

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)二二二一(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。

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)

- | | | |
|-----|---|--|
| 1-1 | 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.上側電離層の電波観測
(0900-0911) |
| 2 | 上菴 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、芳野超夫(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)

- | | | |
|------|----------------|---|
| 1-11 | 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)

- | | | |
|-----|--|--|
| 1-1 | 加藤 進、松本 紘、 <u>深尾昌一郎</u> 、若杉耕一郎、津田敏隆(京大工)等松隆夫(東大理) | Jicamarca ISレーダーによるmiddle atmosphereの観測—海外学術調査速報—
(0900-0911) |
| 2 | <u>若杉耕一郎</u> 、 <u>深尾昌一郎</u> 、加藤進(京大工) | Jicamarca ISレーダーによる中層大気散乱観測(I)
(0915-0926) |
| 3 | 加藤 進、 <u>深尾昌一郎</u> 、横井貞明(京大工)、D.A. Fleisch、W. E. Gordon(Rice University) | Jicamarca ISレーダーによる下部成層圏風の観測
(0980-0941) |
| 4 | <u>佐藤 亨</u> 、 <u>深尾昌一郎</u> 、木村磐根、加藤 進、R. M. Harper(京大工) | Jicamarca ISレーダーによる中間圏の観測(I)
—大気波動の解析—
(0945-0956) |
| 5 | <u>山崎徳和</u> 、 <u>佐藤 亨</u> 、 <u>深尾昌一郎</u> 、木村磐根、加藤 進、R. M. Harper(京大工) | Arecibo ISレーダー昼間電離圏F領域データの解析
(1000-1011) |
| 6 | <u>福山 薫</u> (京大理)
R. M. Harper(京大工) | Incoherent Scatter Spectrum in the Mesosphere
(1015-1026) |
| 7 | Robert M. Harper(京大工) | Measurement of the Ion Component of the Incoherent Scatter Spectrum over the 65-95 km Region at Arecibo
(1030-1041) |
| 8 | Robert M. Harper(京大工) | A Long Series of Almost-daily Mesospheric Wind Observations at Arecibo
(1045-1056) |
| 9 | Robert M. Harper(京大工) | Some Observational Aspects of the Semidiurnal Tide
(1100-1111) |
| 10 | Kato, S., T. Aso, T. Tsuda, S. Matsuda, Y. Yoneda & Y. Takashima(京大工) | Meteor radar observation at Kyoto University(II)
(1115-1126) |

地球・惑星エアロノミー(大気光)

- | | | |
|------|--------------------------------------|---|
| 1-11 | <u>三沢清敏</u> (防大物理)、竹内郁夫(詫間専数学) | OH分子の回転温度と強度との相関
(1130-1141) |
| 12 | 斎藤文一、 <u>渡部重十</u> (新潟大理) | 酸素原子 6800 Å輝線の昼間大気光(I)(1145-1156) |
| 18 | <u>長沢親生</u> 、 <u>広野求和</u> 、藤原玄夫(九大理) | 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) |

第1会場 農1-8

地球・惑星プラズマ圏(磁気圏)

- | | | | |
|----|---|---|-------------------------|
| 14 | 玉尾 孜(東大理) | 磁力線沿いの粒子加速 | (1800-1811) |
| 15 | 尾崎政男、玉尾 孜(東大理) | Transient Alfvén waves, field-aligned electric fields, and currents. | (1815-1826) |
| 16 | 山本 隆、玉尾 孜(東大理) | プラズマ対流に伴う粒子降下 | (1880-1841) |
| 17 | 西田篤弘(東大宇宙研) | Oscillations of Tail-Ionosphere Coupling Current | (1845-1856) |
| 18 | 家森俊彦、前田 垣(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) | (1480-1441) (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 Pi8 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) | | |
| 28 | 井上雄二(京産大理) | 磁気圏の電磁氣的モデル | (1520-1531) |
| 24 | 菊池 崇(電波研大吠)、荒木 徹(京大理) | 磁気圏電場の低緯度電離層への伝達 | (1585-1546) |
| 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 諒、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 Pi2 | (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 (III) | (1705-1716) |
| 31 | 桑島正幸、河村 諒(地磁気観測所) | 中低緯度における磁気脈動の特性 (II) Pc8 型 磁気脈動 | (1720-1731) |
| 32 | 野崎淑朗(電波研平磯)、岩淵美代子、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)

- | | |
|--|--|
| <p>II-14 早川幸男、伊藤浩武、松本敏雄、村上 浩、小野忠良、宇山啓一郎(名大理)</p> <p>15 柴崎和夫、小川利紘、鈴木勝久(東大理)</p> <p>16 柴田 隆、長沢親生、藤原玄夫、広野求和(九大理)</p> <p>17 高橋文穂、平尾邦雄(東大宇宙研)</p> | <p>NO2.8 μmバンド輻射のロケット観測(1800-1811)</p> <p>吸光法による大気NO₂全量の測定(I)(1815-1826)</p> <p>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—(1830-1841)</p> <p>対流圏・成層圏H₂Oの気球観測(I)(1845-1856)</p> |
|--|--|

地球・惑星プラズマ圏(VLF(I))

- | | |
|---|--|
| <p>II-18 尾崎孝之、岩瀬政之、芳野赴夫(電通大) 福西 浩(極地研)</p> <p>19 渡辺成昭、恩藤忠典、中村義勝、村上利光(電波研)</p> <p>20 恩藤忠典、村上利光、渡辺成昭、中村義勝(電波研)</p> <p>21 渡辺成昭、恩藤忠典、中村義勝、村上利光(電波研)、篠馬 尚、石川嘉彦(電波研沖縄)</p> <p>22 岡田敏美、森山伸一、岩井 章(名大空電研)</p> <p>23 森山伸一、岡田敏美、田中義人、岩井 章(名大空電研)</p> <p>24 早川正士、田中義人、岡田敏美、岩井 章(名大空電研)</p> <p>25 池田 慎、鶴田浩一郎(東大宇宙研)</p> <p>26 長谷川正樹、早川正士(名大空電研)</p> <p>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)</p> <p>(休 憩 1630-1634)</p> | <p>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)</p> <p>極域における Saucerの吸収線及び電場の方向(1415-1426)</p> <p>ISIS衛星で観測されたプラズマポーズ近傍のVLF放射(1430-1441)</p> <p>沖縄におけるホイッスラーの方向探査(速報)(1445-1456)</p> <p>母子里(84°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)</p> <p>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)</p> <p>低緯度ホイッスラーの多点ゴニオメータ方位測定(1530-1541)</p> <p>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)</p> <p>低緯度ホイッスラーのダクト及び非ダクト伝搬(1600-1611)</p> <p>VLF放射日域同時観測—1(1615-1626)</p> |
|---|--|

地球・惑星プラズマ圏(電離圏)

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

地球・惑星プラズマ圏(VLF(2))

- | | | |
|------|---------------------------------------|--|
| 1-84 | 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) |
| 85 | 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) |
| 86 | 菊池 崇(電波研大吠) | 近距離伝搬VLF電波の地上波と空間波の分離 (0930-0941) |
| 87 | 長谷良裕、荒木 徹(京大理) | NWC-22.8KHzのホイッスラーモード波の受信について (0945-0956) |
| 88 | 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) |
| 89 | 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)牧田 弘(シャープKK)米田和裕(金沢大工) | 下部電離層電子密度推定のシミュレーション (1045-1056) |

地球・惑星プラズマ圏(TID)

- | | | |
|------|--|--|
| 1-42 | 長野 勇、満保正喜、柄尾幸博、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(1) (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 | 前出佐和子、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 | <u>半田 駿</u> (京大理) | 稚内・国分寺での電離層F層の太陰日変化(1650-1701) |
| 30 | <u>佐藤輝夫</u> (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 | <u>新野賢爾</u> 、菅 宮夫、小泉徳次
(電波研)、藤田正晴、阿波加純
(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 | <u>藤田正晴</u> (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) |
| 38 | <u>小川忠彦</u> (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 | <u>皆越尚紀</u> 、上敷領昭五 (電波研
山川)、井口政昭 (電波研鹿島)
菅 宮夫 (電波研) | 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) |

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 | <u>堂面春雄</u> (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 | <u>時枝克安</u> (島根大理)、広岡公
夫 (富山大理)、中島正志 (阪
大基工)、笹嶋貞雄 (京大理)
西村 進 (京大教養)、川井直
人 (阪大基工) | 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 | <u>酒井英男</u> 、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 | <u>広岡公夫</u> 、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) | 信州ロームの古地磁気(II)
(0945-0956) |
| 39 | <u>鳥居雅之</u> 、工藤洋一郎 (京大理)
中島正志、夏原信義、佐藤高晴
(阪大基工)、広岡公夫 (富山
大理)、古山勝彦 (大市大理) | 神鍋火山群の古地磁気
(1000-1011) |
| 40 | <u>林田 明</u> 、笹嶋貞雄 (京大理)
横山卓雄 (同志社大工) | 古琵琶湖湖群中のBrunhes/Matuyama境界について
(1015-1026) |
| 41 | 川井直人、中島正志、夏原信義
(阪大基工)、笹嶋貞雄、 <u>鳥居
雅之</u> 、工藤洋一郎、林田 明
(京大理)、西山潤一 (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 | <u>大久保修平</u> (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) |

第1会場 農1-8

地球・惑星プラズマ圏(磁気圏・電離圏)

- | | | |
|------|---|---|
| 1-46 | 藤井良一(極地研)、飯島 健
(東大理) | Cusp field-aligned current と IMF との相関
(1800-1811) |
| 47 | 飯島 健(東大理)、T. A.
POTEMRA (APL/JHU) | Field-aligned Current and Ring Current
(1815-1826) |
| 48 | 飯島 健(東大理)、T. A.
POTEMRA (APL/JHU) | Field-aligned Currents in the Pole
(1880-1841) |
| 49 | 上出洋介(京産大理)、J.S. M-
urphree, C.D. Anger and F.
T. Berkey (Univ. of Calgary)
and T.A. Potemra (Johns Ho-
pkins Univ.) | Simultaneous Observations of Field-Aligned
Currents and Visible Auroras by the Triad
and Isis 2 Satellites (1845-1856) |
| 50 | 上出洋介(京産大理)松下禎見
(HAO/NCAR) | Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
and Currents in Relation to Field-Aligned Curren-
ts, 1. Formulation of Problem (1400-1411) |
| 51 | 上出洋介(京産大理)松下禎見
(HAO/NCAR) | Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
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
(HAO/NCAR) | Simulation Studies of Ionospheric Electric Fields
and Currents in Relation to Field-Aligned Curren-
ts, 3. Substorms (1480-1441) |
| 53 | 森 弘隆、小川忠彦、宮崎 茂
(電波研)、小川俊雄、森田
護(京大理)、 | 第17次南極ロケットによる極域電離圏
プラズマの擾乱の観測結果
(1445-1456) |
| 54 | 久保治也、伊藤富造(東大宇宙
研)、村田節夫(三井物産開発)
国分 征(東大理) | S-310 JA-2号機によるオーロラ電子の観測Ⅱ
(1500-1511) |
| 55 | 小松誠一、遠山文雄、青山 巖
(東海大工) | 南極ロケットによる磁場測定
(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)
青山 巖(東海大工)、桜井享、
斎藤尚生(東北大理) | RING-CORE TYPE FLUXGATE MAGNETOM-
ETERの試作 (1545-1556) |
| 58 | 瀬戸正弘、早坂 孝(東北工大)
斎藤尚生、桜井 享、田村忠義、
佐々木徹(東北大理) | HIGH-SENSITIVE BIAXIAL-TYPE FLUX-
GATE MAGNETOMETERの製作 (1600-1611) |
| 59 | 石津美津雄、坂 翁介、北村泰
一(九大理)
(休憩 1680-1684) | SQUID磁力計の改良(その特性)
(1615-1626) |
| 60 | 荒木 徹(京大理) | 夜側のSC* (1685-1646) |

- 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⁴⁰Ar-³⁹Ar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:スマトラはゴンドワナ大陸に所属したか 広岡公夫(富山大理)、SUPER-ARKA(NIGM, Indonesia) (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⁴⁰Ar-³⁹Ar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)

- 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 (1545-1556)
- 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 56: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)

1-61	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(Ⅱ) (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

1-67	桜井邦明(神奈川大工)	太陽系近傍の宇宙線密度 (0900-0911)
68	鯉目信三(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	齋藤尚生(東北大理)	コロナルホールとTWO-HEMISPHERE MODEL (0930-0941)
70	齋藤尚生、田村忠義(東北大理)	過去1世紀間に現われたSOLAR M-REGIONの対蹠 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)	太陽フレアと原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-Component (1045-1056)
75	前沢 洵(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)

1-77	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)
小嶋 稔(東大理)

計算機による数式処理
大気の起源と進化—希ガスの惑星科学—

- Ⅰ-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)

- Ⅰ-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)、芳野超夫
(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)

- Ⅰ-68 水田 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(Ⅰ) (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(Ⅰ)
(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 本川勝彦、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、川尻盛大、河野宜之、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 (0980-0941) |
| 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、齋沢一郎、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 (II) — Main Source の放射源の構造について — (1015-1026) |
| 86 | 今井一雅、齋沢一郎 (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 洵 (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 (I) (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)、岡分 征 (東大理) | 地磁気脈動と ELF 放射 (II) — 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 (I) (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徴 (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 μ m)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 後研1

19 A

太陽および惑星間空間(宇宙線)

- I - 82 鷺坂修二(信大理)、三島 靖 地下宇宙線の大気効果 (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II (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 須山友重(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. HORITA(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 (1845-1856)
- 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. HORITA(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、木村繁根(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動起—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 木村繁根、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、木村繁根(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、木村繁根(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)、SEPAC 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

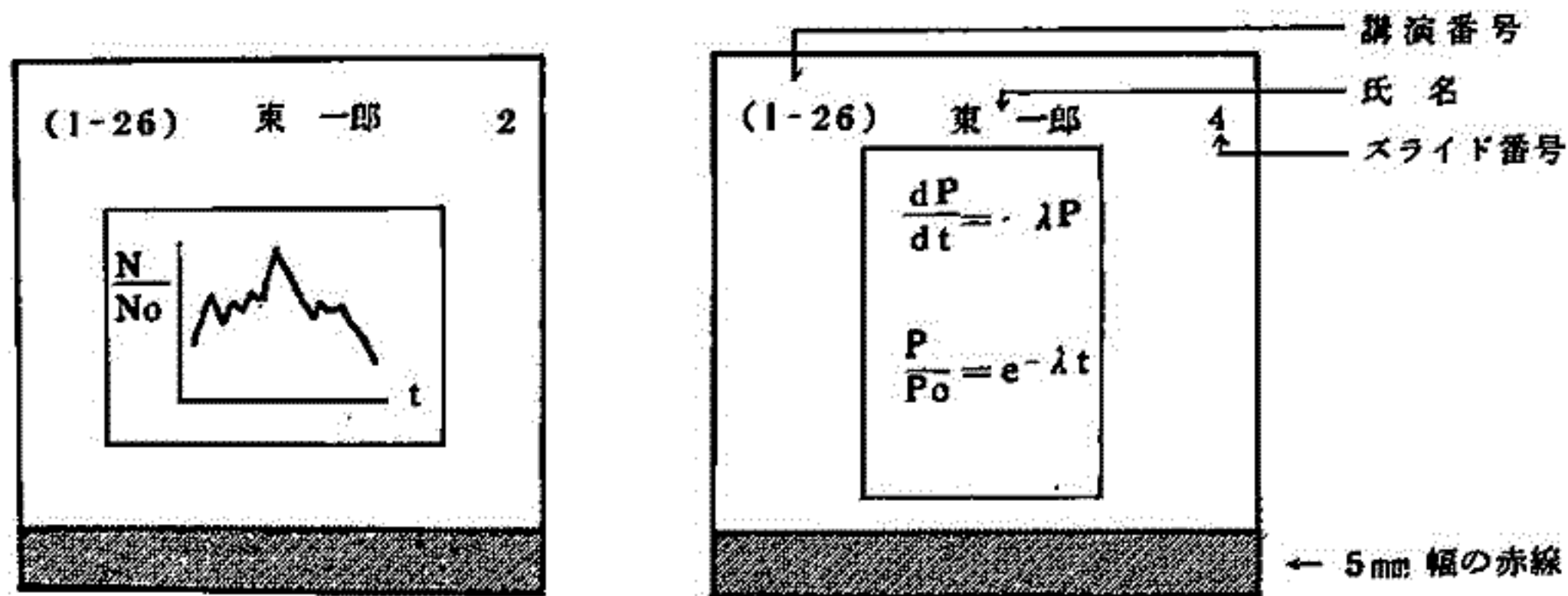
* 休憩時間は各自適当におとり下さい。

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変化
(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
(1415-1428) |
| 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) | 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(II)
(1515-1526) |
| 106 | 森俊雄、河村謙、大地洸
(地磁気観測所) | 檜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) |

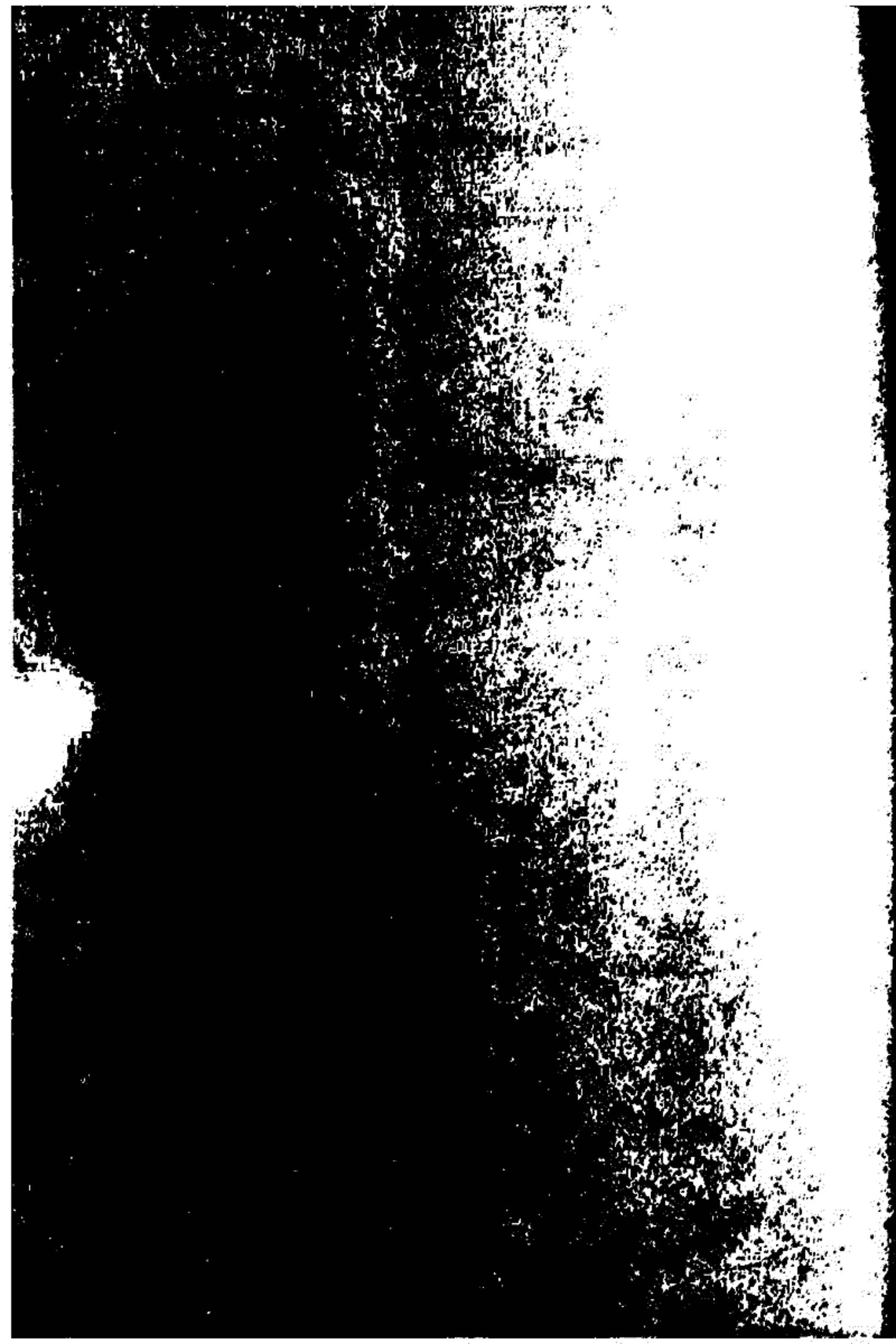
スライドの様式について

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 に宇宙南極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 の軌道は近地点 977 km, 遠地点 1,227 km, 軌道傾斜角 69.4度, 軌道周期 107.2分であり, 観測予定されていた 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ム・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) に達することになった。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 は問題が無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月中旬頃から実施される。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週回ラデータを集めた精度について取得し, 電離層及び電波雑音に関する諸量の汎世界的な分布を本邦に示す。

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っており, 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取得する。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物性について, 初期の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南極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)

上滝 実 栗城 功 加藤 伸 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1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. 衛星高度に於ける大気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を搭載しており、観測周波数は2.5, 5, 10, 25 MHzの4波を使用している。観測項目は平均雑音強度と毎秒当りの衝撃性雑音強度である。

観測例

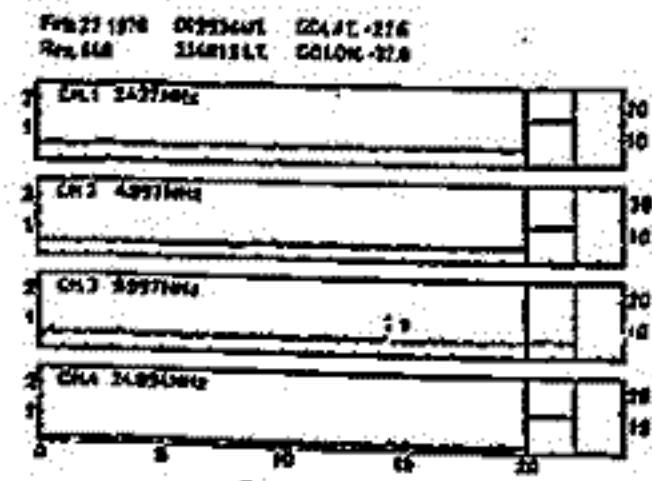


図 1

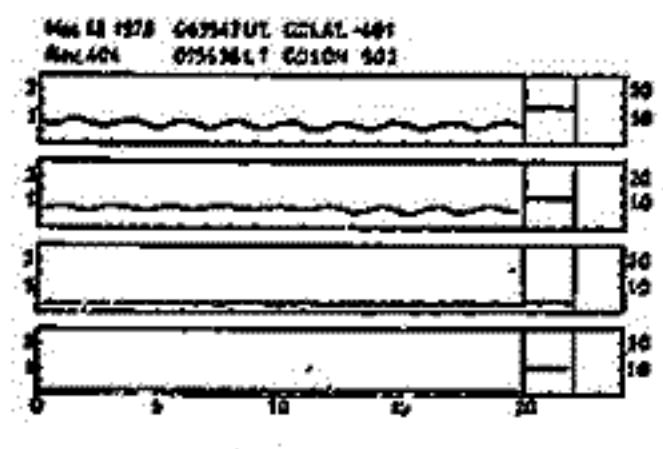


図 2

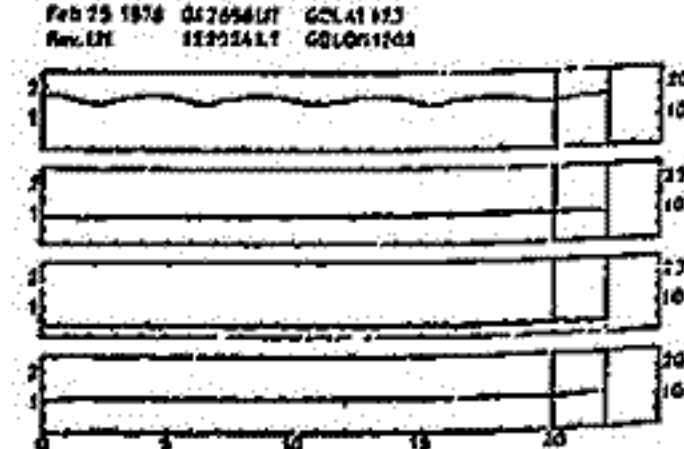


図 3

- 図1: 雷放電の観測例で平均電圧、衝撃雑音強度とも増加している。
- 図2: 太陽雑音(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、2.5 MHzに恒星のスペンの効果が見られている。
- 図4: 地球1周回の宇宙電波雑音強度の測定例で2.5 MHz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

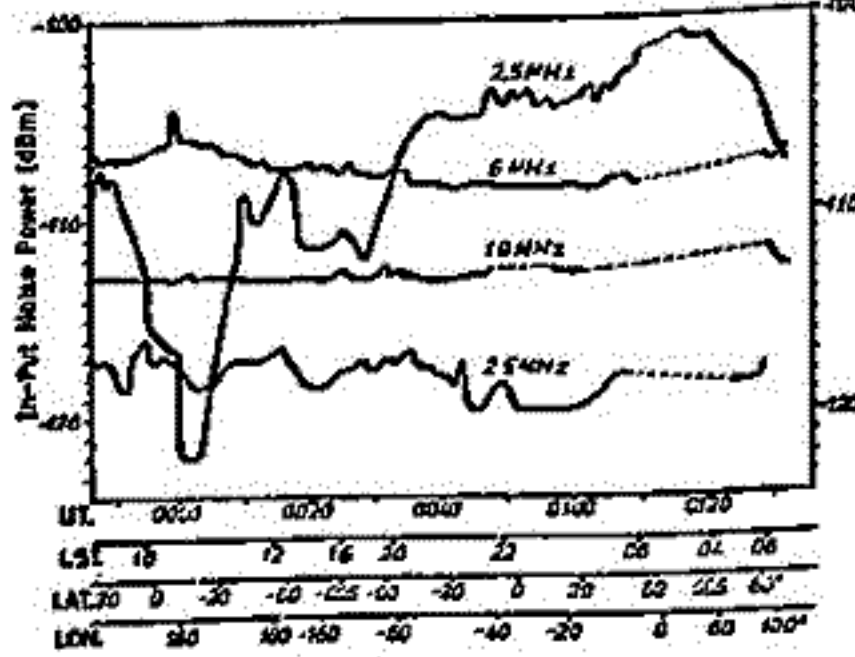


図 4

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。

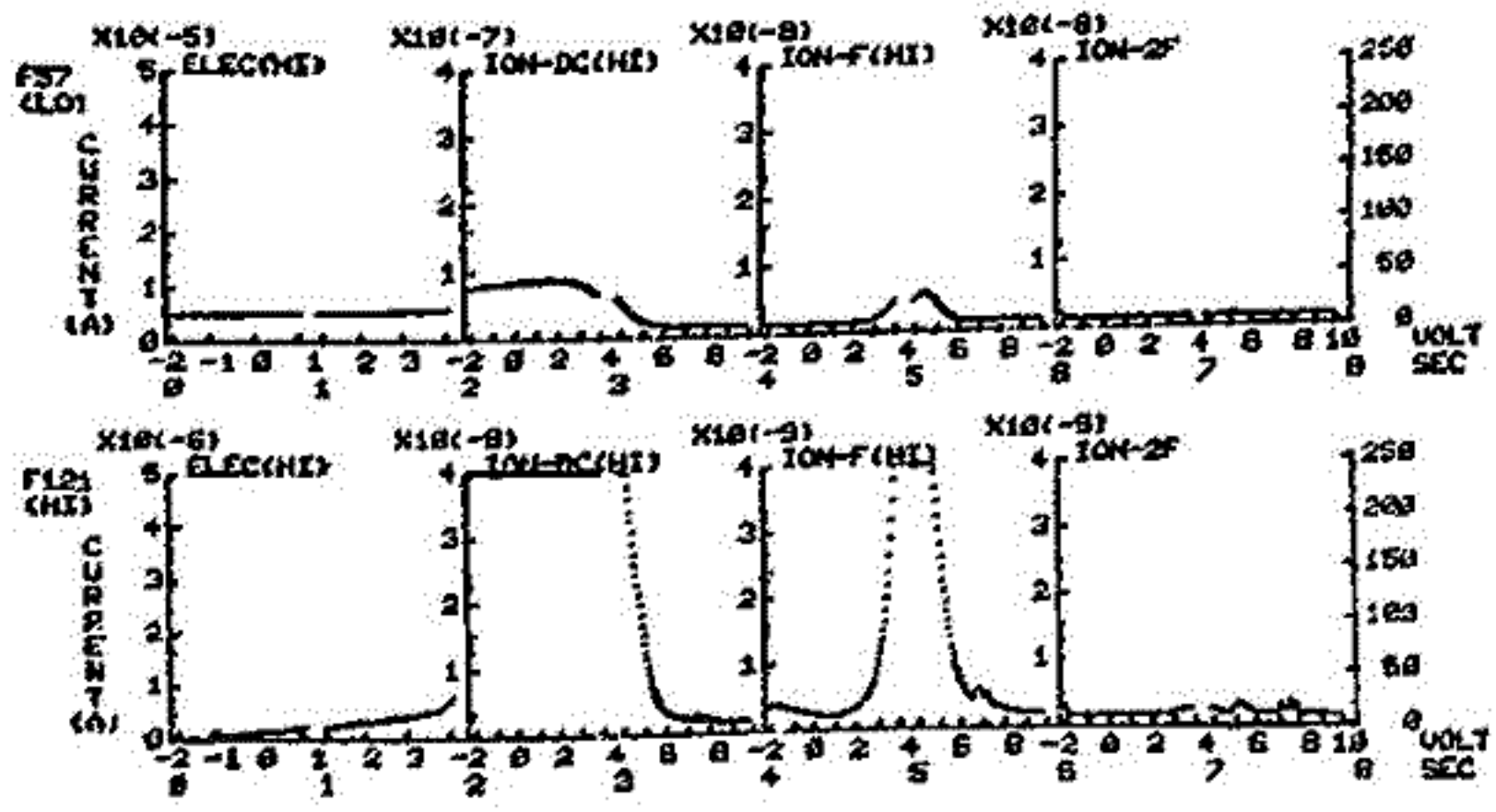
日頃、御指導いただいている当所の若井電波部長、石田衛星研究部長に、衛星データの取得に当たられている電波研鹿島支所のISSグループに感謝いたします。また、RANの開発に尽力されて来た宇宙開発事業団の高比良、岸田氏に感謝いたします。

3. I側電離層のプラズマ測定—RPT—

森 弘隆, 小川忠彦, 宮崎 茂
電研研究所

ISS-b (うの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) と称する球状のセンサーが搭載されている。センサーは, 衛星軌道へ投入された後, プールをとり沿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のネーグリッドG1, 直径6cmのオメガグリッド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秒間間隔の鋸歯状の電圧を印加するが, 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, 各モード共に, エンコーダレトリビュート毎に, 低感度(LC)と高感度(HI)の2段階に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(うの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は, 機能は正常でデータの質もISS-aのデータと同様である。

RPT	SAT	STN	Y	M	D	DAY	UT	LST	REV	GLAT	GLON	GLAT	GLON	HGT
ISS-B	70	780201	60	21	54	34	231338	184	-27.9	19.8	-27.8	82.8	1187	
	70	780301	60	21	55	36	231944	184	-24.7	21.8	-24.2	84.8	1201	

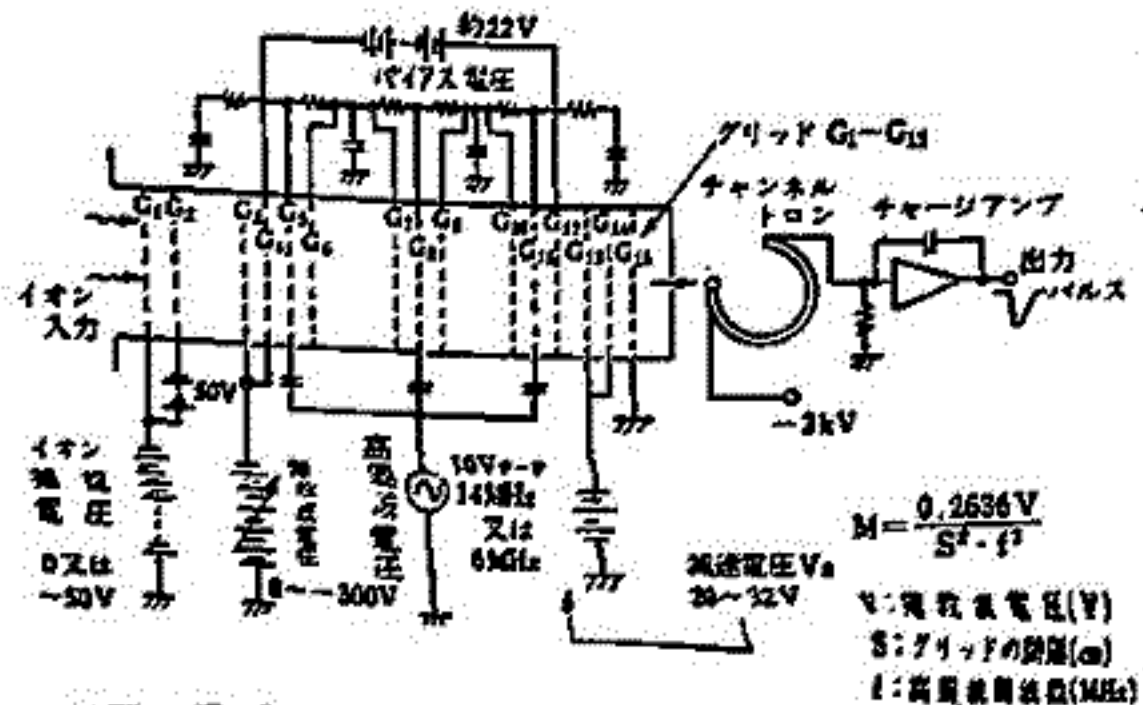


4. 正イオン組成観測

巖本巖、佐川永一、水津武
郵政省電波研究所

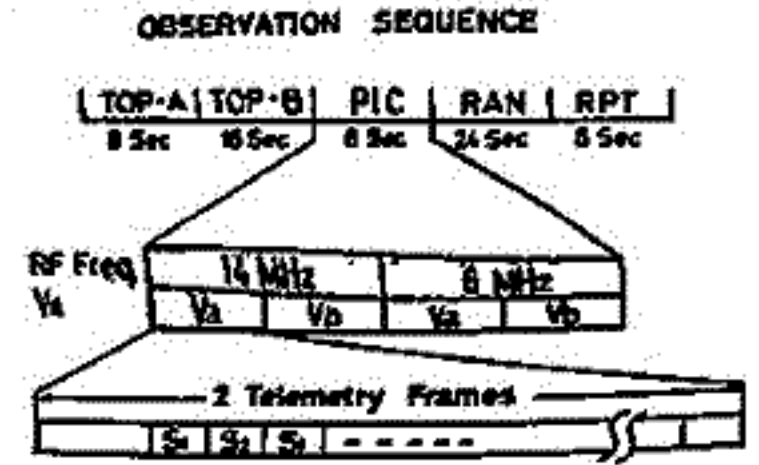
ISS-1に搭載されているイオン質量分析計は3段ベネット型で、1図に示すように、15枚の平板グリッドに高周波・直流電圧を組み合わせることで印加して、加速特性が質量に依存することにより異なるイオンを弁別するものである。1表に本測定器の主要諸元と示す。観測は2図のようなシーケンスで行われ、64秒のうち9秒間、2つのセンサーに対して4種類の条件で観測が行われる。3図はこの1観測分のデータをクイックルック装置により表示したものの一例である。この例ではセンサー2からニーフに入っているため感度が小さくなっている。ベネット分析計の特性としてM/ΔMが一定という関係があるため、H⁺とO⁺では極めて分解能がよいが、H₂⁺、O₂⁺では幾分悪くなっている。大質量側でベースラインが上がり、かつハーモニックスピークが取り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) (")
計数率	200 Hz ~ 1.3 MHz
電量	センサー 1.3 kG × 2 回路 26 kG
消費電力	67 W

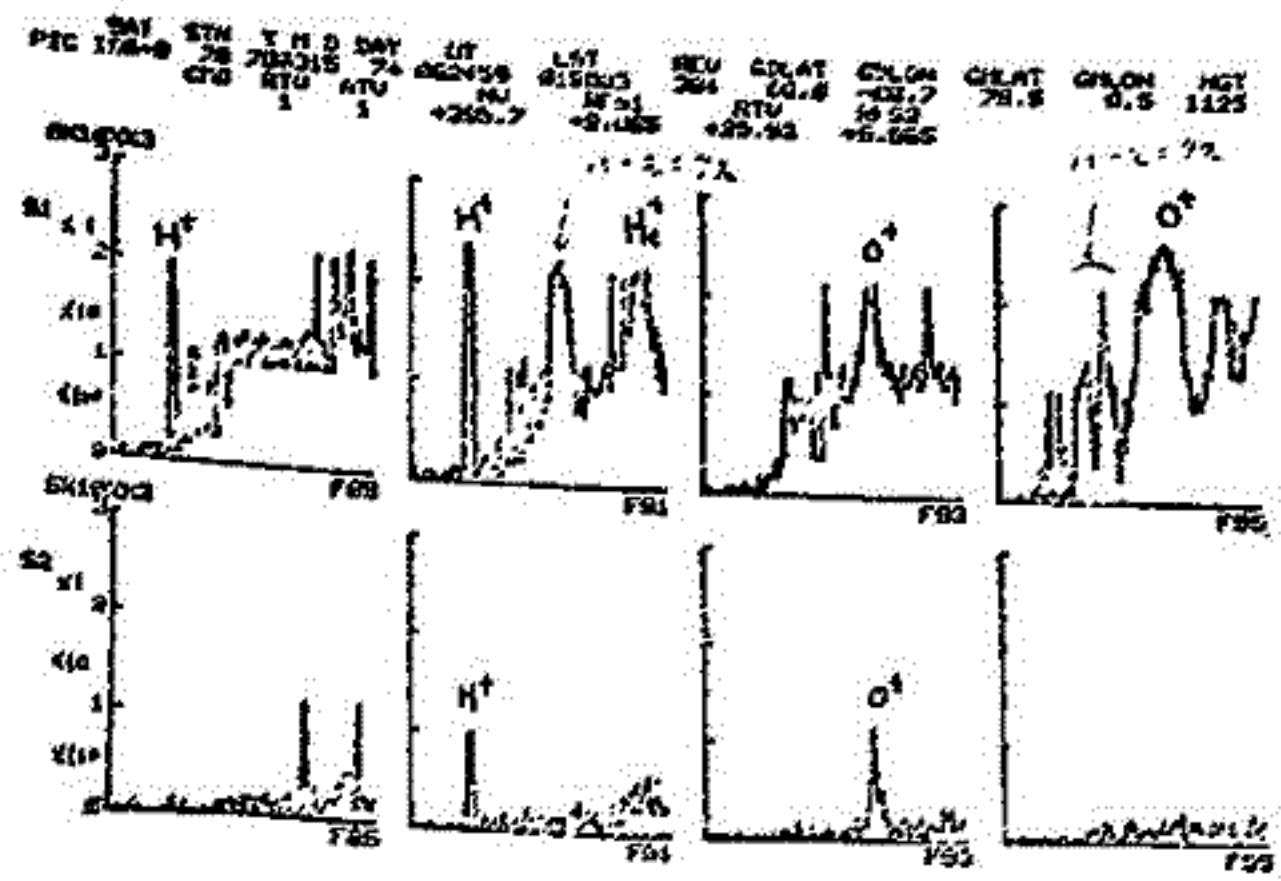


1図 ISS-1搭載質量分析計概念図

1表 測定器主要諸元



2図 観測シーケンス



3図 質量分析計によるイオン組成観測例

上段はセンサー1、下段はセンサー2。左半分は低マス(1~4 AMU)、右半分は高マス(1~20 AMU)。それぞれ小さい組は低感度、高感度のマススペクトルである。縦軸は目盛りのところと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

我が国は五月三日に参加するにこの目的を準備したこの科学衛星の EXOS-A は昭和33年2月4日16時00分鹿児島市宇宙観測所より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と化した。こ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65.75度, 周期134.2分である。この傾斜角は2月に打ち上げられた時の遠地点で、来3月9日と10日の間に最北端に達するに必すこの傾斜角である。この傾斜角は観測可能な期間が1月2月と3月と8月9月の間に打ち上げると共に、その間に観測が出来るように設計された軌道の一要素であつて、この点は是非に果してはM-3H機が持つ優越さを示して置くものである。

2月4日には打上げられた日からこの日及び翌日及び三日をエピン、準備保持印磁石応酬、観測用ゲーム展開、サーボレベカノラの蘇いの取はずし等を経て高圧電源の使用を開始した。観測機が動作し、その2週間後VLB観測機と電子装置の観測機、電子漏れ観測機は逐次観測機に入つた。更に20日頃の2月24日から4日間にかけて、高圧電源を保持中にこの観測機と、サーボレベカノラ、電子装置の観測機、イオン質量分析機が機外に設置された観測機の順番に動作した。2月末日までこの観測機は動作するにわたつた。

一方極光の観測は内之浦にはリサーチの生徒がこれに協力して7レコーダの再生にこの観測機は行ふことが出来、南極昭和基地でも前2日頃から7レコーダの電源を接続し始め、3日目からは7レコーダ取得の行われ出した。一方カナダのNRCC研究所の4台の観測機は設置された地上局は5月25日頃から7レコーダの電源を接続した。3月1日からは本格的な観測体制に入つた。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1〜2回、南極昭和基地では週3日、1日2回程度観測が行つており良好なデータ取得率をあげてゐる。特殊な強化観測は各観測所で行つて、この間の観測は観測データが十分である。

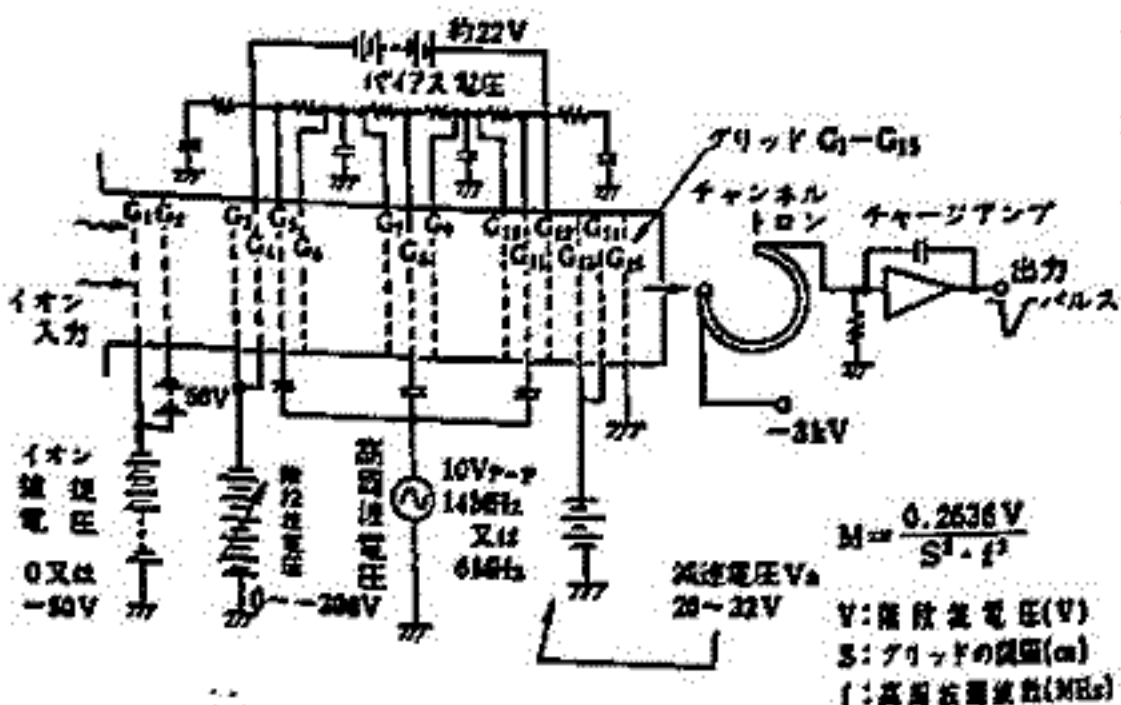
各観測機の動作はすべて正常であり、この間各観測機の速報がほとんどあつた。我が国の宇宙研究所は今後の観測に期待を寄せている。このことは全体の観測結果にわたつて速報が行う予定である。

4. 正イオン組成観測

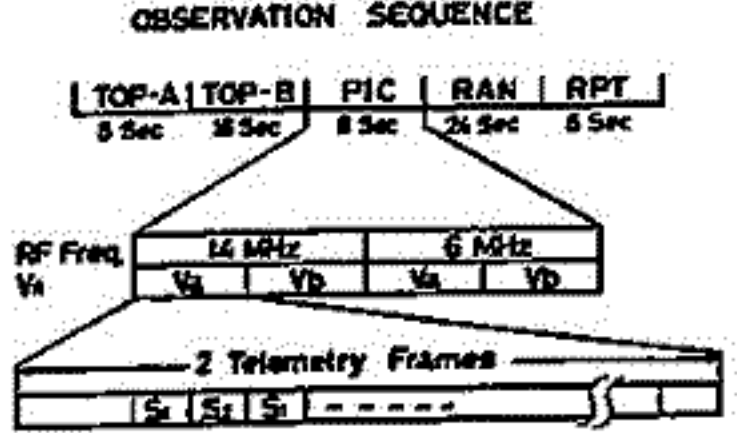
義本 巖 佐川 永一, 水津 武
郵政省電波研究所

ISS-6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て印加して、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9秒間、2つのセンサーに対して4種類の条件で観測が行われる。3図はこの1観測分のデータをマイクロリンク装置により表示したものの一例である。この例ではセンサー2がフェード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が一定という特徴があるため、H⁺のみでは極めて分解能がよいが、H⁺, O⁺のみでは縦向きになってくる。高質量側でベースラインが上り、かつハーモニックスピークが取り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	20~52 V (コマンド)
捕捉電圧	(0, -50), (-50, -100) (")
計数率	200 Hz ~ 1.3 MHz
質量	センサー1, 3kG x 2, 回路 26kG
消費電力	67 W

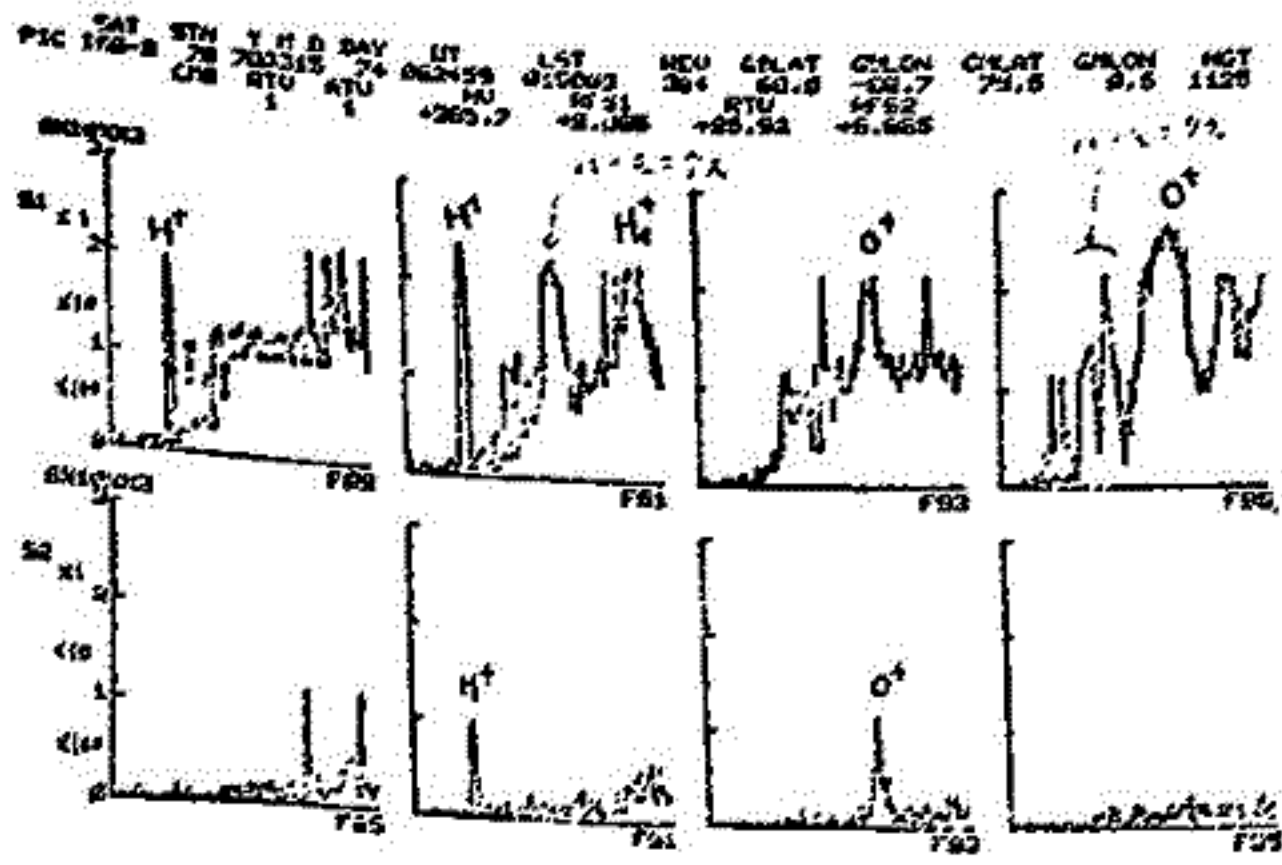


1表 測定器主要諸元



1図 ISS-6搭載質量分析計概念図

2図 観測シーケンス



3図 質量分析計によるイオン組成観測例

上段はセンサー1, 下段はセンサー2. 左半分は低マス(1~4 AMU), 右半分は高マス(1~20 AMU). そのほかの2組は倍, 高感度のマススペクトルである。縦軸は目盛りのところと10倍の感度が違っている。

16A-I 6 KYOKKO (EXOS-A) による真空紫外オージェ
撮像観測 (速報)

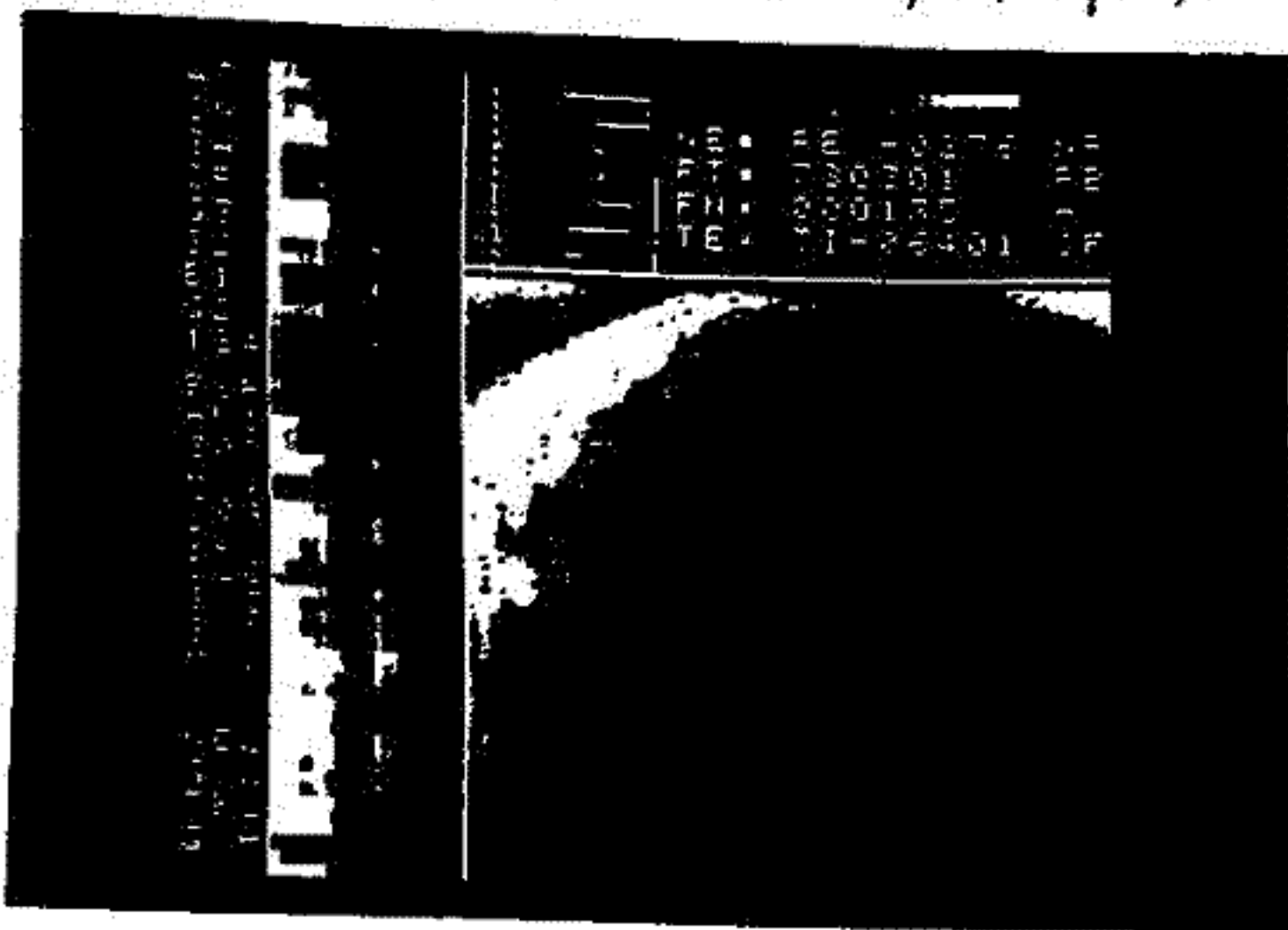
金田原 謙 (京大地球物理学研究所)
丹羽 登 (京大宇宙航空研究所)
高木 幹雄 (京大生産研究所)

日本時間2月4日 14時00分に発射された M-JH-2 号機に依りて軌道に投入
された宇宙科学衛星 EXOS-A (KYOKKO) に搭載されて居る真空紫外オージェ撮像装置
(ATV) は高圧電源を使用して居る為、稼働時の放電事故を防止する目的で、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、衛星の日本
上空通過時に試験稼働を行い、動作確認として直ちに観測に入った。周回数213に於
いて、ATVに依りて画像取得成功の確認が行われた。

この後、定常的観測体制を布き、3月1日迄は内之浦地上局 (KSC) に依りて観測に
基いた観測を行い、観測画像の quality check を充分に行った後、カナダ、チャーチル
地上局 (JNCS) (49°N, 74°W) のコマンド及び受信機能も使用した観測に入り、
1日4回分のデータ取得を行った。

取得した画像は、観測時の衛星位置・姿勢決定の計算に依りて、視野の中心方向を
決定した後、polar-projection への画像変換等を行う必要がある。この点に拘りては現在、
位置・姿勢決定の計算を行って居る段階である。この他に ATV データ固有の前処理と
しては、I) 与えられたテレメータ・データの枠内で観測画像の空間分解能を増加させる目的
として施した帯域反折の復元処理、II) テレメータ伝送路上で欠落したフレームの補填、III) 類似
輪郭の除去、IV) その他、の計算種も使用した基礎処理が必要である。現在最適の方法を
決定する為の試験処理を行った。下に示した事案は、上述の前処理を施した観測
画像の一例である。

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い、本処理の結
果及び、それを用いた解析結果の報告は次回以降に據る事とする。



ATVデータ Date: 1978年2月28日 (UT) 21^h46^m25^s

16A-I 7 KYOKKO衛星による極紫外放射の観測

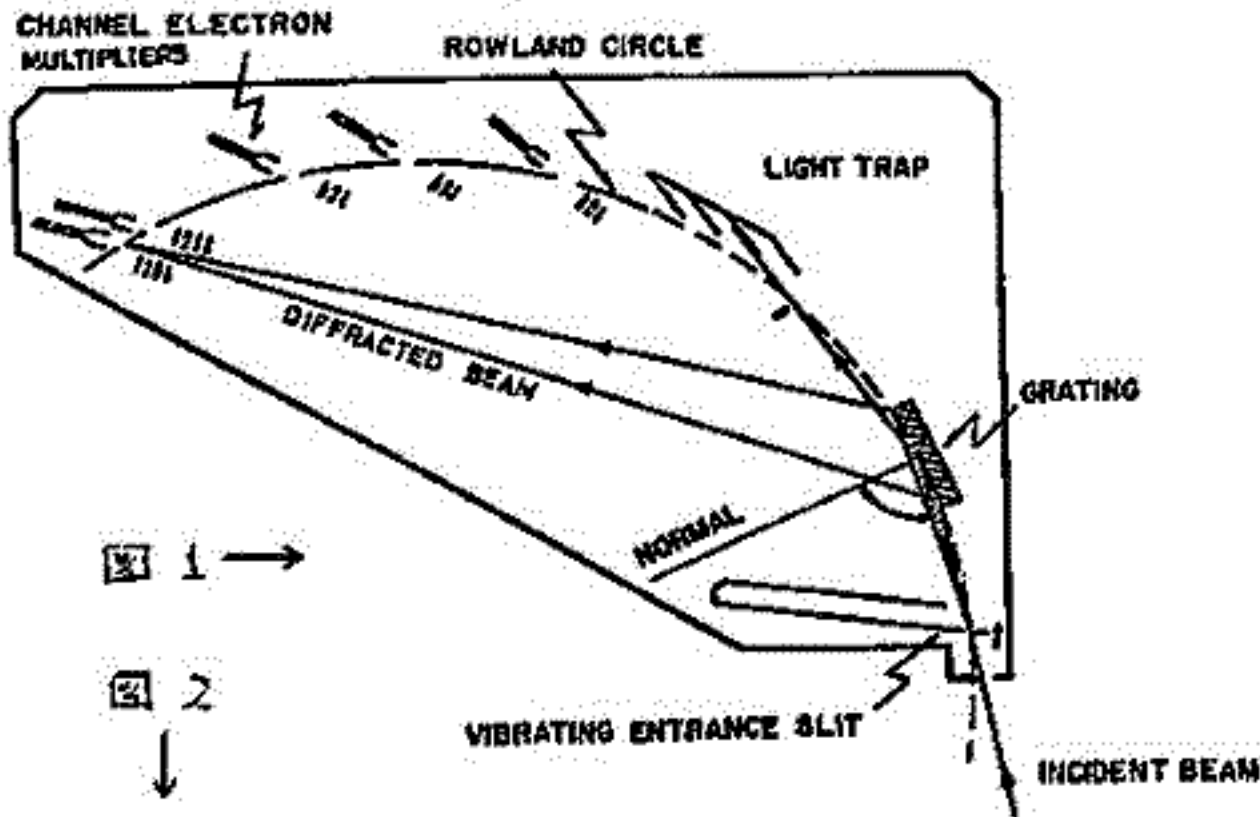
渡辺 隆, 大嶋新一, 中村正年
筑波大学 物理学系

観測概要

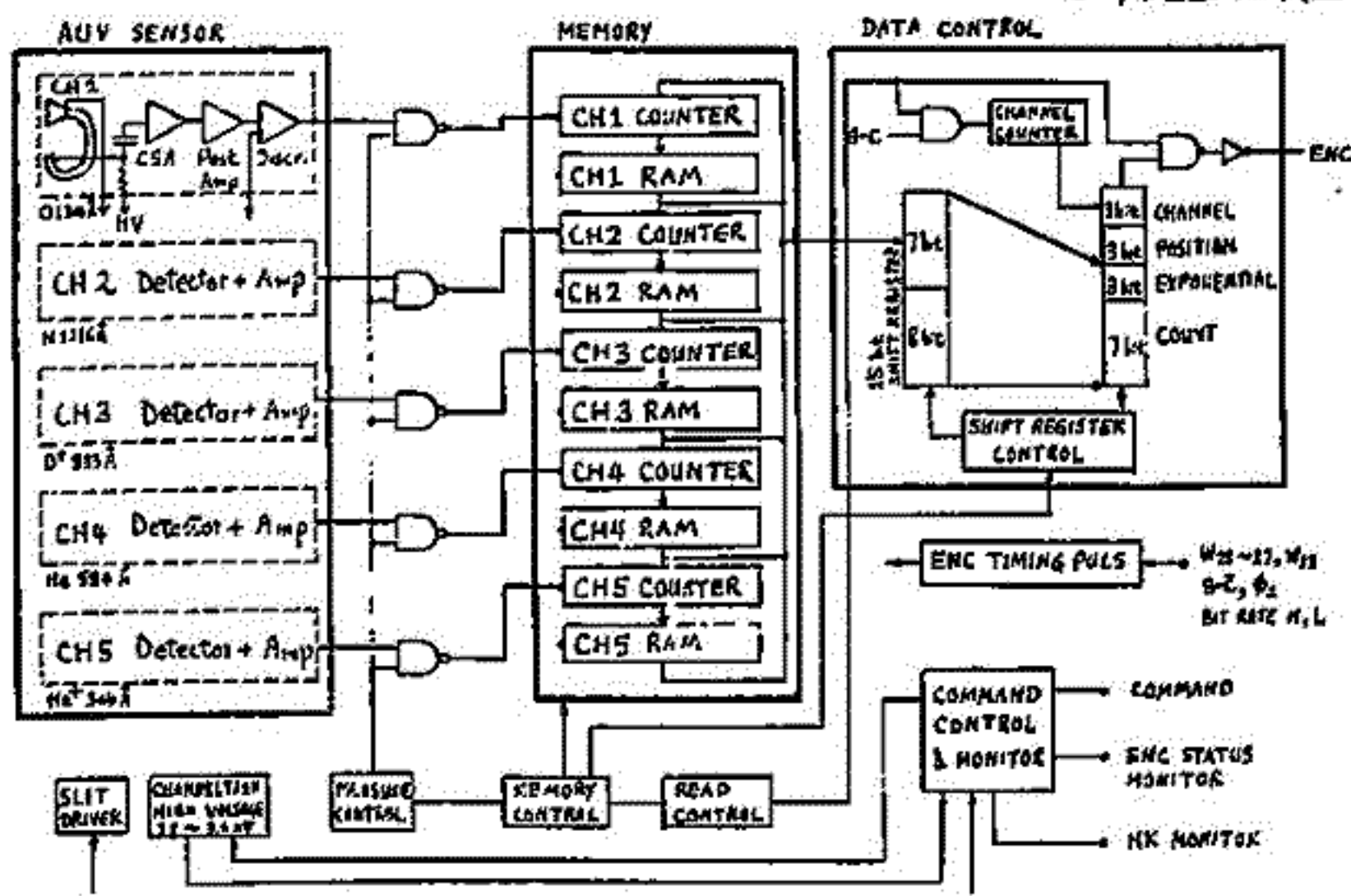
1978年2月4日(1600JST)に内の浦(KSC)より打上げられたKYOKKO衛星において極紫外外域の放射の分光観測を行っており、現在までの状態等について報告する。

KYOKKOに搭載された極紫外アウター観測器(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 $O 1300\text{\AA}$ 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。分光器の観測面(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、それぞれ輝線入射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42Hzで繰り返している。これによって輝線強度を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カウンティングされ、それぞれ約7秒間積算された後にエネコーダに出力され、テレメータにより地上に伝送される。



はピエゾ素子を用いた振動型で、約 15\AA の波長掃引を約42Hzで繰り返している。これによって輝線強度を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カウンティングされ、それぞれ約7秒間積算された後にエネコーダに出力され、テレメータにより地上に伝送される。



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、これから解析も行われ、各輝線強度の空間分布や時間変化を調べようとする計画である。

- 正イオン組成測定 -

佐川 水一, 巖本 巖, 水津 武
電産研

1978年2月4日、臨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。本稿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にセニャ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。セニャーはイオンレンズ、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リングする電極には-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っている。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 $10^7 \sim 8$ 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週目後、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), $14^h 13^m$ (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義の際に述べるが、初期運用の結果から装置の状態は、

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る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機(株)の矢清田氏に感謝します。

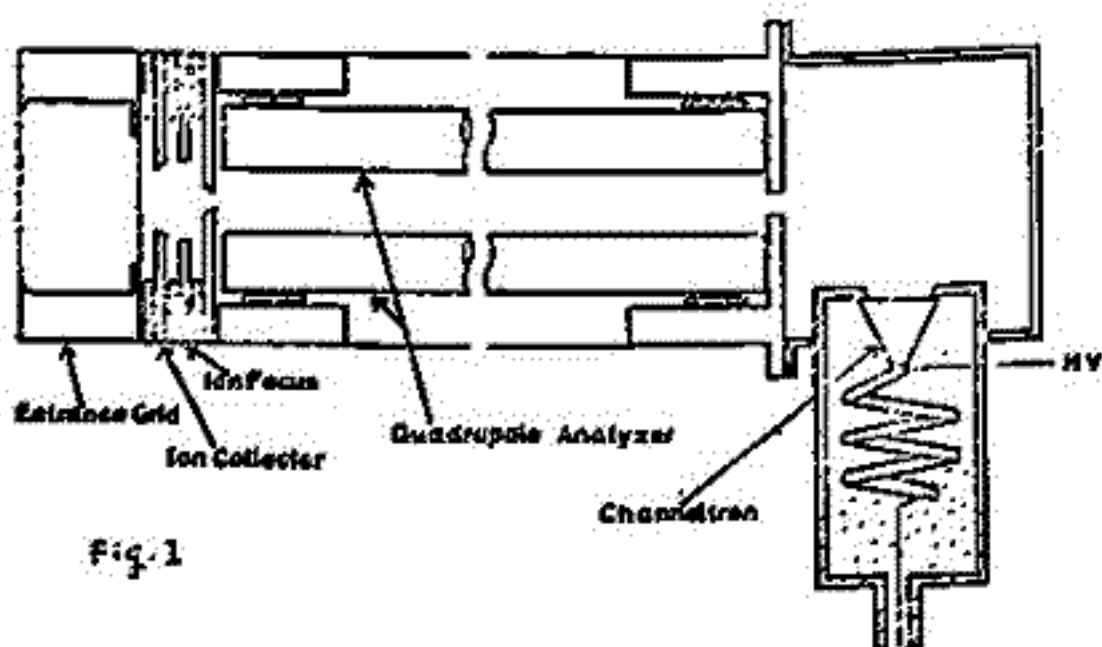


Fig. 1

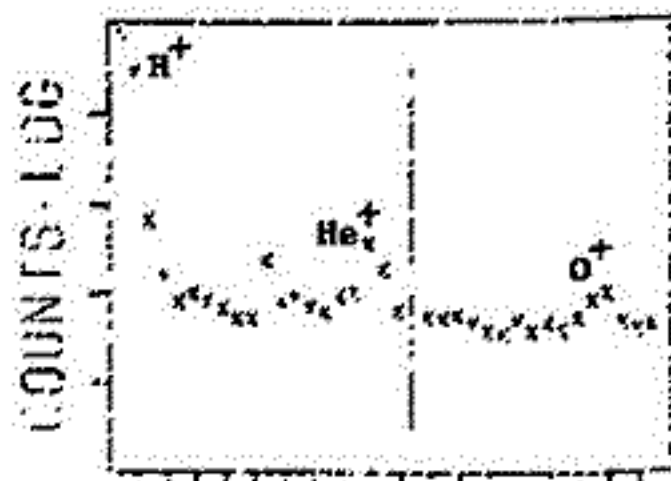


Fig. 2 STEP 3

16A-I 9 "KYOKKO" による低エネルギー電子
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、ほとんどの観測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

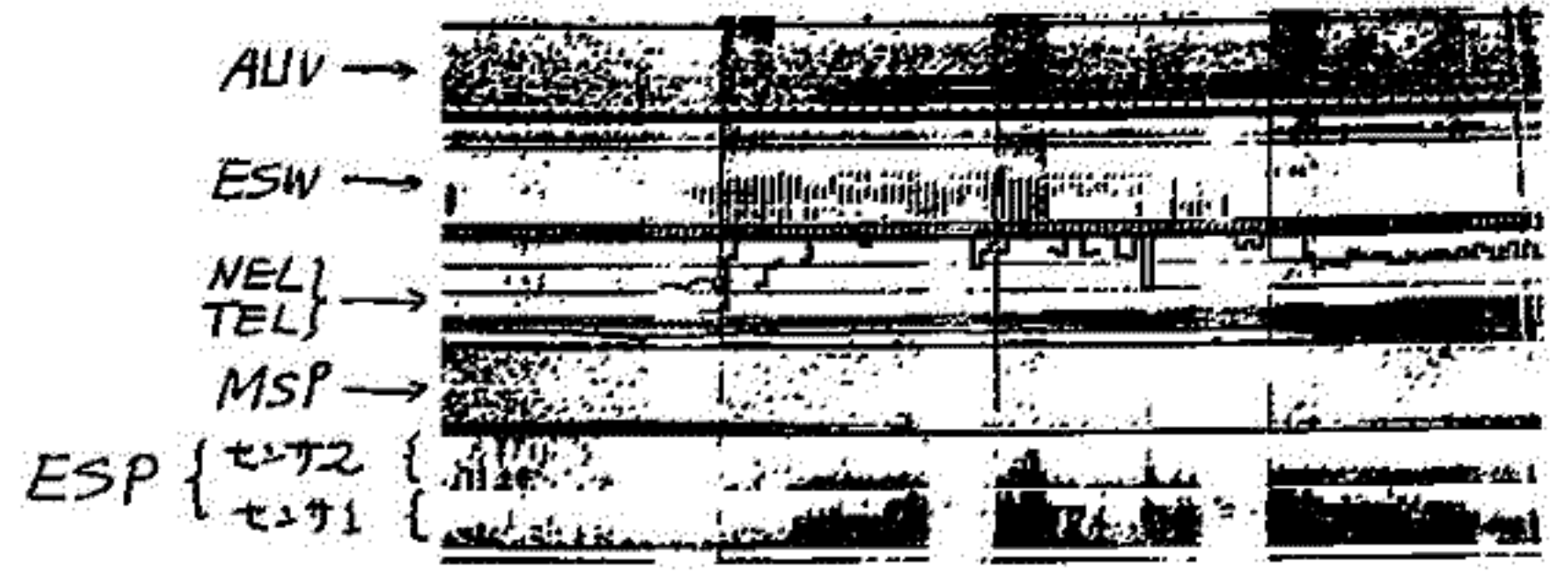
ESPの観測目的はオーロラ電子および電離層光電子であり、その測定エネルギー範囲は5eV~10keVである。掃引周期は1秒であり、音向的に搭載箇所に移動している。センサは2個あり、それぞれ、コリメータ、半球形静電分析器、チャンネルトロン(flexible multiplier)から成り、磁気シールドの為 high- μ metal で囲まれている。各センサは衛星のスラストキューブの上部に取り付けられていて、磁力線に沿った2成分の電子フラックス(upward flux と downward flux)を同時計測する。コリメータの視野は約5°x15°で、geometrical factorは $1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sr}$ 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 eV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LCUitのあることがある。フラックスの変化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り、Precipitation が急増している時ESRの強度も増えている例である。

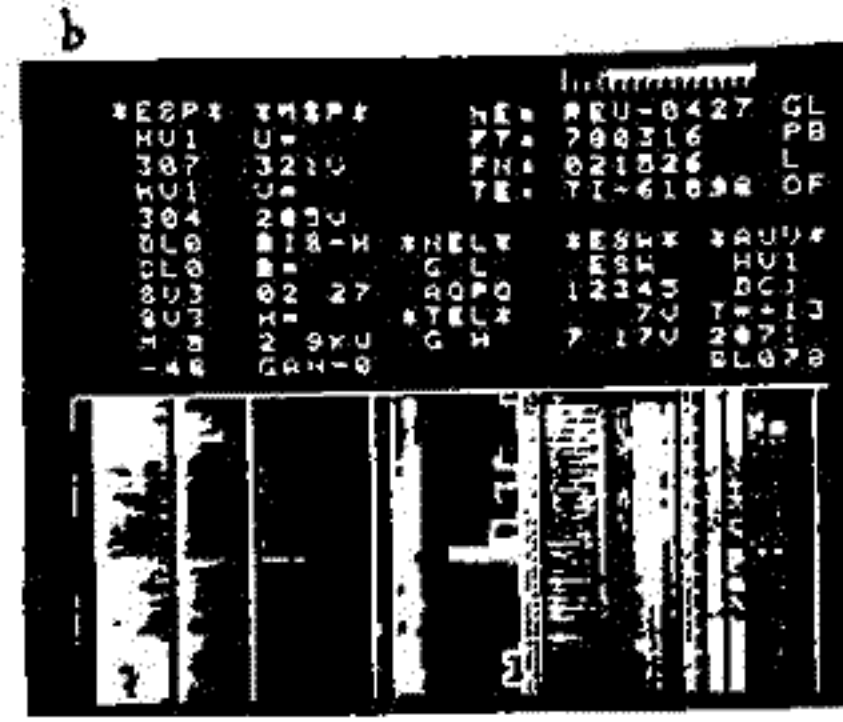


GLモードのデータ例(U-400 QLハートコピー)
Rev. 427

柴田 喬, 芳野 起夫,
(電気通信大学)

中村 長若, 伊藤 富造
(東大宇宙航空研究所)

最近ポーラーカスプオーロラヒス, ソーサーヤオーロラキロメ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こ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な説がある。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ジョンジュタイン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さ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 1/1 のフィルターにより受信強度を PCM で伝送する³⁾。センサーとして全長 5 m のダイポールアンテナと衛星面から約 1 m のびる 2 個のフラゲッドアップ (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 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。a では受信器のノイズのみで波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。衛星が北極道くでの b では高エネルギー電子のフラックスの増大に伴って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補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. 91, 1762 (1976)
- (2) R. W. Boswell et al. Phys. Rev. Lett. 59, 277 (1977)
- (3) 科学衛星 EXOS-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、
ミクロ物理現象が明らか
になる。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。

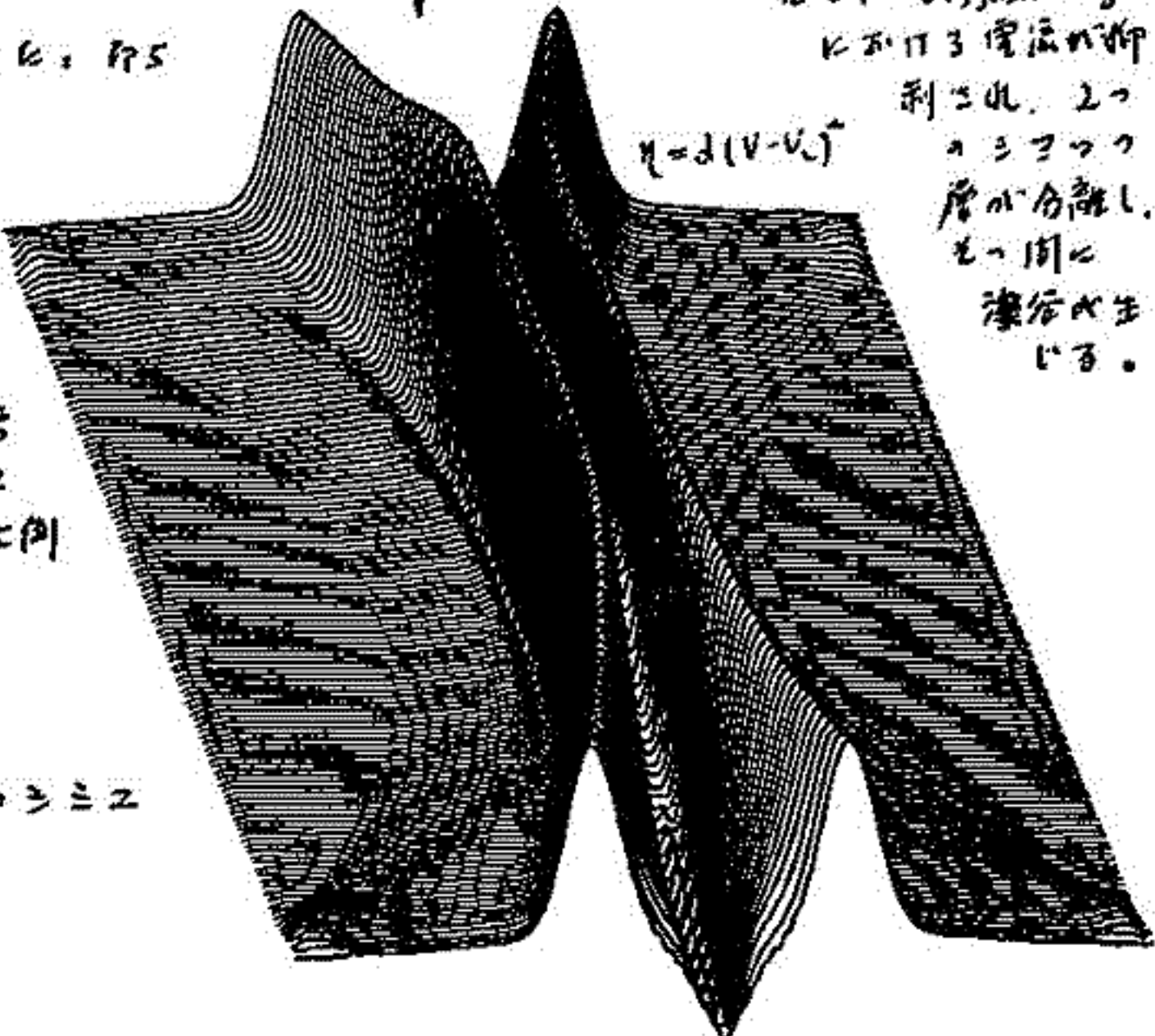
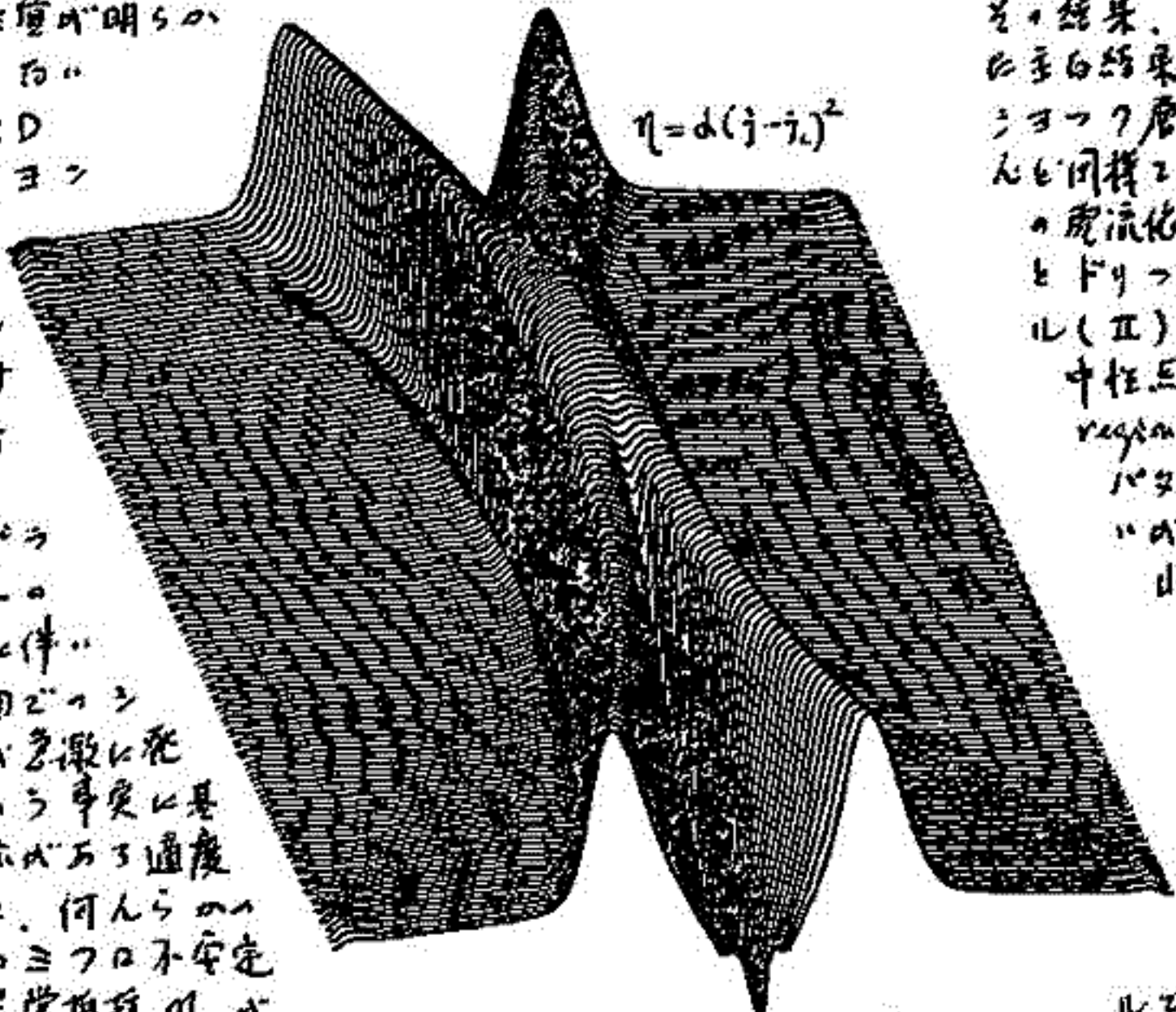
我々のプラ
ズマシートは
thinningに伴
って磁気中性面近
傍で電流が急激に発
達する。この事実を基
に、電流が所与の強度
を達すると、何んらの
プラズマシート不安定
が生じ、異常抵抗が
発生する。この仮説を導
入し、即ち

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

今回、Davidsonの
解析から、lower-hybrid drift
instabilityの解析の結果に
基づき、磁気中性面近
傍で電流が、中性面近
傍でドリフト速度Vの2乗に比例
するとする。この抵抗モデル、即ち

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

を仮定し、このモデルと同様のシミュ
レーションを行なった。



の結果、このモデルは小
さい結果（加速・加熱・
シフト層の形成）は同じ
に同じ様子を形成し、抵抗
の発達はモデル(I)
とドリフト速度依存モデ
ル(II)の間では、磁気
中性面近傍 (Diffusion
region) における電流
パターンの大きさを違
う点で異なる。即ち、

モデル(I)では Diffusion region
における電流が
フラットな形
を呈する。即ち
(上図参照)

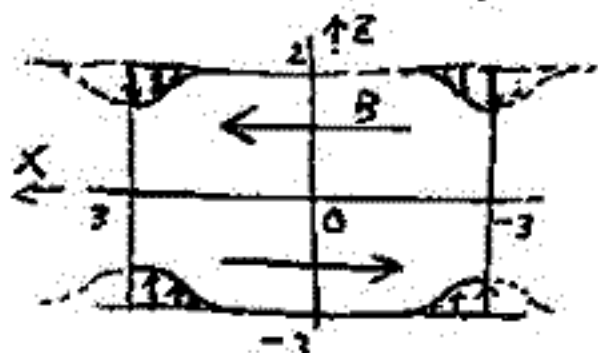
モデル(II)では Diffusion region
における電流が抑
制され、2つ
のシフト層が分離し、
その間に
溝が生じ
ている。

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・林隆世
(東大理)

この論文は林-佐藤⁽¹⁾によってX型リコネクションのMHDシミュレーションが行われ、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を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はプラズマを閉じ込め、その可能性が大きいことをO型リコネクションと定義する。このように両者の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を予想される。磁気圏尾部にはO型リコネクションが起るとすると、少なくとも1時的にO型のmagnetic islandsが形成されるであろう。極限条件でのリコネクションに伴ってmagnetic islandsが形成され、その結果、プラズマのdisruptionが起るといわれる。従って、X型リコネクションとO型リコネクションを研究することは非常に重要である。

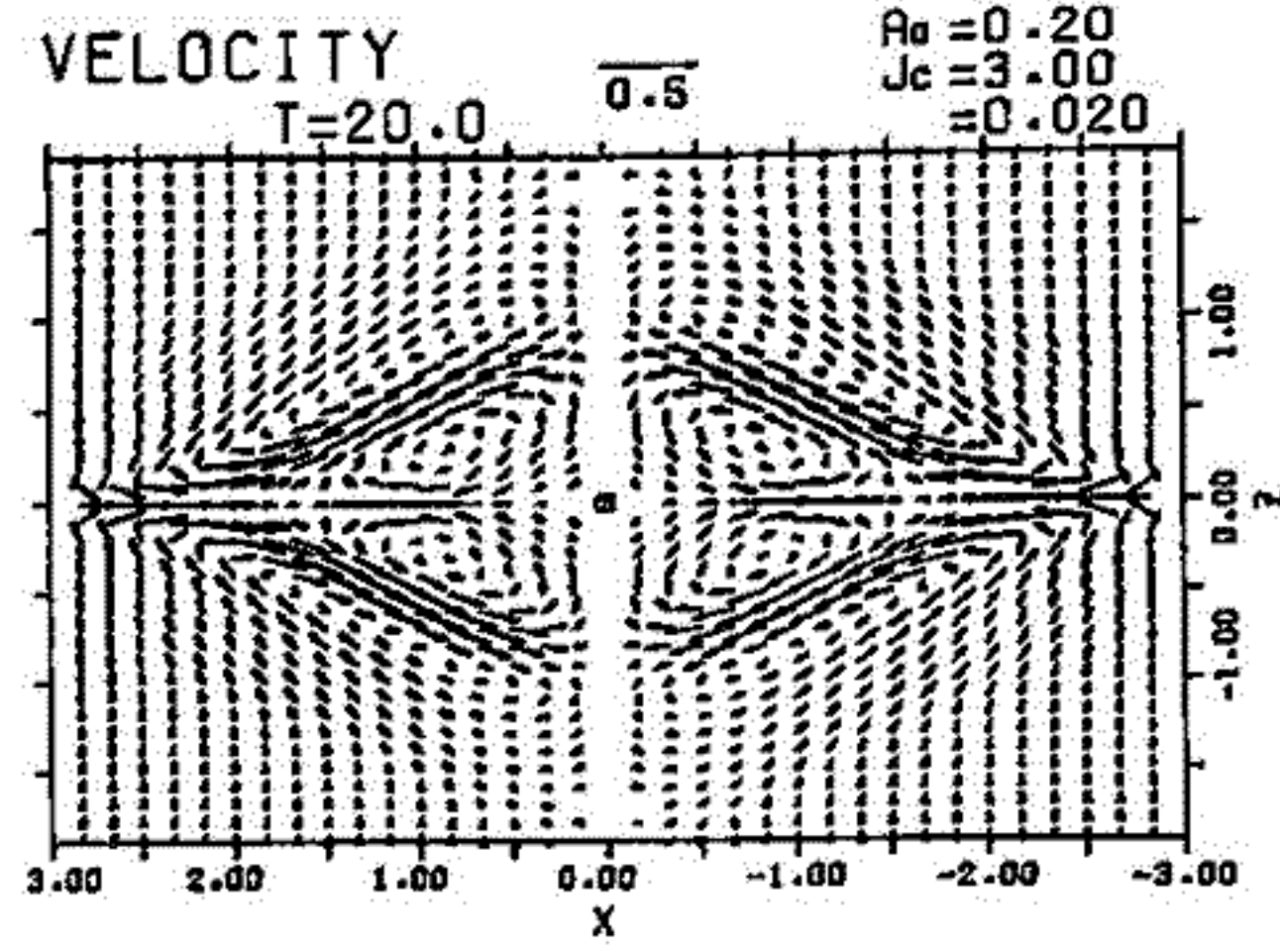
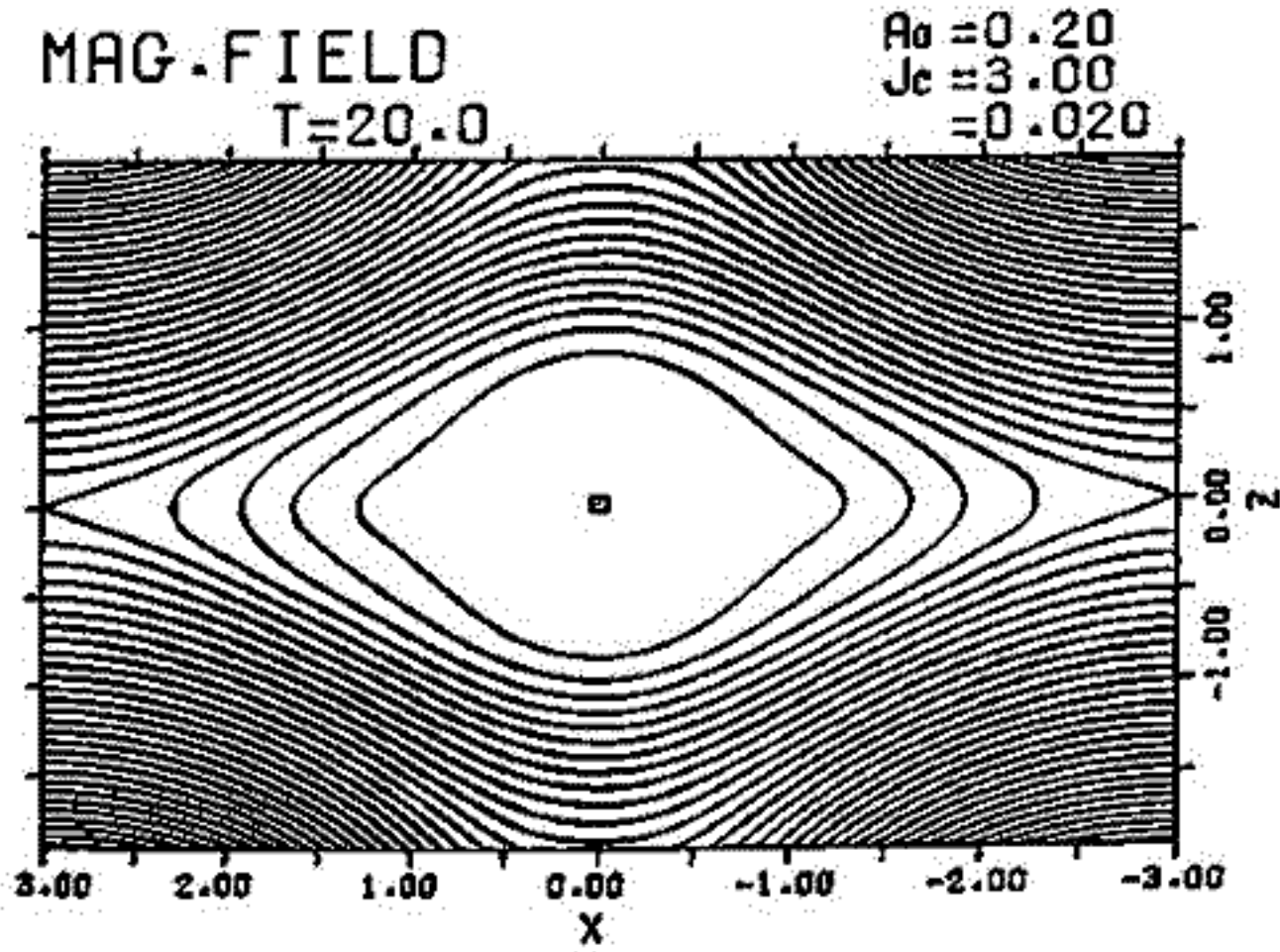
典型的なO型リコネクションのシミュレーションが行われ、初期条件としてX型の場合と同様に平衡の反平行磁場配置と取り、境界条件として、下図に示すような条件の両端($X = \pm 3$)



からプラズマを対称的に流入させる。

得られた結果の詳細は構成の際にのべるが、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のプラズマのflow patternを右に示す。

(1) JGR Vol. 83, p. 217, 1970



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

武井 惠 雄
(東北大学理学部)

Auroral Kilometric Radiation (AKR) は、オーロラと共に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、きりれてきた。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、と考えて向違いをかける。従って、個々の elementary AKR の電波源は、いわゆる E_p の形成される磁力線に沿った磁気圏内部であろう。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 によつて同定された AKR バ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っているものがある。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、真の電波源はもと並い磁気圏内部にあり、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 MHz) 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も十分であり、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ようが、揺らぎの強度が数 μ 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 のつくる際に入ってしまう、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、おたかおそ二に電波源があるかのように観測される。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 ($\sim 10^{-14} \text{ W/m}^2/\text{Hz}$ at $60 R_E$) や、Hawkeye 1 による探検で決めた AKR バ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。

7. 乱流
東京理科大学物理研究所

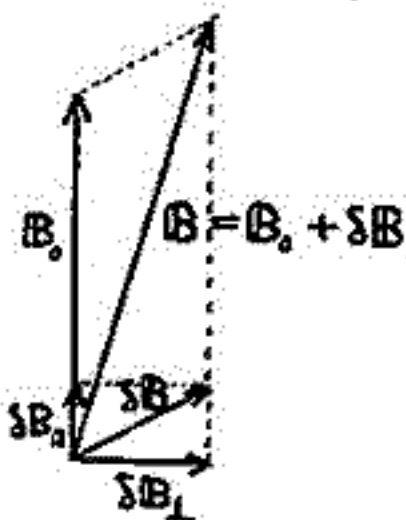


Fig. 1a

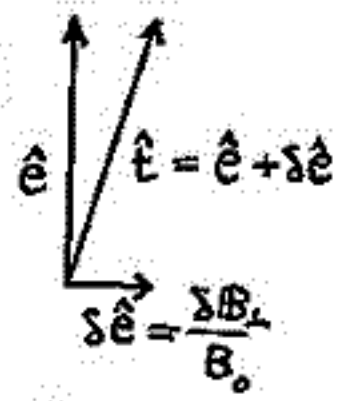


Fig. 1b

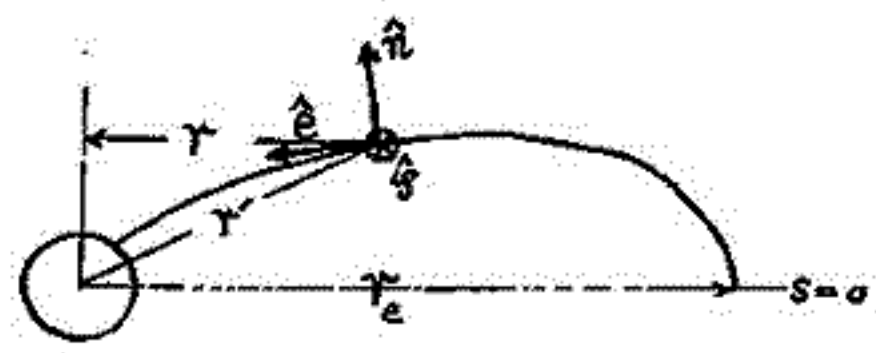


Fig. 2

オーロラ粒子の加速にもなる擾乱磁場沿りの加速機構は次の通り

- (1) Coherent acceleration ($E_{||}$, 向向の対位に併し, Fermi-B 加速等)
- (2) Stochastic acceleration (乱流電磁場での cyclotron, bounce 共鳴による拡散)

に与えられる。今回は粒子の磁気エネルギー $\mu = w_{\perp}^2 / B$ の保存と異なる様子の Cyclotron period に比し時間的に充分早く変化する電磁場による粒子加速を考へる。Fig. 1 に示す擾乱磁場を $B = B_0 + \delta B$ と仮定し, unperturbed magnetic field 方向の単位ベクトル $\hat{e} = B_0 / B$ とす。全磁場方向の単位ベクトル $\hat{e} = \hat{e} + \delta \hat{e}$, 但し $\delta \hat{e} = \delta B_{\perp} / B_0$ 。

粒子の運動は gyration - 運動と guiding center 運動に分けられる。

$$v = v_{\perp} + v_g, \quad v_g = v_{||} \hat{e} + v_D = v_{||} \hat{e} + v_D$$

大文字の $v_{||}, v_D$ は全磁場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り, Guiding center の運動方程式は

$$m v_D = (\partial B / \partial s) \hat{e} \times [-\partial E + \mu \nabla B + m v_{||}^2 (\hat{e} \cdot \nabla) \hat{e} + m v_D (\nabla \cdot \hat{e}) + m d v_D / dt] \quad (1)$$

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

一方, 磁場沿いの加速率は $w_{||} = m v_{||}^2 / 2$ とす。

$$d w_{||} / dt = m v_{||}^2 v_D \cdot [(\partial \cdot \nabla) \hat{e}] + [m v_{||} v_D \cdot [(\nabla \cdot \nabla) \hat{e}] + \partial B_0 v_{||} \delta \hat{e} \cdot (\hat{e} \times v_D^{\perp}) + m v_{||} \hat{e} \cdot (\partial E - \mu \nabla B)] \quad (3)$$

とす。右項は磁場沿いの加速による Fermi type-B 加速, 最後の項は $E_{||}$ 及び v^2 magnetic mirror effect である。以下で 2, 3 項による加速 $\tau \gg \tau_b$ (bounce period) である粒子に適用する。

$$\langle d w_{||} / dt \rangle = \langle (v_{||} \cdot [(\partial \hat{e} \cdot \nabla) \hat{e}] + \delta \hat{e} \cdot [(\partial \cdot \nabla) v_{||}]) m v_{||}^2 \rangle \quad (4)$$

赤道付近では磁場の s-方向の変位 δs と δs^2 と

$$\langle d w_{||} / dt \rangle \approx w_{||} v_E \frac{\partial B_0}{\partial s} \frac{\partial \ln r}{\partial s} \quad (5)$$

左図に示す様に τ の加速は常に正である。bouncing motion による cancel はない。

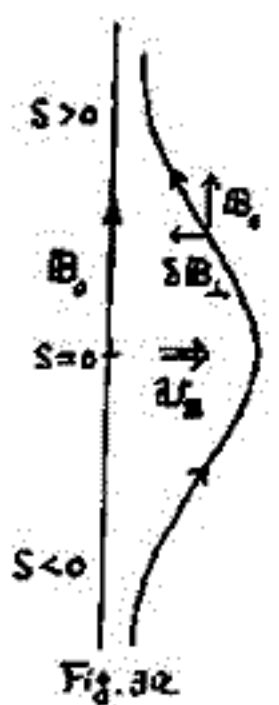


Fig. 3a

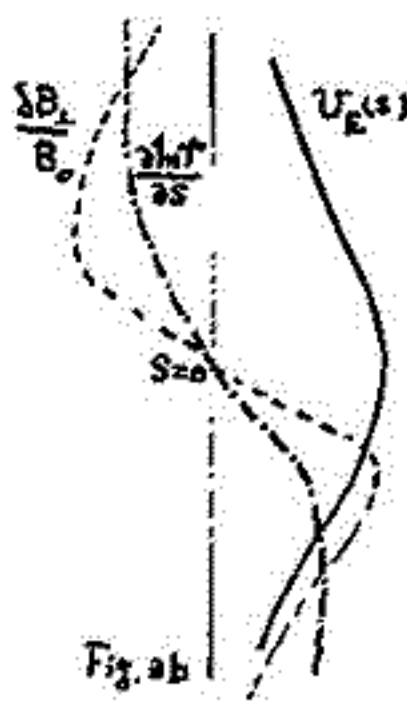


Fig. 3b

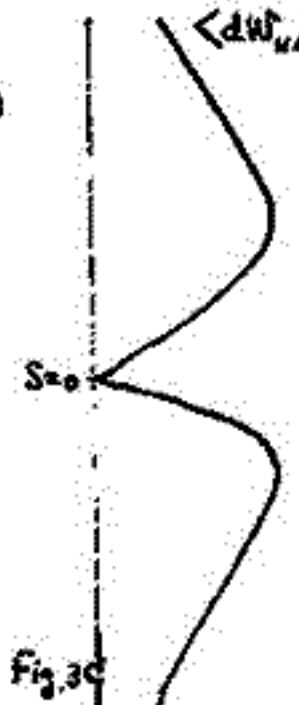
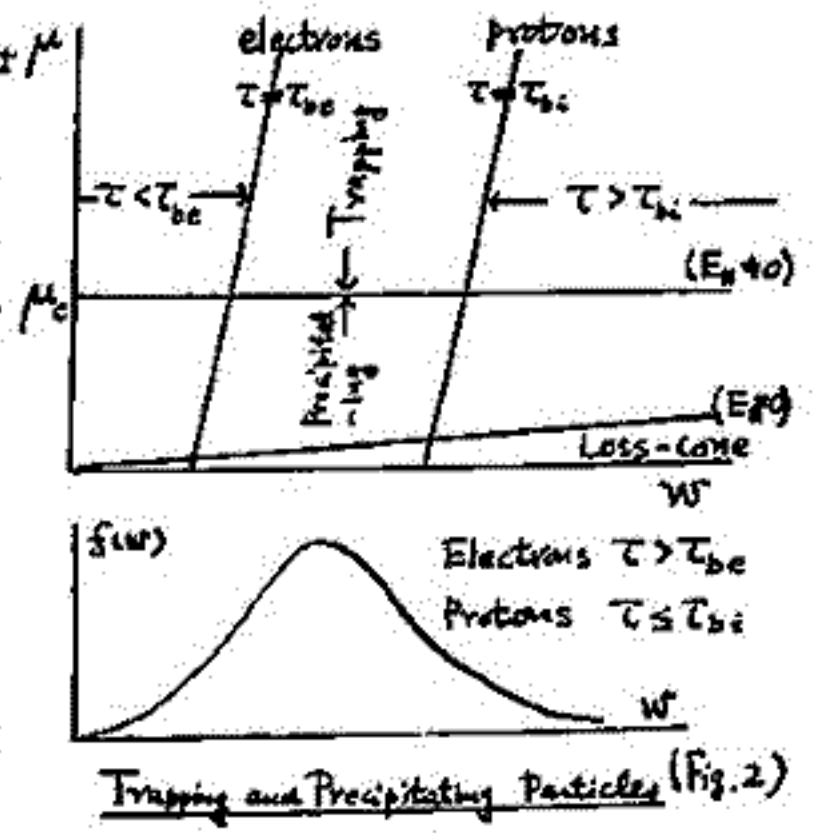
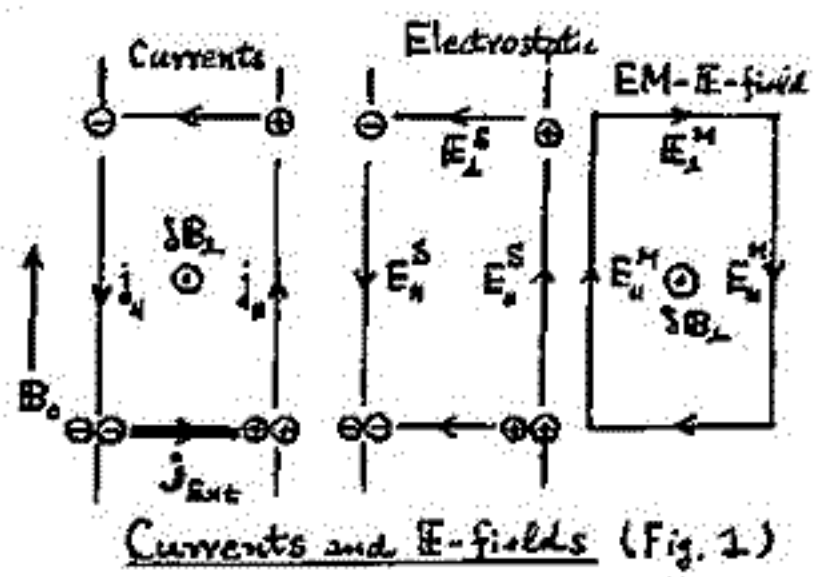


Fig. 3c

尾崎政男 玉尾 孜
東大 理 地球物理研究施設

最近オーロラ粒子的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 の提唱がなされた。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とは有効であるが、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を伴う点については難がしい。他方、後者はピッチ角分布には都合良いが、 E_{\parallel} のどの構造が生じ、それが維持されるかはこのところ全然解答の与えられていない。究極的には空間的に三次元分布のオーロラ帯は局所性のある問題として考えざるを得ない。self-consistent の解答は得られず、今回は space charge を磁力線沿いには電子 carrier があり、必然的に field-aligned currents を伴う Alfvén 波が伝うた磁気圏尾の二次元的な発電（た場合の、それに伴う E_{\parallel} , δB_{\perp} , 粒子落下等）を考へてみる。この場合、先に提案した δB_{\perp} と E_{\parallel} の関係は、電場の space charge による E^S (Electrostatic) と δB_{\perp} に関係する E^M (EM-induction) の和として考へる必要がある。



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

一方、space charge や δB_{\perp} を伴う磁力線に垂直方向のドリフト（ $\hat{e} \times \nabla \phi$ の polarisation drift）は全体の E_{\perp} に利いて来る。

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

問題として巨視的または流体近似を取扱ふ。

- (i) guiding center 分布函数を導入して気体論的に扱ふ。
- 何れの場合にも以下の事情を考慮する必要がある。
 - (i) E^S と E^M は互いに cancel する。その結果、mirror field による trapping には $|E_{\parallel}| / |E_{\perp}| \approx (V_g / l_{\parallel} \Omega_c)^2 \ll 1$ 但し V_g はイオン音波速度、 Ω_c はイオン gyro-frequency である。
 - (ii) 例外的には $\mu < \mu_c \equiv |q E_{\parallel} / \partial B_{\perp} / \partial s|$ の粒子は単調に加速され、終には落下粒子となる。従って $\mu > \mu_c$ の粒子は trapping 粒子 ($\tau > \tau_{bc}$, $\mu > \mu_c$) の存在系として考へてみる。(Fig. 2 参照)
 - (iii) 特に trapping 粒子の中の mirror point の側の粒子は波の発生源域に於ける E_{\perp} の効果に記憶して発生源域外の広い範囲にわたる bounce motion をする。従って、仮か見かけ上 Alfvén 速度 V_A よりも速く伝播する可能性がある。
 - (iv) 波の発生源として (1) 磁気圏尾の地球側対流運動層化に伴う $P_{\parallel} > P_{\perp}$ 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 を考へてみる。

山本 隆 (東大理)
王尾 政 (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。これ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 $\sim 10^{13}$ 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、 $10^{13} (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1})^{-1}$, $0.4 \text{ ergo} (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1})^{-1}$ のフラックス, エネルギーフラックスをもつ電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のう仮定をかけた。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こと、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_0) と考える。明瞭的にそれ以前の磁気鏡による反射時に、反射点が高度 100 km にあった粒子のビッチ角を α_0 とする。ビッチ角が α_0 より小さい粒子は、それ以前の地球への接近時に電離層へ降下してしまっているはずである。 $90^\circ > \alpha > \alpha_0$ 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。ここで、 $90^\circ > \alpha > \alpha_0$ も、高度 100 km のその点における速さ v_0 の粒子に対する "effective loss cone" と呼ぶことにする。

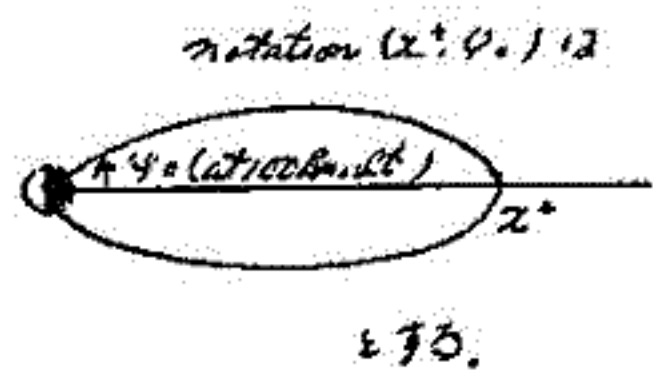
4. DETERMINATION OF α_0

磁気モーメント $M = \frac{1}{2} m v_0^2 \sin^2 \alpha_0 / B$ の保存を仮定すると、

$$\sin^2 \alpha_0 = B_0 v_1 / B_1 v_0 \tag{1}$$

(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) (v_0, α_0) の粒子が、磁場 B_1 の反対側の半期の反射点 (高度 100 km) にいたとき、エネルギーが $2W_1$ であり、これを仮定する。 B_0/B_1 を 1 とすれば、 $\sin^2 \alpha_0 = v_1/v_0$ 。これは effective loss cone が半反復時間内のエネルギー変化によっ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。

ϕ_0	α_0	v_1/v_0	$2W_1$ (eV)	α_0 (deg)	effective p.v.a.	model
90°	33.8°	0.5	49	65	25	dipole field
80°	"	1.0	115	73	17	
70°	"	2.0	460	78	12	
75°	15.6°	1.0	115	85	5	
82°	52.4°	1.0	115	59	36	
75.5°	19.7°	1.0	115	56	4	realistic field
77.1°	25.5°	1.0	115	80	10	



A. Hishida

Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo

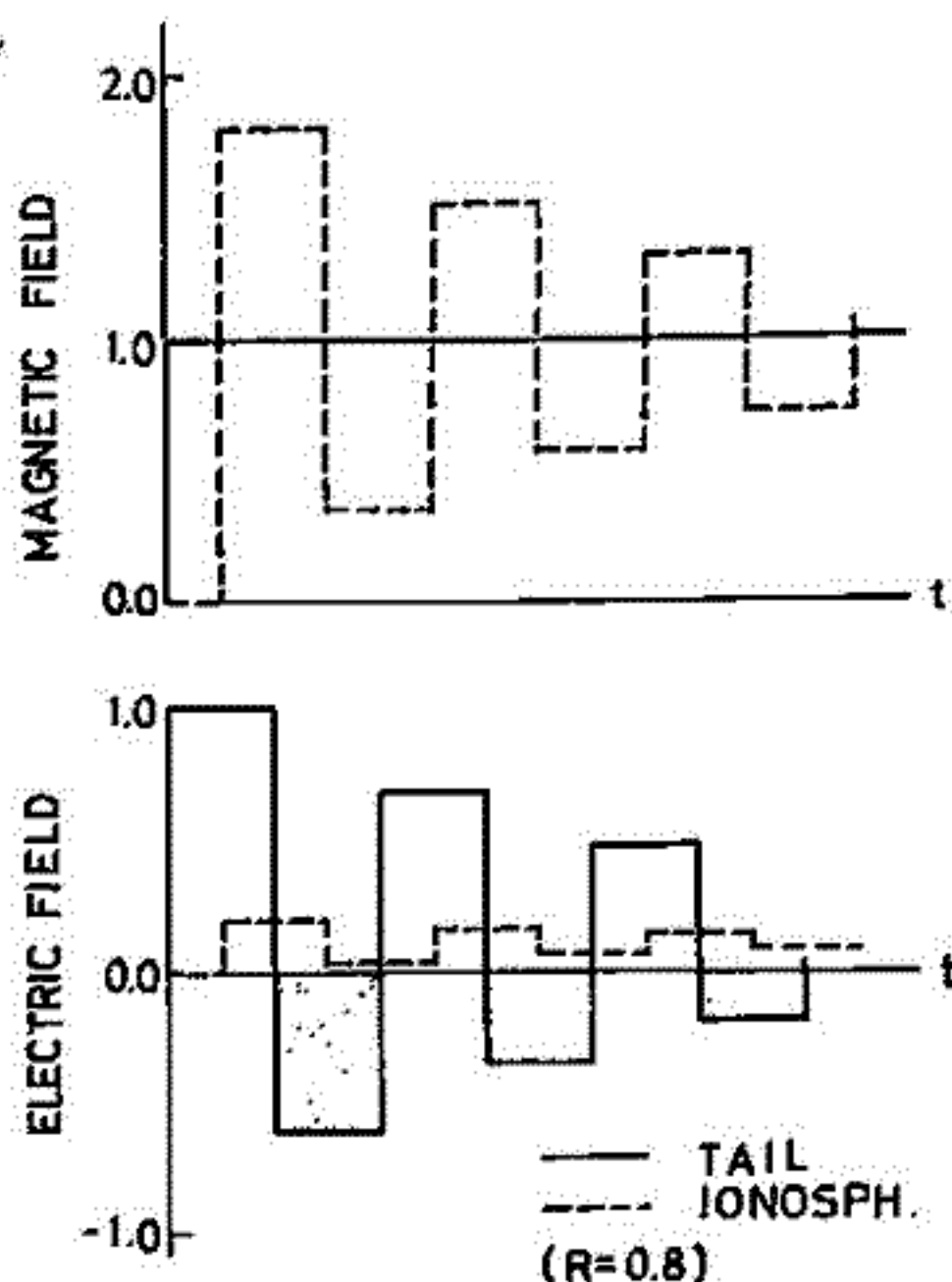
Ionospheric currents produced by energy supplied from the magnetosphere represents one of the basic constituents of the magnetospheric disturbance phenomena. There are, in general, two possible ways by which the current is driven. The first is by imposing electric potential difference of given amount 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, 5155, 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

