

東京都文京区弥生二丁目1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(八二三)二二二一(内線六四七六)

第56回講演会

講演予稿集

昭和49年11月12日～11月15日

於 岐阜県穂積町中央公民館

日本地球電気磁気学会

# 日本地球電気磁気学会

## 第56回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和49年11月12日(火)～11月15日(金)

会 場 岐阜県穂積町中央公民館

Tel 05832-6-6371 (穂積町民センター)

| 日         | 時    | 10        | 11      | 12 | 13 | 14         | 15         | 16 | 17 | 18    | 19 | 20 |
|-----------|------|-----------|---------|----|----|------------|------------|----|----|-------|----|----|
|           |      | 9:30      | 10:30   |    |    |            |            |    |    |       |    |    |
| 11月12日(火) | 第1会場 |           | 太陽風・惑星  |    |    |            | 磁気圏・プラズマ波動 |    |    | 運営委員会 |    |    |
|           | 第2会場 |           | 中間圏・大気圏 |    |    | 中間圏<br>大気圏 | 電離圏Ⅰ       |    |    |       |    |    |
| 11月13日(水) | 第1会場 | 極域現象Ⅰ     |         |    |    | 極域<br>現象Ⅱ  | 電離圏Ⅲ       |    |    | 評議員会  |    |    |
|           | 第2会場 | 電離圏Ⅱ      |         |    |    | 地球内部       |            |    |    |       |    |    |
| 11月14日(木) | 第1会場 | 宇宙線       |         |    |    | 総会         | 特別講演       |    |    |       |    |    |
|           | 第2会場 | 古地磁気・岩石磁気 |         |    |    |            |            |    |    |       |    |    |
| 11月15日(金) | 第1会場 | ELF・VLFⅠ  |         |    |    | ELF・VLFⅡ   |            |    |    |       |    |    |
|           | 第2会場 |           |         |    |    |            |            |    |    |       |    |    |

第 1 日 11月12日(火)

太陽風・惑星 於 第1会場(10:30~12:30)

### 開会の辞

- I-1 鈴木勝久\*, D.L. Judge\*\*, R.W. Carlson\*\*, A.L. Morse\*\* (\*東大理, \*\* USC)  
Interplanetary Hydrogen and Helium Glow: Pioneer 10 Observation Results (12分)
- I-2 坂翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(12分)
- I-3 高橋富士信, 川尻盛夫, 三木千紘, 河野宣之(電波研鹿島) 太陽コロナ磁場による Tau 直線偏波の Faraday 回転(12分)
- I-4 渡辺亮(名大空電研) 太陽の活動領域と太陽風速度との関係 (12分)

- I-5 寺沢敏夫, 大林辰蔵 (宇宙研) Interplanetary Shock Wave による太陽宇宙線の Modulation — 衛星観測の解析 (12分)
- I-6 近藤一郎, 長島一男, 藤井善次郎 (名大理) 惑星間空間磁場の sector 構造と宇宙線異方性 (12分)
- I-7 大家寛 (東北大理) Jupiter Magnetospheric Configuration (12分)
- I-8 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理) Observations of Jupiter Decameter Waves (I) (12分)
- I-9 森岡昭, 大家寛 (東北大理) Observations of Jupiter Decameter Waves (II) (12分)

磁気圏・プラズマ波動 於 第1会場 (14:00~18:00)

- I-10 渋谷仙吉 (山形大理) シロバトスキー理論の再検討 (8分)
- I-11 山下喜弘 (気象庁気象衛星) PC 1 脈動発生領域の磁気圏電場 (8分)
- I-12 桜井亨 (東北大理) Substorm-associated electric field variations near the plasmapause (10分)
- I-13 林幹治 (東大理) コーラス型 ELF 放射に見られるサブストームの影響 I (12分)
- I-14 菊地弘 (日大理工, 名大プラズマ研) Micropulsations and the Plasmapause (I) (12分)
- I-15 佐藤哲也 (東大理) 太陽風-磁気圏-電離層相互作用  
I 電気回路表示 (12分)
- I-16 佐藤哲也 (東大理) 太陽風-磁気圏-電離層相互作用  
II 磁気圏嵐 (12分)
- I-17 大林辰蔵 (宇宙研) 太陽フレアとオーロラ嵐 (12分)
- I-18 木村磐根, 橋本弘蔵 (京大工) VLF ドップラー法による電子温度の測定 (12分)
- I-19 南部充宏 (九大教養) Heating Mechanism of Ions in the Tail Plasma Sheet (12分)
- I-20 玉尾孜 (東大理) 磁気圏尾部内の粒子と波動 (12分)
- I-21 Kikuchi, H., H. A. Taylor, Jr., A. R. Deshmukh (NASA/Goddard Space Flight Center) Irregular Structure of Thermal Ion Plasma Correlated with FLF Electric Fields Observed from OGO-4 and -6 Near the Light Ion Trough (12分)
- I-22 大家寛 (東北大理) Plasma Flows in the Earth's Magnetosphere (12分)
- I-23 野田彰 (東大理) 非一様プラズマの幾何学とその応用 (I) —基礎的考察— (12分)
- I-24 南部充宏 (九大教養) Negative Pressure Effect on the Alfvén Waves (12分)
- I-25 山本隆 (東大理) Saturation of a Single Electrostatic Wave by Particle Trapping (10分)
- I-26 山本隆 (東大理) Resonance Broadening Due to Turbulent Collision (5分)
- I-27 安田豊, 松本紘 (京大工) VLF トリガードエミッションの計算機シミュレーション (12分)



- I-28 並川富一，北川滔英（阪市大理）一様磁場下に於ける多成分プラズマ内の横波の伝播(II) (12分)
- I-29 永野宏（岐阜歯大）Kelvin-Helmholtz 不安定における有限な電気伝導度と Hall 電流の効果について (8分)
- I-30 永野宏（岐阜歯大）磁気圏境界における FLR-Kelvin-Helmholtz 不安定について(III) (8分)

中間圏・大気圏 於 第2会場(10:30~12:30)

- II-1 岩坂泰信（名大水研）成層圏エアロゾルと SO<sub>2</sub> の酸化反応 (12分)
- II-2 広野求和，藤原玄夫，板部敏和（九大）成層圏エアロゾル層の粒径分布と変動の機構について (12分)
- II-3 上山弘，丸山伸夫，岡野章一（東北大）ラマン散乱断面の測定とその応用 (12分)
- II-4 等松隆夫，岩上直幹，近藤豊（東大）B<sub>5</sub>-53 によるオゾン密度の測定 (12分)
- II-5 渡辺隆\*，等松隆夫\*\*，小川利紘\*\*（\*東教大理，\*\*東大理）  
成層圏・中間圏のオゾン観測 (12分)
- II-6 等松隆夫，岩上直幹，近藤豊（東大）大気球による三種の大気オゾン測定法比較実験 (12分)
- II-7 早川幸男，飯島孝，伊藤浩式，松本敏雄，小野忠良（名大理）  
気球高度における O<sub>3</sub> と CO<sub>2</sub> の観測について (8分)
- II-8 小川利紘\*，島崎達夫\*\*（\*東大理，\*\*NASA/Ames）SST 排気ガスによる成層圏オゾンの破壊 (12分)
- II-9 小川利紘\*，島崎達夫\*\*（\*東大理，\*\*NASA/Ames）  
成層圏 NO<sub>x</sub>，HO<sub>x</sub> の日変化 (12分)
- II-10 小川利紘\*，島崎達夫\*\*（\*東大理，\*\*NASA/Ames）  
成層圏微量成分の鉛直分布モデル (12分)

中間圏・大気圏及び電離圏 I 於 第2会場(14:00~18:00)

- II-11 等松隆夫（東大）極光中の CO<sub>2</sub> 赤外放射の励起機構 (12分)
- II-12 渡谷邦彦\*，寺本直美\*\*，橋岡光義\*\*\*（\*鳥取大，\*\*鳥取工高，\*\*\*京工織大）  
XeO による OI 15577 の発光 (10分)
- II-13 市川敏朗\*，大地登\*\*（\*岐阜歯大，\*\*岐阜大教養）  
大気の光学的モニタリングについて (8分)
- II-14 篠木誓一，渡辺隆，中村正年（東教大理）夜間大気光のバルーン観測 (12分)
- II-15 上山弘，岡野章一（東北大）ナトリウム層微細構造のライダー観測 (12分)
- II-16 岡野章一\*，上山弘\*，市川敏朗\*\*（\*東北大，\*\*岐阜歯大）  
超高層大気温度の分光観測(II) (12分)
- II-17 奥田光直（弘前大教育）酸素赤線/緑線強度比変化 (10分)
- II-18 岩坂泰信（名大水研）下部熱圏の O，O<sub>2</sub> 分布と大規模循環 (12分)
- II-19 小川利紘（東大理）超高層大気組成のモデリング I (12分)
- II-20 福山薫（京大理）Diurnal Variations of Atmospheric Constituents  
in the Lower Ionosphere



- Ⅱ-21 山本利文, 北村泰一 (九大理) 焦点をもつ磁場測定センサーとその実験 (10分)
- Ⅱ-22 石津美津雄, 北村泰一 (九大理) SQUID による実測 (10分)
- Ⅱ-23 半田駿 (京大理) 地磁気長周期成分の解析(Ⅳ) (12分)
- Ⅱ-24 白木正規 (地磁気観) 地磁気日変化等価電流系の変動—電離層などとの関連性について— (8分)
- Ⅱ-25 鈴木亮, 前田坦 (京大理) 電離層ダイナモ電流のUT変化(Ⅱ) (12分)
- Ⅱ-26 荒木徹, 菊池崇 (京大理) ScのEquatorial Enhancement について(Ⅱ) (12分)
- Ⅱ-27 堀内俊洋, 加藤進 (京大工) 電離大気の運動に及ぼす境界条件の影響 (10分)
- Ⅱ-28 菊池崇, 荒木徹 (京大理) 非定常 H・M 波の電離層透過 (12分)
- Ⅱ-29 太田征次郎 (岐阜歯大) 地磁気変化および関連現象の統計 (12分)

第 2 日 11月13日(水)

極域現象Ⅰ 於 第1会場(9:30~12:30)

- I-31 鈴木裕 (阪市大工) 超低周波音波の観測結果 (12分)
- I-32 桑島正幸 (地磁気観) 昭和基地—内陸地磁気2点同時観測(Ⅱ) (12分)
- I-33 平沢威男, 鮎川勝 (極地研) Substorm と pi Pulsations (12分)
- I-34 斎藤尚生, 桜井亨 (東北大) Substorm Onset と Pi 2型磁気脈動(Ⅱ) (12分)
- I-35 村岡良和 (兵庫医大) PCA時における極域地磁気擾乱 (8分)
- I-36 岩崎昂 (相模工大工) 太陽風北向き磁力線と磁気圏テイルに絡がる極域磁力線との結合の可能性 (8分)
- I-37 前沢湧 (宇宙研) 極域電流の惑星間空間磁場への対応性 (12分)
- I-38 前沢湧 (宇宙研) 極域電流の惑星間空間磁場への対応性(Ⅱ) (12分)
- I-39 安原通博\*, 小川俊雄\*\* (\*京教大, \*\*京大理)  
高緯度の大気電場について (8分)
- I-40 前田坦 (京大理) 電場による極地電離層の風 (12分)
- I-41 前川紘一郎\*, 前田坦\*\* (\*京教大理, \*\*京大理) 極域電離層電流(Ⅱ) (8分)
- I-42 Kawasaki, K. and N. Fukushima (東大理) A Simplified Mechanism for Field-Aligned Currents from the Ionosphere
- I-43 福島直 (東大理) Field-Aligned Current と電離層電流とのつながりに関する問題(Ⅱ) (12分)
- I-44 飯島健 (東大理) Polar Magnetic Variations: D Component Characteristics (10分)
- I-45 金田栄祐 (東大理) Substorm の特性(Ⅲ) (12分)

極域現象Ⅱ及び電離圏Ⅱ 於 第1会場(14:00~18:00)

- I-46 宮崎茂 (電波研) 南極ロケットによる下部電離層の測定(Ⅲ) (12分)
- I-47 小川忠彦, 森弘隆, 宮崎茂 (電波研) ロケットによる南極電離層の電子密度ゆらぎの観測 (12分)
- I-48 永田武\*, 平沢威男\*, 滝沢美代子\*, 等松隆夫\*\* (\*極地研, \*\*東大理)  
観測ロケットによる極嵐の研究(Ⅰ) 極光電子による電離層の電離 (12分)

- I-49 小口蒔 (東大理) オーロラの動特性 (I) スケールに関与しない動態の統一性 (12分)
- I-50 永田武, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研) 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学 (I) (12分)
- I-51 相京和弘, 古閑照男, 五十嵐喜良 (電波研) 符号化パルス方式サウンダーによる電離層の地上観測 (12分)
- I-52 小山考一郎, 平尾邦雄 (宇宙研) 汚染電極の電子密度におよぼす影響 (8分)
- I-53 河島信樹, 矢守章, 佐々木進, 岡村昇一, 村里幸男, 金子修 (宇宙研) K-9M-46号機による電離層プラズマの制御実験 (12分)
- I-54 山下喜弘\*, 井上隆義\*\* (\* 気象庁気象衛星, \*\* 京大理) 極域熱圏の風系数値計算 (I) (8分)
- I-55 森洋介 (宮崎教大) 大気組成変化と電離層嵐 (8分)
- I-56 筒井稔, 小川徹 (京大工) 電離層F領域の周期変動とその解析 (II) (12分)
- I-57 小木曾賢, 北村泰一 (九大理) 極冠F領域電子密度と電場 (長周期) (12分)
- I-58 米沢利之 E<sub>2</sub> 層ピークの標準的電子密度及び高さの計算式 (10分)
- I-59 Girija Rajaram (宇宙研) Characteristics of Electron Density and Electrom Temperature in the Topside Ionosphere (8分)
- I-60 Girija Rajaram (宇宙研) Longitudinal Dependence of Night-Time Electron Density Distributions in the Topside Ionosphere (8分)
- I-61 井上隆義, 趙泰吉 (京大理) 赤道域上部電離層の磁気嵐時変動 (8分)
- I-62 中村義勝, 松浦延夫, 西崎良, 永山幹敏, 北条尚志 (電波研) 日本附近の上部電離圏における電子密度の緯度分布 (1967年, 1968年のデータから) (12分)
- I-63 西崎良, 松浦延夫 (電波研) プロトン・サイクロトン・エコーの出現について (10分)
- I-64 高橋忠利 (東北大理) 降下低エネルギー電子への Analytic Approach (12分)
- I-65 竹内一, 今井喬, 和田雅美 (理研) 放射線帯下電子エネルギー分布の空間依存性 (12分)
- I-66 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理) SRATS 衛星におけるプラズマ計測 (12分)

電離圏 II 於 第2会場 (9:30~12:30)

- II-30 大塩光夫 (電波研平磯) 太陽X線フレアによるD領域の増加電子密度の様相 (II) (12分)
- II-31 武井恵雄, 上山弘 (東北大理) Ionospheric Effects of Energetic Electrons Scattering from the Radiation Belts. (I) Scattering Processes in the Magnetosphere (12分)
- II-32 上山弘, 武井恵雄 (東北大理) Ionospheric Effects of Energetic Electrons Scattering from the Radiation Belts. (II) Ionization in the Lower Ionosphere (12分)
- II-33 反田久義, 上山弘 (東北大理) D層のイオン組成 (12分)
- II-34 長野勇\*, 木村磐根\*\*, 満保正喜\*, 松尾敏郎\*\* (\* 金沢大工, \*\* 京大工) K-9M-29号機による電波強度観測値から下部電離層の電子密度分布の計算 (8分)
- II-35 菊池崇, 荒木徹 (京大理) 近距離伝播VLF標準電波の電界強度の周期解析 (12分)

- II-36 亀井豊永, 前田坦 (京大理) スペースデータ自動読取(III) (12分)
- II-37 石嶺剛, 貝沼昭司, 杉内英敏 (電波研) レーダによる流星飛跡の観測結果 (12分)
- II-38 斎藤文一 (新潟大理) 1972 ジャコビニ流星時における夜光スペクトル (8分)
- II-39 中村純二 (東大教養) TMA発光雲による夜間上層風の観測 (12分)
- II-40 平尾邦雄, 松村正三 (宇宙研) K-9M-48による中性大気温度観測 (8分)
- II-41 加藤進, 川上孝仁 (京大工) Cherenkov Emission of Acoustic Gravity Wave in the Upper Atmosphere (12分)
- II-42 前田佐和子 (京大理) 温度成層大気中に於ける内部重力波の励起と伝播 (12分)
- II-43 一ノ瀬琢美\*, 小川徹\*\* (\*同志社大工, \*\*京大工) HFドップラーデータより推定した日食時の重力波 (8分)
- II-44 竹屋芳夫, 南繁行 (阪市大工) イオンプローブ(5) -イオン温度の測定- (12分)
- II-45 向井利典, 小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研) 熱的電子と非熱的電子のエネルギー分布のつながりについて - K-9M-45号機による観測結果 (8分)

地球内部 於 第2会場(14:00~18:00)

- II-46 佐野幸三 (地磁気観) 光ポンピング磁力計による地磁気観測結果 (10分)
- II-47 行武毅 (東大震研) Sg電流系による地球内部電磁誘導 (15分)
- II-46 駄口光夫 (岡崎高校) Filterによる周波数分析の考察(II) (15分)
- II-49 富田宏 (東大理) 局地的地磁気変動成分の分離の問題について (10分)
- II-50 西田泰典 (北大理) 石狩平野における地磁気電流観測 (10分)
- II-51 鈴木明成\*, 鈴木亮\*, 亀井豊永\*, 宮腰潤一郎\*\* (\*京大理, \*\*鳥取大教養) 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について(I) (12分)
- II-52 鈴木亮\*, 亀井豊永\*, 宮腰潤一郎\*\* (京大理, \*\*鳥取大教養) 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について(II) (12分)
- II-53 宮腰潤一郎\*, 鈴木亮\*\*, 亀井豊永\*\*, 鈴木明成\*\* (\*鳥取大教養, \*\*京大理) 隠岐島および島根半島における地電流観測 (12分)
- II-54 柳原一夫 (地磁気観) 電気伝導異常の経年変化 (15分)
- II-55 Schwerer, F. C.\*, 永田武\*\* (\*U. S. Steel 研, \*\*極地研) アポロ月岩石の電気伝導度 - 総括報告 (12分)
- II-56 渡辺秀文 (東大理) 非定常乱流ダイナモについて (15分)
- II-57 浜野洋三 (東大理) 地球核の物理的状態 (15分)
- II-58 小嶋稔 (東大理) 地球大気の起源(その2) -希ガスからみた- (15分)

第 3 日 11月14日(木)

宇宙線 於 第1会場(9:30~12:30)

- I-67 森寛, 一之瀬匡興\*, 安江新一, 鷺坂修二, 赤羽重信 (信大理, \*信大教養) 地下30 m. w. e. における宇宙線強度変化の観測 II (12分)



- I-68 一之瀬匡興, 森覚\*, 安江新一\* (信大教養, \*信大理)  
地下 50 m. w. e. における宇宙線強度変化の解析 II
- I-69 千葉敏躬 (岩手大教育) 宇宙線中性子成分気圧効果係数の長期変動 (12分)
- I-70 菅野常吉, 石田喜雄, 斎藤俊子\* (福島大教育, \*福島医大教養)  
宇宙線十日変化と太陽活動度 III (12分)
- I-71 安江新一, 森覚, 長島一男\* (信大理, \*名大理) 宇宙線強度変化の三次元的解析 (8分)
- I-72 小玉正弘, 川崎信吉, 和田雅美 (理研) 宇宙線中性子雪量計 (12分)
- I-73 藤井善次郎, 近藤一郎, 長島一男 (名大理) 宇宙線強度短周期変動と Kp-index (12分)
- I-74 北村正丞, 池上比呂志, 小玉正弘\* (気象研, \*理研) 昭和基地における宇宙線シンチレーションの解析 III (12分)
- I-75 和田雅美, 荏野隆\* (理研, \*香港中文大) 緩中間子の大気効果 (12分)
- I-76 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榎原志津子, 近藤一郎, 林口文衛, 花井荏太郎\*, 小島浩司\* (名大理, \*名古屋保衛大)  
乗鞍及び名古屋における Small Air Shower の実験 III (12分)
- I-77 長島一男 (名大理)  $10^{11} - 10^{14}$  eV の一次宇宙線がつくるシャワーについて (12分)

古地磁気・岩石磁気 於 第2会場 (9:30~12:30)

- II-59 田中秀文, 河野長 (東大理) 雰囲気コントロールを使用した熱消磁炉 (10分)
- II-60 堂面春雄, 宗岡浩 (山口大教育) 米・コロンビア川玄武岩の磁性 III (13分)
- II-61 永田武, 杉浦直治\* (極地研, \*東大理) 大和隕石の磁氣的性質 (12分)
- II-62 永田武, F. C. Schwerer\* (極地研, \*U. S. Steel 研)  
アポロ月岩石の磁性 - 総括報告 (15分)
- II-63 鳥居雅之, 尾谷雅彦\*, 中村浩\*\* (阪大基礎工, \*泉北丘陵遺跡調査員, \*\*大阪府教委) 遺跡の磁気探査 - 須恵器古窯跡における一例 - (10分)
- II-64 広岡公夫, 服部勇, 伊藤政昭\* (福井大教育, \*福井県丸岡中)  
丹波帯北部古生層の古地磁気 (15分)
- II-65 安川克己 (阪大基礎工) 白亜紀における東北日本の平均的磁場伏角の問題点 (15分)
- II-66 河野長, 小嶋稔, 弘原海清\* (東大理, \*姫路工大)  
姫路周辺の火山岩 (白亜紀-古第三紀) の古地磁気学 (15分)
- II-67 河野長 (東大理) 古地磁気データの球面調和解析 III (15分)

総 会 : 於 第1会場 (14:00~16:00)

特別講演 : 於 第1会場 (16:00~18:00)

永 田 武 (極地研) 「南極観測の現状」

大 林 辰 蔵 (宇宙研) 「日本の科学衛星」

第 4 日 11 月 15 日 (金)

ULF・ELF・VLF I 於 第1会場 (9:30~12:30)

- I-78 宮崎光旗 (東大理) 磁気圏擾乱時の低緯度地磁気脈動 (12分)

- I-79 上田一, 渡辺富也\* (ブリティッシュ・コロンビア大理, \*東北大理)  
誘導磁力計の sensor として使用された air-core coil と high  $\mu$ -metal  
core coil の比較 (12分)
- I-80 Gerard Nourry, 渡辺富也\* (ブリティッシュ・コロンビア大理, \*東北大理)  
Interplanetary Magnetic Field and Geomagnetic Micropulsations (12分)
- I-81 村上裕 (京大理) シューマン共振と平面近似について (12分)
- I-82 棚橋秀伍 (名大空電研) シューマン共振周波数の 1 日変化 (12分)
- I-83 佐尾和夫, 山下享子, 太田幸一 (名大空電研) ELF 帯空電の波動インピーダンス測定 (10分)
- I-84 早川正士, 島倉信\* (名大空電研, \*千葉大) Reflection Mechanism of  
ELF-LF Waves in the Lower Ionosphere (12分)
- I-85 巻田和男 (東大理) Magnetopause 附近での ELF エミッション (I) (12分)
- I-86 早川正士, 田中義人, 大津仁助 (名大空電研) Morphologies of Low-Latitude  
and Auroral VLF Hiss (12分)
- I-87 大津仁助 (名大空電研) Ariel 3 による VLF Hiss の発生に関する考察 (12分)
- I-88 早川正士, 田中義人, 大津仁助 (名大空電研) Satellite and Ground Study  
of Magnetospheric VLF Hiss Associated with Magnetic Storms (12分)
- I-89 恩藤忠典, 村上利光 (電波研) 衛星高度における VLF 放射強度の緯度分布 I (12分)
- I-90 松本紘, 宮武貞夫\* (京大工, \*電通大) K-9M-46 号機によるプラズマ波実験 (速  
報) (8分)

ULF・ELF・VLF II 於第1会場(14:00~16:00)

- I-91 岩井章, 岡田敏美\* (名大空電研, \*群大工) 低緯度ホイッスラーの入射角・方位角及び  
偏波の観測結果 -単一周波数による観測- (12分)
- I-92 岩井章, 岡田敏美\* (名大空電研, \*群大工) 低緯度ホイッスラーの入射角・方位角及び  
偏波の観測 -広帯域方式への拡張- (12分)
- I-93 岩井章, 岡田敏美\* (名大空電研, \*群大工) ホイッスラーの分散の実時間観測方法 (8分)
- I-94 内藤悠史, 加藤進, 荒木徹\* (京大工, \*京大理) VLF 標準電波 (NWC) のホイッス  
ラーモード受信 (12分)
- I-95 早川正士 (名大空電研) Tunneling Transmission Through the Equatorial  
Lower Ionosphere of ELF and VLF Electromagnetic Waves (12分)
- I-96 早川正士, 田中義人, 岩井章 (名大空電研) Properties of Low-Latitude  
Whistler Ducts Deduced from the Rocket and Ground Observations (12分)
- I-97 鶴田浩一郎, 渡辺勇三, 西田篤弘 (宇宙研) カナダにおけるホイッスラー観測 (序報) (12分)
- I-98 恩藤忠典, 村上利光, 田中義人\*, 岩井章\* (電波研, \*名大空電研)  
衛星 - 地上 VLF 同時観測 (II) (8分)
- I-99 恩藤忠典, 上滝実 (電波研) 衛星で観測したホイッスラーエコーから求めたホイッスラー  
ダクトについて (10分)

# 第 1 会 場



1 - 1 Interplanetary Hydrogen and Helium Glow : Pioneer 10 Observation Results

Suzuki, K., Geophys. Research Lab., Univ. of Tokyo

D.L. Judge, R.W. Carlson, A.L. Morse, Dep. Physics, Univ. of Southern California

The Pioneer 10 deep-space probe carrying an ultraviolet photometer was launched on March 2, 1972. The uv instrument is a two channel photometer designed to measure the interplanetary and Jovian hydrogen and helium glow at  $\lambda 1216\text{\AA}$  and  $\lambda 584\text{\AA}$ , respectively. The photometer has been measuring the resonance scattering of the solar H and He lines along the ecliptic plane from 1 AU to 5 AU. The present data on the Ly- $\alpha$  radiation indicate that the maximum intensity occurs near the ecliptic plane and that the intensity is symmetric with respect to the plane. These results are in agreement with previous OGOS Ly- $\alpha$  measurements.\* We have compared the present data with several model calculations of the neutral wind to evaluate the parameters of the interplanetary neutral medium.

References

G.E. Thomas and R.F. Krassa, *Astron. & Astrophys.* 11, 218, 1971

J.L. Bertaux, A. Ammar and J.E. Blamont, *Space Research XII*, 1559, 1972

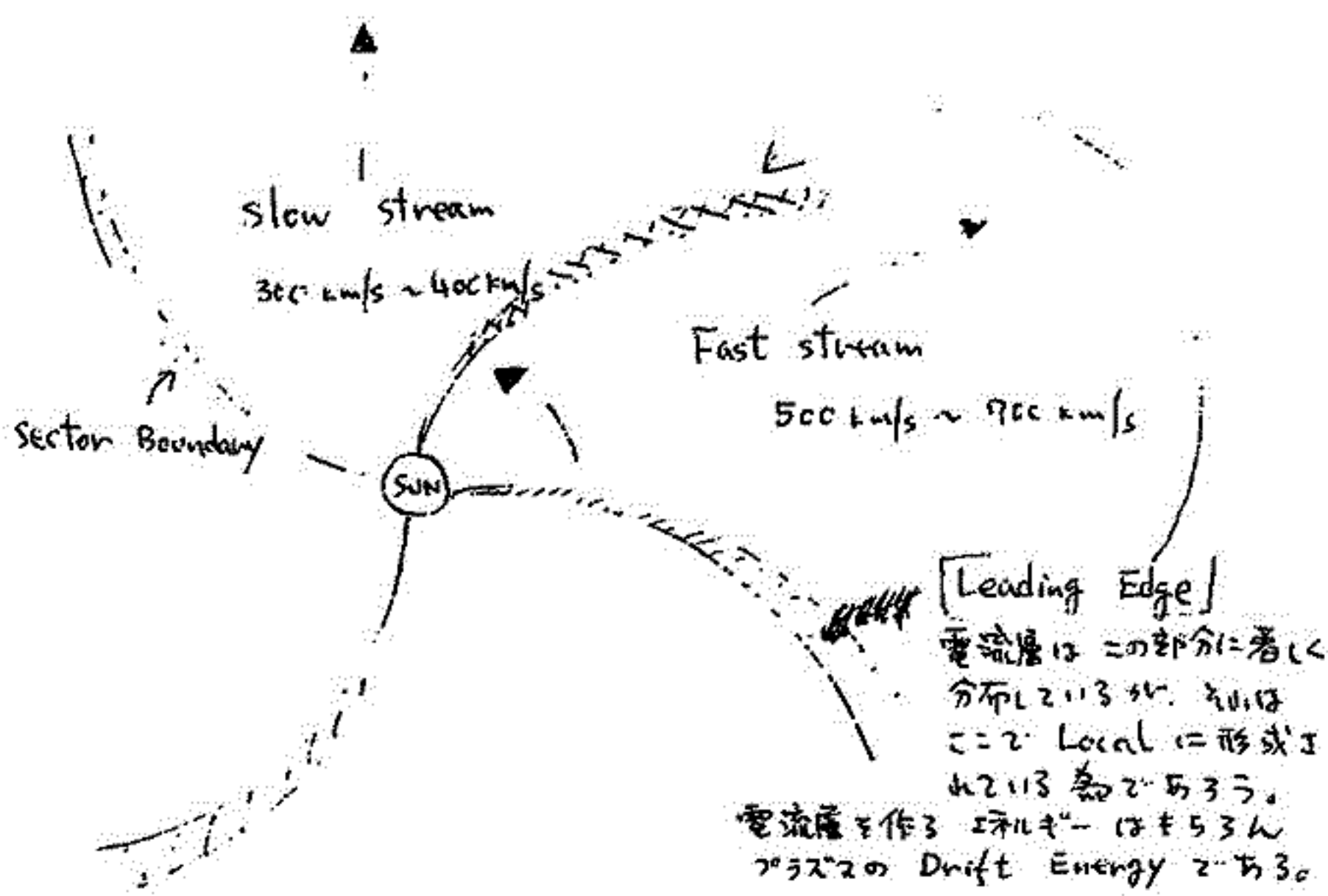
# 準定常太陽風セクタ - 構造と密接な関係を持つ 惑星内空間の磁場の揺動 (Ⅲ)

坂 翁 介  
久 大 理

前回の報告で指摘した。2つの問題点、つまり 1) 電流層内での電流の流すの方向、 2) 太陽風の Leading Edge が電流層の吹きだまりと成り得るか？、について検討した。

1) についての明らかになった事は、電流は磁場方向に流している、という事である。前回とは、太陽赤道面と電流方向とを問題にしていたが、電流層が形成されている時の Main field が太陽赤道面内にあるとは言い難いので、再検討した結果上の事がはっきりした。

2) についての言える事は Leading Edge は電流層の吹きだまりにはならないだろうという事である。理由は、Total Pressure ( $B^2/8\pi + nk(T_i + T_e)$ ) が Leading Edge と他の部分の数倍にはなっていないにもかかわらず、電流層の厚さに変化が現れるからである。そうすると電流層は、太陽風の中で随時 Local に作られ、その厚さは電流層の内部で流す電流伝導度に左右されているだろう。もちろん Kelvin-Helmholtz 的 Instability が積極的に電流層を壊しているなら上の議論には問題があるが、全体の 65% は積極的に壊されている状態ではない事が山がった為、電流層内での電流伝導度の役割は大きいだろう。



フラデー回転 (II)

高橋富士信, 川尻盛夫, 三木千城, 河野宣之 (電研鹿島)

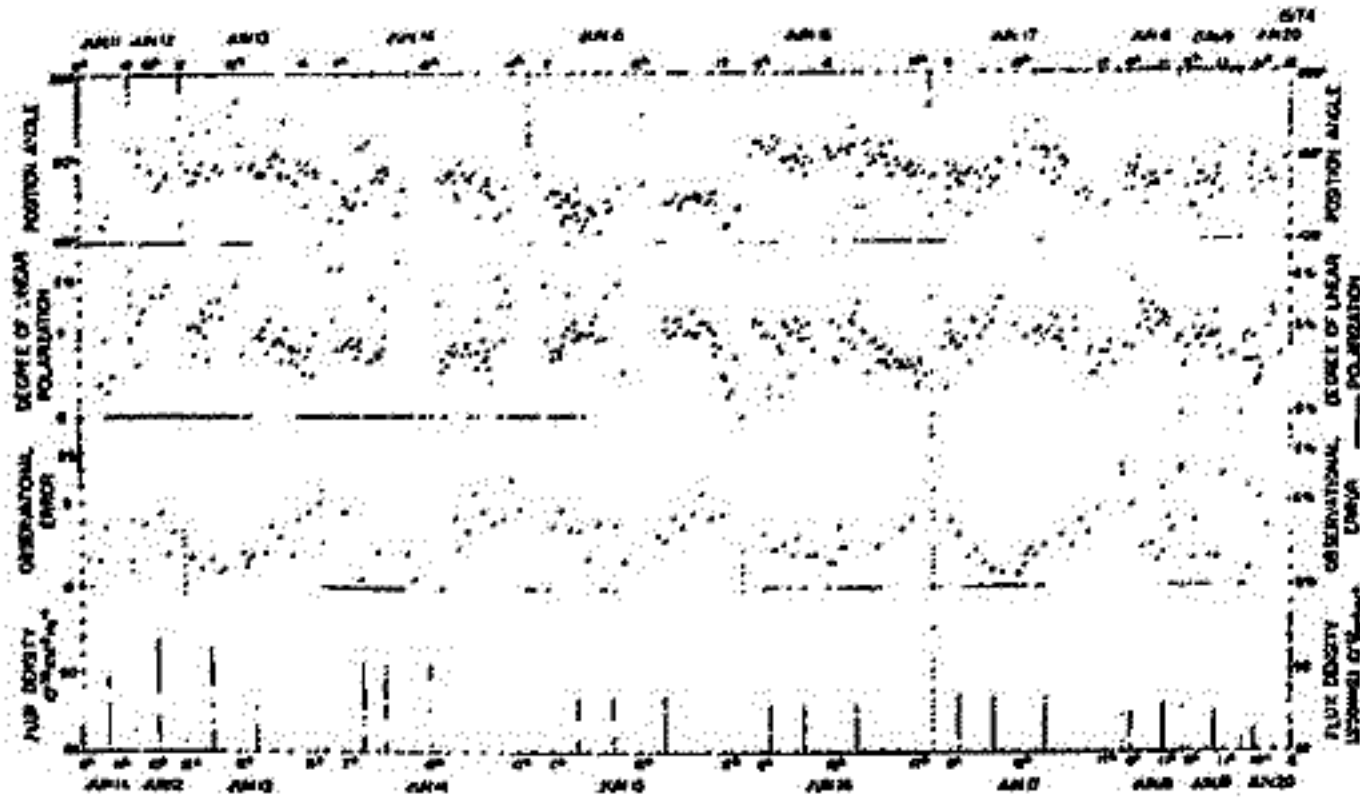
既に1971, 73 両年に表題の観測と行. にか, 今回もかに星雲が太陽に最接近する. 6月15日を中心として6月10日から6月20日までの11日間に行. たり, 4G帯と6G帯で観測と. ぶ. した. 研究目的は昨年と. ぶ. 続き. 静穏期. 太陽コロナ磁場の状態と. かに星雲の偏波面. のフラデー回転と. 用. いて. 探. ること. である.

今回の観測の新しい. 実. は. かに星雲の追尾と. 其の background の追尾との間隔を. これ. までの. 数. 日間. から. 1日 (24時間) に. 短. 縮. して. background の再現性を. 高. め. た. こと. である. この. 結. 果. , 特. に. 昨年. まで. の. 観. 測. と. 同. 題. と. な. った. こと. により. 南. 中. 付近. の. 偏. 波. 位. 置. 角. の. 観. 測. 値. の. 信. 頼. 性. が. 高. くな. る. と. 考. え. ら. れ. る. 4G帯. の. 観. 測. は. 装. 置. が. 安. 定. に. 働. いた. ため. 良好. と. ある. が. , 6G帯. の. 方. は. 周. 波. 数. 設. 定. が. 適. 当. と. な. った. の. で. , 精. 度. の. 高. い. 結. 果. が. 得. ら. れ. ない. こと. である.

得. ら. れ. た. 結. 果. と. して. は. (下. 図. 参. 照.)

- (1) 太陽. に. 接. 近. して. いる. 日. は. 6月12, 13, 17, 18, 19, 此. の. 偏. 波. 位. 置. 角. , 偏. 波. 率. の. 平. 均. 値. は. 予. 測. と. お. り. ほぼ. 140° と. 5% と. な. った.
- (2) 観. 測. 誤. 差. の. 初. 期. の. 再. 現. 性. は. 2~3% と. , 此. れ. は. 偏. 波. 位. 置. 角. に. 換. 算. すると. 20~30° と. な. る.
- (3) 偏. 波. 位. 置. 角. の. 変. 化. は. 6月15日. まで. は. 漸. 減. 傾. 向. と. ある. が. , 6月16日. に. は. 前. 日. に. 比. べて. 30° ぐ. ら. い. 増. 大. して. いる.
- (4) 昨年. まで. の. 同. 題. と. な. った. 南. 中. 付近. の. 偏. 波. 位. 置. 角. の. 変. 動. は. 少. ない. と. 考. え. ら. れ. た.

現象. と. して. 興. 味. 深. い. の. は. , 6月15~16日. の. 約. 30° の. 偏. 波. 位. 置. 角. の. 増. 大. と. ある. この. 時. 期. の. 太陽. 電. 波. 強. 度. は. 比. 較. 的. 安. 定. して. あり. , 主. として. 黒. 点. が. 急. に. 発. 達. した. 気. 配. である. 太陽. 表面. の. 磁. 場. と. 比. べて. みると. , 太陽. の. 天. 球. 上. での. 運. 動. と. 太陽. の. 自. 転. に. 伴. っ. て. かに星雲. が. 太陽. 表面. 磁. 場. の. positive 領. 域. から. negative 領. 域. に. 移. 動. して. いく. こと. が. 判. 断. できる. 量. 的. に. 換. 算. すると. 30° の. 偏. 波. 位. 置. 角. の. 増. 大. は. 約. 6 gauss の. 太陽. 表面. 磁. 場. の. 減. 少. に. 対. 応. して. いる. と. 考. え. ら. れ. ている. この. こと. から. , かに星雲. の. 通. り. 手. 近. 付近. の. 太陽. コロナ. 磁. 場. は. 太陽. 表面. 磁. 場. と. 対. 応. して. いる. こと. が. 判. 断. できる.





渡辺 堯

名古屋大学空電研究所

本年春の学会に於て、太陽風の速度は太陽の EUV コロナの輝度分布とかなり密接な関係があり、source に於ける EUV の輝度が高くなるほど低速の太陽風が観測される。この一般的な関係が存在することを報告したが、活動領域上に形成されたコロナの輝度の高い領域から例外的に高速の太陽風が流出している場合もある事を指摘した。今回は特に活動領域と太陽風速度の関係について検討したい。

この問題を論ずるに当り格別の例があるのを先ず述べたい。1973年4月から5月にかけて同一の活動領域が三太陽回転にわたって観測された。この領域は McMath Nos. 12293, 12323, 12357 として登録され、各々の Central Meridian Passage (CMP) は 23 April, 28.7 April, 25.6 May である。この活動領域から出たと思われる太陽風が Pioneer 9 と 3C 144 の scintillation によって観測されているが、第1回目の CMP のあたりには約 350 km/sec の比較的低速の太陽風が観測されたのに対し第2回目の CMP に於ては 660 km/sec 以上の高速の太陽風が観測された。しかし第3回目の CMP に於ては太陽風速度は再びもこの 350 km/sec の域に戻っている。この太陽風速度の変化は活動領域中の如何なる変化に対応しているのだろうか！ 最も顕著な変化はこの活動領域の光球面磁場の変化に見られる。即ち第1回目の CMP に於てはきれいな双極性磁場が観測されたのに対し第2回目の CMP に於ては複雑な多極性磁場が観測されている。そして第3回目の CMP に於ては磁場構造は再び双極性の域に戻っている。従つてコロナ中の磁場の構造が太陽風速度を決定している事が示唆される。又この磁場構造の変化を反映して 169 MHz に於ける活動キル 1 回目と第3回目とは active であつたのに対し、高速の太陽風が観測された第2回目に於ては活動が休止している。

以上のような観点により他の例についても検討を行った。その結果次のような結論を得られた。

- (1) 通常の双極性磁場構造をキル活動領域からは低速の太陽風が流出する。
- (2) 多極性もしくは単極性磁場構造をキル活動領域からは高速の太陽風が流出している事が多い。

# 1-5 Interplanetary Shock Wave による 太陽宇宙線の Modulation

寺沢敏夫・大杉辰蔵  
東大宇宙研.

Interplanetary Shock Wave (Ip.S.W.)の通過に際して、低エネルギーのP,  $\alpha$ 粒子 (0.1~数+MeV/n)のfluxが顕著な増大を示すことが衛星観測により知られている。この増大について2つのタイプがあることが認められている。

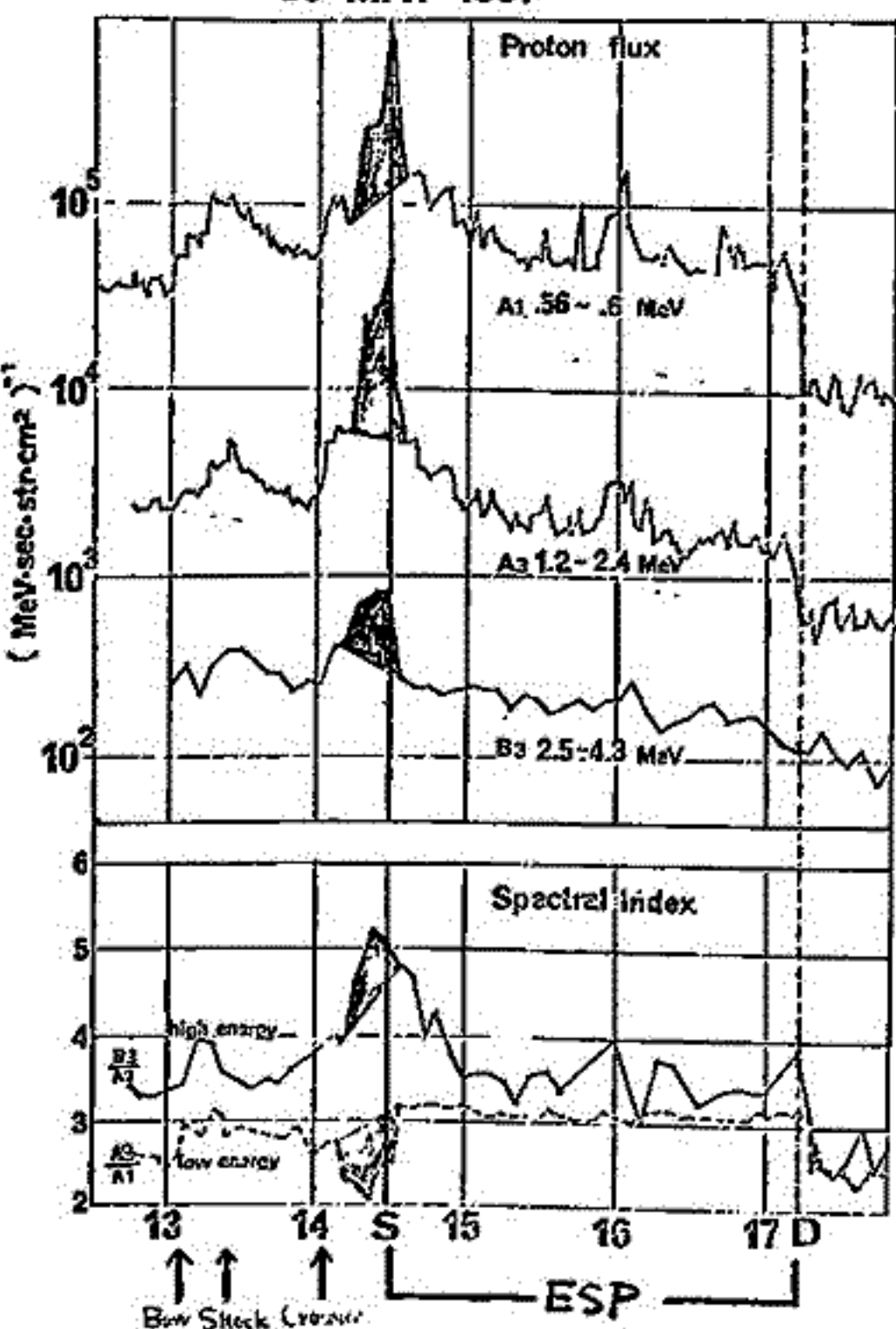
(1) Energetic Storm Particle Events (ESP): Ip.S.W.もしくはtangential discontinuityに関連した数時間以内のfluxの増大。 (e.g. McCracken, Kuo 1970, *Space Sci. Rev.* 11, 152)

(2) Shock Spike events: Shock Frontの通過時にみられるfluxの急激な増大の数十分のサイム・スケールをモフ。 (e.g. Palmeira, Allan, 1971, *Solar Wind*, 21, 20+)

これらの現象に対する研究も、最近flux変化という量的側面から一歩進んで質的変化 (例えばP- $\alpha$ 比 e.g. Wasekera et al 1974\*)を対象とするようになってきた。

観測: 用いたdataは Explorer 34 の Cosmic Ray Telescope (ベル研究所グループ)である。我々は特にPのエネルギー・スペクトルの変化に注目して解析を行った。

<Shock Spike (黒く塗られた部分), ESPの例>  
(-----はbackgroundのflux levelを示す)  
30 MAY 1967



左図は1967年5月30日に観測されたeventの例である。Ip.S.W.は14:41UT (西の"0")に到着し、その前後に顕著なfluxの変化がみられる。図の下段は、エネルギー・スペクトルにpower law  $\Gamma$ - $\mu$ を仮定して、2つのエネルギー・チャンネルのfluxの比から求めた $\mu$ の値をプロットしてある。130~140UTにみられるfluxの増減は衛星がBow Shockを横切ったことによるもので、Ip.S.W.とは関係しないと思われる。

(A) Shock Front (西)の前20分~後5分以内の急激なfluxの増減(黒く塗られた部分)がShock Spikeに対応すると考えられる。このときの $\mu$ の変化をみると、0.5~1MeVの間では減少(steep)になり、1~2MeVでは増大(steeper)している。これは、1MeV/n程度の粒子が量率的に増していることを示す。

(B) ESP: spike後、17:11UT (西の"0"), 磁場の方向がtangential discontinuityを意味するまで、backgroundに比べかなり高いfluxが続いている。この部分がESPに対応すると思われるが、これについて顕著なことは、0.5~1MeVの間での $\mu$ の一定性である。flux自体はかなり変動しているにもかかわらず、スペクトルの型は一定に保たれていることとなる。この結果は、等値の粒子がShockの後面(0.0+AU,  $\sim 50$  nsec  $\times$  3時間)にわたって存在していることを示している。

\* Gloeckler et al 1974 G.R.L. 1(2), 65

近藤一郎, 長島一男, 藤井善太郎  
名古屋

名古屋多方向中子計は, 1970年10日より観測を続けてゐる。今回, 観測開始から1973年終りまでのデータを用い, 惑星間空間磁場(IMF)と宇宙線の異方性について解析を行つた。この結果について報告する。図1は, 1971年の solar rotation 1881 から 1888 における宇宙線強度の平均値,  $K_p$ , IMFの方向(TOWARD, AWAY)を示す。宇宙線強度の南北対称性を示す index である  $G$  と IMFの方向に相関がみられる。この為, さうに IMFの TOWARD と AWAY の日について 色々な宇宙線強度の平均を各 solar rotation について調べた結果を図2に示す。図より,  $G$ , W-E, 2W-2E, 3W-3E の各成分について, 向は TOWARD の日が AWAY の日に比して 強度が大きくなることを見られる。(図3) この IMFの方向と関係をもつ宇宙線強度の南北異方性は, IMF と ecliptic plane のなす角が, TOWARD と AWAY において異なつてゐることにより説明される。

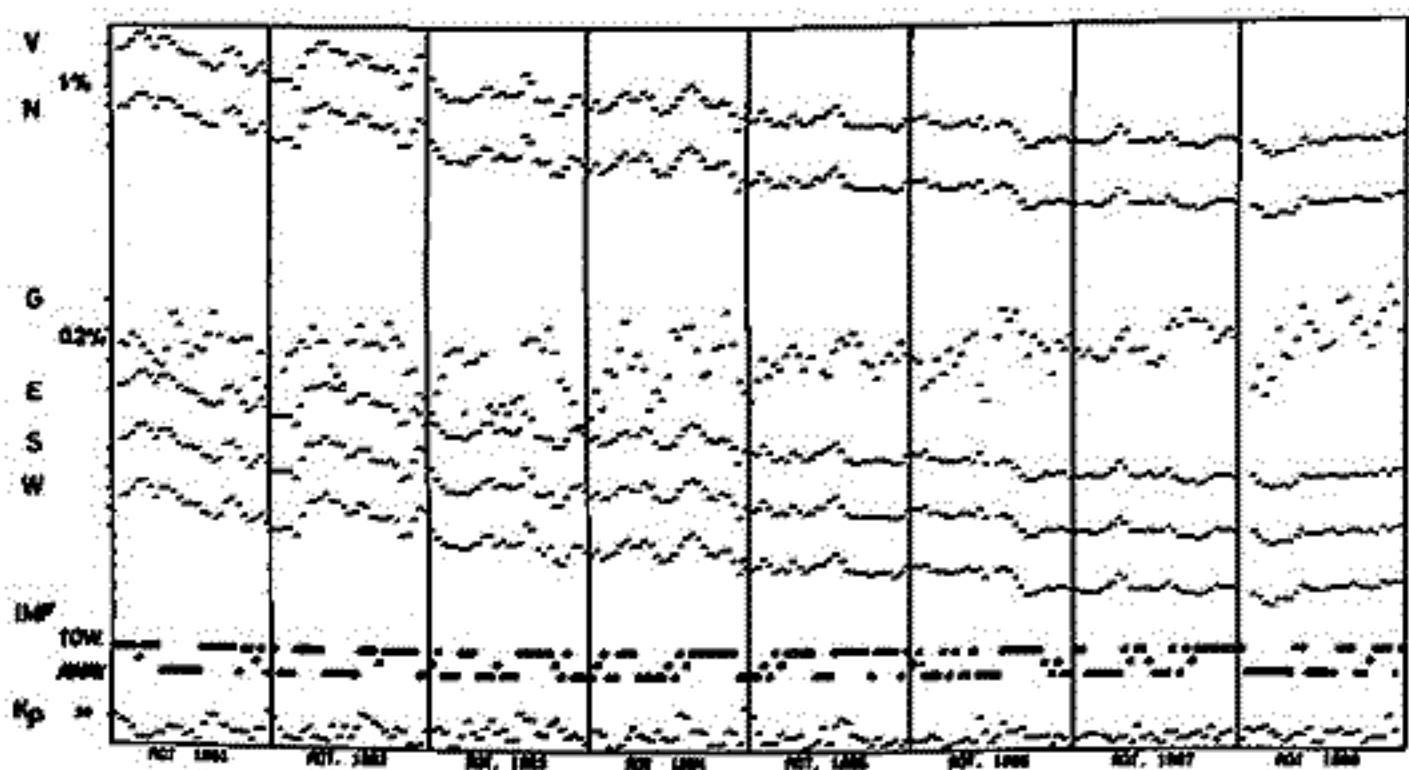


Fig. 1

Difference in Average Intensities  
between Days for Toward and Away IMF Polarity  
(Toward - Away)

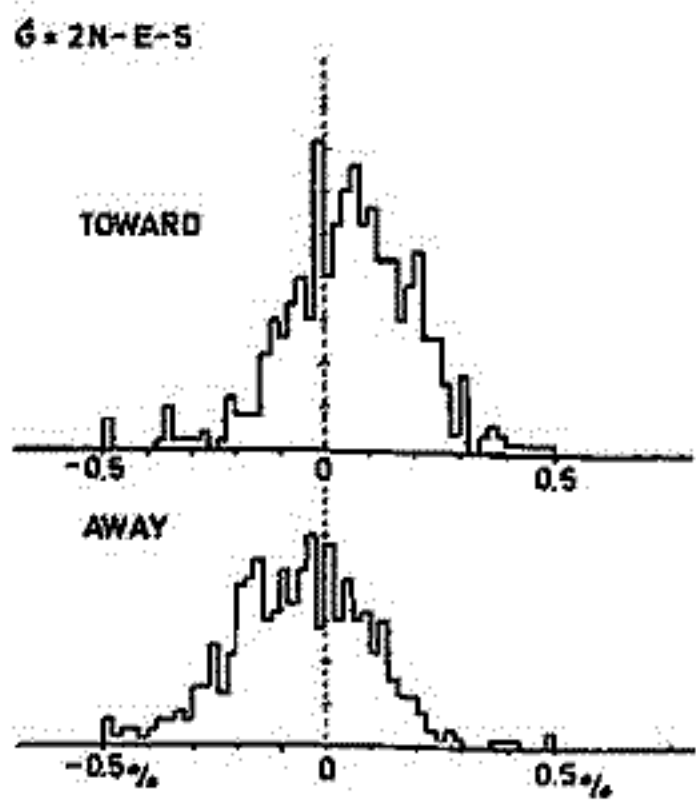
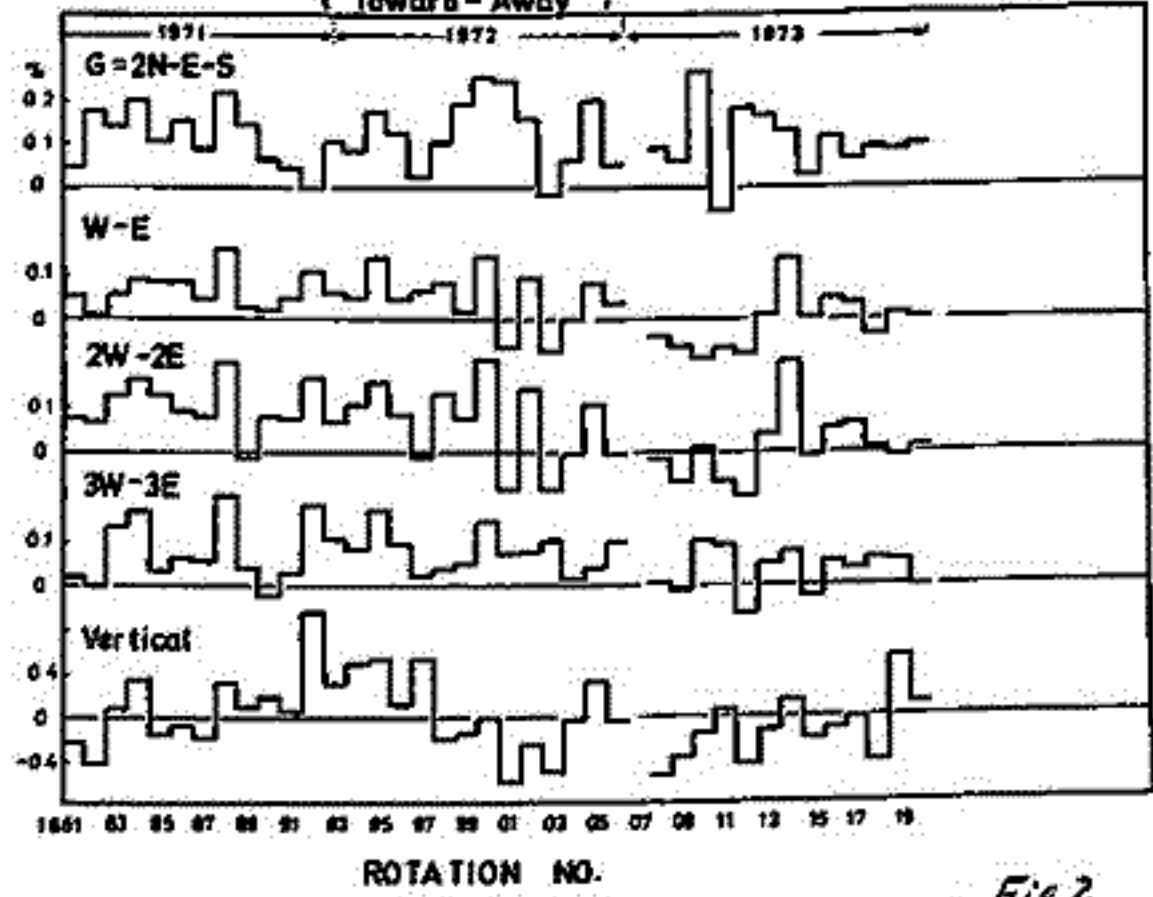


Fig. 3



Jupiter Magnetosphere III  
— Jupiter Magnetospheric Configuration

H. Oya

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,  
 Tohoku University

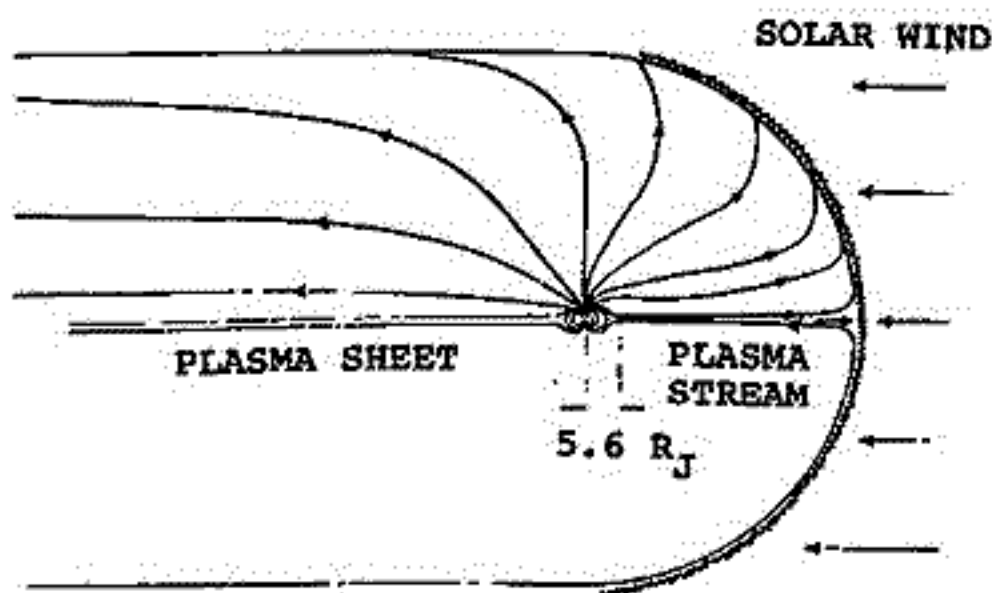
The Jovian magnetospheric configuration proposed at previous meeting<sup>(1)</sup> has been investigated from the theoretical base with the Pioneer-10 data. The plasma in the magnetosphere is distributed in a disk form, due to a high centrifugal force, with density

$$N_1 = N_0 \exp \left\{ \left( -1 / \sqrt{z^2 + r^2} \right) (Gm_i M / kT) \right\}$$

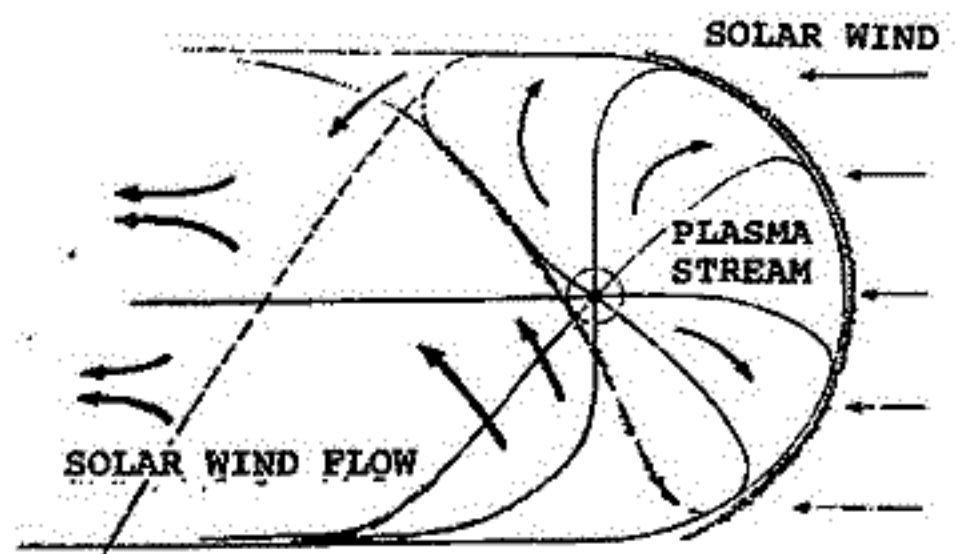
where  $z$  is the distance from equatorial plane,  $r$  is the radial distance;  $kT/Gm_i M$  is the equatorial scale height. The plasma is flowing into the radial direction.

The magnetic field in this region is expanded in radial direction following  $1/r$  relationship; this configuration is also affected by the plasma flow. The distribution of high energetic particles ( $E > 3\text{MeV}$ ) that have been detected by Pioneer-10 in the equatorial disk can be explained as a result of this magnetic field configuration. Origin of the acceleration of these energetic particles is attributed to the electric field in the turbulent state of the magnetosphere.

The interaction of the solar wind with the plasma flow reveals two remarkable features; the first is the case at front where the variation of the solar wind is largely shift the balancing point, and the second is the case at tail where the solar wind effect makes additive effect on the plasma flow.



MERIDIONAL CROSS-SECTION OF  
 THE JUPITER MAGNETOSPHERE



CROSS-SECTION OF THE JUPITER  
 MAGNETOSPHERE AT ECLIPTIC PLANE

1) Oya, H., Jupiter Magnetosphere-I, 54th Meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, pp. 3.

H. Oya, A. Morioka and M. Kondo

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,  
Tohoku University

The Jovian decameter waves are generated at the polar ionosphere of the planet in the form of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves (ESCHW) at the source region. This ESCHW waves are converted into the electromagnetic waves in the processes through the Jovian ionosphere and the magnetosphere.

The origin of the turbulence that generates the ESCHW is largely related to the interaction of the magnetosphere with the solar wind and the satellites. The decameter waves thus contain informations relating to the turbulent ionosphere and the agencies that produce the turbulence; and also the decameter waves include the informations on the magnetospheric configurations.

The projects for the observation of the Jovian decameter waves are made as has been given in table 1. The J-1-C project has been planned to establish the pointing of the decameter sources using the interferometry technique.

The dipole antenna system has been made as given in Figure 1. These are used to measure the phase path difference through the receiving system given in Figure 2. The receiving system employed parametric amplifiers using saturable core-transformer. By sweeping phase differences, this interferometer system can sweep all the sky area and is able to identify the decametric source for the intensity larger than  $10^{-23}$  watt/m<sup>2</sup>H<sub>z</sub> in frequency range from 18MH<sub>z</sub> to 24MH<sub>z</sub>.

Table 1

| Year | Projects | Contents  |
|------|----------|---|
| 1974 | J-1-B    | 10MH <sub>z</sub> , 15MH <sub>z</sub> , 22MH <sub>z</sub> , 25MH <sub>z</sub> |
| 1975 | J-1-C    | High gain, Pointing   |
| 1976 | J-2      | Polarization, 22-30MH <sub>z</sub> Wide                                       |
| 1977 | J-3      | km-range Base line  |
| 1978 | J-4      | 500-1000km range Base line  |

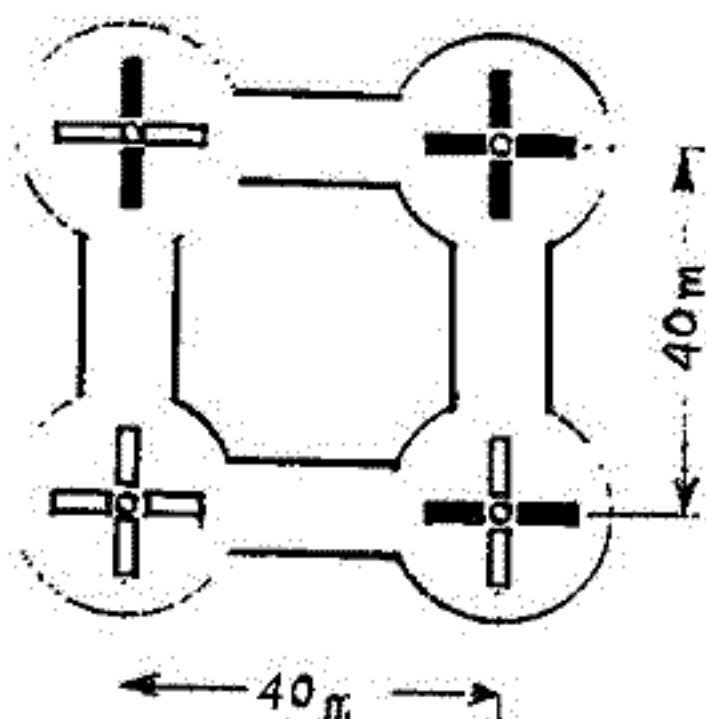


Figure 1

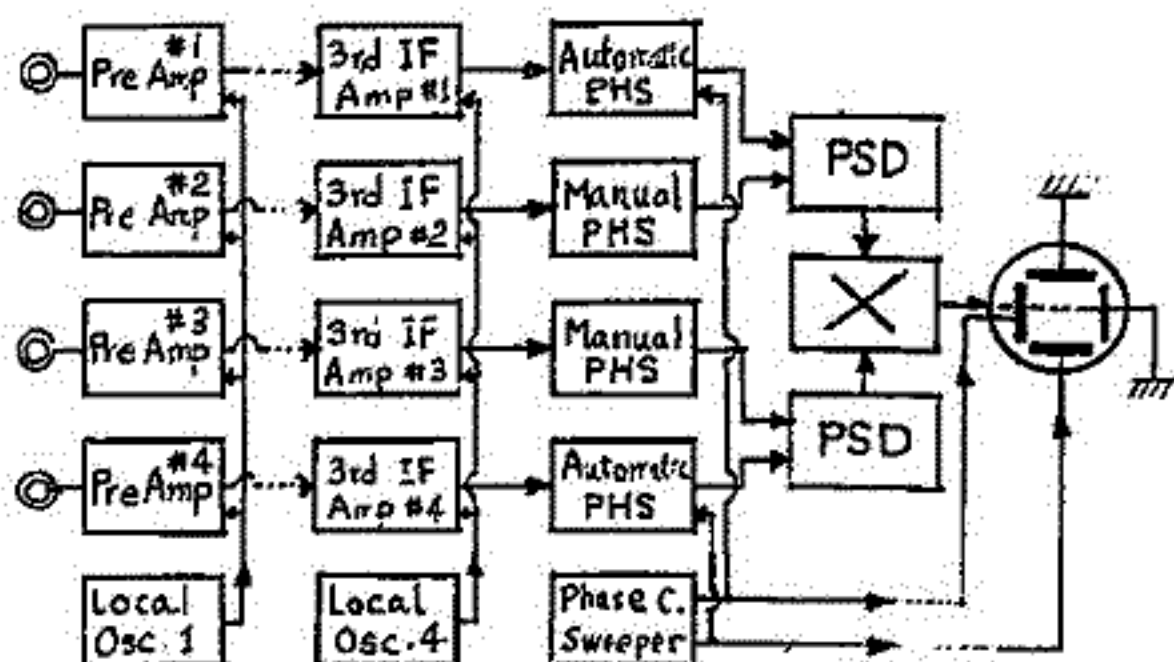


Figure 2

森岡 昭、大家 寛  
東北大学理学部

1. 序

木星は太陽電波をしのぐ強力なデカメートル波を放射していて、これは過去20年間にわたって電波天文学の分野として研究されてきたが、原因は明確にはならなかった。ここではこのデカメートル波の原因究明をプラズマ物理学の観点におき、新たに木星を太陽風の支配下にある巨大な磁気圏としてとらえ、木星デカメートル波と木星の極域電離層の構造、太陽風と木星磁気圏の相互作用の関連、さらにIo衛星の磁気圏プラズマとの相互作用等、磁気圏の物理を研究する上でのプローブとしてとらえる方向で研究を開始した。

2. J-1-B受信機システム

第1期のアンテナ系の設計、Pre-Ampの試作の段階を経て、J-1-Bと名付ける4周波帯の受信計画の実施に入った。このJ-1-Bシステムのブロック図を第1図に示す。まず、

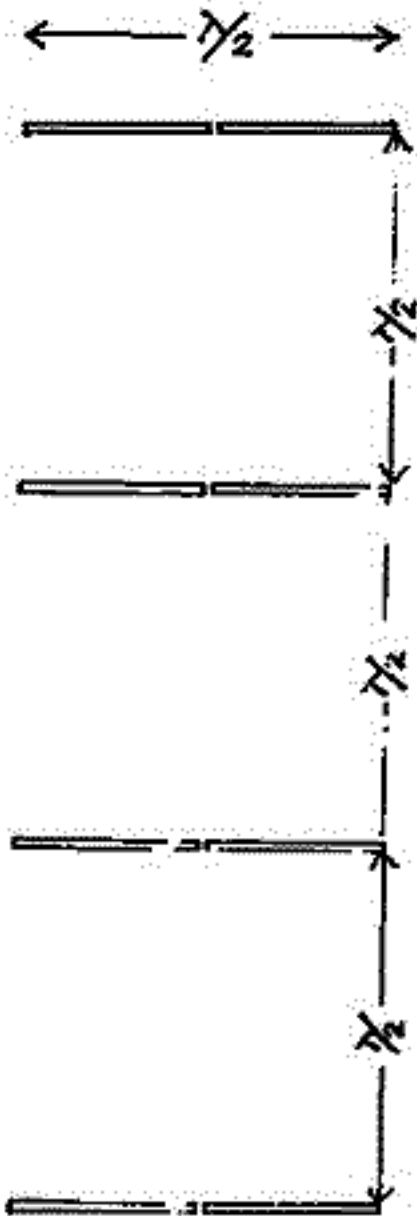
- (a) 受信周波数は24MHz, 23MHz, 22MHz, 20MHzおよび18MHzのうちの4波とする。
- (b) SN比はPre-Ampのみで-18dB, マッチング・ケーブルlossを含めると-8dB, Pre-AmpのSN比となっているが現在更に改良を進めている。
- (c) 帯域幅は500Hz及び5kHzとする。

3. アンテナ系

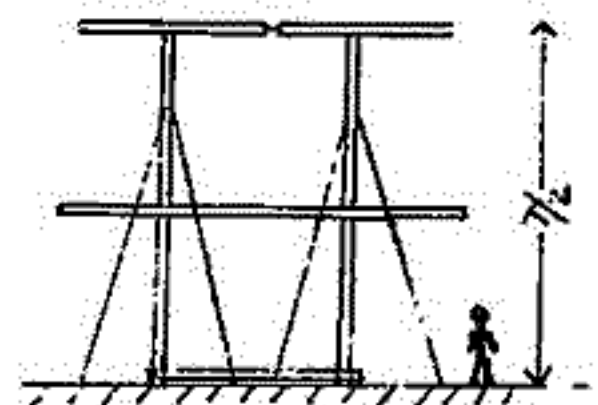
4素子による半波長アンテナ系に一つのレフレクターユニットを附加している(第2図参照)。指向性は方位角方向θに関してcosθを示し、天体の南中時に最大となる。

4. 観測経過

まず通信をとり木星電波のWindowを見い出す作業を開始した。J-1-Bシステムは現在最大2dBに及ぶ銀河中心からのデカメートル波を観測している。アンテナgainは約4dBとなっている。観測の限界は $1.25 \times 10^{-20}$  Watt/m<sup>2</sup>Hzで20~18MHz帯のJupiterのバースト時の観測が期待でき現在データ整理中である。

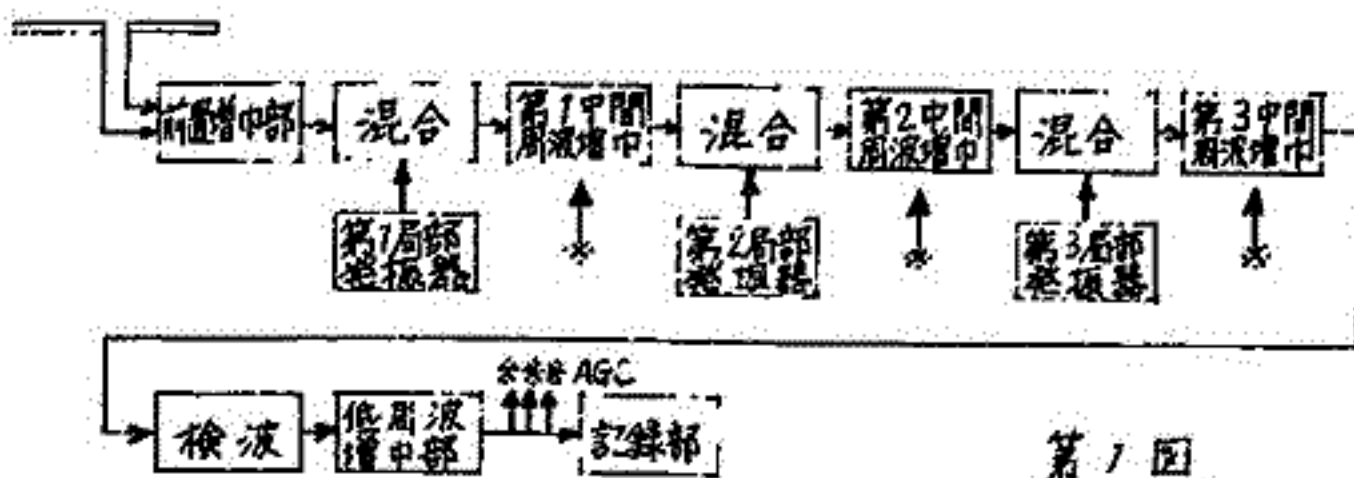


平面図



正面図

第2図

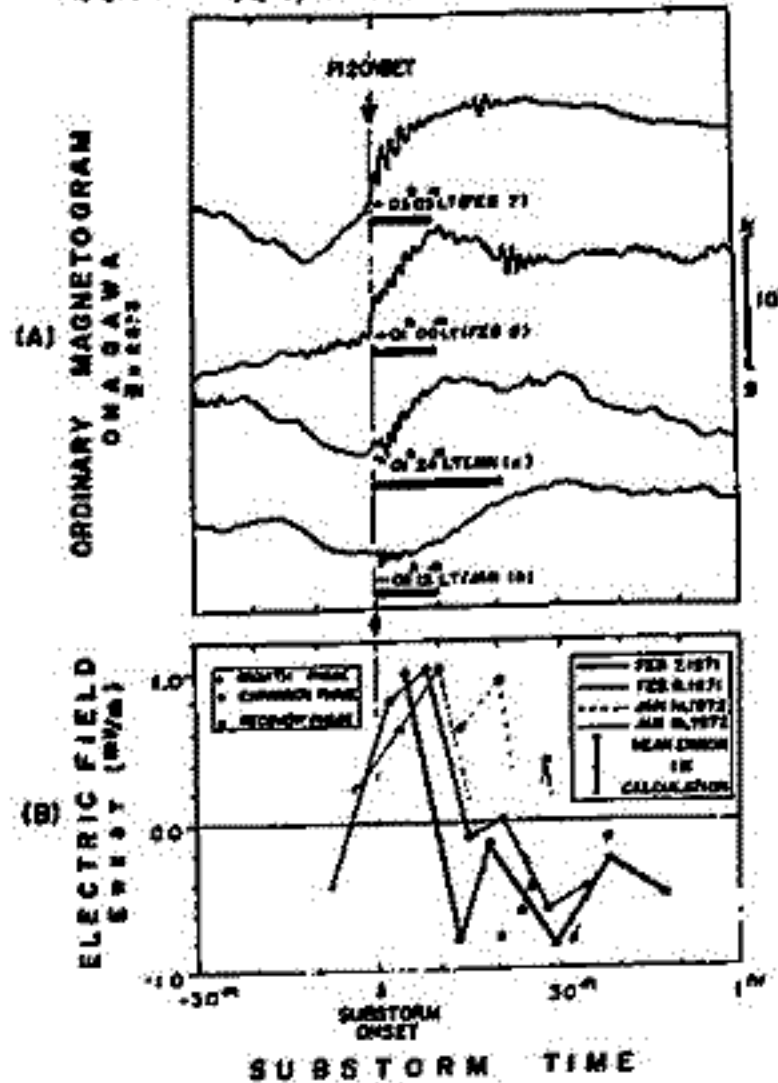


第1図

SUBSTORM-ASSOCIATED ELECTRIC FIELD  
VARIATIONS NEAR THE PLASMAPAUSE

榎井 亨  
(東北大学・理)

磁気圏における電場の空間的および時間的変動の分析を知ることは *substorm* の発生機構を解明する上に極めて重要であると考えられる。ここでは、Pc1型磁気脈動の *dynamic spectrum* の微細構造の時間的な変化を調べることにより *plasma-pause* 近傍での *substorm* に伴う夜間の磁気圏電場の変動を考察することを目的とする。解析は、低緯度観測点、Onagawa (重=28.3, 入=206.8) で観測した Pc1 型磁気脈動の資料を基礎にして行なった。解析の結果を *substorm phases* との対応で纏めたのが下図に示してある。これらの結果、*substorm* に伴う磁気圏電場は *substorm* の *expansion phase* では西向きを示し、電場の値は *substorm onset* と共に増大し、*expansion phase* の終り近くで最大 ( $\sim 1.0$  mV/m) になり、*recovery phase* に入ると同時に *polarity* が西向きから東向きに変わり、*recovery phase* 中東向きのみであると言う結果が得られた。この結果は他の手段(人工衛星・バルーン・VLF 等)で観測された磁気圏電場の *substorm* に伴う変動の結果とよく一致した変動であることがわかる。





1-13 コーラス型EUF放射の発生とサブストームの関係

林 幹 治

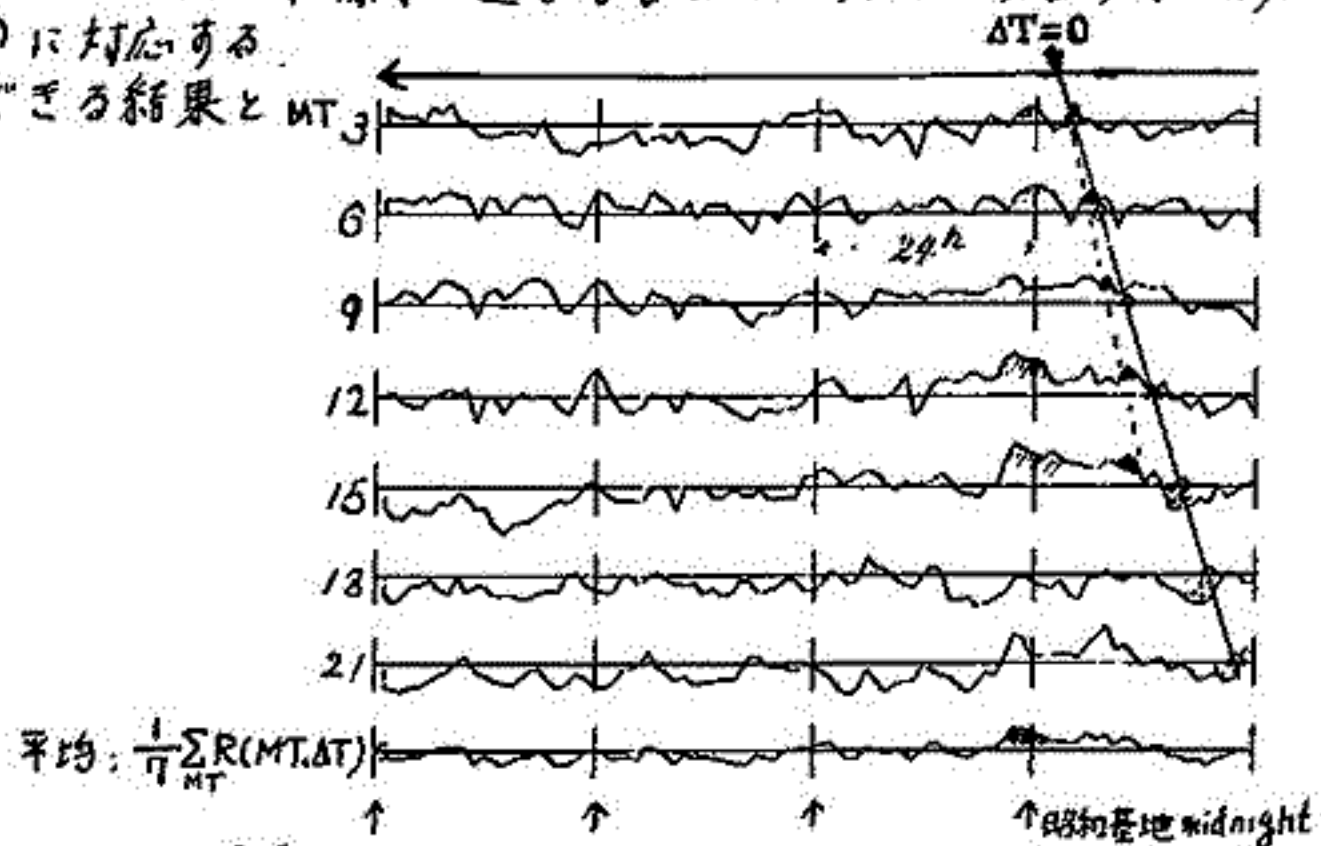
東大・理

コーラス型EUF放射の発生が磁気圏赤道面付近での電子サイクロトロン不安定性によるということは多くの観測事実により広く認められている。電子サイクロトロン不安定性による波の成長は、magnetospheric substormの誘発過程の高エネルギー電子の生成、小さいpitch angleの電子が電離層へ失われることによる分布函数のpitch angle異方性、主に波の位相速度を決めるのに重要な役割をする電離層より供給される低温プラズマの量などが重要な要素になっている。これらのうち、第一のものはL value によって大体規定されるものであるが、他の二つは磁気圏の擾乱の影響を受けて大きく変る。粒子(高エネルギー)の供給はサブストーム程度の時間スケールでなされ、低温プラズマの変動はサブストームの直接の影響とそれからの回復というような時間スケールでなされると考えられる。ここで、このような観点からサブストームがchorusに及ぼす二つの時間スケールの効果について分離することを考える。

地上の一点でのchorusの観測結果を有効に生かすために、次のよう サブストームとコーラスの間の相関を調べる。観測点の地磁気地方時(MT), AL index の1時間値を  $AL(d, MT)$  とする (d は date)。コーラスの周波数 f での強度の1時間中の最大強度を  $C(f; d, MT)$  とする。AL は 150 程度  $C \sim 1000$  程度あり、C は  $10^{-14}$  W/Hz 程度から noise level の  $10^{-17} \sim 10^{-18}$  W/Hz 程度の値である。ここで更めて、 $10 \log(1 + \frac{AL}{100}) = AL'(d, UT)$ ,  $\log(1 + 10C) = C'(f; d, MT)$  とし相関係数 R;

$$R(f; MT, \Delta T) = \left\{ AL'(d; MT - \Delta T), C'(f; d, MT) \right\}_d \text{ を考える,}$$

これは local time, MT での chorus の強度と  $MT - \Delta T$  での AL との相関関係を調べることを意味する。右図は、 $MT = 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21$ ,  $f = 500 \text{ Hz}$ ,  $\Delta T = 90$  時間経過までの R の値をプロットした例で 2ヶ月間のデータが使われている。R の値は最大 0.5 程度で良くないが、コーラスの発生にはいくつかの要素が関わっていることを考えるここでは主に R の符号に注目してみると、①  $MT - \Delta T$  が真夜中付近になるとき  $MT = 6 \sim 15$  程度の chorus の発生が対応している。②  $MT = 3, 6, 9, 12, 15$  年にそれぞれ  $\Delta T = 0, 1, 2, 3, 4$  年のとき R が正になるような chorus の発生が見られる。③  $MT = 12, 15, 18$  年では  $\Delta T = 0$  でサブストームの発生と chorus の発生には負の相関関係があることなどがわかる。R の値が小さいことについて、標準の選定方法などに工夫して見る必要があるが、個々の例の中にも①~③に対応する傾向が見られるので一応信用できる結果と見ておける。



## MICROPULSATIONS AND THE PLASMAPAUSE (I)

H. Kikuchi

New York University

## ABSTRACT

Irregularities and instabilities associated with the plasmopause and their role in geomagnetic micropulsations are discussed, based upon satellite and ground observations and an inference from the theory and laboratory experiments of an inhomogeneous plasma together with a combined drift and surface wave concept. The importance and role of the plasmopause and associated plasma irregularities may be twofold, as a possible source mechanism for short-period micropulsations and as a hydromagnetic waveguide. Further close correlation between plasmopause-associated irregularities, the proton ring current and short-period micropulsations indicates the possibility of a combined effect of universal and cyclotron instabilities.

