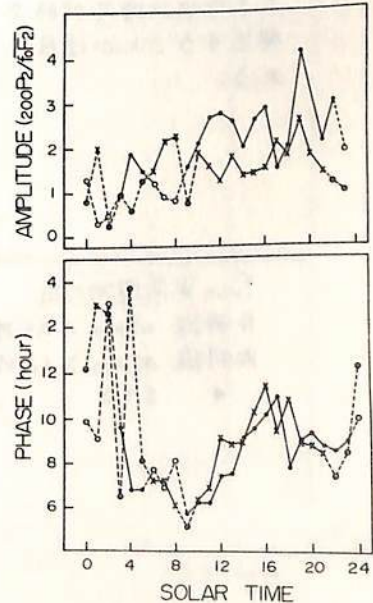


図1 N_mF2 の太陽潮汐の日変化

16P-II 30 HF 電波吸収の Winter Anomaly と 磁気嵐との関連

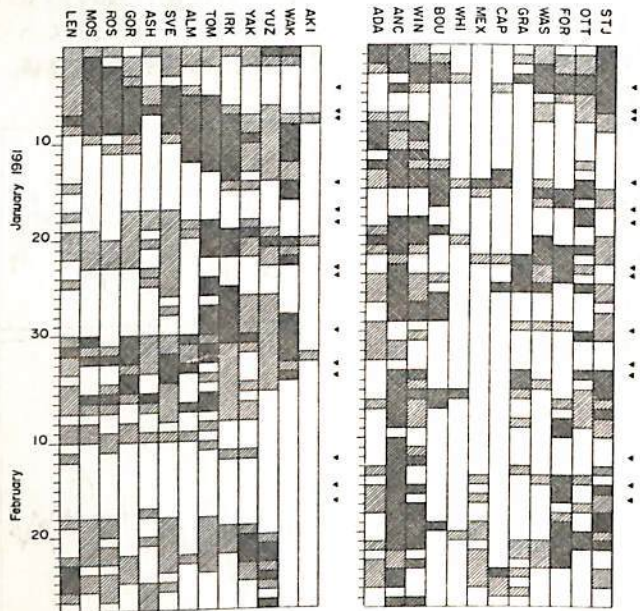
佐藤輝夫
兵庫医科大学 物理

f_{min} の増大をMF, HF帯電波吸収の増大と考え、この値を用いて中緯度における電波の冬季異常吸収(Winter Anomaly)の同時発生地域および磁気嵐との関連を調べた。前回の講演においては、用いた f_{min} の資料は主としてソ連地域及び日本のもののみであったが今回は上記地域に加えて、北アメリカ地域の資料も用いた。用いたStationの数はソ連11, 日本2, 北アメリカ12である。期間は1959年11月 - 1960年2月および1960年11月 - 1961年2月までの2冬季期間である。

現在までに得られた結果は次のようである。

1. 前回報告したと同様 Winter Anomaly の同時発生地域は中緯度の昼間帯の一部、あるいはその大部分にわたり、経度にして数十度以上にも達することがある。このことはソ連地域および北米地域でも同じである。
2. 磁気嵐のSCの発生後1~数日して吸収増大が或地域内に同時にはじまり、数日から十数日の間つづく。この意味で Winter Anomaly は storm と関連していると考えられるし、Anomaly の発生期間はKpの位いとよきといえる。この現象は磁気嵐に伴うVLF phaseの変動とよくにている。
3. Mexico City のような地理的緯度の低い所(地磁気緯度では $\sim 30^\circ$)で大きな吸収増大が時々発生することが注目される。

f_{min} 異常増加の日
 片斜線 $\Delta f_{min} > 0.5 \text{ MHz}$
 両斜線 $\Delta f_{min} > 1.0 \text{ MHz}$
 ▲ SSC



ソ連・日本

北米

16P-II 31 1978年2月15日の磁気嵐に伴う電離層擾乱

新野賢雨 菅宮夫 小泉徳次 (電研研究所)
 藤田正晴 阿和加純 (電研研究所 鹿島支所)

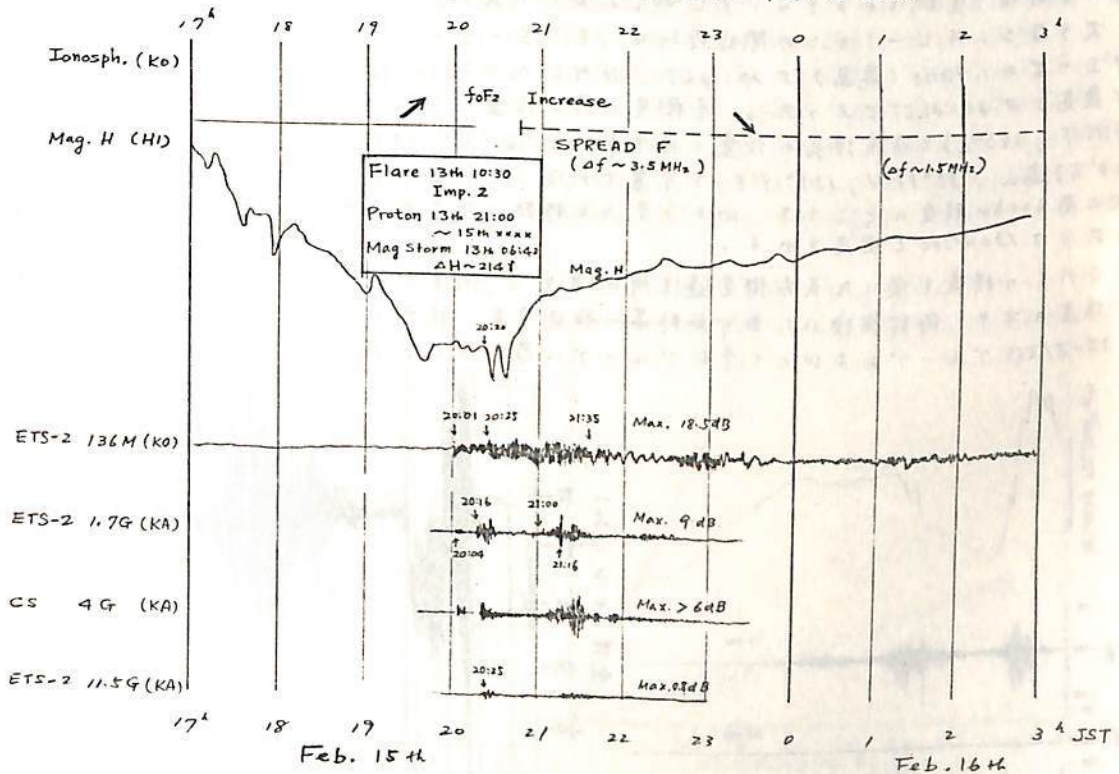
1978年2月15日早朝(06:42 JST)に開始した太陽プロトン流およびSC E 伴った磁気嵐は、同日 20:30 迄の水平成分の極小を記録して翌16日に終了し、その水平成分の振幅は215%に達するもので、今太陽黒点周期に入って最大のものの一つであった。

このとき ETS-II ではじめ CS, GMS 等のわか国の静止衛星からの電波ロ、広い周波数領域にわたり 20 時から 23 時にわけて、丁度磁気嵐の回復期に入るときに異常に大きな電波強度の変動(シンケレーション)を観測し、同時に国分寺におけるフアラテ回転および鹿島における電波位相差法による電離層全電子数(TEC)観測に大きな変動が認められた。

また、国分寺ではじめ、わか国のすべての電離層定常観測に foF2 の異常増加とスプロットHが対応して発生している。このときの諸観測のあらましを同じに示す。

本報告はこのときの磁気嵐に伴って発生した電波および電離層現象について述べることに、特に注目すべき特性について紹介する。

Sketch of Various Observations on Feb. 15 Event



1. 観測結果

藤田 正晴・小川忠彦・阿波加純・塩見 正
(電波研鹿島) (電波研) (電波研鹿島)

1978年2月15日に磁気嵐が起きました。この磁気嵐の最中、19:30LTの頃より、鹿島とETS-IIを結ぶパスに沿った全電子数は急激に増加し始め、増減をくり返した後、24時頃に夜間の通常の値となった。このときの全電子数のピークは、昼間のピークよりも大きく、かつ、その変動幅は 3.4×10^{17} electrons/m²にもおよんだ。夜間20時頃に、このような高い電子密度の状態を作り出す電離層を想定することは困難であり、磁気嵐時に発生した極域でのショック的なものに起因するであろうと思われる。国分寺のアイオノグラムには、20:30頃よりSpread Echoが観測されており、電離層がかなりturbulentな状態であったことと物語、ている。

この磁気嵐に伴って、電波研鹿島において受信しているETS-IIの1.7, 11.5GHz, CSの4GHz, および気象庁気象衛星通信所において受信しているGMSの1.7GHzの波に大きなシンクレーションが起きました。シンクレーションの最大振幅は、ETS-IIの1.7GHzで14dB, 11.5GHzで0.8dB, CSの4GHzで7dB程度、とかなり大きな値を示した。この観測で注目すべきことは、11.5GHz(波長2.6cm)の波にまで電離層の影響が及んでいることと確認されたことである。ETS-IIの1.7, 11.5GHzの観測結果を全電子数の変化とともに図1に、CSの4GHzの観測結果を図2に各々示す。図2で、レベルが矩形波状に変化しているのは、変調によるキャリアレベルの減少である。

大きなシンクレーションの開始時刻は、ETS-IIの136MHz(国分寺)が20:01LT, ETS-IIの1.7GHz(鹿島)が20:16LT, GMSの1.7GHz(岡山)が20:19LT, CSの4GHz(鹿島)が20:21LTであった。各衛星の静止位置(ETS-II, 130°E; CS, 135°E; GMS, 140°E)と各受信機の位置(国分寺, 35°42'N, 139°29'E; 鹿島, 35°57'N, 140°40'E; 岡山, 35°58'N, 139°19'E)を考慮すれば、このシンクレーション現象開始時刻は、地上高600km程度のところを、西から東へと移動したものであると思われる。移動速度の東向き成分は130m/secと推定される。

GMSの情報も頂いた気象衛星通信所の方々、衛星の運用にあたらせているNASAの関係者の方々、御討論頂いた当所新野亨一特研室長、観測をサポートして頂いている当所ETS-II/ECSグループおよびCS管制グループに感謝致します。

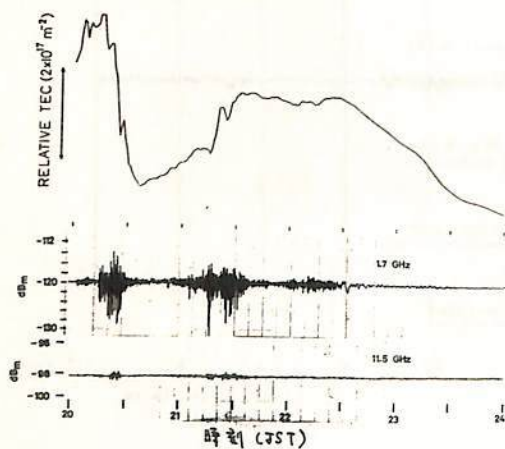


図1. TECと1.7, 11.5GHzシンクレーション

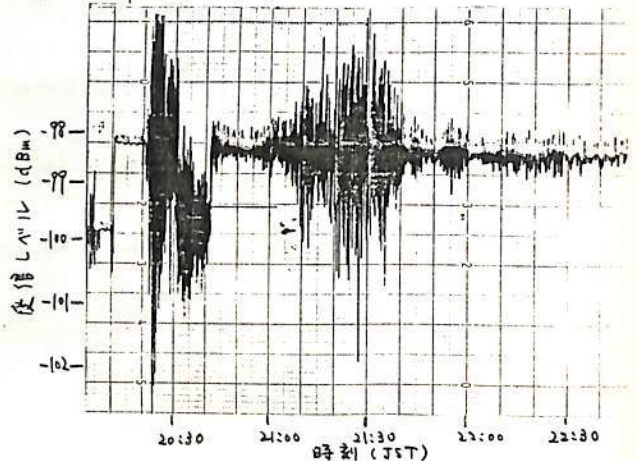


図2. 4GHzのシンクレーション

2. 解析結果

小川 忠彦・藤田 正晴・阿波加 純
(電波研) (電波研鹿島支所)

前講演で、1978年2月15日の磁気嵐時に観測された GHz 帯の静止衛星電波の電離層によるシンチレーションの特性について述べた。電子密度 irregularities の波数スペクトルが短波長側にかたりの成分を持つ場合(すなわち硬い波数スペクトル) GHz 帯シンチレーションが発生するものと予想されるが、今回、11.5 GHz (波長 2.6 cm)にも電離層シンチレーションが見られたことは、磁気嵐時には何らかのメカニズムが作用して小さな空間スケール(数10 m以下?)をもつ irregularities が F 層に発生したものとと思われる。昨年(5-8月)の正常の夜間に見られた ETS-II の 1.7 GHz シンチレーションは最大でも 2.3 dB 以下であるので(藤田他: JATP 投稿中)、しかも 11.5 GHz にシンチレーションは全く現れなかったことを考慮すると、今回の磁気嵐時の 1.7 GHz (< 14 dBpp) と 11.5 GHz (< 0.8 dBpp) さらに 4 GHz (< 7 dBpp) のシンチレーション現象は特筆に値する。今後これらのシンチレーション波形の解析から電子密度 irregularities の微細構造などが解明できるものと期待できる。今回の講演では主に 1.7-4 GHz と 1.7-11.5 GHz のシンチレーション振幅のピーク値の関係について述べるが、シンチレーション波形と電子密度 irregularities の周波数スペクトル、更にその発生メカニズムについても調べていく予定である。

図1は ETS-II の 1.7 GHz シンチレーション振幅の P-P 値と CS の 4 GHz のそれとの関係を示したものである。P-P 値が大きくなるほど測定値はばらついてはいるが、大略 f^{-1} (f = GHz 波の周波数) と近似できる。1.7 と 11.5 GHz の P-P 値の関係を図2に示す。この場合には大略 f^{-2} と表わせる。このように今回の GHz 帯シンチレーションは $f^{-1.5}$ の周波数依存性をもつ。またこれらのシンチレーションは衛星-地上間の全電子数 (Total Electron Content: TEC) が時間的に急変している所に発生しており、これは背景の電子密度の空間的勾配が threshold を越えると何らかいプラズマ不安定機構が作用して GHz 波シンチレーションを発生させるほどの細かいスケールの電子密度 irregularities が作られたものと推定される。

CS のシンチレーションデータは電波研究所 CS 実験グループから提供された。

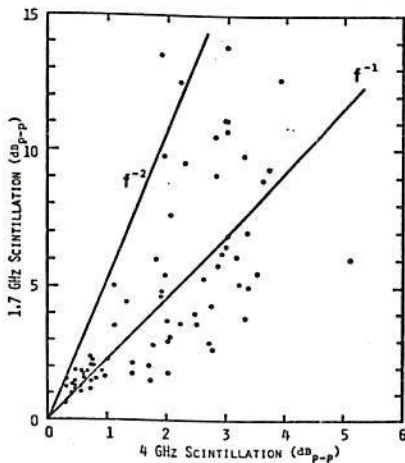


図1 1.7と4 GHz シンチレーション振幅の関係

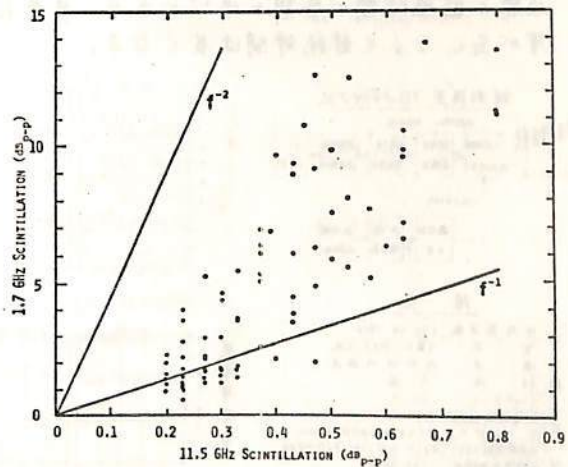


図2 1.7と11.5 GHz シンチレーション振幅の関係

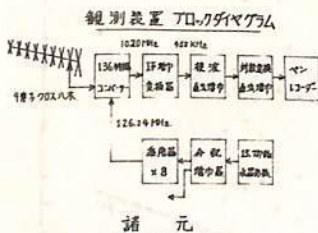
16P-II 34 インテルサット衛星の137MHzビーコン電波のシンチレーション

皆越尚紀* 上敷領昭五* 井口政昭** 菅官夫
(郵政省電波研究所 *山川電波観測所 **鹿島支所)

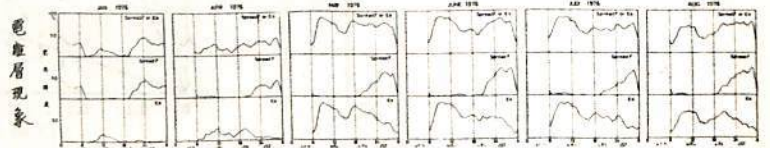
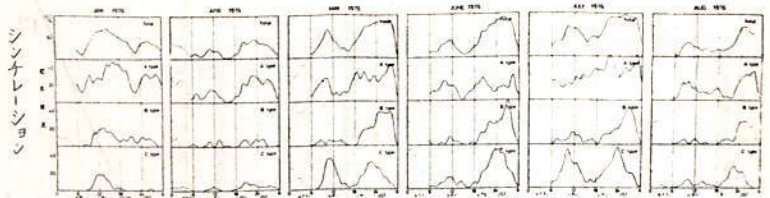
山川電波観測所では電離層の不均一性の特性を明らかにし、衛星通信の回線設計や電離層擾乱の警報上の基礎資料を得る目的で、1974年から静止衛星の137MHz電波を受信し、電離層によるシンチレーション現象を観測している。

この報告は1976年1月から9月まで観測したインテルサット衛星の137MHzビーコン電波の受信結果である。発生頻度や振幅分布など、観測されたシンチレーションに関する統計的性質を明らかにすることを主眼にしたが、山川で観測された電離層現象との比較も試みた。数ヶ月間の観測データでは確定的な結論は出せないが、おおまかに下記のことになった。

- 1) 観測されたシンチレーションは強度変化の周期によって3つのタイプ〔300~60秒:Aタイプ, 60~20秒:Bタイプ, 20秒以下:Cタイプ〕に分けられ、各タイプは電子密度の不均一性の生成、成長、消滅の過程に深い関連がありそうである。
- 2) シンチレーションの発生頻度の日変化と月変化
 - a) 日出後から次第に高くなり、南中時より前で極大に達し、その後次第に減じる昼間のシンチレーションと夜になって増大し、21-06 JSTの間ほど一定の値で、日出頃に急激に減ずる夜間のシンチレーションがある。
 - b) 月変化としては6,7月に最も高くなる。
- 3) シンチレーションの振幅分布
 - a) 発生頻度によく対応し、発生頻度が高くなると大きい振幅のシンチレーションが増加する。
 - b) 時間帯で分けて見た場合、夜間とは昼間に比して小さい振幅のものが減って、大きい振幅のものが増える。
 - c) タイプ別に見た場合、C,B,Aの順序で振幅の大きいシンチレーションの発生頻度が高い。
- 4) シンチレーションの平均継続時間
夜間の継続時間が昼間の倍以上あり、月変化は発生頻度の変化によく対応し、発生頻度が高くなると継続時間は長くなる。



受信周波数	136.44 MHz
空 式	9端子クロスハネ
中 波	右旋回円偏波
利 用	9 dB
インピーダンス	50 Ω
受信電圧型式	A0
受信方式	ゲルス-ワットソン方式
中間周波数(1F)	21.1F (10.200 MHz) 21.1F (10.200 MHz)
受信機最低雑音電圧	-145 dBm
受信帯域幅(3dB BW)	500 Hz
周波数安定度	126.24 MHz



山川で観測されたシンチレーションと電離層現象の発生頻度の日変化

17A-II 35 古家根瓦および火山岩による古地磁気強度推定の実例

堂 面 春 雄
山口大・教育・物理

同一試料より、その熱残留磁化方向にそって切りだした二本の棒状試片を、これらの磁化ベクトルが互いに逆向きになるように組合せ、現地球磁場内で試料の磁化ベクトルが南北に向くようにセットして、任意の温度まで加熱し、次いで冷却することによる磁化強度の変化より、試料のオリジナルな熱残留磁化獲得当時の外部磁場を推定する試みについて筆者はこれまでに述べてきた(Domen 1977, Domen & Muneoka 1977)。

今回は、この手法によるデータの蓄積を目的とするルーテン・ワークの中間的報告を行なう。

- 試料は； (1)すでに測定した古家根瓦 2種、
 (2)新しく得られた " 2 ", および、
 (3)第四紀玄武岩(北部九州・唐津産), } これらについて
 (4)第四紀安山岩(山口県中東部産), } 既報値あり。

であり、これらの測定結果は第1表に示す如きである。

第1表

区 分	試 料	年 代	推定古地磁気強度	
			本測定	既報値 Ref.
(1)	Kumaya KT	200 yBP	0.67 Oe.	0.65 Oe.*
(1)	Furukuma FT	300	0.44	0.58 *
(2)	Iwakuni IT	300	測定中	-
(2)	Tsuwano TST	400	0.58	-
(3)	Karatsu Basalt (Reversed nrm)	L.Pleisto.	測定中	1) 0.675 **
				2) 1.355 **
				3) 1.273 **
(4)	Yamaguchi Andesite (Normal nrm)	"	1) 0.99	-
			2) 0.81	2) 0.806 **
			3) 1.07	3) 1.891 **
			4) 1.17	4) 1.168 **

References.

* Domen, H. 1977, Phys. Earth Planet. Inter., 13, 315-318.

** Domen, H. & H. Muneoka 1977, Rock Mag. Paleogeophys., 4, 104.

17A-II 36 セイロン、イランの考古地磁気
—古地磁気強度の変化—

時枝克安 (高根大 理) 広岡公夫 (富山大 理) 中島正志 (大阪大 基工)
笹島貞雄 (京都大 理) 西村 進 (京都大 教養) 川井直人 (大阪大 基工)

1968年と1970年の2回、川井直人を代表者として、セイロン(1968)、セイロンとイラン(1970)の考古地磁気調査が行われた。セイロンにおいては、セイロン考古学局の援助をうけて、各種の遺跡からレンガ、タイル、土器片を採取した。考古学的に推定される年代中は、B.C.3世紀から現代にわたっている。イランにおいては、イタリアの考古学者 M. Tosi と共同調査を行い、住居跡および窯跡から土器片と多数の定方位焼土試料を採取した。考古学的に推定されている時代中は B.C. 3000 年から B.C. 1000 年にわたっている。イランの土器に関して、西村氏によって Fission Track Age が測定されている。上述の2回にわたる海外学術調査によって採取された試料を用いて、地磁気の方向の変化についてはすでに報告がなされている。今回は、これらの試料にテリエー法を応用して測定した古地磁気強度の変化について報告する。

酒井英男 川升直人
(大阪大学基礎工学部)

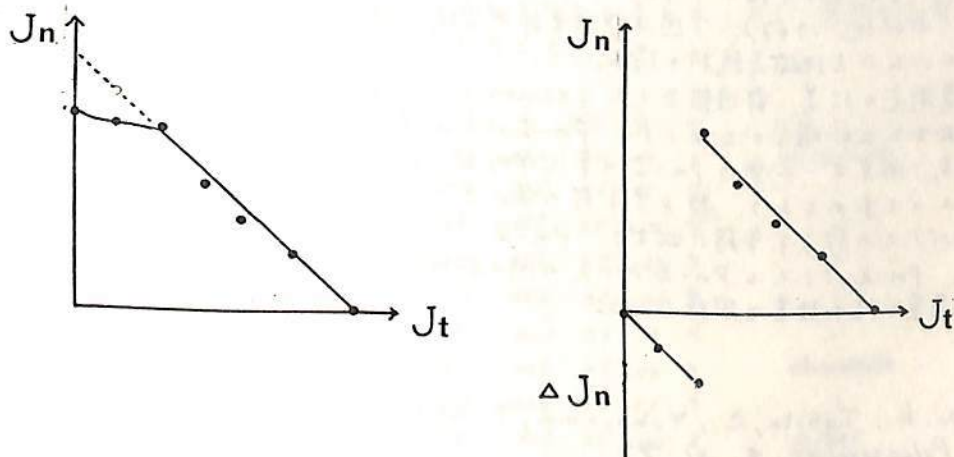
縄文土器、須恵器等の考古学的試料に、通常の2回加熱式テリ工法を用いて、古地球磁場強度を求めている。

土器 sample には、年代の推定に土器型式編年を用い、窯跡から採掘した場合は、焼土からの地磁気方向に関する膨大なデータとの比較が出来る等の利点があるが、焼成が不十分である、再加熱を受けている等の問題ある sample も少なくない。

須恵器 sample では、X線回折において、基礎データ(三辻、平賀(1976))との比較の結果、クリスタライト等のみならず、高温変態が認められるものが多く、1000°C 以上で焼成したものであると思われる。高温変態が見られない sample は、テリ工法でもうまく行かない傾向があり、X線回折から、生焼け sample を除くことも可能である。

焼成後、再加熱を受けた試料について、Kitazawa and Kobayashi (1968) が、Arai diagram 上の挙動(再加熱温度までのプロットは直線からずれる、データとして使えない)を述べているが、今回、縄文土器、須恵器、瓦から、再加熱を受けた試料が見つかった。再加熱を受けた試料の実験結果も Arai diagram で表示すると下図左の様になる。

Arai diagram では、NRM の熱消磁後の値をたて軸にとっているが、再加熱試料では、NRM と、熱消磁後の値のベリトル差の大きさ (ΔJ_n) もたて軸にとらねばならない。右図の様に加熱温度までは、 ΔJ_n をたて軸にとったグラフを用いると、全プロット点から直線が引けることになる。



大岡公夫*・広田智子・長谷川英子
福井大学教育学部

横山卓雄
同志社大学工学部

中谷進
長野県立富士見高校

長野県に広く分布している御岳火山起源のテフラ堆積物。通称“信州ローム”の古地磁気学的研究は、洪積後期から沖積世にかけての地磁気変動を明らかにする上で重要な役割を持つ。この時代には他に年代が分っており、かつ測定可能な陸上に分布する堆積物が殆んどないからである。同時代の湖底または海底の堆積物はあるが、水中での試料採取の際に水平方向の定方位を得ることが困難である上に、通常はコアの各層準毎に1~2個のサンプルしか得られないために、同一層準での磁化方向のバラつきをほゞきりつがふことができない欠点を持つ。 ^{14}C やフィッシュン・トラップ法による年代測定が詳しくなされているのも信州ローム、関東ロームであり、更に、火山灰物質を多く含んでいるために他の同時代の堆積物に比して格段に磁化が強し、交流消磁等の磁化の安定性の吟味も充分できる。

前回は長野県伊那市六道原の露頭で採集した約6万年前から沖積世に至る試料についての古地磁気測定の結果を報告した。それによると採集し得た試料の最下層準(約6万年前)から3.6万年前のパミスの層(Pm-III)まで、geomagnetic excursionと考えられる地磁気変動が確認された(Hirooka et al., 1977)。

今回は、このexcursionの始まりの時期を明らかにするために、六道原から約1kmはなれた伊那市立東部中学校の校庭横の露頭で試料採集を行い、古地磁気測定をした結果を報告する。

伊那谷の信州ロームは、古期ローム、中期ロームおよび新期ロームに分けられていて(Kobayashi and Shimizu, 1962)伊那市付近の中期ロームには5枚のパミス層が確認されており、それらは下位よりPm-I', Pm-I, Pm-II, Pm-II', Pm-IIIと名付けられている(小林他, 1967)。今回は伊那東部中学校の露頭とそれに隣接する道路脇の露頭から中期ロームの古地磁気試料を得た。

古地磁気測定の結果、前回報告したexcursionの始まりの時期はPm-Iパミスの層準からであることが明らかとなった。Pm-Iパミスは分布範囲が広く、関東ローム中にも見出される。関東ローム中のPm-Iの年代は町田・鈴木(1971)がフィッシュン・トラップ法によつて求め、約8万年前の値が出されている。したがって、このexcursionはPm-Iパミスの約8万年前に始まり、Pm-IIIパミスの3.6万年前までつづいたことになる。ただし、Pm-IIパミスとPm-II'パミスの間の期間はnormalにもとめることを示している。これは六道原で得た結果と同様である。

引用文献

- Hirooka, K., Tobita, C., Yokoyama, T. and Nakaya, S. (1977) *Rock Mag. and Paleogeophys.*, **4**, 81-87.
Kobayashi, K. and Shimizu, H. (1962) *J. Fac. Lib. Arts and Sci., Shinshu Univ.*, no. 12, Part II, 20-45.
小林国夫・清水英樹・北沢和男・小林武彦(1967) *地質学雑誌*, **73**, 291-308.
町田洋・鈴木正男(1971), *科学*, **41**, 263-270.

*現在 富山大学理学部

17A-II 39 神鍋火山群の古地磁気

鳥居雅之, 藤洋一郎(京大・理), 中島正志, 夏原信義, 佐藤高晴(阪大・基礎工), 友岡公夫(富山大・理), 古山勝彦(大市大・理)

兵庫県城崎郡日高町にある神鍋火山群は、玄武洞などとともに噴石丘を伴うアルカリ玄武岩質火山として知られている。この地域の詳細な火山順序は、演者の一人古山によつて表に示されている(古山, 1973)。又、時代については、大机スコリア層の下位の粘土層中の柱状化石の¹⁴C年代が 19,250 ± 750 ym. BP と与えられており、神鍋、大机の名火山はそれよりも新しいが、他の火山の活動がどこまでさかのぼるかは明らかでない。

演者らの主な目的は、第四紀の古地磁気示すターのカタログを作成し、同時にその結果を火山順序の研究にフィードバックすることである。特に神鍋山麓で行われるボーリングの下位層準の試料(おそらく大机熔岩か?)が逆帯磁を示すらしいこと(笹嶋, 私信)を確認するのも興味ある目的である。

1974年12月に古山(1973)の順序に基づいて、13地点で160ヶ余の定方位試料を得た。URMの測定はスポット磁針計を用い、各 site より3ヶの pilot specimen を選り、それぞれ 150, 250, 350, 450, 550°C (650°C) の段階熱消磁実験を行った。その結果消磁の前で若干の方向変化が見られること、および 350~450°C で大机の試料の磁化が不安定になることが判明した。その後再び2ヶの試料を 250°C で消磁し、その値を夫々オニ志の値と求めた。250°C を選んだ理由は、スポットで測定の際に目安としている days within specimen が一番小さい例が多いからである。その際の磁化方向は、site 1~6(神鍋火山), 7~11(大机, 清滝, ブリ火山), 12~13(西気火山)の3つのグループに分けが可能であり、古山による火山順序と明瞭に対応関係があると考えられる。他方逆帯磁を示す site は発見されなかった。もし存在するとすれば¹⁴C年代から考える Laschamp event に対応するものと見られるので、今後有機會があれば研究を再開すると考えている。熱的にも安定な試料が多いので、今後は paleo-intensity の研究も考えている。

第1表 神鍋火山群の活動史 (古山, 1973)

火山	主な火山活動	site	D.	I.	days	k	N.	note
神鍋火山	降下火山灰 (神鍋火山灰層, KA)(1)	1	21	63.2	7.0	119	5	ol-basalt
	溶岩流出 (神鍋溶岩, KL)・神鍋山山腹火山噴出物	2	5.8	70.5	5.6	85	9	"
	(融が野溶岩, K-SL)(2)	3	6.8	69.8	2.5	414	9	"
	(十戸溶岩, K-JL)(3)	4	2.7	65.9	4.7	123	9	"
	(荒川溶岩, K-AL)(4) (日高溶岩, K-HL)(5,6)	5	21.3	66.6	4.5	132	9	"
降下スコリア (神鍋スコリア層, KS)—— 噴石丘を形成していく。	6	1.8	62.1	0.3	39	9	"	
大机火山	降下火山灰 (大机火山灰層, DA) 溶岩流出 (大机溶岩, OL)(7,8) 降下スコリア (大机スコリア層, OS)—— 噴石丘を形成していく。 ← 19,250 ± 750 ym. BP	7	13.3	46.5	4.1	156	9	ol-andesite
清滝火山	降下スコリア (清滝スコリア層, Kys)(9)	8	21.7	42.6	2.3	51	9	"
ブリ火山	降下火山灰・火山噴 (山宮火山灰層, YA) 溶岩流出 (山宮溶岩, YL)(10, 11)	9	5.0	40.3	3.9	201	8	drilet
	降下スコリア (山宮スコリア層, YS)—— 噴石丘を形成していく。	10	4.5	49.2	4.5	223	6	ol-andesite
西気火山	降下火山灰 (西気火山灰層, NA) 溶岩流出 (西気溶岩, NL)(12, 13) (狭義の西気溶岩, NI・万劫溶岩, N-ML) 降下スコリア* (西気スコリア層, NS)	11	2.5	42.5	2.6	127	7	"
		12	2.5	63.2	3.1	297	9	basalt (aphatic)
		13	11.5	04.6	4.0	165	9	"

* 降下スコリアの厚い堆積が認められるが、円錐体をなす噴石丘は認められない。
(1)~(13) Sampling site

(オ=表)

(ア=表) after 250°C Th. Demag.