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 されてくるが (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。極圏磁場南向き成分に対する AL 及び AU index のインパルス応答 (家森・前田・志月 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、それは、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 (I.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く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 (E_s) の f_oE_s と $h'E_s$ 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 f_oE_s 及び $h'E_s$ の一時間値と、地上磁場 H 成分を使用した。 f_oE_s は、 E_s 層が透明になり始める最低の周波数で、中緯度の E_s 層に関しては、ロケット観測との比較により、 E_s 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くる。(Reddy and Rao, 1968)。 $h'E_s$ は、 E_s 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 及び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) E_s 層の見かけの高さ ($h'E_s$) は、eastward jet と westward jet で異なり、これらの関係は、これまでにはわからなかった jet の中心の高さの関係とはほぼ一致する。すなわち、eastward jet の場合は、westward jet の場合より、10~20 km 高い。ただし、eastward jet の場合、 $h'E_s$ はかなり低い値を示す。
- 2) 夜間の f_oE_s と $h'E_s$ は負の相関を示すが、昼間はむしろ逆。
- 3) westward jet 強度 (ΔH) と f_oE_s は、真夜中では ($22^{LT}-2^{LT}$) 相関を示さないうえ、朝側 ($3^{LT}-8^{LT}$) 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 f_oE_s 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、 f_oE_s 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 f_oE_s
(a) 22 LT - 2 LT
(b) 3 LT - 8 LT

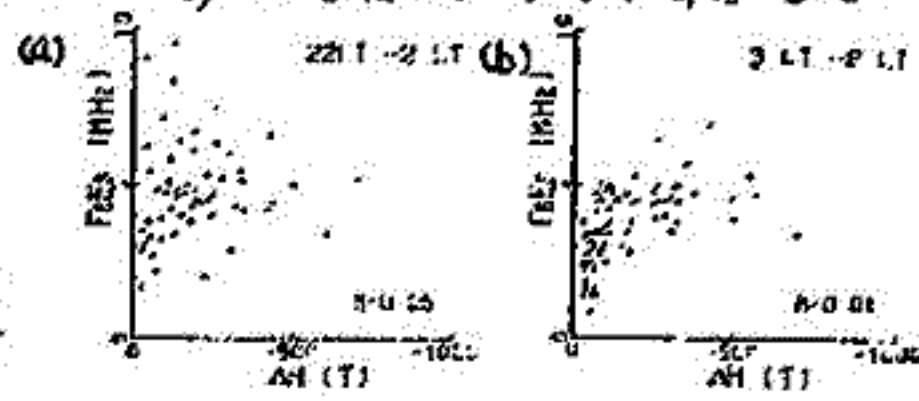
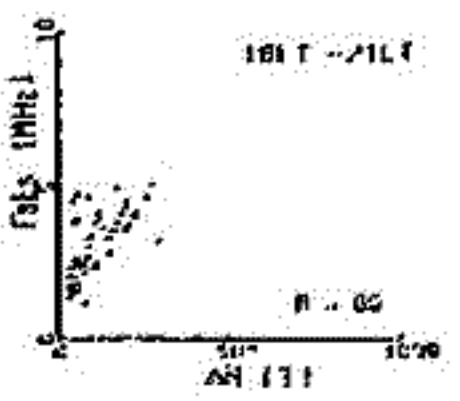


図 2 →
eastward jet
と f_oE_s
18 LT - 21 LT



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, 発展の様相を調べるために, 2次元の数値解析を行なう。こ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り, それが確められた。

基礎方程式は

$$V_{\perp} \cdot J_{\perp} = \frac{J_{\parallel}}{h} \quad (1)$$

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

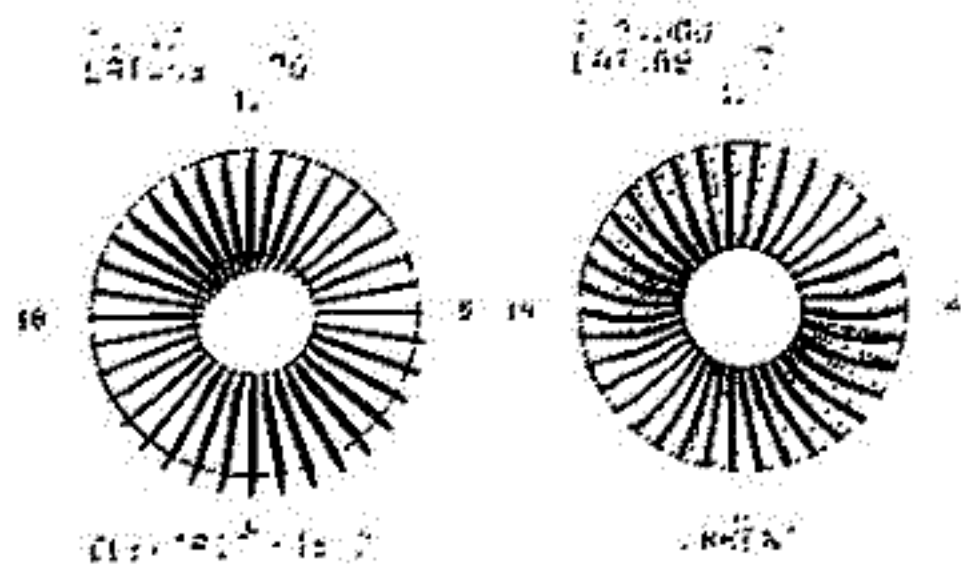
の2式と, 電離層と磁気圏との結合をモデル化した

$$L \frac{dJ_{\parallel}}{dt} = V_{\perp}^2 d^2\psi \quad (3)$$

の3式である。ここに 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 $\mathbf{E} = -\nabla\psi$ 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。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, 単一バックグラウンドの J_{uc} に大きく依存すると考えられる。そこで簡単な J_{uc} の下 (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, 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 ψ の擾乱を与えると時間と共に ψ 及び J_{\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を確認された。またこの場合は $J_{uc} = 0$ の場合に比べ不安定性が起りにくい。



上にある図は, 系に $11.1 \mu A/m$ の南向き電流 $J_{uc} = 0.7 \mu A/m$ を与えた。

高橋 圭衛, 斎藤 尚生

東北大・理

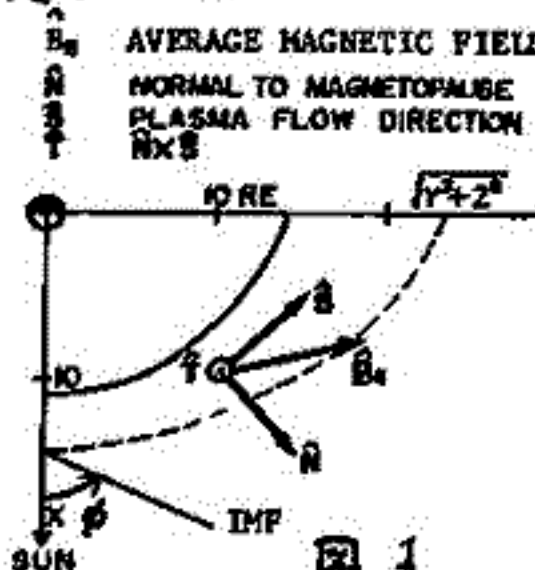
Magnetosheath において観測される磁気流体系波 ($T \sim 10 \text{ Sec}$) は, Bow shock の上流から入射した波動と, Bow shock あるいはその下流において発生 (あるいは減衰) した波動から成る。この二つの種類の波動を判別することは, 波動の起源を知るために必要である。この観点より Magnetosheath の磁気流体系波を Bow shock 上流の磁気流体系波と比較する。Bow shock に入射する波動は, 下流に伝わる場合にモード, 振幅の変化を受けるのでその点も考慮してデータの解釈を行なう。

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 以内に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 の方向により, パワーと, 各成分間のパワーの比が変化する。
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ることが必要である。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与えられる。

結果 $0 \leq \phi < 60^\circ$ の場合には, N 成分の比が 10 以上に達する事は, 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_0	N	S	T	B_0	N	S	T
SOLAR WIND	* 2.0 Y^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 1

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

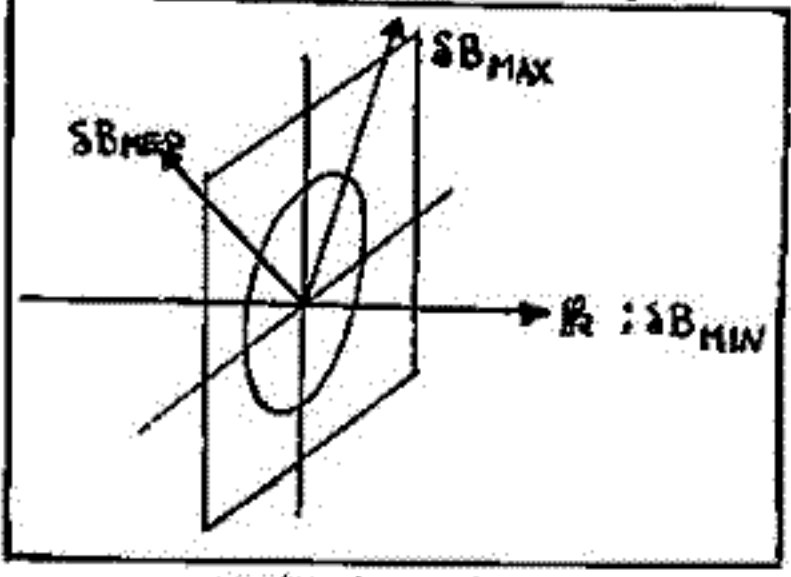
16P-I 21 磁気圏尾部における P₃型 P₃ 磁場変動の
LARGE-AMPLITUDE WAVE と 12 の波動特性

湯元 清文・斎藤 尚生
(東北大・理)

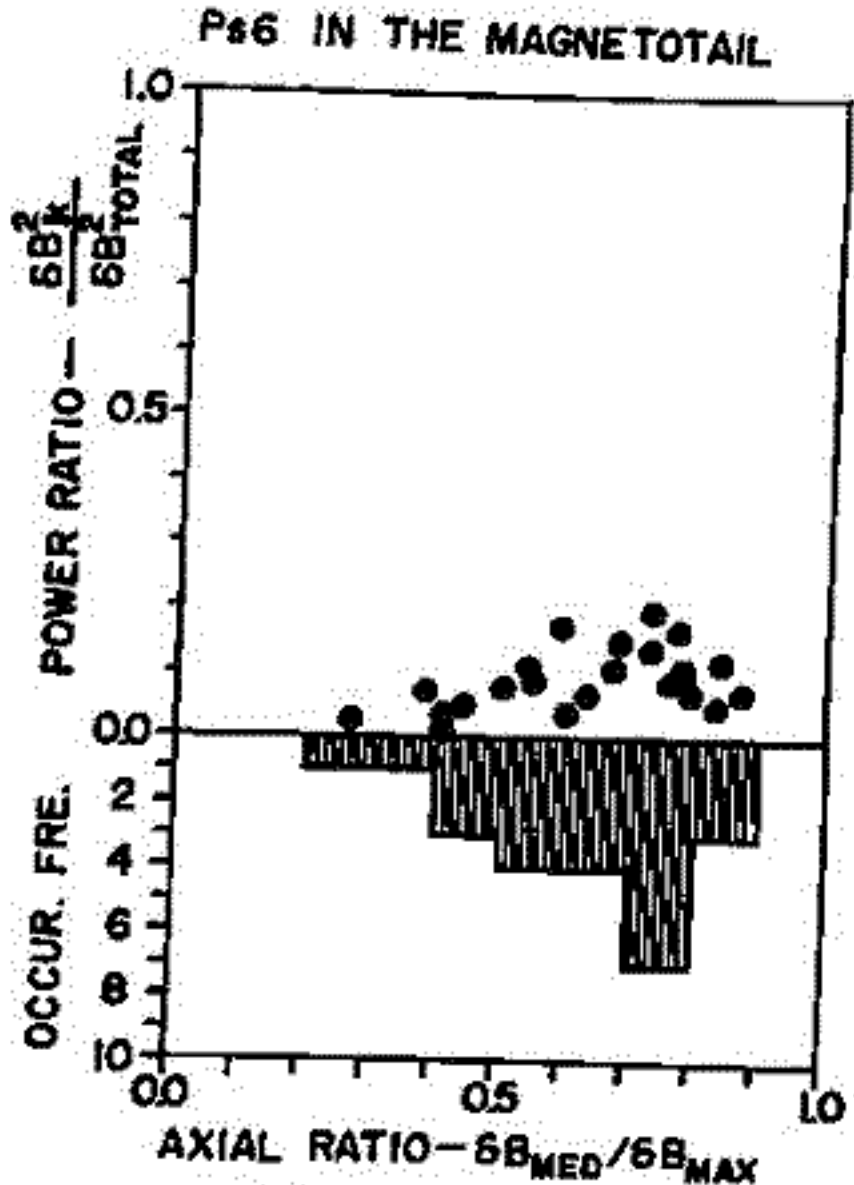
磁気圏尾に伴って長周期 (T=10~20分) の減衰型磁場変動 (P₃型 P₃) が、X_{SM} ~ -15R_E の磁気圏尾部で発生することが見いだされている。この変動の振幅 δB と平均磁場 \bar{B}_0 の比は $\frac{1}{3}$ 程度であるので、磁気圏尾部で観測される P₃ を small-amplitude 理論で説明することには無理がある。よって今回は、large-amplitude 理論を展開する為の第 1 段階として、P₃ が large-amplitude wave であるという見地から、P₃ の波動解析を行った。

解析方法としては、variance 法 (変動磁場の minimum variance の方向に B-vector を仮定) を用いた。観測された変動磁場を、B-vector の方向が主軸となる座標系に変換し、B-vector に垂直な面内の偏波を調べた (才 1 図参照)。解析に用いた磁場記録は、OJ-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 P₂ が固定できる 23 events の P₃ についてのみ解析を行った。

解析結果の一部を才 2 図に示す。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た。磁気圏尾における磁化 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、P₃ の ($\delta B_{\text{MIN}}^2 / \delta B_{\text{TOTAL}}^2$) 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、P₃ 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 図)



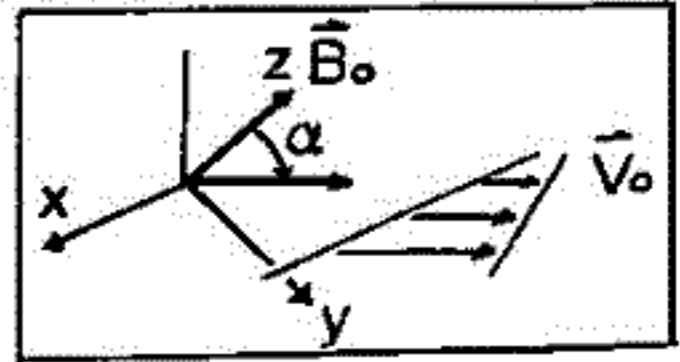
(才 2 図)

による HM-WAVE の発生

湯元 清文
(東北大・理)

地磁気圏動の発生機構の1つとして、velocity shear 不安定性が考え得る事を、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 計算によって求めた。

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 の座標系は前1回の如く設定し、 B_0-V_0 面に垂直な 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、

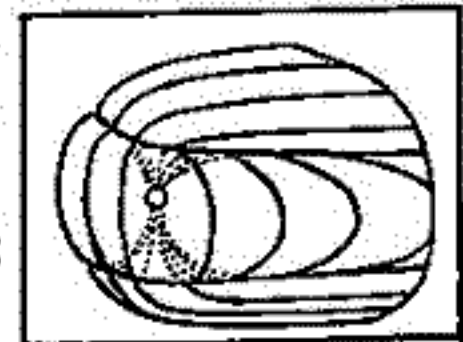


(表1図)

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

$$\text{但し、} \begin{cases} \Omega^2 \equiv (\omega - k_z \cdot V_0)^2, & S(\Omega^2, \frac{\partial \omega}{\partial x}) = S(\theta, \phi, \lambda, \tau_A, \tau_s, \Omega, \frac{\partial V_0}{\partial x}) \\ \frac{\partial \Omega}{\partial x} = -k_z \cdot \frac{\partial V_0}{\partial x} = -|k_z| \cdot \cos(\theta - \alpha) \cdot \frac{\partial V_0}{\partial x}, & V_0: \text{bulk speed} \\ \alpha = \angle(B_0, V_0), & \theta = \tan^{-1}(k_x/k_z), \quad \phi = \tan^{-1}(k_y/k_z), \quad \lambda = \tan^{-1}(k_x/k_y) \\ \omega_A^2 = \tau_A^2 k^2, & \omega_s^2 = \frac{1}{2}(\tau_A^2 + \tau_s^2) k^2 [1 \pm \{1 - 4k_x^2 \tau_A^2 \tau_s^2 / k^2(\tau_A^2 + \tau_s^2)\}^{1/2}] \end{cases}$$

と表す。次に、magnetospheric boundary layer の磁気圏の形状(表2図)から、flank-side では $B_0 \perp V_0$ 、mantle-side では $B_0 \parallel V_0$ の区別を越える様な、boundary layer の model を設定した。それぞれ領域内の velocity shear により励起される HM-wave の発生強度を表わす $(GAIN)$ を次の(2)式で定義した。



(表2図)

$$(GAIN)_g = 20 \log_{10} \exp\left[\frac{\partial \Omega \sin \theta \cdot L_B}{V_L}\right] \cdot \frac{V_{gz}}{|V_{g1}|} \quad \dots\dots(2)$$

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

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 ($T \sim P_2$ 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 -3-4 程度の周期をもち 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 $(\partial V_0/\partial x \text{ など})$ 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 others 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

有地崇 (電研所大味)
志本徹 (京大理)

高緯度地域と同時に赤道で観測に現われる地磁気変化 (SC^+ , DP2 等) が、磁気圏内電場とその源を結ぶことは、Nishida et al (1966), Araki (1977) 等により示唆された。本講演は、磁気圏内に存在する電場が、どのようにイオンospheric 低緯度から更に赤道の電離層に伝わり、どのように説明されるかを述べる。

磁気圏電場は、磁力線下横切、圧縮波によって直接赤道電離層へ伝達される。また、磁力線沿いに、アルフベン波によって極域電離層へ伝達される。SSC の磁気圏圧縮の際、南向電場が、北向磁場増加と共に、前層の任意で赤道電離層へ伝達される。この電場がE層に強い南向電流を流し、赤道 SC^+ を起すこととする層 (Sugiura, 1971) があろう。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り、南向電場は、ホール電流を流し、高緯度 SC^+ を起すこととなる。Tamar (1965) により示唆された。本報告では、この電場が地球-電離層導波管内に最低次の TM_0 (TM_0) モード波を励起し、瞬時的に低緯度方向へ伝達することが示される。その後、極電離層へ入り、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。赤道電離層の東西方向伝導度が異常に大きくなることにより、強い南向電流が誘起され、赤道 SC^+ が発生する。 TM_0 モードは、遮断周波数を帯域内のため、数分 (SC^+) から数時間 (DP2) の周期の電場を伝達することができ、これは、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。

極域電離層へ入り電場のスケールの有限性を考察される。この有限性は、低緯度へ伝達する電場の大きさには幾何学的減衰をもたらす。DP2 型の大規模電場の場合、10% 程度の電場を赤道へ伝達することができ、これは、DP1 型の比較的小規模電場は1% 程度にしか伝達せず、赤道で磁場効果を生ずるにすぎない。

TM_0 モード波で低緯度電離層へ伝達される電場は、更に、磁力線沿いにより伝達され、低緯度下領域、プラズマ圏内の力学過程に寄与することが示唆される。

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 (工) 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、可視赤外線放射計の他に、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。搭載装置は、平常時の動作がやや高い。他は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対応のおおむねについては、この次の講演でくわしく報告する。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チャンネルに分けて微分スペクトルが、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) を組み合わせ、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る。なお、衛星は南北を軸に100 RPMでスピンドル、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計数的に変るため、デジタルのおおむね8ビットで1~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らえている。

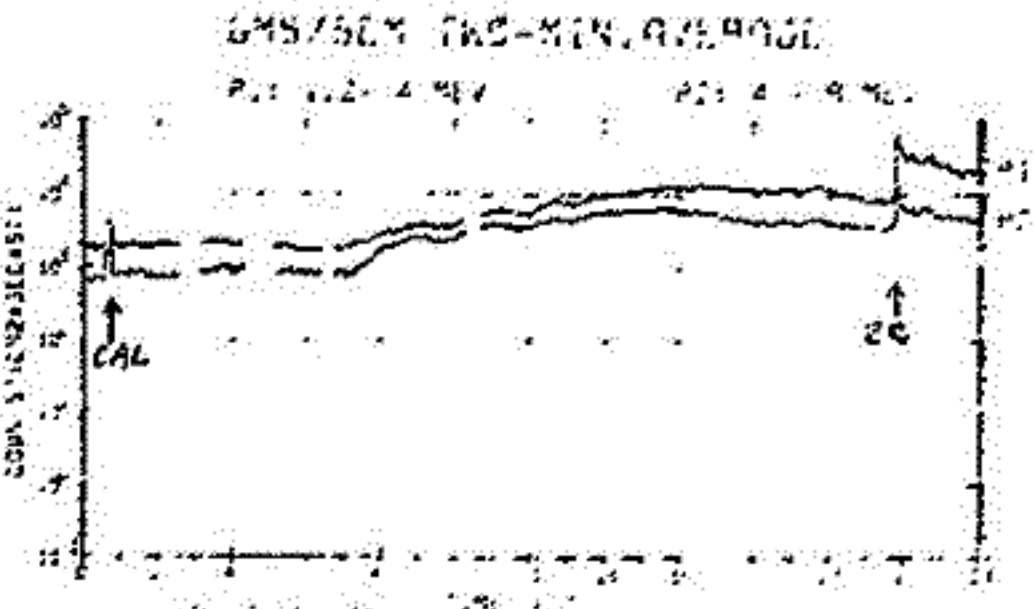
4. 校正

オン・ボードでの電氣的校正装置を備えている。プリアンプから波高弁別器までの回路部を校正するため、高さの解、パルスと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。これに、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右の2分平均値は、SCに对应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 $L=6.6$ の対応
(E) $L=6.6$ において、擾乱時にはかすかに高速粒子と
地上磁場変動との対応はついで

河野毅, 山下春弘 (気象衛星 029-)

河村謙, 永井正男, 桑島正幸, 長井嗣信 (気象庁 地磁気観測所)

程度 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 (本講演の参照)。2月5日より定常的なデータ
取得が開始されたが、これらと 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、擾乱時には極めて良い対応があることがわかった。この1例を
例示するが、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
及び 4-8 MeV の proton のフラックス (単位は counts/cm²・sec) 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
が起きたことがわかるが、SSC と同時に GMS での proton のフラックスが増加しているこ
とが図上から明らかである。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 の光達) に対応して減少していく傾向をもち、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、proton
フラックスとの間で良い対応が見られる。2月5日から始まったばかり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この高速粒子フラックスと地上での SSC, Dst 及び bay に
良い相関のあり様がいくつか発見され、これらの対応は決して偶然ではないと思
われる。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多岐にわたる 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、7つの
ズレがあるものがある。又これらに
Local time dependence が
あるか否かについて、
preliminary な解析結果を
報告したい。

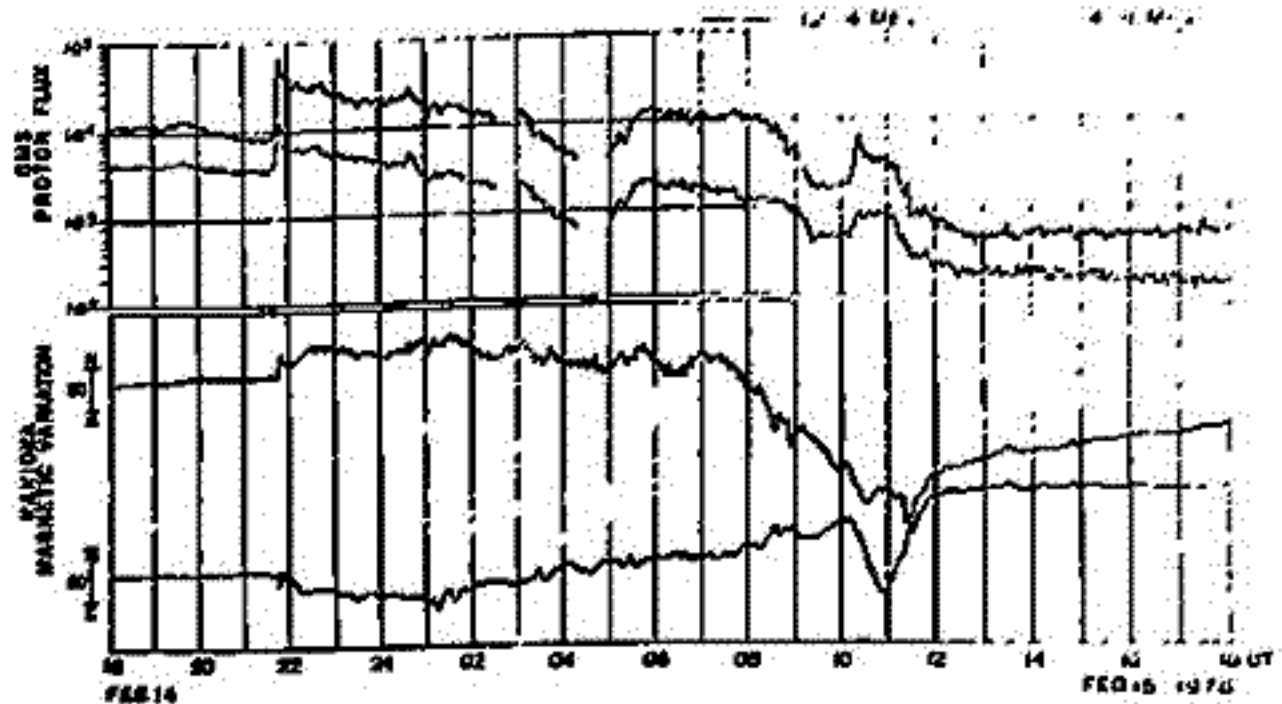


図 1

16P-I 27 静止衛星高度における Substorm Signature

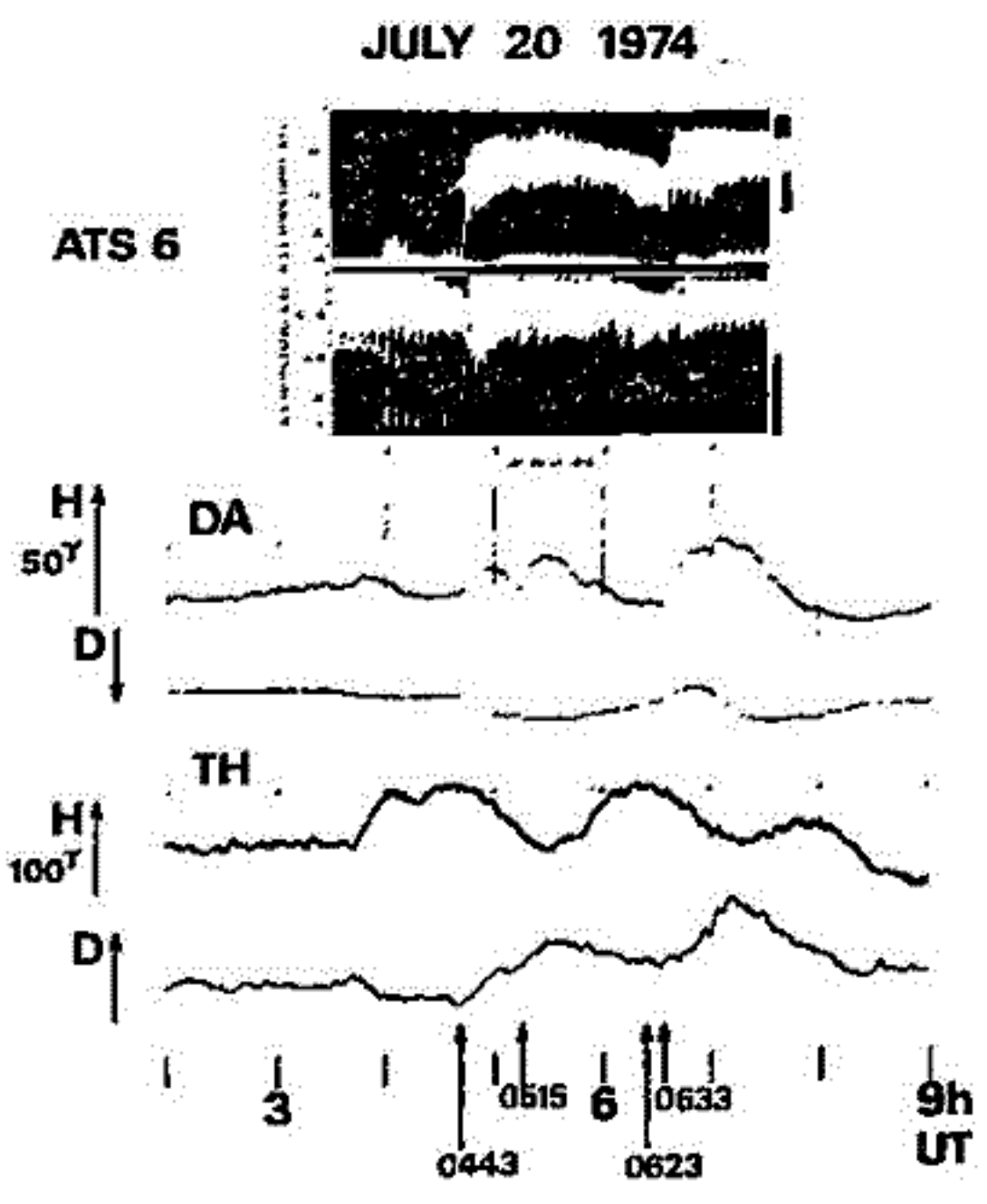
國分 正
 東京大学理学部 地球物理研究所

衛星高度の時間的発達の様相を調べるため、ATS (の磁場観測) - 7, 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-6 の観測があり、expansion phase onset に伴い磁場が dipole 化し、trapping boundary の運動があることが知られている。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 の運動に伴う粒子フラックスの減少を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少と同時に観測される磁場の configuration change が expansion phase onset に先立つような現象があるとは確信的に主張していない。これはこの間は、growth phase controversy については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 と同じようなことが起きていることによると思われる。

この報告では、地上の磁場変動、とくに極野における変動の様相と ATS-6 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。

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大と Dipole 化と共に観測される粒子フラックスの減少と tail like configuration は、growth phase の初期からすでに述べられている極域 S_{ϕ} 電流系の発達とほぼ同時に観測される。



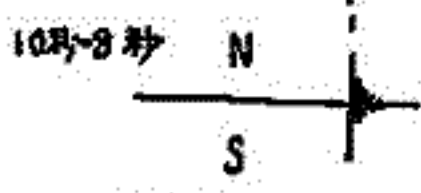
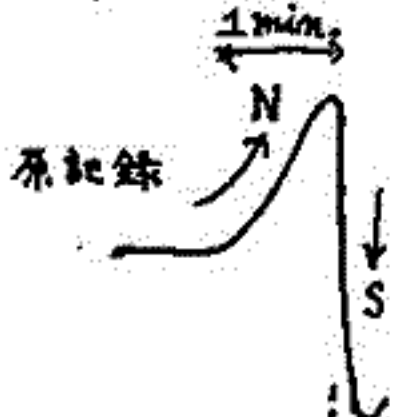
ATS-6 7 号, 北緯 49.5° の極域電流系 (inclination, 49.5°) と Thule (北緯 72°) の磁場観測結果。

16P-I 28 Substorm に伴う ϕ_{i2} 脈動の初動について。

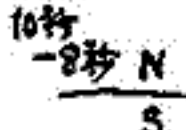
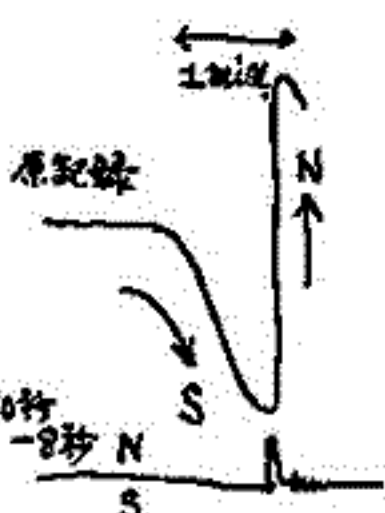
加藤 愛雄

東海大学 航空宇宙学科

カナダ北極圏のオーロラ・オバール内の 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, マウイで観測した地磁気脈動(低緯度地帯の脈動)を観測した ϕ_{i2} 脈動の初期部分に注目して解析した。観測は誘導磁気計によるもので、両水は長周期成分は 10 秒~8 秒以上の同期成分を、フィルターでカットした短周期成分とを比較したものである。



Fort Smith.



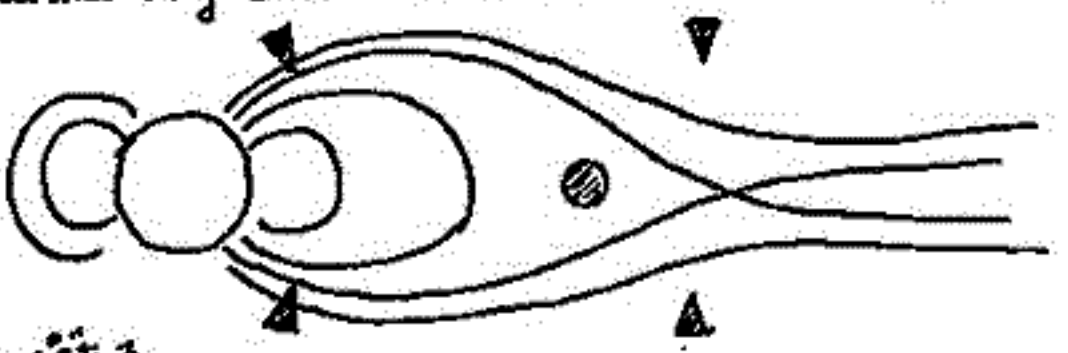
Maui, (Hawaii)

Fort Smith や Syowa 基地の高緯度地方では、 ϕ_{i2} 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。

これと反して低緯度地方のマウイ島では ϕ_{i2} 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、
 Growth phase での Thinning によって、高緯度地方の N-Increase が生じる。Partial Ring Current による S-Increase が低緯度地方で生じる。

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

櫻井 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 区がそれに伴う long-period P12 を研究の糸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 での約 10 nT 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は互相互の関連性は、 jumbo-substorm 及びこれに伴う複雑多岐な現象に感ぜられる事なく、 mini-substorm 及びこれに伴う 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 及びこれに伴う long-period P12 の特性を検討しその物理的機構を明らかにする。

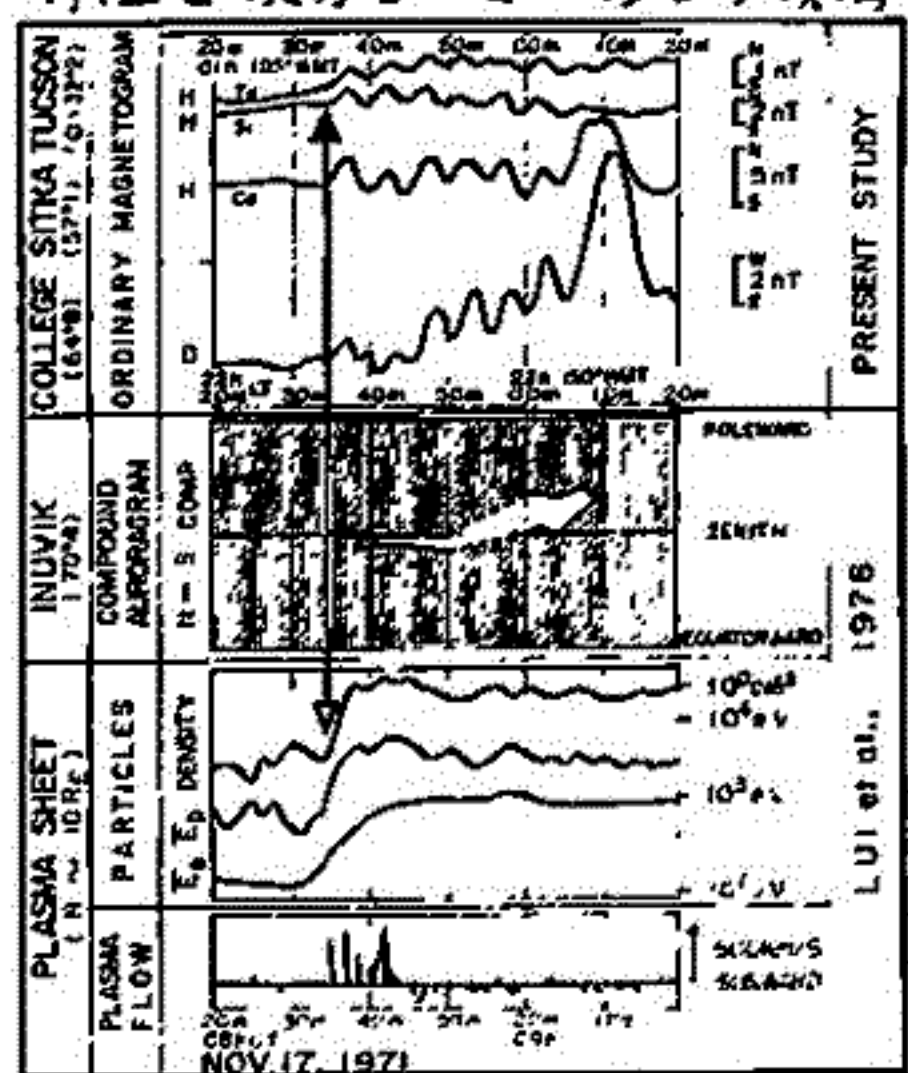
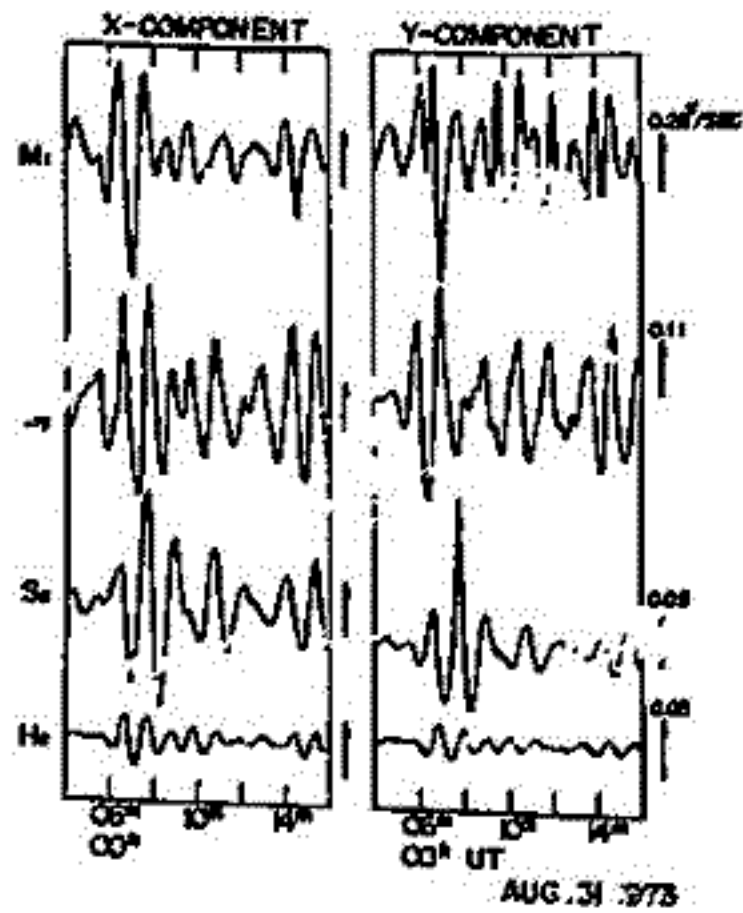


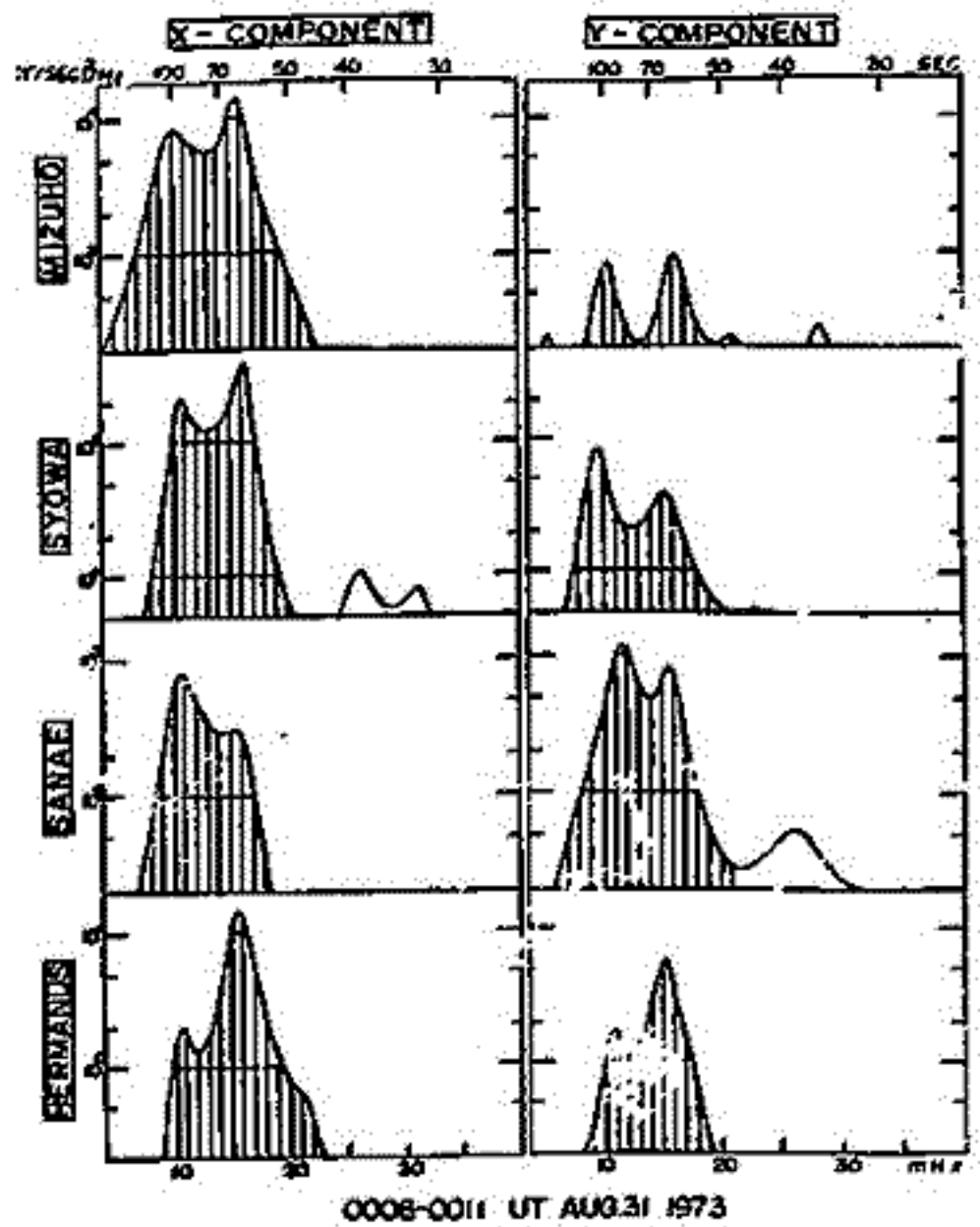
Fig. 1

桑島正幸
(地磁気観測所)

磁気暴がアストーム時には、極光帯では各種の P₂ 脈動 (P₂1, P₂2, P₂event, P₂U), P₂d and etc) や オ-Ω_{UH} ソフト X 線と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アストームの発生機構を知る上で必要であろう。著者は P₂ 脈動の中で P₂2 に焦点を絞って、これと関連現象との関係を追跡してきた。P₂ 脈動の中で特に P₂2 を選んだ理由は、P₂2 がア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かけて広がりということがある。このときどの程度かにかかわらず P₂2 の特性はかたまり明かかになった。例えば P₂2 は極光帯から中低緯度に生ずるまで、同じような変動周期をもつて出現する。人の 1 例を図 1 に示す。この event では 0006 UT にア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 Mizuha (Mi L=9.7), Syowa (Sy L=6.3), Sanae (Sa L=4.0) 及び Hermannus (Ha L=1.8) で P₂ 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 P₂2 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るだろう。Spectral intensity は Mizuha, Syowa で最も強く出ているが、これは P₂2 が オ-Ω_{UH} ソフト X 線と source をもつていることでの解析で合致する。図 2 でわかるように P₂2 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。この点を P₂2 の spectral peaks をどう解釈していくかというところが今後のテーマである。



(図 1)



(図 2)

Pc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Pc型磁気脈動については、例えば'IGY'から'IASY'にかけて有藤等による active 研究結果が報告されてきた^{(1),(2)}。しかしに近末 惑星間空間における磁場等の物理状態が satellite により、明らかになるにつれ、Pc型の energy source は magnetosheath におり Pc型帯の周群帯で excite された HM-wave の一部が磁気圏に入り、plasmopause で resonance するという model がおこされていく^{(3),(4)}。このよう知識をふき入れた上で、もう一度中低緯度における Pc型磁気脈動を見直すことは、HM-wave が高緯度が中低緯度にどのような形で伝わり、どのように問題を解く上で興味あることである。

我々は 1976年以來 女孺別、鹿屋及び父島で、又 1977年からは新岡を加えて 磁気脈動の連続観測を行ってきた。観測装置の周群特性を図1に示すが、4観測点とも 5秒から 100秒の周群帯で観測されており、Pc型 (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 (IST) における、女孺別、鹿屋及び父島において同時に観測された磁気脈動の dynamic spectrum を示している。図2からは、Pc型が dayside で active になるという日変化が明らかである。しかし Pc型日変化について帯に一樣では無い。すなわち、

3月17日には 3地点で同じ30分日変化 pattern が見られるが、3月16日については、観測結果は、おこしくおこしている。我々は、また中低緯度における Pc型の morphology をもう一度見直すことから出発して、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、その preliminary results を報告する。

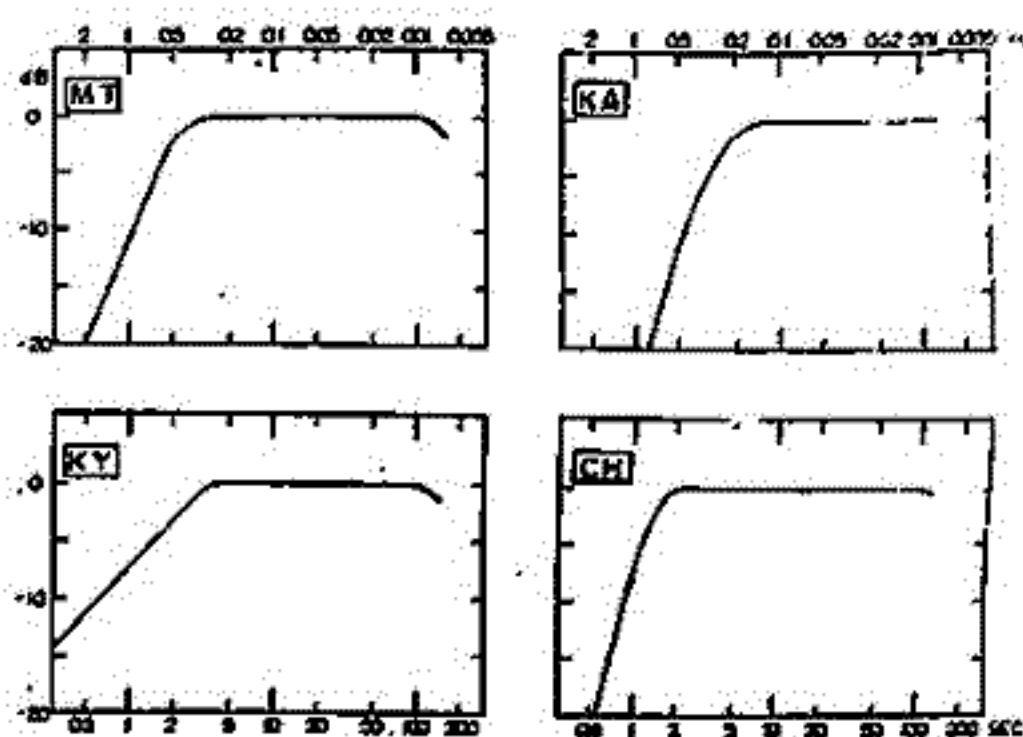


図1

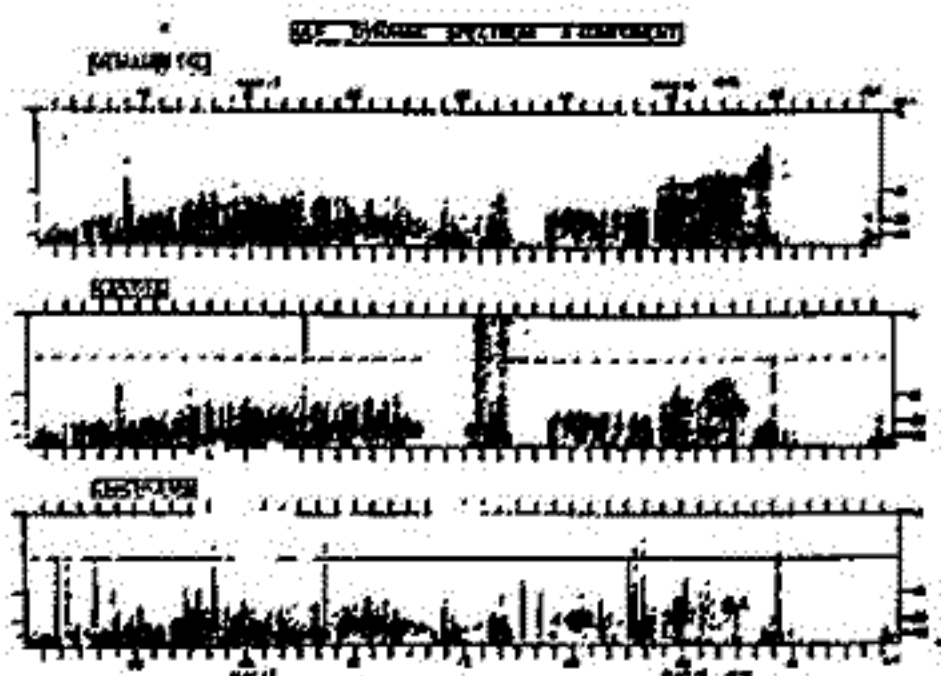


図2

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

P₁脈動の緯度特性

野崎 義明* 岩淵 美代子** 福西 浩**

* 電成研究所 平磯支所 ** 極地研究所

1976年6月5日から17日南極観測隊により、地球磁脈動のミズホ-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生テータ記録のある1976年7月16日から77年1月24日までの期間中出现した顕著なP₁現象31を選り出し、そのテータ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時に出現する場合が多いが、一般にミズホでは昭和基地で観測されるスペクトルより周波数成分が現われる(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、更に強度の差が時間的に変化して行く現象が随所見られた(図3)。

これらの結果は、極域では電離層テクトが激しく、距離はあまり長くない。地上観測でもかなり磁生圏の局所的現象と見えることができ、これを意味し、P₁現象は周波数が異なるにつれてその大きさを領域で変化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行く現象は、発生領域の磁生圏内で移動を意味していると思われる。



図1

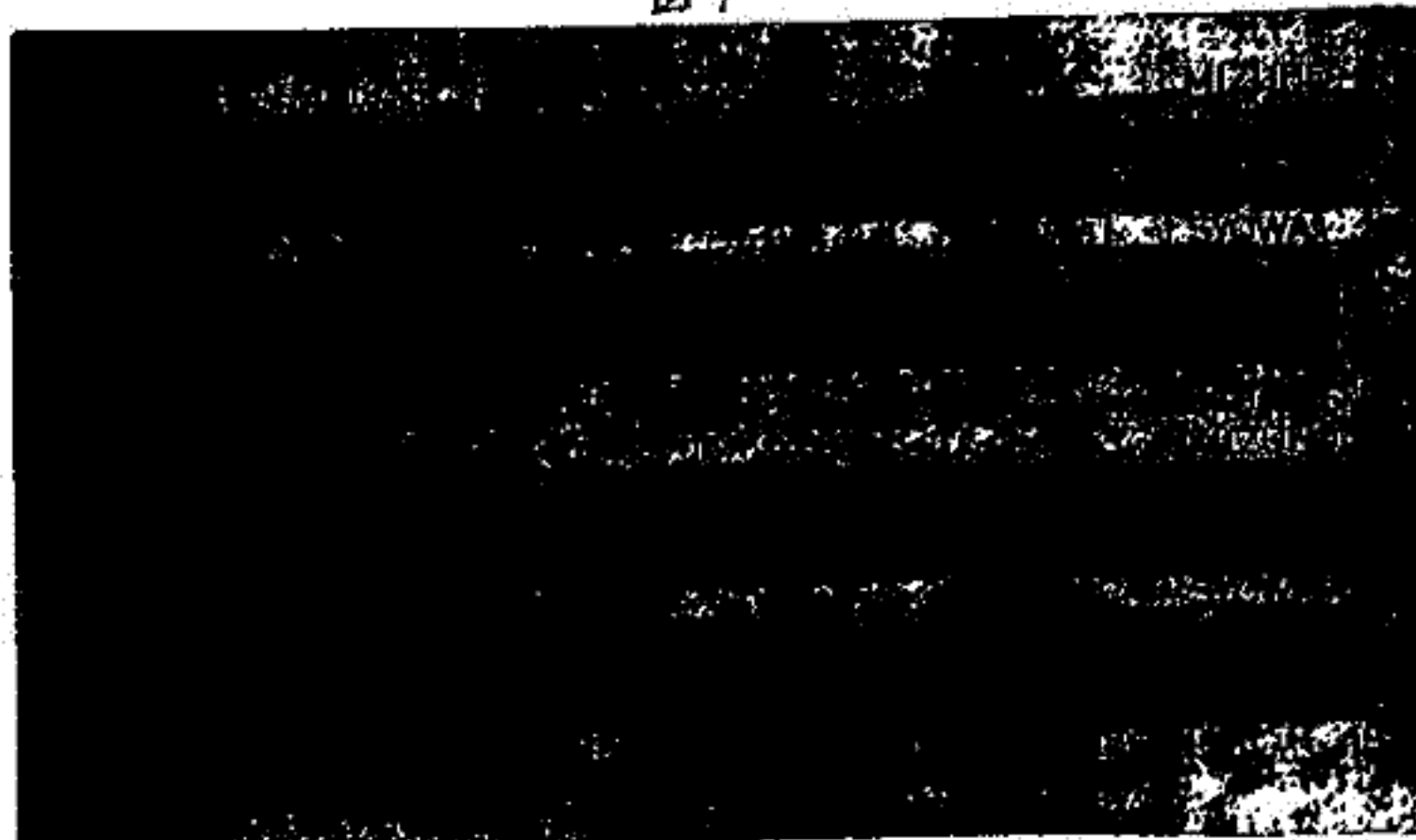


図3

図2

新川 勝・岩上直幹 外谷 健 坂本純一
 (極地研) (東大・理) (地磁気観) (宇宙研)

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次隊は高層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ずほ観測拠点における連年連続観測、無人観測施設の建設、アイヌランドでの地磁気共役系観測、ニッポの衛星 (GEOS, 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。

こちらについて、極域の概略的な観測実施状況と成果の一部を報告する。

17A-I 34 日正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NWC-22.3kHz VLF波の春日井での日正時における各層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、スーパーストリアでの測定結果をもとにして作成した。日正と電子密度の関係は、電離層日正前(夜間)の電子密度分布は 図1の(1)のグラフで与えられる。
- ・電離層日正からの地上日正までは Chapman 型の層成りであり下部には急激に減少し、80 km 付近より上部では変動が大きい。図1では(1)→(5)。
- ・地上での日正時の分布は(5)で与えられる。層のピークの高さは 65 km。
- ・地上での日正時は主として 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 $\nu = \nu_0 e^{-h(h-h_0)}$; $\nu_0 = 5 \times 10^6 (s^{-1})$, $b = 0.15 (ku^{-1})$, $h_0 = 70 (km)$ 。
- (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。

用いた導波管モード理論は Budden の 3D 平行平面導波管理論⁽²⁾に異相写像を用いた円筒状地球を平面導波管に準じて取扱った Peppert⁽³⁾によるものである。モード方程式の解法は Nator 法による。

計算結果はVLF領域に於いて伝搬定数、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付している。これらについて検討する。

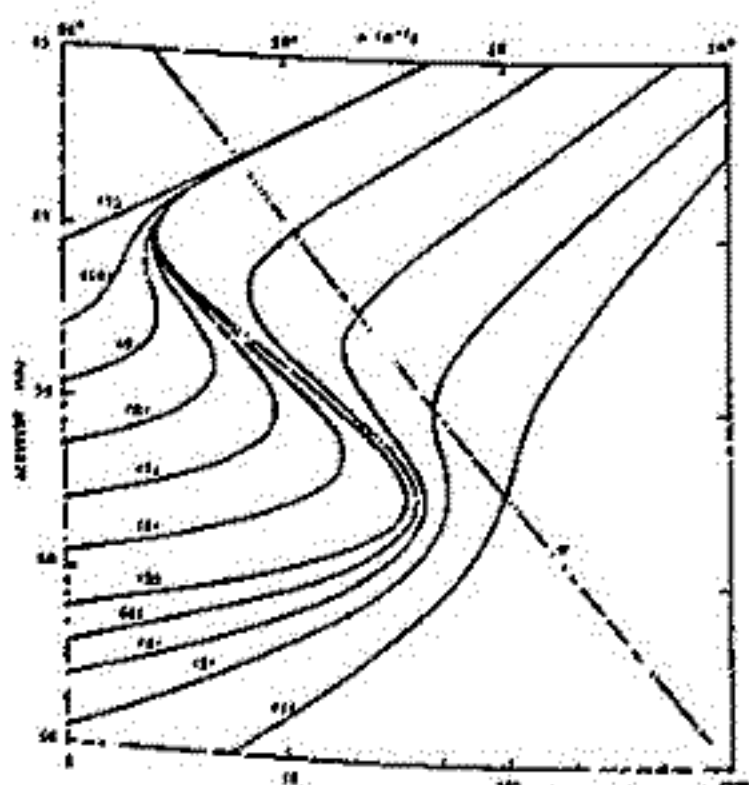


図1 電子密度分布と衝突周波数

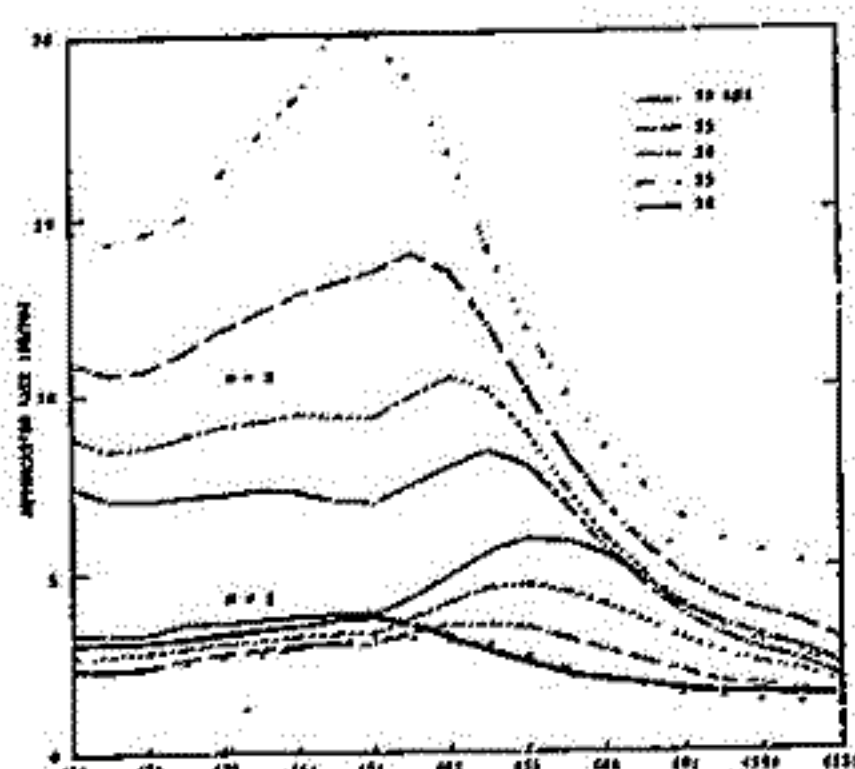


図2 図1の電子密度分布に対する減衰率 (横軸は図1の電子密度分布の番号を付している。)

参考文献

(1) Thomas, L., J Atmos. Terrest. Phys., 33, 157 (1971).
 (2) Budden, K.G., Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A265, 579 (1962).
 (3) Peppert, R.A., Radio Sci., 3, 219 (1968).

長野 勇 酒保正君 北出賢二 宮武英夫
(徳次大工) (徳函大)

まえがき SEPAC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 下部電離層を透過する時に受けるポイントイ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 計算に基づいて行なった。高度 90 km で E モードが反射するものとして、高度 100 km でのホイスタ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。透過波の最大振幅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 を行なった。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。地磁角傾角と関係がある (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。

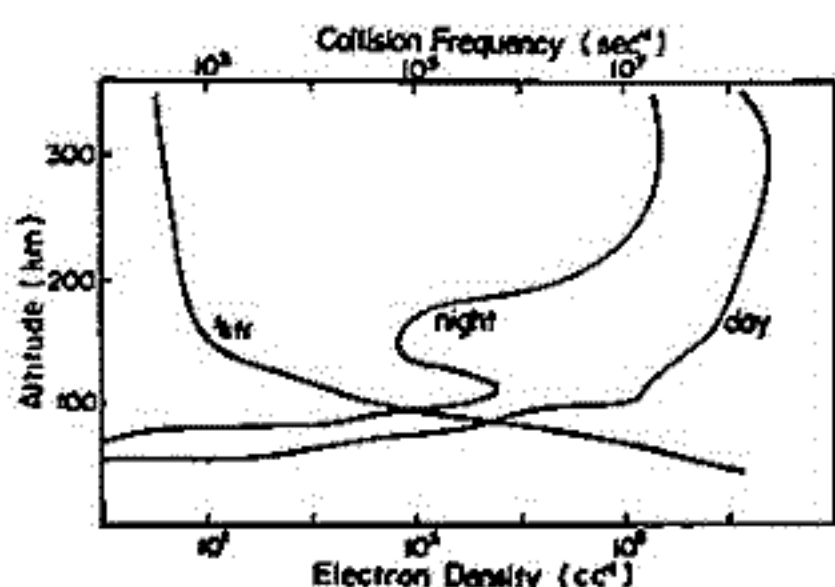


図 1

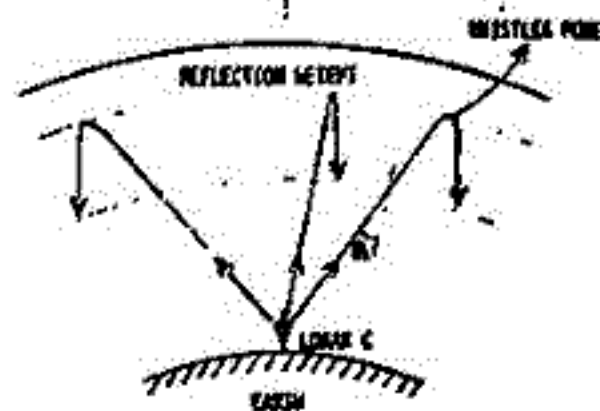
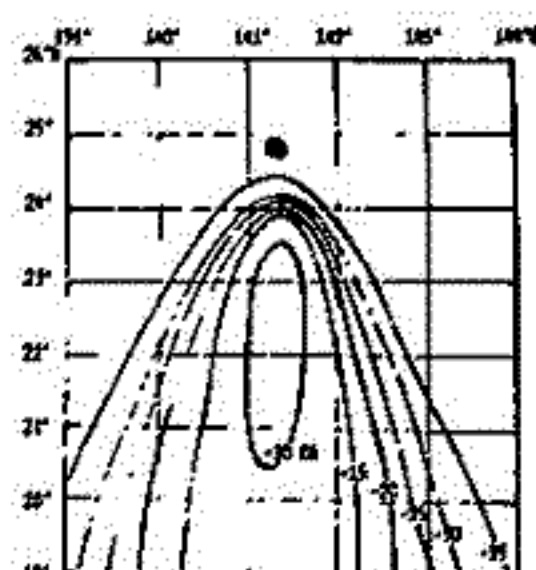
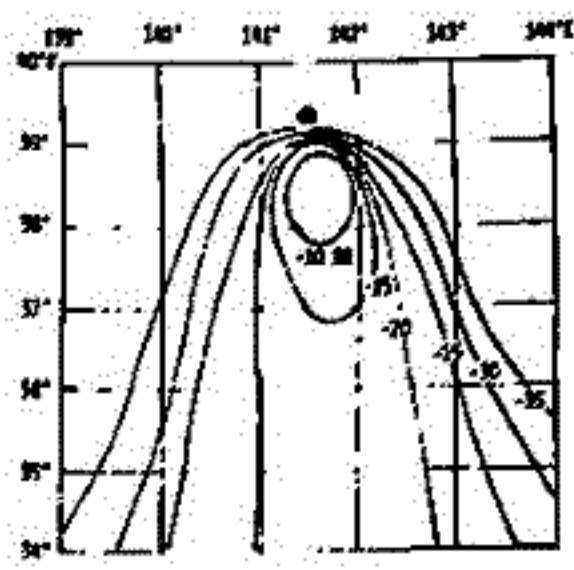


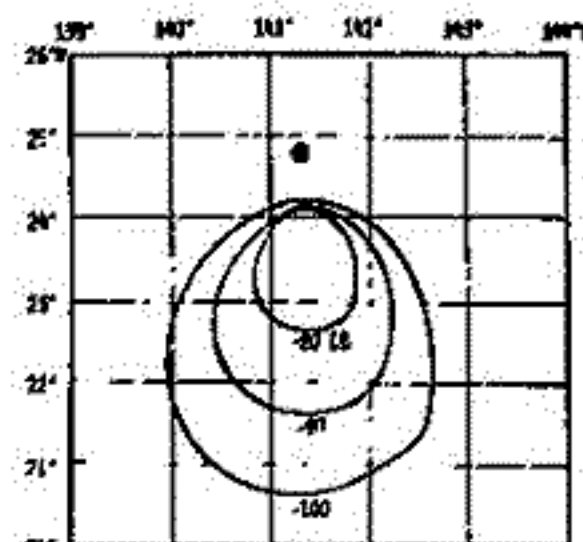
図 2



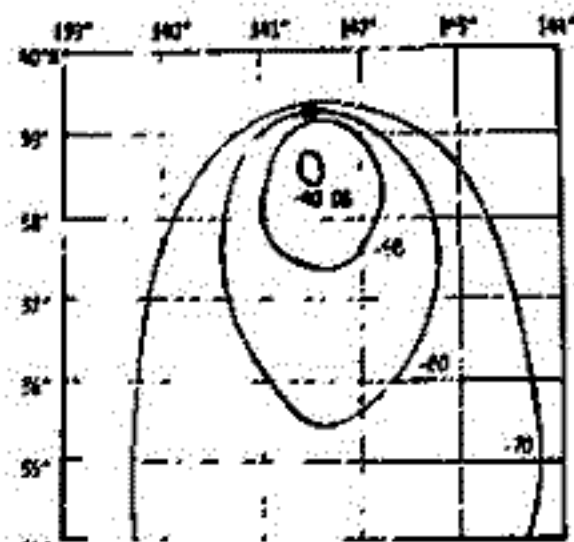
Absorption at 100km for night model (IŌ ISLAND)



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

電波研究所大気電波観測所

受信果依佐美より反射される V L F 局 N D T - 17.4 kHz を大気電波観測所と受信する場合、近距離伝搬 (350 km) の特徴として、電離層の影響を受けずに地上波が卓越しており、位相、強度が比較的安定した特性を待っている。しかし、電離層により反射される空間波を無視してはならないと主張しており、特に、日出没時に、位相、強度の大きな変動をひきおこす (図 1)。

V L F 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、空間波強度は昼夜の差がなければ、図 3 のほぼ中心 (×印) にのびるベクトル (H_g) が、地上波の強度、位相を与える。しかし、昼間と夜間の空間波強度は同じではない。この方法が正確に、地上波と空間波を分離することは不可能である。他方、ループアンテナを位相面に垂直に置き、地上波を消し去り、空間波標準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地上波が消去されることになり、位相の上に乗っており、地上波の混入を防ぐことはできない。

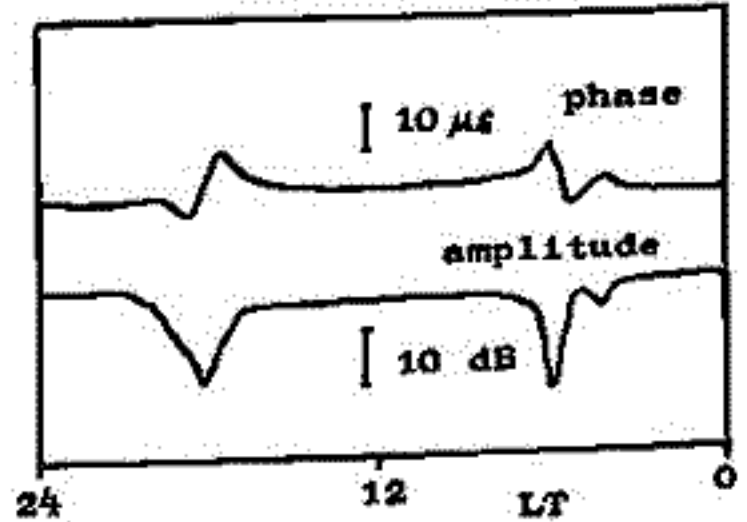


図 1. ホイップアンテナにより測定された N D T の日変化

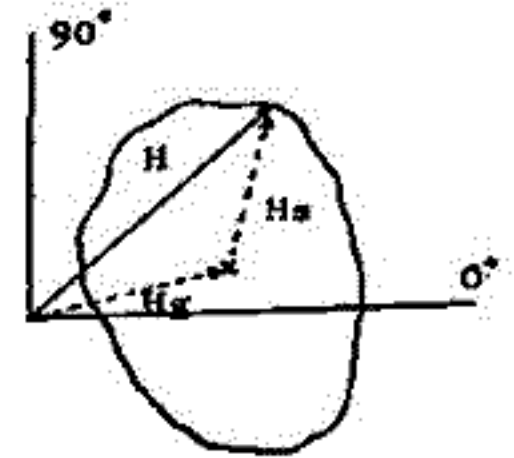


図 2. 日出時の強度、位相変化を用いたポーラダイグラム

ここに報告する方法は、垂直アンテナでの測定と同時に、位相面内には置いたループアンテナでも測定を行う。図 2 と同様のダイ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、図形の大きさが異なる。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 のなす角、は両系共に変わらないことである。この性質を利用することは、分離が可能となる。

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

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

$$H_g = \frac{H_s H_w \sin(\phi_w - \phi - \phi_{gw} + \phi_{gl})}{H_w \sin(\phi_w - \phi_{gw}) - H_s \sin(\phi - \phi_{gl})} \quad \dots (2)$$

(L, W は Loop, Whip を示す)

ここで、測定量の時系列に対し、H_g の時系列が得られる。もし、この時系列を H_g, φ_g が真の値であれば、H_g は時と共に一定に存在し続けるはずである。実際の測定は、H_g の標準偏差が最小になるときの φ_g, φ_w の値を求め、数値を代入して、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。

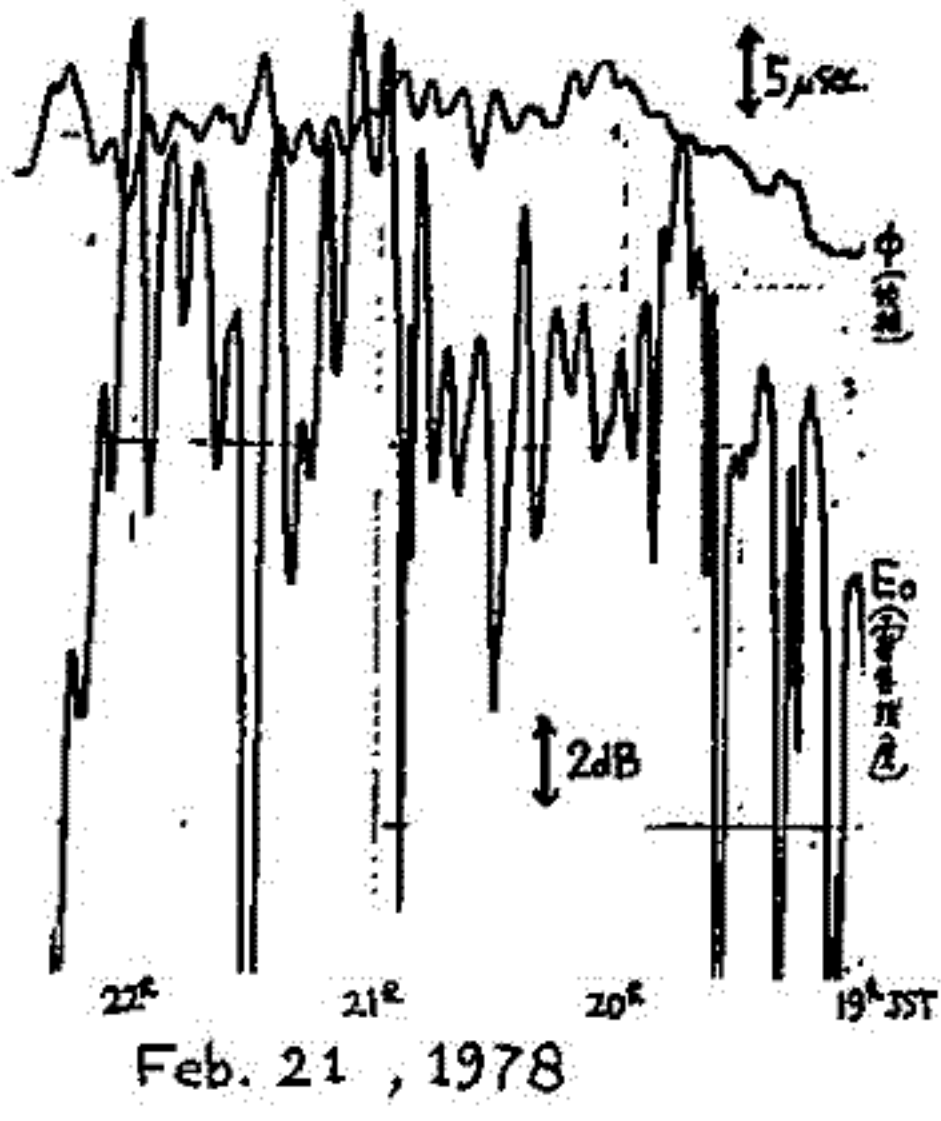
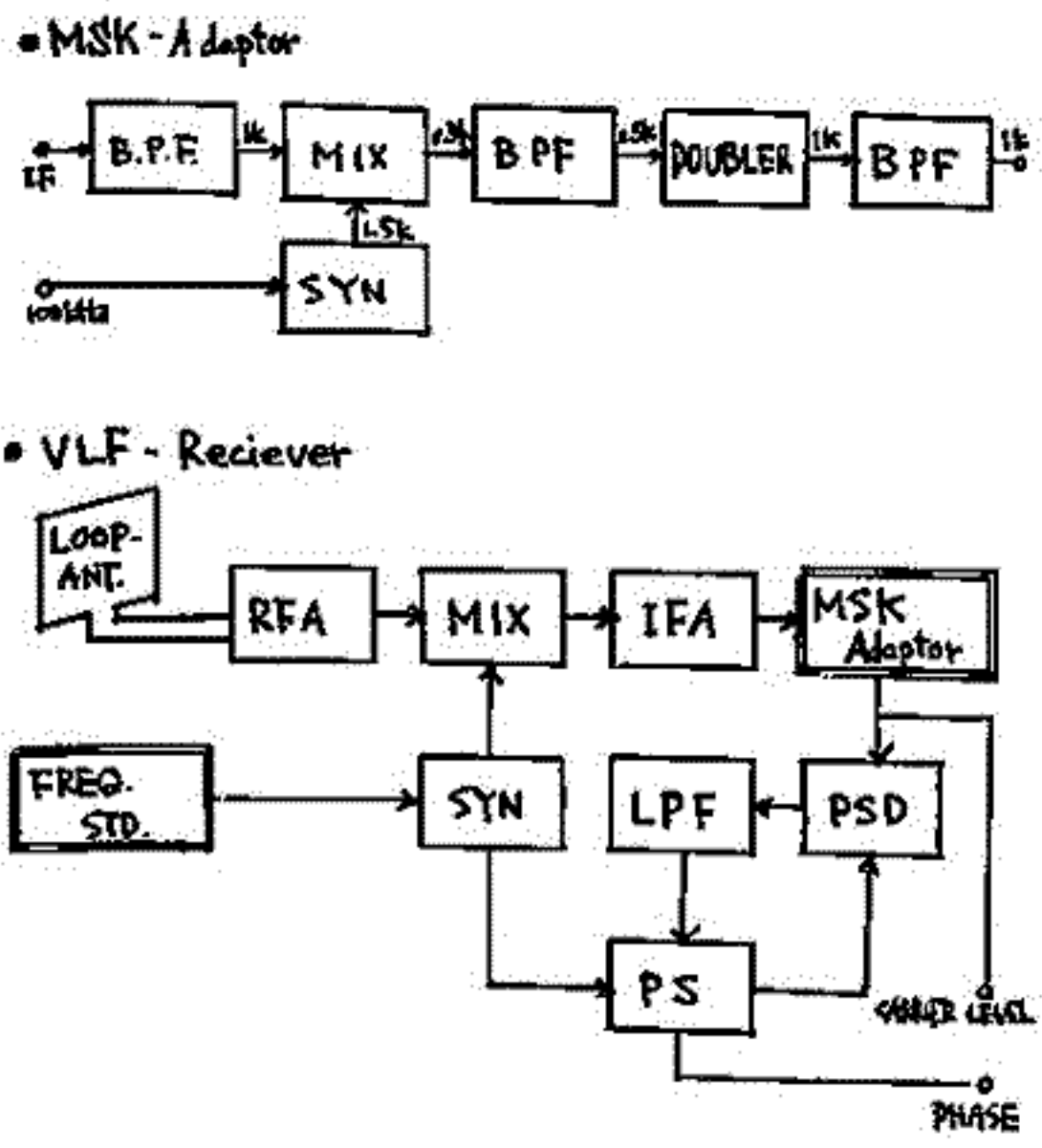
17A-I37 NWC-22.3 kHz のホイッスラーモード波の受信について

長谷良松 荒下 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、磁気圏を通過して伝わる。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、同時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音の利点を特一人工電波を利用して、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事ができる。

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（地表-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たのは、(1) 干渉パターン法、(2) Cross-correlation法の2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、安定した層間は位相も変化しないが、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、伝搬路の長さや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と考えられる。

観測は、地磁気観測点に最も近いNWC局と位相追尾型受信機 (TRACCP59) とループアンテナと導波管モード波の最弱方向に向け受信する。(これによって導波管モード波を約30 dB弱められる) 千円、最近NWC局は変調方式をMSK (Minimum Shift Keying) という位相が正負の波が存在する方法に変えたため、これは位相追尾できなくなったので、MSK-Adaptorを製作し、付加して観測した。受信機ブロックダイアグラムと観測例とを下記に示す。



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 を用いて行われて来た。しかしこの理論では波の回折効果を見逃しているため、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、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(2.3)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、密度の低い領域では $\omega < \omega_c/2$ の波が、又、密度の高い領域では $\omega > \omega_c/2$ 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獲の条件として理解出来ることが判明した。

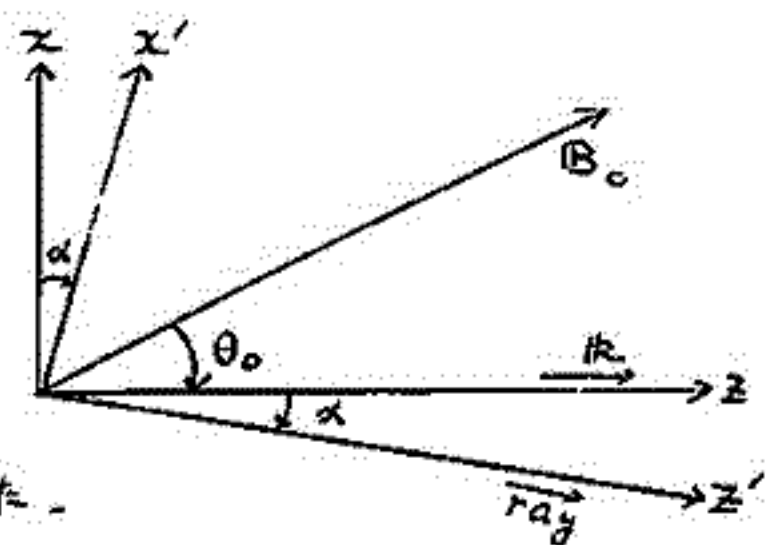
本講演では、非一様プラズマ中で磁場に斜めに伝播するホイッスラー波に対する波動方程式及び伝播特性について報告する。

基礎方程式系としてはMaxwellの式と電子に対する流体力学式を採用し、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 の角を有しているとする。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、 k 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逐次摂動法を用いた。 k に垂直方向の電場、例として E_x 、が

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

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

とする。其中 E に対する波動方程式として、以下の式を得た。

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

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

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

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

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

係数 Q 及び R 、及び伝播特性について4講演の際、報告することとする。

磁場に沿って進む粒子と、それに對して斜めに伝搬するホイスラ-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、高調波の振舞、飽和および振動について述べる。使用したパラメータは、 $\pi e / \lambda_0 = 0.5$, ビ-ム速度 $U_0 = 0.289c$, (ビ-ム密度 n_0) / (背景密度 n_e) = 0.01, 波数ベクトル長と磁場とのなす角 $\theta = 30^\circ$ である。初期状態では、ビ-ムは磁場方向には、 $10^4 K$ で、垂直方向成分はエレニコフ相互作用のみには注目を与えるために与えない。モデル長は、成長率が最大となる波長の1/6倍 ($k = 1/6$) にし、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 $E_z = 9.32 \times 10^4$ e.s.u. (磁場成分は $B_x \sim 10^4 B_0$) であり、 $k = 1/6$ の波数が $k = 4$ から $k = 50$ のホイスラ-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 ns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-ムの熱雑音程度のノイズレベルが存在する。20 ns並くと $k = 1/6$ の波は飽和するが、波が衰へるにつれて、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 ns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失調粒子が強制力を受け、波に捕獲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、その振幅の時間変化を図2に示す。印加した $k = 1/6$ の波の振幅は、一たん減少してから、線形成長率で成長し、10 nsで飽和した後、振幅振動をくり返す。初期の振幅変化は、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。 $k = 3/2$ の高調波成分が2倍の成長率で成長する様子も、2次の振動をとりて説明できる。飽和レベルは、ビ-ムプラス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、また振幅振動は、粒子の捕獲で説明される。これらの結果は、斜め伝搬ホイスラ-波のたて波電界成分と粒子との静電的な相互作用により、電流界が成長し、伝播してゆくことを示している。

1) Mutsaers & Yasuda, Phys. Fluids, 12, 1513, 1971.

2) 能谷 博, 62回学会予稿, II-49, 1977
 3) " " " " , I-35, 1977
 4) Drummond et al., Phys. Fluids, 13, 2411, 1970

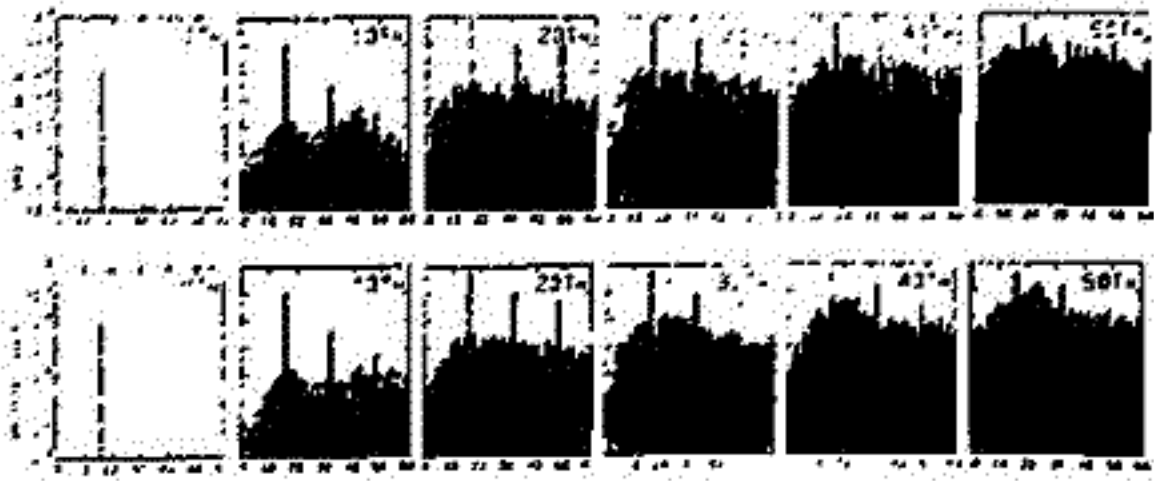


図1 波数スペクトルの時間変化

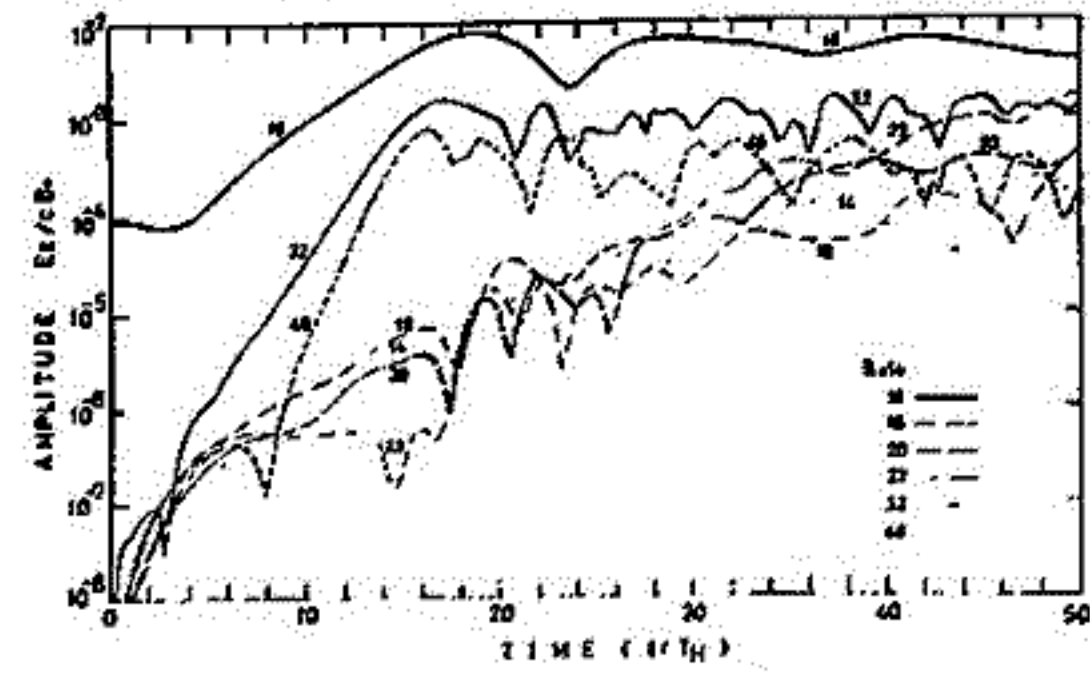


図2 波数成分の振幅の時間変化

17A-I 40 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)

長野勇 高保正善 吉田国昭 木村智根
(東大工) (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 ±5 dB 以内におさめるように 1 次元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。

$$\frac{d\mathbf{e}}{dz} = jk_0 T \mathbf{e} \quad ; \quad \mathbf{e} = (E_z, H_x)^T, \quad T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ g & 1 \end{bmatrix}, \quad g: \text{Booker 根} \quad (1)$$

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 $\delta \mathbf{e}$ 変化するという関係を (1) 式に適用すると、各層での ρ と $\delta \mathbf{e}$ の関係は次式となる。

$$\begin{bmatrix} \delta e_1 - Q_1 \delta e_2 \\ \delta e_2 - Q_2 \delta e_1 \\ \vdots \\ \delta e_{n-1} - \frac{1}{Q_{n-1}} Q_n \delta e_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K(z_1, z_1) & 0 & \dots & 0 \\ K(z_2, z_1) & K(z_2, z_2) & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K(z_{n-1}, z_1) & K(z_{n-1}, z_2) & \dots & K(z_{n-1}, z_{n-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \vdots \\ \rho_{n-1} \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$K(z_i, z_j) = \left(\frac{1}{4} Q_k \right) M_i e^{-\beta |z_i - z_j|}, \quad Q_k = \begin{bmatrix} \cos k_0 \delta_{nk} & \frac{1}{\delta_{nk}} \sin k_0 \delta_{nk} \\ \frac{1}{\delta_{nk}} \sin k_0 \delta_{nk} & \cos k_0 \delta_{nk} \end{bmatrix}$$

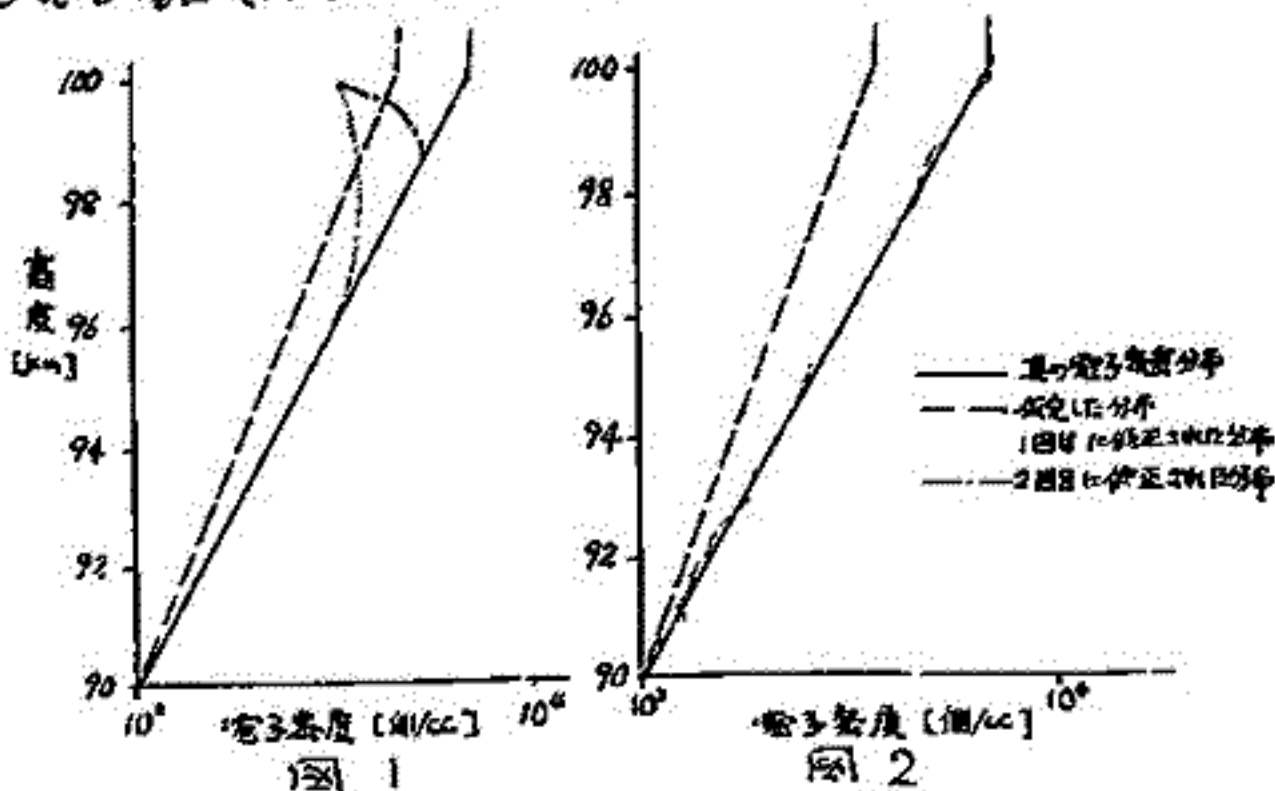
$$M_i = \begin{bmatrix} -j\beta(1 + \cos 2\gamma) / 4k_0 \delta_i^2 & \frac{\beta}{2\delta_i} (h - \sin 2\gamma / 2k_0 \delta_i) \\ \frac{\beta}{2} (h + \sin 2\gamma / 2k_0 \delta_i) & j\beta(1 - \cos 2\gamma) / 4k_0 \delta_i^2 \end{bmatrix}, \quad \beta = jk_0 2\delta_i \chi \frac{\partial \delta}{\partial X}, \quad \chi = \left(\frac{f}{f_c} \right)^2, \quad h = z_i - z_{i-1}$$

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、その試験波の電磁界と観測値の差を $\delta \mathbf{e}$ 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とした。

- 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 $\delta \mathbf{e}$ の項を既知にするために、観測値分布と平行移動する)

図1 図2 はその結果である試験分布の5層の電子密度分布に収斂する事が認められた。今後、R.L. モードが結合する下部電離層領域に理論を拡張し、此電子密度の推定を試みる。

① Nagano et al, P.S.S (in press)

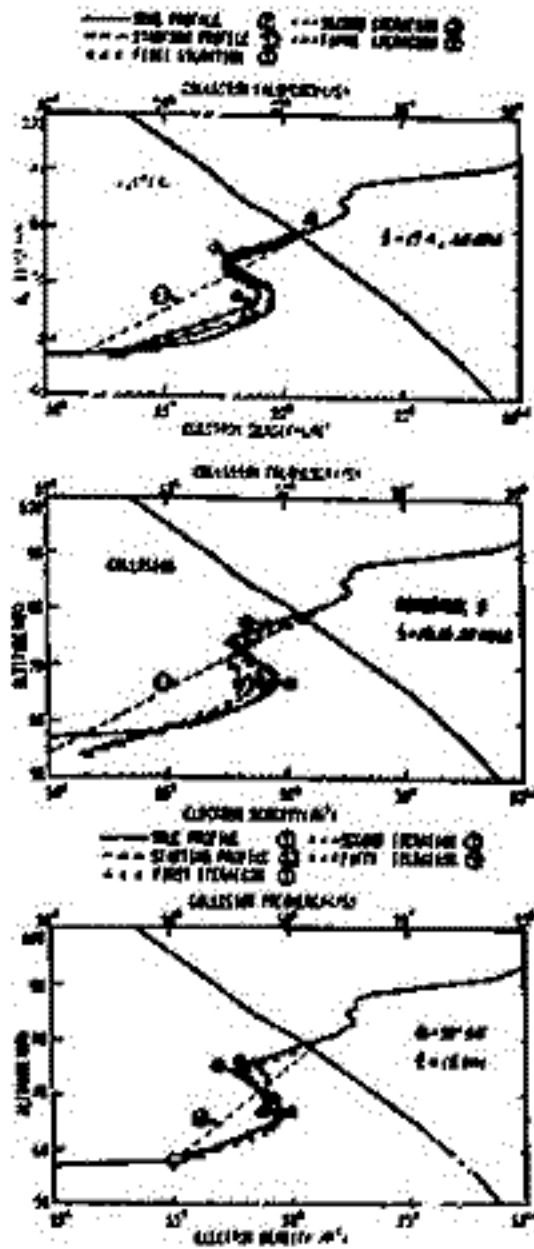


橋塚正基, 長野 勇, 紋田 弘, 米田和裕.
 (金沢大学工学部) (24-20 K.K) (金沢大.工).

VLF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
 回に引続いで行ったので、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⁾に 横見川-金沢府の伝播路 (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_{θ} の計算値によって行った。
 その結果の一例を示すと、第1図の 9 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 N の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、夜の場合に選び、夫々 昼 (天頂角 $15^\circ, 60^\circ$)、夕方 ($\alpha = 84^\circ, 90^\circ$)
 夜 ($\alpha = 94^\circ$) の状態の電子密度分布の推定を行う、或程度推定出来る結果を得た。
 以上の推定に基いて反射係数の差分 δR_{θ} の分布より伝播路の推定精度が大きい事や、
 測定精度の電子密度分布推定に及ぶ誤差についてお話しする。

文献

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

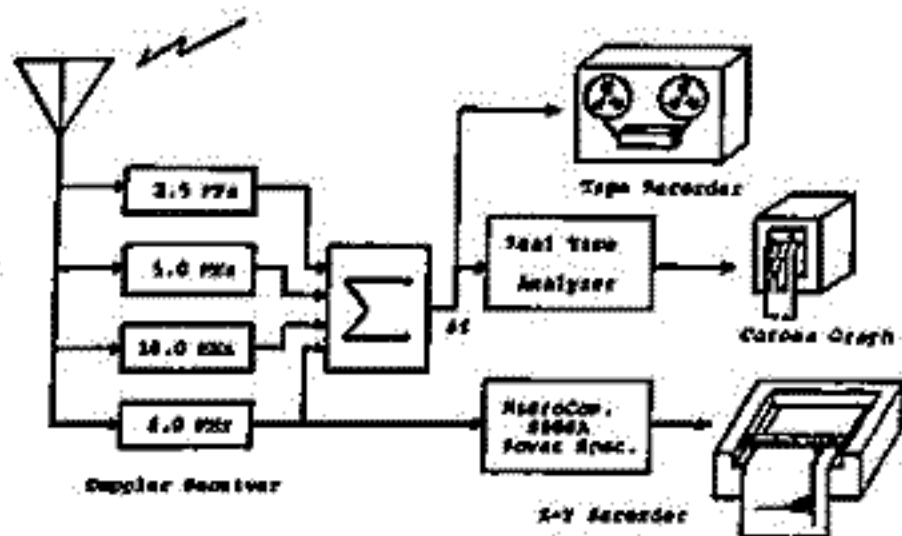


第1図.

17A-I 42 金沢におけるHFドップラー観測

長野勇 清保正喜 柄尾幸博 深見哲男 中西康 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絶釋している。電波伝播の立場から見れば、正常波・異常波の種別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におさめられている。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で倍する。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。4ch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。

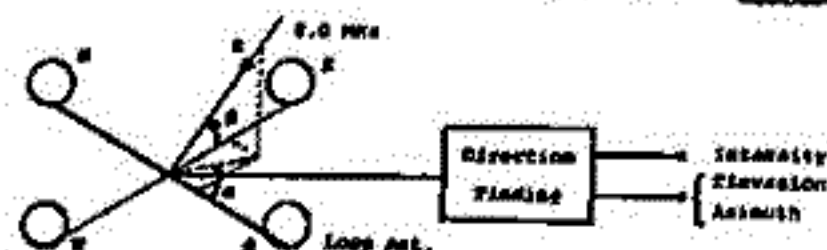


図1 金沢におけるHFドップラー観測システム

(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2Kバイト、PROMを0.5K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。

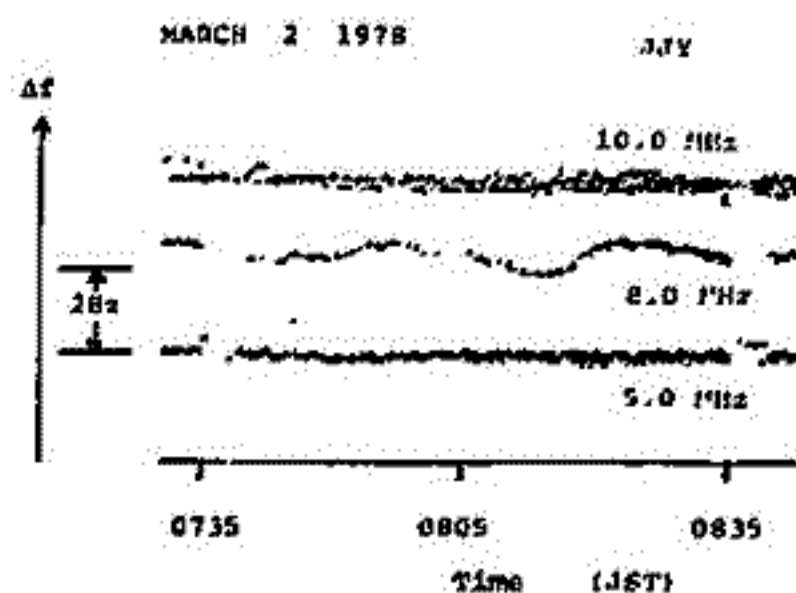


図2 Real Time 解析例

(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。

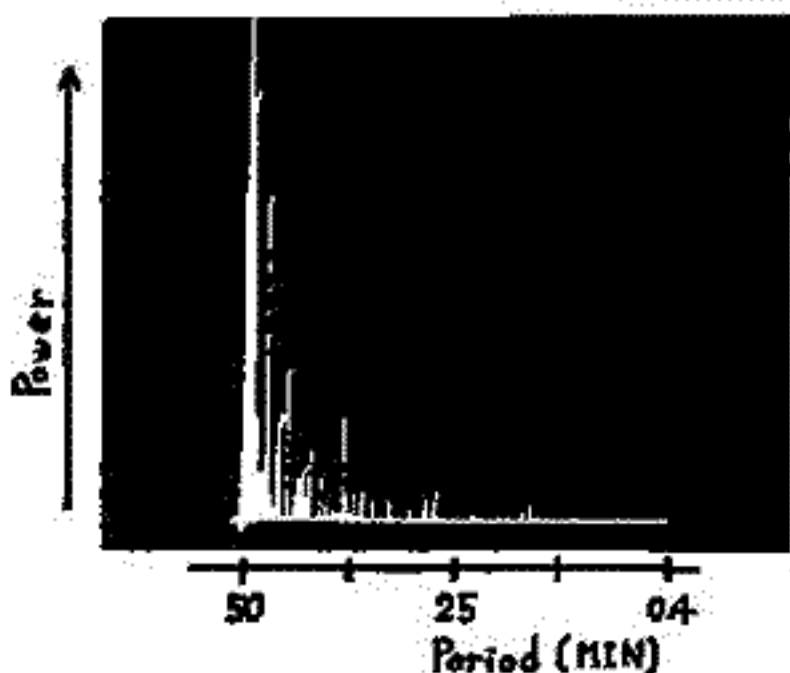


図3 図2の8 MHz パワースペクトル

(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、筒井純の両氏に、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。

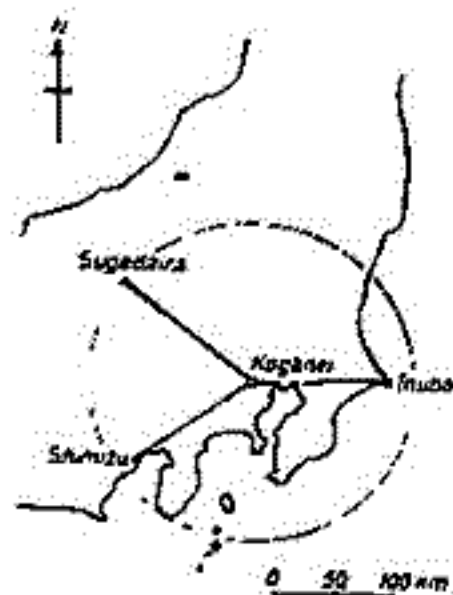


図1

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。

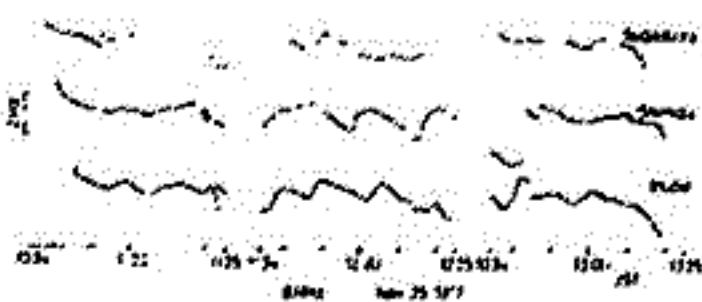


図2

・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°と見積もられる。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 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, 第62回日本地球電磁気学会講演予稿集 p.120

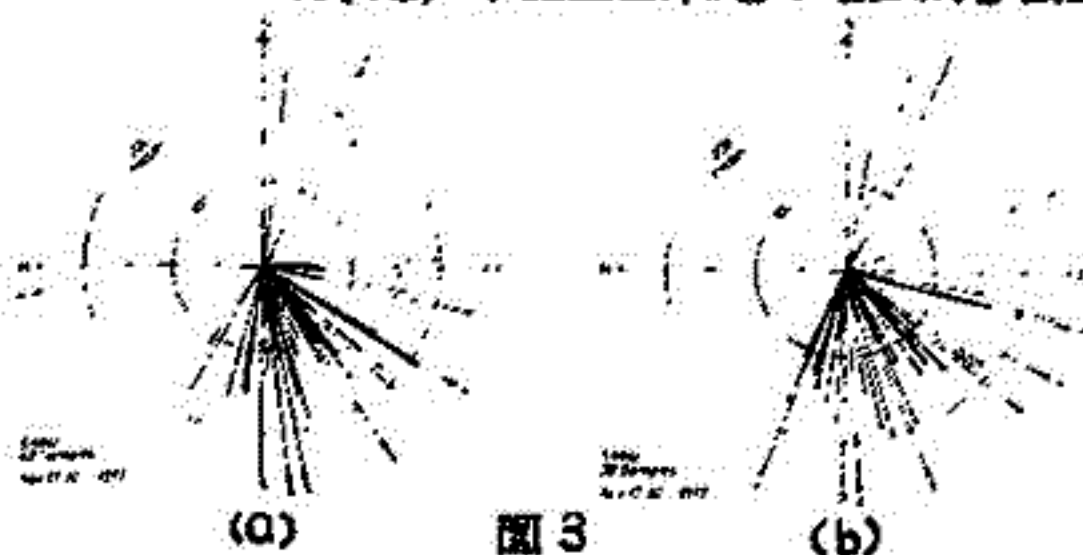


図3

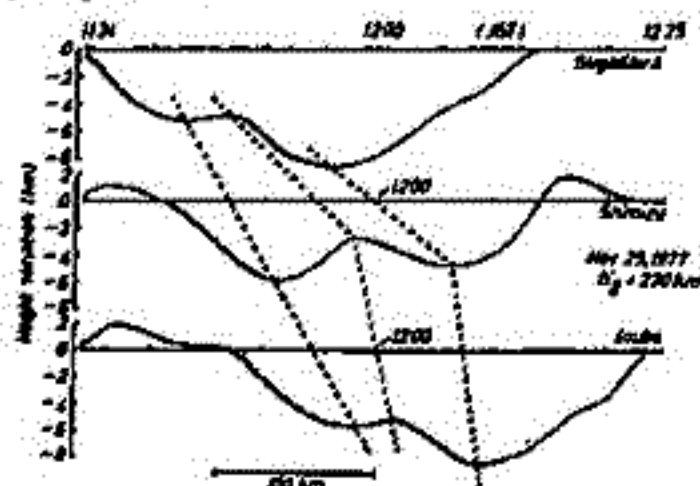


図4

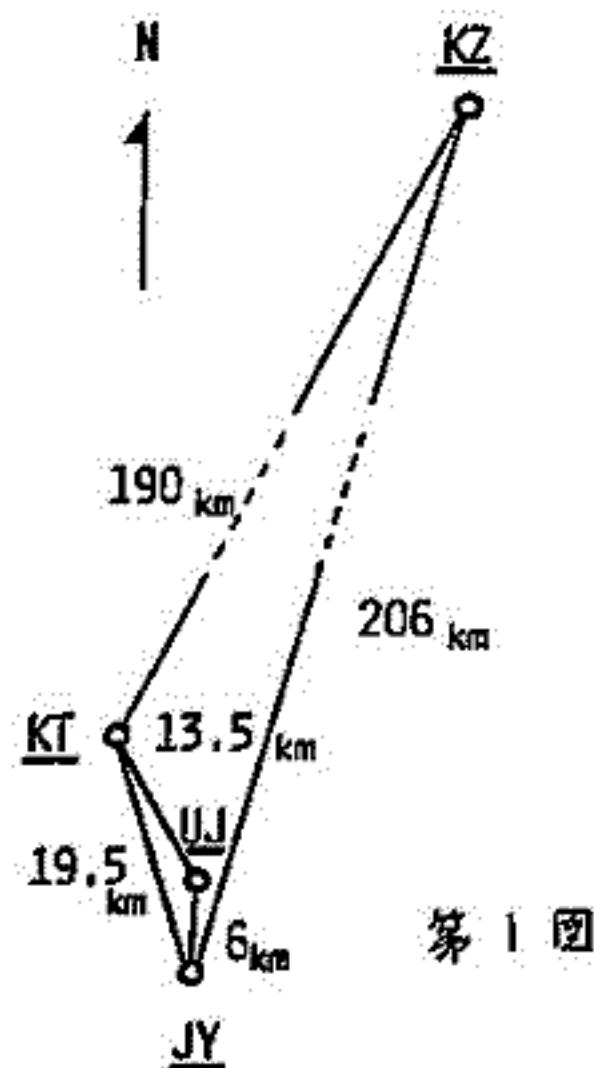
一、瀬球美，狩野哲也，長野勇，辻井常男，筒井稔，小川徹
 (同志社大工) (金沢大工) (京都大工)

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島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と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。今回は多島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。

観測島は第 1 図のような位置関係にある。

これらの観測島で昨年 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、各観測島へ到達する電波の反射角を通過した TID の時刻差からその速度、方向と算出した。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 つの三島観測から求めた 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と意味し発生源はかなり遠い領域にあると思われる。それにくら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。

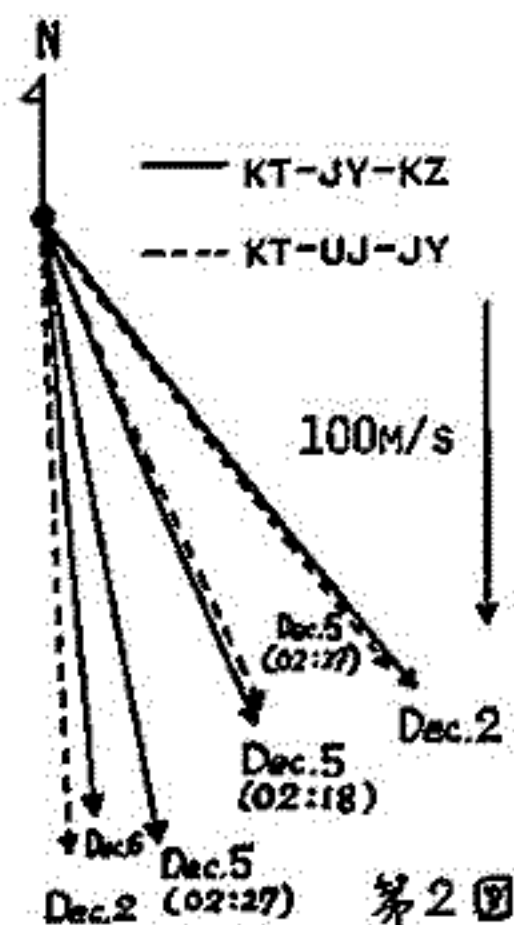


第 1 図

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(TID)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おり、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1957年11月26日09時~28日09時期間中に得られた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他による方法(1974, TAKENOSHITA et al.)を踏襲する。波の伝播速度ベクトル(V)は、4観測所中の3観測所を三角形の頂点とする3つの角-β(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。

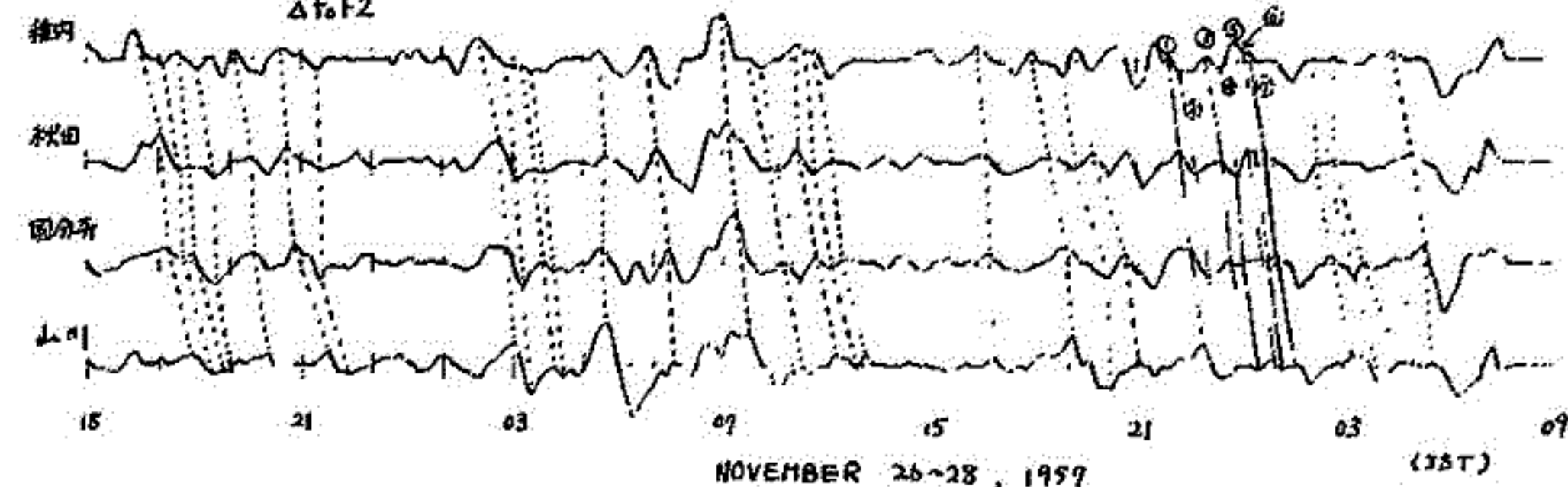
$$\theta = \tan^{-1} \frac{(t_2 f_2 \cos \alpha_2 + t_1 f_1 \cos \alpha_1)}{(t_1 f_1 \sin \alpha_1 + t_2 f_2 \sin \alpha_2)} \quad ; \quad \theta \text{ の方位角}$$

$$V = |V| = \frac{V_1}{t_1} \cos(\theta - \alpha_1) = \frac{V_2}{t_2} \cos(\theta - \alpha_2) \quad ; \quad V \text{ の絶対値}$$

ただし、観測点 X₁, X₂, X₃ のうち、緯度的に中点である X₂ を原点とした X₁, X₃ の位置ベクトルを r₁, r₃、その方位角を α₁, α₃、現象の通過時間を X₁ → X₂ を t₁、X₂ → X₃ を t₃ とする。方位角は北方向を原方向として西回り正とする。

図は1957年11月26日15 JSTより28日09 JST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 フィルター処理を行っている。各観測所間における同一波動のピークとみなしうる極大・極小の対応は線をつないで示した。

Δf_oF₂



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。ほとんどの速度は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/s)		方位角(度)	
	W-K	A-K	K-Y	W-K-Y	W-A-Y	A-K-Y	
1	35	15	25	547.8, 161.5	563.2, 155.9	522.8, 164.1	
2	35	15	25	547.8, 161.5	513.2, 155.9	522.8, 164.1	
3	35	15	30	529.5, 151.3	535.3, 144.6	506.0, 154.8	
4	30	15	30	591.3, 142.0	538.4, 119.5	506.0, 154.8	
5	40	20	25	481.0, 168.1	535.3, 144.6	493.2, 176.1	
6	40	20	25	491.6, 158.1	535.3, 144.6	493.2, 176.1	
7	40	15	35	460.4, 150.1	450.6, 155.9	472.1, 146.3	

Cusp field-aligned current & 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 と水一つとして分っている。特に、Cusp field-aligned current の場合は単純な磁気圏のプラズマ対流や reconnection では電流の方向等をうまく説明できない。

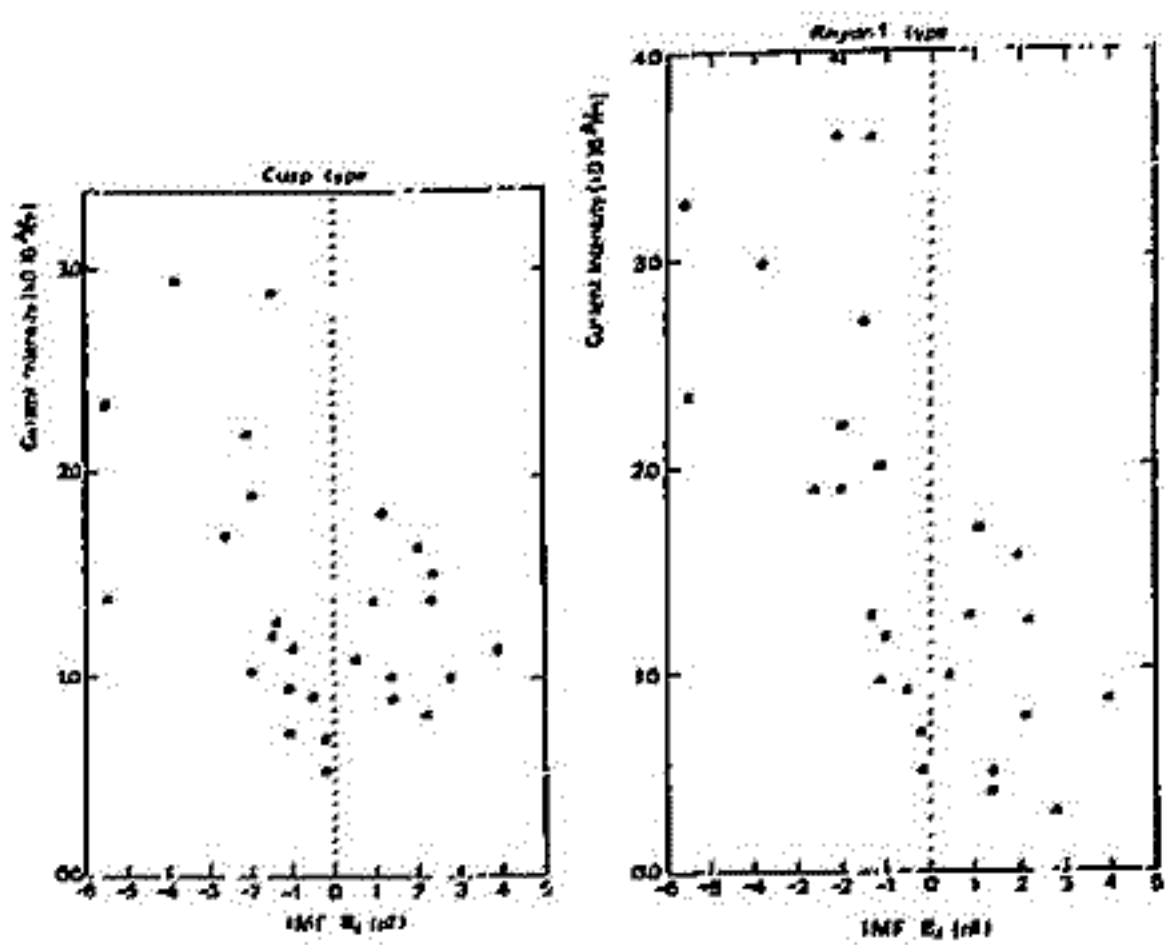
今回の講演では、field-aligned current の生成機構を知る為の一つのステップとして McMurdo 基地で受けた南半球高緯度地方のデータを用いて

- (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月頃から '77年4月初めまでのデータを用いて cusp 領域の解析を行なったので合わせて報告する。

(図1の一部)
南半球に於ける
field-aligned current
intensity と IMF
B_z の相関図



Field-aligned Current and Ring Current

飯島 健
栗大 理

Thomas A. POTEMPA
APL/Johns Hopkins Univ.