佐藤 望 也  
栗 大 理

In the first part, we give theoretical guides for simulating the coupled magnetosphere-ionosphere system in terms of electrical circuits. The magnetosphere-ionosphere system is divided into three domains: the ionosphere, the outer magnetosphere where a process such as magnetic field line reconnection can take place, and the intervening medium which we term the passive magnetosphere. It is shown that the passive magnetosphere is well-represented by transmission lines for signals travelling both along (圖1) and across (圖2) the magnetic field, and that generally the ionosphere simply acts as a passive medium through which the magnetospheric generator drives a Pedersen current via upward and downward field-aligned currents. On the other hand, it is shown when the ionospheric density is locally enhanced (or decreased), the ionosphere is activated and bears a local generator across the enhanced (decreased) part which can drive a pair of field-aligned currents up into the magnetosphere (圖3).

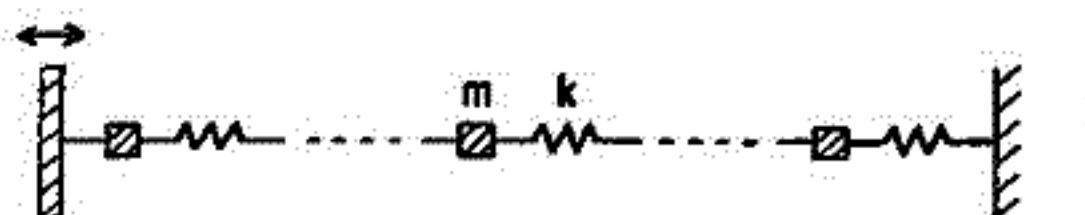
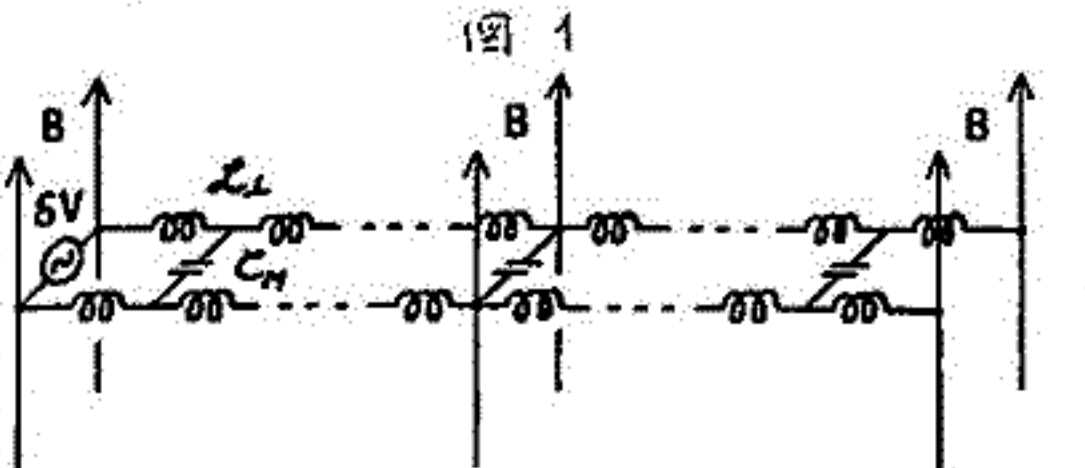
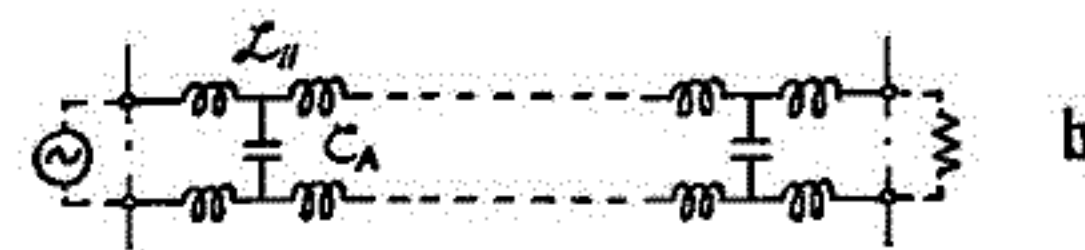
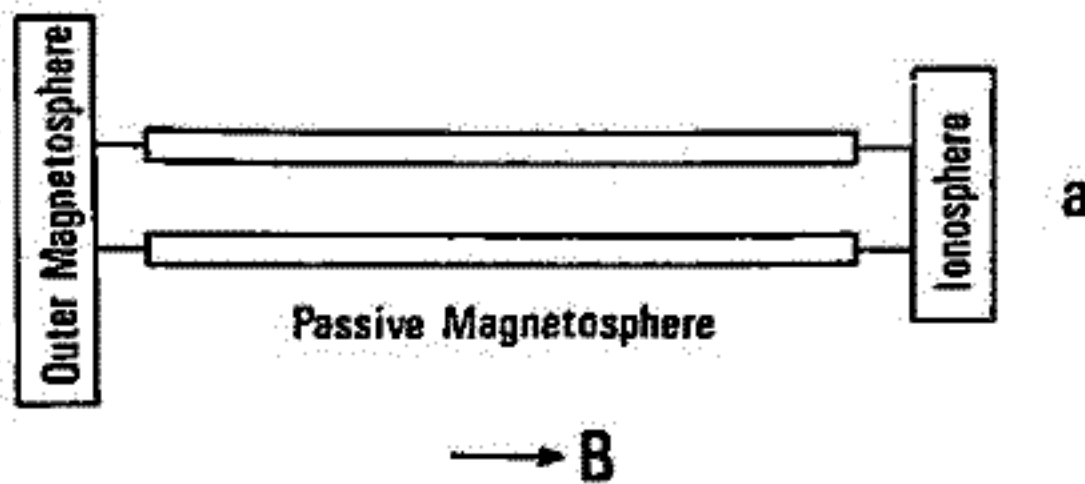
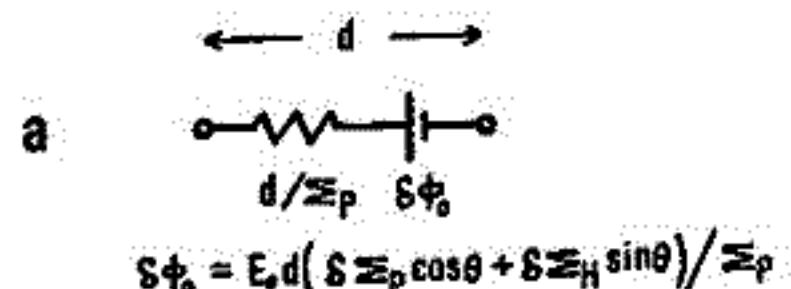
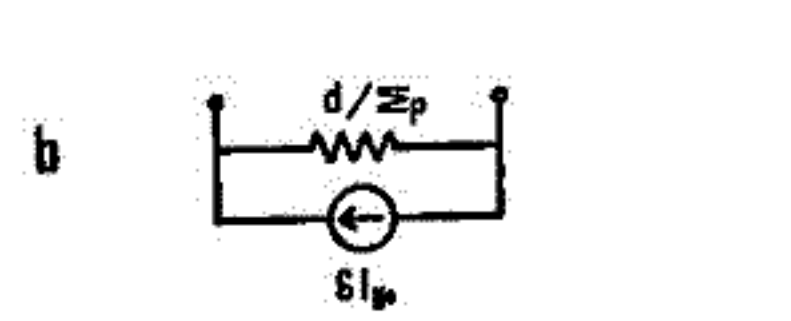


圖 2



$$\delta\Phi_0 = E_0 d (\delta\Sigma_p \cos\theta + \delta\Sigma_H \sin\theta) / \Sigma_p$$



$$\delta I_m = E_0 (\delta\Sigma_p \cos\theta + \delta\Sigma_H \sin\theta)$$

圖 3

太陽風-磁氣圈-電離層相互作用  
II 磁氣圈嵐

佐藤哲七  
東大理

The outer magnetosphere is studied as giving rise to field line reconnection. The reconnection process is reviewed from a standpoint of drift currents, and it is concluded that it is the curvature current counteracting the neutral sheet current which promotes the reconnection process. In practice, reconnection must take place in a finite domain on a plane perpendicular to the magnetic field, and because of this finiteness, space charges carried by the curvature current accumulate on both boundaries of the reconnection region. It is then argued that a conductive layer such as the ionosphere at the foot of field lines neutralizes these space charges via field-aligned currents in the course of the reconnection process (Fig 1). With this argument, the dayside reconnection (Fig 2) and the tailside reconnection (Fig 1) as the causal mechanisms for magnetospheric substorms and auroral breakup are described, with special emphasis on solar wind control of the dayside reconnection and the ionospheric control of the tailside reconnection (Fig 3).

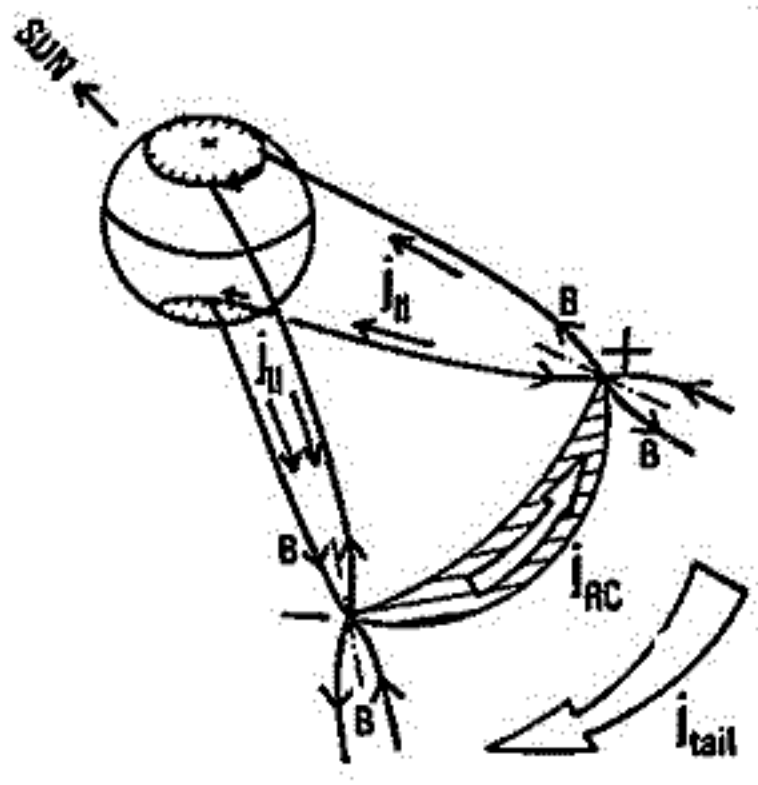


图 1

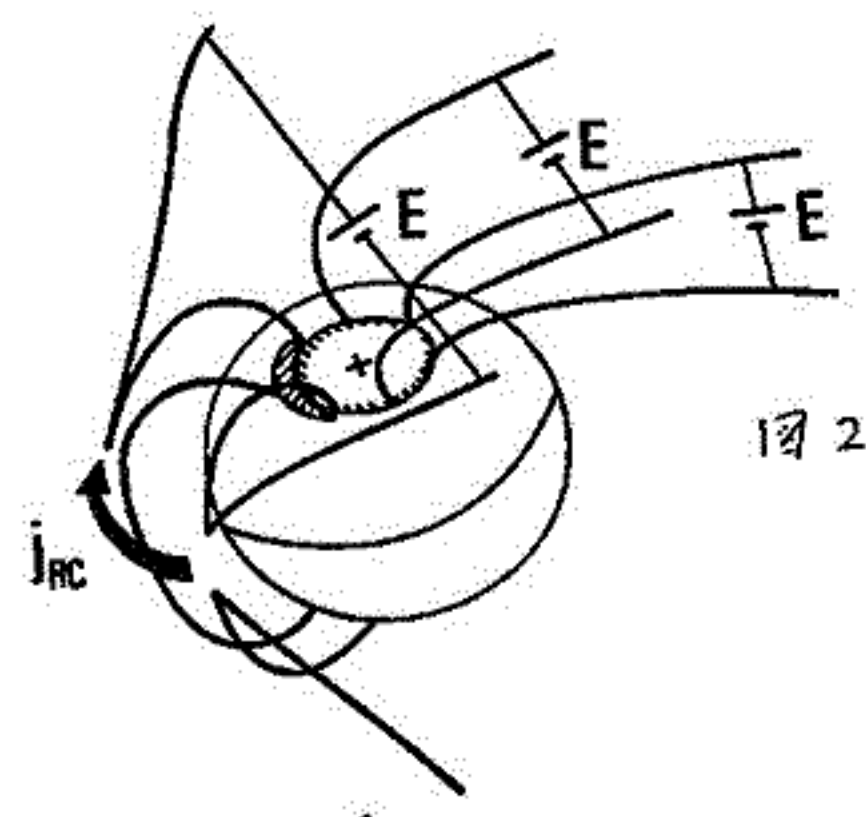


图 2

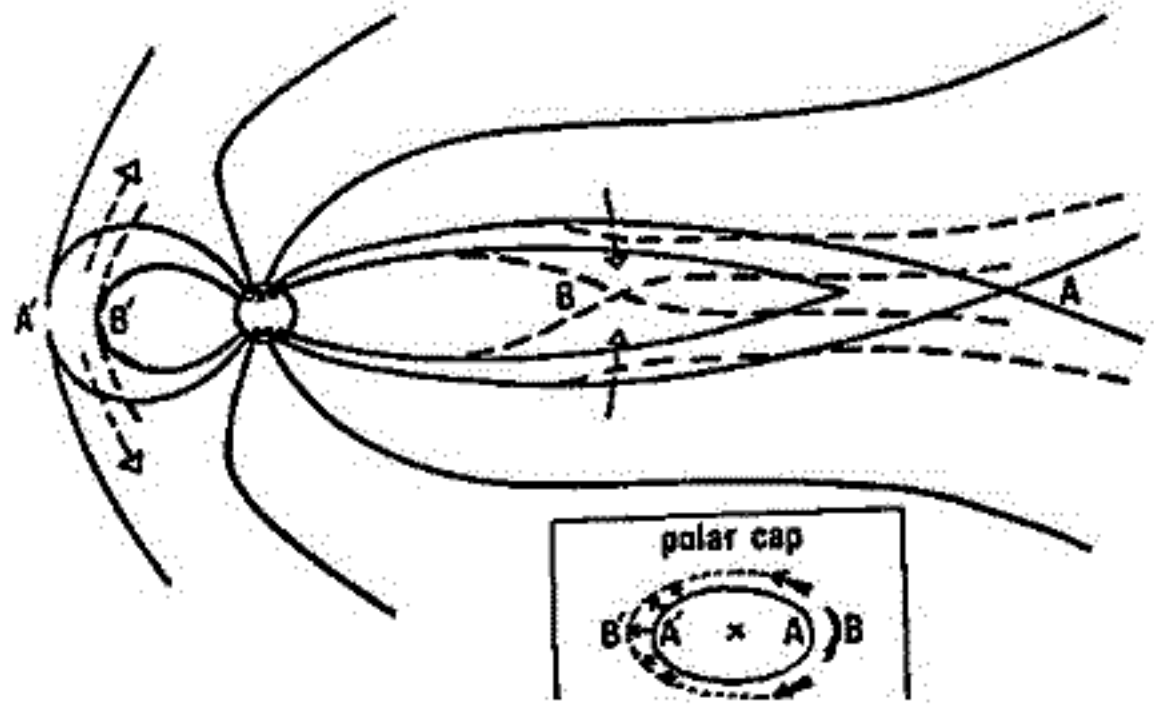


图 3



大 林 辰 蔵  
 東京大学宇宙航空研究所

太陽フレア現象は多くの点で地球磁気圏内に生起するオーロラ嵐と類似性をもっている。フレア・エネルギーの源は太陽光球面内でのプラズマ運動（対流、回転）にあり、それが活動域の磁場エネルギーとして貯えられる。このために生じる黒点磁場の変形配位は磁気中性面に沿う電流によって保たれているが、その電流が蓄積されたプラズマ不安定性によって切断されると、電流回路は彩層下部の電気伝導度（Cowling conductivity:  $\sigma_c = \sigma_p + \frac{v^2}{c^2}$ ）の大きい領域を経由して閉じ、強い電流ジェットをつくる。これに伴う沿磁力線の電流不安定は異常抵抗効果による粒子加速作用をもち、また電流ジェットは彩層下部の加熱作用を起す。このようなフレア・エネルギーの蓄積・解放過程はオーロラ嵐理論を太陽活動域の彩層・コロナ大気に適用することにより理解されることを明らかにする。

木村繁根 橋本弘哉  
(京大工)

我々はEXOS-B衛星を利用して、ionization ductの位置、大きさをモニターする「ダクトモニター」を搭載する計画である。このモニターは、地上の安定なVLF局信号のドップラーシフトを測り、その大きさから波の伝搬モードを決定してダクトの存在を判定するものである。コールトプラズマ中のRay Tracingによると、ダクトが存在しなくて、ノンダクト伝搬をしてきた波の場合、発射点の反対半球に到達する波は、wave normal angle  $\theta$  が resonance cone angle  $\theta_{res}$  にはほぼ等しい角度で伝搬するため、かなり大きな屈折率で伝わる。しかし温度の効果を検討した場合の分散関係は、 $\theta_{res}$  においてもコールトプラズマのように屈折率は無限大とならずに、 $\theta \geq \theta_{res}$  となっても屈折率は有限であり、 $\theta$  が大きくなるとともにLandau減衰が大きくなる。そのために、衛星で受信し得る波の屈折率には上限が存在し、それは電子温度の関数となる。Collisionによっても同様の効果があるが、今の場合は無視できる程度である。そこで、受信されたドップラーシフトの大きさの上限からそれに対応する屈折率を求め、他の相乗り機器で測定された電子密度と磁場強度を用いて、減衰係数を仮定すると、電子温度を推定できる。

波の周波数を  $f$ 、ドップラーシフトを  $\Delta f$ 、屈折率を  $n$ 、衛星の速度を  $v$  とし、速度ベクトル  $v$  と wave normal のなす角を  $\theta$  とすると、

$$\Delta f = (n/c) f v \cos \theta \tag{1}$$

と表わされる。Wave normal angle  $\theta$  はプラズマ周波数  $f_p$ 、サイクロトロン周波数  $f_{ce}$  で決まる  $\theta_{res}$  に等しく、かつ磁気子午面内を伝わっていると仮定すると、衛星の位置等から  $\theta$  が求まられ、 $\Delta f, f$  から  $n$  が求められる。屈折率が大きいノンダクト伝搬では、 $\theta = \theta_{res}$  と仮定しても大きな誤差はない。

Maxwell 分布をした電子プラズマを仮定して更波数  $k$  を与えると、分散関係式の解、 $\omega = \omega_r + i\omega_i$  が得られる。また  $V_g$  を群速度とする時、 $\omega_i$  が小さい時に得られる関係、

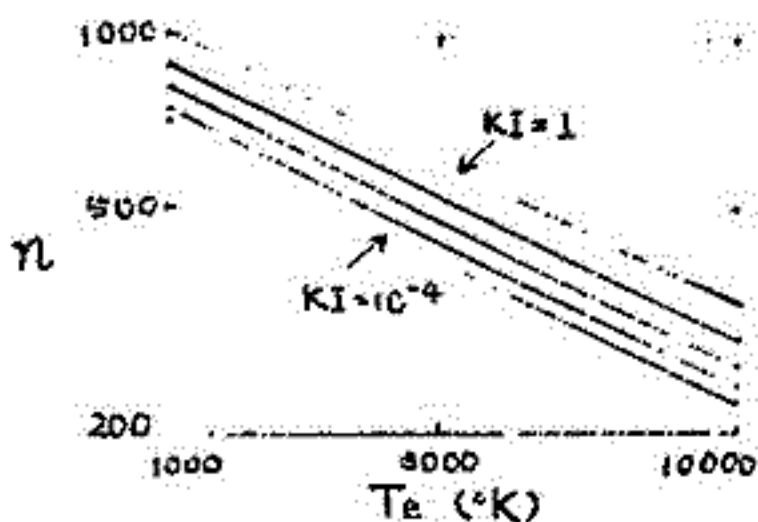
$$\omega_i = k_i \cdot V_g = k_{ig} V_g \tag{2}$$

を用いて、群速度方向（エネルギー伝搬方向）での減衰係数  $k_{ig}$  が得られる。 $k_{ig}$  は電波が伝搬する時に、 $1/e$  に減衰する距離の逆数である。図1は規格化された減衰係数

$$KI = (\omega_i / \omega_r) \cdot (c / V_g) = (c / \omega_r) \cdot k_{ig} \tag{3}$$

をパラメータとして、 $KI = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1$  のときの屈折率と電子温度  $T_e$  の関係も求めたものである。屈折率の上限を求め  $k_{ig}$  を仮定すれば、この図から  $T_e$  が得られる。

$KI$  を  $10^4$  倍変化しても、 $T_e$  が2倍程度しか変化しないので、 $KI (k_{ig})$  の仮定は、厳格なものでもなくてよい。また static 近似の分散関係式を用いても、ほぼ同一の結果が得られ、このような伝搬をする時には static wave に近くなっていると考えられる。



[図1] 屈折率と電子温度の関係

(この図は、 $f_p / f_{ce} = 3$ 、 $f / f_{ce} = 0.5$  の時の例であるが、パラメータが変わっても  $n$  の値が変化するのは、図中の直線型には大きな変化はない。)

前部 赤松  
(九大・教養・物理)

スペースプラズマは熱平衡からはずれた系であり、特に崩壊系<sup>\*</sup>のプラズマ現象が観測されている。スペースの諸現象を良くみると、線形理論は安定であるが化の原因の筋、乱れた状態になっている場合が目につく。これらの場合は普通のプラズマ物理の乱流理論とは逆の形になっているらしい。だから、いわゆる弱い乱れの理論を借用してスペース・プラズマの性質を調べるのはどうであろうか。問題は零次の定常状態そのものが、乱れを含んだ形で決定されているから。また、VLF, ELF, ... 等の脈動現象は、とりも直さず崩壊系が何らかの原因で我々に情報を与えていると考えるべきであろう。これらの現象を研究するのに一つのモードを仮定して、その非線形性を高次まで展開してみる。この方法は、数理物理学としては面白いかも知れないが、自然界にどこまで忠実であるかは疑問に思われる。むしろ乱流状態でもそこから線形応答を求めれば、相当多くの情報を我々は得る事ができるし、線形理論は見通しが良く、個別科学にないが応用が崩壊系<sup>\*</sup>の可能性があると思われる。

さて一応従来のプラズマ乱流の立場での定常状態を与え、<sup>\*</sup>を大別すると

- 1) Weak turbulence elementary process; Kadomtsev: ...
- 2) Trapping; Nishikawa and Wu
- 3) Orbit modification (Turbulent collision); Dupree, Trunpstick, Rudakov and Tsytenich
- 4) Nonlinear frequency shift; Ichimaru

になる。例えば'60代をリードした Kennel-Fitchick 理論は1)に他ならない。これらは殆んど線形理論での成長を抑えるメカニズムとして何らかの Nonlinear Process を与えて定常状態を求めている。しかし流体とプラズマの違いを筆者は現在<sup>\*</sup>のところ、collective mode の数の違いが最も大切であると考え、実験室でのパラメトリック共鳴を一般化した様式定式化を試みている。実験室では pump field が一つか二つであろうが、天体プラズマではランダムな pump field があるのが普通である。いわゆる、Stochastic Heating が見落されている wave-particle interactions があるのではないか。もし存在すれば、その束縛程がプラズマの定常状態を決めると同時に、粒子の加熱に刊いているはずである。

以上の様な疑問を解決する為、筆者は最近乱れ場に対する線形応答の定式化を進めている。現在迄のところ磁場のない場合のみ扱われている。さてスペースプラズマでの粒子加熱(特に tail でのイオン加熱)への応用の可能性について、重複を置いてお話しする予定である。この方法は VLF と ULF の相互作用、スペースでの定常状態の維持、粒子加熱等の問題について将来、拡張してゆけると思われる。又この方法は従来の weak turbulence theory の一般化・拡張になる。

\* Phys. Fluids, to be published

玉尾 敦  
(東大理)

磁気圏嵐に関連した波の発生とか、それに伴う粒子の輸送、落下等の機構を明らかにする等には、より現実的なモデルに立脚した基礎理論を作り上げて行く必要がある。波の発生にしても、これ迄は不安定になる様な条件を容易に仮定していた感が強い。例えは、cross-tail 電場による、磁気圏尾プラズマの断熱的対流の結果から考えられる外部磁気圏の粒子エネルギー分布、温度異方性等は何れも、whistler, cyclotron 波の不安定条件を充し得ないことを Cowley 等は指摘している。minor 不安定の条件は  $A_T = (T_e/T_i) - 1 \geq B^2 / 8\pi P_e$  で与えられるが、彼等の得た温度異方性係数は  $\geq 5$  の領域では  $A_T \leq 0.4$  にしか達していない。より現実的なモデルに近づけるには、以下の要素を考慮して行く必要がある。

- 1)  $\beta$  値が大きい (1 乃至それ以上) ので横波の発生の可能性。
- 2) 局所的に磁力線の曲率が大きい領域
- 3) 大規模な電場による粒子分布の再配置。Alfven 層の附近では電場ドリフトと磁場によるドリフトが同程度となるので、粒子分布の非一様性が強くなる。

今回は、特に(3)の時間スケールの長い大規模電場が存在する場合の波動の発生について考える。流体モデルと気体論モデルの比較検討も問題になる。



IRREGULAR STRUCTURE OF THERMAL ION PLASMA  
CORRELATED WITH ELF ELECTRIC FIELDS  
OBSERVED FROM OGO-4 AND -6  
NEAR THE LIGHT ION TROUGH

H. Kikuchi, H. A. Taylor, Jr, and A. R. Deshmukh  
NASA Goddard Space Flight Center

A B S T R A C T

Direct measurements of latitudinal distributions of thermal ion plasma in the topside ionosphere from OGO-4 have revealed a distinct variability in ion composition and concentration. Poleward of the light ion trough, the variability appears to be pronounced, exhibiting structured, patchy regions of rapid plasma fluctuations. OGO-6 ion spectrometer data further support this evidence of plasma irregularities and suggest a correlation with VLF-ELF electric fields near the trough zone. Among the results from a broad-band detector (20 Hz-1 MHz) and two narrow-band receivers at 200 kHz and 500 kHz on OGO-6, the 200 kHz signal level correlates better than the 500 kHz level with the ion data, and the broad-band intensity best correlates with the fine structure irregularities. A closer correlation of ion and ELF rather than VLF data is indicated by a new finding of continuous, intense banded ELF emissions below 1 kHz in a band (0.02-15 kHz) of sonograms, suggesting that in some cases rapid thermal plasma fluctuations are related to ELF electric fields or emissions observed well below the VLF lower hybrid resonances. An interpretation is presented, based upon the size of the small-scale plasma irregularities, possible ELF radiations related to soft and/or hard electron precipitation and a theory of Čerenkov radiation in an ion plasma.

H. Oya

Upper Atmosphere and Space Research  
Laboratory,

Tohoku University, Katahira, Sendai 980

Existence of the high speed plasma flow <sup>(1)</sup> with the velocity range from 100 km/sec to 300 km/sec in the outer magnetosphere is recent topic of the studies on the magnetospheric plasma. An interpretation of the high speed plasma flow near the plasma-pause at the dawn side has been proposed. When the solar wind includes an enhanced south component of the magnetic field, the magnetospheric tail region, in a position further than  $10R_E$  is subjected to the entrance of the solar wind into the plasma sheet. There are electric fields in regions close to the tail cusp due to the perpendicular component of the plasma flow with respect to the magnetic field. This electric field is transported into the polar cusp area where the plasma particles make drift motion (see Figure 1). As the result of this drift motion plasma particles are injected down into the area located very close to the plasmopause.

Disruption of the plasma flow with interaction of the magnetic field irregularity can be a source of the plasma turbulence where the strong electrostatic electron cyclotron harmonic waves are generated.

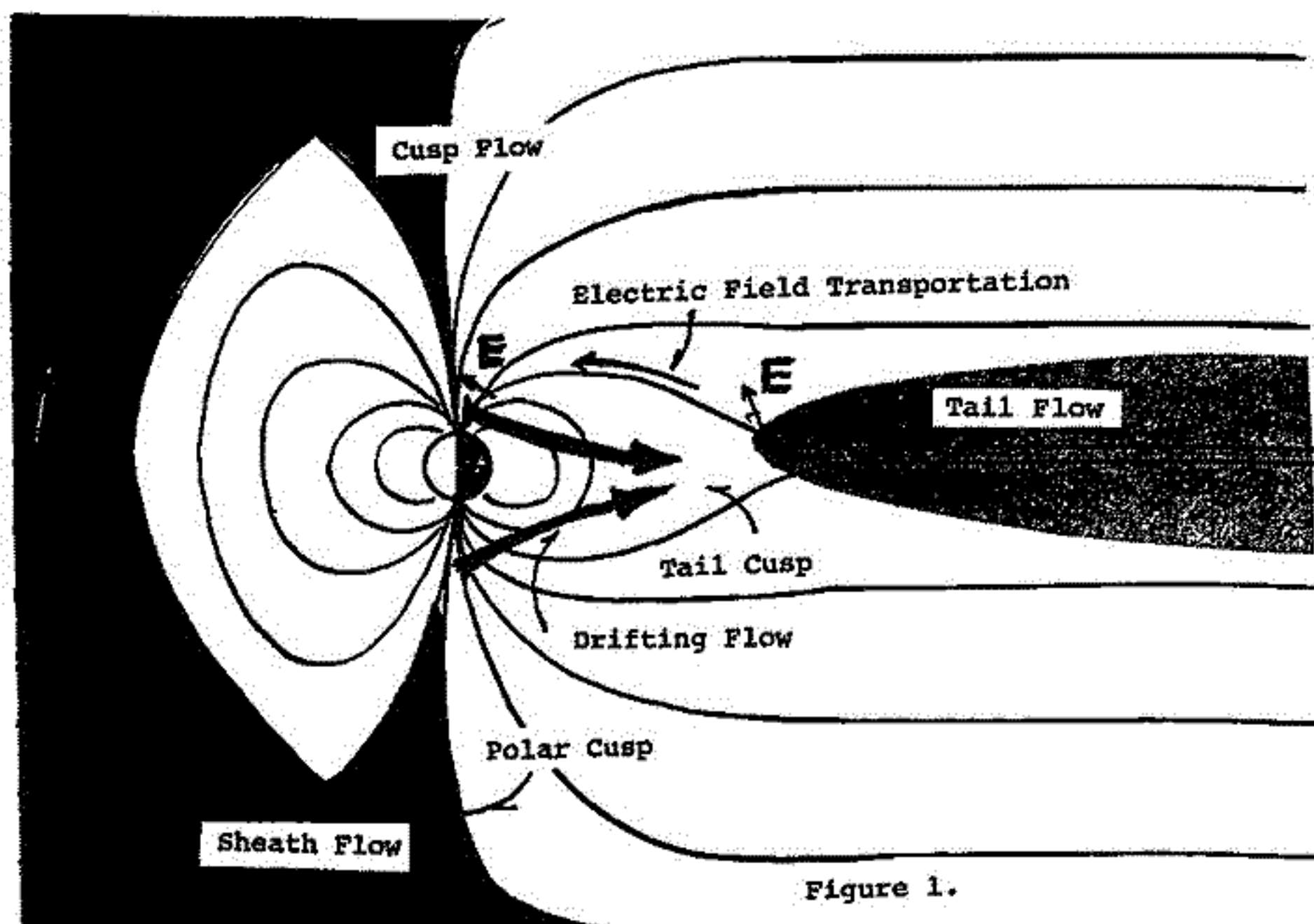


Figure 1.

(1) Oya, H., Plasma flow hypothesis in the magnetosphere relating to frequency shift of electrostatic plasma waves, Submitted to JGR (1974).

1-23 非一様プラズマにおける幾何学とその応用 (I)

——基礎的考察——

野田 彰

東京大学 理学部

・媒質の非一様性 (その時間・空間的尺度を、それぞれ  $T, L$  とする) が、波の周期 ( $\omega$ )、波長 ( $\lambda$ ) に比して緩やかに変化する場合 (即ち  $T \gg \omega, L \gg \lambda$ )、時に、以下の分散関係を満たす波動の伝播について考える。

$$H(x^\mu, k_\nu) = H^{\mu\nu}(x^\alpha) k_\mu k_\nu + h(x^\alpha) = 0 \quad (\det(H^{\mu\nu}) \neq 0) \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$$

(rank  $H^{\mu\nu} = r < 4$  の場合は適当な座標変換で  $0 \leq \mu, \nu \leq r-1$  と出来る)

座標系  $(x^\mu) = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, \mathbf{x})$

4-波数  $(k_\mu) = (k_0, k_1, k_2, k_3) = (-\omega, \mathbf{k})$  (空間成分は未定義)

| 例                     | 一様媒質  | 非一様媒質 ( $H^{\mu\nu}$ )                                    |
|-----------------------|---|---|
| Langmuir 波<br>音波 etc. | $\omega^2 = \pi^2 + (\frac{\pi}{2}) k^2$              | $-\frac{\omega^2}{\pi^2} + k^i k_i + 1 = 0$               |
|                       | $\omega^2 = v^2 k^2$                                  | $-\frac{\omega^2}{v^2} + k^2 = 0$                         |
| de Broglie 波<br>光     | $(\hbar\omega)^2 = m^2 c^4 + c^2 (\hbar\mathbf{k})^2$ | $g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu + (\frac{mc}{\hbar})^2 = 0$ (固カ場) |
|                       | $\omega^2 = c^2 k^2$                                  | $g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu = 0$ (、媒質中)                       |

・伝播路は、分散関係から決まる計量テンソル  $g_{\mu\nu}$  の Riemann 空間の測地線として求まる。

但し  $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad g_{\mu\nu} g^{\nu\lambda} = \delta_\mu^\lambda$

$$g^{\mu\nu} = \begin{cases} a \cdot H^{\mu\nu} / h(x^\alpha) \\ h(x^\alpha) \cdot H^{\mu\nu}(x^\alpha) \end{cases} \quad \begin{array}{l} a \text{ 定数} \\ b \text{ 任意} \end{array}$$

・静止状態の媒質における計量  $g_{rest\mu\nu}$  から、運動している媒質の計量は、瞬間的なガリレイ変換を行うことにより求まる。時刻  $x^0 = t$  における媒質の運動速度を

$$v = (v^1, v^2, v^3) \quad (v_i = g_{ik} v^k \quad i, k = 1, 2, 3)$$

とすれば、

$$dx_{rest}^0 = dx^0$$

$$dx_{rest}^k = dx^k - v^k dx^0 \quad (k=1, 2, 3)$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = g_{rest\mu\nu} dx_{rest}^\mu dx_{rest}^\nu$$

この結果は、Arnowitt, Deser, Misner (1962) の shift function  $N_\mu = -v_\mu$  と置いたことに相当する。

・以上の結果に対する証明、物理的意義については講演で述べる。

新部 充宏  
(九大・表養・物理)

筆者によって2年以上前に提案されたプラズマの負圧という概念は、その物理的意味は必ずしも明確ではない状態のまま、音波(1,2), Oモード(3), ドリフト波(4), パーンスタイン波(5)へと仮定されて来た。

本論文では負圧の物理的意味に重点を置き、Alfvén波も別として調べられた。その結果、負圧粒子は量子論という“ホール”に対応するものであり、このホールに対応した振動が新しく発見された。又不安定条件(Hose Insta.)も正圧粒子のそれと全く反対になっている事が確かめられた。従って負圧に伴う不安定現象は“ホール”の振動を表現していると考えられる。これに対して、従来の正圧粒子の不安定現象は“正圧粒子”の振動の結果、生じている事になる。

これらの結果は一見奇異に思われるが、長く考えて見ると自然界の対称性の帰結である事に気付く。特にSpaceに於ける種々の波動現象(VLF, ELF, ULF)はどれも直さず磁気圏、太陽風という器の中で発生するが、この入れ物には出口、入口があり、従って速度空間では多くの場合“ホール”が発生している。こういったプラズマ中の波動現象を調べるのに従来、従之はハリス型、ドーム型、ロスコーン型、アンチロスコーン型、ドリフト(非一様)型の不安定現象が判っている。しかしこれらは正圧粒子の立場から見た記述になっている前、内題の半面しか見ていない事になっている。

不安定現象の記述の他の半面、つまり“ホール”(負圧粒子)から見た世界は今まで、全く欠けていた事になる。“ホール”から見ると、例えばロスコーン不安定性は $T_{\parallel} > T_{\perp}$ の条件でおこる。というのは欠損粒子は正に $T_{\parallel} > T_{\perp}$ を満足しているから。そして波の振動数も“ホール”の数に比例したものとされる。

上記の考察が明らかになれば、この論文の意味するところは、単にロスコーン、アンチロスコーン不安定性にとどまらず、プラズマ物理やその応用としてのSpace Physicsへの意味する事は大きいと思う。例えばSpace Physicsでの波動を決定する時、同じR-modeでも周波数帯が全く違うところに2つのBranch, 1つは正圧の振動、他は“ホール”の振動、が出てくる。従っていわゆるCMA diagramは正圧粒子の振動のみ入っていて“ホール”のそれは抜けているので、プラズマ中の波動の半分しか記述していない事になる。

本論文の考察がもし正しければ、プラズマ波動現象はその基礎から再検討を要するしSpace PhysicsのFluctuationの現象に於て“ホール”の振動が見られるはずである。当時はその物理的意味に重点を置いてお話しする予定である。

文 献

- 1) M. Nambu, Phys. Lett. A 39, 347 (1972)
- 2) M. Y. Yu and P. K. Shukla, Phys. Lett. A 45 415 (1973)
- 3) M. Nambu, Phys. Fluids 16 944 (1973)
- 4) B. Buti, private communication (1974)
- 5) T. Watanabe and M. Nambu, private communication (1974)

\* 完全に、対応するとは言えない。若干の差異は存在する。



Saturation of a Single Electrostatic Wave by Particle Trapping

山本 隆  
東大理

平面電波の粒子捕獲 (Trapping) による Saturation Amplitude については、実験的あるいは理論的な考察が種々なところにある。Mankamer ('71) は Eupron-Zinc 構造の perturbation の理論による f (分布函数の perturbation) から 捕獲粒子の軌道を統計的に扱い、Saturation Condition  $\omega_r \approx \omega_p$  を導いた。 ( $\omega_r$  は粒子の trapping frequency) (Ewart ('71) は 運動量の保存からより精度の高い Saturation Condition を導いた。) 本論文では 有限振幅波を保持するプラズマの定常状態 (BGK-like-solution) に微小な perturbation を加えた際の安定性から Saturation Condition が導かれる事及びこれの前述の Mankamer の結果と近似的に異なるものである事を示したい。

簡単のため、1次元電子プラズマを考える。定常状態のプラズマが有限振幅の静電波  $E_0(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t)$  を保持しているとし、本来この有限振幅波に含まれるような perturbation  $\delta E(x,t) = \delta E \exp i(kx - \omega t)$  ( $\delta E \ll E_0$ ) を考える。perturbation  $\delta f, \delta E$  に対して、Vlasov-Poisson 方程式から

$$\textcircled{1} \left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{m} E_0(x,t) \frac{\partial}{\partial v} \right) \delta f(x,v,t) = \frac{e}{m} \delta E(x,t) \frac{\partial}{\partial v} f_0(x,v)$$

$$\textcircled{2} \frac{\partial}{\partial x} \delta E(x,t) = -4\pi n e \int dv \delta f(x,v,t)$$

①②から非線形方程式を得る

$$\textcircled{3} 1 - \frac{\omega_p^2}{k} \int dv \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^T dt \exp[i(k(x(t)-x) - \omega(t-t))] \frac{\partial}{\partial v} f_0(x(t), v(x(t), t)) = 0$$

$\lambda$  は波の波長で、 $x(t), v(x(t))$  は有限振幅波中の電子の軌道、(初期条件  $x(0) = x, v(0) = v$  とする) ③を評価するにあたって、 $v-x$  空間を捕獲電子の存在する領域とそれ以外の領域に分け、非捕獲電子の分布函数は初期値  $f_0(v)$  から変化せず、又非捕獲電子は直線軌道をとるものとする。さらに、捕獲電子の分布函数は波初発時の電子の全エネルギー  $W$  の函数、捕獲電子はポテンシャルの底近く捕えられこの事を決定する。最終的に③は、

$$\textcircled{4} 1 + \frac{\omega_p^2}{k} \int dv P^*(v|v) \frac{1}{v - kv} \frac{\partial}{\partial v} F(v) - \frac{\omega_p^2}{k} \int_{-e\phi_0}^{e\phi_0} dW \frac{W/m + e\phi_0/m}{(\delta/k)^2 + e\phi_0/m (e\phi_0/m) \delta W} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0$$

$\delta$  は  $\omega$  の虚数部、 $\phi_0$  はポテンシャルの振幅、 $P^*(v|v)$  は  $(x,v)$  の非捕獲電子の領域に存在する確率で、次のようにかける。

$$\textcircled{5} P^*(v|v) = 1 - \theta \left( 2 \left( \frac{e\phi_0}{m} \right)^{1/2} |v - v_{tr}| \right) \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{e\phi_0}{m} \right)^{1/2} |v - v_{tr}| \right)$$

$\theta$  は単位階段函数、 $v_{tr}$  は位相速度の実数部。

Saturation Condition 及び frequency shift の考察は、論文に譲る。

山本 隆  
末大理

弱く乱れたプラズマ中では、乱流による粒子軌道の変化のため、resonance の広がりがよく知られた事実である。(66 Dupree) 一方、乱流状態に外から加えた小振りの perturbation は乱流による衝突効果を受ける。(Joyntorok; An Introduction to the Theory of Plasma Turbulence) この turbulent collision は、perturbation と粒子との resonance の中を成り立つ事ができる。本講義では、以上二つの見地からの resonance broadening のあり方を示す。同じ表現形式をとる事を数学的に示したい。

Birmingham & Barnatani (72) は解凍後の乱流に対して

$$\textcircled{1} \int_0^\infty dt \cos[(\omega_k - kv)t - \frac{z^0}{2} k \cdot \frac{\partial}{\partial v} \text{Tr} \mathcal{D}(v, z)] \exp[-\frac{z^0}{3} k k; \mathcal{D}(v, z)]$$

$$\left( \mathcal{D}(v, z) = \int_0^z dt' \sum_k k k \langle | \delta F_k |^2 \rangle \exp\{-i[(\omega_k - kv)t' - \frac{z^0}{2} k \cdot \frac{\partial}{\partial v} \text{Tr} \mathcal{D}(v, z')] - \frac{z^0}{3} k k; \mathcal{D}(v, z')\} \right)$$

を resonance function とし得る。Correlation time が十分小ければ、resonance function をこの形に書く事ができる。

$$\textcircled{2} \int_0^\infty dt \cos[(\omega_k - kv)t - \frac{k_j}{z} (\frac{\partial}{\partial v_i} \mathcal{E}_{ij}) z^0] \exp[-\frac{1}{3} z^0 k k; \mathcal{E}_{ij}]$$

ここで  $\mathcal{E}_{ij}$  は quasilinear の diffusion tensor

$$\pi \sum_k k_i k_j \langle | \delta F_k |^2 \rangle \delta(\omega_k - k \cdot v) \quad \text{である}$$

一方 Joyntorok によれば、乱流状態 ( $f_0^{\text{turb}}, E_0^{\text{turb}}$ ) に外から加えられる perturbation ( $f_1^{\text{res}}, E_1^{\text{res}}$ ) のフーリエ成分 ( $k = (k, \omega)$ ) は次の方程式に従う。(電子プラズマ)

$$\textcircled{3} -i(\omega - kv) f_{1,k}^{\text{res}} + e (E_k^{\text{res}} \cdot \frac{\partial f_0^{\text{res}}}{\partial p}) = \sum_{ij} \left[ \frac{\partial}{\partial p_i} \mathcal{E}_{ij}^{(0)} \cdot \frac{\partial f_1^{\text{res}}}{\partial p_j} + \frac{\partial}{\partial p_i} \mathcal{E}_{ij}^{(1)} \cdot \frac{\partial f_0^{\text{res}}}{\partial p_j} + \sum_l (E_k^{\text{res}})_l \frac{\partial}{\partial p_l} (\hat{\mathcal{E}}_{ij} + \mathcal{E}_{ij}^{(1)}) \frac{\partial f_0^{\text{res}}}{\partial p_j} \right]$$

$$\left( \mathcal{E}_{ij}^{(0)} = v e^2 \int \frac{k_i k_j}{k^2} I_{k_1} \frac{d^3 k_1}{\omega + \omega_1 - (k + k_1)\omega + i\delta} \right)$$

③は resonance の近傍  $|\omega - kv| \ll kv$  で  $f_{1,k}^{\text{res}}$  について解く事が可能で(十分なスペクトルに対して) ②の resonance function を含む解が得られる。

# 1-27 [VLF トリガード・エミッションの Computer Simulation]

京都大学工学部 安田 豊・松本 紘

地球磁気圏中を伝播するホイスター・モード波と、高エネルギー共鳴粒子との相互作用により励起されるVLFエミッションの理論的解明を目指して、我々は計算機によるシミュレーションを進めている。一様無限の周期的アランド空間中での上記の波動-粒子相互作用については、我々は既に幾つかの興味ある結果を得て、本学会でも報告してきたが、今回は、更に若干の結果を追加報告すると共に、現在のモデルの問題点、更には今後の研究方針についても言及する。

図1, 図2は、それぞれ、共鳴粒子の上方角(波の進行方向に直内・面内)の初期温度を、 $10^7$ °K ( $\langle v_{\perp 0} \rangle \approx \langle v_{\parallel 0} \rangle \times 10^7$ ) と、 $100^7$ °K ( $\langle v_{\perp 0} \rangle \approx \langle v_{\parallel 0} \rangle$ ) にした場合の結果の概略である。各図(a)は、トリガード波の振幅、位相、周波数と、粒子と磁場ベクトルとの位相角の平均値の時間変化を示す。(b)は、モデル内の粒子区間での粒子(黒点)と、磁場(実線)との位相を、計算機に描かしたものであり、図2では、波の波数空間でのノリエ・スペクトラムの変化も併せて示している。

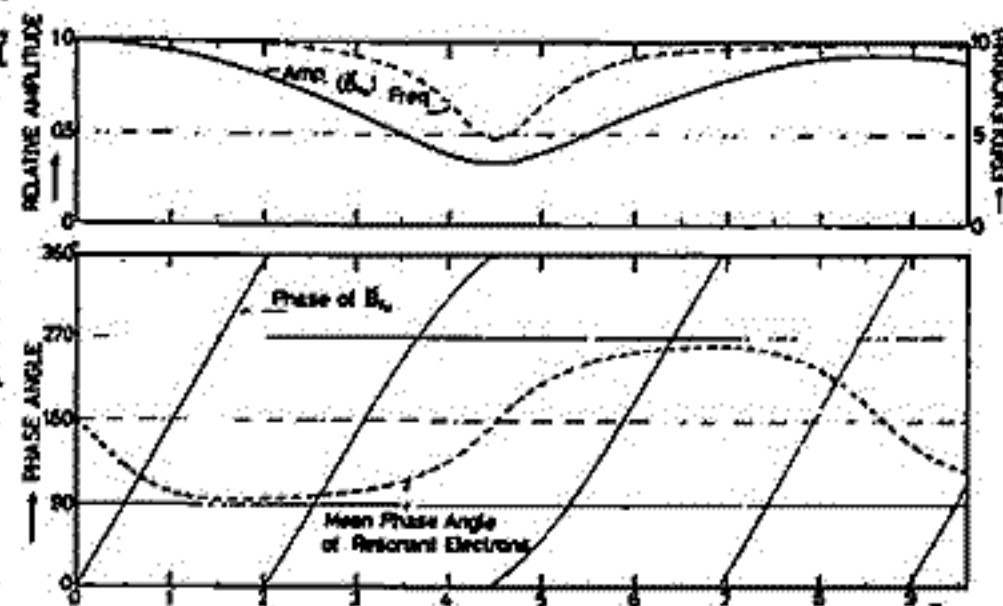
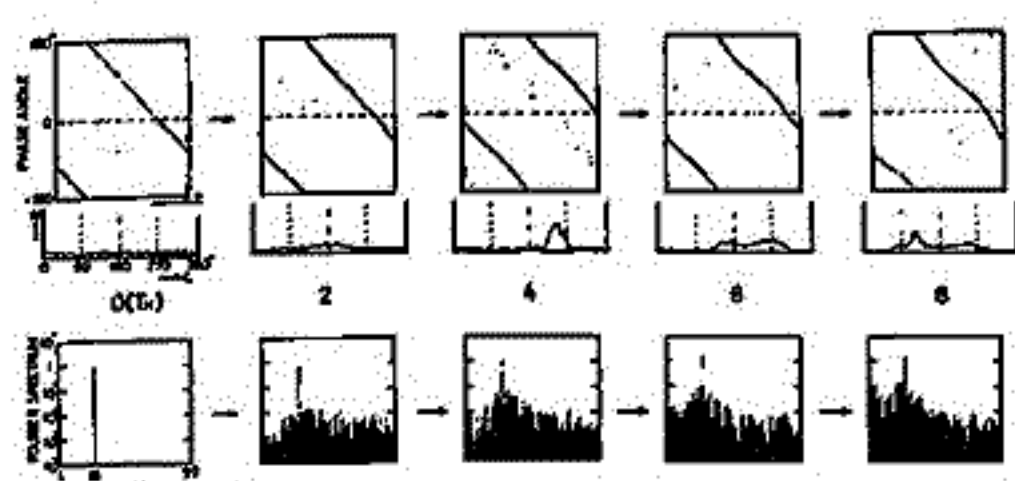
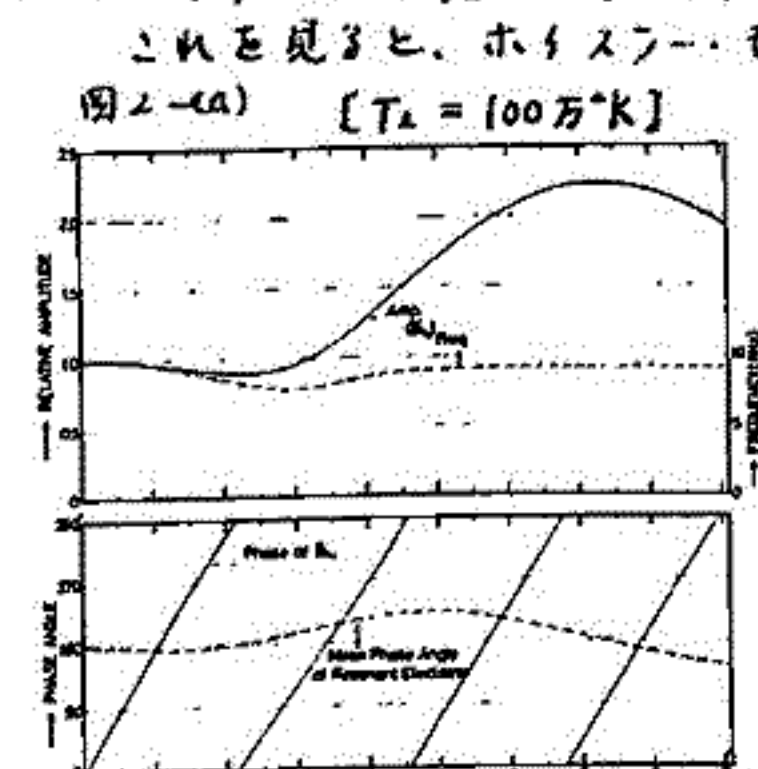


図1-(a) トリガード波の振幅・位相・周波数変化 (b) Evolution of Phase Bunching (F) ( $T_{\perp 0} = 10^7$  K)

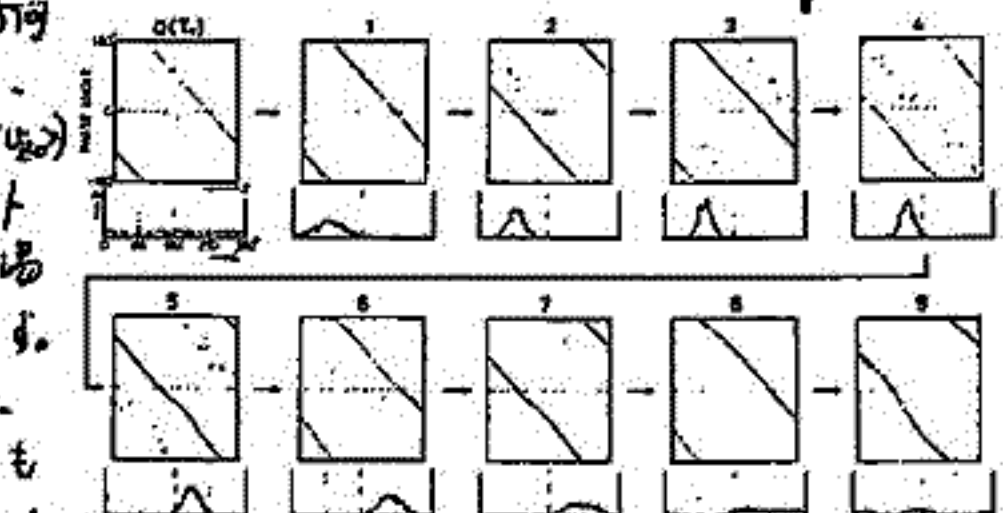


図2-(a) ( $T_{\perp 0} = 100^7$  K)

これを見ると、ホイスター・モード波と、共鳴粒子の相互作用については、粒子の初速度に依存した位相バッチングが主であり、それに伴って、波の伝播速度及び周波数変動に主びることになる。図2は、この点特に興味深く、粒子の初期エネルギーが大きいために波は粒子からエネルギーを得て、その伝播はもとの2倍以上に成長するが、やがて減少し始め、以後定常的な振動と繰り返すようである。これらの現象が、VLFエミッションに励起されるような顕著な周波数変動を説明しうるのかどうかは、未だ明らかではないが、計算は、現在まだ進行中であり、モデルも順次改良が加えられているので、学会時には、その点も踏まえ、更に詳しく報告したい。

尚、本シミュレーションの方法と結果については下記文献に詳しい説明があるが、興味のある方は参照されたい。

- (参考文献)
- 1) 安田・松本・木村 電磁界理論研究会資料 EM 1-75-46, 伊豆, 1973
  - 2) 安田・松本・木村 電磁界理論研究会資料 EM 1-74-32, 白樺, 1974

図2-(b) ( $T_{\perp 0} = 100^7$  K)

横波の伝播

並川 喜 - 北の埼玉  
大阪市大 理

従来の perturbation method では プラズマ波の斜伝播の分散式は非常に複雑に解くのが困難である。この困難を除くため Vlasov eq. の形式的厳密解を Maxwell eq. に代入する方法を採用し前回は一様磁場方向に進む横波の伝播を扱った。今回は更にヘリカル波の存在の下で横波の伝播を調べる。現在扱っているヘリカル波を考慮したものは cold plasma theory しかかき見られる。従来の方法ではヘリカル波を考慮すると分散式が複雑になりこの方法では分散式の次数が低くなるので取り扱いは簡単である。目的は  $f(2)$ ,  $f(5)$  の右側の波、太陽風内のプラズマ波の伝播があるが未だ計算は若干の段階にある。計算の要英は Vlasov eq. の厳密解

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_a(\vec{r}_0, \vec{v}_0, 0) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(\vec{v} - \vec{v}_0) d\vec{r}_0 d\vec{v}_0$$

を Maxwell eq. の電流項に代入する必要がある。ここで  $\frac{d\vec{r}_a}{dt} = \vec{v}_a$  とある。一様磁場の方向を  $z$  方向とす。

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \sum_{a=1}^N \frac{\omega_{pa}^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega_{ca}(t-t')] E(z + v_0(t-t'), z') F_a(v_0) dv_0$$

ここで  $E = E_x + iE_y$ ,  $v_z = v_{z0}$   $F_a(v_0) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} N_a^{-1} f_a(\vec{v}_0) dv_{0x} dv_{0y}$

$\omega_{pa}$  = plasma frequency,  $\omega_{ca}$  : cyclotron frequency

Suffix 0 は初期値を示す。この integro-differential eq. を

Fourier-Laplace 変換に於て初期値 0-値の分布を

分散式は

$$-\omega^2 + c^2 k^2 + \sum_{a=1}^N \omega_{pa}^2 \frac{\omega}{(\omega + \omega_{ca}) - i|\mathbf{k}| \lambda_a} = 0 \quad \text{とある。}$$

$$F_a(v_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda_a}{v_0^2 + \lambda_a^2}$$



# Kelvin-Helmholtz 不安定における有限の電気伝導度と Hall 電流の効果について

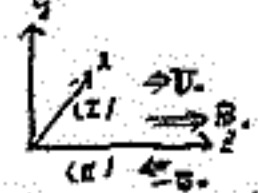
永野 宏  
岐阜大学

通常、磁気圏境界における MHD-K-H instability は電気伝導度  $\sigma$  が無限大として取り扱ってあり、又、Hall current の効果についても無視している。(Ex. Sonnerup, Lerche, Southwood (1971) etc.) 磁気圏尾部では、種々のプラズマ波動が励起され、乱流の状態にあると考えられ、この場合には  $\sigma$  は有限な値となる。又、Hall current も無視出来ないと考えられる。ここでは、非圧縮性プラズマの場合の K-H instability における有限の電気伝導度と Hall current の効果について報告する。

使用する方程式系は、通常の場合の MHD 方程式系において Ohm's law が  $E + \frac{1}{c} v \times B - \frac{1}{Nec} j \times B = \frac{E}{\sigma}$  とする。

(1)  $k \perp B_0$  の場合

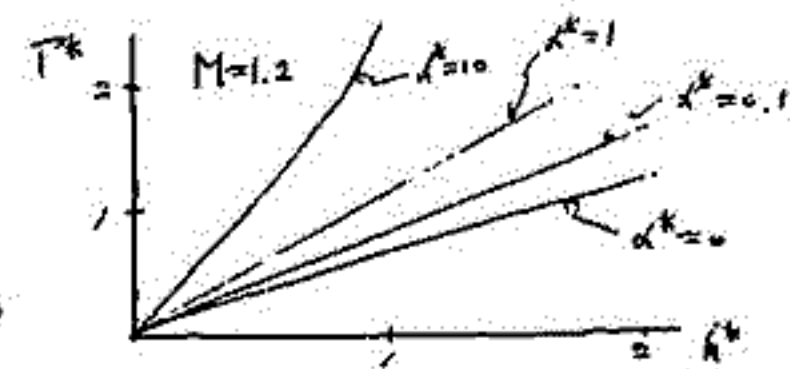
分散式は  $\rho_1 \Omega_1^2 + \rho_2 \Omega_2^2 = 0$  (但し、 $\Omega_i = \omega + i k^2 \nu_i$ ) となり、これは通常の  $\sigma$  を無限大とし、Hall current を無視した場合と同じであり、この場合には両方とも効果を生じないことになる。



(2)  $k \parallel B_0$  の場合

(i) Hall current の存在する場合

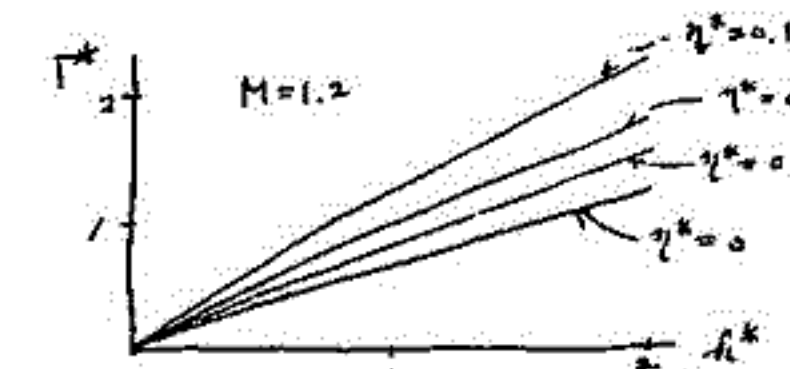
分散式は  $[\Omega_1^2 (\Omega_2^2 + k^2 \nu_2^2) \rho_1 + \Omega_2^2 (\Omega_1^2 + k^2 \nu_1^2) \rho_2] [\Omega_1 + \Omega_2 + 2k^2 \nu_0^2] + k^2 \nu_0^2 (\Omega_1 - \Omega_2)^2 = 0$   
 但し  $\lambda_i = \left[ k^2 + \frac{(\Omega_i^2 + k^2 \nu_i^2)}{k^2 \nu_i^2 \lambda^2} \right]^{\frac{1}{2}}$   
 $\therefore \lambda = \frac{c}{4\pi N e}$



この場合の growth rate  $\Gamma^*$  と波数  $k^*$  との関係は、 $k^*$  が大きい所では  $\Gamma^*$  が通常 MHD の解よりも大きく取り傾向がある。

(ii)  $\sigma$  が有限の場合

分散式は  $[\Omega_1^2 (\Omega_2^2 + k^2 \nu_2^2) m_1 + \Omega_2^2 (\Omega_1^2 + k^2 \nu_1^2) m_2] [\Omega_1 + \Omega_2 + 2k^2 \nu_0^2] + k^2 \nu_0^2 (\Omega_1 - \Omega_2)^2 = 0$   
 但し  $m_i = \left[ k^2 + \frac{\Omega_i^2 + k^2 \nu_i^2}{\Omega_i \nu_i} \right]^{\frac{1}{2}}$   
 $\therefore \eta = \frac{c^2}{4\pi \sigma}$



この場合も growth rate  $\Gamma^*$  の波数  $k^*$  が大きくなるにつれて増大してゆく。

(iii)  $\sigma$  が有限、Hall current の存在する場合

$$\begin{cases} v_{y1} = A_1 e^{-k_1 y} + B_1 e^{-k_2 y} + C_1 e^{-m_1 y} & (y > 0) \\ v_{y2} = A_2 e^{k_1 y} + B_2 e^{k_2 y} + C_2 e^{m_2 y} & (y < 0) \end{cases}$$
 但し  $\lambda_i = \left[ k^2 + \frac{(\Omega_i^2 + k^2 \nu_i^2)}{\Omega_i^2 k^2 \nu_i^2 \lambda^2} \right]^{\frac{1}{2}}$   
 $m_i = \frac{k \nu_i \lambda}{2} \left[ 1 + \frac{\nu_i (\Omega_i^2 + k^2 \nu_i^2)}{\Omega_i k^2 \nu_i^2 \lambda^2} \right]$

boundary condition を使い、この場合には分散式を導出し  $\Gamma^*$  と  $k^*$  との関係を示す。

# 磁気圏境界における FLR · Kelvin-Helmholtz 不安定について (III)

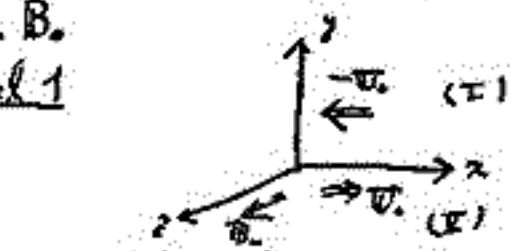
永野 宏  
坂本 大

以前の学会で、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定におけるイオンのラーマ半径の有限性の効果について報告した。その際、波数が充分大きくなる所では安定化の傾向があり、或る特別の場合には逆 sense のものがあることを示した。  
今回は、非圧縮性と圧縮性プラズマに於いて、波数ベクトル  $k$  が磁場  $B_0$  に直角の場合と、平行の場合とについて数値計算により、これらの違いを示す。

## (1) 非圧縮性プラズマの場合

(i)  $k \perp B_0$

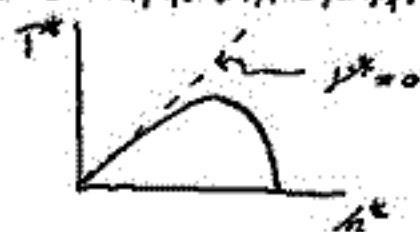
model 1



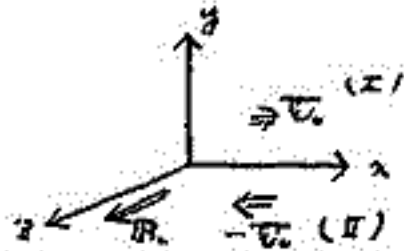
この場合の分散式は

$$\omega^2 = k^2 U_0^2 - 2\mu k^3 U_0$$

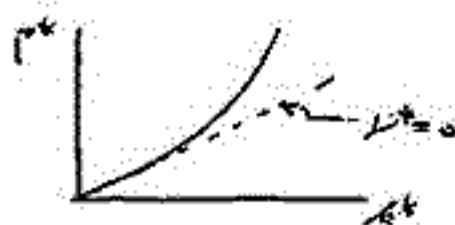
non-dimensional parameters  $X = \frac{\omega L_0}{V_A}$ ,  $A^2 = k L_0$ ,  $M = \frac{U_0}{V_A}$ ,  $\nu^* = \frac{\nu}{V_A L_0}$  (導入する growth rate  $\Gamma^*$  と係数  $\nu^*$  との関係は次同様の式)



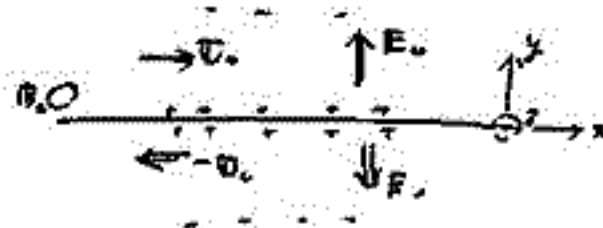
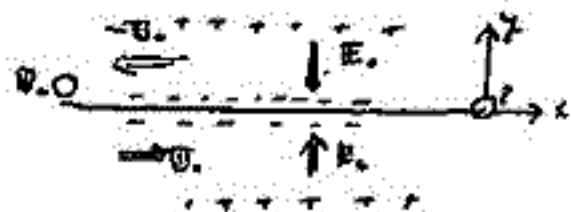
model 2



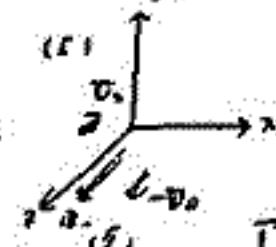
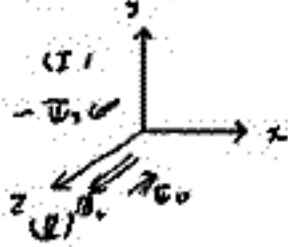
$$\omega^2 = k^2 U_0^2 + 2\mu k^3 U_0$$



この場合には、model 1 と取り方は 2 通り生じ、これは  $B_0$ ,  $v_0$  の方向の違いによる。電場  $E_0$  の向きが違えば見られる。



(ii)  $k \parallel B_0$



この場合の分散式は

$$[\omega^2 - k^2 (U_0^2 - V_A^2)]^2 + 4k^3 U_0^2 \omega^2 [\omega^2 - k^2 (U_0^2 - V_A^2)] + 2\mu k^4 U_0^2 \omega (\omega^2 + k^2 (U_0^2 - V_A^2)) = 0$$



この場合には、波数が大きい所では通常、MHD 型に安定化の傾向を示す。

## (2) 圧縮性プラズマの場合

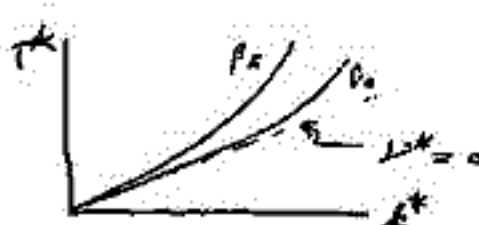
(i)  $k \perp B_0$

model 1



$$\beta = \frac{C_s^2}{V_A^2}$$

model 2



この場合も、非圧縮性の場合と同様に model 1 と取り方は 2 通り生じる。

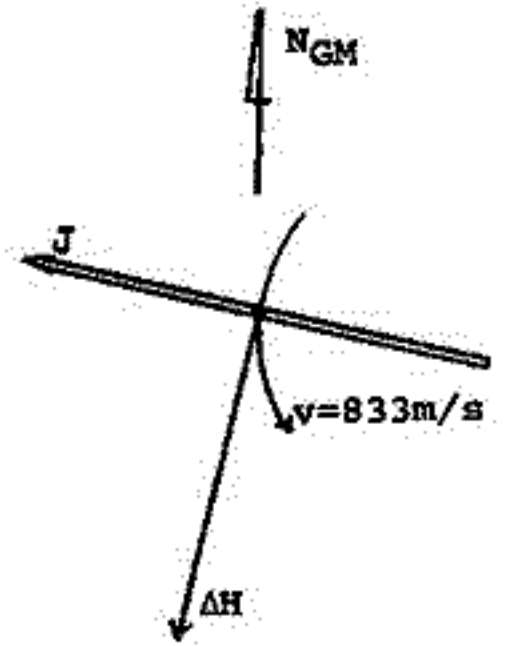
(ii)  $k \parallel B_0$  現在計算中

鈴木 裕

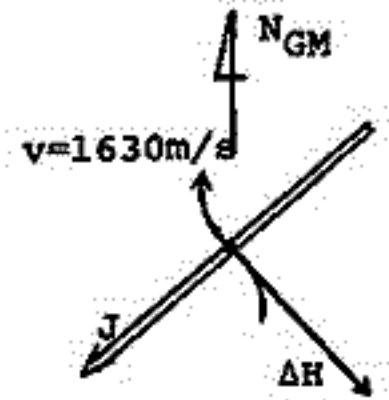
大阪市立大学・工

オーロラに伴って発生する超低周波音波 (AIW) の受信領域は昭和基地の様に地磁気緯度が高い地方ではかなりまれになる様である。これは上向き地磁気力線に対して西向きエレクトロジェットが流れた場合、そのローレンツ力は北向き (Equator ward) になる為、AIWは低緯度側に向いて放射され、ジェットより高緯度では受信できない為と思われる。

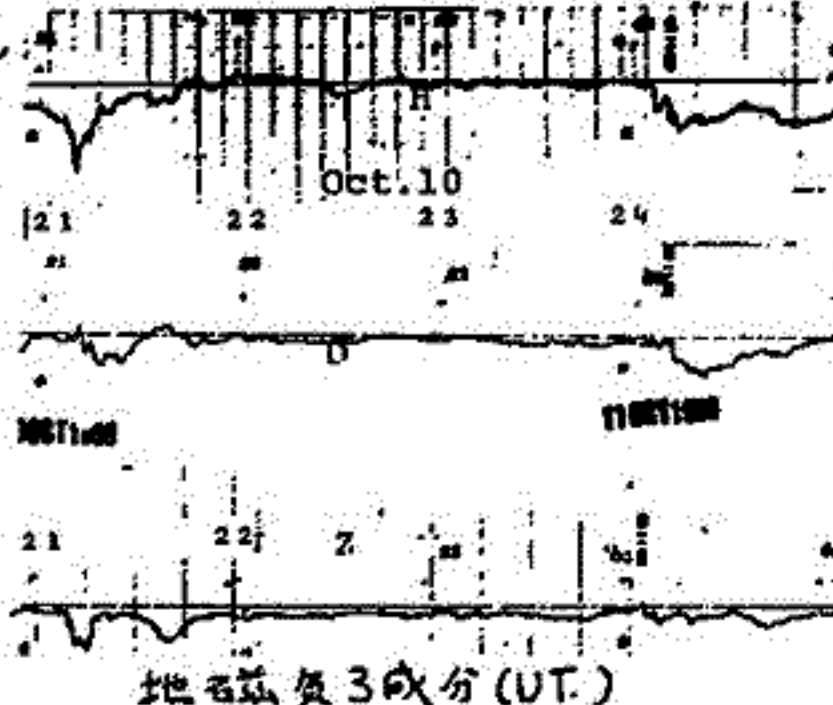
下図に強いオーロラが見られた10月10日の例を示す。21時12分に地磁気H, D成分は鋭い極値を示したにもかかわらず、Z成分より計算したエレクトロ・ジェット (J) の動きは第1回  $v=833\text{m/s}$  の如くであり、これはローレンツ力を相殺する動きでAIWを発生してはいない。21時21~22分にH, Dが小さい極値を示した時は第2回に示す様に  $v=1630\text{m/s}$  でエレクトロ・ジェットが動き、この動きはローレンツ力と相乗してAIWを発生し、約9分後に地上で受信されている。11日0:08, 0:12の鋭いH, Dの極値ではジェットは南向きに動いておりAIWは発生していない。



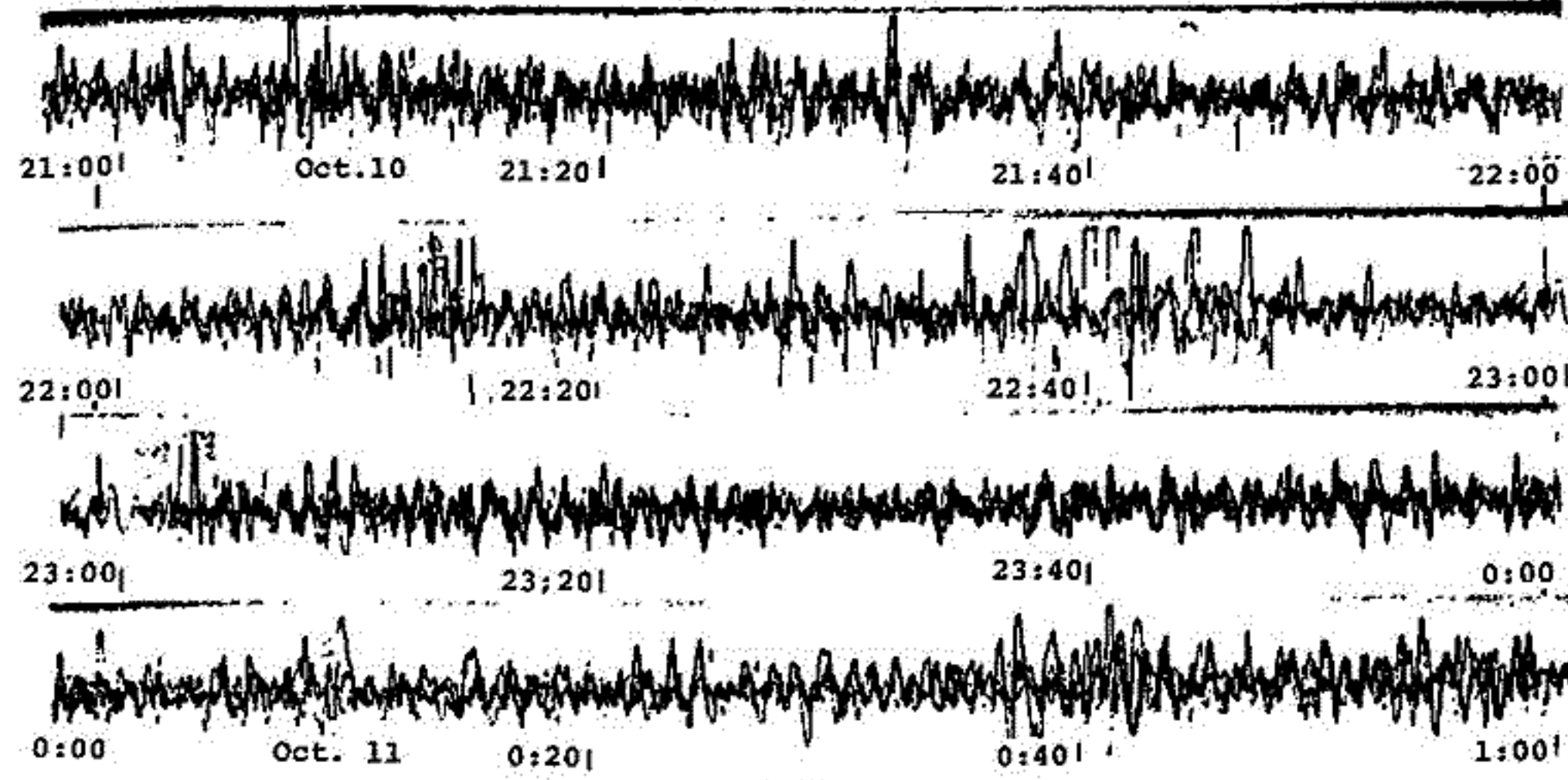
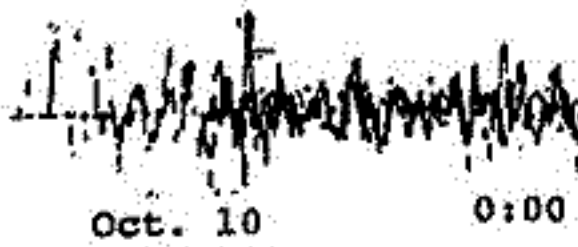
第1回 10月10日21:12 UT



第2回 10月10日21:22 UT



受信記録 (UT.)