17A-II 40 古琵琶湖層群中の Brunhes / Matuyama 境界

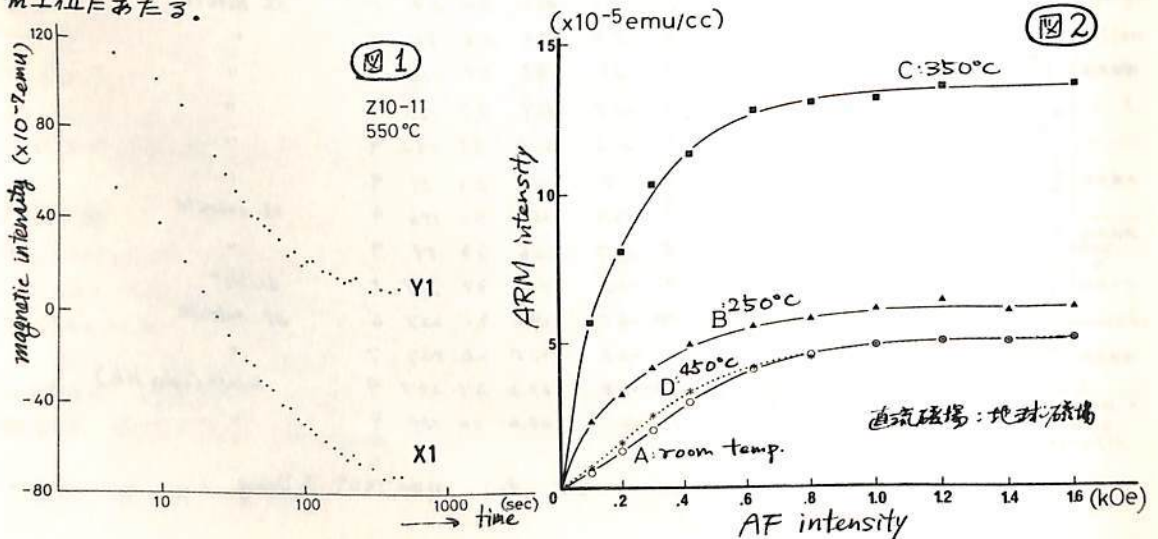
について

林田 明・笹嶋貞雄(京大・理)・横山卓雄(同志社大・工)

琵琶湖西岸の丘陵地に分布する湖成層(古琵琶湖層群・聖田景層)は、火山灰層の自然残留磁気測定やフィッシュン・トラック年代測定の結果から、Matuyama 逆帯磁期の末から Brunhes 正常磁期の初めにかけて堆積したことが推定されている(Maenaka et al. 1977)。ゆえゆえは、この古琵琶湖層群中の Brunhes / Matuyama 境界の正確な層準を知り、地磁気逆転時の磁場変化の記録を得るため、火山灰層やシルト・粘土層をもちいて古地磁気学的研究をおこなっている。200Qeまでの交流消磁をおこなった結果では、すでに報告したように、バイオタイト火山灰層(0.70 my. F-T age)の上位約10mで残留磁気極性が反転するのがみられた。その後、同じセクションの試料について熱消磁をおこなってみると、交流消磁に対して安定な正常磁をしめす試料の中に250°C程度の熱消磁(空気)で残留磁気極性の反転するものがみつき、泥質堆積物の残留磁気中に交流消磁ではとりのぞけない2次成分のあることがみとめられた。

ただ火山灰以外の試料では、熱消磁をおこなったあと磁化が非常に不安定になり、消磁後に実験室内の地球磁場によりIRMを獲得してそれがスピナー磁気計の無磁場空間中で測定中に衰えていくという現象がみられた(図1)。熱消磁後の試料にARMを付加してみると消磁温度によって獲得されるARMの大きさが異なり(図2)、熱消磁により磁性鉱物変質していることが予想される。この現象は、Watkins et al. (1974)がItalyのPliocene/Pleistocene境界模式地の海成層の試料について観察したものに酷似している。

バイオタイト火山灰(逆帯磁)と雄琴火山灰(正常磁)とく間の試料について250°Cないし300°Cで熱消磁をおこなうとバイオタイト火山灰層の上位約45mより上の層準の試料は正常磁として熱消磁で残留磁気方向をほとんど変化させないのに対し、これより下位の試料の残留磁気は熱消磁後逆転するか、または正常磁方向から大きく変化した。熱消磁によって試料の磁化が不安定になるという事情により2次磁化の影響が完全たのぞかれたかどうかは疑問であるが、古琵琶湖層群中の Brunhes / Matuyama 境界はバイオタイト火山灰層より約45m上位の層準付近に存在すると考えられる。この層準はアズキ火山灰層からの約65m上位にあたる。



17A-II 41 守山(琵琶湖東岸)ボーリングコアの残留磁化測定

川井直人, 中島正志, 夏原信義(阪大基礎工), 笹嶋貞雄, 島居雅之, 藤洋一郎, 林田 明(京大理), 西田潤一(天谷大)

過去の地球磁場の変動の様相を連続的に調べるのに、堆積物、就中ボーリングコアを研究対象とするのは、いくつかの欠点にもかかわらず、かぎり有力な方法と云える。廣君らは、1975年秋から翌年春にかけて、滋賀県守山市の琵琶湖東岸に於て、Brunhes / Matuyama boundaryの詳細な古地磁気学的研究を行う目的で、古琵琶湖扇群を貫くボーリングを行、た。ボーリングの掘伸長は950mであ、り、予想以上に堆積物が粗粒びろっのた。得られたコアの長さは、340m余くとどま、た。更にこのボーリングは概ね20~30°の穴まがりを用としてあり、同時に地下の地層も水平で粘土をうねることなど、いくつかの悪条件が重な、ていた。

コアは縦に半割にされた後、その断面より1辺2cmの立方体の試料が得られた。試料の総数は約2000ヶであり、現在までNRMの測定、交流消磁、熱消磁等の実験が終ったところである。NRM測定には京大のSpinnen磁気計を用い、交流消磁は400ccまで、熱消磁は最高600℃まで、たゞ段階的にpilot specimenに於て行、た。

このコアの中には全部で11枚の火山灰層が探出され、そのうち4枚の火山灰層から古地磁気測定用の試料を得ることのできた。それらは夫々深度が349, 554, 736, 819mであり、349mの火山灰層のF.T.年代はTakemura et al.によつて0.47my.と得られ、又554mの火山灰層は、下段層群のP.Z.火山灰層(F.T.年代0.87my.)に於て取れた。火山灰層の残留磁化はいずれも安定であり、信用するに足るものであ、つた。349mの火山灰層は正帯磁、他の3枚は逆帯磁であ、つた。F.T.年代と合わせるとB/M boundaryは、従つて349~550mの間に想定され、その間の試料のNRMが必ず集中的に検討された。NRM測定の結果は、その向には、むしろ逆帯磁は見、出せず、又交流消磁によ、つてもほとんど試料は正帯磁を保持してま、つた。一方熱消磁を試みると、250℃までの消磁でかなりの試料が逆転するところが見られた。同時の磁化そのものが極めて不安定になり、はたして消磁後の残留磁化が意味のあるものかどうか問題が残、つた。又、地球磁場を行つたStorage testの結果は、これら試料に非常に不安定成分の存在を示してゐる。

これらの試料に人工的にTRMを付け、みれば、60℃程度からTRMをば、つたりと獲得し、150℃程度のTRMはoriginalのNRMのIntensityと交流消磁に於て互に抗磁化を互に打ち消すものが多い。現在我々は、このような極めて不安定なNRMの原因を究明中であり、特に水酸化鉄等に原因を求められ、そのほかいろいろ考、えてゐる。は、つたりして結論を得るには至、つていない。

いて

上嶋正人、大久保修平

地質調査所 東京大学理学部

四国海盆北部の海山の南側ふもとで採取されたピストンコアの残留酸化を測定し、自然残留酸化、50°C 交流消磁後の残留酸化、等温飽和残留酸化等のデータを得た。このコアは 1975 年に採取されたもので、完全に乾燥している。このコアでは酸化方向の逆転が 5.3 m までみられず、又他の年代を確かめるデータは出ていないが、残留酸化強度 / 等温飽和残留酸化の比の変動パターンから年代を推定できることがわかるのではなからと考へ、スペクトル解析を行つてみた。その結果、他の深海底コアで得られているスペクトルパターンと同じようなものが得られたので、その対応から年代を推定することを行つてみた。

このコアでは 24 ± 2 cm と 37 ± 2 cm に有意なピークがみられ、又 85 ~ 90 cm にもあるようである。85 ~ 90 cm のピークは必ずしも確かではない。深海底での他のコアのスペクトル解析では、同じようなピークが得られており、又初め酸化逆転（ブルンヌ、マンヤマ、バウンダリー）の深さから、18,000 年、25,000 年と考へられる。

このことにより逆算すると $530 \times 18000 / (24 \pm 2)$ で $397,000 \pm 30,000$ 年 と $530 \times 25000 / (37 \pm 2)$ で $358,000 \pm 20,000$ 年 と推定される。先端で (38 ± 4) 万年と考へられる。

今後他のコアでも同じような事を行ひ、見込があるかどうか検討したい。

デカン高原玄武岩類の $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代

兼岡 一郎
(東京大学理学部)

デカン高原は、 $(0.5\sim 1)\times 10^6 \text{ km}^2$ の規模をもつ世界最大の流岩台地である。この膨大な流岩の噴出量にもかかわらず、これまで K-Ar 年代や古地磁気学的方法により推定された噴出年代は、今から約 60~65 my. 前の数 my. の期間と限られた。これより古い岩石の年代は、今から約 60 my. 前後の年代を示しており、古地磁気学によっても示されている。最近では、岩石に賦存する K-Ar 年代、逆相 Ar の存在する場合を除く一般的な年代の下限を示す。中にはある程度の逆相を生じて部分の K-Ar 損失によって段階加熱法の適用によりその欠点をカバーできる $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法を用いて、黒い年代間接に得られる可能性である。この点を示すために、1967~1970年、1972~1973年の間にデカン高原地質学総合調査隊により採集されたデカン高原各地の試料について、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代を求めた。

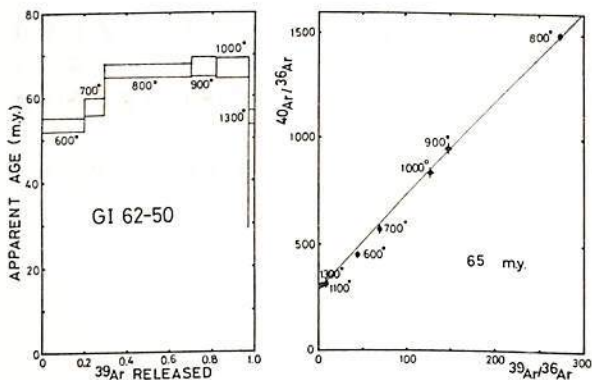
今回用いた試料は、デカン高原北西部 *Girnar Hill*、北東部 *Chikalda*、東部 *Nagpur*、中部 *Bombay*、*Bombay* 北東部 *Igat Puri*、南部 *Mahabaleshwar*、*Amboli*、南東部 *Hyderabad* などの12個の試料である。

これらのうち *Girnar Hill* の岩層断面図を示すと、下から順にプラト年代の層があり、67 my. に相当する。逆相の K-Ar 年代は、下から約 63 my. である。この結果は以前に同地域からの試料に対して得られた K-Ar 年代の約 65 my. と先般発表の一致する。

Igat Puri の試料は、最上部の試料が約 62 my. の年代を示す。下から、最下部に近い試料は約 62 my. の年代を示し、下から年代は逆相を示す。後述の比較のためアイソクロン年代の ^{40}Ar の逆相 Ar の原因と関係を示す。

また *Bombay* からの2試料は、いずれも 60~66 my. の K-Ar 年代に相当する値を示す。アイソクロン年代は、約 70 my. である。これは低温度の見かけの年代を示し、南部に低年代を示しており、試料母体中の Ar の分布を反映している可能性がある。他の試料については、いずれもアイソクロン年代は約 60 my. 前後の年代に相当する値を示し、約 60 my. 前後の値と約 60 my. 前後の2グループに大別できる。

以上より、従来の考えられていた年代より古いデカン高原における噴出活動の存在を示す。以前は K-Ar 年代を用いた *Mahabaleshwar* 地域の試料2個は、今回より以前と同様の約 60 my. 前後の値を示す。古い岩層を示す流岩の存在は地域的に異なる。このことから、各地玄武岩の噴出規模、形態が異なる程度を示している。

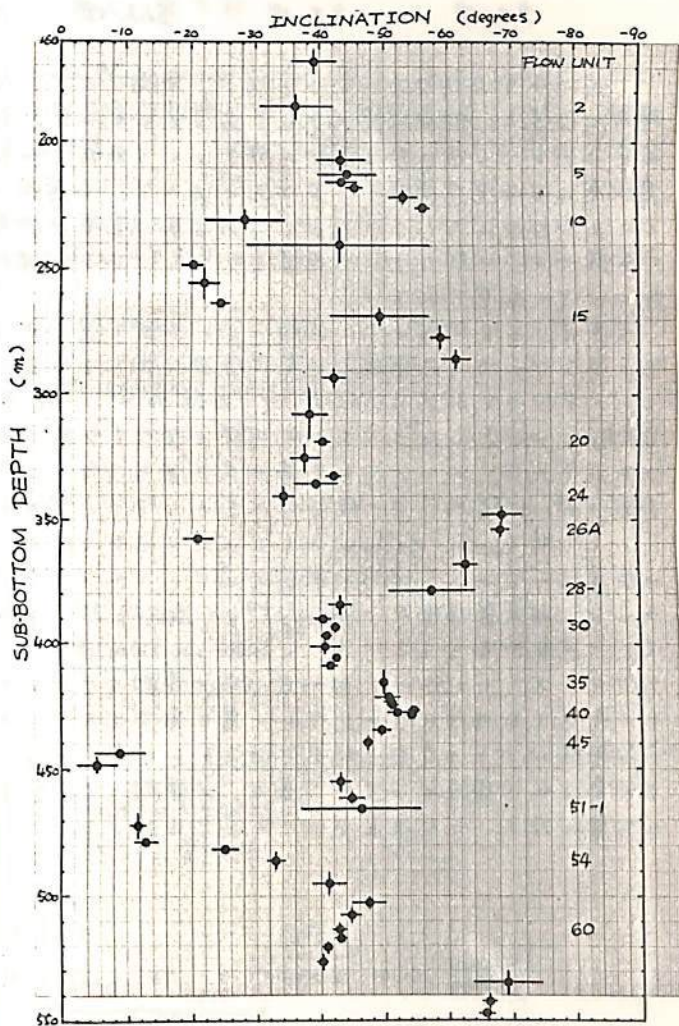
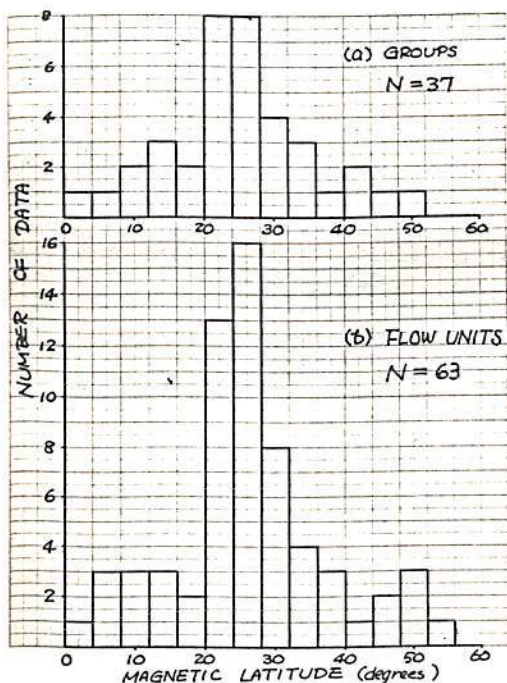


17A-II45 DSDP Leg 55: 天皇海山の古地磁気学

河野 長 (東大理) · Leg 55 乗船科学者一同

深海掘削 (DSDP) の第55節の主目標は海底火山列である天皇海山群が、現在ハワイ島付近にあるホットスポットによって作られたことを検証することであった。この目的に沿って、玄武岩層の年代決定、玄武岩の組成や噴火様式の研究、古生物環境からの天皇海山の沈降過程の解明などの研究が現在進められている。ここでは古地磁気学的手法による古緯度の推定の結果について述べる。

掘削は、応神・仁徳・C・推古の4つの海山で行われ、このうち特に推古においてリエントリーが行われ (Hole 433C)、堆積層165mの下にある玄武岩層が385mにわたって採集された。433Cで得られた溶岩のflow unitは100以上に達し、最上部はアルカリ玄武岩、それ以下はソレライトである。各flow



unitから4~5個の試料をとり、NRM及び交流消磁後の磁化を測定した。上図は各flow unitについての安定磁化方向の変化を深さ方向に示したもので、丸が平均値、横棒は標準偏差である。左図は傾角を地磁気緯度に換算し、そのヒストグラムを作ったもので、このうち(a)は連続して傾角がほとんど変らないflow unitをグループにまとめたものである。

これらの結果は、(1) 天皇海山群がハワイのホットスポットで作られたという仮説を支持し、(2) 当時の磁場が最近のハワイ周辺のデータから見られるような永年変化の小さいものであったことを示す。

17A-II 46 インドネシアの古地磁気 その2: スマトラ

パゴンドワナ大陸に所属したか

延嶋直雄 乙藤洋一郎 広岡公夫 SUPARKA
 京大・理 京大・理 富山大・理 NIGM; Indonesia

インドネシアはオーストラリア, 東南アジア, マリコン, 太平洋の4つのプレート
 境界に位置し, 複雑な島弧系から成り立っている。現在みられる複雑な島弧系は、
 4つのプレート間の相互運動の結果として形成されたのであろうと思われ。この複雑な
 島弧系の形成発達過程を知ろうとすべく、各島弧が昔の時期にどのような場所に位置し、
 どのような形状をしていったかを求める事は重要な研究であろう。今回はスマトラ島の
 ニュウ期-ジュラ期にかけて位置していったであろう場所を古地磁気学的に求める試みを行
 ったのでその結果を報告する。

層序学, 古生物学からニウ期-ジュラ期と思われる層準からサンプルを採取した。
 そのうち7ヶ所の残留磁化は交流項磁に対して安定であった。これらの測定結果を表に示
 した。平均のVGPは西経137.9°北緯66.4° d_{95} 19.8°であった。この値を用いて Russian
 Platform を代表したユーラシア大陸とスマトラ島の相対的位置関係を次の様に求めて
 みた。まずはじめにスマトラ島から求めたVGPと Russian Platform から求めたニウ期のVGP
 (東経154°, 北緯51°) は一致がほとんどである。次に Russian Platform を現在の位置に固定す
 る。その時 Russian Platform から求めたVGPを北極とした時の南緯12.3°の11月がスマトラ島
 の位置したであろう場所の軌跡である。一方スマトラ島の南の海底の磁気異常に注目し
 てみると、磁気異常帯 Anomaly 17 から Anomaly 32 までの磁気異常帯の幅が19°北から南へ延
 びている事が示唆されている。(Sibler and Fisher 1974) この事はスマトラ島がもし変位した
 ならば、スマトラ島は南←北方向の運動を予想させる。そこでニウ期-ジュラ期のスマ
 ラの位置した場所を今のスマトラ島を南下させた、Russian Platform から求めたVGPを北極と
 する南緯12.3°の交わる地点であろうと推定される。上記の推論に従えば(東経100°, 0°)
 で代表される現在のスマトラ島は、ニウ期-ジュラ期には(東経100°, 南緯38°)に位置して
 いた事になる。この位置はユーラシア大陸よりパゴンドワナ大陸に近接している。

					D	I	d_{95}	VGP	
Lower part of Jurassic	ID 166	Black shale	10	200	-2.6	-41.9	9.6	73.7W	66.8
Triassic	ID 133	Black shale	7	100	5.0	-34.3	19.1	93.7W	68.0
	ID 135	Limestone	8	200	45.6	13.5	15.8	178.0W	44.4
	ID 161	Limestone	7	300	199.9	28.0	11.7	130.9W	65.0
	ID 162	Limestone	14	300	241.3	31.2	8.2	151.0W	27.6
Permo-Triassic	ID 176	Shale	11	200	7.2	-1.2	5.1	169.9E	82.2
	ID 177	"	11	200	-2.6	-27.9	9.5	111.9W	76.4

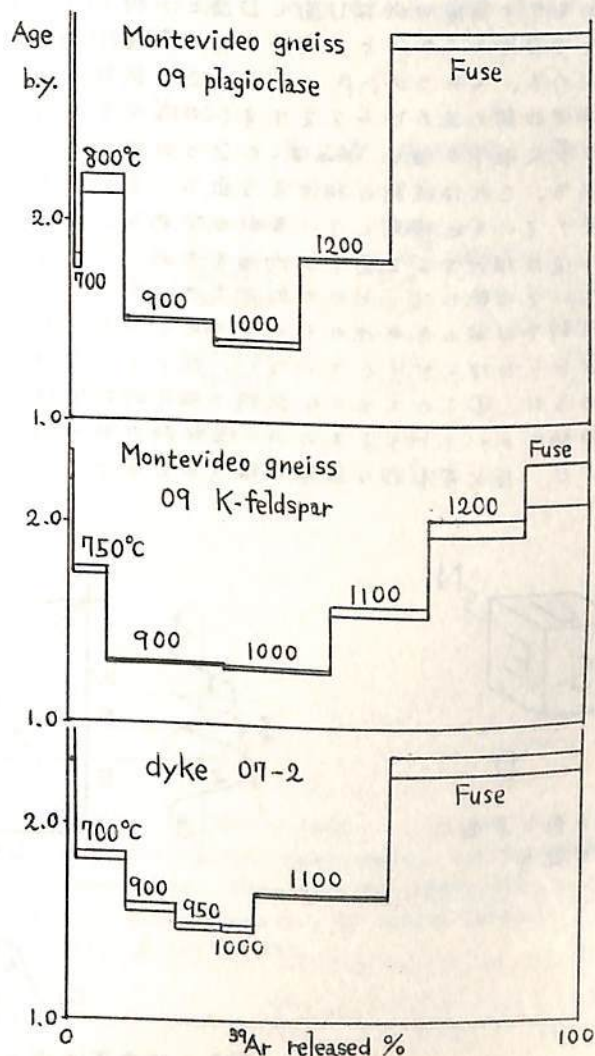
柳沢 正久, 西谷 忠師, 小嶋 穂, 兼岡 一郎

東大 理学部

Rb-Sr年代測定で 30 数億年とでている Montevideo gneiss (Minnesota valley) について ^{40}Ar - ^{39}Ar 年代測定法を試みたが, 有意義な年代は求われなかった。しかし, 試料全体を眺めてみると, 10 数億年前に変成作用のあったこと, 一部には変成以前の状態が残っていることがわかる。

また, Montevideo gneiss を貫く dyke の sample については, 以前 西谷らによって, 0.244 ± 0.005 (Oe) という Paleo intensity が求われていたが, その sample の年代が, およそ 16 億年であることがわかった。

以下に Montevideo gneiss 及び dyke の sample についての Age diagram の一例を示す。



室井 勳
(大阪・科教センター)

昨年の春の学会では、1 個の試料の磁氣的性質の検定の一方法として、NRM の方向を計算する際に得られる誤差角に注目することを報告した。今回は、特に変わった方法ではないが、1 辺が 2.5 cm の立方体の試料を無定位磁力計で試料の各面につき、正逆で 2 回、6 面で 12 回の測定をし、各回ごとに、30° おきにデータを読みとり、フーリエ解析し、正の最大振幅とそのピークの位置を試料の各面ごとに求め、相対する面での値を比較して、この試料の均質性(度)を調べることを試みたので報告する。

図 1 は 1 個の試料の形と各面につけた記号で採取時にきめた方向にあわせてある。図 2 はこの試料の測定結果をステレオネットの第 1 象限にあらわしたもので、U、D、… などの記号は図 1 の記号と同じで、この面を磁力計の真下に近づけて測定したことを意味する。また N の方向を示す角度の α は U 面と D 面とで得られた角の平均の値であり、 ϵ_α はこのときの U 面または D 面とこの α と差をあらわす角度である。β および γ なる角度についても同様にして求める。これら α 、β、γ からこの試料の磁化の方向 (P 点) が求められる。また C_U と C_D は測定曲線の正のピークを示す (この成分での N の方向) 部分をあらわし、 A_U と A_D はこのときの最大振幅の値で、 A_{UD} はこの 2 つの振幅の平均値で、上述の α の位置に対応するピークである。これは試料の相対する面で、もしも不均質であつて、これが一様な勾配で均質性が変わっていると仮定しているからである。

均質度なる値は相対する 2 面で平均値を求め、この値と 2 面での値の比をとる。この比を 3 方向について比較して、どの方向が大きいか、小さいかを見るという簡単なものである。実際の試料では安山岩や地のもので測定したが、数% の変化量が得られた。これが有意義なものかどうかははっきりしていない。従つてこの極めて原始的方法が有効なのかどうかは未定であるが、① この大きさの試料で磁氣的均質性なる値が求まるのか ② 磁力計と試料との距離によってどう変わるのか ③ 試料の形や成形の精度 ④ 測定に要する時間がかなり長いこと など基本的な問題の解決が必要であることがはっきりした。

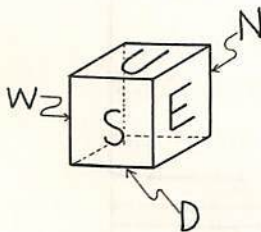


図 1: 試料の形と各面につけた記号

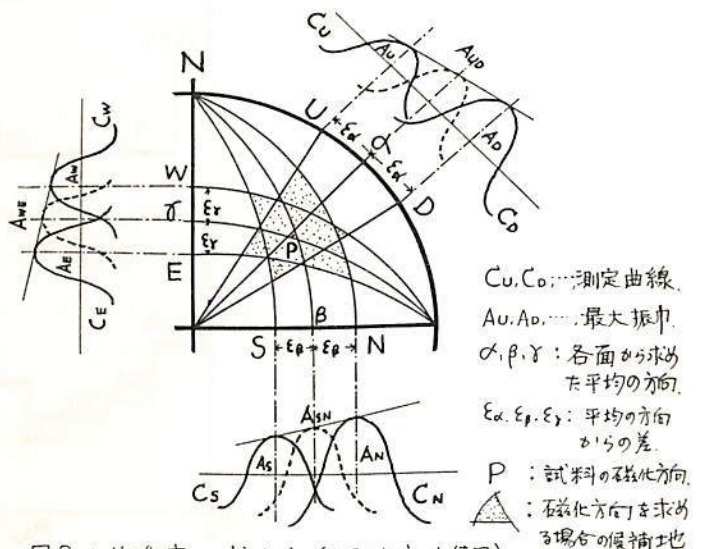


図 2: 均質度の求め方 (ステレオネット使用)

中島正志 野津幸夫 酒井英男 川井直人
大阪大学基礎工学部

ダイヤモンド焼結の研究を続けてきたが、ようやく硬度の高い良質の焼結体が得られるようになった(Ref. 1, 2)。コバルトを使った焼結ダイヤモンドは強い残留磁化をもっている。この残留磁化測定, 交流消磁, 熱消磁の結果について報告する。残留磁化強度とヌープ硬度には強い相関がみられ, 又消磁に対する安定性は, Coの焼結体中での分布状態に依存していることが明らかになった。ダイヤモンド焼結体は非常に高い硬度を持つため, 研磨, 加工が非常に難しく, 硬度試験や顕微鏡観察もなかなかやっかいな仕事となる。上に述べた様な磁氣的性質を利用すれば, 焼結体の評価を容易に非破壊で行うことが可能である。

天然に存在する多結晶ダイヤモンド中にはマグネタイトやヘマタイトが含まれていることがすでに報告されている(Ref. 3, 4, 5)が, このうちcarbonadoと呼ばれている多結晶ダイヤの磁化測定を行, たので併せて報告する。

第1表. 焼結実験条件

Specimen	Pressure (kbar)	Temperature (°C)	Time (min.)
Dia. (2 - 6 μm) + Co (26 wt%)			
31-0211	90	1,800	2
32-0825	90	1,800	2
33-0213	90	1,400	2
34-0704	80	1,750	2
35-1014	65	1,600	2
Dia. (#120/140) + Co (10 wt%)			
41-1217	100	1,800	2
Dia. (0 - 1 μm) + WC-Co			
51-0414	80	1,600	10

第2表. 磁化強度とヌープ硬度

Specimen	Intensity ($\times 10^{-2}$ CGSemu/gr)	Knoop hardness (kg/mm^2)
31-0211	75.7	7,300
32-0825	77.0	8,000
33-0213	6.1	2,000
34-0704	21.4	5,400
35-1014	6.9	2,700
41-1217	3.5	
51-0414	1.7	

References

1. Y. Notsu et al., Mat. Res. Bull., 12 (1977) 1079.
2. Y. Notsu, Dr. Thesis Fac. Engineering Sci. Osaka Univ., (1978) March.
3. L. F. Trueb and W. C. Buttermann, Amer. Mineral., 54 (1969) 412.
4. L. F. Trueb and C. S. Barrett, Amer. Mineral., 57 (1972) 1664.
5. R. C. DeVries, Mat. Res. Bull., 8 (1973) 733.

平島崇男・乙藤洋一郎・笹嶋貞雄(京大・理)

三波川結晶片岩の磁氣的性質を異方性を中心に研究した。

自然残留磁気および磁気異方性の測定にはスピナー磁力計を使用した。磁気異方性の測定に際しては、トルクメーターとスピナー磁力計のデータ比較を行なった。

スピナー磁力計からは、

$$Y_1 = H/2 (K_{22} - K_{11}), \quad Y_2 = H/2 (K_{11} - K_{33}), \quad Y_3 = H/2 (K_{22} - K_{33})$$

が得られる。理想的な測定状況では、

$$Y_1 + Y_2 = Y_3$$

を満たすが、実際の測定ではこの式を満たさないので "M-value" として

$$M\text{-value} = |Y_1 + Y_2 - Y_3| / (Y_1^2 + Y_2^2 + Y_3^2)^{1/2}$$

と定義した。

スピナー磁力計とトルクメーターで測定した磁気異方性の軸方向がよく一致する試料は M-value が 0.1500 以下で N.R.M. が $\times 10^{-7}$ (gseml/g) のオーダーという条件を満たした。ゆえに、スピナー磁力計の測定規準として、M-value を採用した。

N.R.M. 磁気異方性・熱磁気分析等から次のことが判明した。

- 1) 三波川結晶片岩は paramagnetic である。これは Yasukawa (1957) と一致する。
- 2) 磁気異方性を示している鉱物は、角閃石類・緑泥石・緑閃石などの鉄イオンを含むケイ酸塩鉱物である。
- 3) 磁気異方性の最小軸は、片理面に対して垂直方向にある。最大軸と中間軸は片理面上にある。線構造と最大軸は一致する場合と一致しない場合がある。

以上のことから、磁気異方性から決定される回転楕圓体の形状は、三波川結晶片岩が形成された時の物理的条件の反映であると予想される。

磁性体の形状を示すインデキータとして

$$\text{quotient} = 2(K_{\text{med}} - K_{\text{max}}) / 3K_{\text{min}} \quad \text{を用いた。}$$

"g" > 0.667 で prolate な、"g" < 0.667 で oblate な形状を示す。

四国汗見川地域の "g" は大半が oblate な値を示し、特に g = 0.100 前後の極端に扁平な形状を示すものが典型的である。

ケイ酸塩の成長を左右する一つの因子が偏圧であるならば、この地域の "g" から、偏圧 (片理面に垂直方向) が一番大きく働き、 α_2 (片理面上にあり、線構造方向と平行) と α_3 (片理面上にあり線構造方向に垂直) の大きさの差が小さかった状態が卓越していると予想できる。

同一地域から求められた、Garnet - Chlorite の M / M tFe 分配係数 (東野 1975) と "g" の変化は対応しなかった。前者は温度の指標とされているので、同一変成場においても、温度と偏圧のあいだに相関はないのかもしれない。

その他の "g" を左右する因子として、鉱物の量比・鉱物の化学組成変化・Mineral fabric 等の原因も考えられるので、スピナー磁力計の測定法の問題もあわせて、現在検討中である。

17P-II51 チタノマグネマイト相 (β 相) の残留磁化

井上 喜剛
信州大. 理

β 相 ($\chi \approx 0.8$) の残留磁化が、もとの物質である β 相のTRMが保持されているものであるのか (MARSHALL & COX, 1971-1972など)、あるいは、低温酸化時の地球磁場の方向を示すCRMが卓越するものであるか (JOHNSON & MERRILL, 1972-1973など) ということは興味ある問題である。ここでは、一部チタノマグネマイト化した β 相を含む岩石を用いて、OXIMA & LARSON (1967) が示したように、 β 相と α 相のキュリー点 T_c を個々に測定し、MOMOSE & INAGAKI (1973) の用いた方法で両相の残留磁化を区別 (discriminate) した実験について報告する。

33地点から採集した岩石試料から実験に最も適した3地点の試料を選出し、 β 相のキュリー点 T_{c2} で熱消磁を行ない、 β 相の担う残留磁化を抽出した。3地点の試料の諸性質は表Iに示す通りであり、特に白石丁場の安山岩について詳しく実験を行なった。

採集地点	岩質	強磁性鉱物	T_{c1} (°C)	T_{c2} (°C)	I_n (emu/g)	MDF
白石丁場、神奈川県足柄下郡湯河原町	優白質安山岩	$\beta \gg \alpha$	500±20	360±20	$6 \sim 10 \times 10^{-4}$	~70 oe
米 神、小田原市米神	安山岩	$\beta \gg \alpha$	500	320	$7 \sim 12 \times 10^{-4}$	~75 oe
塩 嶺、長野県岡谷市今井	安山岩	$\beta \gg \alpha$	500	380	$4 \sim 5 \times 10^{-4}$	~78 oe

T_{c1} = β 相のキュリー点, T_{c2} = α 相のキュリー点, MDF は peak field の値

表 - I : 実験に用いた試料の諸性質

例えば白石丁場の試料では380°Cで熱消磁を行なった後には、original NRMの35~40%に相当する残留磁化が残った。この残留磁化は、

- (1). 段階的な熱消磁から求めた β 相のブロッキング温度は約350°Cであること。
 - (2). コア試料を炉に対してrandomな方向に置いて熱消磁を行なったが、残された残留磁化は同一の方向性(試料の方向づけに対して)を持ってゐること
 - (3). 東京大学の熱消磁器(μ-メタル外装)を用いても同様の残留磁化が残されること。
 - (4). $\approx 10^{-5}$ Torrの真空中に試料を封入して熱消磁を行なっても同様の残留磁化を得ること。
 - (5). 熱消磁前後の反射顕微鏡観察では、強磁性鉱物に有意な変化は認められなかったこと。
- 等の理由から、 β 相の担う安定な残留磁化であると判断した。

これらの残留磁化の方向と、25~50 oeで交流消磁を行なった後のNRM (β 相と α 相の安定な残留磁化の合成方向を代表してゐると判断した)の方向を比較した。白石丁場の試料に関する結果は表IIに示す通りであり、両群の方向に大差は認められない。また、交流消磁後に熱消磁を行なっても、残留磁化の方向がもはやほとんど変化しないことや、他の2地点の試料の実験結果から考察して、 β 相の安定な残留磁化の方向と α 相のそれとは符合するものであると判断した。

実験は、結果的には、 β 相のキュリー点 T_{c2} から判断して χ の値が0.3~0.4のもののみについて行なった訳であり、今後、さらに広い範囲のものについて実験を行ないたい。

	熱消磁後のNRM	交流消磁後のNRM
平均方向 偏角 $\bar{\theta}$	N14°.3W	N14°.2W
伏角 $\bar{\delta}$	+35°.2W	+33°.6
精密度 $1/\sigma_x$ - σ_y 比	63	124
99%信頼円の半径 σ_{99}	6°.5	6°.1
測定値数 n	14	9
両平均方向のなす角 Δ	1:7	

表 - II : 白石丁場の試料の実験結果

ついで——

百瀬寛一, 稲垣達

信州大, 理.