TRIAD衛星の高緯度 ~ 800 km T 計測による磁場 (Armstrong and Zmuda, 1973) の分析を元として、著者は large-scale field-aligned current (FAC) は 3 次元電流分布を形成していることを示唆している。この Region 1 FAC (FAC region の poleward part を指す) は Substorm activity の general level と関連の運動を、quasi-persistently に存在する。Region 2 FAC (FAC region の equatorward part を指す) は auroral electrojet activity の local level と関連の運動 (電流) は quiet periods, substorms を通じて、その性質、current alignment 等の異なる現象として現れる。この FAC は magnetosphere 内に存在し、基本的には Source にある control 点から発生する。Sugiyama (1975) は Ogo 5 衛星の高緯度磁場データと比較して high altitudes ($\sim 5 R_E$) にある FAC の 2 次元電流分布の存在を最初に指摘している (この TRIAD data により決定された region 1, 2 と同じ current を異なる高緯度で観測していることは、Sugiyama 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指摘している)。

この Jaggi and Wolf (1973), Vasyliunas (1970), Sato (personal communication) 等の研究を参考に、磁場データ上の現象と region 2 FAC の magnetosphere の 1 次元電流分布の Rot plasma 運動と密接な関係を示唆している。この結果は、流体力学理論の是非を示す。この分析の目的は、FAC の物理的性質を明らかにすることである。

この $\sim 0200-0800$ MLT sector における TRIAD data の現象と、flow-type の region 2 FAC (flowing away from the ionosphere) の 52 events について、その intensity, location 等と、low-latitude geomagnetic perturbations の 2 つの指標、Dst (ring current energy の measure を示す, Sugiyama (1973)), Asy (low-lat. disturbance の MLT-inequality の measure, Kawasaki and Ahasofu (1972)) との関連を系統的に検討した結果、Region 2 FAC の強度と ring current energy とは相関があることが示された。Region 2 FAC events は Dst の下降と関連している場合も見られた。この Region 2 FAC の stability 及び Variability の ring current field の変動とこの現象は関連していることが示唆された。

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

飯島 健
東大 理

Thomas A. POTEMRA
APL/Johns Hopkins Univ.

TRIAD 衛星の高度 800 km で計測した極磁場データの受信は最近 Resolute, Canada で行われた。Resolute と McMurdo は geographic pole に近いため、 $\sim 100 \text{ min.}$ 毎に 1 day に $\sim 1/4$ passes が受信される。これらの極磁場データを polar-cap の中心とした高緯度地球を cover した。このデータを十分に活用し、著者らの College の受信した TRIAD data を用いて行われ、この研究の目的を説明し、この研究の重要性と将来の方向性を報告する。

① Midday polar-cap の Field-aligned Currents (FAC) の特徴

0900 03/50 MLT の dayside 領域から McMurdo, Resolute で観測された磁場データの変動パターンを比較し、その結果、この領域には Region 1 FAC (quasi-persistent に存在する) とその高緯度には interplanetary magnetic field (IMF) の変動 (特に B_y - 成分) との密接な関係が観察された。Cusp-region FAC の説明もこの結果で確認された。この結果は FAC の geomagnetic DPX の結果 (Wilhelm et al., 1978), ISIS-2 magnetometer data に基づく polar-cap FAC の特性 (McDiarmid et al., 1978) とよく一致する。

② Region 1 FAC の stability

Region 1 FAC は auroral electrojet activity の general level に関連した変動で、substorm が発生した quiet periods にも存在し、geomagnetic S_f を説明する $\sim 500 \text{ min.}$ 程度の two-cell convection current と関係している。Resolute の受信した data の中には連続した 5 回の passes の 1/25 1/20 MLT 領域を survey したデータがあり、その特徴は cases によって異なる。この data を分析した結果、Region 1 FAC は 5 passes 間 $\sim 500 \text{ min.}$ 以上は 1/30 1/20 MLT 領域に存在し、その location, intensity の変動は polar geomagnetic substorm, polar-cap geomagnetic disturbance と関連した変動を示す。この結果は Region 1 FAC が quasi-persistent に存在することを示唆する。この結果は Region 1 FAC の stability は 1 日以上の時間以上は持続する。この結果は Region 1 FAC は、 S_f の polar geomagnetic disturbances の background を形成する基本的な要素であることが最近の review (Akasofu, 1977, in Physics of Magnetospheric Substorms, D. Reidel, Dordrecht, Netherlands) と一致する。この結果は polar disturbances を説明する二次電流の重要な構成要素であることを再確認した。

SIMULTANEOUS OBSERVATIONS OF FIELD-ALIGNED CURRENTS AND VISIBLE
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 $2 - 3 \text{ kR}$ 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 $1 - 2 \text{ kR}$. Equatorward, in the region of the downward current, the aurora is essentially diffuse and the auroral intensity at the boundary is $0.5 - 1 \text{ kR}$.

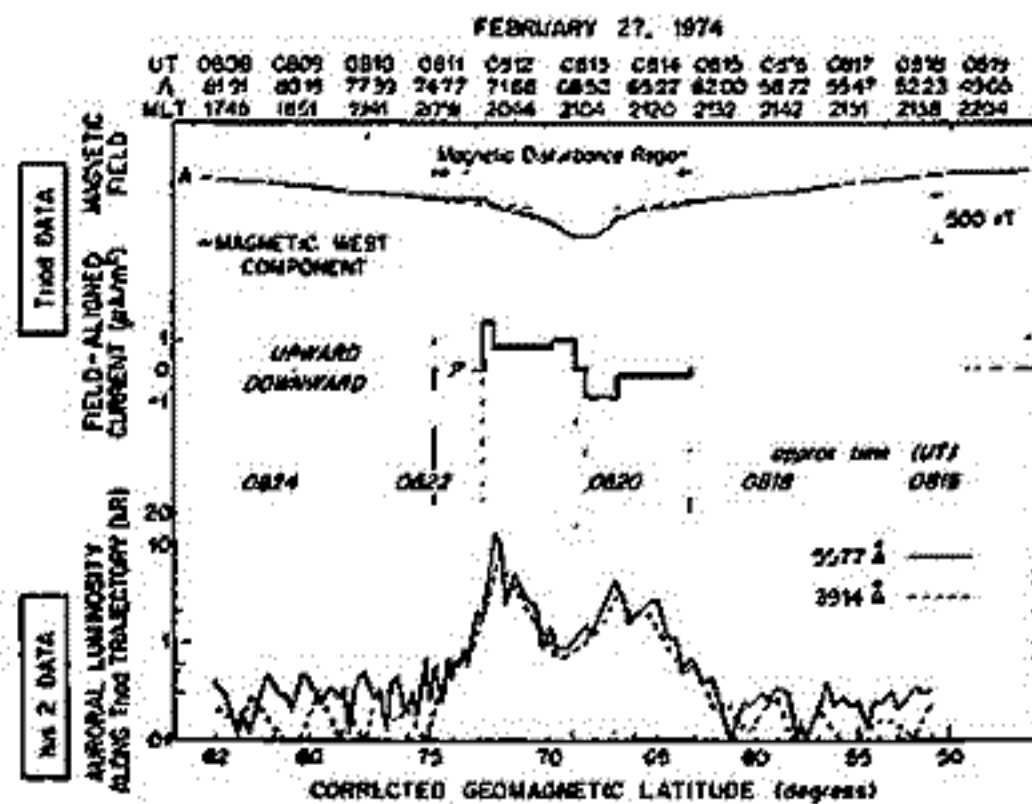


Figure 1. Triad magnetometer data, the estimated field-aligned current density, and logarithmic latitudinal profile of 5577\AA and 8914\AA intensity along the Triad subtrack for the Isis 2 pass on February 27, 1974.

17P- I 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

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

where \mathbf{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

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

where \mathbf{E} and ϕ are the electric field and potential, respectively, and $\underline{\underline{\sigma}}$ 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

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

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

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

a = radius of the current sheet

17P- I 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

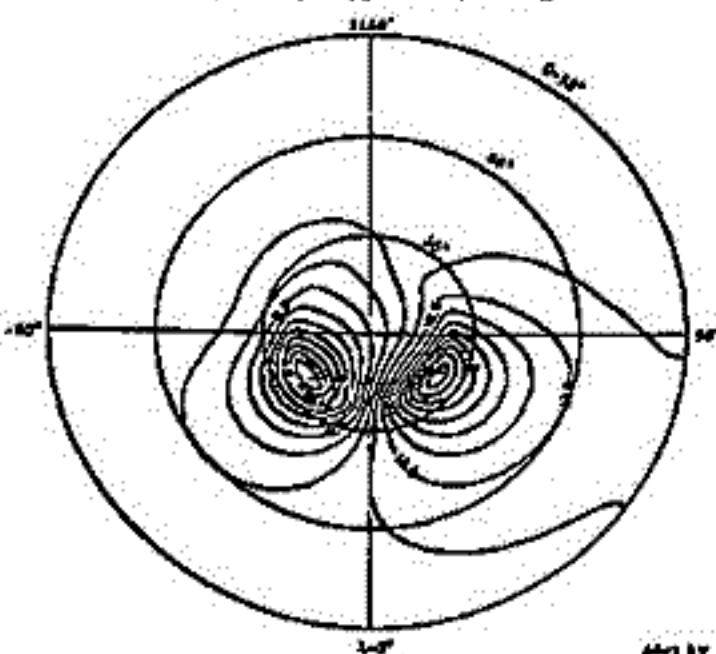


Figure 1

IONOSPHERIC CURRENT VECTORS

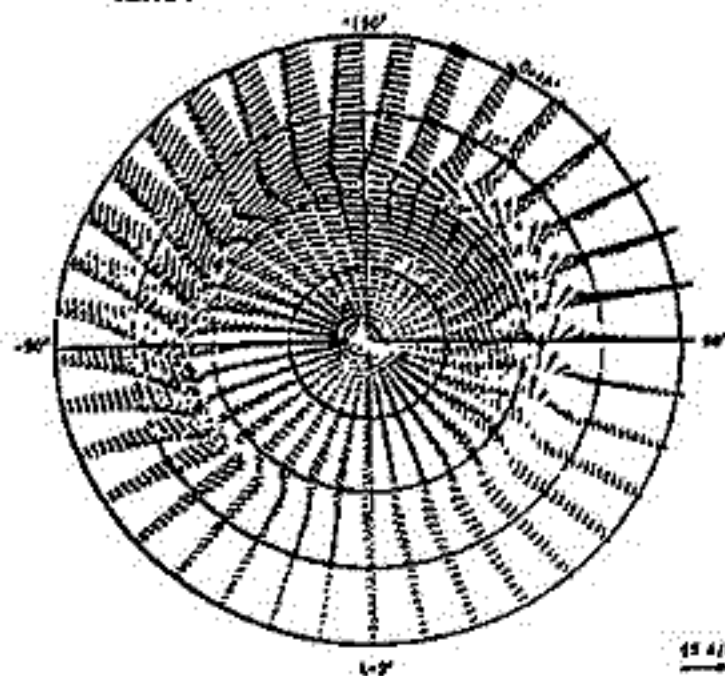


Figure 2

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

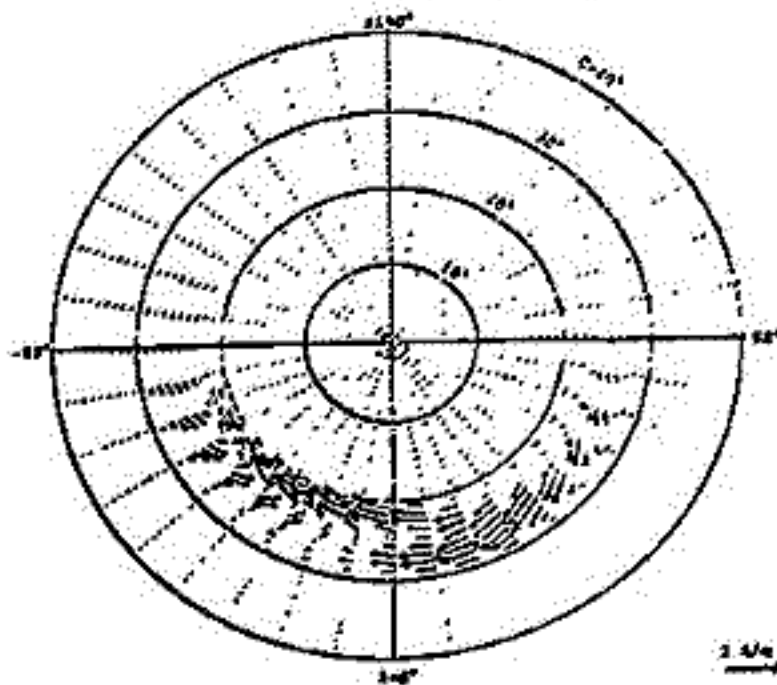


Figure 2

ELECTRIC POTENTIAL

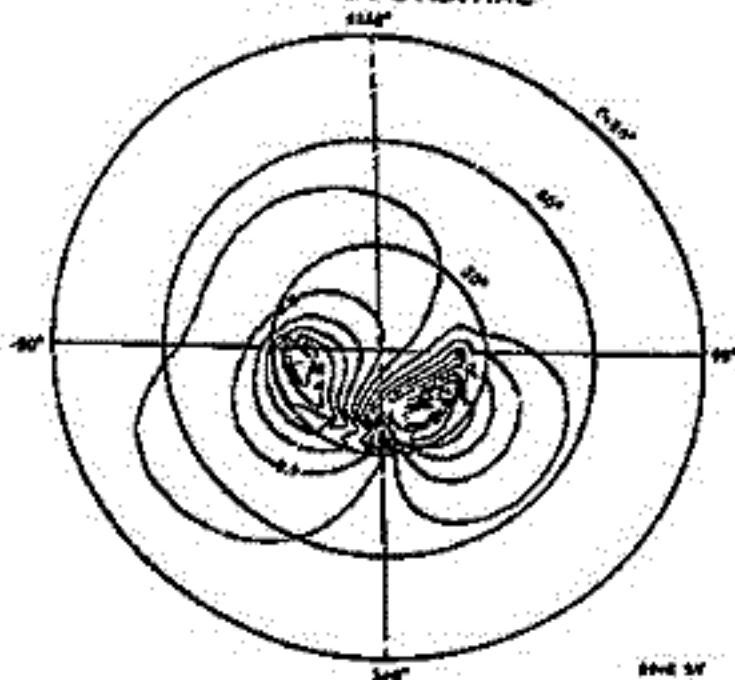


Figure 1

EQUIVALENT IONOSPHERIC CURRENT SYSTEM

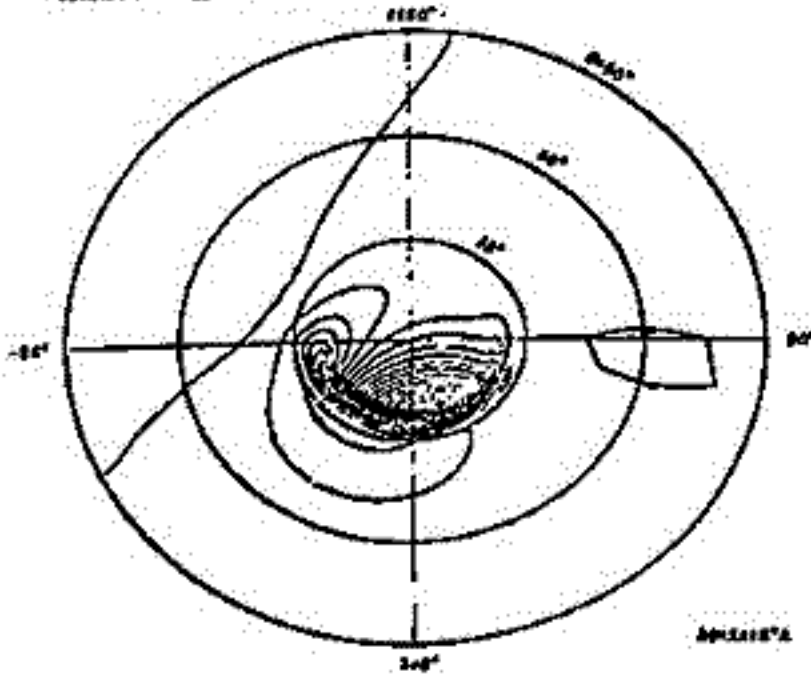


Figure 3

17P-I 53 第17次南極ロケットによる極域電離層

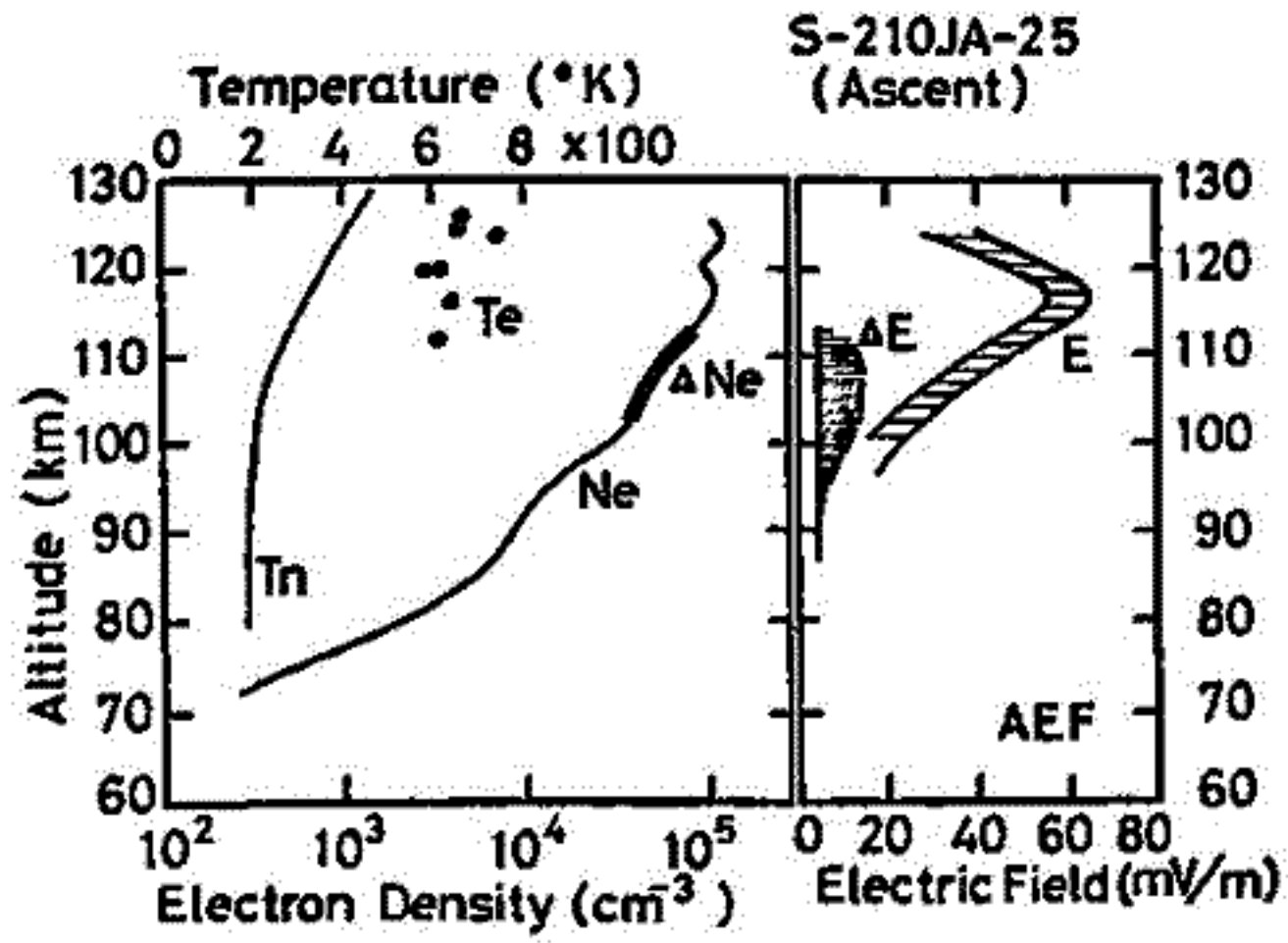
プラズマの擾乱の観測結果

森 弘隆, 小川忠孝, 宮崎 茂, 小川俊雄, 森田 操
 (電研研究所) (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所提供)が用いられた。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、両モードの観測が1秒間毎の切換えで行われた。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で強い擾乱の観測された。このロケットには、相乗り機として、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。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ドリフト速度を求め、E層で起り得るプラズマ不安定である、ロスフェルド不安定、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。



久保孝也, 伊藤富彦(宇宙研) 村田節夫(三井物産) 國分延(東大理)

前回の報告で, テーラ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, 480 eV, 740 eV のエネルギー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 よりも少く多。

高度変化があまり無かったので, flux の変化は主として θ 角に依ると考え
られる。480 eV, 740 eV の flux は θ 角が小さくすると少く θ 角が大きくなると多
いエネルギーの flux は, 大した変化を示さず。観測された flux を, θ 角に依る
部分を Gauss 分布で, 等成分を E の power law で近似すると,

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

$$\begin{aligned} \therefore \text{に } A &= 2.4 \times 10^6 & \alpha &= 0.87 \\ B &= 2.5 \times 10^7 & E_0 &= 550 \text{ eV} \\ & & \sigma &= 170 \text{ eV} \quad (\theta = 4 \text{ 角 } 5', 213 \text{ km}) \text{ とある。} \end{aligned}$$

又, θ 角 θ に外挿した場合は, 上式で

$$\begin{aligned} A &= 1.6 \times 10^6 & \alpha &= 0.93 \\ B &= 3.0 \times 10^7 & E_0 &= 565 \text{ eV} \\ & & \sigma &= 115 \text{ eV} \quad (\theta = 4 \text{ 角 } 0', 213 \text{ km}) \text{ と (B) もりがある。} \end{aligned}$$

普通オロウ中では E_0 は数 keV とあるが, diffuse aurora 中での $E_0 = 565 \text{ eV}$ という値
もそれほどおかしいとは思えない。

次に, θ 角 θ の時の Gauss 分布の項から, 磁力線に沿った降下電子の速度分布及
び電流を求める事が出来る。

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

小松誠一・遠山文雄・青山 巖
(東海大・工)

第17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号機とは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ところから、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 を検出できる特徴がある。また寸法、重量、消費電力の点では、かなり改良された。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X, Y成分出力のデータ処理が困難になることである。すなわち、ロケットが回旋機軸からの磁気的影響を除去する上で難かしくなる。

2. 解析と結果

三成分の検出された磁気バイアスは、主として直流的バイアスであると仮定し、まずX, Y成分についてはおのお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、ほぼ同位相にあり約900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と想定でき、残りの量は induced field およびロケットスピンの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交する成分(H)およびZ成分について、理論値(1975.0 IGRF 振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 1 nT, Z成分において約 1 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長に refer し、オーロラ出現時の電流密度の検討を行った。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、さらに地上でアネトグラフおよびオーロラの写真とつなげて検討を行う。

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第17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。

徳山文雄・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を搭載し、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成分の代わりに太陽を基準とした磁場の偏角をロケット軸に直角な面内で時間測定する。いわゆるD成分の搭載された。このD成分は、ロケット軸に直角な面内に取付けられたフラックスゲート磁力計を用いて、平面内の磁場の方向を検出し、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25nTのデジタルおよび、残り25nT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、胴直後に約250mm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。また、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	出力形式	±51175 nT · ±2 nT
D成分	検出方式・検出感度	手法および重量	デジタル 12bits + アナログ (±25 nT 710mV-1V)
			タイムインターバル方式 · ±1分角
			電装部 200φ × 155 H 2.7 kg
			センサ部 224 H 0.8 kg
消費電力			±200 mA (±18V)

2. 解析結果 (速報)

ロケットの上昇時、高度約95 km ~ 105 kmにかけて磁場の偏角成分に電流系によると思われる変化が認められた。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、これとよのZ成分変化が顕著に認められることから、水平成分の卓越した電流層によるものと認められる。また、100 km付近以外についての解析も現在行っている。

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40秒以後を水平角20°、周期114秒のヨーイングをしている。

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 磁カ計として日本では従来biaxial型の間巻が盛んに行なわれてきた。この型の磁カ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磁カ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5の方がdrive電流の周波数の点からむしろ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)

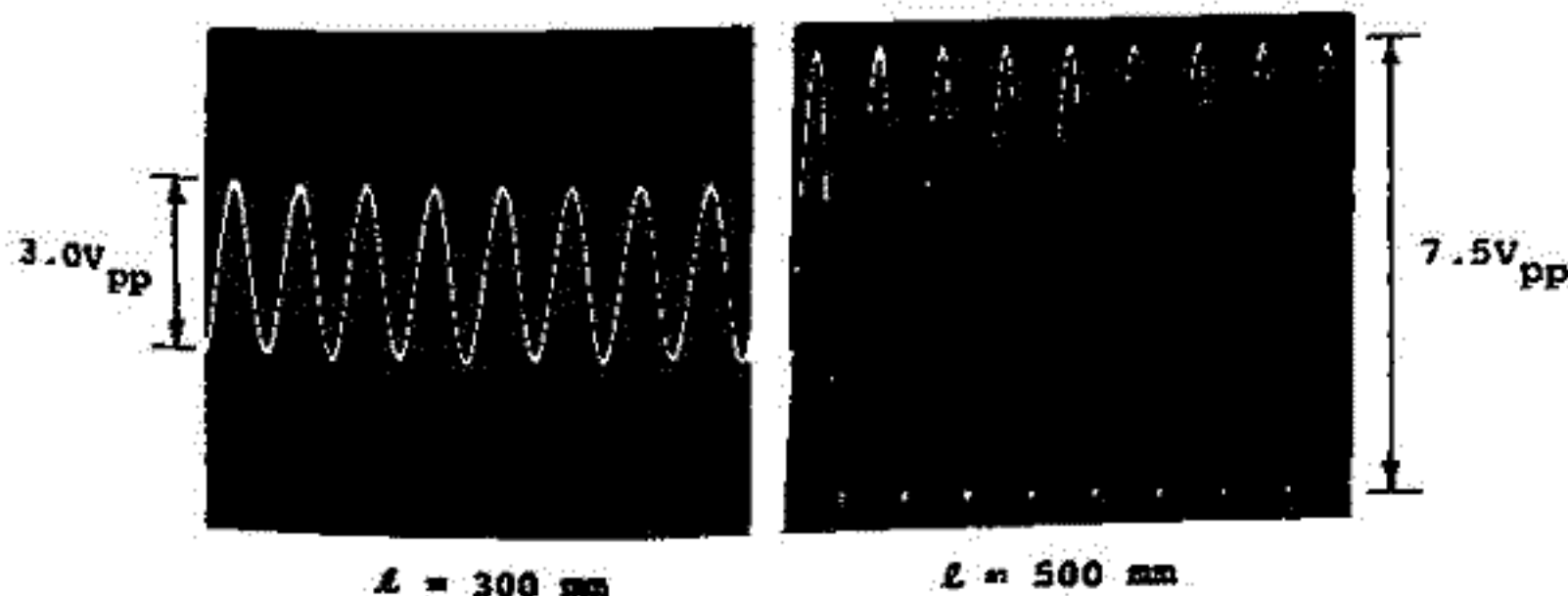
fluxgate 磁力計としては従来日本ではbiaxial型の開発が進められ、主に飛翔体に搭載する目的から小型軽量化の努力がなされ、この方面の技術は極限にまで高められてきた。

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であった為に、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)のものを採用し、長さとしては技術的に限界である $l=500\text{mm}$ のものと比較的の $l=300\text{mm}$ 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を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 での地磁気観測をこなすことになり、装置は、確実に動作することを目標にして製作した。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、又クラ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た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ほんごうけに用いらゆるセラミック(加磁子)を使い、Josephson Junction を形成した。セラミック素子) 二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} 以下にあきえることが出来る。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) であるが、今の場合はカットオフ 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こなすことを計画中である。

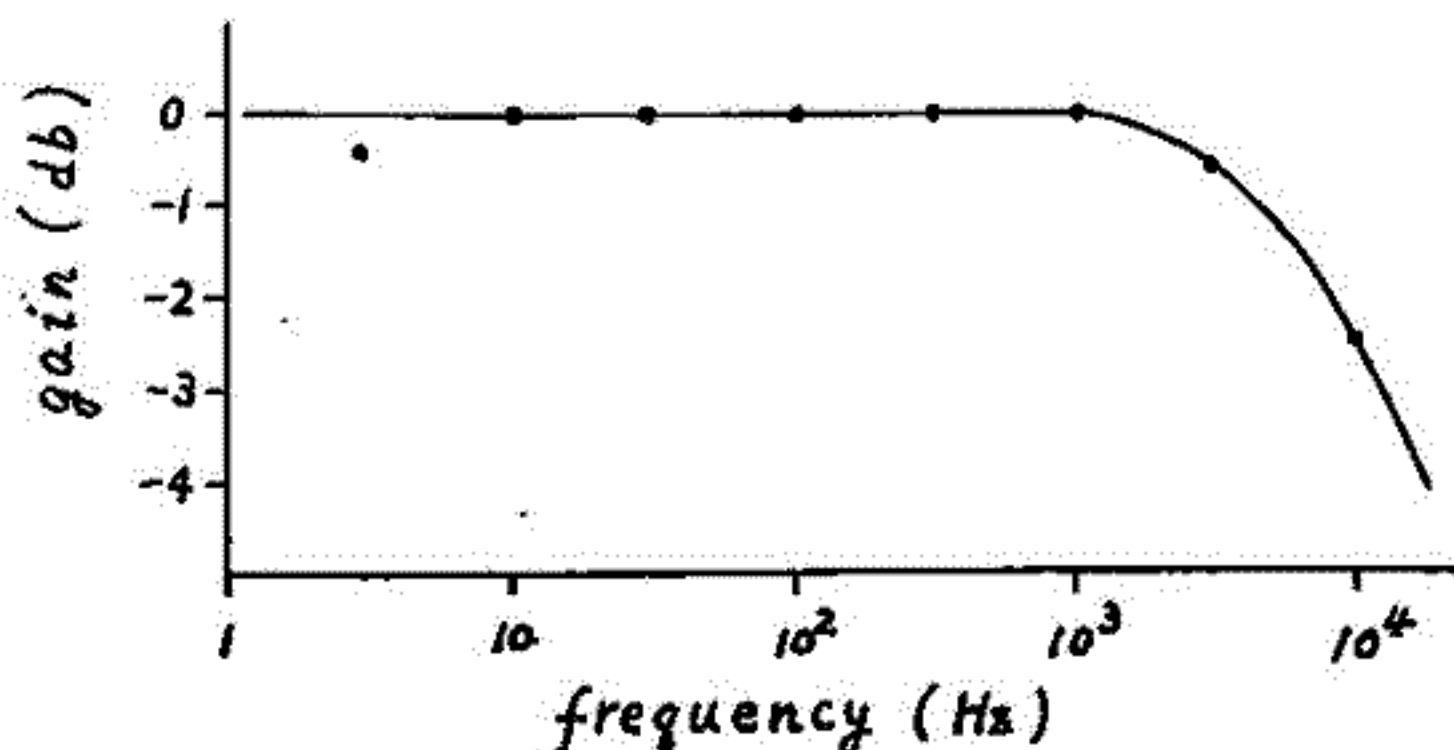
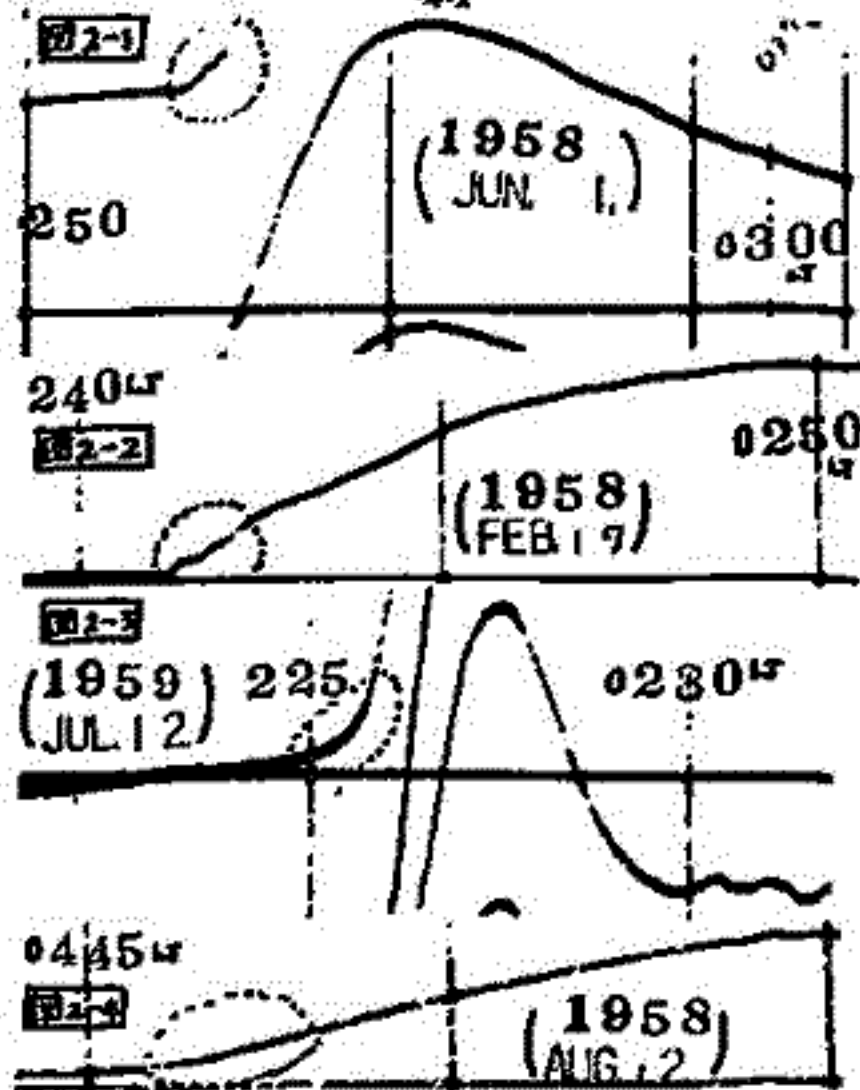
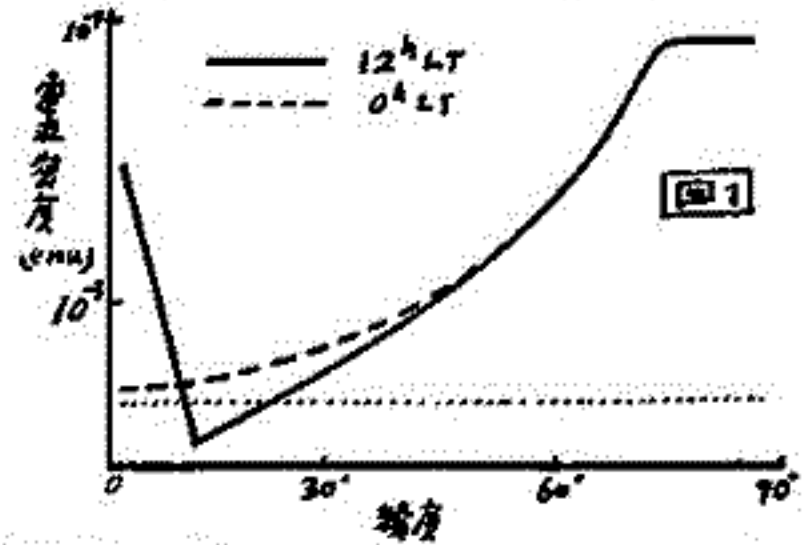


図 SQUID 周波数特性

荒木 徹
京大理

① 今回の解析目的: Guam, Koror が昼側にある時のアメリカーゾーニ観測所早まのし磁気記録から導かれた SC の正の解決が夜側データと矛盾するからなすべくする。②夜側 PRI 電流データの精度を以て観測可能性を調べる。結果: Huancayo (昼側) の Normal run magnetogram に SC が現れぬところ時, Guam の早まのし記録を調べると, SC の正のしは階段状微小増大を認められる (図 2-1, 2-2)。③ Huancayo (昼側) で PRI を伴った Pure SC が現れる時には Guam の SC は smooth なあり, 階段状増大は認められぬ (図 2-3, 2-4)。④この現象は統計的に有意である (表 1)。⑤この増大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 電流系は zonal part は存在しない。⑥この増大の方向は赤道方向に単純減衰し Equatorial enhancement は認められぬ。図 1 は 磁層 75° の down-down 時に電流密度を enhance した時の電流密度変化を示す。観測可能な電流密度の限界を点線として取りると 昼側では neutral (磁気緯度 20° で PRI が消滅し赤道を真に現れる) という前回の解析結果と 夜側では赤道を PRI 電流が観測可能になるという今回の結果とを説明する。表 1 で Huancayo の SC の割合が 19% であるが Guam の smooth SC が対応しているのは極起源の PRI 電流系の規模は赤道から遠く Guam で観測可能となるほどにまで減衰したと考えられる。

PRI 研究の意義 上記の結果により SC の PRI が極地方に傾斜した電場によって生じるものと考えられる。より確かなものにしたい。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ることが役立つ。またこの分布は電場の生因 (したがって PRI の原因) を考察する。本階層中の擾乱は磁気擾乱の北緯帯広域を越える材料を提供する。極電場起因の磁気擾乱は DP-2 があるが, これには電離層電流の他に Ring Current の影響が大きい。また地磁気擾乱から電流密度を基準の Base line の方向に擾乱が起る。これは対し, PRI は電離層電流のみによると考えられる。また PRI 生起前のレベルが明確なことで増大の符号を確定して正の増大微小変化を解析の対象にするという利点をもつ。



(1957.7 ~ 1967.12)
12h-20h UT の SSC
11350/12112020 度

		Guam (25h 15m) の SC の割合	
		Smooth SC	階段状微小増大を伴った SC
① Huancayo (1957.7-1967.12)	pure SC	63	0
	SC の割合	19	31

17P-I 61 西太平洋地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、世清別所、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(Shiraki, 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の効果が論じられてきた。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Lumping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、潮汐ポテンシャルのMa項に際してのものである。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、

$$2\pi - 22 \quad (1)$$

である。ここで、 τ : 平均太陽日、 ν : 平均

太陽日である。(1)の周期は、S(周期が 2π)の变化が、 22 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 22 と同じ周期の場合、Sの太陽活動によるmodulationの効果がLの結果に含まれる。Lのうちの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1/7-スペクトルを調べた。1/7-スペク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、ピーク位置などについて詳しく調べた。

父島およびLumpingにおけるLの季節変化

父島[29.2°N, 142.3°E]は1970年12月・1976年12月(FはL)の観測の休止および岩礁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、Lumping[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氏による解析された結果がある。Lumpingのデータは我々と同じ解析方法で解析されている。これらの父島とLumpingの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, Toshitsaka 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 equatorial 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_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当である。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。中性大気の方程式は以下の様になる。

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

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

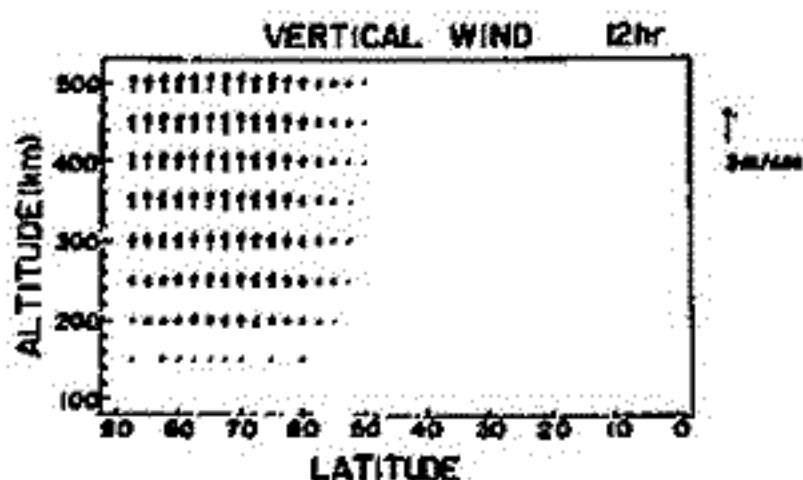
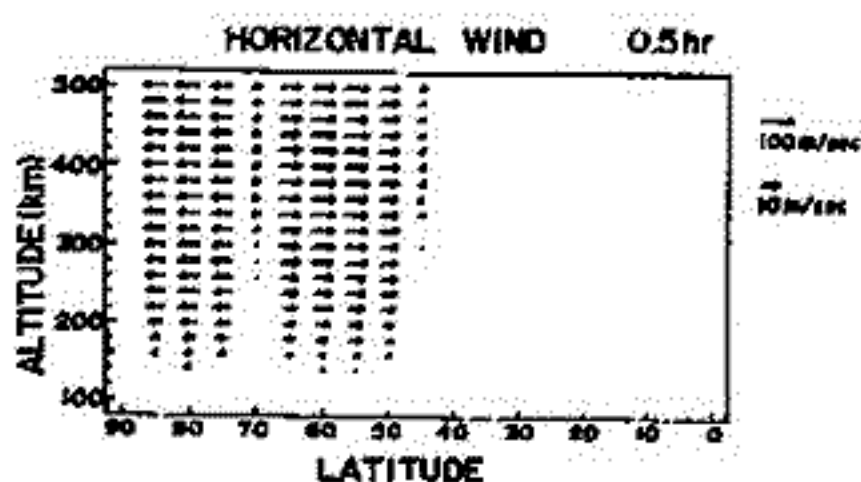
$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{w}{\rho_0} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}$$

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

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

\$T, u, w, p, \rho\$ は温度、南北風、垂直風、圧力、密度の変化量。\$k, \mu\$ は熱伝導係数、粘性係数。\$\gamma, G, 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面展開し、\$r\$ (上方) と \$t\$ (時間) に関する微分方程式を Crank-Nicolson 法で計算した。

計算結果から、地磁気嵐時に観測される、F領域下の赤道向きの中性風、全世界的な温度増加、密度増加の起る時間が緯度に依存する事を説明できる。しかし、従来の対流理論と異なり、中低緯度ではほとんど下降流が起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)

Fig. 1 S_y の UT 変化

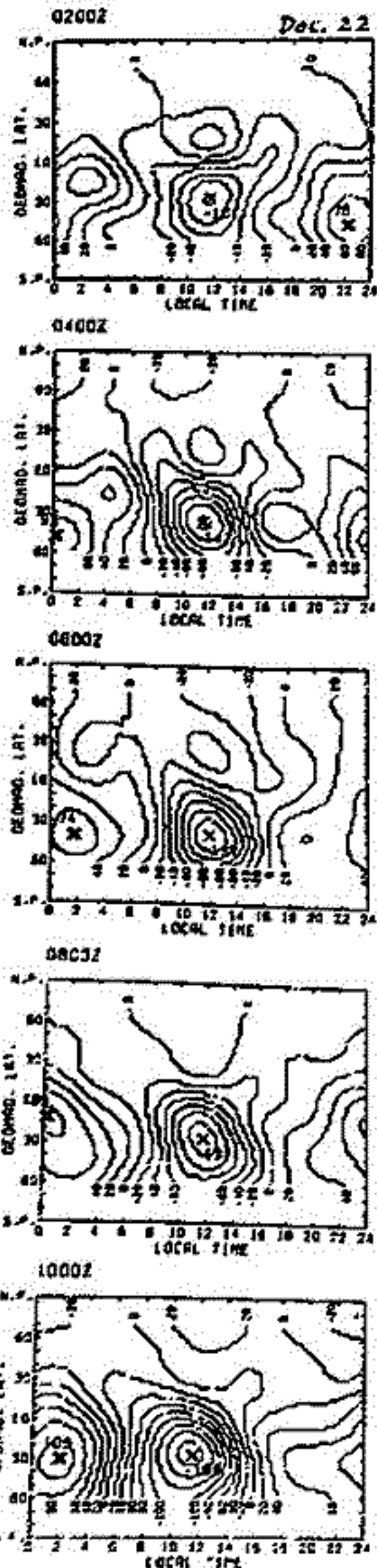
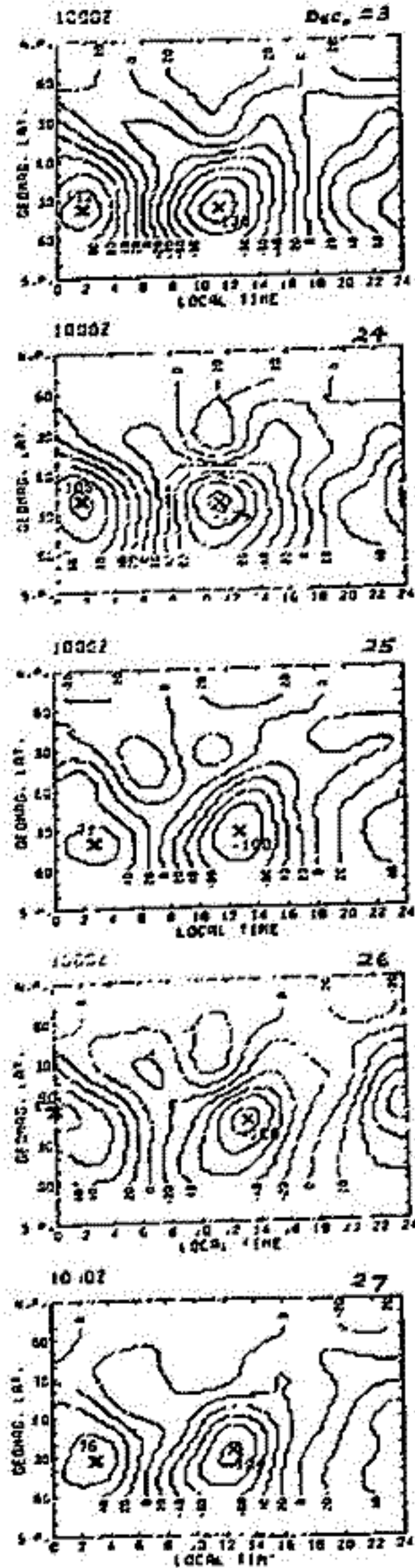


Fig. 2 S_y の日々変化



S_y 磁場が注目されてすでに 100 年
余りになる。その初期には電離層電
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測
望振動と電気伝導度の理論を考案さ
せた。かくて S_y は主として電離層
下層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
圏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
レーダ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_y の性質・原因・
役割を明らかにするため、この度、
1964 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 Bank,
No. 1, 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、
JGJ にも広く掲載されるが (鈴木,
1978)、注目される結果の 1 つは、
 S_y 電流系の variability であり、他は
両半球電流系の expansion である。
本 1 図には外部電流系の UT 変化、
本 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 (糸田・杉浦, 1948)、日々変化
は主として電離層の風に、そしてい
くらかは太陽風や磁気圏の原因す
るものと考えられる。

この論文ではこのように variable
な S_y 磁場がどうしておこるかを
とらえ、更にその役割についても加
げをおこすと思う。そして、それら
の結果をサテライトやレーダによる
観測と比較して検討してみたい。

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ても、それはその変動を生成する様相等の解明に有用な一つのチツプであることには間違いない

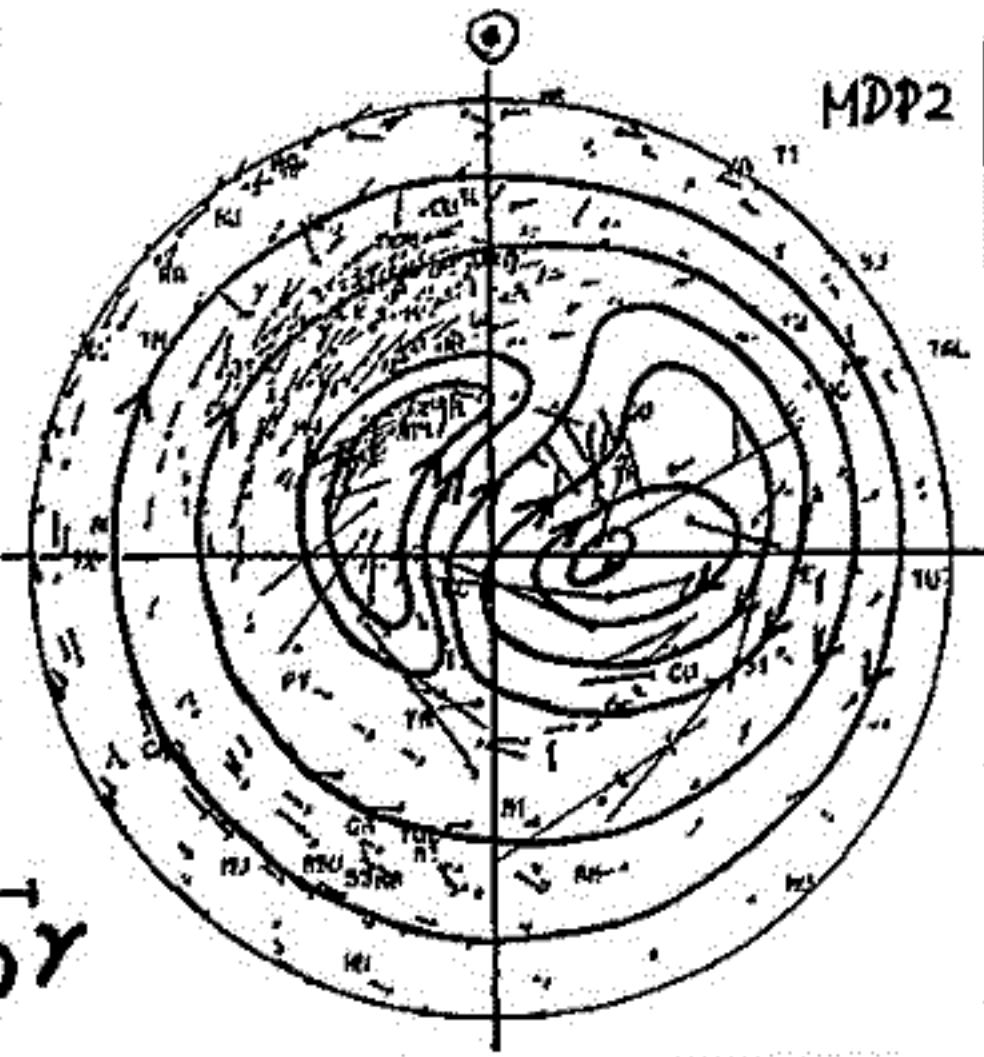
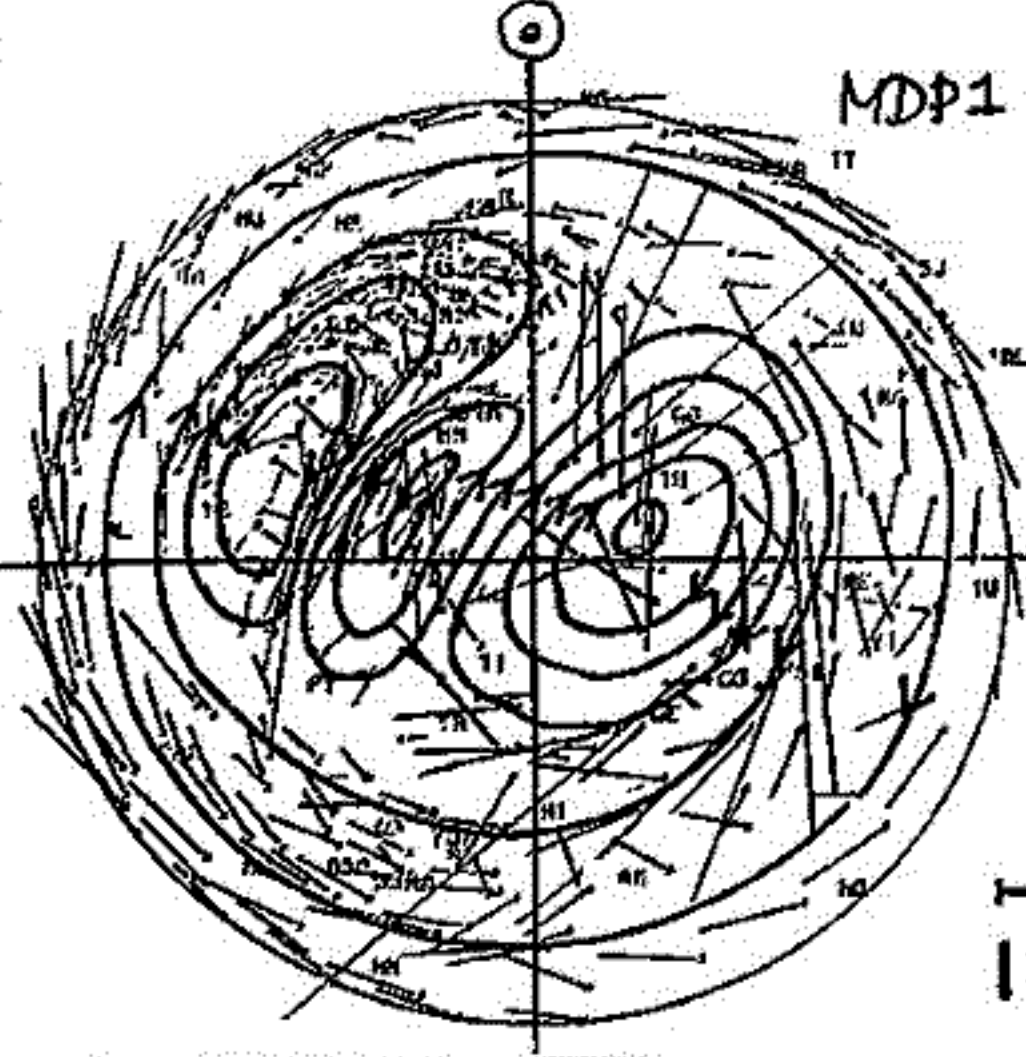
ところで、地磁気変動には、ULF, DP2, DP1, Sq から未年変化まで、幅広いスペクトルを含んでいる。Sq以下の比較的短周期のものについては、その形成する等価電流系が良く知られてはいるが、1日以上周期をもつ変動については余り手が付けられていない。従って、1日以上長周期のものについて、それがDP等短周期のものとの等価電流系と同様のものかどうか、また長周期のものの中でも各成分の電流系に差異があるか否かを調べる必要がある。

作業量はかなりの量になるので、ここでは才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 ありあせ語 (1) にて 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 (西向き)
- (2) MDP2 (Modified DP2) ... " 2つの Vortices (MDP1 の 1つの Vortex が縮退) + 赤道西向き zonal current
- (3) MDP1 と MDP2 は IMF に関係して 11 日 ようである。以下講演時。



10γ

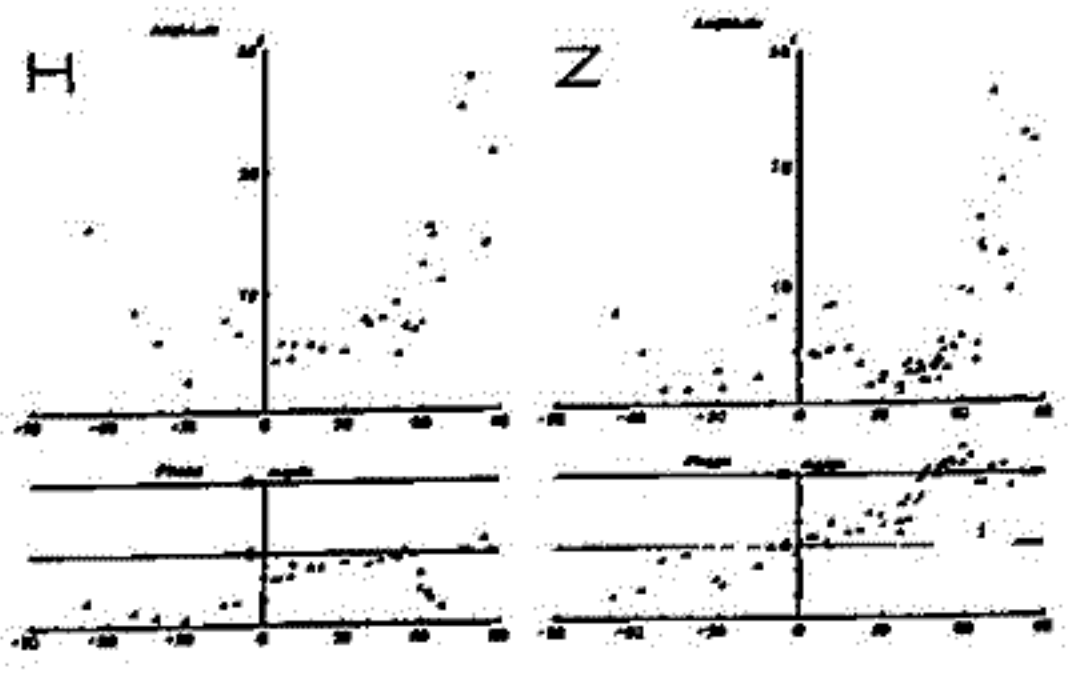
長井嗣信 ・ 福島直
地磁気観測所 東京大学理学部

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、太陽風と地球ダイナモ軸のなす角が季節変化することにより、夏に磁力線がより傾斜するため Z が夏に小さくなることを説明している。Malin and Iqikara (1976) は、オロウ市以下の緯度における annual variation は、夏冬で ring current および auroral electrojet の緯度が変化することによって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_q 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、

$$S_i = \frac{1}{2} (\pi_i - \frac{\pi_{i-1} + \pi_{i+1}}{2})$$
 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 ($\phi = 89.3^\circ$) 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 のようすは、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、かなりよくとも良く対応を示していない。

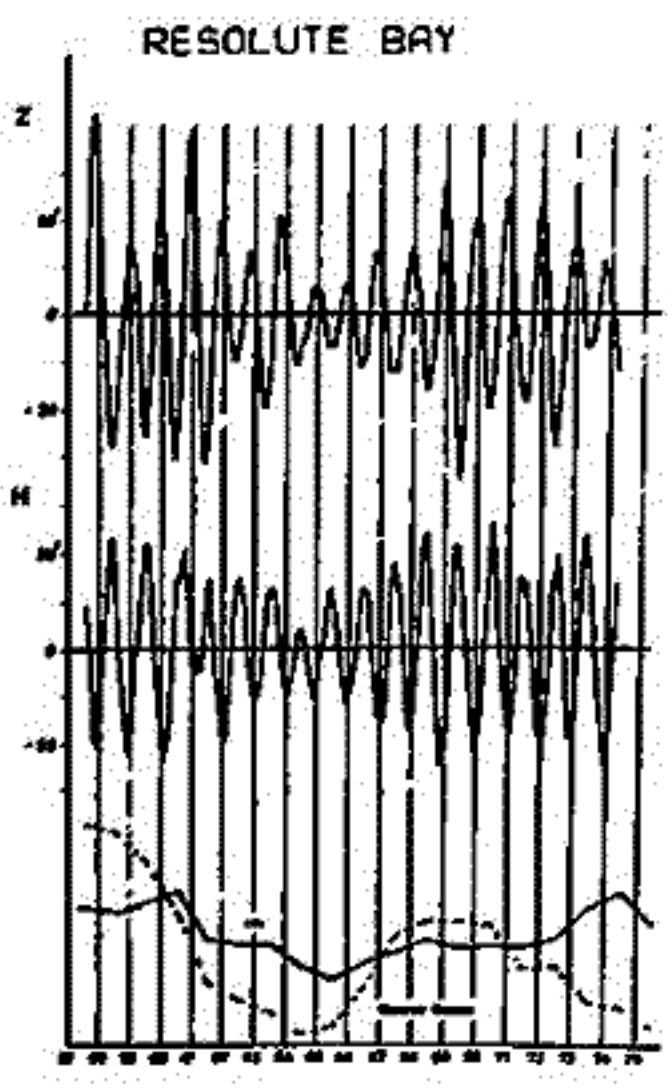


図 2

3. 極地方の station について、IMF の効果を調べるために、 $B_e > 0, \sim 0, < 0$ 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。 $B_e < 0$ の場合に、 $B_e > 0$ 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。

18A-I 67 太陽系近傍の宇宙線密度

桜井 邦朋
神奈川大学工学部

現在、地球付近で観測される宇宙電子のフラックスは、宇宙電波強度が $\sim 10^{-16}$ W/m² の観測から予想される値に比べて、2桁から4桁程度だけ小さい。観測される電子のエネルギーが小さく、電子フラックスの太陽活動による変動が果ては 10^3 まであるから、この不一致の原因は、太陽系外空間の物理が恒常であることと推定される。一方、現在この原因が、銀河磁場の大きさとその方向によることと推定される。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の密度と同じはずであることが仮定がなされる。

太陽系が現在を占めている空間は、 $\sim 10^4$ 年前に爆発した超新星の残骸である。この領域は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と推定される。この場合、宇宙線密度が、この空間では推定されるよりも低いと推定される。この結果が、前記の宇宙電子と宇宙電波に関する両観測結果から推定される相違を導くことと、太陽系近傍の宇宙線密度と磁場強度は $\sim 10^{-16}$ W/m² 程度（ > 100 pc 離れたところ）に比べて、前記の推定値より桁違いに小さいことと一致する。

太陽系を包みこむこの領域は、銀河系空間のそれとは異なることと推定される。現在この領域に存在する宇宙線の大部分は、この領域、或は内側の超新星の残骸から来ると推定される。この推定は、高エネルギーの宇宙線と 10^4 程度の天文的な観測結果から推定される。銀河系空間の宇宙線密度が平均的であると仮定される。

奥田信三

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、種々の観測からモデルの精密化が行われて来た。主な改良点は、断熱減速機構の導入、時間依存性、非球対称性の考慮等である。この分野には、数論的には可能な限り単純な解析的解が求められて来たが、最近では磁場の乱れより現実的なものとする傾向があり、この場合には数値的解法も大いに利用されて来たようである。

20では、より直接的に異方性イオンイオン過程の数値実験により再現し、フレア粒子の伝播を再現することを目指した。簡単なために、二次元とし、磁場はアルファ線と見做し、太陽風の速度は 400 km/s と一定とした。更に計算時間を節約するために、アルファ線のイオンイオン過程の物理的性質を代表させることにした。また、アルファ線と見做す磁場は太陽近傍では色散が悪くなるので、Injection は 0.1 AU と起すとした。

実験の結果は 1 AU での観測データと比較することにより、イオン・異方性率の中心と範囲を限定することが出た。しかし、このように手法では、実行の異なる観測データがある、モデルを2次元には決めたことは出来ないのである。特に重要な中心とイオンイオン過程の距離依存性で、これは拡散方程式に於ては、拡散係数の距離依存性に依存する。

現在テストしているモデルはイオンイオン距離の一次に比例するものである。2次元では、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高度依存性を観測データと比較して、そのように中心とイオンイオン過程を得た。

磁場線方向のイオンイオン過程: $\langle \epsilon_{\parallel} \rangle = 0.1 \text{ AU}$ (単位: AU)

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

このモデルでは、これらの数値値に、外向きに $0.005 \sim 0.01 \text{ AU}$ の一定のイオンイオン過程を加えることにより、アルファ線と見做す磁場を説明出来ることになった。このことは外向きのイオンイオン過程も一定時間内にはいることと示唆している。

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、Bartels (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。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、前項の講演を述べられるごとく、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 との関係において模式的に示す。

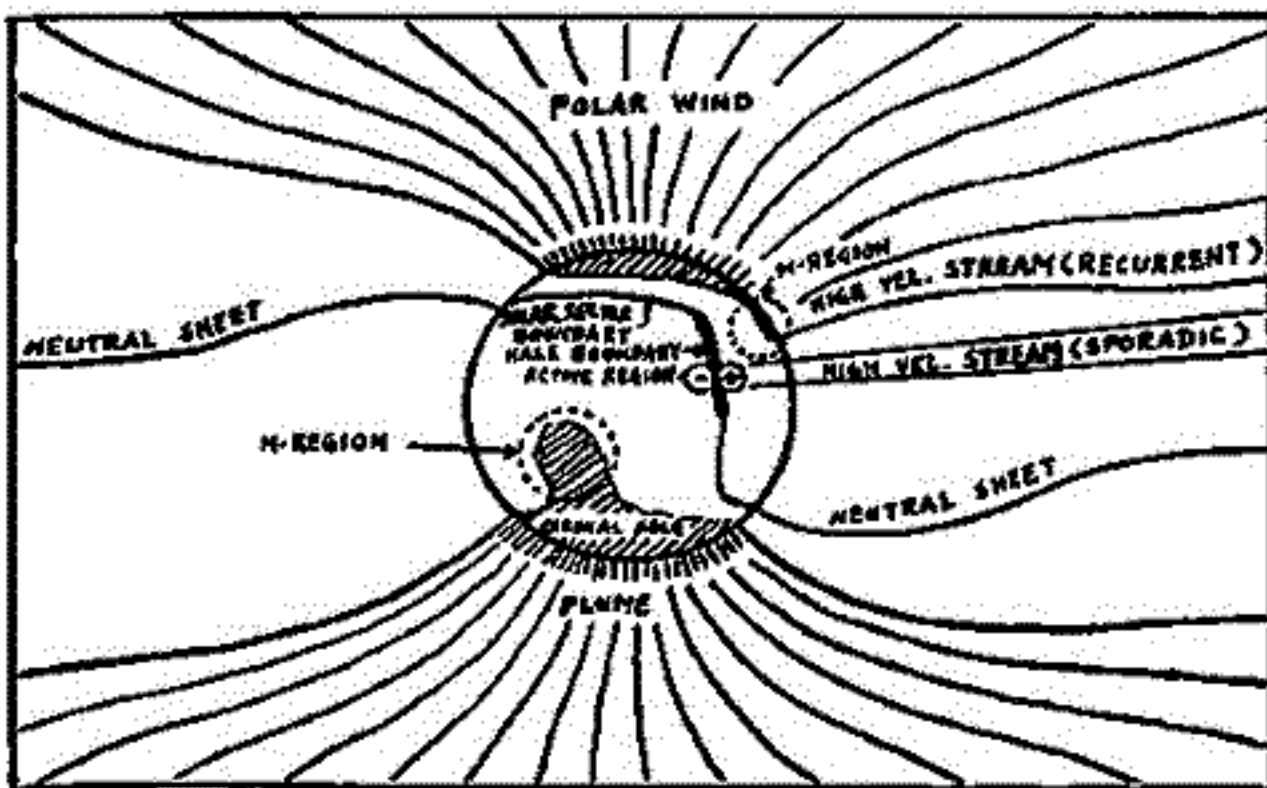


Fig. 1

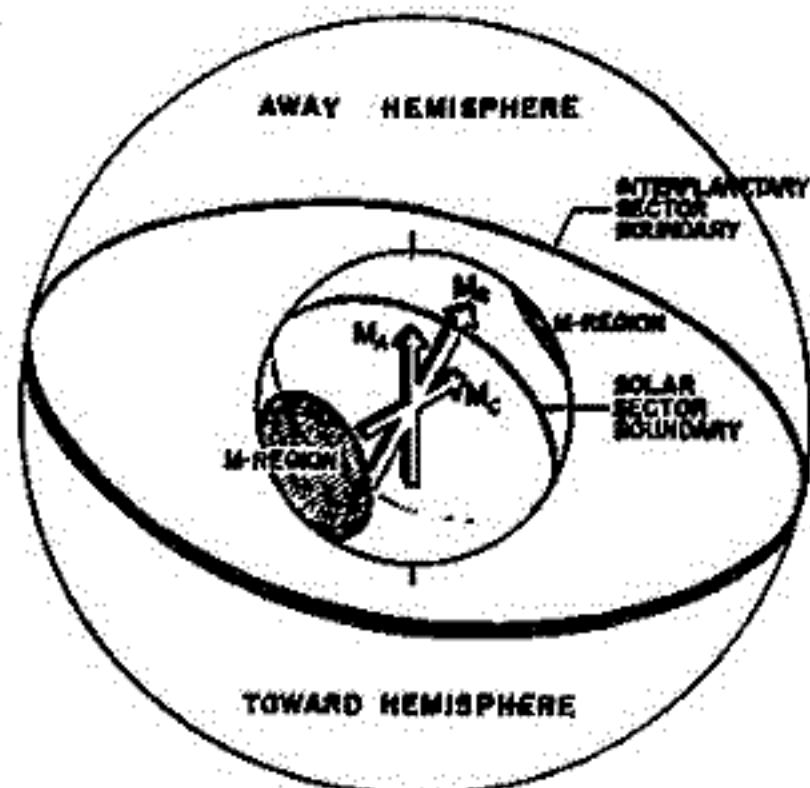


Fig. 2

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 箇の 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 であるとすると、次項の講演で述べる様に、coronal hole, oblique dipole, solar & interplanetary sector boundaries 等を、2-hemisphere model との間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. 2 (Saito, 1972)

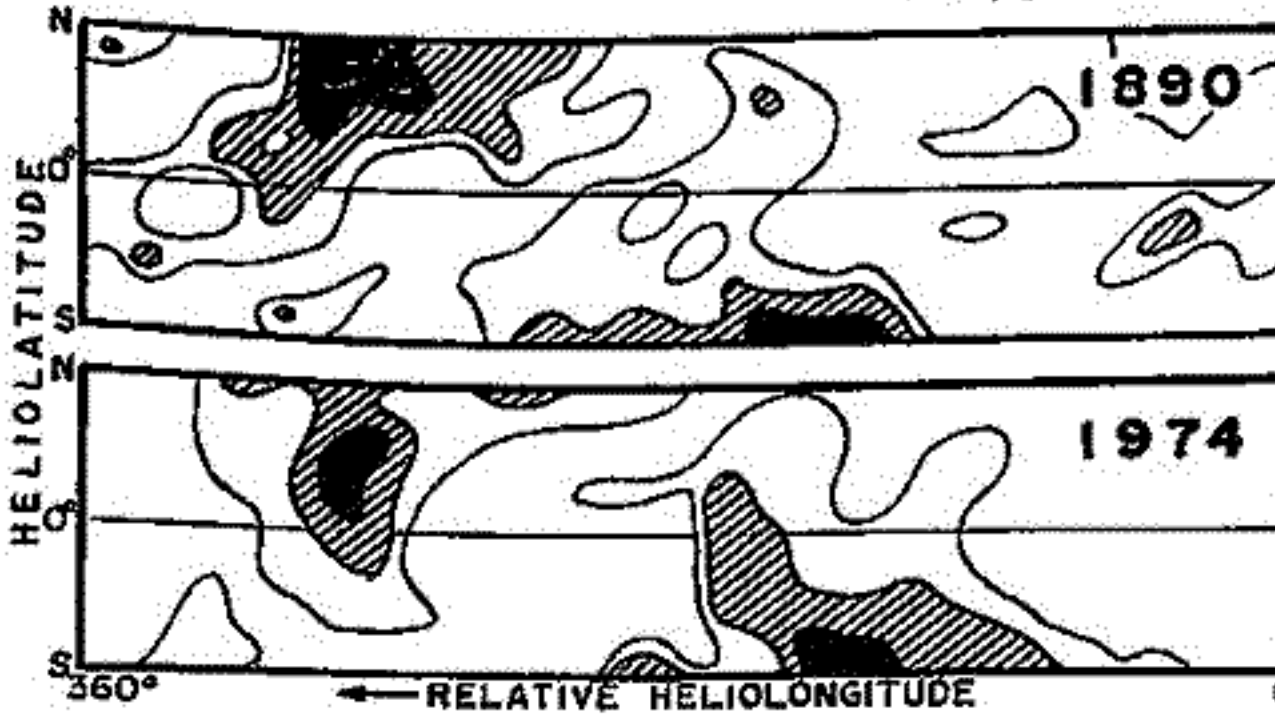
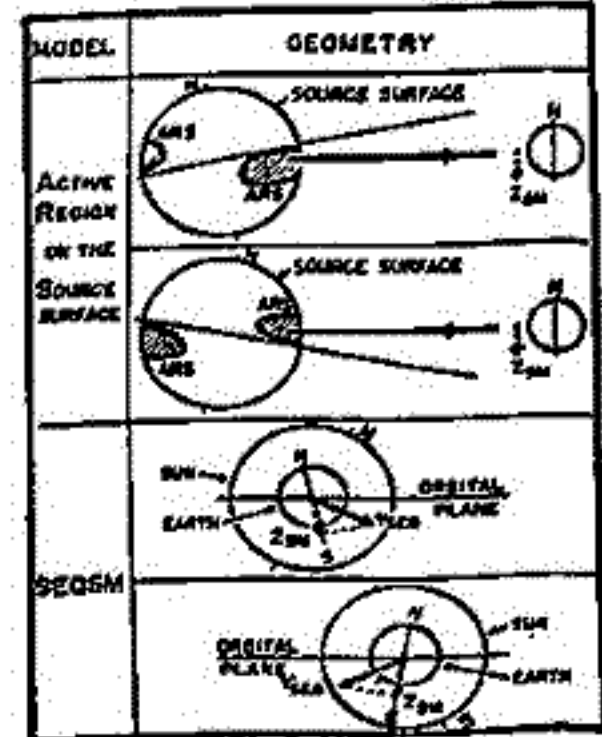


Fig. 3

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・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・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、これが 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。

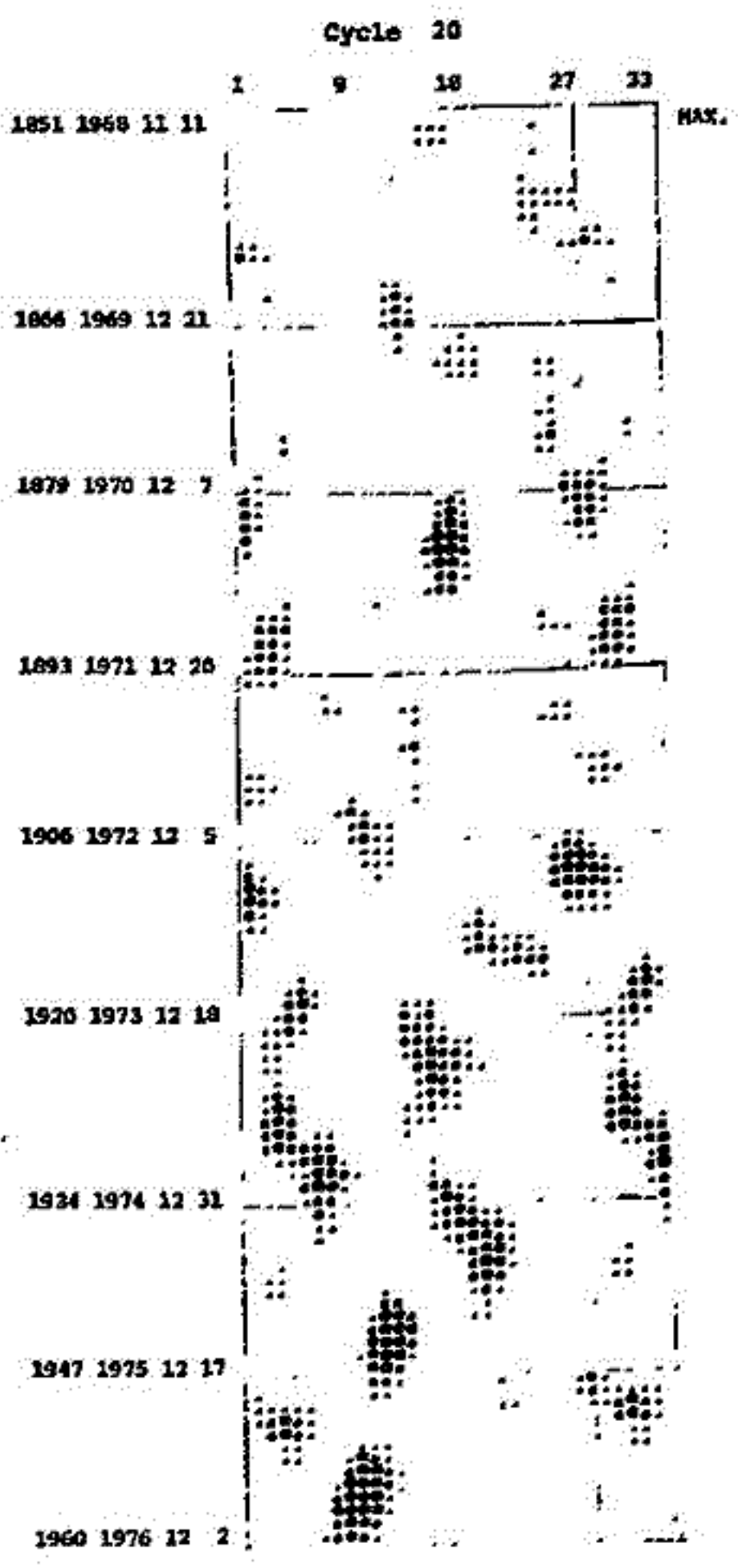
この報告は、27日再起性地磁気活動を、コロナ・ホールの観測結果との関連において、くわしく再検討し、更に過去の地磁気活動度の記録を用いて、最近の110年(10 solar cycles)における、コロナ・ホールの発達の状態を推測することを狙いとしている。

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ェ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・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、4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、これは南極又は北極から延びるコロナ・ホールに対応している。



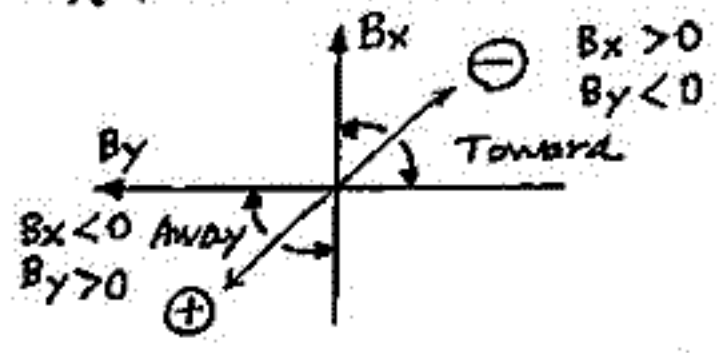
齋田和幸 (中部工大)

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が大きな値を持つても、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、各々の緯度帯について、一カ月平均値をつくる。こうすることにより、双極性の黒点群が寄与している、強い磁場については、強いは消しあい、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カ月平均値をつくる。

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



この平均を出すときには図のようk、 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3%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 $L = 1 \sim 8$ までの中から一つ選び出しこのときのLを L_0 とする。こうして選び出したSMFとIMFの値の間には相関係数(γ)で約 0.78 ± 0.04 の良い相関が得られた。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び出した緯度帯(L_0)とHevel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を選び出しているのので、IMFとSMFとの相関は良くても当然であるが、 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。以上によりSMFとIMFとの間には、その極性のみならず大きさの間にも良い相関があり、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い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・石井隆太郎
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 ≥ 3 の SWF (2) Imp ≥ 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と下に列挙する。

- (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 別には 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	—

18A-I74 Regional Response due to the IMF B_z -Component

笹村 義孝
京都産業大 理学部 物理

Auroral Electro-Jet (AEJ) の活動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あることが, 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 に対しては非常に短いタイムスケールを示し時間的な遅れが 20 分以内である。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 段階のタイムスケールが考えられる (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 $18 \sim 24$ (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, 極圏側の高緯度 (地磁気緯度 50° 付近) から始まり次第に極圏側の Auroral zone および極圏の polar cap へと急速することを示された。後に, 磁気圏プラズマ対流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) 極圏側の polar cap (地磁気緯度 50° 付近) から, 磁気圏プラズマ対流の発達と共に polar cap をとぎやがて極圏へ行くに従って急速して行くことを示した (1974)。しかしながら前者は 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役割とされる。各成分の形質は地磁気緯度 50° 付近の zonal current として polar cap 付近に現われる (Svalgaard 1973) ために磁気圏プラズマ対流の発達において, 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 の極圏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を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, 以上の観測に基づいて IMF の B_z 成分が南向に変化する場合, 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と, 標準的な AE index を用いずに同々の観測所の "赤木" の資料と IMF の B_z 成分との cross-correlation をとり, IMF の B_z 成分のタイムスケールの地域的な分布を調べて見た事である。

前沢 洲
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、とりしえ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 の 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をいっしょに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る。この点を考慮して全体を見返さなければならぬ。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 による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(みどころ) 全ての index にあるが、 A_m index に特に大きい。また、 A_U , A_L においては $\theta \sim 0$ 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 は非常に明らかに 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 の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) の影響を受けやすい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 AI' and AI 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 AI' , AI 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.

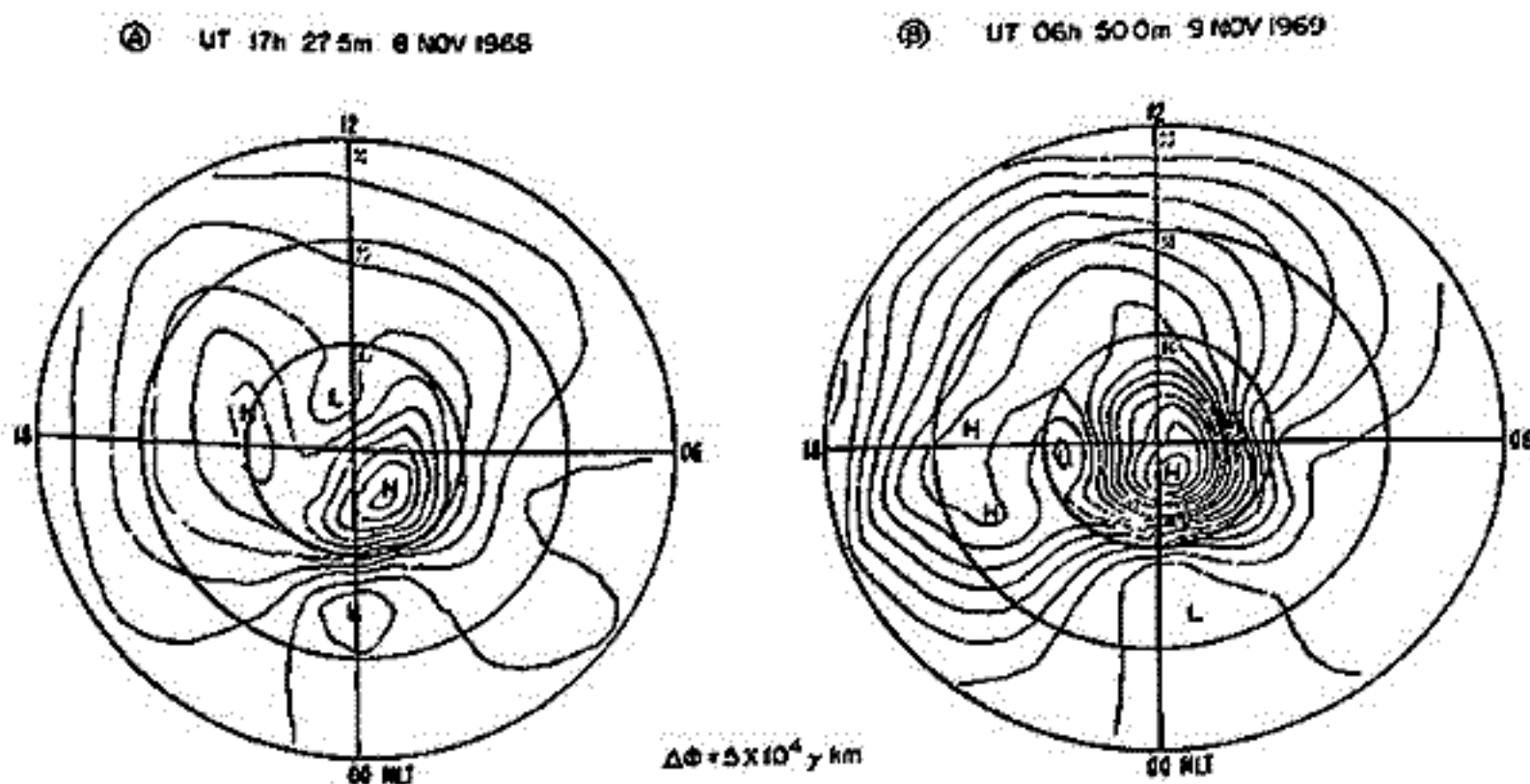


Figure 1. Magnetic potential contours (equivalent ionospheric current systems) for two epochs A and B, which give the same AE index values. The direction of the ionospheric current is clockwise around the letter H and counterclockwise around the letter L.