桑島正幸  
地磁気観測所

外部磁気圏と磁力線を通して、直接連っている極光帯においては、磁気圏あるいはテイルに因を有する種々の現象が顕著に現れる。しかし これらの現象は発生領域から地上まで伝播しているものを観測しているのであり、従って極光帯における一点観測のみでは、発生領域を正確にパトロールすることができない。茲に地上における多點観測が必要であり、近來急欲的に取り組まれつつある。(1),(2),(3)

筆者等も、1973年9月、12月の2回にわたり、昭和基地とみずほ基地 および昭和基地と大和山脈E,F,G部の中間点とにおいて、地磁気3成分と脈動の2点同時観測を行った。磁気的位置は 昭和基地(-69°34', 76°10') みずほ基地(-71°49', 76°55') 大和山脈E,F,G部中間点(-70°34', 69°26') である。図1にこれらの位置を示す。観測結果は現在、解析中であるが 今回は 昭和基地-みずほ基地の資料を もとにして、緯度的に離れた観測点で対比した 地磁気現象の特性について報告する。

2つの観測点は 磁気緯度にして 2°余しか離れていないにもかかわらず、夜側に見られるサブストーム時には 現象にはっきりとした相異が見られる。(図2)。特にZ成分において、両者で逆センスの変動が見られることから、この間にAEJが存在している可能性がある。このような時に、オーロラや各種変動の資料を合せて、総合的な解析を進めていくことにより、磁気圏の物理状態を明らかにしていきたい。

- (1) Sanson, J.C., et al.  
JGR, Vol. 76, P3675 (1971) 図1
- (2) Sanson, J.C., et al.  
JGR, Vol. 77, P6133 (1972)
- (3) Sanson, J.C.,  
JGR, Vol. 77, P6145 (1972)

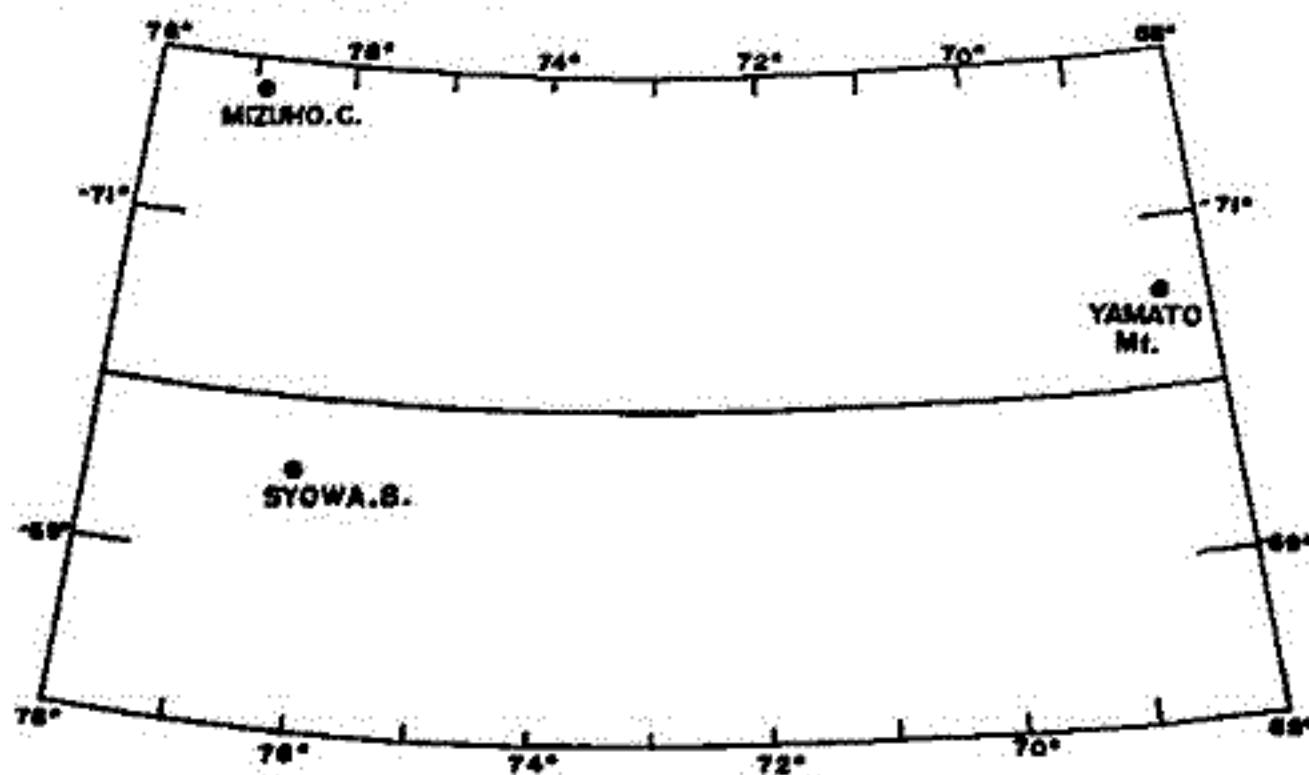
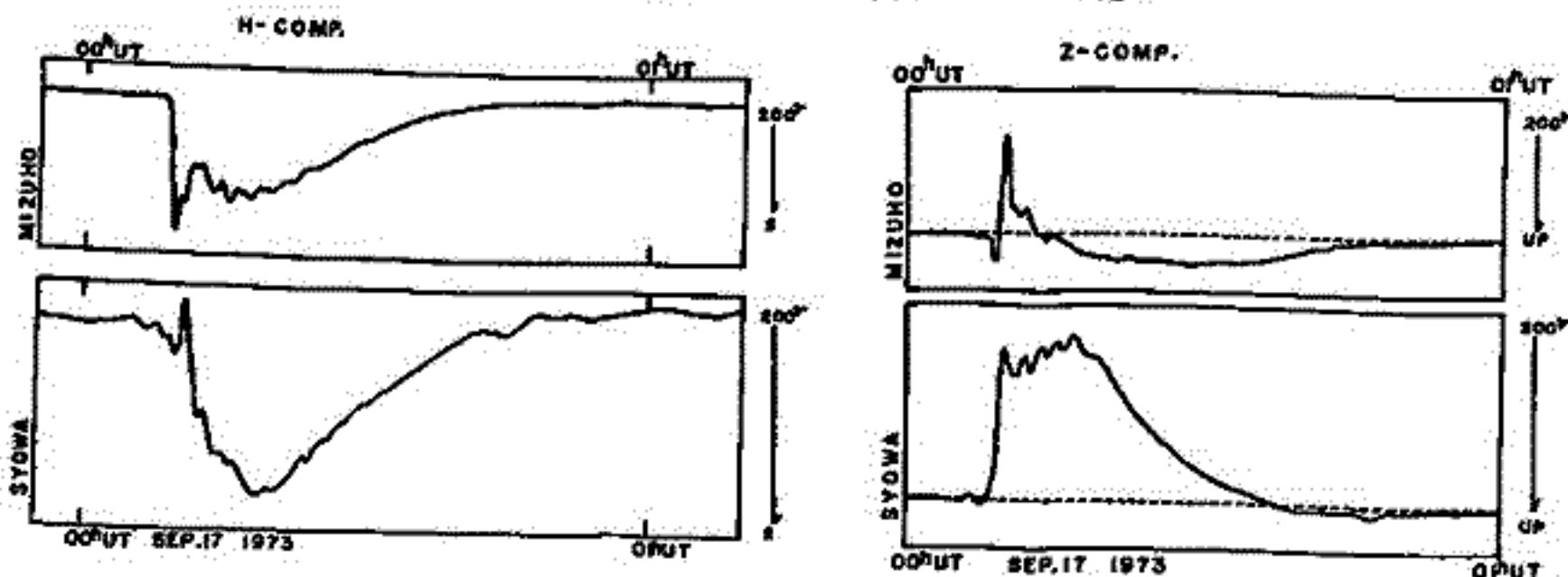


図2.





平沢威男, 鮎川 勝  
(国立極地研究所)

昭和基地で取得された: ordinary (50 mm/h,  $10 \sigma$ /mm) Rapidrun (300 mm/h,  $0.5 \sigma$ /mm), Induction (DC ~ 7 Hz) magnetogram, All-sky camera (every 10 sec), meridian scanning photometer の data などとを解析し, substorm の開始時に観測される pi 2 (pi B) - pulsation の特性を総合的に調べてみた。その preliminary の結果として。

- (1) 高緯度 pi 2 のスペクトルを調べてみると, 長周期および短周期にピークを有する。
- (2) 長周期のピークは, 約 120 秒と 70 秒の 2 つの場合があり, ともに顕著な日変化特性を示す。即ち, 21<sup>h</sup>(LT) 頃最大, 04<sup>h</sup> 頃最小となっている。
- (3) この長周期の変動は, 多くはオーロラの動きの変化とよく一致する。
- (4) 120 秒と 70 秒のピークの差は何によるか未だはっきりしない。
- (5) 短周期側のピークは 3 ~ 5 秒にある。
- (6) このピークは, オーロラの活動が観測点に近い程, 大きくなる。
- (7) pi 2 (pi B) のスペクトルの周波数の上限は 5 Hz 程度で, それ以上スペクトルを有することは稀である。

齋藤 尚生・橋井 亨

(東北大学・理学部)

magnetospheric substorm に伴う地球磁気圏・電離圏の中には aurora・磁場・VLF 波等種々の現象の擾乱が惹き起される。従つてこの現象の擾乱を探り上げて、その擾乱モデルは magnetospheric substorm 自体の擾乱 model と矛盾してはならぬ筈である。そこで、特に磁気圏の onset 機構に直接的な関係を持つる Pi2 型磁気振動の発生機構の解明を通じて、磁気圏の onset 機構を解明しようとするのが本テーマの目的である。

Substorm onset と Pi2 onset との間の 1 対 1 の対応関係

substorm の onset は Pi2 の onset と 1 対 1 の対応関係にある事は前学会ほど述べた事であるが、今回は auroral substorm の onset と Pi2 の onset の間の時間関係を更に詳しく事例について述べる。substorm と Pi2 の 1 対 1 の対応関係は substorm growth phase の問題と深い係わり合いを持つ。即ち従来 growth phase と考えられていた時刻に Pi2 および substorm が onset した例が幾つも見出された。本図はその 1 例である。

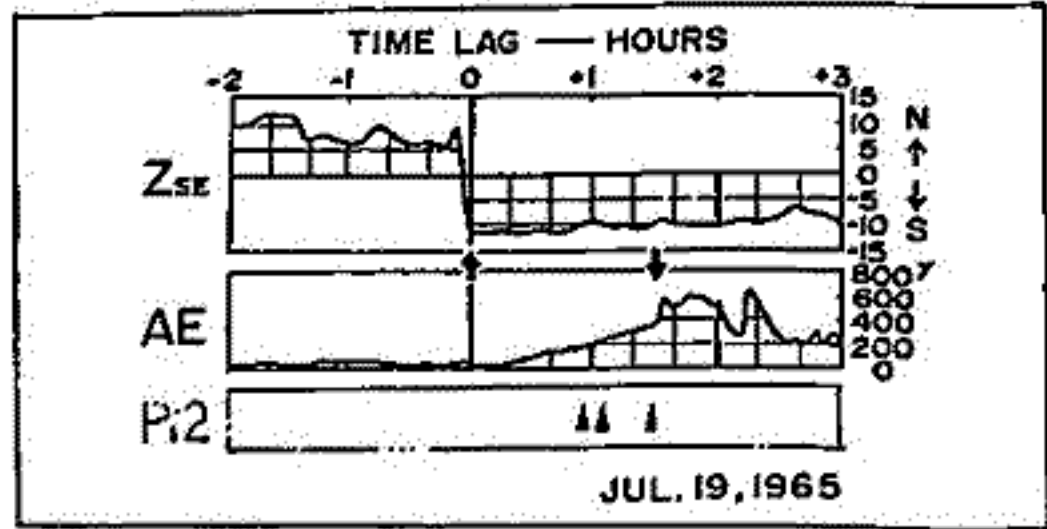
Pi2 に伴う磁気圏内の磁場擾乱

磁気圏尾に蓄積された energy は substorm の発生により消費される。即ち tail lobe における magnetic energy の減少開始時刻に一致して Pi2 の発生が見られる。tail lobe における magnetic energy はある threshold value に達すると常に Pi2-substorm が発生するのでなく、energy の蓄積が一定の段階で発生する事が認められる。ただしこの様な場合の substorm は、auroral oval の直径が縮小している時期に起こるといえる。Pi2 の波形解析から推定出来る。

南北 auroral oval と磁気圏の包絡線の oval shell の所で Pi2 の振中は最大となり、かつ明瞭な分割を示す。磁気圏等から推定して Pi2 は oval shell を構成する磁気圏の n=3 の resonant transverse wave と考えられる。又 plasma pause に相当する緯度において Pi2 は最も鋭い secondary peak を示す。plasma pause における Pi2 の振中の enhancement は、oval における Pi2 の振中の 1.5 程度に過ぎない。従つて Pi2 の主要発生場所は oval shell にあり、plasma pause での励起されるといふ我々の説上の主張が交付けられる。

Pi2 の substorm 研究における役割

Pi2 に用いる観測器と応用である。substorm onset の機構を研究する上には Pi2 が重要な手がかりを得る事が出来る。即ち現象的には substorm の onset は高緯度磁気圏変動の正確に決定し得ない事は本図の 12.2 から説明がなされてあり、磁気圏磁場変動の観測は磁気圏の構造と関係が深い。従つて Pi2 の研究は、substorm の発生機構の研究に有力な情報と手助けとなる。



(注 1 図)

この図は、夜半磁気圏の急激な変動を示す Pi2 の研究は、substorm の発生機構の研究に有力な情報と手助けとなる。

# 1-35 PCA event 時における極域地磁気擾乱

村岡良和

兵庫医大 物理

PCAがフレアーによって生成された高エネルギー荷電粒子(主としてMeV級プロトン)による下部電離層の異常電離によるものであることはよく知られている。

Nagai (1966)はIGY期間中のPCA eventの解析を行ない、PCAの開始と $S_q^P$ 電流系からDP (Pre-SC) 電流系(DP-2型変動)への移行が対応しており、PCAの原因である異常電離と地磁気擾乱との間に関連があることを示唆した。ところでダイナモ理論による極域地磁気擾乱の解釈は地磁気擾乱をダイナモ領域の電気伝導度のenhancementによる電流系として考えるが、PCA時の異常電離は下部電離層(高度90km以下)の電離であってダイナモ領域ではないこと、又PCA event時にダイナモ領域で電離を起こす低エネルギー粒子(keV級プロトン等)が十分なフラックスをもって降下していることを示す観測結果が得られていないことを考えれば、上で述べられた相関は定性的にも説明されていないと思われる。

今回の解析ではPCA eventにおける地磁気擾乱がどのような特性をもつものであるかを明確にするため、1966~1969年の主要なSolar Proton eventにおける地磁気擾乱を調べ、プロトンフラックスの観測、及びリオメーターによる観測との比較をした。その主な結果を以下に示すと、

(1) DP-2型変動が明確に現われ始める時刻はプロトンのフラックスが急増する時刻及びPCAの開始の時刻にほぼ一致する。

(2) DP-2型変動の出現する地理的範囲は、プロトンのcut-off latitudeが消失する地磁気緯度65以上の範囲に限られる。

(3) このDP-2型変動がSolar Proton eventにおいて出現するかどうかはプロトンフラックスの特性に依存しており、その積分フラックスを

$$J(>E) = J_0 \exp(-E/E_0)$$

で近似すると、 $J_0$ が大きく $E_0$ が小さいほど現われやすい傾向がみられる。

である。

以上の結果は低エネルギープロトン(1MeV以下)のフラックスが存在するならPCA event時にダイナモ領域の電離が起こり、 $S_q^P$ 型変動がenhanceされることを示唆する。

しかしながら低エネルギープロトンがどのような発生機構を通じて極域電離層に降下するかという問題を解決することと、電気伝導度のenhancementの定量的な議論をすることが今後の課題として残される。

1-36 太陽風北向き磁力線と磁気圏テイルに終がる極  
域磁力線との結合の可能性

岩崎 昇  
相模工大 工学部

極域地磁気変動の中には、地磁気緯度 $\sim 90^\circ$ 以上の昼側の極冠域で(通常の変動とは  
逆向きの)昼側から夜側に向かう電離層電流と見られる変動が存在しており、これは惑星  
間空間北向き磁場の変動とある一定程度の相関をもっている。

この相関性に基づき、北向き磁場をもつ太陽風と磁気圏との相互作用のモデルを考える。  
ここでは、磁気圏にクレフトが存在することが重要な要素となる。太陽風は昼側カスプ  
から浸入し、クレフトに沿って、プラズマシートへと流れ下るものとする。このクレフ  
トに浸入してゆく太陽風プラズマの磁力線と、磁気圏テイルに終がっている極冠域磁力線  
とが、……例えば……、結合することによって、太陽風プラズマが、昼側の極冠域に逆向  
き電離層電流を流すような磁気圏プラズマ対流を、引き起こすものとする。(この考  
え方は本質的な点に関しては以前に発表したことと同じであるが、今回はこのモデルを概  
念図化したものを発表する。)



前沢 潤  
東大宇宙研

惑星間空間磁場が、太陽風から地球磁気圏へのエネルギー流入量を決定するのに大きな役割を果たしていることは今や明らかである。 今後は、そのエネルギー流入量が惑星間空間磁場の各成分及び太陽風内の物理量に具体的にどんな形で依存するかをつきとめることが、太陽風-磁気圏相互作用のメカニズムを知るうえで最も重要であると思われる。 ところで、磁気圏尾部を磁気圏が太陽風から得たエネルギーの貯蔵庫と見ると、Polar Cap 内の電場は、貯蔵庫内にはこぼれるエネルギー量を直接に反映しており、その意味で太陽風と磁気圏の相互作用をモニターするのに最も適当な物理量である。 残念なことに Polar Cap 内の電場は定常的に観測されていないが、定常的に観測されている磁場変動の方から電離層電流を去し、その変化を調べることによりかなりの事がわかるに違いない。 今回はこういう観点から、Polar Cap 内の4つの観測所の磁場 DATA と惑星間空間磁場の Y-Z 面内の成分 (共に 1 時間値) を比較解析しその対応性を調べた。 解析方法としては相関、回帰分析を用いた。 その理由は

- 1) 統計的に独立な事象を分離できる
- 2) Base Line のとり方が結果に影響しない

ためである。 具体的には

- 1) 惑星間空間磁場の Y 成分に与える一次 dependence (いわゆる Svalgaard effect) を分離する
- 2)  $S_{\theta}$  を分離する

ことが出来る。 解析は惑星間空間磁場  $B_2$  が、 $B_2 < 1\gamma$  の場合と  $B_2 > 1\gamma$  の場合の2つに分けて行なった。 これは (I) で述べるように  $B_2$  が正の場合には自らの場合と別のモードの電流系が現れるためである。  $B_2 < 1\gamma$  の場合の解析結果を述べると

- 1)  $B_2$  が負のとき現れる電流系はほぼ太陽側から Tail 側に流れる Plasma Convection を示す。 細かくいうと、昼間側ではほぼ太陽地球方向を対称の軸と取りのに対し夜側では大きく Dawn-Dusk 方向にずれる。 これは夜側の Field aligned current の影響を示すものかも知れない。
- 2) 惑星間空間磁場を  $\theta < -45^\circ$  に Fix すると 極域電流の強さはほぼ惑星間空間磁場の大きさ  $B_2$  に比例する。 従って  $\theta$  がこの range にあるとき Convection の強さは  $B_2$  に linear に依存し、 $\theta$  のみに依存したり  $B_2^2$  に依存したりするのではない。(後者の可能性も理論的には期待できる。)
- 3)  $B_2$  の値を Fix すると、Convection の強さは Solar wind の速度と強く依存する。 確定的にはいえないが、ほぼ比例するようである。 これは太陽風と磁気圏の相互作用 (特に Reconnection) のメカニズムを考える際重要である。
- 4) Polar Cap の中心  $z=0$  は  $B_2$  との相関係数よりも 理論的公式  $\frac{B_z^2 - B_H B_2}{\sqrt{B_z^2 + B_H^2 - 2B_H B_2}}$  との相関係数の方が良い。
- 5)  $B_2$  dependence の大きさは Polar cap 内ほぼ一様である。(昼間側の方がわずかに大きい)。  $B_y$  dependence は夜側  $z=0$  付近、と小さくなる。

前次 列  
東大宇宙研

(I)と同様の解析を  $B_2 > 10$  の範囲について行った結果は次の通りである。

- 1)  $B_2$  が正で大きくなると  $B_2$  が負のときと別の current system が発達する。これは 2次元平面内で見れば、Regression line の方向が  $B_2$  負のときとは別の方向にのびることから明らかである。
- 2)  $B_2$  が正の場合に生ずる current system は、convection の向きに直すと、Resolute Bay ( $\phi_m \sim 84^\circ$ ) 以上の高緯度では、夜側の半球から昼間側の cusp 付近をみまわす集まる感じの太陽方向の対流となる。
- 3) 地磁気積度が  $80^\circ$  以下 (Godhavn) になると対流の向きは昼間側からほぼ等緯度線に沿って夜側に向かう反太陽方向になる。この対流は午後側で強く、午前側では夜側まで及ばないようで、Dawn-Dusk Asymmetry が存在する。
- 4) 対流の大きさの分布は昼間側が強く、Svalgaard effect と似ているが、夜側でもみえる。(但し今回の解析は昼に限られてくる)
- 5)  $B_2$  が正の時も、By dependence は存在するから、 $B_2$  が正の場合には上記電流系と  $B_y$  に依存する Svalgaard 的電流系の重ね合わせとなっている。

これらの点から、 $B_2$  が正のときも太陽風内の磁場と地球磁気圏は相互作用をしており、

しかも、 $B_2$  が負のときの相互作用とは性質を異にしていることが明らかである。ここで得られた電流系は、基本的には Iwasaki (1971) の解析による DP-pole と同じものである。しかしながら、地上電流の中で、惑星間空間磁場の  $B_2$  に依存する部分のみを抽出することによって、このような電流系が得られたことは意義深い。DP-pole は電離層電流の方向が異常であるということから基本になつてくるため、Svalgaard effect、その他別の電流が強ければ、それらも DP-pole に含まれてしまうからである。

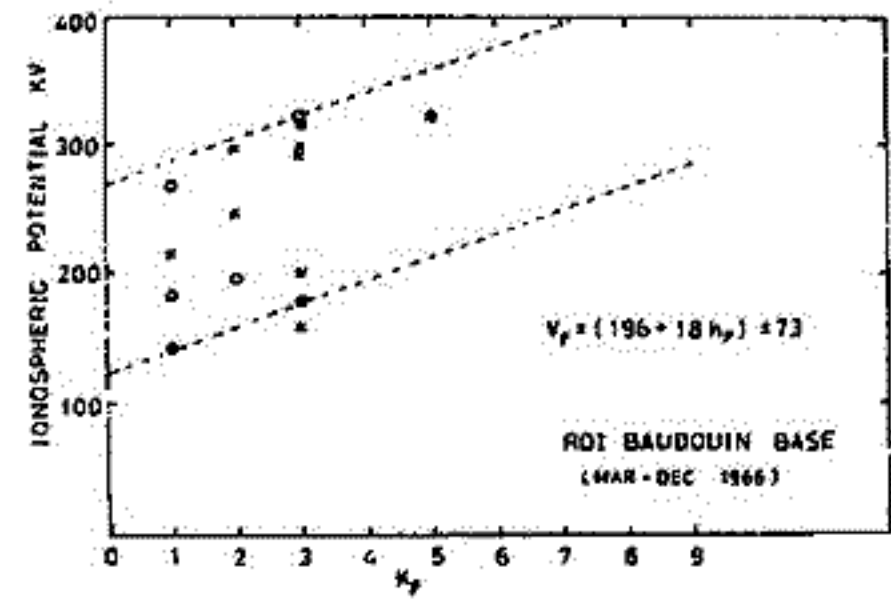
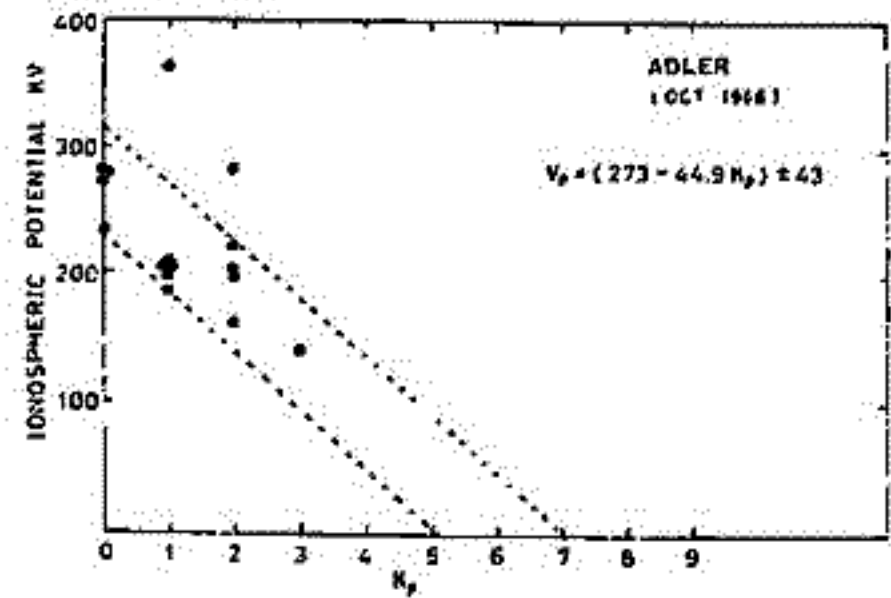
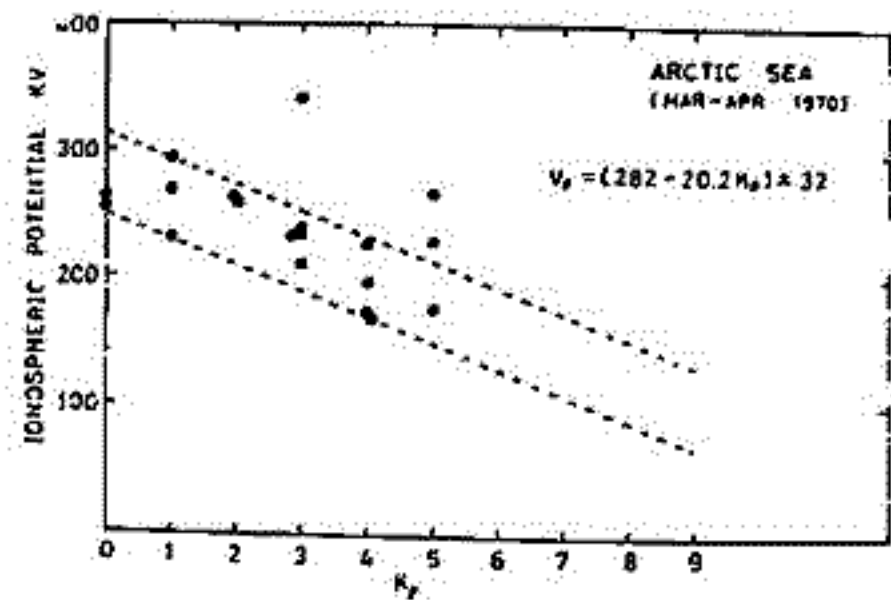
$B_2$  が正の時も太陽風磁場と磁気圏の相互作用があることが明らかになつたため、Sg の解析も考え直す必要があると思われる。これはいくら  $K_p$  が小さくても Polar Cap 内では  $B_y$ 、 $B_2$  の値を決めないと電流系が決まらないからである。従って Polar Cap 内の磁場変動から、少くとも  $B_y$ 、 $B_2$  に依存する部分をさし引いた残りを解析する必要がある。きちんとした解析はまだやっていないが、大体において、Dusk 側から Dawn 側にはほぼ一様に流れる電流を考えたければ、residual な部分は説明できるようである。

安原通博  
(京郵教育大)

小川俊雄  
(京大・理)

大気電場を生ぜしめる電離層電位は、雷発電機構によるものに加えて、磁気圏に起因するいろいろな電場がかかっていることが明らかになって来た。そして大気電場の観測からは、極域ではオーロラ出現時に電場が変動し、且つその傾向が南北両極域で逆になるとの報告もある。今回はソビエトの北極海沿岸地域、Adler、及び南極 Roi Baudouin Base (ヘルキ一隊) における航空機または気球観測資料を用いて大気電場と地磁気擾乱との関係を調べ、すでに指摘されている事について比較検討を試みた。

今回用いた資料は大気下層のいわゆる交換層の影響をほとんど無視できると考えられるので、電場は単一の指数関数的減少をするものとして電離層電位を求めた。右の各図はこれらの結果であって、地磁気活動係数  $K_p$  と電離層電位との関係を示している。 $K_p$  の大きい時の観測資料が不足して居り、また各図についてかなりのバラツキはあるが、全体として地磁気活動と電離層電位との間には、一定の相関がみられる。即ち、地磁気擾乱時には北極側 (北極海沿岸地域:  $\varphi = 60^\circ$ , 及び Adler:  $\varphi = 40^\circ$ ) で電位が減少し、南極側 (Roi Baudouin:  $\varphi = -68^\circ$ ) では増大している。このことは、Lobodin 等によって報告されている、地表面における電位傾度とオーロラ活動との相関と、定性的には一致する結果を得た。しかし地磁気擾乱時には南北両極側で電離層電位の変化が逆位相になるような機構は直ちに考え難い。この事、例えば、オーロラを起す DP<sub>1</sub> 電場が、地球からみて特定の緯度及び地方時にほぼ固定されている事情等も考慮する必要がある。



前田 坦  
京大 理学部

最近の観測によると極地電離には常に朝方から夕方に向き電場が存在しているようである。

もしそれがイオンドリフトを通して中性大気の運動がおこるのであると、

水平方向のみを考え、イオンの運動は (粘性項を省略して)

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} = 2\Omega \cos\theta \cdot V - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_i (U-u) + \frac{e}{m_i} (E_x + V \cdot B_z) \\ \frac{\partial V}{\partial t} = -2\Omega \cos\theta \cdot U - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_i (V-v) + \frac{e}{m_i} (E_y - U \cdot B_z) \end{cases} \quad (1)$$

また中性大気の運動は

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} = 2\Omega \cos\theta \cdot V - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{f} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\mu_i \nu_i}{\eta} (u-U) \\ \frac{\partial V}{\partial t} = -2\Omega \cos\theta \cdot U - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{f} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\mu_i \nu_i}{\eta} (v-V) \end{cases} \quad (2)$$

これ故  $E_x, E_y$  を与えて、これらの式を解けばよい。しかし数値的には中性大気の項が大きいので (1), (2) 式をそれぞれ別に数値的に解く。小さい項を無視し、更に中性大気の粘性項も省略した結果は次のようである:

110 km では、 $E$  による  $u_0, v_0$  によって  $U, V$  が準定常になるのに約 4 日かかる。

$(U, V) \rightarrow (u, v) \rightarrow (U, V) \rightarrow (u, v) \rightarrow \dots$  で準定常になるのは 3~4 回の繰返し。

$(u, v)_{final}$  と  $(U, V)_{final}$  とはかなり異なる。

200 km では、 $E$  による  $u_0, v_0$  によって  $U, V$  が準定常になるのに約 3 日かかる。

$(U, V) \rightarrow (u, v) \dots$  で準定常になるのは 1 回。

$(u, v)_{final}$  と  $(U, V)_{final}$  とはかなり異なる。

更に中性大気の粘性を考慮に入れた結果を求め、これらをアラスカにおける

レーダ観測の結果と比較する。



極域電離層電流に関する数値実験(Ⅳ)

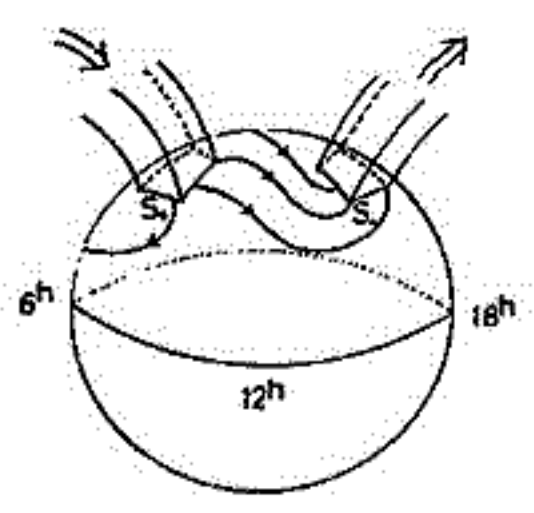
前川 誠一郎 ・ 前田 坦  
 (京都教育大・理) (京大・理)

2次元の電離層モデルに外部から正負の電位ポテンシャルの供給があるとす。すなわち、磁気圏からの電流による Source, Sink が電離層内にあるという想定のもとに(第1図)、電気伝導度が非等方的且つ一様な場合、非等方的且つ非一様な場合等、各種組み合わせ計算した例について述べる。

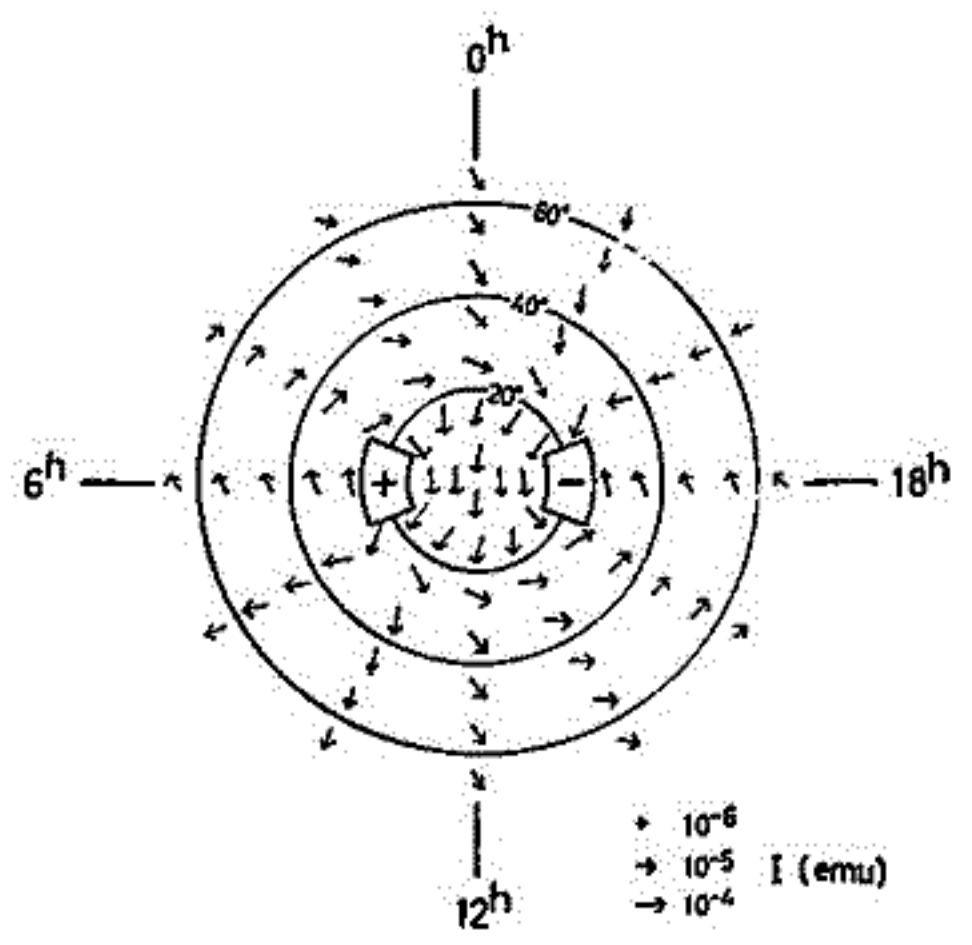
下図(第2, 第3図)の結果では、 $\Sigma_{xx}, \Sigma_{xy}, \Sigma_{yy}$  の値は次の通りである。

$$\begin{aligned} \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} = 4.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 1.3 \times 10^{-8} & \quad (0.0^\circ \leq \theta \leq 20.0^\circ) \\ \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} = 8.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 2.6 \times 10^{-8} & \quad (22.5^\circ \leq \theta \leq 27.5^\circ) \\ \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} = 7.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 2.0 \times 10^{-8} & \quad (30.0^\circ \leq \theta \leq 40.0^\circ) \end{aligned}$$

(e.m.u.)

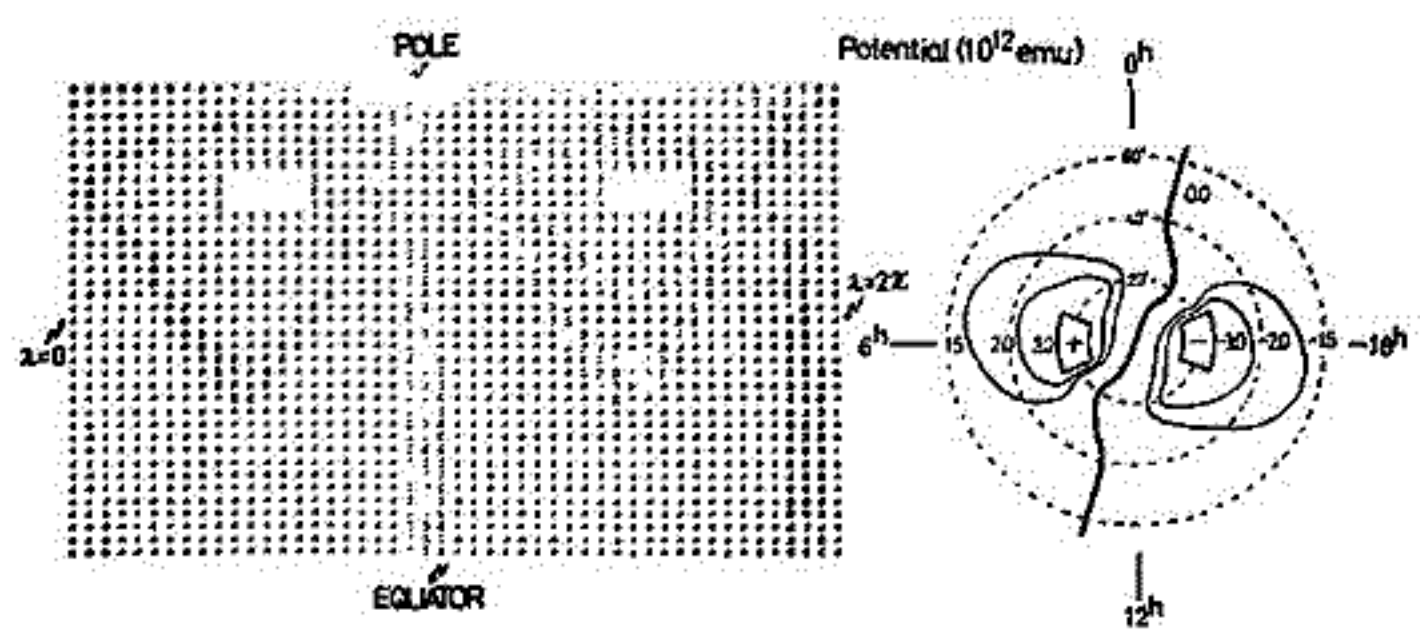


第1図 電流系モデル



第3図 電流密度分布

第2図 ポテンシャル分布



A SIMPLIFIED MECHANISM FOR FIELD-ALIGNED CURRENTS  
FROM THE IONOSPHERE

Koji KAWASAKI and Naoshi FUKUSHIMA

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

In a previous report, it was shown through a simple model that field-aligned electric currents are generated at the boundaries of the auroral oval in the presence of the  $S_q^P$  electric field. An exact calculation for field lines extending to infinity was made for the case in which the auroral oval itself was taken to be a boundary without latitudinal width delineating regions of constant but differing conductivities, the polar cap and the middle latitudes; the case for finite width was discussed but no analytical results were presented.

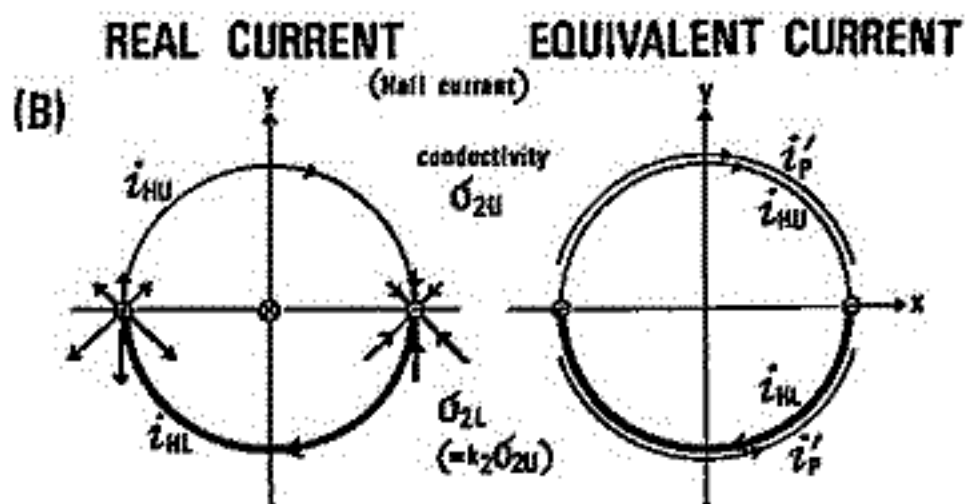
In this report, we extend the model taking into account the finite width of the oval, and also consider the situation in which the field lines at the equatorward boundary are closed, i.e., connected to the opposite hemisphere. Because the field lines are closed, a charge buildup occurs in the equatorward boundaries of the auroral ovals. Results are described which show that the primary currents together with the secondary Hall and Pedersen currents produced by the excess charge at the equatorward boundary and the field-aligned currents combine to produce a rather complex equivalent current system.

Field-aligned current と電離層電流との  
つながりに関する問題 (II)

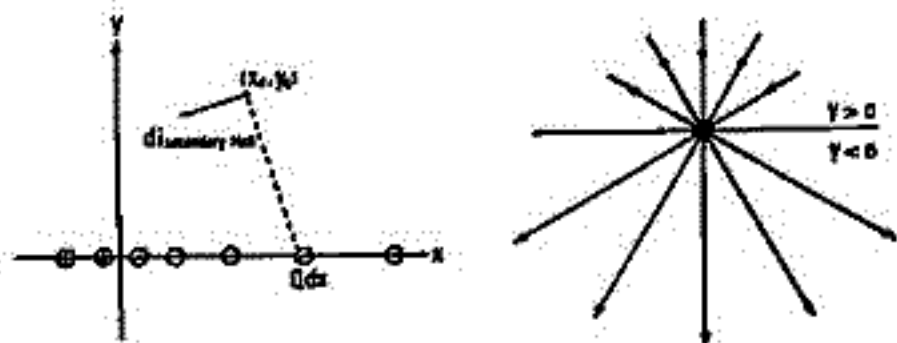
福島直  
東京大学理学部

磁気圏と電離層を結ぶ電流が地上に及ぼす磁場を電離層内二次元等価電流系であらわすに際して扱わなければならない問題のうち、最も簡単な場合として、鉛直に入射してくる field-aligned current が電離層電流に変換される場合を考察した。電離層電気伝導度が一様であると、地上には磁場を及ぼさないが、field-aligned current が流れ込むところの北側と南側とで電気伝導度が異なる（それぞれ領域では一定値をとる）場合を扱った。

Field-aligned current と Pedersen current とを加えたものに対しては、実際の電流と等価電流との関係は下図のようになっている。



Secondary Hall current は、下図に示すようにもとの field-aligned current を増加させようとする傾向にある。この図の左部分は電荷



分布で、右図は各電荷の影響で流れる secondary Hall current の全体で、原点で電流量の不連続があらわれるので、もとの field-aligned current が増さないと電流不連続が解消されない。

一般に field-aligned <sup>line</sup> current が電離層に流れ込んでいるときの等価電流  $\vec{i}_{eq}$  は、field-aligned current に伴う電場を  $E$  とするとき、

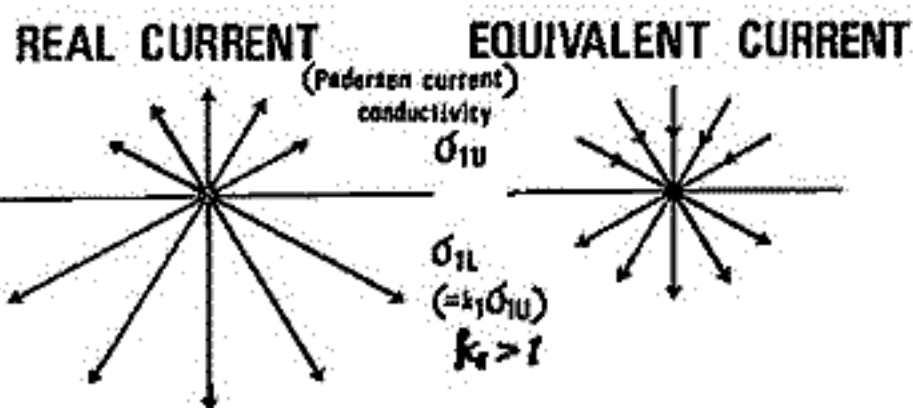
$$\vec{i}_{eq} = \mp \sigma_{1(\text{apparent})} E - \sigma_{2(\text{apparent})} E \times B/B$$

と書くことができ、こゝに

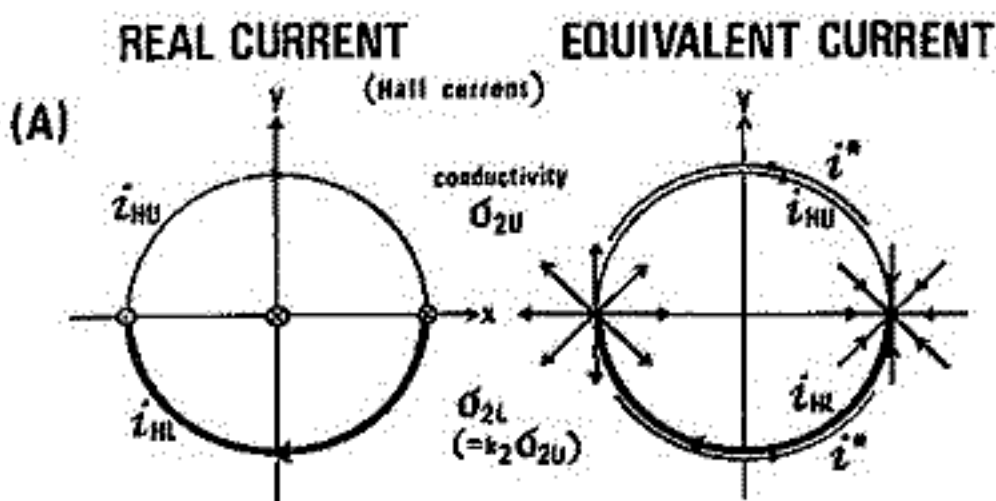
|     | $\sigma_{1(\text{apparent})}$  | $\sigma_{2(\text{apparent})}$   |
|-----|--|---|
| (A) | $(\sigma_{1L} - \sigma_{1U})/2$  | $(\sigma_{2U} + \sigma_{2L})/2$   |
| (B) | $\left\{ (\sigma_{1L} - \sigma_{1U}) + \frac{\sigma_{2L}^2 - \sigma_{2U}^2}{\sigma_{1L} + \sigma_{1U}} \right\} / 2$ | $\frac{\sigma_{2U}\sigma_{1L} + \sigma_{1U}\sigma_{2L}}{\sigma_{1U} + \sigma_{1L}}$ |

と与えられる。

Field-aligned current が無限にひろがっている sheet current の場合には、Hall current が電気伝導度不連続面を切らないから、(A) (B)を区別する必要はなくなる。



Hall current は、電気伝導度不連続のところでは電荷を生じさせるので、そのような電荷が、(A) field-aligned current として自由に逃げ得る場合、(B) 電離層中の Pedersen 電流として逸散してゆく場合、の両極端の場合も考えた。(B) の場合には、たまった電荷がつくる電場による secondary Hall current の影響をも併せて考えなくてはならない。



東大・理 飯島 健

ATS-1 3 成分 magnetometer data (1967-1968) の解析 其の二の事が  
明らかになった。

- ①  $\Delta B_e$  (local mag. field と local mag. meridian に垂直な成分) が  
Arctice の  $\sim 2100-0300$  dipole local time sector に発見された。  
 $\Delta B_e$  は Summer Arctice 7" westward, Winter Arctice 7"  
eastward である。その大きさは  $\sim 15-20 \gamma$  である。
- ②  $\Delta B_e$  events は必ずしも  $\Delta B$  (全磁場) は減少せず  $\Delta B_r$  (radial 成分)  
は Summer Arctice 7" earthward, Winter Arctice 7" tail-  
ward である。
- ③  $|\Delta B_e|$  と  $\Delta B$ -decrease は 好相関 ( $\sim 40$  events) である。

この事実と、ATS-1 の位置が  $\sim 69^\circ$  に存在することから、midnight  
sector の auroral-belt の poleward portion に field-aligned 電流  
が磁気圏の電流層に流入して layer の形成に寄与していることが分かった。  
これは Fairfield (1973) (distant magnetotail), Zmuda and  
Armstrong (1974) ( $\sim 800$  km altitude), Sujiura (1974) (low-  
lat. magnetosphere) により、また altitude での観測結果から  
提出された field-aligned 電流モデルと一致する。このことは  
明らかになった事は field-aligned 電流は outer magnetosphere の  
background として、 $\sim 2000$  km equatorial current sheet の上層に存在し  
て発達していると思われ、night side の westward auroral  
electrojet の形成に tail current の一部として流れる field-aligned  
電流モデルが、この現象を説明するに十分なモデルであることが  
あり、磁気圏構造の background として、基本的な要素として  
考えられる。



## 金田葉枝 (東大理地物研施設)

substormの特性に関する研究のうち、growth phaseの存在が顕著なもの、及びgrowth phaseの存在が明確でないものに関して既に報告した通り両者共極域の現象に於て固有の特性を有する事が明らかとなった。一方、極域に於ける擾乱のうち時折AE-indexのAUの増加が著しいものも拘らず、ALには顕著な変動を伴はぬ例が認められる。この極域擾乱を試験的に採用したDP-indexに依りて解析すると昼側から夕方側にかけて擾乱の存在する事が明らかとなった。今回はDAPP衛星に依るオーロラ観測の資料に基づき、この極域擾乱の特性に就いて解析を行った結果を報告する。

DAPP衛星搭載のスクリーンに依るオーロラの二次元表示の資料(DAPP-Photograph)のうち、北半球冬季の1972年11月～1973年2月迄期間中、月明の影響が少なく約60日と見込み auroral substormの際のオーロラの分布動態特性に関する解析を行ってその間に、比較的頻繁に特異な分布の発生する事が明らかとなった。この分布の特性を以下の如くである。

- i). 午後側から夜側にかけて顕著に double auroral belt の構造が認められる。
- ii). inner belt は通常の auroral oval よりも数度高緯度側に存在し、比較的 diffuse な outer belt に対して discrete なオーロラに依りて構成される。
- iii). この極域 double belt 構造は比較的安定で、連続する2～3枚の DAPP-Photograph に於て、分布、輝度等に大きな変化が認められる。通常の substorm に対応する分布動態とは様相を異にする。

この double belt 構造が観測される期間中は、極域での地磁気擾乱の様相は上述した AUの増加が顕著な通常の substorm とは異なる特異なものである。この種の地磁気擾乱の際の極地域への粒子入射は、所謂 "inverted V" 型のエネルギー-緯度特性を示す electron の入射から、昼側から夕方側にかけて invariant latitude への位置に存在する事が或る程度の解析が明らかになって居る。問題は、上述の解析では、growth phaseの存在が明確な substorm の growth phaseの初期の擾乱特性と、ALの活動度の顕著な増加を伴はぬこの擾乱の初期特性との差違に依りて明確な決定をする事が困難であるから、DAPP-Photographの解析からこの結論を示す事から出た点にある。

今回はこの double belt structure を伴う極域擾乱と通常の substorm との差違を對比させながら substormの特性に関する議論を行う。

Table 2. Ionospheric sounding rockets.

第14次南極越冬隊  
によって7機のロケットが  
発射された(表1)。その  
中の4機に高周波型およ  
び静電型の電子密度測定器  
が搭載され、モトとして極光  
出現中に発射されて、種々  
の条件のもとでの電子密度  
の高度分布が観測された(表2)。  
第1, 2回にロケット  
の落下地帯および軌跡を  
示す。JA-16号機は昭和基  
地において日出直前の状態で  
発射した。高度約85kmで密  
度の勾配が変化しているの  
は特徴的である(表3, 4)。  
JA-17号機は4年間の昭和基  
地におけるロケット実験の中で電離層擾乱

| ロケット     | S-210JA-16  | S-210JA-17  | S-210JA-19 | S-210JA-18  |
|----------|-------------|-------------|------------|-------------|
| 総発年月日    | 1973.2.15   | 1973.4.23   | 1973.7.15  | 1973.8.23   |
| 総発時刻     | 02h45m      | 02h54m      | 22h09m     | 03h53m      |
| 発射上下角    | 82°         | 82°         | 82°        | 82°         |
| 発射方位角    | 135°        | 135°        | 135°       | 315°        |
| 最大到達高度   | 102.6 km    | 104.3 km    | 130.0 km   | 129.4 km    |
| 最大高度到達時間 | 2m31s       | 2m49s       | 2m53s      | 2m52s       |
| 水平到達距離   | 141.5 km    | 124.5 km    | 92 km      | 128.5 km    |
| 全発射時間    | 5m00s       | 5m35s       | 5m42s      | 5m33s       |
| 落下方位     | 110°        | 134°        | 144°       | 343°        |
| 発射時地風向風速 | 7.1 m/s E   | 0.2 m/s E   | 0 m/s -    | 0.2 m/s SE  |
| 天候       | 曇           | 快晴          | 快晴         | 快晴          |
| 磁場水素成分   | -300γ       | -750γ       | +50γ       | 50γ         |
| CNA      | -1.5 db     | -5.0 db     | 0 db       | -0.5 db     |
| オーロラ     | —           | 5-7 KR      | 0          | 3-5 KR      |
| 電離層状態    | Esのみ(7MHz)  | Blackout    | Eの多回反射あり   | Echoの出現あり   |
| 電離層測定器   | EP, LP, RFP | EP, LP, RFP | EP         | EP, LP, RFP |

が最大のものと、D, E領域において著しい電子密度の増加が観測された(表5, 6回)。最大電子密度は約 $8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ を示した。JA-18号機は上昇時においてオーロラ発光域に突入し、かつ横切った。そのため著しい電子密度の増減が観測された(表7回)。最大電子密度は103.4 kmにおいて $5.33 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であった。JA-19号機は夜間の平穏な状態の電離層を観測した(表9, 10回)。最大電子密度は約 $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ と推定される。

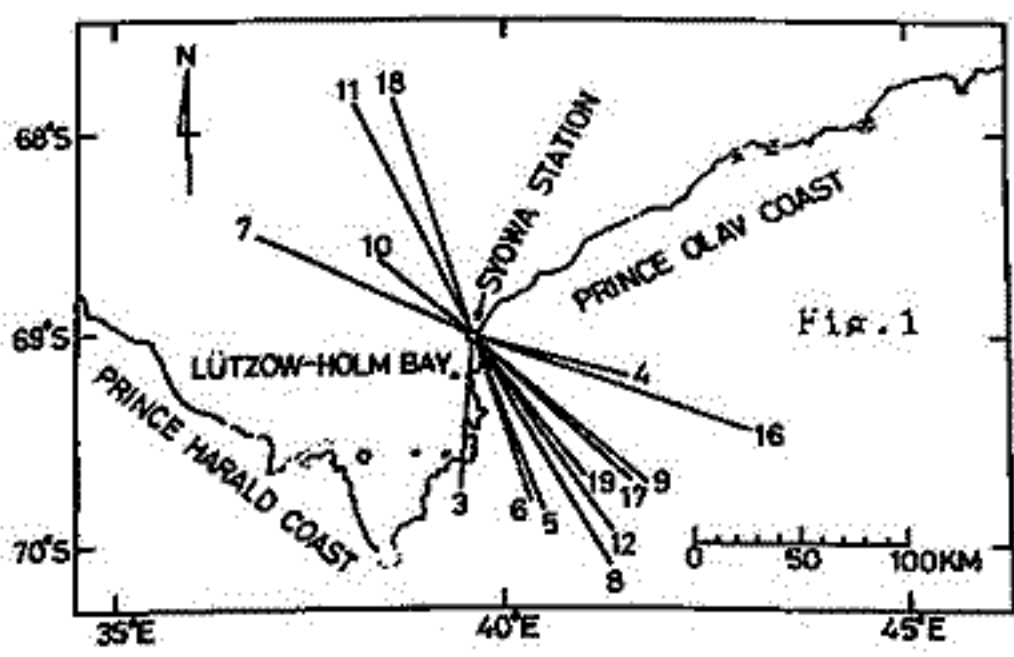
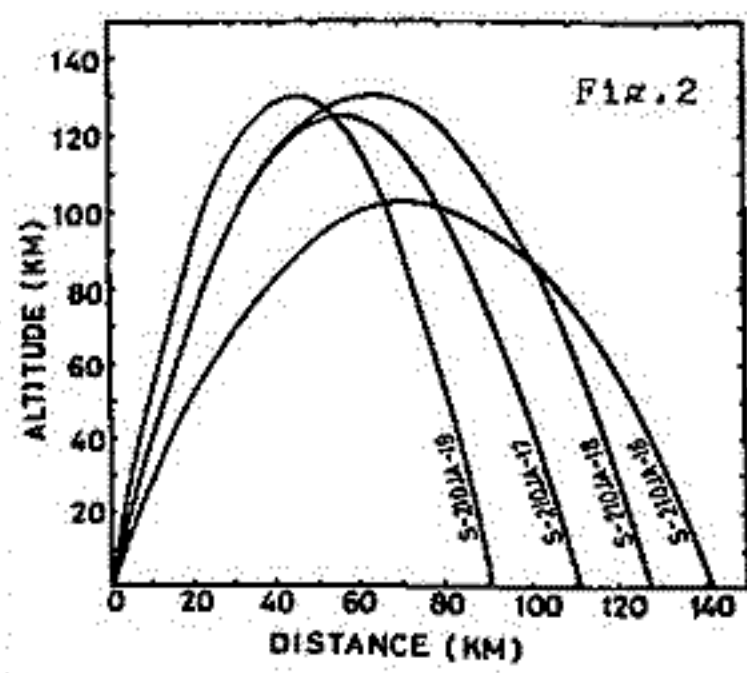
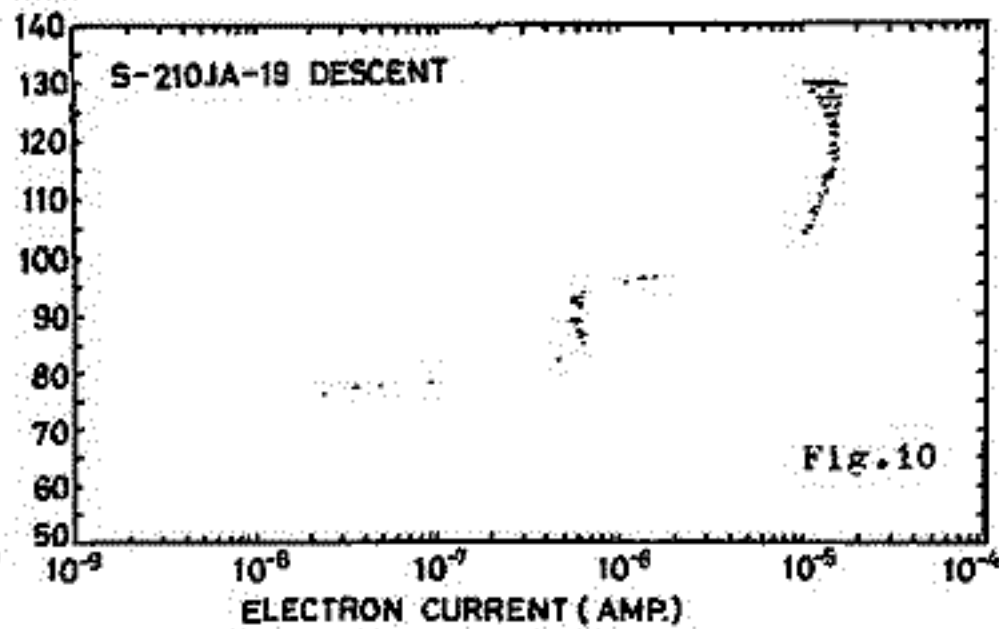
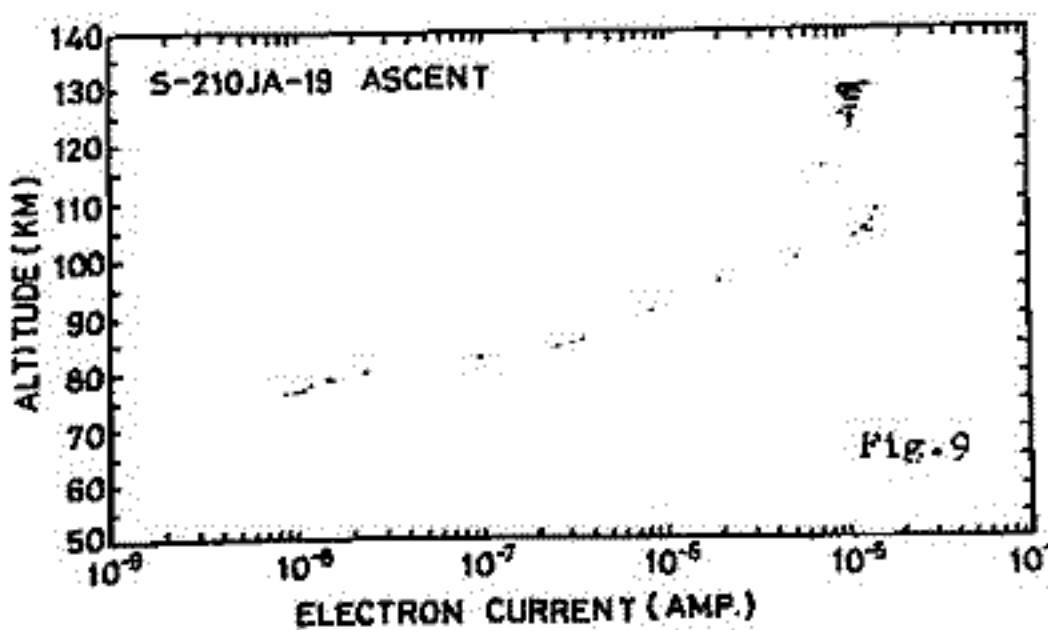
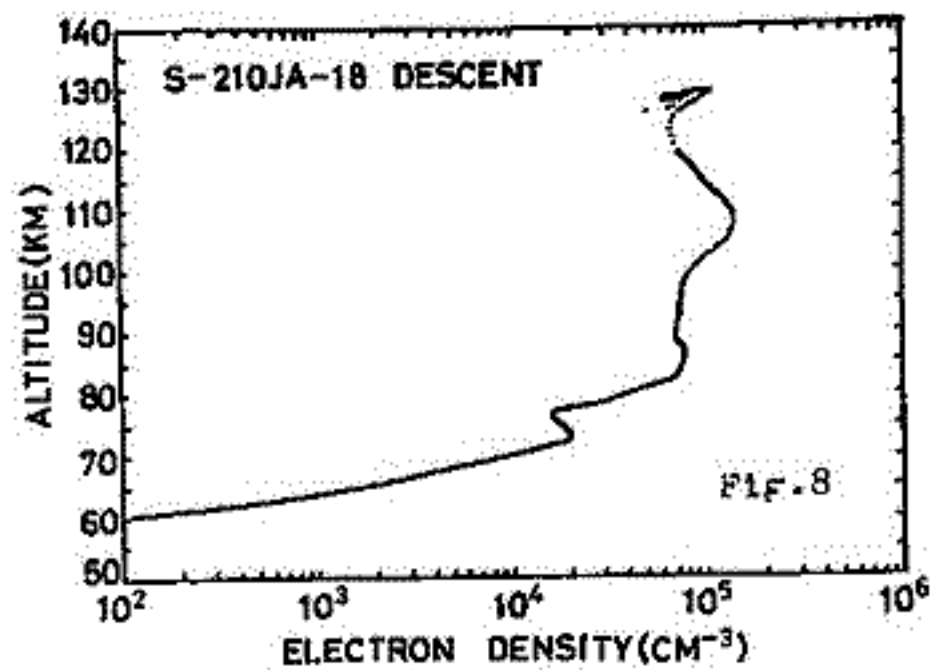
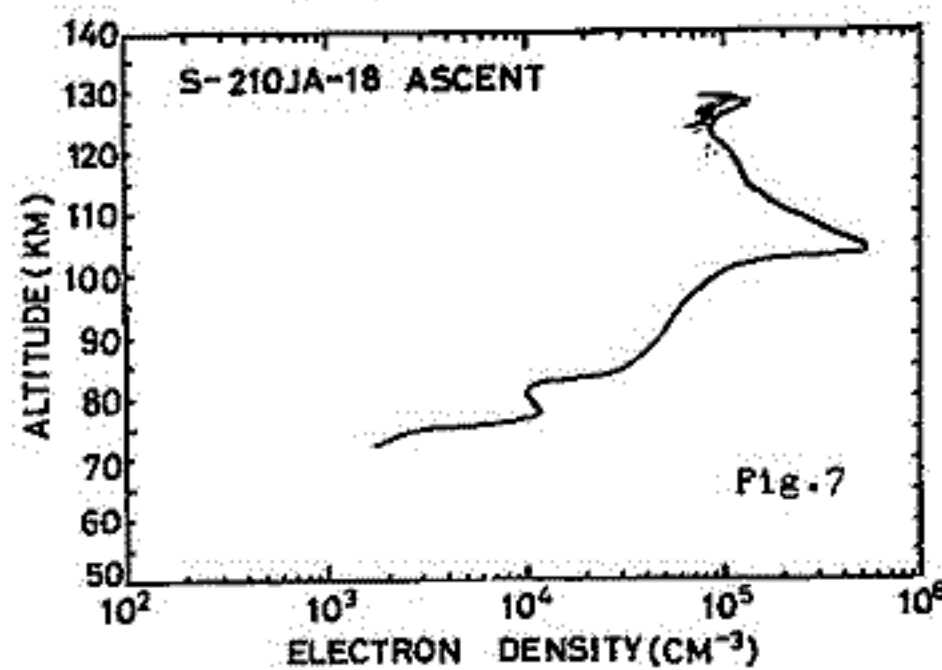
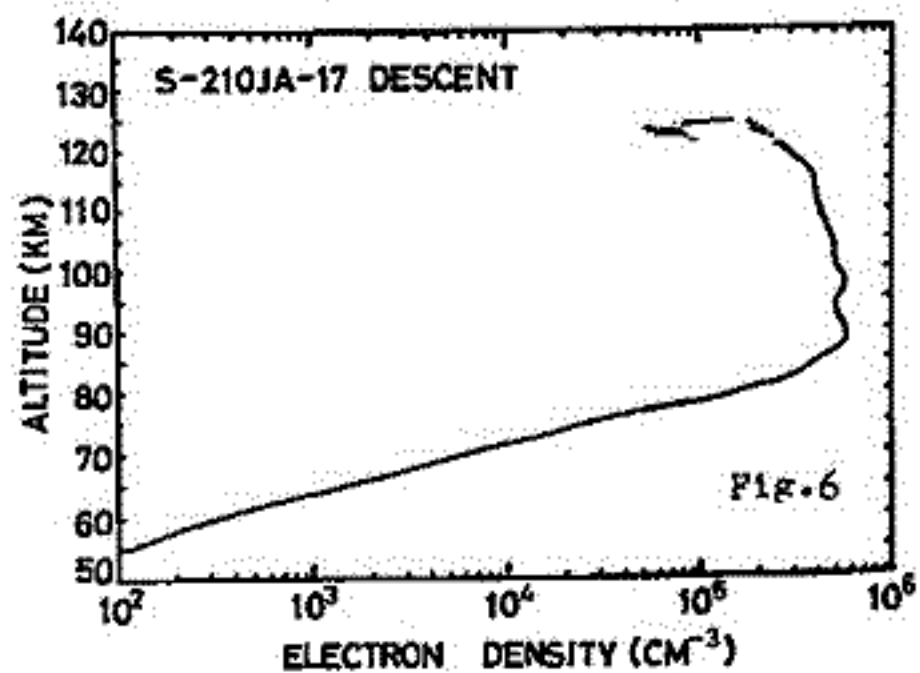
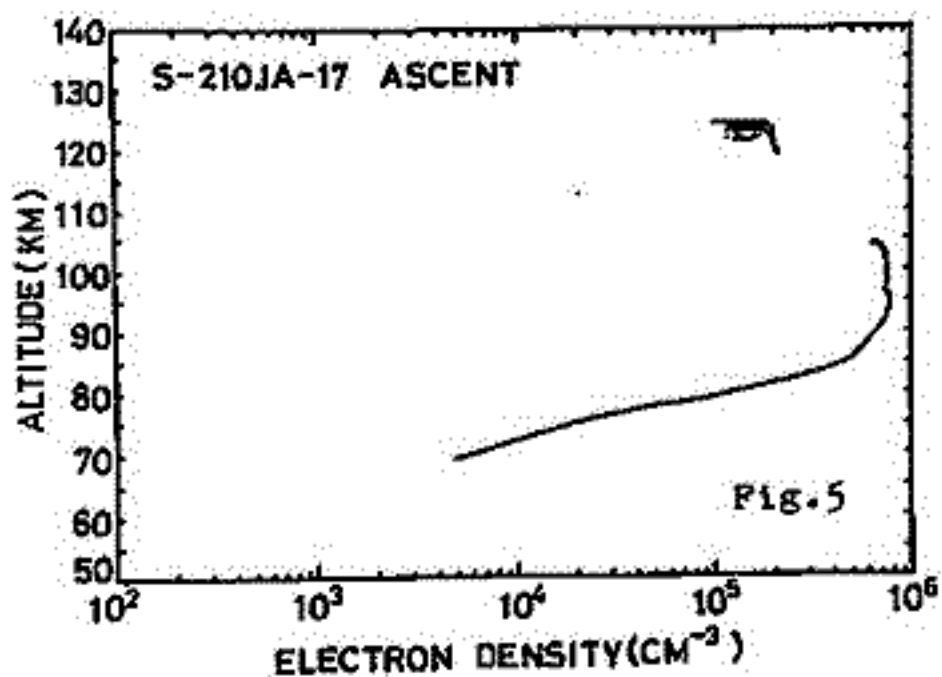
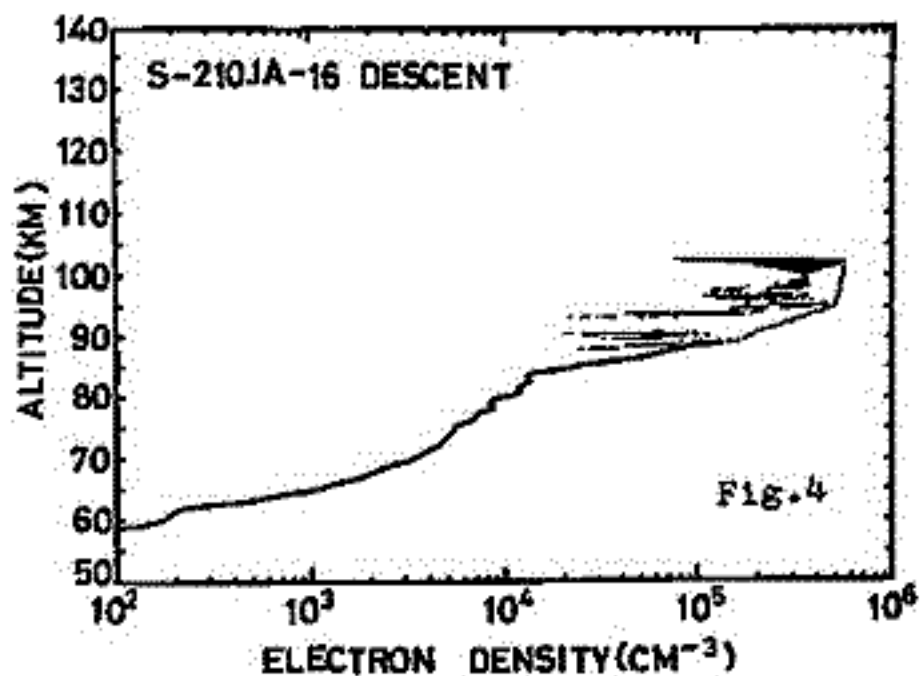
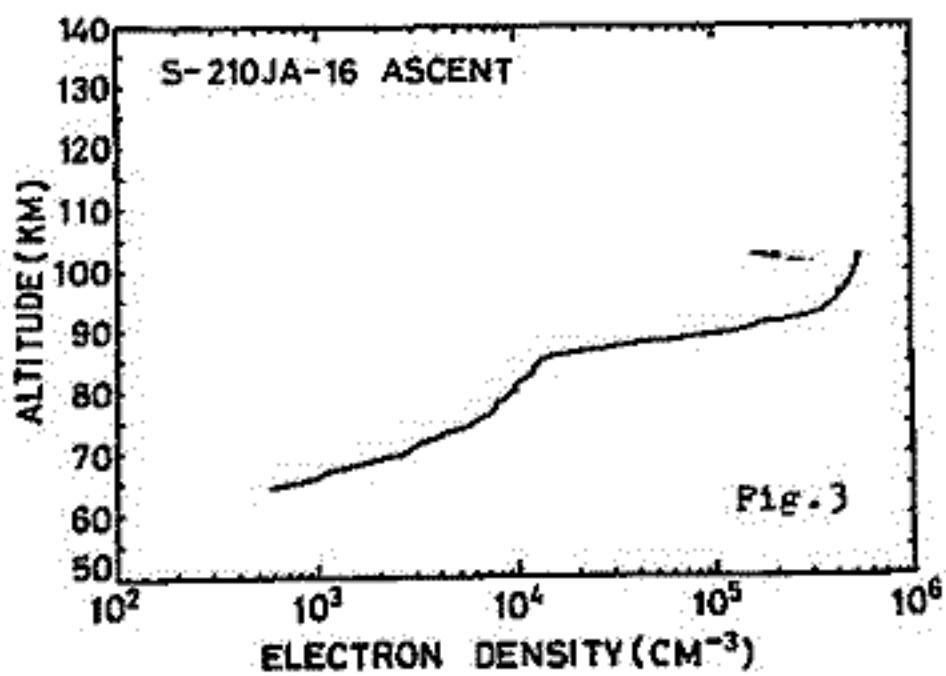


Table 1. JARE-14 rocket experiments.

| No. | ROCKET     | DATE          | TIME(LT) | ITEM               |
|-----|------------|---------------|----------|--------------------|
| 1   | S-210JA-13 | Jun. 17, 1973 | 23h20m   | AIR, AVL, AEF, GA  |
| 2   | -14        | Mar. 25,      | 23 47    | "                  |
| 3   | -15        | Jun. 12,      | 20 11    | "                  |
| 4   | -16        | Feb. 15,      | 02 45    | SCI, NEL, TEL, GA  |
| 5   | -17        | Apr. 23,      | 02 54    | "                  |
| 6   | -18        | Aug. 23,      | 03 53    | RGP, AEF, NEL, TEL |
| 7   | -19        | Jul. 15,      | 22 09    | HW, NEL, GA        |





# ロケットによる南極電離層の 電子密度ゆらぎの観測

小川忠彦 森弘隆 宮崎 茂

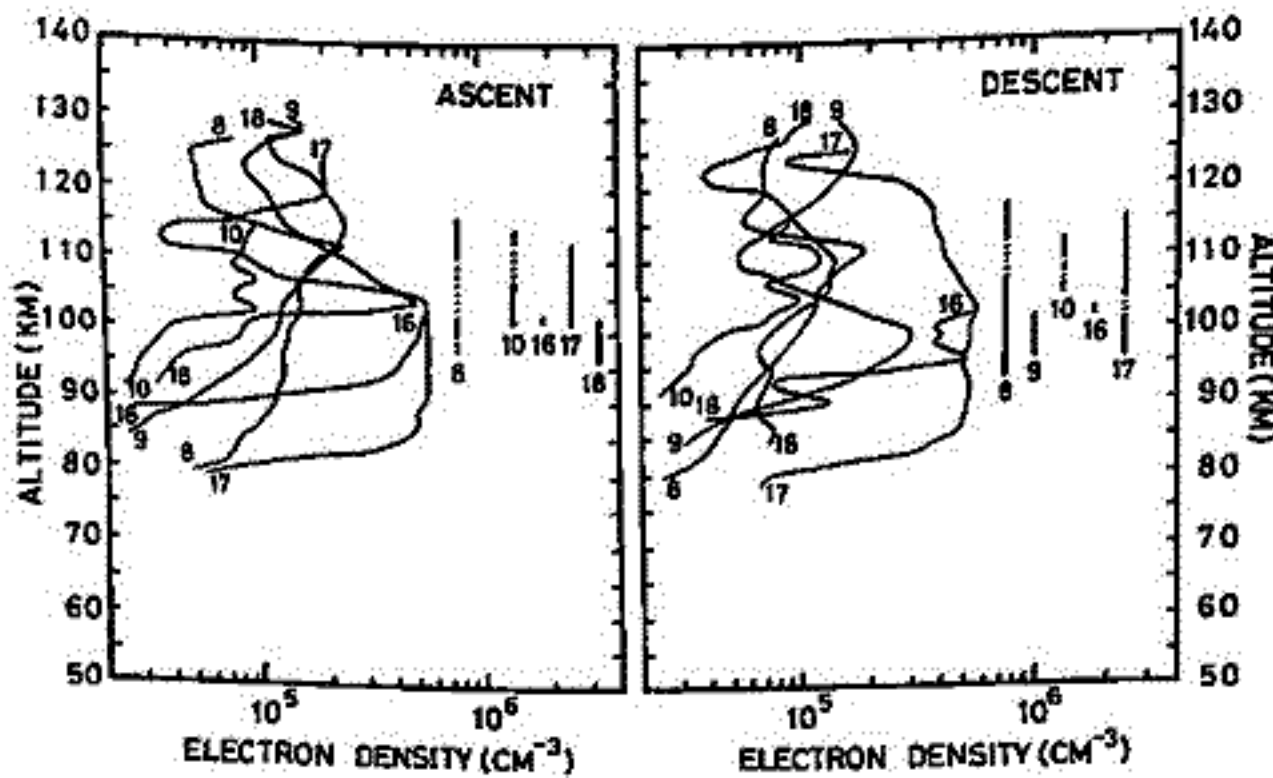
電波研究所

第13次, 14次南極観測隊によ, て多くのロケットが打上げられ, オーロラ出現時の電離層の状態が観測された。われわれは, 電子密度測定時にしばしば見られた電子密度ゆらぎに注目し, その解析を行ったので報告する。密度ゆらぎは通常のラングミュア曲線の電子飽和領域に重畳されて観測される。ラングミュアプロブは表1に示すように, 6機のロケットに搭載されており, 6機のすべてに何らかの密度ゆらぎが観測された。図1は各号機ごとに電子密度分布<sup>(1)</sup>と電子密度ゆらぎが観測された高度範囲を示したもので, 図からわかるように, ゆらぎは高度90~120 kmの範囲に存在した。ゆらぎの振幅は数%~10% (peak-to-peak)の範囲にあった。6機ともオーロラ出現中に発射されており, 特に, JA-8とJA-17の場合は強いオーロラで, ゆらぎの出現高度範囲は他のロケットより広く, その最大振幅も大きい。JA-8, 9, 10の飛行軌跡と全天カメラから求めたオーロラの空間的位置とを比較した結果, JA-8とJA-9はオーロラ中を通過したものと認められるが, ゆらぎはオーロラの下端, あきい側面のみ存在していた。JA-18はオーロラの側面を上昇時に通過したが<sup>(2)</sup>, ゆらぎはオーロラの下端でのみ観測された。ゆらぎを周波数分析した所, 10Hz~150Hzの範囲内で, 概して, スペクトルは高周波側ほど低い。JA-10, -17のそれはほとんど平らであった。ゆらぎの発生機構は目下検討中である。

スペクトルは高周波側ほど低い。JA-10, -17のそれはほとんど平らであった。ゆらぎの発生機構は目下検討中である。

参考文献

- (1) 宮崎 茂, 本学会講演
- (2) 平沢威男, 私信



← 図1.