天然の Titanomagnetite (β 相) が変質作用によって, その一部分が Titanomaghemite 化 (α 相) していることが普通にみられる。これら α 相に安定な残留磁気が固着してゐるなら, NRM は α 相の Remanent magnetism のベクトル和となり Paleomagnetism にとって重大な(問題)となる。筆者らは Thermomagnetic Curve から Original Tc (β 相の Curie 点) を求め次に同一岩石試料に α 相の Tc で Thermal demagnetization をして, β 相の Tc 以上の remanent magnetism の有無をしらべる。とゆう方法とこの方法による一部分の測定結果について発表した。

これまでの発表では Original Tc で消磁後の残留磁気(を AC-Demag. Thermal-Demag. 後の残留磁気化方向と比較して解釈したために, いくつか熱消磁の消しをこぼりに歸せしめた。そのために α 相は存在しても強磁極値の粗い粒子のサイズが大きければ安定な残留磁気を保有していると結論されていた。

今回の発表では, ここまでのデータを再検討した結果, 美ヶ原 lava flow の場合, α 相の残留磁気は NRM の約 30% を保有してゐる。その残留磁気の方法は β 相の残留磁気の方法と一致してゐる。 α 相の残留磁気は β 相の残留磁気を引きついでゐる(このことは今回発表する信大, 理. 井上君による α 相の残留磁気の研究結果ともよく一致する)。熱消磁の不良に勝つてゐる理由として, 熱消磁機内の磁場は 1/100 まで消えてゐる(300 G ~400 G 程度)。試料は電気炉内で at random に置っていた。

実験結果から α 相の Remanent Magnetism は β 相のそれを引きついであり, かつ安定性がよいことは, 結晶格子の格子欠の空孔と exchange energy との関係として解釈されるかも知れない。

- ④ K. Homose and S. Inagaki (1973) Rock Mag. Paleogeophys., Vol. 2, 1, On discrimination of respective remanent magnetisms of Titanomagnetite and Titanomaghemite.

百瀬寛一, 稲垣達 (1974) 日本地球電気磁気学会講演 東京大学。

17P-II 53 一軸 ARM の角度依存性

末石 勉 小林 和男
(阪大 基礎工) (東大 海洋研)

近年 An hysteretic Remanence (ARM) が取り上げられることが多いが ARM とっても 2~3 のタイプに分類できる。

① Shaw (1974) や Stephenson & Collins (1974) の如く 試料を直流磁場と垂直に軸的に回転させる方法 (TRM との類似性の強調)

② Rimbart (1959) 以来の直流磁場と交流磁場を一軸平行にする一般的な方法

③ Denham (1976) のように直流磁場を交流磁場に垂直に傾ける方法

ここでは一軸的につけた ARM の直流磁場と交流磁場の成す角による違いを検討した。試料は花崗岩、玄武岩、深海産地殻堆積物関係及び参考試料など 20 個の試料を用いた。

まず試料に ARM と IRM を付け 各々の交流消磁曲線と両者の強度の比 (ARM/IRM) をとり

granite や basalt は比は小さく 安定性も悪く (100 G 以下, M.D.F.) multi-domain 的であると

おもはれるが、参考岩関係の試料は比は小さいが交流消磁に対する安定性は良いので pseudo-single domain (PSD) 的な試料とみなされる。

結果として 堆積物関係及び参考関係 (土器、窯土等) つまり保磁力の大きい試料は 垂直 ARM (transverse ARM, σ ARM) は 平行 ARM (longitudinal ARM, λ ARM) に比べ

およそ半分に減じたのに比べ granite や basalt などにはあまり角度依存性が認められず 一部試料は逆に σ ARM の方が λ ARM より強くなった。合成されたマグネタイトの λ ARM は σ ARM の約 1.5 倍となり Rimbart (1959) の求めた 1.4 倍に近い。

また σ ARM は λ ARM と同様に「直線性」及び「加法性」をかなり良く保持していることも確かめられた。

さらに加法性が成立するとして 獲得曲線よりスペクトラムを求めた。一般的に σ ARM のスペクトラムは λ ARM のそれよりピークが大きい磁場側へずれている。全般的に曲線は平坦らになっている。これを説明する一つのモデルは垂直に交流磁場を加えた場合 磁化の blocking が遅れ 保磁力の大きい鉱物の blocking coercive force が Peak 交流磁場以上になり磁化強度の減少をまたすということである。逆に言えば 実質的な Peak 交流磁場が減少するとみなすことも可能かも知れない。従って σ ARM は相対的に保磁力の小さい粒子により阻まれると推定される。

さらに各鉱物粒子に加わる内部磁界 (interacting field) に、 λ ARM に比べ変化があると推定すれば granite や basalt など一部に逆に強度が強くなることも説明できるかもしれない。

σ ARM が λ ARM より保磁力の小さい磁性鉱物により阻まれるなら 例えは σ ARM/ λ ARM という量は 岩石の二次的な磁化に対する安定性のパラメータとなり得る。事実 λ ARM の M.D.F. は この比と強い相関性がある。

また一般に一軸 ARM をつけた場合 その角度をはっきり明示することはピーク交流磁場やバイアス直流磁場の大きさを示すことと同じく必要であり、地磁気で ARM をつける場合 特に注意すべきである。

以上

乙藤 洋一郎 池嶋 貞雄
京大・理 京大・理

琵琶湖の未凝固の堆積物を用いて遠心力場で圧縮する事により磁化獲得に関する基礎実験を行い、結果として以下の重要な実験結果を得た。

1. 堆積残留磁化は加法性を持つ；遠心器を用いて200分間作用磁場の下で獲得した磁化の強度を $J_{0 \leq t < 200}$ 、圧縮開始後 t 分が経過した後の作用磁場中を t 分後200分は無磁場中で圧縮後の磁化強度を $J_{0 \leq t < t_0}$ 、 t_0 分が経過した後の無磁場中で t_0 分が経過した作用磁場中で圧縮後の強度を $J_{t_0 \leq t < 200}$ とすると $J_{0 \leq t < 200} = J_{0 \leq t < t_0} + J_{t_0 \leq t < 200}$ となる。この加法性は分割を多しとしても成り立つ。これは簡単に密度と関係づけ出来る。

$$J_{f_{ini} < P < f_{fin}} = J_{f_{ini} < P < P_0} + J_{P_0 < P < f_{fin}} \text{ と表現できる。}$$

2. 堆積残留磁化は磁場の比例；遠心器を用いて t 分が経過した無磁場中を t 分後200分作用磁場を作用させた。磁化の強さは H (あるいは密度) に t が比例する。磁場の強度に比例し、 $J = CH$, $C = C(P)$ 。

2.2 = 残留磁化獲得のある密度の状態で自由回転により配向するのではなく、圧縮が加えられる粒子が外部磁場の配向する方向に傾くことにより。今 P と $P+dP$ の密度変化が加えられると $G(P)$ の磁化を獲得するであろう。上の二つの実験結果は二つの重要な磁化獲得についての性質を示している。1.の結果は残留磁化が強度に比例して獲得の形で表現可能である事を示した。

$$\int_{f_{ini}}^{f_{fin}} G(P) dP = \int_{f_{ini}}^P G(P) dP + \int_P^{f_{fin}} G(P) dP \text{ とはする事を示す。2.}$$

結果は $G(P) = HF(P)$ と示している。つまり磁化獲得に比例して外部磁場の密度変化による磁化獲得に比例して独立である事を意味する。

2.の結果は二つの磁化強度が磁場の密度に比例して

$$J = \int_{f_{ini}}^{f_{fin}} H(P) F(P) dP \text{ と求められた事を意味している。}$$

これはより一般性を与える為

$$J(T) = \int_{-T}^0 H(t+T) F(P(t)) \frac{dP}{dt} dt \text{ と表現できる。}$$

2.の結果は時刻 T に圧縮を開始すればじめに粒子の層が圧縮終了後に獲得した磁化の強さを示している。強磁性体の濃度を問題としなければ残留磁化は2.の結果後、2.外部磁場を記憶している事になる。

$F(P)$ は圧縮の実験から求められた結果、 $P(t)$ は木崎湖、琵琶湖のデータから推定されたものである。その結果 $J(T)$ は計算可能となる。上記の二つの結果は二つの外部磁場強度の初期残留磁化の状態を示すものである。その結果を報告する。

乙藤 洋一郎 (京大・理) 延嶋 貞雄 (京大・理)

Post-depositional DRM獲得の機構を考えた(2)も、粒子の運動を支配する運動方程式は Nagata et al (1973) の示した $I \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \lambda \frac{d\theta}{dt} + \sigma H \sin \theta = 0$ である。Post-depositional DRMの酸化獲得機構のイメージは安川 (1977) によく代表されてゐる。そのイメージとは“粘性粒子は上記の運動方程式に従って運動を行うが自由落下のモデルとは入が十分大である事と入が厚密に伴って増加していく真において運動する。しかし(本質は)粒子の外部磁場方向への配向は時間が増つていくとリヤフである。もしこのイメージが酸化獲得機構であるならば次の事があつてはならない。

1. 自然界での酸化獲得は100~1000年程かかると考えらる。一方室内実験に於ける急速圧縮では30~200分程度である。要する時間は自然界の方が10⁶倍長い。この事は自然界の酸化獲得量のほうが室内実験に於ける獲得量に比較して十分大である。
2. Nagata (1962) が示した圧力 $J = 4\sigma N \left\{ \coth \frac{\sigma H}{\lambda} - \frac{\sigma H}{\lambda} \operatorname{cosech}^2 \left(\frac{\sigma H}{\lambda} \right) \right\}$ が成り立つ事は、 H 、 σ 、 λ 、 N の積の形では成り立たない。
3. 酸化獲得は圧縮が必ず必要で、その程度が重要。
4. 同じ堆積物を用いて作用場所の下で圧縮して酸化させた時、堆積物の密度を考えた方が圧縮を行う。圧縮開始時の密度が小さい程残留酸化の強度が大きいであろう。

これについては Khranov (1968), Otofuyi and Sasajima (1977) により否定された。3については Aoki (1972) により酸化獲得は放置によるのではなく脱水が原因であると示された。4については Otofuyi and Sasajima (1977) により検討されて成り立つ事か示された。1については実験結果として自然界の酸化強度と同程度の工断大に直を得た。これらの結果は予想される事柄を多少の覆はる事になり、上記のイメージに多少の修正を伴う必要がある。

新しいモデルを形成するにあたり注目すべき実験として Otofuyi and Sasajima (1977), Hamano (1977), Games (1977) の結果があげられる。初めは7Aの圧縮に於ける酸化発生を得た。Nagataの運動方程式は実は粒子が回転運動してゐる時に成り立つものである。回転してゐる粒子には作用する。従来粒子はたえず中のくりくり回転であつても併走して自由回転を行つてゐると考えられてゐた。しかし実際はむしろ回転の停止が第一に於いてゐるのではないか。回転を止めてゐる粒子は他の粒子とすれすれをすりぬけてゐる非粘性の粒子同士の相対位置の互換があつた時、粒子を支配する力(トルク)は(2)最大トルク)が減少する。減少量が大きいと回転を止めて、減少量が小さいと併走の事である。この粒子同相対位置は自然界では圧縮に於けるか一般的である。すると酸化には必ずしも圧縮ではなからう。圧縮の状態を示す量として堆積物の密度を考へる事が出来る。すると新しいイメージは、“ある密度状態に放置してゐるかの酸化獲得の必要条件としての密度の変化があつた事、すなわち粒子同相対位置の互換があつた事が各々の粒子に於ける”か考えられる。

17P-II 56 岩石のいわゆる高温酸化と熱安定性について

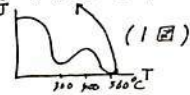
百瀬寛一
信州大. 理

空气中で岩石を熱消磁等のため加熱すると、ある程度の温度以上では酸化を生じて Curie 点が上昇したり、Blocking temperature が上昇するなどのことが報告されている。これは熱消磁を必要とする実験では特に重要である。

筆者は Titanomaghemite 化した強磁性鉱物を含む岩石と、それを保持する岩石中の強磁性鉱物を高温(600°C ~ 630°C)中で時間によって段階的に酸化させてその熱安定性を調べたので報告する。Sample として水相を保存するものとして大西洋の海底 Basalt (Samples A) を使用し、

水相のない fresh sample として伊豆火山の Pumice fall Pm-I (Samples B) と Pm-IV (Scoria) (Samples C) を使用した。(B: Original $T_c = 445^\circ\text{C}$, $J_s = 70.89 \text{ e.m.u./gr.}$, C: Original $T_c = 240^\circ\text{C}$, $J_s = 36.22 \text{ e.m.u./gr.}$), sample B & C については Air 中 600°C で max. 350^{min} 加熱した。それより sample は加熱時間の増加とともに Curie 点は 525°C & 500°C まで上昇した。これらの酸化した Sample について、それぞれ (in vacuo $10^{-3} \sim 10^{-5}$, 680°C ~ 900°C, max. 600^{min}) annealing した方が Curie Temp. に変化が生じなかった。これは grain での powder での同じである。sample B & C は Curie Temp. が安定していることと J_s が Curie Temp. の上昇に伴って増加して行くことから高温酸化を起しているといへる。

一方 Sample A は J_s -T Curve から明らかに低温酸化型(1回)で最終的には 570°C 付近に Curie Temp. を生じる。Cooling pr. では 400°C 付近で J_s は元の J_s の約 4 倍程度に増加するこの過程は真空中でも空气中でもほぼ同じである。



しかし、sample B, C と異なる点は真空中熱処理するときにはより Curie Temp. が降下する点であり、この降下の量は熱処理の温度と時間にもよるが最高 220°C 程度変化し 350°C 付近に Curie 点を生ずる。これは見掛の上で一時期に Magnetite が生じたように見られるものの水相を保存する場合には高温酸化によつて安定な相を生じないように思われる。

17P-II 57 スコットランド デボン紀溶岩の残留磁気の安定性と造岩強磁性鉱物の粒度との関係

百瀬 寛一
信州大. 理.

1977年度の日本地球電気磁気学会講演会において、東大 河野長氏により「スコットランドのデボン紀溶岩による古地磁気および古地球磁場強度」と題する講演がScotlandのLower Old Red Sandstone (デボン紀) formationのArbutnott group中のBasalt & andesite lavaを試料として行なわれた。筆者の興味を引いたのは交流消磁に対し高い安定性を示すこと、(試料中にはMedian Demagnetization fieldの大きさが1000 Oe以上ものものがある) また blocking temperatureが非常に高い点であった。

筆者は河野氏の好意により15枚のlava flowの試料を載せて、造岩強磁性鉱物の反射顕微鏡観察を行なりJ_sの温度変化及び河野氏の行なったMDFの大きさと比較検討した。その結果、残留磁気の安定性と粒子サイズの大きさとがよく一致することが知られたのでこれを報告する。

1. J_s-T curve から次のように apparent Intensity により3 groupに分けられた。A, 弱磁場で測定出来るもの。B, 強磁場で測定出来るもの。C, 強磁場で測定出来ないもの。D, Tcは必ず水の試料に比べて Magnetite に近いと測定出来なかった試料も河野氏のデータによると $\geq 580^{\circ}\text{C}$ である。

2. 一方向顕微鏡観察の結果からは grain size は phenocrysts で平均して 150~300 μ 程度である。ほとんどの試料は多少少なからず hematite 化している。酸化の進んだものは microphenocrysts と silicates の一部も hematite 化している。A, J_s の測定が出来なかった試料はほとんど hematite 化 hematite によって grain がラメラ状に切られて細粒化している (μ 以下のものはそれ以下に落ちてくる。(もつと酸化の進んだものは 1000 倍程度の Magnetite の存在が不確かではっきりしない))。

B, 酸化の進んだ試料の一例を上記のと

SC 0701-3 hematite \gg magnetite, SC 0608-1 hematite \gg ilmenite \gg magnetite

これらの試料の MDF は 600~1000 Oe である。

C, 弱磁場で J-T の測定が出来た試料は、FeS, FeS₂ などがある酸化が進んでおらず、hematite 化が軽微のため magnetic grain size は多変つておらず URM かつく要因になつておらず MDF 75-90 Oe 250-300 Oe と小さい。

17P-II 58 海底地殻玄武岩の物理的性質

浜野 洋三
(東大理)

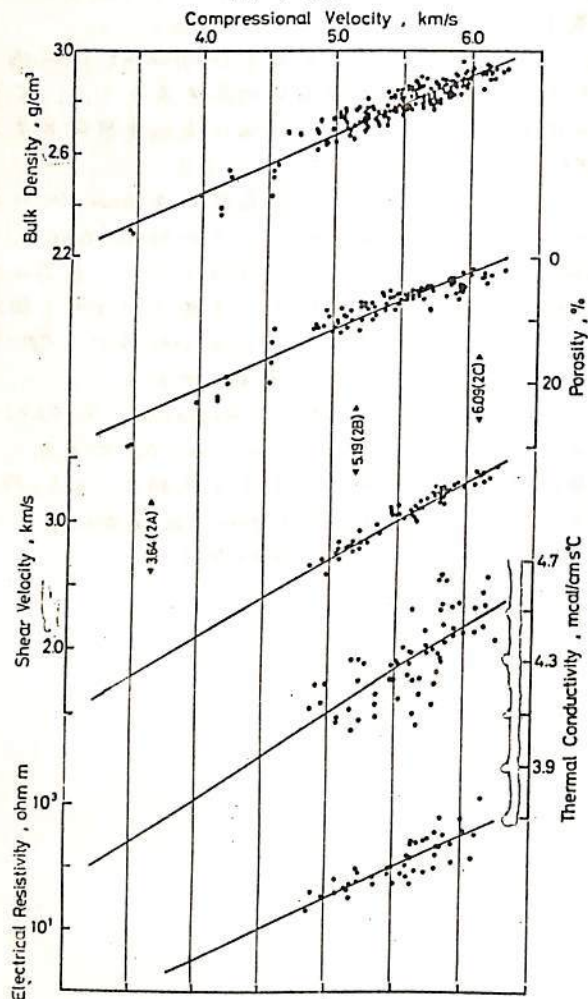
グローマー・チャレンジャー号による深海掘削計画のオ51/52/53次航海は、バーミューダ海嶺南端の負の磁気異常帯M0上で共同掘削を行なった。得られた基盤玄武岩は海陸地殻2B尺の試料と考えられる。これらの試料について物理的性質（密度、空隙率、縦波速度、横波速度、熱伝導率、電気比抵抗、及び空気浸透率）の測定を行なった。結果のまとめをオ1表に示す。空隙率及び空気浸透率を除く測定値はすべて試料が海水で飽和した状態での値である。

今回測定された物性量の分布は、今までに深海掘削計画で得られた海陸地殻2A尺の試料に対する測定結果の分布と大きな違いはない。また縦波速度の分布は、屈折法によって観測されている海陸地殻オ2尺全体の速度分布とほぼ同じ範囲にある。以上の結果は今までに深海掘削計画で得られた、枕状溶岩及び塊状溶岩からなる海陸表面付近で固化した玄武岩が、オ2尺全体(2A, 2B, 2C尺)の主要構成物であると考えるよことを示す。

測定された物性量の各試料による違いは、物性量相互に強い相関を示す。各試料について鉱物組成はほぼ一様であり、測定値(空隙率及び密度)から計算される粒子密度が一定の値を持つことは、これらの物性量の変化が主に試料中に含まれる海水の量によって示す。オ1図は各測定量の縦波速度に対する関係を表わしている。海陸地殻オ2尺に対する観測データは縦波速度が主なものであるため、オ1図は縦波速度の観測値から他の物性量を推定するのに役立つ。

Physical Properties	N	Range	Mean
ρ (g/cm ³)	185	2.29 - 2.95	2.79±0.13
ϕ (vol.%)	104	2.0 - 30.1	8.4 ±5.5
V_p (km/s)	189	3.44 - 6.26	5.48±0.48
V_s (km/s)	65	2.59 - 3.40	3.10±0.21
k (mcal/cm s°C)	64	4.03 - 4.64	4.31±0.17
r (ohm m)	48	20 - 1714	120

(オ1表)



(オ1図)

17P-II59 DSDP Leg 55: 天皇海山玄武岩の物性

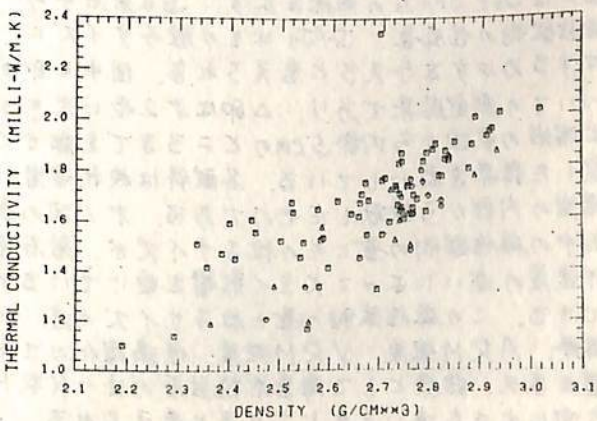
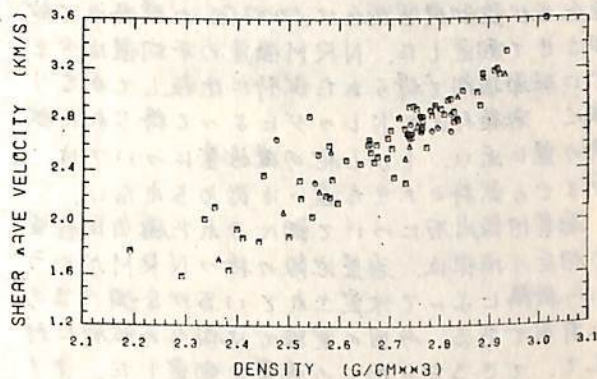
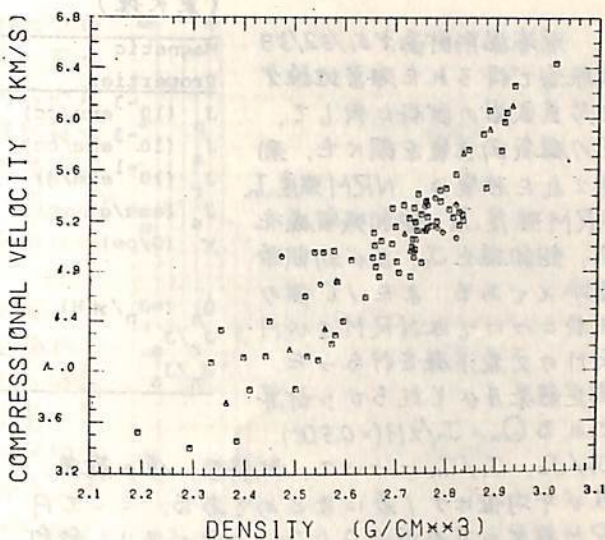
河野 長・浜野洋三(東大理)・Leg 55 乗船科学者一同

深海掘削(DSDP)第52節では、応神・仁徳・推古の3つの海山から基盤の玄武岩層の試料が得られた。これらの試料につき、磁気以外にもさまざまな物理的性質を測定している。測定されたものは、密度(wetの場合とdryの場合の両方)、弾性波速度(V_p および V_s)、熱伝導率、電気伝導率などである。これらの性質はいずれも密度(wet bulk density)との相関が著しい。右の図には V_p , V_s , 熱伝導率と密度の相関を示している。

これは、これらの岩石が、岩石と海水に飽和した空孔の混合物と考へれば説明しやすい。つまり、密度は空孔が増加につれて intrinsic 値 $\rho \approx 3.0$ より小さくなり、これに伴って弾性波速度、熱伝導率なども減少するわけである。

このような密度と他の物性の間の相関は陸上の火山岩についても、海底で噴出した玄武岩についても存在することが知られている。これらの物性間の systematics は、海上における物理測定(重力異常、地磁気異常、エプサン、etc)から海底下の構造を推定するのに役立つ。

海山玄武岩と海底玄武岩の間には磁気については大きな違いがある。これは主として、前者が高温酸化をうけるもの、後者が低温酸化をうけるものという酸化様式(状態)の違いにともなっている。しかし、他の物理的性質については両者の間にあまり差はないようである。もっとも海山玄武岩には密度が2.5以下のものが多い傾向があるが、これは噴出した場所の圧力差(1 barと270 bar)によって飽和率が異なっていることを考へれば自然なことであろう。



17P-II 60 海底地殻岩石の磁気的性質

栗野 洋三 · 河野 長
(東大理)

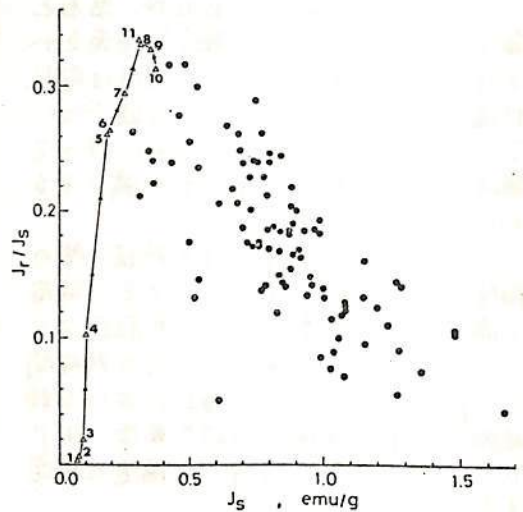
深海掘削計画才51/52/53
次航海で得られた海底地殻才
2層玄武岩の試料に対して、
その磁気的性質を調べた。測
定された性質は、NRM強度 J_n 、
ARM強度 J_a 、飽和残留磁化
 J_r 、飽和磁化 J_s 、及び初期帯
磁率 X である。また16個の
試料についてはNRM及びA
RMの交流消磁を行なった。
測定結果及びそれぞれから計算
される $Q_n = J_n / XH (=0.5Oe)$ 、

Magnetic Properties			
Properties	N	Range	Mean
J_n (10^{-3} emu/cc)	87	0.57 - 36.56	11.60 ± 7.23
J_a (10^{-3} emu/cc)	77	0.93 - 7.69	4.99 ± 1.52
J_r (10^{-1} emu/g)	93	0.317 - 2.157	1.382 ± 0.378
J_s (emu/g)	96	0.275 - 1.915	0.857 ± 0.295
X (G/oe)	86	0.146 - 4.531	1.975 ± 0.872
$Q_n (=J_n / XH)$	86	0.32 - 78.04	15.20 ± 13.36
J_r / J_s	93	0.042 - 0.318	0.175 ± 0.063
J_n / J_a	77	0.25 - 5.00	2.14 ± 1.08

J_r / J_s 、 J_r / J_a について、試料数、値の範囲、
及び平均値は才1表にまとめてある。ここでA
RM強度は直流磁場0.5 Oeでの値であり、飽和
磁化及び飽和残留磁化は5000 Oeの磁場中で飽
和させて測定した。NRM強度の平均値は今ま
でに深海掘削で得られた試料に比較してかなり
強く、海嶺付近でドリッジによって得られた試
料の値に近い。しかし他の磁性量については、
今までの試料と大きな違いは認められない。

海底地殻岩石について調べられた磁気的性質
の相互の肉保は、海底地殻の持つNRMがどう
いう機構によって決定されているかを調べるの
に有用である。今回の実験では個々の試料に対
して、できるだけ多くの性質を測定した。才1
図には J_s と J_r / J_s の肉保を示す。 J_s は岩石中の
磁性鉱物の含有量、 J_r / J_s はその粒子サイズに
対するめやすを与えると考えられる。图中●印が各試料に
ついての測定結果であり、△印は才2表に示す1と2の枕
状溶岩の表面から内部5cmのとこまでを細かく分けて測
定した結果を表わしている。各試料は枕状溶岩、及び塊状
溶岩の内部から採取したものである。才1図の結果は、岩
石中の磁性鉱物の量とその粒子サイズが、岩石固結時の冷
却速度の違いによって大きく影響を受けているとして解釈
できる。この磁性鉱物の量と粒子サイズの違いは、初期帯
磁率、ARM強度、VRM強度、低温磁化のされ方等に影
響を与え、結果として海底地殻岩石の持つNRMの強度や
方向に大きな違いを生じさせると考えられる。

(才1表)



(才1図)

418A 46-1 108-110			
No.	Interval	J_s	J_r / J_s
1	glass	0.066	0.003
2	0-3	0.069	0.008
3	3-6	0.086	0.021
4	9-12	0.099	0.102
5	13-17	0.177	0.262
6	15-19	0.196	0.266
7	26-29	0.247	0.294
8	30-33	0.312	0.333
9	35-39	0.352	0.329
10	41-45	0.365	0.317
11	46-50	0.307	0.336

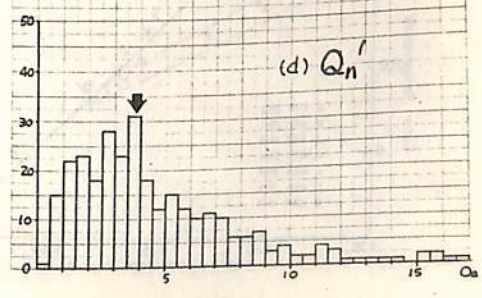
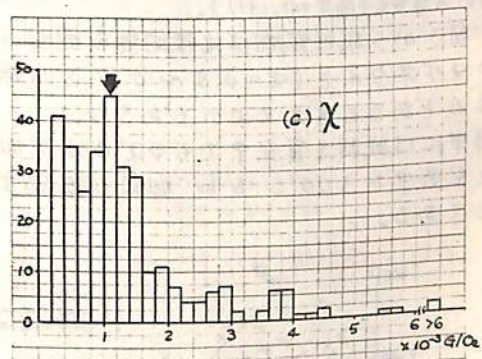
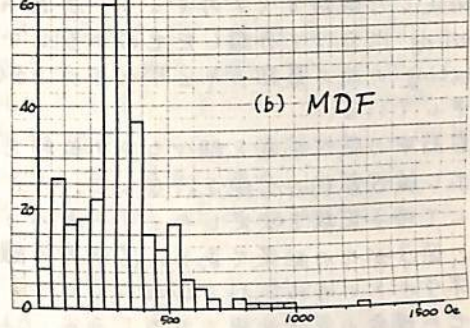
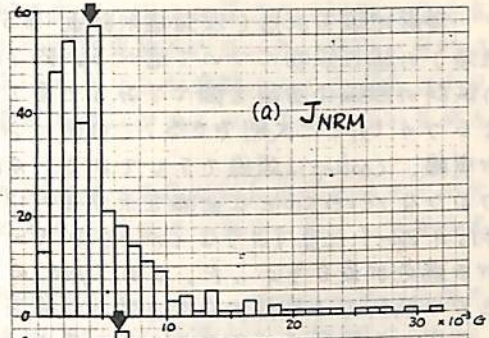
(才2表)

河野 長 (東大理) · Leg 55 乗船科学者一同

天皇海山から掘削された玄武岩の試料について、さまざまな岩石磁気的測定を行った。その四は、これらの試料のうち推古海山から得られたもの (Holes 433A, 433C) についての自然残留磁化強度 (J_{NRM})、残留磁化が 1/2 になる交流磁場 (MDF)、帯磁率 (χ) および $Q_n' = J_{NRM}/\chi$ の分布を示す。Königsberger C に于けるためには (d) の横軸をほぼ 2 倍してやることよ。

これらの岩石はハワイ型の楕状火山と全く同様にして海面上で噴出したことが R の証拠から確実である。このため、磁気的性質も一般の海底岩石とは全く異っており、ハワイなど火山島の玄武岩のものによく似ている。すなわち、NRM は強く (平均 4×10^{-3} emu/cc, 図中の矢印)、また不安定である (MDF の平均 > 300 Oe)。帯磁率もかなり大きいので、Königsberger C にすると平均 15 程度で時に大まともとも言えないが、磁化の安定なことは同時代の (あるいはずつと若い) 普通の海底岩石と比較すると際立っている。熱磁化分析の結果によると大半 ($\sim 90\%$) の試料は $> 500^\circ\text{C}$ の高いキュリー点をもち、 J_s - T カーブはほぼ reversible である。ごくわずかに低温酸化のためと思われる irreversible な J_s - T カーブを示すものがあるが、これはむしろ例外的と思われる。

以上の結果からこれらの岩石について次のような結論が導かれる。これらの岩石は陸上で噴出し、冷却中に高温酸化を受けた。マグネタイトに近い高いキュリー点をもち、大抵倒的であることはこの点を示している。高温酸化を受けた部分は浸蝕などでかなり失われぬのかも知れない。このうち少量残っている部分は後に低温酸化を受けて再びマグネタイト化した。この低温酸化は噴出直後に起るものか、或いは火山島が海底に沈した後で、海水の作用で起るものであるのかは不明である。このように海山の玄武岩が、安定な磁化を持つ高温酸化鉱物からできていることは、その磁化の信頼性を著しく高めている。海上磁気異常から海山の帯磁を求めると法が良い結果を与えるのもこれらの性質による。



17P-II62 海底岩石（深海掘削計画 第51/52/53次航海）中の磁性鉱物について

西谷忠師 沢野洋三
(東大・理)

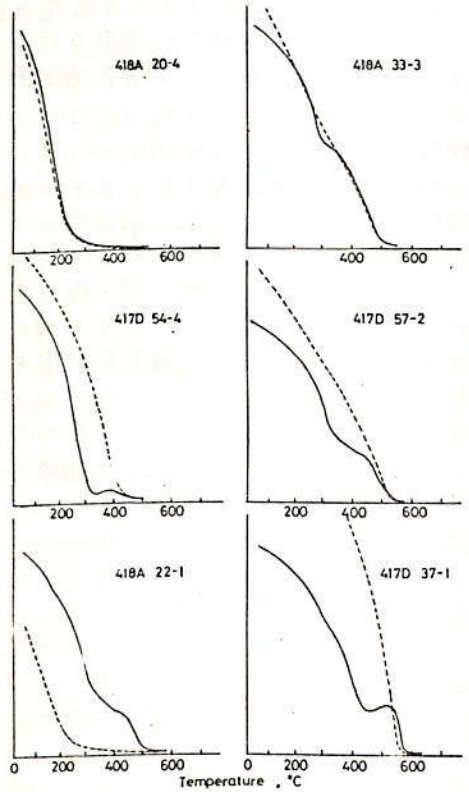
海底地殻玄武岩（深海掘削計画 第51/52/53次航海）の磁性鉱物について述べる。約70個あまりの試料の熱磁化曲線を調べてみると図1に示すような6つのtypeに大別できる。この図においてheatingが実線、coolingは破線で示してある。418A 20-4のようなreversibleな曲線を示すものはまれであり418A 22-1に示すようなcoolingでキュリー点が下がる場合が最も多かった。このtypeの熱磁化曲線をもつ試料では試料サイズで減少の程度が変化する。

測定した試料すべてのキュリー点をheating, coolingに分けて分類したものが図2である。heatingの時の最初のキュリー点は350°C付近に集中している。