18A-I 77 彗星の成因と太阳系星雲

清水 幹久
(東京大学)

この水は何回か出て、紫外線の照射で分解される。恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。一方、恒星の形成で、核の揮発物成分は星雲から、組成は似ていた。

清水 幹夫 (東大宇宙研)

金星の内部構造に於ては、二つの相反する見方がある。一つは Lewis によるもので、鉄核は地球の金属鉄と似た core に入り、mantle 中の FeO の量は地球の 12% に比べて数%程度と低く、全体は地球に比べて還元物であるとする。これに対し Ringwood-Anderson は、金星の比重が左刀零の状態を地球に比べて 2%ほど小さいことから、FeO は 25% を含むと、地球よりも酸化物と批判している。二つの種々の指摘には、火星内部に FeO を多量に含む、水星が金属鉄と少量を含むことと同時に考慮しなくてはならないことは明白である。

Lewis 説では、その裏付けとして solar nebula 内の温度分布の不均一性を挙げ、金星は高温であったが、それが要求される。そのように状態を作るとは solar nebular mass は太陽質量程度をもちたはずで、その場合、太陽系はむしろ逆星に落ちたという困難がある。nebular mass は $10^{-1/100}$ とし、Suydamov-Hayashi-Goldreich の Sedimentation-Fragmentation-Accretion Sequence に立つと、これは惑星の振盪を説明しよと丁度。その時は solar nebula 中の温度分布は、火星-小惑星帯で大量の質量が失われたという風の採り合わせの、そして鉄の酸化度分布は solar nebula の半星方向の sedimentation time constant の差と、比較的低温の温度分布から計算して定性的に説明できる。

金星の内部に地球に比べて酸化物であり、かつ Lewis model による金星の水と硫黄をとり込んできたとする。それは地球の Ozimic と指摘した上での sudden degassing による。形成された金星大気は、完全には H₂O, CO₂, N₂ の Rubey 型になる。最近の Venusian 9210 の質量分析によれば、それは金星の表面に炭素循環が混入したと、金星と地球の類似性はこれと違わずに以上を著し、これは意味するようになる。

金星現在の上層大気中の H₂O は CO₂ の 10^3 分の量に過ぎない。金星は H₂O 量に比べて中心に熱い。これは通常考えられるのは、その中に runaway greenhouse effect がある。金星上の太陽定数は地球に比べて 2 倍多いため温室効果が強く働き、水は本層大気に昇り、光分解する。水素の多い上層大気の温度は高く、H は速やかに逃げ去り、残った O は地表に吸収された。これ Donahue は H₂O 量の減少と CO₂ 量の増加にちなみ、上層大気の温度は現在と同じように 300K 位に低下し、H の thermal escape は停止してしまふと指摘する。この現象は H の non-thermal escape を考慮することによる。解決は、H の escape 率 10^{-10} 以下は、H 原子の 10^3 分の量を検出したこと (Bath et al, Broadfoot et al.)。Sze & McElroy は熱的水素分子分布の解析を行った。金星上層大気の eddy diffusion coefficient K は 10^8 cm²s⁻¹ 以上である。その異常な値は、速度と説明はできず、Hunter, Donahue と同じ結論を出した。これ、non-thermally escaping hydrogen を考えれば、H の脱速度は説明できる。CO mm 波領域の観測によれば、金星上層大気の K は 10^8 cm²s⁻¹ であることを示す事実も我々の見解によく調和している。

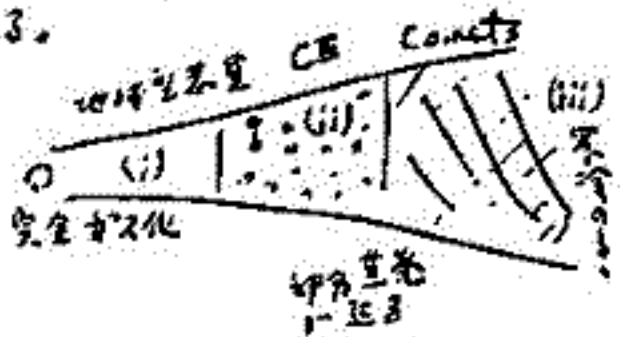
H₂O は 1 億年 (10⁸ 年) 以内の thermal escape と CO₂ の脱離 (10 分の 1 脱離) 更に数 10 億年以内の non-thermal escape と (1000 分の 1 以内) を考え、そのうち D/H 比は、地球の 10⁻⁴ 以下の値に 10⁻²-10⁻³ 分、なる。現在の D/H 比は 10⁻⁴ 程度と推定された。その比は上限の Connors & Beut spectrum を用いた $1/90$ - $1/80$ 程度 (L Kaplan) が行った。検出の差分が極端に小さい。Venus Pioneer の観測は、その比を測るための手がかりをもち、金星の大気組成を明らかにした。

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が決まるとは Sedimentation-Fragmentation-Accretion の 3 系列の内、最初期に於て solar nebula 中、加温過程・沈澱・凝結の過程で決まると見られる。solar nebula 中では沈降する粒子 P は、重力が支配的 $G \approx 10^3 \text{ cm/s}^2$ とすると力 $F \propto P \cdot G$ の割合で沈降する。また沈降の time constant は $\propto P^2 / \rho_p \rho_g$ ($\sim 10^5$ years at one earth's orbit) に比例する。同一軌道上では ρ_p に比例する異なる重量の粒子は、Hayashi-Nakazawa の計算によると、この沈澱速度は塵の成長速度と cooperative effect を持つから、nebula 中の dust disk formation は最後に factor 3 の時間内に急激に終結する。そのときに塵の凝結が際、揮発性物質は岩塵と鉄塵に分れる (Hasegawa)。低温時に分れる岩塵は隕石の母体成分を形成する。若くは、比重比は 3:4 になる。Fe planetesimal の形成は、岩塵は沈降中にあり、更に揮発性成分は nebula 中の一帯に存在する。この鉄の沈降は、塵の core へと集積し、その後に C-ch へと成長する。この mantle を伴った (heterogeneous accretion: 他は 2:2 である Turbidity-Clearance による化学組成の不均一性)。この部分の不均一性は、その後に月を形成 (月は比重比 3:3 の地球の core へと集積する) した。一帯に成る planetesimal は母体成分を homogeneous accretion によって作る。これは、周囲の Hayashi の凝結線より 1000 気圧まで、厚い大気があり、その blanketing 効果で mantle の成長を妨げる。その凝結線と C-ch は混ざり Ringwood の pyroclite を生じた。

次に、成因の関連して、この範囲内でも、いくつかの組成と同一の組成帯を指摘する。隕石の比重比 FeO 含量 (Miyashiro) と ^{15}N (Clayton) 分布から見て、E-ch と O-ch の凝結線と凝結軌道が形成したものと見られる。近 ca supernova からの沈澱した ^{16}O rich の spinel 粒は、その揮発性 nebula 内に沈降し、中心部で高濃度の ^{16}O を持つ。この凝結線と沈澱の速度は、Fe と Ca, Si と Mg が沈降する。これは、中心部で生成した E-ch は ^{16}O , Fe rich の core となる。その H, L, LL-ch の凝結線も形成し、Ca 凝結線も形成した。 (^{16}O 量比は、E-ch と O-ch の凝結線は、その後に偶然に一致する。後に述べる。) 従って、2 と 3 の chondrites への time sequence の重要性がある。

一方、 ^{16}O と ^{15}N の高比 C-ch の内、いくつか (C1, C2, C3) は、その location dependence を持つ。これは、外縁に近づくにつれて、隕石母体成分 nebula 物理的・化学的組成が comets に近づき、その不均一性が、Crustal 凝結線より 1 km まで広がる (重要)。 (これは、 ^{16}O の凝結線は、その後に、comets と一致する。故に comets は C-ch の形成に寄与する。)



以上の要約として、solar nebula は、その初期過程は、その不均一性を伴った (i) 凝結線 惑星の condensation-heterogeneous sedimentation 領域、(ii) CII-ch 型 partial evaporation 領域、(iii) cold dust の comet 領域に分れる。各領域は、異なる time sequence, location dependence を持つ。これは、その後に (i) 領域、典型的な天体となる。その内へ外へ、前進は、随って time sequence 1 から 3 まで。E-ch は core 形成、C-ch は C-ch 少量の混入と mantle の形成である。(従って、地球は、同化作用で E-ch の成分と C-ch の成分を混合して形成した。) 地球内部の $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ 比は、その後に、その不均一性を伴った (ii) 領域の形成による。 (これは、その不均一性を伴った C-ch の spillover による。これは、その不均一性を伴った。)

19A-I 80 超長基線干渉計 (VLBI) 基礎実験の成果

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技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小部分をとり出してはいるに過ぎない。しかし現在ではマイクロ波の様な $10^9 \sim 10^{10}$ Hz の高周波帯の位相情報をとりだす事も可能である。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技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盤で観測した電波信号の位相差を精密に測定できるので各方面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 月にかけて電波研究所鹿島支所の 26 m 中波パラアンテナと電々公社横須賀通研 12.8 m 中波パラアンテナにより, 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。現在までに解析の進んでいるいくつかの英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 ~ 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 273 B, 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信号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選倍器の性能を知る。
(成果): 理論通りの可干渉性が現われた。3C 273 B の場合で両局をそれぞれ約 1/4 ノットビットの相互相関をとり, フリン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 $\pm 5 \mu\text{sec}$ (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 / mm 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利課で開発した軌道決定プログラム KODS に入力して算結果が得られた。
- (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-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- 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, 超長電波源の構造の解明, 太陽観測, 地球磁気圏からの波動と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究報「VLBI 特集号」が出版予定であり参照して頂きたい。

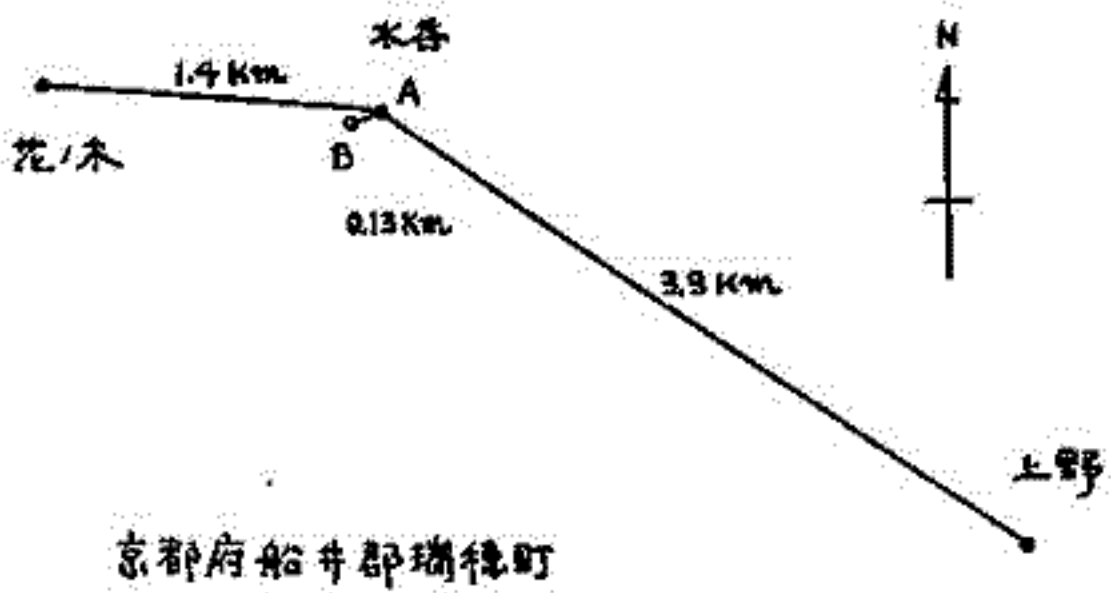
19A-I 81 木星干カメータ波強度変動に対する地球電離層の影響

前田耕一郎, 小田進幸
兵庫医科大学・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、 \sim 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ことより、これらの変動の大部分が (ii) によるものであることを示した。一方、地上で観測するにせよ、(iii) の影響を知ることは (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ことにより (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 Sgr 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 Irregularity は scale が ~ 1 km 程度で、 ~ 100 m/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てパルス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 130 m 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 \sim 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水ている。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-花ノ木向の方が水呑-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、木星中心部での経度 λ と知られる 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クスと密接に関連しているという。これまでの残りの観測・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。

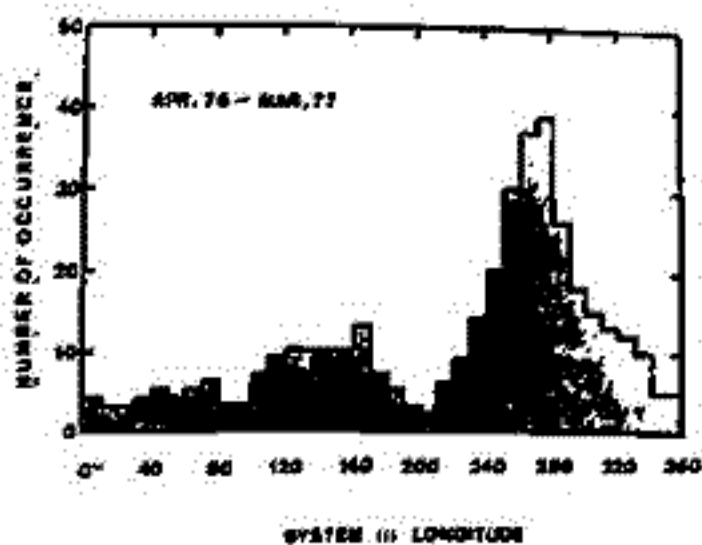
そこで以上記の観点から1974年より東北大学理学部において観測されたデカメータ波記録を用いて解析を行った。

②. 木星経度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ゐるものごめ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 (Nm 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年を直ぐに発主頻度最大である S III 270° に対して Pre-Opposition では東方が、Postopposition では西方が地球からみた Central Meridian になる。たとえ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 の発主源は System III 経度 270° 付近にあるが、この S III 270° の子午線が太陽と正対したとき、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。

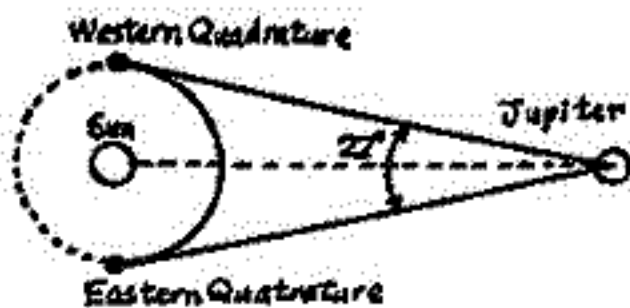
③. 木星デカメータ波の強度と継続時間 1977年10月より開始された1km干渉計観測によって、より信頼度の高いデカメータ波の時間変動が解析可能になった。ここでは Macro 強度及び時間変動を調べたが、得られた結果は以下の通りである。

- 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。

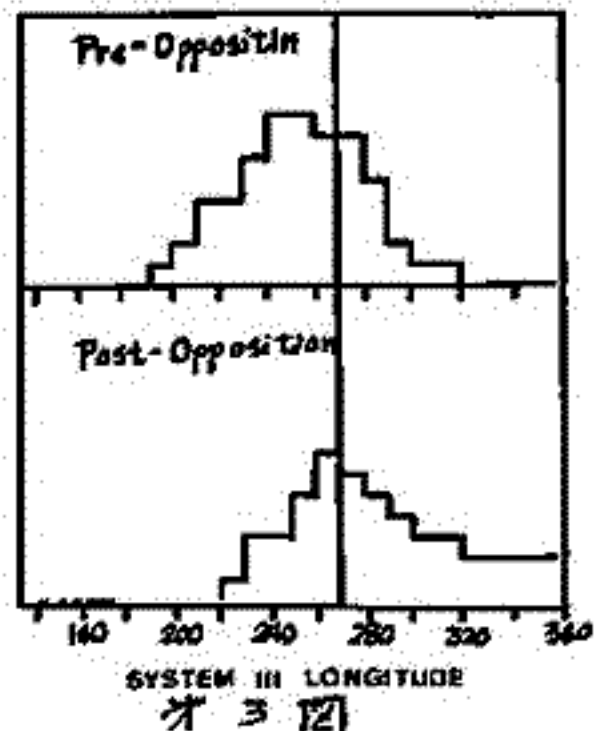
本研究のデータ解析は佐藤技官によるものである。



第1図



第2図



第3図

大家 寛, 森岡 昭, 三浦俊一, 近藤 実
(東北大・理)

1. 序

木星デカメータ波(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、木星デカメータ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

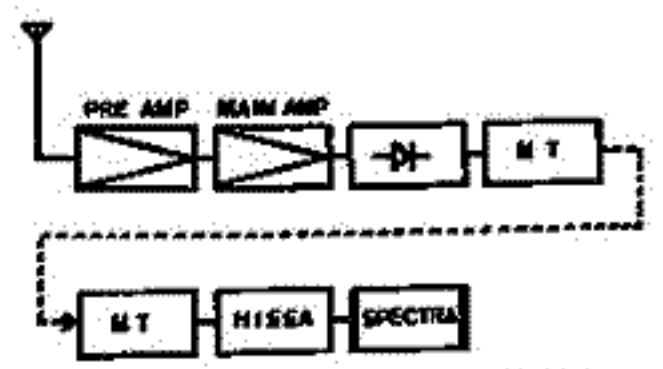
第1図に示す観測システムで受信する。最後のレスポンスを定める受信帯域幅は500 Hz及び
2.5 kHzで、msecまでの変動のパルスを捉えらることを可能にしている。MTからの信号
はHISA(High Speed Spectrum Analyzer)によりスペクトラム処理を行ない、その後、信
号のパワースペクトラムを求めた。受信周波数は主として21.860 MHzである。

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

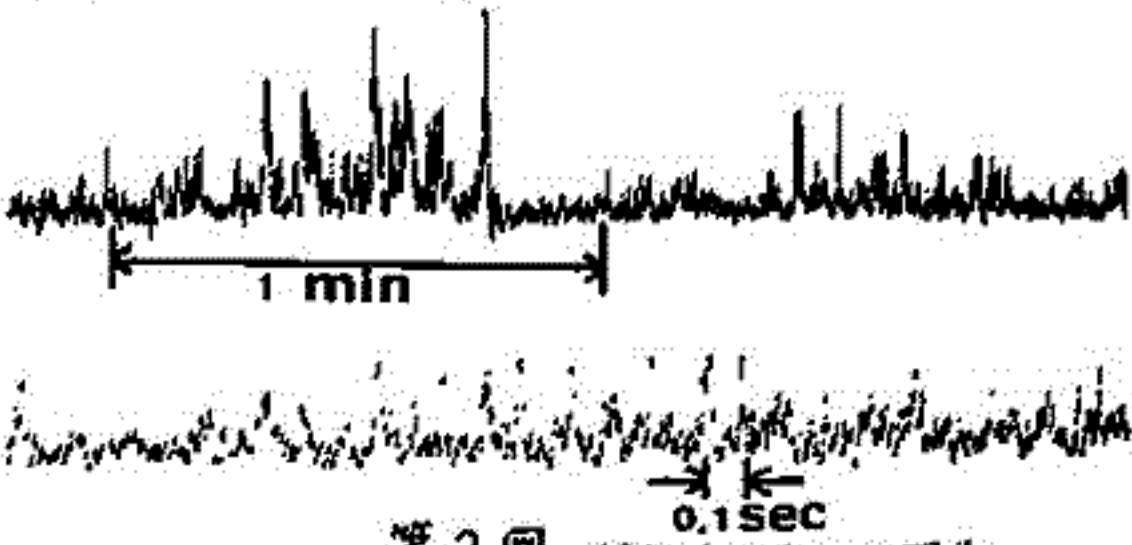
第1表 パルスの分類

3. 結果

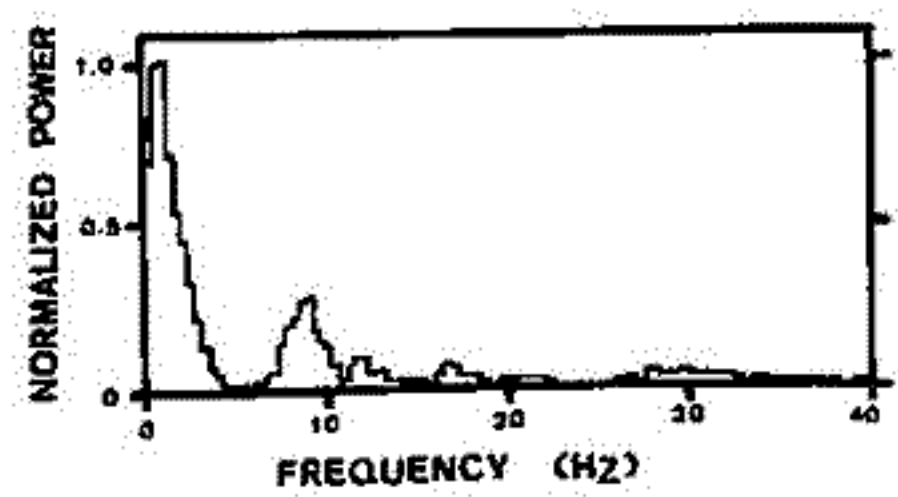
1977年12月3日のEarly Source(第2図参照)に
関して解析を行ったものが第3図である。(JST 4^h10^m
~6^h30^m, CML 97.8°~182.5°, IO-Phase 62.3°~
82.1°) 現在までのデータ解析から、木星デカメータ
波の時間変動のスペクトラムに共通な性質はii)および
iii)のシンチレーションに帰結されるが、Early Source
の時間変動スペクトラムで顕著な10 Hz付近のスペクトラルピークは発生源に関連してい
ることが判明した。



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 木星デカメータ波偏波の特性 (観測結果)

大塚 寛, 森岡 昭, 近藤 哲朗, 近藤 実
(東北大学・理)

〔序〕 木星デカメータ波が発見され、現在までに木星デカメータ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タ波発生メカニズムを解明する1つの手段としてデカメータ波偏波の観測を行なった。また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 DECAMETRIC 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

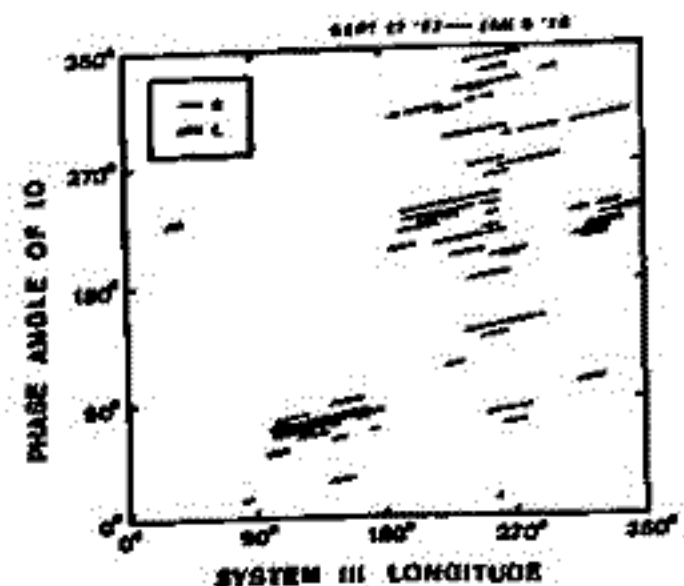
〔観測結果〕 受信中心周波数 21.866 MHz に対して帯域中 500 Hz をもつ偏波計を製作し、観測は 1977 年 9 月より開始された。

現在まで、木星デカメータ波偏波に関して、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。また、

1) 木星デカメータ波放射は約 90% が右旋偏波であり、左旋偏波は I₀ 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)。

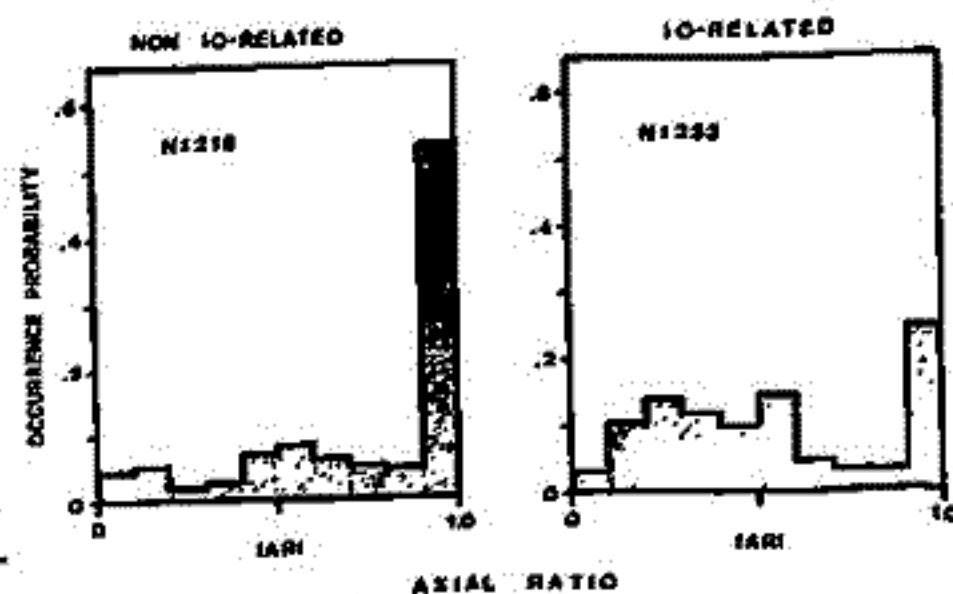
2) 木星デカメータ波偏波の axial ratio 分布を、I₀ に関係した電波源および I₀ に無関係な電波源について分類するとき、木星デカメータ波の偏波状態を最も明確に記述することができる (第 2 図参照)。また、I₀ に関係した電波源では木星デカメータ波放射は右旋円偏波成分と右旋楕円偏波成分が同時に存在するが、I₀ に無関係な電波源では右旋あるいは左旋円偏波成分のみである。

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、I₀ 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。I₀ 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な可能性が考えられ、今後の研究課題となる。



第 1 図

SEPT. 25 - DEC. 10, 1977



第 2 図

- 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)

- 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一つであると考えている。



図1. 観測点の位置

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による変動が加えられていることを示している。IPSによる変動は、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。

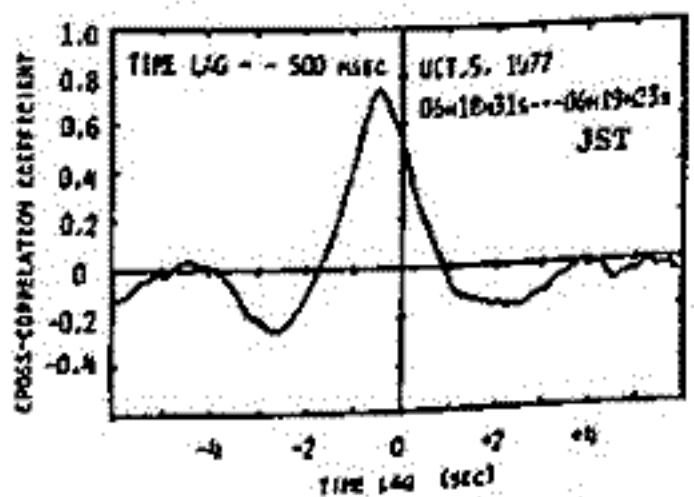


図2. 菅平調布基線の相互相関の例

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。

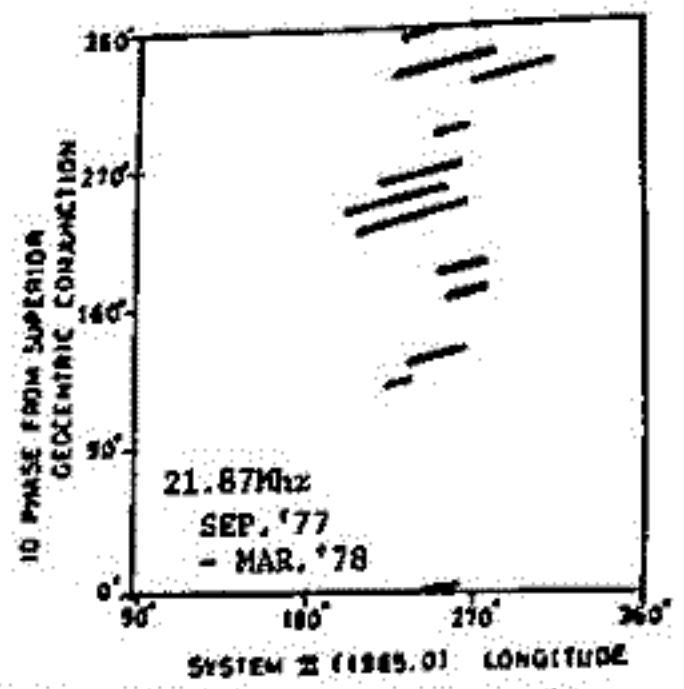


図3. 観測されたMain Sourceの(λ_{II} -Io Phase)上の位置

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、固に合えば講演時に報告したい。

19A-I 86 木星デカメートル波のLバーストの起源

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バーストと一般に呼んでいる。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21.27 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わすコヒーレンス及び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に同じである。

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(S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。

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、放射源あるい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。

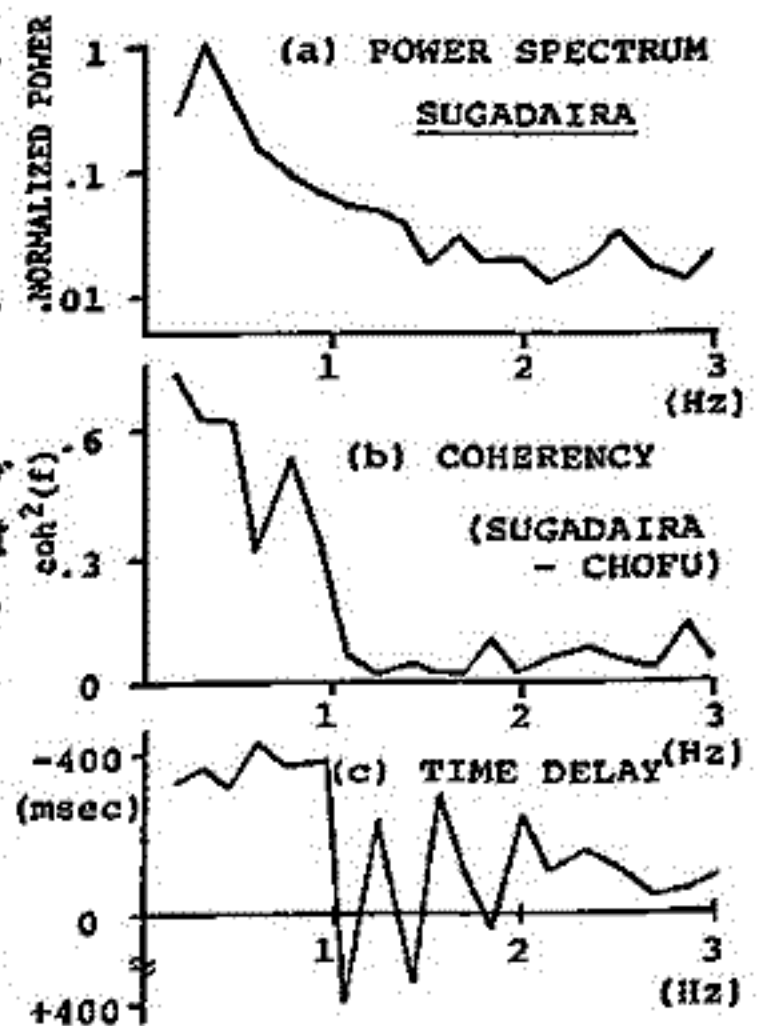


図1. Main SourceのLバーストの解析例(1977年10月5日)

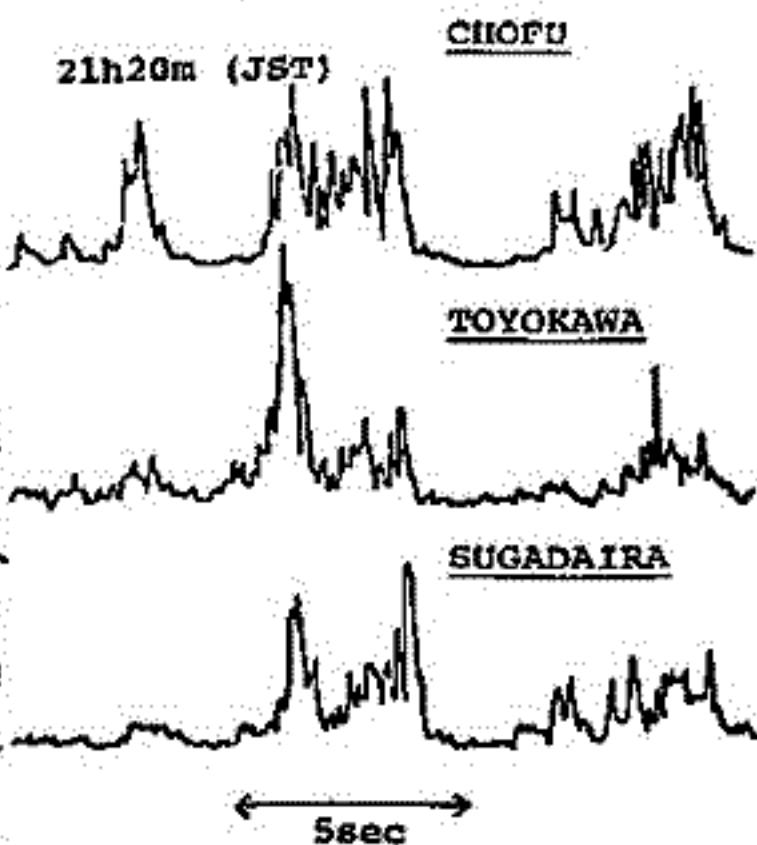
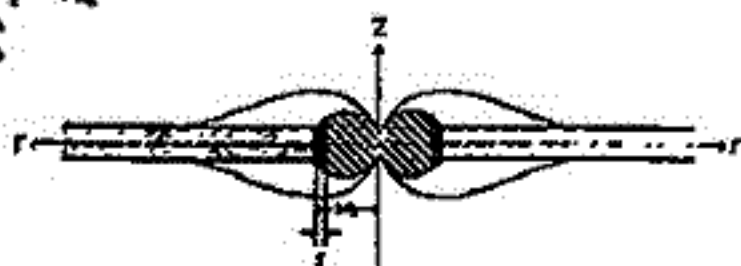


図2. 3地点で同時に受信されたEarly SourceのLバースト(1978年2月4日)

大家 竜 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

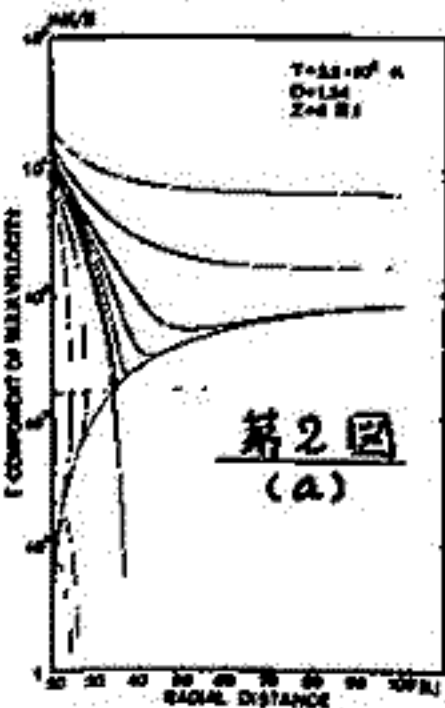


第1図

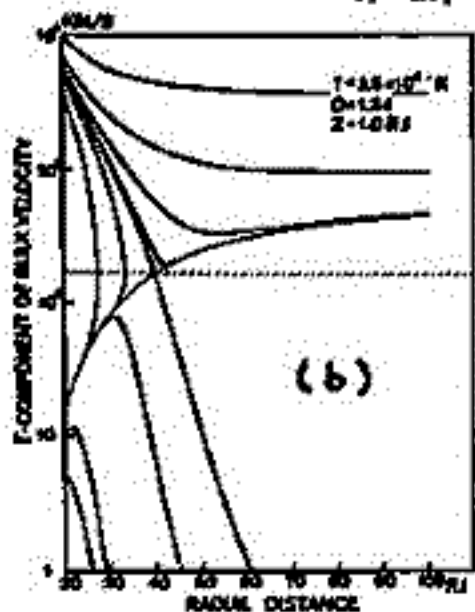
〔Supersonic Jovian Wind at $z \neq 0$ 〕

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 ($= N_0 V_{r0}^{CR}$) 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、全体的に横に扁たパターンになることがわかる。

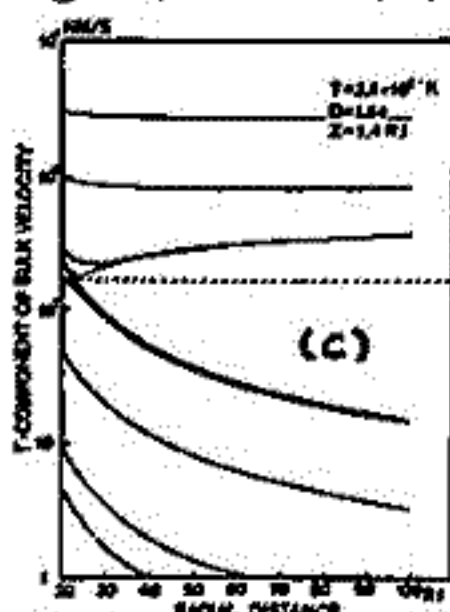
〔結果〕 第2図の計算結果をまとめて、 $F, V_{r0}^{CR}, N_0, R^{CR}$ (critical point の位置) の4つの量を取り出して示したものが第3図である。まず、 V_{r0}^{CR} と F の値が $1 RJ$ の領域で急激に増加することが特徴的である。ところで、惑星と共回転しているプラズマの kinetic energy density は、Alfvén surface ($r=r_0$) において磁場の energy density を越える。したがって、プラズマはほぼ接線方向に打ち出されると考えられる。つまり、 $V_{r0}^{CR} \ll V_{00}$ (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 ($\sim 170 \text{ km/s}$) 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 $1 RJ \leq r$ では存在し得るが、 $1 RJ > r$ においてその存在限界が現われることになる。



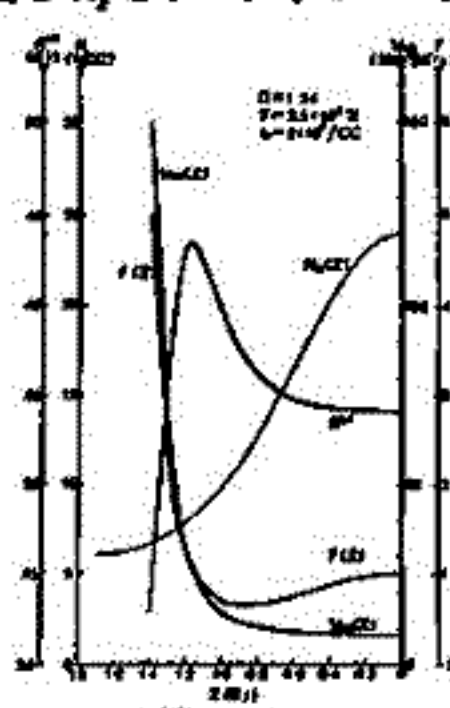
第2図 (a)



(b)



(c)

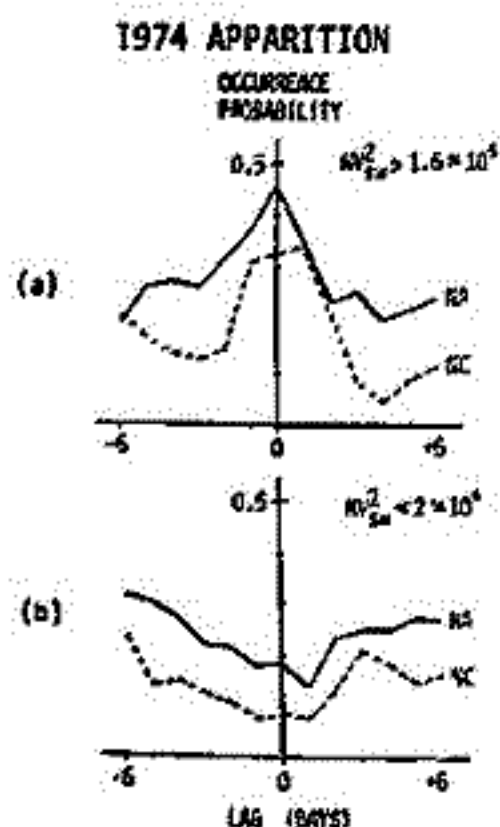


第3図

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・前沢潤

(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 $cm^{-3} \cdot (km/s)^2$

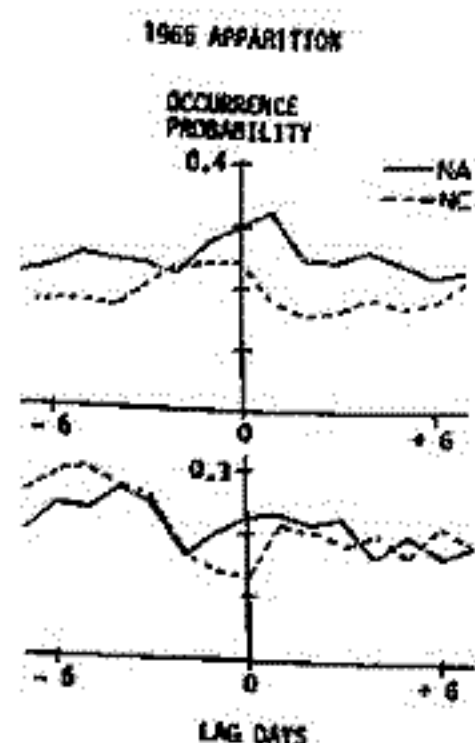


図2. $\left\{ \begin{array}{l} \text{上段 } NV_{sw}^2 > 6.4 \times 10^4 \\ \text{下段 } NV_{sw}^2 < 1.6 \times 10^4 \end{array} \right.$

(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

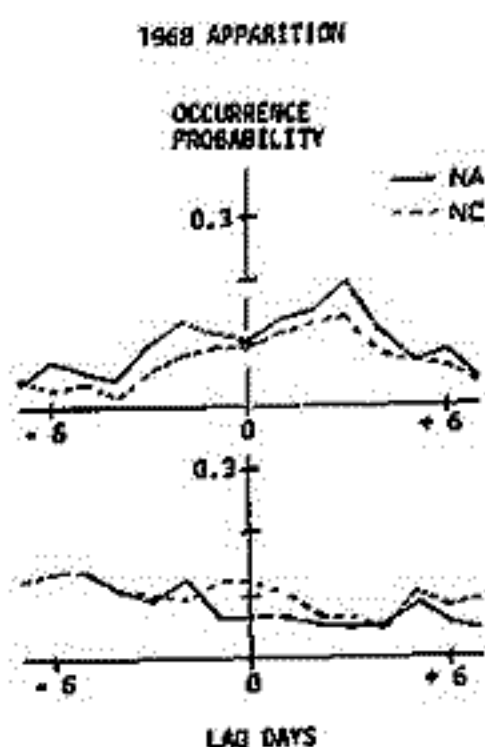


図3. $\left\{ \begin{array}{l} \text{上段 } NV_{sw}^2 > 5 \times 10^4 \\ \text{下段 } NV_{sw}^2 < 1.2 \times 10^4 \end{array} \right.$

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)の向には、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年の場合と比べ、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。従って木星からみた太陽風電場 $V \cdot B$ 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つが有りうる。

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 : 時間点数) 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, より一般的な線形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,

$$\begin{aligned} V_{n+1} &= F V_n + G \lambda_{n+1} \\ y_n &= H V_n \end{aligned}$$

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, 2つのモデルの間には, 次の関係がある。

$$F = \begin{pmatrix} 0 & I & & \\ & \ddots & \ddots & \\ & & 0 & I \\ -b_L & \dots & -b_2 & -b_1 \end{pmatrix} \quad G = \begin{pmatrix} I \\ h_1 \\ \vdots \\ h_{L-1} \end{pmatrix} \quad H = (I \ 0 \ \dots \ 0)$$

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 ($k \geq 0$) 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形予測子 \hat{y}_{n+k} 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, 基底の線形独立性およびマルコフ表現性, 時系列の正規相関関数により与えられることを示した。

(1) Akaike によるアルゴリズム (3) では, 入力行列 G の推定と AR モデルにより行なっており, AR-MA モデルの立場からは自己掩蔽であり, 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形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,

$$F_0 = \begin{pmatrix} F_1 & & 0 \\ & F_2 & \\ 0 & & F_K \end{pmatrix} \quad G_0 = \begin{pmatrix} G_1 & & 0 \\ & G_2 & \\ 0 & & G_K \end{pmatrix} \quad H_0 = (\underbrace{I \ 0 \ \dots \ 0 \ I \ 0 \ \dots \ 0 \ \dots \ I \ 0 \ \dots \ 0}_{K \text{ 個}})$$

を考へれば, 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	(1) $P_n = E\{\lambda_n^2\}$ (2) AIC: 赤池情報量基準
given	-1.7706	1.4032	-0.2564	-2.8903	3.7521	-2.4138	0.7003	1.000	16.000	
estimated	-1.6412	1.2313	-0.2495	-2.8908	3.7321	-2.4138	0.7003	1.028	35.883	

(1) H. Akaike: Ann. Inst. Statist. Math. 26, 365 (1974) (注) 自己回帰モデルは次数=13
(2) H. Akaike: SIAM J. Control 13, 162 (1975) 次数=13, AIC=36.646
(3) H. Akaike: in "System Identification: Advances and Case Studies", Academic Press, N.Y., (1976) pp. 27-96

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 佐藤夏彦 福西俊
 国立極地研究所

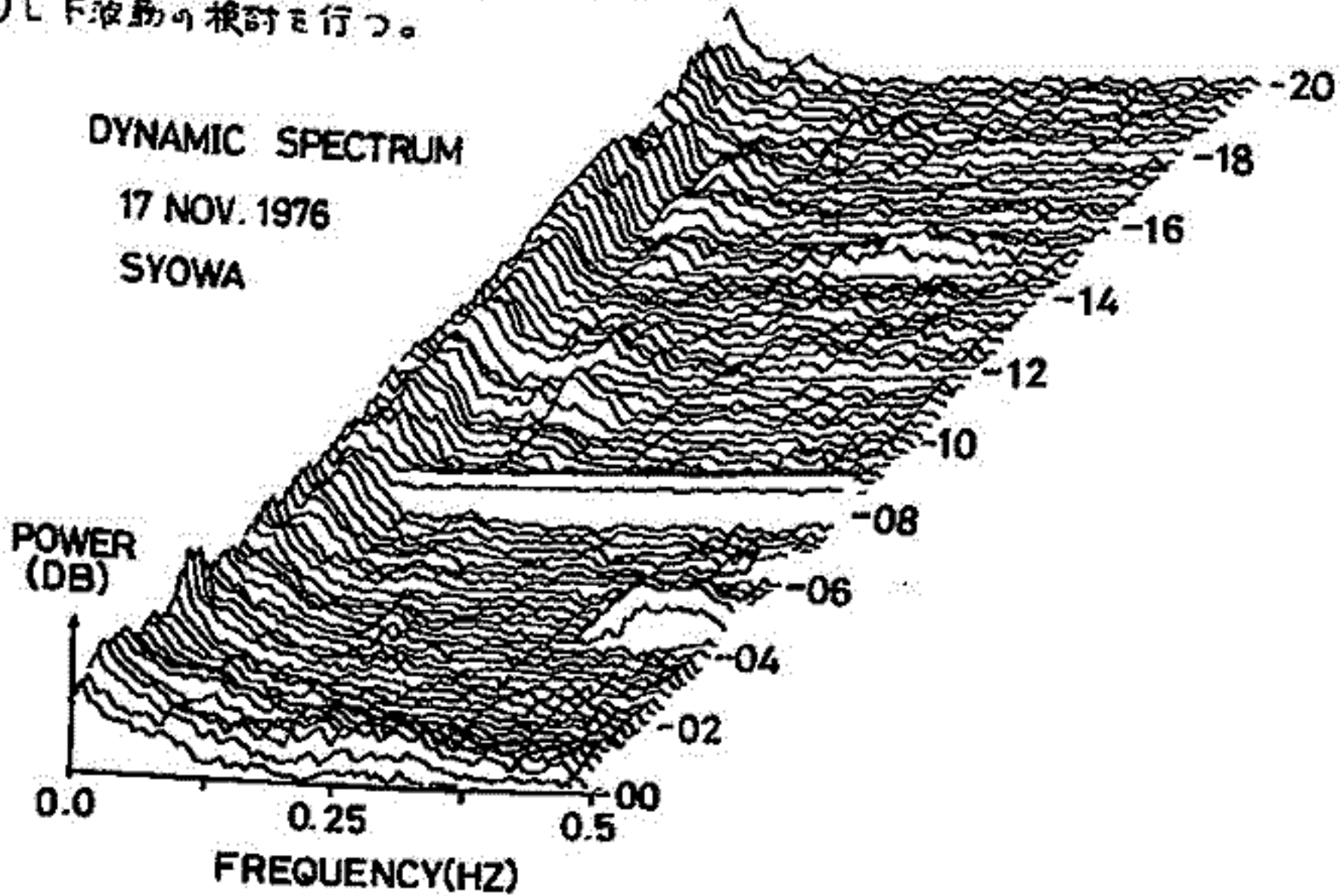
1976年10月から1977年1月にかけてオロロン極観測隊で実施された南極昭和
 基地観測について、特にULF波動の解析を現在行っているもので、その結果を報告する。

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、これを用いて、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表
 現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。

下図は、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変動の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 Pc7 波動がある。
- 3) Pc2, 3, 4 レンジの波動については、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占められているが、これは又
 パイロノイズによるもので、全体のノイズレベルが上昇したためによる。

このように、ダイナミックスペクトルでは、全体の傾向が把握出来る。このような解析
 には、パワースペクトルの他に、コヒーレンシー、フェイズ、ポーラリゼーション等にも行
 う。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 —

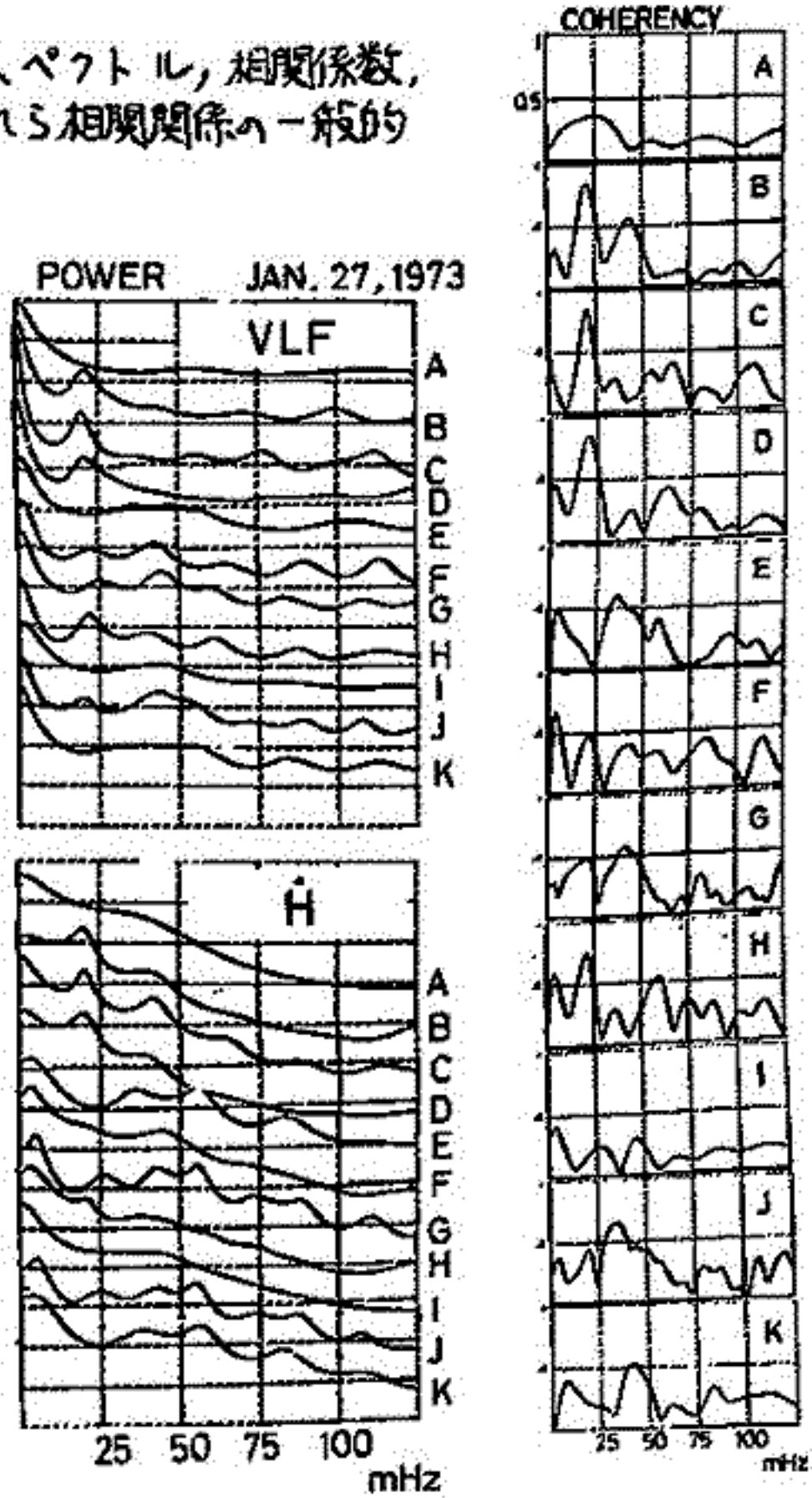
佐藤 夏雄 (極地研究所) 園分 征 (東大理)

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、受信機の位相ズレ、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)

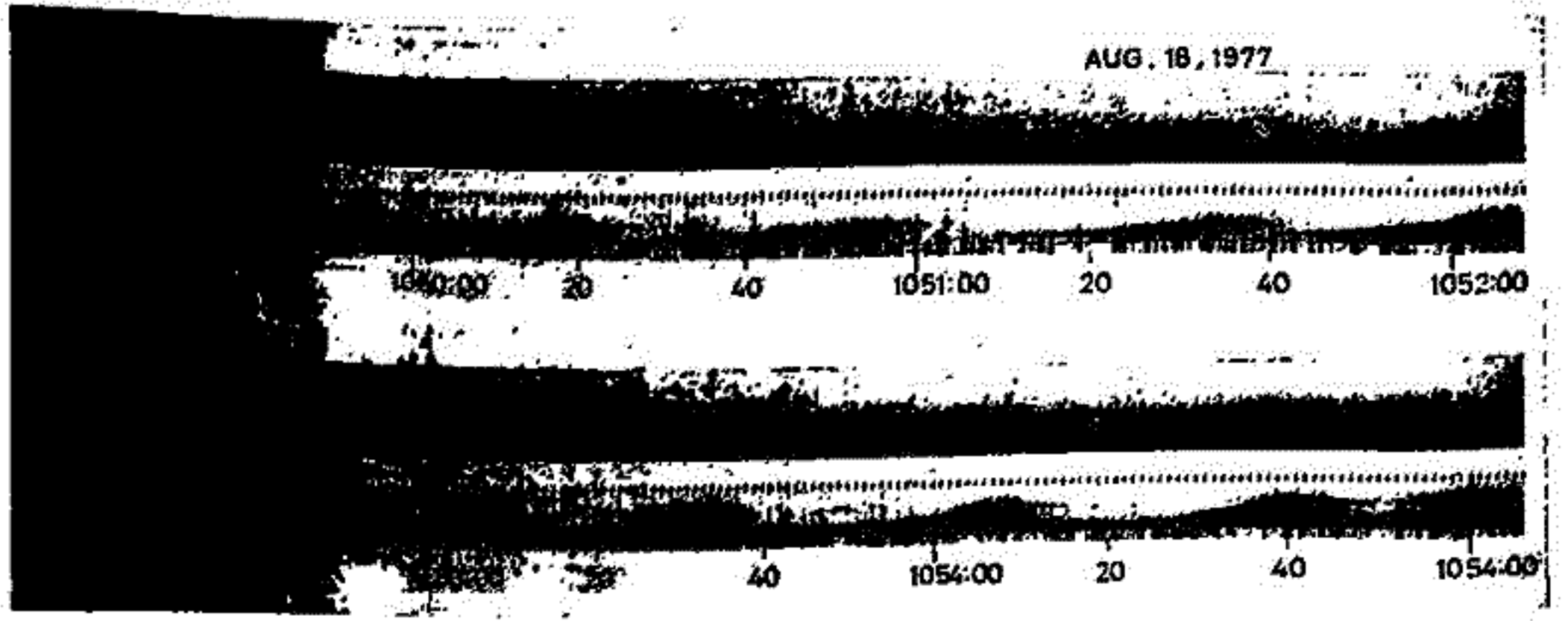
佐藤 勇雄 熊田 豊 鮎川 隆 福西 浩 平沢 威男
 国立極地研究所

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 ($64^{\circ} 73' N, 20^{\circ} 83' W$) 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、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り得るデータの時間精度は、VLF帯のオメガ電波のモニタを用いることにより、0.1秒以内の精度で確定できる。

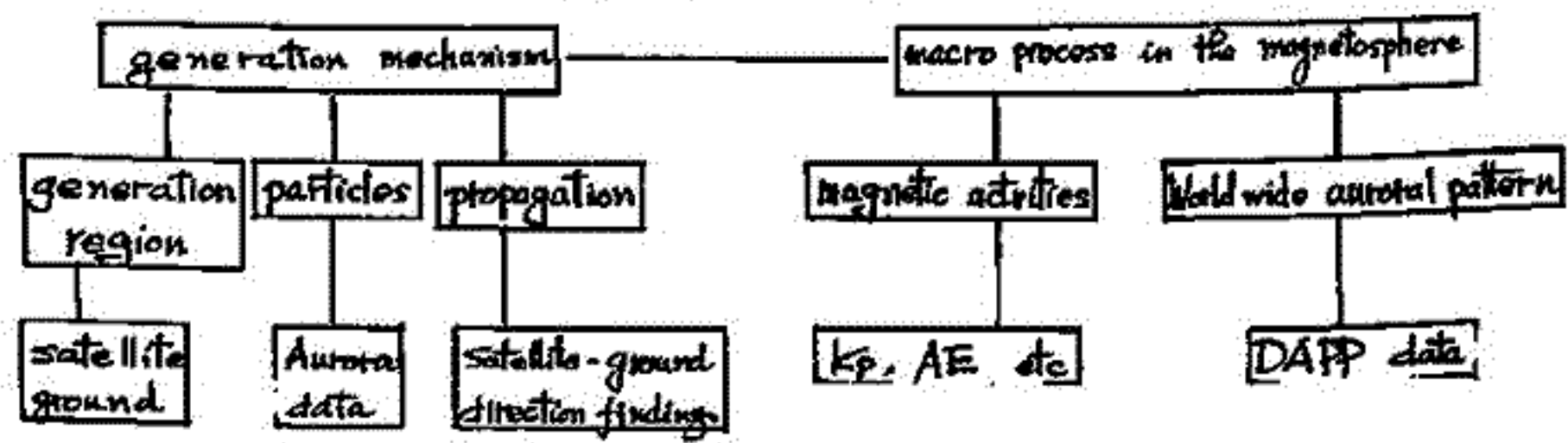
下図は今回の共役点観測で得られた、アイスランド、昭和基地でのQPエミッションのダイナミックスペクトルである。この結果より、

- 1) QP放射の30~40秒の同期性は両洋域同時受信されている。
- 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にだけ受信されている。



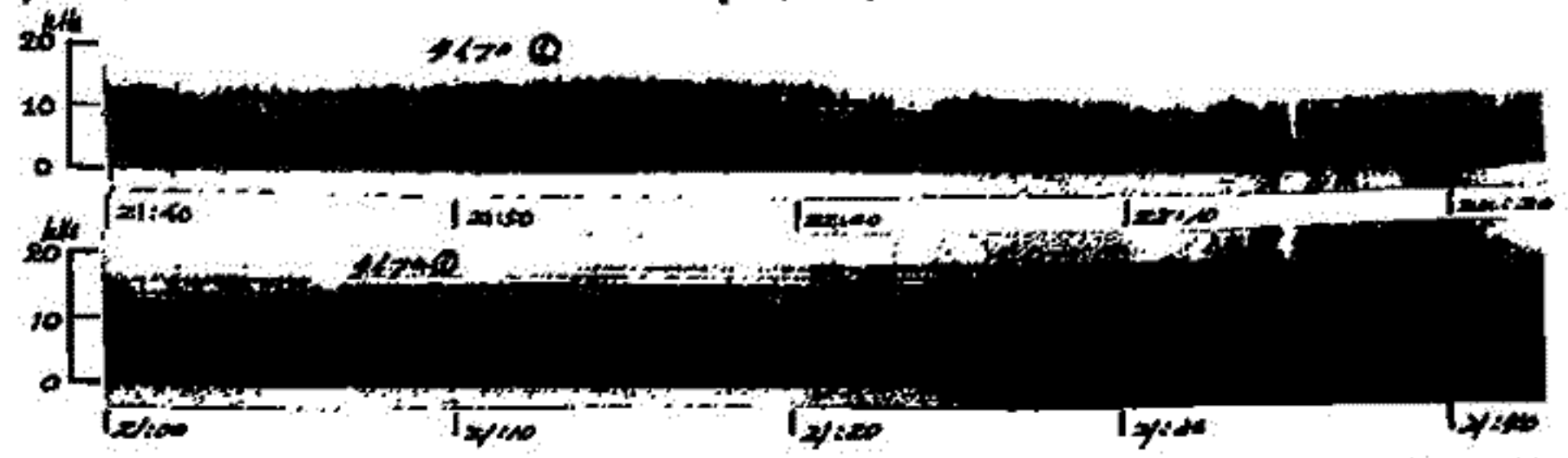
巻田 和男 (東大・理) 福西 浩 (経世研) 茅野 忍次 (電通大)

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人の手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な、マッソンに由来しており、磁地方の夜間VLF現象として定形的な役割りを占めていたとはなかなかわからず、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、この現象或どの様なメカニズムを主として成るのかという点に關しては、観測面から關与している粒子或どの様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も明確でない。又磁圏内を生成するサブストームとどの様な関係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努めた。



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主として Local time, duration time の違い World wide Activities との関連, Aurora, 極地域観測との比較, 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る。本論文に於いてはマクロナ磁圏の擾乱と 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、あるいはその最中であられる事、 ~ 13 秒の周期を持つ事などである。あられる領域が狭く、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、さりさせよう、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。また現像等の状態をつねに同じにしないと、再現性が無い。強度を濃淡で表わしている。

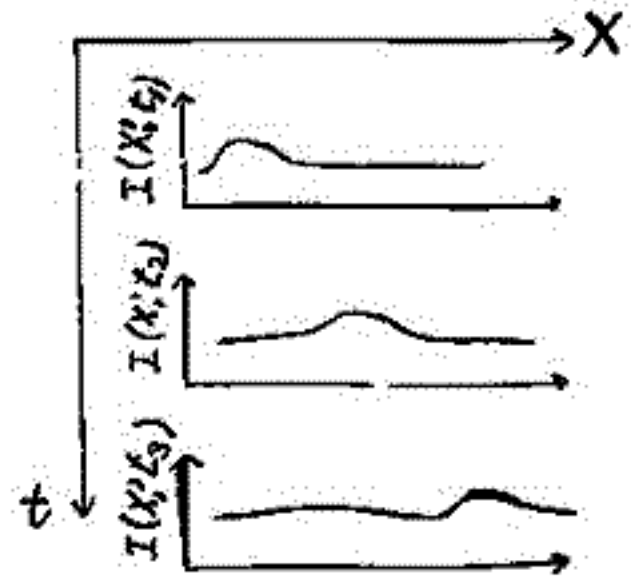
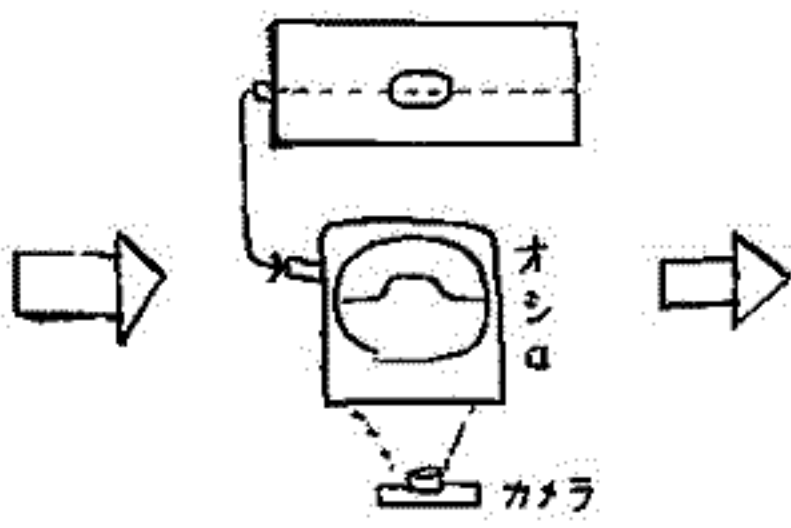
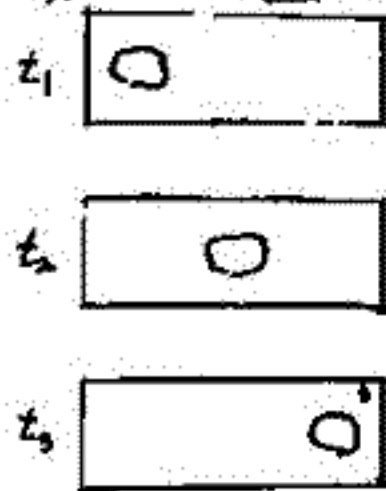
2) ブラウン管にスリットをあき、カメラはシャッターを開放にしたまま、フィルムを連続的に巻き取る。(フィルムを流して撮る) スリットをあてる部分をずらすことにより、二次元的なパターンを再構成する。

この方法は、時間変化を追うのによい。一つの方法(スリットの方法)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。とる走査線をずらせて行くことにより、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の方法の様態図



19P-I 95 マニトバ州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

林 幹治, 渡辺 富也, 山口 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週向と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(ダイナミック)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。しかし依然と問題になるような諸情報については、AD→Computer→DAという系統によるもの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必然的に相当に困難を感じることもなる。

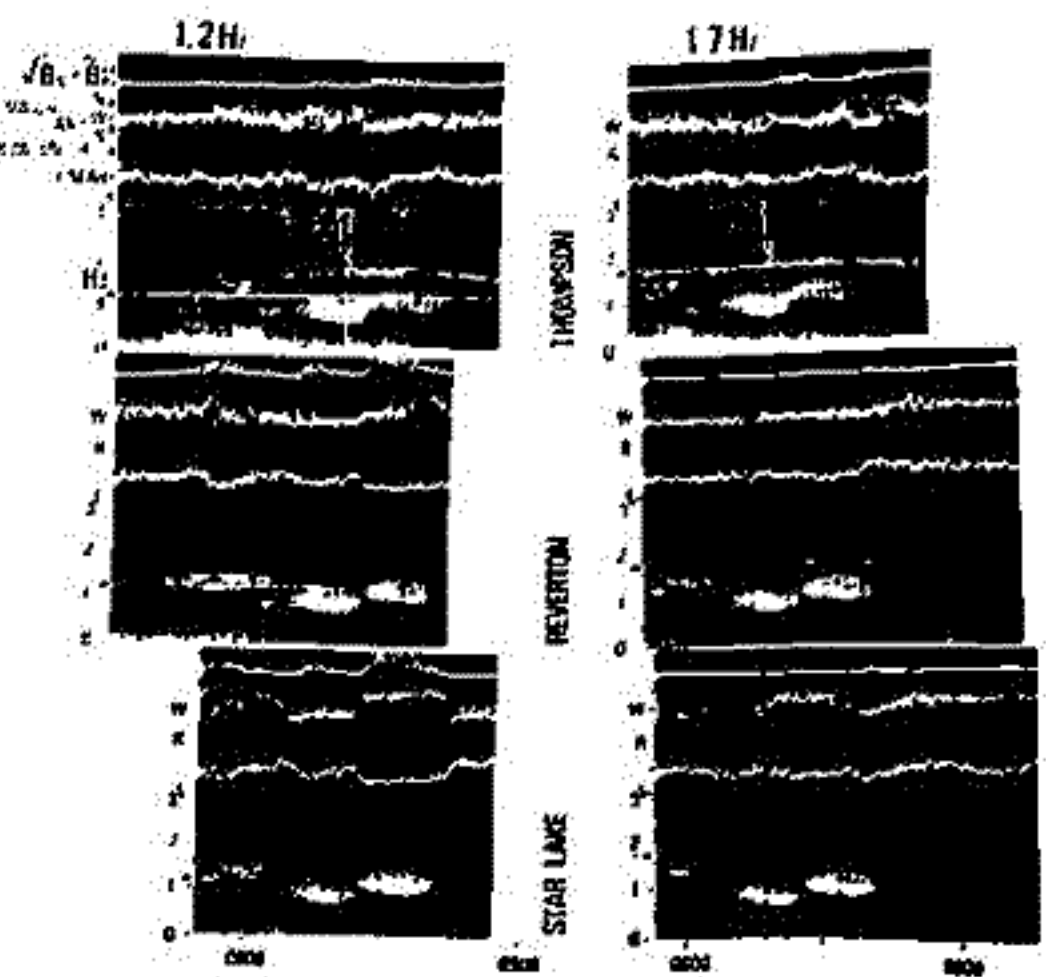
ここではその解決策として、CRT上に組成のスペクトラムアナライザーによるダイナミックスペクトル、指定された周波数でのポーラリゼーション($P = (R - L) / (R + L)$)、楕円の長軸の向き($\text{Ang}(R/L)$)、水平成分の振幅($\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$) ($R = B_x + B_y, L = B_x - B_y$)などを同時に表示するものを考案した。

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。

記録された磁気テープを640倍に時間圧縮して再生した場合1Hzのpc-1に列しては $\omega = 15$ となる。時間圧縮率を適当に選ぶ現象に最適な ω 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で振幅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では振幅減少、主軸東西、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で振幅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。

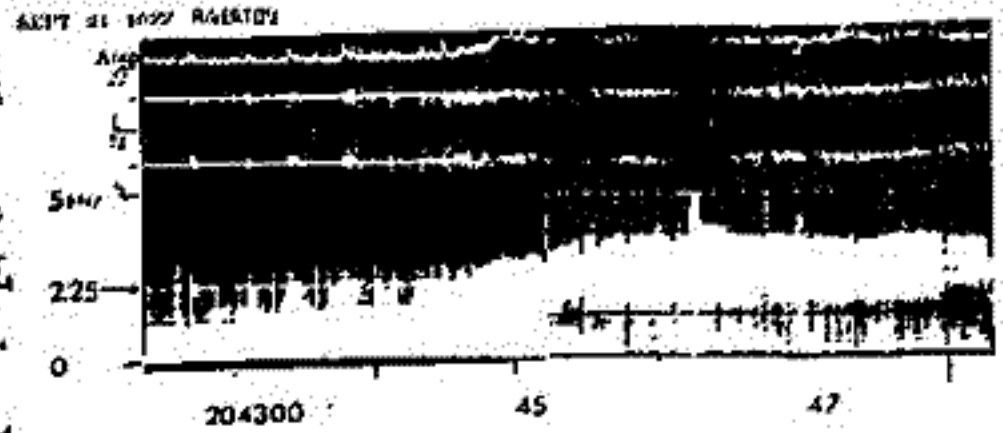


1977.8FPT. 25

林 幹治, 小口 高, 渡辺 留世, 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)

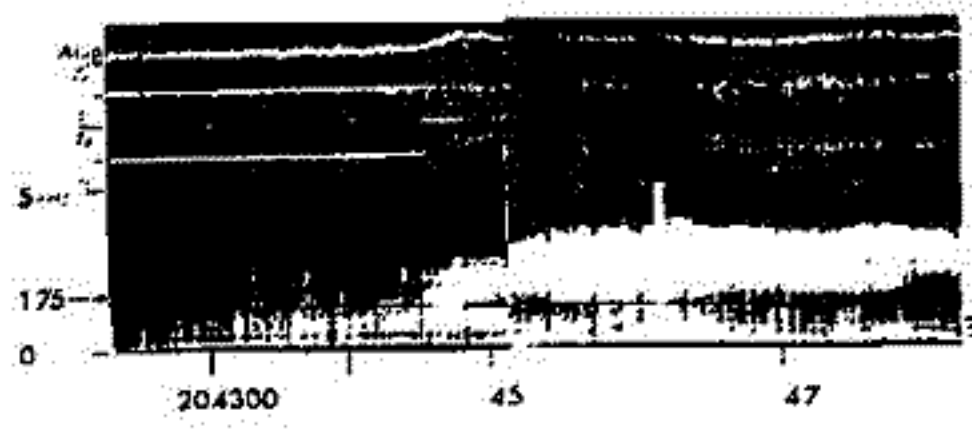
東京大学, U.B.C.の共同プロジェクトとしてカナダのマニトバ州を中心に実施されて来たAURORA, ULF, VLF 波動についての多点観測は昨年で3年目を迎えた。 昨年は重点観測地は亜極光帯のRIVERTON (51°N, 94°W; +62.2°)が選ばれたが, 光学及び電磁気的ノイズを避ける為に自家発電による野営観測基地とならざるを得なかった。 レイクウイニペッグの湖畔に広がる沢沼地を横切り湖に達する道の末端にVLF, ULF, TVの各センサー, 記録系を収めたテント, 宿泊用のキャンピングカー等が設けられた。

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に伴い, 次のような顕著な事象が可成り臨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) 方探観測により chorus 型 VLF emission の発生域が SSC の上昇期程度の時間では北半球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)。



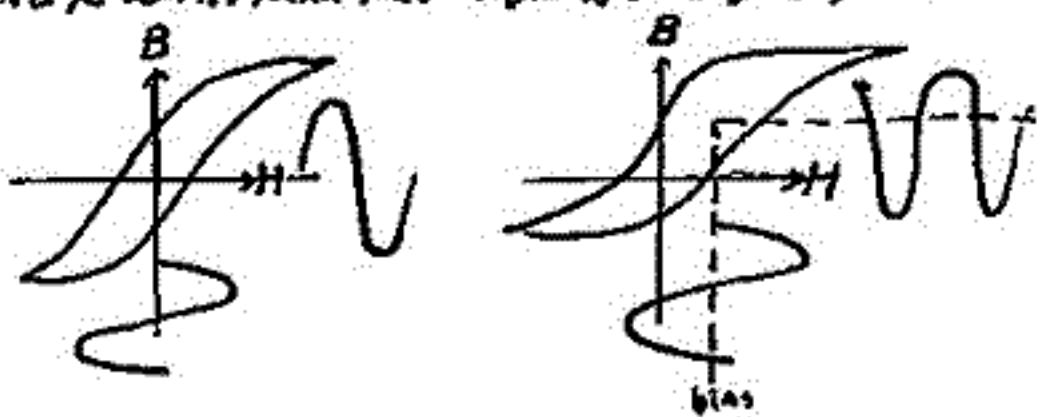
SSC の効果は低緯度側まで広がった後は波の到来方向はほぼ天頂近くに安定した。

(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。 20:45:00 ; 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 という偶数次の高周波成分も現われ半周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変動(微分)によく対応している。

これらの事実は 180 Hz の奇数次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。

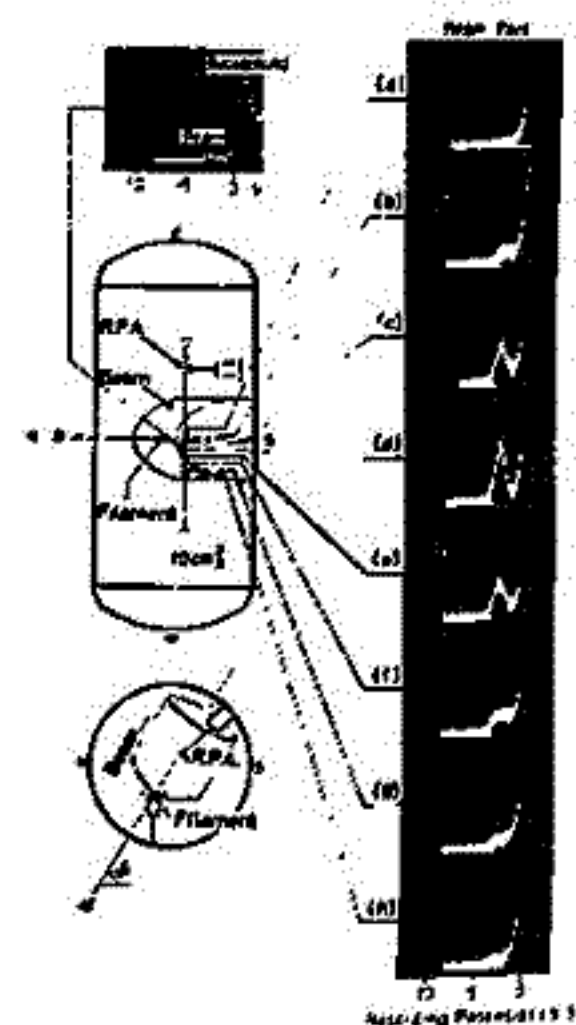
3相の送電系が変圧器の中心で接地されているとき相離した二つの接地点を通し SSC 効果による誘導地電流が変圧器に流れ直流的バイアス作用をして偶数次高調波成分の卓越する非対称な波形を引起す(右図)。



筒井 稔[†] 平本和夫^{††} 松本 紘[†] 木村繁樹[†]
[†] 京都大学工学部 ^{††} 日立製作所

電離層プ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VLSI下のディスプレイエミッシヨンの発生機構について筆者等はその解明のために京大電離層研究所に設置されくりのスペーステンドーを用いてそのシミュレーション実験を行くた。前回の報告では励起される波のモードがイオソ音波の可能性が強く報告したが、こ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をもつビームと背景プ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バク検討を加えにのぐ報告する。

第1図はテンドー内で放出された電子ビームの直径を調べるために行なわれたリターディングポテンシャルアナライザー (K.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は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中50 Hz程度のエミッシヨソが1~3 KHz付近と4~6 KHz付近で観測された。解析の結果後者は帰路電流により励起される事が明らかになった。これはロケット実験におけるラングミュア測定時に励起される波と同一の事が確認された。前者がビームにより励起された波であり、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ヨソ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極力線に沿う方向ごとの位相速度はイオソ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

このような測定の結果1~3 KHzのディスプレイエミッシヨソは有限断面積をもつビームとプラズマからなる系における分散関係式

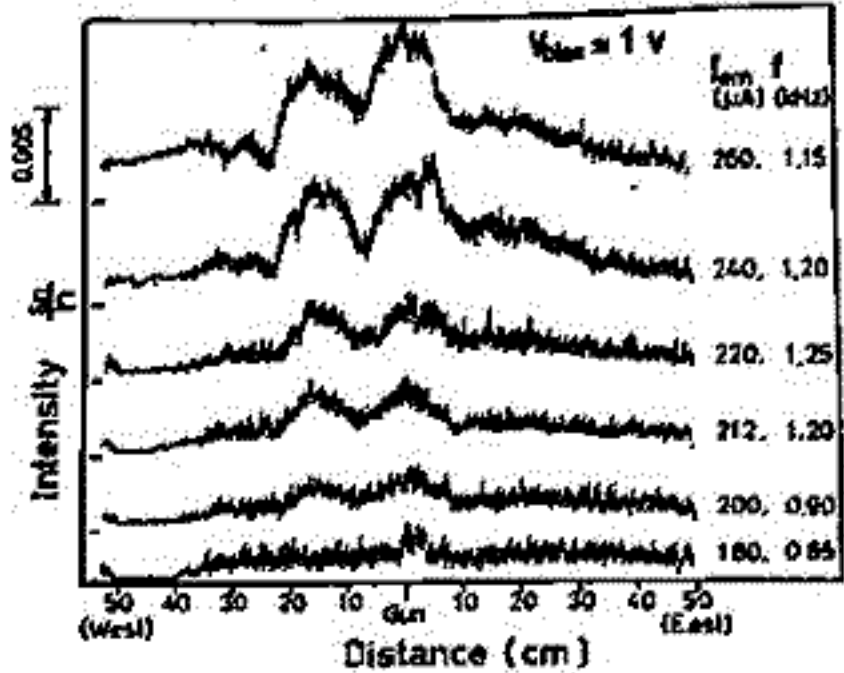
$$\alpha q I_n(\alpha q) \cdot (\epsilon_{in}) - j n I_n(\alpha q) \cdot (\epsilon_{in})$$

$$= \alpha p \frac{I_n(\alpha q)}{K_n(\alpha p)} K_n(\alpha p) \cdot (\epsilon_{in})$$

α : ビーム半径
 q : ビーム波長
 p : ビーム外半径
 ϵ : 比誘電率テンソル
 I_n, K_n : 変形ベッセル関数

を解く必要がある。この結果にバクは後日報告する

文献 平本和夫「スペースシミュレーションテンド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 京大



第2図 ビームを横切る方向に信号強度の空間分布 (パワーリニアビーム電流値)

— 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 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)波であることをマイ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繁に観測されており、¹⁾ 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。

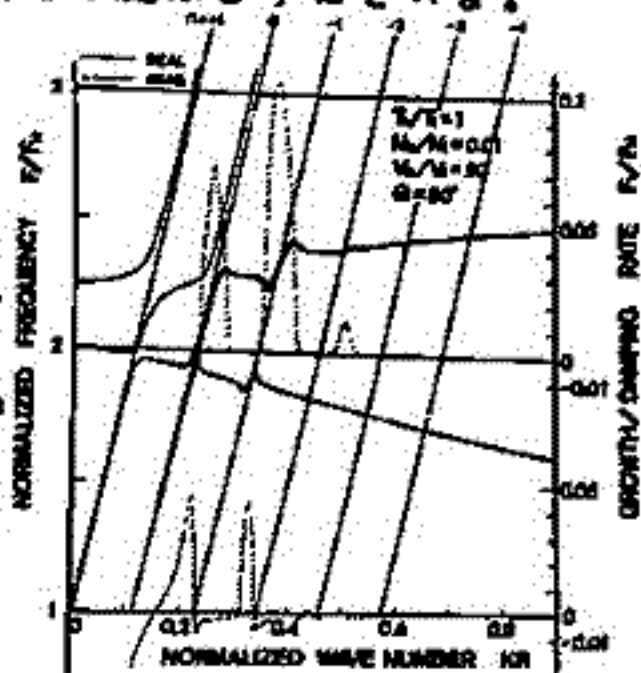
[解析方法] 熱い磁化プラズマ中におけるプラズマ波動の分散関係について、その厳密な式、および解電近似を行なった式²⁾ に対し数値解を求めた。そのため、降下粒子の速度分布をいくつかの基本的な速度分布関数(例えば、Shifted-bi-Maxwellian³⁾)の重ね合せとして与え、その分散式に対して数値解を求めている。

[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%の数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がわかる。

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、ハッチ部分か不安定となる (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。

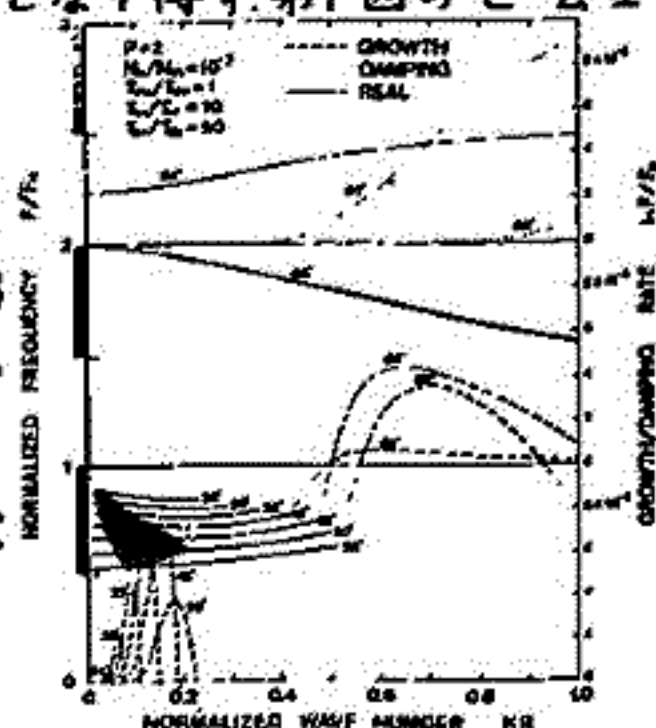
第1図

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共振条件を示す。又、不安定となる (ω, k) 領域を太い実線を示している。



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)

K-9M-61号機による低エネルギー電子の観測 (速報)

神大工

松本治彦, 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 $0.1 \sim 3 \text{ keV}$ において計数されず, 1 keV 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。

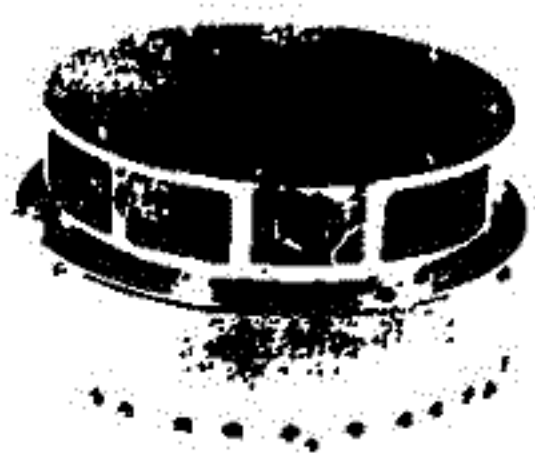


Fig 1 ESM

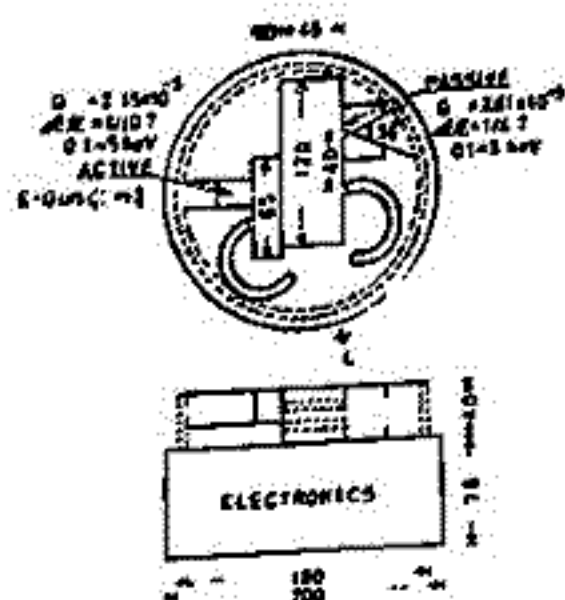


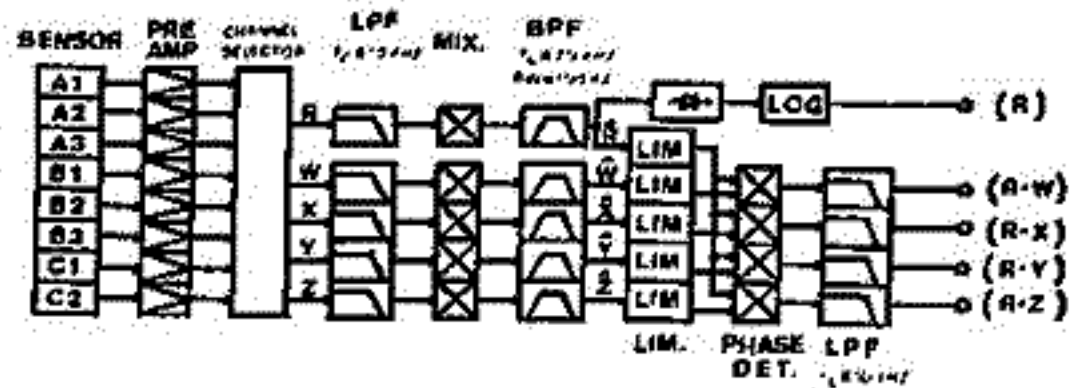
Fig 2 ESMの概略図

— 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)

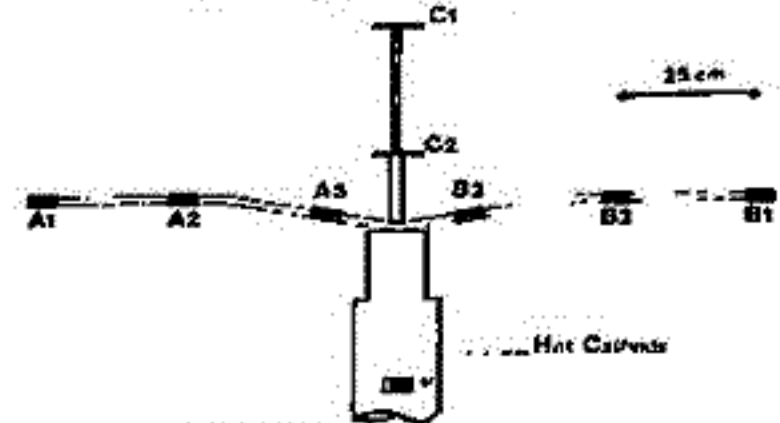
宇宙空間プラズマ波動はその周波数スペクトルに関しては、観測の歴史は古い。その実在を明確にするためには、波数ベクトルを計測することが必要である。しかし対自然プラズマ波波数計測（単に位相の明確になっている、人工プラズマ波ではなく、ビームエミッションをしているようなプラズマ波に対する計測）は極めて困難で、成功していなかった。本研究はこの問題にとり組み、特殊プローブの設定と、超狭帯域変位の実現によってこの種の波数計測にはじめて成功したものである。

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第9~第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、矢印の部分で充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。

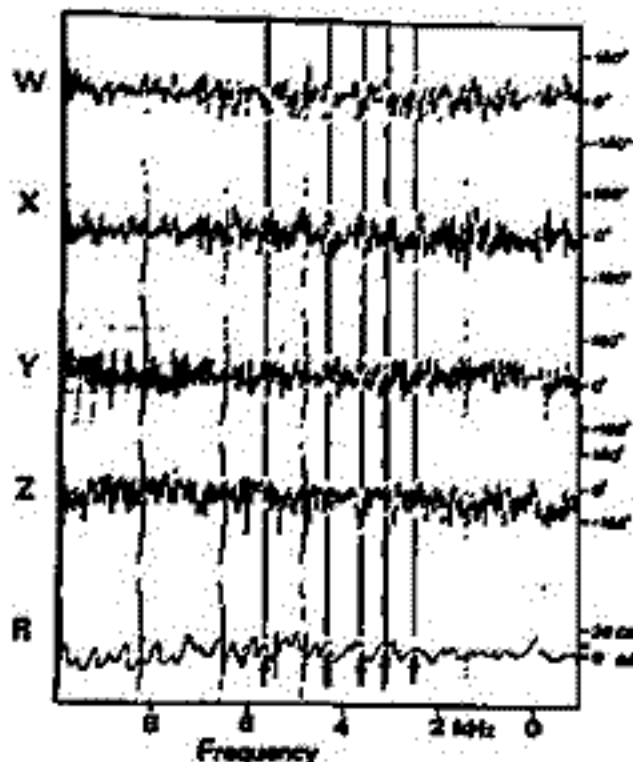


第2図 センサー部

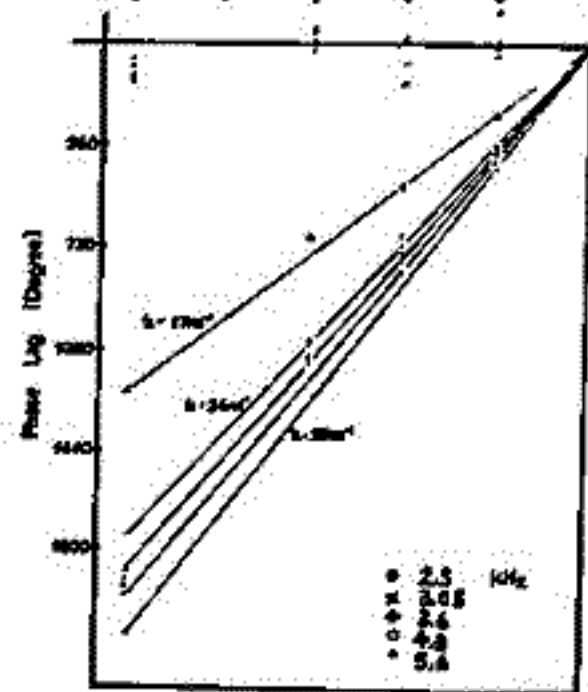
SK-MODE	A	B	C	A	B	C	A
Hot Cath	ON	ON	OFF	ON	ON	ON	ON
DC Bias	0	0	0	0	0	0	0

MODE	R	W	X	Y	Z
A	A1	A2	A3	B1	B2
B	B1	B2	B3	A2	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, ダイポール両方によって検出された現象の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(2:45 LT)に打上げられ216kmに達した。この観測のPWLではVLF電波現象としてユ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。ここでユーラスのほかに図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と共に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。この放射の特性は,

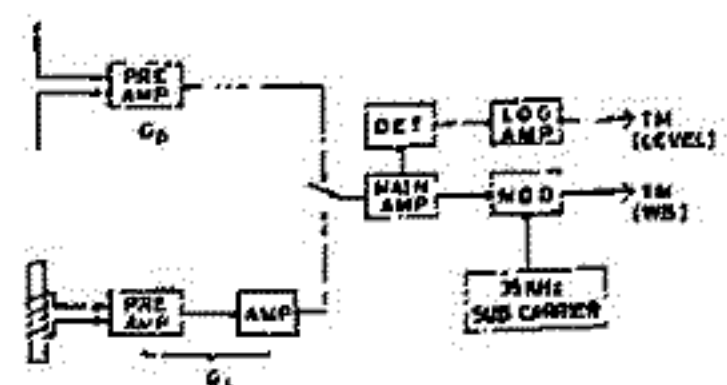


図1. S-310JA-1 PWL受信機のブロック図。ゲイン利得 G_p, G_2 は 5kHz 付近 $G_p = G_2 + 16\text{dB}$

(i) 周波数がロケットのスピンドで変化し, スピンド1周期にわたって1つの山形が現われる。(ii) アンテナにわた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_p と G_2 の差を考慮して求める)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気圧, 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。上記のような特性を考慮すると, 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電場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ことにした。一方上記(iii)から, プローブに固定電圧6VのまわっているEPが原因と考えられ, その場合には電流励起不安定による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 $800 \sim 2000\text{K}$ であったからイオンの質量数を31とすると, イオン音波速度は $0.5 \sim 0.7\text{km/s}$ となる。故に周波数5kHzに対するイオン音波の波長は $9 \sim 15\text{cm}$ 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量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ほど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。

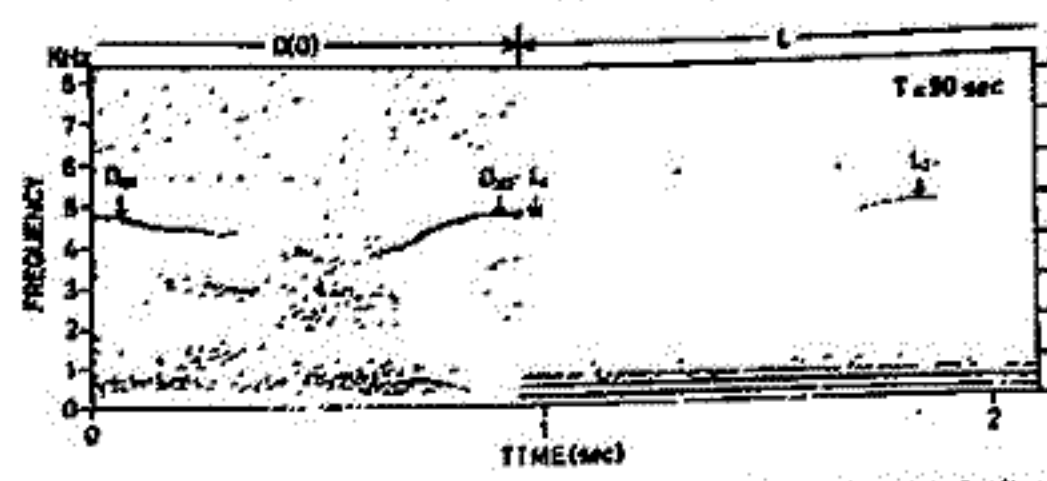


図2. ダイポール(D(0)), ループ(L)で観測された山形放射

謝辞. このロケット観測は才17次南極観測隊(茅野隊長, 平次副隊長)の方々の大変なご苦労によって成就したもので, ここには専ら感謝の意を表す。又PWLの観測装置は名大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)

19P-I102 FM方式によるプラズマ波の群速度測定実験

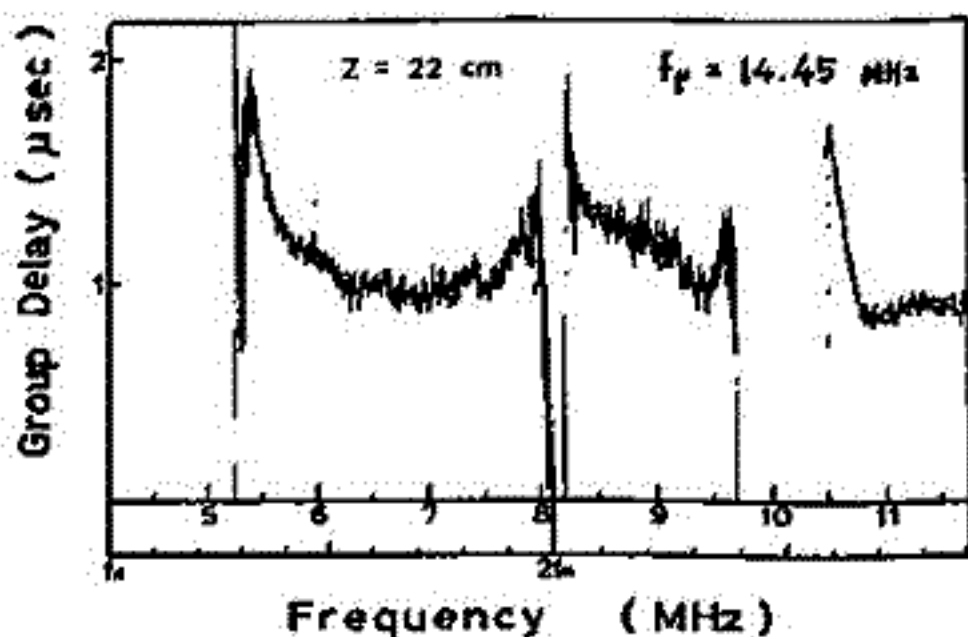
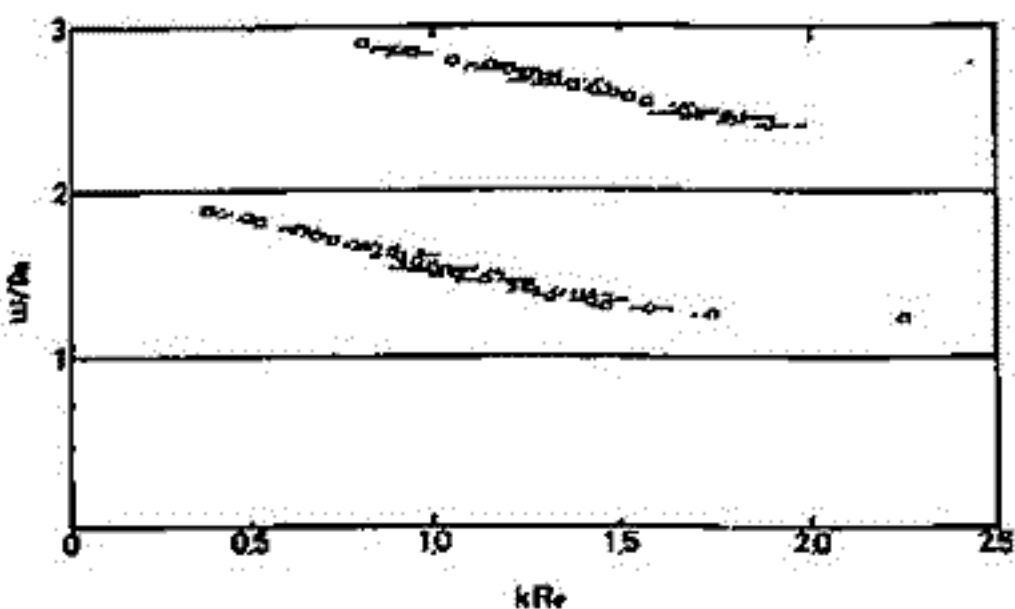
筒井 稔 木村 豊 根
(京大工学部)

プラズマの分散特性を求めたために、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、装置改良と重ねた結果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で詳しく説明は省略するが要約するところ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ペクトルチューブを用いて行われた。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ップ周波数 $f_H = 4.12$ MHzの時に電子バーストインパルス波の分散特性と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_H , 2.4~2.9 f_H まで可能であり、Fig. 2. 実験中の装置はこの特性の勾配を出力するためのものがあり、送信アンテナは直径3cmの球からなり送信用球には10Vの直流電圧が重畳される。又受信用球は直進成分を除去する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をFig. 2に示す。Fig. 2. 1.3 f_H 以下、2.3 f_H 以上及び2.3~2.5 f_H の間では得られなかったが、これはこの周波数の範囲には伝播モードが存在してないか、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あるが1.3 f_H 付近で大きく周波数の上昇と共に遅延は減少し1.7 f_H を過ぎると再び大きくなる。この傾向はFig. 1の勾配の逆数とも見られる。Fig. 2. 2.6 f_H 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る。即ちこれは電子バーストインパルス波群遅延を表わしているがFig. 2. 2.2~2.3 f_H にかけて信号が受信されなくなりこの原因については現在解析中である。雑音の少ない周波数領域の波は実験によると送信アンテナが5cm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まか前進した事になり、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, 大冢 寛, 森岡 昭, 小野 高幸,
(東北空電研) (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 55° で内之浦の東北宇宙空間観測所から打ち上げられた。発射後5分(高度約84km)でアンテナの展開し、その後着水まで高エネルギー電子ビーム放射に伴う人工励起プラズマ波動の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5分(高度84km)より突然0~2kHz帯にダイスクリークノイズが観測され始め、ロケット高度の上昇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でエトマルがONされた時は図2に示したようにダイスクリークノイズの0~2kHz帯に4~10kHz帯にもあがりはじめ、同時に0~10kHzにわたってかなりノイズレベルが上がり、150km高度でSEHのHTONと同時にノイズ強度は強まり、160km高度からは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、これに呼応して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ダイスクリーク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程度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帯で極めて明瞭なダイスクリーク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た後1~2秒間は明瞭なように存在していた。このノイズのパターンは高度変化と共に変化することと観測された。(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ダイスクリークノイズは、高度120kmにわたる範囲から強度が認められると同時に、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1~7kHz帯に広がるのが観測された。又このAVP-SKの一連の実験モードにて、アンテナはパラマス(6V)をかけたリ、HOTカートはON/OFFを繰り返した。又々のモードに呼応してノイズパターンは明瞭な差が生ずることと観測された。(図5参照)

ロケットがアヤックスを過ぎて下降時に入ってからこの実験では、上昇したノイズと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狭まって観測されたし、また果敢としたパターンをエトマルダイスクリークノイズと見做して観測された。(図6, 7, 8参照)

現時点では何一つ決定的なこととは言えないが、高エネルギー電子ビーム放射に伴ってロケットがボーンレール(アヤックスレール)で測定したノイズが成長しはげしく変動しており、その変動に呼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動が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んでいる可能性を考慮し、今後の結果を待ちたいと考えている。

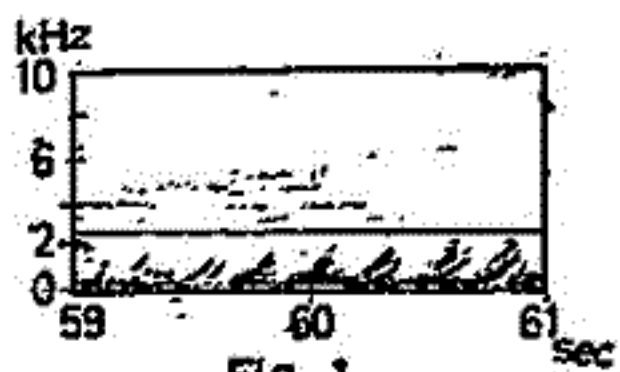


Fig 1

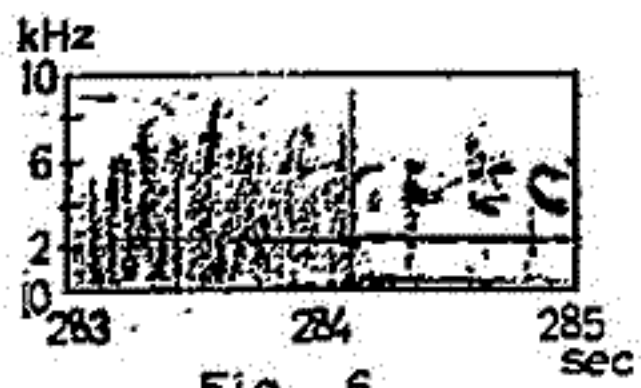


Fig 6

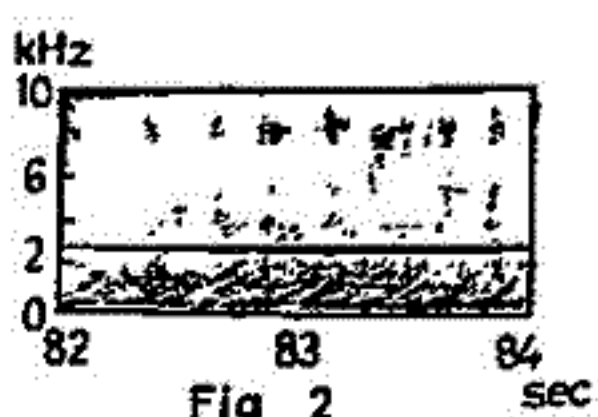


Fig 2

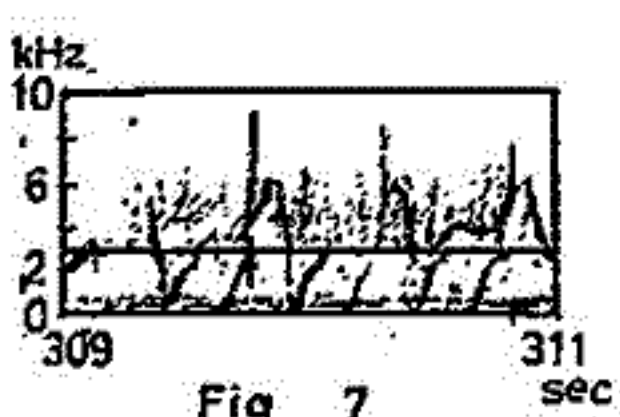


Fig 7

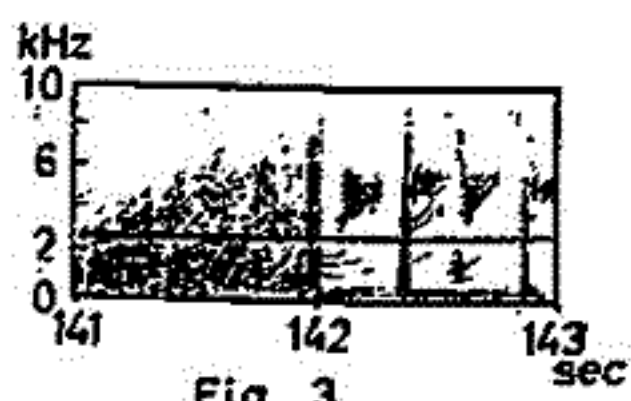


Fig 3

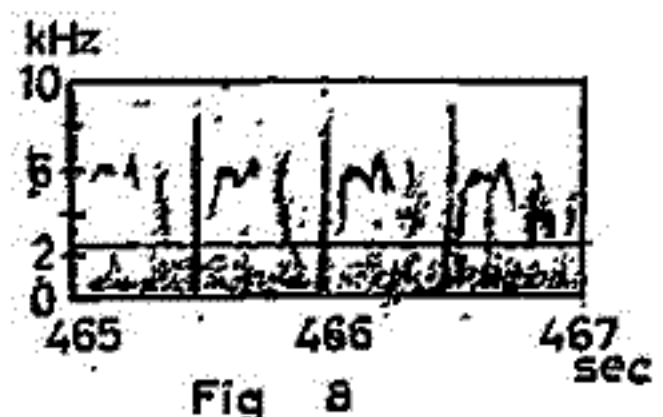


Fig 8

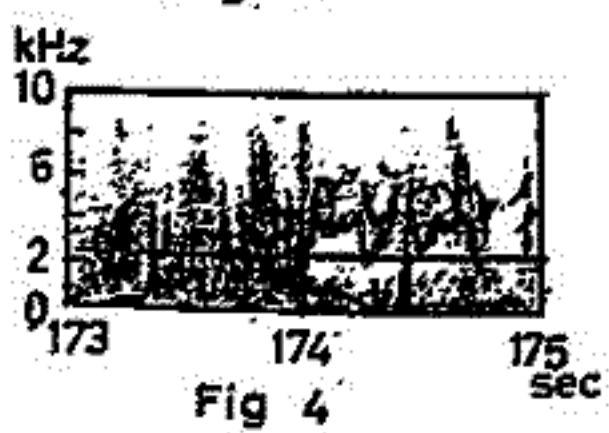


Fig 4

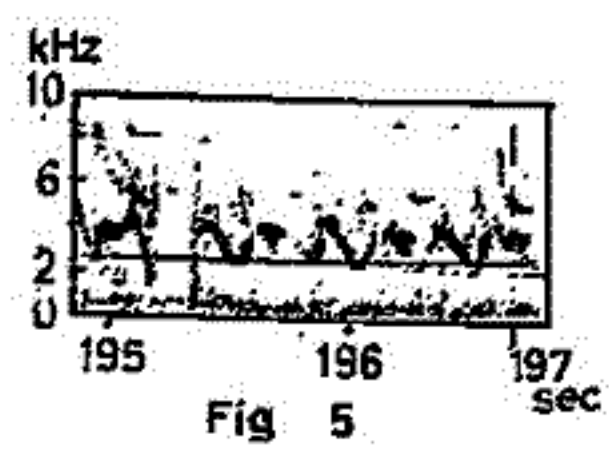


Fig 5

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 弘蔵、木村 繁根
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えるので、その変化を表わす式は省略する。K は結合係数で

$$K = \frac{\epsilon_0}{4} \frac{M(k_1, \omega_1; k_2, \omega_2; k_3, \omega_3)}{\left| \frac{\epsilon_0 k_1^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{m1}}{\partial \omega_{k_1}} \cdot \frac{\epsilon_0 k_2^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{m2}}{\partial \omega_{k_2}} \cdot \frac{\epsilon_0 k_3^2}{2} \frac{\partial \epsilon_{m3}}{\partial \omega_{k_3}} \right|^{1/2}} \quad (3)$$

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_{m_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

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

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

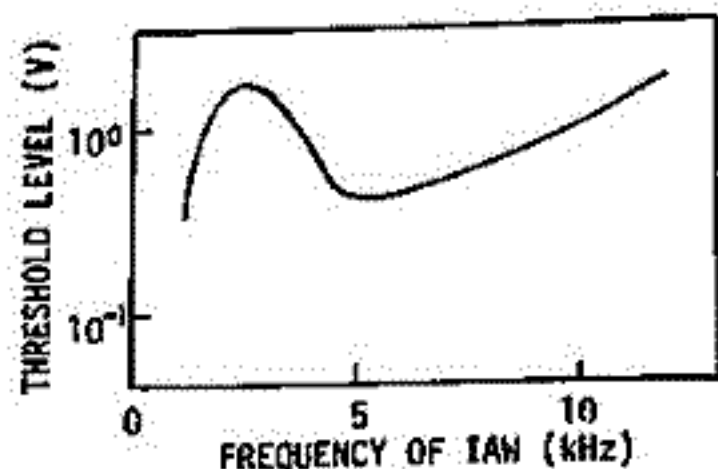


図 1

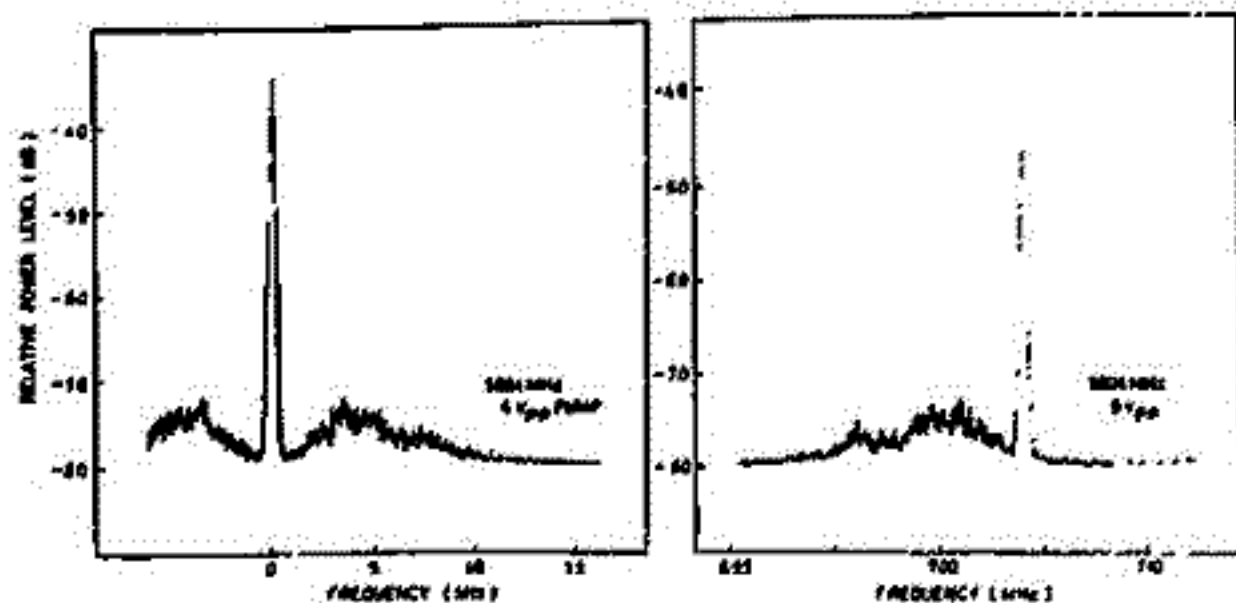


図 2

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, 大家 寛
東北大学 理学部

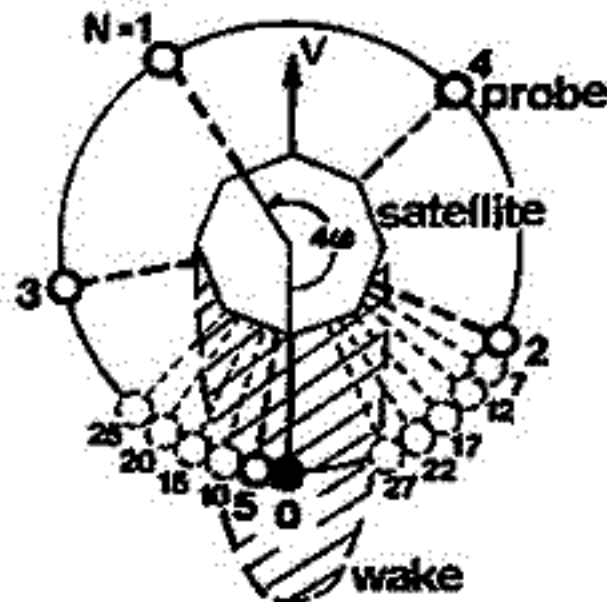
科学衛星“たいよう”による、インピーダンスプローブ (IMP) 観測結果において、シース容量値に見られるビート状のパターンが Wake の構造を掃引計測しているものであることが発見されたことは前回報告した。つまり、衛星のスピンの計測 timing 周期との微妙なずれにより、第1図に Rev. 2924 の例を示すように一定の周期 (この場合は20秒) で Wake の構造を順次その計測位置を変えながら計測している。

“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。

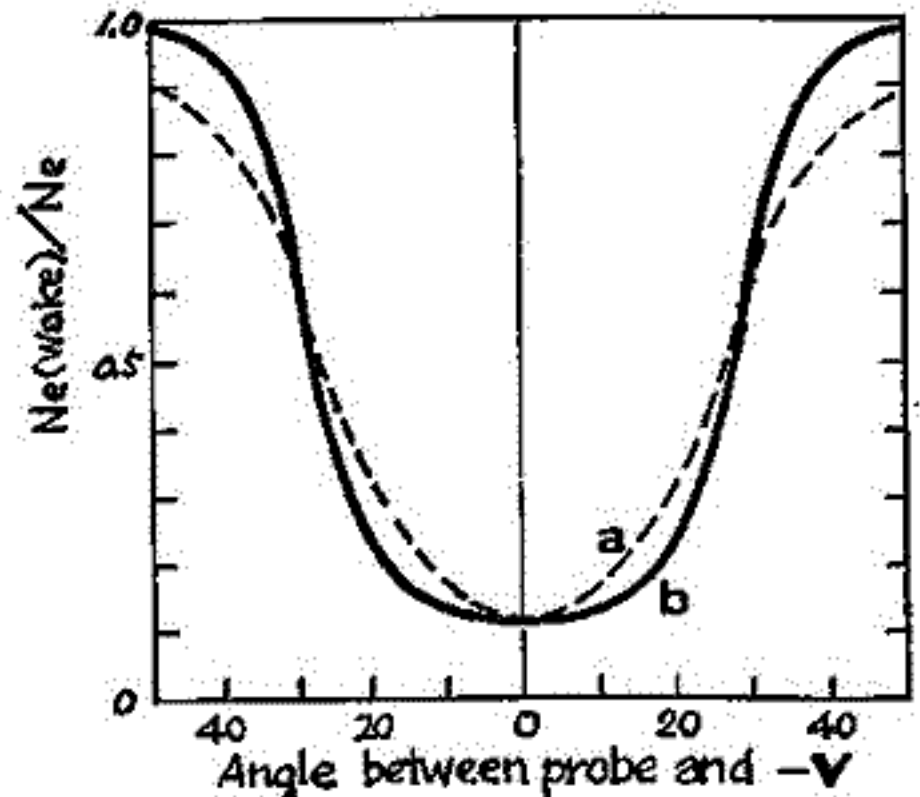
- 1) プローブは球形をしており、その空間的ディメンションが衛星本体に比して充分小さい。又、プローブは本体から突き出て宙空に浮かしてあるので、衛星表面の小さな突起、他のアンテナ、機器類の影響は殆ど受けない。
- 2) 衛星はスピン軸が軌道面に垂直になるよう姿勢制御されており、プローブは常に Wake の中心近くを通るように衛星の回りを回転している
- 3) 計測 timing の周期がスピン周期と same order であるため、種々の周期のビートパターンを生じ、Wake 構造の詳細な計測を行う結果となっている。
- 4) 406 kHz のプローブ等価容量値 (電離層高度ではシース容量値を与える) と、UHR 周波数を同時に計測していて、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 >

南 繁行 竹屋 芳夫
大阪市大工学部

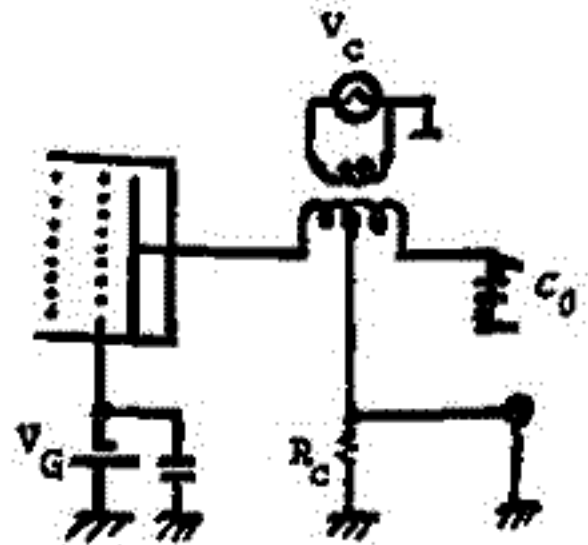
まにまに ラングミニアプローブ特性のヒステリシスと主たる原因は、小山大等により
プローブまわりの附着物の緩和時間によるものと報告されている。またこの緩和時間より
十分短時間の電圧掃引を行なうことによりヒステリシス特性があらわらなくなることは見
込された。この方法は精密な電子温度測定に有効である。ところで正イオン温度測定に用
いる遅延電圧トランプ(R.P.T.)においても電圧掃引を行なう電極のこの効果があるから
イオン捕集電流を歪ませることが指摘されている。著者らはこのR.P.T.を用いたイオン温
度測定においてかかる効果と低減させるため、例えばS310-4号族搭載のTPIでは、乾
燥電漿ガスと封入して清浄メッシュグリッドを使用した方法等を採用してきた。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しろいいが、
掃引電極としてプラズマをみる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
につれて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、この歪みのおこる条件は

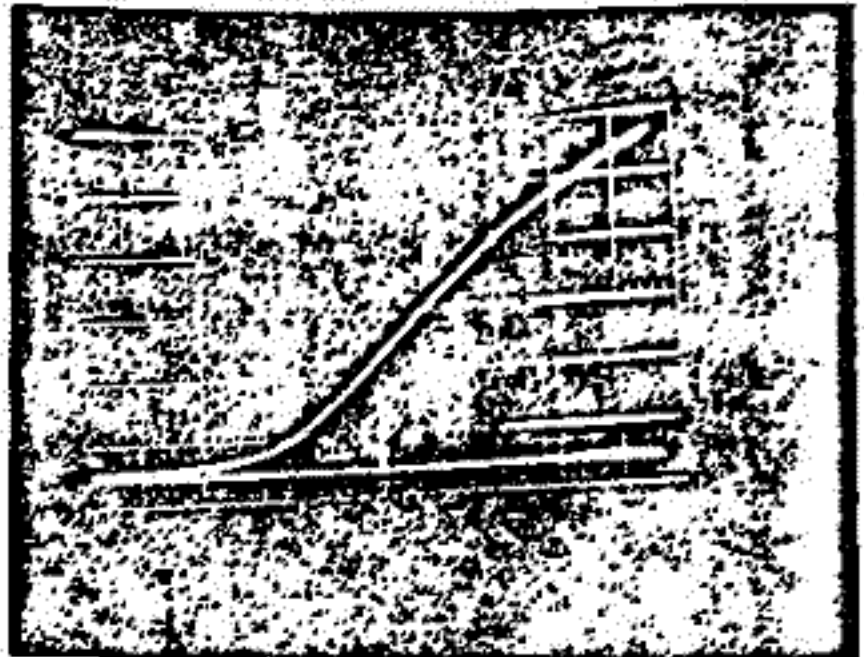
$$R_p > (R_T + R_c)(1 + 2j\omega C_0 R_p)$$

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
にもコンタミネーションフリーであり、しかも
測定時間が短いと特に飛翔体搭載用には好適
である。

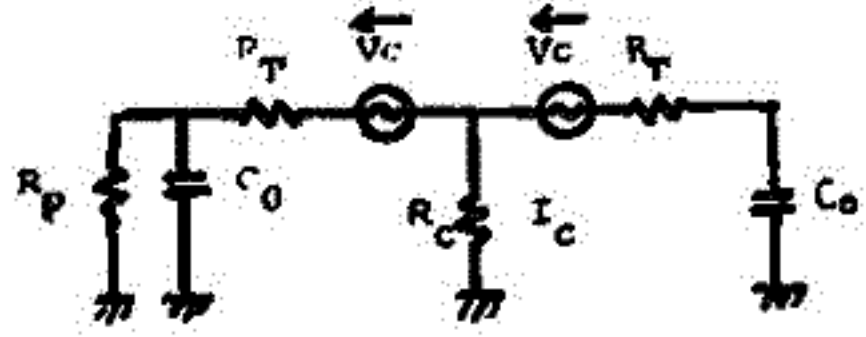
参考文献 K. Oyama ISAS Report 525(1975)
南他 スペースプラズマ研究, 1(1974), 1(1977)



第1図 測定回路



第2図 特性の一例
左軸 $I_d (10^{-7} A/div)$ 右軸 $V_c (0.1V/div)$
掃引周波数 15Hz.