表1.

| Rocket     | Date          | Time (45° EMT) | Geomag. H-component | CNA     | Ionogram   |
|------------|---------------|----------------|---------------------|---------|------------|
| S-210-JA-8 | Aug. 11, 1972 | 0401           | -450 Y              | -2.6 db | Blackout   |
| -9         | May 14, 1972  | 0213           | -290 Y              | -1.3 db | Blackout   |
| -10        | May 16, 1972  | 0202           | -200 Y              | -0.3 db | Spread F   |
| -16        | Feb. 15, 1973 | 0245           | -300 Y              | -1.5 db | Sporadic E |
| -17        | Apr. 23, 1973 | 0254           | -750 Y              | -5.0 db | Blackout   |
| -18        | Aug. 23, 1973 | 0353           | -50 Y               | -0.5 db | Unstable   |



## Antarctic Substorm Events observed by Sounding Rockets (1)

## Ionization of the Lower Ionosphere by Auroral Electrons

T. Nagata, T. Hirasawa, M. Takizawa  
National Institute of Polar Research

and T. Tohmatsu  
University of Tokyo

The electron density ( $N$ ) distribution within an auroral arc was observed on a sounding rocket which penetrates into the auroral arc. The electron density in the E-region is anomalously enhanced, becoming  $(2 \sim 5) \times 10^5 \text{ ele/cm}^3$ , only within the moving auroral arc, whose  $N_2^+ 4278 \text{ \AA}$  auroral luminosity is  $(1 \sim 2.5) \text{ KR}$ . The electron density of the D-region beneath the lower boundary of the auroral arc ( $75 \sim 98 \text{ km}$  in altitude) also is considerably enhanced, amounting to  $(2 \sim 5) \times 10^4 \text{ ele/cm}^3$  (See Fig. 1-b). Fig. 1-a shows the relative geometry between the ascending rocket and the moving auroral arc.

The observed E-region electron density can be theoretically interpreted as due to the direct ionization by precipitating auroral electrons, whose energy spectrum  $f(E)$  is approximated by  $f(E)dE \propto F_0 \exp(-E/E_0)$  with  $E_0 = 2 \text{ kV}$ . The relation between the electron density and the  $N_2^+ 4278 \text{ \AA}$  auroral luminosity ( $I_{4278}$ ) can be reasonably explained by considering the simultaneous effects of ionization and excitation by the electron flux represented by  $F_0 = 9 \times 10^9 \text{ ele/cm}^2/\text{sec}$  per  $I_{4278} = 1 \text{ KR}$ .

The electron density in the D-region is very likely due to the aurorally associated Bremsstrahlung X-rays ionization. Four other data of the N-profile measurement by sounding rockets which passed nearby auroras but did not penetrate into them show that  $N$  in the D-region only is systematically enhanced depending on the polar substorm magnitude represented by the intensity of negative auroral electrojet and CNA, but  $N$  in the E-region did not show any systematic increase (See Fig. 2). The enhancement of the D-region electron density can be qualitatively interpreted as due to the auroral Bremsstrahlung X-rays coming nearby auroras. However, the quantitative estimate of  $N$  in the D-region based on the existing theories (Rees 1964, Kamiyama 1970) does not seem to be fully sufficient to explain the observed strong ionization of the D-region.

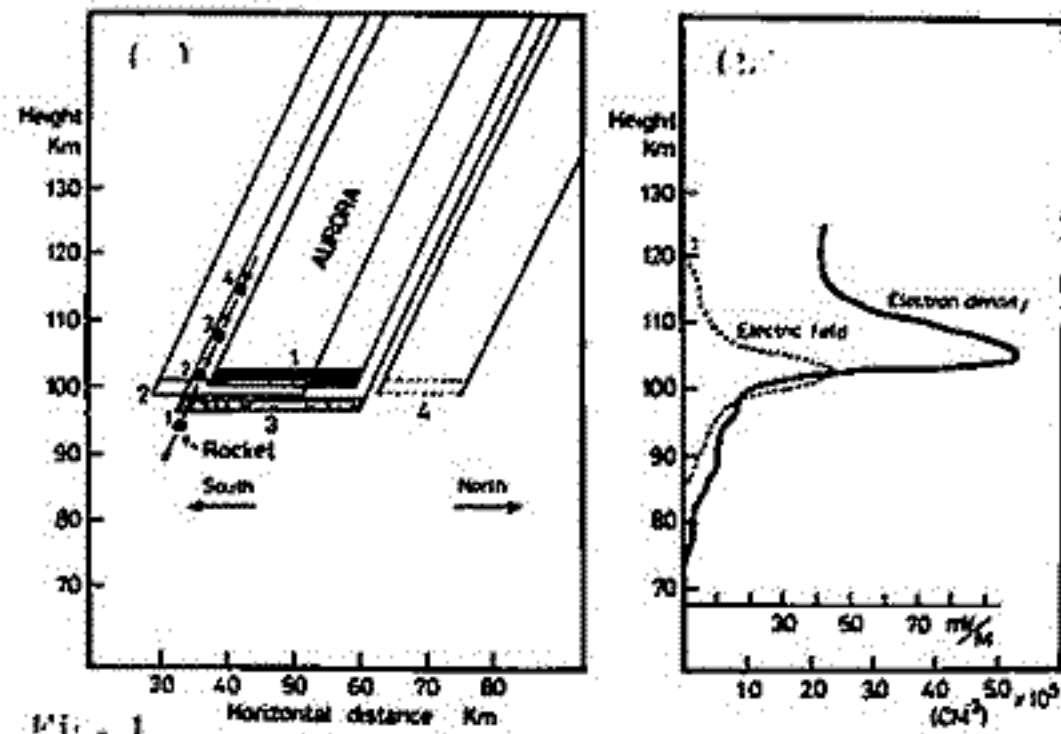


Fig. 1

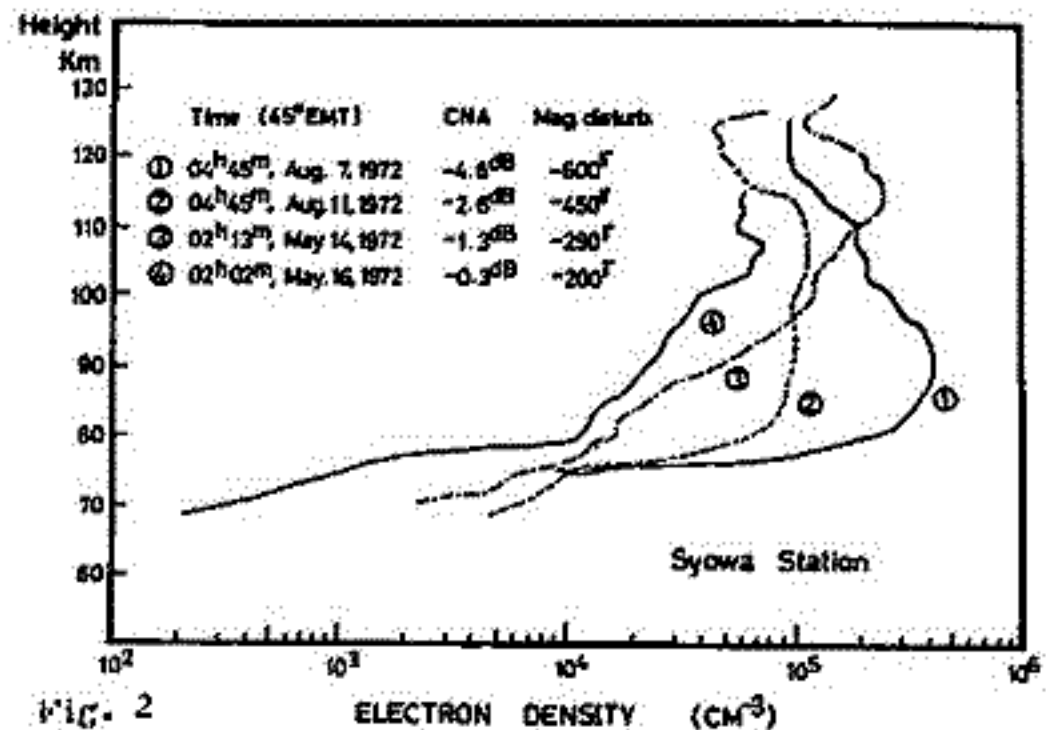


Fig. 2

## Similarity Between Global Auroral Deformations in DAPP Photographs and Small Scale Deformations Observed by a TV Camera

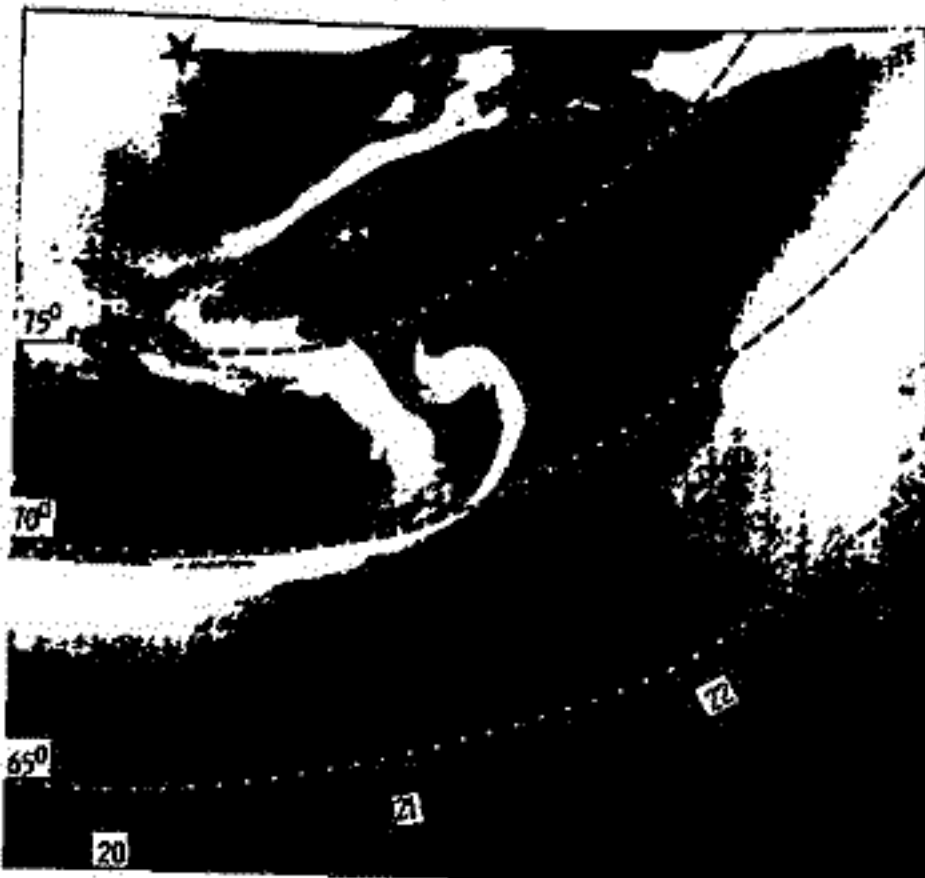
Takasi Oguti

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

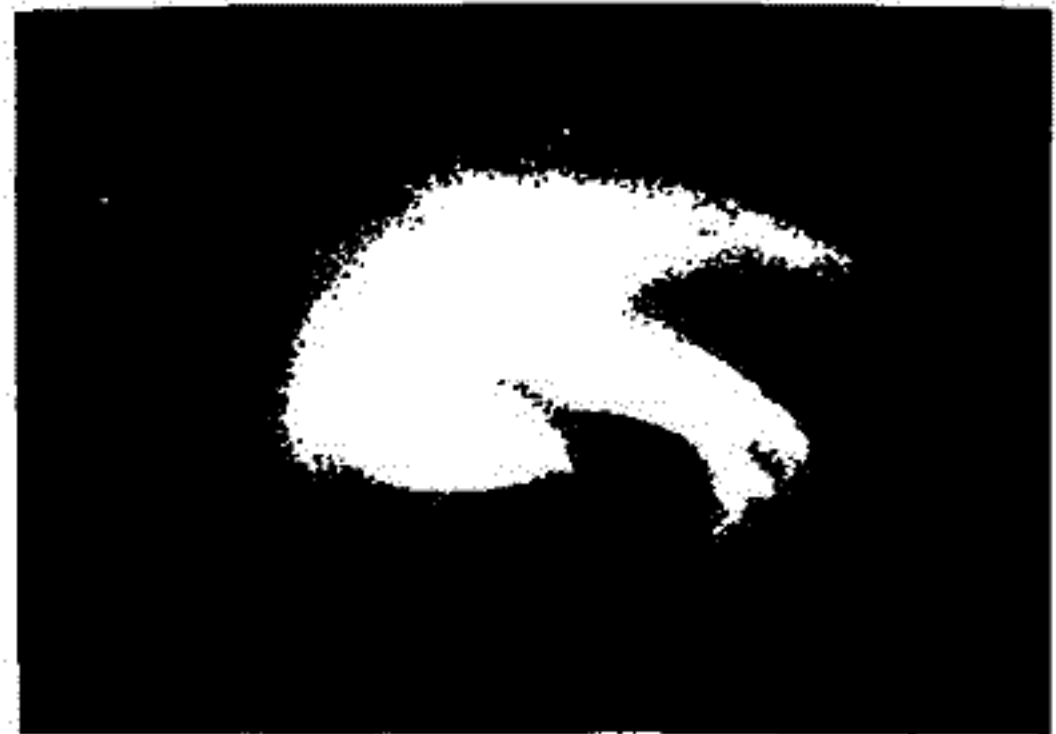
A striking resemblance has been found between the global pattern of an S-shaped structure in the dusk sector seen in a DAPP photograph (west-ward travelling surge) and a small-scale S-pattern observed by a highly sensitive TV camera. A remarkable similarity has also been found between flame-like structures of small-scale aurora and that of global scale.

Examinations of the development processes producing both of these characteristic patterns, namely the S and the flame, of various scales, lead to a conclusion that the basic development processes are the same, independent of the size of these patterns. Another important point is the existence of a rotational symmetry between the formation of an S-structure and the formation of a flame-structure, suggesting that the formation processes of the S and the flame patterns are basically the same.

The similarity between the deformation processes of large-scale aurora and those of small-scale aurora, and the rotational symmetry between the formation processes of an S-structure and those of a flame-structure, both indicate that the auroral deformation is attributable to the general dynamics of an electron sheet or a cloud of electrons in a magnetic field, regardless of both the specific configuration and condition of the magnetic field and the plasma distribution around the earth. The clockwise angular momentum of an electron system in a magnetic field and a beam-associated electric field presumably plays an essential role in deformation processes of aurora.



Satellite Photograph 12 14 UT Nov. 26, 1971  
(Pike and Wahlen)



TV Picture 2238 49.0 UT June 25, 1971

Fig. 1 An example of the similarity between the auroral pattern of global scale observed by a satellite (left) and that of small scale observed by a TV camera. Both of them are complicated S-patterns, which yield from a splitting of an S-pattern in the middle into two S's. The scale of the pattern in the left panel is about 1000 km and that in the right is about 60 km. Note that the left is the northern aurora viewed from above, while the right is the southern aurora viewed from below.

Morphological study of auroral behaviours in the southern polar region

T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa

National Institute of Polar Research

The auroral imagery data from the USAF DAPP Satellite (Fig. 1) have been analyzed for studying the auroral substorms, in particular, in the southern polar region, in conjunction with various ground-based data at Syowa Station. The following problems are main interests in the present study :

- (1) Configuration of auroral oval during the course of a substorm ;
- (2) Dependence of the radius of auroral oval on the magnetic disturbance conditions ;
- (3) Relationships between the position of auroras and the intensity variations of ground-based phenomena such as magnetic disturbances, VLF-emissions, ULF, CNA etc. observed at Syowa Station.

Preliminary results have indicated the followings :

- (1) As schematically illustrated in Fig. 2, the auroral oval changes its shape during the course of polar substorm ;
- (2) The position of the night-side auroral oval depends on the magnetic activity, the distance between the geomagnetic pole and the night-side oval increasing with an increase of  $K_p$  - Value ;
- (3) When the active area of auroras approaches, substorm phenomena observed at Syowa successively take place in the following systematic order with time, namely (a) VLF-hiss emissions, (b) positive magnetic disturbances, (c) pc 4 (sometimes pc 5) pulsations, (d) negative magnetic disturbances, (e) decreasing CNA and (f) pi-burst pulsations.

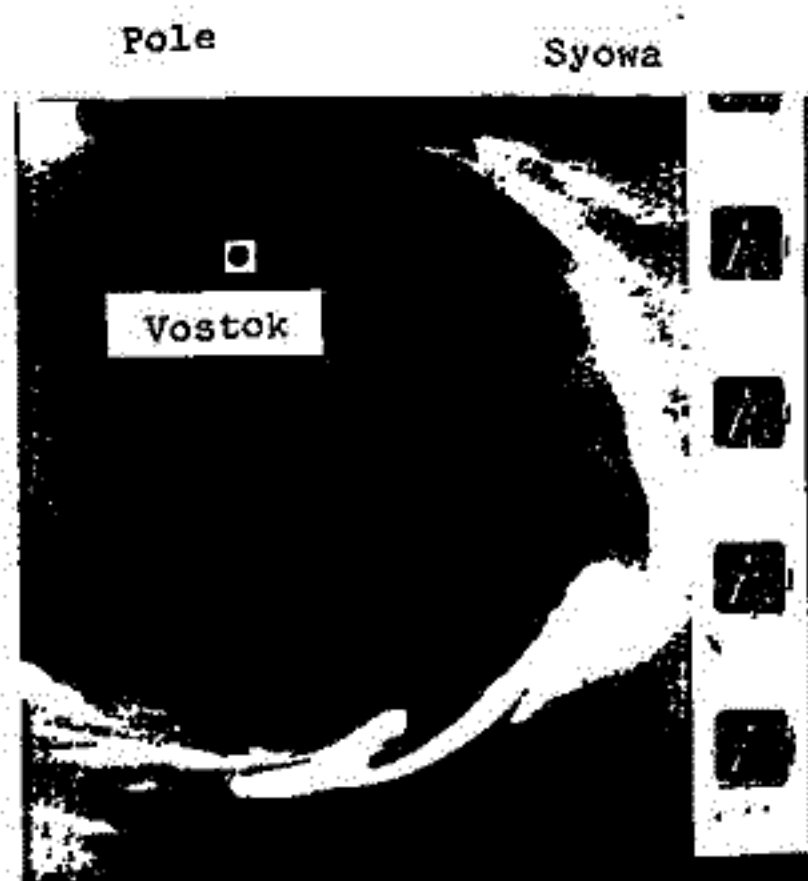


Fig.1 DAPP Data

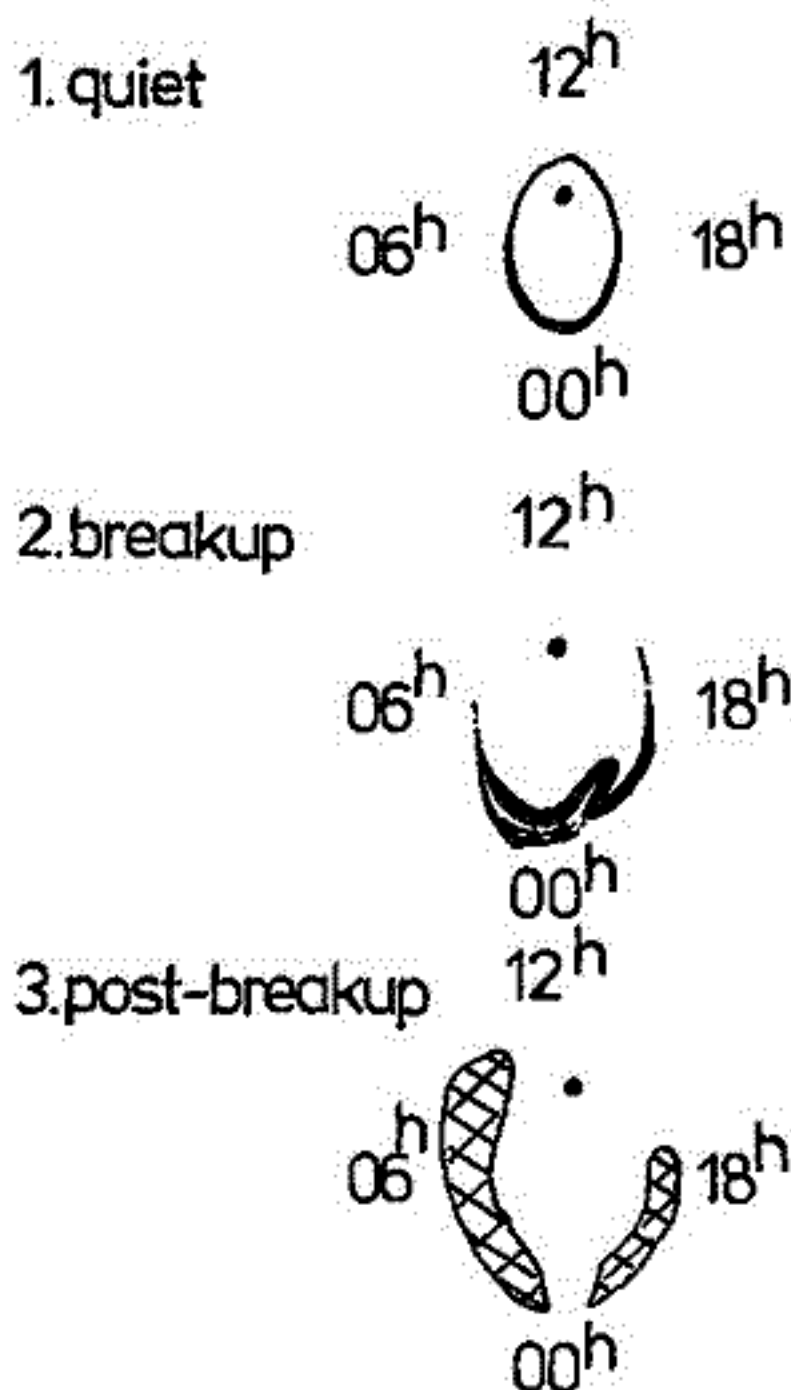


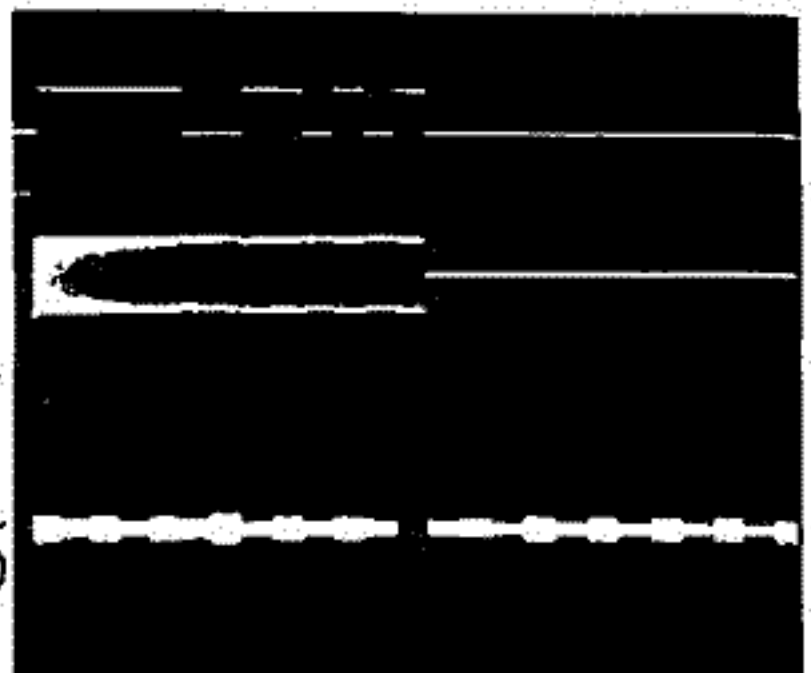
Fig.2 Auroral oval

# 1-51 符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測

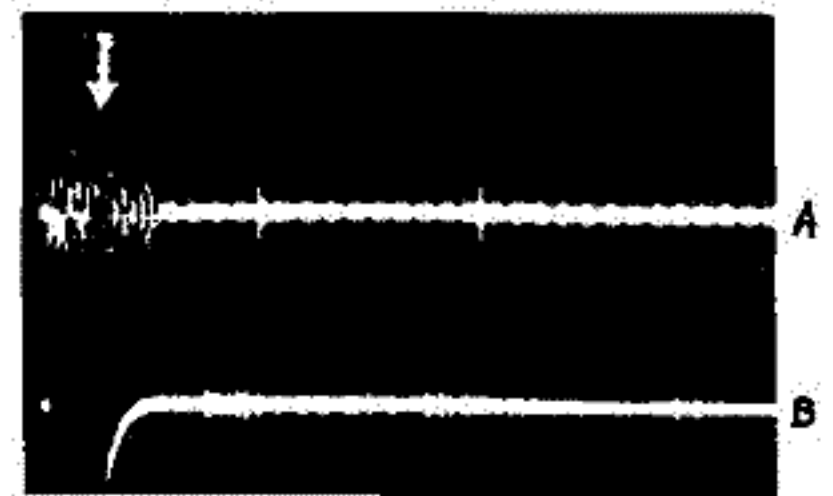
相 泉 和 弘, 古 関 照 男, 五十嵐 喜 良  
郵 政 省 電 波 研 究 所

上空搭載用サウンダ(Topside Sounder)として従来の単一パルス方式より一歩進んだものを開発するため、不要波除去性能の向上が期待できる符号化パルス方式サウンダの基礎実験装置を製作した(詳細については別に発表予定)。この装置は上空搭載に伴う諸問題を解明するための基本部分のみからなるため、改造を施し、9型電離層観測機の送受信部の一部を利用して電離層の地上観測を実施した。上空用として最小観測可能距離をあまり長くとれないこと、大幅な距離分解能改善を必要としないことを考慮し、符号系列として相関特性の優れた13ビットバーカ符号を採用した。実験装置の諸元を示すと、全パルス長: 260  $\mu$ sec, サブパルス幅: 20  $\mu$ sec, 送信パルス周期 40.96 msec, 変調方式:  $0, \pi$ 位相変調, 受信側第1中間周波数: 60 MHz, 第2中間周波数: 3 MHz, 整合フィルタ: 音響遅延線の並列接続方式(IF段処理)などである。第1図は実験の総合ブロックダイアグラムを示す。送信搬送波は符号により平衡変調器で位相変調されアンテナから送信される。反射波は一度、第1中間周波に変換され、フィルタ、増幅器を通過して第2中間周波に変換された後、約60 kHzに帯域制限されて整合フィルタにて圧縮処理される。第2図は上からバーカ符号系列, 3 MHz位相変調波と圧縮波形を示す。IF処理の場合、並列遅延線方式は理想的に近い相関性能を有することが確認される。第3, 4図には固定周波数で送信した場合の反射波の整合フィルタの入(下側)出(上側)の波形の一例が示されている。共に0レンジは矢印で示された位置である。第3図(2.9 MHz)では距離約110 kmにEs層, 260 kmにF層反射があり, S/N比の改善が認められる。また, 第4図(4.7 MHz)では約260, 275 kmにおりおりのX, OモードのF層反射が認められ, 重なり, た近接エコーの分離が可能であることがわかる。

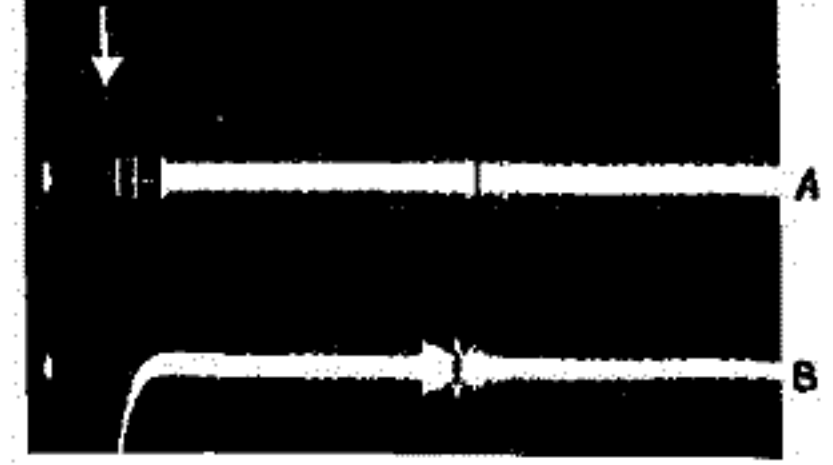
将来の目標としてはエコーの検出能力を低下させるとなくドップラ偏移をHzオーダーの精度で測定するシステムを開発することである。



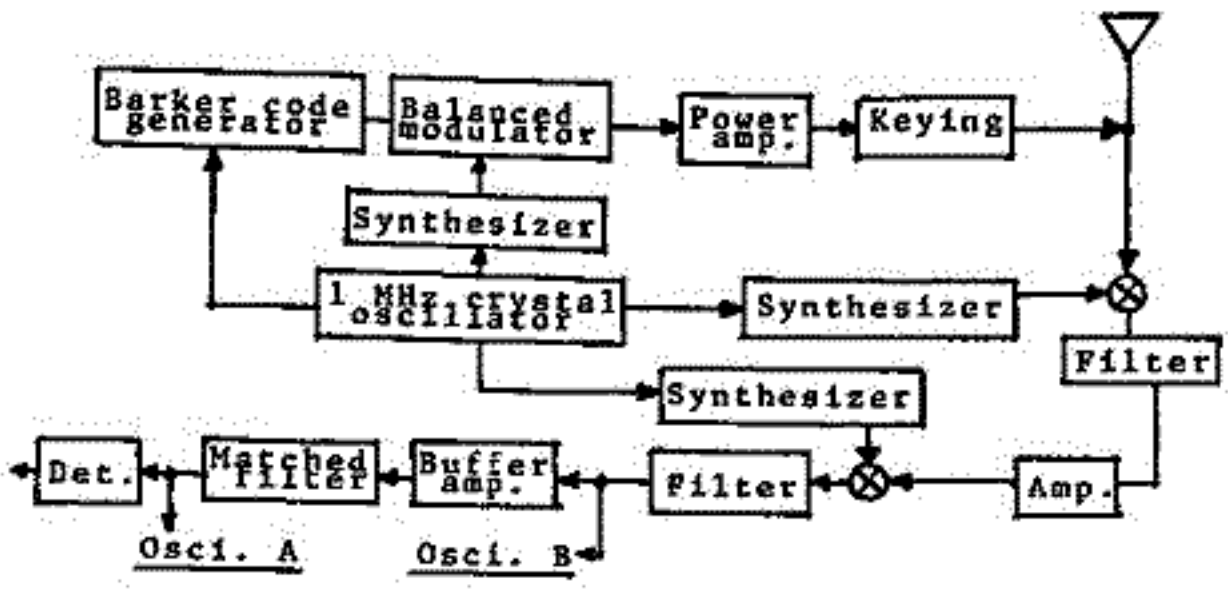
第2図 (上) Barker符号 (中) 3MHz位相変調波 (下) 圧縮波形



第3図 反射波のAスコ-7 ( $f=2.9$  MHz, 50 km/div, 16:36, 17)



第4図 反射波のAスコ-7 ( $f=4.7$  MHz, 50 km/div, 16:44, 28 Sept. 70)



第1図 総合ブロックダイアグラム



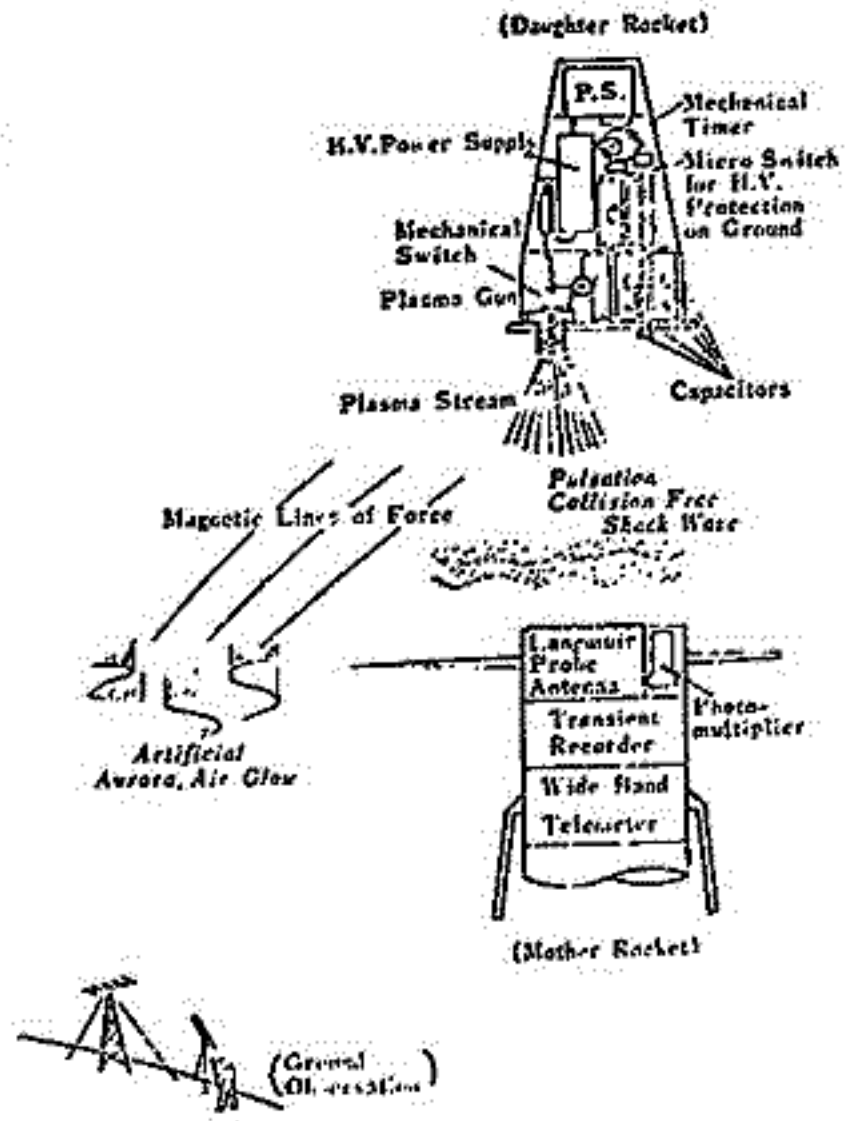
河島信樹, 矢守章, 佐々木進, 岡村昇一, 村里幸男, 金子修  
東大 宇宙研

今迄電離層プラズマの飛翔体による観測は  
測は、主として自然を観測する事のみであ  
ったが、これからは、自然のプラズマを人  
間の手で制御していく実験が重要になっ  
ていくと見られてゐる。特に1980年代  
の宇宙の乗り物として現在アメリカで開発  
されているスペース・シャトル計画ではこの  
様な Controlled Active Experimentが  
中心となつてゐる。

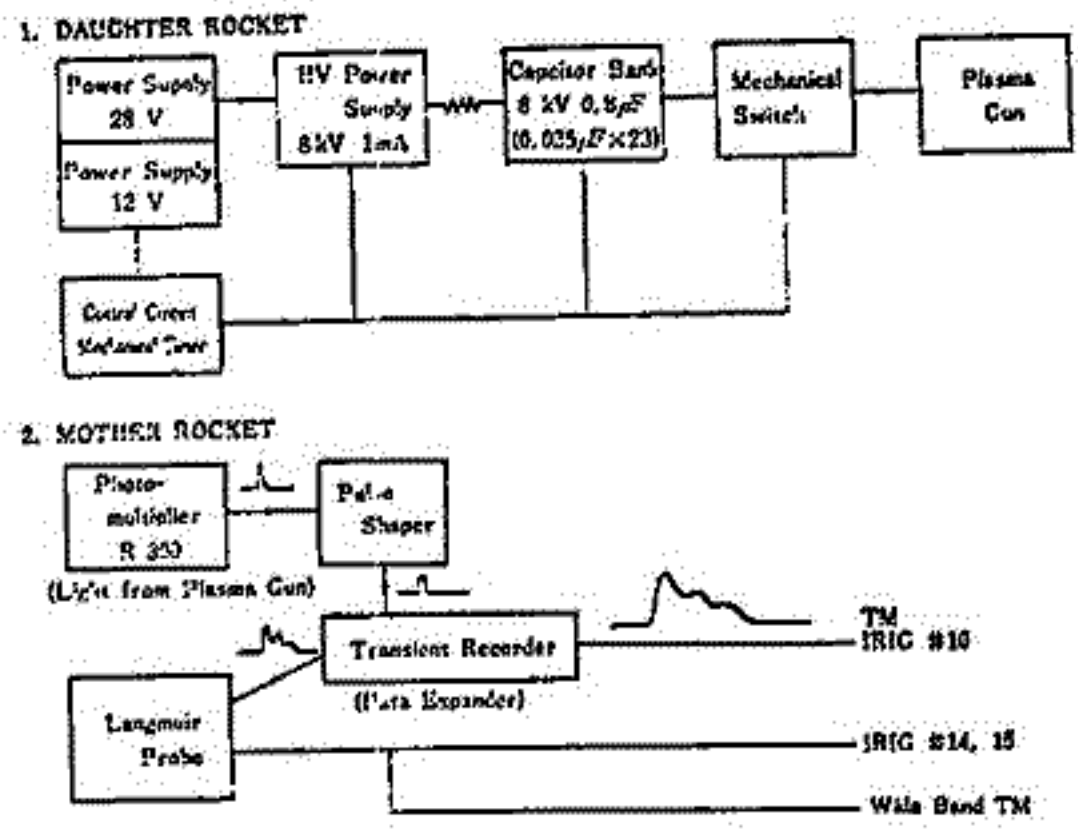
既にこれ迄電子ビームや強力な電波を  
用いた実験が行われてゐるが、我が国は今回  
二段式ロケット K-9M-46号機を用いてプラ  
ズマをバルス状に加速する実験を行った。  
第一回はホリカバに25 Jouleのコンデン  
サーバンク(8KV, 0.8μF) 高圧電源  
Mechanical Switch, Timer, 電源及  
び同軸プラズマ銃を子ロケットに搭載し、  
高度150kmにおいて初速1m/s  
で親ロケットから切り離れた。プラズマ  
銃は12秒に1回放電し、全体で約  
45回の放電が行われた。

測定はラングミュアプローブで密度・速  
度等を計測した。このプローブの位置速度の  
制限からデータを一且メモリに内蔵し、こ  
れを中へくつ出力する方法を取った。メモ  
リへの入力時の Sampling time は 10μs,  
8 bit, 1024 words の信号でプラズマ  
放電後 10ms の信号をメモリへし、これは  
10秒間で出力した。一部ラングミュアプロ  
ブ回路に不具合があったが、それ以外  
は正常に作動した。又同時に搭載された  
電子温度計にも信号を受信されてゐる。

地上からの電波及び光学観測を宮崎県稚  
菜村で行った。打上時の天候の急変で光  
学観測を行う事は出来なかった。



(本図) 実験の Schematic Illustration



(本図) システム・ブロック図

数値実験

山下喜弘\*, 井上隆義\*\*

\* 気象庁・気象衛星, \*\* 京大・理

一 概観 - 電離層下領域の中性大気運動を惹起する原因として、拡散、潮汐振動、圧力回復及び電磁力が考えられる。この領域ではイオン及び電子に対してはイオン波数、衝突回波数に比べて単純に、磁場・平行方向の電気伝導度が磁場に垂直な方向に大きく、このため、磁場線に沿って電氣的に等ポテンシャルとみなされ、従って電場は磁場線に垂直であると考へることができ、この電場はイオン及び電子ともに速度  $E \times B / B^2$  のドリフト運動をせよ。下層に於て、イオンと中性粒子との間の衝突回波数は、 $\omega_{ci}$  以下と、電場によるドリフト運動よりイオンは衝突を通じてやがて中性粒子の運動を惹起するといふことが示された (Cowling; 1945, Baker & Martyn; 1953) といふイオンによる摩擦力の効果がイオン抗力 (ion-drag) と呼ばれるものである。このほか、太陽風と地球圏の相互作用による源電場によるイオンドリフトがイオン抗力を通じて中性大気運動を惹起する極域に限って、単純化された電離層モデルで、数値実験することを目的とした。

一 極域熱圏の風系の数値実験 - 電離層モデルと電場の機構 -

(I) 基本の仮定

- (i) 磁極域 (緯度  $60^\circ \sim 90^\circ$ ) 下層に限るとする。
- (ii) 電離層は弱電離プラズマの状態にあり、水平に成層している。
- (iii) 磁場は  $\hat{z}$  軸と電離層水平面に垂直である。また、電場の垂直成分は、磁場線と電氣的に等ポテンシャルと考へる。(電場は水平成分のみである。)
- (iv) 中性大気は鉛直方向に関して、静水圧平衡状態にあり、イオン抗力による擾乱が吸収される。
- (v) 衝突の効果は電子と中性粒子間の運動量輸送はよく、イオンと中性粒子との間の相互作用はよくない。

(II) 磁極域の電離層の構造は、磁場と電場の機構として、太陽風と磁場圏の相互作用の結果、電流系 (S.P. CP-1,2) を生じ、極域準定常的電場を考へる。

(III) 基礎方程式系 - 中性大気、イオンに対する運動方程式、連続方程式、状態方程式 -

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + (v_n \cdot \text{grad}) v_n + 2\Omega \times v_n = -\frac{1}{\rho_n} \text{grad } p_n - \nu_{ni} (v_n - v_i) + \frac{\mu_n}{\rho_n} \nabla^2 v_n + g$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \cdot \text{grad}) v_i + 2\Omega \times v_i = -\frac{1}{\rho_i} \text{grad } p_i - \nu_{in} (v_i - v_n) + \frac{\mu_i}{\rho_i} \nabla^2 v_i + g$$

$$\text{div } v_n = 0, \quad \text{div } v_i = 0, \quad p_n = n_n k T_n, \quad p_i = n_i k T_i, \quad n_e = n_i$$

ただし、添字  $n, i$  はそれぞれ中性粒子、イオンを示す。  $v$ : 平均運動速度、 $\nu$ : 平均運動量輸送衝突回数、 $p$ : 大気成分の分圧、 $\rho$ : 密度、 $T$ : 温度、 $\mu$ : 分子粘性係数、 $\eta$ : 熱伝導率、 $\Omega$ : 角速度、 $g$ : 重力の加速度。

(IV) 数値実験の手順

基礎方程式系を差分近似式に置き、時刻  $t$  の値を積分し、次に  $t + \Delta t$  の値を求め、primitive method にする。数値積分の格子間隔は水平 150 km、時間 10 min 程度、格子配列  $60 \times 60$  の大きさ、鉛直方向の層の厚さ 10 km とする。初期条件として、電場は一定の全大気が一様に静止した状態から出発する。

小木曾 賢 北村 泰一  
(九大 理)

$F_2$  層電子密度変動を主として支配するものとして、電場は、赤道領域を除いて余り有効とは考えられていない。しかしながら、極冠域から赤道領域 (Geomagnetic) までのほぼ同一経度 (Geographic) に沿った各ステーションの  $F_2$  の長周期変動 (5日~10日) を調べてみると、

- (1) 各ステーション間には、おぼろしい peak to peak 相関がある
- (2) この peak to peak 相関の仕方 (正相関か負相関か) は磁気緯度によって変化するか、高中緯度・低緯度及び赤道領域の3つの領域に分けられる。また、領域間に相関もあり、その仕方にはいくつかの case がある
- (3) 各 peak は地磁気の長周期変動 (5日~10日) の peak とよく一致する
- (4) 同様に、 $K_p$  の長周期変動ともよく一致する

以上のことから極冠域においても電場が有効に働いているとすれば、どのような電場によって、いかなる mechanism によって電子密度は変動しているであろうか。

②で述べた各 case, 特に地磁気及び  $K_p$  の peak と一致する case について case study を行なう。

米沢 利之

前の学会において任意の大気モデルに対して普通の假定の下にF<sub>2</sub>層電子密度プロファイル計算する方法を述べ、2, 3の計算結果について論じた。今回はこの方法によりCIRA 1972大気モデルについてF<sub>2</sub>層電子密度プロファイルを計算し、とくにピークの電子密度 $N_m$ と高さ $h_m$  ( $h_m$ で測る)と、高さ300kmのレベルにおける酸素原子スケール・ハイト、電子消滅係数および電子イオン両極性拡散係数の値(それぞれ $H_{300}$ ,  $B_{300}$  および  $D_{a,300}$  で表わす)、地磁気傾角 $I$ 、太陽天頂角 $\chi$ 、大気モデルの外気圏温度 $T_{\infty}$ などを用いて簡単に表現する式を求めたので、それについて報告する。

前回と同様な假定の下に得られた公式は次の通りである。ただし太陽輻射強度 $S$ 、酸素原子電離吸収断面積 $\sigma$ 、 $B_{300}$  および  $D_{a,300}$  は次のように假定した。こゝに  $[N_2]_{300}$ ,  $[O_2]_{300}$ ,  $n_{300}$  および  $T_{300}$  はそれぞれ300kmのレベルにおける窒素分子数密度、酸素分子数密度、中性大気全数密度および中性大気温度である。また電子消滅に因係する化学反応速度については、実験室内測定と、F<sub>2</sub>層電子密度観測結果から期待される値との間に食い違いがあるので、後者から期待される $B_{300}$ の値を $B_{300,0}$ とし、実際に採用された値はこれの $\tau$ 倍であるものとした。

$$\log_{10} N_m = 5.985 + 0.185 \log_{10} \left( \frac{B_{300,0} H_{300}^2}{D_{a,300}} \right) + 0.046 \left[ \log_{10} \left( \frac{B_{300,0} H_{300}^2}{D_{a,300}} \right) \right]^2$$

$$+ \alpha \log_{10} \left( \frac{1}{\sin^2 I} \right) - \beta \log_{10} \tau - (\alpha + b \log_{10} \sec \chi) \log_{10} \sec \chi$$

$$\alpha = 0.350 - 0.011 \exp \{ 0.474 \exp [0.00227 (1600 - T_{\infty})] \}, \quad \beta = 0.670 + 6.141 \exp (-0.00475 T_{\infty})$$

$$\alpha = 0.00288 + 0.0392 \frac{T_{\infty}}{1000} - 0.0119 \left( \frac{T_{\infty}}{1000} \right)^2, \quad b = 0.0145 + 0.0864 \frac{T_{\infty}}{1000} - 0.0265 \left( \frac{T_{\infty}}{1000} \right)^2$$

$$\log_{10} \left( \frac{h_m - 300}{H_{300}} \right) = 0.474 + 0.695 \log_{10} \left( \frac{B_{300} H_{300}^2}{D_{a,300} \sin^2 I} \right) + 0.036 \left[ \log_{10} \left( \frac{B_{300} H_{300}^2}{D_{a,300} \sin^2 I} \right) \right]^2$$

$$+ (\alpha + b \log_{10} \sec \chi) \log_{10} \sec \chi$$

$$\alpha = 0.0552 - 0.0065 \exp [0.00221 (1600 - T_{\infty})], \quad b = 0.0960 - 0.0026 \exp [0.00370 (1600 - T_{\infty})]$$

$$S = \left( 2.4 - 0.2 \times \frac{1600 - T_{\infty}}{100} \right) \times 10^{10} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}, \quad \sigma = 8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$$B_{300} = \tau B_{300,0}, \quad B_{300,0} = ([N_2]_{300} + 10 [O_2]_{300}) \times 5 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$$

$$D_{a,300} = \frac{8 \times 10^{18}}{n_{300}} \left( \frac{T_{300}}{1000} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

これらの式は  $20^\circ \leq I \leq 90^\circ$ ,  $0 \leq \chi \leq 75^\circ$ ,  $1000^\circ \text{K} \leq T_{\infty} \leq 1600^\circ \text{K}$  の範囲内では数%以内の誤差で正しい。前の報告においてこの公式の計算値と観測値の比較をいくらか行なったが、それによくと電子密度プロファイルの相対的な形に因する限り観測との一致には極めて満足すべきものがあり、 $N_m$  および  $h_m$  の太陽活動サイクル変化に因してもまずまずの一致が得られた。今回は層の厚さのほか、とくに  $N_m$  の地磁気傾角依存性について計算と観測の間の比較を試みた。厚さに関しては一致はそれほど悪くはない(太陽輻射強度 $S$ の取り方を少し変更すればさらによくなる可能性がある)が、 $N_m$  と  $\sin I$  との関係に因してはかたがた食い違いがあり、何か重大な因子を別に考慮に入れる必要があるように思われる。



CHARACTERISTICS OF ELECTRON DENSITY  
AND ELECTRON TEMPERATURE IN THE TOPSIDE IONOSPHERE

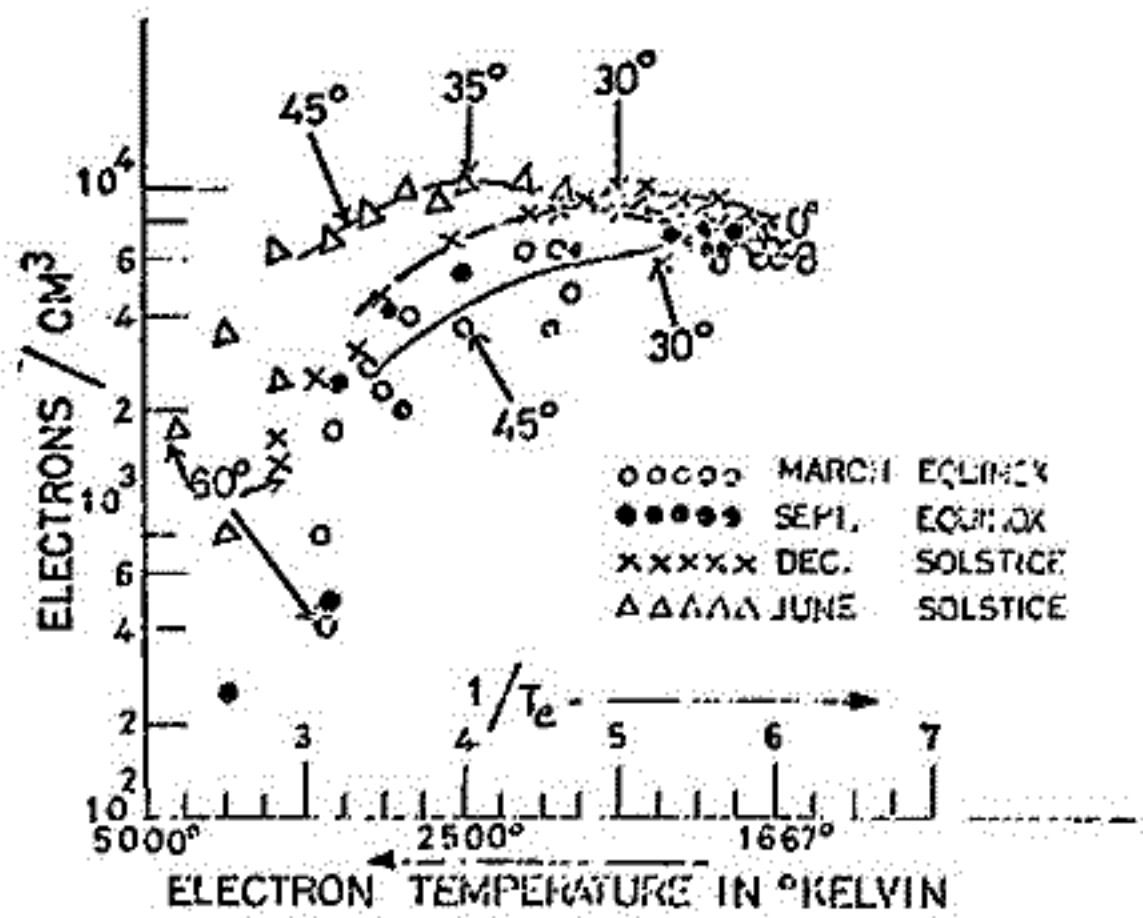
Girija Rajaram  
Institute of Space and Aeronautical Science  
University of Tokyo

A statistical study of electron density ( $N_e$ ), and electron temperature ( $T_e$ ) in the  $2500 \pm 500$  km region shows marked seasonal variations. Unlike in the F-region, here the Solstitial values exceed the Equinoctial values of  $N_e$ . The feature of an equatorial trough with peaks in  $N_e$  at about  $\pm 35^\circ$  geomagnetic latitude is more pronounced in the Solstices than in Equinoxes with the peak in the local summer hemisphere being larger. Increased magnetic activity seems to intensify these peaks with a decrease of  $N_e$  in the  $\pm 40^\circ$  region, and an increase beyond this. The response of  $T_e$  to season and magnetic activity is not so clear.

Most studies of  $N_e$  and  $T_e$  show that a decrease in  $N_e$  at the low and mid-latitudes is accompanied by an increase in  $T_e$ , and vice versa at higher latitudes. A plot of  $\ln N_e$  against  $1/T_e$  for the  $0^\circ$  to  $60^\circ$  geomagnetic latitude range shows that

1. For the low latitudes of  $0^\circ$  to  $30^\circ$ ,  $N_e$  shows only a slight change (this being an increase in the Solstices) for an increase in  $T_e$ .
2. In the  $30^\circ$  to  $50^\circ$  region,  $N_e$  shows some decrease for an increase in  $T_e$ .
3. Observations for the  $50^\circ$  to  $60^\circ$  region suggest that  $N_e$  decreases sharply for even a small increase in  $T_e$ .

It suggests that differing physical processes govern the relationship between  $N_e$  and  $T_e$  at different latitudes. If one assumes a diffusive equilibrium relationship of the type  $N = N_0 e^{-h/H}$ , it is possible that both  $N_0$  and the mean ionic mass vary considerably with latitude.



Relationship between  $\ln N_e$  and  $1/T_e$  in the height-range  $2500 \pm 500$  km for night-time,  $K_p < 3$

LONGITUDINAL DEPENDENCE OF NIGHT-TIME ELECTRON DENSITY  
DISTRIBUTIONS IN THE TOPSIDE IONOSPHERE

Girija Rajaram  
Institute of Space and Aeronautical Science  
University of Tokyo

It is shown that the latitudinal variation of night-time  $N_e$  in the Topside Ionosphere with two pronounced peaks located at around  $\pm 35^\circ$  geomagnetic latitude, has a marked longitudinal dependence. The  $N_e$  peaks are absent in the ionosphere over the West Zone (approximately corresponding to equatorial geomagnetic longitudes  $270^\circ$  to  $360^\circ$ ), and are most pronounced in the East Zone ( $150^\circ$  to  $250^\circ$ ). The Intermediate Zone ( $50^\circ$  to  $150^\circ$ ) also shows these  $N_e$  peaks. For the same local time electron densities at all heights are larger in the West Zone than in the other two Zones. A seasonal trend is observed in that the peaks are absent in Equinoctial months and are seen in Solstitial months.

These mid-latitude  $N_e$  peaks are observed at all heights above 400 km and are clearly visible even in the 2800 km observations obtained by the Alouette II satellite. The peaks move in towards the equator with increasing height, thereby suggesting their location on some definite "anomaly field line". The effect of magnetic activity is to enhance the magnitude of these peaks relative to the equatorial  $N_e$  value. These features can be explained by the existence of a westward electric field in the protonosphere at night. At the equatorial regions, such an electric field would cause a downward  $E \times B$  drift of ionization from the protonosphere, and subsequent diffusion along the field lines would give rise to the observed  $N_e$  peaks. The longitudinal inequalities could be explained by the differing  $B$  in the different zones, which would determine both the downward drift and diffusion. It seems quite reasonable that this  $E$  field should intensify during geomagnetic disturbances, and cause enhanced  $N_e$  peaks.

A pronounced difference in the width of the plasmatrough is also noticed in the West Zone. While the poleward and equatorward cliffs of the trough differ by only  $30^\circ$  in the Intermediate Zone, this difference is as much as  $50^\circ$  in the West Zone. The West Zone also exhibits considerable structure in the trough with several well-defined spikes in the minimum. The region of high  $T_e$  corresponding to the plasmatrough shows similar variations in width between the different zones.

井上 隆義, 趙 泰吉  
京大理・地球物理

赤道域上部電離層の磁気嵐時の変動については, Alouette I等の衛星データを借りて, いくつかの研究がなされてきた。(King et al. 1967, T. Sato 1968, Raghavarao and Sivaraman 1973 等) Sato (1968)は daytimeの主な特徴として, 静穏時に存在していた上部電離層電子密度の緯度分布の赤道異常が地磁気擾乱時に消えることを示したが, 一方, Raghavarao and Sivaraman (1973)は赤道異常が嵐時に励起されるという解析結果を報告している。

我々は Alouette I のデータを使って, 赤道域上部電離層の電子密度の緯度分布の静穏時と磁気嵐時の比較及びその storm-time 変化を調べた。その結果

- (1) 静穏時に存在していた赤道異常が磁気嵐時に消え, 地磁気が静かな状態にもどると再び赤道異常が現われる変動の型 (図1)
- (2) 磁気嵐終相の初期に上と同様の変動を示すが, その後期に赤道付近の電子密度が減少し, 地磁気が静かな状態に回復した時点でも赤道異常が現われるが, しかも赤道をばさむ dip 角  $40^\circ$  以内の緯度全域で嵐前の分布に比べて電子密度が減少する型 (図2)
- (3) 静穏時に存在しなかった赤道異常が低緯度の広い領域にわたる電子密度の増加とともに磁気嵐時に現われ, 嵐の終結とともに再び消える型 (図3)
- (4) 静穏時にも嵐時にも赤道異常は存在せず, 電子密度が嵐時に増加し, 地磁気の回復とともに回復する型 (図4)

があることがわかった。

このようにいくつかの型の変動を支配する原因として赤道領域のE層電場の変動(これによる電子ドリフトの変動)が考えられる。E層電場を知ることはよって上の変動が実際に引起されるかどうかを調べることが望まれる。その一方法として, 地磁気変動のDS成分から求めたE層電場の東西成分の変動と上部電離層の上述の変動とを比較し, 結果をあわせて報告する予定である。

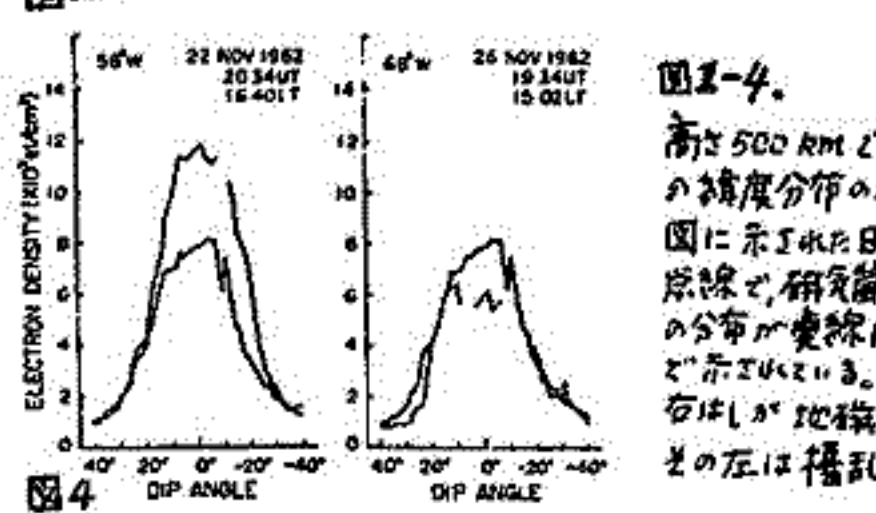
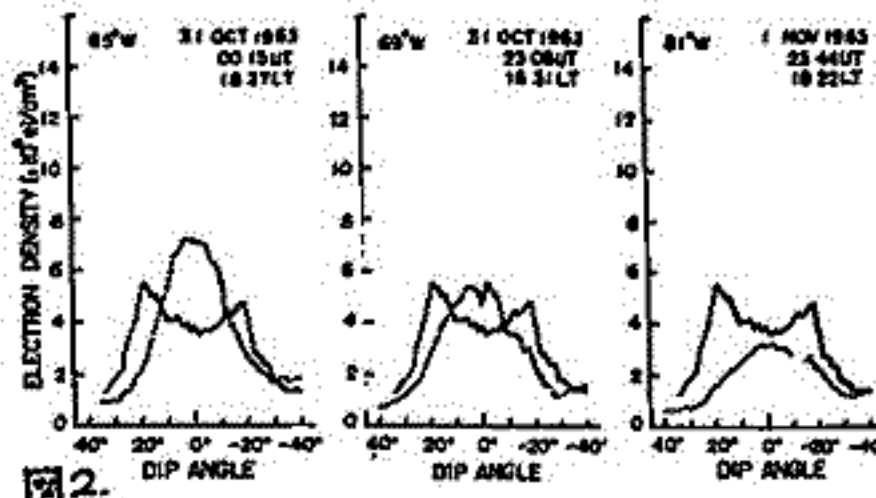
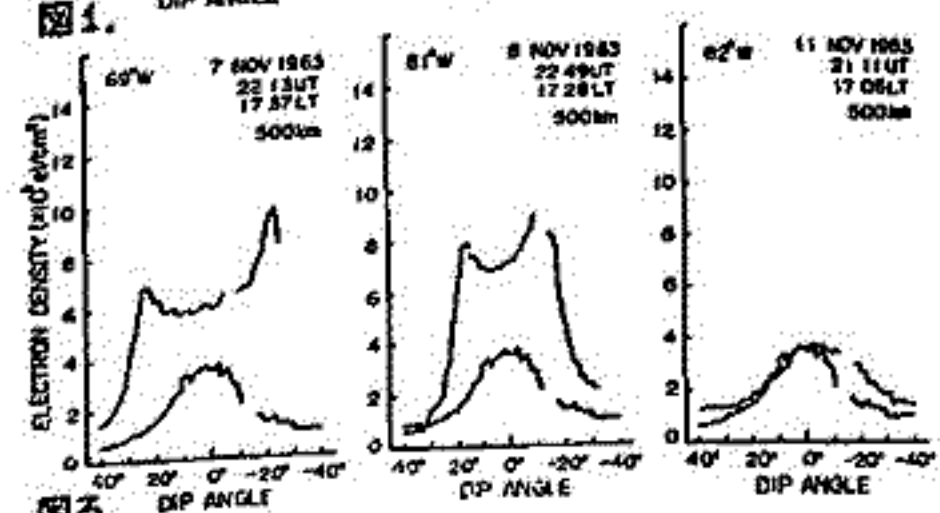
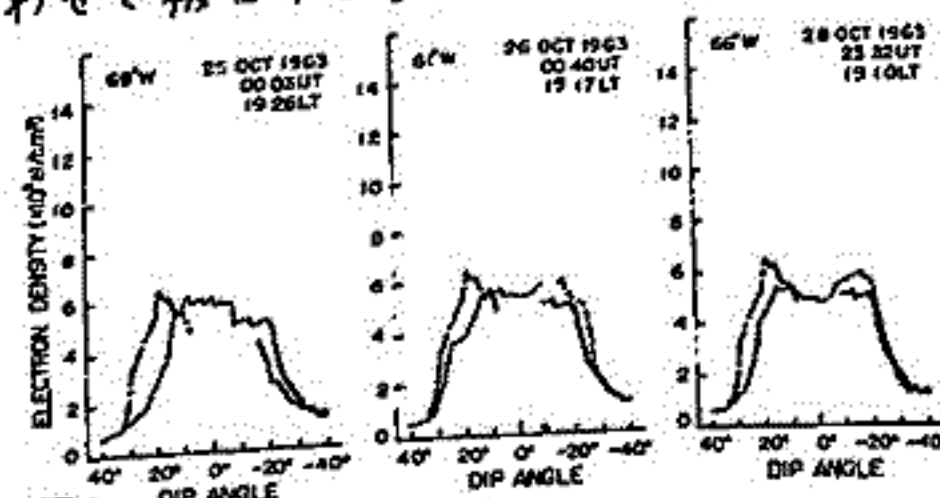


図2-4. 高さ500 km での電子密度の緯度分布の変化。図に示した日時分布が原線, 研究嵐前の静穏時の分布が実線及び一点鎖線と示してある。各国の右はしが地磁気回復後, その左は擾乱時の分布。

1-62 日本附近の上部電離圏における電子密度の緯度  
分布

中村 義勝 松浦 延夫 西崎 良 永山 幹敏  
北保 尚志 (郵政省電波研究所)

電波研の観測から得られた Alouette II による  $N(h)$  フォトファイルは DATA ON TOPSIDE IONOSPHERE prepared by Radio Research Laboratories としてまとめられている。ここでは 1967 年と 1968 年二年間、149 ハスのデータ (Vol 2~5) について統計処理を行い日本附近の平均的な電子密度を求めたので地帯時変化を中心に結果について述べる。



# プロトンサイクロトロンエコーの 出現について

西崎 良 松浦 延夫  
電波研究所

PCE (Proton Cyclotron Echo) が筆者らにより、見出されてから約5年になり、Alouette, ISIS のデータ数も可成り多くなつて統計的処理も出来るようになった。またデータの質が改善されてPCEが読み取れるようになったため、最近大変興味深い事実が明らかになったので、ここに報告する。

- 1) PCEは特定の周波数領域(強い多重エコーが見られ、 $f_H$ より高い周波数領域に現われるもの(高周波エコー)と、 $f_H$ より低い周波数領域に現われるもの(低周波エコー)の2種類がある。

これら2種類についての出現特徴は次のようになる。

- i) 多重エコーの最高周波数

高周波エコーについて統計的に約  $1.28 f_H$  である。

低周波エコーについては、サウンダー周波数下限界のために明らかにすることは、きなか、たが下限周波(0.1MHz)近辺にあるものと思われる。

- ii) 発生場所について

高周波エコーは Geomag.  $\pm 20^\circ$  以内の 1500km 以上の高度範囲で多く見られ、低高度では殆んど見られない。

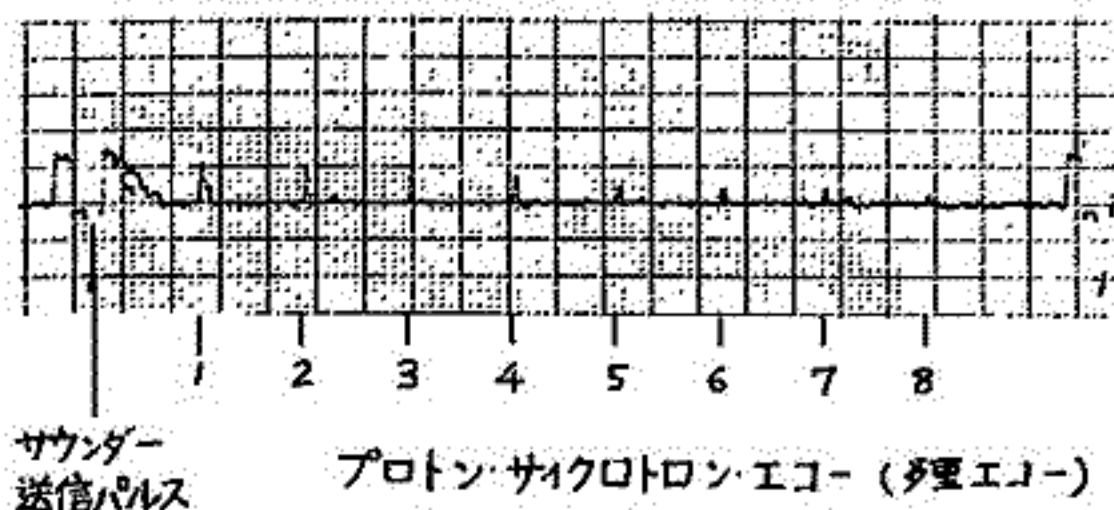
低周波エコーは Geomag.  $40^\circ$  付近までの広い範囲に見られ、高度範囲は概して 2000 km 以下の低高度領域に多くみられ、高高度では発生が少なくなっている。

- 2) PCEの遅延時間 (サウンダーの送信パルスより)

- i) 多重PCEについてパルス遅延時間は約1%の精度で基本エコー遅延時間の整数倍である。

- ii) PCEのパルス遅延時間とプロトン旋回(ジ・イレ-ジョン)時間 [ $n f_H$  ( $n \geq 3$ ) の読み取り値から求める] は約2%以内で一致している。

第1図



第1図 1973年2月27日 0128 UT, ISIS-II号 サウンダー  
ビデオ信号に現われたプロトンサイクロトロン多重エコー

# 1-64 降下低エネルギー電子への Analytic Approach

高橋 忠利  
東北大理

大気に入射した energetic electron の degrading process に対し、 $\phi_E(z, \mu)$  を energy  $E$  の electron の 高度  $z$ , pitch-angle  $\alpha$  ( $\mu = \cos \alpha$ ) での flux とすると、flux の連続の式は以下のように書くことができる。

$$\mu \frac{d\phi_E(z, \mu)}{dz} = -\sum_k n_k(z) (\sigma_{ke} + \sigma_{ka}) \phi_E(z, \mu) + \frac{1}{2} \sum_k n_k \sigma_{ke} \int_{-1}^{+1} P_{ke}(\mu', \mu) \phi_E(z, \mu') d\mu' + \int_{E' > E} q_E(E', z, \mu) dE'$$

こゝに右辺の第一項は散乱 loss, 第二項は他の pitch-angle からの散乱により生ずる部分, 第三項は energy  $E'$  の inelastic collision により energy  $E$  に落ち込む部分である。

比較的 low energy (1 keV 以下) の precipitating electron に対しては、(1) 式へ discrete ordinate の方法を用いて analytic に approach する方法が有効であること、及びその扱いの概略を前々回の学会で述べた。

今回はこの問題についてより実際的な場合をいくつかとり上げ、その結果を示す、又付随する若干の問題について議論を行う。今回とり上げる論点を以下に列挙する。

- (1) discrete ordinate の次数と結果の収束性
- (2) elastic collision の anisotropy とそれにともほう問題
- (3) inelastic collision に際しての pitch-angle の散乱
- (4) cascading flux の pitch-angle 分布
- (5) back-scattered flux の energy 分布と pitch-angle 分布
- (6) モデル大気への apply
  - (i) 扱いの概要
  - (ii) ionization rate の高度分布

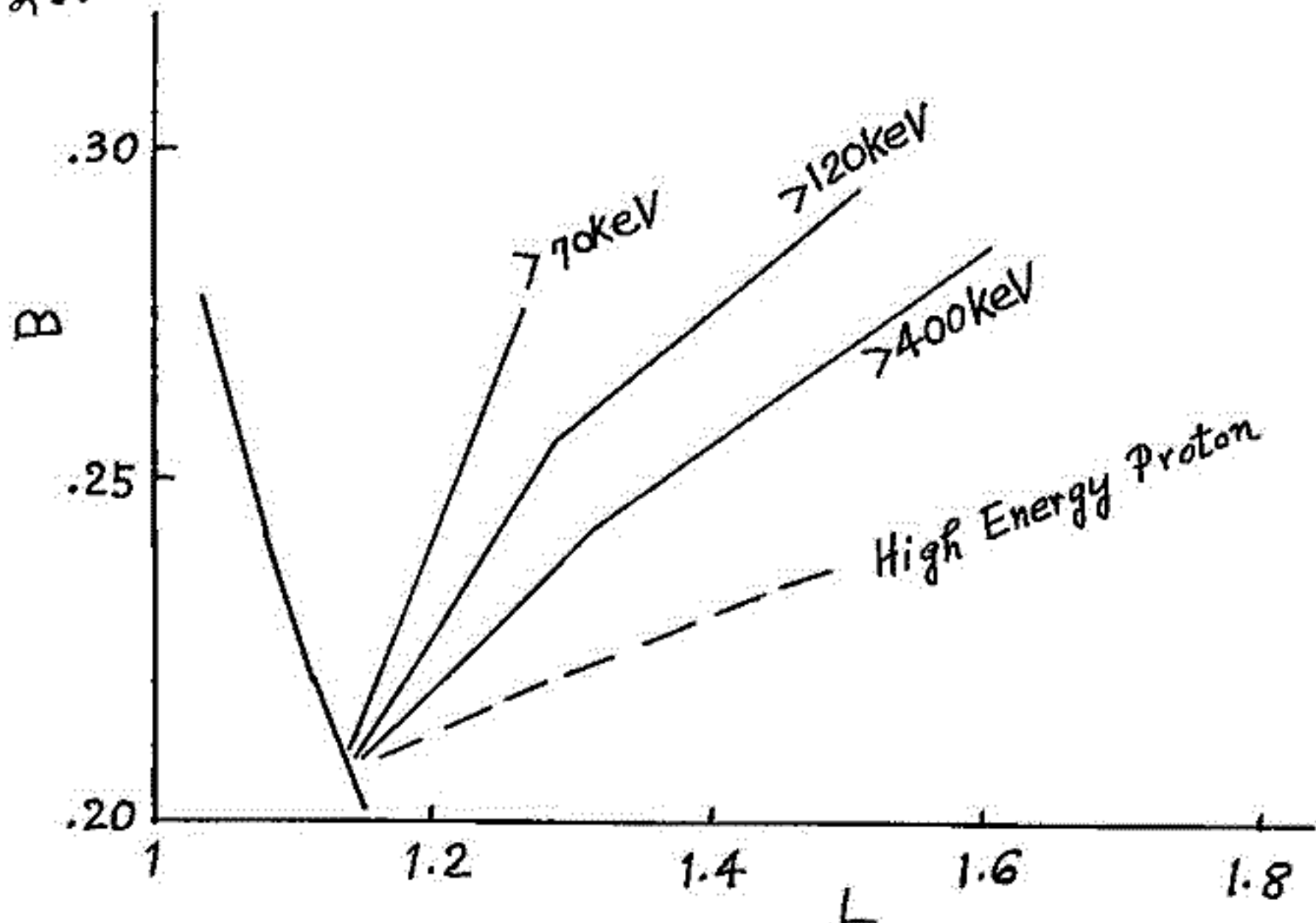
竹内一、今井喬、和田雅美  
理研

科学衛星「しんせい」に搭載されたプラスチックシンチレータによって測定された100 keV級の電子のエネルギー分布がB, Lによってどう変るか調べた結果を報告する。検出器はA(入射窓、円筒形コリメータ(平均開孔角 $\bar{\theta} = 24^\circ$ ))をそなえている。コリメータ軸は衛星スピンの軸と垂直な平面内にまかれており、「計数時間间隔」(388 sec)  $\gg$  衛星スピン周期( $\sim 1/2.5$  sec)であるから測定された計数率は、電子のピッチ角 $90^\circ$ の両側のある範囲の平均値であり、ピッチ角分布が等方的でない限り、スピンの磁力線となる角に依存する。

### 1. B-L 図上 等強度点の分布のエネルギー依存性

いま上記の衛星姿勢依存性を一応無視して等強度点を各エネルギー範囲について、模式的にしめすと図の如くなり、エネルギーが低い程、B-L図上での傾斜( $dB/dL$ )が大きい。

2. 電子のエネルギー・スペクトルがB, Lに大きく依存することは第1項の図からも想像されるが、より直接的に、特定の(B, L)に対する電子のエネルギー・スペクトルの形の整理作業、衛星姿勢に関する補正など現在準備中である。最初にはLの範囲について行ない、時間変化あるいは感度変化などの臭をチェックし、次々にL大におよぶ計画である。