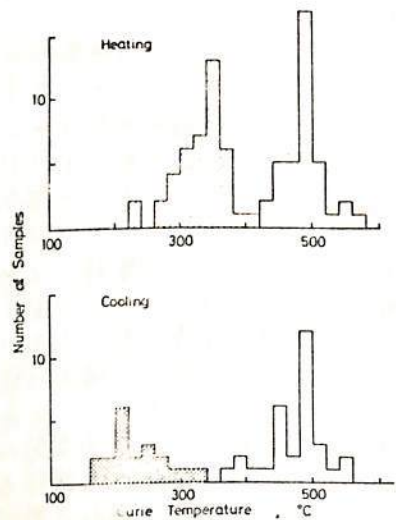
岩石中の磁性鉱物を調べるため試料をいくつか選り出し磁性鉱物の分離を行なった。これらをもX線分析して格子定数を決定しキュリー点との関係調べた。図3がその結果である。図中の点線はチタノマグネタイトの合成試料($x=0.6, 0.7$)を低温酸化させた場合の変化曲線である〔西谷; 日本地球電磁気学会第61回講演予稿集p61, 1977〕。

図3から磁性鉱物は比較的組成範囲のせまいチタノマグネタイト($x=0.5 \sim 0.7$)が低温酸化したものであると考えてよいであろう。

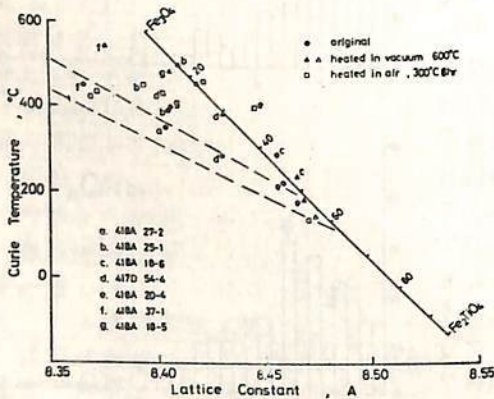
図中には試料を真空中で600°Cまで加熱した場合と空气中で300°C 6hr加熱した場合の変化も示してある。



(図1)



(図2)



(図3)

17P-II 63 海底地殻玄武岩および海山玄武岩の加熱実験

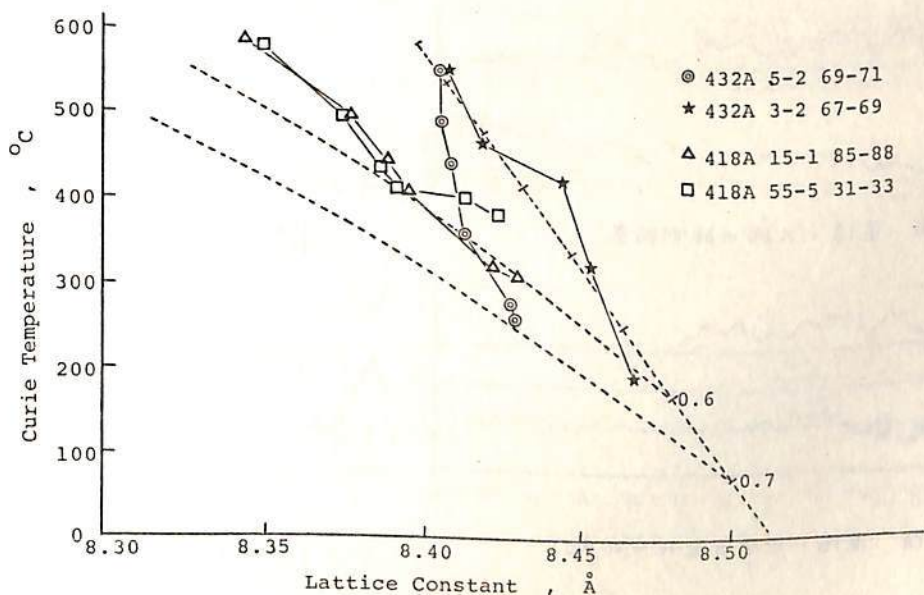
西谷忠師， 浜野洋三， 河野 長
(東大・理)

深海掘削計画 第 51/52/53 次航海の海底地殻玄武岩、および第 55 次航海の海山玄武岩からいくつか試料を運び出し磁性鉱物を分離して加熱実験を行なった。実験の目的は自然の岩石からより分けた磁性鉱物(チタノマグネタイト)を低温酸化させた場合とチタノマグネタイト合成試料を低温酸化させた場合の変化に違いがあらわれるかどうかを見ることであつた。

取り上げた海底地殻玄武岩と海山玄武岩の大きな相違点は海底地殻玄武岩が海中で固化したのに対して、海山玄武岩は空气中で固化したと考えられる点にある。固化した後両者ともかなりの期間海底にあらつたと考えられている。

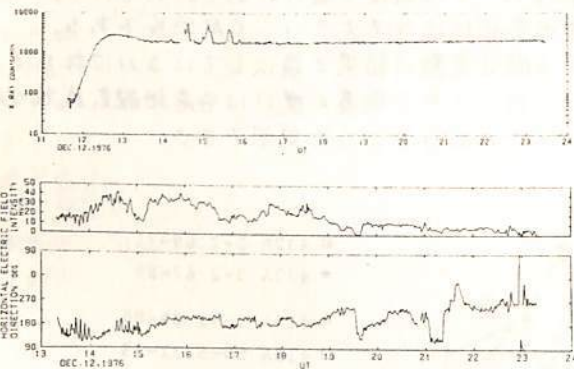
実験の手順としてはまず運び出した試料から磁性鉱物をより分け、これを加熱した後キュリー点と格子定数の変化を追うというものである。下にその実験の一つの結果を示しておく。ここでは海底地殻玄武岩として 418A 15-1, 418A 55-5 を海山玄武岩として 432A 3-2, 432A 5-2 を取り上げた場合を示してある。酸化される目安として合成試料 ($\alpha = 0.7$ チタノマグネタイトをボールミルしたもの) も共に同一条件で加熱した。この図では加熱時間をほぼ 100 時間程度とし温度を 150, 225, 263, 300, 375°C と変化させた場合のキュリー点と格子定数の関係を示した。図中にはチタノマグネタイトの α (ウルボスピネル比) の変化によるキュリー点と格子定数の変化、合成試料による $\alpha = 0.6, 0.7$ の低温酸化実験の結果を点線で示した。

加熱した時の変化の様子は 418A と 432A では明確に違いがあらわれている。つまり 432A のキュリー点の変化が格子定数の変化に比べて大きいことが特長である。海底地殻玄武岩の場合にはほぼ合成試料による酸化実験の結果と類似しているのに対して、海山玄武岩の場合これとは異つた結果となつた。これら両者の違いは海底地殻玄武岩の磁性粒子の方が海山玄武岩に比べてサイズが小さいということとで説明できる。

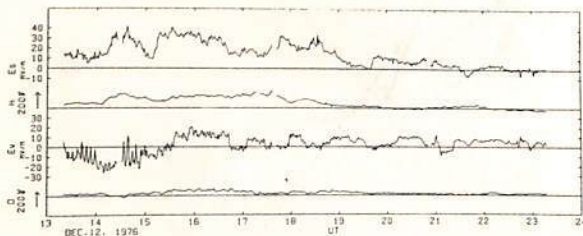


小川俊雄 小玉正弘 福西浩 松尾政郎 芽野研夫
 (京大理) (理研) (極地研) (京大工) (電通大)

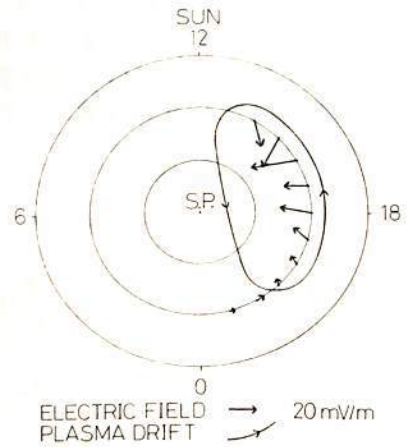
1976年12月12日11時38分UTに昭和基地から5000 m³のプラスチック気球を飛ばし、これに搭載した電場アンテナと、NaIシンチレーションカウンターを用いて、成層圏水平電場と25 KeV以上のオーロラX線の観測を行った。その結果を第1図に示す。観測された電場の値は10-40 mV/mで、その方向ははじめ南東から、南、西の方向に回転した。14時頃から振幅約200%の弱いサブストームが発生した。X線はサブストーム中3つのピーク値を示し、第2のピークが観測されたとき、電場ははつきり減衰したが、第1と第3のピークには対応する電場の変化はなかった。観測された電場と、昭和基地における地磁気の変化との間には第2図に示すような関係がある。すなわち、電場の南向き成分(E_s)は地磁気水平成分(H)の変化と、電場の西向き成分(E_w)は偏角(D)の変化とそれぞれかなりよい対応をみる。以上の観測結果から、観測された成層圏電場は真の電離層電場であると思われる、サブストームにともなつては特別の電場が発生するのでなく、通常のS_q^P型の電場が強くなるだけである、等のことがわかる。観測から求められるS_q^P電場と、これによるプラズマドリフト系を第3図に示す。また、磁気赤道面に投影した電場と等電位面、電場とX線の関係等について議論する。電離層電気伝導度についても議論する。



1図 電場とX線の観測結果



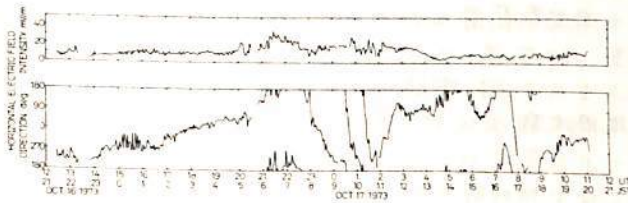
2図 電場と地磁気変化の比較



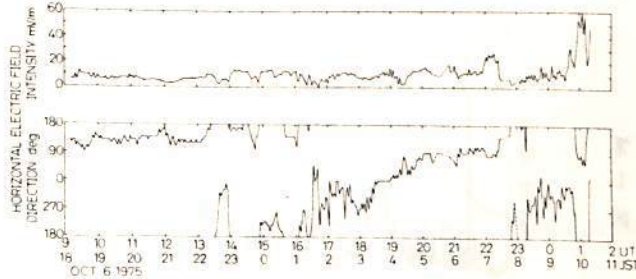
3図 電場の1時間平均値とドリフト系

小川俊雄 安原通博 藤田見 川本洋人 香西和子
 (京大理) (京都教育大) (甲南大理) (京大理) (京大理)

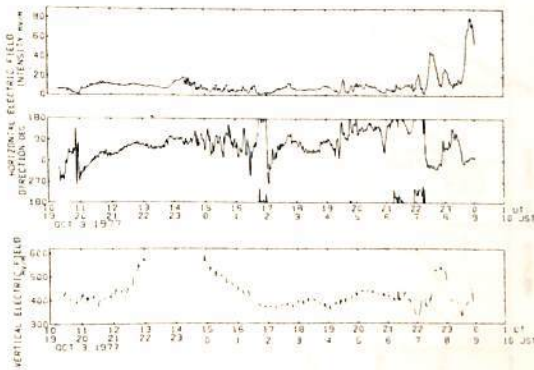
地磁気静穏日変化を説明する S_q ダイナモ電場が実際に存在するかどうか。存在するとすれば、それは S_q ダイナモ説から求めたものと一致するかどうか。また、地磁気擾乱日にはどんな電場が存在するの、等の重要な問題を実験的に検証、解明するため、気球による水平電場の観測を行っている。1973年、1975年、1977年のいずれも10月初旬に三陸基地から放球した5000 m³ のプラスチック気球を用いて、本州から150 km以上東へ離れた太平洋上の成層圏において、半日以上連続観測した。気球飛揚時の天候はいずれも晴天であったが、観測の終りの頃にはくずれることが多かった。観測日の地磁気はいずれも乱れていて、直接 S_q 電場を議論するには適さないかも知れないが、観測された水平電場はかなり規則正しい振る舞いをするので、これらは一般的な電離層電場であると判断される。電場の値は平均9 mV/mで、方向は約半日周期で時計まわりに回転する。第1, 2, 3図にこれらの観測データを示す。垂直電場との比較等から判断して、値が異常に大きいところや、方向が急速に回転するところには、天候による荷電雲の影響が含まれている。これらのデータと福岡の地磁気データと比較し、このような電場の起源について議論する。



1図 1973年10月16-17日に観測された水平電場の大きさと方向。



2図 1975年10月6日に観測された水平電場の大きさと方向。



3図 1977年10月3日に観測された水平電場の大きさと方向。垂直電場も示す。

17P-II 66 成層圏におけるシューマン共振の観測

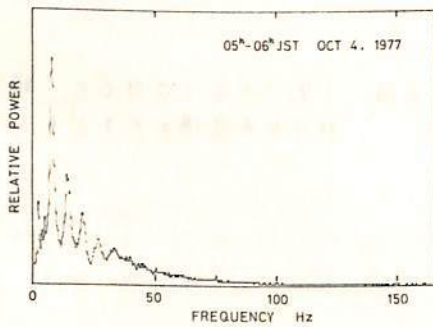
小川俊雄・香西和子・川本洋人 (京大理)
 安原通博 (京都教育大) 藤田 晃 (甲南大理)

三陸沖洋上成層圏において気球によりシューマン共振現象の観測を行った。おもな目的は、商用周波数その他種々の人工雑音の影響をさけて、広帯域且つ高精度のデータを得ること。特に商用周波数以上の高い周波数の共振が存在するかどうかを確かめること、また地表面に比して、電界強度の低下があるかどうかを調べること等である。

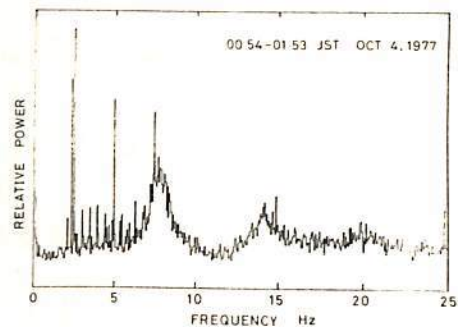
観測には垂直ワイヤーアンテナを用い直流成分の観測と共用し、その増巾系統の中周部よりハイパス・フィルタを通して交流成分を分離し、さらに増巾を行った。

解析はFFT (Fast Fourier Transform) 方式によった。第1図は周波数範囲166 Hz、即ち観測された最高周波数までを含むパワースペクトル解析例であるが、シューマン共振の第7モードより高い成分は急激に消失しており、Balser & Wagner (1960) により報告されたような50-100 Hz帯には共振が認められない。第7モードまでの共振周波数はそれぞれ、7.67, 14.0, 20.1, 26.4, 32.9, 39.2 及び ω 44.9 Hz という値が得られた。なお、50 Hz成分(商用周波数)が認められるが、これが成層圏高度で感知したものか、或は受信機において混入したものであるかについてはさらに検討を要する。

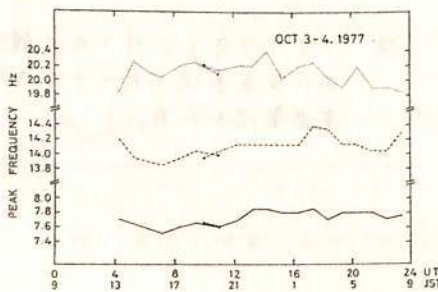
主要モードのみに着目するため解析の周波数範囲を狭めて、25 Hzとした例が第2図であつて、この例では第1モードが双峰型、即ち *line-splitting* を示している。これらの例はいずれも1時間の平均スペクトルであるが、24時間以上にわたるこのようなデータから、シューマン共振の主要モードの共振周波数及びピークパワーの日変化を求めた(第3図、第4図)。第4図ではピークパワーの日変化は、汎世界的雷活動の日変化と良好対応を示している。なお観測の始めと終り(ほぼ同時刻)ではそれぞれの値はほぼ一致した。



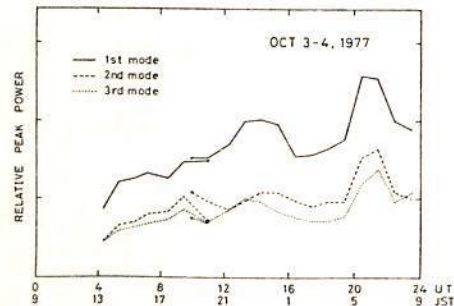
第1図



第2図



第3図



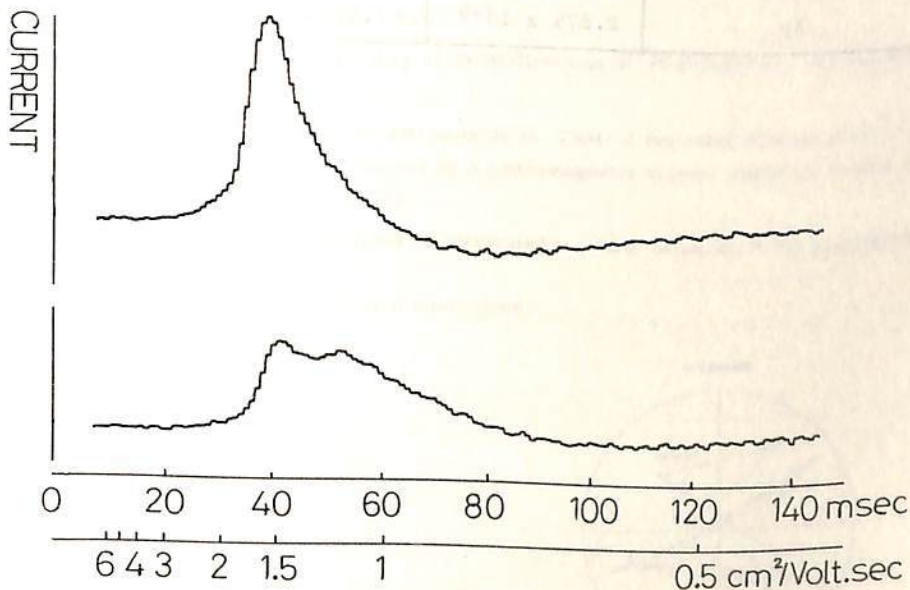
第4図

の試作

小寺邦彦 小川俊雄

(京大理)

円筒蓄電器方式のイオン移動度スペクトロメーターの分解能は、大気電気研究者の長年の努力によってほぼ「限界」にまで来ていると思われる。そこでこれとは全く異なる原理に基づく方法として、ドリフトキューブ方式のスペクトロメーターを開発している。その原理は、円筒の軸方向に電圧をかけた、円筒内に導入されたイオンの、電場によるドリフト速度を測定することによって、移動度スペクトルを求めようとするものである。現在試作したものは、直径5cm、長さ8cmの円筒の両端に1047Vの電圧をかけ、特別に考案した方法を用いて、円筒の一端からイオンを導入する。イオンは移動度の大きいものから順に円筒他端の電極に到達して、微小電流計によって計測される。電流計の出力はAD変換されてマイクロコンピューターに記憶させ、数100-数1000回積分した後、XYプロッターに記録させるものである。図はこのようにして得られたスペクトルの例である。現在までのところ、まだ「自然」に存在する大気イオンを測るには感度(S/N比)が少し足りないので、人工電離源をスペクトロメーターのそばに置いて、実験室内でテストしている。(a)図が通常得られる真イオンスペクトルで、 $1.61 \text{ cm}^2/\text{Volt}\cdot\text{sec}$ にピークがある。(b)図はスペクトロメーターのそばで「ガスストーブ」を用いて湯を沸かして実験室内の空気を汚染し、また湿度をあげた場合の例で、移動度のピークが小さい方へ移動し、ピークが 1.49 と $1.18 \text{ cm}^2/\text{Volt}\cdot\text{sec}$ の2つに分かれてきた例である。(b)の場合の電流の振幅は(a)の場合の約1/2になった。この装置は気球による成層圏での測定に適するように設計されているが、将来は中間圏での測定にも応用したい。



NRM of Yamato-74-662 carbonaceous chondrite

Takesi NAGATA and Minoru FUNAKI

National Institute of Polar Research

Yamato-74-662 is carbonaceous chondrite and it is 150.3grams in weight. The exterior part of this sample keeps very strong and stable NRM (4.16×10^{-2} emu/gm), but on the other hand NRM of the interior part is less than 1/100 (3.90×10^{-4} emu/gm).

This difference is presumed with Thermomagnetic curve, Hysteresis loop and microscopic examination.

It seems that NRM of Yamato-74-662 mainly consists of CRM.

The main magnetic parameters observed are summarized in Table 1.

Table 1

Magnetic parameters	Exterior part	Interior part	Unit
I_n	4.16×10^{-2}	3.90×10^{-4}	emu/gm.
I_s	0.825	0.88	emu/gm
I_R	0.102	0.10	emu/gm
H_C	142.5	170	Oe
H_{RC}	800	660	Oe
χ_p	2.875×10^{-5}	2.25×10^{-5}	emu/gm/Oe

隕石自然残留磁化の安定性

Takeshi NAGATA

National Institute of Polar Research

This paper deals with the stability of NRM against the AF-demagnetization of 22 Antarctic meteorites, i.e. 1 E-chondrite, 3 H-chondrites, 5 L-chondrites, 2 LL-chondrites, 3 C-chondrites, 4 achondrites, 3 irons and 1 pallasite.

(a) Stable NRM

NRM's of C-chondrites, achondrites and iron meteorites are generally stable with respect to both intensity and direction. Fig. 1 shows the AF-demagnetization stability of NRM direction of achondrites, for example, where $\tilde{H} = 0 \sim 200$ Oe.peak.

Representing the stability against the AF-demagnetization for the intensity and direction by ratio of residual magnetization after AF-demagnetization to 100 Oe.peak to the initial NRM, $I_n(100)/I_n(0)$, and the deviation of direction of $\vec{I}_n(100)$ from that of $\vec{I}_n(0)$, $\Delta\theta$ respectively, the stability of stable

NRM's are represented by

- (1) C-chondrites: $I_n(100)/I_n(0) = 0.3 \sim 0.8, \Delta\theta = 5^\circ \sim 19^\circ$
- (2) Achondrites: $I_n(100)/I_n(0) = 0.4 \sim 1.5, \Delta\theta = 4^\circ \sim 14^\circ$
- (3) Irons: $I_n(100)/I_n(0) = 0.2 \sim 0.8, \Delta\theta = 5^\circ \sim 11^\circ$

(b) Unstable NRM

NRM's of E-, H-, L- and LL-chondrites and pallasites are generally unstable. Namely,

- (4) H-chondrites: $I_n(100)/I_n(0) = 0.03 \sim 0.15, \Delta\theta = 38^\circ \sim 167^\circ$
- (5) L-chondrites: $I_n(100)/I_n(0) = 0.02 \sim 0.13, \Delta\theta = 10^\circ \sim 149^\circ$
- (6) LL-chondrites: $I_n(100)/I_n(0) = 0.04 \sim 0.30, \Delta\theta = 9^\circ \sim 44^\circ$
- (7) E-chondrite: $I_n(100)/I_n(0) = 0.03, \Delta\theta = 31^\circ$
- (8) pallasite: $I_n(100)/I_n(0) = 0.05, \Delta\theta = 95^\circ$

Fig. 2 shows the AF-demagnetization stability of NRM direction of H-chondrites, for example.

(c) Origin of stable NRM's

The stable NRM of achondrites may be attributable to TRM of the outer silicate shell of a parent planet in the presence of a magnetic field caused by a hydromagnetic dynamo within the fluidal metallic core. The estimated field intensity is about 0.1 Oe.

The stable NRM of iron meteorites could be attributed to TRM acquired in the geomagnetic field on entry into the earth's atmosphere.

The stable NRM of C-chondrites is still mysterious.

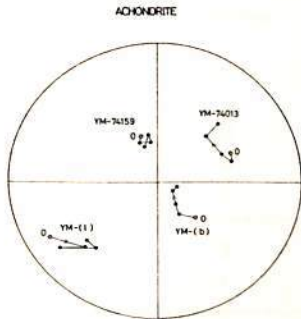


Fig. 1

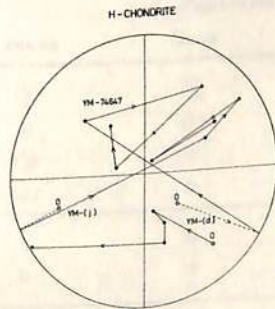


Fig. 2

石質隕石の磁気的分類(II)

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The Prior rule in regard to a relation between (Fe^0+Ni^0) and Fe^0/Ni^0 and the Urey-Craig-Mason law in regard to a relation between Fe content in FeO and Fe content in metals and FeS for chondrites are reconfirmed for 14 newly analyzed chondrites. It is then experimentally confirmed that the saturation magnetization (I_s) can reasonably well represent Fe^0+Ni^0 or Fe^0 in stony meteorites except in C-chondrites and that the ratio of α -phase magnetization to the total magnetization, $I_s(\alpha)/I_s$, the main magnetic transition temperature, θ_c^* , in the cooling process and the Ni-content in metallic phase, $Ni^0/(Fe^0+Ni^0)$ derived from the magnetic analysis are well correlated with Fe^0/Ni^0 , whereas the θ_c^* -value for C-chondrites uniquely represents Curie point of magnetite.

Fig. 1 illustrates an I_s vs $I_s(\alpha)/I_s$ diagram, where E-, H-, L-, LL- and C-chondrites and achondrites are represented by mutually well separated groups. Fig. 2 illustrates an I_s vs θ_c^* diagram, where also the above mentioned six groups of stony meteorites are well separately represented. These two diagrams represent the Urey-Craig-Mason law on their abscissa and the Prior rule on their ordinates for E-, H-, L- and LL-chondrites, whereas the abscissa and ordinate represent a very small abundance of Fe^0+Ni^0 and the dominant Ni-poor α -phase of metals respectively for achondrites. For C-chondrites, $I_s(\alpha)/I_s$ represents the ratio of kamacite to magnetite while θ_c^* does Curie point of magnetite.

On an I_s vs $Ni^0/(Fe^0+Ni^0)$ diagram, the five chondritic groups are well separated from one another, but the achondrite group partially overlaps the C-chondrite domain. This is a natural consequence of a very small content of metallic phase in both achondrite and C-chondrites. Using all these three diagrams, however, the six stony meteorite groups can be satisfactorily identified on the basis of magnetic data alone.

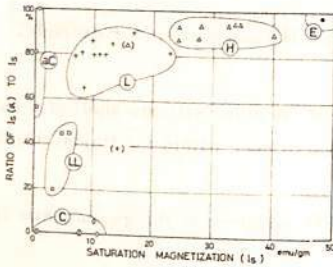


Fig. 1

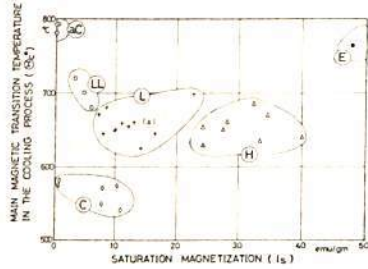


Fig. 2

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The Magnetic analysis has been applied on identifying the composition and structure of metallic phases in the lunar materials as well as in meteorites except carbonaceous chondrites. An approximate linear relationship between the saturation magnetization, I_s , and the content of metallic iron plus metallic nickel, $C(\text{Fe}^0 + \text{Ni}^0)$, holds well for a wide range of $C(\text{Fe}^0 + \text{Ni}^0)$ from lunar igneous rocks ($C < 0.1\%$) to iron meteorites ($C \sim 100\%$), being empirically represented by

$$I_s = (210 \pm 10) C(\text{Fe}^0 + \text{Ni}^0) \text{ emu/gm.}$$

This result may suggest that the metallic phases in these materials comprise mostly α -phase and partially α_2 -, ($\alpha + \gamma$)- and γ -phases of FeNi alloys.

The thermomagnetic curves of 36 examined lunar materials are reproducible in laboratory time-scale experiments, namely these lunar samples are in quasi-stable state in laboratory time-scale. As shown in Table 1, the metallic phases in lunar materials comprise α_0 -phase only, or α -phase only, or α and α_0 phases or α and α_2 phases, no ($\alpha + \gamma$)-phase nor γ -phase dominantly taking place. Here, α_0 -phase is so defined to be represented by a thermally reversible thermomagnetic curve having Curie point at $750 \sim 770^\circ\text{C}$, which can be identified to either a Ni-poor ($< 3\%$) kamacite or a P-poor FeNi phosphide. The co-existence of α and α_2 -phases indicates that the lunar samples were reheated up to over 800°C and then rapidly cooled. The co-existence of α and α_0 -phases indicates that the lunar samples once produced the breakdown of Fe-bearing minerals into metallic Fe⁰-grains by the subsolidus reduction mechanism, or the exsolution of FeNi phosphide grains from $\alpha + \gamma$ -phosphide phase by heating up to about 1000°C and the following rapid cooling, both mechanisms being very likely to be due to meteorite impacts.

On the contrary, the metallic phases in ordinary chondrites are composed of α - and ($\alpha + \gamma$)-phases or α - and γ -phases or α -, ($\alpha + \gamma$)-, and γ -phases. The ($\alpha + \gamma$)-phase in these chondrites can be transformed to γ -phase by only one laboratory heating. These results indicate that the ordinary chondrites were cooled down extremely slowly, approximately keeping the phase equilibrium between α and γ -phases. Thus, the thermal history of lunar surface materials is represented by repeated reheatings and rapid cooling in comparison with that of ordinary chondrites.

Table 1. Compositions of metallic phase in ordinary chondrites and lunar materials

metal phase	chondrites			Lunar materials		
	H	L	LL	rocks	finest	bressias
α_0 only	0	0	0	(7)	(6)	(2)
α only	(8)	(10)	(2)	0	(1)	(2)
$\alpha + \alpha_0$	0	0	0	(3)	0	(13)
$\alpha + \alpha_2$	0	0	0	(2)	0	(2)
($\alpha + \gamma$)	(8)	(9)	(1)	0	0	0
γ	0	1	(2)	0	0	0

やまと隕石の ^{40}Ar - ^{39}Ar 年代

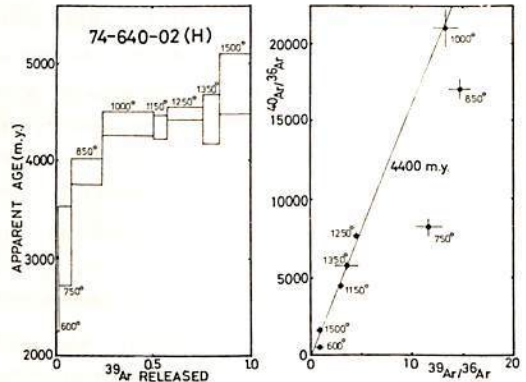
兼岡 一郎・小嶋 稔・柳沢 正久
(東京大学理学部)

1974年の南極大陸で採集されたやまと隕石について ^{40}Ar - ^{39}Ar 法を適用して、その生成下へ二次的作用を受けた年代を推定した。この方法で、段階加熱法を行なうことにより、試料形成後一部の Ar 損失があっても意味のある年代が求められる。

用いた試料は、Yamato 74-640-02 (H5~6), Yamato 74-190-07 (L5~6), Yamato 74-159-01 (Eucrite), Yamato 74-097-03 (Diogenite) の4個で、それぞれ 0.5~0.6%程度の試料を径 10 mm 以下の小片にしてアルミ箔に包巻後、東北大学金属材料研究所附属材料試験室 JHTR 中で 10^{16} nvt 程度の中性子照射を行なった。中性子照射後 4ヶ月の冷却期間をおいて、600~1500°C の範囲で Ar を段階抽出し、質量分析計により分析した。

得られたデータより、 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ - $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 図上で照射温度を軸とするイソトープエッチング法で、大気 Ar の影響を考慮して、宇宙線生成 (Cosmogenic) Ar および捕獲 (Trapped) Ar は、 $(^{39}\text{Ar}/^{37}\text{Ar})_{\text{cosmogenic}} = 1.5$, $(^{39}\text{Ar}/^{37}\text{Ar})_{\text{trapped}} = 0.17$, $(^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{cosmogenic}} = 0.15$, $(^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{trapped}} = 0.5$ の値を用いて補正した。 K の衰減定数 K とは、 $\lambda_K = 4.562 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$, $\lambda_{\text{atm}} = 0.581 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$ と $K/K = 1.167 \times 10^4$ (atomic) (Steiger, Jäger, 1977) を用いた。ここで、4.5 b.y. (1 b.y. = 10^7 年) 程度の年代で、従来の約 0.1 b.y. 程度の値を示す。

右図からわかるように、Yamato 74-640-02 は高温で若い年代を示す。約 1000~1500°C で 4.4 ± 0.07 b.y. のプラトーン年代を示す。この温度範囲で全体の約 60% の ^{39}Ar が抽出されたことを考慮すると、この値は有意義なものと判断され、右の衰減定数で約 4.5 b.y. に相当することから、この隕石の生成年代を示すと考えられる。Steiger の報告した地球の地表での ^{40}Ar - ^{39}Ar 年代法を用いると、地球年代は約 0.1 b.y. 程度の値を示す。よって、隕石は太陽系物質の生成年代は従来の約 0.1 b.y. 程度より若い。



Yamato 74-190-01 は、上試料と下試料の異なる年代パターンを示し、600-800°C で全体の約 40% に相当する ^{39}Ar を脱ガスし、 0.36 ± 0.02 b.y. の年代を示す。より高い温度では 0.4~0.7 b.y. の年代を示す。全体の約 0.4 b.y. の K -Ar 年代に相当する値を示す。0.36 b.y. の年代は、これまで多くの L -chondrite について K -Ar, U - He 年代結果を示唆する隕石同志の衝突の後に形成した二次生成脱ガスの生成時期と考へるのが妥当である。

Yamato 74-159-01 は、700-1200°C の範囲で全体の約 60% の ^{39}Ar を脱ガスし、 4.0 ± 0.05 b.y. のプラトーン年代を示す。更に高温では約 4.4 b.y. の値を示す。このことから、この Eucrite の母天体上で何らかの二次的形質を受けたことを意味している。若石学的に類似する Pasamonte (Eucrite) も同様の年代を示すことから、これらの隕石は共通の熱史を持つていた可能性がある。

Yamato 74-097-03 は含有量の約 50 μm 以下と少く、 K の熱変成は大きい。約 1.1 b.y. 程度の年代を示す。同様の年代を示す例として、同じ basaltic achondrite の一種である 2個の Nakhchitan の報告されている。