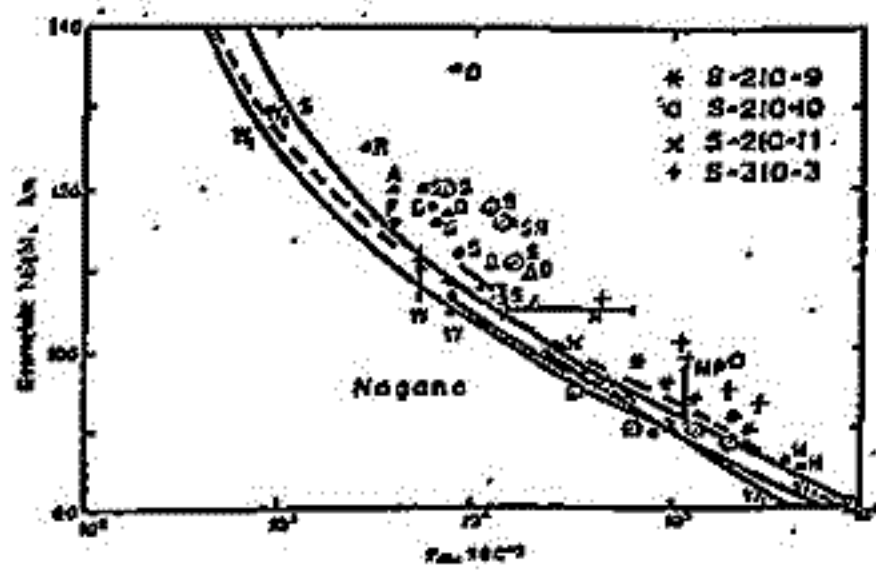
第3図 等価回路

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

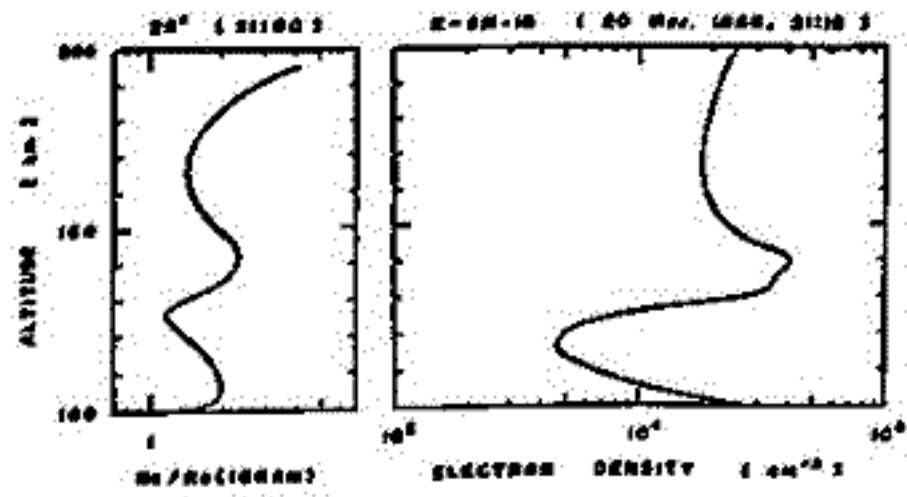
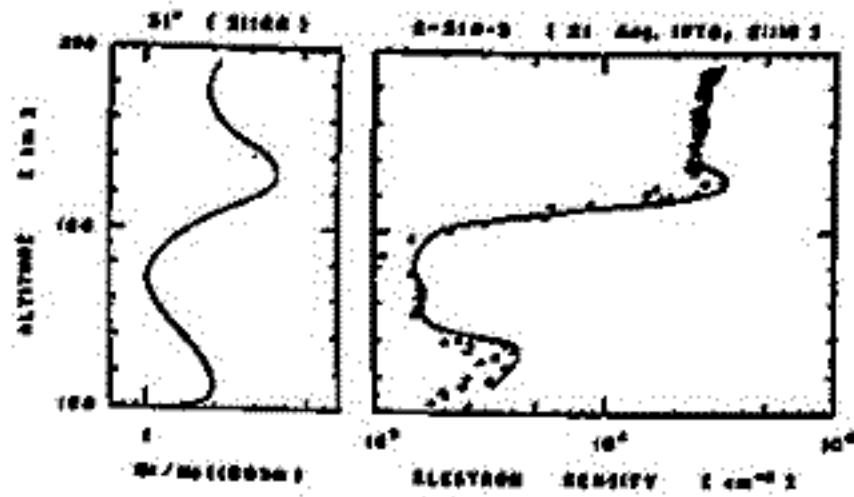
渡辺勇三
東京大学宇宙航空研究所

[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
トによるデータの測定結果は他の方法による結
果と良く一致した。

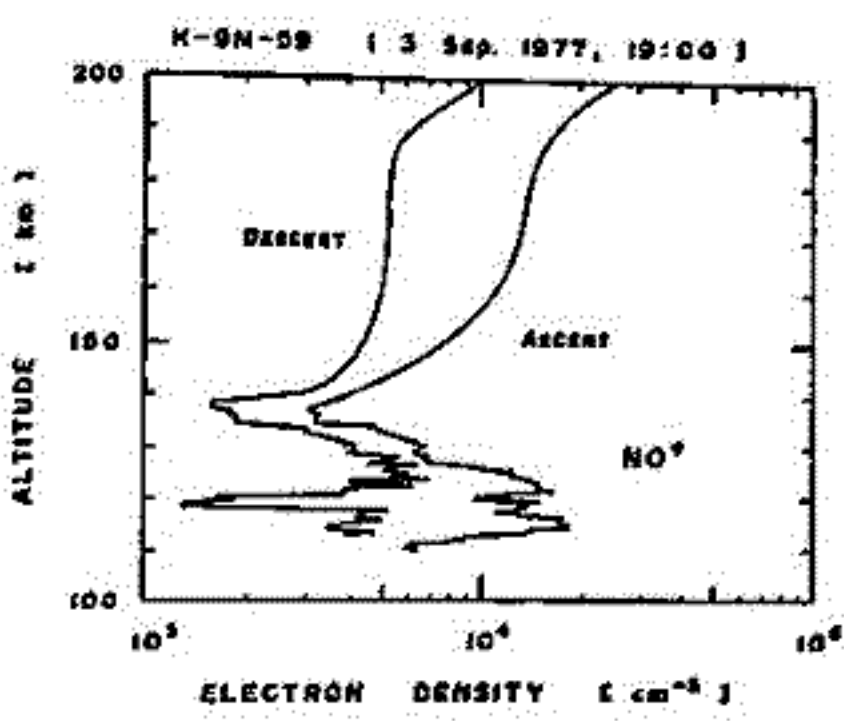
文献
Y. Watanabe 他, 宇宙研報告 12, 418 (1976)



[2] 内の層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、内の層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：
$$\frac{dN_e(z,t)}{dt} = \alpha(z,t) \cdot NO(z) \cdot \beta_1(NO) - L(z,t)$$

$$L(z,t) = \alpha(NO^+, Te) \cdot N_e(z,t)^2$$
 を用い
てNO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)

19P-I 108 K-9M-61号機による 電離層への電子ビーム放出実験

金子 修, 佐々木 進, 河島 信樹
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、起こる様々な現象を調べることができ、K-9M-57及び55号機において、3kV 100mA, 5kV 50mAという出力の電子銃を用いた実験を行ってきた。これらの実験では出力が大きいにもかかわらずエネルギー的・角度的に、パルス状の（しかもコンデンサーを用いているためエネルギーが時間と共に変化する）ビーム放出とならざるを得なかった。測定もデータ解析も不慮な点があった。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3kV, 50mAと中程度のものを使用し、ビームを斜めに放出、前面に比較してより精密な測定を行なうことができた。測定項目は、3914Å, 5577Å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、フローティングプローブによるロケット電位、TADによるVLF, HF帯の波動である。特にフローティングプローブは、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ためにロケット壁から最高90cmの長さの測定を行っている。

実験は右図に示すように、7秒間の電圧誘引モードと5段階の1秒間ステップ電圧モード（各1秒間休む）の組合せで行ない、高度190~250km(上昇時) 230km(頂点) 245~180km(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1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、100mA程度を境にして、その増量が変化することか観測された。(図1)最初の増量は周辺プラズマ密度に依存し、プラズマ密度が低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しかかかっていると認められるが、これはイオン密度は完全にゼロにはなっていない。測定は3914Å, 5577Å共ビーム量に比例しないほど少しバグーの大きさを示してあり、バグーの相対大気密度と反影している(高度依存性のみ、さりとて)。このような結果について今後更に解析を進め、議論を進めたい。

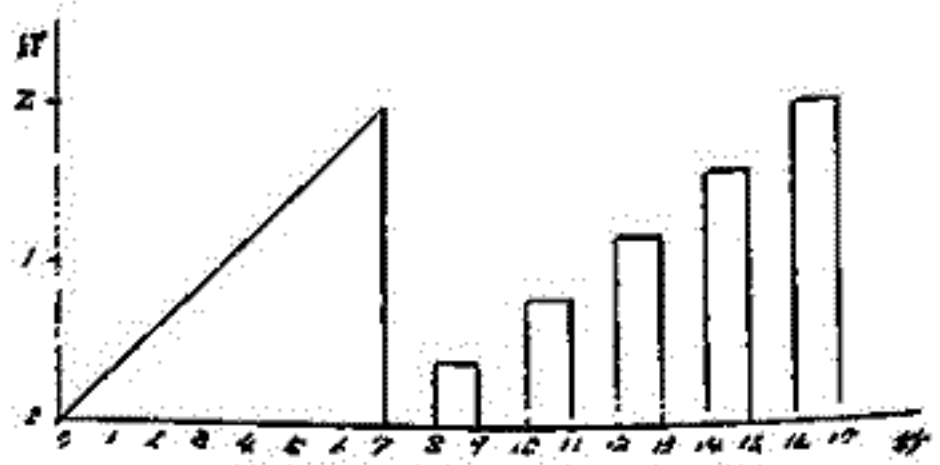


図1 電子銃の動作モード

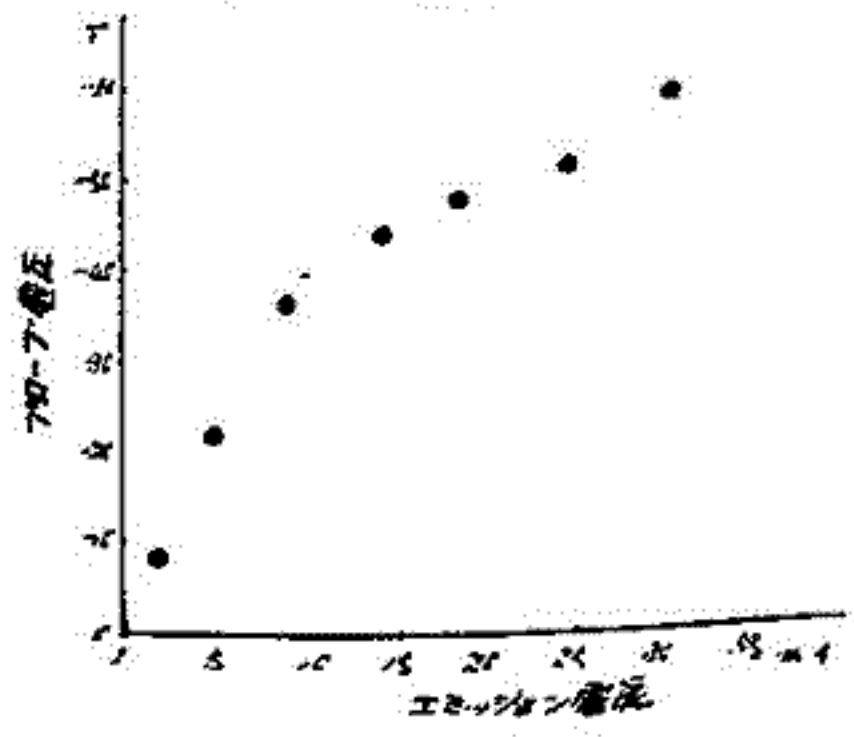


図2 ロケット電位のビーム量依存性

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 (MIG 1 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 (HTV).

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

(1) HTV 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) MIG 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 H⁺ and O⁺ excitations by beams (5) FP detects of a floating potential of the electron gun refered 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.

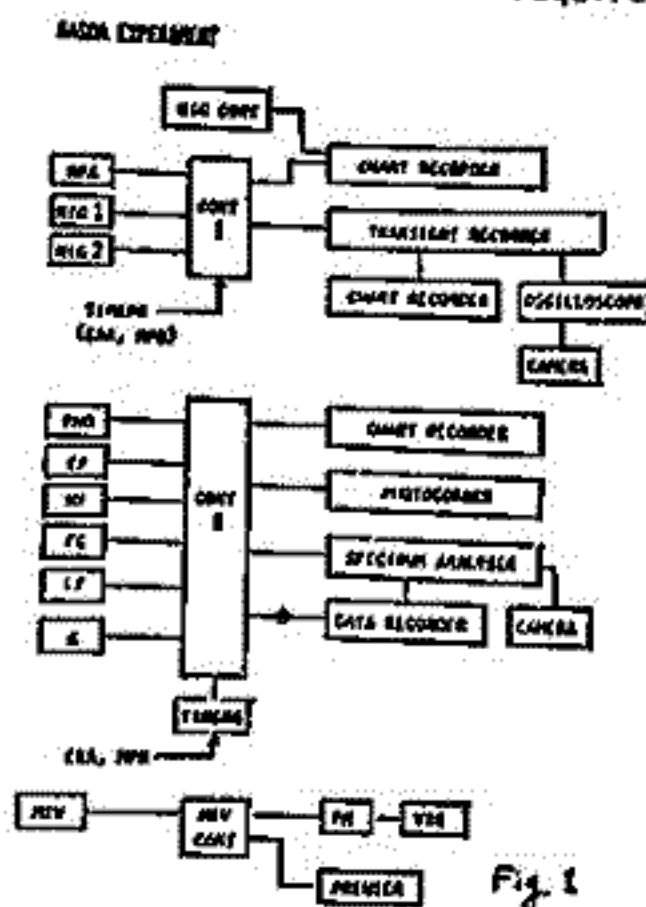


Fig. 2 EBA beam MTV picture



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

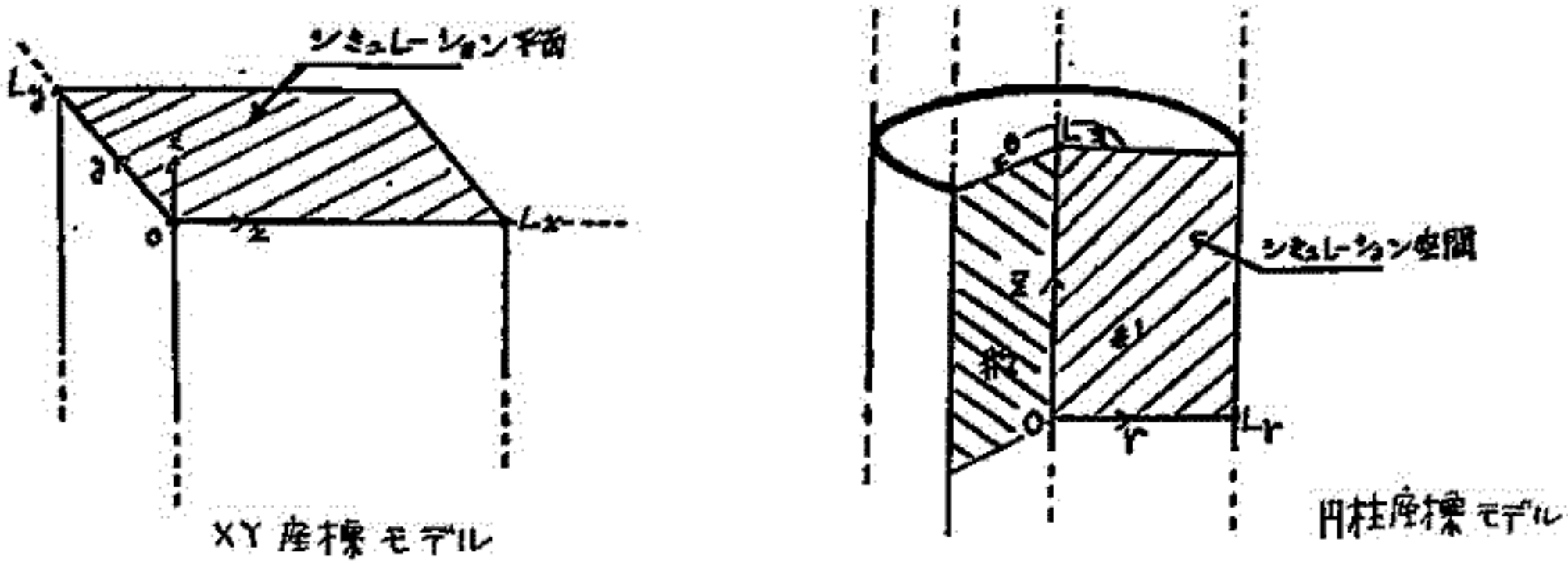
松本 紘(京大・工) 江尾全機(東大宇宙研)

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。我が国からも SEPAC 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を行なわれる為、地上実験設備
 の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なえない心配がある。
 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 マックスウェルの式 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
 ついても触れるにとどめる。計算機プログラムは京都大学学生 渡美 淳君の手で作り
 られた。

19P-I111 宇宙開発事業団筑波大型ケ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

河島信爾・栗木恭一・江尻全機・荒木哲夫・佐々木進・矢守尊・中井邦男・長反信人・大林辰哉 (東大宇宙研)・工藤勲(電統研)

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)放出実験(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ケンバー(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. 電子ビーム放出に伴う機器帯電のメカニズムの研究と、プラズマ雲・中性ガス雲放出による帯電中和の研究
 2. 放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器装置(電子銃, MPD-AJ)の同時動作に伴うガミあい試験
 3. 各機器からの電氣的ノイズの予-タ取得

主要な使用機器は

加速器関係 電子銃 出力 7.5KV/1.6A (最大) パルス中 DC ~ 10μsec
 インアークネイラドカソード使用・傍熱型
 MPD-AJ 出力 2kJ, 放出プラズマ 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, 中性ガス雲放出装置

実験は 約2週間にかけて順調に行われ、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、真空ケンバーは 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。

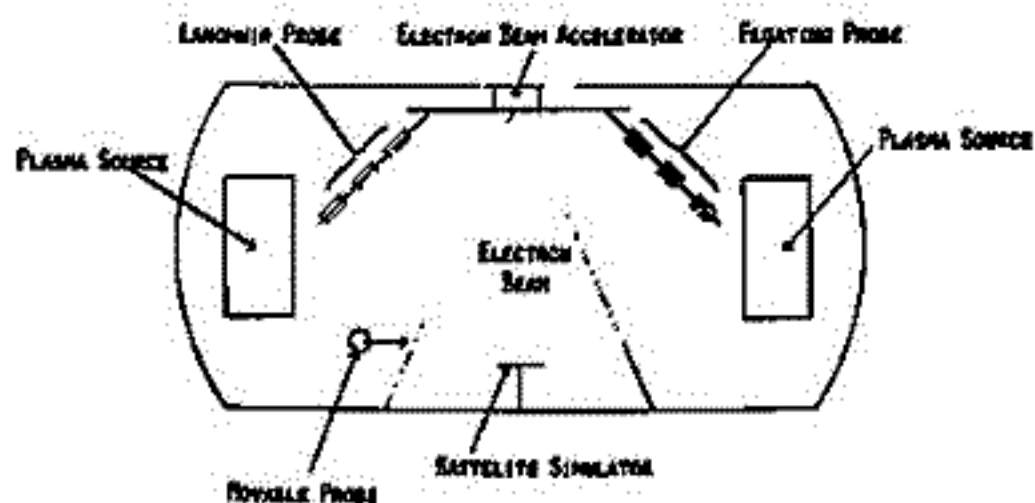
- (科学関係) 1. 電子ビーム放出に伴う機器の帯電電圧が、ビームの各パラメーターについて測定され、帯電現象のメカニズム解明に不可欠なデータが得られると併に プラズマ雲・中性ガス雲放出による帯電中和が予想通り観測された
 2. 電子ビーム及びプラズマ雲の伝播の様子がテレビでとらえられ解析された
 3. 電子ビーム及びプラズマ雲放出による波動が広い周波数範囲で調べられると同時に発光現象も観測され、それらのメカニズムが検討された。
- (技術関係) 1. 各機器はほとんどトラブルなしに動作し高電圧機器の安全性も確認された
 2. 両加速器の同時動作についても異常はみられず、スペースシャトル上での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

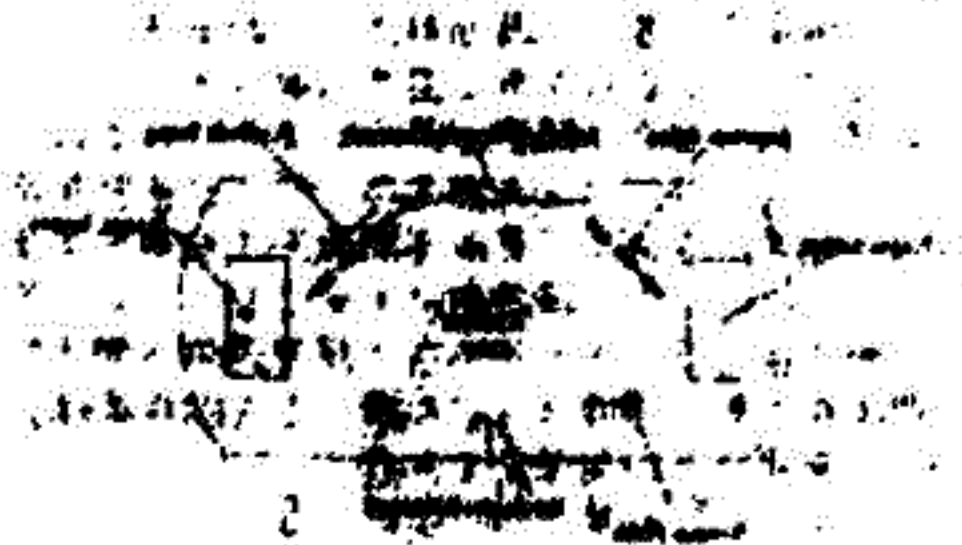
電子ビームを用いた宇宙空間での実験は、1969年 Hess et al が電子ビームによる人工オーロラの生成に成功して以来、波動励起、エレクトロンイコ-等のテーマで盛んに行われており興味深いデータが多数報告されている。更に1980年にはスペースシャッターを用いた大規模な電子ビーム放出実験が日本と米国NASAとの共同実験として予定されており、この後の実験は今後ますます



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む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ッタ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、ビームの空間電荷から求められる式 $\tan \theta \approx 0.35 \sqrt{P}$ ($P = 10^6 I_E / V_{HV}$, 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がおさえられる。
- (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 $V_F \propto I_E^{1/2}$ (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集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、これはシーアの縁付近から帰還電子が供給される事を示しており、宇宙空間で弾丸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、シーアの大きさは小さい。これは(2)で示した理論をうらみつけている。
- (6) 波動励起: グランドモード(電子銃アースとシャッタ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ッター壁とを絶縁したモード、電気回路的に宇宙空間での弾丸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。



本圖之說明
 1. 說明
 2. 說明
 3. 說明
 4. 說明
 5. 說明
 6. 說明
 7. 說明
 8. 說明
 9. 說明
 10. 說明

此圖之說明
 1. 說明
 2. 說明
 3. 說明
 4. 說明
 5. 說明
 6. 說明
 7. 說明
 8. 說明
 9. 說明
 10. 說明
 11. 說明
 12. 說明
 13. 說明
 14. 說明
 15. 說明
 16. 說明
 17. 說明
 18. 說明
 19. 說明
 20. 說明
 21. 說明
 22. 說明
 23. 說明
 24. 說明
 25. 說明
 26. 說明
 27. 說明
 28. 說明
 29. 說明
 30. 說明
 31. 說明
 32. 說明
 33. 說明
 34. 說明
 35. 說明
 36. 說明
 37. 說明
 38. 說明
 39. 說明
 40. 說明
 41. 說明
 42. 說明
 43. 說明
 44. 說明
 45. 說明
 46. 說明
 47. 說明
 48. 說明
 49. 說明
 50. 說明
 51. 說明
 52. 說明
 53. 說明
 54. 說明
 55. 說明
 56. 說明
 57. 說明
 58. 說明
 59. 說明
 60. 說明
 61. 說明
 62. 說明
 63. 說明
 64. 說明
 65. 說明
 66. 說明
 67. 說明
 68. 說明
 69. 說明
 70. 說明
 71. 說明
 72. 說明
 73. 說明
 74. 說明
 75. 說明
 76. 說明
 77. 說明
 78. 說明
 79. 說明
 80. 說明
 81. 說明
 82. 說明
 83. 說明
 84. 說明
 85. 說明
 86. 說明
 87. 說明
 88. 說明
 89. 說明
 90. 說明
 91. 說明
 92. 說明
 93. 說明
 94. 說明
 95. 說明
 96. 說明
 97. 說明
 98. 說明
 99. 說明
 100. 說明

Vertical text on the right margin, likely a page number or index reference.

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。これは特に極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め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ー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。

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.

表1
JEJ
の概要

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JEU-3では、特に成層圏及び中間圏での散乱特性を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。受信信号のサンプリングは、成層圏(JEU-3/1)では1.75 km 間隔、中間圏(JEU-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リングのみを行う。この値を雑音レベルのモニタとして利用する。このように観測が各偏波に対して散乱電力 P_{ij} ($i, j = R \text{ or } L$; R, L はそれぞれ右, 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} , P_{LL} , P_{RL} 及び P_{LR} を全て測定することにより式(1)の不確定量を除去することが出来る。

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。散乱体が等方性を見せる場合、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が知ることが出来る。

表1. JEU-3の観測パターン

1. Pulse width (JEU-3/1)	20µsec
(JEU-3/2)	25µsec
2. Interpulse period	893µsec
3. One sequence of TX pulses	4.47msec
4. One coherent integration time	71.4msec
5. Sampling	
	(JEU-3/1) (JEU-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

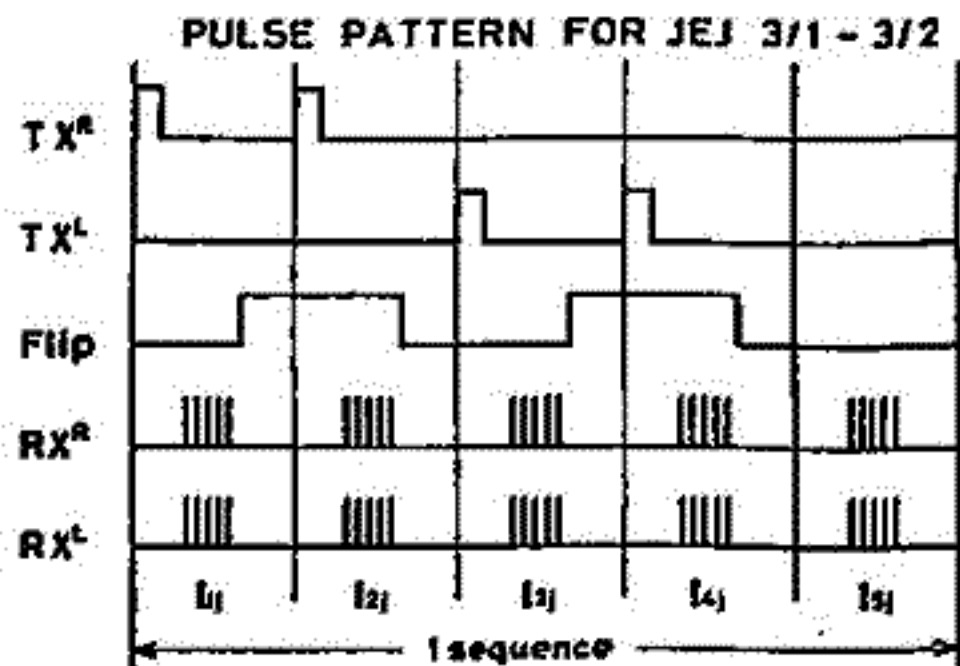


図1. JEU-3のパルスパターン

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 × 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成分については数分の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

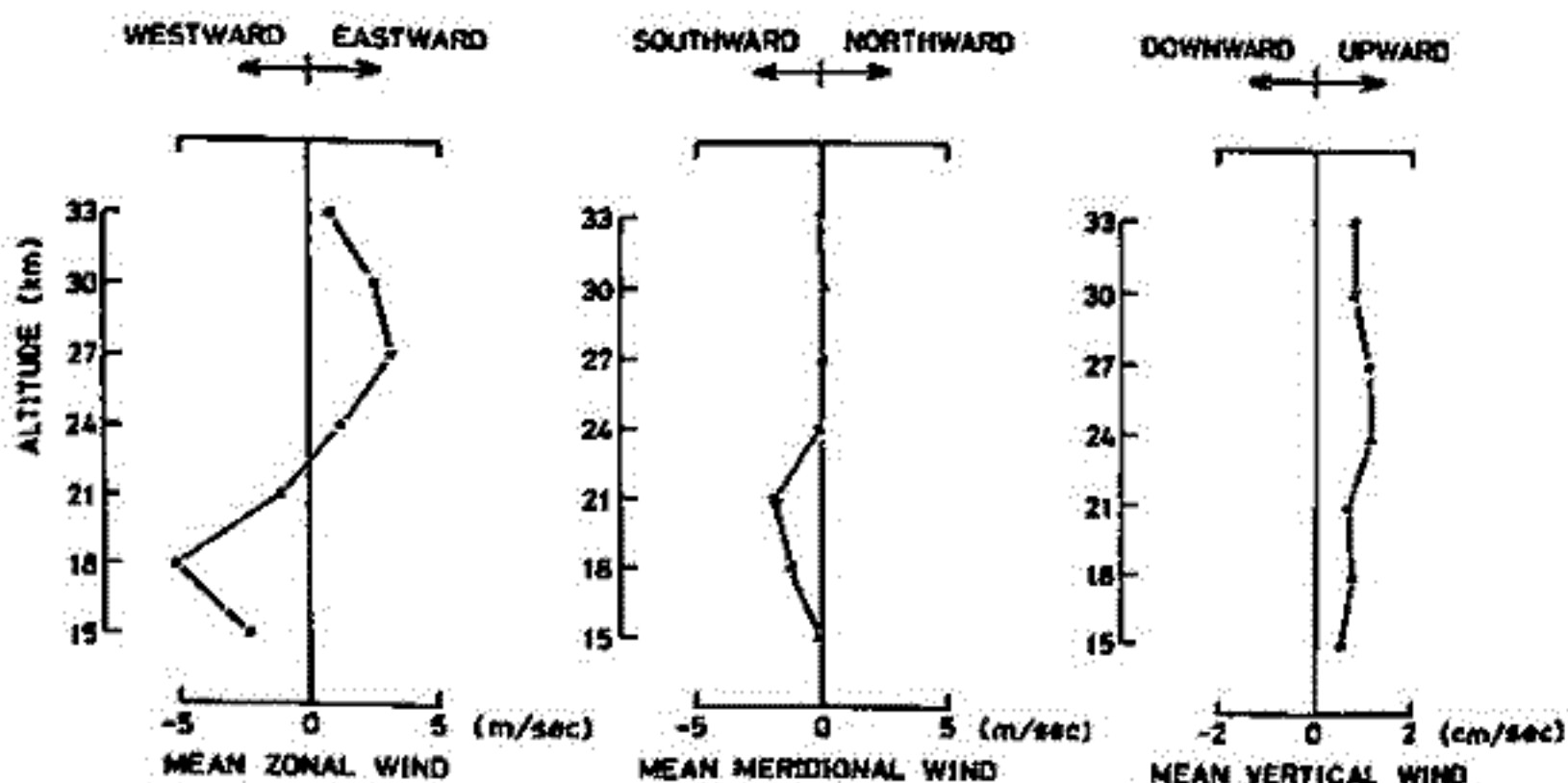


図1
風速の24時間平均値の高さ変化。

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

— 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、後者は流星隕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。

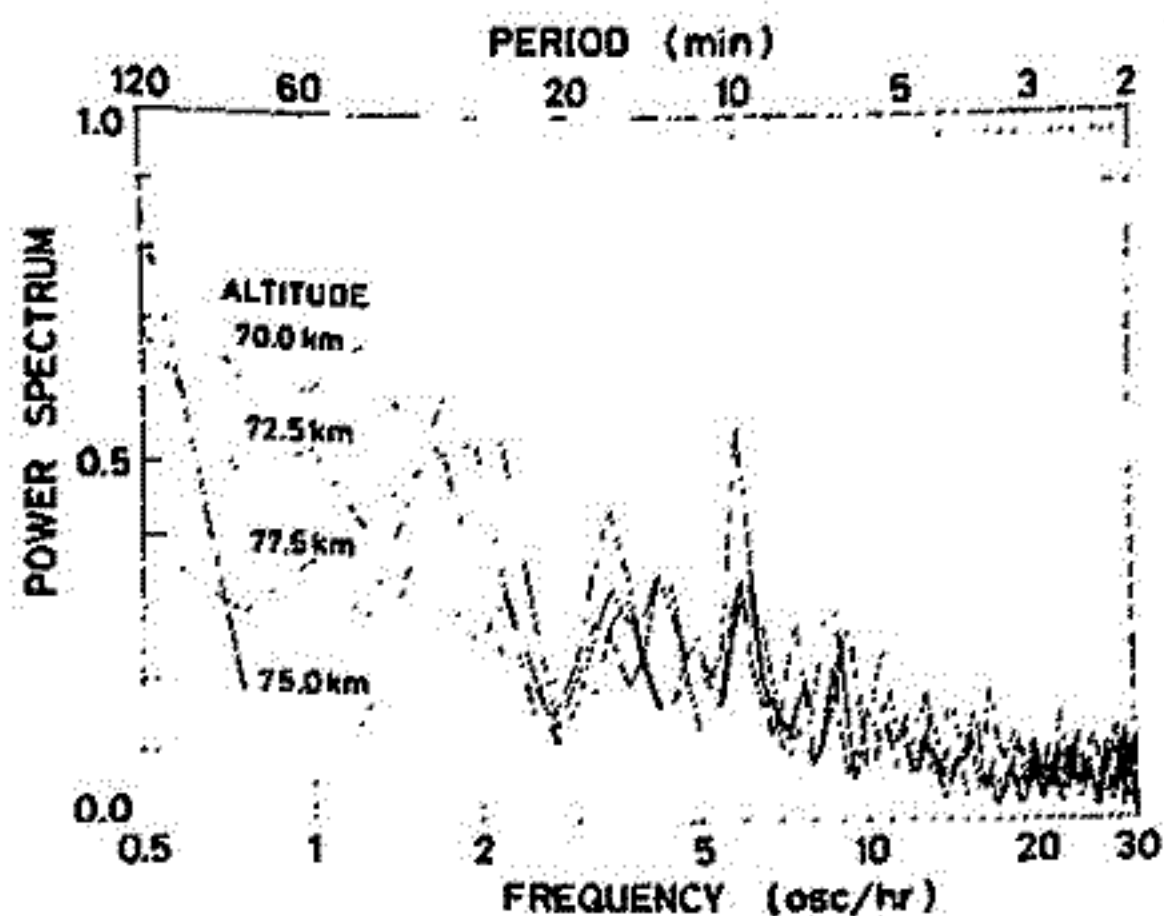
周期20~60分の範囲をフィルタによって取り出し、各高度における波形を比較すると、これらの間により相関が見られ、さらに高度が高いほど位相が進んでいることが明らかになった。位相の下向き伝搬速度は約10 m/secであり、これを上向きに伝搬する内部重力波と考え分散関係式を解くと、水平及び鉛直方向の波長はそれぞれ190及び26 kmという値が得られた。

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われるが、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・木村繁根・加藤 進・R. M. Harper
(京大・工)

本報告では、Arecibo ISレ-ダ- (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、特に顕著な季節的な特徴は見られない。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であるが、日出直後に上向きに極大となり、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いえる。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-ダ-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.

Measurement of the Ion Component of the Incoherent Scatter Spectrum over
the 65-95 km Region at Arecibo

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 μ sec baud width, 13 baud length Barker coded pulse was transmitted every millisecond. The 4 μ sec baud width defines the altitude resolution at 600 meters, while the 1 μ 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 H. 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 H. 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.

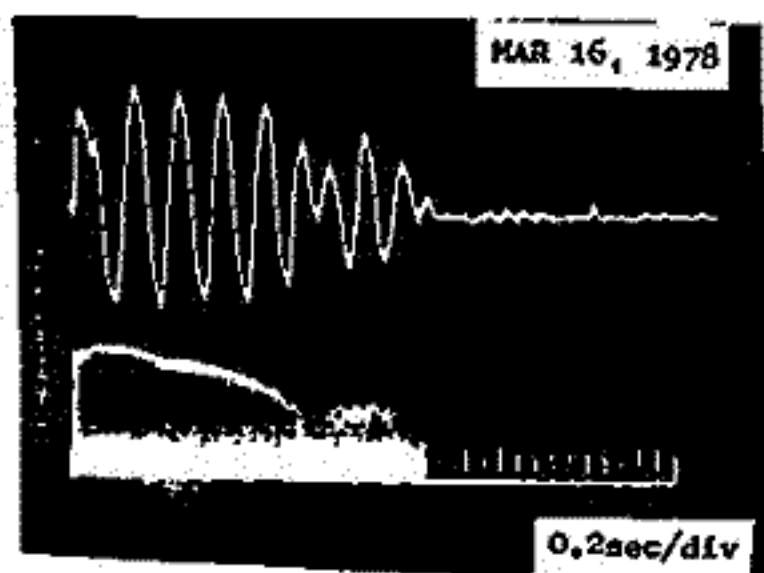


Fig. 1

† Now at the Nippon Electric Co., †† Now at the NHK corporation

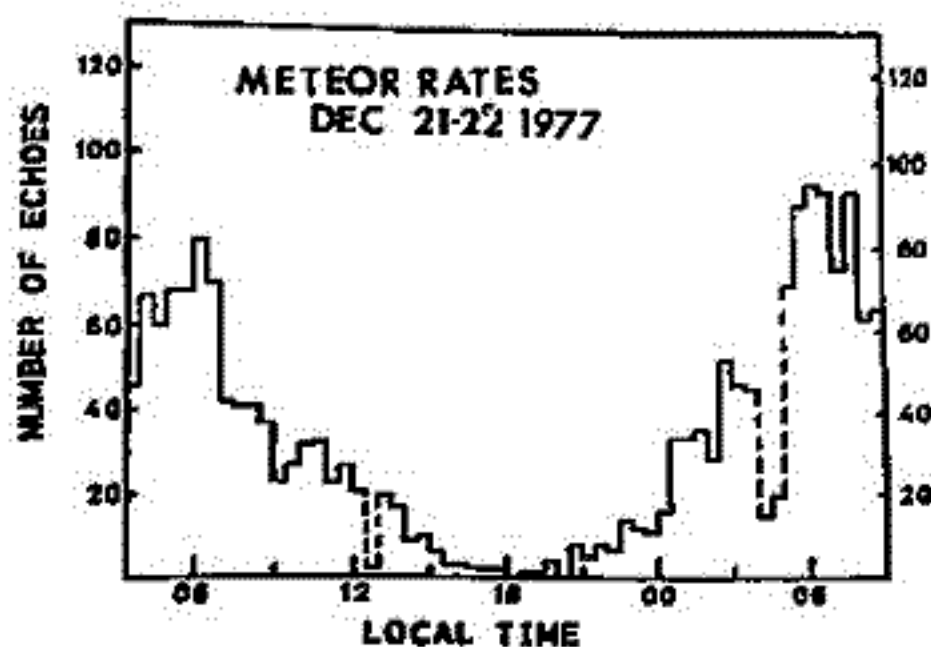


Fig. 2

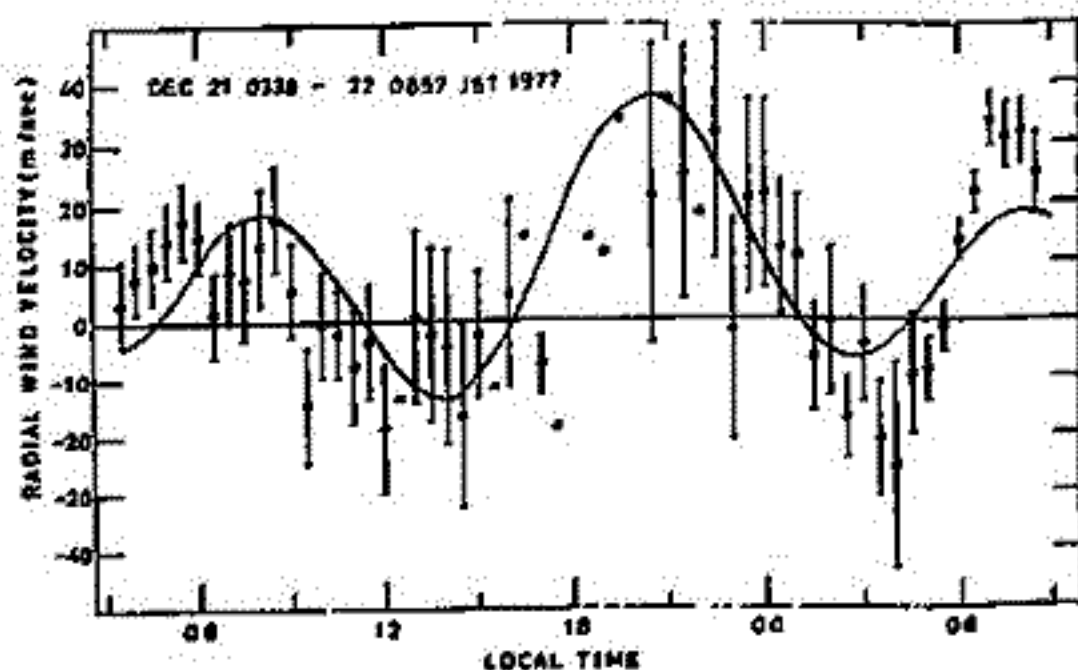


Fig. 3

Rotational Temperatures and Intensities of OH(8-3)
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 Students 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.

16A-II 12 酸素原子 6300 Å 輝線の昼間大気光(I)

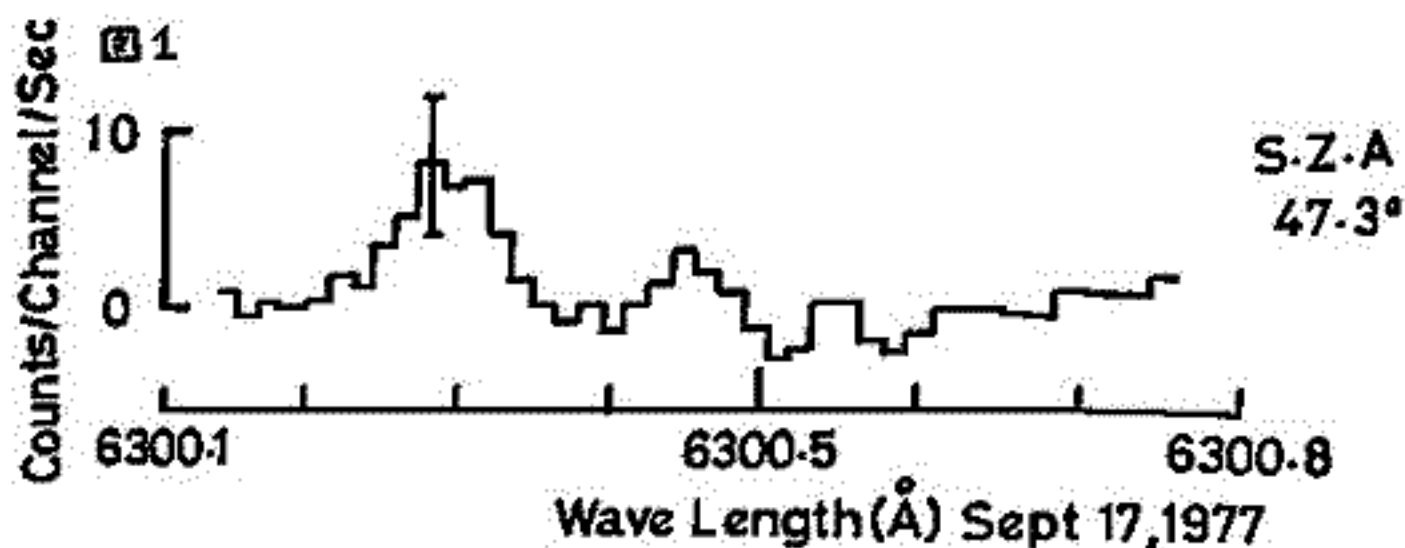
新藤文一, 渡部重十

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行っている。分光器は、Ebert型単色光計であり、回折格子は、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、5889.45 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、またフラウンホーファー線 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、フラウンホーファー線と同時に測定した。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でき、これは非常に有効である。この方法を「二波長法」と名づけることができる。

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 の超高度大気帰因する輝線は、フラウンホーファー線のミニマムのところに見られる。この輝線をとるため、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、地磁気共役点からの光電子の流入などについて重要である。昼間時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、

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

で表わすことができる。μ = cos α, α は viewing angle, N は光電子のフラックス, dE = ds/λ, λ = 1/Σ N_i(s) σ_i(E), σ_i は散乱断面積, δ は昼間時の光電子生成率,

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

文献 1) B.I. Saito and S. Watanabe. Dayglow of Atomic Oxygen 6300 Å Line - The High Resolution Spectroscopy, Bull. Nippon. Astron. Obs. 166, p.1. (1977).

2) F. E. Barmore. High Resolution Observations of The 6300 Å Oxygen Line In the Day Airglow. Planet. Space Sci. Vol 25, p195. (1977).

中間圏ナトリウム層の観測(1)

長沢親生, 広野求和, 藤原去夫

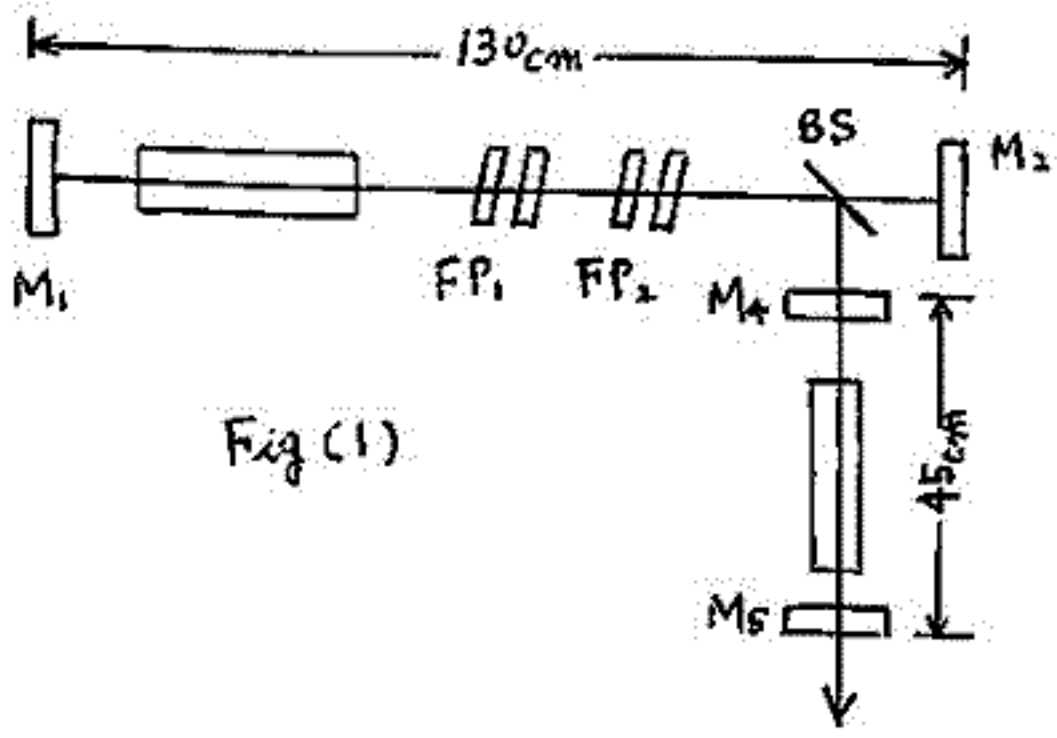
九州大学理学部

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倍躍的に出力、狭帯域化、共に改善することができた。(表(1))には、初期の *system* との比較がなされている。

Forced Oscillation type の増中器は、通常の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、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)

- M₁: R=100%, r=3m の球面鏡
- M₂: R=100% mirror
- BS: beam splitter
- FP: Fabry Perot 19Å
- M₄: R=90% mirror
- M₅: 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; 注入光が無い場合
下; 注入光がある場合

16P-II 14 NO 2.8 μm バンド 輻射のロケット観測

早川幸男, 伊藤浩式, 松本敏雄, 村上浩, 小野忠良, 牟山喜一郎

(名古屋)

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サーより発射された K-9M-58 号機に搭載された赤外線望遠鏡により近赤外線波長 2.3 μm (Δλ=0.7 μm) での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 径のコンレンズ、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えなく、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 27 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 2.8, 2.9 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った結果、高度依存性は観測と合うが絶対値が 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 $v=2$ 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は Behr 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。このスペクトル観測で我々の観測領域に他のバンドが見られぬことより、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 に実印で示す。同じ図で三角印は Behr et al. (1977) による値で我々の観測値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、 $N(^4D) + O_2 \xrightarrow{k_1} NO(v=18) + O$, $N(^4S) + O_2 \xrightarrow{k_2} NO(v=6) + O$ 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 $N(^4D)$ の密度を導くことができる。反応係数は (2) Beuch 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 $v=2$ 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 $N(^4D)$ の密度 $[N(^4D)] = 2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \times \frac{-(\frac{dI}{dt}) / [O_2]}{k_1}$ を得た。(2.3 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 $T_m = 915^\circ \text{K}$ から Jacchia (1971) のモデル大気中の $[O_2]$ を用いて $N(^4D)$ 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 ケタ大きめに出来ているが高度依存性は定性的にはあっていると思える。

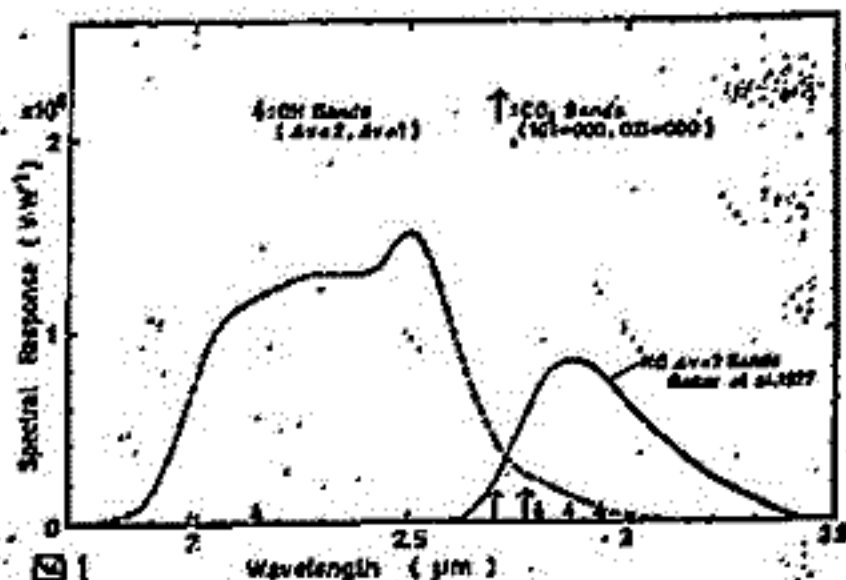


図 1

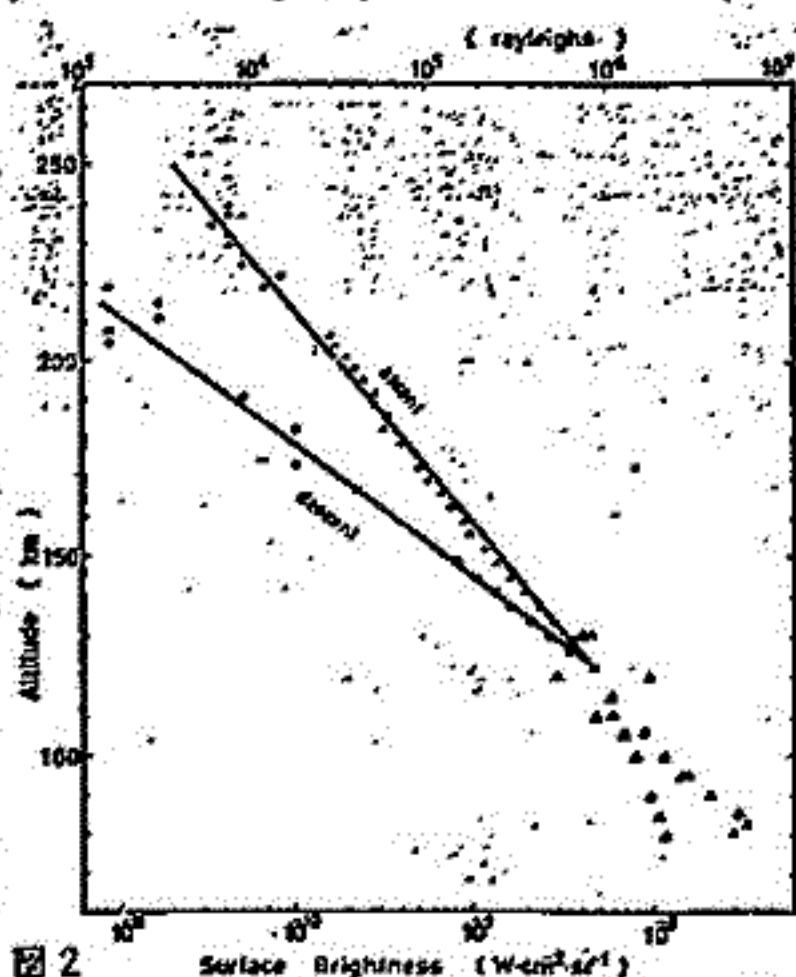


図 2

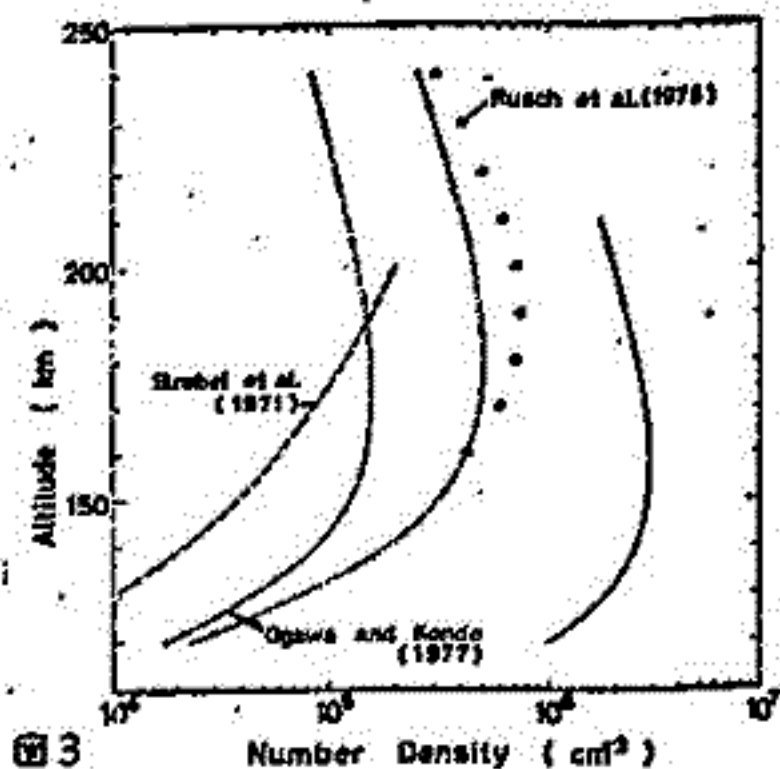


図 3

柴崎和夫・小川利雄・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、下限値と若干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、大きな変動を求す。
- ・この変動は風向・風速と密接に関連しているもので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探す必要がある。
- ・より正確な測定には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

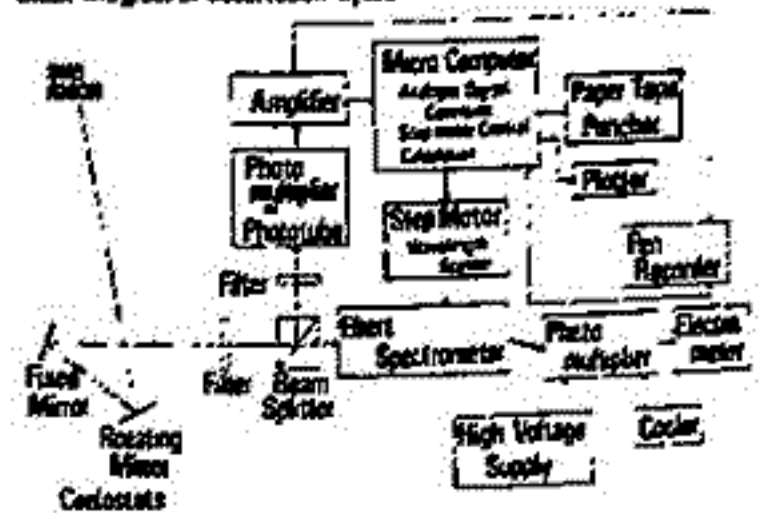


図 1

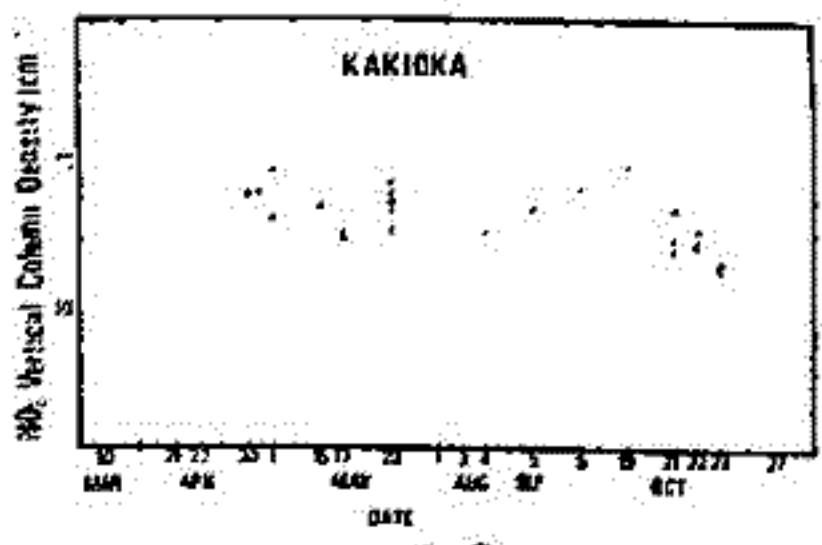


図 3

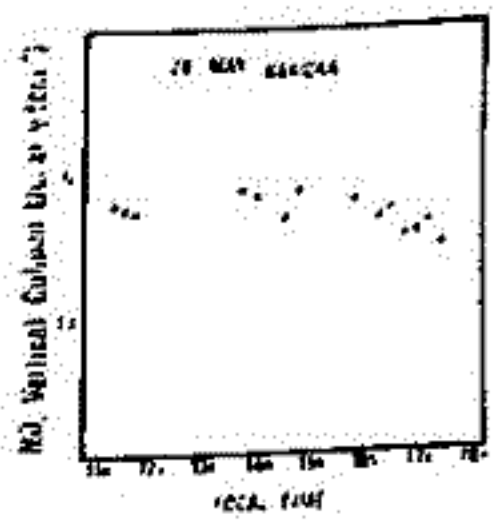


図 2



図 5

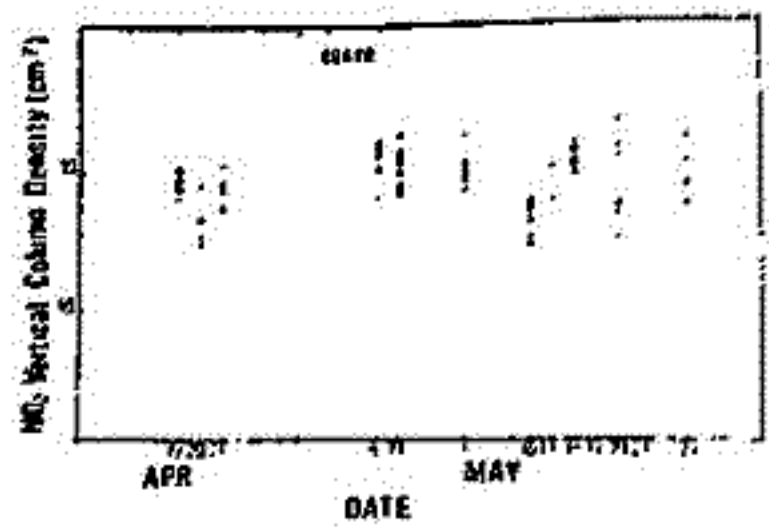


図 4

16P-II 16 ライダーによる成層圏エアロゾル層の観測

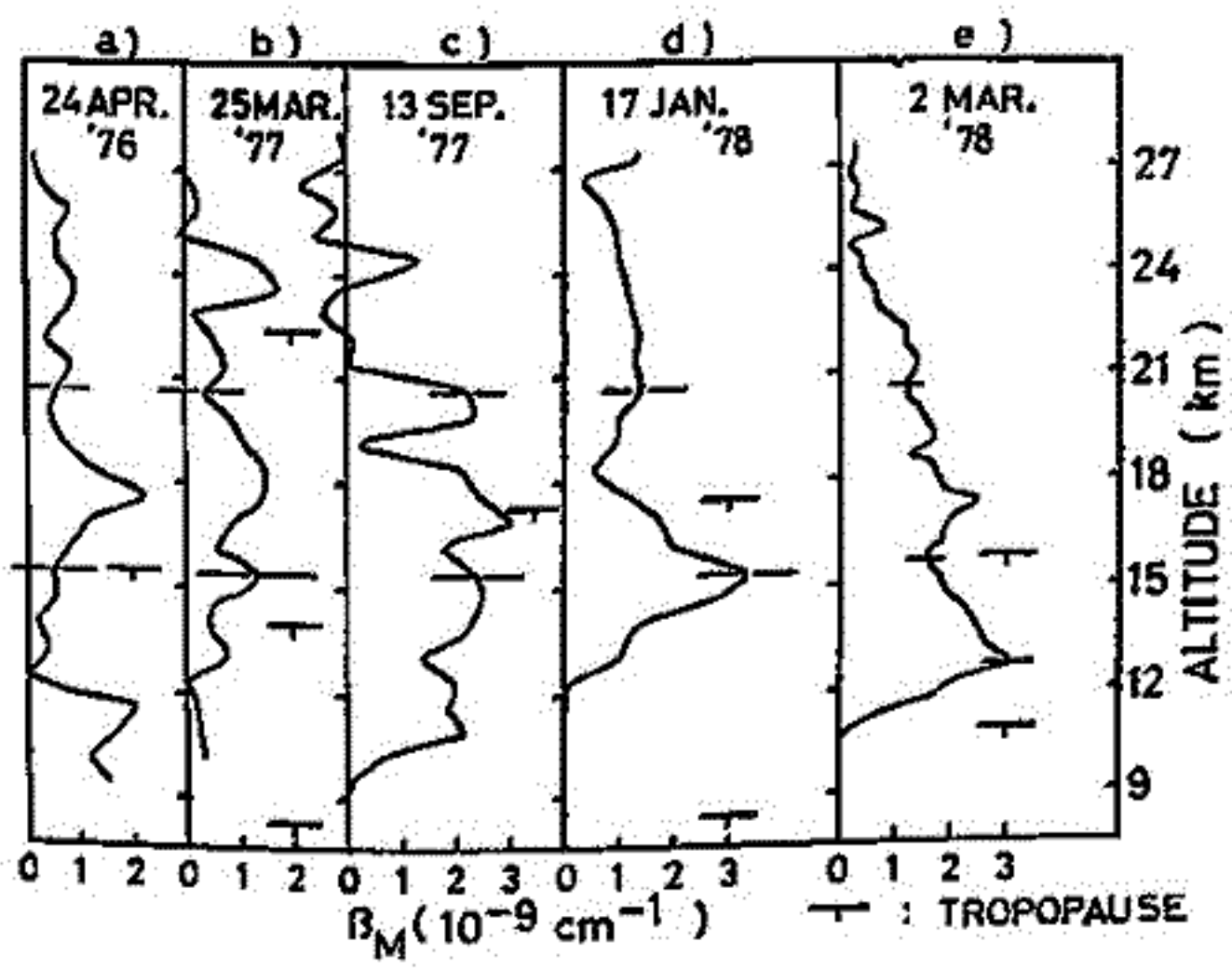
—— 有珠山噴火後の傾向 ——

柴田 隆, 長沢親生, 藤原玄夫, 広野求和
九州大学理学部

前回まで報告して来たように、成層圏エアロゾル層は Fuego 火山注入 (04'74) の影響はほとんど無くなり、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。(図の a)

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た。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。(図の 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 16km の高さにまで達したことが先学観測で認められていて、噴出気体成分 H_2O , CO_2 , SO_2 などはこ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 10^8 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、 ^{40}K 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 Gr. Thesis Model II) の不変するよう 20km 付近まで移動していった。現在観測された β_M の増加はこの ^{40}K 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 文徳, 平尾 伸雄
(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 の数密度測定はついで前回の学会では、観測の基礎となる。H₂O-σ band (944 cm⁻¹付近) の吸収プロファイルと、その吸収断面積について報告した。今回の講演では、実際、気球に搭載した機器の概要と、そのセンサを用いて、行なわれた室内実験の結果について報告する。予稿を著した現在、十分なデータが揃わず、実験データと、ニニに示すことはできないが、講演の時、話すところである。ニニでは、センサの測定系はついで述べることにする。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、その点を参照せよとしたい。測定上、最も重要なことは(文献2, 3)

$$N = \frac{\Delta I / I_0}{\sigma \cdot R} \quad (N: \text{H}_2\text{O} \text{ 数密度}, \sigma: \text{H}_2\text{O} \text{ 吸収断面積}, R: \text{吸収セルの長さ})$$

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、精度よく求めるかが、この式にまつ。今回の測定では、二種の観測では、初めではなすがと思われが、差動デジタルロックイン方式、とでも言うべき方式を用いる。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2 (詳細は、文献3, 4) に示す。

(a) 入力信号
(b) V/F 変換器の出力信号
(c) V/F 変換器の出力
(d) 参照信号

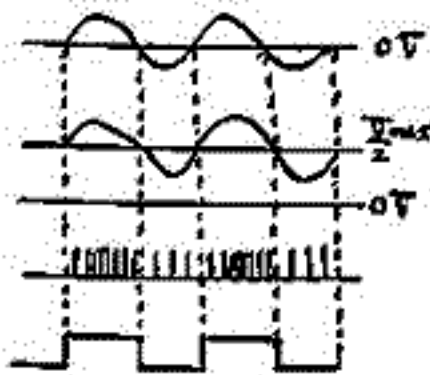


図 1.

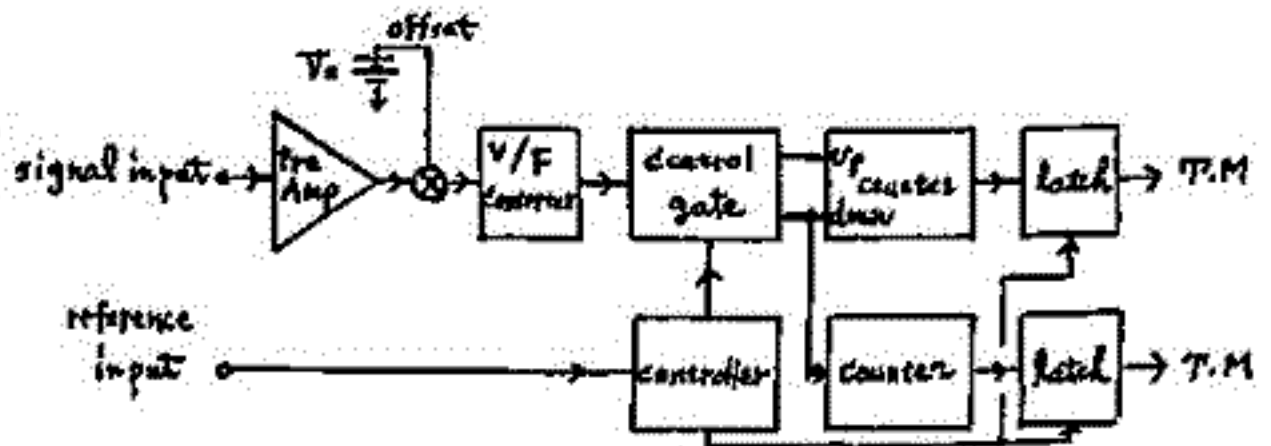


図 2.

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 V_0 を加算されて、V/F変換器に入力される。バイアス電圧は、V/F 変換器の dynamic range の中心に設定されるものとする。V/F 変換器の出力は (c) の様は、入力信号電圧に比例して、密度を調った 10^4 くらいとなる。この 10^4 くらいは、入力信号と同期してゲートを開閉 (d) し、Up-down counter に、加減計算を計算される。ゲートは、信号 (S) + バイアス (V_0) + 雑音 (N) から、信号 (S') + バイアス (V_0) + 雑音 (N) - ΔI 式、減算される様に制御される。所望の ΔI (吸収光量) を得ることが出来る。信号が、S, S' と異なるのは、光学路 (の損失) が異なる為であるが、これは、前もって calibrate してあげればよい。一方 I_0 の評価は、S: N = 1:1 である。 $\Delta I / I_0$ は与える影響は 50% くらいとて、Up or down count だけ計算してあげればよい。感度が良くなるので、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の講演集 (1978)
2. 高橋, 平尾, 第62回地球圏成層圏学会予稿集 (1977)
3. 内田, 南, 分光研究 第21巻 第4号 (1974)
4. 照井, 生嶋, 金井 固体物理, 3, 654 (1973)
5. 生嶋, 電子展望, 10, No9, (1973)

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

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、た47軌道を除いた127軌道(ISIS-1, 40軌道, ISIS-2, 87軌道)のテーマ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の内軌道であるが、ISIS-1は近地点574km、遠地点3,515kmの楕円軌道であることも利用し、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) 0.5~0.8 MLTを除くすべてのMLTで観測され、その領域は昼間側では70°~80°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60°~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。

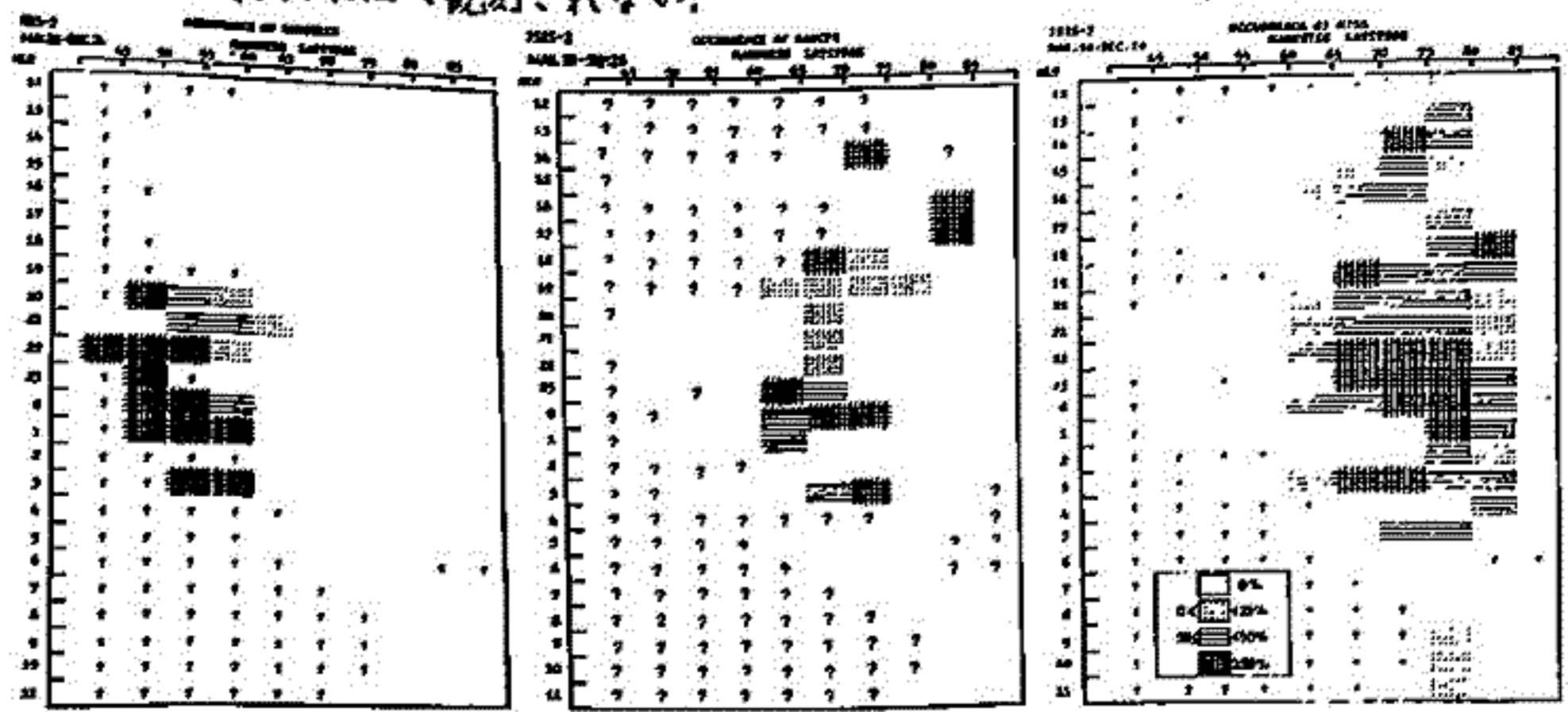
VLFソーサーに関し

- 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60°~75°、昼間は70°~80°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

渡辺茂昭, 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。

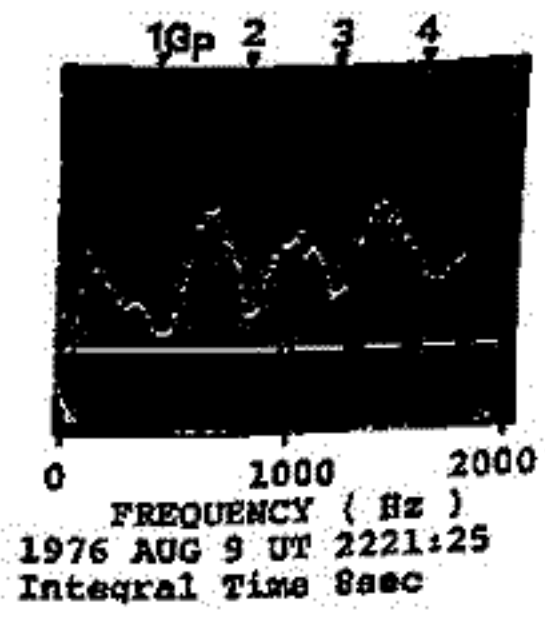
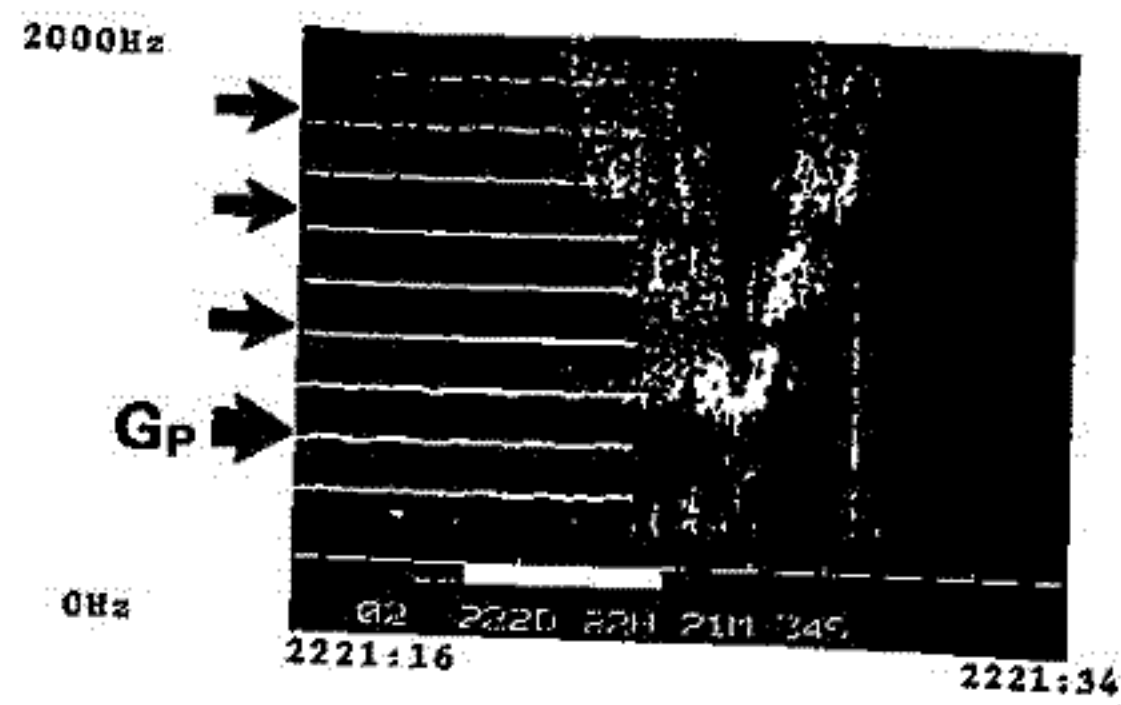
1) Saucer の低周波部に, 衛星周辺のサイクロ周波数 G_p の 2, 3, 4 倍を境に, 主として高周波側に Intensity の弱く所が縞状にあらわれる。下図参照
 まれに, $n G_p$ ($n=1, 2, 3$) より低周波数側に強度の弱くなる所があらわれる事がある。

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, それは磁カ線方向であり, $IK // IB$ 。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ニスは含うが, まれには, その逆もある事になる。2) によると, レゾナンスコーンギリギリいっばいで伝搬してくる静電波的ホイストゥーモードとすると, Geometry が必ずしもうまくないので, もう一ひやり, 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



16P-II 20 ISIS衛星で観測されたプラズマポーズ近傍 の VLF 放射

恩藤忠典, 村上利光, 渡辺成昭, 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出力を, 充電時間数10秒, 放電時間数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て, 狭帯域の電界強度データを取得し, スペクトルフィルムを併用して各周波数におけるヒストグラムを構成し, 分布を解析した。

その結果, 中心周波数 5 kHz の狭帯域ヒストグラムが, プラズマポーズ近傍にのみ出現することがわかった。特にその最大強度領域は, 地磁気緯度 $\Lambda = 61^\circ \sim 58^\circ$ に存在する。この狭帯域ヒストグラムは, このを通る地球の磁力線の頂点附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側で観測されている。

かように, 中低緯度の地上でしばしば観測される 5 kHz 附近の狭帯域ヒストグラムの発生源は, 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, 村上利光, 篠馬 尚*, 石川嘉彦*

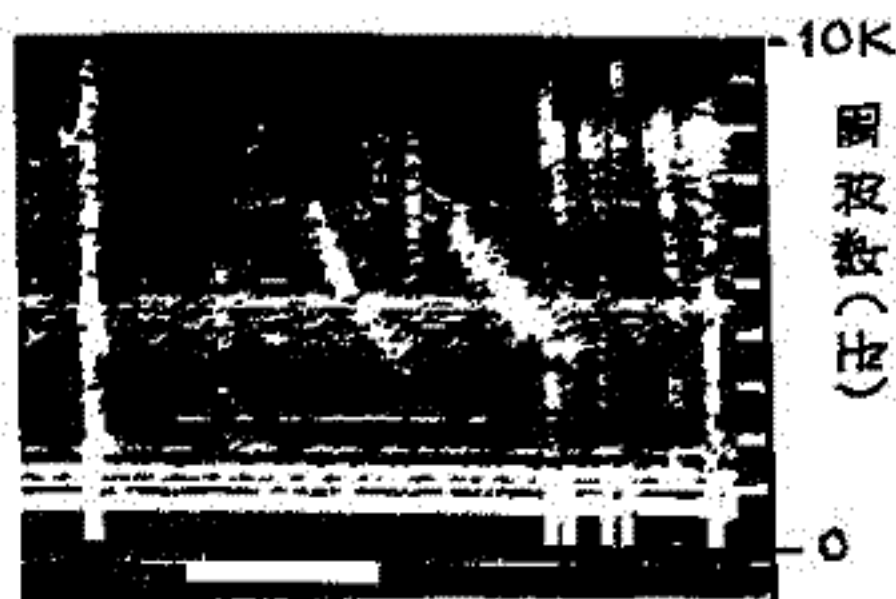
電波研究所, *沖縄電波観測所

沖縄電波観測所でホイスラーが観測され, ホイスラーの常限界がさらに南下する事となり, その伝播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, ダクト伝播か, 非ダクト伝播か。もしくは高緯度で電離層をぬけたものが南下したのか, 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月初めにかけて沖縄にお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巻ミループアンテナ2面 で取得した E_x, B_x, B_y 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FDM集録し, 国分寺の汎用計算機によってデジタル処理を行う。

尚, イコライザの校正は, 依佐英の17.44kHz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事, 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を観るホイッスラの発生-

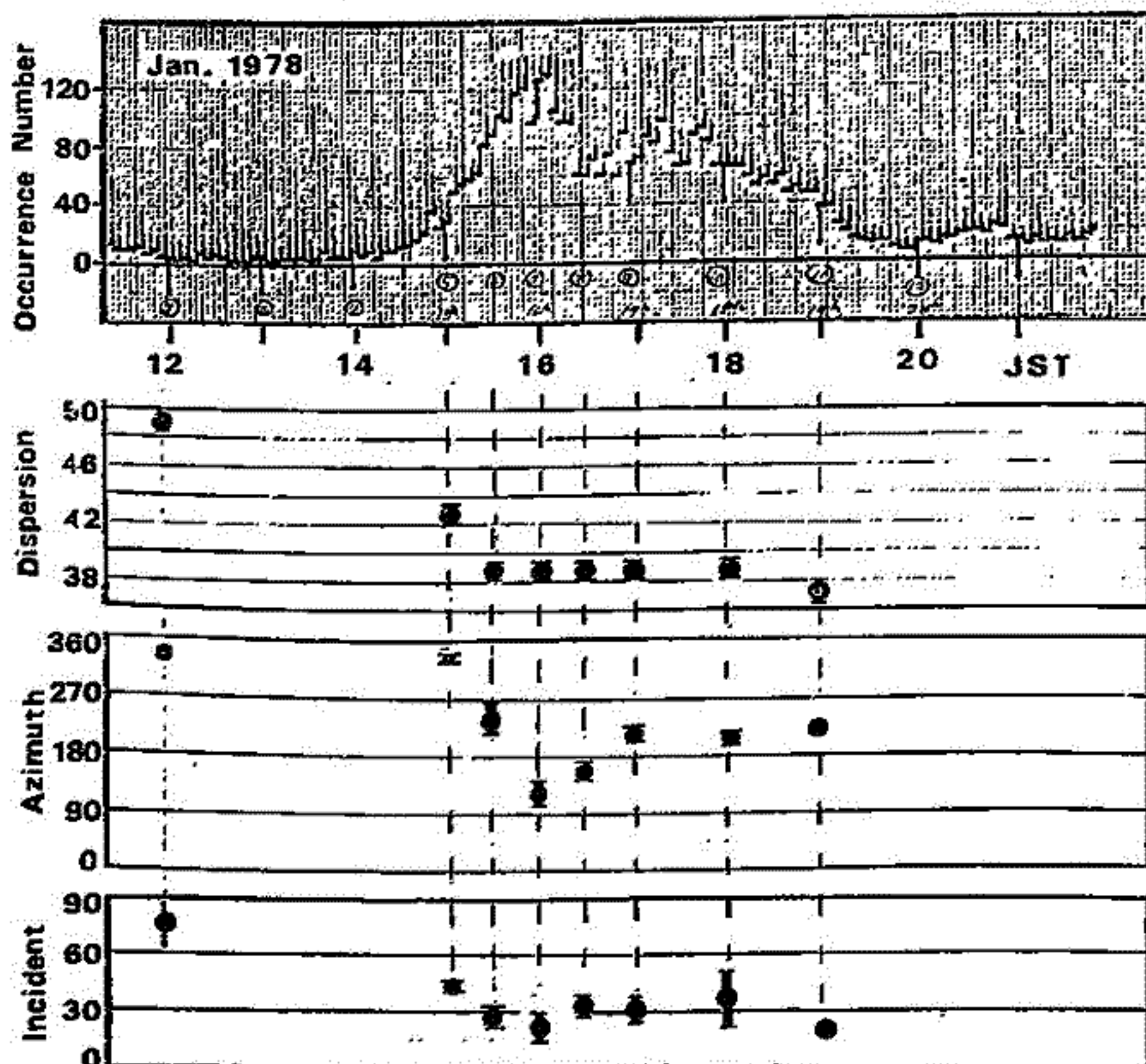
岡田敏美⁺, 森山伸一⁺, 岩井章⁺

⁺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。



母子里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^{*}, 岡田敏美^{*}, 田中義人^{*}, 若井章^{*}

^{*}名古屋大電研

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

$$H_x = 2A_{11}k \{ (\cos \theta - \mu \cos i \sin \theta) \cos \omega t - \nu \cos i \sin \theta \sin \omega t \}$$

$$H_y = 2A_{11}k \{ -(\sin \theta + \mu \cos i \cos \theta) \cos \omega t - \nu \cos i \cos \theta \sin \omega t \}$$

$$E_z = -2A_{11}e \sin i \cos \omega t$$

となる。¹⁾ ここで偏波を $P = H_y/H_x = \mu - j\nu$ という形で与え大地は完全導体とする。

受信機出力信号 V_x, V_y, V_z と V_x', V_y' と 90° 相移した信号 V_x'', V_y'' の5個の信号を用いて, 以下のような相角検波を行なう。

$$\begin{aligned} \alpha &= [V_x' \cdot V_x] & \delta &= [V_x' \cdot V_z] & P &= [V_x'' + V_x'] \\ \beta &= [V_y' \cdot V_x] & \lambda &= [V_x' \cdot V_z] & \sigma &= [V_x'' + V_x']_{HFC} \\ \gamma &= [V_x' \cdot V_z] & \nu &= [V_x' \cdot V_z] \end{aligned}$$

ここで赤字はHFCは高周波成分の検波を意味する。P, σ は H_x, H_y の偏角のバリエーションの偏角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, μ, ν 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

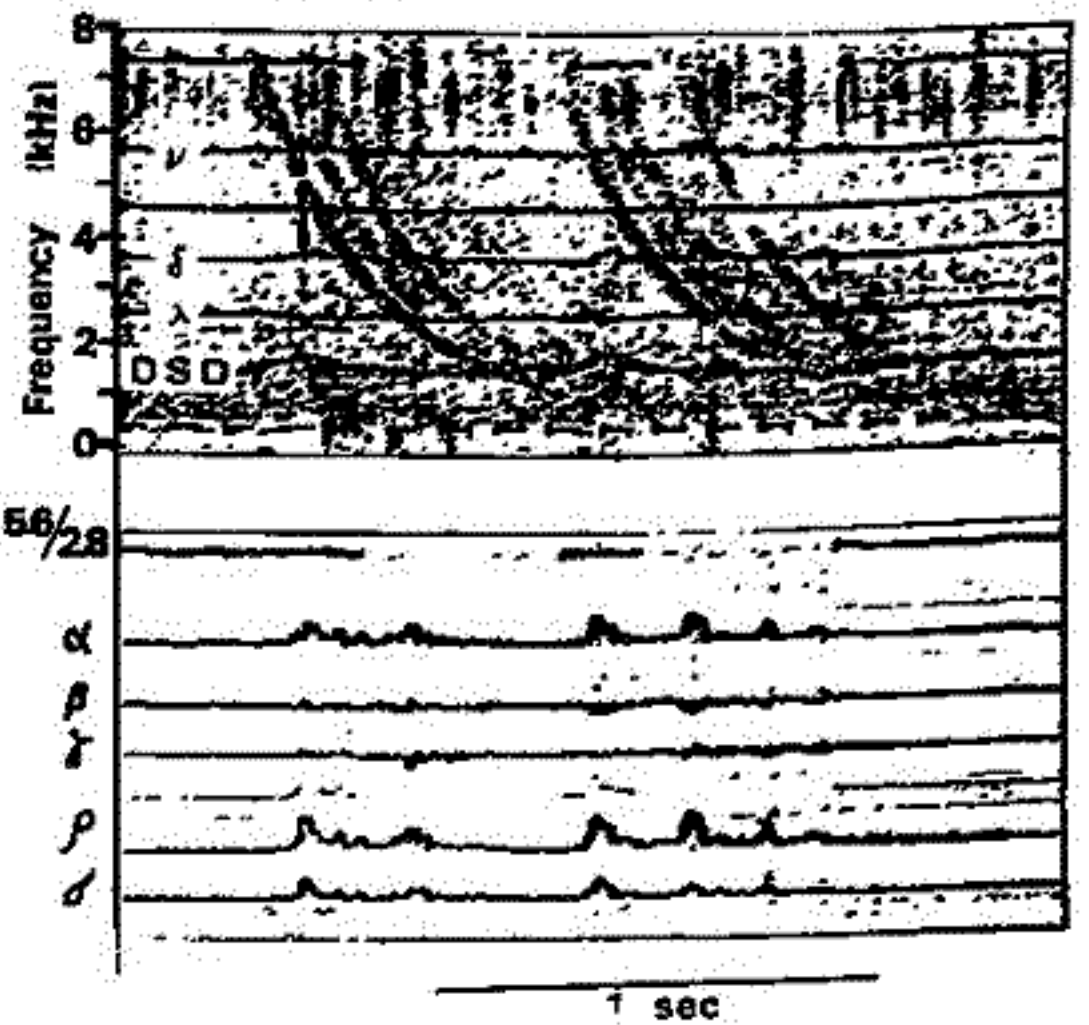
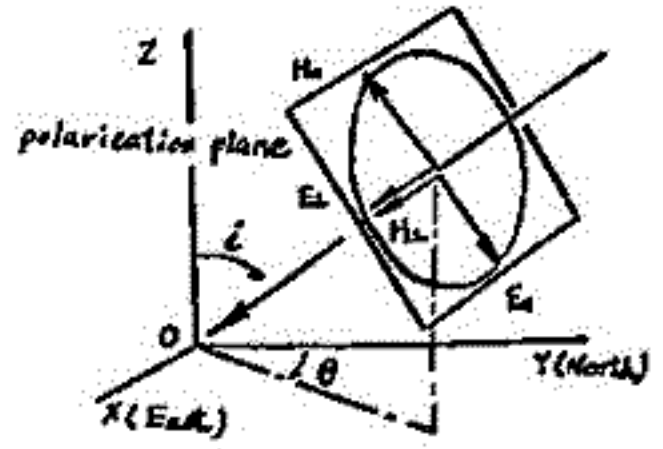
Dispersion Sensitive Detector の出力信号であり, これを用いて 5.6 kHz と 5.8 kHz の周波数を自動的に切換えている。図中矢印のホイッスラの到来方向は

$$(5.6 \text{ kHz}): i = 14^\circ, \theta = 270^\circ$$

$$(5.8 \text{ kHz}): i = 19^\circ, \theta = 270^\circ$$

であり, 観測点近傍の面の方から来ていると判断される。

講演では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記録した結果を示したい。



参考文献

- 1) T. Okada, A. Iwai and M. Hayashawa, 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 20th Research Institute of Atmospherics, 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 Atmospheric Physics, 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)

16P-II 25 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)定電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の面を考えると、その面から出た波の、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、面を考慮するため、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、将来において面-面相互作用を考慮するため、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 Atmospherics, 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.

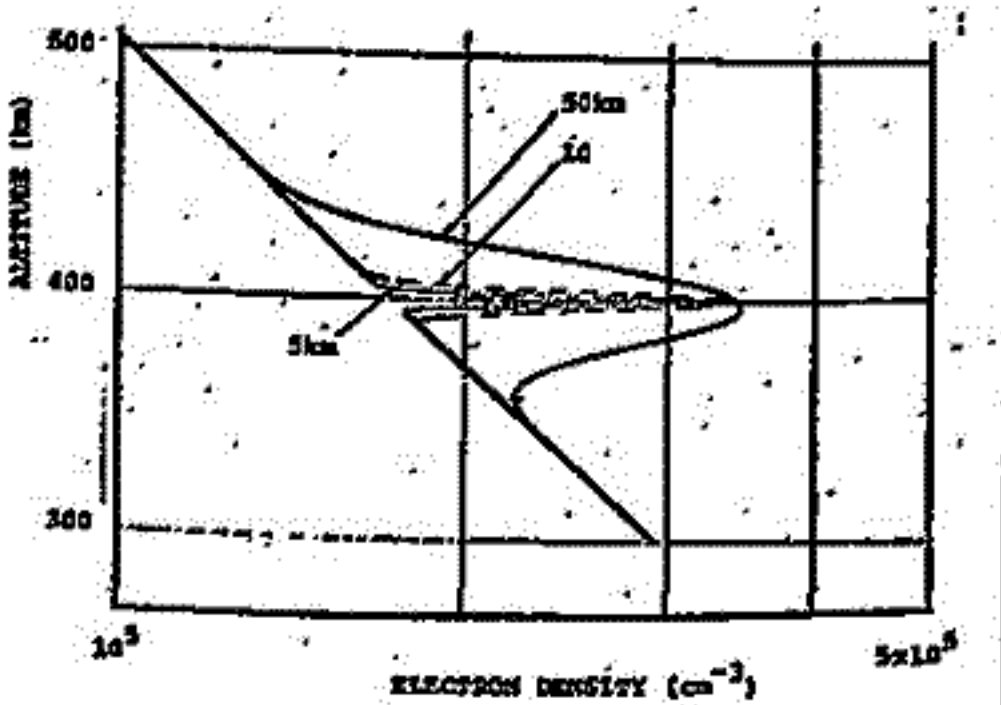


Fig.1

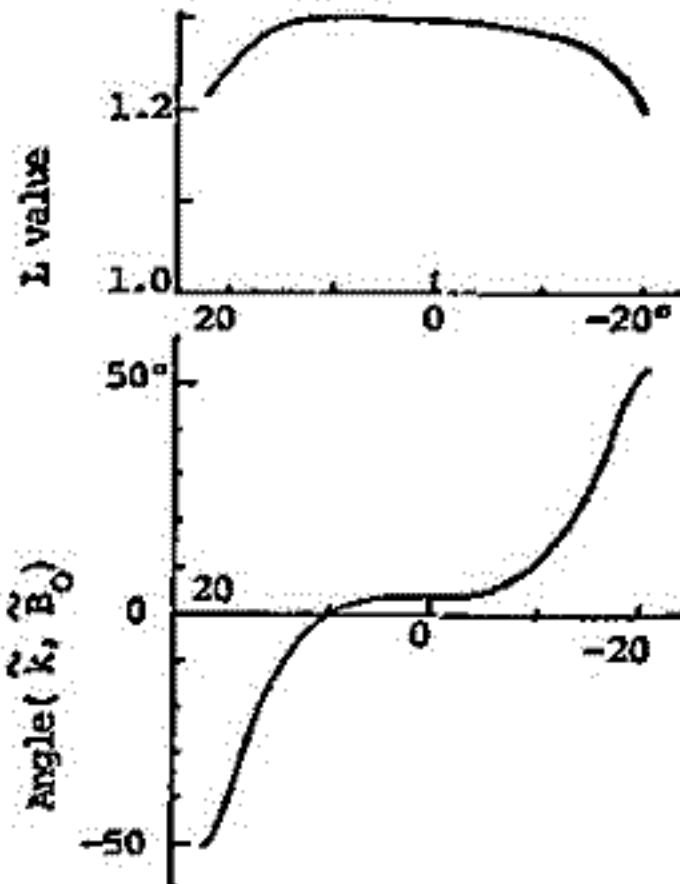


Fig.3

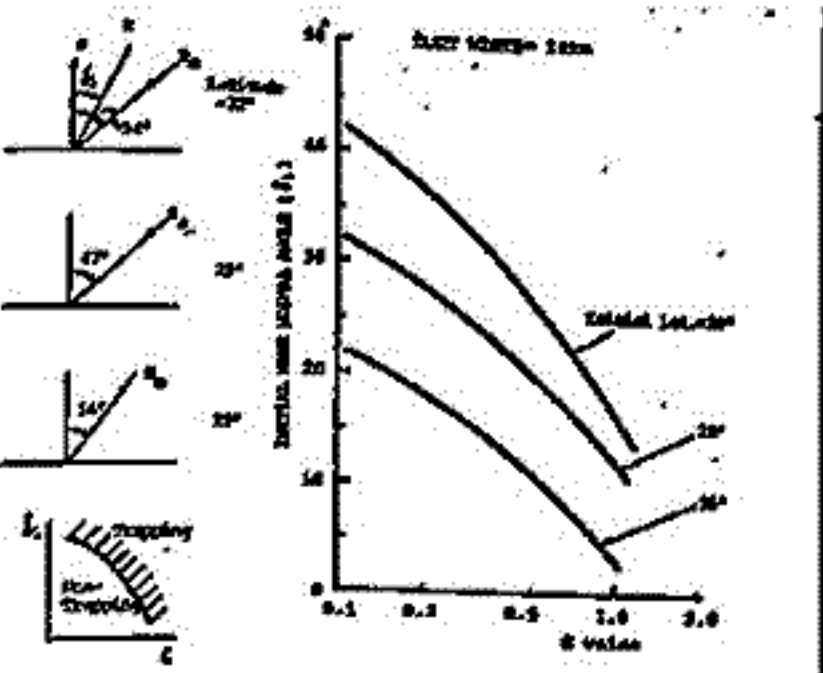


Fig.2(a)

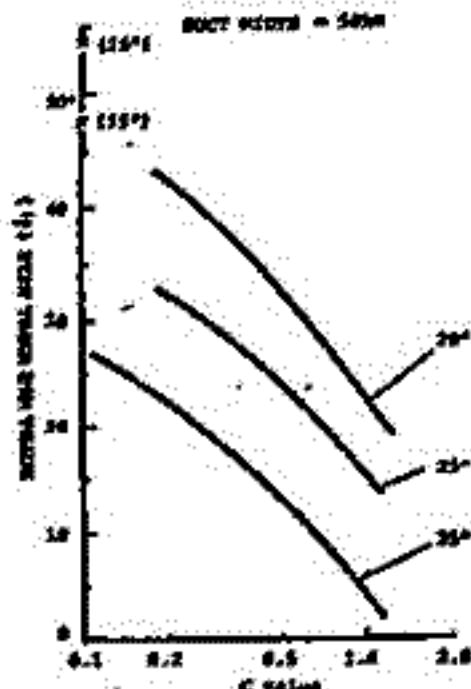


Fig.2(b)

田中義人, 早川正士, 老孝章, 岡田敏美, 柏本瑞夫
名古屋電研

1976年からの計画で, シャンボン-ラ-ボレ(L=2.00, フランス), ブロルフェルド(L=2.70, デンマーク), 母多里(L=1.59)でVLF放射の同時観測を行って, 3-5MHzの範囲の特性を, 2リ他緯度で且緯度の大きさを異なる母多里で, 原発の同時観測を行い, 磁気嵐に伴って発生する他緯度の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放射の電離層の高度を「ブレイク-ポイント」位置の関連を観測する目的で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, 磁気嵐に伴う観測はVLF放射の観測は少なかった。しかし, 小規模な磁気嵐に伴うVLF放射のVLF放射の観測は, 強度も高く, DFの「ブレイク」もよく見られた。1977年度(1977, 12~1978, 3)の観測結果については, 目下「ブレイク」整理を始めたが, 今回の観測には有意なDF観測データが得られなかった。

この結果, 観測システム, 1976年の得られた若干のVLF放射, 並びに今回の観測と小規模磁気嵐に伴う, VLF放射の伝播上のDFデータのVLF放射との関係を紹介する。

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., Sato 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

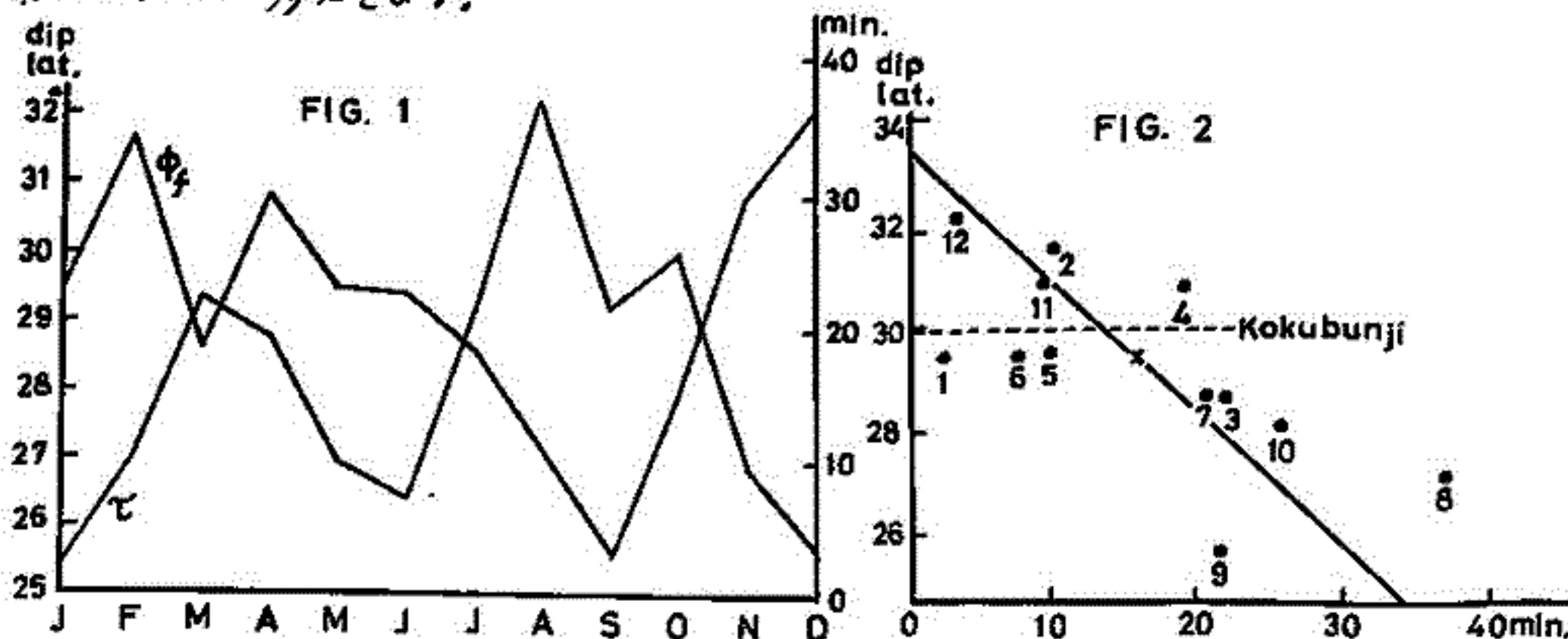
木村 正明, 米沢 利之
(中部工大)

E層内電子の再結合係数を求めた一つの方法は、E層電子密度日変化極大時刻の地方時正午から遅れと利用するものである。この時間の遅れを τ とし、地方時正午の電子密度を 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、この方法で求めた再結合係数の値にはこのような因子の影響が入っており、その結果得られた値はかなりのばらつきを帯びることがある。そのような因子で最も大きい効果と反ばすものとして、地磁気 S_z 電流系が考えられるので、今回はこれの中心位置が 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ることがわかったので、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、この値の最小二乗法の意味で最もよく適合する3次式と取った。この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 の最も確からしいこ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 電流系の毎月平均の中心位置が地磁気観測所の白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 の値との比較を行った。

その結果は第1回に示した通りで、両者はある程度並行的に変化していることがわかる。これは相関図に示すと第2回のようになり、相関係数は0.68 となる。数値的な問題はあるが、かなりの相関度であるように思われる。このことから電流系の中心が南へ移動するにつれて時間の遅れが大きくなることばかりでなく、中心が国分寺上空にあ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、この時の τ の値が真の再結合係数の値に対応するものと思えるであろう。言うまでもなく時間の遅れは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値 $\sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ よりもいくらか低い目である。従って再結合係数にまつわる食ひ直しは依然として解消しない。

なおE層の位相高に及ぼす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. Parthait (J.G.R. 誌(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、この研究の根拠に沿って議論を続けたいと考えている。



稚内・国分寺での電離層F層の太陽 日変化

半田 駿
友大・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層太陽潮汐は強い太陽時依存性 (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を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 (1998 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_uF2 が昼と夜と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。そこで今回, 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_uF2 は島崎 (1955) の関係式 $h_uF2 = -176 + 1940/M(3000)F2$ より求めた。図1, 2は, それぞれ f_oF2 , h_uF2 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っきりしないが) 20時と3~6時で大きくなることをわかる。ただし, \odot , \circ 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。

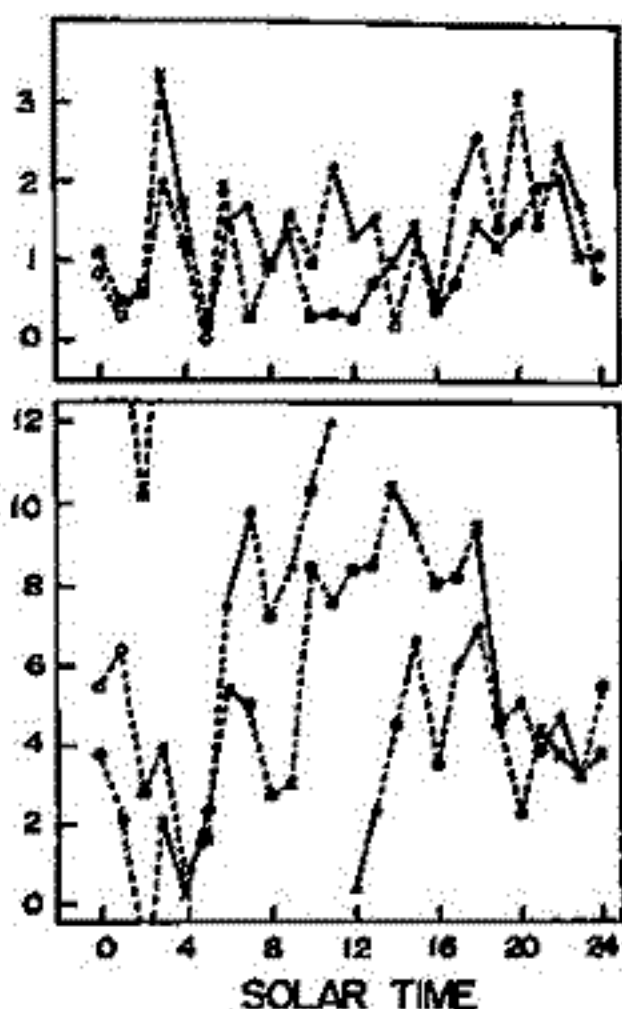


図2 h_uF2 の太陽潮汐の日変化

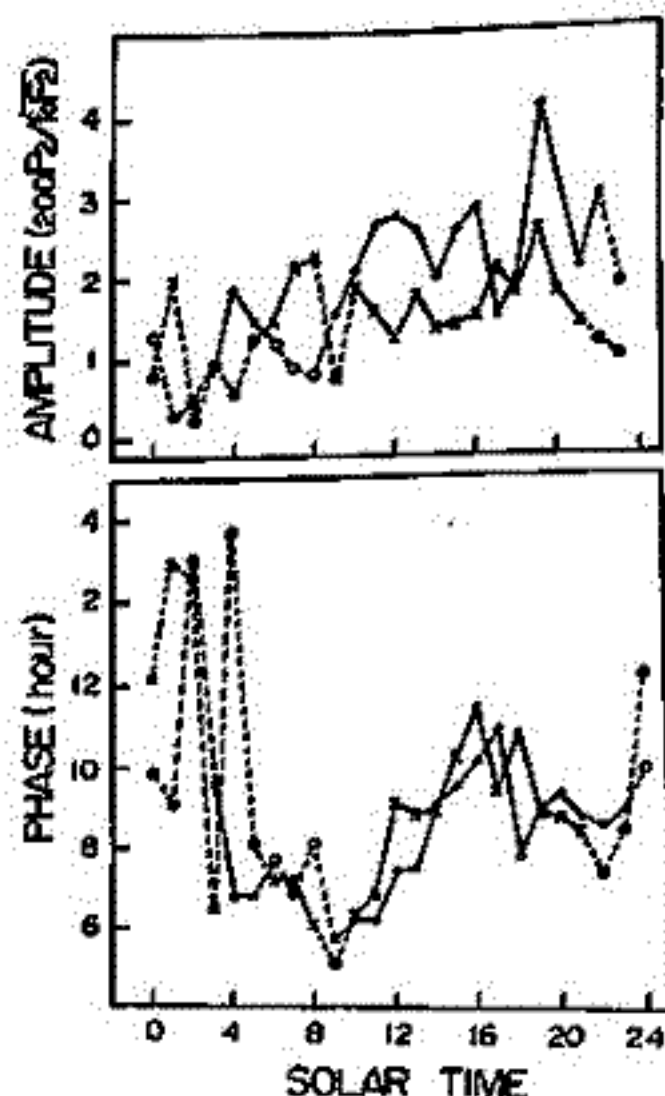


図1 N_uF2 の太陽潮汐の日変化

16P-II 30 HF 電波吸収の Winter Anomaly と 磁気嵐との関連

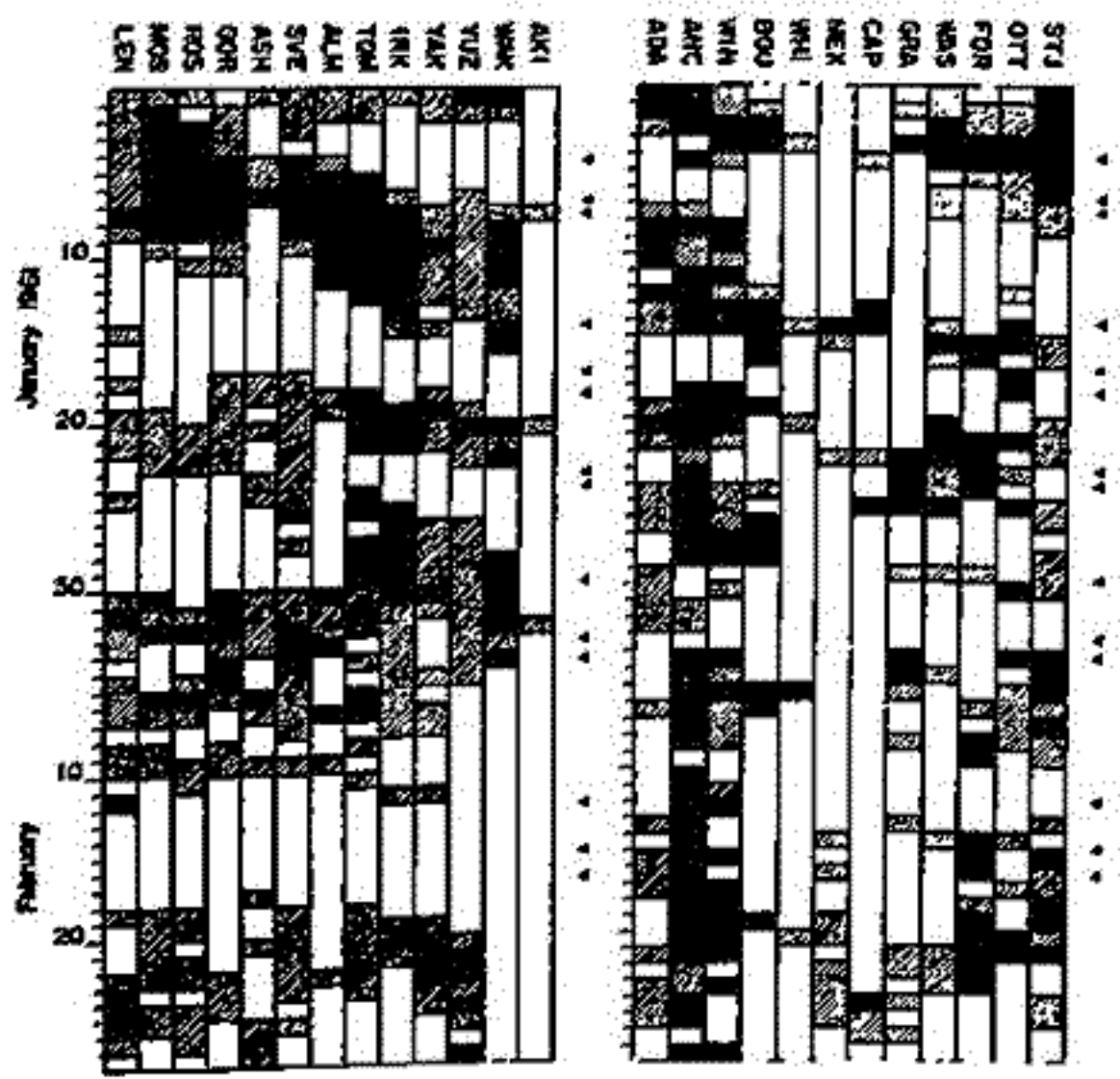
佐藤輝夫
兵庫医科大学 物理

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 の発生の期間は K_p の低いときといえる。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
 外斜線 $\Delta f_{min} > 0.5 \text{ MHz}$
 内斜線 $\Delta f_{min} > 1.0 \text{ MHz}$
 ◀ 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 阿部加純 (電研研究所 鹿島支所)