大 家 寛、森 岡 昭、近 藤 実  
東北大学理学部

1. 序 1975年2月打上げ予定のSRATS衛星に搭載される高周波インピーダンスプローブ (IMP)によるプラズマ計測の計画概要を述べる。

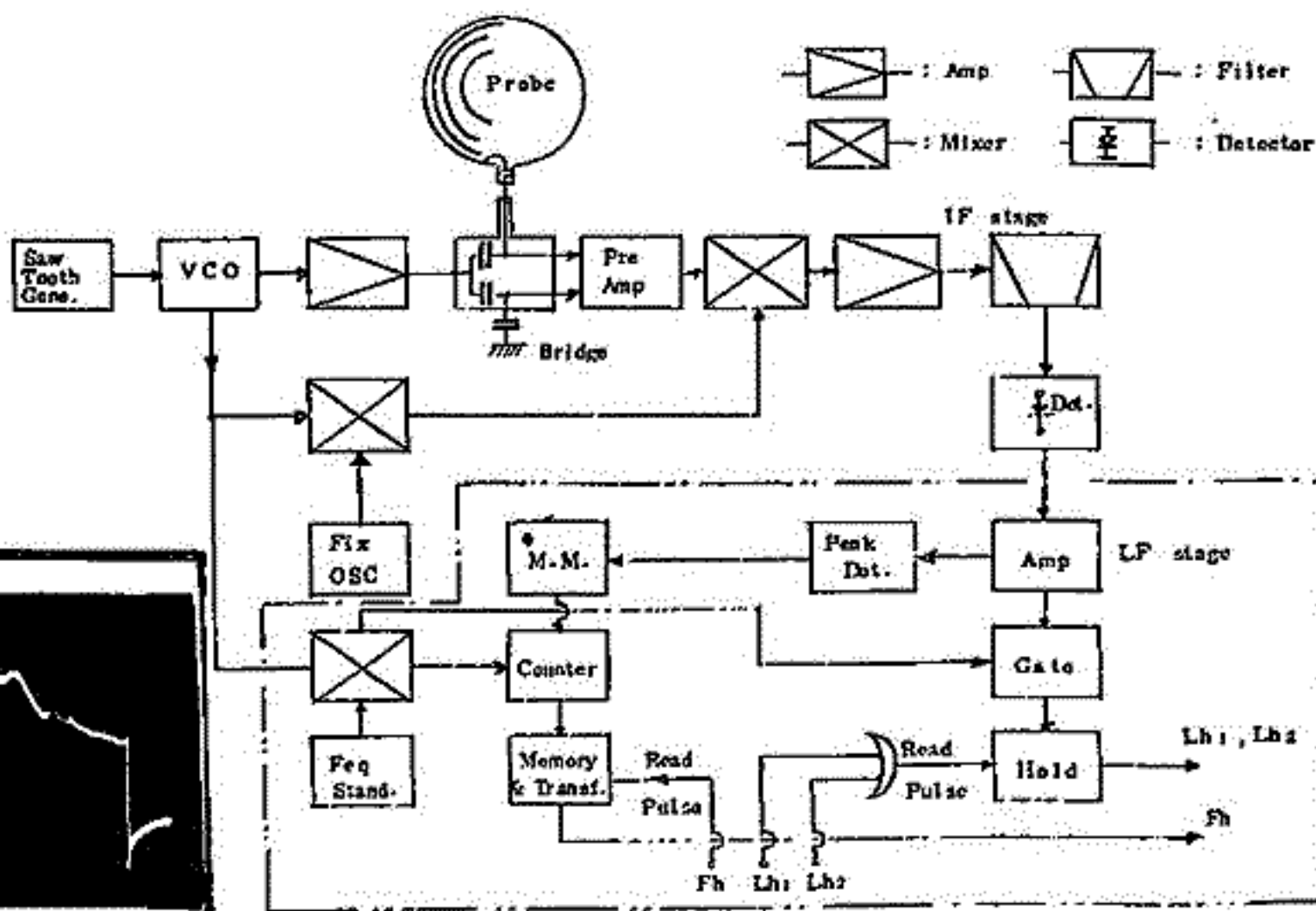
2. 観測機器の構成 (第1図参照) 衛星本体より465cm スピン軸に直交する方向に突出された、20mm中の球形プローブを用い、プラズマ中の電気容量を300kHz ~ 14MHzまで周波数掃引しつつ測定する。データ伝送速度の制限がUHR共鳴周波数と400kHzでのインピーダンス値を1フレーム(4sec)毎に測定しその値を8bitsデジタル量で地上に伝送する。UHR共鳴周波数検出にはインピーダンス値のPeak detectorを行いUHR点を検出し、この検出パルスで周波数カウンターGateをひらくことによりUHR周波数を直接計測する。400kHzでのアドミタンス測定は、プローブに印加している周波数が400kHzに達したときアドミタンス値をサンプルホールドする。このデータは読み出し指令パルスを得てテレメータAD変換へ送られる。

3. ノイズ対策 REXS衛星ではテレメータ系から数百HzのNoiseの重畳がありUHR周波数の誤検出が起っていた。この問題を解決するための周波数掃引時間を1secにおとし、中間周波出力部に2種類の低周波フィルターを付加し自動切換方式をとった。

4. 諸テスト 現在機器単体及び総合テストをほぼ終了し良好な結果を得た。特に球プローブによる実験は初めてのものとなるが、その容量は13pFあり、スペースチャンバーを用いたプラズマ計測では第2図に示すようにUHRが十分に検出された。

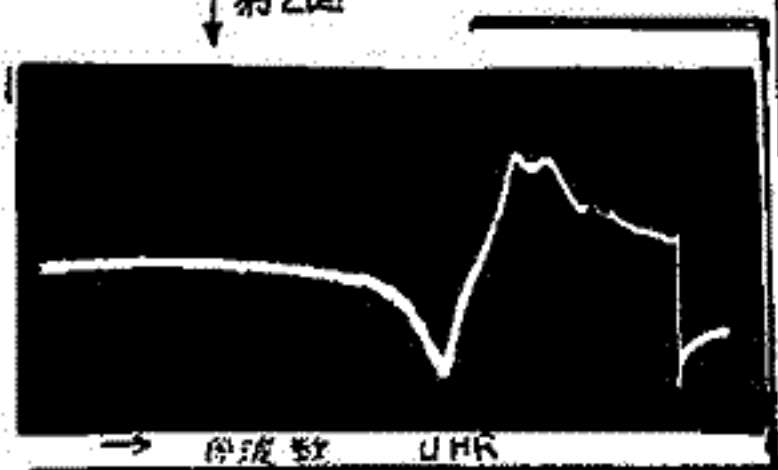
5. むすび 検出される高域ハイブリッド共鳴周波数は別に観測される(あるいは近距離の場合計算値より出る)磁場強度より衛星周辺の電子密度が求められ400kHzにおけるインピーダンス値からシース構造を決定することにより電子密度が求められる。赤道軌道での精密な電子密度と温度計測を4秒/回のSampling rateで行う。温度のprobe-roder discrepancyの解決の他、Alorette, ISIS衛星データとともに

赤道域電離層嵐や日の出日没特性に関して長期にわたるデータを取得することになる。これは計算機による多量データ処理を行う統計的研究として重要である。



第1図 →

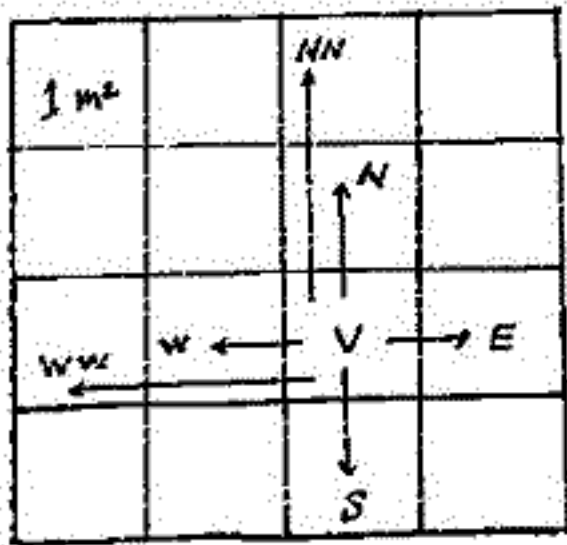
第2図 ↓





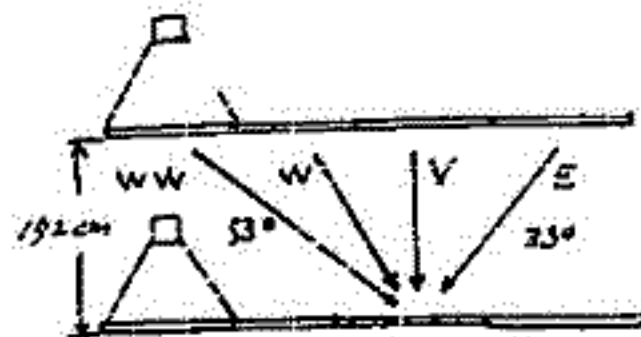
森 寛 安江 新一 一之路 匡興\* 菅坂 修二 赤羽 重信  
 信大理 信大 敬養\*

昨年(1973)8月以降約1年間にわたり、地下 30 m. w. e. に於ける(長野県南佐野郡三ツ井村山9地)トニール)宇宙線強度の連続観測が行われた。宇宙線計は16m<sup>2</sup>の面積を持つ。多方向中間子計で、第1図に概略図を示してある。第1表に示す特徴を示した。WT 計がある。上下2層の同時収算計数は約  $96 \times 10^4$ /時 である。これは以上中核



| 成分         | 中心角 (天頂角) | 計数 ( $\times 10^4$ /時) |
|------------|-----------|------------------------|
| WT         | 0°        | 96                     |
| V          | 0°        | 28                     |
| E          | 33°       | 14                     |
| N, S, W    |           | 10                     |
| EE         | 53°       | 4                      |
| NN, SS, WW |           | 3                      |

第1表 特徴



第1図 多方向中間子計

子電二層一に比して若干の計数があり、現象と高エネルギー領域でも精密に観測できると思われる。

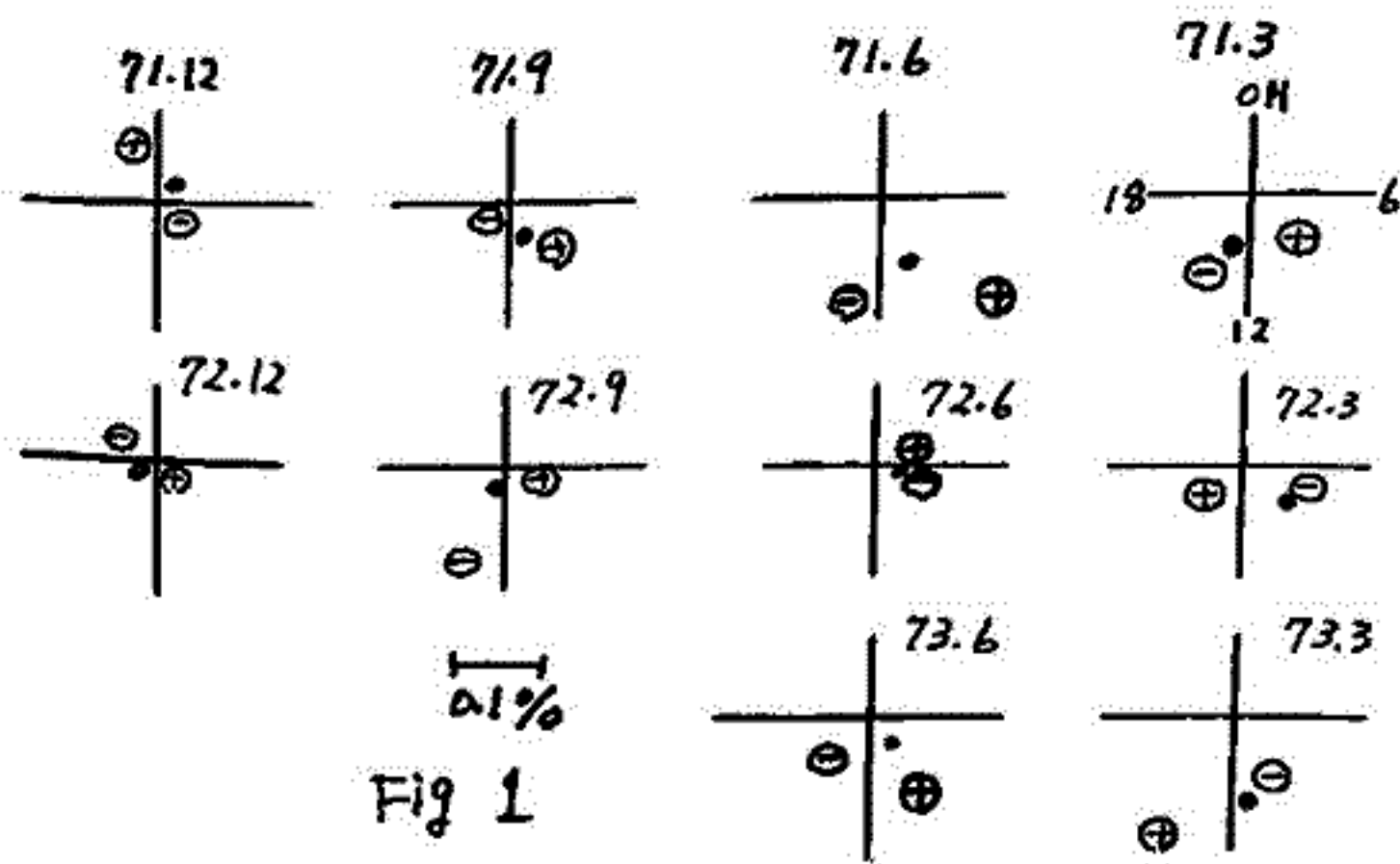
- (i) 宇宙線果方性の解析
  - (a) 日変化及び平均日変化の平均
  - (b) 日変化の月毎の変化、特に南北成分の表をとり、北極成分の月変化を annual modulation の見込みを調べた
  - (c) 角帰性日変化、特に1973年と1974年、太陽活動期に見られた角帰性現象。(日変化振幅増大)の調べ

以上2、観測と解析結果について報告する。

一之瀬 匡興<sup>▲</sup>, 森 寛<sup>▲</sup>, 安江 新一<sup>▲</sup>.  
京大教授, 信大理<sup>▲</sup>

宇宙線強度の太陽時日変化の振中, 位相が Interplanetary magnetic field (I.M.F) の away (⊕), toward (⊙) によつて異なることが Swinson 等の他によつて指摘され, その原因は ecliptic plane に垂直方向に宇宙線の density gradient が存在することによつて説明されてゐる。我々も 1971. Apr ~ 1972. Dec までの地下50 m. w.e. における data, 及び同期間の Neutron, Ion chamber, 乗鞍の高精度中間子計等の data を用ひ, I.M.F の ⊕, ⊙ による変化を解析し前の学会で報告した。しかし I.M.F の向きによつて生ずる宇宙線の豊方性の方向は必ずしも I.M.F に直角な方向即ち 3h ~ 15h にならなう。又名古屋大学グループは乗鞍岳における高精度多方向中間子計による解析から, I.M.F の ⊕, ⊙ による宇宙線豊方性は I.M.F にそつた宇宙線の流れによつて説明できることを指摘してゐる。

現在地下50 m. w.e. における全観測値 (1971. Apr ~ 1973 July) 及び同期間の Neutron data を用ひて季節変化をも含め宇宙線豊方性と I.M.F との関係を解析中である。Fig 1 に Vertical 成分を用いた結果を示す。●印は全観測値を用いた場合で, ⊕, ⊙ は I.M.F の ⊕, ⊙ から 3 日以上続いた日のみを用いたものである。全観測値も center として見ると場合いづれの期間においとも約 180° の位相のづれがあり, その方向大きさは変化してゐる。他の成分及び Neutron を用いた結果も含せて, I.M.F と宇宙線豊方性との関連について報告する。

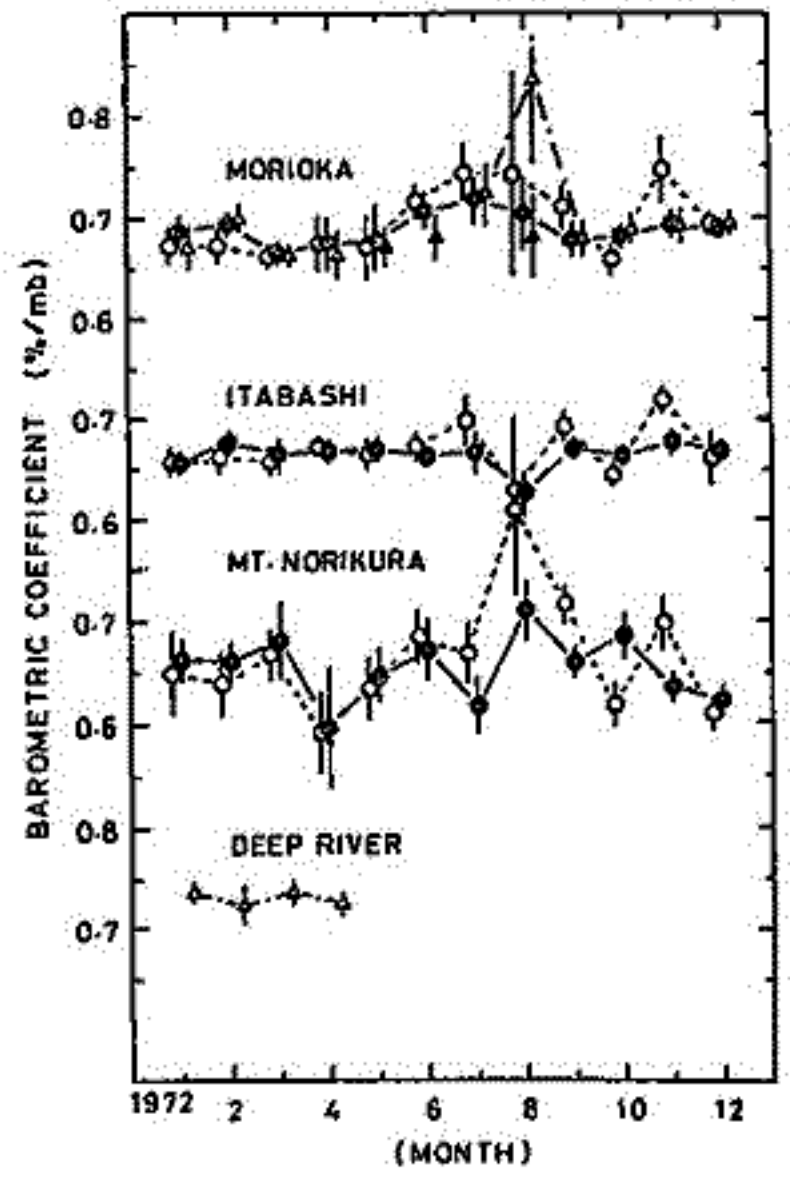
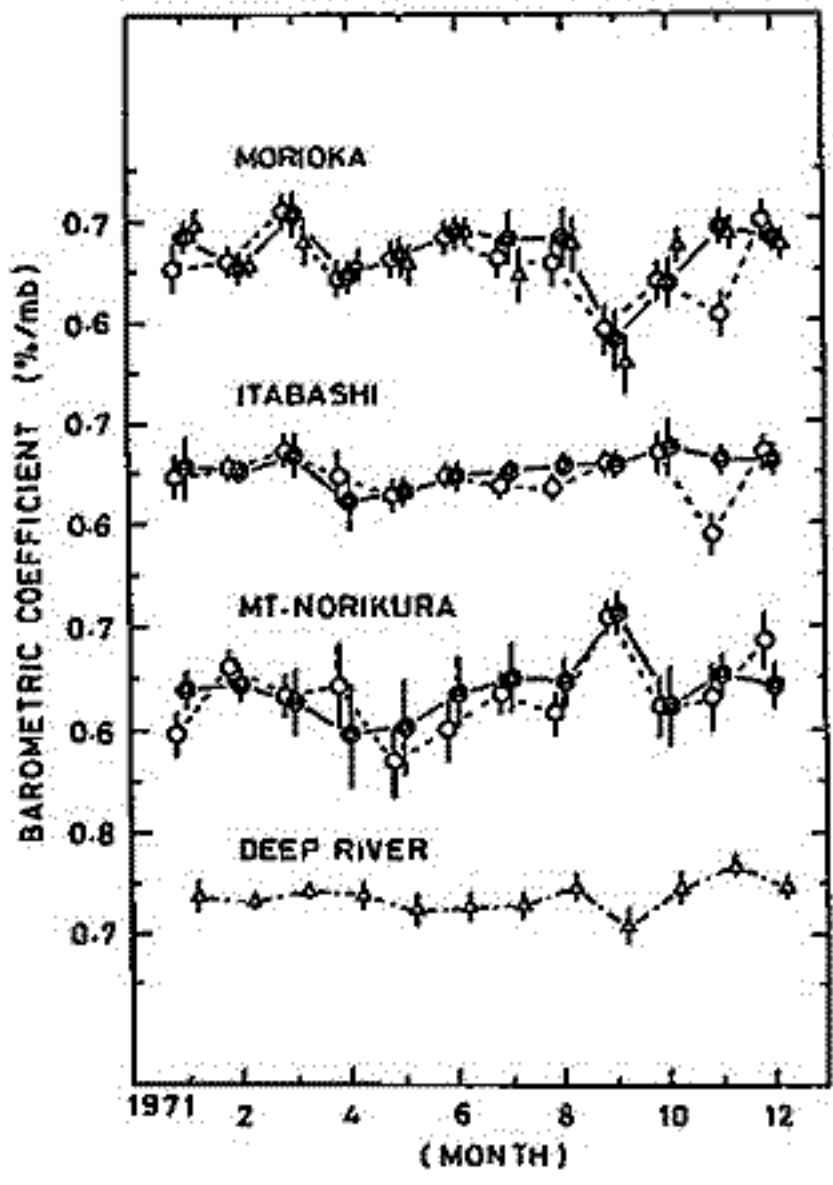


千葉敏躬  
岩手大学・教育

宇宙線中性子成分気圧効果係数,  $\beta$ , の値は, 高度, 緯度などに依存されるのは勿論であるが, この値の比較的長期間にわたっての時間変化をより究明する一ツの手がかりを得るため, とりあえず盛岡のほか2, 3の station の宇宙線中性子成分の観測 data を用いて, 1月毎にそれぞれの  $\beta$  の値の算出を試み, 得られた結果を比較検討してみた。

解析期間は, とりあえず盛岡における宇宙線中性子成分の観測が開始された1970年8月頃からの約3年間のみであるので, ここではまだ明確な結論を見出すことはむずかしいと思われるが, 各 station において算出された1月毎の  $\beta$  の値の分散の度合を知り得たと同時に, 単相関および重相関の方法(ここでは, 代表する station の一次宇宙線強度として Deep River の中性子成分の値を用いた)をも含む種々な算出方法を試みることにより  $\beta$  の値とより吟味することが可能であった。図は, 1971 および 1972 年についてのみではあるが, 各 station における種々の方法で算出された  $\beta$  の値(例として, ○および◎印は単相関および重相関のそれぞれの方法によって求めたもの)の変動の様相を示している。

参考までに, ここで得られた各 station の  $\beta$  の平均値は, 盛岡においては  $-2.082 \pm 0.006$  %/mb となり, ほぼ期待された値が得られた。しかし, 板橋と比較してみると乗鞍の場合も同様のことが云えるが, 各月毎の  $\beta$  の値の分散の度合も若干大きいようである。又, 板橋におけるその値は,  $-2.002 \pm 0.003$  %/mb となり, 固から予想されたとおり, かなりの精度のよい結果が得られた。一方, 乗鞍における  $\beta$  の平均値は,  $-2.040 \pm 0.007$  %/mb となり, 予想外に小さな値となっており, 山上における風の影響などが多少に加味されていると考えられるので, より吟味の必要があろうと思われる。



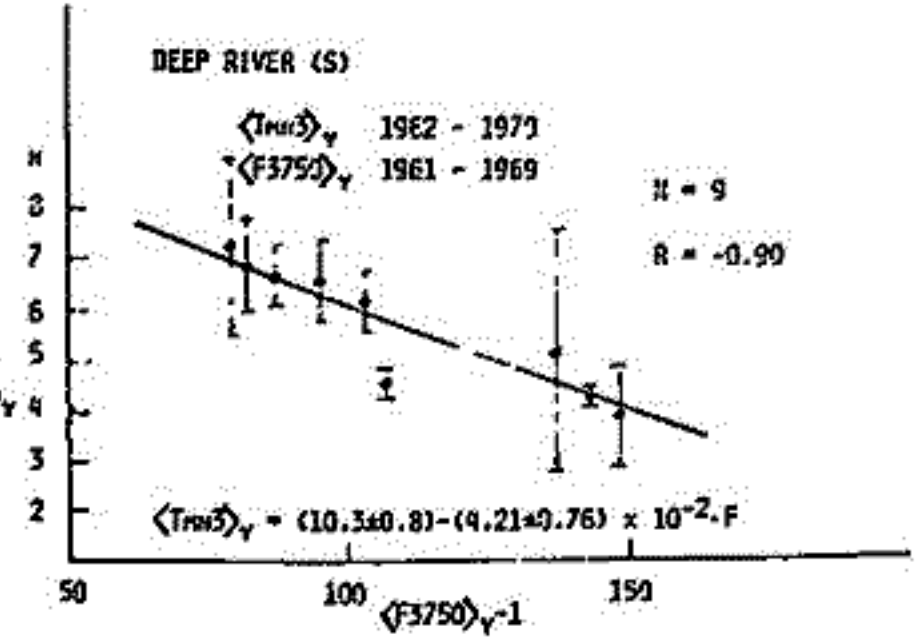
# 宇宙線の日変化と太陽活動度 (III)

石田 喜雄\*, 菅野 常吉\*, 斎藤 俊子\*\*  
福島 大・教育\* 福島 大・教養\*\*

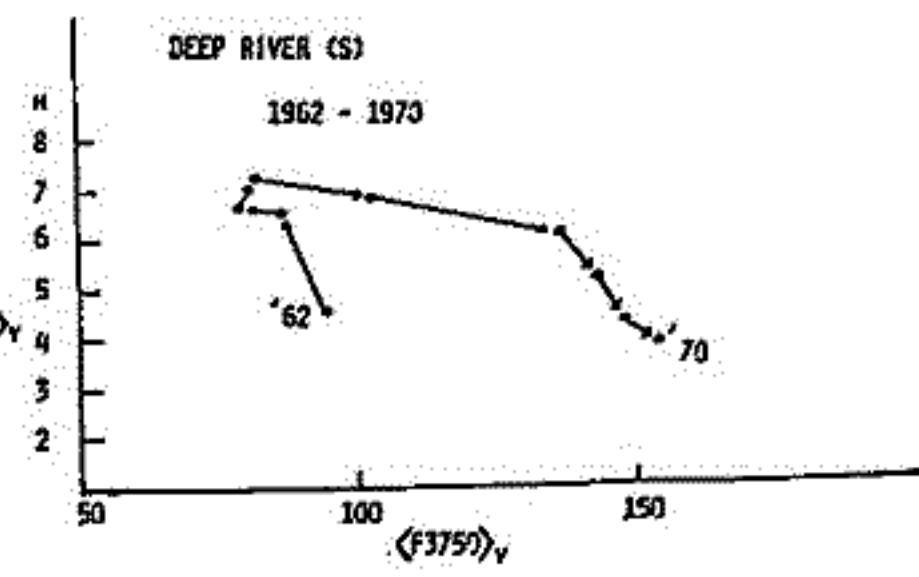
I. 前々回までに、(a)宇宙線の日変化が存在すること、(b)多くの地点では、日変化の space での異方性は、平均として  $\sim 1^h$  又は  $\sim 5^h$  方向にあること、(c)  $\langle T_{MN3} \rangle_Y$  (年平均値) は太陽コロナ線強度 ( $I_{5303}$ ) (太陽面緯度) と大変良い相関があり、Deep River (SN), Ottawa (IGY 型) は負相関であり、Mawson, Hermanus, Resolute Bay 等は正相関であること、(d) Deep River, Ottawa 等の  $\langle T_{MN3} \rangle_M$  (月平均値) の space での異方性は、太陽活動期には  $\sim 5^h$  方向に、静穏期には  $\sim 1^h$  方向にあること、(e) 各地点において、全期間を通じて一度も日変化の異方性の存在しない方向があり、その中央はオIの peak からみて、 $\sim 2$  時間以内であり、地点によりオIの peak の前又は後になっていること等を報告してきた。前回発表のため報告が未了だったのでその分もふくめて報告する。

## II. $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ と太陽電波フラックス

名大空電研で出版した 9400 MHz, 3750 MHz, 2000 MHz, 1000 MHz の太陽電波フラックス (それぞれ  $F_{9400}$ ,  $F_{3750}$ ,  $F_{2000}$ ,  $F_{1000}$  と表わす) の年平均値 ( $\langle F_{9400} \rangle_Y$ , etc.) と  $\langle T_{MN3} \rangle_Y$  との相関をとると、多くの場合は、 $\langle T_{MN3} \rangle_Y$  の方が位相が遅れ、太陽電波の方を1年遅らせると、かなり良い相関がみられる (オI図参照)。各地点での相関について報告する。



III.  $\langle T_{MN3} \rangle_Y$  と太陽面現象の関係については、平均的には上述のようになるが、さらに詳細に検討すると、Rome や Ottawa などでは若干違った様子がみられるので、それらについての検討の結果を報告する。



IV.  $\langle T_{MN3} \rangle_Y$  のその後入手出来た追加資料も加えて前述の報告を補う予定である。

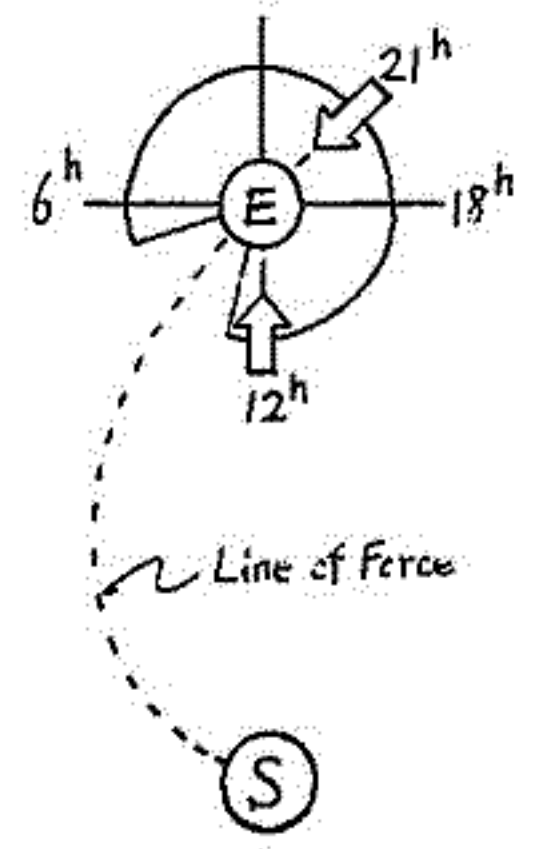
オ I 図



1-71 宇宙線強度変化の三次元的解析

安江新一, 森 寛, 長島一男  
 (信大理) (信大理) (名大理)

Forbush decrease における宇宙線強度変化を、三次元的に逐時解析して得られた reference axis の方向と、惑星間空間磁場の方向を比較する試みについて前回報告した。しかし日変化異方向性が一般に磁力線の方向に沿った diffusion と radial convection とにより説明されているように、1軸という仮定は必ずしも一般化ではないと思われ、むしろ地球近傍における宇宙線異方向性は、



- (i) 磁力線の方向に沿った軸対称な分布と、
  - (ii) その分布の solar wind による radial 方向 (12時方向) の押し出し
- によって構成されると考えられる (右図参照)。

そこで今回は (i)(ii) に対応する空間分布として、

1. ある reference axis に関して軸対称な空間分布。球面展開した3次の項まで採用し、次式で表わされるとする。

$$F_p(x) = \sum_{n=0}^3 \gamma_n P_n(\cos \chi)$$

2. radial 方向の押し出しによって生ずる  $\cos \chi$  の  $\gamma_1$  の分布。スペクトル依存は  $P^{6.6}$ 。

$$F_s(x) = \gamma_s P_1(\cos \chi)$$

という2つの軸対称な分布を仮定した。求めるべきパラメータは、 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_s$ , reference axis の方向  $(\Delta, \theta)$  及び変化スペクトル  $(\beta_0, \beta_1, \beta_2)$  となる。従ってこの場合、reference axis の方向と  $\gamma_1$  の大きさとか、それぞれ直接観測で得られた磁力線の方向  $(\beta, \varphi)$  と、solar wind velocity の大きさとは対応するこゝが期待される。

1968年1月と10月の Forbush decrease をとり上げて、上記の方法により汎世界的中性子データを逐時解析した結果及び直接観測のデータとの比較等について報告する。

小玉正弘, 川崎信吾, 和田雅美  
理化学研究所宇宙線研究室

宇宙線は日夜間断なく降りそそぐものであり、その強度変化がModulationとしての研究対象に値している。一方、一般放射線の一つとしてみた場合、その利用法は種々考えられる。こゝでは宇宙線中粒子の水による吸収を利用し、積雪の水当量を測定する方法について述べる。

積雪水当量は、気象学的な研究対象のみでなく、水資源、融雪淡水等社会生活に重要であるにもかかわらず、測定した一地域や時期の特殊性から測定作業の危険性を伴うばかりでなく、その測定精度、測点数、即時性等に欠けるところがある。放射性同位元素の吸収を利用した測定は古くから試みられてきたが、危険な放射線量を扱うこと、ガンマ線の吸収係数が大きく実用的に1m以上の水当量測定に不向きであること等により、定常観測に用いられる例はわずかである。

宇宙線を放射性同位元素におきかえてみた場合、次の特徴がある。

1. 特異な線源を必要としないうえに、危険性なし。また無限平面からの線源と同等はため雪の密度分布と散乱との関係からの影響がなし、吸収曲線が単純になる。
2. 吸収係数が小さく、数m水当量まで測れる。
3. 吸収量を出すためには、積雪面上での強度を知らねばならぬ。こゝの時間変動の補正に工夫をこらさなければならない。
4. 水資源の推定には、比較的長時間の平均にも意味があるので、実用的な装置で充分な精度が出る。しかし融雪量の推定には、時間分解能の点で有効性に制限をうけねばならぬ。

以上の条件から、まず実現性のある積雪量の範囲を考え、中粒子成分をえらび、以下の実験を行った。測定装置は、中粒子世界分布測定に開発した、いわゆるWS計を用いた。[須田, 小玉: 理研報告, 43巻33頁1967年] 計数管は径7.6cm, 有効長30cm,  $^{238}\text{Pu}$ が45cmHg封入したものを、2水層を厚さ3.7cmのパラフィン円筒で囲んだ。こゝまでをA型と呼んでおく。さらに2cm鉛及び8cmパラフィン(0.5mmカドミウム挿入)で包んだものをB型と呼ぶ。

地面に浅い穴を掘り、上に径150cmの円型水槽をおき、水層を受け、吸収曲線を測定した。計数が少ないので、1点1日前後の時間をかけた。30cmまでの測定ではあるが、次の結果を得た。

A型は水無しで約180CPH(毎時計数)、約8cmまで30%減少し、以下吸収係数 $0.017\text{cm}^{-1}$ で下る。B型は300CPHから始まり、 $0.011\text{cm}^{-1}$ の係数で吸収される。

これ、はじめ $N_0$ の計数のものがS cmの下で $N_S$ となるとし、

$$N_S = N_0 \exp(-\mu S) \quad S = (\ln N_0 - \ln N_S) / \mu$$

このとき、Sの誤差が $N_S$ の誤差 $\Delta N_S$ のみから来るとすれば、 $\Delta S = \Delta N_S / (\mu N_S)$

$\Delta N_S$ を計数の統計的変動 $\sqrt{N_S}$ とおけば、 $\Delta S = 1 / (\mu \sqrt{N_S})$

相対誤差は $\Delta S / S = 1 / (\mu S \sqrt{N_S})$ となる。  $N_S = 300\text{CPH}$ ,  $\mu = 0.011\text{cm}^{-1}$ としたとき、Sに對し、 $\Delta S$ および $\Delta S / S$ を計算した。2水にすれば、約4時間の測定に5リ、Sは0.8-3.4mで、 $\Delta S / S = 5\%$ を得る。同じく、 $S < 1\text{m}$ で $\Delta S < 5\text{cm}$ となる。

現在東海岳で積雪下での一冬通しての測定も準備中である。

藤平善次郎, 近藤一郎, 長島一男  
名大理

東邦高精度宇宙線計のデータにより, 宇宙線強度変動には少くとも日周期成分程度まで連続スペクトラムを持つ変動成分が存在すること (Fig. 1), この変動成分の日周期以下の短周期成分は, 地磁気圏空間磁場の index である Kp と正の相関をもつ変動成分がみられることは既に報告した\*。今回は さらに 1971 年から 1974 年 8 月までの長期間にわたり, この短周期変動成分と Kp-index との関係について調べた結果について報告する。 \* Fig. 2, Fig. 3

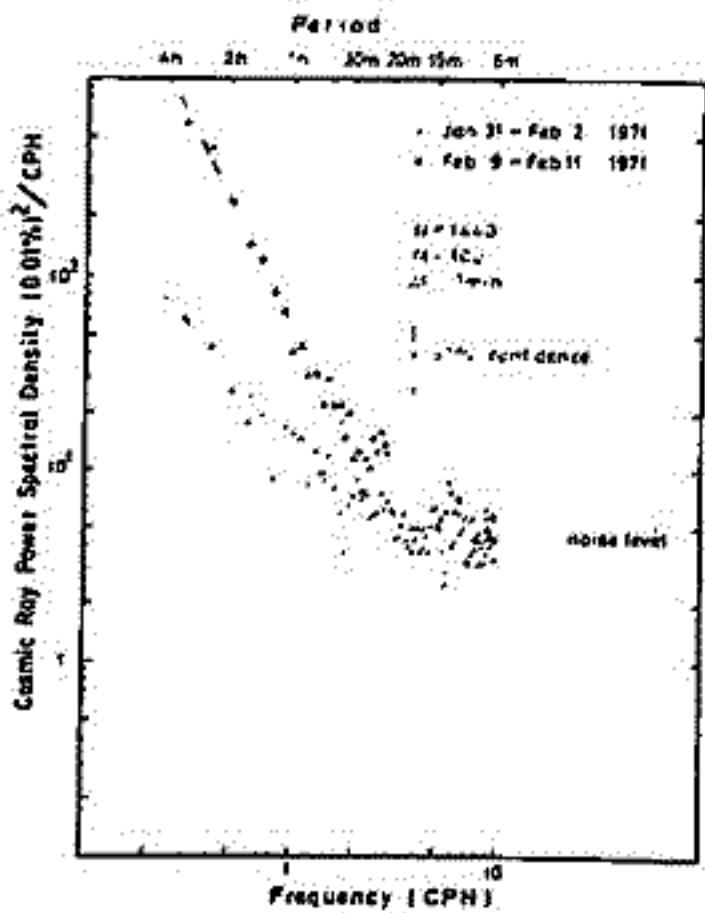


Fig. 1

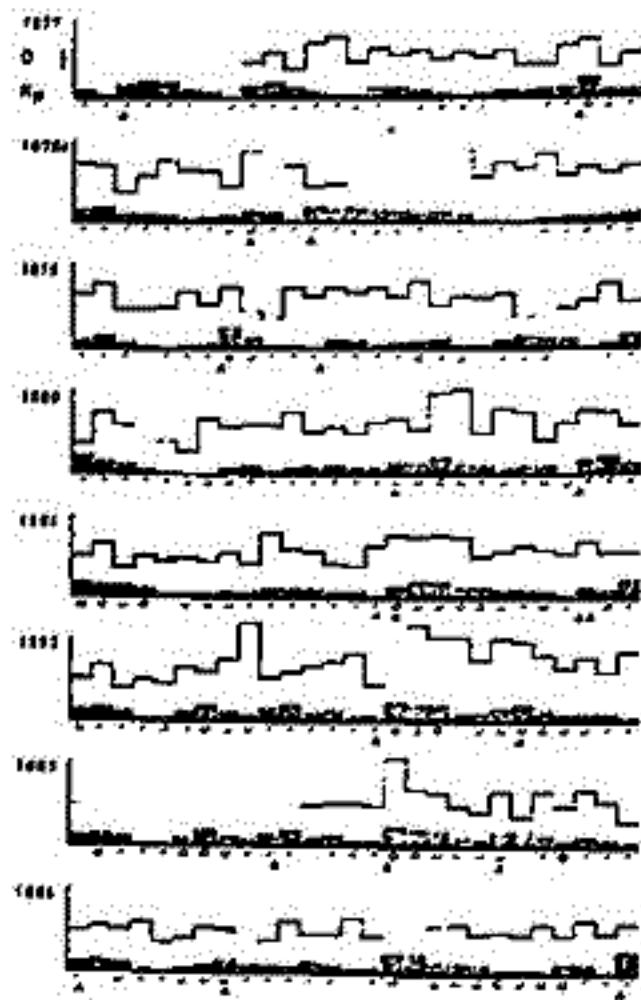


Fig. 2

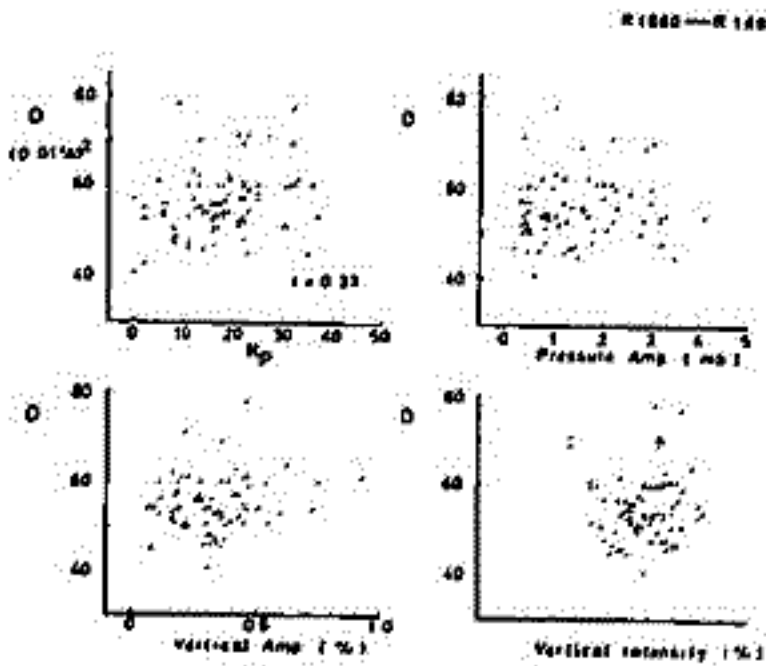


Fig. 3





和田雅美, 庄 晴隆  
理化学研究所 香港中文大学

宇宙線ミューオンのうち、わずかの物質で止まるものを緩中間子と見做す。大  
体静止質量の数倍以下の運動量のものである。崩壊寿命の相対論的延びが少い。従って  
崩壊現象から見える気温効果の係数の垂直分布は、いわゆる硬成分としての、エネルギー  
の高いミューオンの場合と著しく異なる。係数分布はDormanが計算している。

[L. I. Dorman: "Cosmic Ray Variation", Moscow, 1957] これは大気頂から地上まで絶  
対値が単調に増加し、地上で、 $-1.3\%/^{\circ}\text{C.atms}$  となる。しかしこれを実験的に調  
べた例はない。

香港においてマイクストロフシンケレター内で止まる緩中間子を測定した。1972-73年  
の連続記録を解析し、以下の結果を得た。装置は $5\text{cm} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ シンケレターである。上  
部のシンケレターを通り、下部のシンケレターで止まり、崩壊電子が、平均寿命 $2.2\mu\text{s}$  であるのをと  
らえることにより、判断する。上下に置くのは、到来方向を制限するにためである。シンケ  
レターから出る信号の分布、及び崩壊時間等連続分布しているものの一部のみ利用すること、  
緩中間子を止めるためのシンケレター薄さにより、計数は毎分約3個と、少ない。また記録  
は計数表示と誤差なので、結局日平均値が素の観測資料である。

その精度からいって、月ごとの解析はやめ、1972, 73年ごとのまとめた相関の統計を  
行った。又、1972-73と2年分通してのもを行った。この時、各年の平均も異なること  
に注意。まず各等圧面気温と緩中間子強度との単相関も見た。結果係数は高度にかかわ  
らず $-0.8\%/^{\circ}\text{C}$ 前後であった。一方相関係数は等圧面が地上に近づくほど絶対値が大きくな  
った。これを解釈するには、各層気温の年間変化振幅がほぼ等しいので、結果係数は同じと  
なる。しかし各層の間に幾分の違いがあるので、最も影響の大きい地上付近との  
相関係数が大きくなるのであろう。従ってDormanの係数の影響が観測されていると考  
えられる。

次にDorman係数 $W(h)$ を用い、気温効果から期待される強度変化 $\delta T I$ を、  
$$\delta D = \delta T I = \int_0^h W(h) \delta T(h) dh$$
 として求めた。 $\delta T(h)$  は $h$ の等圧面の気温の垂  
直変化である。計算は100から1000 mbまで7個の層の教値積分による。さらに地上気圧と  
の相関もあるので、中間子 $M$ , 気圧 $P$ , 上記の $D$ との三重相関を行った。結果を第1表  
に示す。係数は $\delta I = \alpha \delta D + \beta \delta P$  の $\alpha, \beta$ である。

もしDorman係数と現在の実験が同等のものなら、 $\alpha$ は1になるべきである。しかし表  
にみるように、充分有意な相関のしこに、明かに1より大きい。その解釈は次の如し。中  
間子の気温効果は、気温上昇による密度減少から来る等圧面高度の上昇による。ある等圧  
面での中間子強度は一定(第一近似)なので、その等圧面が上昇することにより、地上(一  
定等圧面)に到達し得る中間子量が減る。残りは中途で崩壊する。崩壊確率の気温によ  
る相対変化率は、中間子の運動量に反比例する。Dormanの計算は $300-500\text{MeV}/c$ のもの  
であるのに比べ、我々ののは $100-150\text{MeV}/c$ である。従って係数がDormanより2-3倍大  
きくなるのは、せいである。

第1表

|              | 1972             | 1973             | 1972-73          |
|--------------|------------------|------------------|------------------|
| N            | 217              | 154              | 371              |
| $\alpha$ %/% | $2.4 \pm 0.2$    | $1.5 \pm 0.4$    | $2.6 \pm 0.2$    |
| $\beta$ %/mb | $-0.13 \pm 0.05$ | $+0.07 \pm 0.08$ | $-0.16 \pm 0.04$ |

気圧係数は、緩中間子の高度変化の傾斜をみ  
ると [B. Rossi: Rev. Mod. Phys., 20, 537(1948)],  
 $-0.4\%/mb$  となる。これは香港が16GeVのcut  
off に対し、数GeVの結果なので、この程度の  
一致に満足すべきであろう。

長島一男, 近藤一朗, 上野裕彦, 藤本和彦, 藤井善次郎, 安井志博, 林山文衛  
\*小島清司, \*花井莊太郎 及大塚 \*及在保衛衛生大

銀河系空間に起因する非等方向性電磁放射空間に起因する非等方向性から, 完全に分能した観測するに於ては,  $10^{12}$  eV 以上の宇宙線に非等方向性を観測する必要がある。  $10^{11} \sim 10^{14}$  eV のエネルギーの宇宙線も, 地球及び山上で観測するに於ては, Small air shower を検出するに必要である。

このために, 及下尾及w乗符の中間子計 ( $76 \text{ m}^2 \times 2$ ) に Digital Adder 回路 ( $36 \text{ m}^2$  の Detector の内 16個の粒子が通過し ( $76 - m$ ) 個の Detector の粒子が通過した場合に発生する回路) を取りつけた。この Adder 回路の出力 ( $m=1 \sim 36$ ) と別な距離  $d$  の  $1 \text{ m}^2$  の Detector との Coincidence を取り出した。Low density air shower を検出する方法を考へた。

この様な方法の利点は Low density air shower は  $10^{11}$  eV の Small air shower よりも検出するに於ては有利である。また距離  $d$  が小さいと  $10^{11}$  eV Local shower (primordial shower) の相対量 (特に  $m$  が小さい時) が増えることが知られた。早い話で, この様な shower の size  $n$  の様なエネルギーの宇宙線を測定するに於ては, 計算及び測定して Low density air shower の特徴を知らなければならない。

この実験で得られた Adder 出力と  $1 \text{ m}^2$  の Detector との Decoherence curve と地上及び乗降する距離  $d$  が  $0 < d < 4$  Moller unit の間の測定結果。この結果を計算結果と比較した結果, 上記の如く,  $d$  が小さいと  $10^{11}$  eV Local shower の,  $d$  が大きいと  $10^{11}$  eV  $\mu$ -Air shower の進入に於ては  $n$  が  $n$  であることが知られた。この  $\mu$ -Air shower の進入する程度は  $n$  である。1) 電圧係数 2) 鉛に与る吸収実験 を行なった。

以上の結果を総合して,  $10^{11}$  eV 以上のエネルギーの宇宙線を観測する方法を考へた。

長島一男  
石大理

Rigidity  $R$ ,  $R+dR$  の Primary cosmic rays の空気中で作る electron -  $\mu$  の  $\mu$ -Air shower を地上で観測する場合、期待される Flux =  $i(R)dR$  並びに Total flux =  $\int_0^{\infty} i(R)dR$  を計算し、観測される AS とそれに対応する Primary cosmic ray の Median rigidity を求める。

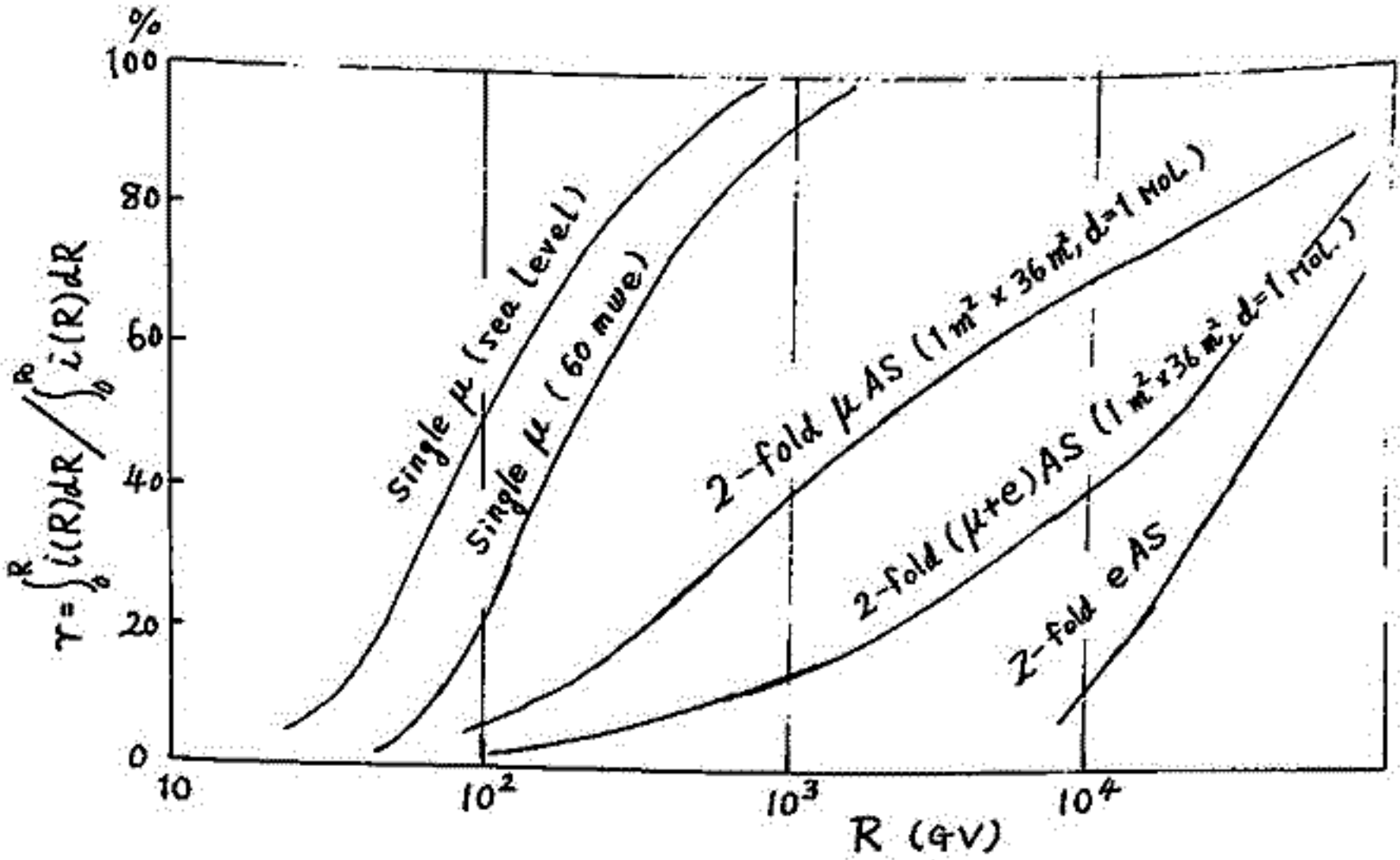
計算に用いる仮定は

- (1) Primary rigidity spectrum は Ryan のそれと High rigidity side に延長し、Heavy particles の spectrum と同じ型とした。
- (2) Total energy  $U$  の proton の作る  $e$  および  $\mu$  の個数  $N_e(U)$ ,  $N_\mu(U)$  は Dixon の計算を用い、質量数  $A$  の Heavy particle は  $A N_e(U, A)$ ,  $A N_\mu(U, A)$  の  $e$ ,  $\mu$  を作るものとした。
- (3) AS の Lateral distribution は  $e$  では  $N-K$  関数、 $\mu$  では Greisen の求めるものを使用した。

計算結果は、地上の観測 (特に AS の Decoherence curve) とよい一致を示す。(藤本 et al の予報報告参照)。

下図は 観測される AS と  $R$  との関係を示したもので、地上、地下の  $\mu$ -meson 観測と比較してある。これら AS の 2~3 の特徴は

1.  $\mu$ -AS の median rigidity は  $\sim 2 \cdot 10^3$  GV で地下 60 mwe の  $e$  の  $\sim 10$  倍である。Flux は  $36 m^2$  と  $20 m^2$  の traps で観測した場合  $\sim 10^4$  /hr. の期待数がある。
2.  $\mu$ -AS では Primary heavy particle の寄与が大きい。全 Flux の半分程度が  $\mu$  による。
3. Heavy particle の影響により median rigidity が低くなる。



## 智崎光典

東大・理

地磁気擾乱時の geomagnetic pulsations としては, substorm に密接に関連すると考えられている P<sub>1</sub>'s や hydromagnetic emissions, SC 時等に中低緯度に於て観測にかかる, 振幅-時間記録上では, 見られることのある P<sub>sc</sub>'s, P<sub>si</sub>'s が知られている。前者 (: substorm に密接に関連して) は主に cold plasma 中の energetic particles のふるまいに起因して, 後者 (: 中低緯度にある) は hydromagnetic oscillation system としての地球磁気圏の内部構造の反応に主眼を置いて研究された。

この項では, より後者に近い立場で, 地磁気圏中の低緯度 pulsations を解析し, 振幅-時間上での, 擾乱の各時間に対応した, power spectrum の発現が調べられた。観測記録は Kakioka (磁気緯度 26°), 1969-1971 の induction data である。

解析 従来, 雑音的として一括して記述される低周波数領域 ( $\leq 100$  mHz;  $\geq 10$  sec) に意味ある power spectral bands の存在が認められた。これらの各 band は, 今まで報告されている, この緯度帯の pulsation bands にそれぞれ分類できることが可能であり, 擾乱の進行にともない, 一定程度 独自の強度変化を示した。

概念的モデル 擾乱の近似的に独立な共振系の多重出力として地球上で pulsations が観測されると考え, 低緯度地磁気脈動のエネルギー源及びおきかえうる共振系について考察する。



誘導磁気計の sensor として使用する場合  
air-core coil と high  $\mu$ -metal core coil との比較研究

上田 一・渡辺富也  
(77175422-704ビル大理, 東北大理)

誘導磁気計の sensor として air-core loop antenna と high  $\mu$ -metal core coil とを最も一般に用いることができる。前者は、後者は、 $\mu$  の強磁性材料の履歴現象を以て非線形な特性を示すので、地磁気入力信号が歪曲されるおそれがある。著者は、この二種の sensor を用いて、Pc の地磁気脈動を同一地点で同時に観測し、両者の脈動波形を以て power spectre と比較し、その結果が全く similar であり、従って high  $\mu$ -metal core を用いた歪曲は起らないと結論した。

high  $\mu$ -metal core の形を回転構内体を以て近似する場合、物性誘磁率が反磁界係数の逆数に比して著しく大なる限り、後者は  $\mu$ -metal の実効誘磁率を等しいと数学的に証明できる。この場合、地磁気入力信号の歪曲は起らないことは当然である。又同条件で、core (≡) 回転構内体が細長い場合、実効誘磁率は、従って sensor の感度は core の長さの自乗に比例し、直径(断面の)に反比例する。著者は、これを実験的に検討した。即ち内径約 1/2", 外径約 2/2", 長さ 28", AWG 28 の銅線で巻数 10 万回、core が板金で出来たものを製作し、且長さ 4' 及び 6' の  $\mu$ -metal core を用いて、天竺の core を用いた挿入した上、長さ 8' の calibration coil の内部を空とし、外部に 5 の励起磁場を以て、sensor coil の両端に現れる電位差を測定した。その結果 6' の core を用いた場合の感度は 4' の core を用いた場合の約 2.02 倍であり、これは理論値の 2.25 倍 (6/4 x 6/4) に大畧一致した。

以上の理論的考察と実験の結果とを、より軽量で且高感度の sensor を作るためには、core を細く長く作るべきで、なるべく短く作るべきではないと結論した。高誘磁率が反磁界係数の逆数に十分大なる限りは、入力信号の歪曲は起らない危険があり、従って core は無制限に長く作ることは出来ない。

Gerard Nourry · 渡辺富也  
(7775432, 20467 大理, 東北大理)

Pc 3-4 型地磁気脈動が太陽風の乱れによる 2 層起る地磁気圏の電磁流体力学振動である。この speculation は可成り前より存在した (加藤・渡辺, Deceler)。一方 Troitskaya group は Pc 2-4 の生起が惑星間磁場の方向による 2 層起るという見方をした。著者は Pc 2-4 型脈動の生起の理由を理論的予測及び観測結果を追究することから新たな所見を得る。その目的として、地上観測と地上脈動の記録、人工衛星による太陽風やその並ぶ磁場の資料の相互比較を行った。実際と同じ人工衛星資料は 1967 年の 8 月から 11 月にかけて約 47 日間の IMP D の磁場、IMP F の磁場並びにその資料、地上では Alberta の Ralston に於て誘導磁場計により得られた地磁気脈動資料である。

先ず惑星間磁場の Pc 3-4 については、Troitskaya 等の得た結果、即ち Pc 3-4 型惑星間磁場の方位角に依り支配されるという所見を確信することから、Pc 3-4 型惑星間磁場の elevation に支配されることを見出した。結論として Pc 3-4 型脈動の生起は Sun-Earth line と軸とする円錐の中に入り、2 層起るという見方である。この円錐の半頂角は、Pc 4 型は約 30°、Pc 3 型は約 60° であることが分かった。更に惑星間磁場の方向が太陽風の方向及び動圧の変化と無関係に起るものがあり、従って Pc 3-4 の生起は太陽風の力学の状態と直接の関係を持つ 2 層起ることになった。

併し一方では、太陽風動圧の変動と地磁気脈動の生起が一致することが分かった。この場合、太陽風動圧の変動は通常 sporadic に起るものがあり、その起る原因は脈動の一過性の減衰振動である。記録磁場の substorm の隣伴して起る Pc 2 型脈動と似ている。太陽風動圧は時々 2 分程度の時間だけ 2 層起るものがあり、この場合地磁気変化は見出し continuous 脈動に反する。併しこの事例は 5 例に過ぎない。Kp index が大なり小なり 2 層起る。併しこれは太陽風動圧の変動に伴う 'continuous' 脈動は、惑星間磁場の方向と関係して起る (即ち continuous 型) Pc 3-4 型脈動とは全く異なるものである。この事実を示す例として 2 例を挙げる。この event は太陽風動圧の変動に伴って起る平均周期約 40 秒の '連続' 脈動現象であるが、この惑星間磁場の Pc 3-4 型生起とは不都合な方向と向く 2 層起る。併しこの event は惑星間磁場の方向が Sun-Earth line と近づく Pc 3-4 型生起の好都合な状況になり、この場合同時に平均周期約 15 秒の continuous 脈動が突発した。この場合、この 40 秒周期の脈動の活動は 1 分程度に過ぎないことが分かった。

Fairfield の IMP F の磁場データと Bow shock の外側 Pc 4 の同期を持つ電磁流体力学振動を発生し、この生起が惑星間空間の (時間平均) 磁場の方向に支配されることを指摘した。併しこの磁場方向支配の法則は地上観測による Pc 4 脈動の生起とはよく似て居る。従って Pc 4 脈動と惑星間空間の電磁流体力学振動は発生機構と密接な関係にあると考えられる。事実上これは空間電磁流体力学と地上脈動が 10 分程度の時間差の範囲内で同時に生起する例を 17 例以上見つけた。併し同期は必ずしも等しくはならず、両者の power spectra の詳細には一致は見られず相異した。

地上 Pc 3-4 脈動は magnetosheath の磁場変動に起因する。我々は現在まで 4 例を挙げて居るが、その何れも約 24 (時間平均) magnetosheath 磁場は南向き、地球磁場の北向きであることは興味がある。

村上 裕 (京都大学理学部)

シューマン共振周波数帯(3~30 Hz)では、前田・木村両教授共著「電磁波動論」383頁に記述されているJ.R. Waitの方法によるモード理論はハンケル函数のDebye-Watson表示が使えないため妥当でない。さらに電離層の昼夜変化等の球対称性からのずれが無視できない効果を生み出していることが観測からほぼ明らかになる。そこで、電離層の非一様性を考慮に入れた、E L F帯でも使えるモード理論をA. Tran と P.H. Nelsonの方法による、と居間する。

電離層は球座標系の $\theta, \varphi$ 方向の変化より $r$ 方向変化の方が格段に大きいので、場は局所的にはポテンシャル $\psi = [a h_{\nu}^{(1)}(kr) + b h_{\nu}^{(2)}(kr)] P_{\nu}(-\cos\theta)$ と書かせることができる。 $\nu$ は電離層をM個の同心球殻層に分割したときの各境界で場の構成成分 $E_{\theta}, H_{\varphi}$ が連続であるという境界条件から定まる固有値である。ここで表面インピーダンス $Z = E_{\theta}/H_{\varphi}$ を導入し、高さ $h = 10^6$  mにとり、在最下層のそれを $Z_1$ 、地表面のそれを $Z_0 = 0$ とすれば $\nu(\nu+1) = (ka)^2(1 - Z_1/4ka)$ と得る。 $Z_1$ は最上層の $Z_M$ から順に下に計算することにより求められる。このとき次式の対数微分 $\ln' [Z h_{\nu}^{(1)}(z)] = \nu + 1/2 - H_{\nu+1/2}^{(1)}(z)/H_{\nu+1/2}^{(1)}(z)$ を計算し取りかき換える。ハンケル函数は $|z| > 10$ 以下のときはガンマ函数を使い、正確に求めることができ、 $|z|$ が大きくなるときの漸近表示式を使い、 $\ln' [Z h_{\nu}^{(1)}(z)] \approx \pm i \{1 - \frac{\nu(\nu+1)}{2z^2}\}^{\pm}$ と成り、WaitのようはDebye-Watsonの表示式を使い、 $\ln' [Z h_{\nu}^{(1)}(z)] \approx \pm i \{1 - \frac{(\nu+1/2)^2}{z^2}\}^{\pm}$ と成る。後二者を使い、固有値 $\nu$ を求めることは平面層状電離層に平面波が入射するときのモード方程式を解くことと等価となる。しかしこの式は $\nu(\nu+1)$ と $(\nu+1/2)^2$ の違いがあり、この値が1桁とあるシューマン共振周波数帯では、この差が重要であり前者の方がよくとらえられる値を与える。

次に球座標系を波源とし、垂直電気双極子 $\mathbf{z}(a, \theta', \varphi')$ に置き、 $\nabla \cdot \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H}$ ,  $\nabla \times \mathbf{H} = (C/r \mu \epsilon) \mathbf{E} + \mathbf{J}$ を解く。このときTEM波以外は発生せず( $H_r = 0$ )。ポテンシャルの角経部分は球ハインクシ函数で表わされる $(\frac{\partial}{\partial r} [r H_{\varphi}] = r [\frac{\nu(\nu+1)}{r^2} - k^2] H_{\varphi})$ と仮定すれば、 $E_r, E_{\theta}$ を消去して次式を得る。

$$(1) \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = -Z H_{\varphi}, \quad (2) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -Z (-H_{\theta}), \quad (3) \frac{\partial}{\partial \theta} (H_{\varphi} \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (-H_{\theta}) = (J - Y E_r) r \sin \theta$$

ここで $Z = \frac{1}{\sigma + j\omega \epsilon} \cdot \frac{\nu(\nu+1)}{r^2}$ ,  $Y = -(\sigma + j\omega \epsilon)$ で $E_r \leftrightarrow V$ ,  $H_{\varphi} \leftrightarrow i_0$ ,  $-H_{\theta} \leftrightarrow i_y$ と対応すれば、伝達面での電圧変化と電流保存の式と同じになる。さらに $H_{\varphi}, H_{\theta}$ を消去し $X = \cos \theta$ とすれば、

$$(1-X^2) \frac{\partial^2 E_r}{\partial X^2} - 2X \frac{\partial E_r}{\partial X} + \frac{1}{1-X^2} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} - Y Z r^2 E_r = -S - T$$

where  $S = J Z r^2$ ,  $-T = \frac{1-X^2}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial X} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial X} + \frac{1}{(1-X^2)Z} \frac{\partial Z}{\partial \varphi} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} + (YZ - YZ) r^2 E_r$

この解はグリーン函数表示に於て、 $E_r(X, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 G(X, \varphi; X', \varphi') [S(X', \varphi') + T(X', \varphi')] dX' d\varphi'$ と書ける。 $T=0$ において0次の解 $E_r^0(X, \varphi)$ を求め、これに於て $T(X, \varphi)$ を計算し1次の解 $E_r^1(X, \varphi)$ を求める。グリーン函数のみならず式は $\left\{ \frac{\partial}{\partial X} ((1-X^2) \frac{\partial}{\partial X}) + \frac{1}{1-X^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - Y Z r^2 \right\} G(X, \varphi; X', \varphi') = -\delta(X-X') \delta(\varphi-\varphi')$ であるが、球面調和函数 $Y_n^m(X, \varphi)$ とその直交関係を使い、

$$G(X, \varphi; X', \varphi') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n Y_n^m(X, \varphi) Y_n^m(X', \varphi') / \{n(n+1) + Y Z r^2\} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{4\pi} \frac{P_n(\cos \theta)}{n(n+1) + Y Z r^2}$$

を得る。ここで $\cos \theta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$ である。

当日は前者のハンケル函数の漸近近似と平面近似との関係に重点を置き、後者の電離層の擾方向非一様性を考慮に入れた導入した振動法について軽くふれる予定である。



棚橋 秀伍 (名大空電研)

① シューマン共振周波数  $f_i$  ( $i$  は次数) が日変化することはよく知られている。BLiokh (1968) は地磁気双極子の離心のため、 $f_i$  が UT 依存の 1 日 1 サイクルの変動をすること、これに基づいて Nikolaenko (1971) は三つのソースを用いて見掛けの  $f_i$  の変動の説明を試みている。佐尾らは (1973) 佐藤路上の太陽天頂角  $\chi$  に対して  $\int \sqrt{\cos \chi} ds$  と  $f_2$  とが 1 日 2 サイクルの変動がとよく一致している事を報告しているが、 $f_i$  についての説明はないう。  $H_\varphi, E_r, E_\varphi, \theta$  の各方向成分が各々異なった日変化 (月別の) が報告されているが、明瞭に説明されておらず。そこで今回はこれらの日変化の方向依存性、季節依存性、さらに地磁気の影響について考えてみた。

② 電離層モデル； 電子密度は前田 (1969)、帰還関数は Deeks (1966) のプロファイルを参照し、かつ反射率を  $\omega_r/\omega = K \approx 10^5$  と仮定して求め、電子密度  $N_e$  ( $/m^3$ )、電離層高さ  $z$  (km) を持つ一層電離層の天頂角依存性を次の様に仮定する。

$$\log_{10} N = 0.583 \cos \chi + 8.462, \quad z = 86.63 - 7.36 \cos \chi \quad 107.5^\circ \geq \chi \geq 0.$$

③ 地磁気の  $r$  成分  $H_r^0$  を、緯度  $\alpha$ 、経度  $\beta$  の点において、  
 $H_r^0 = -(2M)/r^3 \cdot \sin \alpha (1 + (7/2)(4/r) \cos \alpha \sin \varphi')$   $\varphi' = \beta + \frac{\pi}{2} - \lambda_g$   
 離心距離  $\Delta = 420$  km, 方向  $\lambda_g = 157^\circ E$ ,  $M = 1.01 \times 10^{22}$  wb.m,  $r = 6458$  km

④ 電離層下面の表面インピーダンス  $Z$  は BLiokh によれば、  
 $Z = \sqrt{(\mu_0/\epsilon_0) \sqrt{(i\omega\nu/2\omega_p^2) \sqrt{(1 + \sqrt{1 + (\omega_r/\nu)^2})}}$

$\omega_p = \text{plasma freq.}$      $\omega_r = \text{gyro freq.}$

⑤ Slator (1950) によれば、空洞内の磁場  $H$  を、直交関数  $H_n$  で展開したとき、その係数  $\int H \cdot H_n dv$  は、Maxwell's eq. より、次の方程式を満す。

$$\frac{d}{dt} \int H \cdot H_n dv + \omega_n^2 \int H \cdot H_n dv + \frac{1}{\mu_0} \frac{d}{dt} \int_S (z n \times H \cdot n) H_n ds = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_n^2 \text{ はこの場合 } \frac{g^2}{c^2} n(n+1) \tau^2 \\ \text{あり.} \end{array} \right.$$

界の時間因子を  $\exp(i\omega t)$  とすると、方程式は

$$\omega^2 - i^{3/2} \Lambda' \omega - \omega_n^2 = 0, \quad \Lambda' = \int_S H \cdot H_n ds / \int H \cdot H_n dv \quad \xi = (c_0/\sqrt{2K}) \sqrt{1 + \sqrt{1 + (\frac{\omega_n}{\nu})^2}}$$

$\omega$  の二次方程式より、 $\omega = \omega_0 + i\alpha$  を得ることができ。

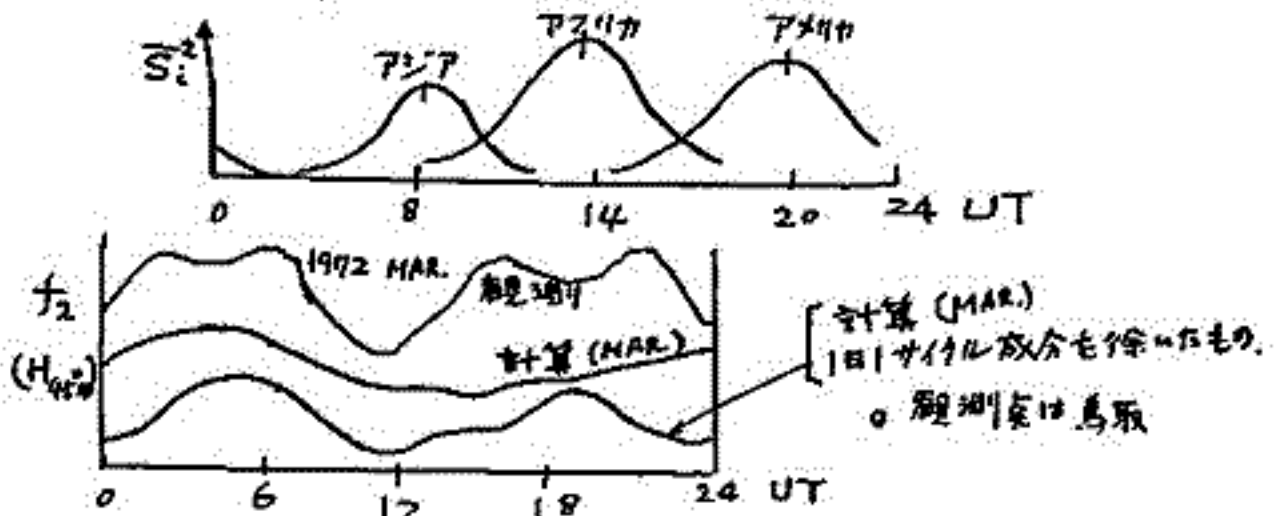
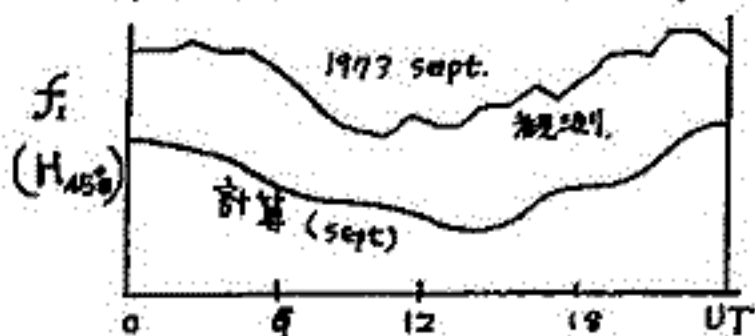
⑥ 見掛けの共振周波数； 時間関数  $f_i(t) = \exp(-\alpha_i |t|) \cos \omega_0 i t$  のフリエ変換  $F_i(\omega)$  は  
 $F_i(\omega) = \alpha_i A_i(\omega) / (A_i(\omega)^2 - 4\omega_0 i \omega^2)$ ,  $A_i(\omega) = \alpha_i^2 + \omega^2 + \omega_0 i^2$      $i$  はソース番号。

ソース  $i$  による観測点の磁界強度は  $S_i \cos \beta_i P_n^1(\cos \theta_i)$  に比例する。  $S_i$  は源  $i$  の強度、 $\beta_i$  はアンテナの最大感度方向と伝搬方向との角、 $\theta_i$  はアンテナと源との中心角、 $S_i$  の強さがランダムで、その平均パワーを  $\bar{S}_i^2$  で表わせば、総合的な磁界のパワースペクトル  $P$  は、  
 $P = \sum_{i=1}^m \bar{S}_i^2 \cos^2 \beta_i F_i(\omega)^2 (P_n^1(\cos \theta_i))^2$      $m = \text{ソースの個数}$

見掛けのピーク周波数は  $P = \max$  となる。垂直電界  $E_r$  の場合は  $\cos \beta_i = 1$ ,  $P_n^1 \rightarrow P_n$  とし、水平電界 (地電流) の場合は  $\cos \beta_i \rightarrow \sin \beta_i$  とすればよい。

⑦ 源の Activity は右図の通り。

⑧ 計算結果とデータとの比較の詳細については、会場にて報告する。





# ELF帯空電の波動インピーダンス測定

佐尾 和夫      山下 享子      太田 幸一  
 名古屋大学      空電研究所

3 kHz以下のELF帯電磁波は特殊な実験計画をのぞけば送信局がないため、雷放電から放射される自然電波のみである。ELF帯空電は地球と電離層で形成される導波管内を伝搬するが、従来から行われてきた電界又は磁界強度の測定は電離層と大地の電気的性質に関する情報を得るよりもむしろ雷放電の受信頻度や雷放電電流の影響をうけることの方が多い。

そこで低域電離層の電気的性質の情報を得るには波動インピーダンスを測定すればよい。

WAITの理論を用いると波動インピーダンス $Z_0$ は次のようになる。

$$Z_0 = \frac{E_z}{H_\phi} = 120\pi \cdot S_0 \frac{1 - \frac{1}{8i k S_0 f} + \frac{9}{2(8i k S_0 f)^2} \dots}{1 + \frac{3}{8i k S_0 f} - \frac{15}{2(8i k S_0 f)^2} \dots} \cong 120\pi \cdot S_0 \quad (k S_0 f \gg 1)$$

これは自由空間内の波数 $f$ は伝搬距離、 $S_0$ はモード方程式を満足する0次モードの根であり最も簡単な均質電離層模型を仮定すれば次の通りである。

$$S_0 \cong \left( 1 + \frac{c}{2\sqrt{2}\omega} \cdot \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}} \right) - i \frac{c}{2\sqrt{2}\omega} \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}}$$

$$\therefore Z_0 = |Z_0| e^{-i\theta}$$

$$\theta \cong \left( \frac{c}{2\sqrt{2}\omega} \right) \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}} \quad \text{但し} \quad \begin{matrix} h: \text{電離層の高さ} \\ \omega_r: \text{電離層の共振率パラメータ} \end{matrix}$$

$Z_0$ の位相項は周波数が低い程、値は大きいので目下250 Hzで観測を行っている。本文は最近の観測結果を基に書いて述べようとするつもりである。

早川 正士 (名古屋大) 島倉 信 (千原大)

Abstract---- The mechanism of reflection of VLF and ELF radio waves in the anisotropic lower ionosphere whose conductivity parameter varies exponentially with height is discussed. Superposing the Gaussian-shaped perturbation on the unperturbed profile, we study its effect on the reflection coefficients for various locations of the perturbations. Then the results on the levels where reflection takes place are compared with those for the isotropic ionosphere.

巻田 和男  
赤大 理

0.4 0.5 の Search coil magnetometer により観測された 10 Hz から 1 kHz までの電波のうち  
とこは 1968 年 3 月より 1969 年 11 月までの 1 年半余りの期間のデータについて  
解析を行な、たのぞきの結果を報告する。

この同波放射の電波は magnetosphere 内及び outer magnetosphere に於いてよく観測されるが  
その中で特に magnetopause 付近とこのように波が励起される機構としていくの成を調べるとは  
太陽風と地球磁気圏との相互作用を理解する上と重要であると思われ、しかしながら、  
この領域での emission についての研究は最近ばかりで詳しいことは長くわが  
ていない。

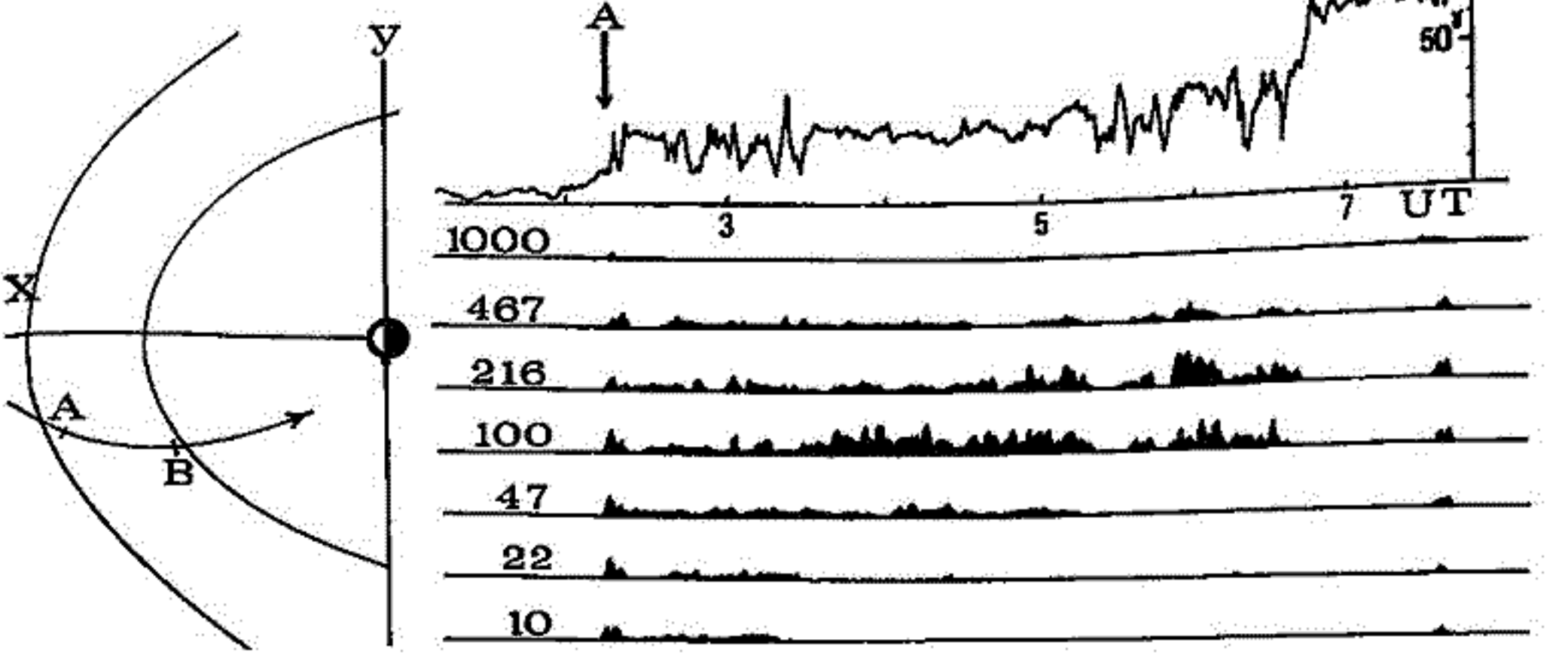
今回の解析では、とりし事実、magnetopause を境として magnetosheath と magnetosphere  
内では観測される Emission の同波放射や Local time 及び latitude に明確に違ひがある  
とある、以下にその結果を整理してあげた。

(1) magnetosphere 内で観測される Emission は magnetopause より内側に入った領域より観測さ  
れはじめ plasma pause まで観測される Emission と plasma pause 内に入ると観測される Emission に  
大別される、前者は Hellwell 等々多くの人々によつて報告されている J-タイプ Emission  
と思われる plasma sphere 中の Emission は plasma sphere turn と称されるので Thorne  
氏が詳しく調べているのでここでは省略した。

(2) magnetosheath 中で観測される Emission は 100 Hz から 1 kHz の同波放射によく見られ、太陽側に面  
した magnetosphere 前面では magnetopause から shock front までの領域にこの Emission 成定作  
的に見られる、但し shock front 付近ではこの同波放射はむしろインパルス的に出現す  
る Emission にみればは観測される、なお magnetosphere 後面の magnetosheath ではこの Emission  
はほとんど観測されない。

例  
Magnetosheath 中の Emission  
A ... shock  
B ... magnetopause

18 Jan. 1969



早川正士, 田中義人, 天津仁功 (名大電機学)

Abstract--- Low-latitude VLF hiss has been considered to be the consequence of the earth-ionosphere waveguide mode propagation of auroral hiss since the work of Jorgensen(1966). In this paper, however, we show that the features of low-latitude VLF hiss are significantly different from those of auroral hiss and then the low-latitude hiss is essentially different from the auroral hiss by using the extensive comparison of their morphologies. The study of low-latitude hiss has yielded that there are two types in low-latitude hiss, one is not associated with magnetic storms (quiet-time hiss) and the other closely correlated with magnetic storms (storm-time hiss). Further, the storm-time low-latitude hiss can be divided into evening and morning hiss and the difference between them seems to be closely related to the asymmetric structure of the plasmasphere.