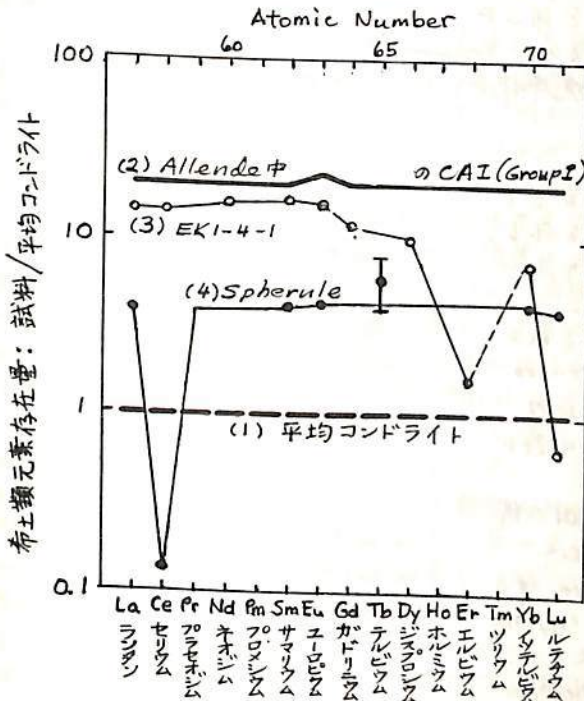
長 沢 宏
学習院大・理

57番の a にはじまる15ヶの希土類元素は、周期律表の同一の枠を占め、化学的性質が類似している。地球および宇宙における化学的過程では一般にグループとして類似した行動を示す。

惑星中では酸素と結合しやすいため、希土類元素は珪酸塩相に濃縮される。希土類元素は珪酸塩中で通常、+3価のイオンとして行動する。希土類元素の3価のイオン半径は、 La^{3+} が最大で、原子番号の増大と共に順次減少するので、珪酸塩の溶融-固化に伴って希土類元素の存在度は原子番号の順にイオン半径と共に変化する。例外として+2価になりやすいユーロセウム (Eu; 63番) が異常な行動をとることが知られている。

宇宙環境における高温の加熱では、希土類元素は Ca, Al などと共に強い揮発性を示す。重い希土と軽い希土で揮発性はかなり異なり、また、酸素の分圧次第では Ce, Eu, Tm, Yb も隣接する希土類元素と著るしく異った揮発性を示すことが期待される。

Allende イン石中の Ca, Al に富む inclusion (CAI) をはじめとして、最近、イン石その他の宇宙物質試料から地球上の試料からは見られない希土類元素存在度のパターンが得られた。これらの希土類元素存在度のパターンのうち、いくつかの典型的なものについてはこれらの生じた原因、ひいてはこれらの試料の生成した環境を推定することができる。



四・1 種々の宇宙物質中の希土類元素存在量のパターン。

縦軸は Haskin ら (1968) によるコンドライト・イン石の値を基準にしてあらわしてある。

(1) コンドライトの平均値。太陽系の平均希土類存在度に相当する原始的なパターン。

(2) アレンデ・イン石中の Ca, Al に富むインクルージョン中の希土類パターン。太陽系の平均的な化学組成をもつ高温のガスから最初に濃縮した固相に対応すると考えられている (Grossman, 1973)。

(3) アレンデ・イン石中の CAI の一つ EKI-4-1 から得られた希土類のパターン (増田らによる)。原始太陽系のガスから最も揮発性の高い固体が凝縮した後戻相に残った希土類元素が示す存在度パターンに対応している。

(4) 海底土中の珪酸塩ガラスからなるスフェルールの希土類パターン。(Nagasawa ら, 1978) 平均コンドライトの希土パターンをもつ宇宙物質が地球の大気へ突入したとき加熱され揮発性元素を失ったため得られたと考えられるパターン。酸素分圧が高いと Ce が揮発し失われる (Boynton, 1978)。

マントル物質より推定された

地球内部の希ガス

兼岡 一郎・高岡 宣雄・青木 謙一郎
(東大理) (阪大理) (東北大理)

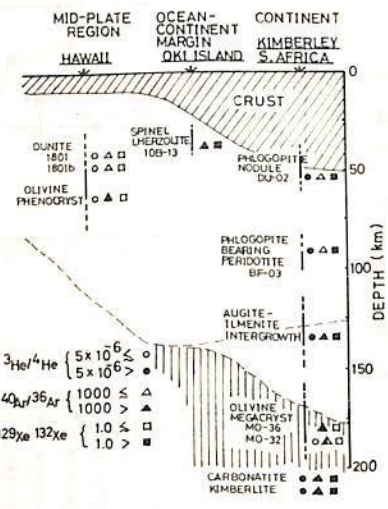
地球物質中の希ガス同位体について、始源希ガスの存在を示唆する過剰¹²⁹Xeや大気中の³He/⁴He比より1桁大きい組を示すHeなど、マントルに起因すると考えられる岩石や火山ガス中より発見されたことから、地球大気の起源とも関連して最近特に注目されるようになった。過剰¹²⁹Xeは、New MexicoのCO₂ well gasやHawaiiの珊瑚礁岩中に見いだされ、消滅半衰期(T_{1/2}=1.7×10¹⁰年)にその原因があるとされている。このこと、過剰¹²⁹Xeの存在している部分から4.6.g.以下、以下で大気の下に大気層下へこの意味、他の希ガスについて4.7の始源的な状態を保持していることと推定される。また大気中の³He/⁴He比は1.4×10⁶であるのに対し、Vなどと比較的によく含む古い花崗岩などではこの値は10⁷~10⁸程度になる。一方、火山ガスや海産ガスで噴出された初成流岩の希ガス成分では、³He/⁴He比は10⁻⁵程度になり、地球内部に始源希ガスが残っている証拠とされている。

これらの始源希ガスの分布状態および地球内部の⁴⁰Ar/³⁶Ar比などを推定するに、玄武岩中での同位体比とマントル起源とを区別する超塩基性捕獲岩類中の希ガスを調べた。この際、希ガスの存在状態の地域差、深さによる差などが調べられることと、資料の選んだ。深さ方向の差をみるために、南アフリカ、キンバーライト中の含まれる超塩基性捕獲岩類を、岩石学的に深さで推定できるものを用いた。またこの地域が大陸の一部の一つを代表すると考え、海洋性地域の玄武岩として、Hawaii島の珊瑚礁岩、玄武岩中のかんらん石を用いた。この大陸、海洋地域の境界部分として、隠岐島後のスビネルかんらん石の珊瑚礁岩を用いた。

結果は、右図のとおりとされている。

南アフリカでは、最も深い超塩基性捕獲岩としてかんらん石巨大結晶のみに過剰¹²⁹Xeの存在を示し、³He/⁴He比は(6~7)×10⁶と大気中のHeの値より高い。海産からの初成流岩などは値が低い。また⁴⁰Ar/³⁶Ar比は、比較的浅い部分より高くなる。これは、希ガスの同位体組成を合わせて、深さ方向に下りて不均一な状態であることを示している。

Hawaii, Hualalaiの9Vかんらん石では、2個の試料に過剰¹²⁹Xeの存在を示し、³He/⁴He比は~1.4×10⁵となる。しかしKilauea, Kapoho lava中のかんらん石結晶に過剰¹²⁹Xeの存在を示す、³He/⁴He比は~2.5×10⁵となり、明らかに前者より大きい。Craigらに測定されたKilauea火山ガス中の³He/⁴He比は~2×10⁵と高い値を示すことを考慮すると、珊瑚礁岩の³He/⁴He比は現在Hawaiiに活動中のマントル物質の特性を示すと考えられる。これは海産と推定されていることと推定される。隠岐島後の試料については、やはり低い過剰¹²⁹Xeの存在は確認できなかった。希ガス同位体比に関して、マントル最上部附近で不均一性が推定される。



高岡 宣雄*, 小嶋 稔**
 *大阪大学理学部, ** 東京大学理学部

マントルの如き地球深部の希ガス同位体組成, 特に $^3\text{He}/^4\text{He}$, $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$, $^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ 比は大気の起源やマントル・地殻の進化を論ずる場合, 重要な boundary condition となる。地球深部における希ガス組成を調べる研究の一環として, ガイヤモンド中の希ガスの元素組成および同位体組成を測定し, この講演会においても報告した⁽¹⁾。実験に使用する工業用天然ダイヤモンドの多くは黒色不純物を含むが, 我々が岩に得た結果では, 黒色不純物が少ないダイヤモンドは, 黒色不純物を多く含むダイヤモンドに比べて, $^3\text{He}/^4\text{He}$, $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比が約2.5倍高く, 黒色不純物がダイヤモンド希ガス組成に影響していることが示された。これをたしかめるために, 約5gのダイヤモンドを $\sim 1\text{mm}$ 以下に碎き, 濃硝酸+濃希酸による処理(150°C)とhand-pickingによる分離を併用して, 黒色不純物を全く含まないダイヤモンド (Batch 4) と黒色不純物を濃縮した試料 (Batch 5) に分け, 希ガス同位体定量分析を行った。黒色不純物を含まないダイヤモンドからの希ガス放出パターンは, 岩に得られた結果と一致し, ガイヤモンドからの脱ガスは主に 2000°C での加熱に伴うグラファイト化に際して生ずることが再確認された。黒色不純物を濃縮した試料では, Heを除いて 800°C と 2000°C でのガス放出はほとんど同程度であり, 黒色不純物が低温サイトにガドリガスと吸蔵していることがわかった。

2000°C で放出された希ガスの元素存在度パターンは Fig 1 に示した如く, 大気に対し極端なHe濃縮, Neの不足およびXeの濃縮がみられ, このパターンの意味する所は今後の研究を待たねばならないが, 人工ダイヤモンド中の希ガス溶解度が決定できれば, このパターンからダイヤモンドが生成された地下深部における希ガス存在度パターンを推定できるかも知れない。

$^3\text{He}/^4\text{He}$ は黒色不純物の少ないダイヤモンドでは多し試料に比べて, 2.2倍高く前の結果と一致する。Batch 4で得た $^3\text{He}/^4\text{He}$ は $(2.13 \pm 0.13) \times 10^{-5}$ と今までダイヤモンドで得た He比のうちで最も高く, ガイヤモンドが生成したマントル深部の He同位体比はこの程度又はこれ以上と考えられる。 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比は 2441 (Batch 4), 4091 (Batch 5) (Table 1) と高く, 小嶋による大気の初期脱ガス説を支持しているようだ。Kの定量を試みているのでそれを合わせて報告したい。 $^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$ 比は大気Xeに比して少し高いようであるが (Table 1), Xe量がごく微量 ($\sim 10^{-12}\text{cc/g}$) で, 同位体比の測定誤差が大々く, 誤差を考慮すれば, 大気Xeの値に一致する。

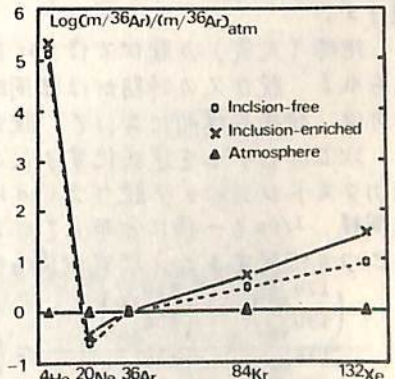


Fig.1 Elemental abundance pattern of rare gases in diamond

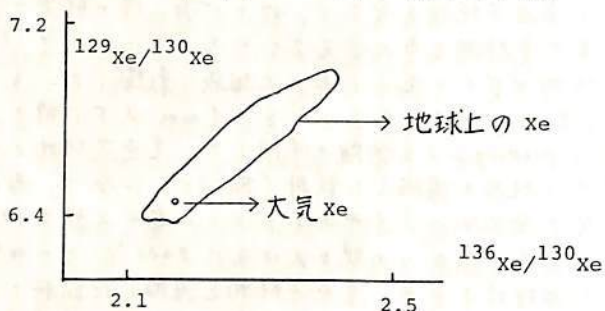
Table 1. Isotopic ratios of rare gases in diamond

	Black-inclusion-free (Batch 4)	Black-inclusion-enriched (Batch 5)	Atmosphere
$^3\text{He}/^4\text{He}$	$(2.13 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(9.53 \pm 0.67) \times 10^{-6}$	1.4×10^{-6}
$^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$	2441 ± 206	4091 ± 203	295.5
$^4\text{He}/^{40}\text{Ar}$	9.06	8.94	5.6×10^{-4}
$^{129}\text{Xe}/^{132}\text{Xe}$	0.992 ± 0.035	0.998 ± 0.029	0.983

(1) 第62回講演予講集 P158 (1977). 又 Nature, 271 45 (1978) 参照.

小嶋 稔
東京大学・理学部

これまで文献等に発表されている、地球物質中の Xe 同位体比をまとめた。この結果を $^{129}\text{Xe}/^{130}\text{Xe} - ^{136}\text{Xe}/^{130}\text{Xe}$ ダイアグラムにプロットすると、かなりはっきりした正の相関が認められた。データは、大気 Xe ($^{129}\text{Xe}/^{130}\text{Xe} = 6.48$, $^{136}\text{Xe}/^{130}\text{Xe} = 2.17$) を起点とし、これより右上方に、ほぼ直線的に分布する。(下の模式図参照)



このような直線上配列は、 ^{129}Xe , ^{136}Xe が、それぞれ ^{129}I ($^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$), ^{244}Pu ($^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$) の核壊変起源の (^{129}Xe)^{*}, (^{136}Xe)^{*} の含まれ方のちがいを反映したものと考えると理解できる。つまり大気 Xe は、地球内部からの脱ガスで放出され、以後 ^{129}I , ^{244}Pu からの寄与がないため、最も "less radiogenic" である。他方、地球内部物質中の Xe は、大気脱ガス後も、 ^{129}I , ^{244}Pu 壊変の寄与のため、その $^{129}\text{Xe}/^{130}\text{Xe}$, $^{136}\text{Xe}/^{130}\text{Xe}$ はふえ続ける。

地球(大気)の脱ガスは、Ar 同位体比からみてほぼカタストロフィックに起ったと考えられる。脱ガスの時期がほぼ同時にもかかわらず、Xe 同位体比が直線状にひろく分布するのは、地球各場所において、脱ガスの割合が異なるのを反映したものと解釈できる。

以上のモデルを定式化するため、

(1) カタストロフィック脱ガス(td)の時点で、Xe 同位体比は地球内部で一様。

(2) 同様、I/Pu も一様に分布していた。

の二つを仮定すると、次式が得られる。

$$\frac{\left(\frac{^{129}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_E - \left(\frac{^{129}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_A}{\left(\frac{^{136}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_E - \left(\frac{^{136}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_A} = \left(\frac{^{129}\text{I}}{^{244}\text{Pu}}\right) \cdot e^{(\lambda_{244} - \lambda_{129})\Delta} \cdot \left(\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{\text{SF}}}\right) \cdot \frac{1}{Y_{\text{Pu}}^{136}} \dots (1)$$

ここで $\begin{cases} \lambda_\alpha, \lambda_{\text{SF}} : ^{244}\text{Pu} \text{ の } \alpha\text{-, SP fission - 壊変定数} \\ Y_{\text{Pu}}^{136} : ^{244}\text{Pu} \text{ からの } ^{136}\text{Xe}\text{-yield} \\ \Delta : \text{地球形成から脱ガスまでの時間間隔} \end{cases}$

式(1)の右辺は図に示したデータの直線の勾配から実験的に求められる。又、($^{129}\text{I}/^{244}\text{Pu}$) $\approx 4 \times 10^{-9}$ (Podosek et al., 1977, その他を利用) を仮定すると、式(1)から $\Delta \approx 3.8 \times 10^8 \text{ yr}$ が求まる。

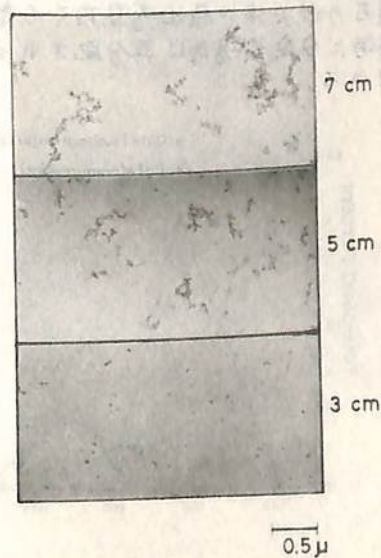
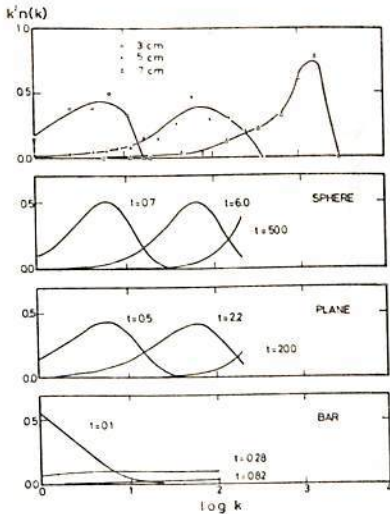
この結果は、初期脱ガスを示し、Ar 同位体比からの推論と調和する。

尾中 敬, 中田好一, 上條文夫
(東大・理)

原始太陽系, あるいは恒星の周辺域において, 気相から凝固した微粒子 (gram) はその後、微粒子同士の衝突によって凝集 (coagulation) 成長してゆくものと考えられる。従来、この凝集過程については多くの理論計算が行なわれてきているが、われわれはこれを実験的に調べてみた。これまでの微粒子実験でしばしば報告されている様に、凝固した個々の微粒子は鎖状に成長し、理論計算で仮定されている様に球状には成長しない。(下写真参照) われわれはこれを定量的に調べ、数値計算との比較により、成長は平面状 (粒子の衝突断面積が質量の1/2乗に比例) に近いことがわかった。以下、実験装置, データの整約について述べる。

一旦、油拡散ポンプで真空にひいた真空槽に、アルゴンガスを決められた量 (数トル〜数十トル) 封入する。この一定量のアルゴンガス中で、試料をヒーターにより加熱し蒸発させ、ガスとの衝突により凝固させる。今回は試料としてシリコンを用いた。真空槽中ではヒーターの加熱によりガスの対流が生じている。ヒーター上、決められた高さ (数 cm) を何点かとり、電子顕微鏡用のメッシュを配置し、微粒子を採集し、電子顕微鏡撮映を行なう。この様にして得られた写真を解析し、凝集の過程を調べる。(下写真)

データの解析は次の様に行なった。得られた写真より粒子の粒径分布を調べたところ、高さによる変化はなく、分布もきわめてシャープであることがわかった。(Δq/a ≧ 0.1) したがって、ほぼ同じ大きさの粒子が凝集してゆく過程が調べられる。写真から k 個の微粒子を含む集団の数 f(k) の分布を求める。横軸に log k をとり、縦軸には、Δ(log k) に対して集団に含まれる微粒子の数 k が与えられる様に k f(k) をプロットする。これを数値計算の結果と比較する。数値計算は速度が Maxwell 分布をしている粒子の凝集方程式をとり、衝突断面積を、質量の1/2乗 (球状), 1/2乗 (平面状), 1乗 (棒状) に比例するものとして計算したものである。(下図) この比較により、成長は平面状に近いことがわかる。



本田勝彦・小嶋徳
(東大・理)

惑星も隕石も、原始太陽系の初期に同じプロセスによつて形成されたと考えられている。太陽系初期の状態を保っているCコニトライトには多量の希ガスが存在し、希ガス存在度は太陽系平均組成のものと異なり、地球大気中の存在度に近似している(図1)。隕石も原始地球も同一な機構によつて希ガスを取り込んだと考えられる。

希ガス取り込み機構を説明するためのモデル実験として行なわれたものは、(i)高温希ガス吸収モデル、(ii)低温希ガス吸着モデルがある。(i)のモデルでは隕石中の希ガス量を説明出来ないし、希ガス存在度も隕石のものと異なる(図1)。(ii)の低温希ガス吸着モデルでは希ガス量、希ガス存在度も隕石中の希ガスを説明出来る(図1)が、吸着で取り込まれた希ガスは粒子にルーズに取り込まれていて、隕石中の希ガスの性質と異なる。

アレーニウス等は気相から固体微粒子に成長する過程で希ガスを取り込めば、隕石中の希ガス量に相当する程多量に、しかも結晶中に強固に取り込まれるであろうと推測した。彼等のモデルを確証するための室内実験をCdTe, Mg, Zn, マルネタイトの微粒子をアルゴン雰囲気中で作製する事によつて行つた。彼等の推測に反し、希ガスが取り込まれているのはルーズな場所であり(図3)、量的には微粒子作成の際のアルゴンガス分圧に比例した量しか取り込まず(図2)隕石中の希ガス量を説明出来ない。圧効果で希ガスが熱的に安定な場所へ移動する事は(図3)、低温吸着等によりルーズな場所へ取り込まれた希ガスが隕石の母天体や原始惑星内での静水圧効果により、熱的に安定な場所へ再分配される事を意味すると思われている。

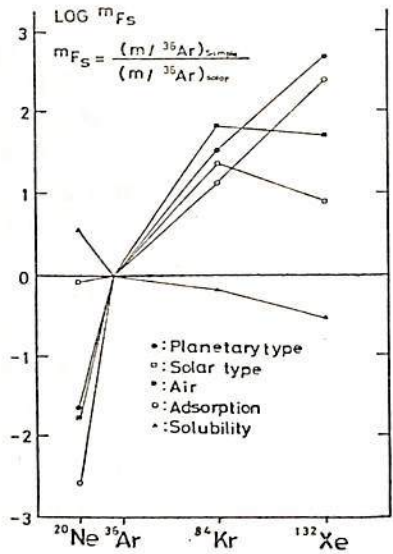


図. 1

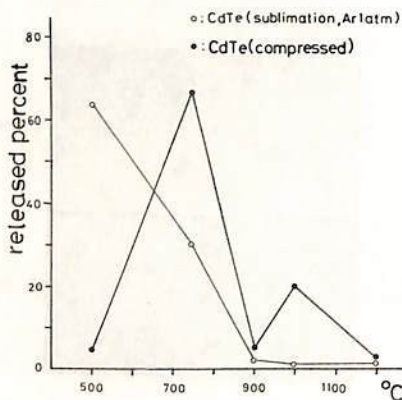


図. 3

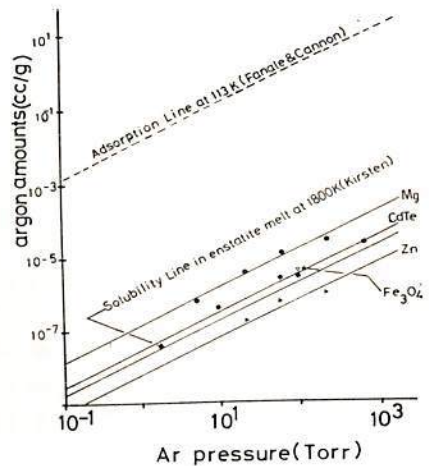
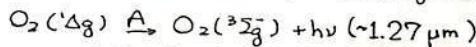
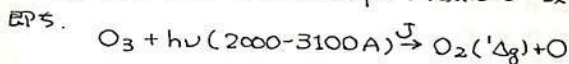


図. 2

中間圏上部のオゾン密度の様相は、観測例が極めて少なく、特に80km付近より上空の高度分布は不確定である。高緯度地方では例えばEvansやLlewellynのグループが、ここで報告するO₂大気光測定法で、数回観測を行って、季節変化や80~90kmのオゾン分布とともに、不明な点が多く残されている。中緯度では、同じ手段による観測はEvans等の1例しかない。今後、数多くの測定が期待されている。今回、我々は内浦(31°N)で観測に成功したので、その報告をおこなう。

薄明時ではO₂(1.27μm)大気光は次の過程で励起され発光する。



大気分子による衝突脱励起を考慮すれば、O₂(1.27μm)大気光を測定して、オゾン密度が得られる。

$$n(O_3) = \frac{A + k \cdot n(M)}{A \cdot J} \cdot Q$$

ここで、Qは1.27μm光子のvolume emission rate, k·n(M)は衝突の項を示す。

1977年9月15日、薄明時(太陽高度角93°)に内浦で打上げられたS-210-12号機でO₂(1.27μm)の観測を行った。ロケット上昇中の観測は順調であったが、下降時は、太陽光の侵入ほどにより、信号が変動をうけたので、上昇時のデータのみ解析した。

図1にO₂(1.27μm)大気光の積分曲線を示す。この曲線を高度について微分してQを求め、上式を用いてオゾン密度が得られる。その結果は他のグループの結果とともに図2に示す。内浦で得られているWatanabe and Tohmatsu (Solar UV 吸収法)とよく一致している。また高度80-90kmではオゾンは密度はほぼ一定で $\sim 4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ であった。

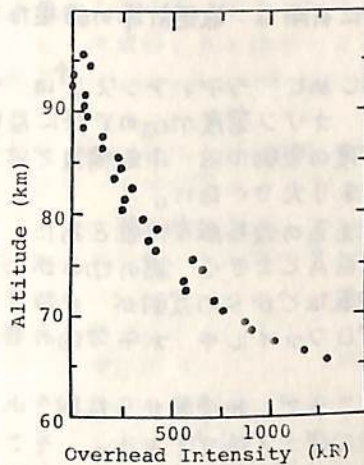
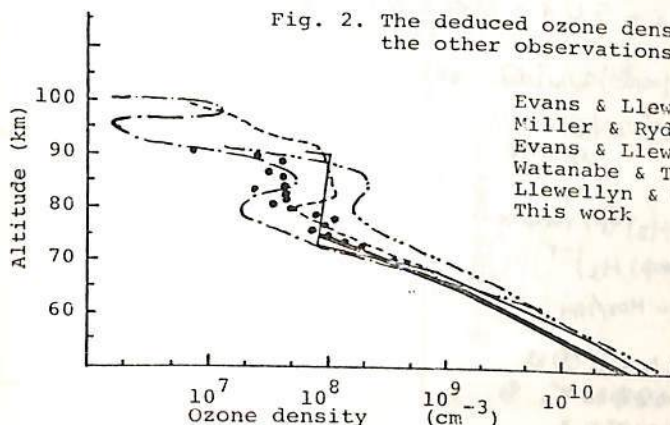


Fig. 1. The 1.27 μm oxygen apparent emission rate observed at the zenith direction.

Fig. 2. The deduced ozone density, compared with the other observations.



Evans & Llewellyn ('70)	75.5°	32.4N	Oct. '66
Miller & Ryger ('73)	97.8°	28S	June '66
Evans & Llewellyn ('73)	93°	58.7N	Sep. '69
Watanabe & Tohmatsu ('76)		31N	Summer
Llewellyn & Witt ('77)	94.1°	67.9N	Mar. '75
This work	93°	31N	Sep. '77

18A-II80 科学衛星による大気オゾンの光学測定

TAIYO衛星と今後の展望

東大理学部 田中基彦 鈴木勝久

TAIYO衛星には 大気オゾン測定のために 中間紫外域の 2550Å, 2900Å を中心波長とする測光器がつまいた。その観測原理は、大気に入射する太陽紫外線中 レイリ-散乱で後方へ散乱される光の強度が オゾンの吸収により弱められることを利用して、逆に オゾン量を推定するものである。ところで、TAIYO衛星により観測された地球大気からのラディアンスは 予想をはるかに越す100%変動をみせていた。

ここでは その原因と データから引き出された結果、および それを支えるオゾン推定に有用な 数値計算の結果などを 今後のために お話したい。

(1) はじめに ラディアンス I^\uparrow は 式(3)でよく近似される^{*}。すなわち 大気密度 M_M に比例し オゾン密度 n_{O_3} の r 乗に反比例する。($r = H_{O_3}/H_M$ スケールハイトの比) 大気密度の変動中は 中低緯度では夏冬とも数%程度であり、ラディアン스에及ぼす影響は あまり大きくない。

(2) 測光系の波長感度特性をあたってみた結果、光電面・光電子増倍管の感度曲線の半値巾が数百Åと大きく、裾の切れがゆるいため、3000-4000 Åの光、すなわち 対流圏の雲・地表などからの反射が かなり含まれていることがわかった。そのため オゾン分布のプロファイルや 水平方向の変化などは 推定できなかった。

(3) ところで、対流圏から反射されてくる光は オゾン層を貫いているので、オゾン全量の推定に使えるはずである。そこでは 雲^{etc.}によるコンタミが問題となるが 「2波長以上同時観測により (3100Åと3300Åのペア、ないしはより長波長側) 雲や地表による反射が除け オゾン全量の推定が可能である。その精度は 測光の精度くらいまで良くできる」 ことを 数値計算により確めた^{**}。この結論をTAIYO衛星のデータに応用したが、それによると 全オゾン量の 経度で40~50°のスケールの空間変動らしいものが見られる。

(4)

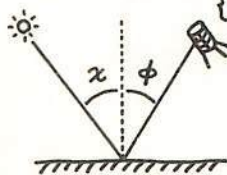
この種の光学観測には 視野走査と波長走査があるが、同一視野について瞬時に測定を行える 波長走査の方法が、ダイナミックレンジの上からも優れている。

$$*) \cos\theta \frac{dI}{dz} = -(\sigma_p n_M + \sigma_o n_{O_3}) I + \int \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta) \sigma_p n_M I d\Omega \quad **)$$

$$② \quad I^\uparrow(z=\infty) = \int_0^{\infty} \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta) \sigma_p n_M(z) F^\circ e^{-\tau(\alpha, z) - \tau(\phi, z)} dz \cdot \sec\phi$$

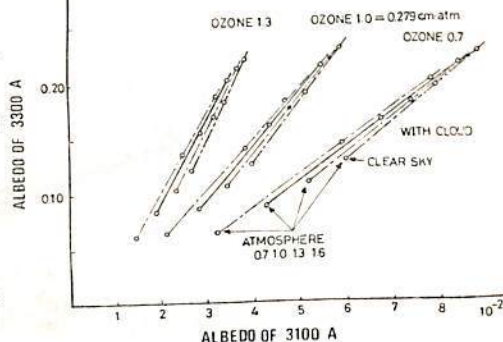
$$③ \quad I^\uparrow(z=\infty) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta) \sigma_p n_M(z_0^H) F^\circ \cdot H_3 T(r) \sec\phi \times \left\{ \sigma_o n_{O_3}(z_0^H) (\sec\chi + \sec\phi) H_3 \right\}^{-r}$$

$r = H_{O_3}/H_M$



②は $\leq 3000\text{\AA}$ で正しく、③はさらに定ス-ルハイトの分布時で、多くの場合、良い近似である。

TOTAL OZONE ESTIMATION



内野 修、前田三男、宮副 泰 (九大・工)

幸野淳一、広野本和 (九大・理)

最近、色素レーザーの第二高調波発生(SHG)により大気中の微量成分であるOHやSO₂, O₃などの分子が、蛍光法や吸収法により検知されるようになり、前回はライナーによる成層圏オゾンの観測可能性について報告した²⁾が、今回は非線型光学結晶(KDP)を用いたフラッシュランプ励起(FLP)ローマミン69色素レーザーのSHGの基礎実験を行った。

我々は、以前より高出力色素レーザーの開発をしてきた(出力23.3mJ³⁾が、このような高出力レーザーではビームの拡がり角が20mradと大きいため、そのままSHGに用いることは不適当である。そこで、これらSE増幅段に用いた二段増幅方式を採用した。図1に配置図と回路図を示す。増幅の同期は、中央に置かれた pressurized spark gap で行った。各段の特性を表1に示す。

図2にSHGパワーの基本波パワーへの依存性を示す。SHGは、パルス中250nsec波長295nm、最大出力4kW(1mJ)であった。この時のパワー変換効率は、0.53%と低い。これは発振段のビームの拡がり角が大きかったためである。増幅後のビームの拡がり角は4.6mradで発振段のそれの約2倍であった。発振段と比べて増幅後の基本波パワーは13.5倍、SHGパワーは18倍となり、たいがい比例して増加した。

発振段を工夫することにより、かなりのSHGの増大が期待される。すでに、ピンホールを組みこんだ共振器でビームの拡がり角0.8mrad以下、変換効率8.3%のレーザー⁴⁾を得ているが、実用するには出力の向上と安定化が必要である。他に、diffraction limitedなビームが得られる unstable resonator や、発振段向けにFLP coumarin レーザー⁵⁾で励起する方式も検討中である。これら方法により、成層圏オゾンに十分な精度で観測できるレーザーが得られるものと思われる。

文献 1) G. Mégie, J.Y. Allain, M.L. Chanin and J.E. Blamont: Nature 290 329 (1977)
 2) 内野, 前田, 宮副: 地球電磁気学 昭52 秋講演予稿集 P.98 (1977)
 3) T. Okada, K. Fujiwara, M. Maeda and Y. Miyazoe: Appl. Phys 15 191 (1978)
 4) 前田, 内野, 幸野, 土井, 宮副: 九州大学工学部集報 第5巻 P.117 (1978)

表1

	発振段	増幅段I	増幅段II
セルの内径と長さ	5mm 33cm	7mm 37cm	11.5mm 37cm
集光筒	elliptical	elliptical	quadruple elliptical
Rh 69 濃度(エタノール溶液)	$8 \times 10^{-5} M/l$	$5 \times 10^{-5} M/l$	$5 \times 10^{-5} M/l$
	発振波長 590nm	Small signal gain 14	Small signal gain 3.1
	スパウトル 3A	Saturation power 110 kW/cm ²	入射 120 kW/cm ² での saturation 見られぬ
	パルス中 500 nsec		

図1

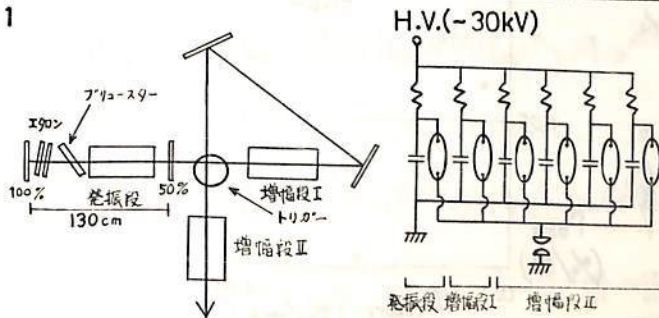
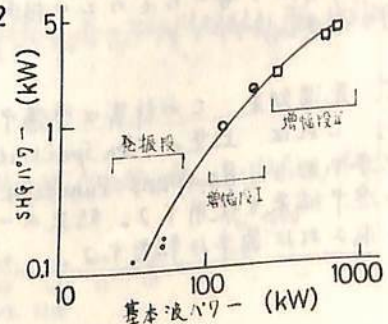


図2



鷺坂修二, 三島靖, 井上葵, 村上一昭, 長島一男
 信大理 愛媛大理 理研 名大理 名大理

Muon の Response Function で用いた計算方法と結果を応用して, Muon の大気効果の計算を始めた。観測強度に影響を与え、大気の構造は、湿度を考慮せず、分子量一定の理想気体を仮定すれば、大気 Top からの深さ ($g\text{ cm}^{-2}$) の肉数としての気温 T_y ($^{\circ}\text{K}$) と、観測点の深さ y_0 を与えることにより、一義的に定まる。これら y_0, T_y の変化に対応する Muon 強度 I ($E_{\mu} > E_{\text{threshold}}$) の変化から、それぞれの大気効果が求まる。

I. 気圧効果

$$\beta = \frac{\Delta I}{I \Delta y_0}$$

$$\frac{\Delta I}{\Delta y_0} = - \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{m_{\mu}}{T_y \rho_0 \rho} D(E, y_0) dE$$