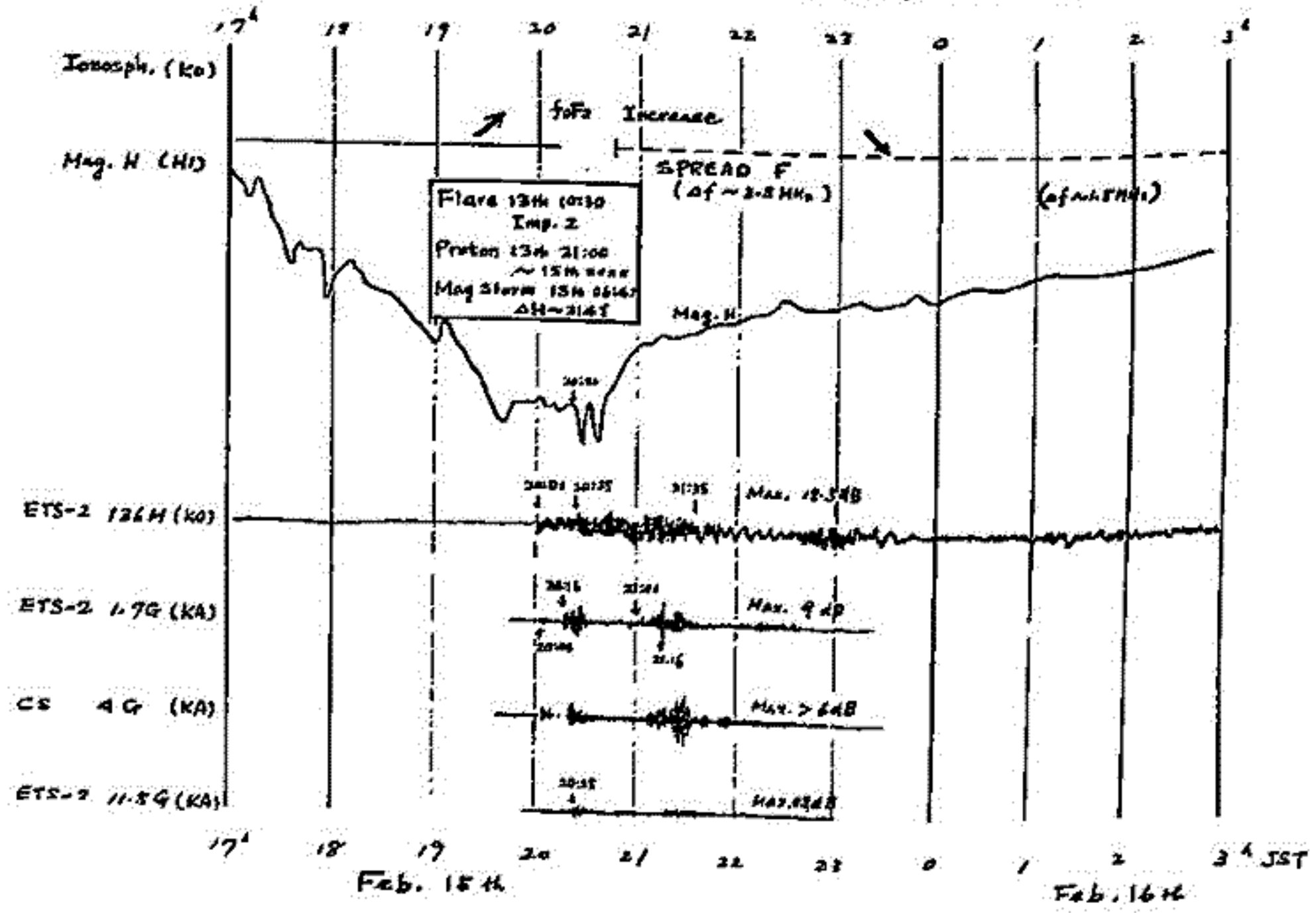
1978年2月15日早朝(06:42 JST)に開始した太陽プロトン流およびSCに伴う磁嵐は、同日20:30迄の水平成分の極小を記録して翌16日に終了し、その水平成分の振幅は215%に達するもので、今太陽黒点周期に入った最大のものであった。

このときETS-IIをはじめCS, GMS等のわが国の静止衛星からの電位は、広い周回軌道域にわたり20時から23時にわたり、丁度磁嵐の回復期に入ったときに異常に大きな電位強度の変動(シンクレーション)を観測し、同時に国分寺に於けるアマチュア無線および鹿島に於ける電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、国分寺をはじめ、わが国のすべての電離層定常観測にfoF2の異常増加とスプレッドF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く示す。

本報告はこのときの磁嵐に伴って発生した電位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日に磁気嵐が発生した。この磁気嵐の最中、19:30 LT の頃より、鹿島と ETS-II を結び入るに当り、全電子数は急激に増加し始め、増減をくり返した後、24 時頃には夜間の通常の値となり、そのときの全電子数のピークは、昼間のピークより大きく、かつ、その変動幅は 3.4×10^{17} electrons/m² にもおよんだ。夜間の時頃は、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のかもしれない。図1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を物語っている。

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, 11.5 GHz, CS の 4 GHz, および気象庁気象衛星通信所において受信している GHS の 1.7 GHz の波に下まなシンチレーションが発生した。シンチレーションの最大変動幅は、ETS-II の 1.7 GHz で 14dB, 11.5 GHz で 0.8dB, CS の 4 GHz 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、11.5 GHz (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, 11.5 GHz の観測結果を全電子数の変化とともに図1に、CS の 4 GHz 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。

大きなシンチレーションの開始時刻は、ETS-II の 136 MHz (周波数) が 20:01 LT, ETS-II の 1.7 GHz (鹿島) が 20:16 LT, GHS の 1.7 GHz (岡山) が 20:19 LT, CS の 4 GHz (鹿島) が 20:21 LT であった。各衛星の静止位置 (ETS-II, 130°E; CS, 135°E; GHS, 140°E) と受信機的位置 (周倉寺, 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、このシンチレーション現象発生時刻は、地上高 600km 程度のところを、西から東へと移動しているのと思われる。移動速度の東向き成分は 130m/sec と推定される。

GHS の情報と頂いた気象衛星通信所の方々、衛星の運用にあたられている NASDA の関係者の方々、御討論頂いた当所新野第一研究室長、観測をサポートして頂いた当所 ETS-II/ECS グループおよび CS 管制グループに感謝致します。

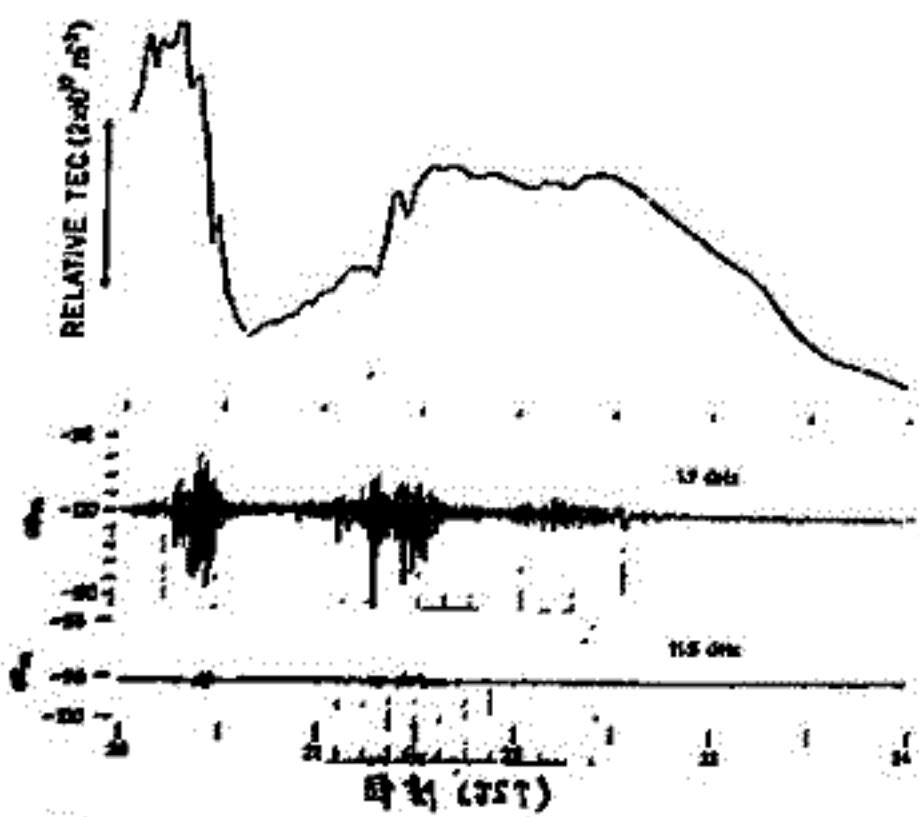


図1. TECと1.7, 11.5 GHz のシンチレーション

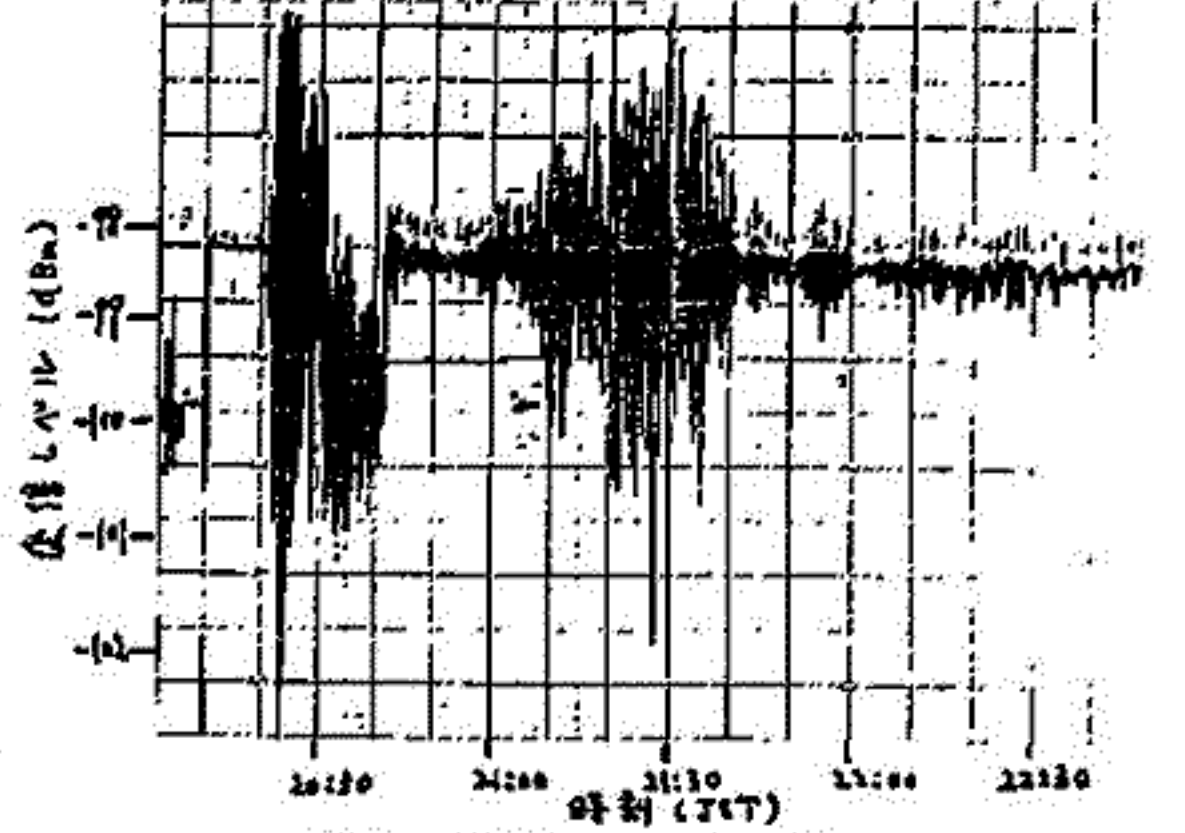


図2. 4 GHz のシンチレーション

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推測される。昨年の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 の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 (< 0.5 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 P-P 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、更には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いくが、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 $f^{-1.5}$ と表わせる。このように GHz 帯のシンチレーションは f^{-1} から $f^{-1.5}$ 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時に発生しており、これは背景の電子密度の空間的勾配が threshold を越えると何らかの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。

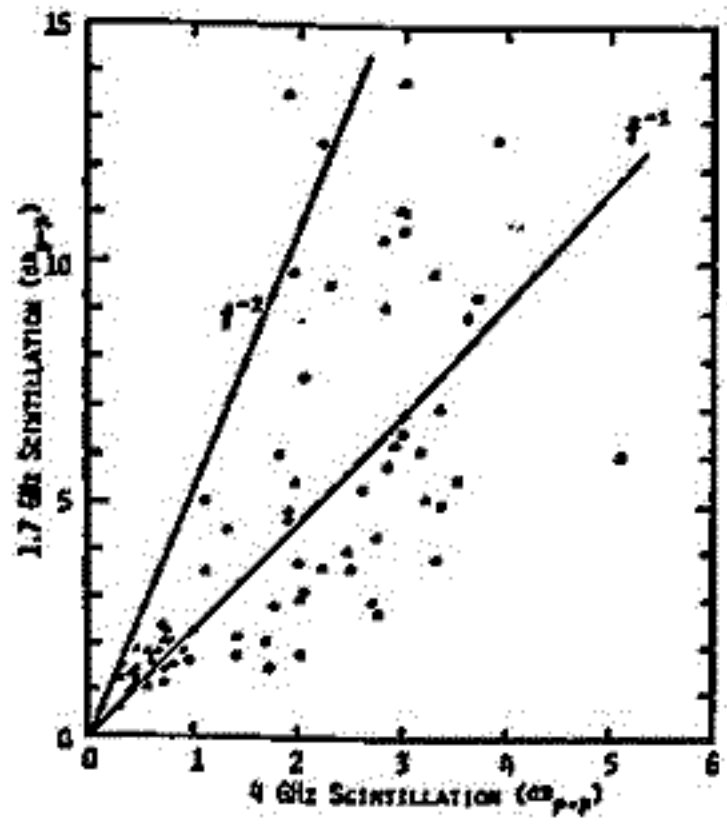


図1 1.7と4 GHz シンチレーション振幅の関係

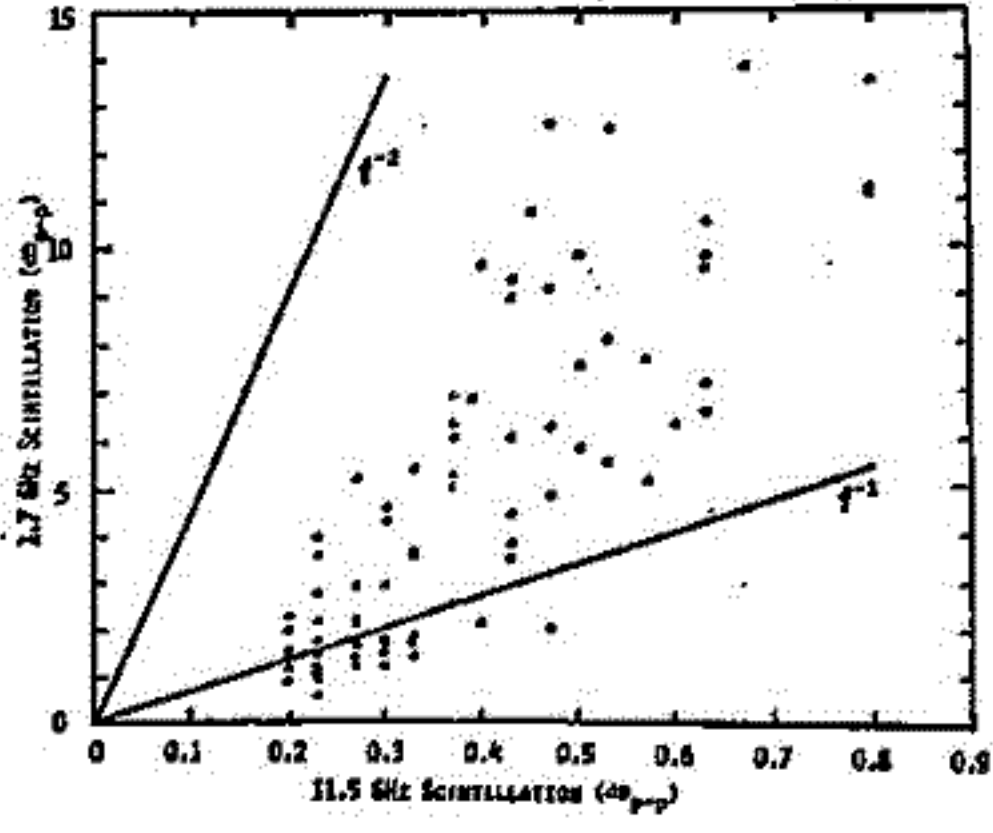


図2 1.7と11.5 GHz シンチレーション振幅の関係

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² 上敷慎昭³ 井口政昭⁴ 菅宮夫

(郵政省電波研究所 *山川電波観測所 **鹿島支所)

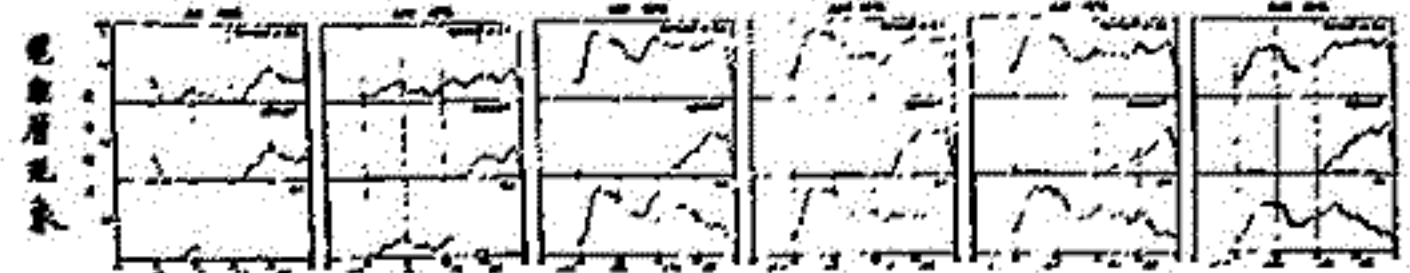
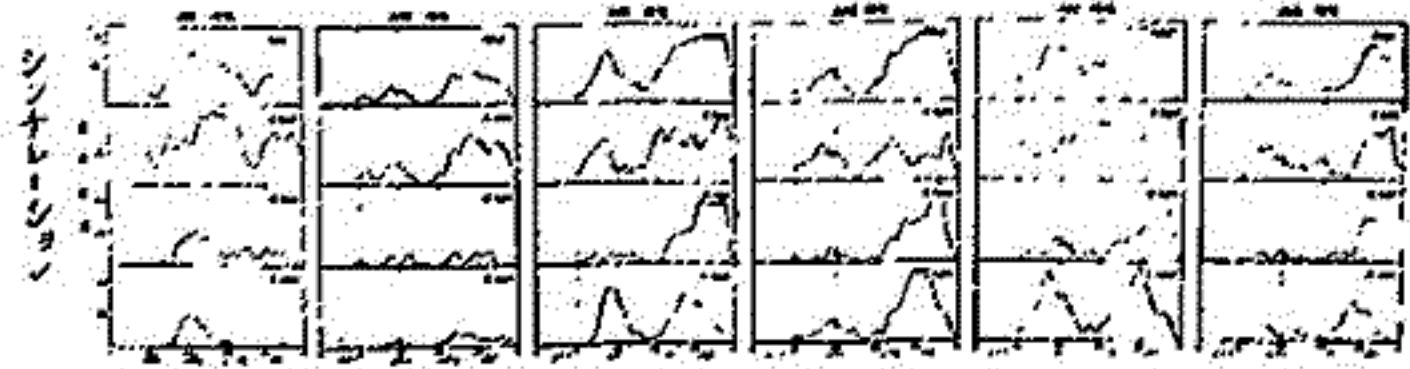
山川電波観測所では電離層を均一性の特性を明らかにし、衛星通信の回線設計や電離層によるシンチレーション現象を観測している。この報告は1976年1月から9月まで観測したインテルサット衛星の137MHzビーコン電波の受信結果である。発生頻度や振幅分布など、観測されたシンチレーションに関する統計的性質を明らかにすることを主眼にしたが、山川で観測された電離層現象との比較も試みた。数ヶ月間の観測データでは確定的な結論は出せないが、おおまかに下記のことになった。

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起、成長、消滅の過程に深い関連がみられる。

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、南中時より前まで増大に達し、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の間は一定の値で、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。



観測装置 TEL: 0474734

受信機	137MHz
増幅器	100dB
周波数変換器	126.19MHz
フィルター	30dB
検波器	100dB
表示装置	ペンプロッター

観測日時: 1976年1月1日 12:00 JST

観測場所: 山川電波観測所

観測者: 菅宮夫

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際

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出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チン・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種、
 (3) 第四紀玄武岩 (北部九州・唐津産)、
 (4) 第四紀安山岩 (山口県中東部産)、
- および、
 } 正確な年代を
 } 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		推定古地磁気強度	
区分	試料	年代	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)	Karatzu Basalt (Reversed nrm)	L.Pleist.	測定中	1) 0.675 2) 1.355 3) 1.273	** ** **
(4)	Yamaguchi Andesite (Normal nrm)	"	1) 0.99 2) 0.81 3) 1.07 4) 1.17	- 2) 0.806 3) 1.891 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 (高松大 理) 広岡公夫 (富山大 理) 中島正志 (大阪大 基工)
笠島貞雄 (京郡大 理) 西村 進 (京郡大 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工試料を採取した。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, 西村氏により 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。

17A-II37 考古学的試料からの古地球磁場強度

酒井英男 川井直人
(大阪大学基礎工学部)

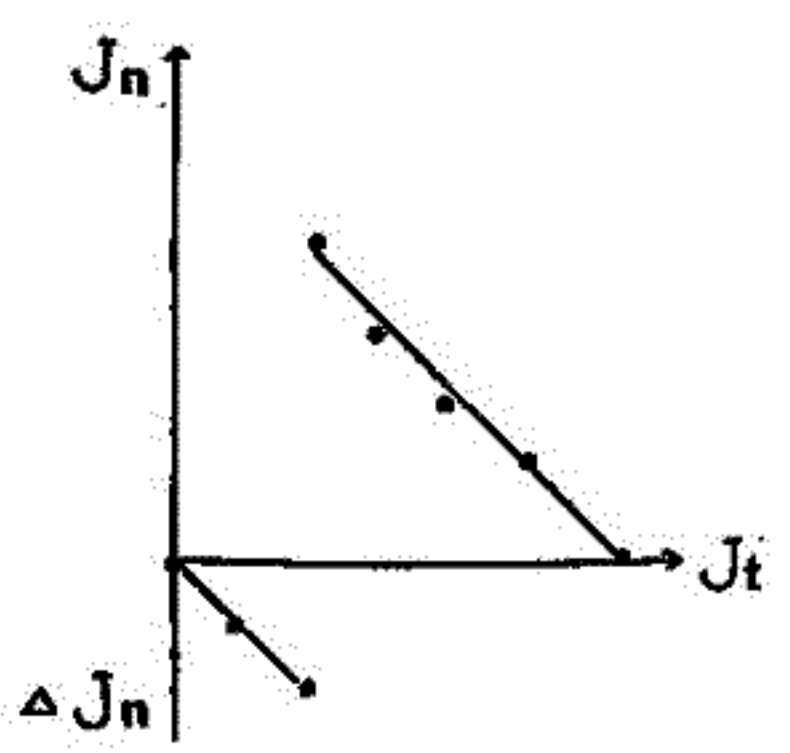
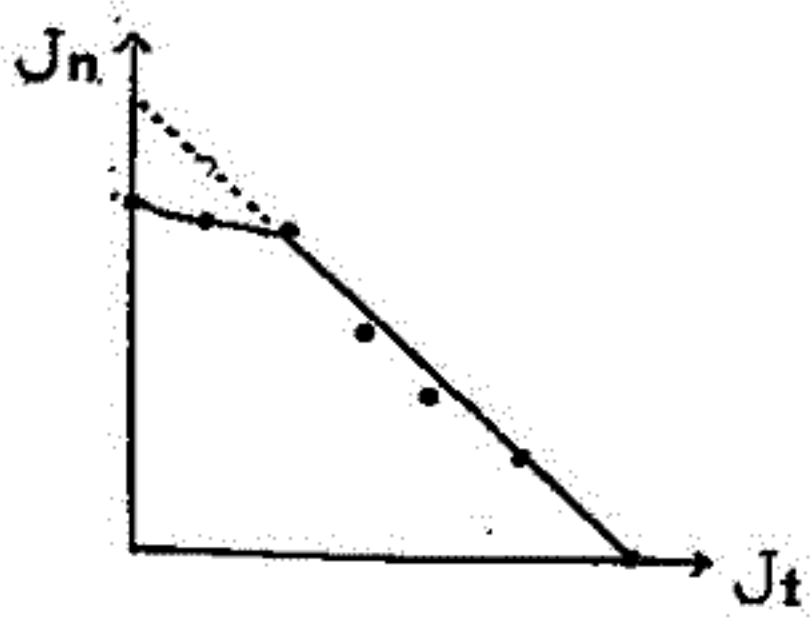
縄文土器、須恵器等の考古学的試料に、通常の2回加熱式テリ工法を用いて、古地球磁場強度を求めた。

土器 sample には、年代の推定に土器型式編年を用いられ、実験から採掘された場合、焼土からの地磁気方向に関する膨大なデータとの比較からその写の利点があるが、焼成が不十分である、再加熱を要している等の問題が 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(三遊、平賀(1961))との比較の結果、テリ工法で焼くよりも高温状態が認められるものが多い。1000℃以上で焼成したと見られる。高温状態が見られる 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 であることが可能である。

焼成後、再加熱を受けた試料について、Kitazawa and Kubayashi (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、データと一致しない)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て、再加熱を受けた試料の実験結果を 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 Y 軸にとり、再加熱試料では、NRM と熱消磁後の値のベクトル差の大きさ (ΔJ_n) を Y 軸にとらなければならない。右図の様には再加熱温度までは ΔJ_n を Y 軸にとり、テリ工法を用いると、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うえに、同一層準での磁化方向のバラつきをほゞきりつがみることができない欠点を持つ。¹⁴Cやフィッシュン・トラック法による年代測定が詳しくなされてくるのも信州ローム、関東ロームであり、更に、火山灰物質を多く含むため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ある。

前回は長野県伊那市六道原の露頭を採集した約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3.6万年前のバリスの層(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ほど離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ること(Kobayashi and Shimizu, 1962)伊那市付近の中期ロームには5枚のバリ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バリスの層準からであることが明らかとなった。Pm-Iバリ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・トラック法により求められており、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バリスの約8万年前に始まり、Pm-IIIバリスの3.6万年前までつづいたことになる。ただし、Pm-IIバリスとPm-II'バリスの間の期間は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.*, 5, 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*, 23, 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

島居雅之, 乙藤洋一郎 (京大・理), 中島正志, 夏原信義, 佐藤高晴 (阪大・基礎工), 玄岡公夫 (富山大・理), 吉山勝彦 (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並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序列は, 讀者の一人吉山によつてオーストラリアに示されている (吉山 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放射化石の年代が 19.250 ± 750 yr BP と与えられており, 神鍋, 大机の各火山はそれより新しいが, 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。

讀者らの主な目的は, 第四紀の古地磁気ポスターのカatalogueを作ることと, 同時にその結果を火山序列の研究にフィードバックすることである。特に神鍋山東麓で行われたボロニアの下位層準の試料 (おそらく大机熔岩か?) が逆帯磁を示すこと (菅場, 私信) も確かであるのも興味ある目的である。

1974年12月 - 吉山 (1973) の序列に基づいて, 13地点で160? 年の定方位試料を得た。URMの測定はステータス磁カ計を用い, 各Siteより3? の pilot specimen を送り, 夫々に 150, 250, 350, 450, 550°C (650°C) の段階的消磁実験を行った。その結果消磁の前後で若干の方位変化が見られること, および 350~450°C での大机の試料の磁化が不安定になることと判明した。その後再び2? の試料を 250°C で消磁し, 平均値を夫々オーストラリアの 250°C を選んだものは, ステータスで測定の際に目安としていた 0.95 within specimen 程度のずれが多いのだからである。平均の磁化方位は, Site 1~6 (神鍋火山), 7~11 (大机, 清滝, 下り火山), 12~13 (西長見山) の3つのグループに分けが可能であり, 吉山による火山序列と明瞭な対応関係があると考えられる。他方逆帯磁を示すSiteは幾星之川口のみだ。もし存在するとすれば¹⁴C年代から考えれば Laschamp event に対応するものと思われるので, 今後有機會があれば研究をすすめることと考へていふ。熱的にも安定な試料が多いので, 今後は paleo-intensity の研究も考へていふ。

表1 神鍋火山群の活動史 (吉山 1973)

火山	主な火山活動	Site	D.	I.	obs.	k	N.	note
神鍋火山	下火山 (神鍋火山群, KA) (1)	1	2.1	62.2	7.0	119	5	ol-basalt
	溶岩流 (神鍋溶岩, KL)・神鍋山麓火山噴出物	2	5.8	70.1	5.6	81	9	"
	溶岩流 (神鍋溶岩, K-JL) (2)	3	6.8	69.8	2.5	414	9	"
	溶岩流 (神鍋溶岩, K-AL) (4)	4	2.7	65.9	4.7	123	9	"
	溶岩流 (神鍋溶岩, K-HL) (5,6)	5	21.3	66.6	4.5	132	9	"
大机火山	下火山 (大机火山群, DA)	6	1.8	62.1	8.3	39	9	"
	溶岩流 (大机溶岩, OL) (7,8) 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 yr BP	7	13.3	46.5	4.1	156	9	ol-andesite
清滝火山	下スコリア (清滝スコリア層, KYS) (9)	8	21.7	42.6	7.3	51	9	"
下り火山	下火山 (下り火山群, YA)	9	5.0	42.3	3.9	201	8	driftlet
	溶岩流 (山宮溶岩, YL) (10,11) 下スコリア (山宮スコリア層, YS) --- 噴石丘を形成していく。	10	9.5	49.2	4.5	223	6	ol-andesite
西長見山	下火山 (西長見山群, NA)	11	2.5	42.5	2.6	127	7	"
	溶岩流 (西長見溶岩, NL) (12,13) 溶岩流 (西長見溶岩, NI)・溶岩流 (西長見溶岩, N-ML) 下スコリア (西長見スコリア層, NS)	12	3.5	63.2	2.1	277	9	basalt (ophitic)
	下スコリア (西長見スコリア層, NS)	13	11.5	44.6	4.0	165	9	"

* 下スコリアの詳しい情報が得られるが, 方位をなす噴石丘は認められない。
(1)~(13) Sampling site

(オーストラリア)

(オーストラリア) after 250°C Th. Demag.

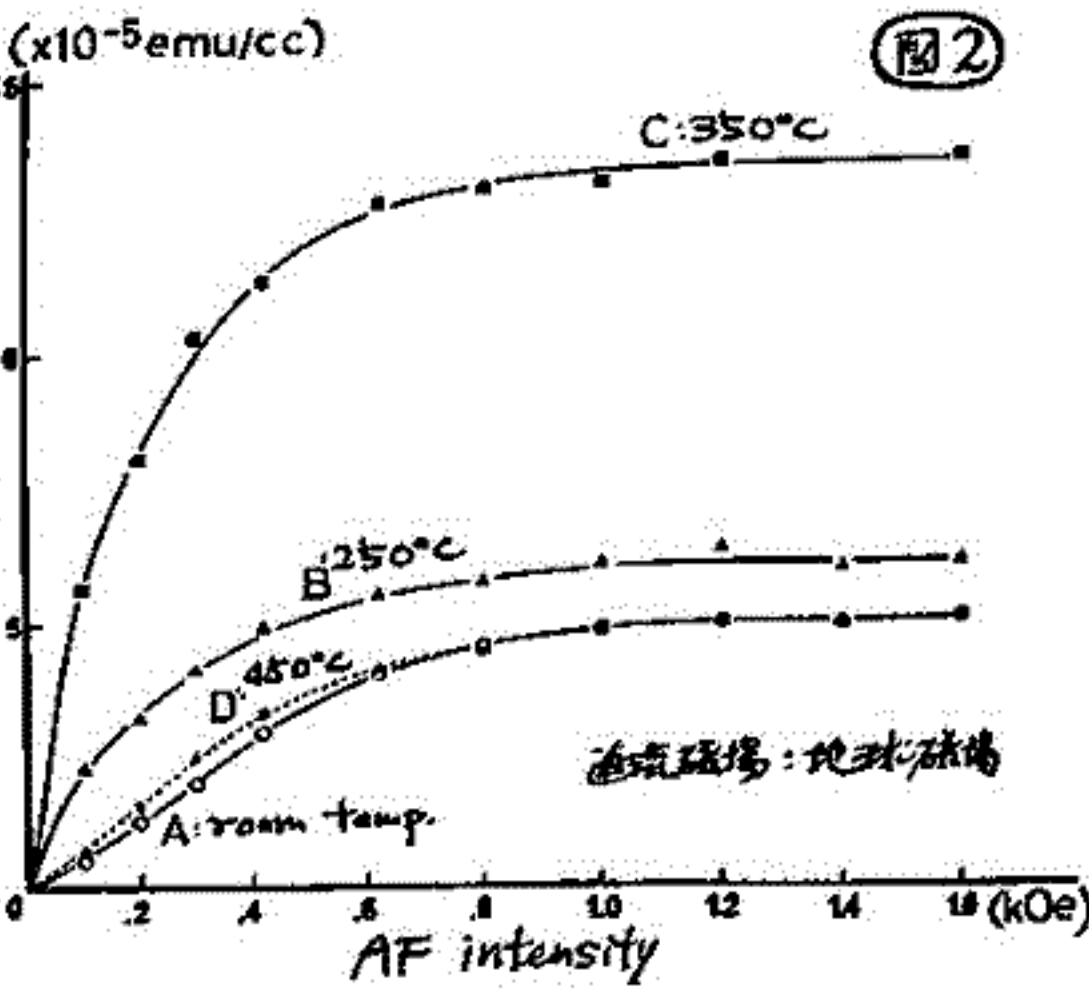
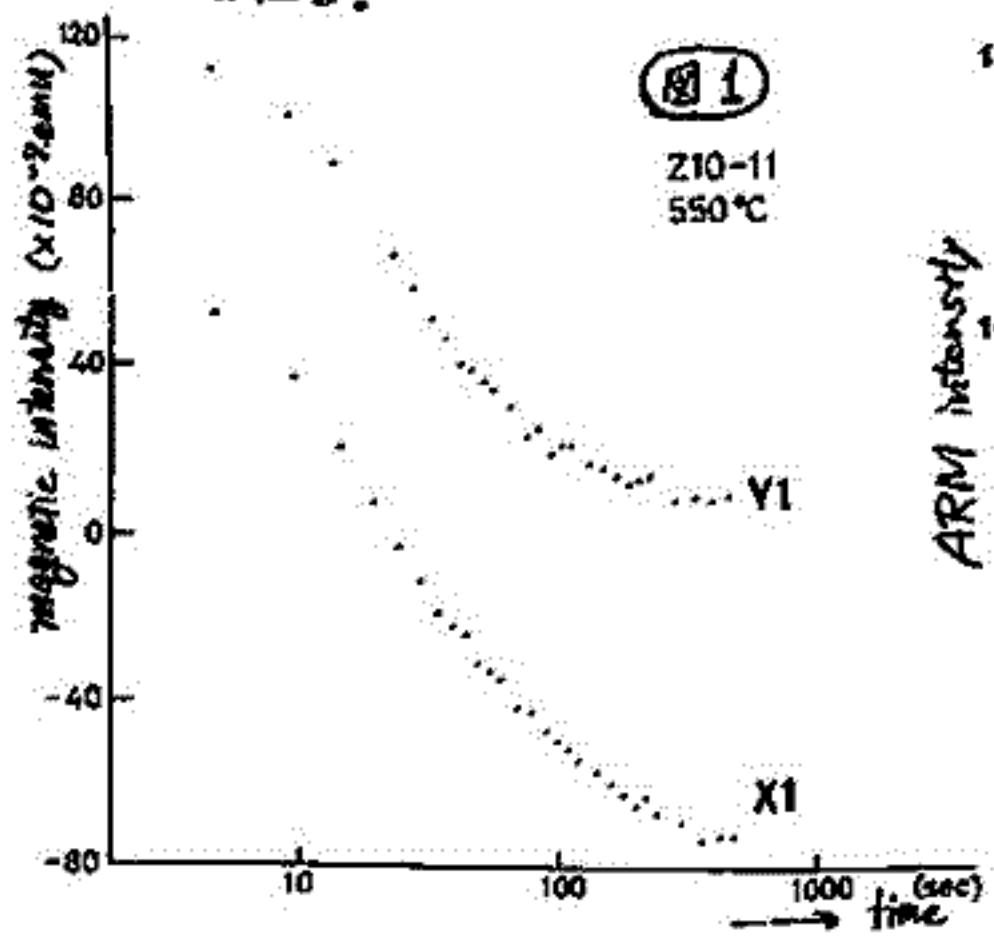
17A-II 40 古琵琶湖層群中の Brunhes / Matuyama 境界 について

林田 明・笹嶋貞雄(京大・理)・横山卓雄(同志社大・工)

琵琶湖南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 正帯磁期の初めにかけて堆積したニヒが堆定されている(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。2000e 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、同じセクショの試料について熱消磁もあわせておこなってみると、交流消磁に対して安定な正帯磁をしめす試料の中に250°C程度の熱消磁(生知)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とれない二次成命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化計の無磁場空間中で測定中に減衰し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が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(正帯磁)との間の試料について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帯磁をいっ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、または正帯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ふ事情により二次磁化の影響が完全にはとけら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, 2藤洋一郎, 林田 明(京大理), 西田潤一(大谷大)

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、特にボーリングコアは研究対象とすることができる。しかし、いくつかの欠点にも妨がわらず、かなり有力な方法と云える。漢字では、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 の詳細な古地磁学的研究を行う目的で、琵琶湖尻群を貫くボーリングを行、也。ボーリングの掘削長は950mであり、且、予想以上に堆積物も粗粒であり、得られたコアの長さは、340m程にとどまった。更にこのボーリングは最大20~30°の穴まがりであるとしてあり、同時に地中の地層も水平で土層の厚さなど、いくつかの悪条件が重なった、といた。

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ヶあり、現在までNRMの測定、交流消磁、熱消磁等の実験が終了している。NRM測定には東京のSpinner磁気計を用い、交流消磁は400ccまで、熱消磁は最高600℃まで、また段階的のpilot specimenに於て行、也。

このコアの中には全部で11枚の火山灰層が探出された。そのうちの4枚の火山灰層から古地磁気測定用の試料を得ることができた。それらは夫々の深度が349, 554, 736, 819mであり、349mの火山灰層のF.T.年代はTakemura et al. に於て0.47my. と得られ、又554mの火山灰層は、下層群のPヌキ火山灰層(F.T.年代0.87my.)に於て認められた。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り、349mの火山灰層は正帯磁、他の3枚は逆帯磁であり、也。F.T.年代と合わせてB/M boundary は、概して349~550mの間に想定され、その間の試料のNRMがほぼ集中的に検出された。NRM測定の結果は、その間には、むしろ逆帯磁は見、出せず、又交流消磁によ、てもほとんど試料は正帯磁を保持して来たものであり、也。一方熱消磁を数回、250℃までの消磁を行った試料を連続するごとに見られたが、同時に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の問題が残、也。又、地球磁場を行、るStorage testの結果は、これらの試料に非常に不安定な方向の磁化を示した。212。

これらの試料に人工的にTRMを付け、みること、60℃程度からTRMをば、取りと獲得し、150℃程度のTRMはoriginalのNRMのIntensityの交流消磁に対する抵抗力を上回るものが多い。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、特に水酸化鉄等による原因を求め、た。そのためには、更にいくつかの結論を得るに、至、る。212。

大久保修平
(東大・理)

堆積物の NRM 強度, J_N , から古地磁気の相対強度を求める試みがいろいろとなされてきた。例えば SIRM や ARM で J_N を規格化した値, $J_N/SIRM$, J_N/ARM を相対強度の指標として用いることが提案されている。今回の発表では古地球磁場の全磁力の時間的変動を time domain で推定することをあきらめて、むしろ frequency domain において推定する方法について述べる。この方法は、まず多次元自己回帰モデルを設計した後、得られた自己回帰係数から全磁力の変動のスペクトルを推定する方法であって、Maximum Entropy Method を多次元に拡張した形になっている。

モデルとして時刻 kat における J_N が次の 2 つの因子で決定される自己回帰モデルを考える。(1) SIRM にある種の電換をほどこしたもの (2) 磁化獲得時の磁場強度 F 。このモデルのダイアグラムを図 1 に示す。さらに F は random noise w の重ねあわせで表現できることを考えあわせて、2 入力 1 出力の線型システムを考えることができる。(図 2, 3) このシステムを数式で表現すると、

$$J_N(kat) = \sum_{n=0}^k A(n) S((k-n)\Delta t) + \sum_{l=0}^k C(l) W((k-l)\Delta t) - (A); S \equiv SIRM, \Delta t \text{ サンプリング間隔}$$

入力 S と出力 J_N の測定値および入力 w がランダムノイズという統計的性質を用いると上式から $\{A(n)\}$, $\{C(l)\}$ を容易に求めることができる。得られた $\{C(l)\}$ を用いると F のパワースペクトルが次式により計算される。(図 2)

$$P(\omega) = \frac{\sigma^2}{|1 - \sum C(l) e^{i\omega l \Delta t}|^2} - (B); \sigma^2 = \text{Var}[w]$$

$J_N/SIRM$ のスペクトルと (B) によるスペクトルの例を図 4 に示す。SIRM と F 以外の J_N に対する寄与 (e.g. 酸化度 etc) を (A) 式に付加させれば容易に高次の自己回帰モデルへと拡張することができる。高次の自己回帰モデルを用いれば全磁力の時間変動の統計的性質がより精密に議論することができるようになるであろう。

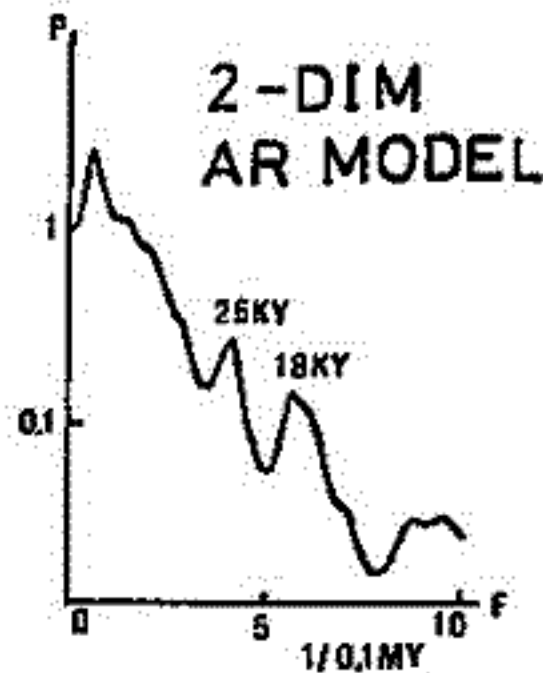
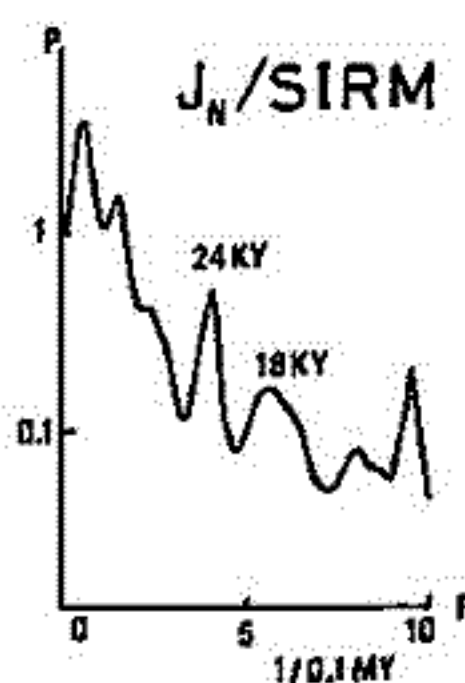
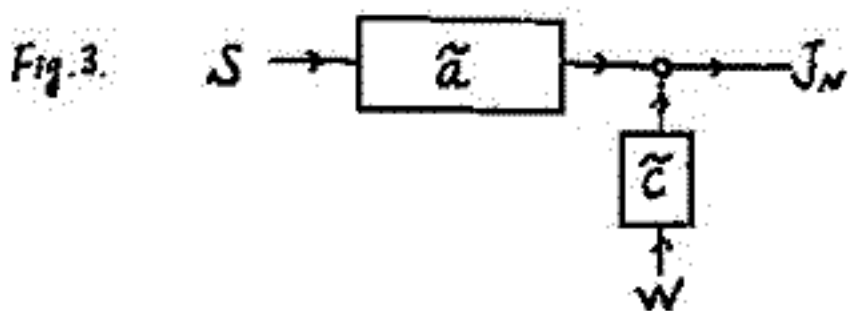
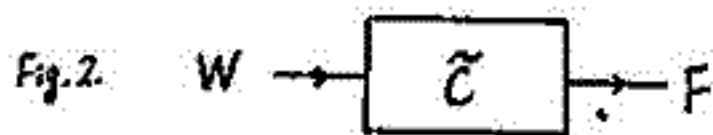
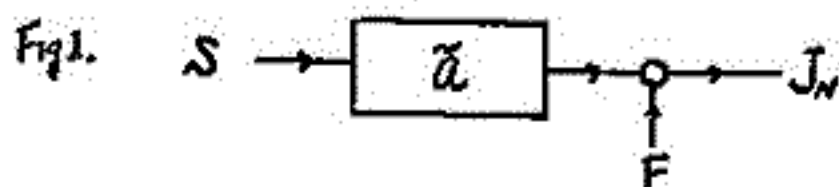


Fig. 4

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磁化を測定し、自然残留磁化、50°Cを交流消磁後の残留磁化、等温飽和残留磁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。このコアでは磁化方向の逆転が5.3mまでみられず、又他の年代を確かめるデータは出ない。残留磁化強度/等温飽和残留磁化の比の変動パターンから年代を推定することから出さるのではまいかと考え、スペクトル解析を行ってみた。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ほぼ一致するものが得られたので、その対応する年代を推定することを行ってみた。

このコアでは24±2cmと37±2cmに有意なピークがみられ、又75〜90cmにもあるようである。85〜90cmのピークは定らずしき確率ではなげ、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、又初回の磁化逆転(ブルンヌ・マツヤマ・バウングラー)の深さから、18,000年、25,000年と考えられる。

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54%のばり値であると思われる。先端で(38±4)万年と考えられる。

今後他のコアでも同じような事を行い、見込があるかどうかを検討したい。

デカン高原玄武岩類の $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代

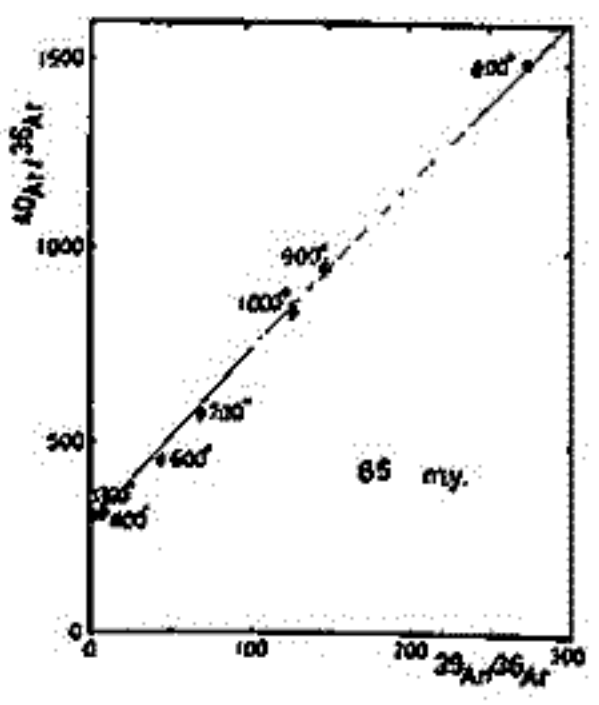
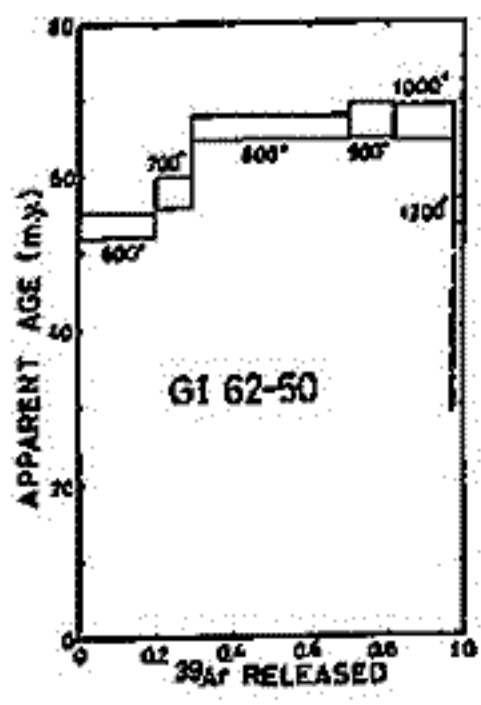
兼岡 一郎
(東京大学理学部)

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溶岩台地である。その膨大な噴出量の噴出量は、このために K-Ar 年代や古地磁気学的な方法により推定された噴出年代は、今より約 60~65 my. 前の数 my. の期間と推定されている。これにより、この岩層の形成は、この地域に現在まで存在する地層を形成するよりも前に、古地磁気学的に推定されている。また、この岩層は、更新期 A の存在する場合には、一般の K-Ar 年代の下限を示す。中には、ある程度の過熱によって部分的に Ar が損失され、その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、更新期 A 年代の推定が可能である。この点を裏付けるために、1967~1970年、1972~1973年に行われたデカン高原地質調査隊の所集したデカン高原各地の試料に基づき、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 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, Ambali, 南東部 Hyderabad などの 12箇所の試料である。

これらのうち、Girnar Hill の試料は、同様に示すことができない。770 my. の年代を示す。更新期の K-Ar 年代は、この結果は以前に同地域からの試料に基づいて得られた K-Ar 年代の約 65 my. と一致している。

Igat Puri の試料は、最上部の試料は約 62 my. の年代を示す。これに対し、最下部に近い試料は約 82 my. の年代を示す。これは、更新期 A の年代を示す。また、この年代は、更新期 A の年代を示す。



また、Bombay からの試料は、同様に示すことができない。70 my. の年代を示す。これは、更新期 A の年代を示す。また、この年代は、更新期 A の年代を示す。また、この年代は、更新期 A の年代を示す。

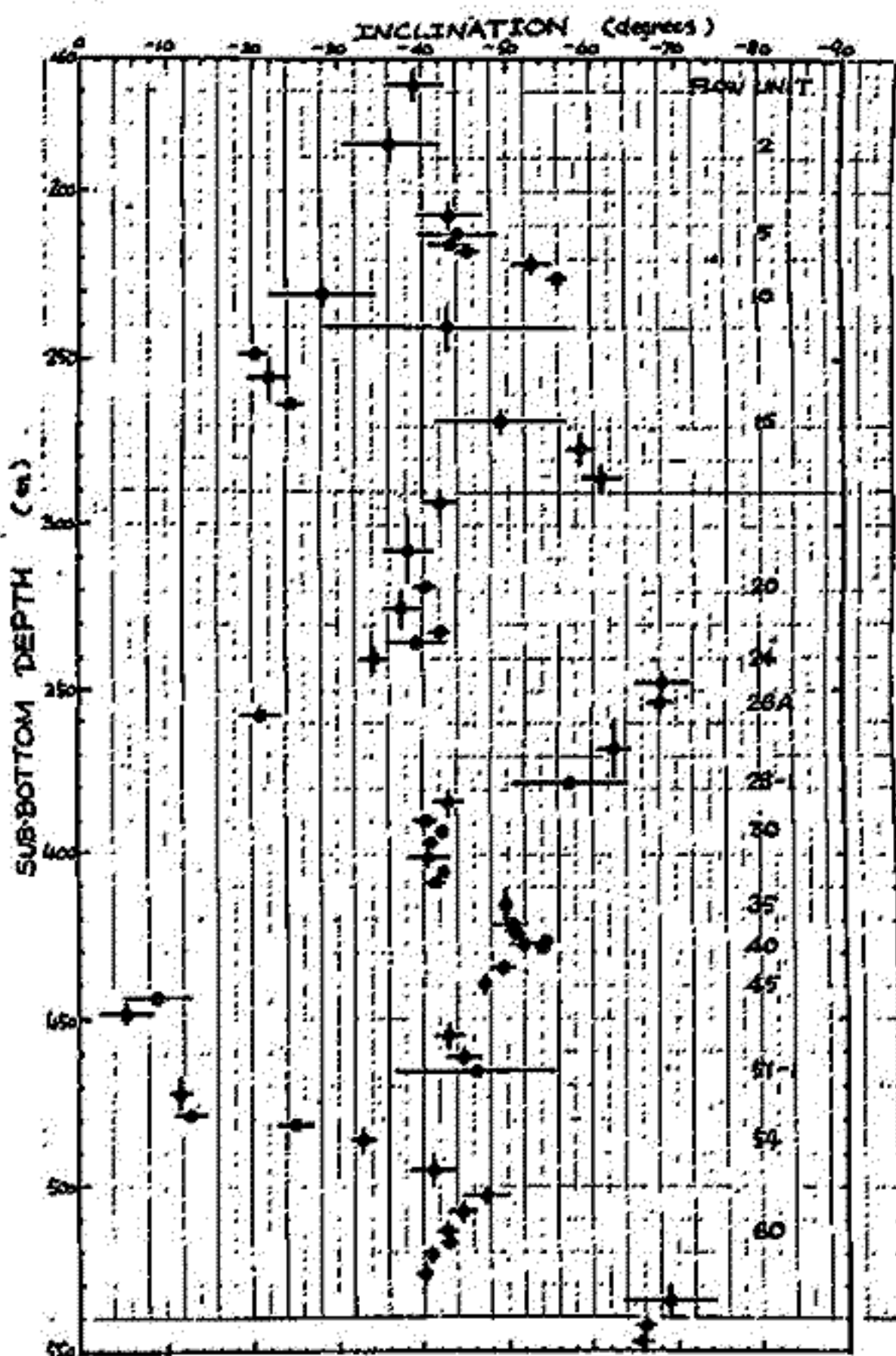
以上より、更新期 A の年代は、更新期 A の年代を示す。また、この年代は、更新期 A の年代を示す。また、この年代は、更新期 A の年代を示す。

17A-II45 DSDP Leg 55: 天皇海山の古地磁気学

坂野 昌 (東大理) · Leg 55 乗船科学者一同

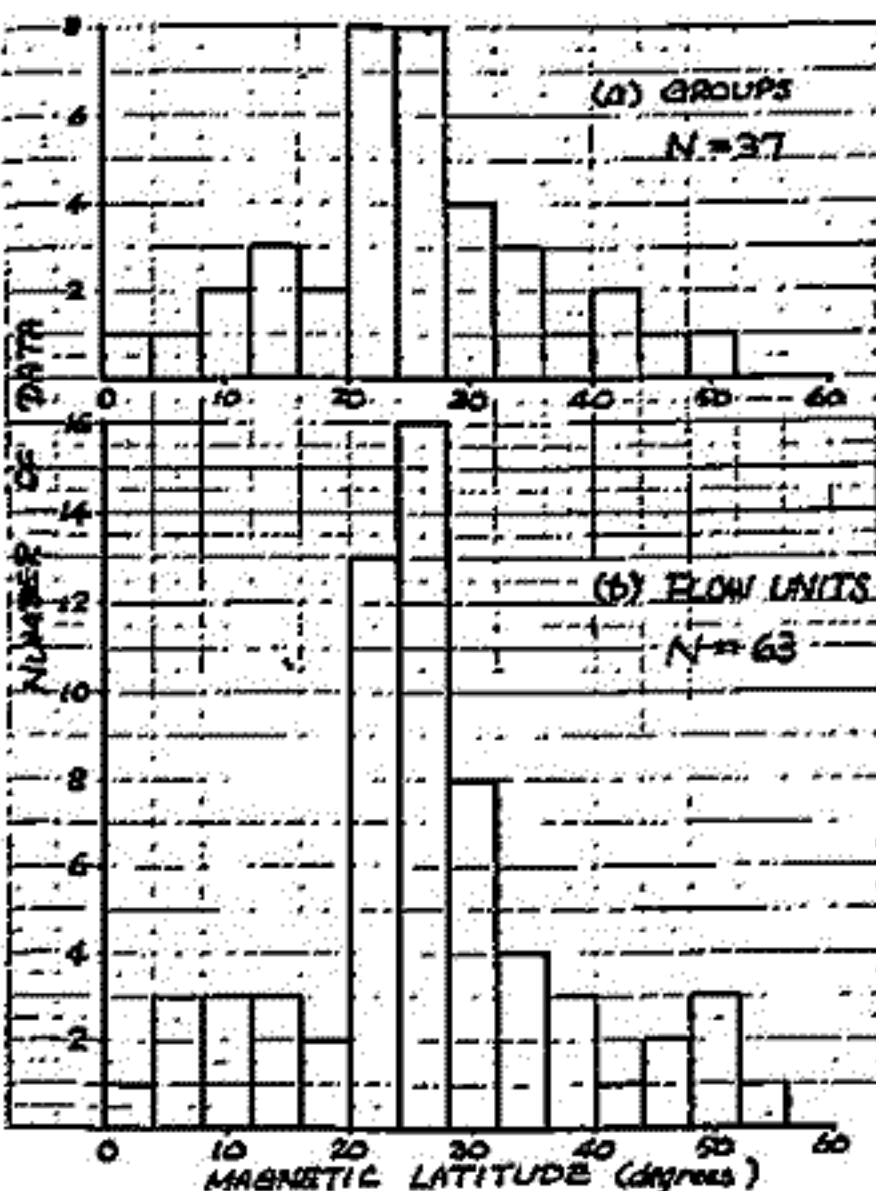
深海掘削 (DSDP) の 55 節の主目標は、海底火山列である天皇海山群が、現在ハワイ島付近にあるホットスポットによって作られたことを検証することであった。この目的に沿って、玄武岩層の年代決定、玄武岩の組成や噴火様式の研究、古生物環境からの天皇海山の沈降過程の解明などの研究が現在進められている。ここでは古地磁気的考察による古緯度の推定の結果について述べる。

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 11 エントリーが行われ (Hole 433C)、堆積層 165 m の下に玄武岩層が 385 m にわたって採集された。433C で得られた溶岩の flow unit は 100 m に達し、最上部はアルカリ玄武岩、それ以下はソライトである。各 flow



unit から 4~5 個の試料をとり、NRM を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变化を埋込方向に示したもので、丸が平均値、棒棒は標準偏差である。左図は伏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) は連続して伏角がほとんど変らない flow unit を 10~70° にまとめられたものである。

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なものであったことを示す。



17A-II46 インドネシアの古地磁気 その2: スマトラ

インドネシア大陸に所属したか

徳嶋直雄 乙藤洋一郎 高田公夫 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, マリニア, 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らなければ, 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たかを求める事は容易な研究ではあろう。今回はスマトラ島の二疊期-三畳期にかけて位置してい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, 古生物学から二疊期-三畳期と思われする層序からその年代資料を採取した。そのうち7つの残留磁化は交流項磁化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° dgs 19.8°であった。この値を用いた 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。そのはじめはスマトラ島が求めたVGPと Russian Platform が求めた三疊期のVGP (東経154°, 北緯61°) は一致するものとする。次に Russian Platform を現在の位置に固定する。その時 Russian Platform が求めたVGPと求めた時の南緯12.3°の山脈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寇の磁気異常に注目してみると, 磁気異常帯は Anomaly 17 と Anomaly 32 の間の磁気異常帯が1919°北から南へ並んでいく事から示唆される。(Slater and Fisher 1974) この事はスマトラ島がもし存在したならば, スマトラ島の南へ北方の運動を予想させる。よって二疊期-三畳期のスマトラ島の位置した場所は今からスマトラ島を南下させた。Russian Platform が求めたVGPと北緯とす南緯12.3°との交点の地点であらうと推定される。上記の軌跡に従えば (東経100°, 0°) を代表する現在のスマトラ島は, 二疊期-三畳期には (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マリアナ-インドネシア大陸に近接している。

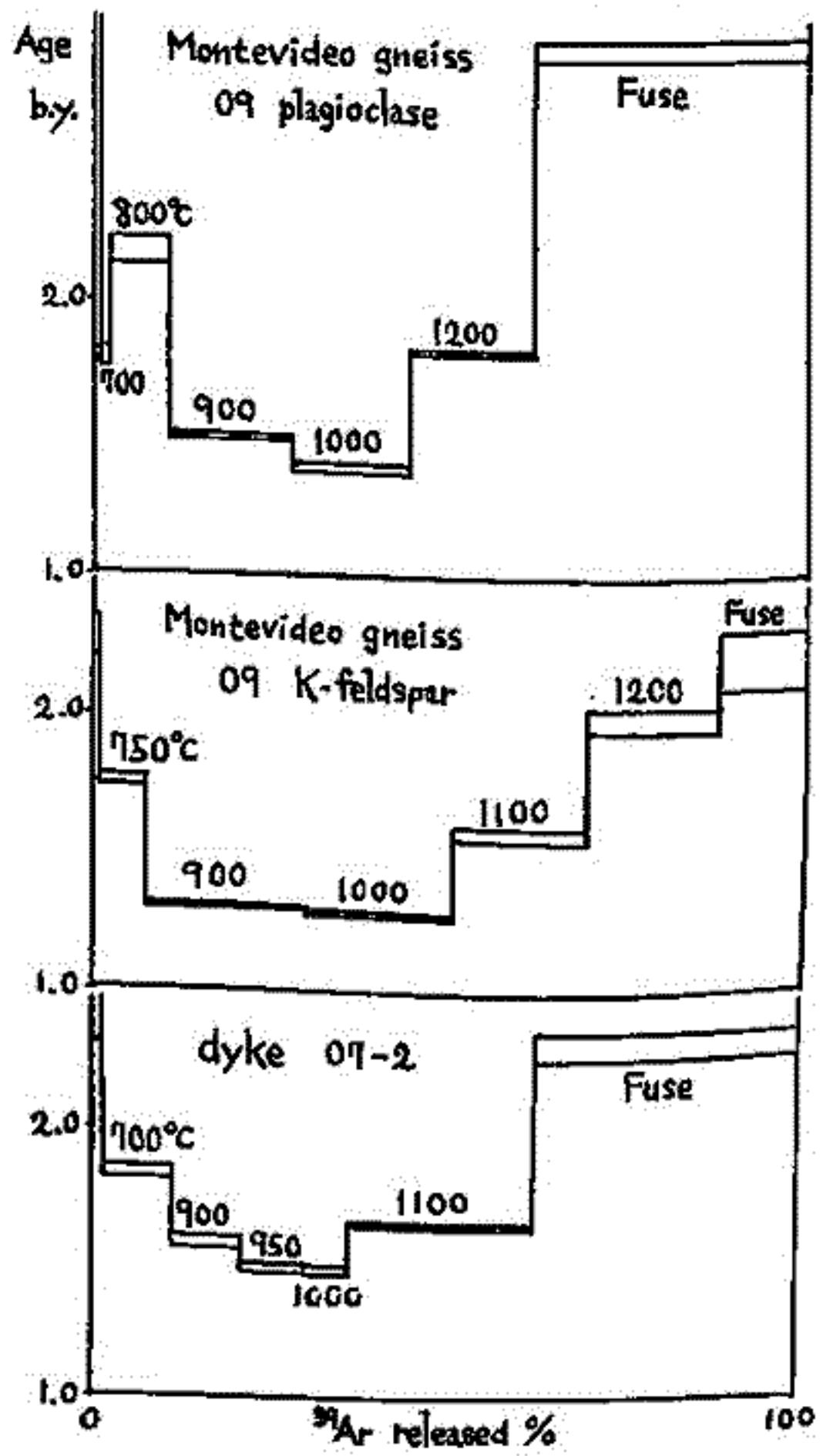
					D	I	dgs	VGP	
Lower part of Jurassic	ID 166	Black shale	10	200	-2.6	-41.9	9.6	73.7W	66.8
Triassic	ID 133	Black shale	7	100	5.0	-34.3	19.1	93.7W	68.0
	ID 135	Limestone	8	200	45.6	13.5	15.8	178.0W	44.4
	ID 161	Limestone	7	300	199.9	28.0	11.7	130.9W	65.0
	ID 162	Limestone	14	300	241.3	31.2	8.2	151.0W	27.6
Perno-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 数億年とされている Montevideo gneiss (Minnesota valley) について $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 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うかがわれる。

また, Montevideo gneiss を貫く dyke の sample については, 以前西谷らによつて, 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(1964)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的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、もしも不均質であって、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他のもので測定したが、数% の変化量が得られた。これが有意なものかどうかがはっきりしていない。従っ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。

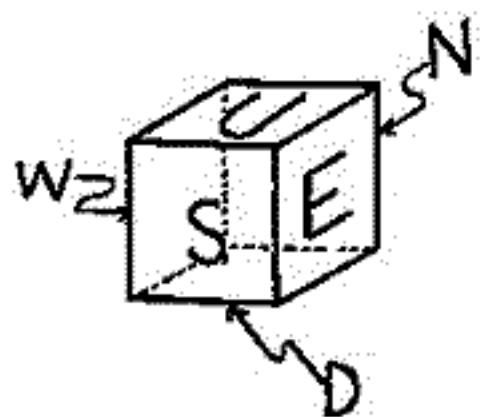


図 1: 試料の形と各面につけた記号

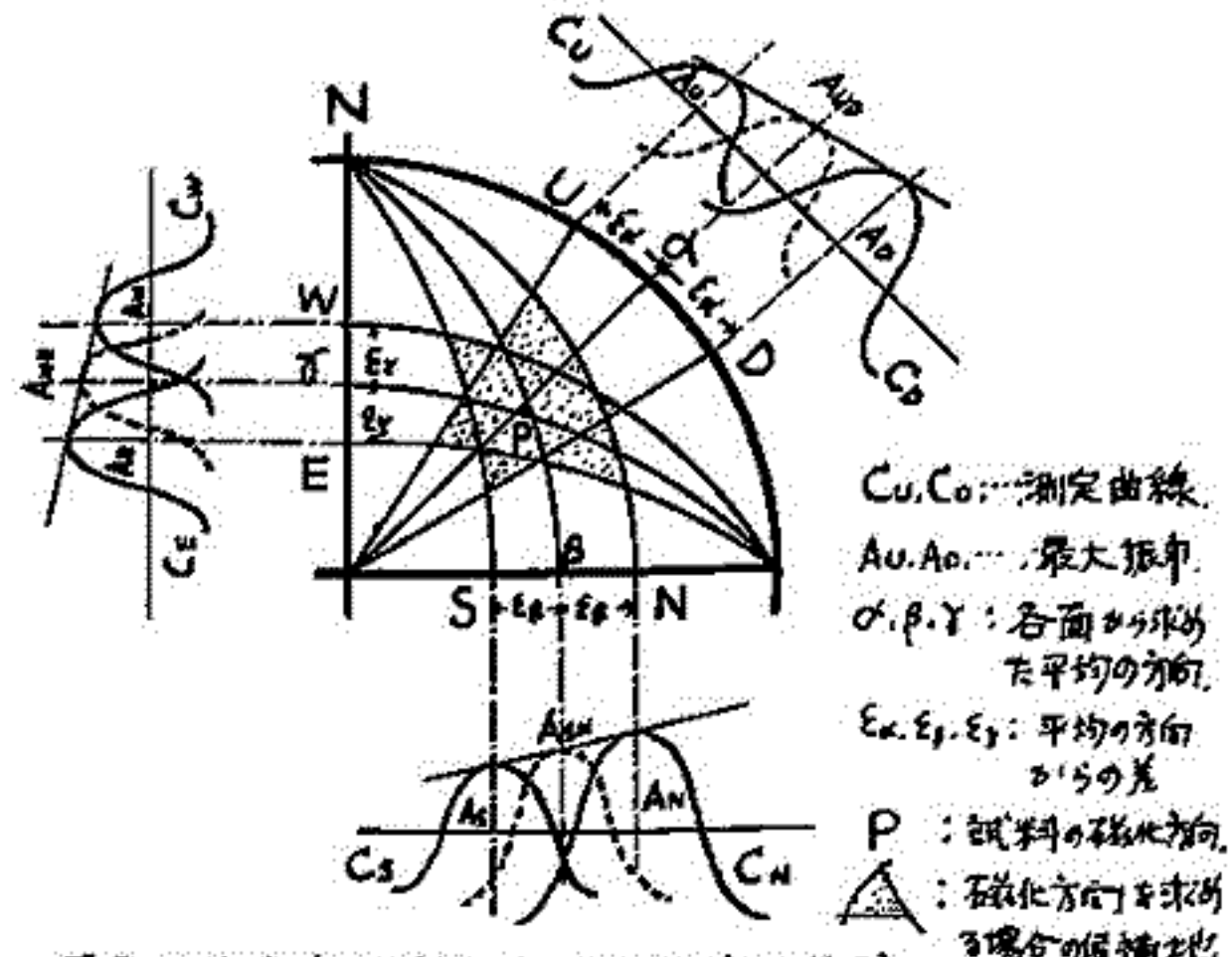


図 2: 均質度の求め方(ステレオネット使用)

中島正志 野澤幸夫 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, こ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得たため, 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。上に述べた様な磁気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.

17P-II 50 三波川結晶片岩の磁気異方性について

平島崇男・乙藤洋一郎・徳島貞雄(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が "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片は M-value が 0.1500 以下で N.R.M. が $\times 10^{-7}$ gsemu/gr 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標準として、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構内体の形状は、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サーとして

$$g\text{-factor} = 2(K_{\text{med}} - K_{\text{max}}) / 3K_{\text{min}} \quad \text{を用いた。}$$

'g' > 0.667 で prolate な、'g' < 0.667 で oblate な形状を示す。

四国・山見川地域の '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、偏圧の（片理面に垂直方向）が一帯大きく働き、 σ_2 （片理面上にあり、線構造方向と平行）と σ_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ことが予想される。

同一地域から採られた、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 喜嗣
信州大. 理

α相(α=08)の残留磁化が、もとの物質であるβ相のTRMが保持されてき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、OZIMA & LARSON (1967)が示したように、α相とβ相のキュリー一点 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相のキュリー一点 T_{c2} で熱消磁を行ない、α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	優白磁鉄岩	β>α	500±20	350±20	6~10×10 ⁻⁴	~70 oe
米神、小田原市米神	安山岩	β>α	500	320	7~12×10 ⁻⁴	~75 oe
塩嶺峠、長野県岡谷市今井	安山岩	β>α	500	380	4~5×10 ⁻⁴	~78 oe

T_{c1} = α相のキュリー一点, T_{c2} = β相のキュリー一点, 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)を持っていること。
 - (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いこと。
- 等の理由から、α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いると判断した)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、α相の安定な残留磁化の方向とβ相のそれとは符合するものであると判断した。

	熱消磁後のNRM	交流消磁後のNRM
平均方向 傾角 δ	N14°.3W	N14°.2W
伏角 γ	+35°.2W	+33°.6
精密度(1σ) x- σ - σ 尾	63	124
99%信頼円の半径 d_{99}	6°5	6°1
測定値数 n	14	9
両平均方向のなす角 A	1°7	

表-II: 白石丁場の試料の実験結果

実験は、結果的には、β相のキュリー一点 T_{c2} から判断してα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。

ついで——

百瀬寛一, 稲垣建

倍州大, 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) になっていることが普通に見られる。これら β 相は安定な残留磁気が固着しているから, NRH は β 相の remanent magnetism のベクトル和となり paleomagnetism によって重大な(歪)となる。筆者らは Thermomagnetic curve から Original T_c (β 相の T_c 系) を求め次に同一岩石試料について β 相の T_c で Thermal demagnetization をして, β 相の T_c 以上の remanent magnetism の有無をしらべた。とやう方法とこの方法による一部分の測定結果はついでに発表した。

これまでの発表では Original T_c で消磁後の残留磁気を AC-Demag. Thermal-Demag. 後の残留磁化方向と比較して解釈しているが, リカチの熱消磁の消磁は完全に歸せしめた。そのためには β 相は存在しても熱消磁機内の磁場の消磁は $1/100$ まで消えてしまう(300 $^{\circ}$ C ~ 400 $^{\circ}$ C 程度) 場合も安定な残留磁気を保有していると結論を述べていた。

今回の発表では, これまでのデータを再検討した結果, 美ヶ原 lava flow の場合, β 相の残留磁気は NRH の 30% を保有している。その残留磁気の方角は β 相の残留磁気の方角と一致している。 β 相の残留磁気は β 相の残留磁気を引きついでいる(このことは今回発表する佐大, 理, 井上君による β 相の残留磁気の研究結果ともよく一致する)。熱消磁の不良によるものである理由として, 熱消磁機内の磁場は $1/100$ まで消えてしまう(300 $^{\circ}$ C ~ 400 $^{\circ}$ C 程度) 試料は電気炉内で at random に置いた。

実験結果から β 相の Remanent Magnetism は β 相のそれを引きついでおり, 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しれない。

④ K. Honoze and S. Inagaki (1973) *Rock Mag. Paleogeophys.*, Vol. 2, 1, On discrimination of respective remanent magnetisms of Titanomagnetite and Titanomaghemite.

百瀬寛一, 稲垣建 (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 (阪大 基礎工) 小林 和男 (東大 海洋研)

近年 An hysteretic Remanence (ARM) が取り上げられることが多くなり ARM と呼ばれることも 2~3 のタイプに分れてきた。

① Shaw (1974) や Stephenson & Collinson (1974) の如く 試料を直流磁場と向きに 3 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する方法

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、深海産堆積物関係及び考古試料など 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、堆積物関係の試料は比も大きく安定性も良かった (Single domain 的)。granite や basalt は比は小さく安定性も悪く (100 De 以下, M.D.F.) multi-domain 的であるとおもわれるが、考古学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) 的試料とみなされる。

結果として 堆積物関係及び考古関係 (土器、窯土等) につき保磁力の大きい試料は垂直 ARM (transverse ARM, \star ARM) は平行 ARM (longitudinal ARM, \downarrow 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 \star ARM の方が \downarrow ARM より強くなった。合成されたマグネタイトの \downarrow ARM は \star ARM の約 1.5 倍となり Rimbart (1959) の求めた 1.4 倍に近い。また \star ARM は \downarrow ARM と同様に「直線性」と「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 \star ARM のスペクトラムは \downarrow ARM のそれよりピークが大きい磁場側へずれている。全般的に曲線はなだらかになっている。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きたすということである。逆に言えば比較的 Peak 交流磁場が減少するともみやすことも可能かも知れない。従って \star ARM は相対的に保磁力の小さい粒子により担われると推定される。

さらに各鉱物粒子に加わる内部磁界 (interacting field) は、 \downarrow ARM に比べ変化があると考えれば 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。

\star ARM の \downarrow ARM より保磁力の小さい磁性鉱物により担われるなら例えば \star ARM/ \downarrow 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 \downarrow 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 をつける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、比較して ARM をつける場合特に注意すべきである。

以上

乙藤 幸一郎 電嶋 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中で実験する事により、磁化獲得に肉する基礎実験を行、2果を得。之は2つの重要な実験結果を得た。

1. 堆積物残留磁化は加法性を持つ；遠心場を用いた200分間作用磁場の下で獲得した磁化の強度を $J_{act<200}$ 、圧縮開始後0分が加ふる前の作用磁場中と9分後200分は無磁場中で圧縮後の磁化強度を $J_{act<20}$ 、0分が加ふる前の無磁場中で加ふる200分は作用磁場中で圧縮後の強度を $J_{act<200}$ とする。 $J_{act<200} = J_{act<20} + J_{act<200}$ となる。加法性は分割を巧くし2も成り立つ。如何簡単に実態と関係づけ出来るか？

$$J_{fini} < P < P_{fin} = J_{fini} < P < P_0 + J_{act} < P_{fin}$$

2. 堆積物残留磁化は磁化の比例；遠心場を用いた0分が加ふる前の無磁場、9分後200分が磁場中作用した。磁化の強さの如(ある1の強度)に於ては磁場の強度に比例し、2は2の如(ある1の強度)に於ては2の分配も成り立つ。 $J = cH, c = c(P)$.

2.2 = 2.2 残留磁化獲得はあり強度の差能の時は自由回転により配向する事により、圧縮が加ると磁化粒子が外部磁場配向する事により従うこと。今 P と $P+0P$ の強度変化が加ると $G(P)$ の磁化を獲得する事により、上の2つの実験結果は2つの重要な磁化獲得について2の性質を示した。1.の結果は残留磁化が実態に肉し2種分の磁化で表現可能である事を示した。

$$\int_{P_{ini}}^{P_{fin}} G(P) dP = \int_{P_{ini}}^P G(P) dP + \int_P^{P_{fin}} G(P) dP$$

結果は $G(P) = HF(P)$ と示した。つまり磁化獲得に肉し2外部磁場の強度変化による磁化獲得に於て2独立である事を意味する。

2.2 = 2.2 の性質は2.2の磁化強度が磁場の強度に比例し2

$$J = \int_{P_{ini}}^{P_{fin}} H(P) F(P) dP$$

2.2 = 2.2 一般性を示す為

$$J(T) = \int_{-\infty}^0 H(t+T) F(P(t)) \frac{dP}{dt} dt$$

2.2 = 2.2 はある時刻Tに圧縮せられた粒子の層が圧縮終了後に獲得した磁化の強さを示した。磁化粒子の濃度を問題としなければ残留磁化は2.2の如く、2外部磁場を記憶した事になる。

$F(P)$ は圧縮の速度を示す事から出る。 $P(t)$ は木崎湖、琵琶湖のT-1から増量係数Aを考慮する事から求められる。その結果 $J(t)$ が計算可能になる。上記の2を用いて2.2の外部磁場強度から残留磁化の強度を求めた結果を報告する。

17P-II 55 堆積物の残留酸化獲得のX力=ズムについて

乙藤 洋一郎 (京大・理) 越嶋 貞雄 (京大・理)

Post-depositional DRM獲得の機構を考えると(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 $I \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + \sigma H \sin \theta = 0$ である。Post-depositional DRMの酸化獲得機構のイキ-ジは安川 (1977) によく代表されてゐる。このイキ-ジとは「酸化粒子は上記の運動方程式に従い、2運動を行うが自由落下モデルとは入射角が異なる。入射角が厚密に伴い増加していく。また、この本質は粒子の外部摩擦方向への配向は時間が経つにつれてリヤアである。もしこのイキ-ジが酸化獲得機構であるならば次の事があはる事があはるともいふ。

1. 自然界での酸化獲得は100~1000年程かかると思ふ。一方室内実験には急速圧縮では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と比較して十分大きい。である。
2. Nagata (1962) が示した式に $J = 4\sigma N / \omega \lambda \frac{dx}{dt} - \frac{dx}{dt} \cos^2 \theta$ (単位) } と成り立つ。H, σ は Hxt の積の値を意味する。
3. 酸化獲得は圧縮が重要である。これは放電が重要。
4. 同じ堆積物を用いた圧縮実験の下で圧縮した酸化である時、堆積物の密度を意味するが圧縮を行う。圧縮開始時の密度が小さいほど酸化獲得の速度が大きい。である。

上記のことは Kravnov (1968), Otofuji and Sasajima (1977) により示された。3.については Aoki (1972) により酸化獲得は放置に於ける2つの脱水が原因である。4.については Otofuji and Sasajima (1977) により示された。1.については実験結果として自然界の酸化獲得と同程度の圧縮大圧縮を得た。これは3の結果は予想される事柄である。これは同じ事柄であり、上記のイキ-ジは安川が示したモデルを修正した。

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 Otofuji and Sasajima (1977), Hamano (1977), Games (1977) の結果があげられる。彼らは70~80%の圧縮にて、2酸化電圧を得た。Nagata の運動方程式は実在粒子が回転運動している時に成り立つものである。回転している粒子には作用する。従来粒子は元々、この回転運動を、2も併せし、自由回転を行う。2と見えても、しかし実際は正しく回転の停止が第一である。2は自由回転停止するか。回転を止めると粒子はどの粒子とかわり、2は非酸化の粒子同様に互位置の差位がある時、粒子を奪える力(T+R- σ)と(2最大マウ)の減小が原因、減小量が大きいと回転を止め、減小量が小さいと停止の粒子である。この粒子同対位置は自然界では圧縮にて、2あはるのか一般的である。しるべき酸化に必要なのは圧縮ではあはる。圧縮の状態を示すとして堆積物の密度を意味する事が出来る。とすると新しいイキ-ジは、「ある密度状態に放置した粒子の酸化獲得の必要条件の2つは、密度の差位がある事、下方向に粒子同対位置の差位がある事から得られる2つは、2」である。

17P-II56 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.

空气中で岩石を熱磁等のため加熱するとき、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。これは熱磁磁をゆっくるとする実験では特に重要である。

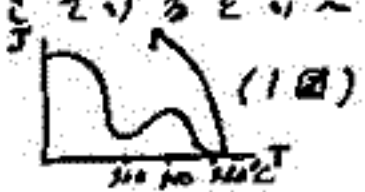
筆者は Titanomagnetite 化した強磁性鉱物を含む岩石と、それを保持する岩石中の強磁性鉱物を高温 (600°C ~ 630°C) 中で時間について段階的に酸化させてその熱安定性を調べたいので報告する。Sample としては相を保存するものとして大西洋の海底 Basalt (Samples A) を使用し、

相を保持する fresh sample として伊豆半島の Punice fall Pa-I (Samples B) と Pa-IV (SCORIA) (Samples C) を使用し、(B: Original $T_c = 445^\circ\text{C}$, $J_s = 90.89 \text{ emu/gr}$, C: Original $T_c = 240^\circ\text{C}$, $J_s = 36.22 \text{ emu/gr}$),

sample B と C については Air 中 600°C で max. 350^{min}/₃₀ 加熱し、それぞれ sample は加熱時間の増加とともに Curie 点は 525°C から 500°C まで上昇した。これらの酸化は Sample について、それぞれ (in vacuo $10^{-3} \sim 10^{-5}$, 680°C ~ 700°C, max. 600^{min}) annealing した Curie Temp. に変化が生じなかった。

これは grain 2" の powder で同じである。Sample B と 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思われる。

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. を生じた。Cooling pt. は 400°C 付近で J_s は元の J_s の約半分の程度に増加する。この過程は真空中でも空气中でもほぼ同じである。したがって、Sample B, C と異なる点は真空中熱処理することにより 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。これは色掛の上で一瞬時に Magnetite が生じたように見られるものから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たりするように思われる。



17P-II57 スコットランド テ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「スコットランドのテ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 (テボン紀) formationのArbutnott group中のBasalt & or 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以上ものものがあつた) 及び blocking temperatureが非常に高い事であつた。

筆者は河野氏の好意により15枚のlava flowの試料を戴いて、造岩強磁性鉱物の反射顕微鏡観察を行ない、 J_s の温度変化及び河野氏の行なつた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事が知られたのでこれを報告する。

1. $J_s - T$ curve から次のようは 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, T_c は1000 K以下の試料はほぼ全て Magnetite に近いと測定出来たが河野氏の T_c は1150 Kと580°Cであつた。

2. 反射顕微鏡観察の結果からは grain size は phenocrysts と平均して150-300 μ 程度である。ほとんどの試料は多少な部分 hematite 化している。酸化の進んだものは microphenocrysts と silicates の一部が hematite 化している。A, J_s の測定が出来た試料はほとんど hematite 化 hematite による grain がラメラ状にそろつて細粒化して2/3 μ 以下のものは以下に示すのである。(ほとんどの酸化の進んだものは1000倍程度の Magnetite の存在が不確定ではっきりしない)。

B. 酸化の進んだ試料の一例を上げると
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 $J - T$ の測定が出来ない試料は、FeS, Fe₃O₄ などが存在し酸化が進んでおらず、hematite 化が顕微鏡のレベルで magnetic grain size は約200 μ であるが URM がつく原因はなつていないようである。MDF 75-90 Oe 250-300 Oe と小さい。

森野 洋三
(東大理)

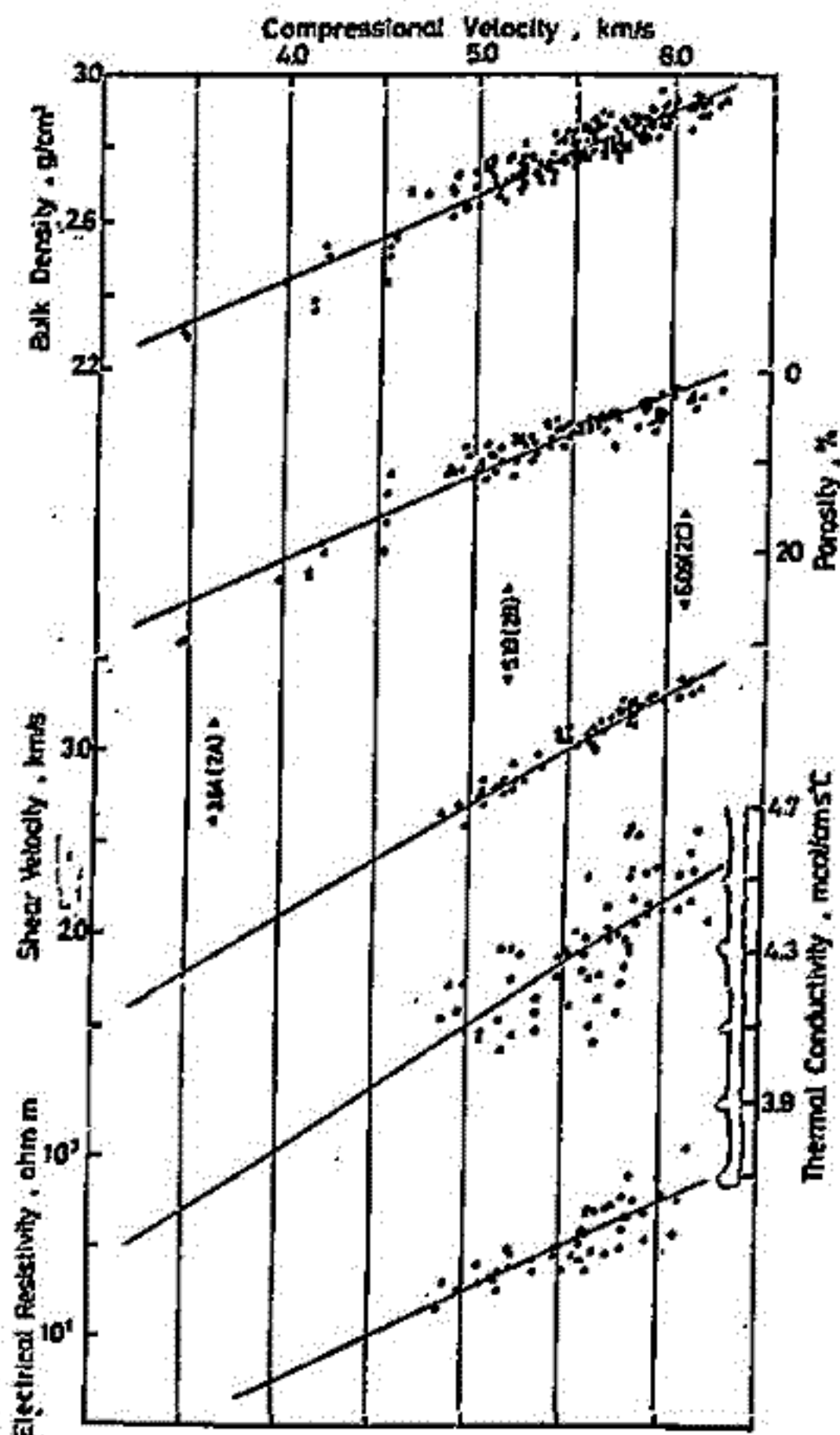
グローマー・チャレンジャー号による深海掘削計画のオ51/52/53次航海は、バーミューダ海嶺南端の負の磁異常帯M0上で共同掘削を行なった。得られた基盤玄武岩は海陸地殻2B層の試料と考えられる。これらの試料について物理的性質(密度, 空隙率, 縦波速度, 横波速度, 熱伝導率, 電気比抵抗, 及び空気浸透率)の測定を行なった。結果のまとめをオ1表に示す。空隙率及び空気浸透率を除く測定値はすべて試料が海水で飽和した状態での値である。

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層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層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、塊状溶岩層が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層全体(2A, 2B, 2C層)の主要構成物であると考えよること示す。

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いることを示す。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層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
ϵ (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

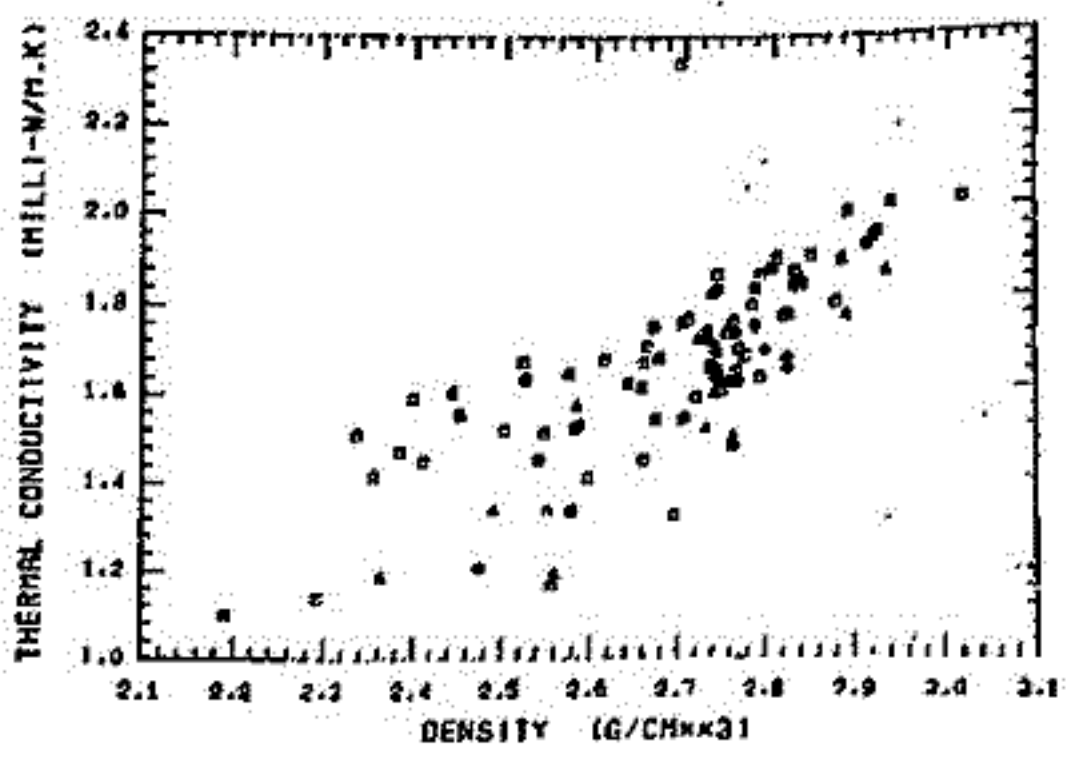
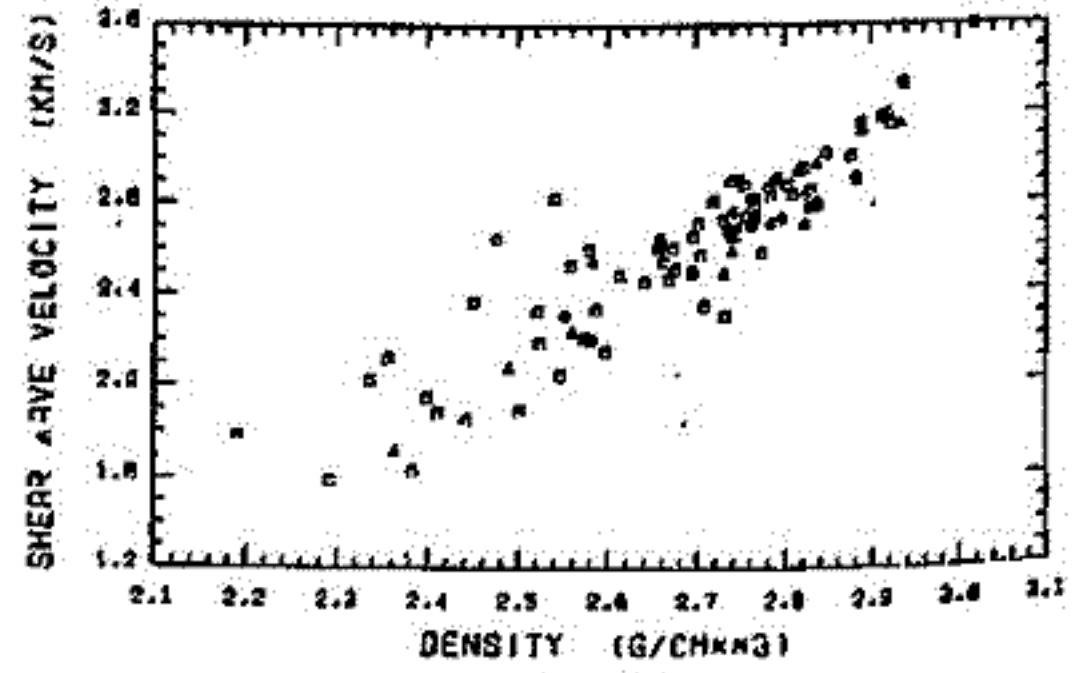
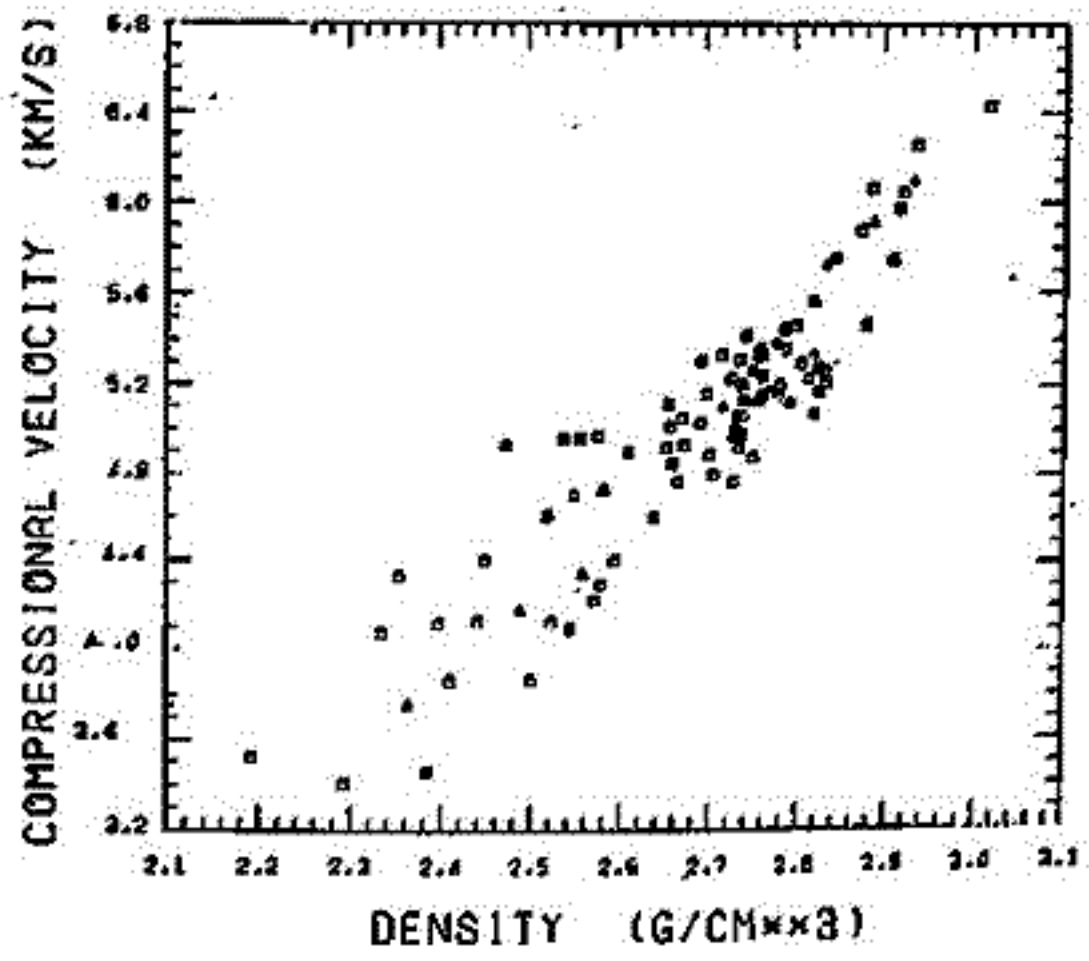
河野 昌・浜野洋三(車大理)・Leg 55 乗船科学者一同

深海掘削(DSDP)第52節では、応神・仁徳・推古の3つの海山から基礎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えれば説明しやすい。つまり、密度は空孔が増すにつれて intrinsic 密度 $\rho \approx 2.65$ 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、エプガン、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たもの、後者が低温酸化をうけたものという酸化様式(状態)の違いに由来している。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以下のものかいく分多いようであるが、これは噴出した場所の圧力差(1 barと270 bar)によって空孔率が異なっていることを考えれば自然なことであろう。



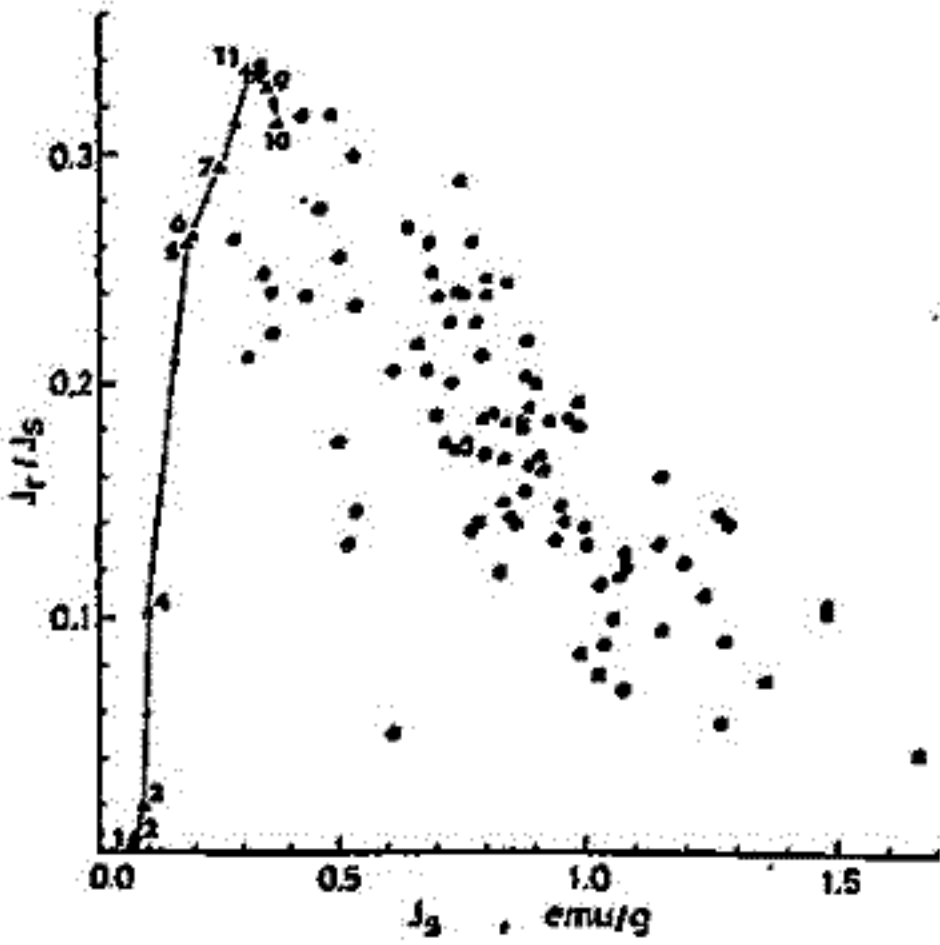
栗野 洋三 · 河野 長
(東大理)

深海掘削計画オ51/52/53
次航海で得られた海底地殻オ
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 χ 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。
測定結果及びそれらから計算
される $Q_n = J_n / \chi H (= 0.50e)$ 、
 J_r / J_s 、 J_r / J_a について、試料数、値の範囲、
及び平均値はオ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
てに深海掘削で得られた試料と比較してかなり
強く、海積付近でドレッジによって得られた試
料の値に近い。しかし他の磁気量については、
今までの試料と大きな違いは認められぬ。

海底地殻岩石について調べられた磁気的性質
の相互の関係は、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。オ1
図には J_s と J_r / J_s の関係を示す。 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
対するゆがみ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、△印はオ2表に示すひとつの塊
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。各試料は塊状溶岩、及び塊状
溶岩の内部から採取したものである。オ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、岩石固成時の冷
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。

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
χ (G/cc)	86	0.146 - 4.531	1.975±0.872
$Q_n (=J_n / \chi H)$	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

(オ1表)



(オ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

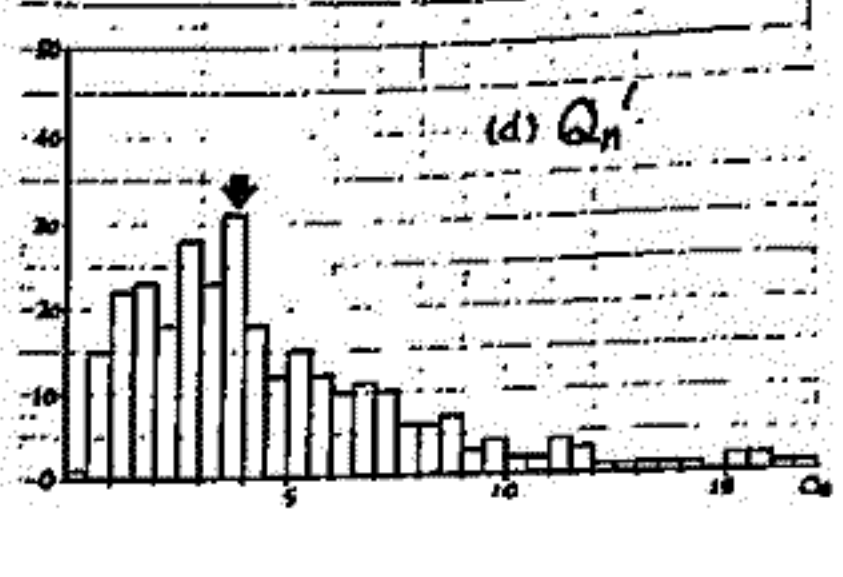
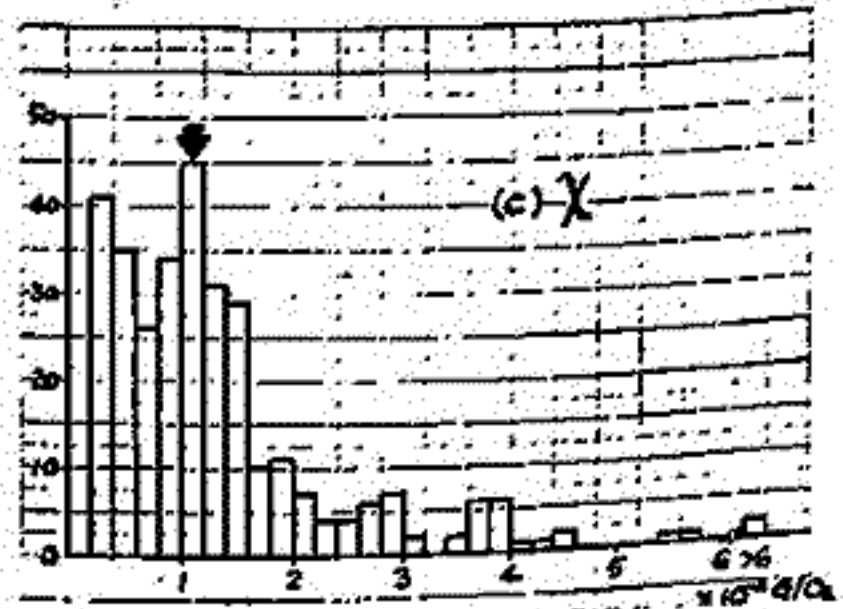
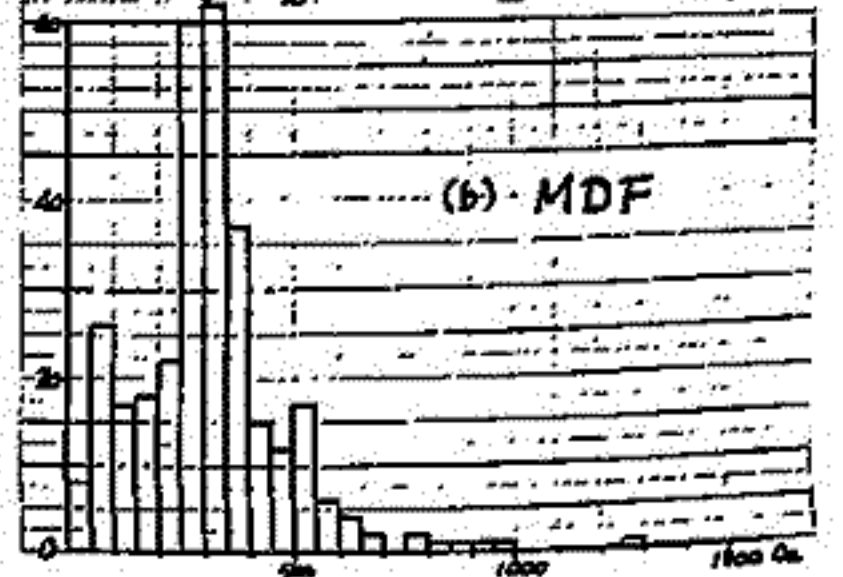
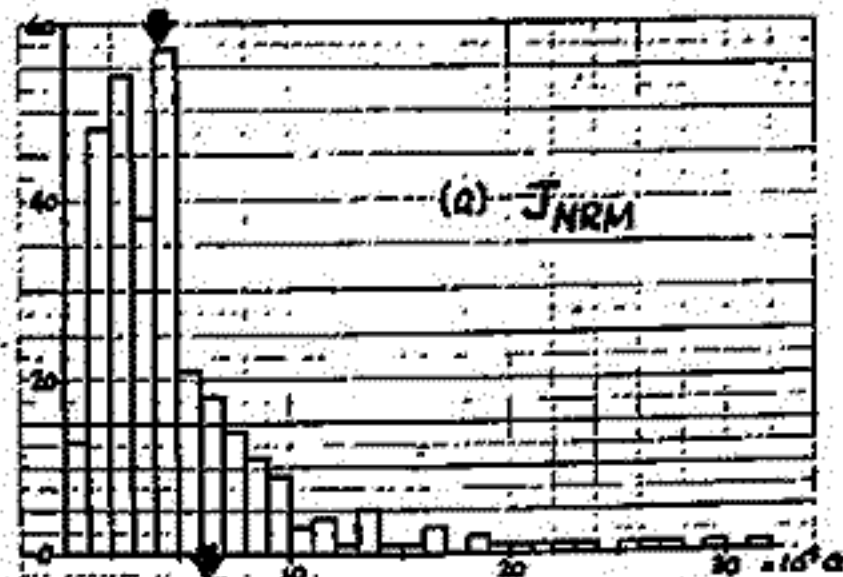
(オ2表)

17P-II61 DSDP Leg 55: 天皇海山玄武岩の磁性

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なった。右の図は、これらの試料のうち稚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 比にするためには (d) の横軸をほぼ 2 倍してやることよ。この岩石はハワイ型の楕円火山と全く同様にして海面上で噴出したことが種々の証拠から確実である。このため、磁気的性質も一般の海嶺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)、また大変安定である (MDF の平均 > 300 Oe)。帯磁率もかなり大きいので、Königsberger 比にすると平均 1.5 程度を持つにすぎないといえ、磁化の安定なことは同時代の (あるいはずっと若い) 普通の海嶺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 (~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。ごくわずかな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、そ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、むしろ倒立的に多い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矢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 χ / マグネタイト化した。この低温酸化が噴出直後に起るものか、或いは火山島が海底に沈んだ後で、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産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方法が良い結果を与えるのもこれらの性質に依っている。



の磁性鉱物について

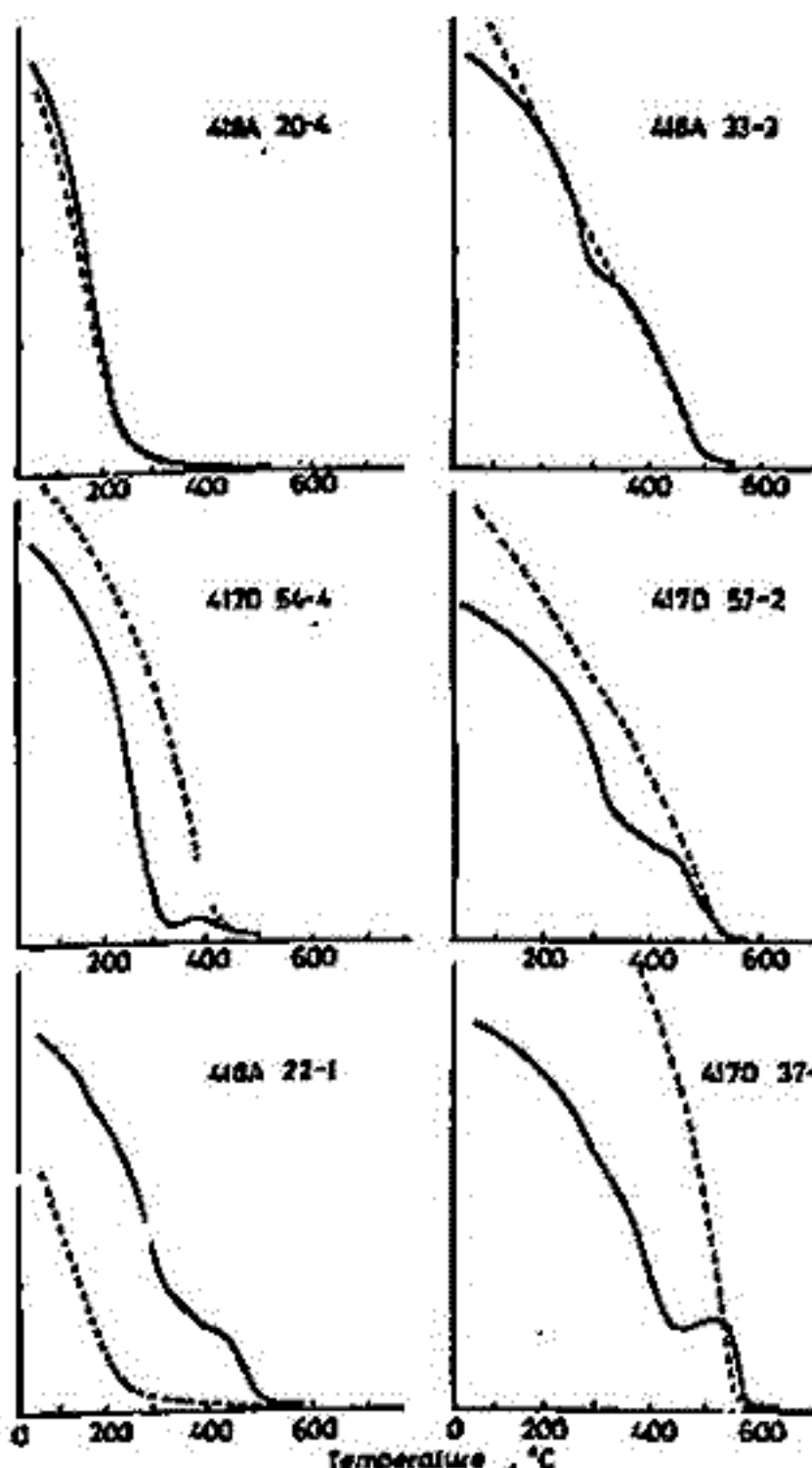
西谷 忠師 浜野 洋三
(東大・理)