Reference (1) Hayakawa, Tanaka and Ohtsu: Morphology of low-latitude and auroral VLF 'hiss', J. Atmos. Terr. Phys. in press (1974).



大津 仁助

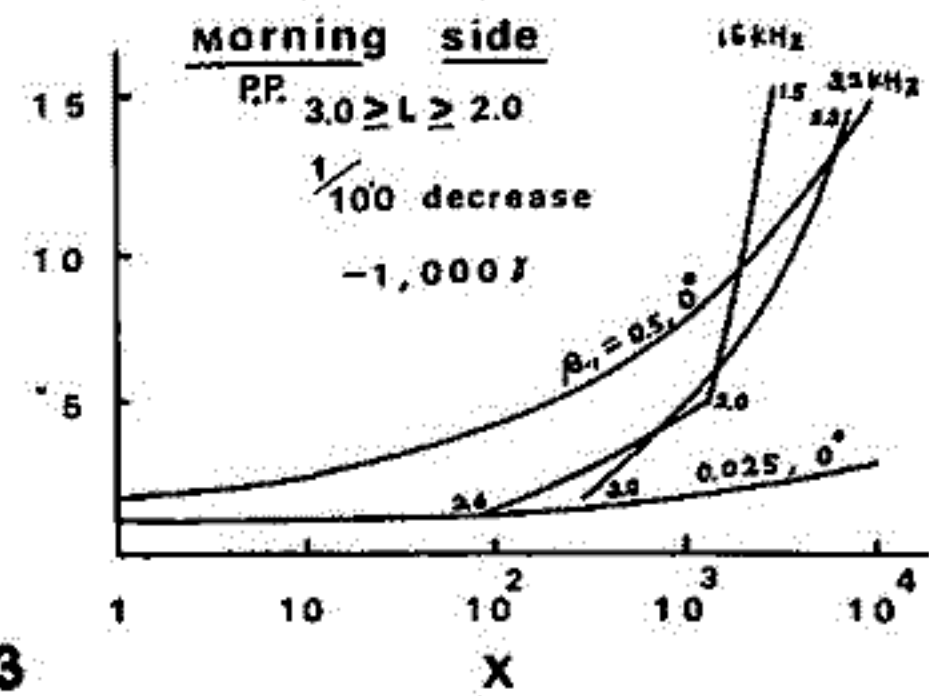
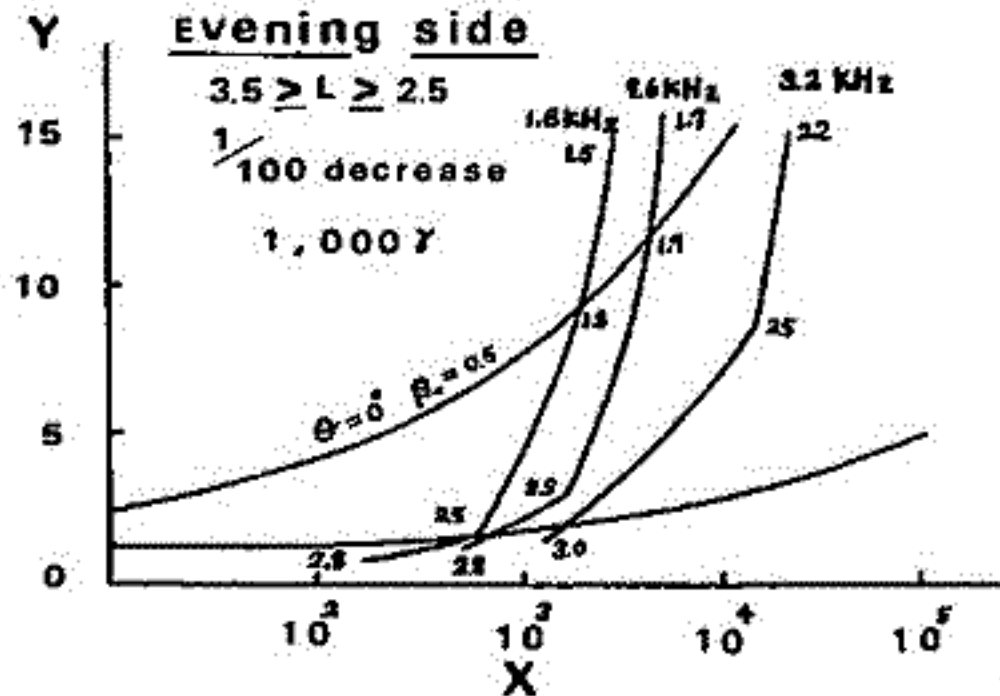
名古屋大学電電研究所

1967年5月25日に発生した大磁嵐(稀薄で $\Delta H = -509 \text{ G}$ )時の、Ariel-3によるVLF hisの観測結果はこれまでもいろいろ報告されているが、その発生機構についてはサイクロトロン不安定によるものであらうということが言われて来た。しかし、サイクロトロン共鳴の条件や、朝方側と夕方側の発生上の相違等については検討もなされておらず、言及もされていないので、その可否について判断は全く白紙と言つてよい。

本報告では磁気圏の電子密度分布、plasma pause の位置、中々密度の減少率及び環電流の影響を考慮した磁場の強さ、をいろいろ変えて、各観測周波数(3.2, 7.6, 16.6 kHz)に対するサイクロトロン共鳴に必要な電子エネルギーの値を、磁気赤道面内の各高度について計算し、下に示すような主要な観測事実を説明出来るかどうかについて詳細に調べた結果について述べる。主要な観測事実としては、

1. 朝方側(03~09 MLT)では高いレベルの his が観測されている。
2. 夕方側(14~20 MLT)では周波数と共に強度が急減し、3.2 kHz のみが高いレベルを示している。
3. 朝方側は main phase より発生するのに対し、夕方側は recovery phase より発生する。
4. 電子密度の mid-latitude trough より推定される plasma pause の位置は、朝方側では  $L \approx 2.0$  より、夕方側では  $L \approx 2.5$  より始まっている。

不明瞭に認められているが、これ等の観測事実を満すには plasma pause の中 ( $\Delta L$ ) が往來かと言われているような  $0.1 \sim 0.2$  の幅のものではまずく(特に朝方側で)、1.0 程度の広がりを持つことが必要であり、また環電流による磁場の減少が地上の  $\Delta H$  の 2-3 倍に達すると共に、電子流は plasma pause の内部深くまで侵入してゐるものとすべきであり、共鳴電子のエネルギー関係で見ると、サイクロトロン不安定による説明が可能であることが見えた。他方、もう一つの基本的な his の発生機構と考えられている4エレメント不安定では、現象の説明は可能では無いように見受けられる。もし、サイクロトロン不安定が his の発生原因とされるならば、plasma pause の位置、電子密度の減少率や環電流の磁場減少効果に依つて、発生するスペクトルが決定されるので、大々興味深い事と思われる。なお、多くの場合、 $Y \gg 1$  と仮定するが、この近似を行つていない、磁場方向に沿つて任意の方向( $\theta$ )をとる波の計算、サイクロトロン不安定の生長率についての計算も行つたので、合わせて報告する。Y が小さい場合、 $\theta$  の大きいときは growth rate が大きくなることは重要な事である。 Y



SATELLITE AND GROUND STUDY OF MAGNETOSPHERIC VLF HISS ASSOCIATED WITH  
MAGNETIC STORMS

田中 正一, 田中 義人, 工藤 仁郎 (本人 在任)

Abstract---- The purpose of this paper is to make clear the characteristics of magnetospheric VLF hiss during storm times. The study is based on the VLF observations on board the Ariel 3 satellite as well as on the ground during the severe magnetic storm of 25-26 May 1967 and the moderately severe storm of 5-6 June 1967. Soon after the onset of main phase, there appeared the VLF hiss in the morning sector of the magnetosphere ("morning hiss") on the satellite as well as ground record, while the hiss is not observed in the evening sector. It was not until during the recovery phase that we could recognize the stationary occurrence of strong VLF hiss in the evening side of the magnetosphere ("evening hiss"). The importance features of the morning and evening hiss are described and some discussions concerning their generation mechanism by the ring current particles are given.

References,

- (1) Satellite and ground study of magnetospheric VLF hiss associated with the severe magnetic storm on 25-26 May 1967, accepted for publication in J.Geophys.Res.

恩藤忠典 村上利光  
電波研究所

Alouette 2号及び ISIS衛星で観測した VLF 電界データ (50 Hz ~ 30 kHz) を録音した磁気テープの DR 出力を、64チャンネルの狭帯域直流増幅器に入れ、Minimum Reading 回路 (充放電器定数は夫々 10秒及び 10ミリ秒) で積分して、増幅増中器を通した後でチャート記録した。各チャンネルの周波数は 300 Hz, 1.5 kHz, 5.0 kHz, 8.0 kHz, 16.0 kHz, 25.0 kHz で各周波数共々バンド幅 18400 Hz とした。こうして得た VLF データは衛星のパスの VLF 活動を一目で見ることができ、フィルムに較べて便利である。

新しく得られた結果を要約すると

1. 地磁気不安緯度  $\Lambda = 47^\circ \sim 58^\circ$  の間では 15 ~ 20 kHz 間には VLF 電界の active な出現領域があり、そのスペクトルは上昇音と下降音とを混合したようなものからなり、10 kHz 以下の VLF 活動との関係は明らかでない。
2. 周波数分析をすると高度 1300 ~ 2000 km で観測したデータ中にはしばしば 17.4 kHz の人工信号が入っており、狭帯域データの 16 kHz の強度増加として現れられる。この 17.4 kHz 信号は  $\Lambda = 26.5^\circ \pm 4.5^\circ$  及び地理的緯度  $137.5^\circ \pm 4.5^\circ$  の区間で最もよく観測される。恐らく坂佐美からの 17.44 kHz 波がホイッスラーモードで伝搬して入ったものと思われる。

—速報—

松本 紘・官武 貞夫・木村 豊根  
京大(工) 電通大 京大(工)

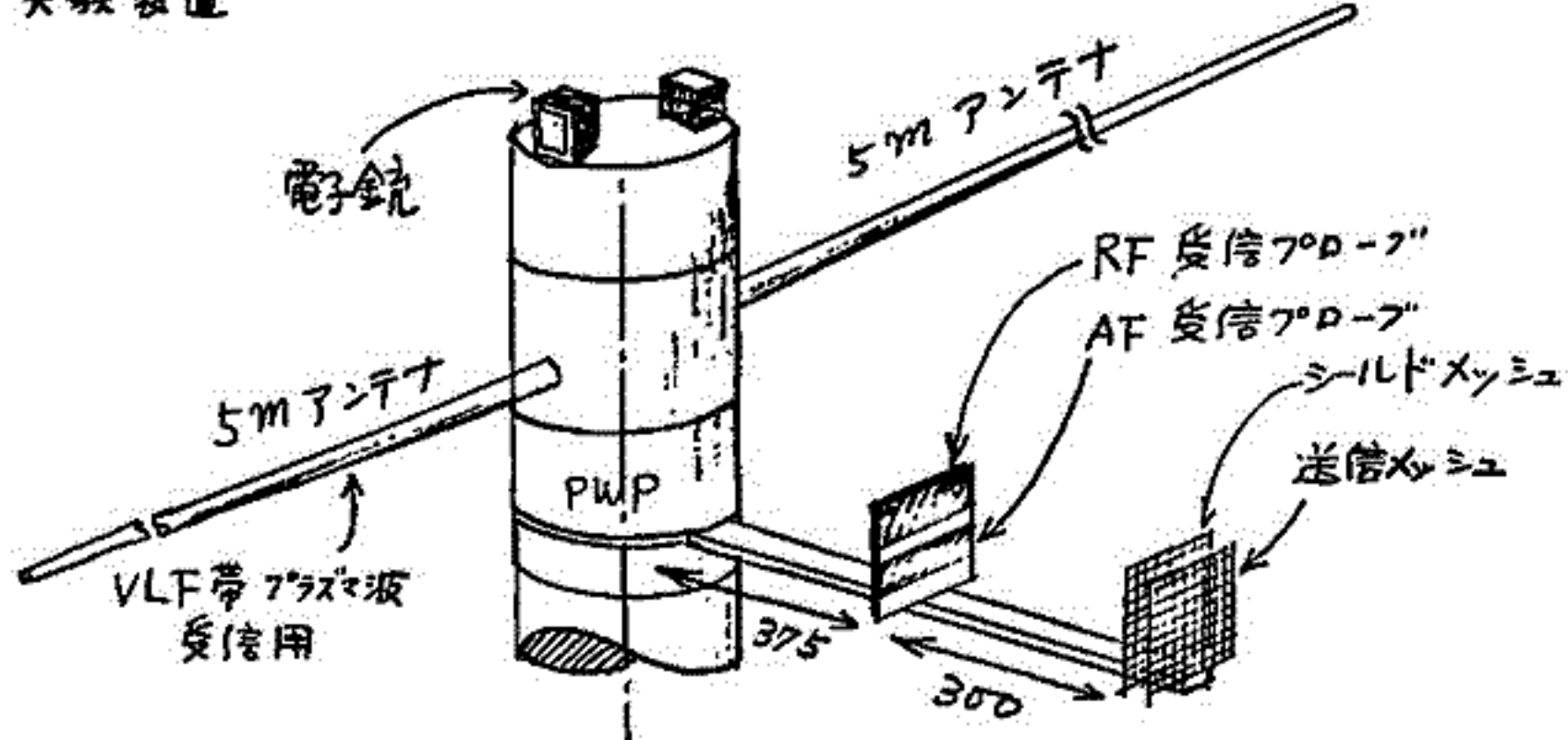
実験の概要

打上げ時: 1974年9月15日 20時40分 LT  
最高高度: 333 km

PWPの実験項目

- ① 大振幅 Electron Cyclotron Harmonics Wave による非線形波動-波動及び波動-粒子相互作用の実験
- ② 電子ビーム-波動相互作用の実験
- ③ プラズマ波動の波長測定の実験

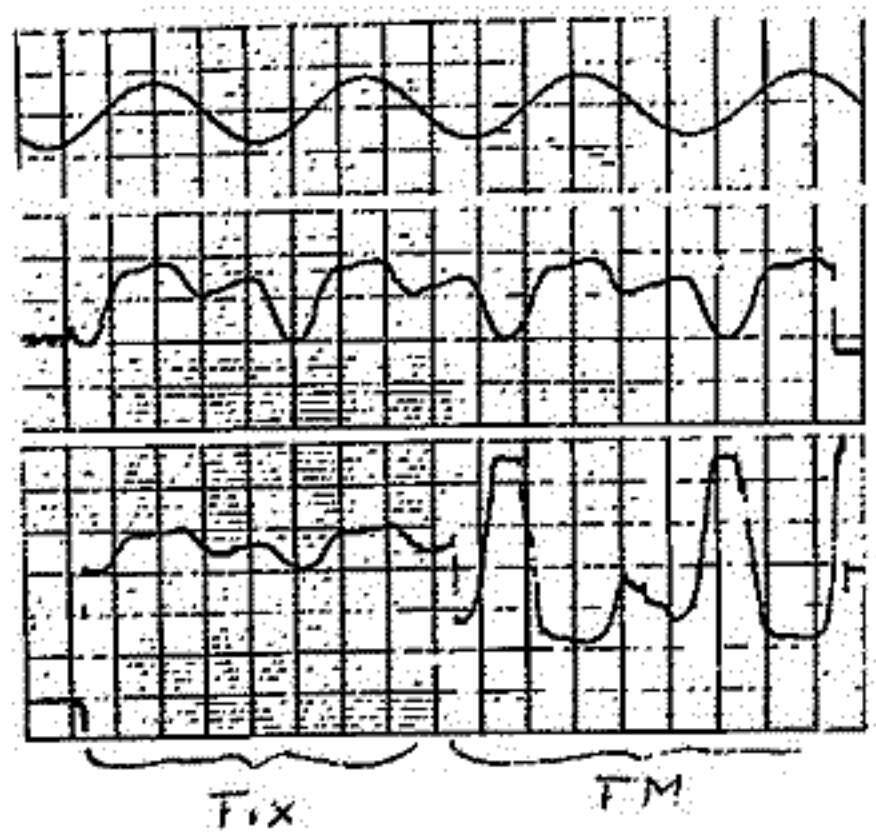
実験装置



実験結果

W.B. VLF帯エミッションの解析は未だ行なわれていないが学会時には報告できよう。

図はTM出力の一部である。



スピン  
2MHz 送信  
2MHz 波長測定



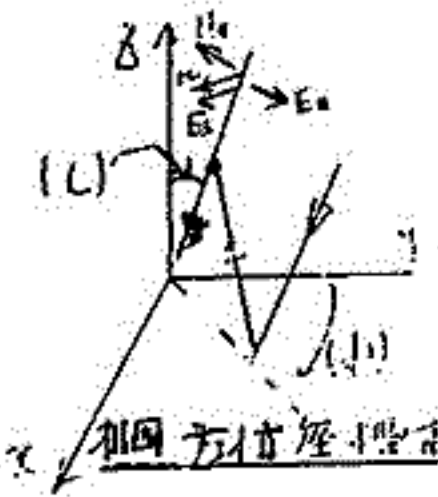
岡田敏美  
群馬大学工学部

岩井章  
名古屋大学空電研究所

(序)低緯度ホムイノ入射角・方位角・偏波の観測結果、地磁気擾乱に関連して分散極化定常値から大きく変化するのがみられる。この原因は伝搬経路の移動によるものか、あるいは電場強度の変化によるものかという問題と低緯度ホムイノ入射角・方位角・偏波の観測結果と関係がある。このような問題に対し、ホムイノの方位角測定を行い、電離層下部における下降点位置を決定し、伝搬経路を調べることは大まか手探りによると考へられる。本報告はこのような観点に立ち、有効な方位角測定システムを確立することを目標としている。

ここではホムイノ検出器を用いた Field-Analysis Method と Crossed-Loop Method の両方法に基づいて測定した入射角・方位角・偏波の結果と特徴について述べる。(観測日時:1973年12月19日 場所:高崎市)

ホムイノの波は単一方向から到来し、平面波であるとする。更に伝播状態は一般に楕円であるとする。このような波の入射角  $i$ 、方位角  $\phi$  の方向から到来する場合を考える。第1回に示すような座標系において、地表付近に生ずる電磁界は下記の如くなる。(文面参照)



$$H_x = 2H_0 \{ (\cos\phi - x \cos i \sin\phi) - j y \cos i \sin\phi \} \quad ①$$
$$H_y = 2H_0 \{ -(\sin\phi + x \cos i \cos\phi) - j y \cos i \cos\phi \} \quad ②$$
$$E_z = 2 \cdot Z_0 \cdot H_0 (-\sin\phi) \quad ③$$

上式を導くにあたって、大地は完全導体と見なし、直接波と地表からの反射波を等価とみなす。

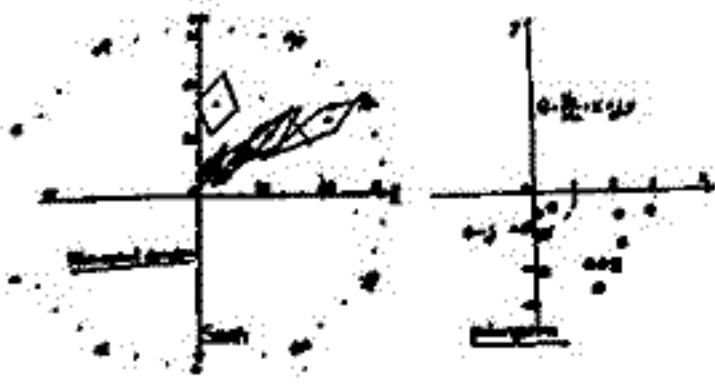
偏波  $\alpha = x + jy$   
 $H_x, E_z$ : 入射面に垂直な成分  
 $H_y, E_x$ : 入射面に平行な成分  
 $Z_0$ : 自由空間の波数インピーダンス

$i, \phi, \alpha = x + jy$  は ①, ②, ③ に対して  $D, \theta$  の振幅比、位相差を測定し、解析を行うことにより得られる。

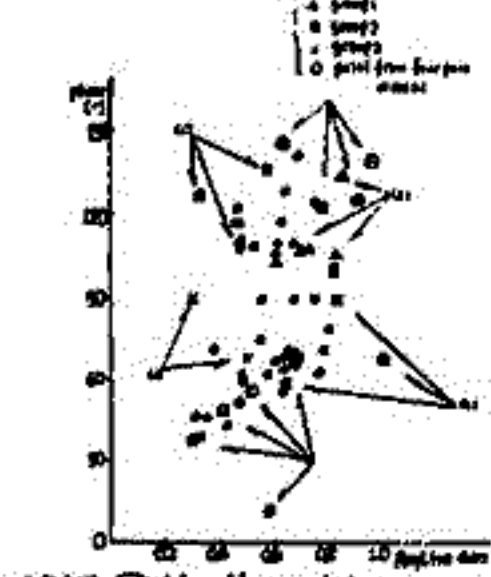
$$\phi = \tan^{-1}(b_2/b_1)$$
$$i = \sin^{-1} \left\{ k \cdot (a_1 \sin\phi - a_2 \cos\phi) \right\} \quad x = \left\{ (a_1 \sin\phi / k - \sin\phi) \right\} / (\cos i \cdot \cos\phi)$$

となる。ここで  $a_1, b_1$  は  $H_x/E_z = M_1 e^{j\alpha_1} = a_1 + jb_1$   
 $H_y/E_z = M_2 e^{j\alpha_2} = a_2 + jb_2$  である。(k: 受信系利得比)

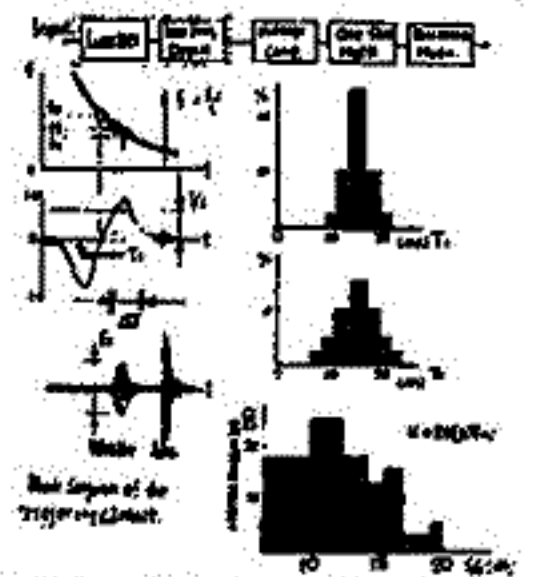
(観測結果)



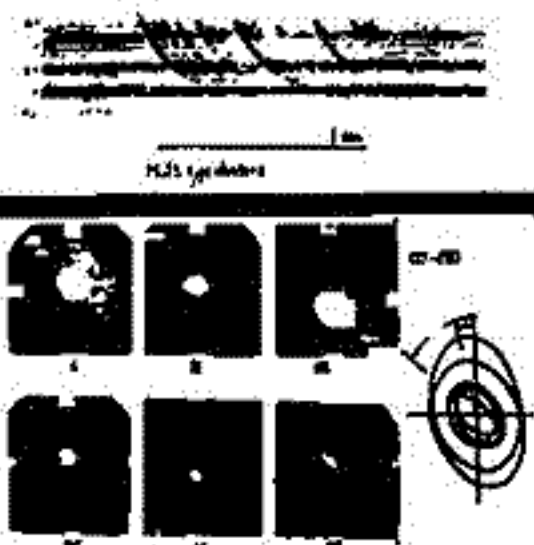
結果① 入射角・方位角・偏波



結果② Hx-Hy の1/4-3/4パターン



結果③ ホムイノの絶対強度測定法と強度分布



写真① 生ずるホムイノの Hx-Hy 1/4-3/4 パターン

① Ducted Propagation of Low Latitude whistlers deduced from simultaneous observation at multi stations. J.A.J.P. 1973. 早川 大津  
② Effect of magnetic storms on duct for whistler propagator. J.G.G. 1968. Somogajulo  
③ Whistlers and related phenomena 1958 Halliwell Stanford University.

岡田敏美

岩井章

群馬大学工学部

名古屋大学空電研究所

(序) 先に単一周波数による観測結果を示した時、ホムスウの伝搬状況をさらに詳しく調べるためには、測定周波数帯域を3kHz~6.5kHz程度までに拡張する必要がある。

Field Analysis Methodを広帯域方式へ拡張する場合、重要とらなくてはならない点を列挙すると

- (1) アンテナ-受信機部:
  - (a) Loop antennaの実効高 $h_{eff}$ の周波数特性を保持すること
  - (b) Loop ant.系とVertical ant.系の利得、位相を広帯域に亘って一致させること
- (2) 振幅比較部、位相比較部: それぞれの高分解能をもち、 $f=3\sim 6.5$  kHzにわたる場合、十分応答すること。
- (3) 採取されたデータがホムスウの何kHzにおける測定値であるかが明確に判別できること。

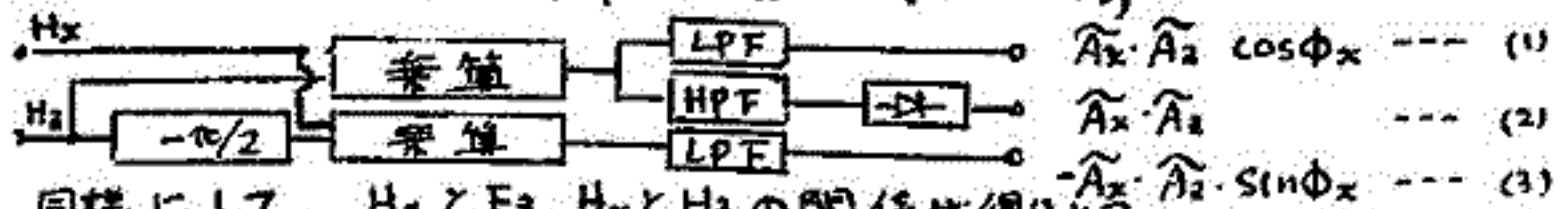
等である。ここでは最も重要と思われる振幅・位相比較部の試作器の周波数特性を中心にシステムを紹介を行う。

(原理) 今、垂直アンテナと直交ループアンテナに誘起される信号をそれぞれ  $E_z = \hat{A}_z(\omega) \cos \omega t$ ,  $H_x = \hat{A}_x \cos(\omega t + \phi_x)$ ,  $H_y = \hat{A}_y \cos(\omega t + \phi_y)$  とする。ここで  $\hat{A}_z \sim \hat{A}_x$  は振幅であって、 $\omega$  に比べてゆっくり変化することを表す。 $\omega = 2\pi \cdot D \cdot f$  とし、 $D$  は分散である。高周波ノイズの振幅、位相の測定法にはいくらか考えられるが、その一例を示す。

$H_x$  と  $E_z$  を乗算器に加え、その出力をLPFとHPFによって分離する。HPFを通った信号は包絡線検波を施す。また  $H_x$  と  $E_z(-\phi_x)$  についても乗算を行い、LPFを通った信号をとる。

$$H_x \otimes E_z = \hat{A}_x \hat{A}_z / 2 \{ \cos \phi_x + \cos(2\omega t + \phi_x) \}$$

$$H_x \otimes E_z(-\phi_x) = \hat{A}_x \hat{A}_z / 2 \{ -\sin \phi_x + \sin(2\omega t + \phi_x) \}$$



同様にして、 $H_y$  と  $E_z$ ,  $H_x$  と  $H_z$  の関係が得られる。

$H_y$  と  $E_z$  より

$$\hat{A}_y \hat{E}_z \cos \phi_y \quad \dots (4)$$

$$\hat{A}_y \hat{E}_z \quad \dots (5)$$

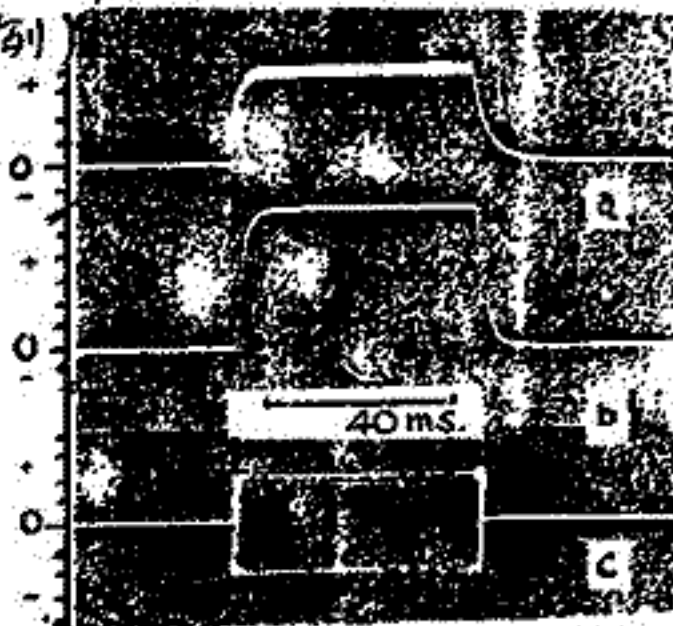
$$-\hat{A}_y \hat{E}_z \sin \phi_y \quad \dots (6)$$

$H_x$  と  $H_y$  より

$$\hat{A}_x \hat{A}_y \quad \dots (7)$$

①~③から  $\phi_x$  と、④~⑥から  $\phi_y$  をそれぞれ一義的に決定できる。また ②⑦より振幅比  $\hat{H}_y/\hat{E}_z$  が、⑤⑧より  $\hat{H}_x/\hat{E}_z$  が決定できる。

(応答例)



左図(c)のような方形波を乗算器に加え、方形波は5kHzで変調されている。乗算器の他の信号は(ω)と中選相したものである。図(a)は上述の  $\hat{A}_x \hat{A}_z$  に、(b)は  $\hat{A}_x \hat{A}_z \cos \phi_x$  に対応する。時間分解能は4msであることがわかる。

参考文献

- ① 電離層に於けるホムスウの波面法線方向の測定、岩井、岡田、本学空研報、1973
- ② Pogo衛星で観測されたVLT現象、木村、IASYシンポジウム、1969

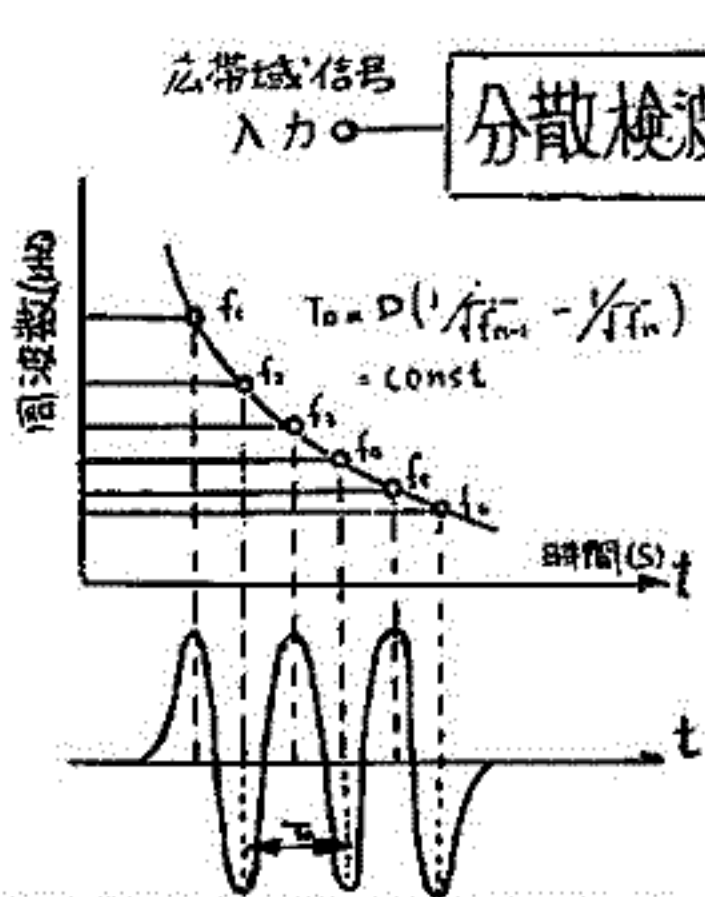
岡田敏彦  
群馬大学工学部

岩井章  
浜松大学 空電研究所

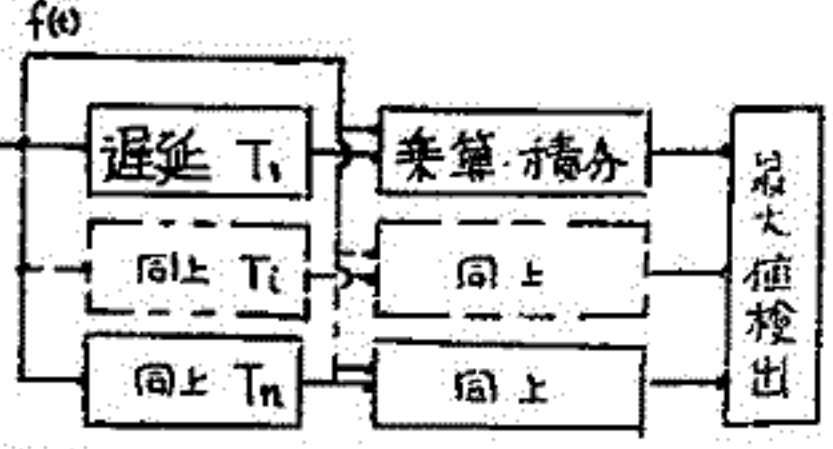
(序) ホイスラフの研究において、発生頻度と分散を測定することが基本となっており、その統計から電離層の伝搬特性等が研究されている。ところで発生頻度は気象条件(電活動)にも大きく左右されることば観測的にも確認されてきており、伝搬特性等の研究にあたってはこゝれも考慮しなくてはならない。これには現行の毎時2分間の観測より密度の高い観測が望まれる。またルネコープス観測には多くの労力が必要でありまた分散値測定の能率は低い現状である。分散値と発生数のヒストグラムを自動的に作製するシステムが実現できれば高い密度のホイスラフサンプルが得られ、理論カリナグラムによるスペクトル解析を併用すれば、いかに詳しいホイスラフの研究が可能となる。

ここでは、分散値を実時間にて測定する分散検波-自己相関法について述べる。  
(原理) ホイスラフの広帯域信号を適当につくられたい複合型FM検波回路(これを分散検波回路と呼ぶこととする)に通すと数Hzの正弦波が出力となって現れる。この正弦波の自己相関関数を実時間で演算し、基本周期を検出する。周期と分散の間から関係から分散が得られるのである。自己相関法によって、S/Nの向上をはかると同時に、出力正弦波の振幅変動による誤動作を防ぐ効果ももたせてある。

(測定回路ブロック・ダイアグラム)

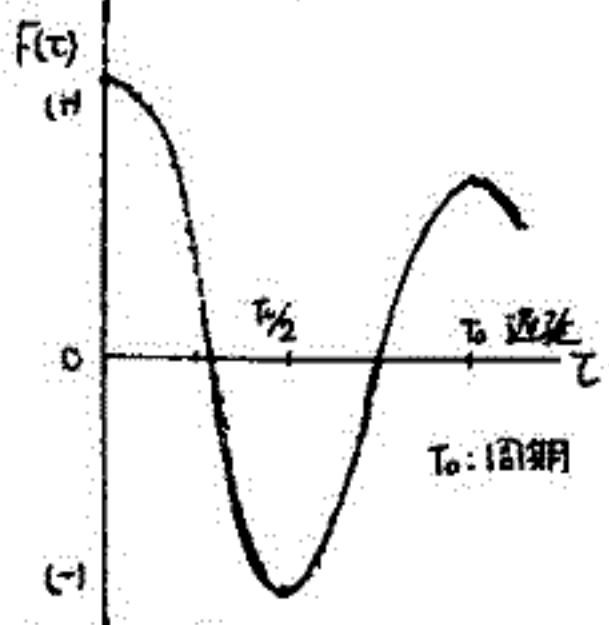


第1図 分散検波回路の周波数特性

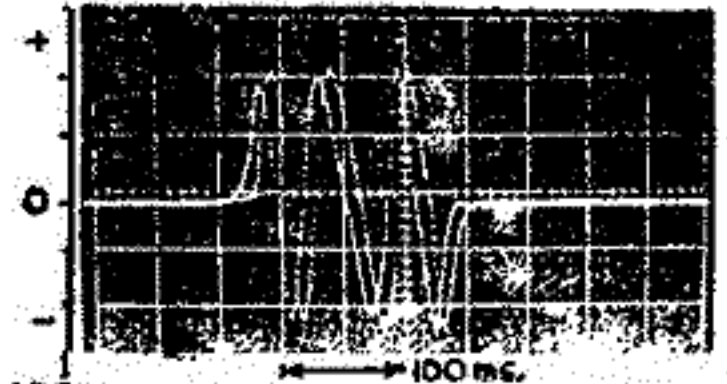


第2図 自己相関検出回路

$$F(\tau) = \int_{-T}^T f(t) \cdot f(t-\tau) dt$$



第4図 分散検波回路出力信号の自己相関



第3図 試作の分散検波出力波形と遅延波形

文献 1. VLF観測概論 岩井 章他 IASソシオシウム 1971  
2. ホイスラフ検出装置の試作 江口・太田 電気学会関東支部連絡大会S47



## ホイッスラーモード受信

内藤悠史\* 加藤 進\* 荒木 徹\*\*

\*京大 工 \*\*京大 理

低緯度でのVLF電波のホイッスラーモード伝播特性、及び、磁気圏プラズマのパラメータを調べる為、オーストラリアのNWL局(22.3kHz, 1000kW)のVLF標準電波のホイッスラーモード伝播波検出の受信実験及び、受信装置の改良を続けている。

最も基本的な検出方法としては、導波管モード伝播と、ホイッスラーモード伝播の伝播時間の差( $10^{-4}$ secのオーダー)を利用して、送信局が停波する際に、まず導波管モード信号波、それに遅れてホイッスラーモード信号波の順で受信信号が消滅するのを検出する方法である。

9月1日より8日までの8日間、電気通信大学の御好意により、長野県菅平の電気通信大学菅平観測所において観測させて頂き、合計67回の停波の際に信号を録音し、リナグラフを用いて解析を行った。又、その他にも、1971年3月13日より17日までの4日間、約30例の録音データの再解析もあわせて行い、ホイッスラーモード伝播が存在すると思われる結果が数例認められたので報告する。

この他の受信実験としては、ループアンテナの指向性を利用して、導波管モード波が最弱になる様にセットした受信機を用い、ドップラー偏移を受けたホイッスラーモード波が存在する場合には、受信機は導波管モード波とホイッスラーモード波の合成波を受信すると考え、その位相変化の観測を行って検出した実験、並びに、ホイッスラーモード波のドップラー偏移量を直接検出するスペクトラムアナライザ型受信機の開発・実用化の実験を行っており、適当なデータが得られれば、あわせて報告したい。



## Properties of Low-Latitude Whistler Ducts Deduced from the Rocket and Ground Observations

早川 正士, 田中義人, 岩井 章 (名大空電研)

The measurement of wave normal directions of low-latitude sunset whistlers is carried out by using the crossed loop aerials on board the rocket of K-9M-41. It is found the features of whistler wave normal directions are quite consistent with the concept of trapping cone for ducted propagation. In addition, the properties of wave normal direction of ionospherically transmitted whistlers lend us further strong support to the ducted propagation of sunset whistlers. Then we deduce the enhancement factor, scale and structure of sunset ducts by making use of the correlated work between the observed results and theoretical ray tracing studies. The obtained enhancement factors are compared with the ground result and then they are in good agreement with the result by ground whistler dispersions.

Reference (1) Iwai, Okada and Hayakawa: Rocket measurement of wave normal direction of low-latitude sunset whistlers, J. Geophys. Res. (in press). (2) Hayakawa and Iwai: Magnetospheric ducting of low latitude whistlers as deduced from the rocket measurement of whistler wave normal directions: submitted to J. Atmos. Terr. Phys. (3) Hayakawa and Tanaka, Properties of low-latitude whistler ducts deduced from a comparison of ground whistler dispersion and magnetospheric electron density profile, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 27, p. 213 (1973).

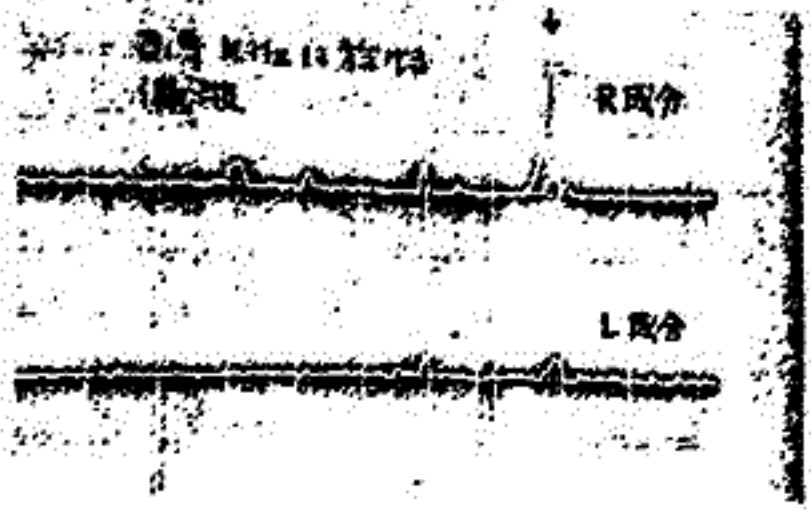
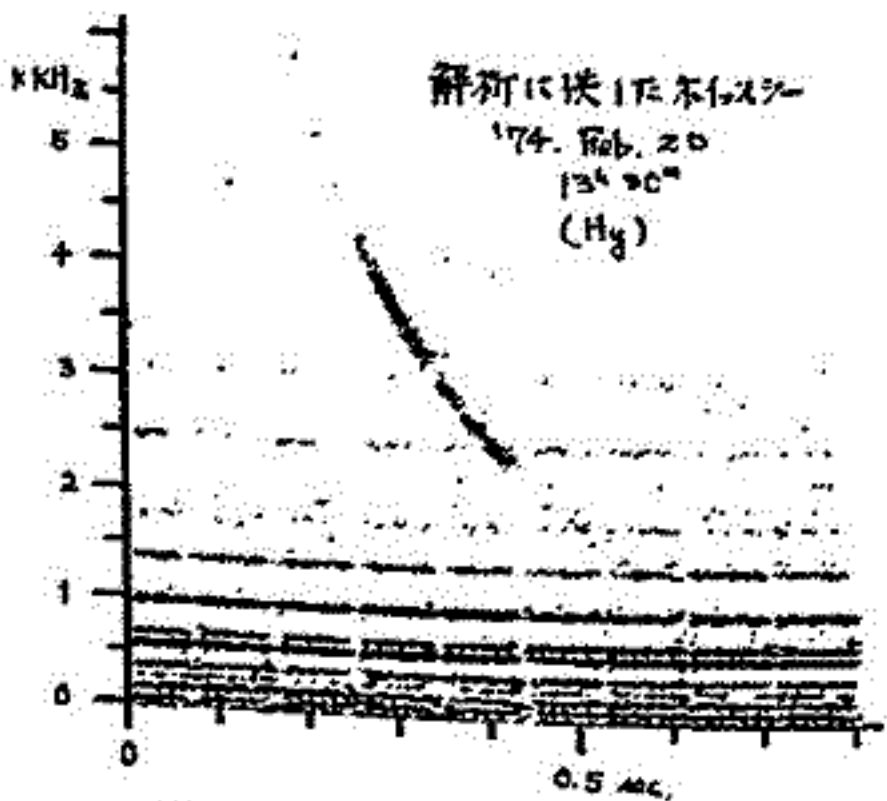
— 序 報 —

鷗田 浩一郎 (東大宇宙研)  
 渡辺 勇三 ( " " )  
 西田 真弘 ( " " )

我々はホイスラー空電の到来方向を測定し、これからホイスラーダクトの磁気圏内での運動を調べたいと考え、到来方向測定装置の開発に取り組んできた。先の学会でも発表したように、第一段階の到来方向測定に關しては演算精度の向上、処理データの表示法、高速化といった技術的な問題を残してはいるが、一応実用化の目途がついた。このうち、演算精度の向上に關しては、その後、演算素子の入れかえを行って、実用上問題にはならない程度に改善された。解析例を本橋下段に示しておく。

第二段階のホイスラーダクトの磁気圏内での運動測定への応用を考へるには、我が國では緯度が低過ぎて適当でない。従つて、この種の実験は中・高緯度地方で行ふを得ないが、幸ひ、49年度科学研究費補助金を受けて49年10~12月の3ヶ月にわたり、カタダ園バスターター部外で実験を行はせることになつた。実験場所の緯度が下度、プラズマボーン近傍に相当するのではダクト運動としても、種々の面白いものがあると思はれるが、その目的と我々の方法の有効性のテストに於いては、その結果を報告する予定である。

(附記) 演算精度の向上後の装置による解析例



$$N_x = \frac{\sin\theta}{\cos\phi} \quad N_y = \sin\theta \cdot \sin\phi$$



切面が  $N_x$  (南北) 及び  $N_y$  (東西) を示す。  
 左図が  $N_x$  の波形で、  
 に  $N_x \approx 0.25$ ,  
 $N_y \approx 0$   
 の状態で観測したものと推定して、  
 ほとんど R とはなっていない。

恩藤忠典\*, 村上利光\*, 田中義人\*\*, 岩井章\*\*

\* 電通研, \*\* 空研

1973年9月~1974年2月に衛星(ESIS-1, 2)と母子星観測所(geom. lat.  $\approx 4^\circ$ )にて行なわれた一連の同時観測の結果の一部を示す。

1973年10月17日 07.30~07.45 (D.T.)

衛星(ESIS-1)高度  $200 \sim 3500$  km, inv. lat.  $51 \sim 37^\circ$

- 1). 衛星の伝送帯域は  $\sim 7$  MHz (通常  $\sim 7$  MHz) duct 伝播によるものと見られる。この伝播帯域は、高度が増えるにつれて減少する。また、伝播帯域の中心周波数は、pure or almost-fractional となる。
- 2). 地上では伝送帯域  $55$  MHz の multiplexed type の信号を受信している。観測期間中は、母子星の軌道は一定であると見られる。
- 3). 地上で受信する信号は、同時に衛星でも受信されている。この場合、地上で受信する信号と衛星で受信する信号は、ほぼ同じである。これは、衛星の軌道は地上の軌道とほぼ一致していると見られる。
- 4). 母子星の観測は、母子星の近くを通る field line を通る duct による伝播によるものと思われる。

衛星で観測したホイッスラーエコーから求めた

ホイッスラーダクトについて

恩藤忠典 上滝実  
電波研究所

極軌道衛星は緯度的に移動するから、極軌道衛星で観測したホイッスラーの初めの時刻(緯度)とホイッスラーエコーの終りの時刻(緯度)とを測定することによって、ホイッスラーのエネルギーがプラズマ圏内を伝搬する実効的なひろがり、又はホイッスラーダクトのサイズを推定することが出来る。最初にはホイッスラーの高周波数成分が観測された地磁気不変緯度を $\Lambda_1$ 、そのホイッスラーの最後のエコーの低周波数成分が観測された不変緯度を $\Lambda_2$  ( $\Lambda_2 > \Lambda_1$ )、 $\Lambda_c = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$ 、地球の半径を $R_E$ 、 $\Lambda_c$ を通る磁力線上でホイッスラーエコーが観測された高度を $h$ とすれば、観測点( $\Lambda_c, h$ )に於けるホイッスラーダクトの直径 $D$ は地球の磁力管に沿った磁気束保存の関係から、

$$D = \frac{R_E \left(\frac{R_E+h}{R_E}\right)^2 \cos^3 \Lambda_c \cdot \left(\frac{1}{\cos^2 \Lambda_2} - \frac{1}{\cos^2 \Lambda_1}\right)}{\left[4 - 3 \left(\frac{R_E+h}{R_E}\right) \cos^2 \Lambda_c\right]^{1/2}}$$

で与えられる。又磁気赤道面に於けるダクトサイズは  $D_{eq} = R_E \cdot \left(\frac{1}{\cos^2 \Lambda_2} - \frac{1}{\cos^2 \Lambda_1}\right)$  1973年4月6日 ( $K_p=1-$ )に ISIS-2号 (~1370 km) によって 0152 UT に観測されたホイッスラーは  $\Lambda = 54^\circ - 48^\circ$  にわたって約50秒間も続くホイッスラーエコーを伴った。

衛星上のホイッスラーダクトのサイズとして高度2000kmのものとするとき、この場合のダクトサイズは  $\Lambda = 51.0^\circ$  で緯度方向に実長  $D = 1205$  km に及ぶ大きなものが存在したことに注意。又  $D_{eq} = 4016$  km (地上での  $\Lambda_1 - \Lambda_2$  間の距離は  $D_g = 636$  km)。しかし ISIS-1, -2 及び AL-2 で頻りに観測されるダクトはこの最大級の約1/2程度のものが多い。これは Angerami (1970) が OGO-3 で磁気赤道近くのホイッスラー観測から求めた  $D_{eq} = 440$  km ~ 230 km と同程度のものに出る。

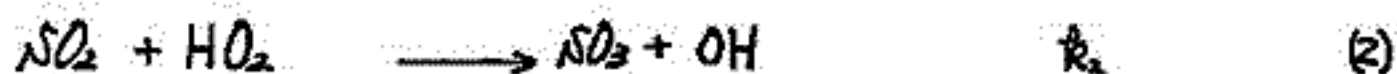
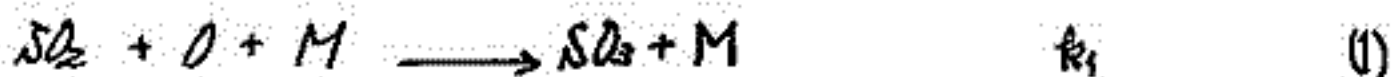


# 第 2 会 場

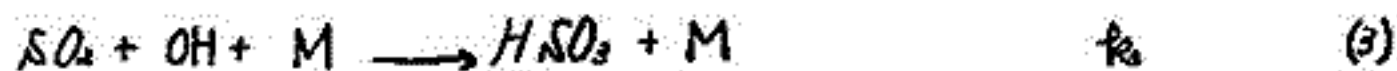
岩坂泰信

名大・水圏科学研

成層圏のエアロソルは、レーザーレーダーによる散乱光の観測、バルーンで飛行機によるサンプリングによる研究等により、高度20 kmを中心とした領域に存在し、時間的濃度変化していること、硫酸成分が多いこと等がわかってきている（ここではエアロソルとは  $0.1\mu \sim 1.0\mu$  のいわゆる *large particle* を示している）。この領域の出現高度がオゾン層とほぼ一致することや、従来実験室の実験で、エアロソルの生成法として塩化アンモニウムや *smoke* 法と万らんで硫酸の液滴法を試みられてきたこと等があって、この領域の  $SO_2$  が  $SO_3$  の反応が注目されている。  $SO_2$  が何らかの反応を通して酸化し、  $SO_3$  ととり以後硫酸性の液滴を作ると考えられている。ここでは成層圏の光化学反応をモデル化し、  $SO_2$  の混合比を仮定して



による反応を主としてしよべた。反応(1)が主反応という見方を多かたが、それより(2)の反応が下部成層圏では大きい  $SO_3$  生成率をもちていることか示される。又此の可能性として



も提唱されている。もし  $k_3 \cong 10^{21} \text{ cm}^3/\text{mole}$  が、Davis<sup>1)</sup> & Harrison & Larson<sup>2)</sup> の言うように成立しているならやはり酸化反応として無視できぬ

計算は、光化学-漏れ散モデルにより、化学反応は Whitten et al. (1973)<sup>3)</sup> に従って O-H-N-C系を用いた。

註) この計算結果を整理しているとき J.G.R. 誌に Harrison & Larson の結果が公表されたがほぼ同様の結果を得ている。

## References

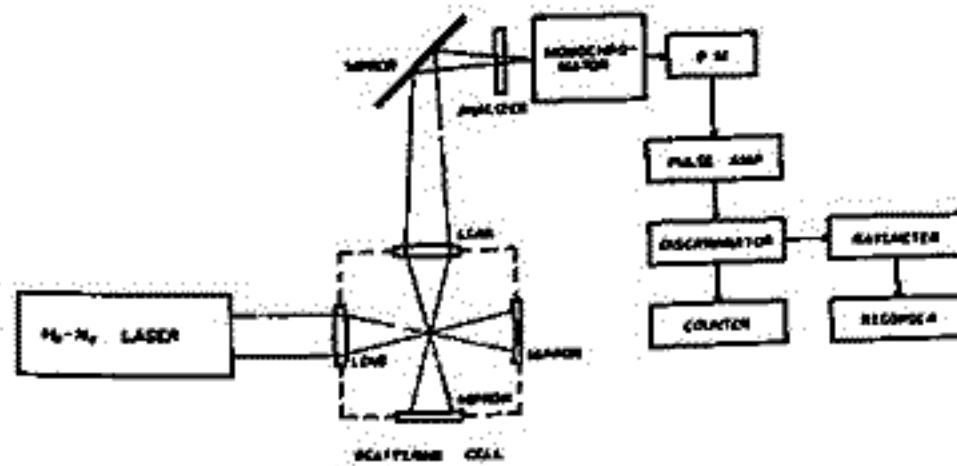
- 1) D. Davis, The paper presented at the Conference on Environmental Impact of Aerospace Operation, Denver, Colo., June 1973
- 2) H. Harrison and T. Larson, The oxidation of  $SO_2$  in the stratosphere, J. Geophys. Res., 79, 3095 (1974)
- 3) R. C. Whitten, J. S. Sims and R. P. Turco, A model of carbon compounds in the stratosphere and mesosphere, J. Geophys. Res., 78, 5362 (1973)

# ラマン散乱断面積の測定とその応用

上山弘, 岡野章一, 丸山伸夫  
東北大学理学部

オ1図に示す装置で気体分子のラマン散乱断面積の絶対値の測定を行, には。光源として出力25mWのHe-Neガスレーザーの6328Å線を用いられ, には。ラマン散乱光の。レーザー光の偏光方向に対し平行および垂直偏光成分の強度をそれぞれ測定する。これにより偏光解消度 $\rho$ が求まり, 此れとレーリー散乱・ラマン散乱の強度比から, 後方散乱に対応するラマン散乱断面積がオ1表のように求められ, には。

ラマン効果の大気物理学への応用の一つとして, 大気温度測定があげられる。気体分子の回転ラマンスペクトルの各ラインの強度は  $I_{J \rightarrow J'} \propto b_j g_j (2J+1) \exp[-J(J+1)Bhc/kT]$ , ( $b_j$ : 遷移確率,  $g_j$ : 核スピンによる重み,  $J$ : 回転量子数,  $B$ : rotational constant,  $T$ : 温度) と与えられ温度の函数であるので, 此れを測定することにより気体の温度が求まる。この回転ラマン効果を利用して, 室山実験で $N_2$ ガスについて試験的な温度測定を行, には。ガス設定温度273°Kに対し, 測定された温度は283°Kであった。現在の $O_2$ ガスについても測定中である。



BLOCKDIAGRAM OF RAMAN SPECTROSCOPIC EXPERIMENT

オ1図

| Gas             | Vibrational                   | Measured                                   | Measured   | Measured  |
|-----------------|-------------------------------|--|--|---|
|                 | Frequency<br>cm <sup>-1</sup> | Depolarization<br>Ratio × 10 <sup>-1</sup> | Cross Section<br>× 10 <sup>-31</sup> cm <sup>2</sup><br>(Q-branch) | Cross Section<br>× 10 <sup>-31</sup> cm <sup>2</sup><br>(Total) |
| CO <sub>2</sub> | 1285                          | 1.4 ± 0.5                                  | 2.2 ± 0.3  | 2.8 ± 0.5   |
| CO <sub>2</sub> | 1388                          | 1.5 ± 0.5                                  | 3.1 ± 0.3  | 4.0 ± 0.6   |
| O <sub>2</sub>  | 1556                          | 1.8 ± 0.2                                  | 2.4 ± 0.2  | 3.3 ± 0.3   |
| CO              | 2145                          | 1.4 ± 0.1                                  | 2.3 ± 0.3  | 2.9 ± 0.4   |
| N <sub>2</sub>  | 2331                          | 1.0 ± 0.1                                  | 2.1 ± 0.3  | 2.5 ± 0.3   |

Raman scattering cross section and depolarization ratio

オ1表

等松隆夫 近藤 豊 岩上直幹  
東大理

1974年5月30日1222JSTに 三陸の大気観測所から放球された 大気球B5-53によって 成層圏のオゾンの観測を行なった。気球は放球後100分の1400JSTには 高度27.5kmに達して水平飛行に移り、その後7時間におたって 26~28kmの高度を保ちながら約220km 西へ飛行した。放球535分後の2117JSTに 測定器は切り離されて 落下し、高度約12kmで測定器からの信号は受信不可能になった。その間 次の2種の方法によって オゾンの観測が行なわれた。

- (1) 溶液法 ; ヨウ化カリウム溶液とオゾンの化学反応を利用する。
- (2) 散乱法 ; (干渉フィルタ + 光電子増倍管) によって、大気粒子による散乱光強度を測定し、オゾンによる吸収量を求める。  
測定波長は 2900Å, 3200Å, 3300Å, 4500Å,

### 》 溶液法による結果 《

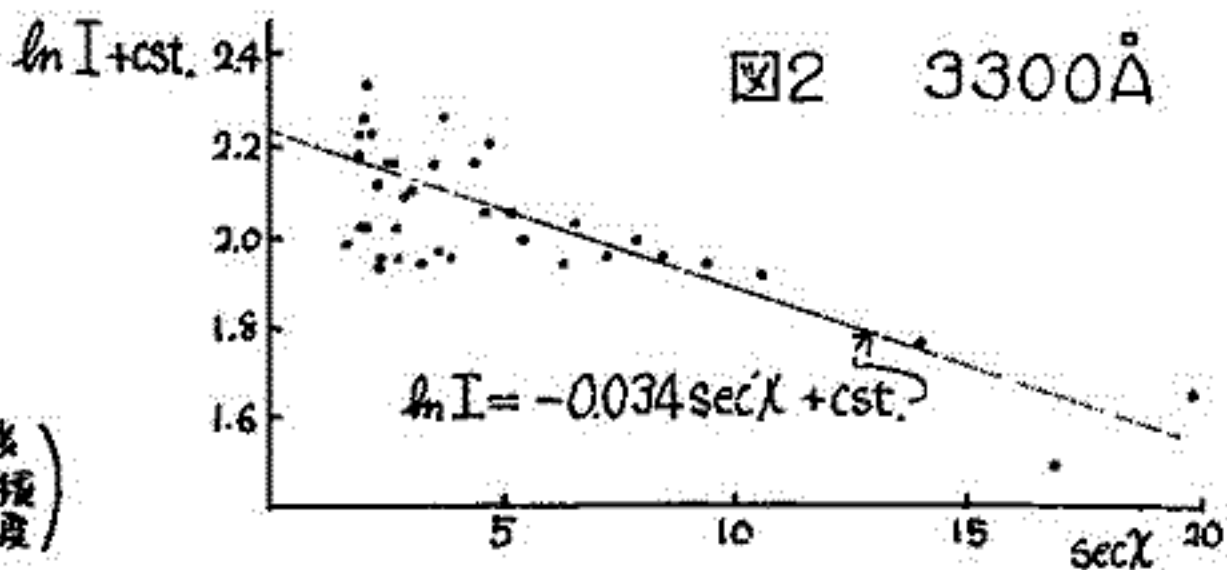
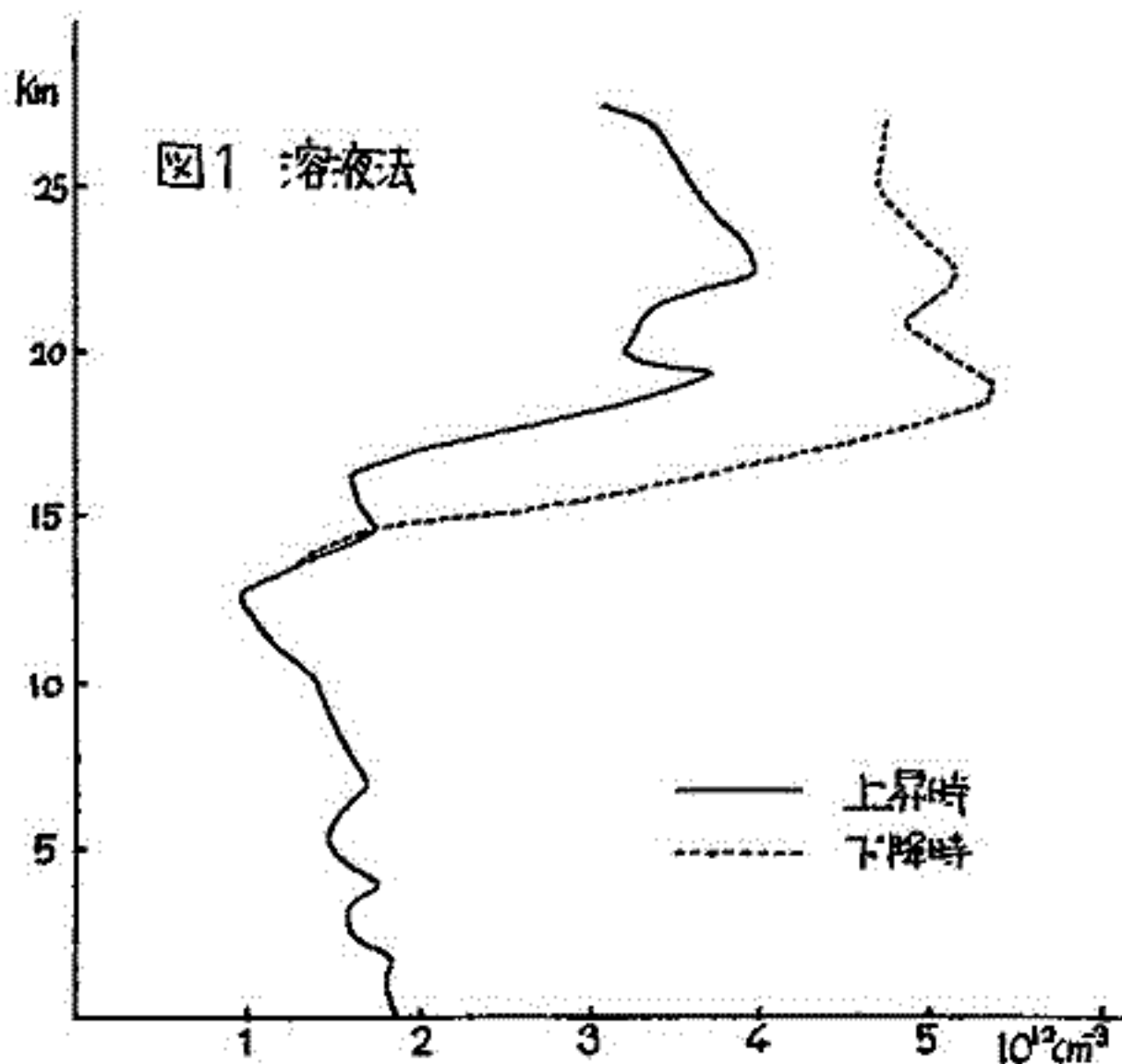
図1のようなオゾンの密度分布が得られた。上昇時と下降時の値に大きな差があるが、どちらについても 21km付近に二重の層構造がみられる。その原因は 成層圏内の気象力学的な輸送効果によるものと思おれる。

### 》 散乱法による結果 《

センサーは 上下方向に1分、水平方向に10分の周期で 全天をスキャンしており、測定される散乱光のセンサーの方向及び太陽の天頂角に対する依存性から、オゾンによる吸収量を求めることができる。図2にその簡単な一例を示す。センサーの視線の天頂角が太陽天頂角に等しい場合は

$$I = I_0 \exp\left[-\sigma \int_{z_0}^{\infty} n(z) dz \sec \chi\right]$$

だから、 $\ln I$  を  $\sec \chi$  に対してプロットすれば その直線の傾きから、 $\sigma \int_{z_0}^{\infty} n(z) dz$  ( $z_0$ : 気球高度、 $\sigma$ : 吸収断面積、 $n$ : オゾン密度) を求めることができる。



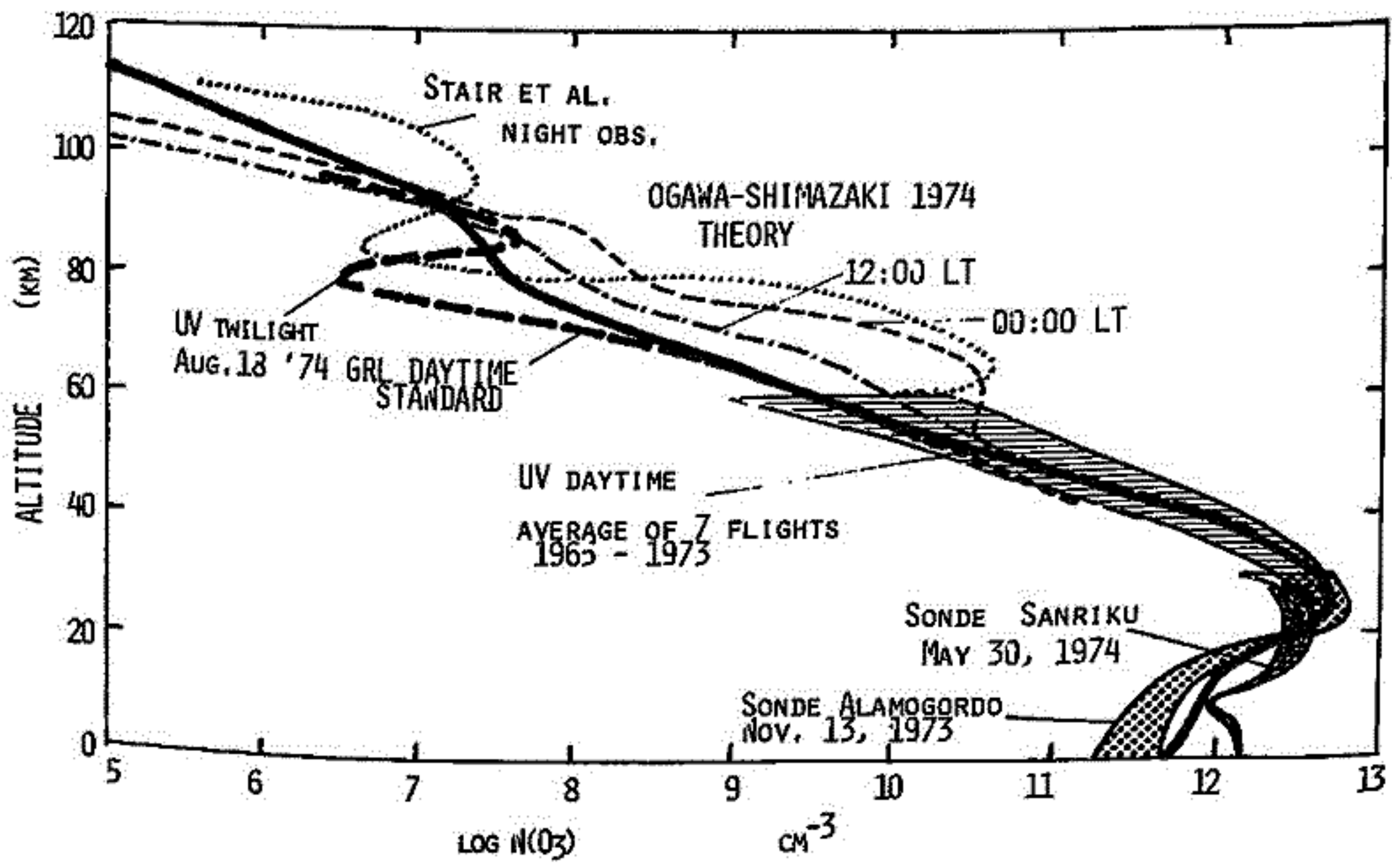


# 大気球によるオゾン密度3種比較観測結果

岸松隆夫 岩上直幹 近藤豊  
東京大学 理学部

大気球に搭載された(1)オゾンゾンデ(KI溶液)(2)紫外吸光計,(3)紫外散光計の結果を過去の観測ロケットの測定結果と比較することによって0~100kmまでの層間の典型的な大気オゾン密度の高度分布(GRL Reference Ozonosphere)を作成した。

結果は下図に示したようなものであり、夜間における観測結果(Stair et al.)および理論計算(Ogawa-Shimazaki, 1974)と比較した。



# II-7 気球高度における $O_3$ と $CO_2$ の観測について

早川幸男, 飯島淳, 伊藤若武, 松本敏雄, 小野忠良  
名大理

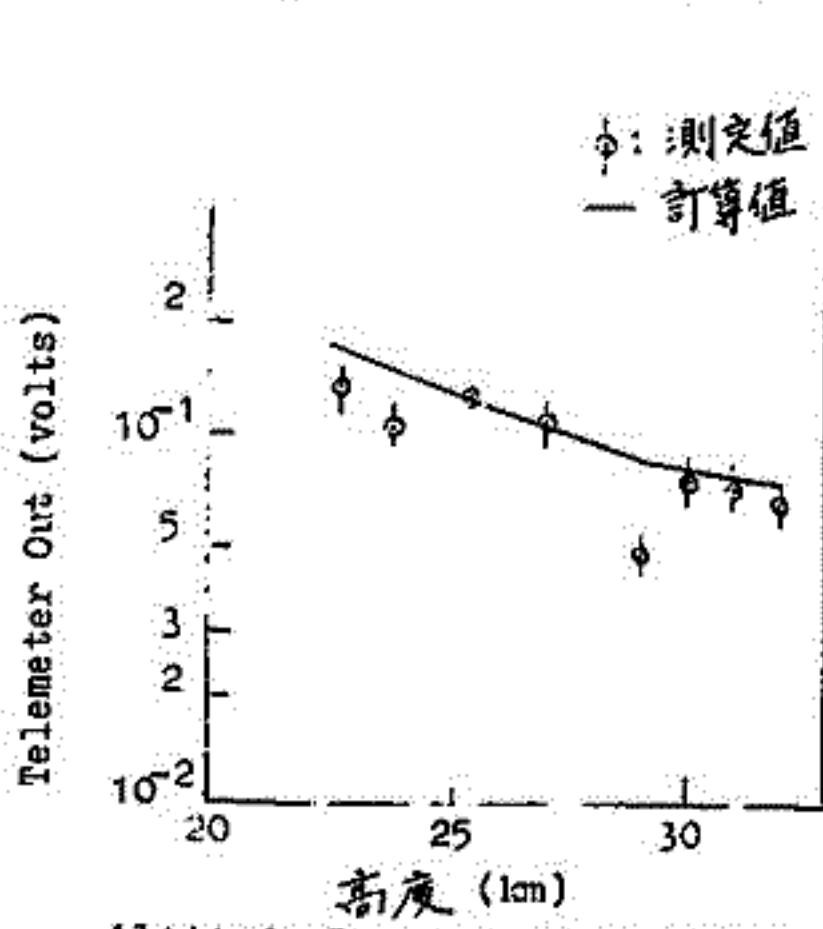
赤外線道光の気球観測を行った際, 波長  $12-15\mu m$  で地球大気に起因する輻射が観測された。これは  $O_3$  と  $CO_2$  によるもので, 輻射強度の高度変化から  $23 km$  以上におけるこれらの分子の密度が得られた。

観測装置は反射鏡の焦点に光伝導素子  $Cd-Hg-Te$  を置いた口径  $23 cm$ ,  $f=14 cm$  の望遠鏡で, 検知器のみならず鏡筒全体を液体窒素で冷却し, 装置自身の熱輻射を抑えてある。望遠鏡の光軸を仰角  $30^\circ$  に保ち, 鉛直軸の周りの回転で天空を掃いた。入射光の波長域を4枚のフィルター F1-F4 で随時選抜し, Tuning Fork で  $800 Hz$  に交流化した。フィルターの透過率  $\times$  検知効率を図に示す。

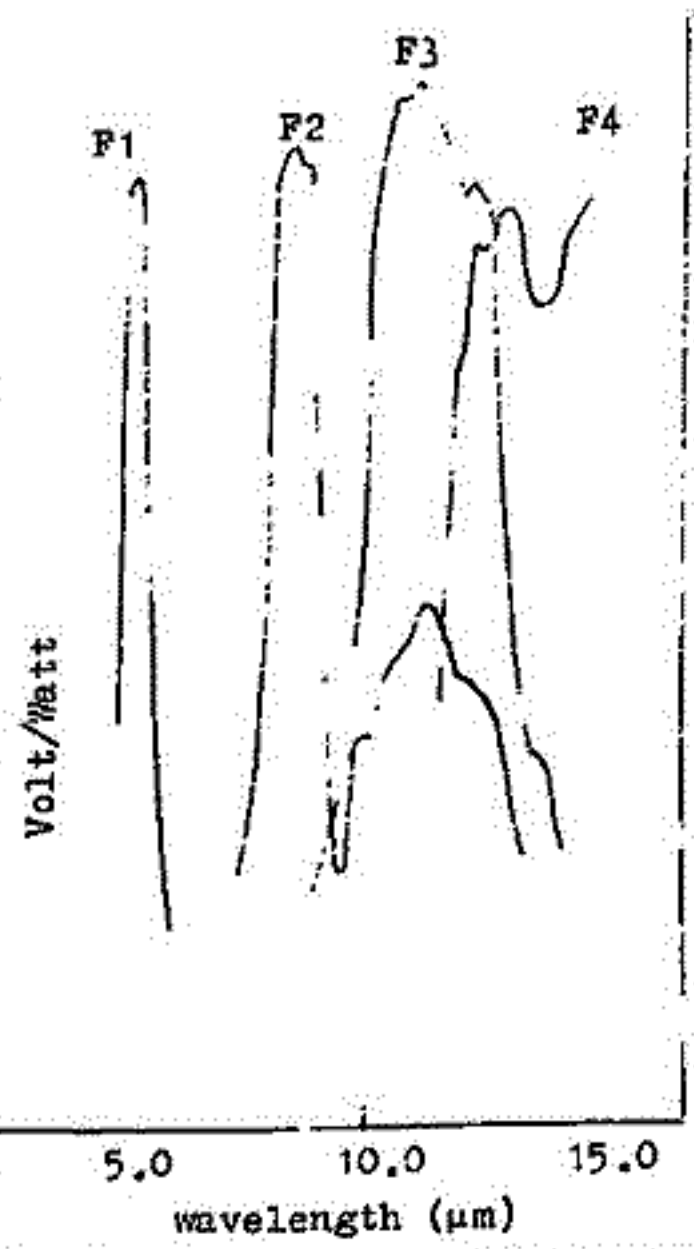
放球後1時間10分で高度  $23 km$  に達したとき鏡筒のふたをあけた。気球は上昇を続け高度  $31 km$  で水平航行に移った。気球上昇中, F1-F3 の信号強度は有意でなかったが F4 の強度は有意で, しかも上昇と共に低くなることが認められた。測定値を図に示す。

この高度では,  $14-15\mu m$  に吸収帯のある  $CO_2$  と,  $13-15\mu m$  に広い吸収帯をもつ  $O_3$  の輻射が強く考えられる。 $CO_2$  については地上と同じ混合比を,  $O_3$  については等松の本に与えられている夜間密度を採用し, 大気温度の高度変化と各分子の吸収係数を考慮して期待される強度を計算した。下図にその結果を観測値と比較した。観測値と計算値とが大體一致していることは, 計算の基礎にした  $CO_2$  と  $O_3$  の密度とその高度変化が大體正しいことを示す。

以上の結果は別の目的のために行われた実験の副産物であるが, この方法が上層大気微量成分を測定するのに使えることを示す。その際, 測定すべき分子によって適当な検知器とフィルターを選抜することはいうまでもない。



Altitude-Dependence of Atmospheric Emission Raw Data at Wavelengths  $\lambda \geq 12 \mu$



Detector Response  $\times$  Filter Transmission

小川利紘(東大理)・島崎達夫(NASA)

成層圏を飛行するSST(超音速旅客機)の排出する $\text{NO}_x$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ が成層圏ozoneを破壊する可能性については、ozoneの光化学理論と関連して、近年多くの研究者の興味を引いている。われわれは1次元のphotochemical-diffusive modelによってSST排気ガス中の $\text{NO}_x$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ によるozoneの破壊率の評価を行なった。従来の1次元modelでは定常解を求めて議論しているのに対し、我々の方法は、自然状態での定常状態から出発し、定常的にSSTの排気がある場合の時間変化を追跡した点に特徴がある。ただし、計算時間の関係上、日変化、季節変化は考慮しない。また、 $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ , 温度分布の変動も考慮外とした。 $\text{NO}_x$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ のSSTからの排出量は、Broderick 達(1973)の推定値が $30^\circ$ 緯度幅、 $1000\text{ km}$ 経度幅に広がったものとして求めた。