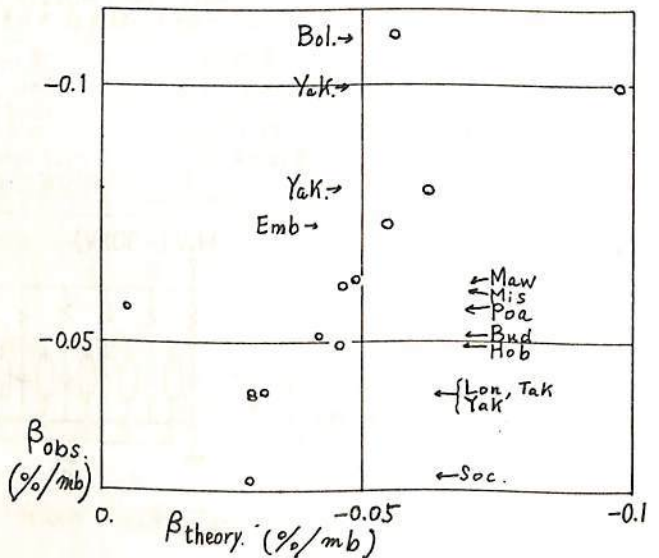
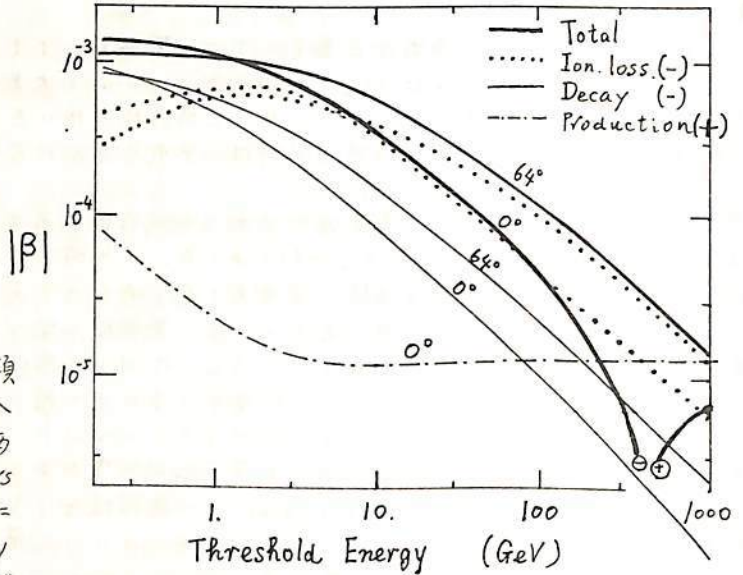
$$- \frac{1}{I} D(E_{\text{th}}, y_0)$$

$$+ \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{\mu_{\text{prod}}}{I} D(E, y_0) dE$$

第1項は、 $\mu \rightarrow e$ Decay, 第2項は Energy loss による E_{th} 以下への離脱分であり、ともに負の効果である。これらは M. Wada (Sci. Papers I.P.C.R. 54 (1960)) の指摘のように Muon の Differential Intensity Spectrum が与えられれば計算できる。我々の結果(上図)は、Wada のそれと比較する。その違いは用いた Muon Spectrum によると思われる。第3項は $\pi \rightarrow \mu$ Decay による正の効果である。この項は小さいが、Vertical の場合、深い地下では $\beta > 0$ となる。

実際の地下観測による気圧効果係数と、計算から導いたものとの相関を右図に示す。

II. 気温効果 この計算は準備中である。これは、上空の Pion Spectrum が必要であり、Response Function 計算の途中結果を使用する。結果が一部でも求まれば簡単に報告する。



19A-II 83 坂下における地下宇宙線観測

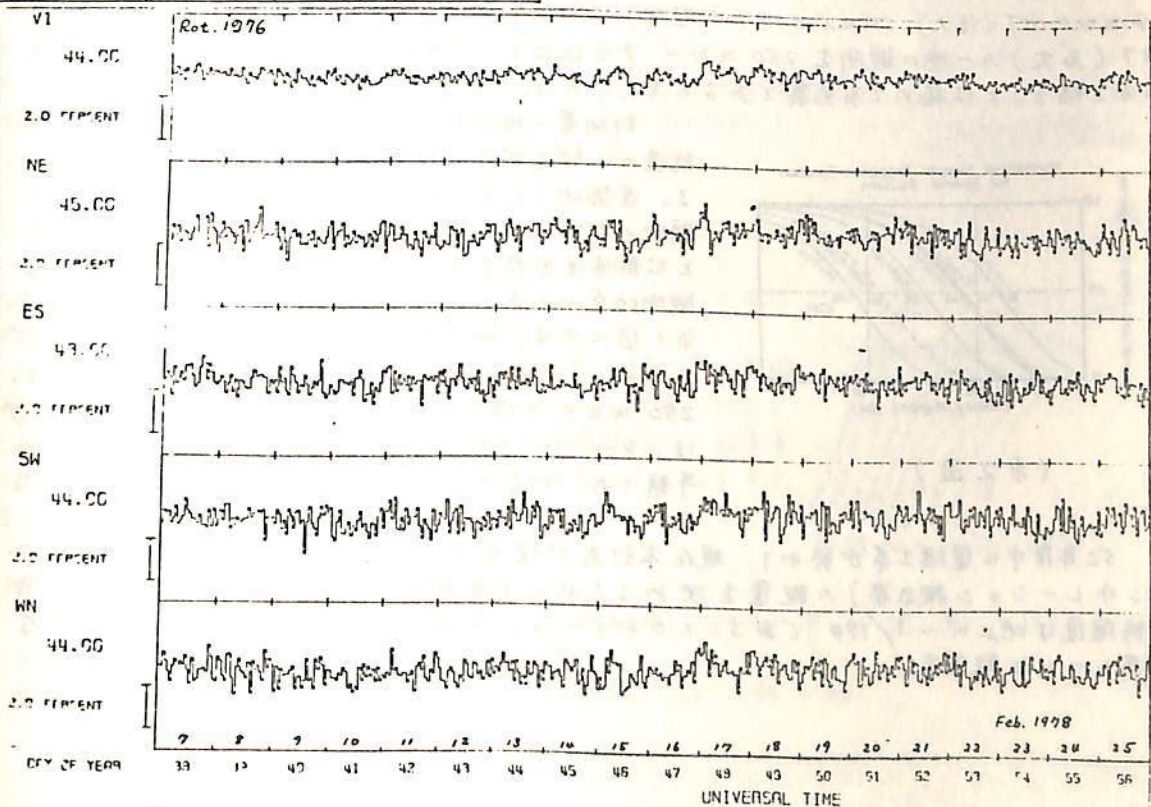
長島一男、上野裕亨、藤本和彦、藤井善次郎 (名大理)
 近藤一郎 (東大、宇宙線研)

1977年8月から観測を始め、12月に検出器を増設して、上層36個、下層24個 ($\times 1m^2$) になった。観測している各方向の特性及計数は左表のようである。

下図は、一部の成分のプロットで、気圧効果係数は、 $0.03\%/mb$ の暫定値で補正している。

データ解析は、統計精度のよい χ^2 法によるものであり、強度の Day to Day 変化、日変化等について報告する。

成分	D_E hg/cm ²	P_m GV	N $\times 10^4/h$	
22°	NE	122	334	5.85
	ES	121	333	5.99
	SW	126	346	5.22
	WN	127	350	5.28
Σ	\checkmark			21.20
41°	N	148	409	3.33
	E	142	392	4.10
	S	143	395	3.58
	W	161	448	3.00
Σ				13.20
60°	NN	216	607	1.18
	SS	195	547	1.36
30°	N*			17.30
	S*			17.60

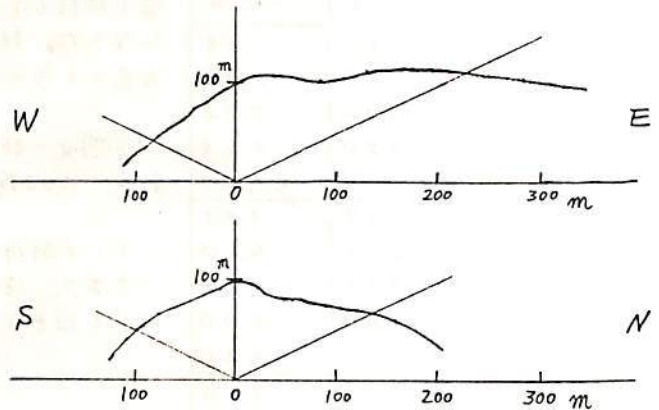


19A-II 84 深い地下 (約 250 m.w.e) における高エネルギー宇宙線強度変動の観測

安江新一、森 覚、鷺坂修二、赤羽重信、茅野基 (信大理)、一之瀬匡興 (信大教養)

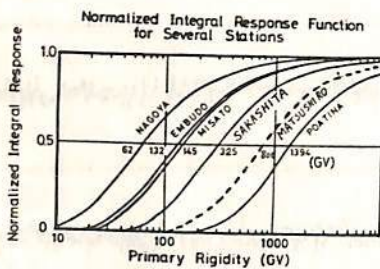
深い地下 (≥ 250 m.w.e) における高エネルギー宇宙線強度の連続観測は、世界的には既にオーストラリア、アメリカ、ソ連などでも行われており、一方地下よりも高いエネルギー ($\geq 10^{14}$ eV) に対応する small air shower の観測も行われている。この観測を計画するに至った背景として次の点をあげることができる。1) modulation の研究は世界的により高いエネルギー領域 (より広い空間に対応している) に関心が移ってきたこと。2) 10^{13} eV 附近での観測は現在極めて少く、観測精度も flux の著しい減少のため十分ではないことから、出来るだけ大面積にして観測事実を確立することが望まれる。

さらには 3) 日本での地上 (名大) 34 m.w.e 地下 (信大)、54 m.w.e 地下 (理研)、さらに昨年 8 月からスタートした 80 m.w.e 地下 (名大) の一連の観測を 250 m.w.e まで延ばし、small air shower (名大) との相を補うことは極めて有意義であると考えられる。



(第 1 図)

さらには 3) 日本での地上 (名大) 34 m.w.e 地下 (信大)、54 m.w.e 地下 (理研)、さらに昨年 8 月からスタートした 80 m.w.e 地下 (名大) の一連の観測を 250 m.w.e まで延ばし、small air shower (名大) との相を補うことは極めて有意義であると考えられる。



(第 2 図)

科研費一般研究 (B) を得て、松代地震観測所の抗道の一部を借用し地下連続観測の準備を行っている。遠隔地 (松本 - 松代間は約 70 km) であるため、観測の制御及びデータ伝送にマイクロコンピュータと公衆通信回線を用いる方式を採用する予定である。観測地点での東西方向と南北方向の地形の断面図を第 1 図に示す。地層は珪岩 (ひんかん) で比重が 2.65 g/cm^3 、rock depth は約 95 m あり、従って約 250 m.w.e の深さと考えられる。median rigidity は $\sim 800 \text{ GV}$ (第 2 図、Response 関数参照) と予想され、対応する gyroradius は $\sim 3 \text{ AU}$ となる。

52 年度中に電源工事が終わり、現在本計画で使用する宇宙線検出器 (プラスチックシンチレーション検出器) の配置を決めるための予備実験にとりかかっているが、宇宙線強度は地上の $\sim 1/190$ であることがわかった。今回はこれらの preliminary な結果について報告する。

北村 正 丞

気象研究所

宇宙線太陽日変化現象は一方宇宙線異方向性を説明できないことが明らかになり、てきた。これを説明するために、惑星間空間内における Archimedean Spiral に沿う2方向宇宙線異方向性による説明されることを示す。尚、太陽磁場反転の11年周期との関連において宇宙線日変化の22年変化も説明されることを示す。

(宇宙線太陽日変化の特徴)

1). T_{max} (日変化最大時刻) は高エネルギー成分が低エネルギー成分より前進する。

(例1) 以上の中間子成分が山の上の中間子成分より早い (北村, 1970)。

(例2) 西方赤道にある場合でも、中間子成分が中間子成分より早い (北村, 1977)。

(例3) 低緯度 (Huancayo) がそれより高い緯度 (Cheltenham) より早い (Mori et al., 1977)。

2). 日変化極中は高エネルギー成分が、低エネルギー成分より小さい (例えば北村, 1970)。
1) の事実是一方向宇宙線異方向性では説明されない。

(モデル)

前述の宇宙線日変化の特徴を説明するために、惑星間空間内における Archimedean Spiral に沿う2方向の宇宙線異方向性を考える (オ1図)。即ち地球近傍において、21hr 及び 9hr 方向の異方向性を Δj_1 及び Δj_2 とし、

$$\Delta j_1(p, \psi, t) = k_1(t) j_0(p) (P_0/p)^{m_1} \cos \psi \quad (p \leq p_{H1}) \dots (1)$$

$$\Delta j_2(p, \psi, t) = k_2(t) j_0(p) (P_0/p)^{m_2} \cos(\psi - \phi) \quad (p \leq p_{H2}) \dots (2)$$

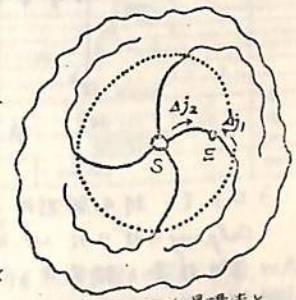
ここで $j_0(p)$ は宇宙線平均微分強度で $\psi=0$ を 21hr 方向にとり、 $\phi=180^\circ$, $P_0=10GV$ とし、 $m_1=1$, $m_2=0$ とすれば前記の宇宙線日変化の特徴を説明することが出来る。ここで(1)及び(2)による deflection については Mori (1968) の値を用いる。

次に $k_1(t) = \alpha_1 (a_1 + \cos \omega t)$

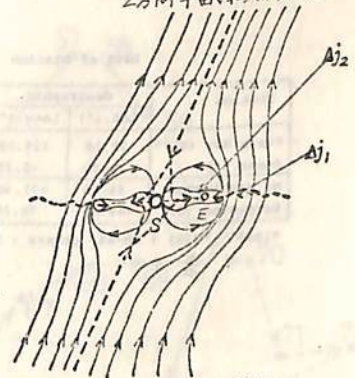
$k_2(t) = \alpha_2 (a_2 + \sin \omega t)$

ここで $a_1, a_2 \geq 1$, $\omega = 2\pi/11$ (yr), $m_1=1$, $m_2=0$, $P_{H1} \sim 1000GV$, $a_1=3 \sim 4$, $a_2 \sim 2$, $\alpha_1/\alpha_2 = 1 \sim 4$ とすれば宇宙線日変化の22年変化も説明される。

この様な異方向性の時間変化は、オ2図に示す様に、11年周期の太陽磁場反転による銀河磁場との reconnection によって極方向から solar cavity への銀河宇宙線流入の22年変化及び黄道面内の磁力線に沿う流入の11年変化によるものと考えられる。



オ1図 黄道面内磁場構造と2方向宇宙線異方向性の存在



オ2図 Solar cavity の構造

引用文献

北村正丞 (1970) : IASYシンポジウム (オ3図) プロシーディング, 156 - 165.
北村正丞 (1977) : 日本地球電磁気学会
Mori, S. et al. (1977) : Sol. Terr. Env. Res. Jap., 86 - 88.

石田 長雄, 森 覚
 福島大・教育 信州大・理

長島および長島等による宇宙線の三次元異方性の理論に基づいたの、宇宙線日周変化の解析は、森 (J.G.G. 27 1975) によって報告された。南北両半球の相互に共役点に近い観測所の対を 5 グループ作り、1964 ~ 1968 年間の中性子モニタのデータの日変化の差から、規則的な季節変化 (年周変化) の存在を示した。図 1 は Goose Bay - Sanae (a) Calgary - Kerguelen Is. (b) の観測日変化の月平均ベクトルの年周変化 (1964 ~ 1968 年の 5 年間の平均値) を示した。このように、系統的な年周変化は、長島等により中間子成分により得られた結果ともよく一致していることを指摘した。

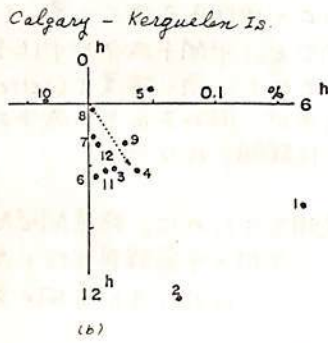
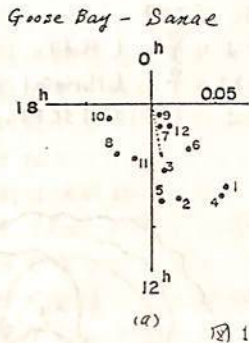


図 1.

今回同様な手続きによって 1964 ~ 1968 年の前後の期間、の年周変化の様子をみようとして、対の観測所の解析を行った。data の関係から、Goose Bay の代りに Tixie Bay、Calgary の代りに Mt. Washington (それぞれ軌道は似てゐることから) の 1969 以降についての結果を報告する。表 1、図 2 はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細な検討は現時点では行っていないが、森の期間 (1964 ~ 1968) ほど顕著ではないうように思われる。

今回同様な手続きによって 1964 ~ 1968 年の前後の期間、の年周変化の様子をみようとして、対の観測所の解析を行った。data の関係から、Goose Bay の代りに Tixie Bay、Calgary の代りに Mt. Washington (それぞれ軌道は似てゐることから) の 1969 以降についての結果を報告する。表 1、図 2 はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細な検討は現時点では行っていないが、森の期間 (1964 ~ 1968) ほど顕著ではないうように思われる。

今回同様な手続きによって 1964 ~ 1968 年の前後の期間、の年周変化の様子をみようとして、対の観測所の解析を行った。data の関係から、Goose Bay の代りに Tixie Bay、Calgary の代りに Mt. Washington (それぞれ軌道は似てゐることから) の 1969 以降についての結果を報告する。表 1、図 2 はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細な検討は現時点では行っていないが、森の期間 (1964 ~ 1968) ほど顕著ではないうように思われる。

List of Station

Station	Geographic		Counts/hr* (x10 ⁵)
	Lat. (°)	Long. (°)	
Tixie Bay (S)**	71.58	129.00	6.52
Sanae (S)	-70.30	-2.35	1.32
Mt. Washington	44.28	-71.30	1.36
Kerguelen (S)	-49.35	70.25	7.17

*1969 ** (S) : NM-64, others : IGY type

表 1.

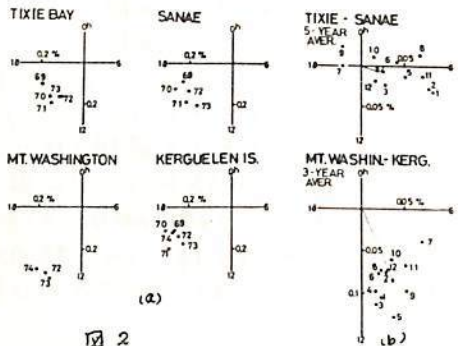


図 2

(a) : それぞれの station の観測日変化の年平均ベクトル
 (b) : 日変化ベクトルの月平均差ベクトル

石田喜雄、菅野常吉、斎藤俊子
 福島大・教育 福島大・教養

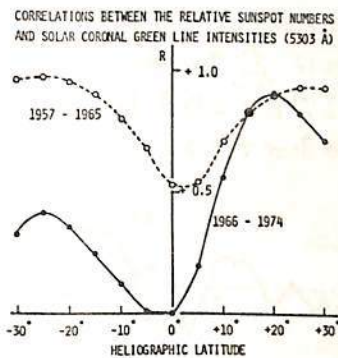
I. これまで、宇宙線日変化の space での異方性は平均として $\sim 1^{\circ}$ 又は $\sim 5^{\circ}$ 方向にあり、 $\langle T_{min} \rangle$ (バクトル年平均値)は太陽コロナ緑線強度(I5303)(太陽面低緯度)と大変良い相関があり、半日変化と日変化の space での異方性より、太陽活動期では Loss cone の半開角(χ_c)は $0^{\circ} < \chi_c < 63^{\circ}$ 太陽静穏期では $63^{\circ} < \chi_c < 90^{\circ}$ になり、又日変化の space での異方性は、太陽活動期には $\sim 5^{\circ}$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^{\circ}$ 方向にあるが、1968年以降は変化が生じ、平均の異方性は $(6^{\circ} \sim 7^{\circ})$ (space) 方向に変動すること、 $\langle T_{min} \rangle$ も 1968~1974 の期間では $\langle I5303 + 0.5 \rangle$ (太陽面北緯 5° の I) とは位相のずれが生じ、又 $\langle T_{min} \rangle$ (Deep River) は 1963~1967 と 1973~1974 はほぼ同じ方向(space $\sim 1^{\circ}$ 方向)を向いているが、1968~1972 の期間だけ、 ~ 2 時間遅れていること、並に、宇宙線日変化と IMF の構造より、経年変化が太陽一般磁場の回転と関連があること(T. Saito との共著)等を報告してきた。

II. 宇宙線の長期変動に関し、1968年次より異常性があることをまとめるとオ1図のようになる。下例の4例は我々の求めたものである。

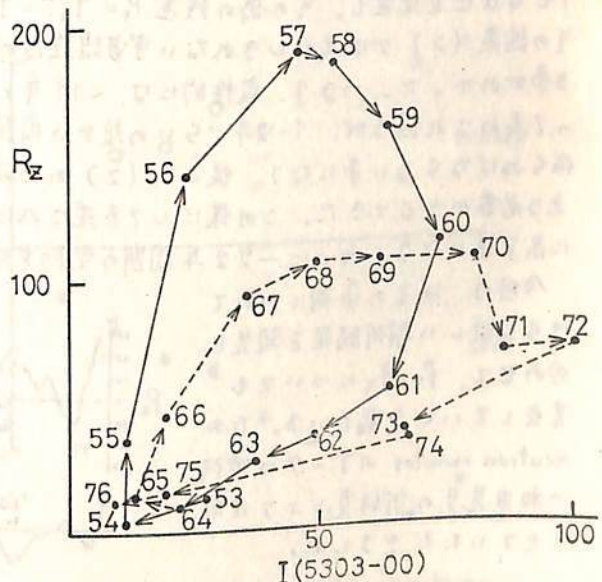
その原因の一つとして太陽黒点数(R_z)と I5303 との相関をレビューすると、(a) 両者の相関係数(R)は (1957-1965) 期間と (1966-1974) 期間ではオ2図に示されるように大変違っている。 (b) オ3図よりわかるように、太陽オ19サイクルは R_z の方が異常に大きい期間であり、太陽オ20サイクルでは逆に、 R_z はあまり小さく、むしろ I5303 の方がはげしい期間である。ということがわかった。

これ等より STP1 について考察した結果を報告する。

オ1図



オ2図



オ3図 実線は太陽オ19サイクル、点線は太陽オ20サイクルである。

19A-II88 宇宙線強度の長周期変動と太陽活動

長島一男, 森下伊三男 (名大理)

地上で観測される宇宙線強度は、太陽活動度を示す量のひとつである Wolf Sunspot Number (R_z) と逆相関をもちながら、およそ 11 年の周期で大きく変動している。両者は、単に逆相関をもちのみでなく、 R_z の変動に比べて、宇宙線強度の変動の方がやや遅れ気味である事が既に知られている。従って、ある時の宇宙線強度はそれ以前の R_z と何らかの関係をもち、今回、それを単に「何ヶ月の遅れ」という事で表現するのではなく、宇宙線強度 $I(t)$ を次式の様な積分で表現できると考え、その解析結果について報告する。 $f(\tau)$ を weighting function, C を constant とし、 $I(t)$ の表現も、

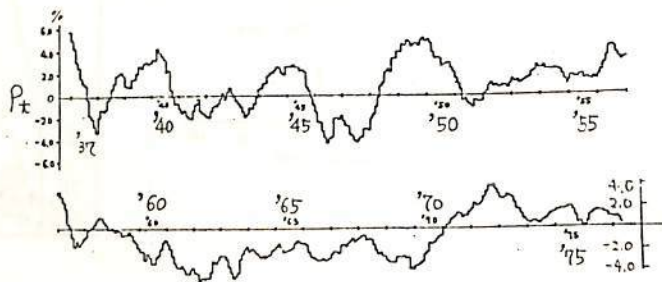
$$I(t) = \int_{-\infty}^0 f(\tau) \cdot R_z(t+\tau) d\tau + C \quad \text{--- (1)}$$

と考える。今回の解析は、宇宙線強度のデータとして Huancayo (ion chamber; 1936.6 ~ 1957.12), Ottawa (neutron monitor; 1954.4 ~ 1967.9) 及び Deep River (neutron monitor; 1962.5 ~ 1977.9) の月平均値を用い、 R_z も同様に月平均値を用いた。また (1) を digitalize し、積分範囲を有限とした近似式を考え、さらに宇宙線強度の短周期変動を除く為に、12ヶ月の移動平均 \bar{I}_t を用いて解析を行なった。次式による \bar{I}_t^{cal}

$$\bar{I}_t^{\text{cal}} = \sum_{\tau=-m}^0 f_{\tau} \cdot R_z(t+\tau) + C \quad (f_{\tau}: \text{weighting coefficient}) \quad \text{--- (2)}$$

と観測された宇宙線強度 \bar{I}_t^{obs} との残差二乗和 $[P^2] = \sum (\bar{I}_t^{\text{obs}} - \bar{I}_t^{\text{cal}})^2$ が最小となる様に f_{τ} 及び C を決定し、その時の残差 $P_t = \bar{I}_t^{\text{obs}} - \bar{I}_t^{\text{cal}}$ についても時間変動の様子を調べた。その結果 (2) では表わしきれない宇宙線強度の変動の一部は AA index によって表現できる事がわかった。つまり、定性的には、~11年という大きな長周期変動は、ほぼ R_z によって表わされ得るが、1~2年ぐらいの短い周期で時間的にも短期間の変動は AA index に依らねばならない事になり、従って、(2) の右辺には $\sum g_{\tau} \cdot AA_{t+\tau}$ という項をつけ加える必要が生じてきた。この様にして表現された \bar{I}_t^{cal} による残差 P_t の時間変動は、下図に示す様になり、そこに ~22年周期の変動を見る事ができる。

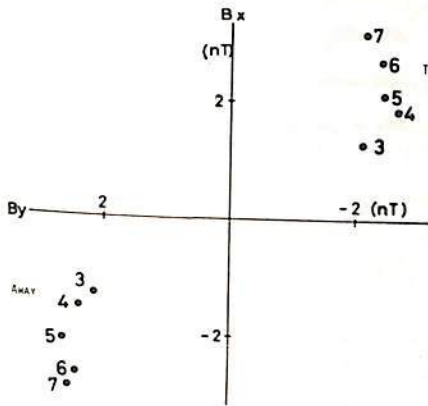
今回は、以上の事柄について、さらに詳しい解析結果を報告し、合わせて、 f_{τ}, g_{τ} についても言及していく予定である。なお、neutron monitor のデータは理研の和田先生の御好意により使用させていただきました。



宗像義教 (中部工大)
森 覚 (信大・理)

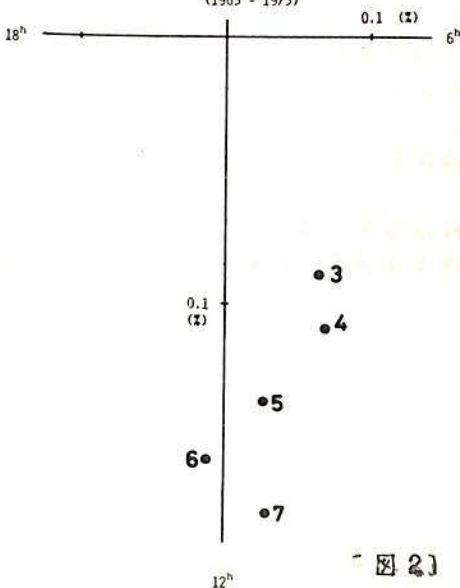
宇宙線の異方性が惑星間空間磁場の方向に依存する事は良く知られてきたが、その大きさの関連は明らかに成って居る。この大きさの関連を調べる前に、惑星間空間磁場と太陽風には図1に見られるような相関があるので、まず太陽風と宇宙線の異方性について調べる必要がある。図2は、ITABASHIのイオンチェンバーのデータも太陽風の速度について分類したものであるが、この日変化(solar)は、太陽風の速度が速くなるほど、それにつれて大きくなる、とよく示して居る。図は1965~1973の9年間のデータであるが、'74~'75を加えても事情は変わりない。一方向宇宙線の南北非対称性も、図3にみられるように、太陽風速度が速くなるほど、それにつれて大きくなる、とよく、図3で、NAGOYAのGG-factorについて、はじめて1971~1975年の6年間のデータより得られた。図1の内容を考慮して、IMFの大きさを一定にして、南北非対称性の大きさと太陽風速度の内連も調べたが、図3と事情はかわらない。

INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION (1964 - 1975)



[図 1]

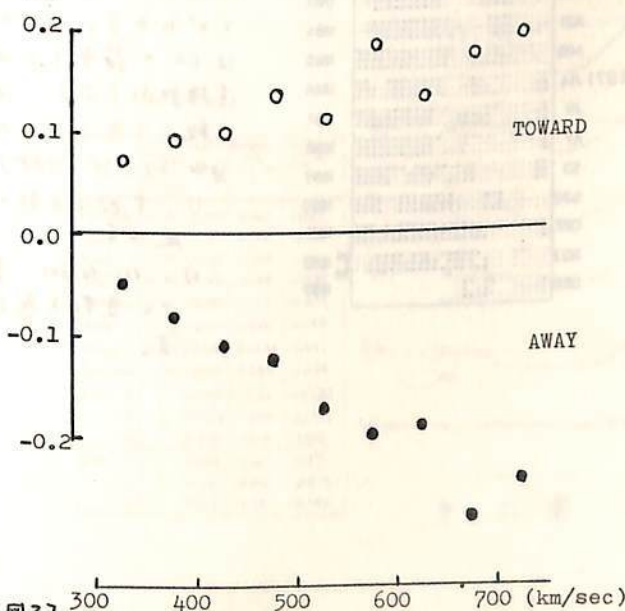
OBSERVED SOLAR DIURNAL VARIATION ITABASHI ION CHAMBER (1965 - 1973)



[図 2]

North-South Asymmetry v.s.