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 は破線を示してある。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。

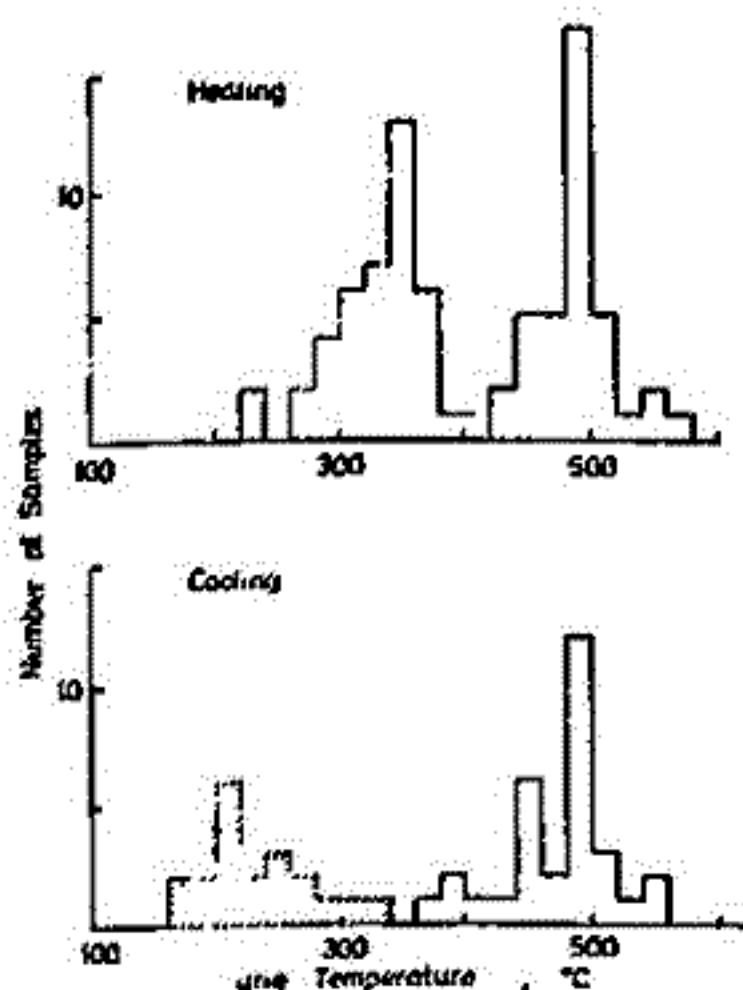
測定した試料すべてのキュリー点を heating、cooling に分けて分類したものが図2である。heating の時の最初のキュリー点は 350°C 付近に集中している。

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; 日本地球惑星科学会 第61回講演会予稿集 p61, 1977]。

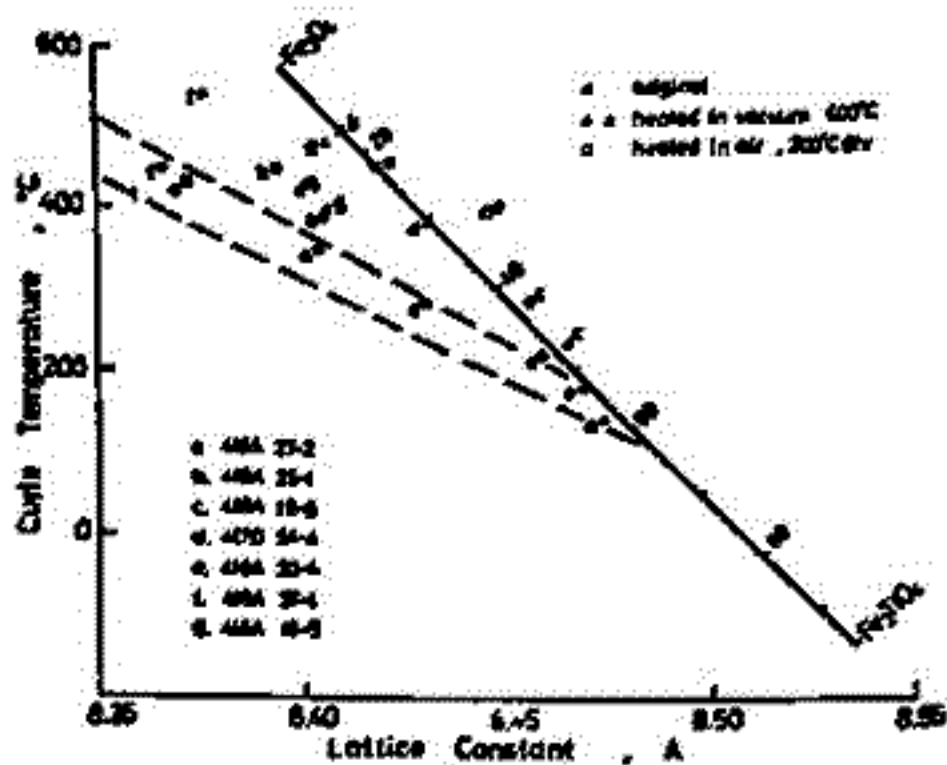
図3から磁性鉱物は比較的組成範囲のせまいチタノマグネタイト ($x=0.5 \sim 0.7$) が低温酸化したものであると考えてよいであろう。図中には試料を真空中で 600°C まで加熱した場合と空気中で 300°C 6 hr 加熱した場合の変化も示してある。



(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

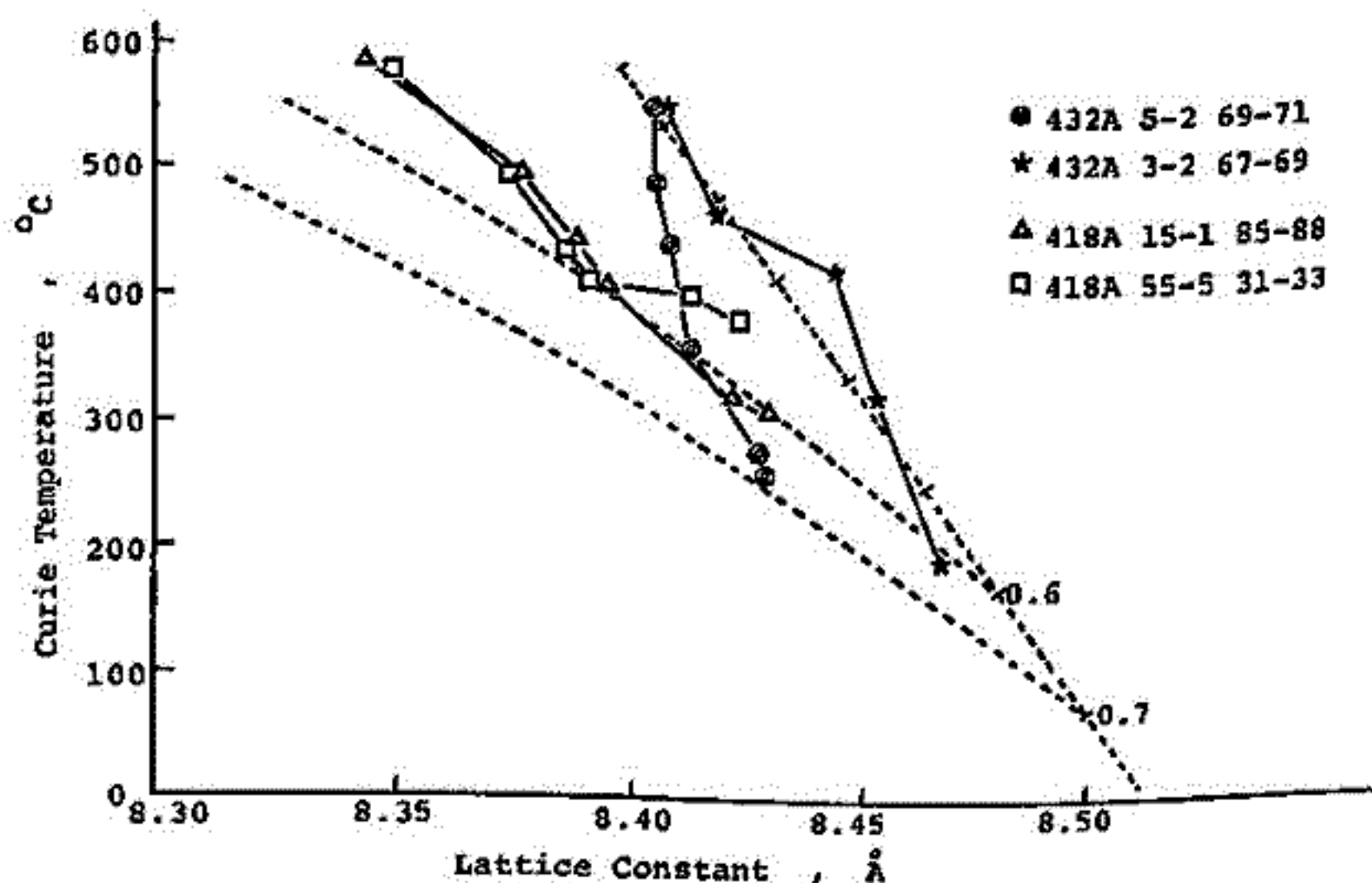
西谷忠師， 浜野洋三， 河野 長
(東大・理)

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選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の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。

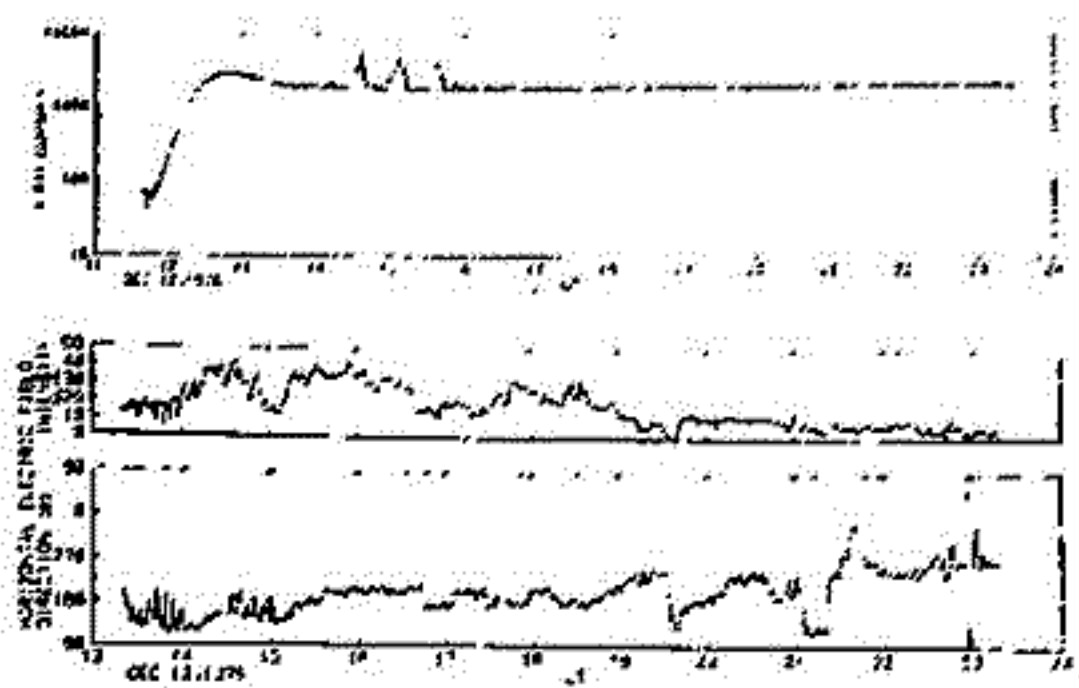
実験の手順としてはまず選出した試料から磁性鉱物をより分け、これを加熱した後キュリー点と格子定数の変化を追うというものである。下にその実験の一つの結果を示しておく。ここでは海底地殻玄武岩として418A 15-1, 418A 55-5を海山玄武岩として432A 3-2, 432A 5-2を取り上げた場合を示してある。酸化される目安として合成試料($x=0.7$ チタノマグネタイトをボールミルしたもの)も共に同一条件で加熱した。この図では加熱時間をほぼ100時間程度とし温度を150, 225, 263, 300, 375°Cと変化させた場合のキュリー点と格子定数の関係を示した。図中にはチタノマグネタイトの x (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 $x=0.6, 0.7$ 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ふことで説明できる。

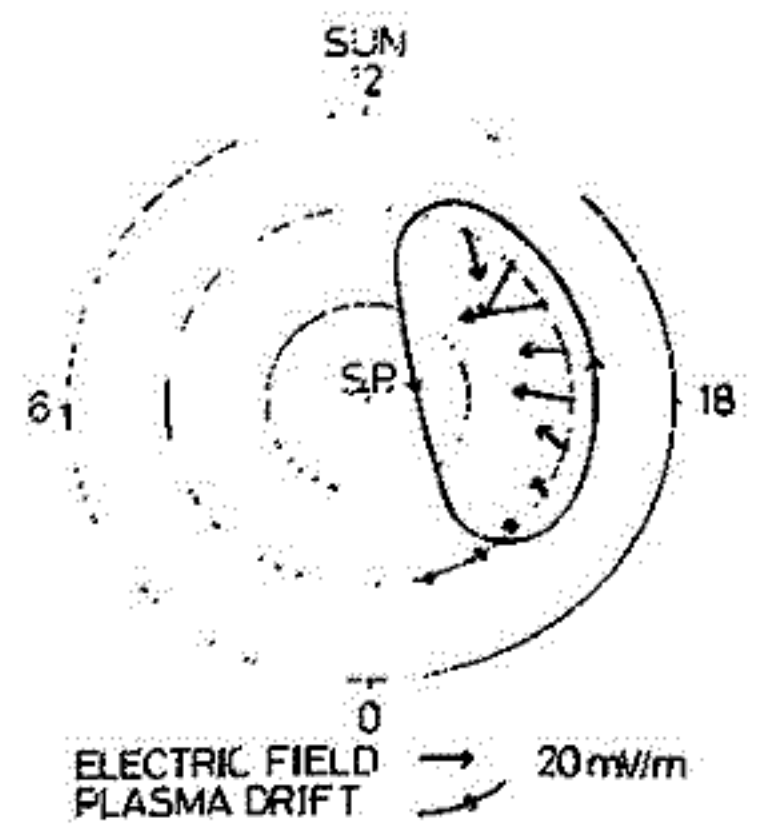


小川俊雄 小玉正弘 福西浩 松尾敏郎 芳野利夫
 (京大理) (理研) (極地研) (京大工) (電通大)

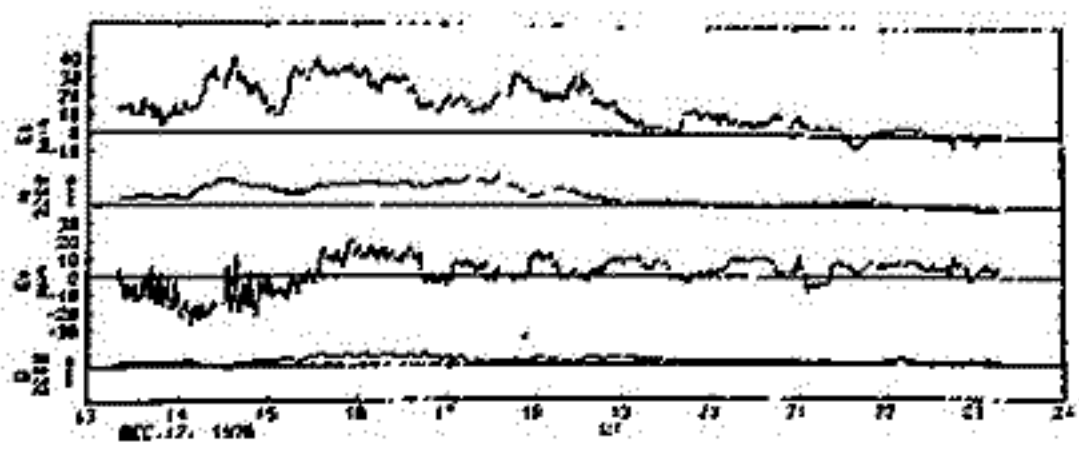
1976年12月12日11時38分UTに昭和基地から5000 m³のプラスチック気球を飛ばし、これに搭載した電場アンテナと、NaI シンチレーションカウンタを用いて、成層圏水平電場と25 keV以上のオーロラX線の観測を行った。その結果を第1図に示す。観測された電場の値は10-40 mV/mで、その方向ははじめ南東から、南、西の方向に回転した。14時頃から振幅約200%の弱いサブストームが発生した。X線はサブストーム中3つのピーク値を示し、第2のピークが観測されたとき、電場ははつきり減少したが、第1と第3のピークには対応する電場の変化はなかった。観測された電場と、昭和基地における地磁気の変化との間には第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、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はなく、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



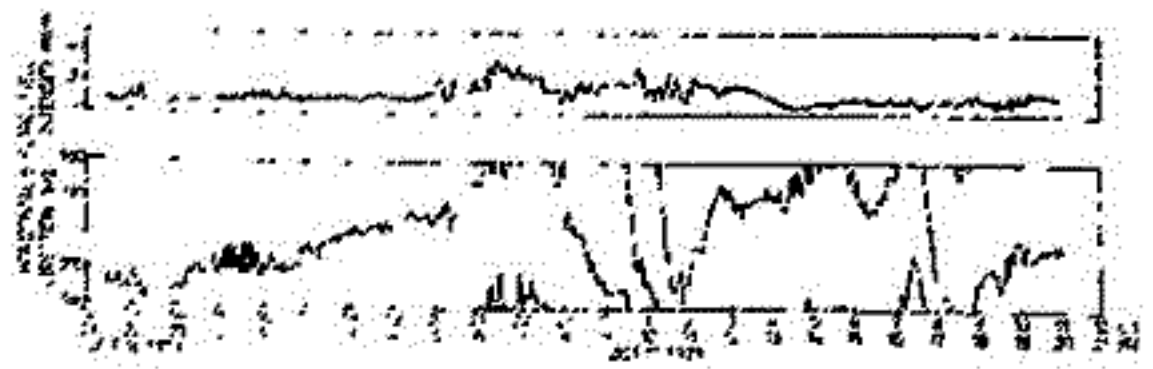
3図 電場の1時間平均値とドリフト系



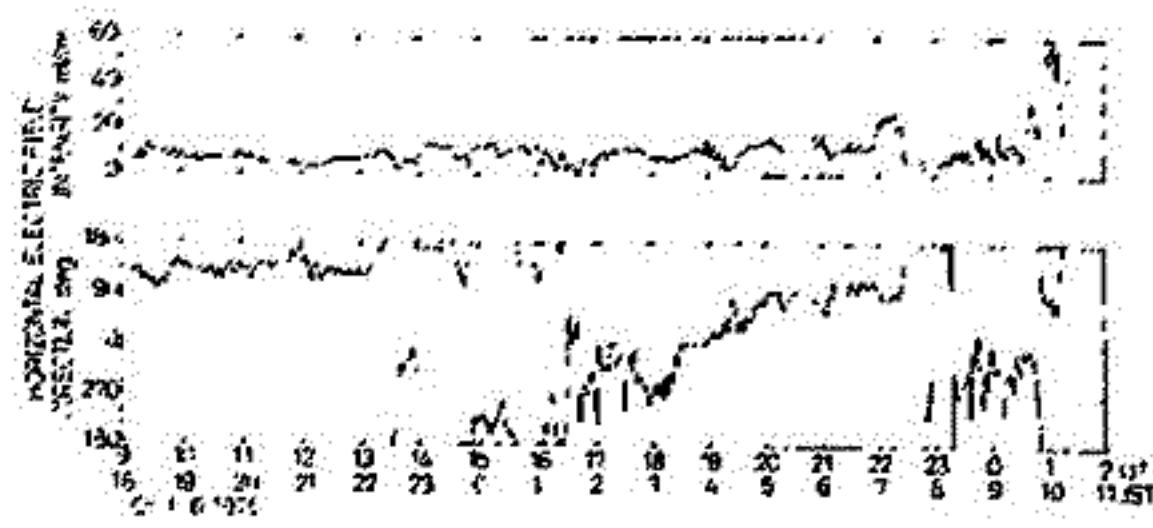
2図 電場と地磁気変化の比較

小川俊雄 安原通博 藤田晃 川本洋人 香西和子
 (京大理) (京都放電) (甲府大理) (京大理) (京大理)

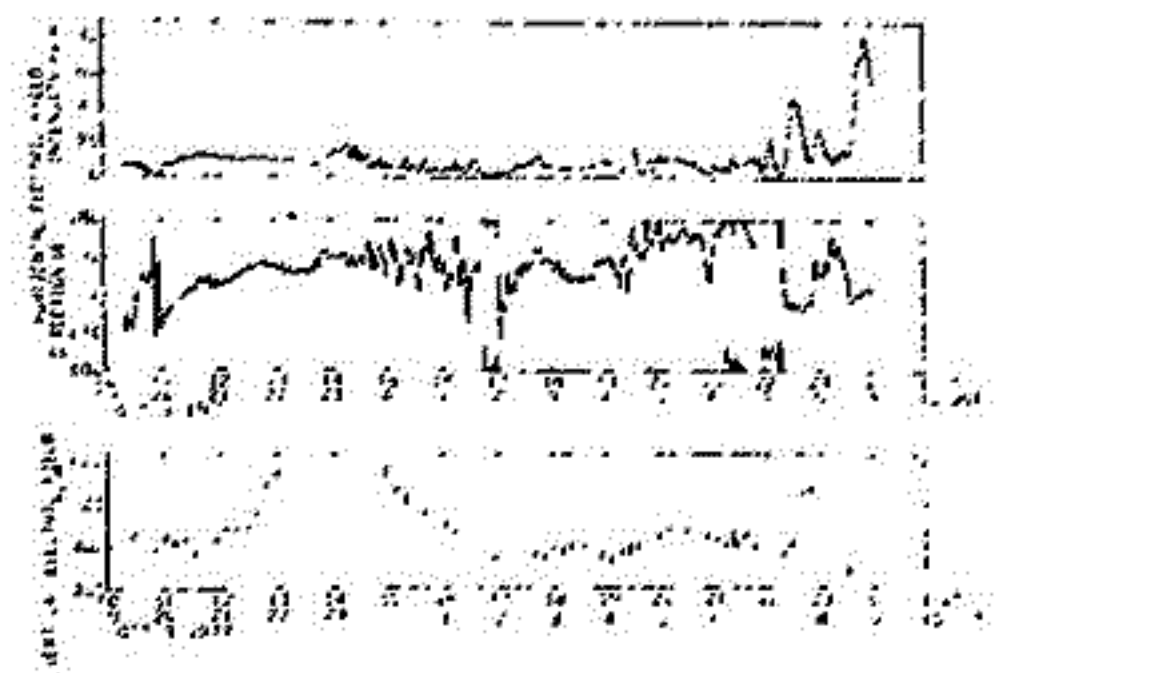
地磁気暴発日変化を説明する S_q ダイナモ電場が実際に存在するかどうか。存在するとすれば、それは S_q ダイナモ説から求めたものと一致するかどうか。また、地磁気擾乱日にはどんな電場が存在するか、等の重要な問題を実験的に検証、説明するため、気球による水平電場の観測を行っている。1973年、1975年、1977年のいずれも10月初旬に三陸基地から放球した5000 m³ のプラスチック気球を用いて、本州から150 km以上東へ離れた太平洋上の成層圏において、半日以上連続観測した。気球飛揚時の天候はいずれも晴天であったが、観測の終りの頃にはくずれる場合が多かった。観測日の地磁気はいずれも乱れていて、直接 S_q 電場と議論するには適さなかつたかも知れないが、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。これらのデータを布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-II66 成層圏におけるシューマン共振の観測

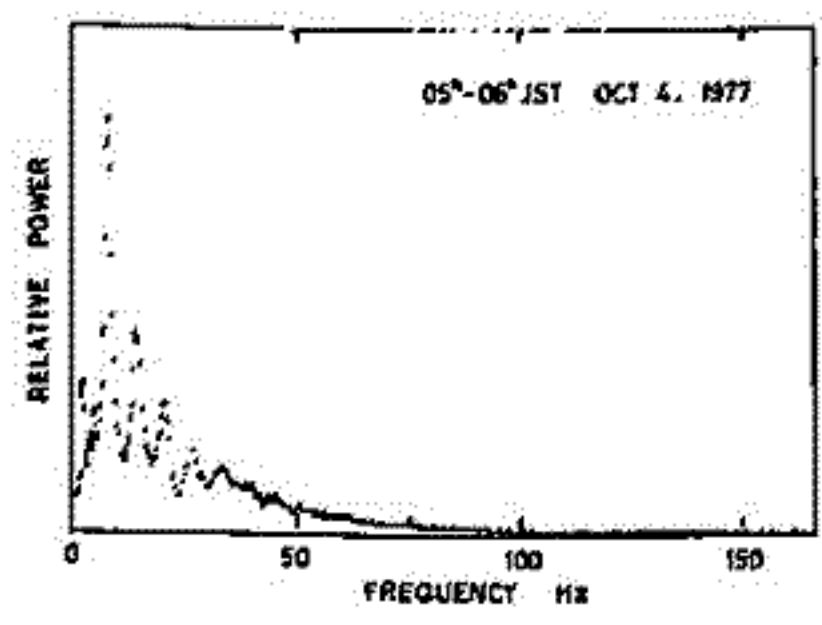
小川俊雄・香西和子・川本洋人 (京大理)
 安原通博 (京都教育大) 藤田 晃 (甲南大理)

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。

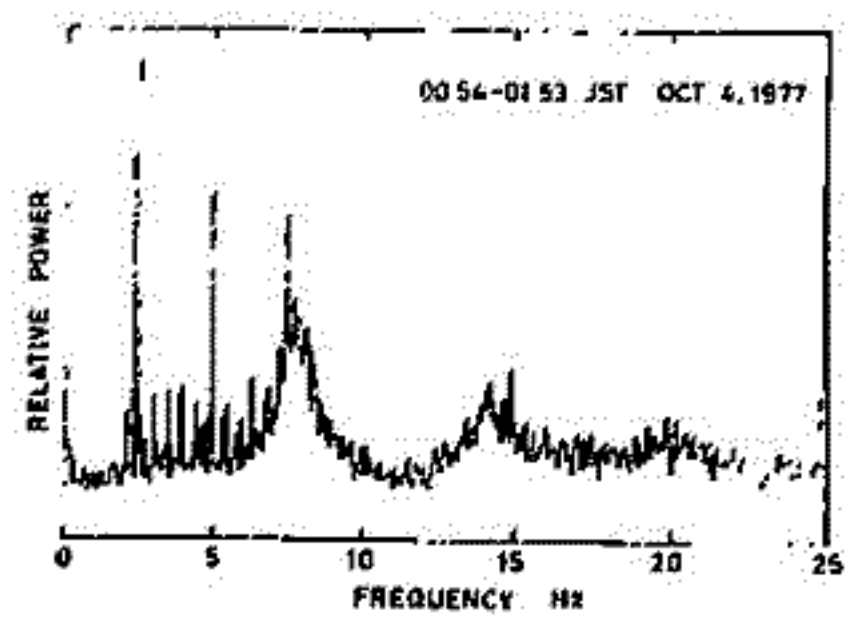
観測には垂直ワイヤアンテナを用い直流成分の観測と共用し、その増巾系統の中間部よりハイパスフィルタを通して交流成分を分離し、さらに増巾を行った。

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悉く消失しており、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)が認められるか、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。

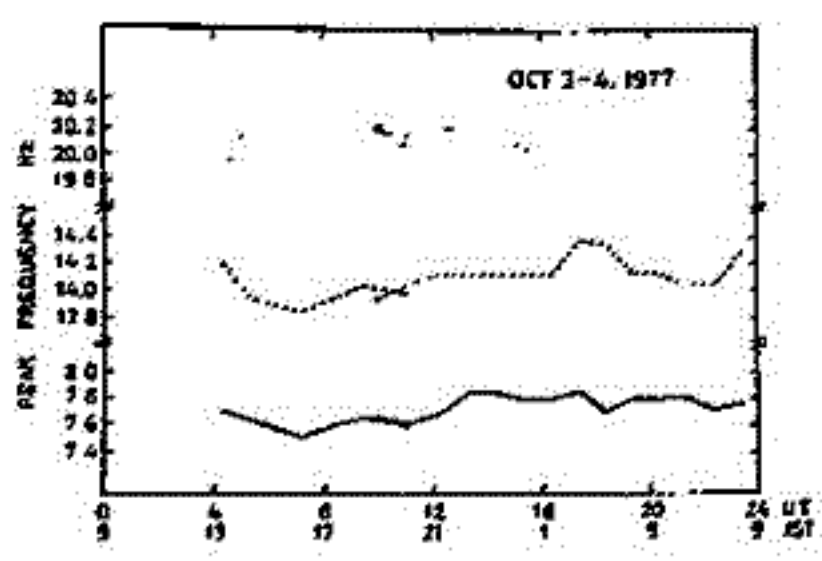
主要モードのみに着目するため解析の周波数範囲を狭めて、25 Hzとした例が第2図であつて、この例では第1モードが双峰型、即ち *line-splitting* を示している。これらの例はいずれも1時間の平均スペクトルであるが、24時間以上におたるこのようなデータから、シューマン共振の主要モードの共振周波数及びピークパワーの日変化をおめた(第3図、第4図)。第4図ではピークパワーの日変化は、汎世界的雷活動の日変化と良い対応を示している。なお観測の始めと終り(ほぼ同時刻)ではそれぞれの値はほぼ一致した。



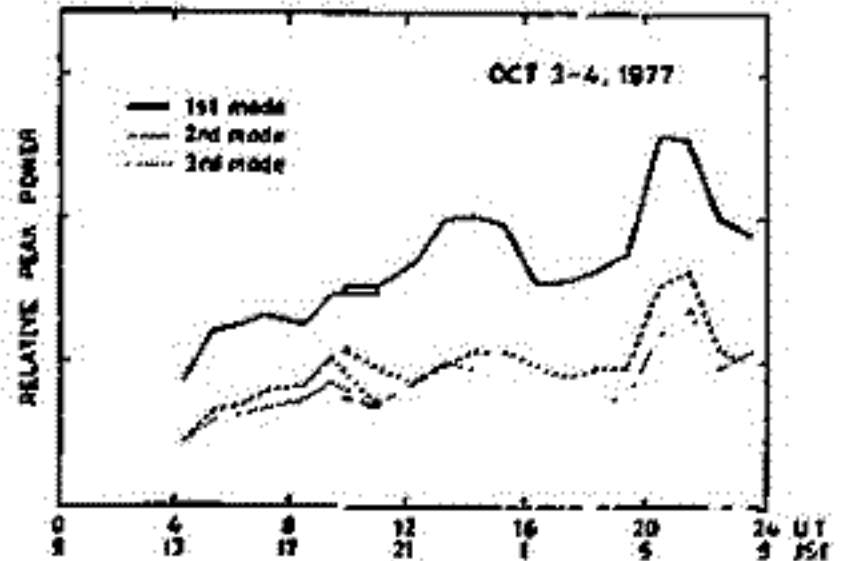
第1図



第2図



第3図



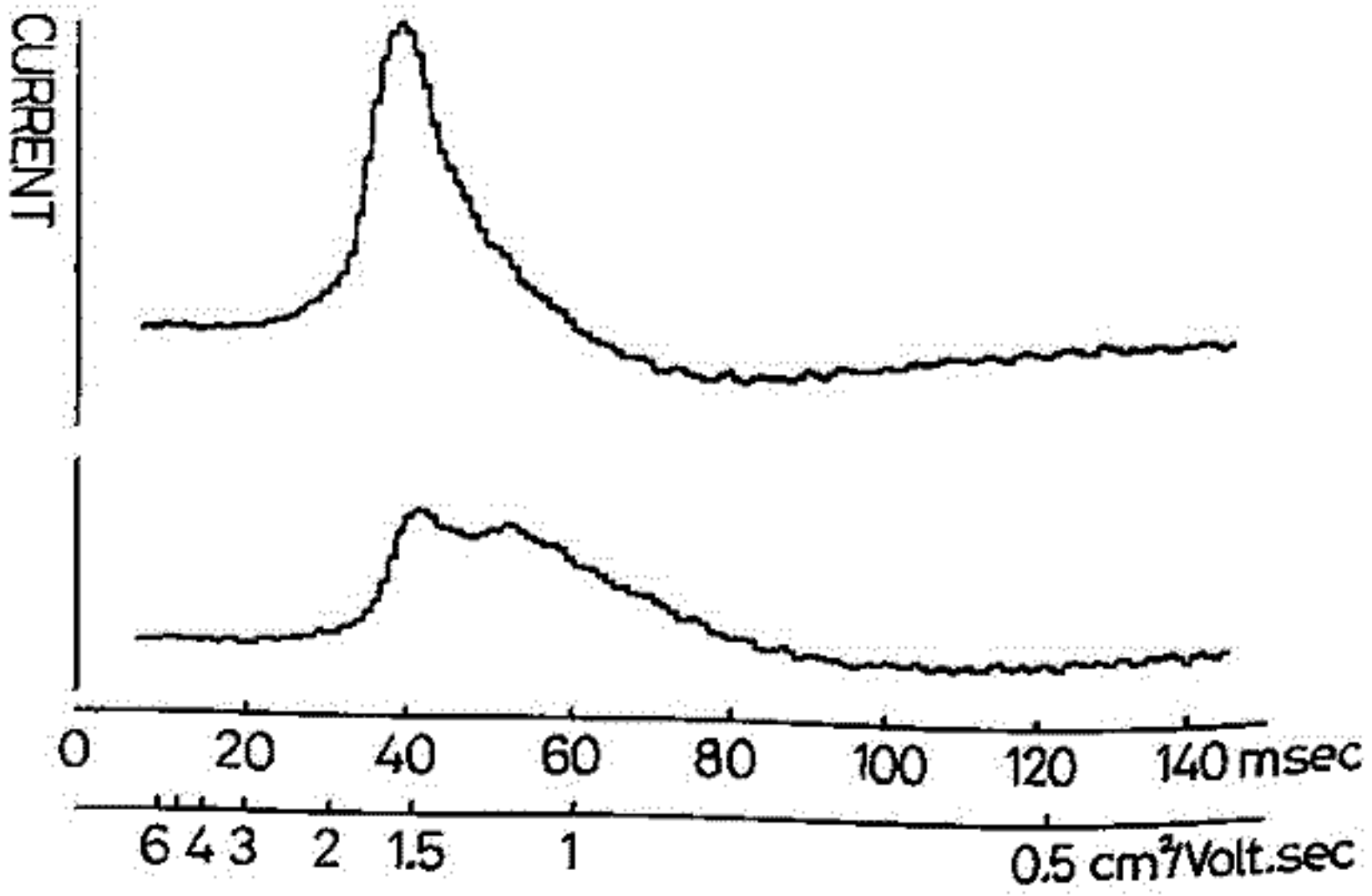
第4図

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」に来ていられると思われる。そこでこれとは全く異なる原理に基づく方法として、ドリフトケ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。現在試作したもので、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のには感度(S/N比)が少し足りないのので、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 $1.18 \text{ cm}^2/\text{Volt}\cdot\text{sec}$ の二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 150.3 grams 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
In	4.16×10^{-2}	3.90×10^{-4}	emu/gm.
Is	0.825	3.88	emu/gm
IR	0.102	0.10	emu/gm
Hc	142.5	170	Oe
HRC	800	660	Oe
Kp	2.875×10^{-5}	2.25×10^{-5}	emu/gm/Oe

隕石自然残留磁化の安定性

Takesi 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.

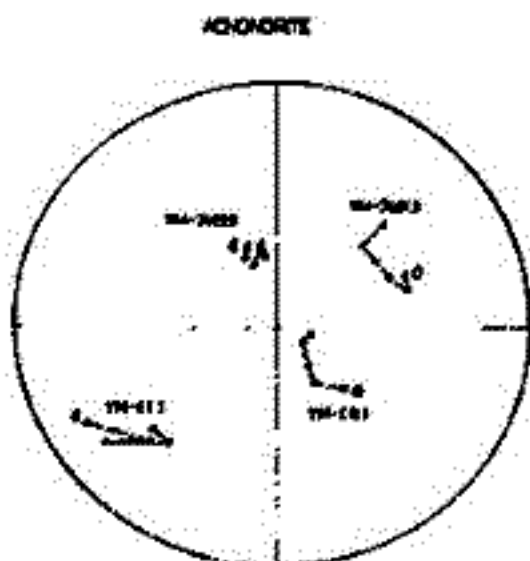


Fig. 1

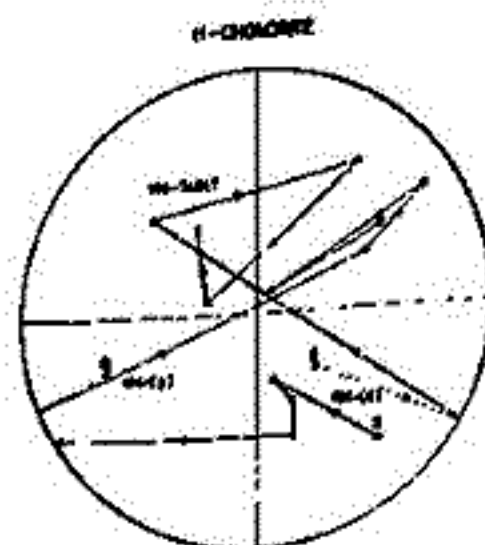


Fig. 2

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.

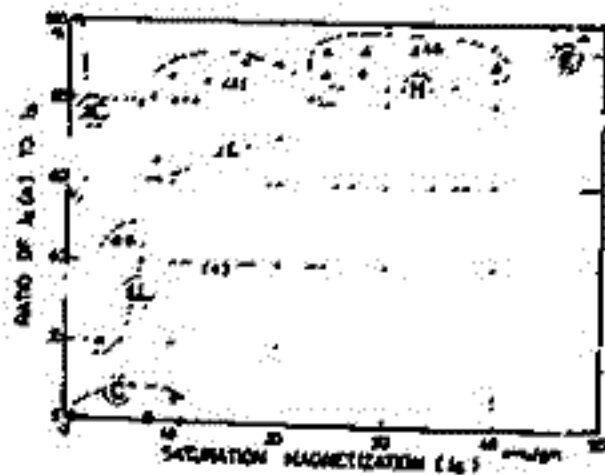


Fig. 1

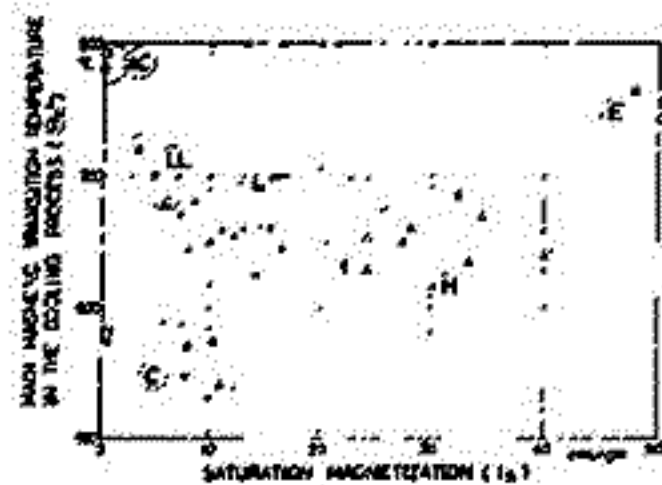


Fig. 2

Takeki 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 Fe^0 -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	finer	breccias
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	③
$\alpha + \alpha_2$	0	0	0	②	0	②
($\alpha + \gamma$)	⑧	⑨	①	0	0	0
γ	0	1	②	0	0	0

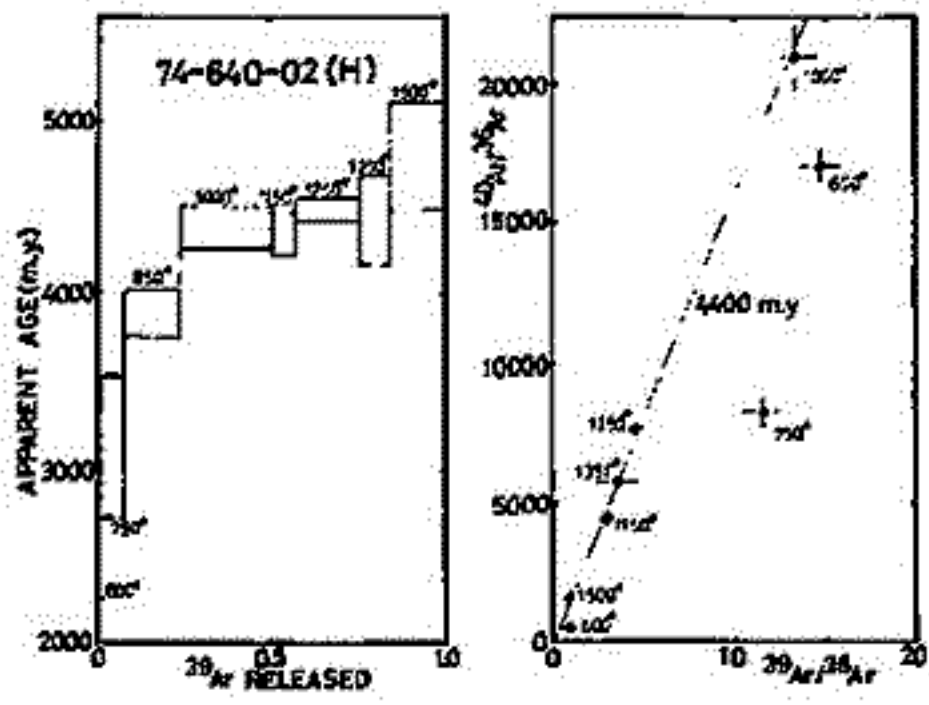
兼岡 一郎・小島 稔・柳沢 正久
(東京大学理学部)

1974年以降に地球大陸で採集されたやまと隕石について $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法を適用して、その生成から二次的作用を受けた年代を測定した。この方法で、段階加熱法を行なうことにより、試料形成後の一部の Ar 損失のあっても意味のある年代を求めらる。

用いた試料は、Yamato 74-640-02 (H5~6), Yamato 74-190-01 (L5~6), Yamato 74-159-01 (Euclite), Yamato 74-097-03 (Diogenite) の4個で、それぞれ 0.5~0.8% 程度の試料を径 10mm 以下の小片にしてアルミ箔に包み、東北大学金属材料研究所附属材料試験室 JMT-R 中で 10^4 mV 程度の遮断電子線照射を行なった。照射電子線強度 47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。

得られたデータから、 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 比と $^{39}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 比を用いて 15% 程度の Ar 損失を補正し、大気 Ar の影響を考慮できる。宇宙線生成 (Cosmogenic) Ar とは ^{39}Ar 捕獲 (Trapped) Ar と $(^{39}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{cosmogenic}} = 1.5$, $(^{39}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{trapped}} = 0.15$, $(^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{cosmogenic}} = 0.15$, $(^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar})_{\text{trapped}} = 0.5$ の値を用いて補正した。λK の衰変定数として、 $\lambda_K = 4.962 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$, $\lambda_{\text{atm}} = 0.581 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$ と $K/k = 1.167 \times 10^4$ (atomic) (Steiger, Jäger, 1977) を用いた。年代は、 4.5 b.y. (1 b.y. = 10^9 年) 程度の年代を示す。結果は約 0.1 b.y. の精度を示す。

右図に示されるように、Yamato 74-640-02 は段階加熱による年代を示す。高温になるほど年代が若くなる。1000~1500°C で $4.4 \pm 0.07 \text{ b.y.}$ のプラトー年代を示す。この温度範囲で全体の約 60% の 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、古い衰変定数 4.5 b.y. に相当する年代を示す。Steiger の報告した地球の Ar 損失定数を用いると、 4.5 b.y. 程度の年代を示す。隕石は太陽系物質の生成年代は結果は約 0.1 b.y. の精度を示す。



Yamato 74-190-01 は、上試料と同様に Ar 年代パターンを示し、600~850°C で全体の約 40% の Ar を抽出し、 $0.36 \pm 0.02 \text{ b.y.}$ の年代を示す。より高温では 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 chondrite について K-Ar 年代測定結果を示す隕石同士の衝突の後に形成された二次生成物としての生成時期と考へるの必要である。

Yamato 74-159-01 は、700~1250°C の範囲で全体の約 60% の Ar を抽出し、 $4.0 \pm 0.05 \text{ b.y.}$ のプラトー年代を示す。また高温では約 4.9 b.y. の値を示す。このことから、この Euclite の母天体上で何らかの二次作用を受けたことを意味している。若くは平均的 Euclite の Protonite (Euclite) の同様の年代を示すことから、これらの隕石は共通の母天体から形成された可能性がある。

Yamato 74-097-03 は含有量の約 50% 以下の Ar を抽出し、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 achondrite の一種である 2個の Nakhchitanite が報告されている。

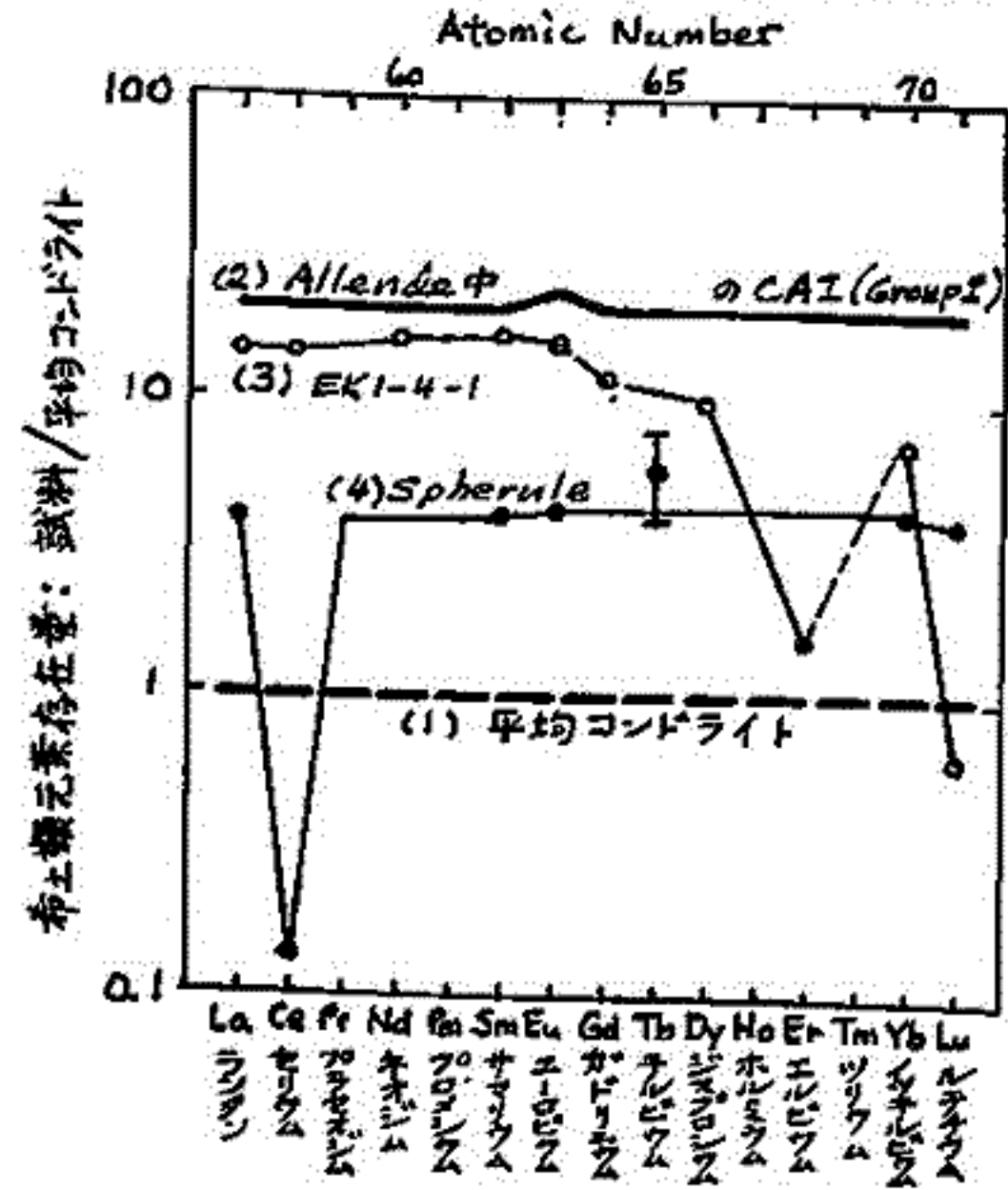
長 沢 宏
学習院大・理

57番の a にはいる157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遷移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個のイオンとして行動する。希土類元素の3個のイオン半径は、 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個になりやすいユーロピウム (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しく異なった揮発性を示すことが期待される。

Allende イン石中の Ca, Al に属する 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出来る。



四・1 種々の宇宙物質中の希土類元素存在度のパターン。

- 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 に属する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凝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 EK-1-4-1 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相が凝縮した後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) 動惑星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

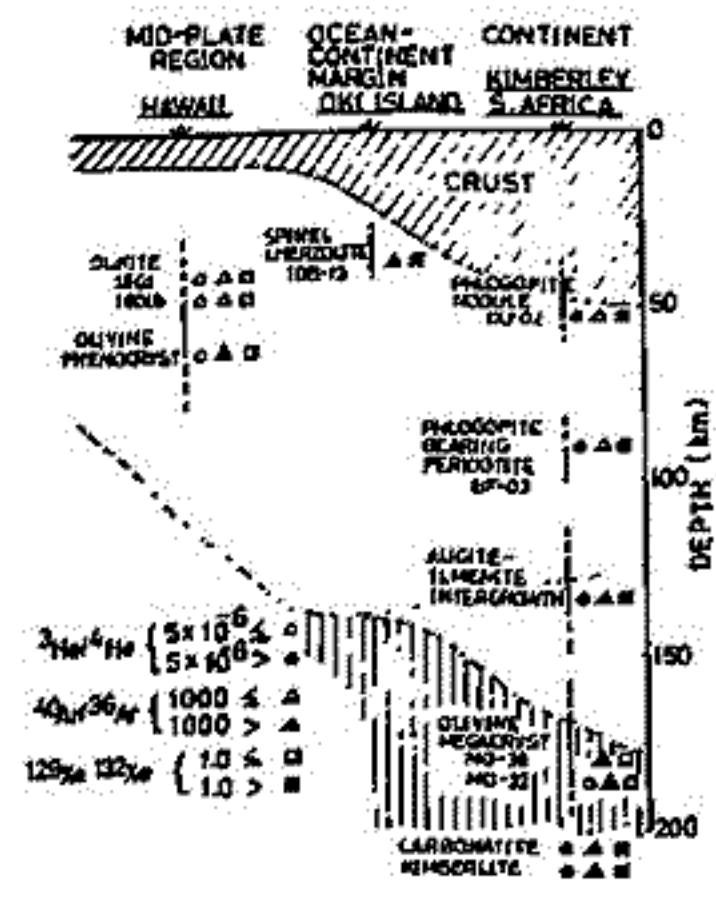
兼岡 一郎・高岡 宣雄・青木 謙一郎
(東大理) (阪大理) (東北大理)

地球物質中の希ガス同位体組成について、始祖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桁大きい値を示すHeなど、マントルに起因すると思われる希ガスや火山ガス伴う希ガスも見られたことから、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の珊瑚礁伴で見いだされ、消滅半衰期(T_{1/2} = 1.7 × 10⁸年)のその原因が不明とされている。このことから、過剰¹²⁹Xeが存在している部分には、y. H. C. のような大気より下位の希ガス組成を示す希ガスが存在していることが推定されている。また、大気中の³He/⁴He比は1.4 × 10⁶であるのに対し、火山ガスや海成ガスなどを含む希ガス組成は、大気中の³He/⁴He比は10⁻⁵程度であり、地球内部の始祖希ガスに属している証拠とされている。

これらの始祖希ガスの分布状態および地球内部の³Ar/³⁹Ar比などを推定するために、玄武岩中の希ガス組成とマントル起源とを比較し、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、深さの差などが調べられるように、試料を選んだ。深さ方向の差をみるために、南アフリカ、キンバーライト中に含まれる超塩基性捕獲岩類、希ガス組成の深さを推定できるものを用いた。またこの地域に大陸の大部分の一部分を代表するものと考え、海洋性地域の試料として、Hawaii島の珊瑚礁、玄武岩中のかんらん石斑岩を用いた。また大陸、海洋地域の境界部分として、陸成島後のスビネルかんらん石の珊瑚礁を用いた。

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深部過剰¹²⁹Xeの存在を示し、³He/⁴He比は(6~7) × 10⁶で大気中のHeの値より高い。海成希ガスの組成とほぼ同値である。³Ar/³⁹Ar比は、比較的浅い部分より高くなり、深部では1000を越える。150~200 km程度の深部の試料では1000以下になる。これは、希ガス組成の同位体組成を合わせて、深さ方向の差を調べ、深さ方向の差を示している。

Hawaii, Hualalaiの9Vかんらん石伴、2個の試料について、過剰¹²⁹Xeの存在を示し、³He/⁴He比は~1.4 × 10⁵となる。これはKilauea, Kapoho lava伴のかんらん石斑岩と過剰¹²⁹Xeの存在を示す、³He/⁴He比は~2.5 × 10⁵となり、2桁より前の値より大きい。Craigらも測定したKilauea火山ガス中の³He/⁴He比は~2 × 10⁵と高い値を示すことが考えられる。相対的に高い³He/⁴He比は現在Hawaiiの希ガス組成のマントル起源の特性を示すと考えられる。これは海成と推定されていることも考えられる。陸成島後の試料について、希ガス組成と過剰¹²⁹Xeの存在は一致を示さなかった。希ガス同位体組成に関して、マントル最上層部分では地域的な不均一性が推定される。



高岡宜雄*, 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, ダ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。これをたしおめるために, 約5gのダイヤモンドを1mm以下に砕き, 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。黒色不純物と含まないダイヤモンドからの希ガス放出パターンは, 併に得られた結果と一致し, ダ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伴っ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は希ガスを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, 大気と比して極端な He 濃縮, Ne の不足 および Xe の濃縮がみられ, このパターンが意味する所は今後の研究を得ればおぼろしいが, 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球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一試料に比べて, 2.2倍高く併の結果と一致する。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 比のうち最も高く, ダ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を併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か (Table 1), Xe 量がさういふ微量 ($\sim 1 \times 10^{-10}$ cc/g) で, 同位体比の測定誤差が大きくなり, 誤差を考慮すれば, 大気 Xe の値に一致する。

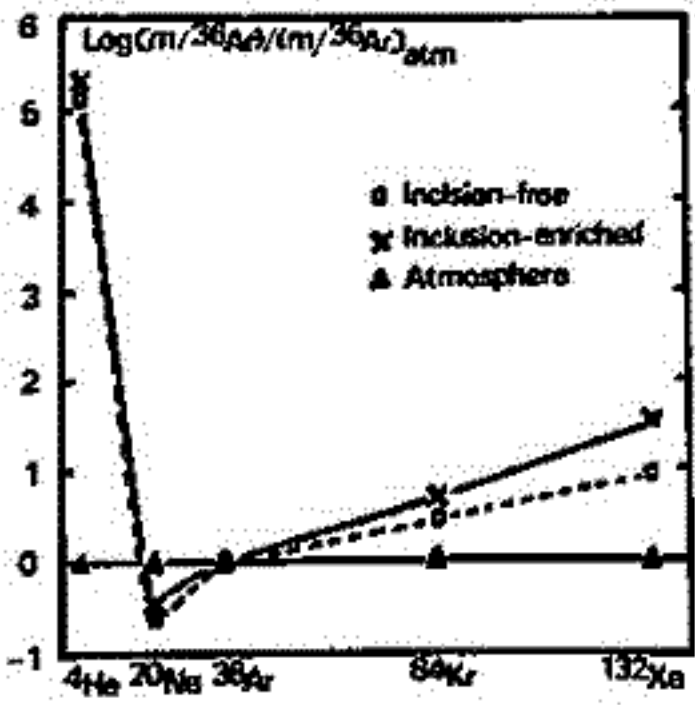


Fig. 1 Elemental abundance pattern of rare gases in diamond

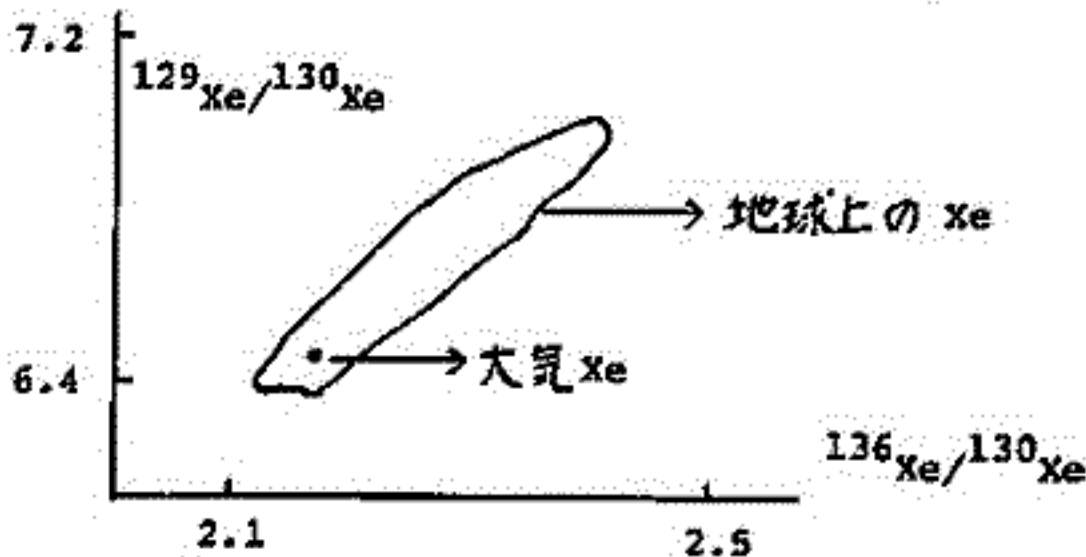
Table 1. Isotopic ratios of rare gases in diamond

	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2回講演予集 P152 (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、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 $(^{129}\text{Xe})^*$, $(^{136}\text{Xe})^*$ 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、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。

$$\frac{\left(\frac{^{129}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_E - \left(\frac{^{129}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_A}{\left(\frac{^{136}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_E - \left(\frac{^{136}\text{Xe}}{^{130}\text{Xe}}\right)_A} = \left(\frac{^{129}\text{I}}{^{244}\text{Pu}}\right) \cdot e^{(\lambda_{244} - \lambda_{129})\Delta} \cdot \left(\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{SF}}\right) \cdot \frac{1}{Y_{\text{Pu}}^{136}} \dots (1)$$

ここで $\begin{cases} \lambda_\alpha, \lambda_{SF} & : ^{244}\text{Pu} \text{ の } \alpha\text{-, SF fission - 壊変定数} \\ Y_{\text{Pu}}^{136} & : ^{244}\text{Pu} \text{ からの } ^{136}\text{Xe}\text{-yield} \\ \Delta & : \text{地球形成から脱ガスまでの時間間隔} \end{cases}$

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。

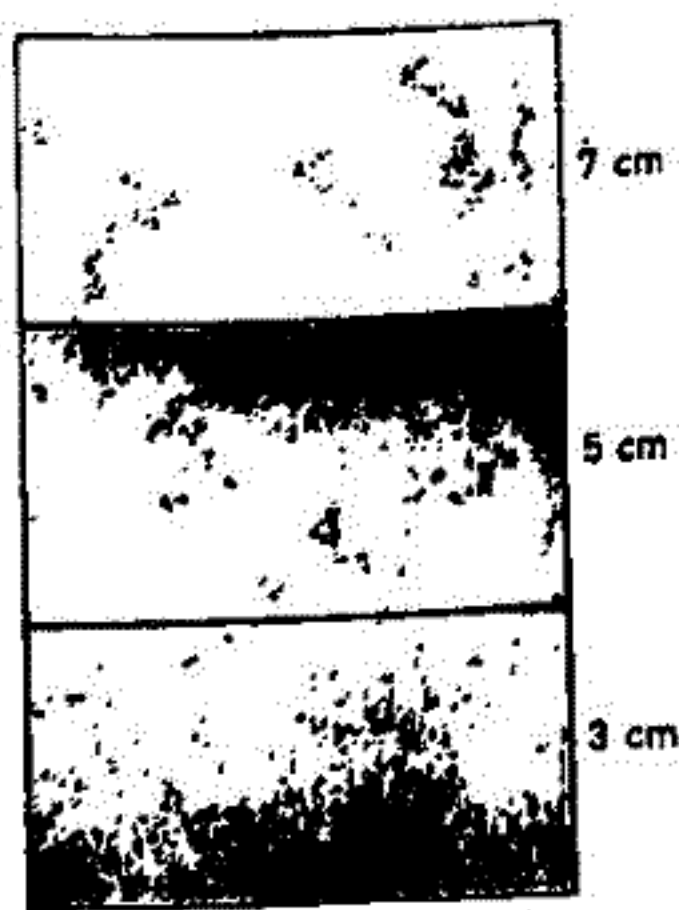
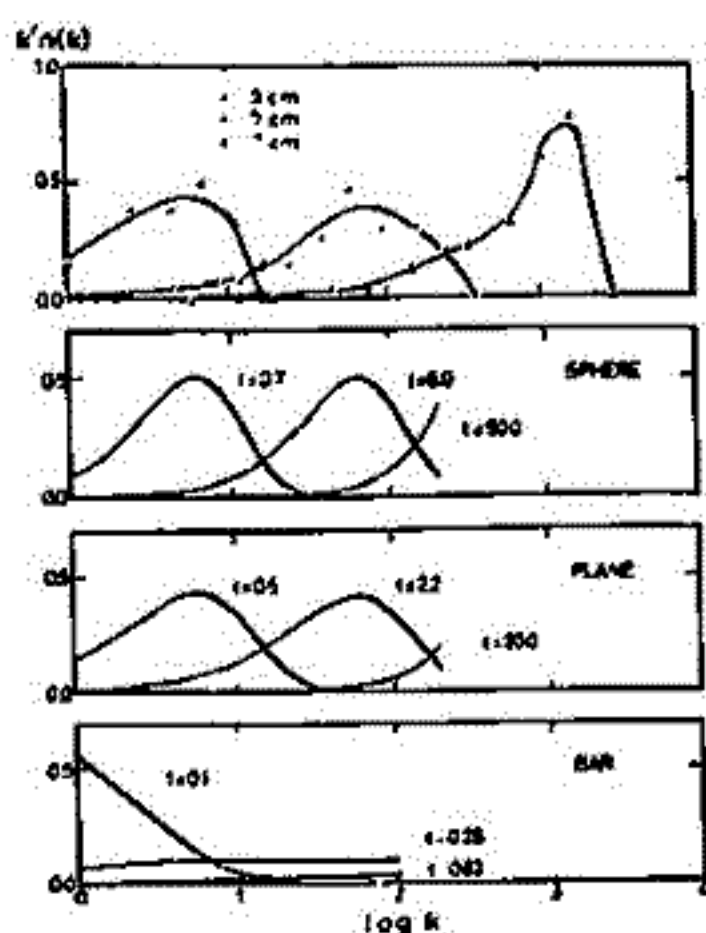
この結果は、初期脱ガスを示し、Ar 同位体比からの推論と調和する。

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 (grain) 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、データの整理について述べる。

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、電子顕微鏡撮像を行なう。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。 $(\Delta y/a \approx 0.1)$ 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、 $\Delta(\log k)$ 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 $kf(k)$ 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存している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。

アレーニウス等は見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。彼等のモデルを検証するための室内実験をCdTe, Hg, Zn, マグ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に移動する事は(図3)、低温吸着等によりルーズな場所に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、熱的に安定な場所に再分配される事を意味すると思われている。

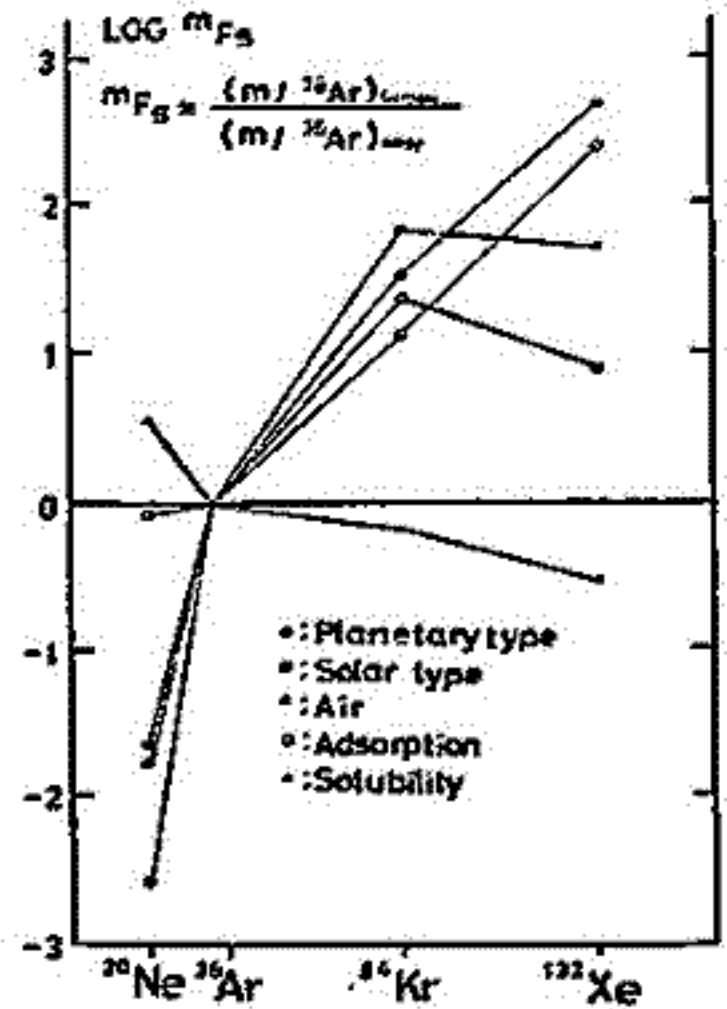


図. 1

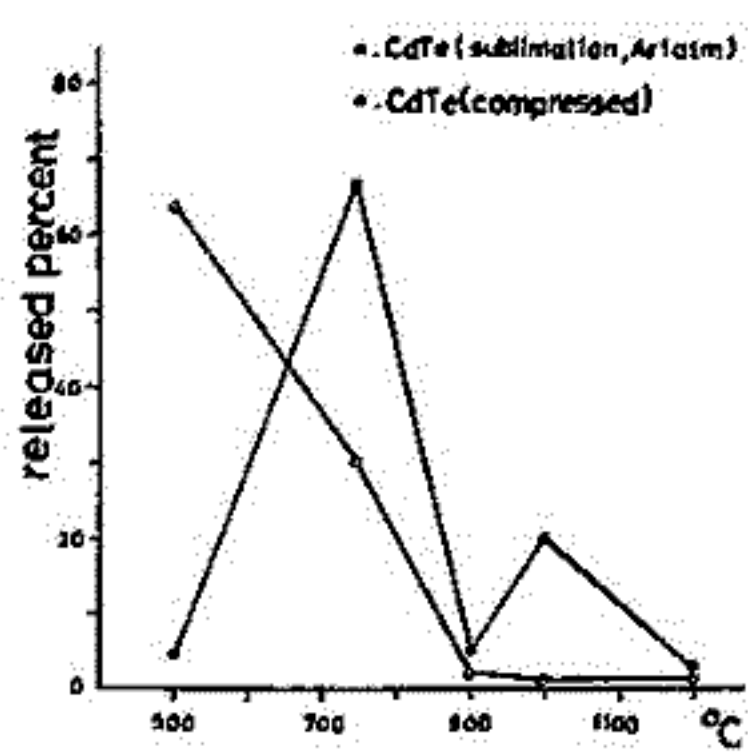


図. 3

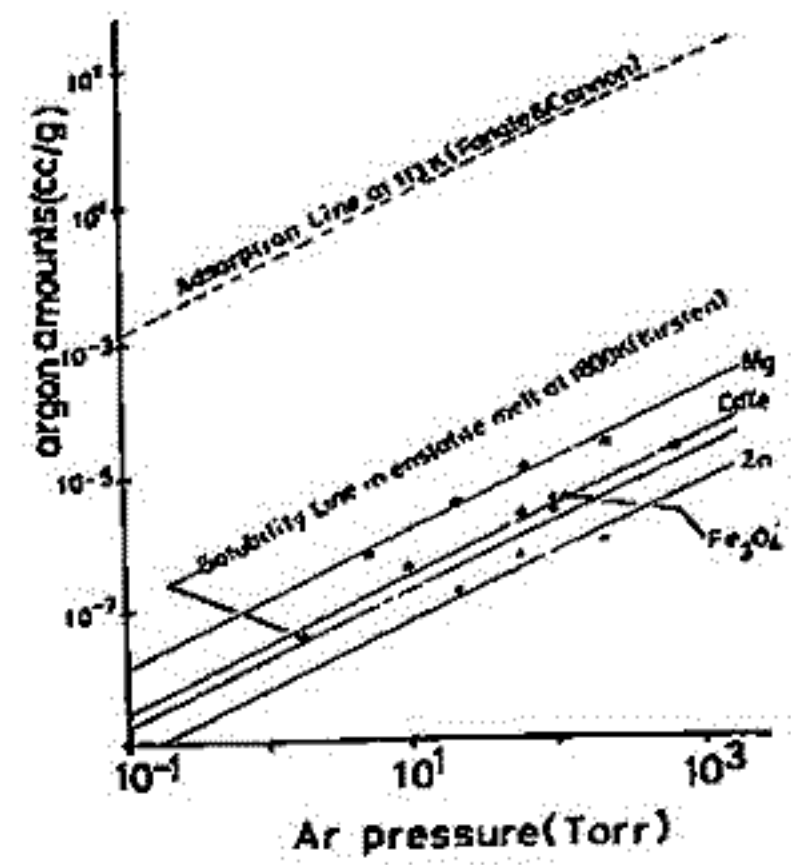


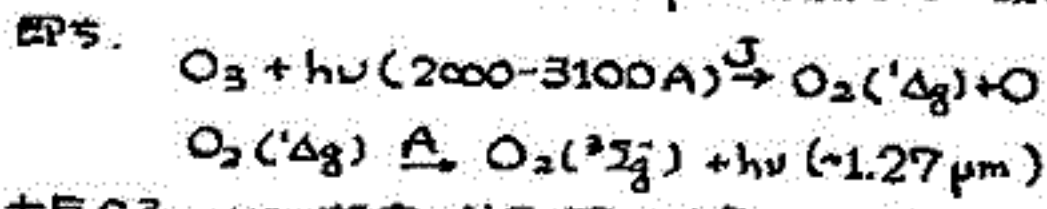
図. 2

大気光の観測 — 中間圏オゾン密度分布 —

牧野忠男・関口克之(立教大・理) 山本博聖(東大・理)

中間圏上部のオゾン密度の観測は、観測例が極めて少なく、特に80km付近の上空の高度分布は不確定である。高緯度地方では例え Evans と 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、季節変化も 80~90km の 22ヒューズとともに、不明な点が多く残されている。中緯度では、図1の観測は Evans 等の1例しかなく、今後、数多くの測定が期待されている。今回、我々は内海(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 J 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) は衝突の項をあらわす。

1977年9月15日薄明時(太陽高度 93°)に内海で打上げられた S-210-12号機で O₂(1.27μm) の観測を行った。O₂ 上昇中の観測は順調であったが、下降時は、太陽光の侵入などにより、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。内海で得られている Watanabe and Tohmatsu (Solar UV 測定法) とよく一致している。また高度80-90km ではオゾンの密度は概して $\sim 4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ であった。

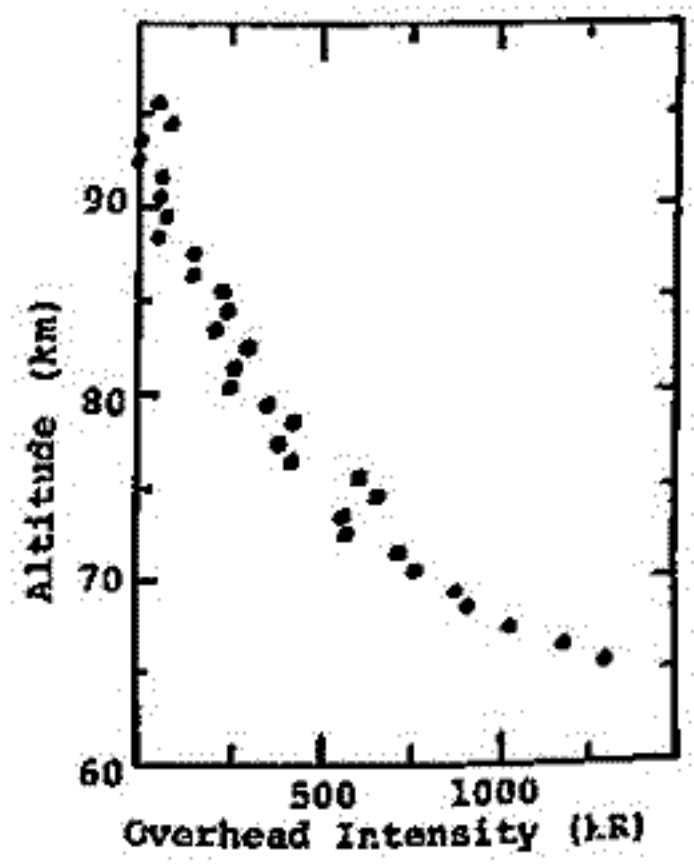
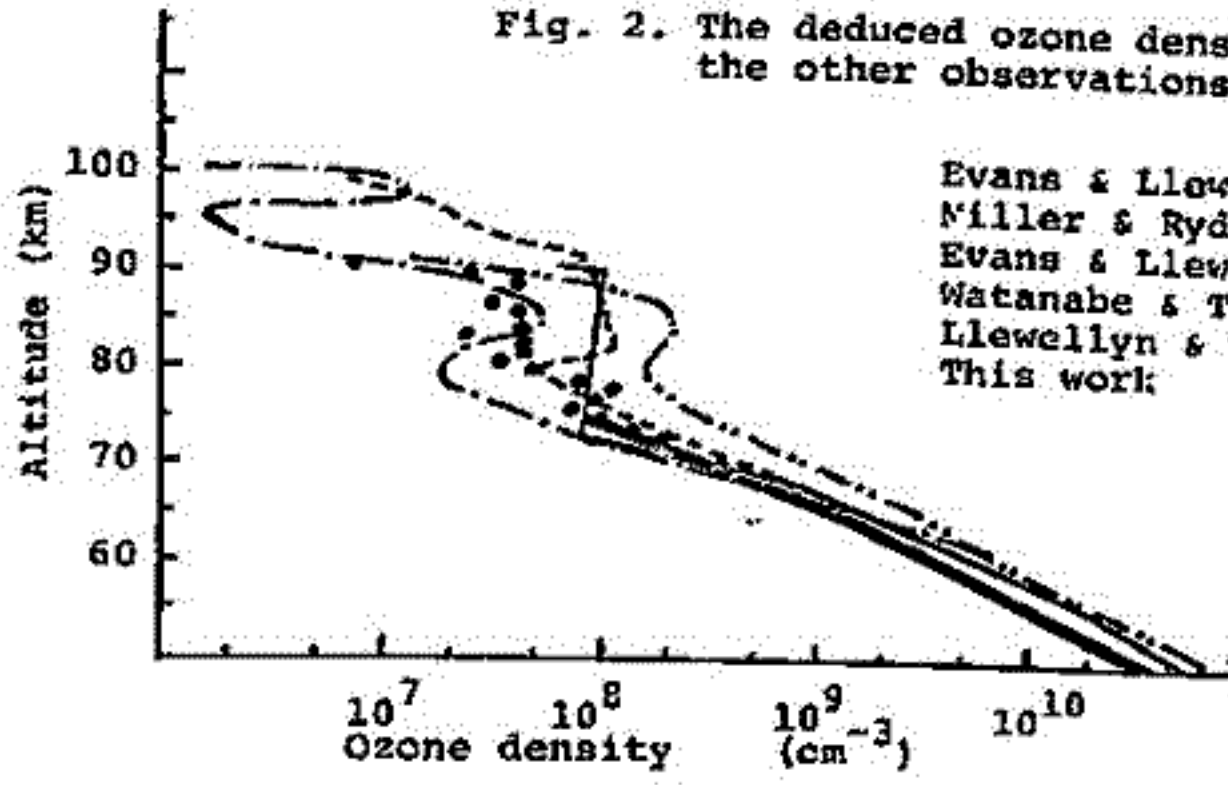


Fig. 1. The 1.27 μm oxygen apparent emission rate observed at the zenith direction.

Fig. 2. The deduced ozone density, compared with the other observations.



Evans & Llewellyn ('70)	75.5°	32.4N	Oct. '66
Miller & Ryder ('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

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けられた。その観測原理は、大気に入射する太陽紫外線中レイリー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 それら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 n_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、裾の切れがわるいため、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。

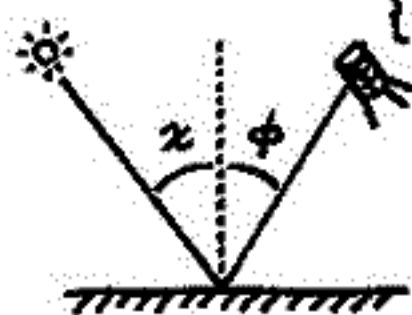
(3) ところで、対流圏から反射されてくる光は オゾン層を貫いているので、オゾン全量の推定に使えるはずである。ここでは 雲^{cc}によるコンタミが問題となるが「2波長(以上)同時観測により (3100Åと3300Åのペア、ないしは より長波長側) 雲や地表による反射が除け オゾン全量の推定が可能である。その精度は 測光の精度くらいまで良くできる」ことを 数値計算により確かめた。^{**)} この結論をTAIYO衛星のデータに応用したが、それによると 全オゾン量の 経度で40~50°のスケールの空間変動らしいものが見られる。

(4) この種の光学観測には 視野走査と波長走査があるが、同一視野について同時に測定を行える 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。

* ① $\cos\theta \frac{dI}{dz} = -(\sigma_R n_M + \sigma_O n_{O_3}) I + \int \frac{3}{16\pi} (1+\cos^2\theta) \sigma_R n_M I d\Omega$ **)

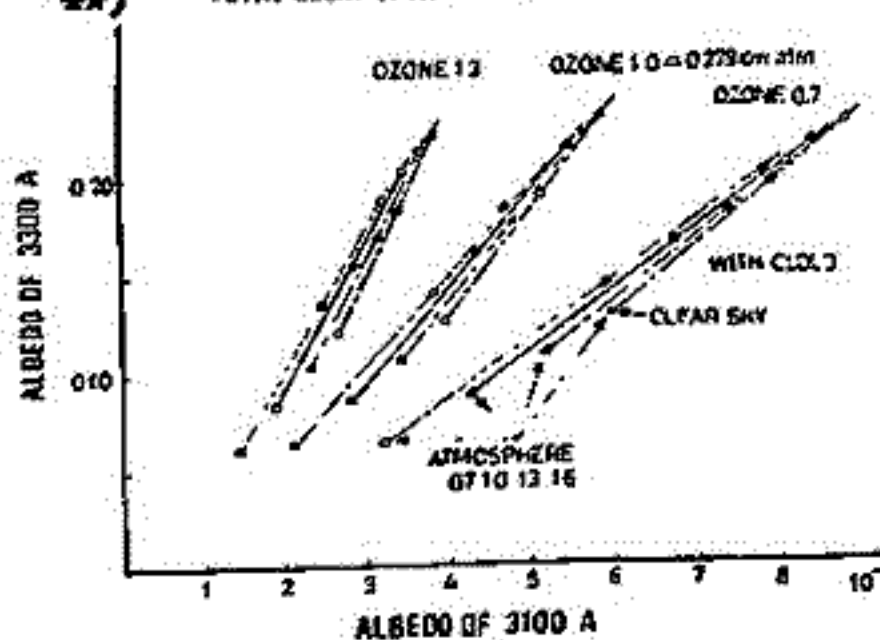
② $I^{\uparrow}(z=\infty) = \int_0^{\infty} \frac{3}{16\pi} (1+\cos^2\theta) \sigma_R n_M(z) F^0 e^{-\tau(z,z) - \tau(\phi,z)} dz \cdot \sec\phi$

③ $I^{\uparrow}(z=\infty) = \frac{3}{16\pi} (1+\cos^2\theta) \sigma_R n_M(z_0) F^0 \cdot H_3 \Gamma(r) \sec\phi \times \left\{ \sigma_O n_{O_3}(z_0) (\sec\chi + \sec\phi) H_3 \right\}^{-r}$
 $r = H_{O_3}/H_M$



②は $\leq 3000\text{\AA}$ で正しく、③はさらに定 τ -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、広野求和 (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、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、前回はレーザーによる成層圏オゾン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6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続けてきた(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(20 mrad)が大きいため、そのままSHGに用いることは不適当である。そこで、これを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250 nsec、波長295 nm、最大出力4 kW (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(4.6 mrad)が大きいためである。増幅後のビームの拡がり(13.5 mrad)は発振段のそれの約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15倍となり、十分に比例して増加した。

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、ビームを短くした共振器でビームの拡がり0.8 mrad以下、変換効率8.3%のレーザーを得ているが、実用化するには出力の向上と安定化が必要である。他に、diffraction limitedのビームが得られるunstable resonatorや、発振段だけFLP common laser方式で励起する方式も検討中である。これらの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. Chauv and J.E. Blamont: Nature 329 329 (1999)
 2) 内野, 前田, 宮副: 地球環境科学 2 83 52 秋 講演集 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51巻 P.119 (1978)

表1

	発振段	増幅段 I	増幅段 II
セルの内径と長さ 集光鏡 Rh 69濃度(エタノール溶液)	5mm 33cm elliptical 8x10 ⁻⁵ M/l 発振波長 590nm スペクトル幅 3Å パルス中 500 nsec	7mm 37cm elliptical 5x10 ⁻⁵ M/l Small signal gain 14 Saturation power 110 kW/cm ²	11.5mm 37cm quadruple elliptical 5x10 ⁻⁵ M/l Small signal gain 5.1 At 12.5 kW/cm ² saturation 見出しなし

図1

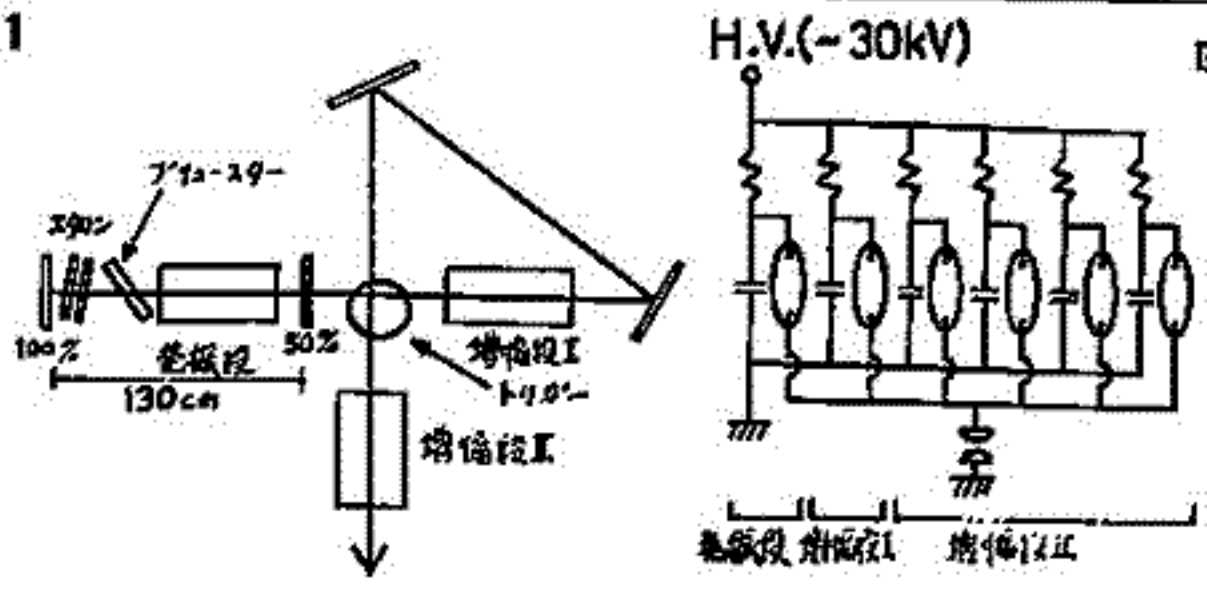
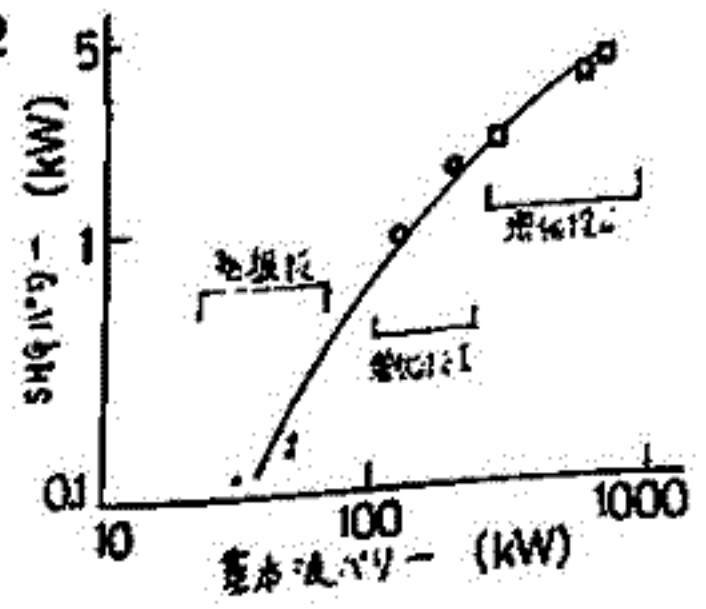


図2



鷲坂修二, 三島靖, 井上英, 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を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る大気の構造は, 湿度を考慮せず, 分子量一定の理想気体と仮定すれば, 大気Topみりの深さ($g\text{ cm}^{-2}$)の肉致としての気温 T_y (°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 $I(E_\mu > E_{\text{threshold}})$ の変化のみ, それぞれの大気効果が求まる。

I. 気圧効果

$$\beta = \frac{\Delta I}{I \Delta y_0}$$

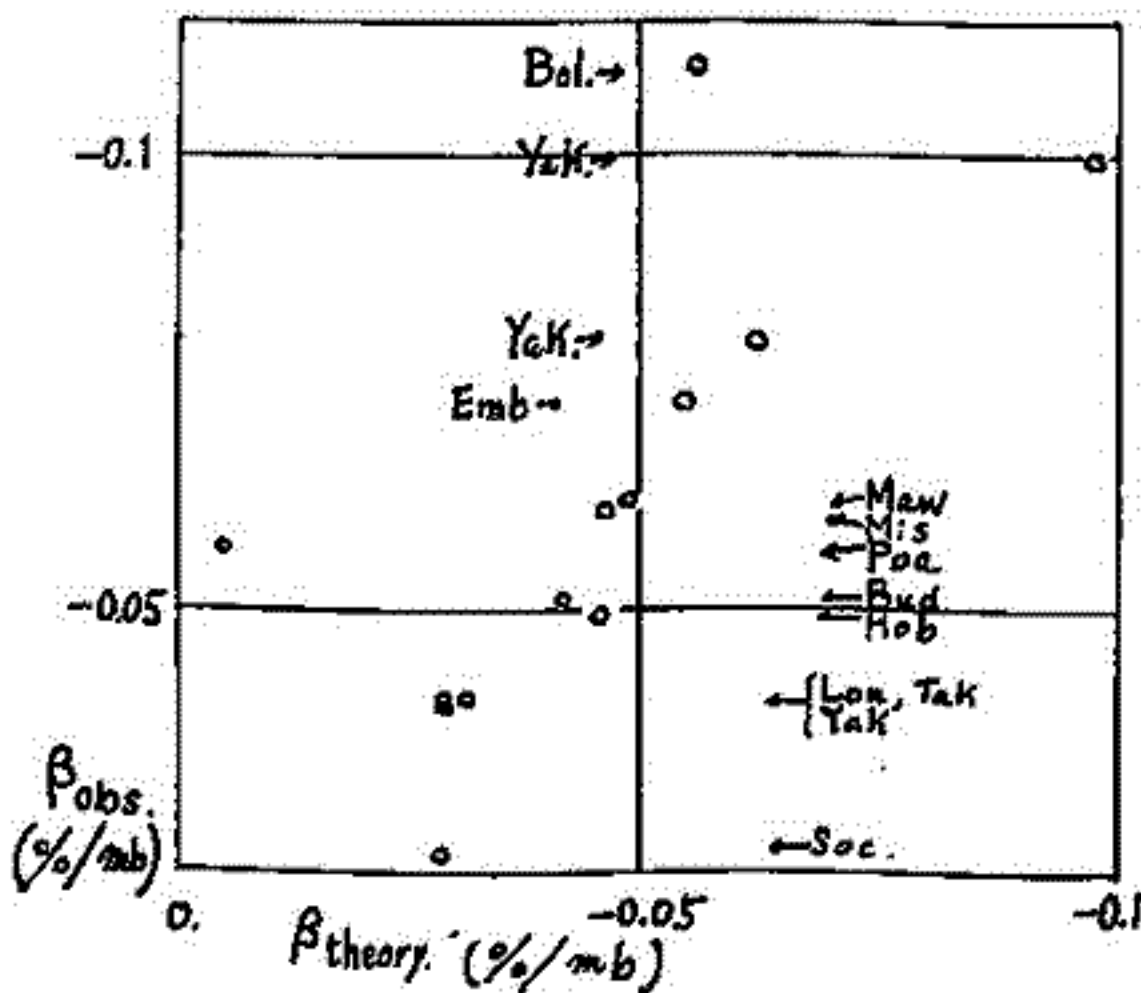
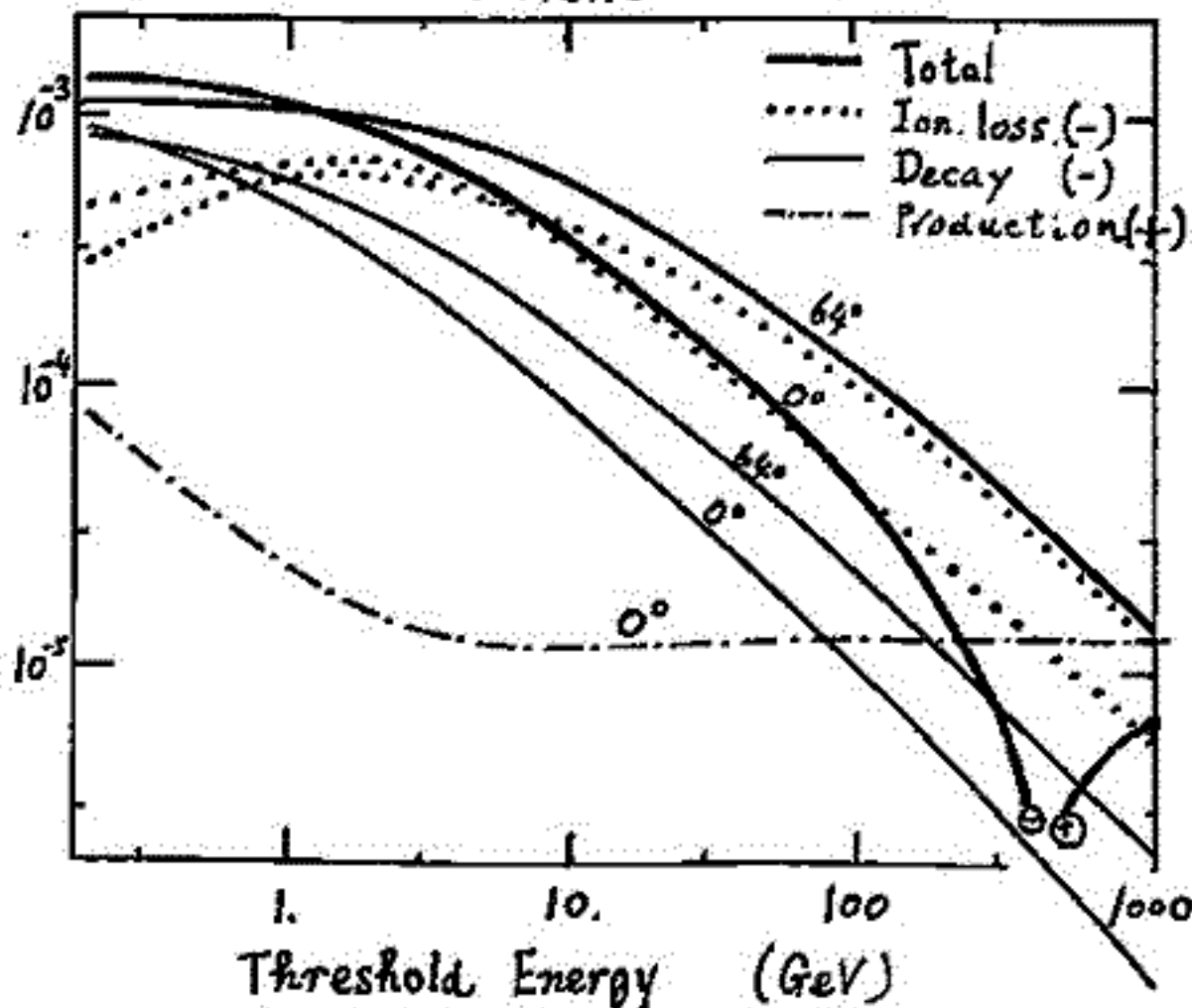
$$\frac{\Delta I}{\Delta y_0} = - \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \frac{m_\mu}{z_\mu \beta_\mu} D(E, y_0) dE - \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \mu_{\text{prod}}(E, y_0) dE$$

第1項は, μ -e Decay, 第2項はEnergy lossによる E_{th} 以下への離脱分で, 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, Respons 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

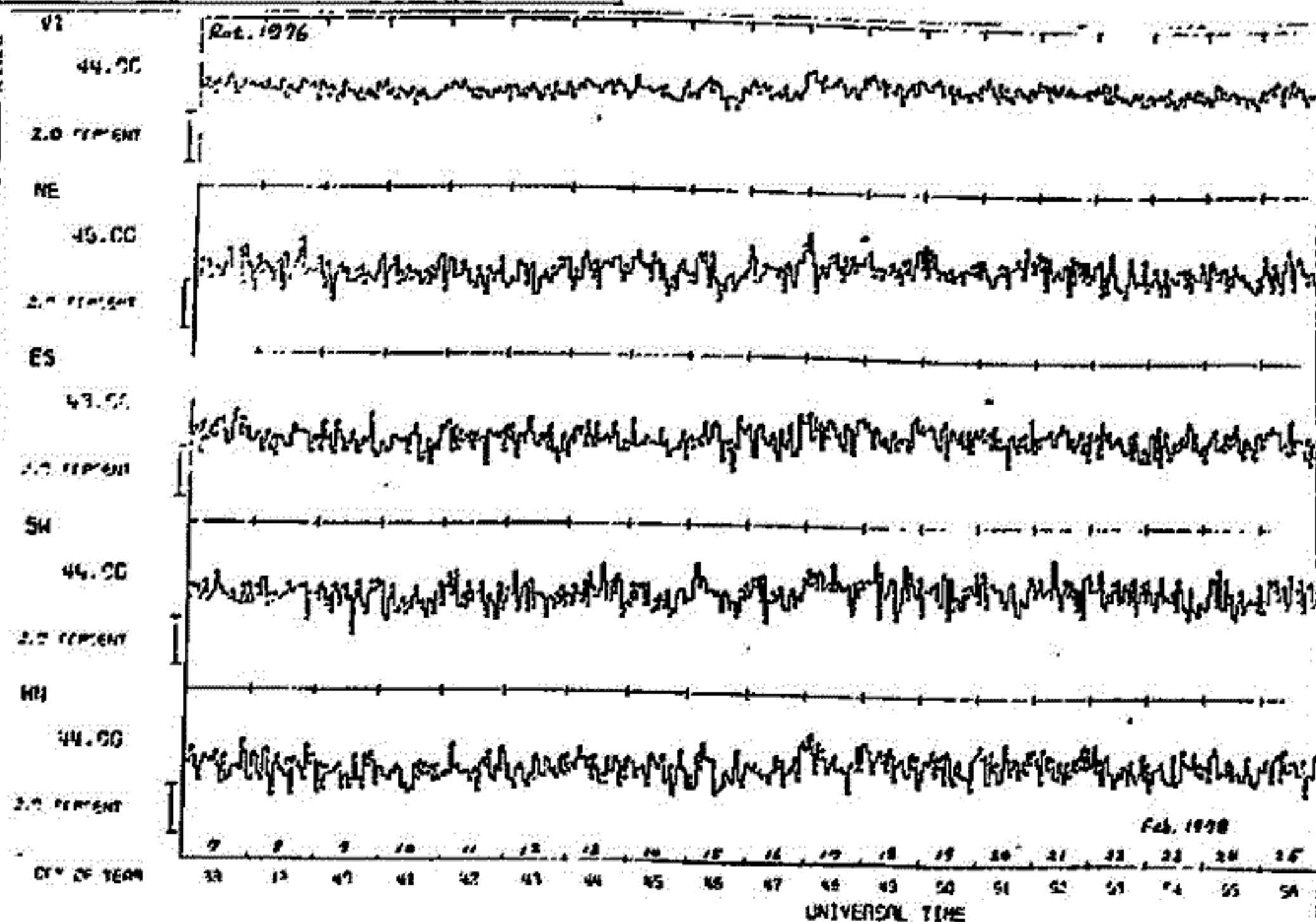
長島一男、上野裕亨、藤本和彦、藤寺喜次郎 (名大 理)
 近藤一郎 (京大、宇宙線研)

成分	D_E ng/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 V			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

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は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。

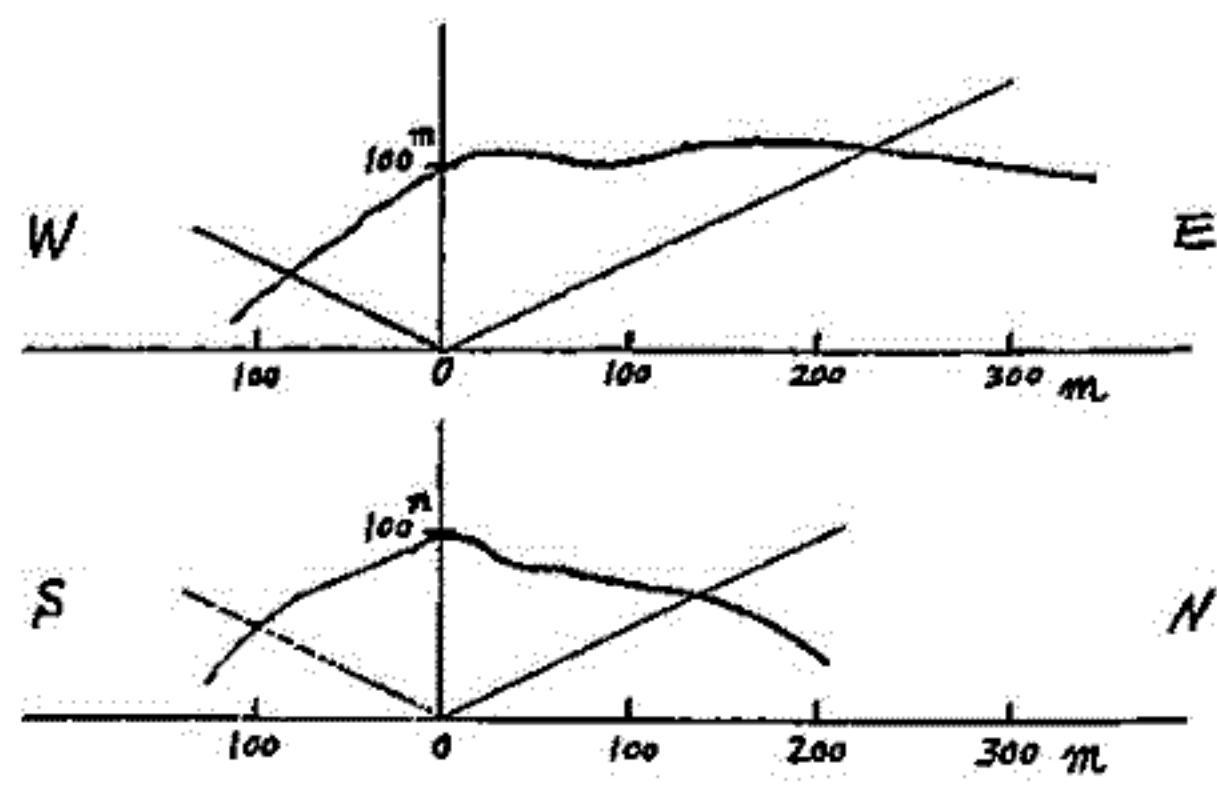
データの解析は統計処理のよい V 等を中心に行っており、強度の Day to Day 変化、日変化等について報告する。



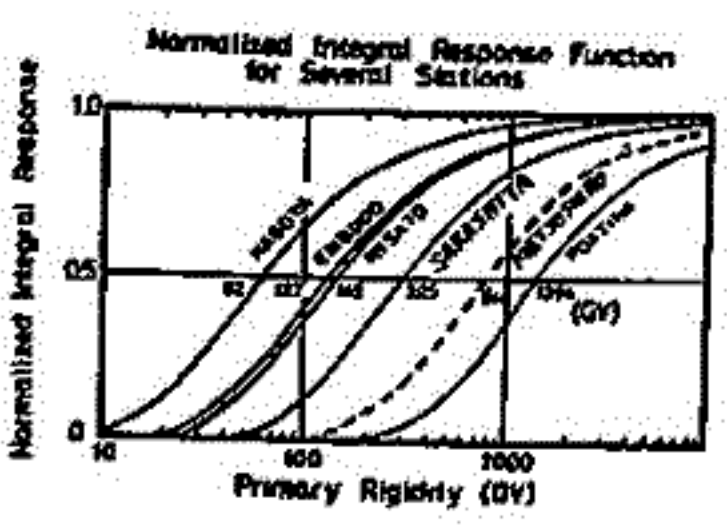
19A-II 84 深い地下 (約250 m.w.e) における高エネルギー宇宙線強度変動の観測

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おげることが出来る。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) に重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なく、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) との間を補うことは極めて有意義であると考えられる。



(表1図)



(表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。連絡地(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。観測地帯での東西方向と南北方向の地形の断面図を表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 ~ 800 GV (表2図、Response 関数参照) と予想され、対応する gyroradius は ~ 3 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ヒリヒリしているが、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。

19A-II 85 宇宙線日変化の機構

北村正昭
気象研究所

宇宙線太陽日変化現象は一方向宇宙線異方向では説明できないことが明らかになり、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 方向宇宙線異方向に、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 年変化を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) 地上の中間子成分が山上の中間子成分より早い (北村, 1970)。
 (例2) 両方地上にある場合でも、中間子成分が中子成分より早い (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) の事実は一方向宇宙線異方向では説明されない。

(モデル)

前述の宇宙線日変化の特徴を説明するために、惑星間空間内に存在する Archimedean Spiral に沿う 2 方向の宇宙線異方向を考えた (図1)。即ち地球近傍において、21 hr 及び 9 hr 方向の異方向をそれぞれ Δj_1 及び Δj_2 とし、

$$\Delta j_1(p, \psi, x) = k_1(x) j_0(p) (p_0/p)^{m_1} \cos \psi \quad (p \leq p_{H1}) \dots (1)$$

$$\Delta j_2(p, \psi, x) = k_2(x) j_0(p) (p_0/p)^{m_2} \cos(\psi - \phi) \quad (p \leq p_{H2}) \dots (2)$$

ここで $j_0(p)$ は宇宙線平均微分強度で $\psi=0$ を 21 hr 方向にとり、 $\phi=180^\circ$, $p_0=10 \text{ GeV}$ 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) を用いる。

次に $k_1(x) = \alpha_1 (a_1 + \cos \omega t)$
 $k_2(x) = \alpha_2 (a_2 + \sin \omega t)$

ここで $a_1, a_2 \geq 1$, $\omega = 2\pi/11 \text{ (yr)}$, $m_1=1$, $m_2=0$, $p_{H1} \sim 1000 \text{ GeV}$, $a_1 \sim 3 \sim 4$, $a_2 \sim 2$, $\alpha_1/\alpha_2 = 1 \sim 4$ とすれば宇宙線日変化の 22 年変化を説明される。

この様な異方向の時間変化は、図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 による極方向から solar cavity 内への銀河宇宙線流入の 22 年変化及び貫通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。

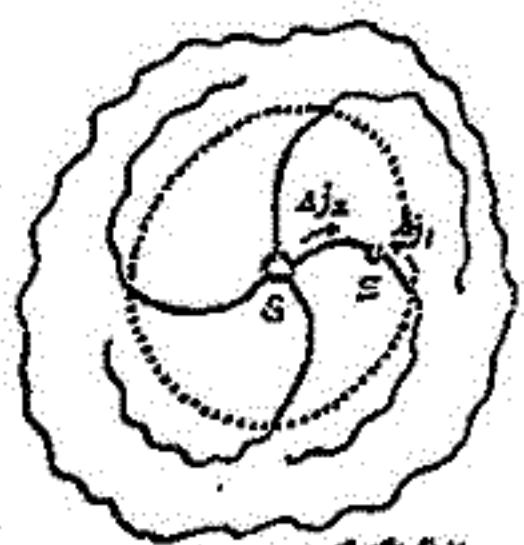


図1 惑星間空間内磁場構造と2方向宇宙線異方向の存在

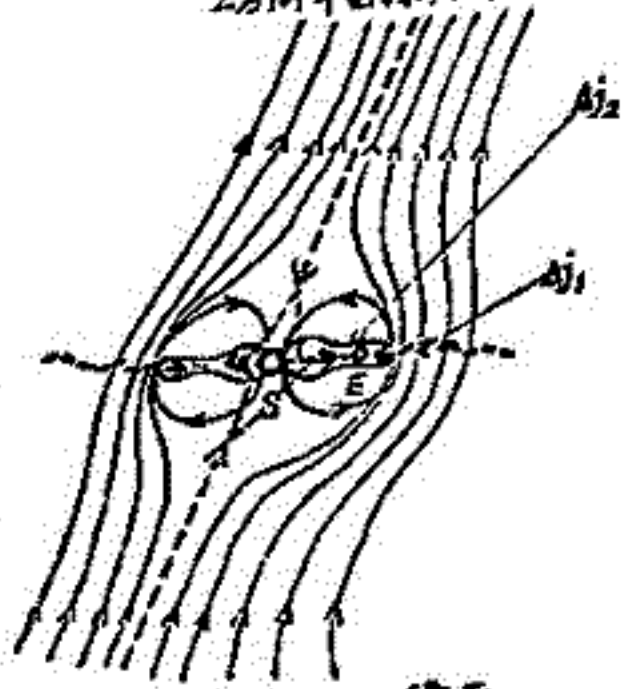


図2 Solar cavity の構造

引用文献

北村正昭 (1970) : IASY シンポジウム (図1) プロシーディング, 156-165.
 北村正昭 (1977) : 日本地球気象学会
 Mori, S. et al. (1977) : Sol. Terr. Env. Res. Jap., 86-88.

石田 長 雄, 森 寛
 福島大・教育 信州大・理

長島らによる長島算による宇宙線の三次元異方性の理論に基づいての、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データを5ゲル-105リ、1964~1968年間の中性子E=7のデ-7の日変化の差分の、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, Calgary - Kerguelen Is.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、長島算により中性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。

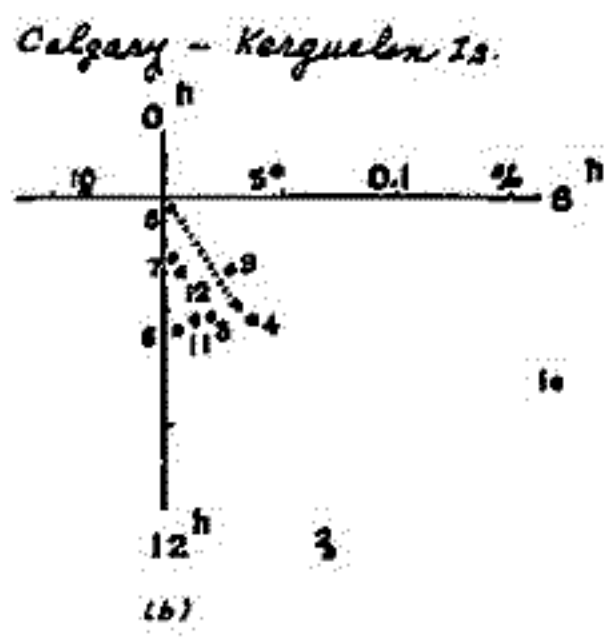


図1.

今回同様の手続きによって、1964~1968年の前後の期間、の年周変化の様子を以下の通り、別の観測所の解析を行った。dataの関係から、Goose Bayの代わりに Tikie Bay, Calgaryの代わりに Mt. Washington (それぞれ数値は似てゐる) の1969以降についてその結果を報告する。表1、図2はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細は検討は現所までに行つてゐるが、森の期間(1964~1968)ほど顕著ではないうちに思われる。

今回同様の手続きによって、1964~1968年の前後の期間、の年周変化の様子を以下の通り、別の観測所の解析を行った。dataの関係から、Goose Bayの代わりに Tikie Bay, Calgaryの代わりに Mt. Washington (それぞれ数値は似てゐる) の1969以降についてその結果を報告する。表1、図2はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細は検討は現所までに行つてゐるが、森の期間(1964~1968)ほど顕著ではないうちに思われる。

今回同様の手続きによって、1964~1968年の前後の期間、の年周変化の様子を以下の通り、別の観測所の解析を行った。dataの関係から、Goose Bayの代わりに Tikie Bay, Calgaryの代わりに Mt. Washington (それぞれ数値は似てゐる) の1969以降についてその結果を報告する。表1、図2はそれぞれ station list, 結果を示している。詳細は検討は現所までに行つてゐるが、森の期間(1964~1968)ほど顕著ではないうちに思われる。

List of Station

Station	Geographic		Counts/hr ² (x10 ³)
	Lat. (°)	Long. (°)	
Tikie Bay (S)**	71.58	129.00	6.52
Sanae (S)	-70.10	-2.35	1.32
Mt. Washington	44.28	-71.20	1.26
Kerguelen (S)	-49.35	70.25	7.17

*1969 ** (S) : MI-64, others : IGY type

表1.