- (1) SSTの排出する高度は主に $12-18\text{ km}$ , AST(advanced SST)は主に $18-21\text{ km}$ である。これらの高さに放出された $\text{NO}_x$ は上方に拡散し、 $30\text{ km}$ 附近まで $\text{NO}_x$ の密度に影響を与える。(もちろん水平方向の拡散も重要であるがここでは考慮しない。)  $\text{NO}_x$ の密度増加は、 $\text{NO}_2$ の放出高度にはあまり左右されず、成層圏中の放出総量に依存する。この意味では、1990年代に懸念と予想されるsubsonic transportsの飛行高度が成層圏中であれば、SSTより重大な影響をもたらすであろう。
- (2)  $\text{NO}_x$ が増加することによって、ozoneの消滅率が増える。しかし $30\text{ km}$ 以下の $\text{O}_3$ はもともと $30\text{ km}$ 以上で作られた $\text{O}_3$ (odd oxygen)が下方に拡散したもので、この効果によって $\text{O}_3$ の消滅分は上方からの拡散によってある程度補われる。(もちろん水平方向の $\text{O}_3$ のmixingも下部成層圏では決定的に重要であるがここでは考えない。)  $\text{NO}_x$ の増加率2倍, 5倍, 10倍に対しozoneの減少は $0.9$ ,  $0.75$ ,  $0.7$ である。
- (3)  $\text{NO}_x$ と同時に $\text{H}_2\text{O}$ の放出を考えた場合、 $\text{NO}_x$ 単独放出の場合よりも $\text{O}_3$ の減り方は少ない。これは $\text{H}_2\text{O}$ が多少増加したために( $\text{H}_2\text{O}$ は自然状態での量自体多いので、10年間のSST放出によってもたいして変化を受けない)、 $\text{H}_2\text{O}$ のdecompositionによって $\text{CH}$ ,  $\text{HO}_2$ の供給が増え、これが $\text{NO}_x$ を喰って $\text{HNO}_3$ となるため、 $\text{NO}_x$ の増加が抑制されるからである。
- (4) SSTからの $\text{NO}_x$ 放出が10年間続いた場合、ozone総量は $0.7$ 以下に減少し、さらにその後減少し続ける傾向がある。5年間で放出を止めると、その後10年程度経てまた定常状態に収束していくが、その値は最初の値の $0.9$ に減っている。下部境界で速さとして $0.01\text{ cm/sec}$ のfluxを与えて $\text{NO}_x$ を逃がしてやると、ほぼ10年間の放出後に定常状態となる。このlevelは最初の $0.73$ 。5年間で放出後、これを止めると、それから約10年後にはほぼ最初の値に回復する。このozone回復の時定数は( $\text{NO}_x$ の回復は早いので、 $\text{O}_3$ の時定数で決まるが)、成層圏のresidence timeに比べて長くなる。実際の下部成層圏ではozoneの水平方向のmixingが大きいので、ここで求めた $\text{O}_3$ の減少率はもっと少ないであろう。これをちゃんと評価するには少くとも2次元modelでの計算が必要である。
- (5) 1990年代に懸念SSTの排気ガスによって5年間にozoneが約20%減少する可能性がある。この減少は、SST排気が凝固核を増やす可能性と共に、成層圏の輻射環境を変化させ、気候変動をもたらすかも知れない。さらに20%の $\text{O}_3$ の減少により、人間の皮膚に日ヤケを起す $3050-3100\text{ \AA}$ 域の太陽紫外線量が約60%(中緯度で)増加し、皮膚がんの発生率が高まる恐れが出てくる。



小川 利敏(東大理)・島崎 達夫(NASA)

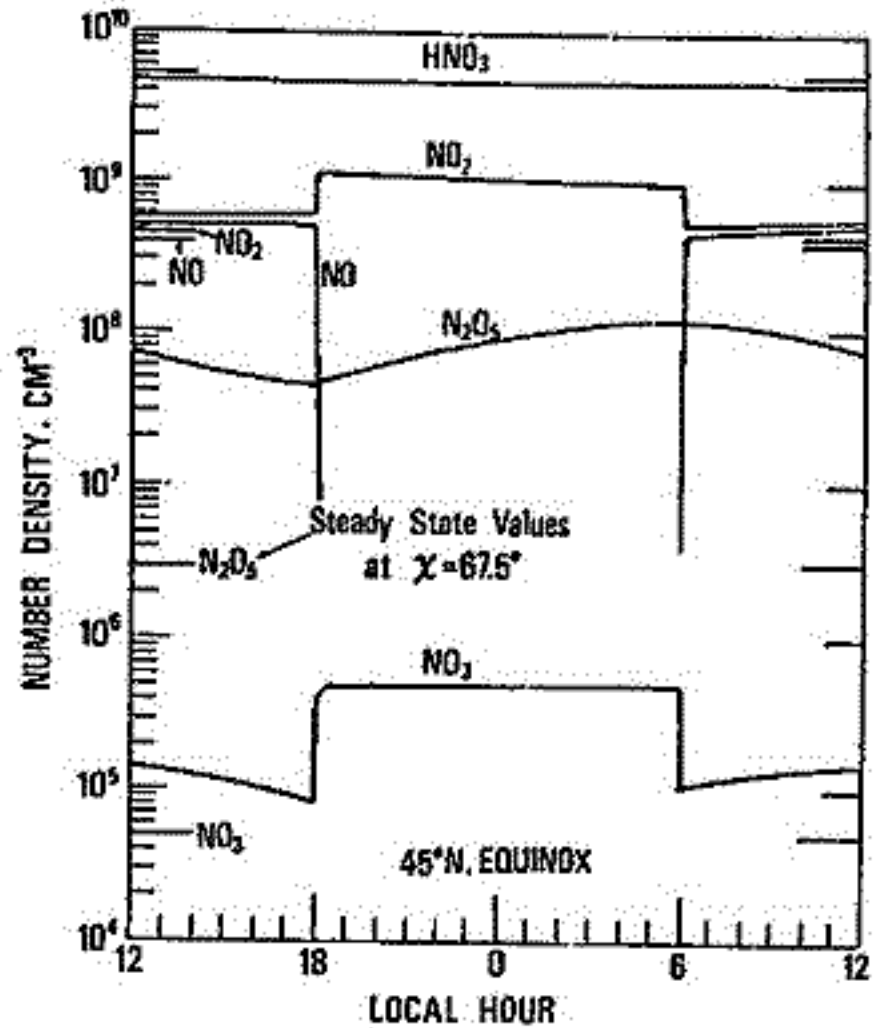
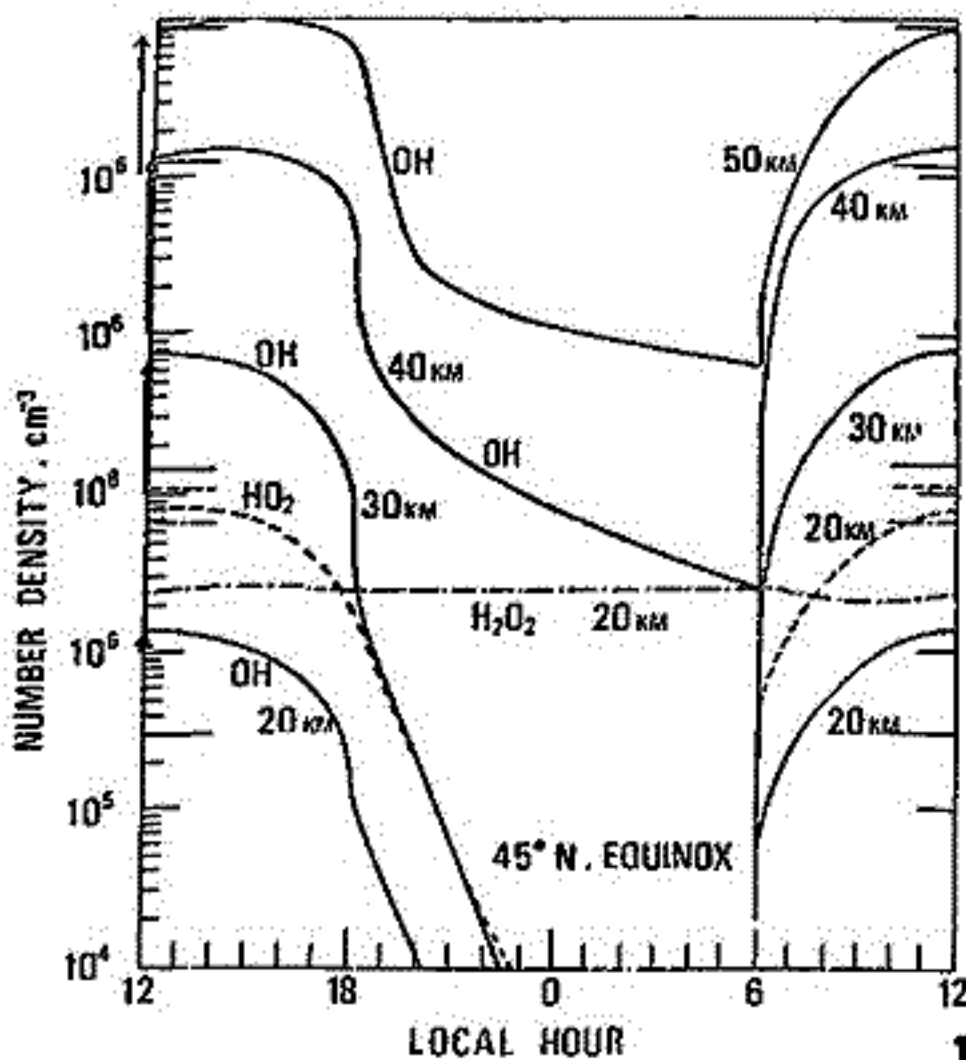
一次元の time dependent photochemical-diffusive equation を用いて、成層圏微量組成 25 種の日変化を追跡した。time step は implicit method を使うので 1 min で十分である。ただし日没・日出時にはもっと細かい time step を採用した。先に得た定常状態の解を初期値として 10 日間積分した。

(1) O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub> は時定数が大変大きいので、10 日間の積分では殆ど変化が見られない。これらの species の converged solutions を求めるには非常に長時間の時間積分を必要とするので、日変化を追跡しながら converged solutions を求めることは現実的でない。

(2) O(<sup>1</sup>D), O(<sup>3</sup>P), O<sub>2</sub>(<sup>1</sup>Δ<sub>g), H, OH, HO<sub>2</sub>, N, NO, CH<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>O, CHO の life time の短い species は日没とともに急減し、日出とともにまた昼間の level にもどる。一方 HNO<sub>3</sub> (30km以上), H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, NO<sub>2</sub>, NO<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, CH<sub>3</sub>O<sub>2</sub>, CH<sub>2</sub>O は夜間に増加する。これは、昼間は太陽輻射によって解離が進むのに対し、夜間には逆に association が進行するからである。</sub>

(3) 平均太陽高度での定常解を用いた「日変化の平均値」と、実際に time dependent equation に従って計算した日変化の平均 level とはしばしば異なる。特に時定数が 1 日程度の species でこの違いが著しい、N<sub>2</sub>O<sub>5</sub> がこれに当たる。従って、平均太陽高度のそとでの定常解を日変化の平均 level とするには、日平均の解離係数を使う等の対策が必要となる。

(4) NO, OH, HO<sub>2</sub> の日没後の減少率は、NO<sub>x</sub> の消滅が NO<sub>2</sub>+OH+M → HNO<sub>3</sub>+M, NO+HO<sub>2</sub>+M → HNO<sub>3</sub>+M と関連しているのが重要である。昼間は、これらの反応によって生じた HNO<sub>3</sub> は光解離で NO<sub>x</sub> にもどるので、夜間の HNO<sub>3</sub> の生成が NO<sub>x</sub> の net decomposition となるからである。われわれの結果によると、NO<sub>2</sub>+O<sub>3</sub> → NO<sub>3</sub>+O<sub>2</sub>, NO<sub>2</sub>+NO<sub>3</sub>  $\xrightarrow{M}$  N<sub>2</sub>O<sub>5</sub> による NO<sub>x</sub> から N<sub>2</sub>O<sub>5</sub> への変換の方が、HNO<sub>3</sub> への変換よりも NO<sub>x</sub> の net decomposition として大きい。(N<sub>2</sub>O<sub>5</sub> は昼間は光解離によって NO<sub>x</sub> へもどる。) この場合 N<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の日変化が大変重要となってくる。





小川 利航 (東大理)・島崎 達夫 (NASA)

成層圏の微量成分  $O(^1D)$ ,  $O(^3P)$ ,  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_3$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2O_2$ ,  $H_2$ ,  $N$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $NO_3$ ,  $N_2O_5$ ,  $N_2O$ ,  $HNO_3$ ,  $CH_4$ ,  $CH_3$ ,  $CH_3O_2$ ,  $CH_3O$ ,  $CH_2O$ ,  $CHO$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  の高度分布を一次元の photochemical diffusion model で同時に計算した。境界条件としては、上部および下部境界での密度を与えるが、時定数の小さい species については化学平衡の解、時定数の大きいものについては、下部境界では観測値を手え、上部境界ではそこから上の生成率・消滅率の差による flux を考慮に入れて密度を計算する。積分の方法は implicit method で高さの step は 0.5 km にとった。  $N_2$ ,  $O_2$  および温度分布は標準大気と所与のものとする。これら分子間の反応は 79 個を採用し、また 26 個の光解離過程を考慮に入れてある。重要な反応の係数および光解離断面積については、近年の進歩によってほぼ満足すべき data がそろってきている。

- (1)  $O_3$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  等の life time の長い species については、温度拡散が高度分布を左右する。これらの分子の観測値に合うよう温度拡散係数を決めることができる。われわれの値は、 $6 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  (10 km),  $1.2 \times 10^4$  (20 km),  $3 \times 10^4$  (30 km),  $6 \times 10^4$  (40 km),  $1 \times 10^5$  (50 km) を標準 model としている。
- (2)  $CH_4$  の酸化により  $H_2O$  が生成される。このため  $H_2O$  の混合度は 25 km 附近から増大する。 $H_2$  は  $H \cdot CHO$  の光解離によって生じるが、 $H_2$  の混合度を高さとともに増大させる程大きくはない。
- (3)  $O_3$  の消滅は、20-40 km では  $NO_x$  catalysis が主要であるのに対し、40 km 以上では  $HO_x$  catalysis が主要である。10-20 km では  $NO_x$  と  $HO_x$  は同程度の寄与をする。約 13 km 以下では  $NO_3$  catalysis が卓越する。これらの消滅率は pure oxygen atmosphere の消滅率に比べ 1-100 倍 (高度が下がると増大) である。10-20 km で  $HO_x$  が  $O_3$  の消滅に重要な役割をするという結果は、SST の  $H_2O$  排気が成層圏 ozone の破壊に重要であることと必ずしも意味しない。SST 排気の  $H_2O$  予想量は成層圏  $H_2O$  gas に重大な変化を与える程ではないし、また、たとえ  $H_2O$  が 3 倍 (約 10 ppmV) となっても  $O_3$  総量の減少はわずか 1% 以下である。
- (4) 30 km 以下の  $O_3$  の chemical decomposition は、ある程度上部からの拡散によって補われる。30 km 以上に  $O_3$  (odd oxygen) の主要な生成があり、一方温度拡散が 30 km 以下の  $O_3$  の分布を左右するからである。
- (5) 最近得られた信頼性の高い測定値、蛍光法による  $NO$ 、赤外放射による  $HNO_3$  の密度を説明するには、(1)  $HNO_3$  の光解離の量子効率を約 0.1 にするが、(2)  $NO$ ,  $NO_2$  の  $HNO_3$  の変換反応として  $NO_2 + OH + M \rightarrow HNO_3 + M$ , [A] より約 10 倍速い反応率をもつ反応を導入する必要がある。(1) については  $HNO_3$  の光解離効率が 1 であるという強い証拠が出されているので、われわれは  $NO + HO_2 + M \rightarrow HNO_3 + M$ , [B] の導入を強く主張する。[B] の反応係数は [A] の約  $1/5$  であれば十分であるが、室内実験はまだない。赤外吸光法による  $NO$ ,  $NO_2$  の測定値はやや大きすぎるようである。 $NO_2/NO$  の密度比は下部成層圏では  $O_3$  密度にほぼ比例する。 $NO_2$  の測定値で現在のところ最も信頼がおけるのは赤外吸光法によるものであるが、これと蛍光法による  $NO$  から得られる  $NO_2/NO$  比は考えうる ~~変~~変動幅よりも大きくなってしまふ。 $NO$ ,  $NO_2$ ,  $O_3$  (さらに  $HNO_3$  も加えて) の同時測定 data が得られれば、この問題を解決できるであろう。

極光中のCO<sub>2</sub>赤外放射の励起機構

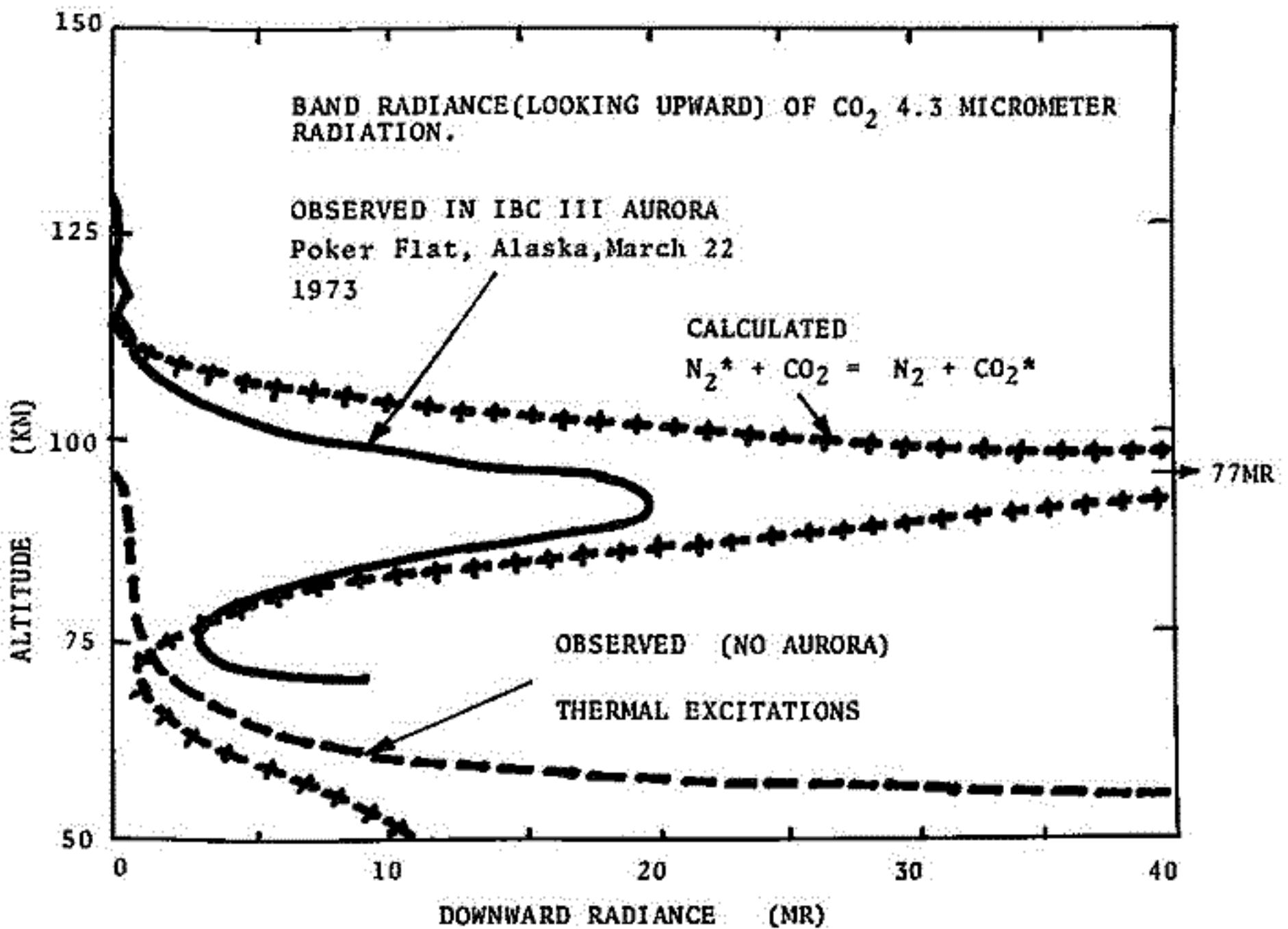
THE EXCITATION MECHANISM OF CO<sub>2</sub> 4.3 MICROMETER BAND IN THE POLAR AURORA

等松隆夫  
東大理学部

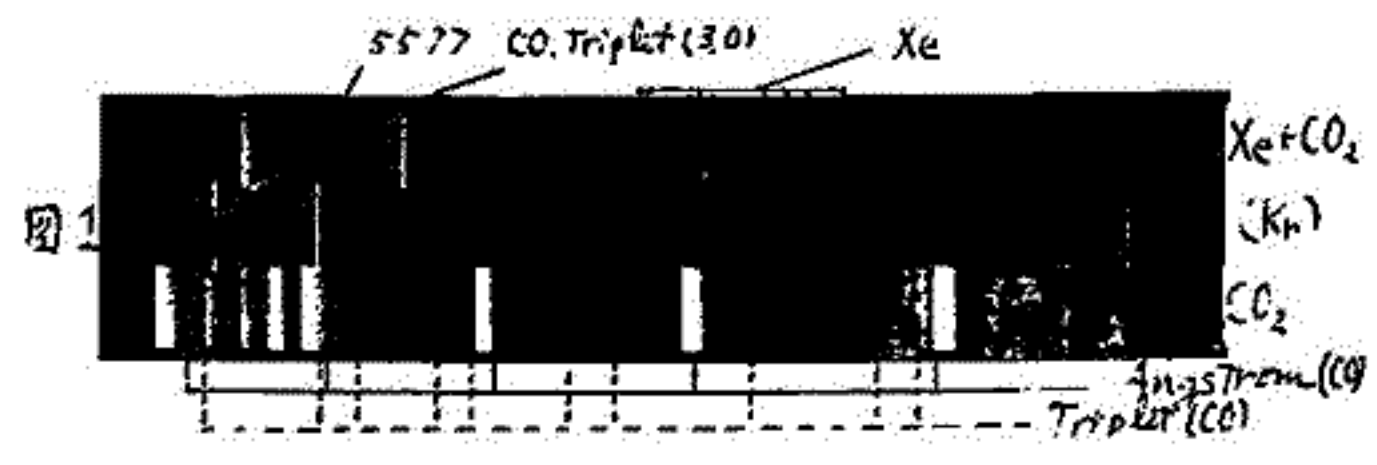
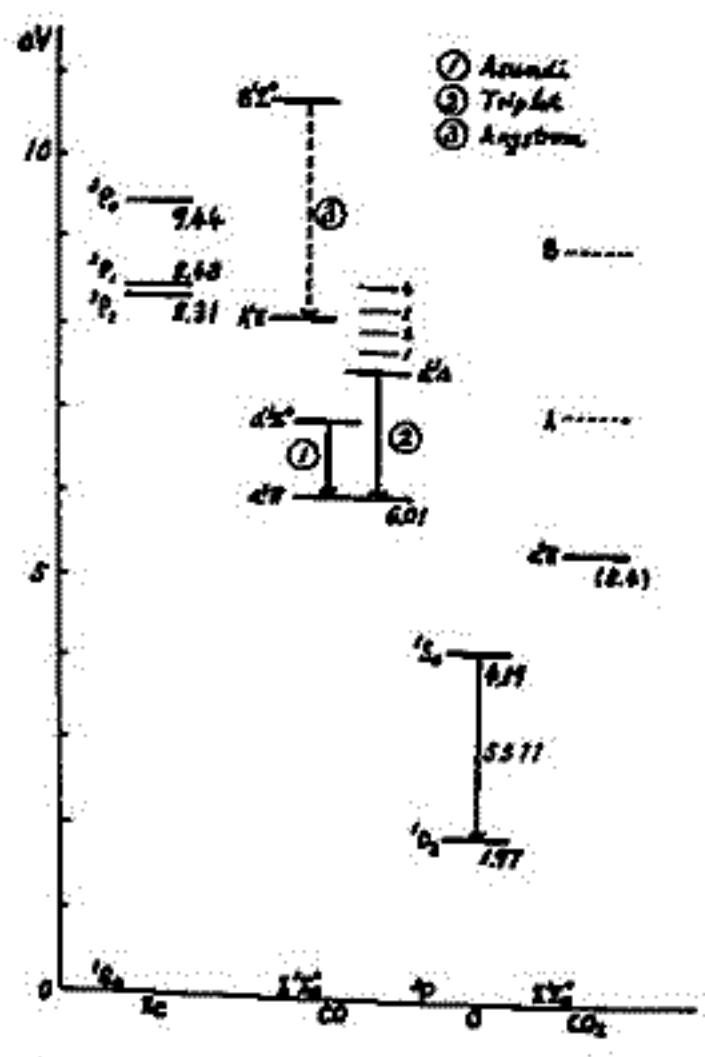
Takao Tohmatsu  
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

From the studies of the excitation processes involving the secondary electrons in the polar aurora, it was found that the nitrogen molecules are considerably excited vibrationally in the lower thermosphere and the upper mesosphere. The vibrational energy is then transferred resonantly to CO<sub>2</sub>(001,0) and converted to the infrared emission of 4.3 micrometer band. Because of the resonant nature of the band emission, the radiation energy is trapped in the mesosphere.

A new mathematical technique was developed to solve the radiative transfer equation of the CO<sub>2</sub> band in optically thick atmosphere. The calculated results were compared with the observations in an IBC III aurora.



寺本直美 渡谷邦彦 橋岡光成  
鳥取工高 鳥取大 京工繊大



実験室内で得られたO(5)に起因するOIλ5577の放射は、H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, その他の希ガス等の存在によりその強度を増すことは既に知られており、特にXeの場合これが著しい<sup>(1)</sup>。Xe, O<sub>2</sub>反応でXeOなる粗に結合した分子が生成し得ることは既に報告されてお<sup>(2)</sup>。吾々もXe+O<sub>2</sub>放電によるOIλ5577の発光を調べたとき、XeOに起因するgreen glowの存在を認めていた<sup>(3)</sup>。

今Xe+CO<sub>2</sub>放電によるOIλ5577の発光様相を調べたところ、これまでの実験結果は下記のようになるので、XeOによるOIλ5577の発光を改めて考える必要がある。

実験結果

- ① OIλ5577以外のO lineを検出しない。
- ② green glowの強さにλ5577の強さは対応する。
- ③ (e+CO<sub>2</sub>放電ではOIλ5577を発光しない。
- ④ Xe\*はXe\*(3p<sub>2</sub>)+O(XZ\*)→Xe(5)+O('D)反応に関与している。
- ⑤ 放電管周囲温度を低下させると、green glowの相対強度は増す。
- ⑥ Xe\*によるafterglowを検出しない。

定量的な検討を進めているが、下記の反応も考えられる。

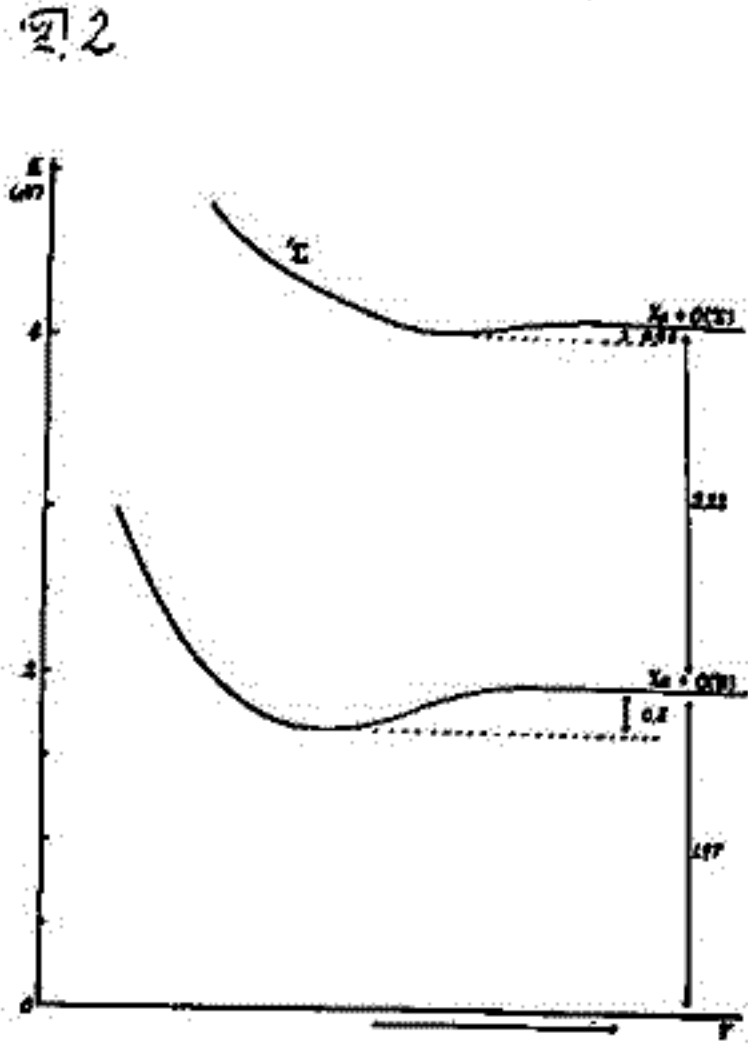
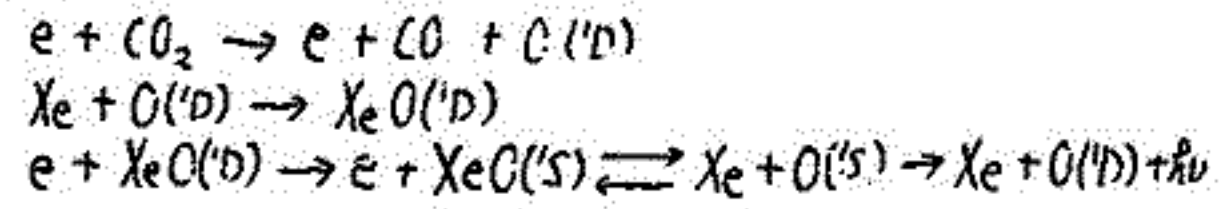


図3 XeOのpotential curve (推定)

(1) 例えは Filseth, S.V. et al: J. Chem. Phys. 52, 237-243 ('70).  
 (2) 例えは Tisenc, G.C.: J. Chem Phys. 60, 3716-3717 ('74).  
 (3) Watanabe, K: J. G. G. 24, 153-160 ('72).

市川 敏朗  
岐阜大学・進学

大地 登  
岐阜大・教養

紫外線強度の地上測定

ここ三、四年来、人間の活動が環境に与える影響の一つとして、SSTの成層圏オゾン層に対する問題が論じられ、いくつかの理論的な結果はSSTの排気ガスが成層圏のオゾンを減少させる働きをする事を示している。

成層圏のオゾン化学にとって重要と思われる微量(汚染)物質としては、CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O等が挙げられ、これらの含有量を直接モニタリングする場合には測定精度は少なくとも±10%程度なければならぬ。特に成層圏H<sub>2</sub>Oについては、1ppmの検出感度が必要であろう。レーザレーザの測定によると、成層圏下部のエロゾルの密度と、オゾン分圧との間に負の相関がある事が発表されている。このことからエロゾルの粒径分布や、数密度、化学成分、光学的特性等の測定も重要であると考えられる。

しかしながら、光学的方法によるこれらの微量物質の検出は、可視光線の領域ではほとんど不可能である。これは下部大気層のレイリー散乱やMie散乱が非常に大きいからである。エロゾルの気球による直接観測や、成層圏下部より行なう薄明散乱光の観測、又多数観測長によるレーザレーザの観測はエロゾルの測定に有効な手段と思われる。又、人工衛星よりの赤外アルベド(2μm ≤ λ ≤ 20μm)の測定は、汚染分子成分の検出に有効であろう。

一方オゾンは強いHuggings帯吸収を持っていて、λ < 3000Åの紫外線はほとんど地上に達しないが、3000Å ≤ λ < 3200Åの間では成層圏オゾン量のわずかな変化が紫外線の地上強度に大きく影響する。

人間に対する紫外線の影響について付図1に示すような例がある。地表では大気やエロゾルによる多重散乱の効果が大いであるので、太陽方向の直接紫外線だけでなく、放射輸送によって大気中を下方に送られてくる全放射強度について考えなければならぬ。

種々のオゾンモデル及びエロゾルモデルについての計算結果から、この下向き全放射強度はエロゾルの光学的性質に力関係するが一般に太陽よりの直接放射より強い事がわかった。しかしながら、エロゾルの吸収係数を測定する事は困難である。

以上の考察から、観測的に波長2900Å ≤ λ ≤ 3400Åについて、適当な帯域にわたって、下向き全放射強度をモニターする事が重要だとの結論を得た。

図 1

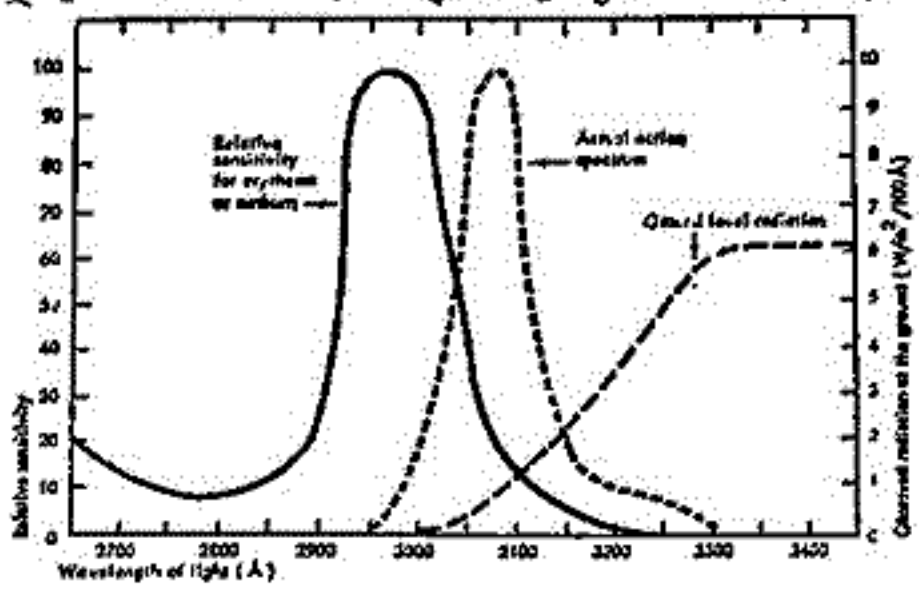


Figure 9.4 Actual action spectrum of biological efficiency of solar ultraviolet radiation for Davos, Switzerland. The actual action spectrum is the product at each wavelength of the relative sensitivity and the ground level radiation. Source: After Urbach, 1969.



篠木誓一、渡辺 隆、中村正年  
(東京教育大学 理学部)

この気球観測の主要目的は、OH分子夜間大気光の発光形状を光電観測することである。最近、PetersonとKiefferにより、OH大気光の地上からの測光及び赤外写真観測がなされ、雲状の形をした発光の微細構造の撮影に成功したことが報告されている。<sup>(1)</sup>我々は、これについて検討した結果、そのような写真撮影の可能性があることを確認すると同時に、彼等の撮影した写真に理解しにくい点のあることを見出した。一般に大気光のように厚みのある発光層が全天に亘って一様に広がっているものを下方から観測する場合、視野方向の天頂角が増大するにつれ、みかけの強度が増大する(van Rhijnの効果)はずであるが、彼等の写真には、それがはきり認められないのである。もしそれがvan Rhijnの効果よりも発光の空間的不均一性の方がはるかに強い為であるとすれば、その空間的強度比は極めて大きい(2~3以上)ことになる。これも今までの多くの観測例からは考え難いことである。

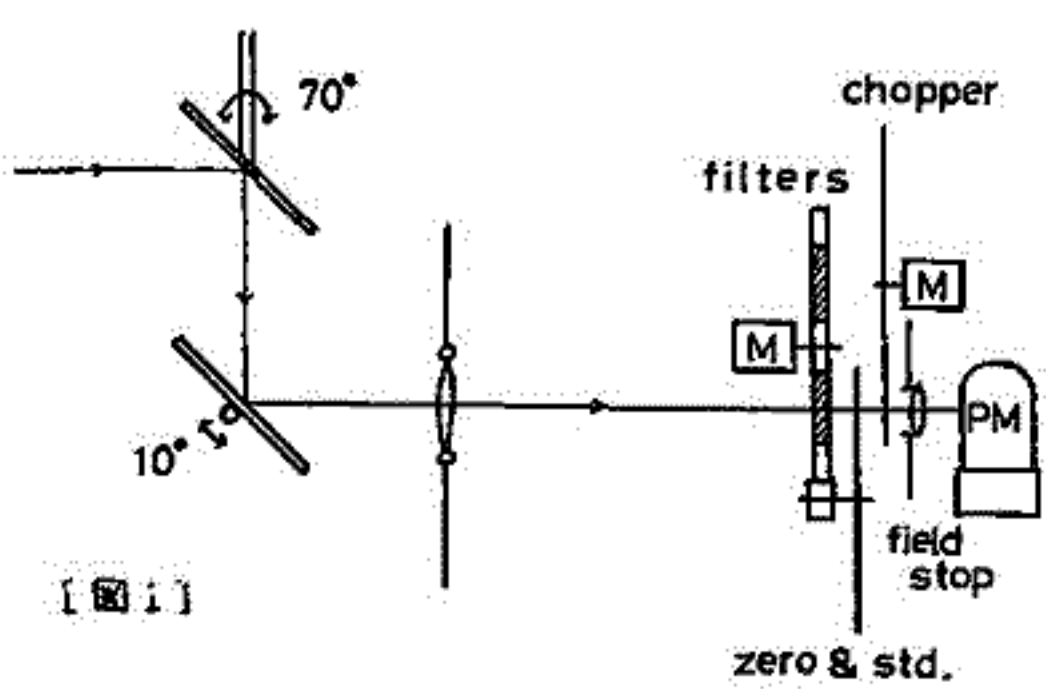
そこで、雲による妨害や、下層大気による散乱等の影響が地上より極めて少ない気球高度で、写真撮影(土敷大 牧野勉他)と光電観測を同時に行なうことを計画し、我々は後者を担当した。

観測器の光路系は[図1]の通りである。視野は約1.4°で、これが2枚の平面鏡の回転により天球上を大略[図2]のように走査する。実際は、鏡の回転機構上[図2]にはやや形は異なるが、この走査により天頂角18~82°、方位角方向約20°の幅の天球面上の発光強度分布が得られる。走査は片道約1分強かかり、上端又は下端に来た時に、円盤上に設置された波長選択用の5種類の干渉フィルタが一つずつ送られる。観測対象は、波長の短い方がOI線(5577Å)、背景光としての星野光(~6900Å)、OH(7-2)帯(~6900Å)、同(6-2)帯(~8350Å)、O<sub>2</sub> atmospheric(0-1)帯(~8650Å)である。フォトマルの出力はチョッパー用波数に合せた狭帯域交流増幅の後、整流されたテレメータにより地上に送られた。

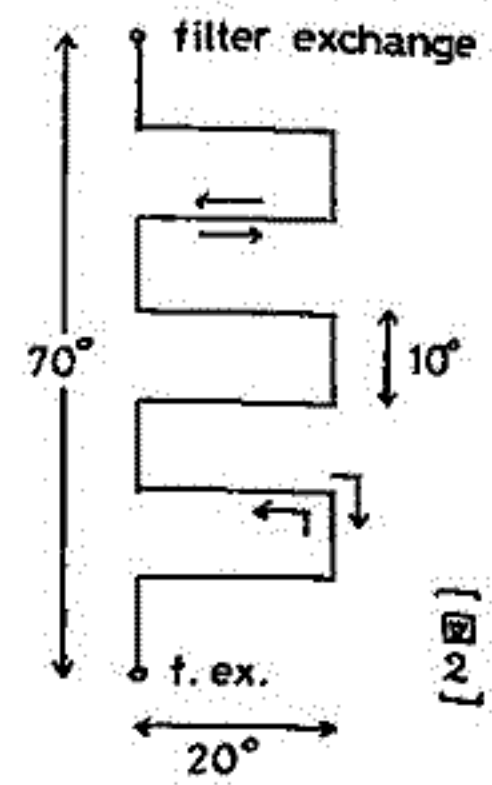
気球は今年6月23日20時47分 三陸大気球観測所(東大)から放球された。22時43分 高度25kmのレベル・ライトに入り、24日明け方まで観測を続けた。気球の姿勢は方位規正により±2°程度の誤差内に収まり、よい成績である。

なお送られてきた我々の測定データによると強度変化が認められるが、これについては星野光及びvan Rhijnの補正を

含め現在解析中であり、結果は当日報告する予定である。



[図1]



[図2]

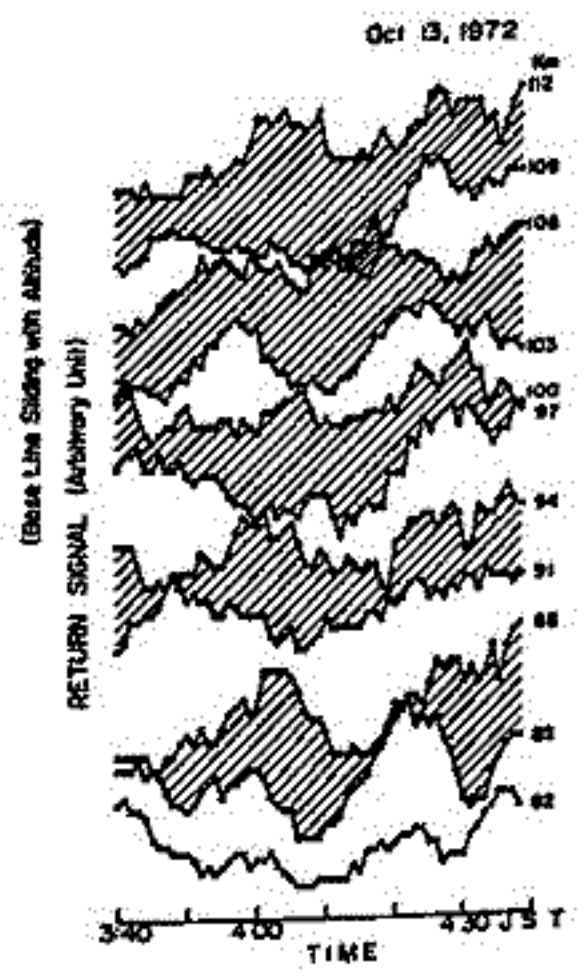
(1) Nature Vol. 242 MAR. 30 1973

# ナトリウム層微細構造のライダー観測

上山 弘, 岡野 章一  
東北大学理学部

色素レーザーを用いたライダーによる超高層ナトリウム層の直接観測が1970年英国で初めて成功して以来世界数ヶ所でナトリウム層の観測が行われている。我々も1972年、蔵王観測所でこの観測に成功し、従来予想されていたように90~100kmの高度に極大密度 $10^3 \text{ cm}^{-3}$ のオーダーの安定したナトリウム層が存在することを確認し、なお、その際100km以上の高度にもナトリウム原子が不安定な分布を示していることを認め、その後はこの不安定なナトリウム層の微細構造を明らかにするために的を絞り観測を試みた。

安定したナトリウム層は90~100km領域に分布していることは前述の通りであるが、この領域の上下即ち80~130kmの領域に時間的にも空間的にも変動の激しい分布を示している。観測の資料を解析した結果、高度差約3km毎に時間的変化が逆相関を示していることを見出し、そこで3km毎に各高度におけるナトリウム密度(相対値)の時間的変化を画いたものが右の図例である。この図は縦軸に密度に比例する散乱光受信強度をとり、横軸に時間をとったもので、且つ高度毎に強度のベースラインを一定間隔でずらせてある。この密度変動は直観的にこの領域に波動が存在していることを示唆するものと考えられる。この論文ではこの点に焦点を置いて検討した結果を述べる。

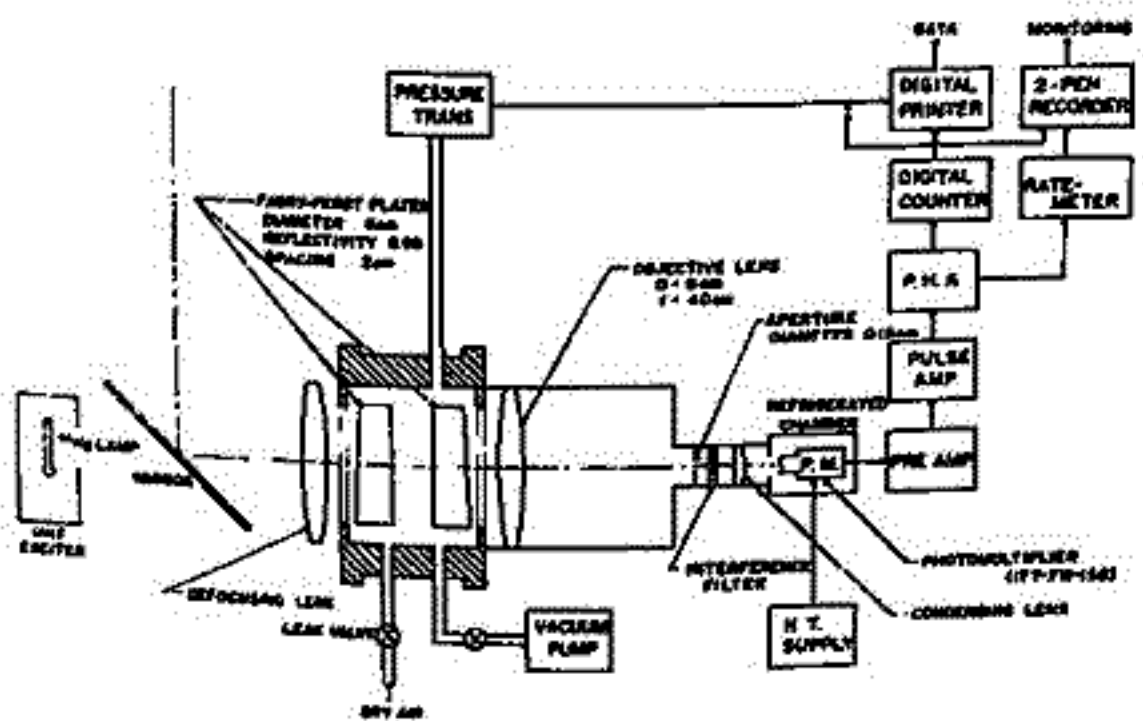


(Base Line Sliding with Altitude)

超高層大気温度の分光観測 (II)

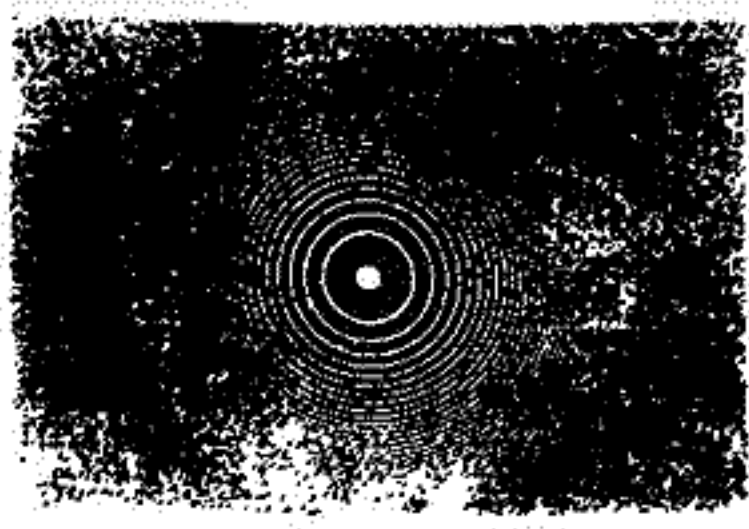
岡野章一\*, 上山弘\*, 市川敏朗\*\*  
 \* 東北大学理学部, \*\* 岐阜大学

観測所においてファブリー・ペロー干渉計システム(オ1図)を用いて5577 Å酸素緑線プロファイルドップラー中より、発光層の中性ガス温度を求め観測を続けている。装置のファイネスを改善しおとすことにより集光量を増して温度測定精度を上げるためにannular apertureを用務した。これは従来のピンホールスリットにかわるもので、オ2図のようないくつかの干渉次数にわたる干渉フリンジを同心円状のスリットを通して集光することにより集光量の増大をはかすものである。超微粒多層真乾板を用いて製作された。198 MHzランプを光源として用いた室内実験では集光量の増加は、二本の同心リングを用いた場合、対応する開口ファイネスを同じピンホールスリットを用いた場合に比べて10倍であった。又理論的に予想されるシステム結合ファイネス5.58に対して、実測されたファイネスは二本の同心リングの場合5.31, 二本の同心リングの場合4.76であった。会場ではannular apertureを用いた5577 Å酸素緑線の観測結果について報告を予定する。



BLOCK DIAGRAM OF THE FABRY-PEROT INTERFEROMETER SYSTEM

オ1図



オ2図

奥田光直

(弘前大教養)

超高層大気中の中性粒子およびイオンの移動をしらべるためのトレーサーとして、 $5577 \text{ \AA}$  及び  $6300 \text{ \AA}$  OI lines の強度変化を比較する。これらの glow に関与する粒子の密度は、大気運動の他、拡散やドリフト等によって control されているが、これらの factor が E から F に亘る領域で、どのような特性を持つてはよいかという事を、観測面から調べることが目的である。日変化の解析から入るのは、少々複雑であるので、今回は、長期変動を取扱ってみた。中緯度における、太陽活動変化に伴う、二つの line の強度変化の間には、明瞭な位相の差があり、又、これに重疊している、短周期の変動にも、位相の差があることがわかった。



下部熱圏の  $O_3$  の分布と大規模循環 (II)

岩坂泰信  
名大・水圏科学研

下部熱圏での  $O_3$  の分布について数値計算の結果を報告する。数値モデルは2次元定常モデルで次の項を考察の対象と定めている。

- 拡散流束: 分子拡散流束, 渦拡散流束
- 循環による流束: 大規模運動による流束

風速と温度の2次元モデルは実測値をもとにして作られたモデルを仮定する。風の上下運動は風の水平運動に関するデータと連続の式によって推定する。水平の渦拡散係数は鉛直方向の渦拡散係数の10倍程度と仮定する。

前回の学会(1974, 春)では冬半球側の  $[O_3]$  の増加, 冬半球・夏半球とも高緯度側は循環流束が大きく化学平衡, 化学-拡散平衡よりずれているか, 赤道をへこむ南北の領域は, 光化学-渦拡散モデルに近い値であることを示した。今回はその後の計算結果を示し, 若干のエネルギー収支に関する議論を行う。考察の対象とするエネルギー項目は,

- P1 S・R 帯の太陽紫外光吸収量
- C1  $O_3$  の解離エネルギー
- D1 断熱圧縮過程に伴う加熱 冷却
- D2 拡散流に伴う熱輸送
- D3 カラエネルギーの eddy dissipation と渦拡散

詳しい計算結果は会場で行うが大ざっぱな傾向をまとめると下の表の様になる

|    | 北半球                           | 赤道 | 南半球 |
|----|-------------------------------|----|-----|
| P1 | 小                             | 大  | 小   |
| C1 | 解離エネルギーの放出は北半球・赤道・南半球の順に大きくなる |    |     |
| D1 | 圧倒的に南半球が大きい                   |    |     |
| D2 | 上下方向の輸送は赤道が一番大きい              |    |     |
| D3 | 全体的にみられる                      |    |     |

小川利敏 (東大理)

1次元の photochemical-diffusive equation を implicit method で数値積分することによつて,  $O(^3P)$ ,  $O(^1D)$ ,  $O_2(^3\Sigma_g^-)$ ,  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_3$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2O_2$ ,  $N(^4S)$ ,  $N(^2D)$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $N_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CH_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$ ,  $N_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $X^+$ ,  $O_2^-$ ,  $O_4^-$ ,  $Y^-$ , electron の密度の日変化を, 高度 40-150 km にわたって計算した。別に定常解を計算し, これを日変化の計算において初期値として使う他, 未確定の parameter に対する sensitivity calculation に使った。

(1) 渦度拡散係数は, 高度 120 km での  $O/O_2$  密度比が 3 になるものを標準 model とした。

Schumann-Runge 域の太陽輻射は Widing 達の値を使っている。従来の渦度拡散係数よりかなり小さく, 90-100 km で  $1-2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  である。turbopause は 100 km 付近にあることとなり, 最近の argon の観測とよく合う。しかし  $OI$  5577 Å,  $CH$ ,  $O_2(^1\Delta_g)$  夜間大気光の高度分布,  $NO^+-X^+$  の遷移高度の観測からみると, 75-85 km で  $O$  を減らし, 95-105 km で  $O$  を増やした方が ( $O$  密度の peak を 95-100 km にもってゆく)  $O$  の分布として現実に近いであろう。これには, 渦度拡散係数を減らして, 90 km 付近に turbopause をもってくればよい。Perkinsen-Reeves の solar flux は小さすぎて工合が悪い。

(2) 小さい渦度拡散係数を使ったので, 80 km よりやや下方に夜間現われる  $O_3$  の dip が発達しない。これが発達するのは日出直後のみである。 $O_3$  dip の測定例はいくつかあるが, dust layer が測定に影響を与えていることも考えられるので,  $O_3$  の夜間の dip の存在は確定したものと考えるべきではない。

(3)  $OH+HO_2 \rightarrow H_2O+O_2$  は odd hydrogen の消滅を左右する重要な反応であるが, この反応係数は  $10^{-11}-10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の未確定さがある。この反応係数のちがいは, 70 km 以下の  $H$ ,  $OH$ ,  $HO_2$  の密度のちがいをもたらすが, 唯一の測定例の  $OH$  は測定誤差が大きく, この反応係数決定の決め手にならない。一方  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_3$  密度も影響を受ける。 $O_3$  の観測値からみれば  $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の方がよい。 $O_2(^1\Delta_g)$  の測定値からははっきりしたことは言えない。

(4)  $NO$  は熱圏では  $N(^2D)+O_2$  の反応で生成されるので,  $NO^++e$ ,  $N_2^++O$ ,  $N_2+h\nu$ ,  $N_2+$  photoelectron の反応における  $N(^2D)$  の生成効率が  $NO$  密度を大きく左右する。 $NO$  の観測値との比較から,  $N(^2D)$  の生成効率は 0.5 以上と推定される。ただし,  $N_2$  の解離断面積がよく決まっていないので, これ以上正確な推定は難しい。 $NO$  密度は前記解離のため 60-80 km で  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  以下となる。この小さい  $NO$  値は電子密度の観測値には都合がよい。80 km 以下の  $NO$  の測定値の誤差は大変大きい。新しい  $NO$  の分布に依ると,  $O_2(^1\Delta_g)$  の電離が 80 km 付近では重要となること, 地球コロナ  $L\alpha$  による夜間電離は, むしろ  $L\beta$  と並んで E 領域の電離源となること等結論される。

(5)  $O$ ,  $H$ ,  $NO$  は 80 km 以上では安定な日変化は殆どない。ただし  $NO$  は 120 km 以上で ion の変化の影響を受けた日変化をみる。日没とともに  $O \rightarrow O_3$ ,  $H \rightarrow OH+HO_2$ ,  $NO \rightarrow NO_2$  の変換が 80 km 以下では起る。日出のときはこの逆。

(6) 75 km 付近に  $O$  の dip が出るが, これは定常解では現われぬ。70-80 km では  $O$  の時定数が大きくなるので太陽輻射の変化に対し  $O$  密度変化が follow できないからである。この dip は日出後に顕著で,  $O_3$  の dip や電子密度分布に影響を及ぼしている。

福山 薫 (京大・理)

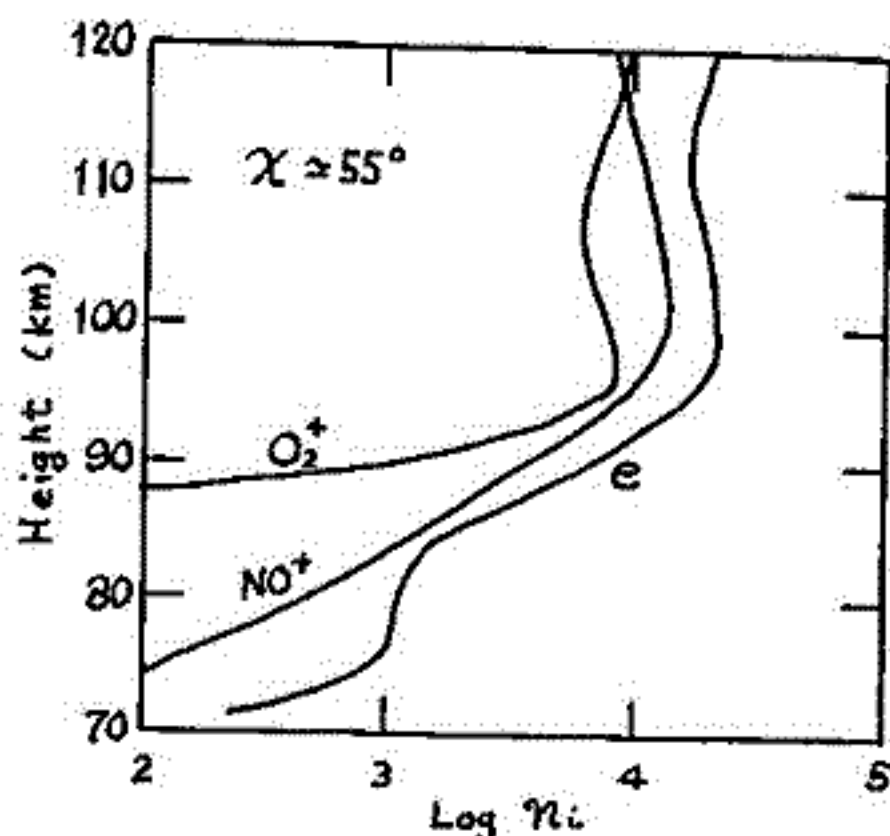
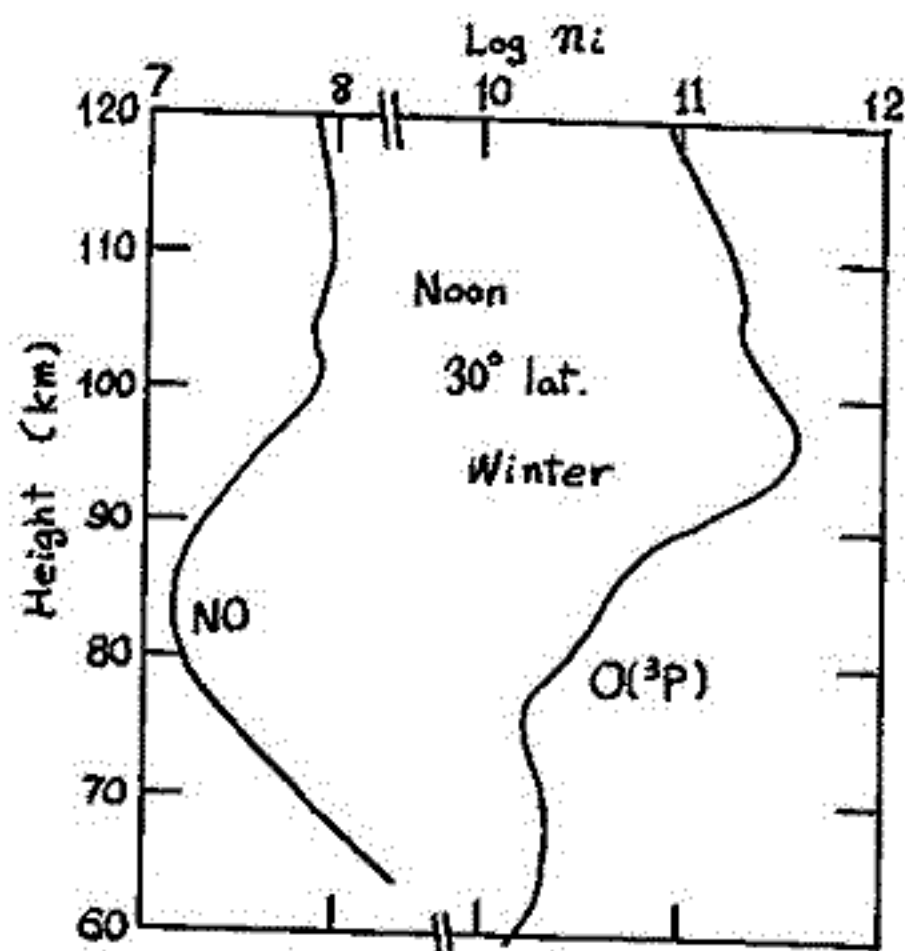
冬季 中緯度・下部熱圏における酸素-水素大気中中性成分の濃度分布の計算 (J.A.T.P. 36, 1297-1320) に基づいて、さらに、窒素系成分,  $CO, CO_2$ , 正・負イオン, 電子を含めて、これらの日変化を求めた計算をおこなった。計算は、冬季・緯度  $30^\circ$ 、高度  $50-150$  km に対してなされた。

濃度分布の変化が求められる組成は、中性成分に対しては 21 個 [ $O(^3P), O(^1D), O(^1S), O_2(^3\Sigma_g^-), O_2(^1\Delta_g), O_2(^1\Sigma_g^+), O_3, H, H_2, H_2O, OH, OH^+, HO_2, H_2O_2, CO, CO_2, N(^4S), N(^2D), NO, NO_2, N_2$ ], イオン成分については約 40 個である。考慮した光化学反応は、中性成分間の反応約 75 個, イオン-中性, イオン-イオン間の反応は約 160 個である。

鉛直渦拡散係数は、過去数年間の流星風レーダ等の観測から求められた平均的分布 (Koper, 1973) に、mesopause 付近の大気の安定度を考慮した profile を使用した。これによると、従来、採用した分布よりも、turbopause の高度は低く、渦拡散係数の値も小である。

Preliminary Results

- 渦拡散係数の profile の変更によって、 $[O(^3P)]$  の maximum は従来のモデルより、数 km 上に生じた。また、この高度以下の濃度傾度もより sharp となり、観測結果とよく一致するようになった。
- この  $[O(^3P)]$  のこの高度領域の分布に伴ない、 $[O_3]$  の明確な second maximum は、mesopause 付近において、層間は現われない。
- mesopause 付近の  $[NO]$  の分布に対して、渦拡散係数の影響大。
- $NO^+ \rightarrow H^+(H_2O)_n$  の変換、やや速い。従来の scheme 以外に、他の hydration processes を考へる必要があるかもしれない。



山本利文 北村泰一  
九州大学 理学部

ここに述べる磁場センサーは 比較的大きな外部雑音のある環境においても、良好な S/N 比で、被測定磁場を検出できるセンサーで、*gradiometer* と呼ばれるものの一般化である。これは、ロケット等に磁力計を搭載して観測を行う目的で考案したもので、近くにある磁場雑音源による磁場を消去し、遠くからの磁場の能率のよい検出を可能とする。

図1に示すように、一定距離  $l$  だけ離れた二つのコイルが、互いに逆相になるよう接続されていて、任意の距離に磁場を感じない点をもつよう設計することが出来る。今、磁場源から、コイル  $C_1, C_2$  までの距離を  $r_1, r_2$  コイルの突効面積を  $S_1, S_2$  とすると、このセンサーを貫く磁束は、実質 差し引き  $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = B(r_1)S_1 - B(r_2)S_2$  である。

$B(r) \propto r^{-3}$  とすると  $\Phi \propto (S_1 r_1^{-3} - S_2 r_2^{-3}) = [S_1 r_1^{-3} - S_2 (r_1 + l)^{-3}]$  となる。  
 $S_1, S_2, l$  を 適当に設計すると  $(1 + l/r_1)^3 \sim S_2/S_1$  なる  $r_1$  で  $\Phi = 0$  となる。つまり、この  $r_1$  に 焦点をもつということが出来る。

特に、 $S_1 = S_2$  のとき これは *gradiometer* と呼ばれ、無限遠点に焦点をもつ。

図2に、通常コイルの実験で得られた特性の一例を示す。

この報告では、上記の事柄を実際に 超伝導磁力計を用いて実験した結果を報告する。

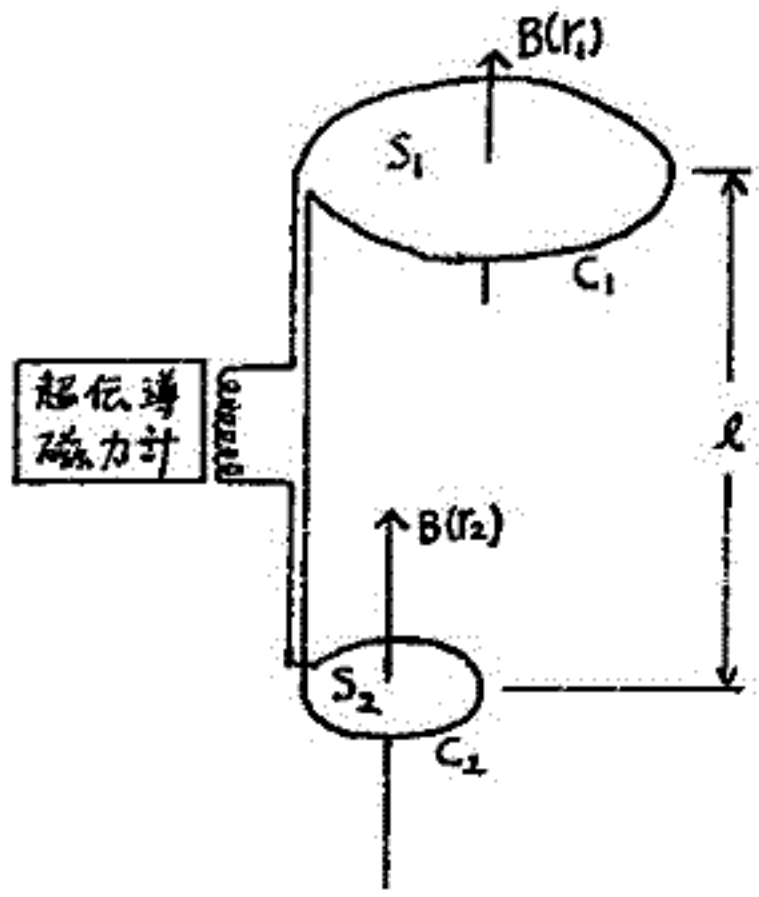
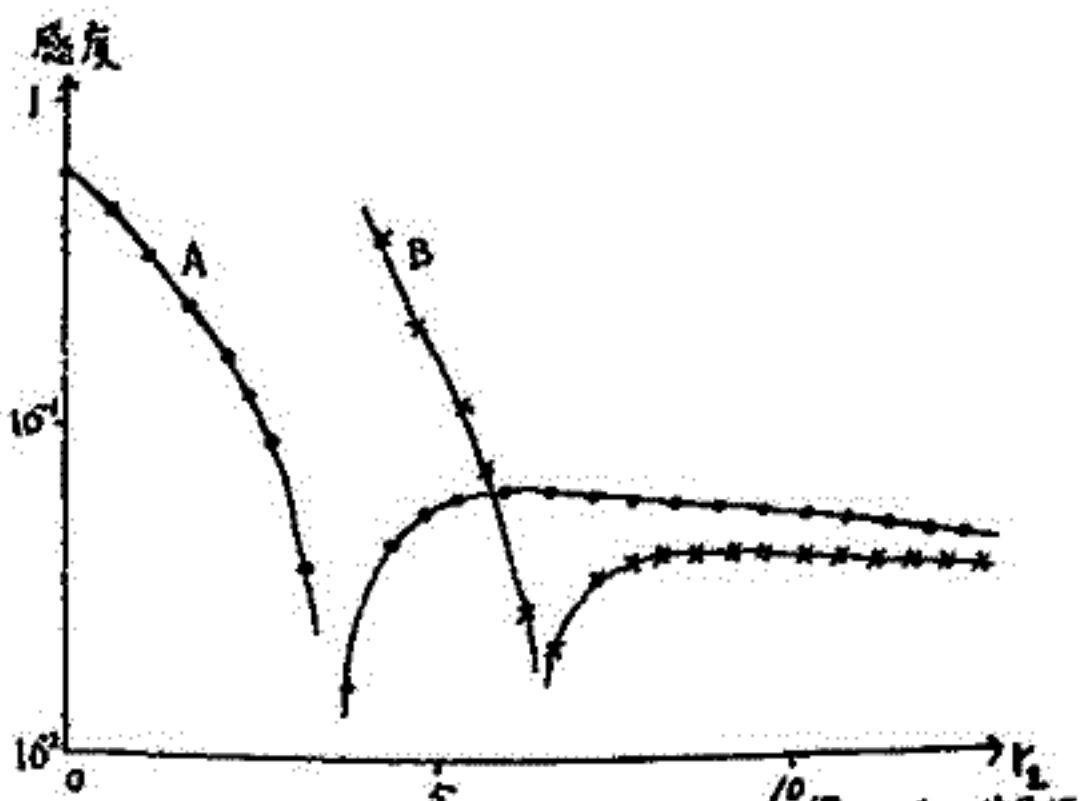


図 1



|     |               |         |
|-----|---------------|---------|
| A : | $C_1$ 直径 3 cm | 15 turn |
|     | $C_2$ " 3 cm  | 5 turn  |
|     | $l$           | 4 cm    |
| B : | $C_1$ 直径 3 cm | 14 turn |
|     | $C_2$ " 3 cm  | 6 turn  |
|     | $l$           | 4 cm    |

図 2



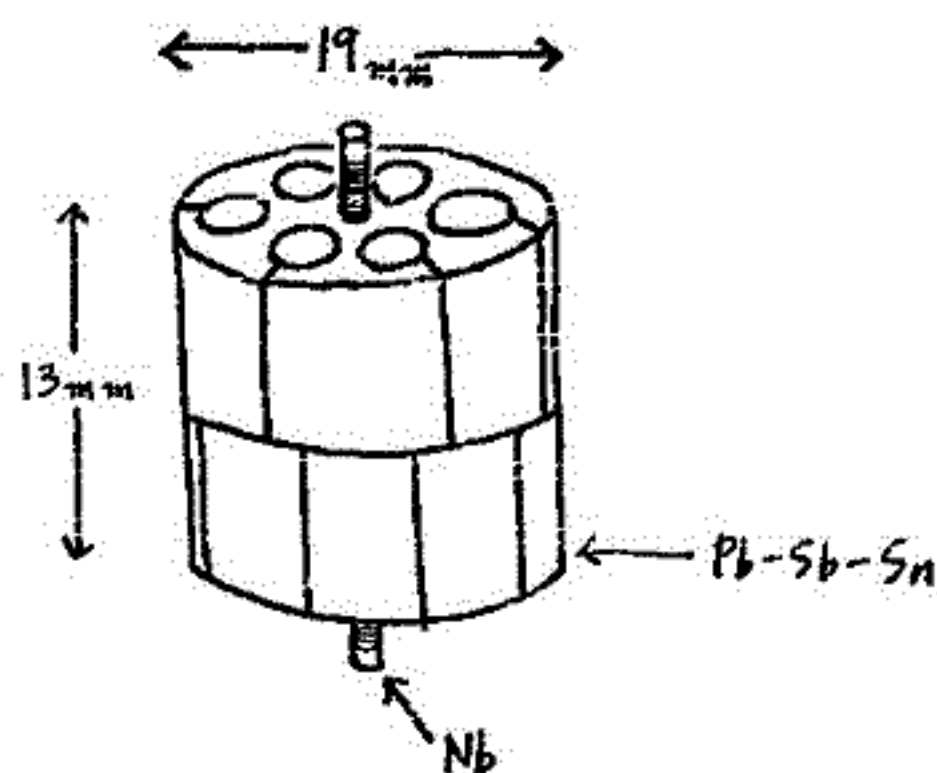
石津美津雄 北村泰一  
九州大学 理学部

SQUID磁気計は、原理的には、センサーである超電導リング素子のなかの磁束を、磁束量子  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$  の単位で測定することによってできる。

この磁気計の感度をさらに高めるには、ひとつは、SQUID素子で生じる磁場干渉信号を電気的に処理して素子の近くにおいたコイルに電流として流すことにより帰還をかける方法がある。このときの帰還量は測定磁場の強さに比例しているのので、これが磁気計の出力となる。この方法によれば  $\Phi_0$  の百分の一程度の变化まで測定可能である。このように帰還がかけられたSQUID systemは linearized SQUID と呼ばれている [1]。

感度を高める他のひとつは超電導素子そのものの感度を高める方法である。これには flux transformerを用いて外部磁場を素子のなかへ導き入れる方法と、超電導素子の有効面積を増大させて磁場感度を高める方法がある。[2]

我々の研究室では SQUIDを地球磁場変動の観測に用いるため研究を進めている。このため測定データが recorderに記録できるように磁場の強さに比例した出力が得られる linearized SQUIDを組み立てた。ここで用いた超電導素子は実験室におけるノイズを避けるため、uniformな磁場には感度がなく磁場 gradient だけに感度が高いものというわけで fractional turn loopを用いた。



SQUIDの磁場干渉信号の振幅が素子のインダクタンスの平方根に逆比例するため、インダクタンスを増加させずに有効面積を増加する必要があるため図のように複雑な形を素子はしている。この素子による磁場 gradient 測定の結果は  $1 \text{ r/cm}$  当り  $40 \text{ mV}$  の出力電圧が得られた。室内ノイズは周期  $0.5 \text{ sec}$  程度の成分で  $5\%$  程度存在したが (Hall磁気計で測定した) SQUIDはこの成分のノイズを  $0.1\%$  程度しか感じなかった。

今後 SQUIDを野外へ運び地磁場の観測を行う予定である。

文献 [1] R. Giffard, R. Webb, J. Wheatley  
J. Low Temp Phys 1972 Vol 6 No. 5/6 533  
[2] J. E. Zimmerman  
J. Appl Phys Oct. 1971 vol 42 No 11 4483

# 地磁気日変化等価電流系の変動 電離層などとの関連性

白木正規  
気象庁・地磁気観測所

これまでの解析から、地磁気日変化電流系の中心緯度  $\Phi_s$  と電流系の強度  $r(D)$  には日々の変動や10~30日同期の変動が含まれていることが明らかになった。これらの変動の原因はいまだ明らかでない。今回は、これらの変動が電離層の変動と関連があるかどうか調べてみた。相関係数を調べる対象として選んだのは、上部電離層の  $f_oF2$ ,  $h'F2$ ,  $y_pF2$ , および下部電離層の  $f_oE$ ,  $f_oE_s$ ,  $h'E_s$ ,  $f_{min}$  である。 $\Phi_s$  や  $r(D)$  が西太平洋岸の地磁気日変化から得られたことから、電離層の諸量は国分寺の昼間(11h-13h LT)の値で代表した。また、地磁気日変化の日々の変動や10~30日同期の変動が太陽活動と関連しているかどうかについて、太陽電波フラックス(2800 MHz)、惑星空間磁場(IMF)の極性、地磁気活動指数( $A_p$ )との関連についても調べた。これらの値はUTで得られたものである。

相関係数を調べる期間は、1970年12月~1972年2月の15か月間である。上にあげた諸量から季節変化を除いて、それぞれ季節ごとに関係数を求めた。この結果はTable 1に示されている。 $\Phi_s$  と  $r(D)$  と各諸量の間に関係数は小さいが、有意性の検定(5%)から統計学上相関があるとみてよいものはア・ダーラインがつけられている。 $\Phi_s$  や  $r(D)$  が IMF 極性や  $f_oF2$  などと相関がみられるのは興味深い。

|           | $\Phi_s$ |       |       |     | $r(D)$ |      |      |     |
|-----------|----------|-------|-------|-----|--------|------|------|-----|
|           | W        | E     | S     | Y   | W      | E    | S    | Y   |
| $r(D)$    | -33      | -20   | -32   | -30 |        |      |      |     |
| $A_p$     | 0        | -10   | -6    | -0  | 13     | 17   | -0   | 13  |
| IMF       | 17       | -5    | 20    | 12  | -16    | 3    | -6   | -8  |
| 2800      | 2        | 8     | -12   | -0  | 9      | 3    | 1    | 7   |
| $f_oF2$   | 18       | 11    | -26   | 5   | 8      | -2   | 25   | 10  |
| $h'F2$    | -3       | -20   | 10    | -4  | 12     | 14   | -18  | 5   |
| $y_pF2$   | 5        | 1     | 5     | 4   | 13     | -1   | 13   | 9   |
| $f_oE_s$  | 3        | (-29) | (-13) | -5  | 18     | (-9) | (-2) | 12  |
| $f_oE$    | 9        | 5     | -2    | 4   | 17     | -11  | -7   | 1   |
| $h'E_s$   | 18       | 1     | 40    | 22  | -13    | -13  | -12  | -16 |
| $f_{min}$ | -14      | -5    | 4     | -6  | 15     | -2   | 2    | 7   |

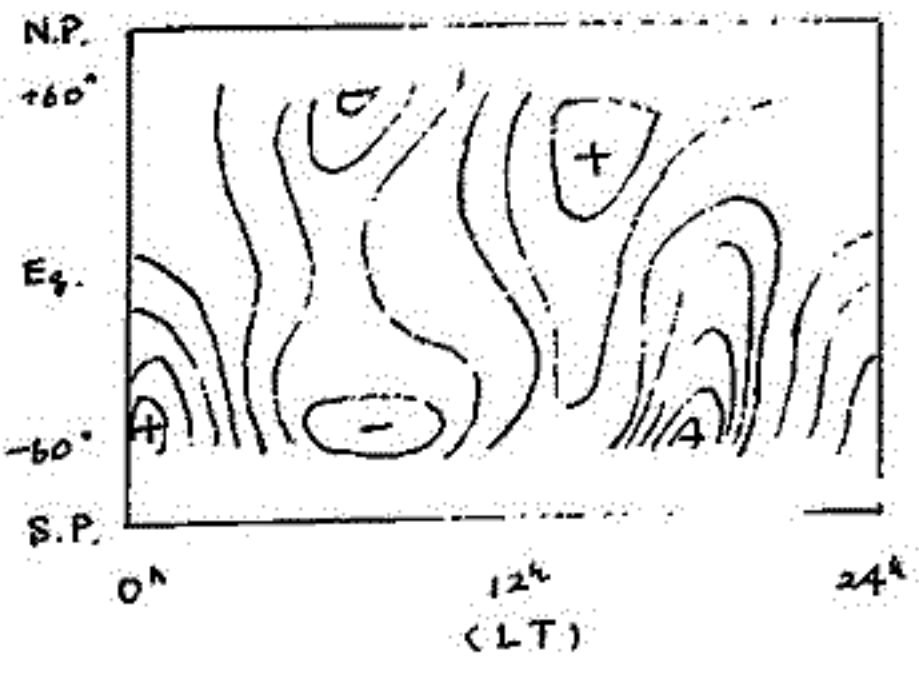
Table 1. Correlation coefficients(X100)

電離層ダイナモ電流のUT変化 (II)

鈴木 亮, 前田 垣  
(京大 理)

前回は電離層のいわゆる等価電流系をUT/時間毎に求めることの方法のあらましと、試みに計算した1964年4月3日の解析結果について報告した。要点を改めて述べれば、各時間の等価電流系を描くことが理論点での端的なわけであり、1964年4月3日の結果では、この日が地球磁場のかなり乱れた日であつたため解析はうまくゆかなかつた。そのうまくゆかない原因は観測所の不足による空間的データの不足にあるようである。

今回は、その後改めて解析した1964年7月19, 20日の結果について報告する。この両日は five quiet days に入る静穏日である。7月19日の03h UT について求めた電流系は右図に複写したようになる。この結果は電流の強さ及び全体の形において、前回の結果よりも数段  $S_F$  の電流系に似ている。しかし、通常見られた日中北半球と、南半球とに+-の一对の電流うずのある電流系図とはまだだいぶ差が大きく、この図が負の姿と表わしているとは考えにくい。誤差の原因はやはり空間的データの不足にあると考えられる。この欠点解消のため、数学的対応策を検討中であるが、効果はあまり大きくない。