NAGOYA (GG) (%) Solar Wind Velocity (Rot.No. 1978 - 1946)



[図 3]

講演ではこのデータの内容も考えた入れてIMFと宇宙線異方性の大きさとについても言及する予定である。

報 告 安 江 新 一 (信 大 理) 一 之 瀬 正 興 (信 大 放 春)

宇宙線南北異方性は、一つには宇宙線強度の南北非対称性として観測される。他方には太陽時日変化(季節変化)あるいは恒星時日変化として観測される。

この南北異方性は、特に惑星間空間磁場の直接に関連してあり、観測異方性の方向(異方の電流流の方向)は、直接(飛翔体による)あるいは、間接(地球磁場変動による推測)観測の磁場方向に依存していることが知られており、存在する。セクター構造の場合、AWAY (+, 外向き)の時は、南北異方性は北向きであり、逆にTOWARD (-, 内向き)の時は、南北異方性は南向きとして観測される。

この観測事実から density gradient current hypothesis が生み出された。存在する。太陽の径方向外向きに正の宇宙線強度の密度勾配(電)があるため、これは惑星間空間磁場(B)との相互作用により drift current (B x ∇n) を生じ、この流束は、南北異方性として観測される。

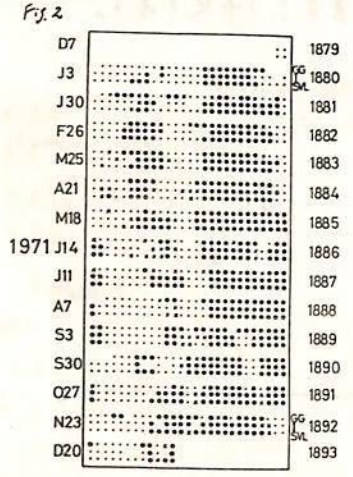
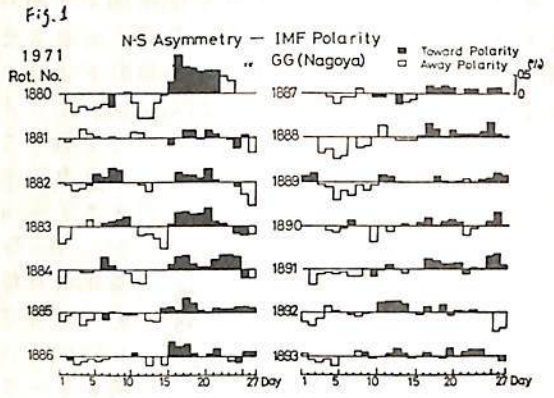


Fig. 1 は南北異方性(南北非対称性)をよく表わすインデックスを算出し(各大多方向中陽子計の方向強度差の導出)、これと、直接観測磁場構造を対応させたものがある。インデックス $GG > 0$ の時は、TOWARD 構造に、 $GG < 0$ の時は AWAY 構造によく対応していることがわかる。その対応率は ~80% と得られた。Fig. 2 は GG の符号(正負)から推測した磁場構造を直接観測(I), 地球磁場変動から間接推測(SVL)と比較して示したものである (MORI & NAGASHIMA, Planet. Space Sci., 26, 1978)。

- 1) 今回の上記+解析を 1971-1973 から 1974~1977 に延ばす。
- 2) day-to-day 変動は有意であり (0.1%~0.5% 程度) その変動と惑星間空間流量と比較し、その成因を探る。

19A-II 91 惑星間空間セクター構造と宇宙線変動

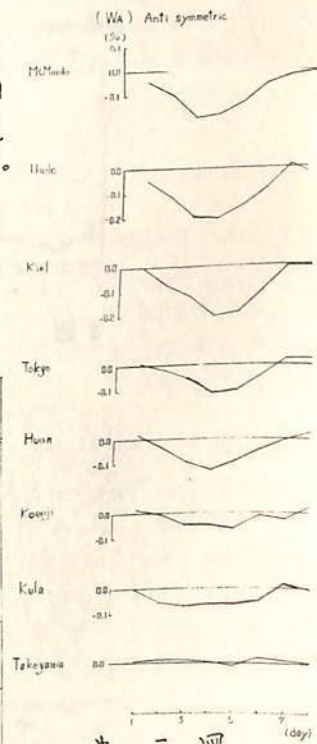
須田 友重、三島 靖、村上一郎、和田 雅美
(気象研) (愛媛大理) (理研) (理研)

1969-1975 の間の Forbush Decrease (FD) では、変化スペクトルの Hand なものは、Toward-to-Away (T-A) sector Boundary にあきやすいことがみられた。このことは、Sector Boundary で宇宙線変動のありを示唆している。第一回は、(T-A) Boundary を key day とした Chree の四で、高緯度の極エネルギーでは、Boundary 通過後 4 日位までの間に急な減少がみられ、高エネルギーの武蔵山では、前半でレベルが低く後半で高い変化がみられる。これらの変化スペクトルは、急な減少は $P^{0.5} \sim P^{1.0}$ で FD 的と云え、レベルの変化は P^0 または正のパワーが予想される N-S 非対称的といえる。(A-T) の Boundary での解析でも FD 的のものは大体同じように現われ、N-S 的なものは位相が反転しており Sector の差違がみられる。

更に、 $WA = \frac{1}{2}\{(T-A) + (A-T)\}$ 及び $SA = \frac{1}{2}\{(T-A) - (A-T)\}$ を作り、両 Sector に共通な変化及び、特異なものを探した。第二回は、WA の中の Boundary に対し、Antisymmetric な成分を示したもので、(0-1) day と (3-4) day の差を、表の 4 行目にしてある。これは Toward sector にも Away sector にも Boundary 直後にみられる成分で、第一回の FD 的なものに対応しており、Front 型と示してある。表の最後に示した、Sector 型は、SA の Anti-Symmetric な成分で、N-S 非対称成分といえる。表の 5 行目の Boundary 型としたものは、SA の対称的な成分で、T-A でも A-T でも Boundary と云うことで観測されるもので、Boundary に共通した加速が必要とされるものである。(WA 及び SA の解析には、1969-1973 の資料を用いた。)



第一回



第二回

	N or M	Ph	Front	Boundary	Sector T/A
		40			
McMurdo	N 20	-0.367	-0.467	-0.017	
Thule	N 20	-0.480	-0.122	-0.162	
Kiel	N 20	-0.433	-0.259	-0.051	
Tokyo	N 44	-0.342	-0.198	-0.082	
Huancayo	N 40	-0.303	-0.121	-0.079	
Kula	N 50	-0.209	-0.085	-0.138	
Koenji	M 62	-0.148	-0.0234	-0.047	
Takeyama	M 214	-0.010	-0.039	-0.044	
IMF X		+0.959	+1.534	-23.533	
Y		+17.475	+0.058	-22.517	
Z		+6.355	-0.615	+0.358	
SW V		+29.8	-2.62	-4.97	
D		+1.35	+3.469	-0.888	
T		+11.4	-4.38	-8.990	

19A-II 92 宇宙線方位性とその起源に関する空間的磁場

長島一男, 野村裕幸, 藤本和彦, 藤井勇次郎 (原下理)

小島浩司 (名古屋大学)

宇宙線方位性とその起源に関する空間的磁場の存在は、星間空間の位置より Reference axis の方向を決定する。この Reference axis は、星間空間の磁場の方向と一致する。従って、方位性は、星間空間の磁場の方向を決定する。

本報告は、名古屋大学で行った Data (1969 ~ 1977) の結果について、Rotation 平均の方位性を決定する。

一方、星間空間の磁場の方向は、NSSDC の Rotation 平均の方位性と一致する。方位性の起源は、星間空間の磁場の方向と一致する。従って、方位性は、星間空間の磁場の方向を決定する。

名大理 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎

宇宙線太陽時日変化(一日変化, 半日変化...)、宇宙線の Hall current (Swinson effect) による南北異方性等、宇宙線の異方性は惑星間空間磁場と密接な関係を持つことが知られている。

今回、東駿、名古屋高精度宇宙線計のデータ('69~'76)を用い、daily base で上記宇宙線異方性と惑星間空間磁場 (I_{B1} , B_x , B_y , B_z , ρ_0 , ρ_0) との関係を調べたので報告する。

以下半日変化、1/2日変化に関する結果の一部を図に示す。東駿のデータに基づいて '69~'76 にわたり求めた、年平均半日変化 space harmonic component を図1に示す。長い期間にわたり、その方向は $\sim 3^{\circ}$ で、惑星間磁場方向と直角であることがわかる。この半日変化を daily base で解析した結果の phase 分布を図2に示す。この phase 分布と、惑星間磁場の方向との関係は、図3に示す。必ずしも、明解な関係はわかっていない。これらの関係について報告する。

Space Harmonic Component derived from 13 Directions

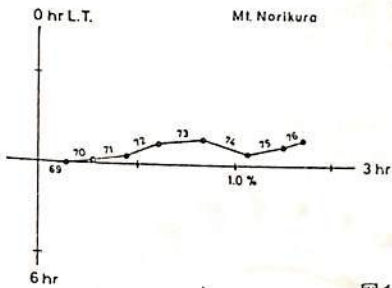


図1

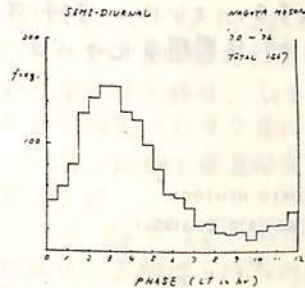


図2

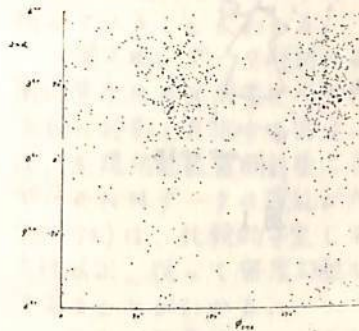


図3

岩手大・教育 千葉 敏躬

宇宙線の異方性は、惑星間空間磁場や太陽風などによって影響をうけることは十分考えられる。それらの相互関係を調べる一つの手段として、宇宙線中性子成分の日変化にもとづく 27 日周期変化の解析を試みた。解析に用いたデータは、Tokyo および Deep River の中性子計から得られたものであり、解析期間はとりあえず 1962 - 1965 年 (Deep River のみ) および 1970 - 1974 年である。

図 1 は、Tokyo neutron 1974 年における、日変化にもとづく 27 日周期変化の様相を示した一例である。1st harmonics の解析により得られた、0.5% 以上の amplitude の集計度数をそれぞれの日に対応させて画いている。これより、惑星間空間磁場の sector 構造の一端が、およそ推定され得るだろう。1974 年における惑星間空間磁場の polarity は、典型的な 2 sector であることがよく知られている。その磁場の polarity の集計度数を 27 日周期に対応させて、 K_p -index とともに図 2 に示した。さらに、宇宙線日変化のパターンをその周辺に円形で図示した。ここで、その amplitude をその円の半径に置き換えるとともに、その maximum time の 0 時をこの図 2 の中心方向にとってある。

これらの結果から、宇宙線中性子成分異方性の 27 日周期変化と惑星間空間磁場の polarity との関連および sector 境界に注目した宇宙線日変化の amplitude の増加の程度などについて言及する。さらに、1974 年以降の中性子成分のデータをも解析し、この中性子成分異方性の 27 日周期変化のパターンの理解を深めていきたい。

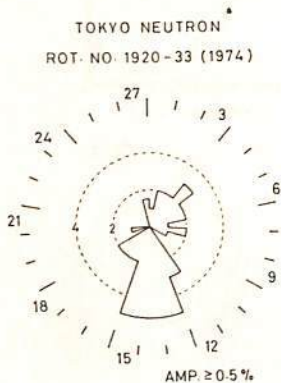


図 1.

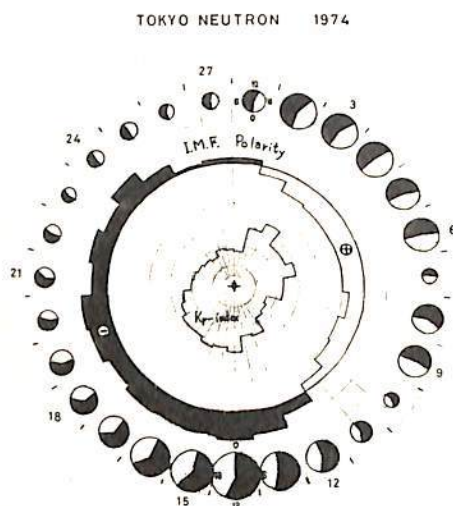


図 2.

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存在すれば、IMFに依存した宇宙線南北異方性に、下記のような年周変化が現われることが理論的に示される。

IMFと密度勾配から生ずる宇宙線粒子の流れIの地軸方向の成分は、

$$I_z = -0.40 I \sin \varphi$$

で与えられる。こゝに、 φ は黄径 $+45^\circ$ であり、これを図示したものが図1である。IMFの極性が towardで、密度勾配が上向きならば、上式のIは正であり、5月

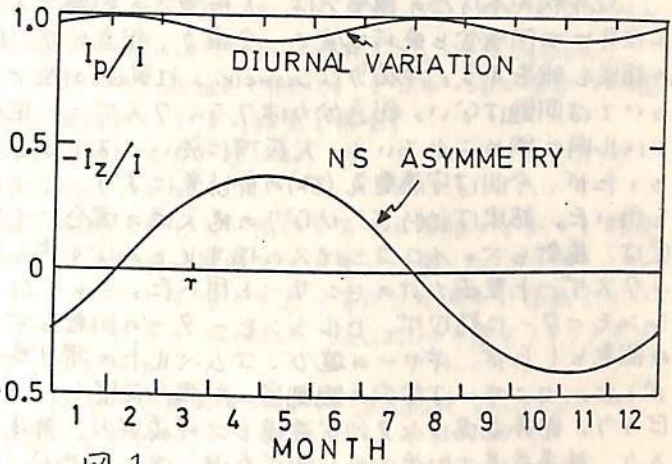


図 1

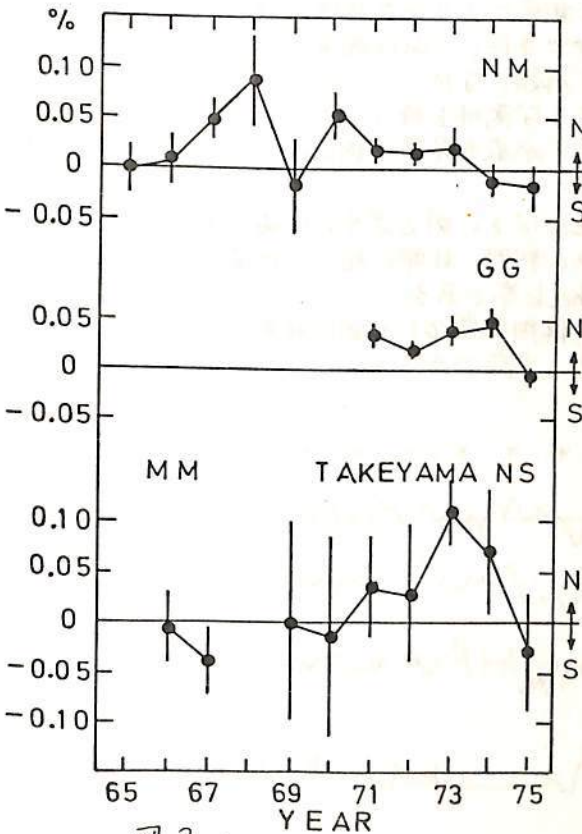


図 2

5日 ($\varphi = 90^\circ$) に I_z は極小、11月7日 ($\varphi = 270^\circ$) に極大となる。IMFに依存する南北異方性は、 I_z と逆符号であり、5月5日に極大、11月7日に極小となる。

一方、地軸と垂直な方向の流れの成分は、大きさが

$$I_p = I \sqrt{1 - 0.16 \sin^2 \varphi}$$

であり、方向はIMFの極性が towardで、密度勾配が上向きの時、 3^H LT である。この成分は、日変化を示すが、2月5日と8月7日に最大となるような半年変化成分を持っていることがわかる。

図2は、データ解析によって得られた南北異方性の年周変化ベクトルを5月5日方向に投影した振巾である。前半 ('67~'70) は、太陽活動最盛期前後に当り、低エネルギーのNMデータの攪乱が大きい。後半 ('71~'74) は、比較的安定しており、南北異方性が正、従って密度勾配も正(上向き)であることがわかる。

なお、日変化についても、MMを用いたデータ解析の結果を報告する。また、宇宙線の密度勾配は、黄道面ではなく太陽赤道面に垂直と考えられ、この補正を施した結果についても報告する。

19P-II 96 船による地磁気分力異常測定とその結果について

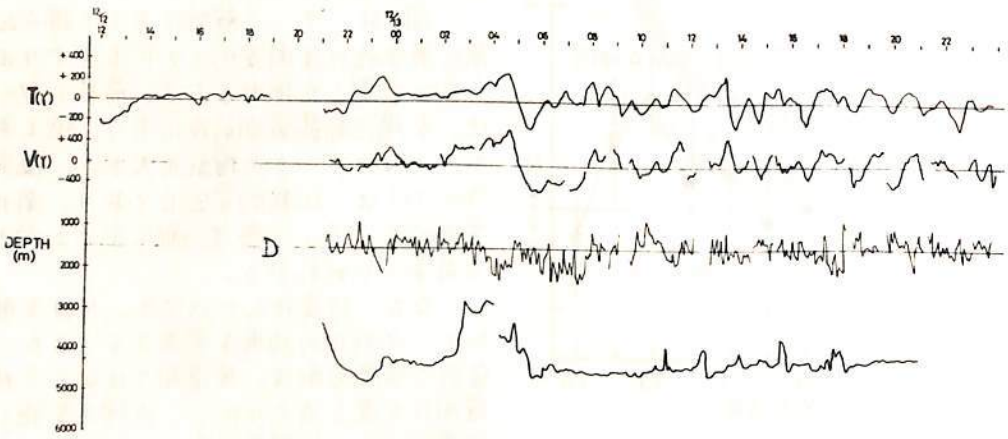
伊勢崎 修弘

神戸大学理学部 (併: 気象研究所地震火山研究部)

52年秋の本学会の講演では、大阪湾での測器テストの結果を述べた。今回は去る11月～12月に四国海盆と琉球海盆で、全磁力、鉛直分力、偏角の同時観測を行ったので、その結果を報告する。全磁力はGeometrics社製G801型プロトン磁力計により測定し、これについては問題は無い。鉛直分力はフラックスゲート型磁力計を用いた。センサーは2重シンバル内に納められている。大阪湾に於いては1分毎にsamplingして5分間の移動平均をとったが、今回は安藤電気(株)の御台巻により、アナログ時間移動平均器を借用し、それを用いた。結果は良好で、かなりの悪天候の場合でも満足できる結果が得られた。偏角測定は、磁針とジャイロコンパスの指す北との偏角を電氣的に測定した。センサーはフラックスゲート型磁力計のセンサーを用いた。ジャイロコンパスのレポーターの1つをセルシンモーターに結び、セルシンモーターの回転をギヤーとゴムベルトを用いてセンサーの回転としたが、ギヤーの遊び、ゴムベルトの滑り等から測定結果はあまりおもしろくなかった。センサーは船内の観測室の片隅に設置したが、この事による影響も無視できないだろう。船体磁場は永久的な磁場と地球磁場内で誘導される磁場の和として表現できるだろう。誘導磁場は船首方向と地球磁場の強さ(全磁力)によるので、東京湾南方海域と沖縄東方沖の2点で船を360°回転することにより推定した。当然センサーを船のどの部分に設置するかに大きく影響される。この360°回転の測定により永久磁場と誘導磁場が50%以内の精度で求められ測定値に補正を加えることができた。これは鉛直分力に対しては有効であったが偏角については既に述べたように余り有効ではなかった。海上での地磁気成分測定は地球磁場も完全に記述する目的以外に次のような意味を持つと考えられる。

- ①複雑な3次元物体(海山等)の磁化を決定する上で全磁力異常の測定のみより、よりよい精度で決められる。
- ②地磁気異常の縮模様のより詳しい解析が可能になる。例えばその地磁気異常が2次元的構造によるものか3次元的構造によるものかの判別、非常に短い地磁気逆転による地磁気異常の検出、ブロックモデルの妥当性のcheck等である。

下に四国海盆の全磁力異常(T)、鉛直分力異常(V)、偏角異常(D)の測定結果を示した。偏角測定装置は現在改良中であり、Vと同程度の精度で測定できるのではないかと考えている。



歌代慎吉

海上保安大

1975.0年に於ける地磁気成分(D, H, θ , F, X, Y, Z)の分布及びそれらの Secular Variation の分布を米国の Defense Mapping Agency Hydrographic Center が示した世界地磁気図と英国の Admiral Charts と日本の海上保安庁水路部が示した日本近海地磁気図と比較検討して次の結果を得た。

- (1) 1975.0年に於ける日本周辺地磁気成分(D, H, θ , F, X, Y, Z)の分布は米版、英版、日本版共に全く同じである。
- (2) Secular Variation の分布は米版と英版はほとんど同じであるが米版の方がより精密である。然し日本列島周辺では日本版と米版、英版とでは著しく異っている。これは Secular Variation の様子が1973年頃より急激に変化して符号が逆転しているためである。米版、英版では1975.0年の Secular Variation の値を1973年近の値が最小自乗法により引伸ばして求めた。
- (3) 日本近海の Secular Variation の分布の急激な変化が Secular Variation の Current System の移動の様子を明らかにした。

水野 浩 雄

(国土地理院)

前回、沖岡の年平均値と用いて1974年と境にNorth component Xの年変化率が年率8%の減少から11%の増大へと急変したことを報告した。今回は現在までに集まったworldwideデータによりこの現象と更に検討する。

1950年代以降のXの分布には北大西洋に中心とものpositive ovalと(XAp), 南大西洋に中心とものnegative oval (XBn)がある。これらは同じ時期に大西洋中部に中心とものZのnegative oval (ZAn)からのfluxと理解できる。1950年代以降今日に至る間のworldwide年変化量分布の変動の特徴は、ZAnの一貫した強化とそれに伴うXAp, XBnの強化、その他のいくつかのovalの衰微消滅の結果としてのisoponic patternの単純化である。こうした中で、アジア太平洋地域には、有力なovalはよくなく、isoponic lineの複雑で急速な運動が展開されてきた。それは時として広範囲にわたる年変化量分布のimpulsiveな変動とまきかこす。1974年前後にアジアでおこった変動もまたそのひとつである。

1970年当時のXの分布では、アジアでは、インド、中国、日本にかけて、negativeが南から北東方向に深く貫入する形となっていた。これは1975IGRFでも確認された分布である。(1975IGRFは実際にはこのepochよりも幾年前の状態と表現している。)

1973年にZと Guam と Mountinlupa が positive に変化した。この地域で、この時期に、弱くとも positive oval が生じたことは1975IGRFにもそれがあらわれていることからも向違いないであろう。この小さなovalが2年後の1975年には日本はもとより、東南アジア及びインドの一部にまで、いっきに拡大したのである。このeventは明らかに nonzonal であって、このことから external origin ではないかと考えられる。

一方、Zにも大きな変動が伴った。1950年代このあたりに、極東から北へ、シベリア、中国、印度全体に拡大していたnegative areaに、南からpositiveが貫入した。このことは1975IGRFにも一部反映している。同時にグアム島、インドネシア、オーストラリアを含む地域に新たなnegative ovalが成長しつつあるとみられる。

こうして、1974年前後においてアジアの年変化量分布の様相は大きく変化した。

行 武 毅
 東京大学地震研究所

J. C. Cain
 U.S. Geological Survey

全世界に分布する34ヶの地磁気観測所より得られた1940-1973年の期間のX, Y, Z成分の年平均値について、球函数解析を施した。このようにして得られたGauss係数の毎年の値を外部起源の項と内部起源の項とに分離した。外部起源の双極子磁場で地球自転方向の成分 g_{10}^e は太陽活動によって増減する。その最大振幅は44nTに達する。太陽黒点数変化の一周期の間に、外部双極子磁場の変化には2回のピークが現れる。最初のピークは太陽活動極大期に対応する。これに対して2次のピークは太陽活動衰退期にみられる。

双極子磁場の赤道面成分も太陽活動周期で変化している。座標軸を双極子軸方向に変換すると、軸と直交する成分の変化は小さくなる。双極子磁場の時間変化は、地球の自転方向でなく、双極子磁場の方向に起っているといえる。

1900年から1973年までの、21観測所のデータより得られたGauss係数を用いて、軸双極子磁場の内部起源をもつ成分(g_{10}^i)の時間変化を調べた。振幅は小さいが、外部磁場変化に3年遅れて内部磁場成分の変化が起っていることがわかった。 g_{10}^e と g_{10}^i の時間変化をFourier解析して内部磁場と外部磁場との比 g_{10}^i/g_{10}^e と周期10年の変化について求めた。その結果この比の振幅(amplitude)は0.32, 位相差(phase)は 105° と得られた。

19P-II 100 伊豆半島東部地域における全磁力観測 (3)

延井洋一・石川良宣

東京大学 地震研究所

中伊豆町管引において全磁力観測を継続し、'77年10月と'78年1~2月に伊豆半島東部地域で全磁力測量を行なった。'77年2月末から、管引では全磁力が増加し、3月中旬に最大約4%に達した。同年5月の測量で、この全磁力増加は半島北東部の全域で起っていることが確かめられた。管引の全磁力はその後徐々に減少し、'77年8月には同年2月のレベルに戻った。'77年1月と8月の間で、中伊豆町附近で約1.5 cm (~3 cm) に及ぶ隆起が水準測量によって確認されており、全磁力の異常変化はこの隆起活動に伴うものと推測される。

Yukutake and Tachinaka (1967)、Davis (1976) の円柱状、又は球状の膨張型力源によるピエゾ磁気の計算に従えば、管引の全磁力変化から、中伊豆町附近の隆起が2月末頃から始まり8月頃には大体元に戻った。あるいは隆起の中心が北から南へ移動したため、管引では4月以降相対的に全磁力が減少した、という2通りの解釈が可能である。次に述べる測量結果を考へ合わせると、後者の可能性が高い。

'77年10月測量の結果を5月と比較すると、半島北東部の全磁力増加はこの時点でほとんど元へ戻っていた。これは管引の変化と非常に調和的である。しかし遠笠山附近では全磁力が増加したままであった。5月には南部の測点は測っていないので、'77年2月と10月を比較すると、測量域南部の箱取・河津附近では全磁力が増加していた。勿論この増加が2月と10月の間のいつ生じたかは明らかでないが、北部の増加と同時ではないかもしれないと思われる事実がある。管引においては'77年9月下旬から10月中旬にかけて全磁力が約2%減少し、その後緩やかな増加に転じた。10月測量はこの減少期に行なっているので、北部の相対的な減少と南部の増加はこの塊起ったのかも知れない。即ち隆起域が南へ移動した可能性もあり、11月に入って伊豆大島近海地震の先行的破壊と見られる大島西方の群発地震が活発化したこととあわせて興味深い。

管引の全磁力は'77年11月以降ゆるやかな増減をくり返しながらかつ増加の傾向にあったが、'78年1月14日の伊豆大島近海地震の前後では特に顕著な変化は無い。地震時にもステップ状の変化は生じなかった。

'78年1~2月と前年10月の測量を比較すると、地震断層西端部の箱取・河津附近の全磁力減少(約3%以上)と遠笠山附近の全磁力増加が目立つ。南部の変化は地震に伴うものと考えられ、定性的には東西走向の右横ズレ断層に伴う全磁力変化(Stacey 1964)と一致する。遠笠山附近の増加は断層モデルでは理解しにくい。管引の変化から見ると、この全磁力増加は昨年10月以来連続的に続いたものと考えられる。地震後の水準測量では、昨年8月と比べて中伊豆町附近に更に隆起が認められる。全磁力変化と隆起活動に前述のような対応がつけられるなら、中伊豆町附近の隆起は coseismic なものではないことになり、今後の推移が注目される。

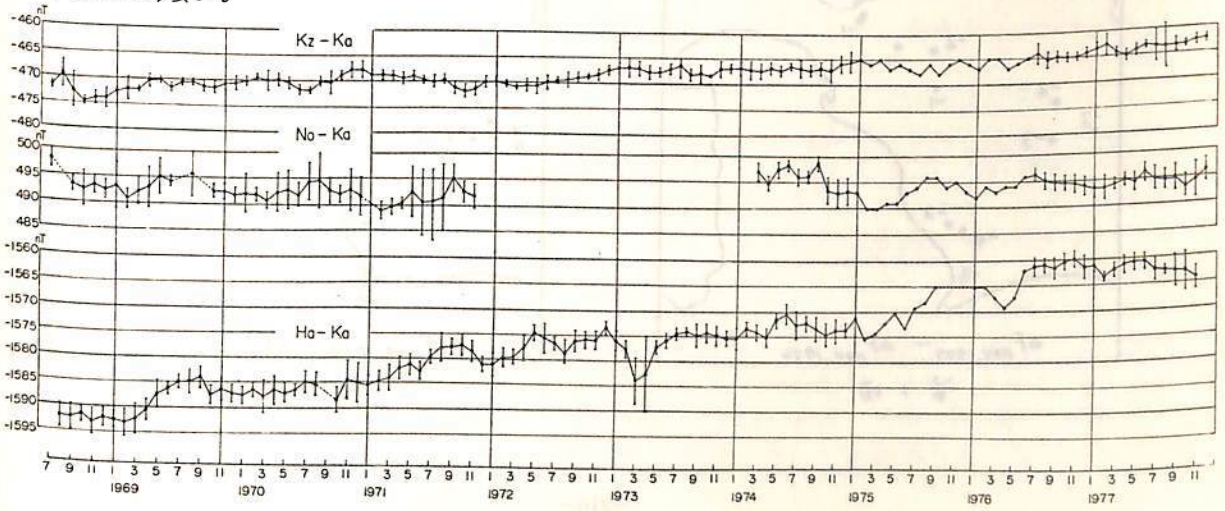
連続観測と磁気測量を組合せることによって、伊豆半島では全磁力観測が異常地殻活動の監視にある程度寄与できるらしい。全磁力変化から1~2ヶ月遅れて微小地震活動が活発化し、全磁力異常域で地殻隆起が確認された例は、'76年6~8月、'77年2~8月、'77年9月~'78年1月と3回あり、その例では河津地震、その例では伊豆大島近海地震が発生した。全磁力変化は異常地殻変動に伴って観測され、この原因として通常のピエゾ磁気効果の他に、帯磁地殻の変位による地磁気変化も考慮する必要があると思われる。

行武毅・吉野登志男・大谷和美・石川雄一・木本栄次・下村高史
東京大学地震研究所

地震予知研究計画にもとづき、全国でプロトンの磁力計による全磁力永年変化精密観測が実施されてきた。その一環として伊豆大島でも西海岸野増において1968年より観測を継続している。地殻現象に起因する変化を検出するには、地球核起源の永年変化や、太陽活動に伴う長周期変動を取り除かねばならない。しかしこの操作はけっして容易ではない。藤田(1973)は全国永年変化精密観測網の1969-1970年の資料を解析した際、伊豆大島での全磁力変化の異常に気付き、大島や火山活動の影響によると考えた。最近、佐々(1977)が、全国永年変化精密観測網および国土地理院の磁気測量網の全磁力観測結果を1969-1976年間にについて解析した。この解析においても伊豆大島の変化が異常であることが指摘されている。

本研究では、1968年より1977年の9.5年間にわたり、伊豆大島野増における全磁力測定結果を再検討し、その永年変化が鹿野山や八丈島での観測に比べて異常であることを確かめた。伊豆大島を通る南北線上に、北から栲岡、鹿野山、大島、八丈島と4ヶ所の観測点が分布する。地球核に起因する永年変化や、太陽活動に伴う変化は、その波長が長いために、これらの観測所間で規則的に変化すると思われる。栲岡を基準として、他の観測点で得られた全磁力と、栲岡での全磁力との差をみると、栲岡に対する相対的变化は、1968-1977年間に鹿野山において約10nT、八丈島では約30nTで、南へゆく程大きい。ところがこの中間に位置する伊豆大島では、この9.5年間の増加量は、僅かに2-3nTでしかない。観測点の地理的配置より単純に内挿すれば、伊豆大島での相対的变化は9.5年間で15nT程度あってもいいはずである。つまり伊豆大島では、この間全磁力変化は期待されるより12-13nT減少していることになる。藤田によつて指摘された1969-1970年の永年変化異常が、その後を継続していると結論される。

この異常変化の原因としては、相模湾の広域にわたる地殻歪による変化や、大島火山活動に伴う変化などが考えられるが、変化量が大きいことから、火山活動による変化である可能性が強い。



19P-II 102 東海地方における全磁力観測

東京大学地震研究所

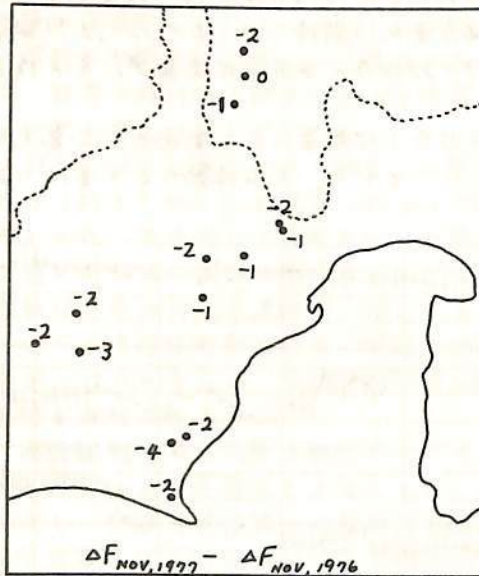
本蔵義典, 小山 茂, 吉野登志男, 行武 毅

八ヶ岳地磁気観測所を基準として、東海地方における全磁力経年変化を調べたので、1971年以来、静岡県西部及び山梨県西部において全磁力観測を実施してきた。その結果はCA研究会などで報告してきたが、1976年までの結果をまとめると以下のようになる。全体の傾向として、南方は大きな変化量がみられ、御前崎付近では1.5ガウズ/年の割合でほぼ単調に増加してきた。経年変化量は清水付近で1ガウズ/年、山梨県西部の早川付近で0.5ガウズ/年であり、これが経年変化の積存依存性を反映していることがわかる。静岡と長野とのデータに基づいて経年変化の積存依存性を判断すると、この程度の変化量は東海地方に広く見られる異常とはならないと考えられた。その後、1977年11月と1978年2月に全磁力観測を実施したので、今回はこの2回の観測から得られた結果について報告する。

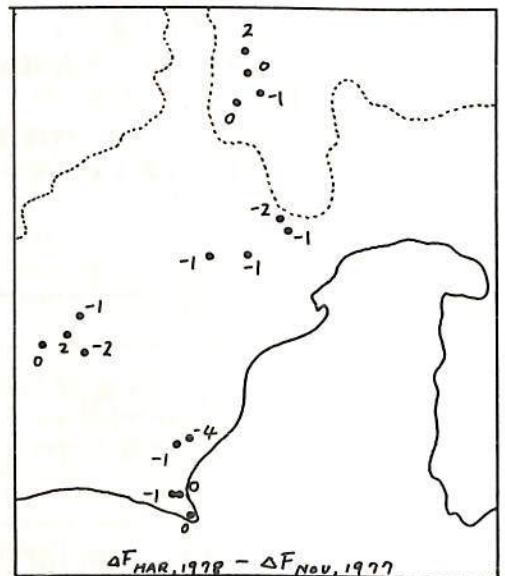
第1図は1976年11月から1977年11月までの経年変化量を示す。早川地域(I)では1~2ガウズの減少、清水・安倍川地域(II)でも同じく1~2ガウズの減少を示しているが、右野地域(III)では2~3ガウズの減少、御前崎地域(IV)では2~4ガウズの減少となり、南方ほど変化量が大きいことがわかる。1975年11月から1976年11月までの経年変化と絶対値は各地域ではほぼ等しいが、前回は増加であり、今回は減少であることが理解できる。

第2図は1977年11月から1978年2月までの変化量を示す。平均的にはほぼ、Iではほとんど変化がないが、II, III, IVでは1~2ガウズ減少しただけである。したがって、経年変化の様相は第1図と異なる点はないことがわかる。

これらの結果から、東海地方では1976年~1977年と地上、八ヶ岳地方に於いて経年変化量が増加の減少に変わったことがわかる。この傾向は、この地方の経年変化の一般的様相であるとしてもいいが、異常であるとは断定できない。さらに、御前崎付近の経年変化は他の地域と同相的であるので、この付近特有の全磁力経年変化異常はないと考えられる。



第1図



第2図

19P-II 103 鳥取における最近10年間の全磁力経年変化に

ついて

佐友則彦

京都大学数産部

鳥取における全磁力経年変化を10年間の観測結果に基づいて報告する。鳥取の種因に対する相対的变化は、1974年頃に極小値をとる傾向を示しており、日本の全国的傾向とくらべて、特に異常変化は見られない。この相対的変動を時間に関する3次式で近似し、*general trend*を除去した結果を見ると、若干の不規則変動の他に、振幅と程度の年周変化らしき長周期変動が見られた。また、鳥取-種因間の年間6~10時間平均値差が、数日に亘って数%減少することがあるが、これは、SSCを15~20日、もしくはKSM 20以上が継続する日に多い。この変動は、Dstの緯度効果によるものよりも、むしろ地磁気短周期変動の地域差によるものと考えられる。これらの変動の影響を、夜間偏差の標準偏差を利用して除去する方法を考察した。さらに、地域内に原因を有すると考えられる異常変化を検出するに当たって、検出精度の限界を異常変化継続期間との関連において考察する。

19P-II 104 山崎断層及びその周辺地区における電磁気総合 実験について (総括)

山崎断層電磁気総合実験班

これまでの実験結果によれば、山崎断層の主要破砕帯は、中国縦貫道に沿ってほぼ東西に延びる顕著な低比抵抗帯となっている。この断層の電磁气的特徴をさらに追究するため、昭和52年11月中旬、1週間にわたり共同実験を行ない下記の成果を得た。この実験への参加者は次の通りで、各テーマに対し相互協力し、観測、実験を遂行した。

鍋谷祐夫、龜谷悟(弘前大理)、乗富一雄、高橋利昌(秋田大鉄)、三品正明(東北大理)、吉野登志男、本蔵義守、歌田久司(東大磨研)、河野長、浜野洋三、柳沢正久(東大理)、村上裕、佐藤功、駒井二郎、田中信一(地質調)、住友則彦、水内俊雄、横井悟、服部保彦(京大教養)、鈴木亮(京大理)、宮腰潤一郎(鳥取大教養)。

1) 山崎断層比抵抗構造測定 … 前年度、山崎-安富間の測定では、断層沿いに200Ωm以下の低比抵抗帯が、幅も深さも1000m以上のスケールで帯状に分布していることが知られた。今回は昨年度の地区より8Km東方、野畑-前之庄間で、AB=4000mまでのジョーンベルジャー法探査を実施した。この地区では、低比抵抗帯の深さ又は幅は、200m~250mで、その外側は2000Ωm以上の高比抵抗帯と見られ、当地の断層の規模は、山崎-安富間には比較してかなり小さいようである。同じ地区で、断層に直交する方向に水平探査を実施した結果、低比抵抗帯の分布から、断層破砕帯の幅は800mに及び箇所がある。又、当地域に分布する基盤岩の比抵抗値を知るための測定では、表層の風化層(200~300Ωm)を除けば、古生層の比抵抗は4000Ωm以上の高比抵抗を示す。