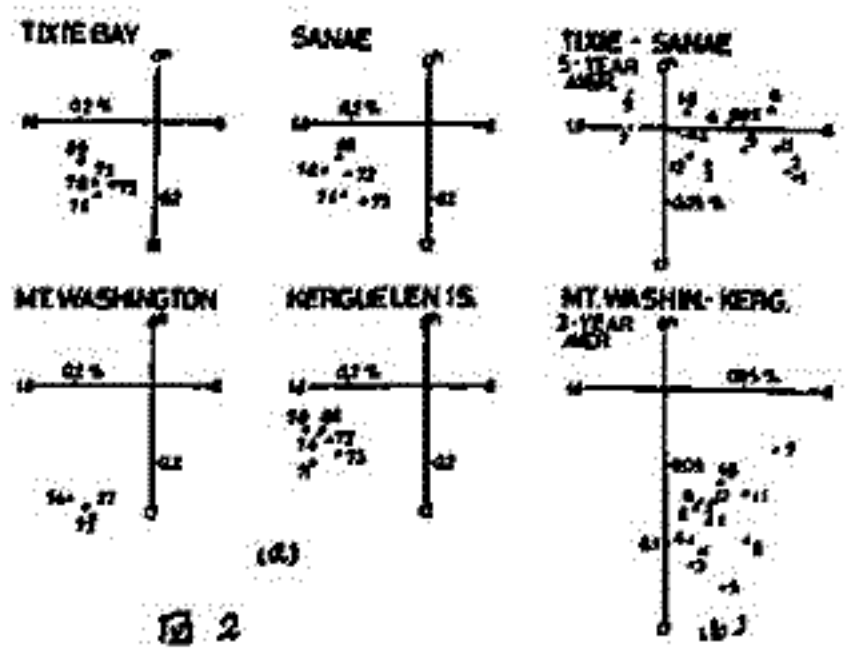


図2

(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 $\sim 1^h$ または $\sim 5^h$ 方向にあり、 $\langle T_{max} \rangle$ (ベクトル年平均値)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、平日変化と日変化の space での異方性より、太陽活動期では loss cone の半開角 (α_c) は $0^\circ < \alpha_c < 60^\circ$ 、太陽静穏期では $60^\circ < \alpha_c < 90^\circ$ になり、又日変化の space での異方性は、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^h$ 方向にあるが、1968年以降は変化が生じ、平均の異方性は $(6^h \sim 7^h)$ (space 2) の方に変動すること、 $\langle T_{max} \rangle$ も 1968~1974 の期間は $\langle I5303+05 \rangle$ (太陽面北緯 5° の I) とは位相のずれが生じ、又、 $\langle T_{max} \rangle$ (Deep River) は 1963~1967 と 1973~1974 はほぼ同じ方向 (space 2 $\sim 1^h$ 方向) を向いているが、1968~1972 の期間だけ、 ~ 2 時間進んでいること、並に、宇宙線日変化と IMF の構造より、経年変化が太陽-銀磁場の進駐と関連があること (T. Saito との共著) 等を報告してきた。

DATE	1963	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74
RELATION	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-
SP	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
RELATION	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-
SP	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
RELATION	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-
SP	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
RELATION	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-
SP	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
RELATION	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-
SP	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0

II. 宇宙線の長期変動に関し、1968年次の異常性があることをまとめることが図のようにある。下側の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 との相関をしらべると、(a) 両者の相関係数 (R) は (1957-1965) 期間と (1966-1974) 期間では図2のように示されるように大々違っている。 (b) 図3よりわかるように、太陽19サイクルは R_z の方が異常に大きい期間であり、太陽20サイクルでは R_z はあまり大きくなく、むしろ I5303 の方が大きい期間である。 ということはおかた。

これ等より STP について考察した結果を報告する。

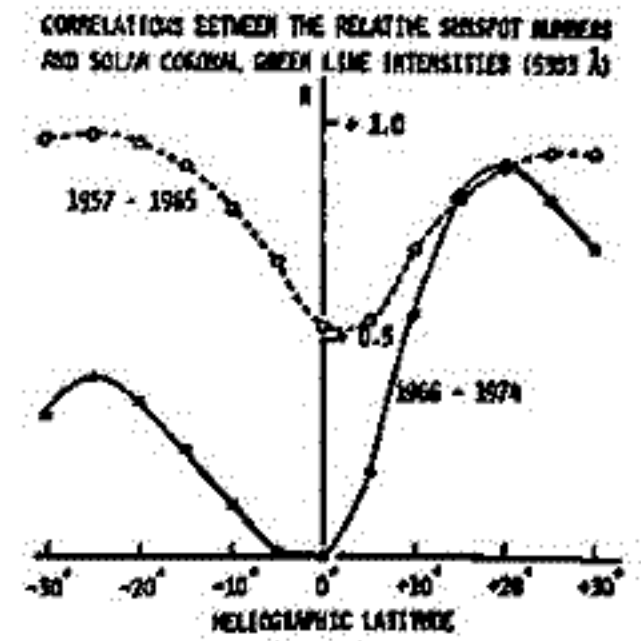


図2

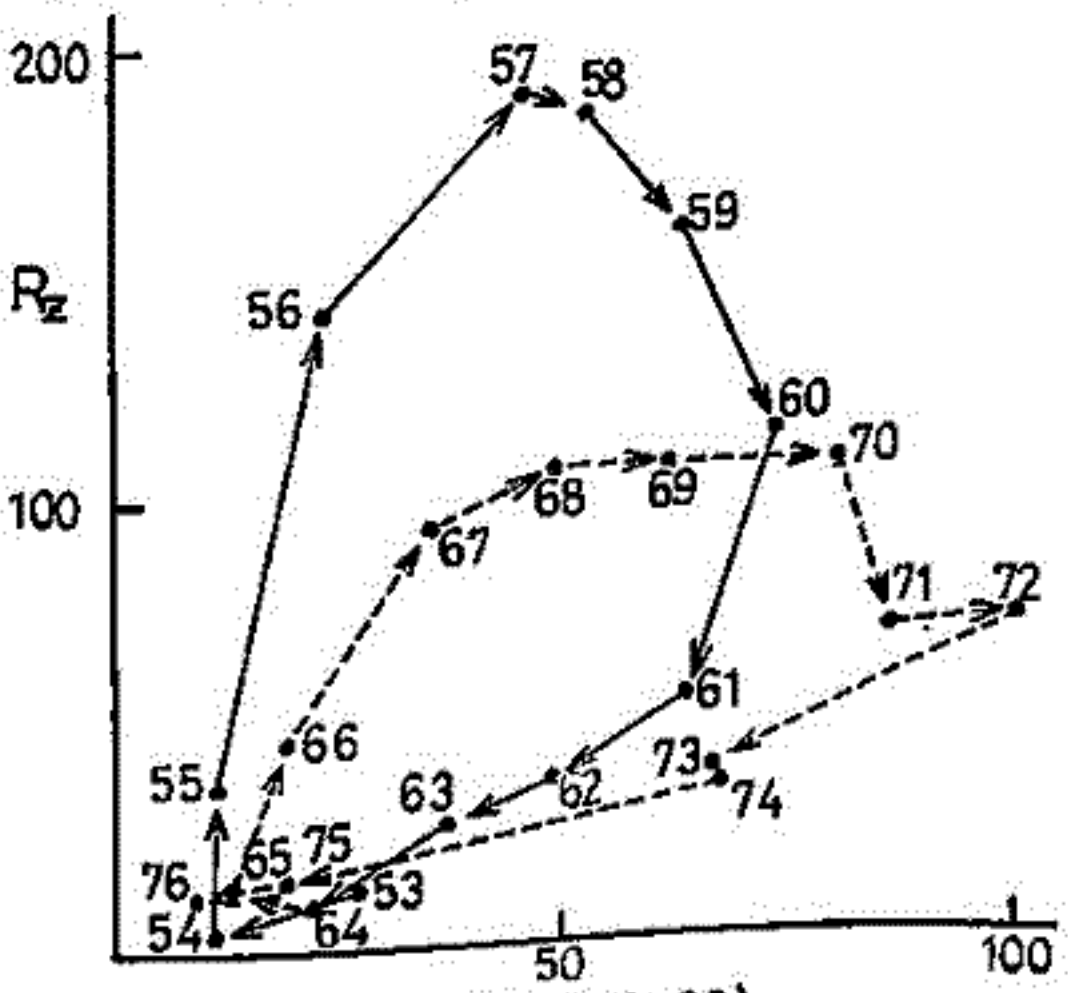


図3 実線は太陽19サイクル、点線は太陽20サイクルである。

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) と逆相関を持ちながら、およそ 11 年の周期で大きく変動している。両者は、単に逆相関を持つのみでなく、 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 と何らかの関係を有しているはずであり、今回は、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 として、 $I(t)$ の表現を、

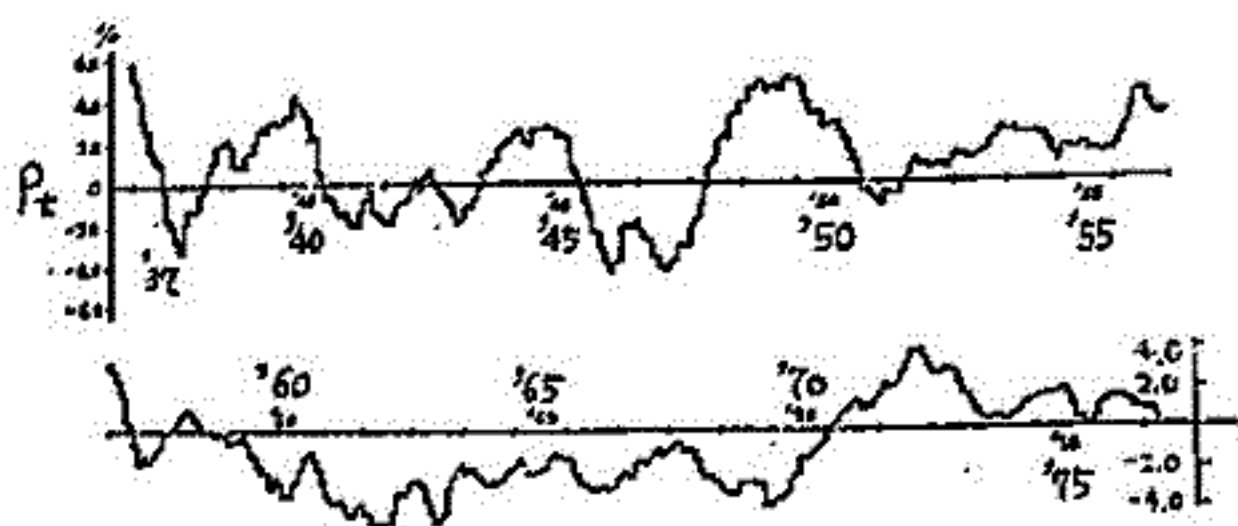
$$I(t) = \int_{-\infty}^0 f(\tau) \cdot R_z(t+\tau) d\tau + C \quad \text{--- (1)}$$

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 $\bar{I}(t)$ を用いて解析を行った。次式による \bar{I}_t^{cal}

$$\bar{I}_t^{cal} = \sum_{\tau=-n}^0 f_{\tau} \cdot R_{z,t+\tau} + C \quad (f_{\tau}: \text{weighting coefficient}) \quad \text{--- (2)}$$

と観測された宇宙線強度 \bar{I}_t^{obs} との残差二乗和 $[P^2] = \sum (\bar{I}_t^{obs} - \bar{I}_t^{cal})^2$ が最小となる様に f_{τ} 及び C を決定し、その時の残差 $P_t = \bar{I}_t^{obs} - \bar{I}_t^{cal}$ 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 $\sum_{\tau=-n}^0 g_{\tau} \cdot AA_{t+\tau}$ 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借用させて頂いた。さうした。

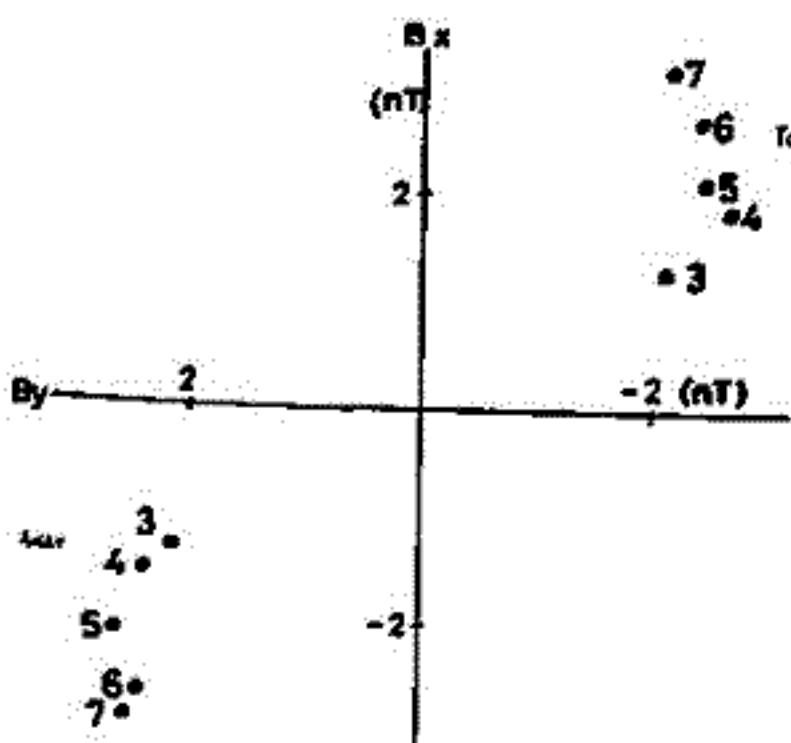


糸像義教 (中部工大)
森 覚 (信大・理)

宇宙線の奥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されていない。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奥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、とゆく事を示している。図は1969~1973の4年間のデータであるが、'74~'75と相違も事情は変わらぬ。一先宇宙線の南北非対称性も、図3に示されるように、太陽風速度が速くなるほど、それにつれて大きくなる、とゆく。図3は、NAGOYAのGG-factorについて、1971~1975年の6年間のデータより得られた。図1の関係を考慮して、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関連も調べたが、図3と事情はかわらぬ。

ここでこのデータの関係を考えた入れてIMFと宇宙線奥方性の大きさをについても言及する予定である。

INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION (1964-1975)



[図 1]

OBSERVED SOLAR DIURNAL VARIATION (ITABASHI ION CHAMBER) (1965 - 1973)

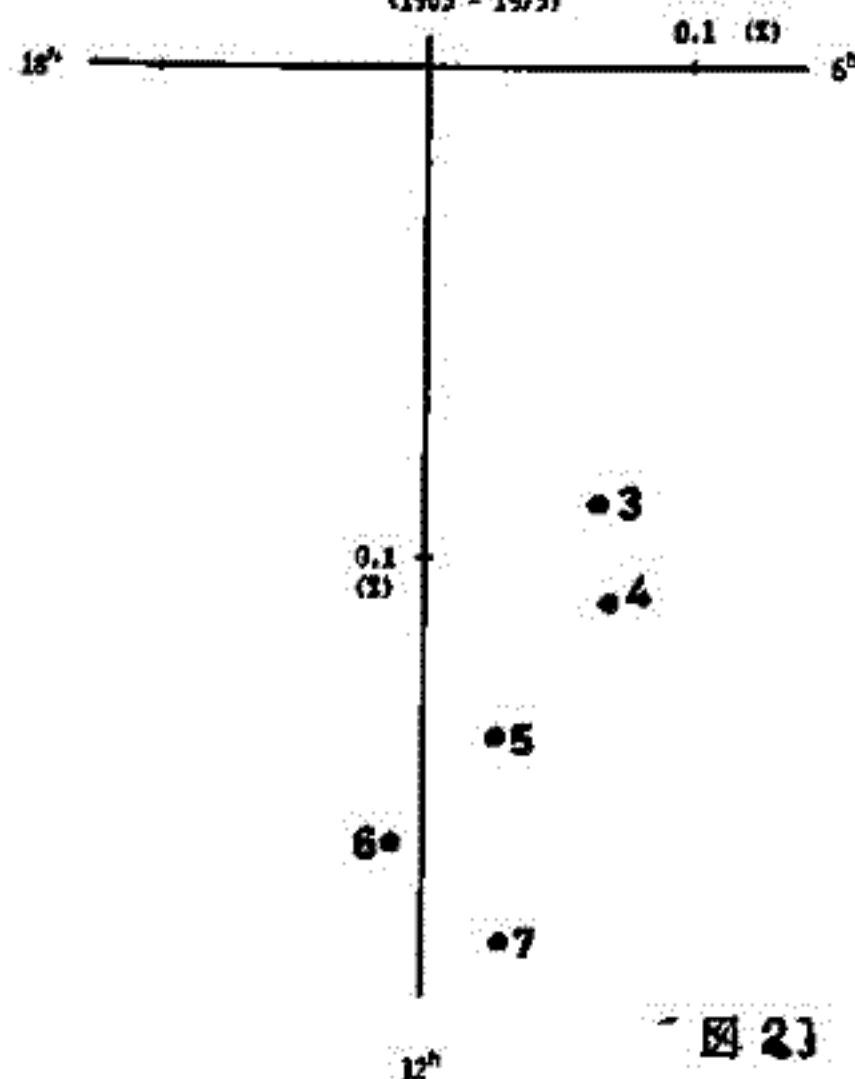
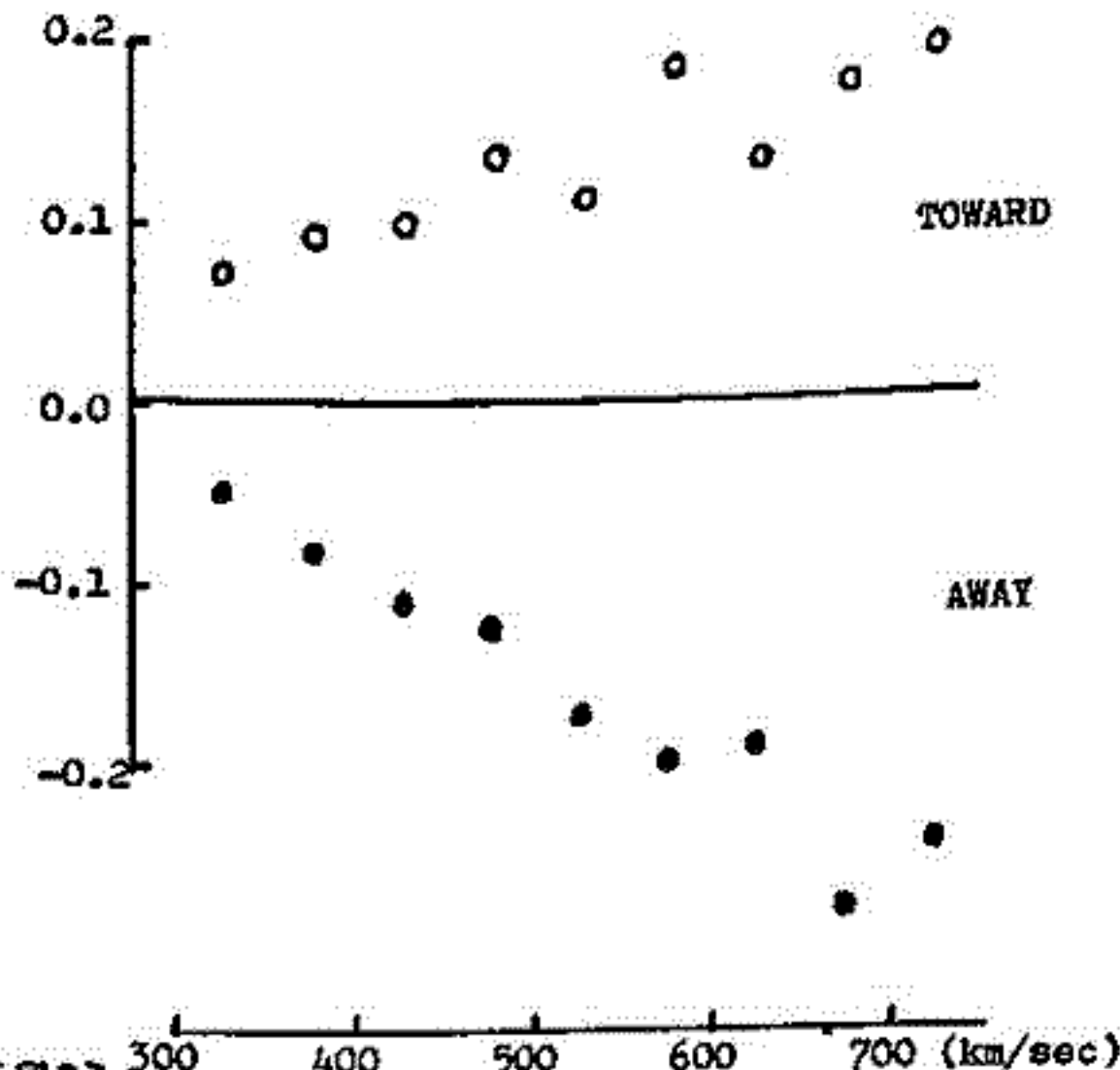


図 2]

North-South Asymmetry v.s.

NAGOYA (GG) Solar Wind Velocity (Rot.No. 1978 - 1946)



[図 3]

観測 新一 (信大理) 一之瀬 正樹 (信大教養)

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。他には太陽時日変化や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密接に関連してあり、観測異方性の方向(異方性の流れの方向)は、直接(飛翔体による)あるいは、間接(地球磁場変動以上の推測)観測の磁場方向に依存していることが知られている。そのうち、 $\delta > 0$ (外向き)の時は、南北異方性は北向きであり、逆に TOWARD (-, $\delta < 0$ 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。そのうち、太陽の磁場外向き比正の宇宙線強度と密度勾配 ($\vec{\sigma} \cdot \vec{r}$) が関係し、これは惑星間空間磁場 (\vec{B}) との相互作用により drift current ($\vec{B} \times \vec{\sigma}$) を生じ、この流れは、南北異方性として観測される。

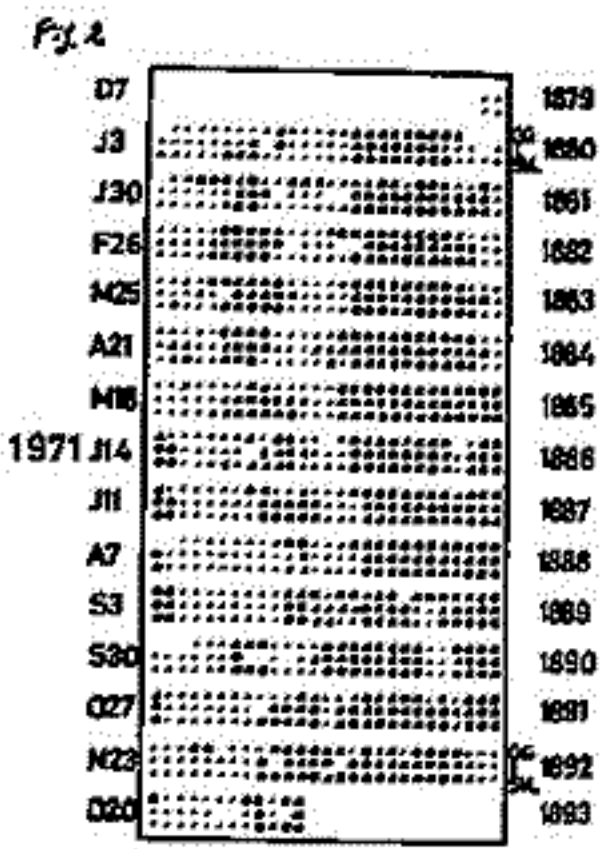
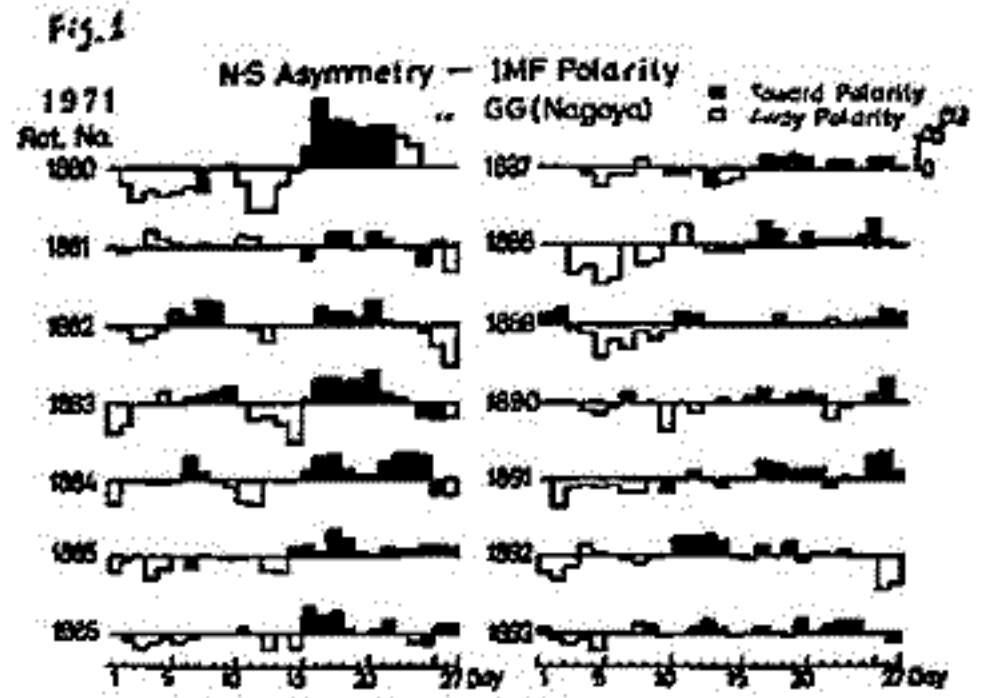


Fig. 1 は南北異方性 (南北非対称性) をよく表わす $\delta = \frac{I_{\text{North}} - I_{\text{South}}}{I_{\text{North}} + I_{\text{South}}}$ と定義し (右向き方向中間子計の方向強度差の比) として、直接観測磁場構造を対応させている。この場合、 $\delta > 0$ の時は、TOWARD構造化、 $\delta < 0$ の時は AWAY 構造化と対応していることがわかる。その対応率は $\sim 80\%$ 程度とされている。Fig. 2 は δ の符号 (正負) による推測 (地球磁場構造を直接観測 (I), 地球磁場変動以上の間接推測 (SCL)) と比較して示している (MORI & NAGASUMA, Planet. Space Sci., 26, 1978)。

- 1) 本日は上記の解析を 1971-1993 年の 1974-1997 年まで延ばす。
- 2) day-by-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磁場とを比較し、その成因を探る。

19A-II91 惑星間空間セクター構造と宇宙線変動

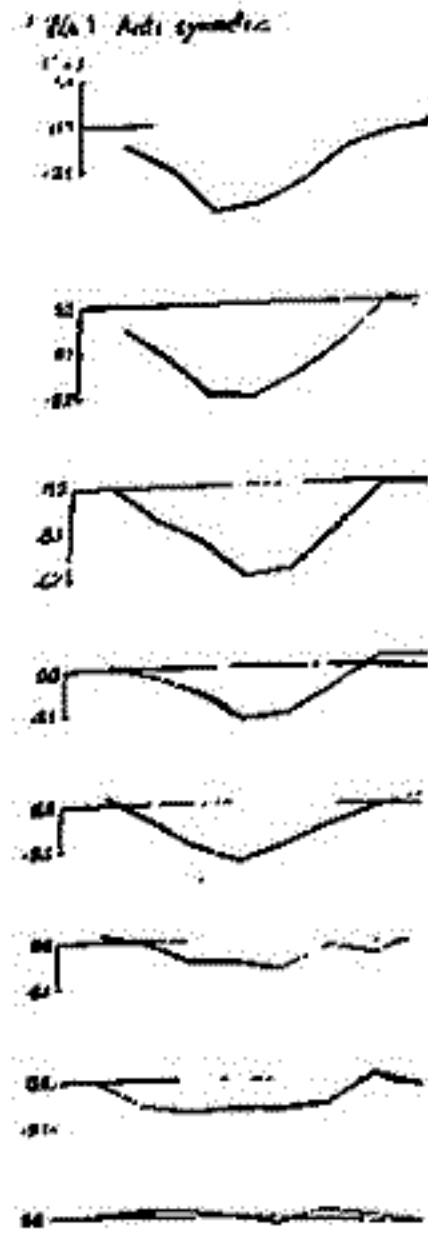
須田 文重、三島 靖、村上一昭、加田 雅美
 (気象研) (機検大理) (理研) (理研)

1969-1975 の間の Forbush Decrease (FD) では、変化スペクトルの Hand なるものは、Toward-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 で宇宙線変動があることを示唆している。第一図は (T-A) Boundary を key day とした Chree の図で、高緯度の極エネルギーでは、Boundary 通過後 48 位までの間に急な減少がみられ、高エネルギーの武山では、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期される N-S 非対称的といえる。(A-T) の Boundary での解析でも FD 的のものとは大伴同じように現われ、N-S 的なる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、特異なるものを示すべし。第二図は、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 行目に示してある。これは Toward sector にも Away sector にも Boundary 直後にみられる成分で、第一図の FD 的なるものに好適しており、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 とも A-T とも Boundary と云うことで現れるもので、Boundary に共通した取違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。)



第一図



第二図

	N or M	$P_{0.5}$	Front	Boundary	Sector T-A
Melbork	N 20	-0.387	-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	-0.362	-0.198	-0.082	
Hanayo	N 40	-0.303	-0.121	-0.079	
Kula	N 50	-0.209	-0.095	-0.138	
Koraji	M 82	-0.148	0.0254	-0.047	
Takayama	M 214	-0.010	-0.039	-0.044	
IMF X			+0.694	+1.534	-23.535
Y			+2.675	+0.085	-22.317
Z			+6.395	-0.413	+0.153
SW V			+29.8	-2.62	-4.97
D			+1.33	+3.469	-0.883
T			+11.4	-4.38	-8.910

19A-II92 宇宙線量方位の推定とそれは空間的磁場

長島一男, 藤田野樹, 藤本和彦, 藤井善次郎 (在不在)
小島浩司 (在不在)

宇宙線量方位の推定とそれは空間的磁場の方位と関係する。この方位は方位角 θ によって表され、方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。

東洋大学名義の中門子行の Data (1969 ~ 1977) を用いて、Rotation 方位角の方位角の方位角 θ を推定した。

一方、東洋大学の方位角の方位角 θ (N550C) の Rotation 方位角の方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。方位角 θ は方位角の方位角 θ によって表される。

19A-II 93 宇宙線の異方性と惑星間空間磁場

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_{BI} , B_r , B_θ , B_z , v_r , v_θ) と太陽風プラズマ (density, velocity) との関係を探ったので報告する。

以下半日変化, 1/3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 にわたって求めた, 年平均半日変化 space harmonic component を図1に示す。長い期間にわたって, その方向は $\sim 3^\circ$ で, 惑星間磁場方向と一致であることがわかる。この半日変化を daily base で解析, その結果の 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を, 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。

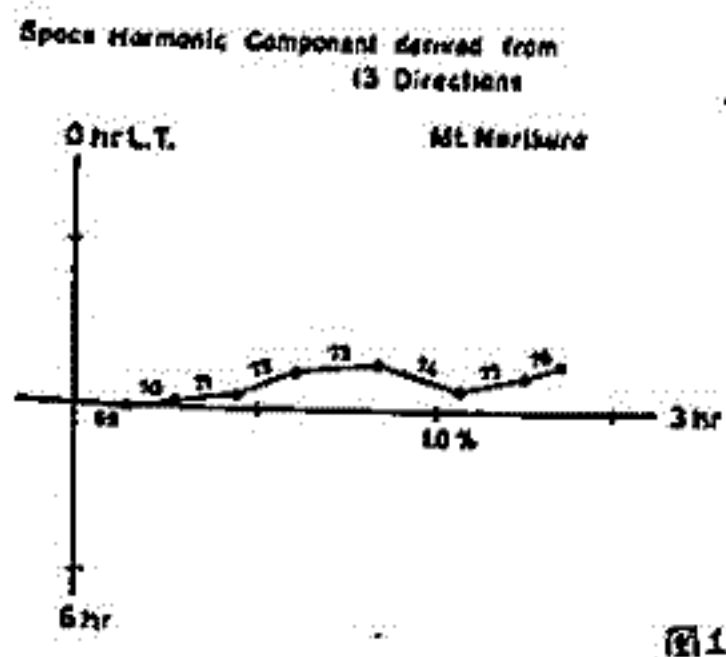


図1

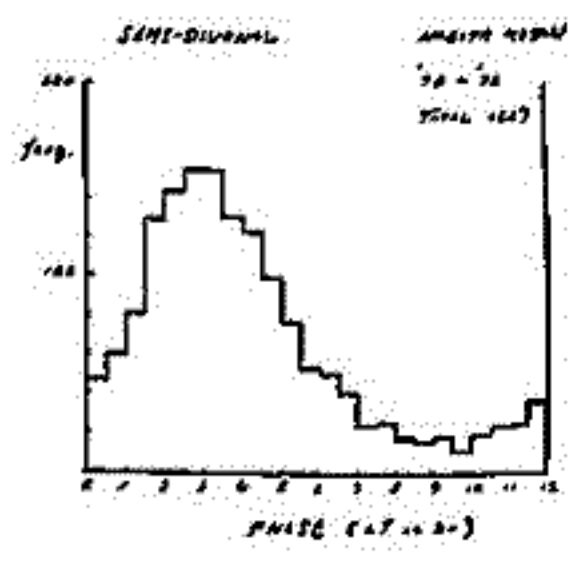


図2

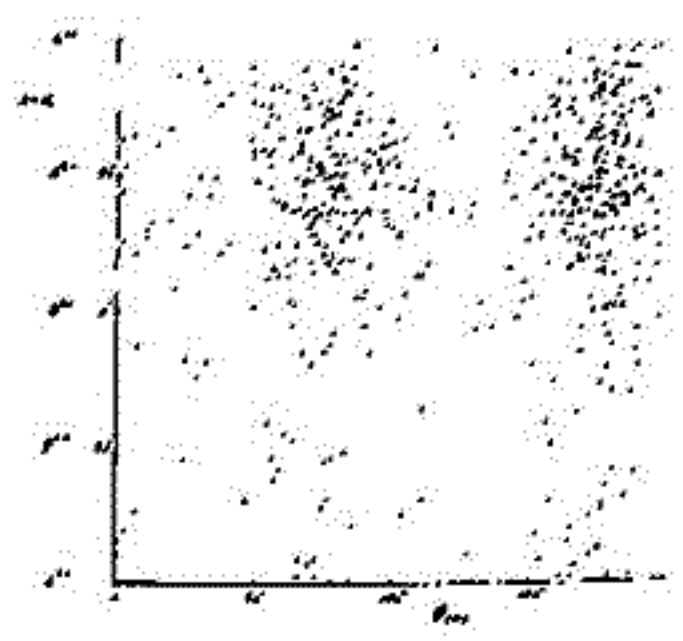


図3

19A-II 94 宇宙線中性子成分異方性の 27 日周期変化

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、Kp-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いる。

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。

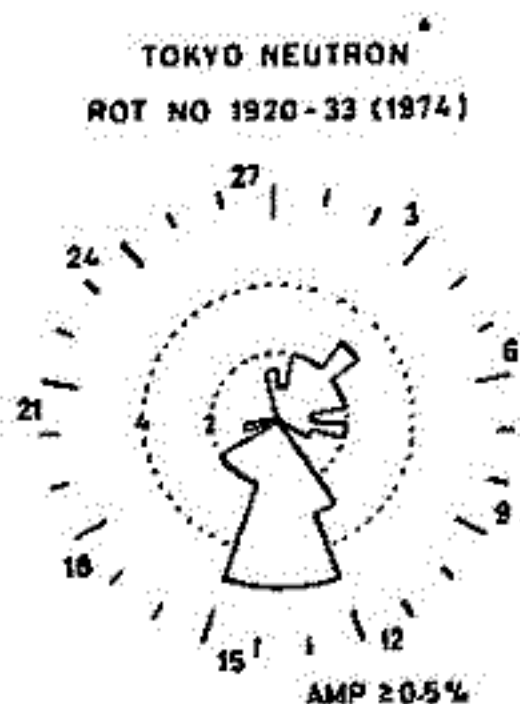


図 1.

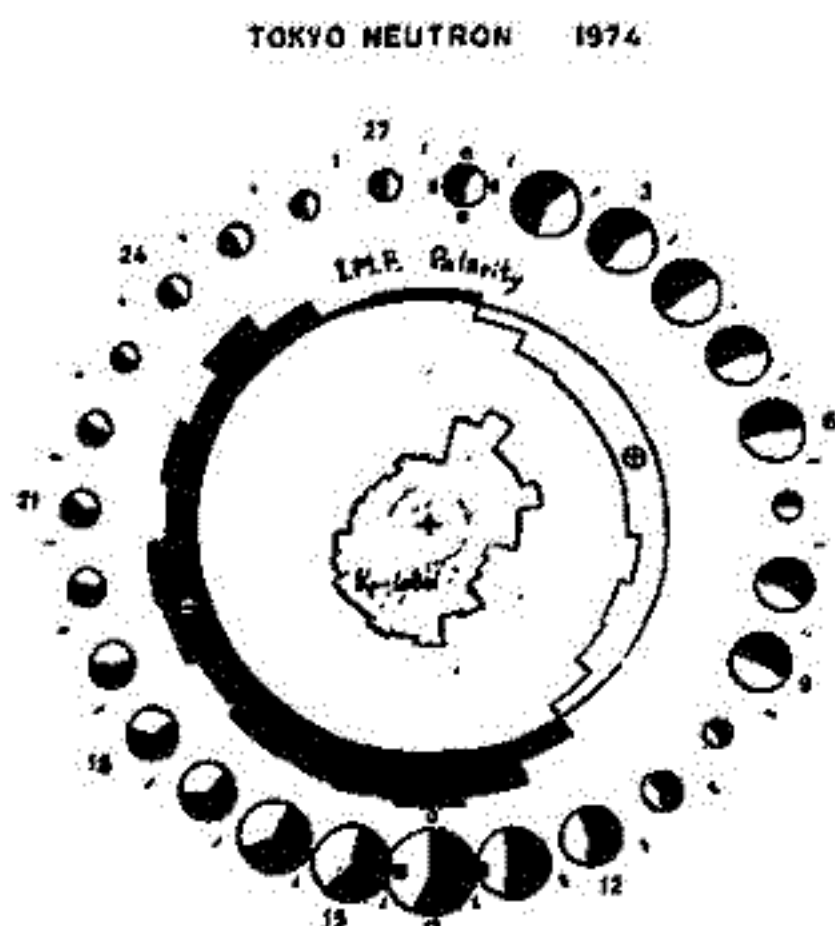


図 2.

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, 下記のような年間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 は黄経 $+45^\circ$ 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

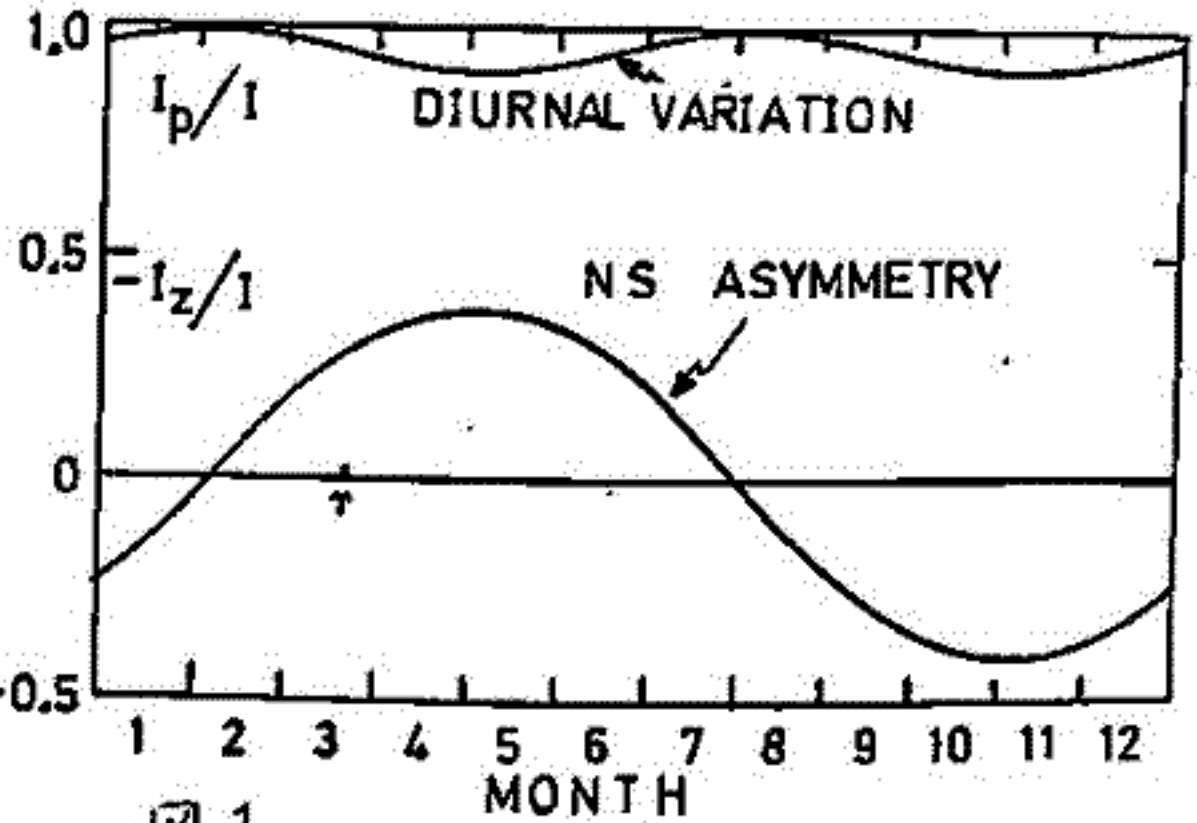


図 1

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間変化ベクトルを5月5日方向に投影した振中である。前半 ('69~'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。

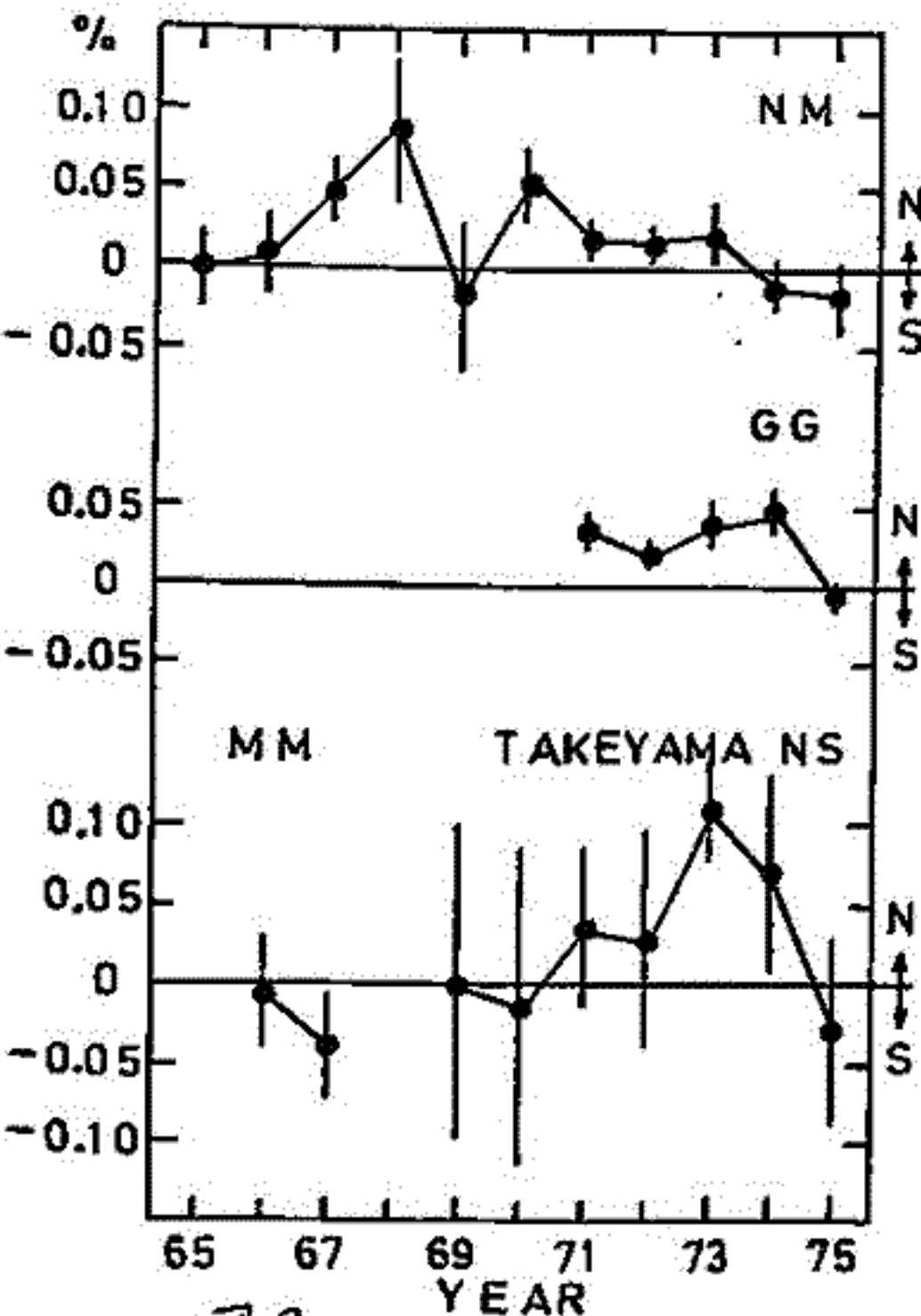


図 2

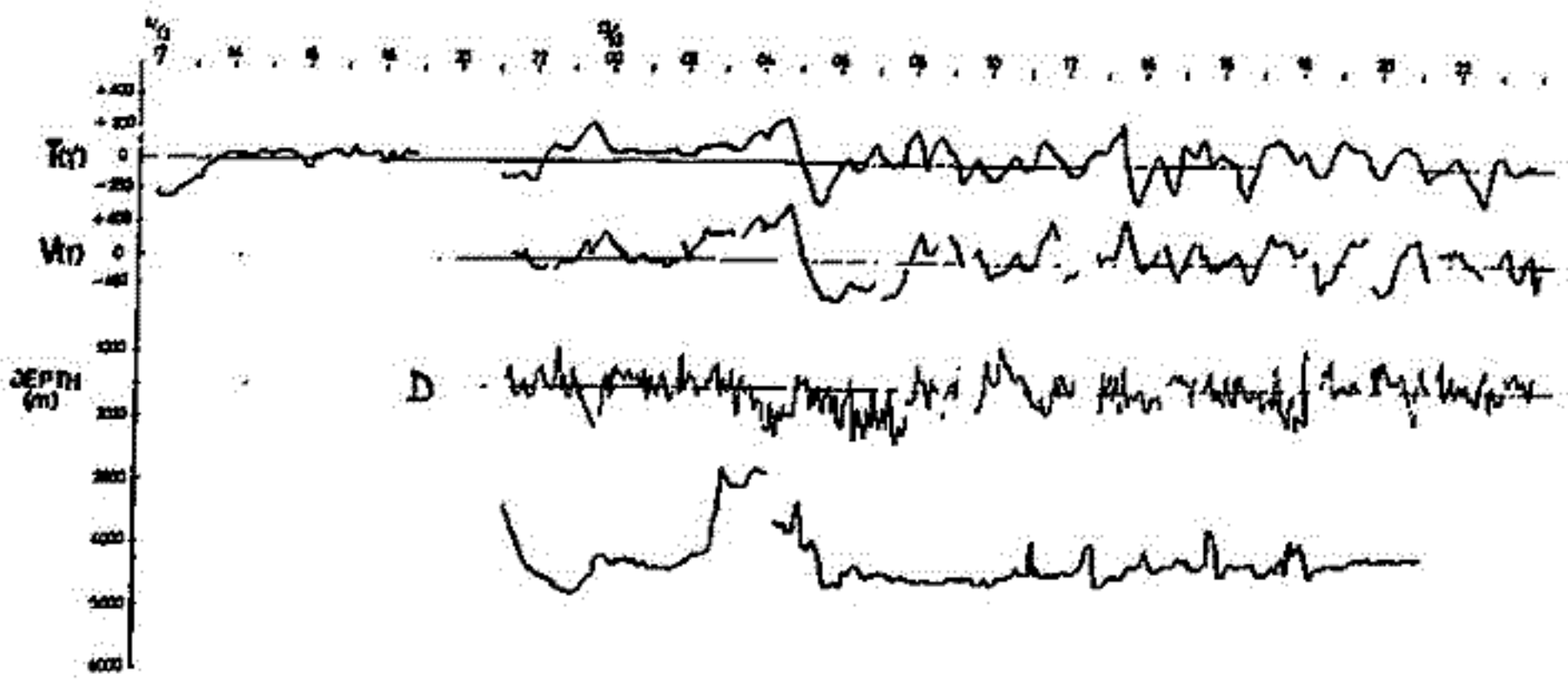
伊勢崎 修弘

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と、全磁力、鉛直分力、偏角の同時観測を行な、その結果を報告する。全磁力は Geometrics 社製 G801 型プロトニ磁カ計により測定し、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カ計を用いた。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)の御好意により、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比とのはずれ角も電気的に測定した。センサーは フラックスゲート型磁カ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。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も大きく影響される。この 360°回転の測定により永久磁場と誘導磁場が 5% 以内の精度で求められ観測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なかった。海上での地磁気成分測定は地球磁場を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、よりよい精度を求められる。
- ②地磁気異常の縮減像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次元の構造によるものか 3次元の構造によるものかの判別、非常に短かい地磁気逆転による地磁気異常の検出、ドロ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。



19P-II 97 1975.0年に於ける地磁気図について

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 Defense Mapping Agency Hydrographic Center が示した世界地磁気図と英国の Admiral Charts と日本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なっている。これは Secular Variation の様子が1973年頃より急激に変化した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たものである。
- (3) 日本近海の Secular Variation の分布と急激な変化の Secular Variation の Current System の移動の様子が明らかになった。

水野 浩 雄

(国土地理院)

前回、坤甸の年平均値を用いて1974年と境にNorth component Xの年変化の年率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の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 (XAp), 南大西洋に中心とものnegative oval (XBn)がある。これは同じ時期に大西洋中部に中心ともの別のnegative oval (XAn)のfluxとして理解できる。1950年代以降今日に至るまでのworldwideの年変化量分布の変動の特徴は、XAnの一貫した強化とこれに伴う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isopanic patternの単純化である。この中で、アジア太平洋地域には、有力なovalはなく、isopanic 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な変動とまきおこす。1974年前後にアジアで起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でも確認される分布である。(1975IGRFは実際にはこのepochよりも数年以前の状態を表現している。)

1973年にインドのJavanとMuntinlupaがpositiveになった。この地域で、この時期に、弱くはじめて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伺えるであろう。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、いっせい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ではないと考えられる。

一方、逆に大きな変動を伴った。1950年代このあたりに、極東から北にまわり、シベリア、中国、印度全体に拡大していったnegative areaに、南からの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。

したがって、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ヶの地磁気観測所を得られた1940-1973年の期間のX, Y, Z成分の年平均値について、球面散折を施した。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_{11}^{00} は太陽活動によって増減する。その最大振幅は 4 nT 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、地球の自転方向で行く、双極子磁場の方向に起っているといえる。

1940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_{11}^{00}) 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_{11}^{00} と g_{11}^{00} の時間変化を Fourier 解析して内部磁場と外部磁場との比 g_{11}^{00}/g_{11}^{00} 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 (i/c) は0.32, 位相差 ($\alpha - \epsilon$) は 105° と得られた。

笹井洋一・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認められた。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えあわせると、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はほとんど元へ戻っていた。これは管引の変化と非常に緩和的である。しかし遠笠山附近では全磁力が増加し戻っていった。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ため、北部の相対的な減少と南部の増加はこの隆起したのかも知れない。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も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ずれ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。

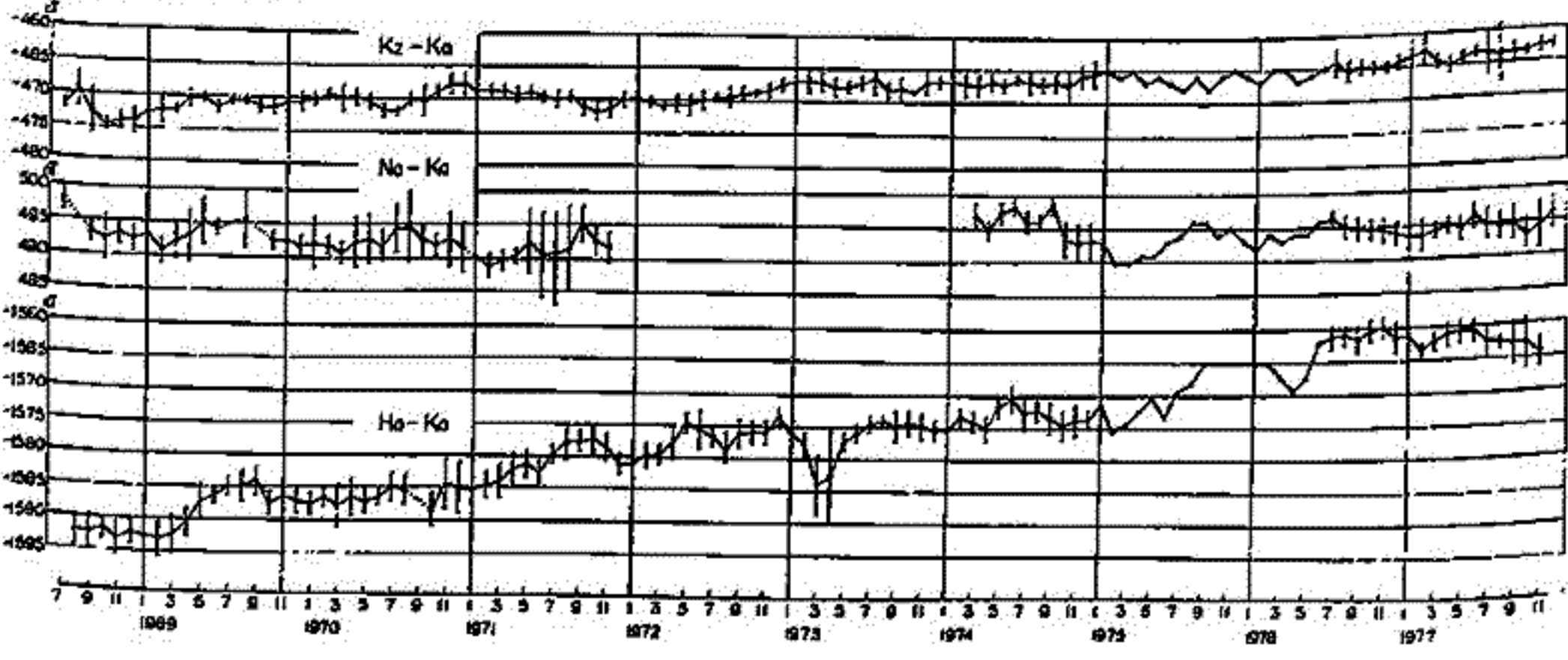
連続観測と磁気測量を組合せることによって、伊豆半島では全磁力観測が異常地殻活動の監視にある程度寄与できると考えられる。全磁力変化から1~2ヶ月遅れて微小地震活動が活発化し、全磁力異常域で地殻隆起が確認された例は、'76年6~8月、'77年2~8月、'77年9月~'78年1月と3回あり、その1例では河津地震、その3例では伊豆大島近海地震が発生した。全磁力変化は異常地殻変動に伴って観測され、その原因として通常のピエゾ磁気効果の他に、帯磁地殻の変位による地磁気変化も考慮する必要があると思われる。

行武毅・吉野登志男・大谷和美・石川雄一・木本崇次・下村高史
 東京大学地震研究所

地震予知研究計画にもつづき、全国でアロトニ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づき、大島地火山活動の影響によることを考へた。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年間にわたり解析した。この解析において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ヶ所の観測点がある。地球核に起因する永年変化や、太陽活動に伴う変化は、その周期が長いから、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、八丈島において約30nTと、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としかない。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程度あつ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、その後も継続していることが結論される。

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高い。



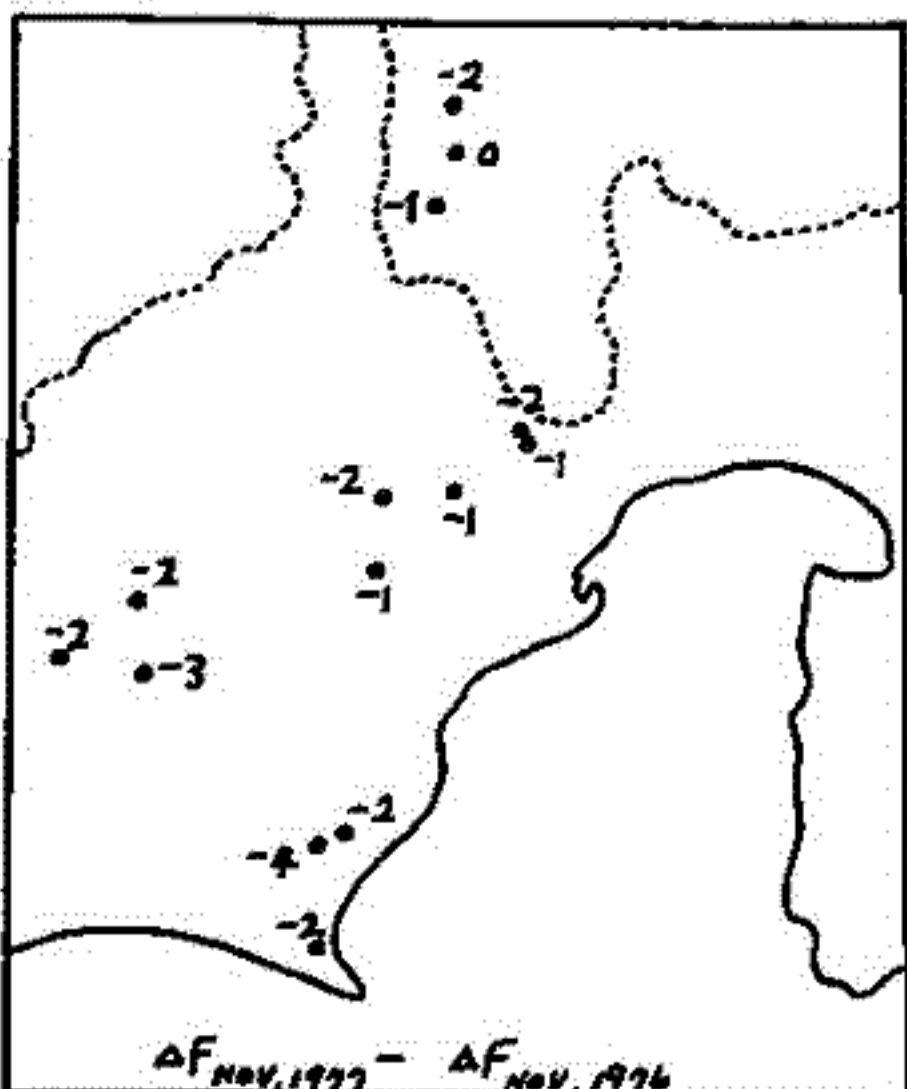
東京大学地震研究所
本蔵義典, 小山 茂, 吉野登志男, 竹武 毅

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気年変化を調べたため、1971年以來、静岡県西部と山梨県西部において全磁気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な結果を得た。全体的傾向として、南方位は大きな変化量がみられ、御前崎付近では1.5ガウズ/年の割合でほぼ単純に増加してきた。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、これは年変化の緯度依存性を反映していることがわかる。協団と彦野山の予-9の基準となる年変化の緯度依存性を判断すると、この緯度の変化量は東海地方にだけ見られる異常な値にとりまわった。その後、1977年11月と1978年2月の全磁気観測を実施したため、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。

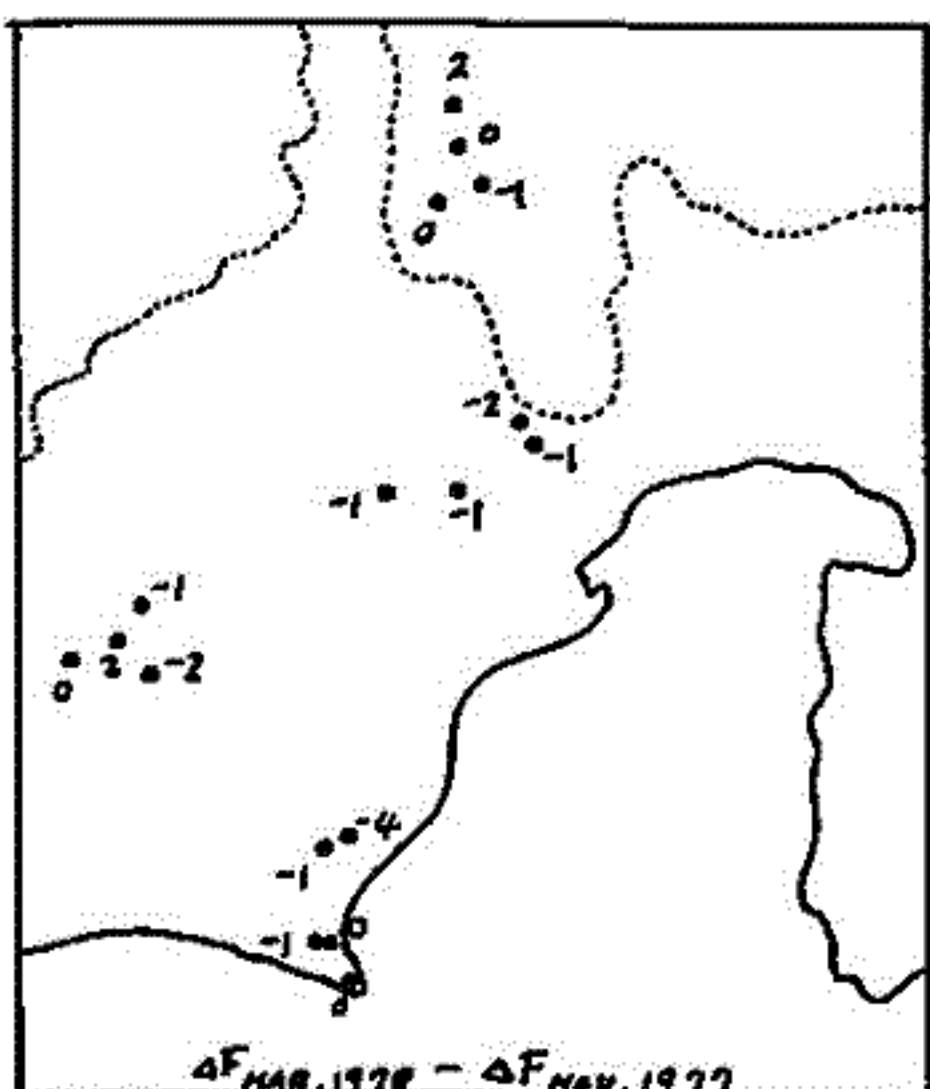
第1図は1976年11月と1977年11月までの年変化量を示す。早川地域(I)では1~2ガウズの減少、清水・彦徳川地域(II)でも同じく1~2ガウズの減少を示しているが、彦野地域(III)では2~3ガウズの減少、御前崎地域(IV)では2~4ガウズの減少となり、南方位は年変化量が大きくなる傾向がある。1975年11月と1976年11月までの年変化と比較すると各地域でほぼ等しいが、前回は増加であったものが、今回は減少を示している。

第2図は1977年11月と1978年2月までの年変化量を示す。平均的にみれば、ここではほとんど年変化がゼロだが、II, III, IVでは1~2ガウズ減少傾向がある。したがって、年変化の緯度依存性も1回と異なり、異常を示していることがわかる。

以上の結果から、東海地方では1976年~1977年を境に、八ヶ岳地方に於いて年変化量の増加から減少へと変わったことがわかる。この傾向は、この地方の年変化の一般的傾向であるとしてもいいが、異常な値を示している。また、御前崎付近の年変化は他の地域と同様の傾向にあるため、この付近特有の全磁気年変化異常は存在しない。



第1図



第2図

19P-II103 鳥取における最近10年間の全磁力経年変化について

住友則彦
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。鳥取の神岡に対する相対的変化は、1974年頃を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よと、若干の不規則変動の他に、振幅1°程度の年周変化らしき長周期変動が見られた。また、鳥取-神岡間の夜間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を伴う軟日、もしくはKSUM 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、夜間値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、地殻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、標準偏差の限界を異常変化継続期間との関連を以て考察する。

19F-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

この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つてゐる。この断層の電磁氣的特徴とどうに追究するため、昭和52年11月中旬、1週間にわたり共同実験を行つた。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、実験と遂行した。

鍋谷祐夫、尾谷悟(弘前大理)、栗島一雄、高橋利昌(秋田大教)、三品正明(東北大理)、吉野登志男、本威義守、歌田久司(東大産研)、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(地質研)、住友則孝、水内俊幸、横井悟、服部保寿(京大教養)、鈴木亮(京大理)、宮崎潤一郎(鳥取大教養)。

1) 山崎断層比抵抗構造測定 … 前年度、山崎-守富間の測定では、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ゐることが知られた。今回は昨年度の地見より約4km東方、野畑-前之左向で、AB=4000mほどのシランプルジヤ一法探査を実施した。この地見では、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-守富間に比べるとかなり小さいようである。同じ地見で、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) 地磁気短周期変化測定 - 龍和鉄心型誘導磁力計より、断層より北13kmの地点(一宮)に基準点を設け、断層上ある11箇断層南部に移動比較測定を設けて同時観測を行つた。観測対象はPC3~4脈動である。その結果、断層上の守富では、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徴を示す。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ゐる。

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ゐるが、たまたま、1977年9月30日、M4.0の地震が断層北方域で発生した。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程度高くなつてゐる。(b)夜間値(22~02^h)の平均値は、地震発生時ほど増大し、その後は個々の擾亂的変動を示しながら回復に向つてゐる。この現象は、地震に関連した有意なものと思われる。

4) 地磁気水平変化測定 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変化の有無を調べよるために、2度にかたぎ臨時観測も実施してゐる。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、3~4%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年に一層減少から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ゐた。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磁気点は殆んど無変化である。従つて、2つの地点における3~4%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は、従来からの期待量よりも一桁大きい値となる。

電気探査について (Ⅱ)

電気探査班：小野吉彦，村上裕，田中修一，佐藤功，駒井二郎（地質調査所）；森島一雄，高橋利昌（秋田大鉱山）；鍋谷祐夫，尾谷悟（弘前大理）；三石正明（東大理），吉野登志男，本廣善舟，秋田久司（東大工学部）；河野泰，沢野洋二，柳沢正久（東大理）；佐藤則彦，水内俊雄，橋本悟，阪井博志，飯尾龍久（京大工学部）；鈴木亮（京大理）

5本のシュランベルジュ探査の結果は新層の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由来し、とくに S771 では 250~300m で比抵抗曲線の立上りが見られた。新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 程度を不連続部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表層の増成層や図土層の影響をうけてい

る。傾度の後半では、四極子法によるマッピングの検討から比抵抗構造を推測する。

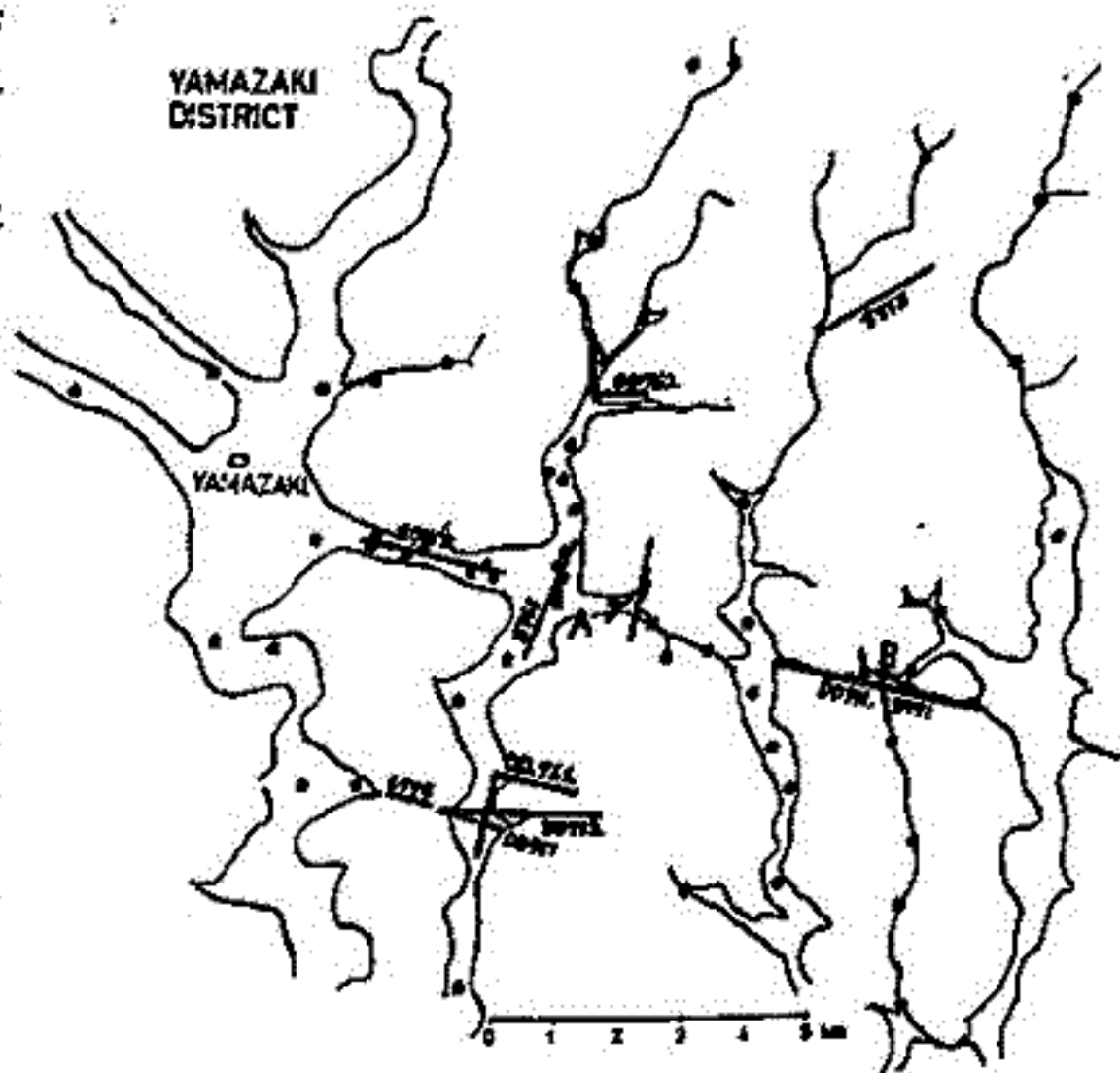


図1. 測点配置図

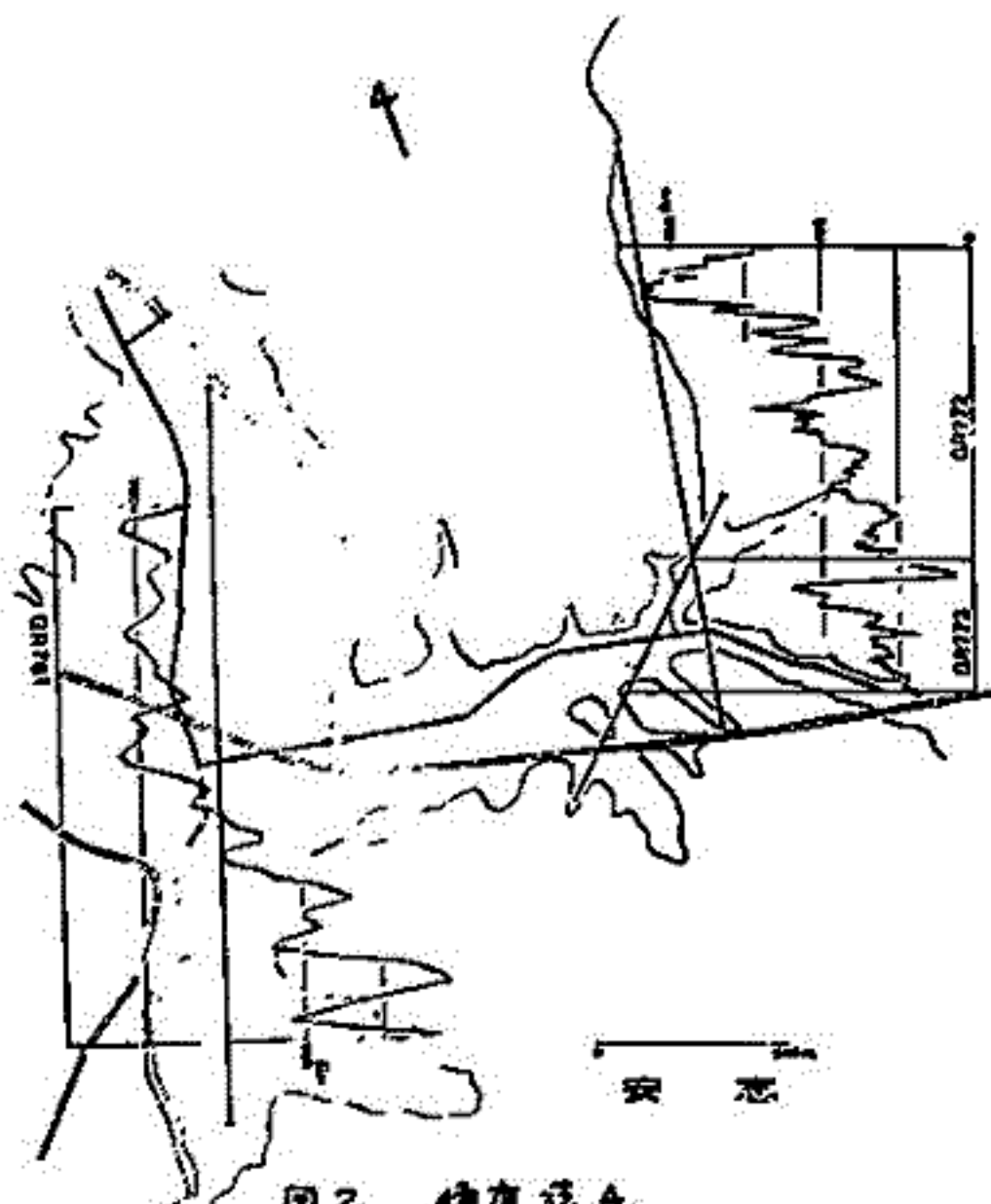


図2. 傾度法 A.

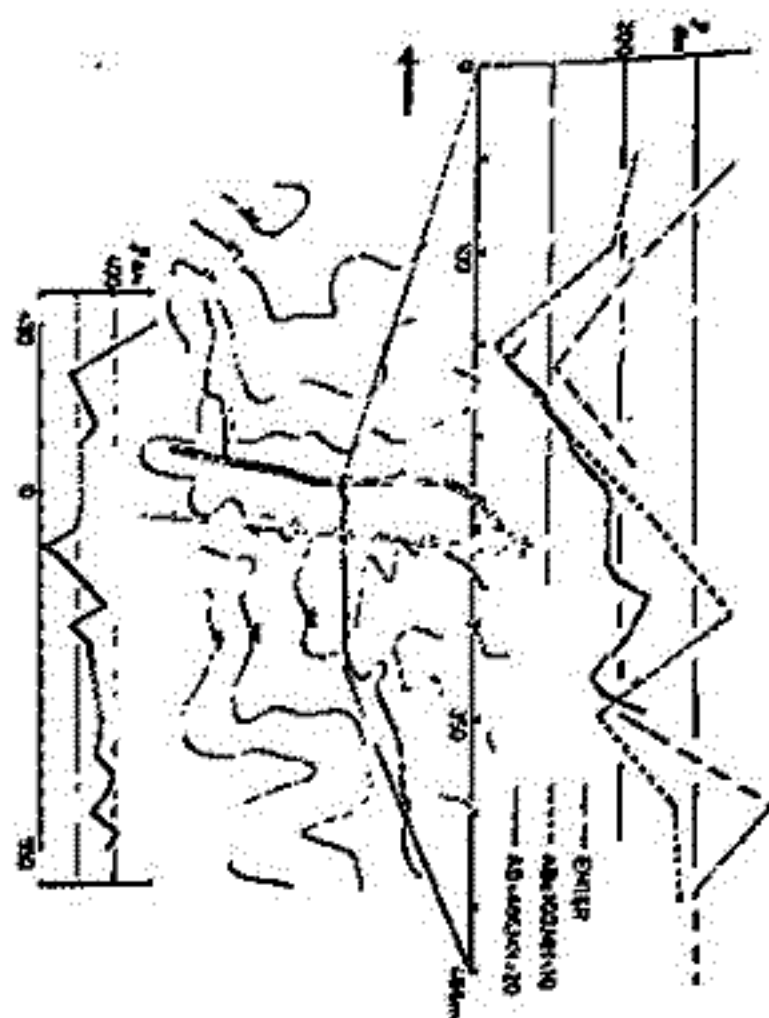


図3. 傾度法 B.

森 俊雄 河村 節 大地 光

地磁気観測所

埼玉県寄居町と岡部町の境界にある柳瀬断層に対して、昨年「引越」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、柳瀬断層を横切った断面についてその比抵抗構造を話し、今年はその測定範囲を広げ、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った測線上での補充測定を行うと共に、断層の地り部分と横切った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 以上にする事はできなかった。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 Ω m 以下で、断層附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附近で特異構造を示す。昨年行った断層を横切った断面では、断層附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った断面では、むしろ断層附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、水や粘土が関係していると思われ、これらの作用をしっかりとらねば、他の結果とも合わせて検討する。

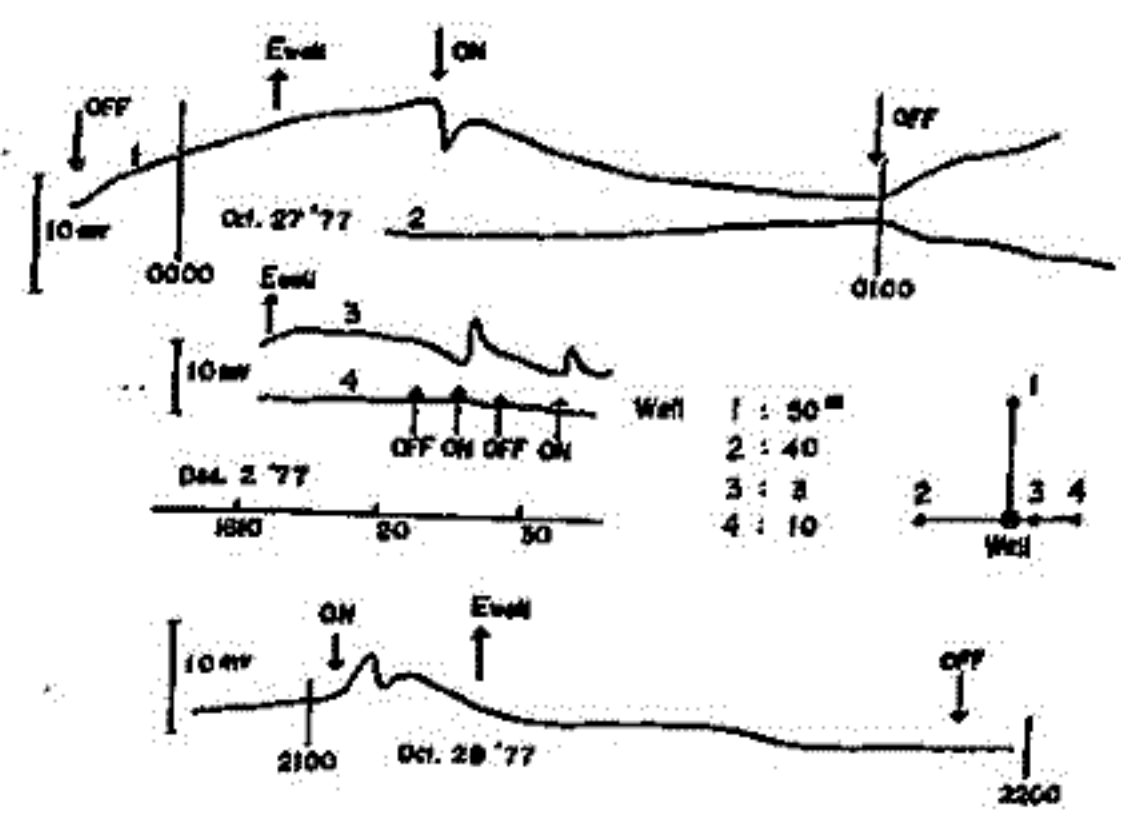
宮腰潤一郎
鳥取大学 教授

地震発生に先行して知られる地球磁場変化と、クイックランシー過程における震源域への地下水流入に際して生ずる流物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。この度は皆生温泉、淡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に、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ぬ。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秒おくれで始まる、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、やや急激な変化の上があらわれる場合、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。

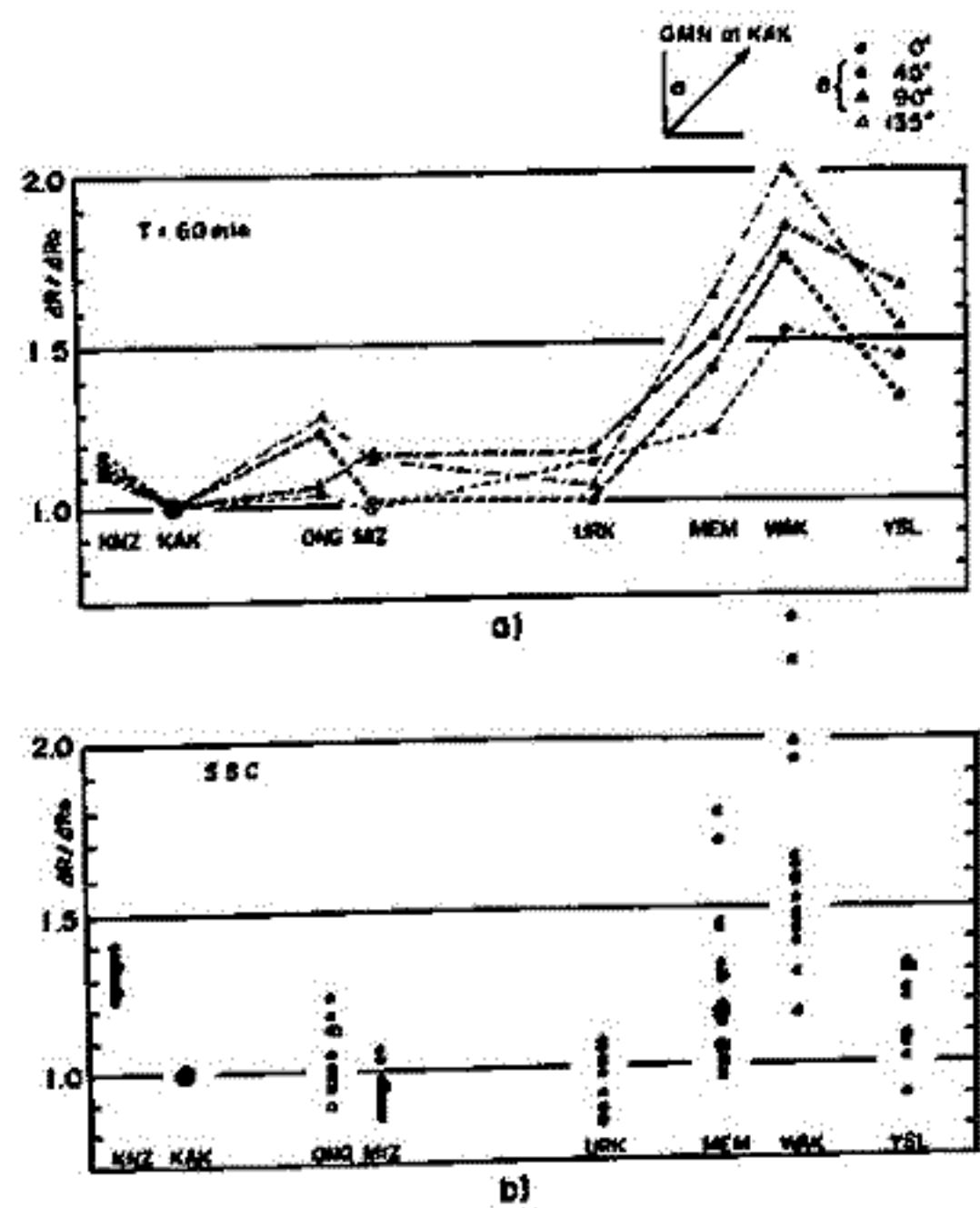
① H. Mizutani and T. Ishido, 1976, J. G. G. 28, 177~188.
 ② 石戸恒雄, 水谷仁, 馬場健三, 52年秋期地電学会。



- S. S. C. の異常 -

西田 泰典
北大 理

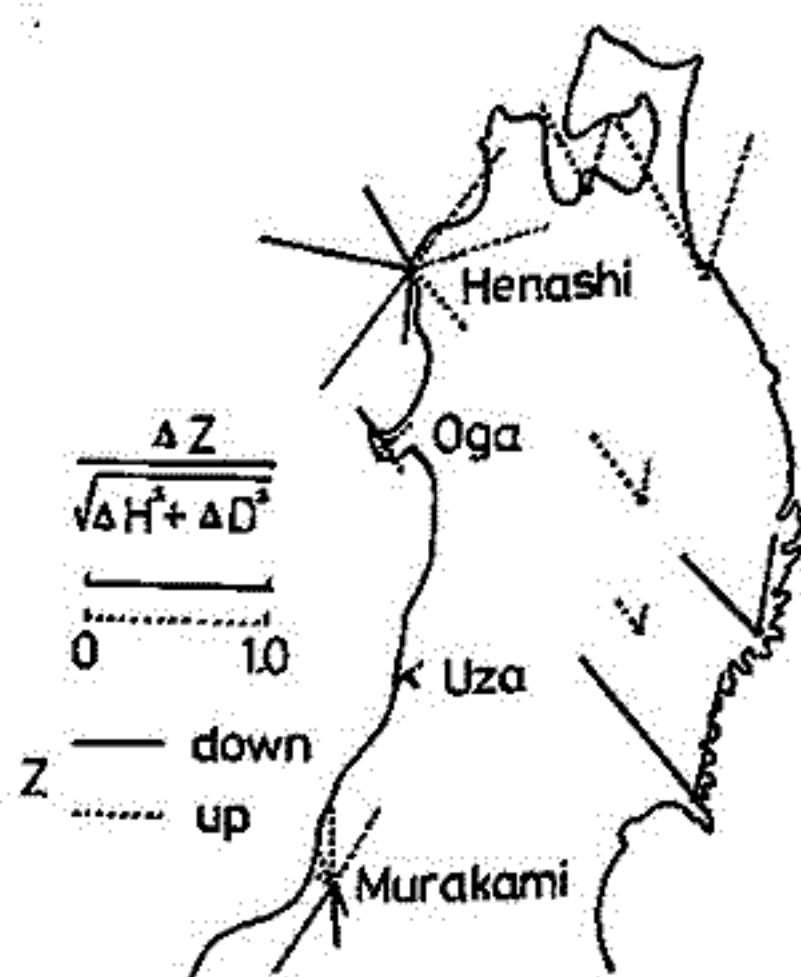
1977年度の学会において、東北日本国定観測点の地磁気変化水平成分の異常を種々の周期につき、かつ変化方位毎に詳しく調べた結果を發表した。その結果に更にユジノサハリンスク(YSL)を加えたものが図a)である(ΔR_0 として枠囲をとっている)。著者は女蕨別とCA観測の基準点として1Eが、女蕨別においては $\Delta R/\Delta R_0$ が変化方位により大きく異なり $N130^\circ E$ 方向にその極大値がくること、及びその極大値は短周期に存する程大きくなることわかった(この傾向は稚内でも同じ)。このことは女蕨別下は $N40^\circ E$ のtrendをもつ良導層が地下浅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、外部磁場の影響を排除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、津和野では ± 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つては異常に大きい値が得られた(図b)。その方向は上記類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方性によるものと思われる。



加藤愛雄 ; 藤戸正弘, 早坂寿
(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と比べ、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、日本海側地磁気短周期変化に及ぼす影響を及ぼすかを知ることは地中の電流伝導度分布を考える上で重要と思われる。そこで、このような地盤附近の電流伝導度分布による効果を考えるのに有効と思わ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年秋に差し当り図のよう東北地方4ヶ所(青森県深浦町、秋田県男鹿市、山形県越後町、新潟県村上市)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と同様に示してある。

青森県深浦町船作における「方向特性」、男鹿では $\Delta Z/\Delta H$ が小さいほぼ正の値とすること、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併せて、日本海側どう影響しているかを考え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。

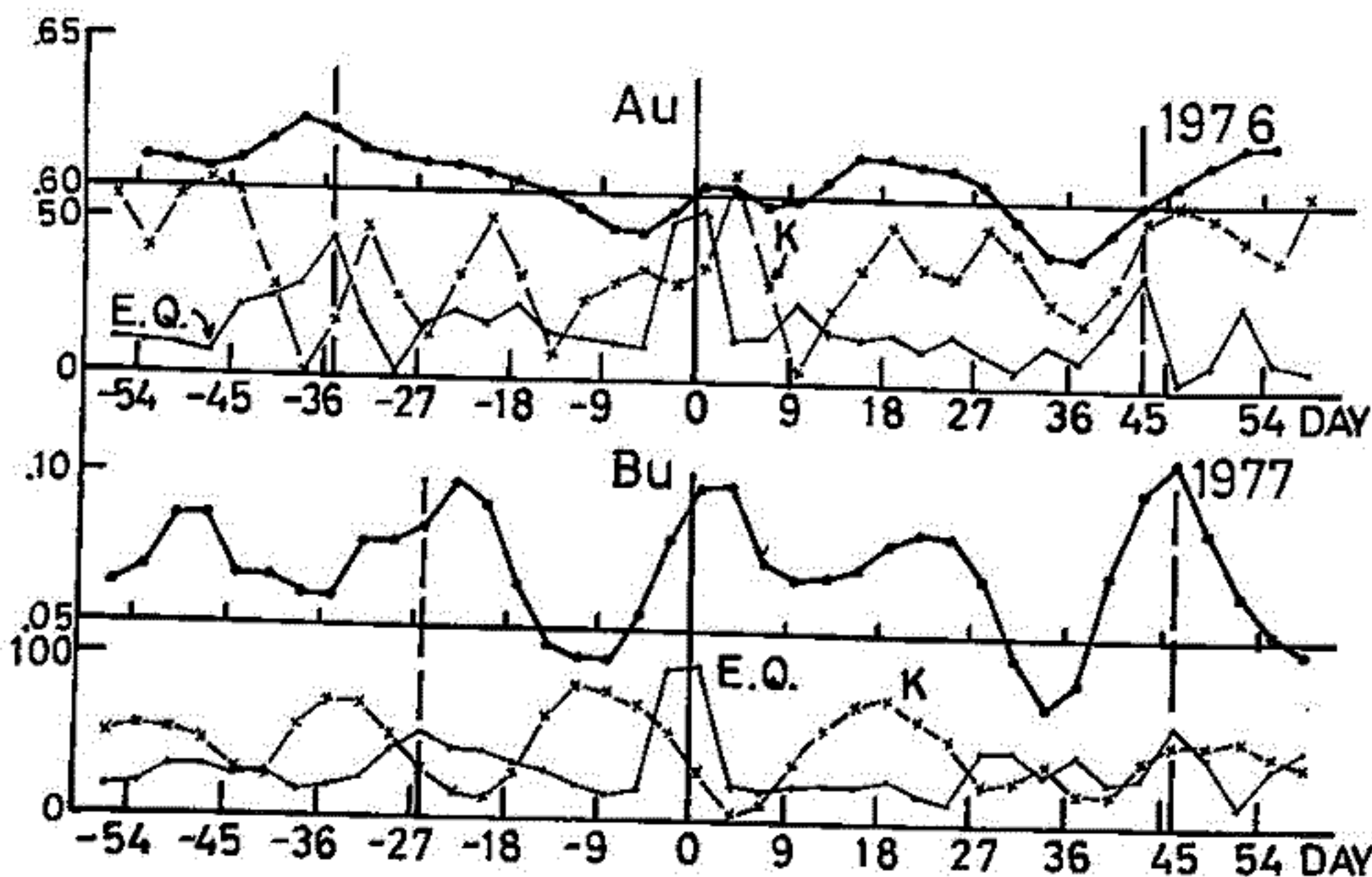


佐野幸三
気象庁地磁気観測所

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と総合的に解析してみた。下図にその結果の概例を示した。

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)および長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突発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長指数変化にも相関性がありそうで、これらが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1周期現象もあり、視むる結論は下出せず、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 = 日平均長指数の重ね合せ平均。

19P-II111 甲伊豆に於ける地磁気・地電流に関する異常と

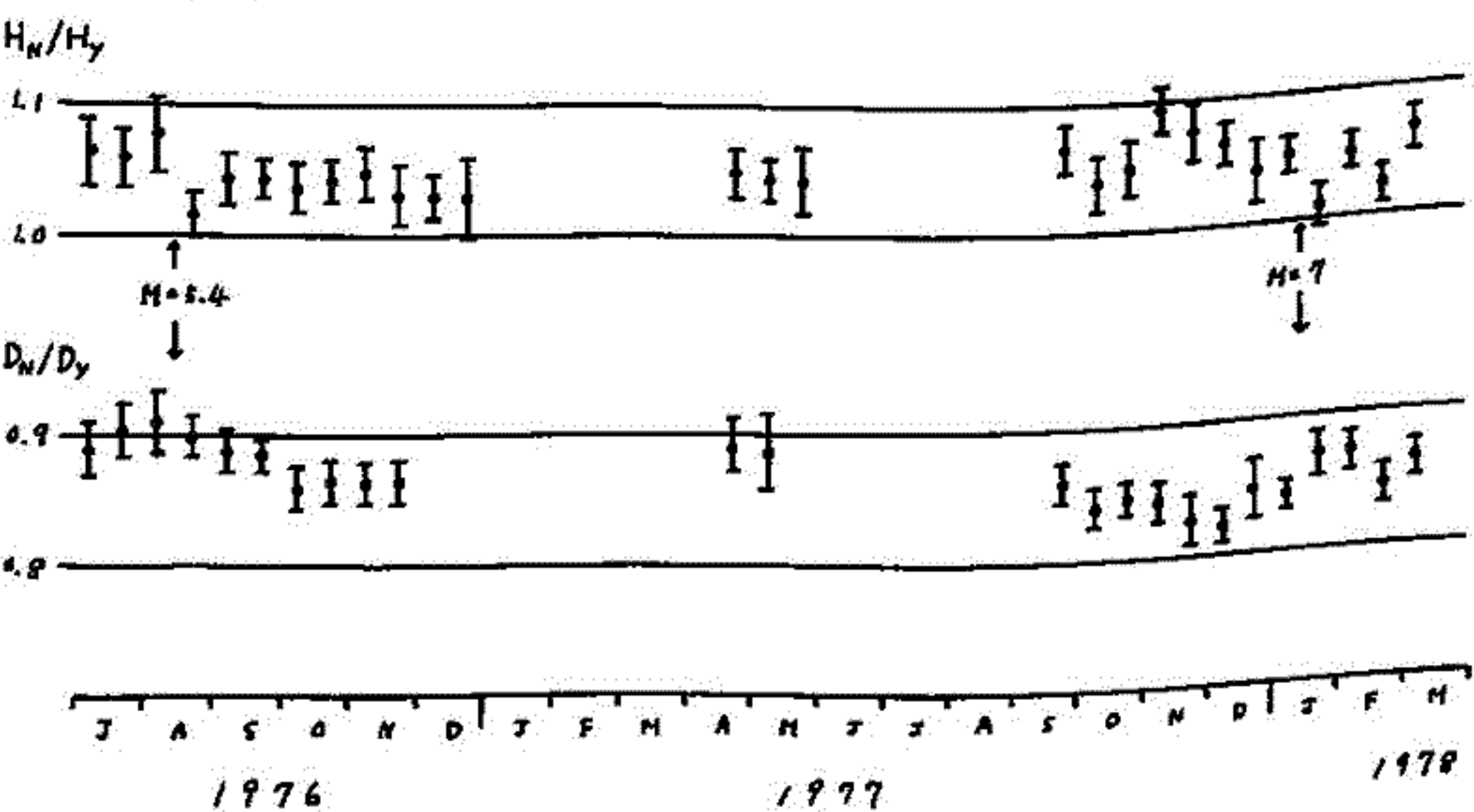
伊豆大島近海地震との関係について

東京大学地学研究所
本廣義彦, 小山 茂

伊豆地方で観測された地磁気異常現象は、電磁気異常現象の観測されたものとを調査する目的、1976年7月以来、甲伊豆に於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の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。

甲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の図に示す。Hに於ける振幅比は、1977年11月前半に、八丁岳観測所に於ける甲伊豆で3~4%振幅が増加し、その前後に減少して伊豆大島近海地震が発生した。これに於ける1976年9月後半から1977年10月後半までは、途中変動があったものの、観測点の変化は小さい。Dに於ける振幅比は、1977年9月後半に甲伊豆での振幅が小さくなり、その前後に減少した。伊豆大島近海地震の発生以後、振幅比は元の値に回復していったようである。

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みられた。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なかったが、この地電位差変化が地震の前兆現象であると考えられる。地震の直前、つまり数日前から地震発生までには観測点異常はみられなかったが、甲伊豆観測点での地電流の直前異常は確かだと結論できよう。地震後の地電位差の増加は、電磁気異常による変化の可能性があるので、地震に伴う異常現象であるとは結論できるとはならない。しかし、最大余震(M=5.7)の前後には、ほぼ元の値に回復していったようであり、これは興味深い。



19P-II112 四国海盆の地磁気異常の磁化強度及び白鳳海山 ドレッジサンプリの磁化強度測定

甲田正夫

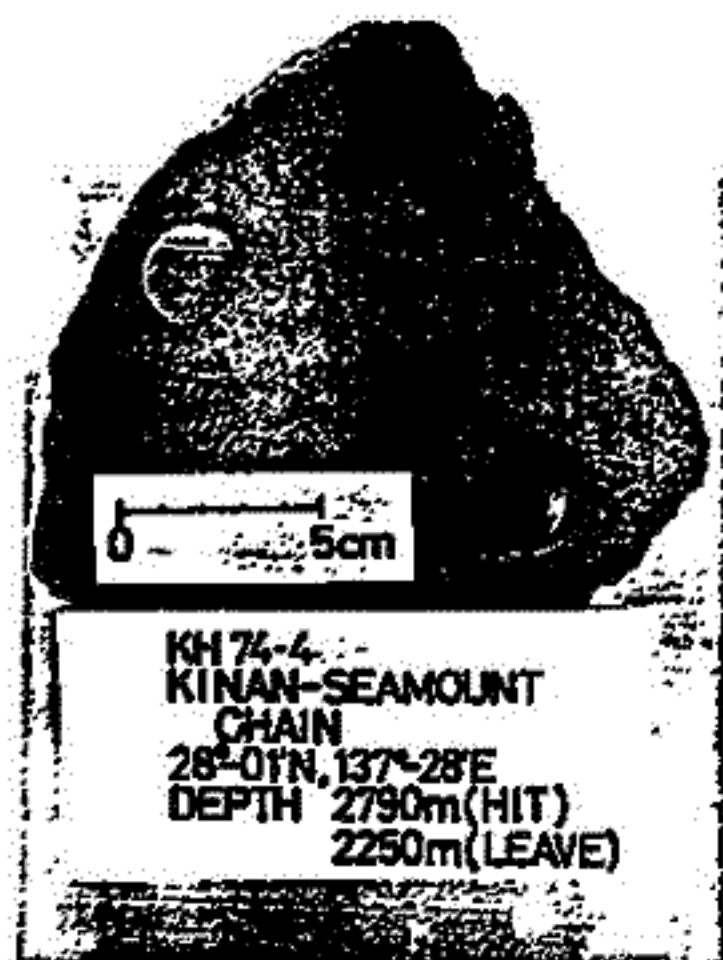
東京大学海洋研究所

白鳳丸KH74-4の航路で紀南海山列の1つである白鳳海山(28°01'N, 137°28'E)でドレッジサンプリを採取した玄武岩の磁化強度及び交流消磁測定を行った。その結果を得た。化学組成は徳山・藤岡(1976)により報告された深海性ソライト玄武岩である。

- 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 を越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 3 emu/cc 程度で、この程度の磁化強度を四国海盆の地磁気異常の原因を説明するには海面下 $5 \sim 7 \text{ km}$, つまり 2 km の厚さの海底基盤が必要になる。この結果は従来いわれられている 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DSDP 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-II113 オスロライトの磁気的特性

登内正浩, 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スロライト・サクセシト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, 外国のオスロライトのデータ, あるいは海底玄武岩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 は 2.4×10^{-4} , Hartzburgite は $2.5 \sim 4.2 \times 10^{-4}$ emu/cc
2. K-値: pillow basalt は $10 \sim 40 \times 10^{-4}$ dyke basalt は $4.5 \sim 5.5 \times 10^{-4}$ 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, hartz. dunite と同じ 200-500 Oe である。
5. 磁化方位: Pillow basalt は消磁に付いて安定であり, ほとんど方向の電化も無い。
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, 鏡下での 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 に比べて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 と相対的である。
8. 熱磁気特性: Pillow basalt はほとんど不可逆的線を示し, 低温磁化をうけていると見られる曲線を示す。インニールの Curie 温度も高く, $440 \sim 470^\circ\text{C}$ である。dyke basalt もいふ分低温磁化をうけていると見られるがインニールの Curie 温度は Pillow に比べて低く, $325^\circ \sim 410^\circ\text{C}$ である。
9. 反射顕微鏡的特性: Pillow basalt 中の磁性鉱物は, 粒径もほとんど大きくなく 10μ 以下の方が多いため, これに付いて dyke basalt の場合は 200μ 前後あり, 上記の安定性も含めて考えると矛盾しない。

以上のことをより, 外国のオスロライトと比較すると, 各 Pillow basalt に関しては大きな差はみられないが Dyke に関してはこれだけ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, 岩石記載的特性と合わせ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, 二次的に由来した磁性鉱物の CRM であることは明らかであろう。

19P-II114 マグネタイト及びチヌノマグネタイトの粒子サイズと磁気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

東大・海洋研

岩石や堆積物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の実験を行なった。

1. 粒子サイズのえりきよう (300~250~105~44~B~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りきよう (15, 25, 35 Ti/Fe mol% のチヌ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りきよう (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りきよう (2, 3, 5 mm 間隔に磁性鉱物を配列)。

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)をつけたものについて、それぞれ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が、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をアクリル樹脂の箱に入れ、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たななした。

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考へられ、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りきようの結果と合わせて考察すると、明らかになる。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、実際にはわかかに入ってきた異なる粒子が混入していることも考へられる。

以上の結果から、岩石(とくに海底堆積物の玄武岩)の強磁性の解釈にあり程度の数値的評価をすることが出来る。

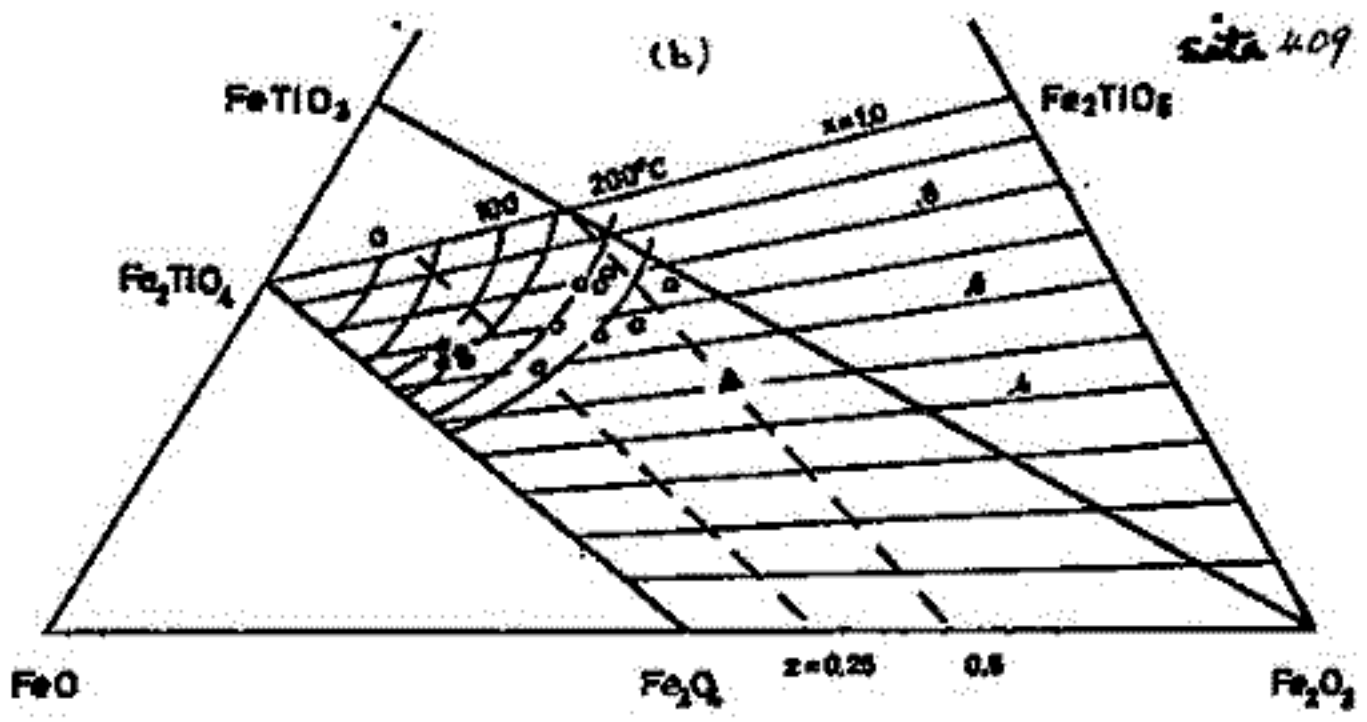
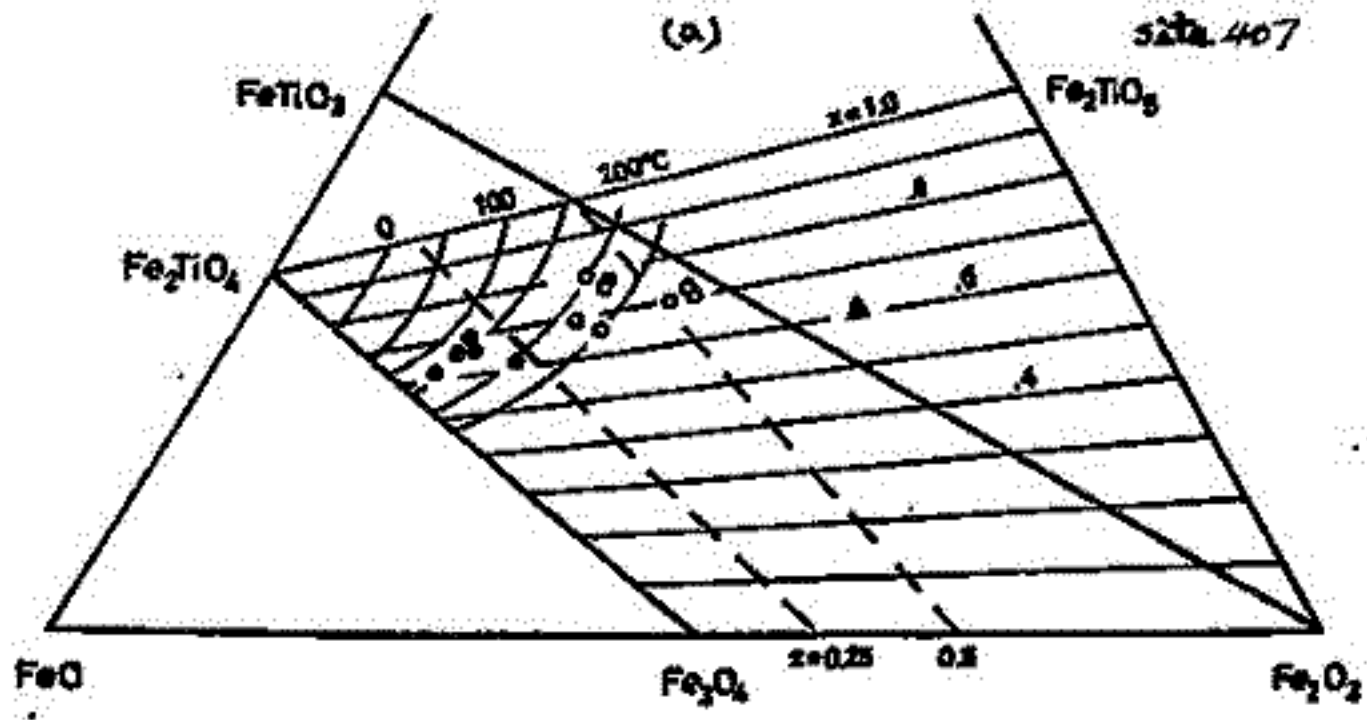
19P-II115 大西洋中央海嶺付近の岩石中の磁性鉱物

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. Shive (ワシントン大), A. Faller (リーズ大), R. Day (カリフォルニア大)

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より地点, 37°N 付近より地点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, 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. 千夕ノマアネタイトの酸化程度の程度は, 岩石が形成された時代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, 保存環境によって変異していると考えられる。
2. 又, 酸化程度の程度は, 海底面から深さにも, ドリリングされた岩石に依る限り, 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おり, その全体に亘って, いろいろ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, 中央海嶺で採出されたときには 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, その岩を形成するときに TRM を獲得したことを示している。
4. 酸化は千夕ノマアネタイトから Fe を溶脱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。● 即ち可逆曲線を示し, ○ 即ち不可逆曲線を示すもの, ▲ は両者のタイプと異なるもの, 不可逆曲線を示すものは他のものに比べて, 相対的に千夕ノの量が多いことが明らかである。又, z 値が 0.25 以上になつており, 酸化をうけてゐることを示している。