2) 地磁気短周期異化測定 … 飽和鉄心型誘導磁力計により、断層より北13Kmの地点(一宮)に基準点を設け、断層上あるいは断層南部に移動比較測定を設けて同時観測を行った。観測対象はPC3~4脈動である。その結果、断層上の安富では、振幅が3割程大きく、しかも短周期側程大きいという周期特性を示す。同じ断層上の点、野畑では、振幅増大は、1割以下であり、断層の深部電気伝導度構造の地域的差異のあることを示唆している。

3) 自然電位連続観測について … 山崎断層上、春で自然電位連続観測を実施しているが、たまたま、1977年9月30日、M4.0の地震が断層北方向で発生した。その前後における記録に見られる特徴は、(a)日変化のパターンが、地震発生前と発生後とにおいて異なり、かつレベルが10mV程度高くなっている。(b)夜間値(22~02h)の平均値は、地震発生時ほど増大し、その後は個々の擾乱的変動を示しながら回復に向っている。この現象は、地震に関連した有意なものと思われる。

4) 地磁気永年異化測定 1975、1976年に続き、断層周辺の精密磁気測量が3回目と実験期間中に実施した。これに先立ち、9月30日に発生した地震に関連した磁気異化の有無を調べたために、2度にかたぎ臨時観測も実施している。これらの結果を検討した所、震源直上付近と思われる磁気点及びそれより約4Km南方の磁気点において、3~4δの磁場の減少があつたと考えられる。周辺地区に分布する磁気点では、1975年以降、1976年に一律減少から1977年には増加もしくは無変化であつたのに対し、前記2磁気点では減少傾向が継続していた。地震後4日目、2週間目及び今回の約1.5ヶ月目の計3回にかたぎ測定では、この2磁気点は殆ど無変化である。従つて、2つの地点における3~4δの磁場減少は、地震に関連した現象と思われる。しかし、その変化量が、M4の地震に対するものとして、従来からの期待量よりも一桁大きな値となる。

19P-II 105 山崎断層及びその周辺に於ける

801 II - 981

電気探査について (Ⅲ)

電気探査班：小野吉彦，村上裕，田中信一，佐藤功，駒井二郎（北質調査所）；柴富一雄，高橋利昌（秋田大鉱山）；鍋谷祐夫，亀谷悟（弘前大理）；三品正明（東北理），吉野登志男，本蔵義守，歌田又司（東大電研）；河野長，浜野洋三，柳沢正久（東大理）；佐々則彦，水内俊雄，櫻井悟，隈計保志，飯尾能久（京大数専）；官腰潤一郎（鳥取大数専）
（鈴木亮（京大理））

5本のシユランベルジヤ探査の結果は断層内低比抵抗グループと、山崎周辺地区の特徴である高比抵抗グループにわかれ、とくにS771では250~300mで比抵抗曲線の立上りがみられた。断層低比抵抗帯の幅はS771点ではS762点に比べてかなり小さくなっている。

傾度法の結果を図2・図3に示す。みかけ比抵抗で200Ωm程度を示す数百m程度の低比抵抗帯がみられるが、図3の傾度法は規模が小さいたの表層の堆積層や図1層の影響をうけている。

調査の後半では、四極子法によるマッピングの検討から比抵抗構造を議論する。

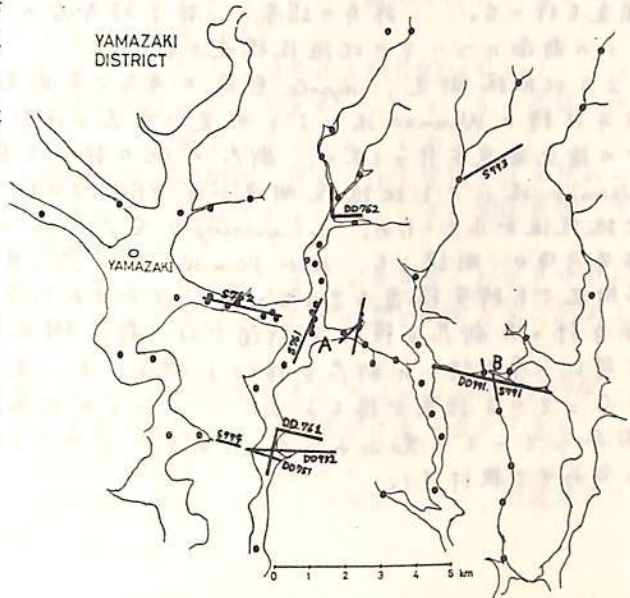


図1. 測点配置図

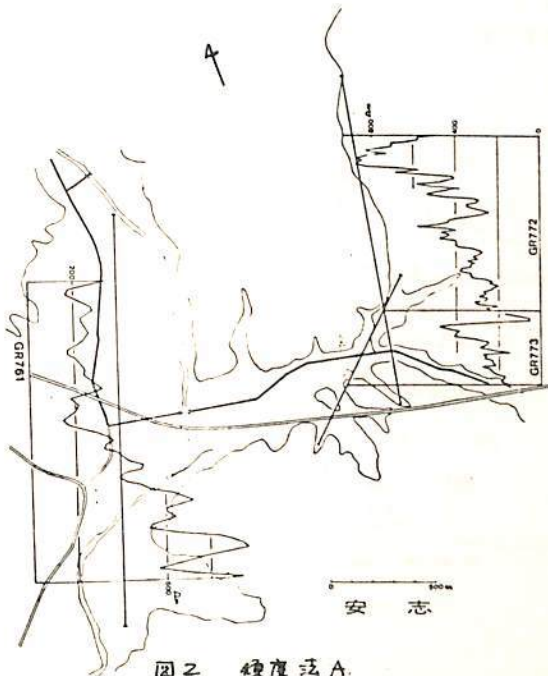


図2 傾度法A.

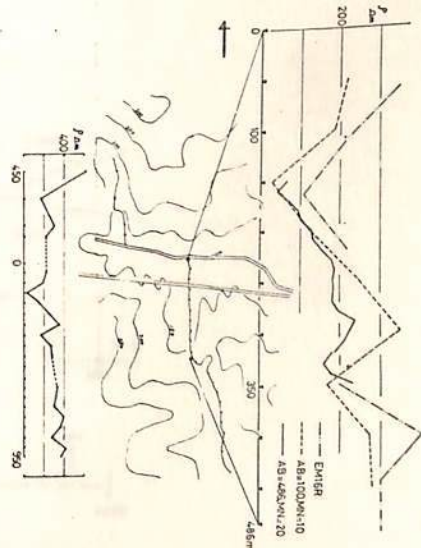


図3. 傾度法B

森 俊雄 河村 謙 大地 説

地磁気観測所

埼玉県寄居町と岡部町の境界にある櫛挽断層において、昨年引続き電磁気学的調査を行った。昨年の結果の一部は昨年春の学会で発表し、櫛挽断層を横切る1つの断面についての比抵抗構造を話し、今年も測定範囲を広げ、Wenner法による比抵抗測定、dipole 電流の電流分布測定、地電流 noise 分布の測定を行った。今年も特に Wenner 法による測定に重点を置き、昨年行った断層を横切る測線上での補充測定を行うと共に、断層の他の部分を横切る測線についても測定を行った。Wenner 法による比抵抗測定には YEW 3244 大地比抵抗測定器を用いたが、比抵抗値が小さいため、 a (spacing) が 100 m 以上になるとはできなかった。昨年今年の測線とも、 a が 80 m 以上では ρ_a (見掛け比抵抗) が 20 Ωm 以下で、断層付近でも特異構造を示さなかったが、 a がそれ以下では断層付近で特異構造を示す。昨年行った断層を横切る断面では、断層付近で高比抵抗層が深くなっているのに対し、今年行った断層を横切る断面では、むしろ断層付近で高比抵抗層が浅くなっている結果が得られた。これらの比抵抗構造の相違には、水や粘土が関与していると思われ、これらの異なる作用をしているかは、他の結果とも合わせて検討する。

19P-II 107 地下水揚水に伴う地電流変化の観測

宮腰潤一郎

鳥取大学 教養

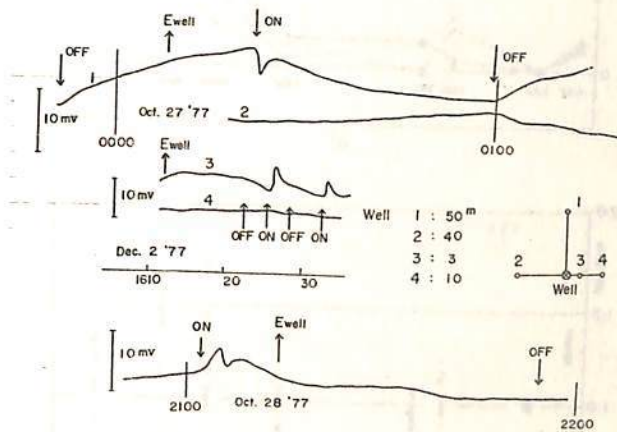
地震発生に先行して知られる地球磁場変化と、ダイナモ過程における震源域への地下水流入に際して生ずる流動電位電流による磁場として説明可能であるとの考えが水谷・石堂によって提出された^①。彼らはさらに地熱地帯において観測を行い、噴気バルブの開閉に伴う地電流(自然電位)の変化を呈出している^②。

鳥取県内の各地には温泉井が分布し、利用状況に応じて温泉水を間欠的にポンプアップしている。この度は養生温泉、浜村温泉の源泉と水道水源井について、その周辺との間の地電流(自然電位)変化の観測を行った。結果は以下のとおりである。

- (1) 源泉側電極と周辺電極との間、揚湯(水)の開始、停止に伴う電位変化が認められた。その大きさは5mV程度で、電極間の距離によらない。また周辺電極の位置により、電位変化が認められない場合がある。
- (2) 電位変化は揚湯(水)開始から数10秒おくらせて始まる、やや急激な変化とゆるやかな変化とがあり、両者が重なってあらわれる場合と、前者のみが単独にあらわれる場合とがある。
- (3) 揚湯(水)開始時の電位変化のセンスは、やや急激な変化のみがあらわれた場合、井戸側電位が増加するが、ゆるやかな変化が重なっている場合は逆に減少する。揚湯(水)停止時の電位変化は、開始時と逆センスである。
- (4) 200mほど離れた2つの源泉へ直接電極を投入して測定したが、周辺源泉の揚湯に伴う変化は認められなかった。

① H. Mizutani and T. Ishido, 1976, J.G.G. 28, 179~188,

② 石戸恒雄, 水谷仁, 馬場健三, 52年秋期地学学会,

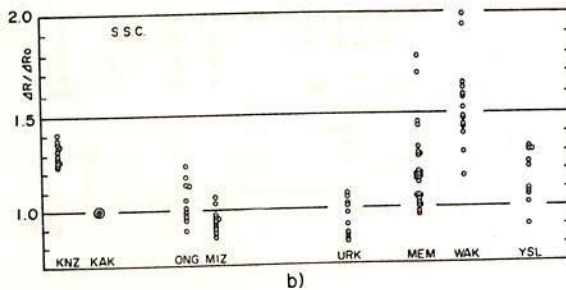
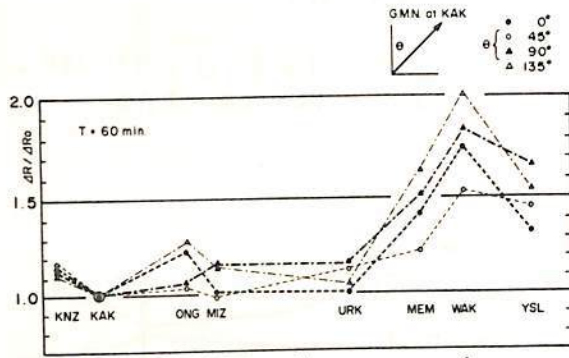


19P-II 108 東北日本における地磁気変化水平成分の異常(続)

- S. S. C. の異常 -

西田 泰典
北 大 理

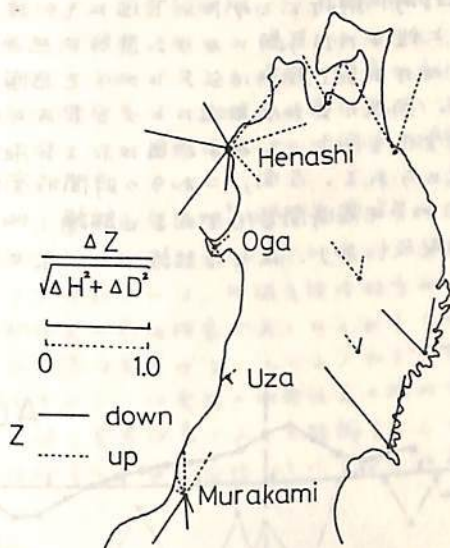
1977年春の学会において、東北日本国定観測点の地磁気変化水平成分の異常を種々の周期につき、かつ変化方位毎に詳しく調べた結果を発表した。その結果に更にユジノサハリンスク(YSL)を加えたものが図2)である(ΔR_0 として柿岡Eをとっている)。著者は女蕨別をCA観測の基準点としていたが、女蕨別においては $\Delta R/\Delta R_0$ が変化方位により大きく異なり $N130^\circ E$ 方向にその極大値がくること、及びその極大値は短周期に存する程大きくなることわかった(この傾向は稚内でも同じ)。このことは女蕨別下は $N40^\circ E$ のtrendをもつ良導層が地下浅所に存在することを示唆する。そこでそのtrendに平行な変化磁場が最も良導層の影響が少く regional な値を示すと考え、この値を北海道の基準値として他の道内臨時観測結果と比較してみた所、新生代堆積物の厚い場所においては異常に大きな水平成分が観測されることわかった。しかしながらその基準値は磁場の内外分離を行い、外部磁場の影響を評価した結果得られたものではない。今回外部磁場が単純でかつ考えられている領域内では比較的一様である S. S. C. について解析を行った。変化はほぼ北向きに限定されているが、その範囲内で変化方位に対して $\Delta R/\Delta R_0$ をとってみると女川、水沢浦河では ± 0.2 の範囲にある。しかるに女蕨別、稚内では変化方位によっては異常に大きい値が得られた(図b)。その方向は上記変型変化の極大値をとる方位とほぼ一致する。以上の結果から女蕨別水平成分の変化異常は必ずしも外部に原因をもつものではなく、地下電気伝導度の異質性によるものと思われる。



加藤愛雄 ; 瀬戸正弘, 早坂孝
(東海大・工) (東北工大)

地磁気短周期変化において、日本海側での変化の様子は太平洋側に比べ、H成分とZ成分の位相の相違、周期特性ほど大分異なっているようであり、日本海が地磁気短周期変化にいかなる影響を及ぼすかを知らずには地下の電気伝導度分布を考へる上で重要と思われれる。そこで、このような地表付近の電気伝導度分布による効果を考へるのに有効と思われれる地磁気脈動を用いて、日本海側の変化の様子を調べるため、誘導磁気計による観測を1977年秋に差し当たり四のよう東北地方4ヶ所(青森県深浦町、秋田県男鹿市、山形県莊佐町、新潟県村上)で実施した。観測された地磁気脈動の周期は30秒前後(いわゆるpc3)が最も多く、各地で得られた記録の典型的な変化について、水平成分の変化方向、Z成分との比及びZ成分の方向を図に示し、以前得られた東北地方の地磁気脈動観測結果も同様にして示してある。

青森県深浦町観測における「方向特性」、男鹿では $\Delta Z/H$ が小さいはから正の値とほること、太平洋側では北西・南東方向の時Z成分が大きく日本海側では北東・南西方向の時Z成分が割合大きいこと、ほど注目されるがこれらの点を含めて、日本海がどう影響しているかを考へるのは大変難しい問題であるが検討した結果を報告した。



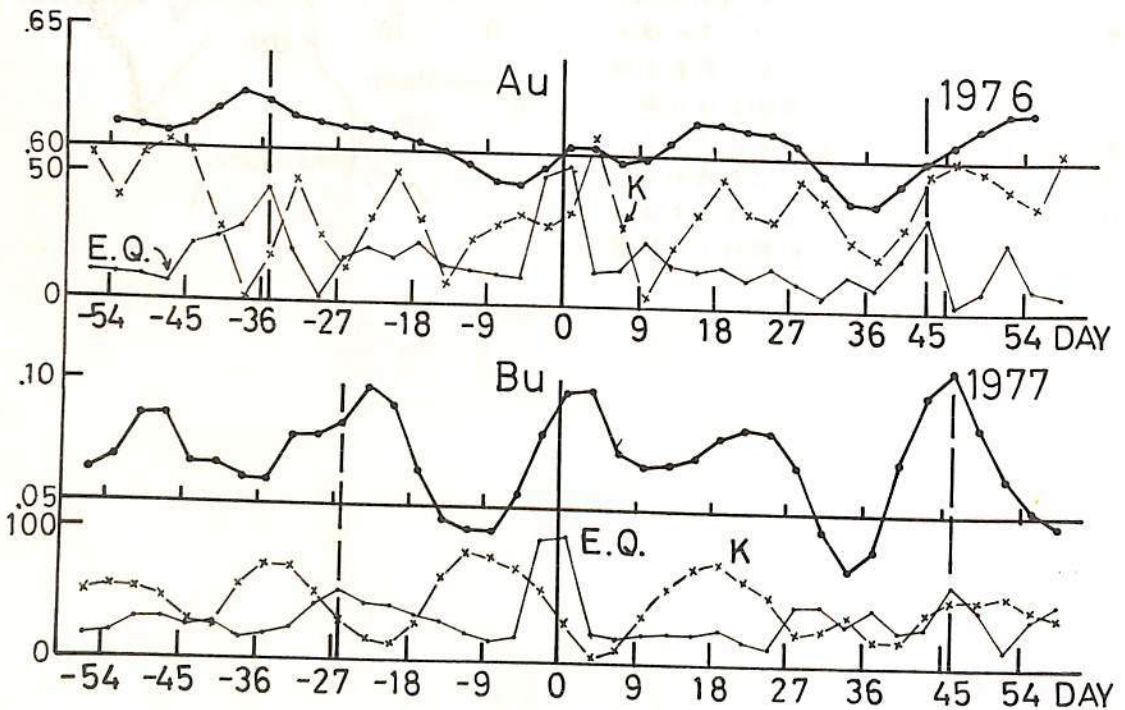
19P-II110 柿岡のCA-変換函数の時間的变化について

佐野 幸三
気象庁地磁気観測所

要旨

柿岡におけるCA-変換函数は、地震発生と関連した時間的变化があるという事で、1976年頃より各周期のCA-変換函数を連続的に時間分解能を上げて、解析、監視している。1976年後半期における解析結果は、既に報告したとおりである。今回は1977年3月～1978年1月までの解析結果も加之報告する。柿岡のCA-変換函数はかなり複雑な時間的变化を示している。(CA-変換函数の決定誤差も無視できないが。)これらの時間的变化特性と地震発生との関係について、個々の事例でかなり対応づけられる場合がかなり多い。今回はこの両者の関係を統計的に解析してみた。下図にその結果の教例を示した。

図の上段は1976年期における周期10, 20, 30分のAuについて8個の地震に対し、下段は1977年期におけるBu(周期10分)について13個の地震に対する重ね合せ結果の“地震時間変化”である。同様の重ね合せ法によって求められた地震出現回数(柿岡の震度で荷重)およびK指数変化も図示してある。図に示したAu, Bu変換函数とも地震の先駆現象的な時間的变化が認められる。反面、これらの時間的变化とK指数変化とは相関性があまりなく、これらの100%地震時間変化であると結論しにくい面もある。このような時間的变化を示すような周期現象もあり、視せる結論は下出せず、詳細は今後の問題である。



CA-変換函数の地震時間変化。上段は1976年の8個の地震に対するAu, 下段は1977年の13個の地震に対するBuの重ね合せ平均。E.Q. = 震度荷重出現回数の重ね合せ合計。K = 日平均K-指数の重ね合せ平均。

19P-II111 中伊豆における地磁気・地電流に関する異常と

伊豆大島近海地震との関係について

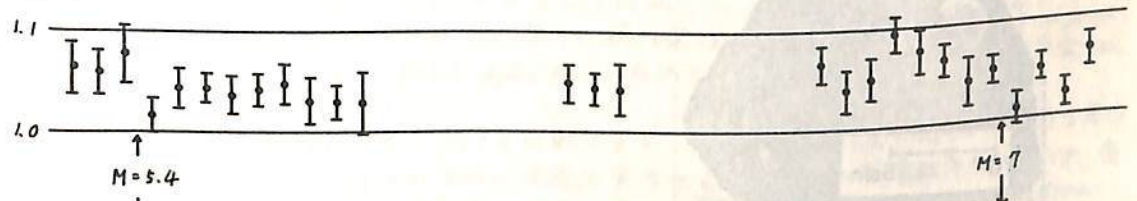
東京大学地震研究所
本蔵義孝, 小山 茂

伊豆地方で観測された地殻異常隆起および微小地震活動に関連して、電磁気異常現象が観測されたおどきを調査するため、1976年7月以来、中伊豆における地磁気短周期変化および地電位差の観測を行ってきた。1978年1月14日に発生した伊豆大島近海地震(M=7)の前の地磁気短周期変化および地電位差に異常と思われる変化が観測されたので、これらと地震との関係について報告する。

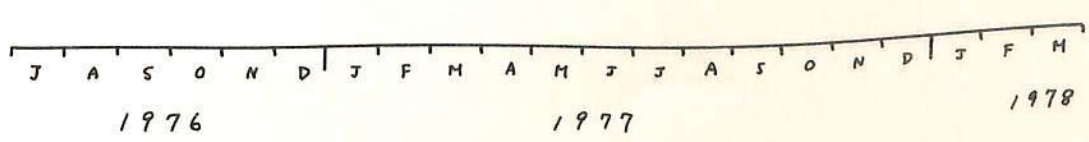
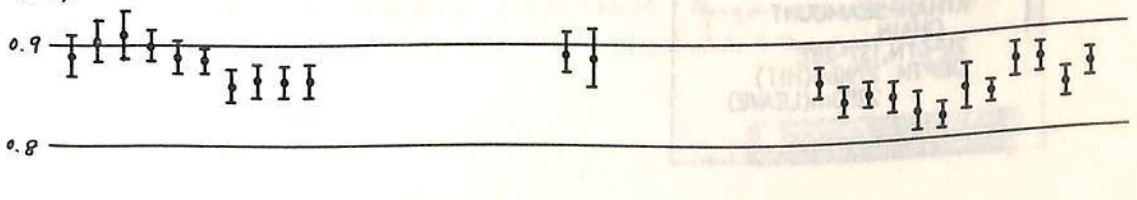
中伊豆観測点と八丁岳地磁気観測所との地磁気短周期変化水平成分の振幅比を下图に示す。Hに「」をみると、1977年11月前半に、八丁岳観測所に於いて中伊豆で3~4%振幅が増加し、その後徐々に減少して伊豆大島近海地震が発生した。これに反し、1976年9月後半から1977年10月後半までは、途中欠測があるものの、顕著な変化はみられず、Dについては、1977年9月後半には中伊豆での振幅が小さくなり、その後徐々に減少して、伊豆大島近海地震が発生した。興味深いことは、地震発生後にもとの値に回復しているようである。

次に、地電位差観測の結果についてであるが、東西両電極間の電位差の日平均値で、10mVを越える変化は地震前後で見られなかった。しかし、11月10日頃から12月下旬にかけて、数mV減少していったようである。11月前半には、地磁気短周期変化南北成分にも異常がみられず、この地電位差変化が地震の前兆現象であるかともいえる。地震の直前、つまり数日前から地震発生までに顕著な異常はみられず、中伊豆観測点では地電流の直前異常はなかったと結論できよう。地震後の地電位差の増加は、電極の配置による変化の可能性もあるので、地震に伴う異常現象であると結論することはできない。しかし、最大余震(M=5.7)の後に、ほぼもとの値に回復しているようにみえ、これは興味深い。

H_N/H_y



D_N/D_y



19P-II112 四国海盆の地磁気異常の磁化強度及び白鳳海山
ドレッジサンプルの磁化強度測定

中田正夫

東京大学海洋研究所

白鳳丸KH74号-4の航海で紀南海山列の1つである白鳳海山(28°01'N, 137°28'E)でドレッジされた枕状玄武岩の磁化強度及び交流消磁測定を行った次の2つの結果を得た。化学組成は徳山・藤岡(1976)により報告された深海性ソレイト玄武岩である。

- 1) 磁化強度は枕状玄武岩の外から内に向かい、 $3 \times 10^{-4} \text{ emu/gr}$, $6 \times 10^{-4} \text{ emu/gr}$, $1 \times 10^{-3} \text{ emu/gr}$, $1.1 \times 10^{-3} \text{ emu/gr}$ と有意に増加していく。(密度は 2.1 g/cc である)
- 2) 交流消磁測定結果はいずれも $m.d.f$ (Median destructive field) は300(Oe)を超え非常に安定であるが、安定性は相対的に外側の方が内側よりよい。

磁化強度は最大 $2.3 \times 10^{-3} \text{ emu/cc}$ 程度で、この程度の磁化強度で四国海盆の地磁気異常の原因を説明するには海面下5~7km, つまり2kmの厚さの海底基盤が必要になる。この結果は従来知られている layer 2Aのみでは四国海盆の地磁気異常を説明できず、layer 2B以下の層を考えなければならぬ。これは縁辺海の1つの特徴であるかもしれない。

参考文献 徳山・藤岡, 紀南海山列およびDSOP Site 54の玄武岩に関する岩石学的研究, 海洋科学, 8(3), 40-47, 1976.



19P-II 113 オフィタイトの磁気的特徴

登内正治, 古田俊夫, 中田正夫

東大・海洋研

千葉県鴨川付近に分布する超塩基性岩, ガブロ, 玄武岩の枕状熔岩とダイクの存在はすでに知られているが, 最近これらが不完全ではあるがオフィタイト・サクセションであると考えられるようになってきた。今回はそのうちの主に玄武岩を中心に測定を行って, 外国のオフィタイトのデータ, あるいは海底地殻のデータと比較検討してみた。

1. NRM 強度: Pillow lava は $2 \sim 27 \times 10^{-4}$, Dyke basalt は $4.5 \sim 32 \times 10^{-4}$, Gabbro は $0.8 \sim 7.1 \times 10^{-4}$, Ultra-mafic rocks は dunite で 2.4×10^{-4} , kartsburgite は $2.5 \sim 4.7 \times 10^{-4}$ emu/cc
2. K-値: pillow basalt は $10 \sim 40 \times 10^{-4}$ dyke basalt は $25 \sim 55 \times 10^{-4}$ で dyke の方がやや大きい値をもつ。
3. Q-比: 一般的に 1 前後の値で小さい。
4. MDF: Pillow は 150 Oe, dyke は 50 Oe, Gabbro, karts. dunite と同じで 200-500 Oe である。
5. 磁化方位: Pillow basalt は消磁に対して安定であり, ほとんど方向の変化もない。
6. ARM との関係: Pillow basalt については TRM と ARM の消磁曲線が似ており, 過去の TRM を現在まで安定に保持していたと考えられる。dyke basalt については消磁曲線は似ていないが, 消磁における不安定さ, 鎮下での grain size 等と一緒に考察すると過去の磁化を安定にもつているとは考えにくい。
7. 飽和磁化消磁: Pillow basalt は dyke basalt に比べ飽和残留磁化の飽和磁場は大きい。これは Pillow と dyke の強磁性鉱物の粒径の 50 μ ほど相違的である。
8. 熱磁気特徴: Pillow basalt はそのほとんどが不可逆曲線を示し, 低温磁化をうけていると思われる曲線を示す。インニールの Curie 温度も高く, $440 \sim 470^\circ\text{C}$ である。dyke basalt もい分低温磁化をうけていると思われるが インニールの Curie 温度は Pillow に比べて低く, $325 \sim 410^\circ\text{C}$ である。
9. 反射顕微鏡的特徴: Pillow basalt 中の磁性鉱物は, 粒径もそれほど大きくなく 10μ 以下のものである。これに対して dyke basalt の粒径は 200μ 前後あり, 上記の安定性も含めて考えると相違している。

以上のことより, 外国のオフィタイトと比較すると, Pillow basalt に関しては大きな差は見られないが Dyke に関してはその地域で異なっている。その本質的なるかいは, 変位の程度にあると考えられ, 岩石記載的特徴も含めて検討する必要がある。又 Ultra-mafic rocks に関しては, 消磁曲線, ARM, NRM, Opaque mineralogy から考えると, 二次的に出来た磁性鉱物の CRM であることは明かであろう。

19P-II114 マグネタイト及びチタノマグネタイトの粒子サイズと磁氣的性質との関係について

登内正治・古田俊夫・小林和男

東大・海洋研

岩石や堆積物の中の強磁性鉱物の粒子サイズは保磁力の測定によって推定することが出来る。現在までに粒子サイズに関する研究は、数多く報告されているが、自然物を対象として研究する場合、多くの問題があり、我々はこの点に注目して次のような目的で実験を行なった。

1. 粒子サイズのえいきよう (300~250~105~44~8~2~0.15 μ の6段階と0.15 μ 以下のサイズについて)。
2. 強磁性鉱物の化学組成の違いによるえいきよう (15, 25, 35 Ti/Fe mol% のチタノマグネタイト及びpure マグネタイト)。
3. 強磁性鉱物の含有量の差によるえいきよう (全岩に対して2, 1, 0.5%の含有のサンプル)。
4. 強磁性鉱物の配列のえいきよう (2, 3, 5mm 間隙に磁性鉱物を配列)。

上記の4項目について作成したサンプルを、加熱して地球磁場中でTRMをつけたものと、常温にて地球磁場中で磁化(DRM)をつけたものに別けて、それぞれの磁化特性を測定した。サンプルを作成するために使用した磁性鉱物は、粒子サイズを揃えるために細粒化した。この際加えられたストレスの除去のために、磁性を真空中でキュリー温度以上に30分放置し焼鈍した。TRMの実験は磁性鉱物をアルミナ粉に封入し、常温にて磁化させたものは、封入後粒子が動けるように、粒子が下に落ちないように粘性を考慮して樹脂マウスチックの箱に入れ、一週間放置してサンプルを作成した。このようにして、作成したサンプルについて、磁化強度、交流消磁、ARMの獲得と獲得後の消磁の測定をおこなった。

結果は粒子サイズの大小による影響は報告されているように、大きい粒子については多磁区構造をとるため磁化は不安定である。一方、0.15 μ 以下の小さな粒子については単磁区構造をもつと推測され、安定性はよい。ARMの獲得及び消磁についても差がみられた。含有量の差については、粒子間の相互作用を考慮にいれるとまだ不明確な点もあるが、粒子の配列によるえいきようの結果と合せて考察すると、明らかに差がみられる。また化学組成のちがひによる磁化強度、及びARMの獲得にも差がみられた。この実験の問題点は粒子サイズを揃えるのに大変苦労するが、実際にはわかりにくい異なる粒子が混入していることも推測される。

以上の結果から、岩石(とくに海底基盤の玄武岩)の残留磁気の解釈にある程度の数値的評価をすることが出来る。

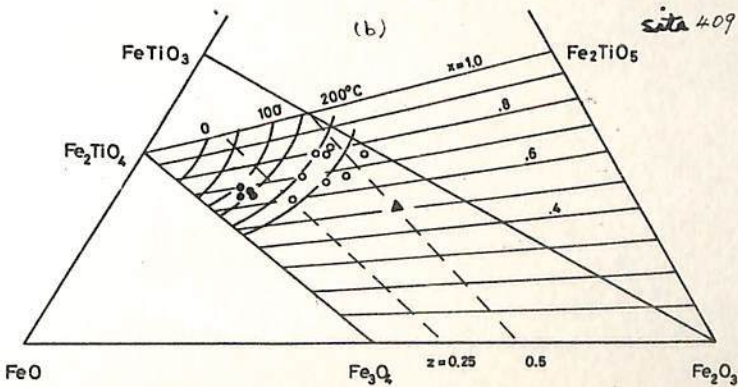
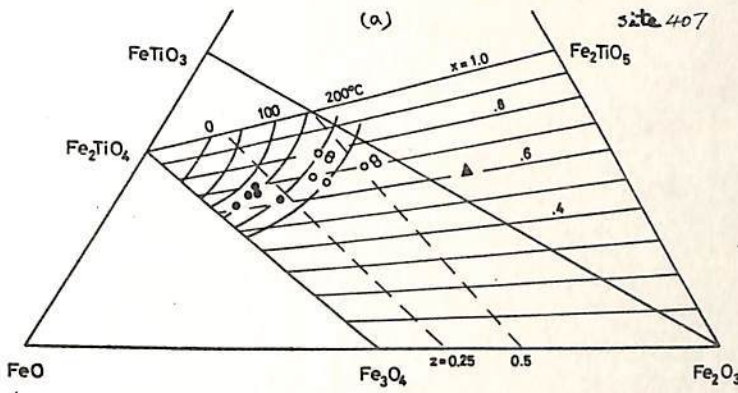
19P-II115 大西洋中央海嶺付近の岩石中の磁性鉱物

小林知男, 石田俊夫, 石井輝秋 (東大海洋研), M. Steiner (カリフォルニア工科大)

P. Shire (ワシントン), A. Faller (リーズ大), R. Day (カリフォルニア)

D. S. D. P. Leg 49 に於て, 大西洋中央海嶺に於て, レイキヤネス海嶺の西側で 37°N 付近で 37°N 付近の地塊のドリリングがなされた。採集された岩石中の磁性鉱物について, 熱磁気測定, マイクロプロブによる化学組成の分析, 反射顕微鏡による観察が行われ, 面白い結果が得られた。

1. 干タノマアネタイトの海底での低温酸化の程度は, 岩石ができてからの年代とほとんど関係がなく, 岩石中に含まれている磁性鉱物の粒子の大きさや, 保存環境によって支配されていると考えられる。
2. 又, 低温酸化の程度は, 海底地殻表面からの深さにも, ドリリングされた岩石に限る限り, 直接は関係がない。site 409 においては 250m の玄武岩が採られているが, その全体に亘って, いろいろな酸化程度の岩石がみられる。
3. 岩石中の磁性鉱物のキュリー温度は, 中央海嶺をゆき出したときには 150°C 以上であったであろう。この結果は少なくとも 1km あるいはそれより厚い layer 2 およびその上部が, その層を形成するときに TRM を獲得したことを示している。
4. 低温酸化は干タノマアネタイトから Fe を脱落する形で進行するので, vacancy の増加と共に, 相対的な Ti の含有量の増加がみられる。



z 値と Curie 温度との関係図。○印は可逆曲線を示す。△印は不可逆曲線を示すもの。△は両者のタイプと異なる。不可逆曲線を示すものは他のものに比べて, 相対的に干タノの量が多いことが明らかである。又, z 値は 0.25 以上になっており, 酸化をうけていることが明らかになっている。