等価電流系は、地磁気三成分のうちHとZ、またはDとZの二成分の組合せより求まり、そのどちらも理論的にはほぼ一致した結果にたつて居る。数学的表示では各成分のデータの展開形(左辺)とポテンシャルの展開形(右辺)とは次式のようになる。

$$(a_n^m \cos mt + b_n^m \sin mt) X_n^m = \{ (e_{na}^m + i f_{na}^m) \cos mt + (e_{nb}^m + i f_{nb}^m) \sin mt \} X_n^m \dots (1)$$

$$(-b_n^m \cos mt + a_n^m \sin mt) Y_n^m = \{ (e_{na}^m + i f_{na}^m) \sin mt - (e_{nb}^m + i f_{nb}^m) \cos mt \} Y_n^m \dots (2)$$

$$(a_n^m \cos mt + b_n^m \sin mt) P_n^m = \{ (ne_{na}^m - \overline{n+1} i f_{na}^m) \cos mt + (ne_{nb}^m - \overline{n+1} i f_{nb}^m) \sin mt \} P_n^m \dots (3)$$

$$X_n^m = \frac{1}{n} \frac{dP_n^m}{d\theta}, \quad Y_n^m = \frac{m}{n} \frac{P_n^m}{\sin \theta} \dots (4)$$

今までの解析では、上式で(1)と(3)、つまりHとZの組合せで行つてきた。しかし、その結果電流系に対するD成分のデータによる制約が少いため、結果的にD成分がいくら大きくたつてもよいようである。つまり南北方向の電流成分の強い電流系を作つていけるようは懸念がある。そこで今回(2),(3)を、つまりDとZをつかつた解析を試みようとして目下準備中である。

$S_c$  の equatorial enhancement について

黒木 徹, 菊池 泰  
京大理

$S_c$  の equatorial enhancement のメカニズムとして

- ①  $D_s$  current の集中 (Obayashi and Jacobs 1957),
- ② HM 波の ray focusing (Namikawa et al 1964)
- ③ HM 波と electrojet との相互作用 (Abbas, 1968, 1969),
- ④  $\partial < \frac{\partial H(\text{北向})}{\partial t} = \nabla \wedge E$  の  $E$  (西向き) による  $E \wedge B_0$  drift で dynamo layer の電流伝導度が増加し jet が強化される (Jacobs and Watanabe, 1962)

等が考えられるが、このうちどれが最も有効なのか、あるいは他のメカニズムを考慮すれば、さらぬのか、はたして「その」の点に理論計算とデータ解析の両面から追求したい。理論計算の1つのプロセスは別講演(菊池 泰)で述べられているので、ここでは前面に絞ってデータ解析の結果を報告する

前学会では、もし④のプロセスが有効ならば

- (1) enhancement rate は  $\frac{\partial H}{\partial t}$  に依存するはずである,
- (2) 赤道の  $H$  の分は 最大値に達した後 decay して一定値に達するはずである,
- (3) 赤道での  $S_c$  の最大値の時刻は 中緯度のそれより遅れるはずである

と考へ、はたしてどうなるかを 柿岡と Koror の Rapidrun magnetogram (1957.9-1958.12) を使って調べた結果 次のことがわかった。

- (1') enhancement rate と柿岡の  $\frac{\partial H}{\partial t}$  とは 負の相関を示す傾向がある。
- (2') Koror の  $H$  は 最大値に達した後 数分で decay する。
- (3') Koror の  $H$  の最大値は 柿岡のそれより 0~3分程遅れる。

(2')(3) は ④が有効だと仮定した時の予想と合致するが (1')は予想と異なる結果であり、④のプロセスが必ずしも有効であることを示唆している。また (2')(3) は equatorial enhancement が単なる  $D_s$  current の集中では説明できないことを示しており、他定常な磁気現象としての考察が必要と思われる

今回は、これらの点の判断の資料とすため SI-1112 同様の考察を行ったので報告する



堀内俊洋, 加藤道  
京群大学工学部

下層中性大気中で励起される大気潮汐が、上方へ伝搬していくと電離大気にどのような影響を及ぼすが、又大気潮汐自身の受ける影響はどのようなものであるかという問題に関して、古くは、Chapman にはじまるダイナモ理論以来、多くの人々による報告がされてきた。

しかし、これら多くの報告は、重要な次の理由で、再検討されるべきであると思われる。それは、第一に、運動と電界の相互に及ぼしあう影響、第二に、大気の導電率等の鉛直方向に関する変化の影響らが考慮されていりない点である。

今回は、これらの問題に及ぼす境界条件の重要性を指摘し、今までの取り扱いとの比較を行う。上方の境界条件として、磁気圏下部と、電離層との境界付近とみなせる高度  $400\text{ km}$  において、経緯方向の電流  $J_{\parallel}$  を零、速度  $v$  につき  $dv/dz = 0$  をとる。下方の境界条件は、 $z=0$  において、水平方向の電界を零、一定の圧力変動をとるものとする。

菊池 崇 荒木 徹  
京大. 理

magnetopause が interplanetary shock により compress された際、急激な磁場増加を伴って hydromagnetic shock wave が発生し、途中減衰を受けながら S. hydromagnetic wave として、地表面まで伝わるものがある。SC であると見られる。このような hydromagnetic wave の伝播特性は、多くの人々によって明らかにされてきたが、いずれも定常波に対するもので、SC のような非定常現象を考慮する場合には適当でなく、非定常問題として解く必要がある。ここでは伝播特性に大きな影響を与える電離層に着目し、SC タイプの磁場変化に対する透過特性を明らかにする。

解くべき方程式は (1) Maxwell 方程式 (2) plasma の運動方程式 (3) generalized Ohm's law.

$$(1) \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$(2) \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = j \times B_0 - \rho_0 \nu_2 u + \frac{\nu_1}{\eta} j$$

$$(3) \quad \frac{\partial j}{\partial t} = \eta S \rho_0 E + S \rho_0 \nu_1 u - \nu_3 j + \eta S \rho_0 u \times B_0 - \eta j \times B_0$$

$$\nu_1 = \nu_{en} - \nu_{in}$$

$$\nu_2 = \nu_{in} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{en}$$

$$\nu_3 = \nu_{ie} + \nu_{en} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{in}$$

$$\eta = e/m_e$$

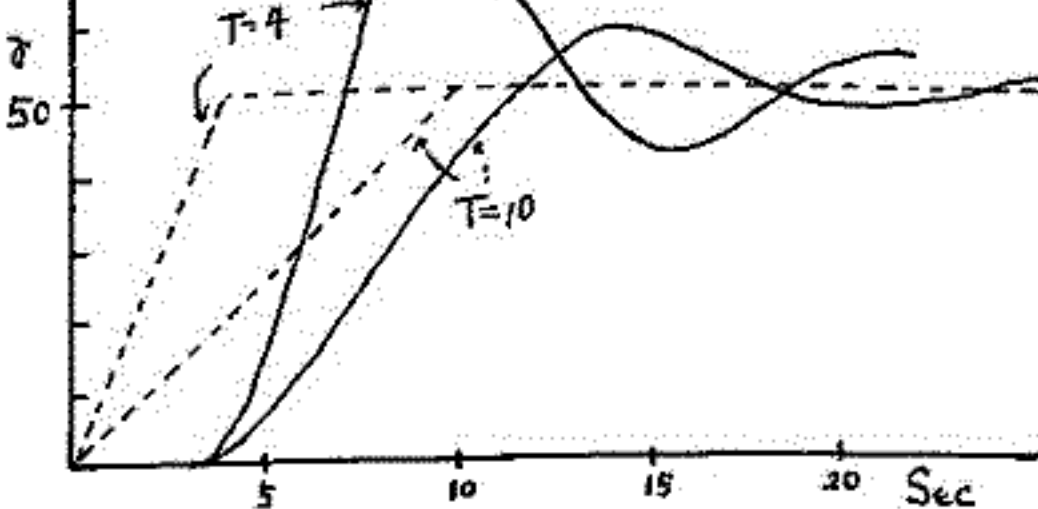
$$S = e/m_i$$

(after Watanabe 1961)

簡単のため、電離層は水平方向に一様とし、現象の time scale より (1) 式中の  $\frac{\partial D}{\partial t}$  と (3) 式中の  $\frac{\partial j}{\partial t}$  を無視した。方程式は、時間と空間一次元の偏微分方程式となり、これらの差分方程式に對し、初期値、境界値を次のように与えた。

- 初期値:  $t=0$  では、考えている領域 (upper boundary と lower boundary とが区別される領域) には、変化磁場も、それに伴うプラズマ運動もない。
- 境界値:
  - upper boundary で SC タイプの磁場変化 (rise time を  $T$  とする) を時間の関数として与える。
  - lower boundary では、完全導体を仮定した地面があるため、磁場の空間勾配が 0 である。

次の例では、地球磁場が水平 (赤道の場合) で、upper boundary が 800 km, lower boundary が 60 km (この高さへ地面まで延びた) の場合に、 $T=4$  sec, 10 sec について解いた。



破線は upper boundary で与えた SC タイプの磁場変化であり、実線はそれに對して lower boundary で得られた磁場変化である。赤道電離層の場合には、非定常変化磁場を増加する効果を持つことがわかる。

II-29 地磁気変化および関連現象の統計

太田 征次 郎  
岐阜大学

大気圏外物理の共同研究会において毎回報告している電離圏を主とする関連現象(新天、太陽風現象、太陽電波、宇宙線、地磁気、電離層、VLF、流星、文克光)の日ごとの活発性の表示をとりまとめたものである。今回はその“とりまとめ方法”と結果の一部を報告する。

この報告は上記の資料のうち Ref. No. ~~1758~~ (1961, 12, 27) ~ Ref. No. 1913 (1973 7 4) の約 11年7ヶ月のことで、その“とりまとめ方法”として、地磁気変化を“存在状態”として取り上げ、各国連現象についての相関を調査した。11年というには、1 solar cycle であり、且つ、その間に若干の異常現象もみられたが、一見1年とすると、全く同じような現象は数多く見られる。従って統計では数々の点からその満足すべき点を探る。しかし、conventional な結果、例として、solar activity との seasonal variation 及び、地磁気嵐と宇宙線強度の減少などは一応見られることである。これらの現象をふまえて、“存在状態”と“平均状態”からの偏差を考慮して、sunspot activity の調査とか、古くからある conventional のところと差引く努力を(存在と“意味”と)とする統計を成す。

- その結果、今日報告した内容を以下に示す。
- 1 地磁気嵐と宇宙線嵐 (Forbush decrease) との相関指数 (新しい試みの Index) の分布の法則
  - 2 地磁気嵐と太陽電波の meter-wave storm との関連性、地磁気嵐と電離層 fmin の上昇との関連性などは比較的小さい、この点に留意する。
  - 3 各現象間の関連性について seasonal effect (季節による、その関連性がある) という点に留意すべき点と強調する。
- また、この11年の間に 1972 の August event, 1966 の July proton event など超特異現象があるが、これらは12月の15日以後の検討対象として得られた。
- また、この結果は、この11年間の資料は殆んど日不同19年の(太陽風現象及び10年間の資料)と異なるが、現象の小さい現象については、あまり強調すべき点はない。

# II-30 太陽 X 線フレアによる D 領域の増加電子密度の様相 (3)

大塩 光夫  
電波研究所 平磯支所

地球中性大気電離可能な太陽電磁波による生成電子密度が太陽天頂角  $\chi$  の増加に伴って減少する事(順関係と名付けろ)は一般に認められる処である。然るに例えば太陽 X 線フレアに伴う増加電子密度  $\Delta N$  が  $\chi$  の増加につれて増加する、いわば逆関係が、増加電子密度算出上出現する。慣例の文字の使用による  $d\Delta N(\chi, z, t)/dt = \Delta g(\chi, z, t)/(1+\lambda(z)) - 2\alpha_{eff} N_g(\chi, z) \Delta N(\chi, z, t) - \alpha_{off} \{\Delta N(\chi, z, t)\}^2$  に於いて、 $\Delta g(\chi, z, t)$  自身及び  $N_g(\chi, z)$  自身は共に  $\chi$  の減少函数であるから、 $\Delta N(\chi, z, t, \lambda_e \sim \lambda_u)$  が有する順・逆関係は上式に内在する、と論ぜられる。以下の考察では単一波長領域の増加輻射強度  $\Delta F(\lambda_e \sim \lambda_u, t)$  (0.5-5A または 5-15A) が考慮される。又  $z = 60, 80, 100 \text{ km}$ ,  $\chi = 0, 60, 80^\circ$  が代表として採用される。

最大期に於いて上式の定常解の使用が容認され、 $\Delta g_n(\chi, z, t_m, \Delta F_n(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m)) = (1/R_c) \{ \Delta F_n(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m) / (\lambda_e - \lambda_u) \sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda) \}$  が用いられるならば、 $\Delta N_{max}$  は

$$\Delta N_{max}(\chi, z, t_m, \lambda_e \sim \lambda_u) = \frac{1}{2\alpha(z)} \left( \sqrt{A(\chi, z, \lambda) \Delta F_n(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m) + \beta(\chi, z)^2} - \beta(\chi, z) \right)$$

但し  $\alpha(z) = \alpha_{off}(z)$ ,  $\beta(\chi, z) = 2\alpha_{off}(z) N_g(\chi, z)$ ,  $\gamma(z) = 1 + \lambda(z)$

$$A(\chi, z, \lambda) = \frac{4\alpha(z)}{\gamma(z)} \frac{1}{R_c} \frac{1}{\lambda_e \sim \lambda_u} \sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda) \quad (Y: \text{局所光電離効率})$$

採用された  $\beta(\chi, z)$  (c/s) の値

| $\chi \backslash z$ | 0                   | 60                  | 80                  |
|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 100                 | $1.188 \times 10^7$ | $5.590 \times 10^7$ | $1.420 \times 10^8$ |
| 80                  | $8.620 \times 10^6$ | $1.724 \times 10^7$ | $2.241 \times 10^7$ |
| 60                  | $6.460 \times 10^6$ | $6.137 \times 10^6$ | $5.943 \times 10^6$ |

によって表わされる。  $\chi$  を自変数とした  $\Delta F_n$  と  $\Delta N_{max}$  との関係は、 $z = 60 \text{ km}$  では近似平行拋物線群になり、 $\Delta N_{max}$  の  $\chi$  による比は減少函数なるので、 $\Delta F_n$  (0.5-5 or 5-15A)  $\approx 10^8 \sim 10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  なる変域に亘って順関係である。  $z = 80 \text{ km}$  では拋物線群は互に交叉するので  $\Delta F_n$  の大きさにより、順逆両関係が具現される。  $z = 100 \text{ km}$  では  $A \Delta F_n / \beta^2 \ll 1$  が大部分の  $\Delta F_n$  の変域に対して成立するので平行直線群となり、 $\Delta N_{max}$  の  $\chi$  による比は、0.5-5A では増加函数、5-15A では減少函数となる。従って  $z = 100 \text{ km}$ ,  $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$  では  $\Delta F_n$  の大きさに無関係に逆関係が具現される。順・逆関係の結果として、 $\sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda)$  及び  $N_g(\chi, z)$  の  $\chi$  に対する変動の大きさによって決定される。

増大期に於いては、適当なフレア模型が設定されなければならないが、順・逆関係の様相は本質的には最大期と同様に、 $\sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda)$  及び  $N_g(\chi, z)$  の  $\chi$  に対する変動の大きさによって決定されるが、フレア生起からの時刻の介在を以て、最大期の様相に附加的である。

減少期に於いても、適当なフレア模型が設定されなければならないが、順・逆関係の様相は本質的には最大期及び増大期と同様に決定されるが、更にフレアの減少勾配  $B(t_e, t)$  と  $\beta(\chi, z)$  との大小関係が介在するので繁雑である。

終止期以後に於いては、 $\Delta N$  は  $\Delta N(\chi, z, t > t_e) = \Delta N(\chi, z, t_e) e^{-2\alpha_{off}(z) N_g(\chi, z) (t-t_e)} = \Delta N(\chi, z, t_e) e^{-\beta(\chi, z) (t-t_e)}$  によって表わされ、 $N_g(\chi, z)$  乃至  $\beta(\chi, z)$  は  $\chi$  の減少函数なる故、 $t_e$  と  $\Delta N(\chi, z, t_e)$  が順関係にあつても、時刻の経過と共に  $\Delta N(\chi, z, t > t_e)$  は逆関係の成立を示す。

単一波長領域の太陽 X 線フレアによる場合は、 $z = 60$  及び  $z = 100 \text{ km}$ ,  $\lambda = 5-15 \text{ A}$  の場合、終止時刻初期以後の逆関係を除いて、フレアの増大期及び最大期では順関係が成立する。逆に  $z = 100 \text{ km}$ ,  $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$  の場合、増大期初期の順関係を除いて、フレアの増大期及び最大期では逆関係が成立する。この正反対の性質は  $\sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda)$  及び  $\beta(\chi, z)$  更に直接的には  $N_g(\chi, z)$  の  $\chi$  に対する変動に由来する。即ち同一高度に於いて前者の  $\chi$  に対する変動が、後者のそれより大きい小さいかによって、夫々順及び逆関係が生ずる。前者即ち  $\sum_{\lambda_0 \sim \lambda_e} \lambda \delta \lambda Y(\chi, z, \lambda)$  の  $\chi$  に対する変動が更に数倍されれば、 $Y(\chi, z = 100 \text{ km}, \lambda = 0.5-5 \text{ A})$  の、その極大値高度より可成り高い  $\chi$  による変動は、その極大値高度に於ける  $\chi$  による変動より遙かに小さい。畢竟、逆関係は由来する。従って  $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$  の単一波長領域のみの孤立スペクトルを太陽が惹起せず、当該高度附近に  $Y$  が極大値高度を有する波長領域のスペクトルの存在下では、 $z = 100 \text{ km}$  に於ける逆関係は、終止時刻以後のそれを除いて消失するであろう。従来電離層観測記録で逆関係が見出される一般的な事実は、太陽 X 線フレアが生起すれば、孤立スペクトルではなく軟 X 線領域全体に亘って、D, E 領域を増加電離させる事に由来する、とて解釈される。



武井忠雄・上山弘  
東北大学理学部

放射線帯内帯と外帯との間のいわゆる slot region ( $L=1.8$ から $L=3.5$ ) には、磁嵐の際、数十~数百 keV の電子が大量に注入され、slot electron が見られるが、磁嵐の終った1週目程に経るとこれらの電子は消失し、日に復すことが知られている。

Lyonsら(1972)は、この現象が whistler-mode wave turbulenceによる pitch-angle diffusion によって説明されることを示し、この機構は、slot region の電子の急速な消滅と、内帯電子の安定性との、二つの global な特性を説明することが出来る。さらに最近、Imhof et al. (1974) による precipitating/quasi-trapped component の観測、および Smith et al. (1974) の磁嵐後の plasma-spheric hiss の観測によって、wave turbulenceによる pitch-angle diffusion process が、plasma-sphere において operate していることがますます確実となった。従って、中低緯度電離層への precipitating electron の効果を定量的に求めようとする我々の立場は確実な基礎を持つことになり、

前回の学会までに示したように、中緯度から低緯度にかけて電離層に降下する電子成分を求めようとするには、whistler-mode wave turbulence による pitch-angle diffusion process の他に、atmospheric Coulomb scattering と、電磁場の巨視的なゆらぎによる cross-L diffusion とを併せて考慮する必要がある。我々は、この問題を  $L-p^2$  ( $p$ : momentum) の invariant を持つ stochastic process として扱い、 $(\alpha_0, L)$  space ( $\alpha_0$ : equatorial pitch-angle) に対して Fokker-Planck equation の形に定式化して、electron differential flux  $j(\alpha_0, L, E)$  や integrated precipitating flux  $i(L, E; \alpha_0 < \alpha_c)$  を数値的に求めた。方程式の表示や拡散係数の導出については前回の講演予稿集に記述しており、計算された trapped component の flux は、観測結果(例えば West et al. (1973))と良く simulate しており、観測例の poor な precipitating component についても信頼できると思われる。講演においては、解析結果と、他の diffusion process の評価について述べた。

## References

- Imhof, W.L., et al. (1974), J. Geophys. Res., 79, 3141  
 Lyons, L.R., et al. (1972), *ibid.*, 77, 3455  
 Smith, E.J., et al. (1974), *ibid.*, 79, 2507  
 West, H.L., et al. (1973), *ibid.*, 78, 1064

上山 弘・武井 恵雄  
東北大学理学部

磁気嵐後数日間に行なつて、slot region の電子が中低緯度電離層に散乱され降下し、一部はより低緯度まで拡散してきてのち降下する。これは、直前の講演で述べたように、観測的にも、理論的にも確実である。一方、中低緯度電離層において、磁気嵐後の数日間に電離増加が認められ、precipitating particle の効果が期待されるものには、1) ring magnetic activity の長期の相関、2) 低緯度における 3914Å line の検出、3) visible HF (UV tropical arc)、4) LF/VLF 伝搬の phase/amplitude anomaly、5) Twoek の spectral anomaly 等がある。これらのうち、あつたものは、precipitating electron の直接的効果と考へられたいものもある。しかし、precipitating electron と中低緯度電離層擾乱との同時観測がない現状では、その必要性を理論的に検討せざるを得ない。そこで、直前の講演で述べた electron precipitating flux に対して各緯度ごとの ionization rate を求め、擾乱時の D 層構造を試算してみたい。電離層内における energy degradation と equation を結合させた方法と、Rees-Maeda (1973) の hybrid method と、いくつかの新しい手法が開発されている。然し我々の場合は、彼らの中心の auroral electron の場合と異なり、入射エネルギーが数十〜数百 keV と高く、下部電離層において急激に energy deposition が起る面積に因り最近の実験的知識 (Opal et al. (1971)) を加味して、ionization rate を求めたい。また、(50 keV での stopping power が 15% 異なり) その結果 ionization rate a peak of incident flux の energy spectrum が hard になり低緯度でも、Potemraら (1973) の推定と異なり高度 60 km より下で ionization rate が  $> 1.7/cm^2 sec$  が得られる。この結果は scattered radiation belt electron が磁気嵐後の夜間中低緯度 D 層異常の重要な原因となつていゝことを示す。

## References

- Banks, P.M., et al. (1974), J. Geophys. Res., 79, 1459  
 Opal, C.B., et al. (1971), J. Chem. Phys., 55, 4100  
 Potemra, T.A., et al. (1973), J. Geophys. Res., 78, 1572  
 Rees, M.H., and K. Maeda (1973), ibid., 78, 8391

反田久義・上山 弘

東北大学 理学部

昼間日層の ion 分布を、光化学平衡の仮定を用いて、計算してみた。reaction scheme を下に示す。

negative ion の reaction scheme についてみると、

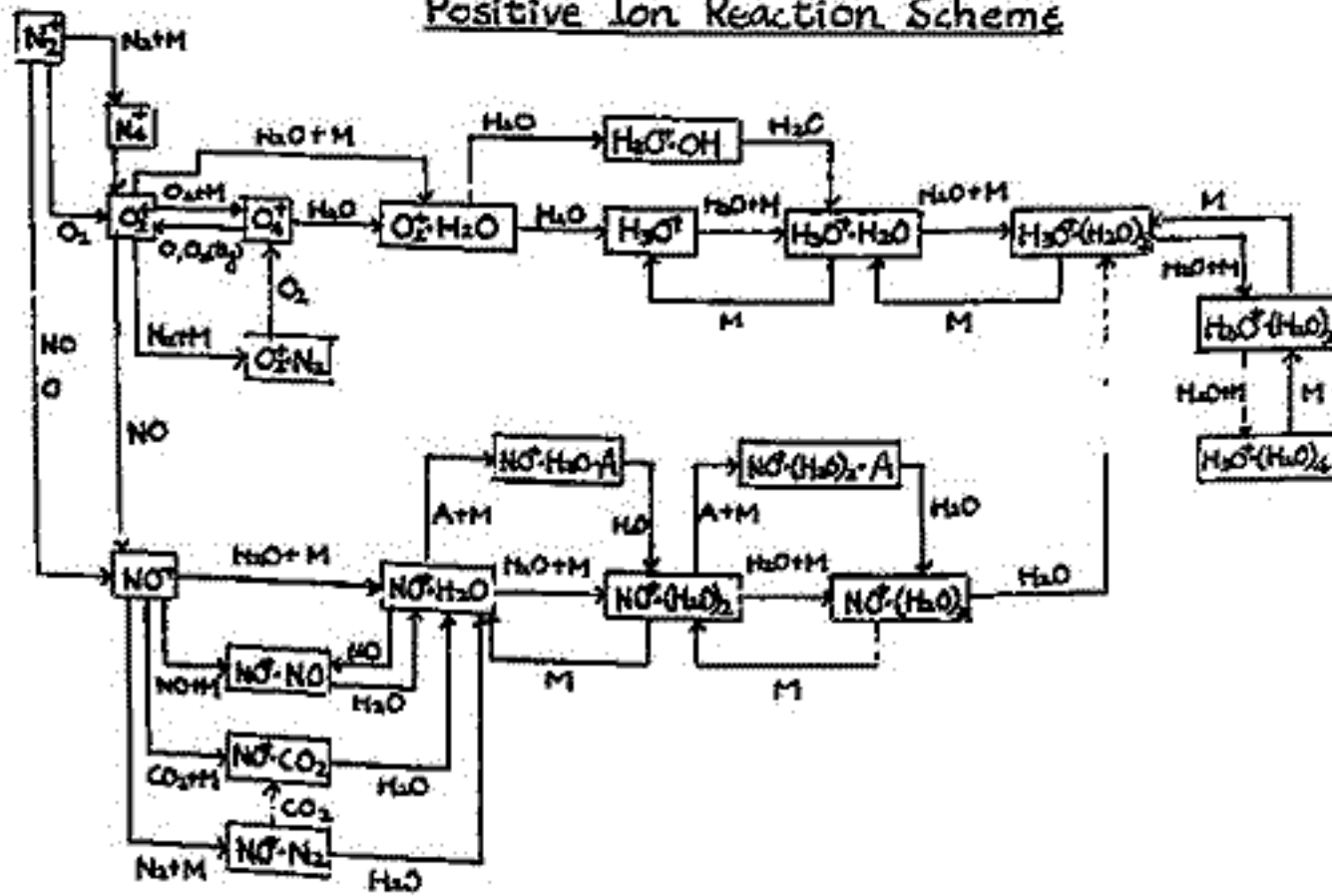
1.  $O, O_2(^1\Delta_g)$  は associative, collisional detachment により、常に反応の進行を妨げる働きをしている。
  2.  $O_2^-$ , water cluster ion は、三体反応で作られる。
  3.  $CO_3^-, CO_4^-$  は、 $O_3$  または  $O_2^-$  と  $CO_2$  との二体反応によって作られる。
- のか、特徴と言える。

80km 以上の領域では、 $O$  の concentration が高いので、negative ion 生成の反応より、生成を妨げる反応の方が速い。従って、negative ion は少く、また、そのほとんどが  $O, O_2^-$  である。

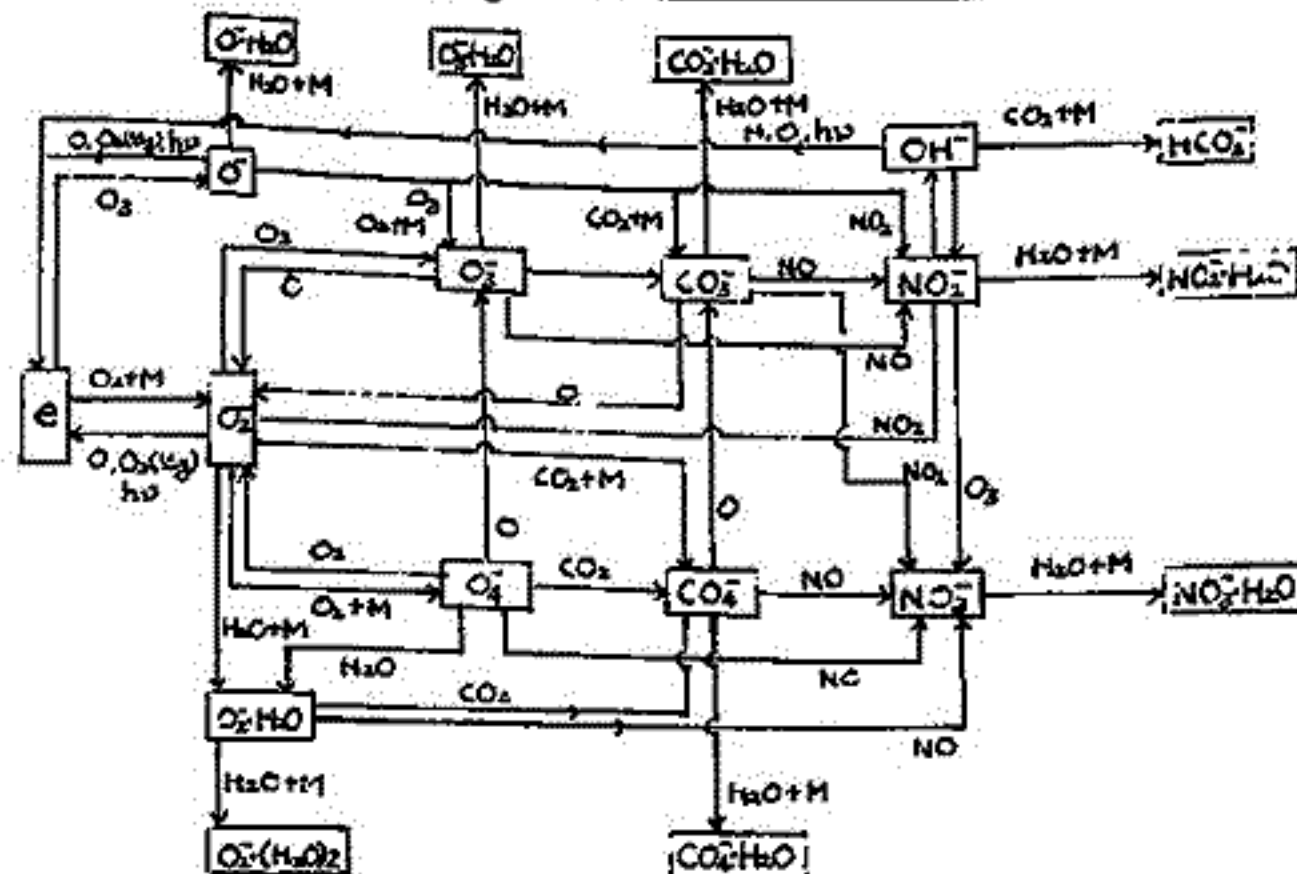
70km 以下の領域は、 $O$  の concentration が低いので、detachment はあまり起らないのに対して、逆に negative ion を作る三体反応は速いので、各種の負イオンの存在に好条件を備えている。特に、比較的多い  $CO_2$  との反応を含んでいるので、反応はほとんど妨げられることなく垂々に進行し、 $CO_3^-, CO_4^-, NO_2^-, NO_3^-$ 、及びそれらの hydrate が主成分となる。

Positive ion に関する式と連立させ、電気的中性条件に導き出し計算結果を報告する。

Positive Ion Reaction Scheme



Negative Ion Reaction Schemes



# K-9M-29号機による磁界強度観測値から 下部電離層の電子密度分布の計算

長野 勇 木村 智根\* 満保 正喜 松尾 敏郎\*  
金沢大工 \*京都大工

1. まえがき 電離層中の伝搬モード強度から電子密度を計算する方法は先の学会で報告した。この方法により、K-9M-29号機によって、横見川局40kHzの磁界強度観測値と伝搬モードから下部電離層の電子密度の高度分布を得たと報告する。

2. 観測値 本ロケットで、ループアンテナを使用して、磁界強度観測が行われた。下降時における観測値を地上レベルで規格し Fig. 1 に示す。また、ロケットスピンのため、ドップラートに現れた、右旋(R), 左旋(L)モードを Fig. 2 に示す。Fig. 1 において、60~84km までの観測値は、信号を校正した値であり、それ以上の高度では、ドップラート強度より校正した値である。

3. 電子密度の計算 あらかじめ、平均衝突回数 $\nu$ の高度分布 (Fig. 4),  $\nu$  の周波数(1.1MHz), 入射角(85°), Dip(41°), 磁場と伝搬モードとのなす角(110°)を与えて、Ray theory 的に, Bookerの根(8)を  $X = (\nu/\omega^2)$  をパラメータとして,  $Im(\xi) > 0$  となる  $X$  を解くとほぼ  $\nu$  である。電子密度に換算すると  $40/\nu$  である。観測値 (Fig. 1) より、磁界の減衰様子から、この点の高度は約 85km となる。従って、初期値に用いる電子密度分布はその高度で適当に直線近似で仮定される。その仮定された電子密度分布モデルを用い、full wave 法にて界強度を計算し、その結果と観測値とを高度分布にわたって比較し、両者がほぼ一致するまで、仮定した電子密度の修正がくり返される。このような方法 (Fig. 3) で得られた電子密度分布を Fig. 4 に示す。また、得られた電子密度での磁界の合成界、L, Rモードの分布を Fig. 1 に示す。計算されたLモードについて、88kmで消滅していることは実験値 (Fig. 2) とよく一致している。さらに、高度全般にわたって、観測値と計算値が、ほぼ一致していることが確かめられる。

4. おすい 具体的にはK-9M-29号機によるVLF磁界強度観測値から、計算機による界分布との比較から、下部電離層の電子密度分布を得た。この分布(19.20)は、DeeksがVLF電波の反射係数から得た night と day (12.00) の分布のほぼ中間領域に相当する。

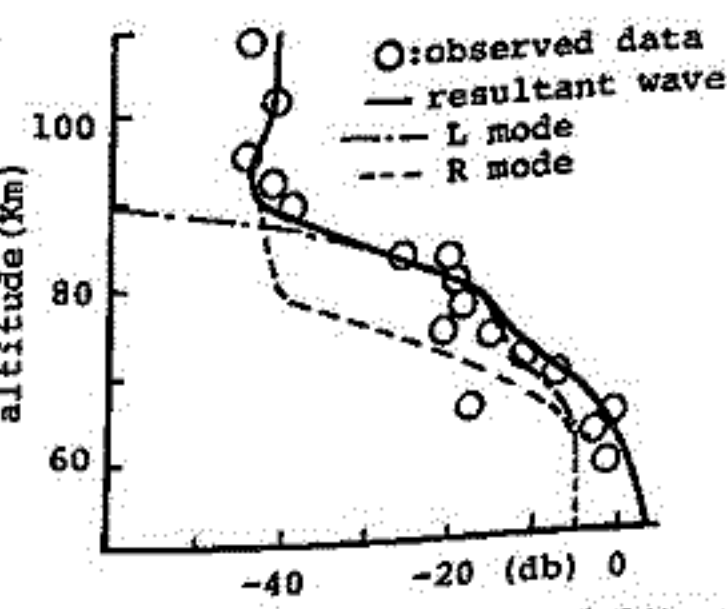


Fig. 1 観測値と計算値の磁界強度

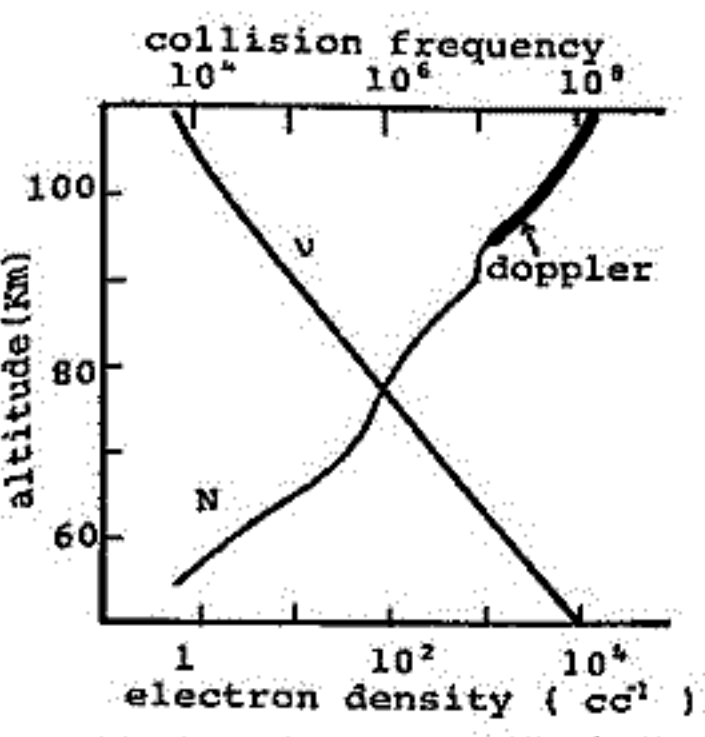


Fig. 4 計算された電子密度分布 Fig. 3

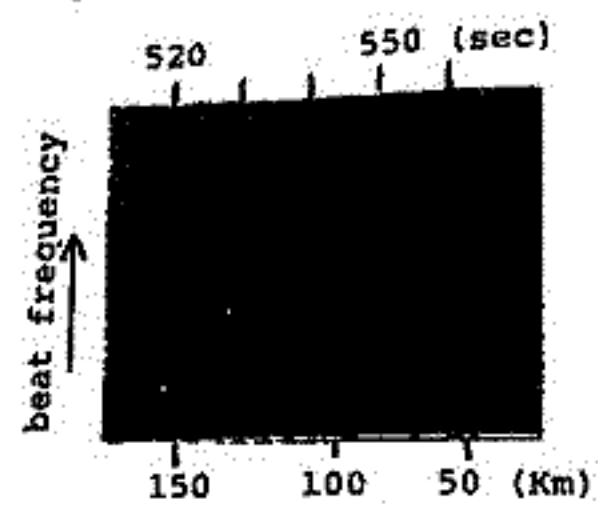


Fig. 2 ソナーグラム

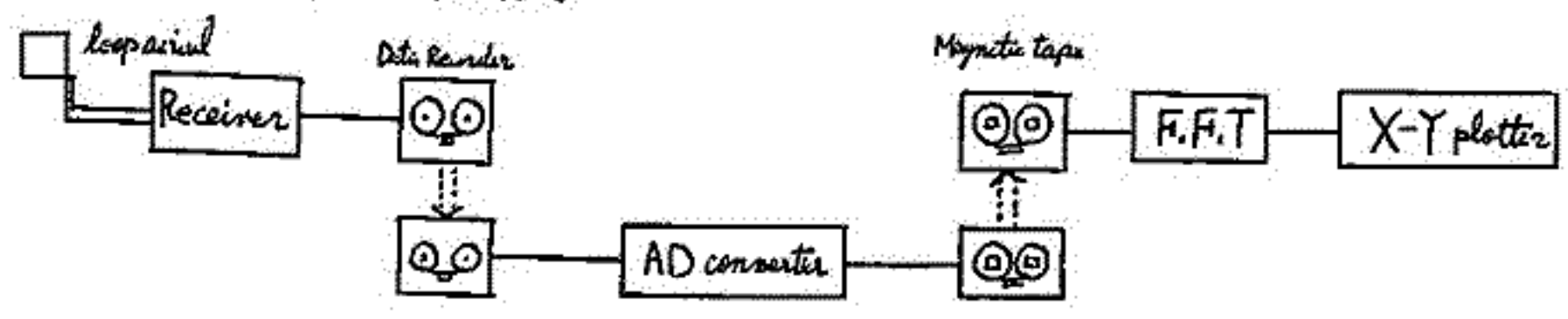


菊池 崇 荒木 徹  
京大・理

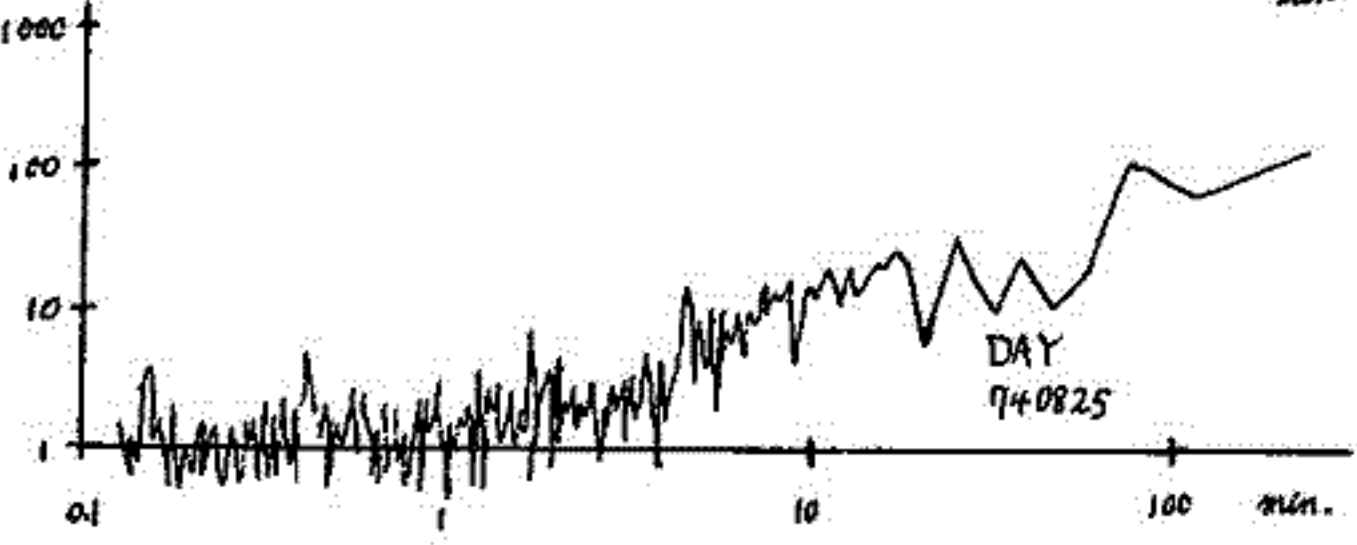
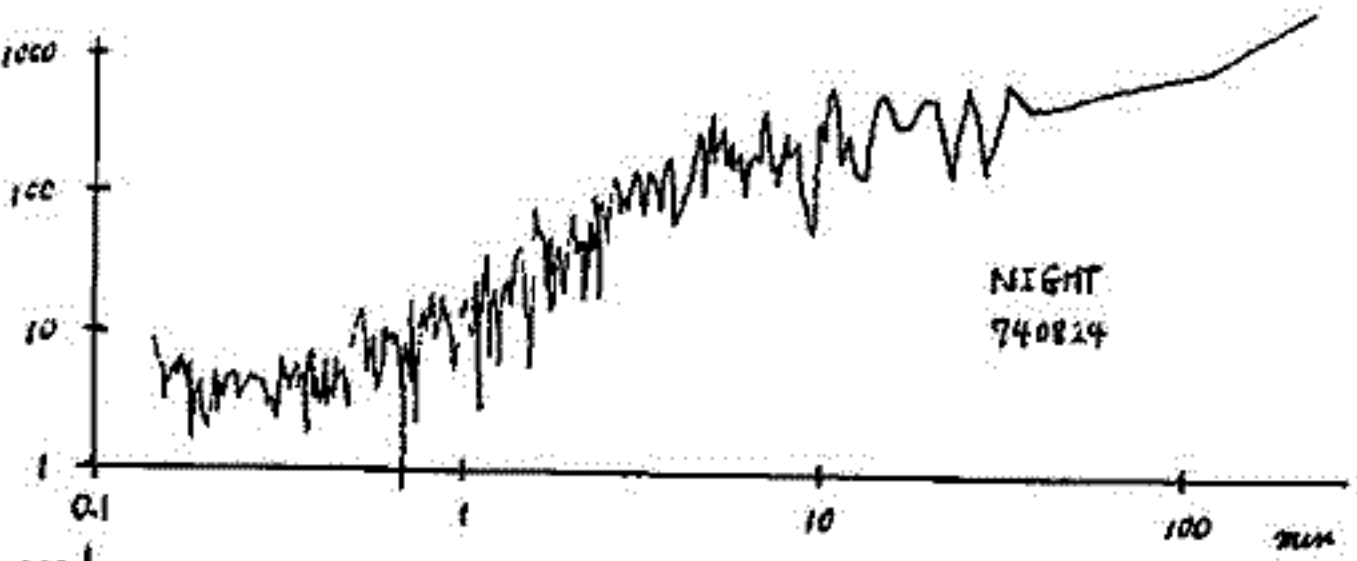
電離層下部の情報を得るために、VLF標準電波 (NDT, 17.4 kHz - 京都までの伝播パスは 110 km) の観測をつづけてきたが、今回は、電界強度の変動のパターンを知るために、同期解析を試みた。

電離層下部は、比較的変動が少ないといわれ、標準電波としての VLF 波が重視されているが、電離層探測の側から見れば、その変動はかなり顕著なものであり、日出没変化、夜間の短周期変動などは特に大きいといえる。電子密度の変動や変動を、感度よく検出するには、位相測定が必要になってくるが、観測装置の関係で電界強度の測定しかできなかった。しかし、ループアンテナを、地上波が最小になるようセットすることにより、電界強度のみで十分な変動の情報を得られる。

今回の試みでは、昼と夜のパターンを区別するために、 $0^h$ 、 $12^h$  LT を中心にそれぞれ 4 時間の電界強度の記録を、データレコーダーに入れ、更に AD converter を通してデジタル化し、計算機で同期解析を行った。



このようにして得られた結果の一例を示したのが次の図である。上図は Aug. 24, 1974,  $22^h \sim$  Aug. 25,  $2^h$  までの 4 時間の記録をこめて同期解析したもので、下図は Aug. 25, 1974,  $10^h \sim 14^h$  の記録を同様に処理して得られたもの。夜間の空間波電界強度は昼間のそれより強いことと分かる。また、夜間の変動周期は昼間のそれより短かいところまで卓越しており、強度もはるかに強く、激しい変動を示している。



また、夜間の変動周期は昼間のそれより短かいところまで卓越しており、強度もはるかに強く、激しい変動を示している。

更に統計的に処理して平均的なパターンについては別図で述べる。

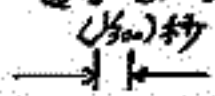
石 炭 剛 貝 沼 昭 司 杉 本 茂 敬  
郵政省 電波研究所

流星体が地球大気へ突入して大気粒子と衝突して高度80-100kmの領域で下向き  
用回より、電離度の大きい流星飛跡は双極性拡散により短時間(平均約0.2秒)に消滅す  
るが、拡散する間中性大気によって“遅れる”。従ってこの流星飛跡の動と中性大気の  
運動は一致し、前者を測定するに比してこの領域における風速を測るに利用できる。  
また拡散による電子密度の減少の速度と放射強度は時間とともに減衰するので、この拡散と  
減衰との関係を利用して拡散係数を求めるに利用できる。

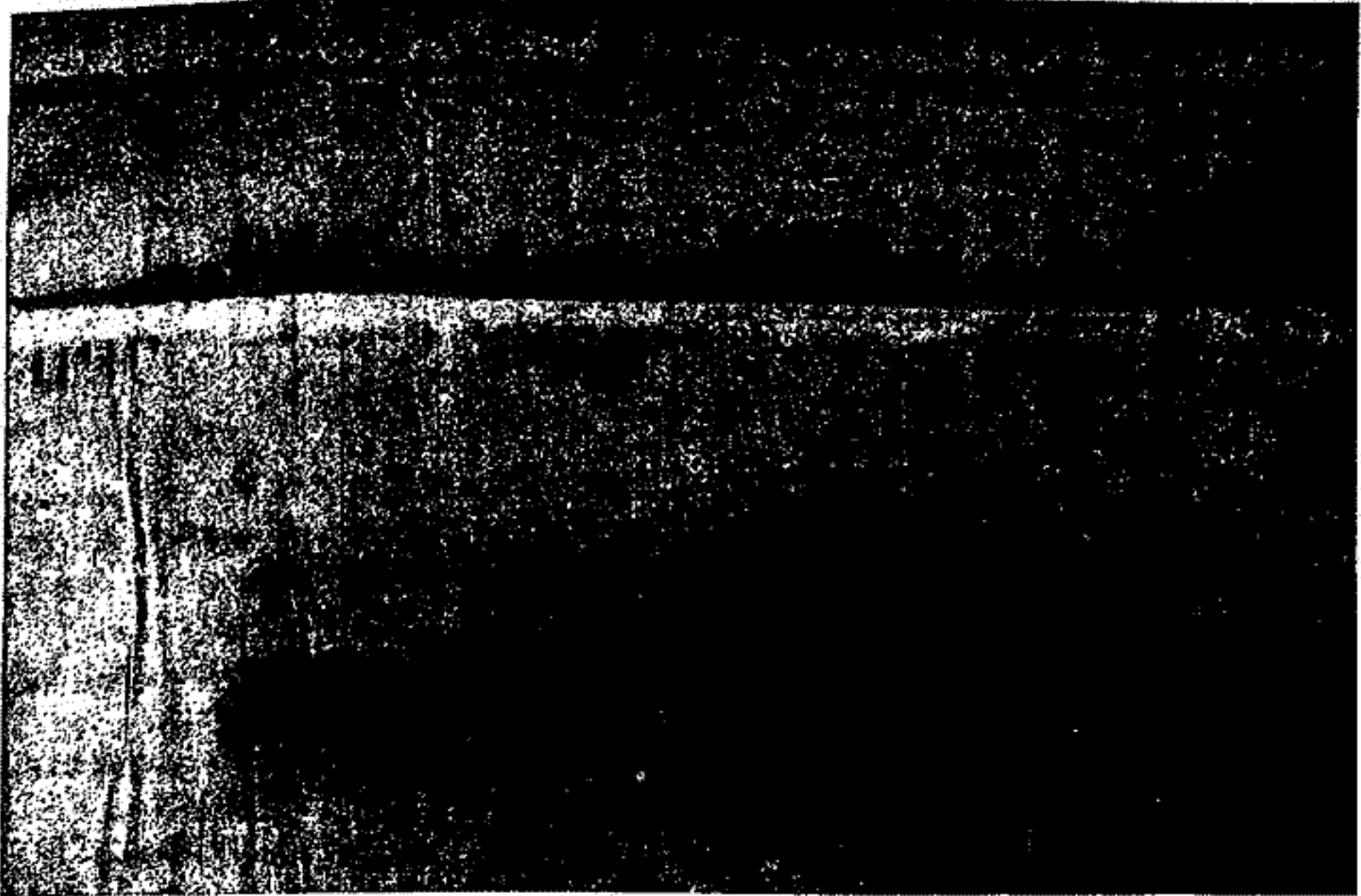
電波研究所でまもなく準備完了するレーダを使い、  
ペルシウス流星群の出現が予測された8月10~14日に観測を  
実施した。その結果は次の通りである。

観測項目は流星発生頻度、飛跡までの距離、トッラ用  
波数、放射エコー強度の時間的推移である。前者はオックスコ  
トッラで輝度変動を行ない、水平軸に直交する35mmフィルム  
を60cm/時間の速さで送りながら連続撮影した。後者は日  
下フィルムオックスコトッラで記録し、その記録を  
この場合の露出時間は約1秒でその記録例を下の通り示す。

なお運動方向を識別するのには次のような方法を採用した。まず1秒間の用波数(3MHz)と中心  
40MHzを比較してその用波数と中心波数の差は放射線が静止の場合40MHz、観測が近づ  
くと40MHzより大きく、逆に遠ざかると小さくなることを利用する。



|             |           |
|-------------|-----------|
| 電波研究所レーダ諸元  |           |
| 周波数         | 37.46 MHz |
| 尖頭値電力       | 6kW       |
| 100mスパン     | 10~280ms  |
| 100mスパン100m | 300ms     |
| 用波数         |           |
| 最小受信感度      | -117dBm   |



クトル

斎藤文一

新潟大・理

31.

1972年10月8-9日夜、ジヤコビニ・ツインナー流星に伴う、流星雨が期待されることから、その超高度大気への影響と、大気光の分野から、とらえようとして、流星雨の予想されるピーク時の日本において夜間であることは有利な条件なので、観測があまり多くないという不利はあったとしても、換出されるのではないか。結果は、よく知られるように、肉眼による流星雨観測では、新潟でも一時間あたり数個という程度で、流星光の数の数は少かった。おたかに電波もややとらえられずと報せられた程度であった。しかし、肉眼ではとらえられず程度の結果、とらえられずと微小な粒子の何らかの束の結果はどうかであろうか。とらえられずしたものがあることは、高度の分布と関連することを通じて、上層に運動学的変化ともならず、夜光の分布ともみられるであろうか。

32.

使用分光器は夜光用のもので、分散  $175 \text{ \AA}/\text{mm}$ 、焦点距離  $91 \text{ mm}$  の  $\times$  ランズ (シムズタイプ F/0.7)、視野直径  $6^\circ$ 、視方向は NW と SE と同時にフィルム面上にとらえ、天頂角は共通に  $55^\circ$  であった。流星に特有な全層エミッションをともとらえていわけであるが、むしろ超高度大気の特徴の面をとらえたいので、分子バンドの通常のものはとらえずと換出する目的で、スリットはやや開き加減にしたので、最小分解波長は  $6.6 \text{ \AA}$  であった。Na D 線の二重構造の、分解できるかどうかといつては別である。

当日の夜は、大気晴であった。見かけ約4等星の見わける程度の透明さで、うすもやがかかっていた。決してよい透明ではなかったが、目をこらせばやや見やすかった。流星カウントにも、分光観測にも、どうやら可成りであった。むしろ日本列島の夜明けのくもり空からいえば、4等星が見えるということは少し程度ではなかったかと思われる。

| フィルム NO. | 条件  | 観測開始時 (L.T.) | 観測時間 (分) | 視方向            |
|----------|-----|--------------|----------|----------------|
| 1        | 薄明時 | 18:02        | 7        | NW, SE が同一フィルム |
| 2        | "   | 18:07        | 20       | "              |
| 3        | 夜間  | 19:20        | 240      | "              |
| 4        | 夜間  | 23:26        | 282      | "              |
| 5        | 薄明時 | 04:42        | 15       | "              |

33

結果は、夜間、薄明時を通じて、大気光上、大気光流星束の影響と思われるものは見られなかった。注目されるのは、(流星ピーク時は 00:00 と予想されている)、

O I 標準線 ( $5577 \text{ \AA}$ ,  $6300 \text{ \AA}$ ) 夜半以後に少し弱化した。その程度は小さく、白芽化の範囲に入らな

O<sub>2</sub> ヘルツベルグ帯 かなり強化されたものがある

OH 2121 " "

N<sub>2</sub><sup>+</sup> 3914  $\text{\AA}$  薄明時にもとらえられた。流星雨効果らしいものは見られなかった。

全層線 Na D だけが夜半以後に強化は見えた。

以上から、Na D 線の強化は、やはり高度の流入があったことを示すと思われる。6300  $\text{\AA}$  の少し弱化したのは、その程度は小さい (2等、F層付近の強化としてとらえられている) と思われる。



中村 純二  
東大教養学部

1966年4月20日午後9時05分内之浦より打上げられたK-8-13号機により、我国で初めて夜間における上層風の直接測定が行われた。ただし、その時の気象状況は必ずしも最良でなく、種子島観測点ではTMA (Trimethyl-aluminium) 発光雲の構造の細部まで撮影されたが、他の観測点では帯状の発光雲の概略が撮影されたのみであったので、K-8-13号機については定性的な速報の発表に留まっている現状である。

その後、宇宙研のコンピューターFACOM 230/75を利用して、高精度の解析が行えるようになったこと並びに谷山ラサール高校屋上で備、その時撮影された35ミリカメラによる写真が鮮明で、TMA発光雲の射線構造までよく読みとれることが判明したため、今回改めて詳しい計算を行うことができた。その最終結果をここに報告する。

図1はTMA雲の水平並びに鉛直面投影であって、Hは高度(km)である。この図からも風は殆ど水平に吹いていることが分かる。図2は水平面内におけるホドグラフを示したもので、風速ベクトルは高度が上るにつれ上から見て時計と同方向に回転している。このような一般性質は薄明時の風と全く同様である。図3は風速の絶対値並びに、風速の南北及び東西成分が高度と共にどのように変化しているかを示したもので、高度111kmを境にして下では東向き、上では西向きのzonal windが吹き、またmeridional windについては、103km以下で南向き、それ以上恐らく130km位まで北向きであることが分かる。また高度103km付近に風速のshearが見られ、ここにE層があることを示している。これらの結果は1965年Murphy等がBarbados (13.1°N)で行った実験結果とよく合っている。

上の経験から今後のTMA発光雲実験について次の2点をコメントしておきたい。

① TMA発光雲実験は薄明時実験と異なり、夜間なら

は何時でも実施可能であるから、一晩の中に数時間おきに数機1か型ロケットを打上げ、風速の時間的変動乃至波動の性質を解明されることが望ましい。このような実験は南極昭和基地において行う意義があると考えられる。

K-8-13号機は高度100~140kmで行われたが、その後地上実験の結果等から考えると、payloadを約2倍に大型化すれば、現在大気力学の立場から問題となっている高度70~90kmの下部電離圏乃至D層における風速や乱流の詳しい特徴を知らることが出来る。このような実験も外国にさきがけて行いたい。

尚、種子島と谷山の写真をよく吟味すると、構造の細部において、両者の対応を見つけることが可能である。これから上層風の鉛直成分を導く試みが現在進行中であって、その結果を併せて報告したい。

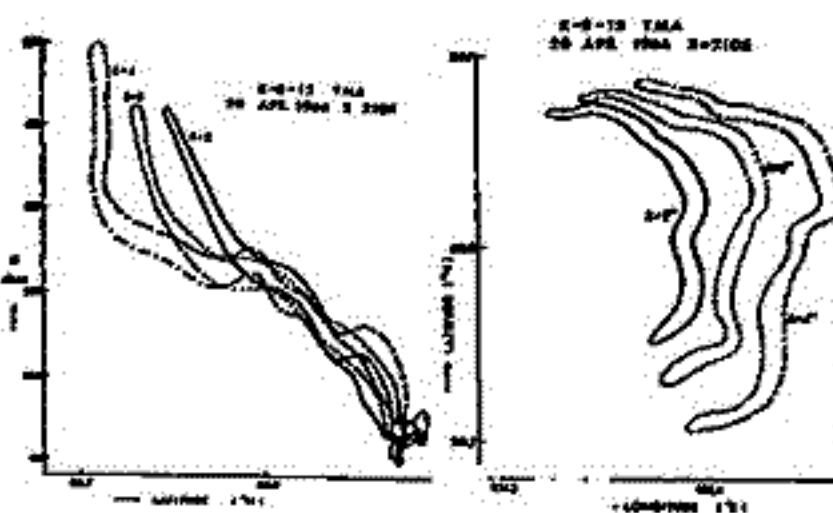


図 1

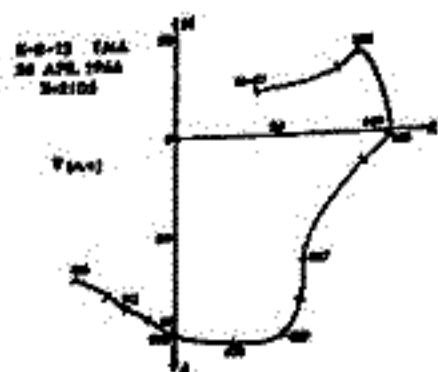


図 2

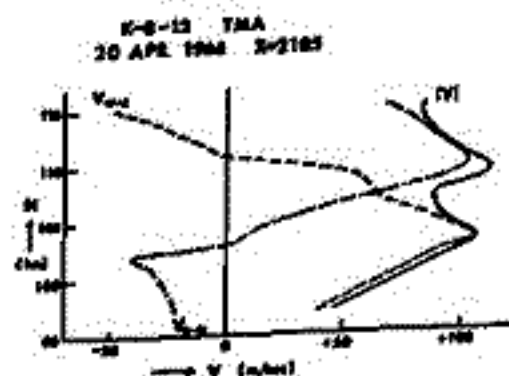


図 3



平尾邦雄・松村正三  
(東大宇宙研)

K-9M-48号機は1974年9月20日20時32分に打ち上げられた。私達は高度100 Kmから200 Kmでの中性大気温度を測定することを目的として、同機にTime-of-Flight法による温度計を搭載した。この測定器は第54回講演会で報告したものと基本的に同じものである。

データについて現在検討中であるが、信号の位置及びその出方について幾つかの疑問点が見られている。この測定に於いては、ロケットの飛行姿勢が重要な要素であるので、これに基づいた解析結果を報告する予定である。

Cherenkov emission of acoustic gravity wave in the upper  
atmosphere

S. Kato and T. Kawakami

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Supersonic motion generates gravity wave of very low frequency as well as acoustic wave. There are two very different cases for subsonic motion. If the Mach number,  $m$ , is as  $m_0 < m < 1$  where  $m_0$  is ratio between the Brunt-Vaisala frequency and the acoustic cut-off frequency, only gravity wave of very low frequency is emitted. However, for  $m < m_0$  gravity waves of relatively high frequency and also very low frequency can be emitted although the definite conclusion for this case needs three-dimensional consideration. It is proved that in supersonic motion, in general, the two-dimensional approach is relevant for an initial period after the arrival of wave-front. For subsonic cases the approach may contain certain errors. As an application of the present treatment a supersonic motion of the terminator is considered. The motion can generate gravity wave with pressure perturbation of a few to few ten percents of the static part.

The treatment is mainly two dimensional but a preliminary result is also obtained for three dimensional models.

内部重力波の励起と伝播

前田佐和子

京大理・地球物理

【序】極光帯電離層電流(AEJ)が大気内部重力波および、それに伴う移動性電離層高(TID)の励起源の一つであることは、いくつかの観測事実より可成り明らかである。その場合の励起機構として、Lorentz力の作用と、Joule散逸による加熱があり、Chimeneas and Hines ('70), Testud ('70)等によってモデル計算がなされた。前者は解析的に解を求めたために等温・非粘性、静止大気を仮定している。ここでは温度成層している大気におけるAEJのJoule加熱による内部重力波の励起についてモデル計算を試みた。

§1 基礎方程式は線型化して

$$\bullet \frac{\partial p'}{\partial t} - v_0' / H + \nabla \cdot v' = 0$$

$$\bullet \frac{\partial w'}{\partial t} + gH \nabla p' + (p' - f') g = 0$$

$$\bullet \frac{\partial p'}{\partial t} - v_0' / H + \gamma \nabla \cdot w' = (\gamma - 1) S / gH$$

$$f' = (P - P_0) / P_0 \quad \gamma = (P - P_0) / P_0$$

$$\gamma = C_p / C_v \quad H = P_0 / \rho_0 g$$

S: 単位体積当りの加熱率

0-subscript は平衡量

とする。

励起源は、x, y, z方向にはガウス分布し、y方向には一様、無限に伸びたものを考える。ただし、x, yは水平、zは垂直方向とする。

$$\bullet S(x, y, z) = S_0 e^{-x^2/a^2} e^{-y^2/d^2} e^{-(z-z_0)^2/\beta^2} / \rho_0(z)$$

$z_0 = 110 \text{ km}$  : 電流の中心高度

$a = 100 \text{ km}$  ,  $\beta = 20 \text{ km}$  ,  $\tau = 30 \text{ 分}$

$S_0 = 8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3 \text{ sec}$

採用した大気モデルは、Hと $\rho_0$ については2000~3000m<sup>2</sup> CIRA 1961, 3000~30000m<sup>2</sup> CIRA 1965 mean, 30000~50000m<sup>2</sup> Hは一定、 $\rho_0 \propto e^{-z/H}$  である。  $\gamma = 1.4$ ,  $g = 950 \text{ m/sec}^2$  と一定とした。

§2. x, y, zについてFourier変換し、 $f', v'$ を消去すると、 $p'$ についての2階微分方程式が得られる。

$$\bullet B_1 \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} + B_2 \frac{\partial p'}{\partial z} + B_3 p' = M \quad \text{ただし } p', M \text{ は } \omega, k_x \text{ の Fourier 成分である。}$$

$$B_1 = \omega^2 / (\omega_g^2 - \omega^2), \quad B_2 = -\omega^2 \left( 1 - \frac{2\omega_g^2 - \omega^2}{\omega_g^2 - \omega^2} \frac{dH}{dz} \right) / H(\omega_g^2 - \omega^2), \quad B_3 = \frac{\omega^2}{\gamma g H (\omega_g^2 - \omega^2)} + \frac{u^2 \omega_y^2}{g H (\omega_g^2 - \omega^2)} \frac{dH}{dz}$$

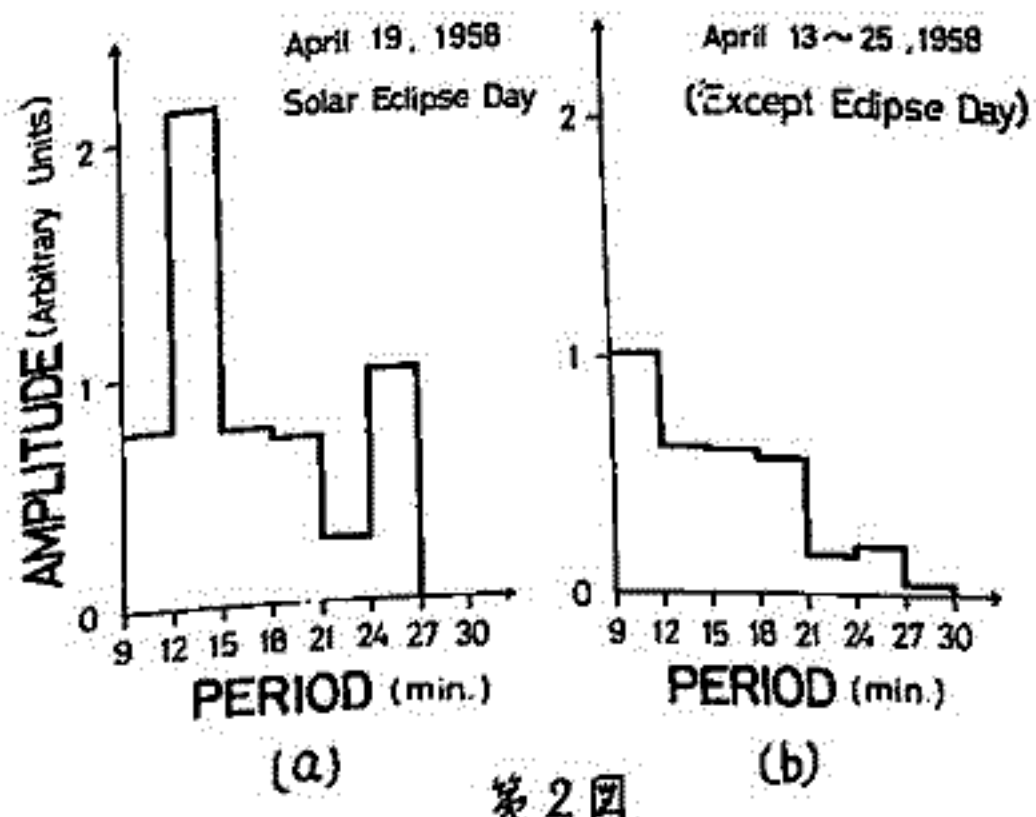
$$+ k_x^2, \quad M = \frac{\tau \omega}{g^2 H^2} \left[ \left\{ 1 + \frac{\omega^2}{\gamma (\omega_g^2 - \omega^2)} - \frac{\omega_g^2 - \omega^2}{(\omega_g^2 - \omega^2)^2} \frac{dH}{dz} \right\} S - \frac{H \omega_g^2}{\omega_g^2 - \omega^2} \frac{\partial S}{\partial z} \right]$$

Lindsay and Chapman ('69 Space Science Review) による方法を使ってzに関して数値積分をし、さらに $\omega, k_x$ についてFourierの逆変換をほどこして $p'(x, y, z)$ の解を求めよう。現在、計算実行中であり、それについて報告したい。

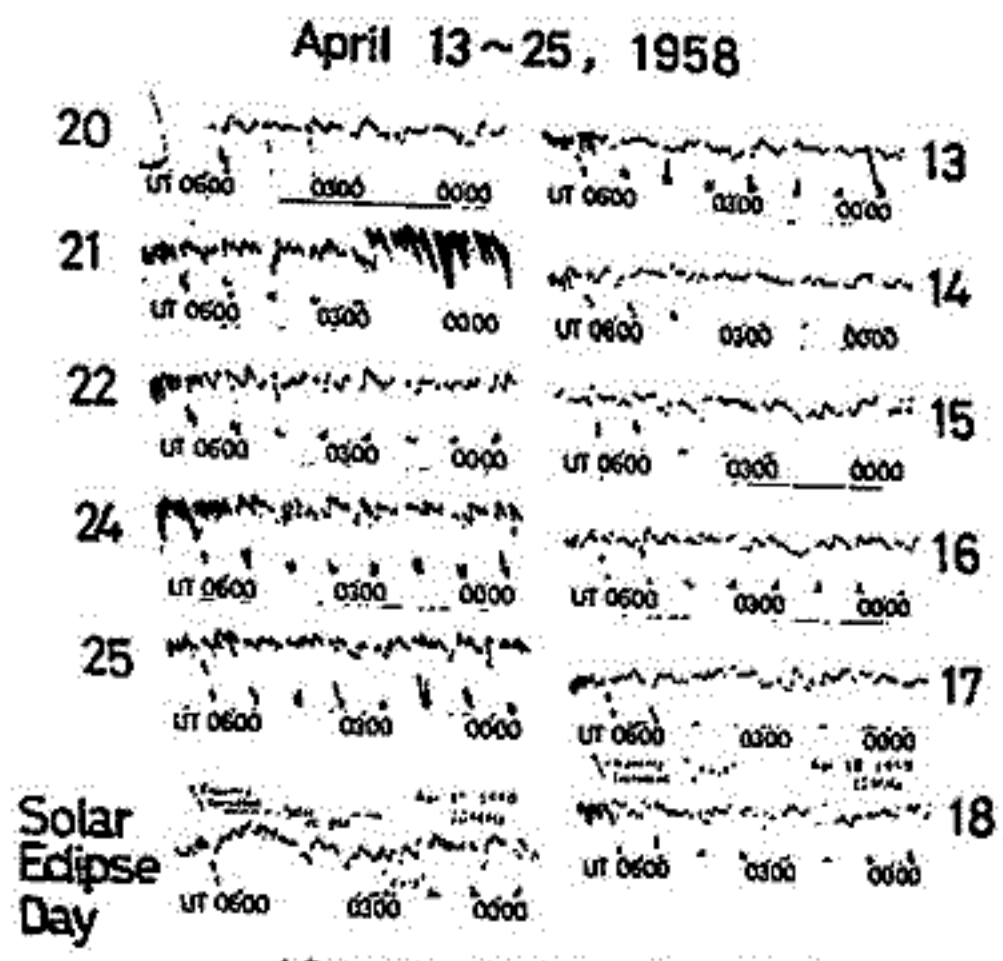
一ノ瀬 琢美  
(同志社大学工学部)

小川 徹  
(京都大学工学部)

近年日食による電離層擾乱の中で特に下層大気中での Acoustic Gravity Wave の発生が上層大気の F 領域に影響することが理論的に明らかにされ、2,3の観測が報告されている。筆者等は日食時に起った電離層擾乱の中で、まだ解明の余地のなかった HFドップラーデータの F 層反射波の周期変動について解析を試みた。これは 1958 年 4 月 19 日の日食でそのときの前後 12 日間の 10 MHz ドップラーデータを第 1 図に示す。このデータより、ドップラーシフトの最大周波数偏移とシフト量の変化の周期との関係をグラフにしたものが第 2 図で Eclipse Day と他の日との周期変動を調べると、Eclipse Day には特徴的な 12~15 min. の周期変動が表われているがその前後の数日においてはそのような顕著な現象は表われていない。これは Lunar Shadow が Supersonic Speed で地球を横切った場合に Gravity Wave が発生、伝搬し F 領域の電子密度に波状的変動を与えドップラー現象を引き起した可能性もある。



第 2 図



10 MHz HF Doppler Data

第 1 図



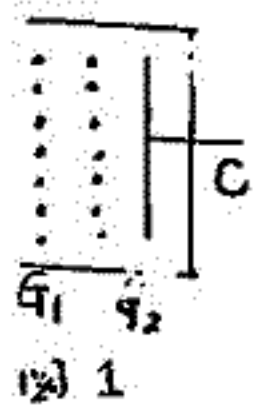
# イオンプローブ(5)

## — イオン温度の測定

竹屋 孝夫 南 繁行  
(大阪市大工学部)

① イオン温度の測定はいろいろな方法を行なわれており、特にグリッドをもつプローブについてもしばしば報告されている。この中には、比較的エネルギーの高い数10eV付近のエネルギー分布を測定することと、電離層プラズマの50eV以下の温度を測定するイオンプローブに代表されるプローブがある。測定結果によっても、低温部と高温部が存在する場合とか、ドリフトするイオンに対する測定結果がとくに報告されている。ここでは、イオンプローブと称して実験してきたプローブの定量的なために必要となる直流法によるイオン密度測定とイオン温度の測定について考察した結果をのべる。

② 図1のようなイオンエネルギー分析器における問題を考へる  
 ① グリッドに通常の電位を与えた時、等電位面が形成されないので、すべての粒子に等しい減速電界がかからない。  
 ② グリッドに加わった直流電位のために捕集されるイオンの量や粒子の速度と電位により変わるため、透過率が単純にきまらない。



③ 上記のことも考慮して表1に示した二つの方法で実験した。方法2では捕集面が減速電位を与えるので①の問題は解決される。また②にも対策を、グリッド電位が測定中変わらないので透過率が一定であるため、イオン温度測定には有効である。

|                | 方法1    | 方法2 |
|----------------|--------|-----|
| G <sub>1</sub> | 通常電位   | 〃   |
| G <sub>2</sub> | 掃引     | 負電位 |
| C              | 負電位    | 掃引  |
| 信号             | コレクタ電流 | 〃   |

④ 結果は、 $1 \times 10^5$  /cc 程度のプラズマで実験したところ、二つの方法では、以下の特徴があった。  
 ① セミログプロットは、飽和電流付近は、同じ傾きを示すが、高エネルギー側ではかなり異なる。  
 ② みかけの飽和電流を示す電位がかなりちがう。  
 ③ 方法2では、プローブ終了のヒステリシスがきわめて少ない。

表1

# 熱的電子と非熱的電子のエネルギー分布のつながりについて (K-9M-45号機による観測結果)

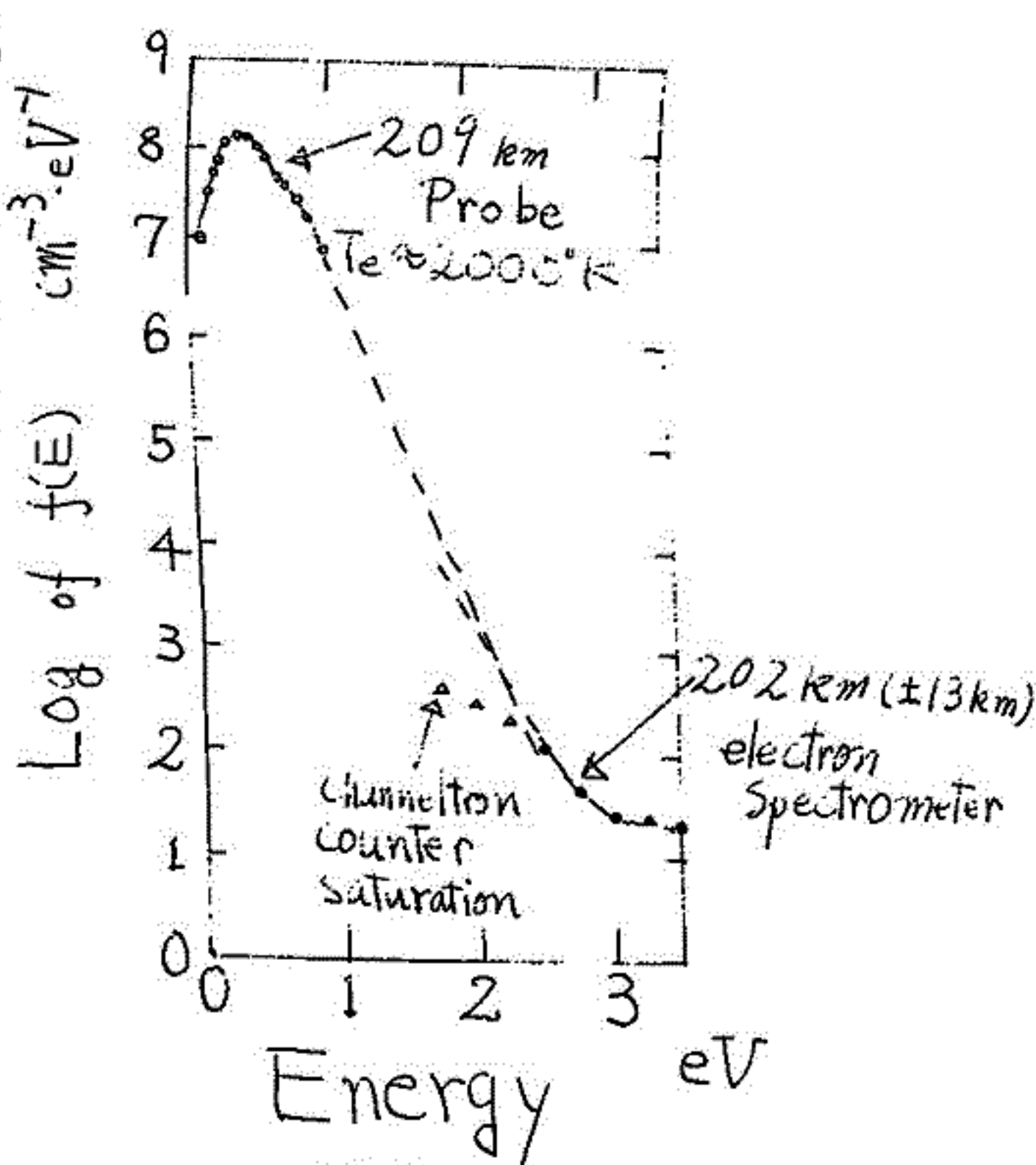
向井利典 小山孝一郎 平尾邦雄  
(東大 宇宙航空研究所)

電離圏の電子のエネルギー分布は、その energy balance における重要性のために多くの人々によって研究されてきたが、未だ多くの問題が残されたままである。

従来、熱的エネルギー領域の電子は Maxwell 分布をしていてその high-energy tail に光電子があるとされていて、その両者のエネルギー分布がどのようにつながっているかという点についての定量的な研究は極めて少ない。最近 Ashihara & Takayanagi (1) がこの点に関して理論的に詳細に研究した。また実験的には Hays & Nagy (2) の観測があるが、それが従来の唯一のデータである。

筆者らは 1974年1月16日11時(JST)に打ち上げられた K-9M-45号機により熱的電子のエネルギー分布および光電子のエネルギー分布を測定した。これらはそれぞれ異なる方法(プローブの二次高調波法と electron spectrometer)で測定された。両者のデータを一緒に書いた一例を下図に示す。両者のデータのつながり具合は必ずしも良いとは言えない。この点に関して instrumental な原因があるかは実際にこの図の、現在検討中である。

Ref.  
(1) Ashihara, O. and K. Takayanagi,  
P. S. S. 22, August (1976)  
(2) Hays, P. B., and A. F. Nagy,  
P. S. S. 21, 1301 (1973)



佐野幸三

気象庁 柿岡 地磁気観測所

1973年9月より1974年3月までの7ヶ月間の柿岡地磁気観測所の“KASMMER”の光ポンピング磁力計による地磁気観測結果について報告する。光ポンピング磁力計による観測は、全磁力(F)、水平成分(H)、鉛直成分(Z)および偏角(D)測定のための水平成分分力(H<sub>Y</sub>)の4成分について4台の光ポンピング磁力計で行なわれている。

各磁力計ともこの期間1 $\sigma$ ~2 $\sigma$ 以内のドリフト的絶対値変動を示しているが、良好な観測結果が得られた。特に光ポンピング磁力計による地磁気観測方法として補償磁場(Bias field)を必要としないF-成分については1 $\sigma$ 以内の安定度を示しておりこの程度の変動はもはや磁力計の不安定性のみには責任があるともいえず、地点差の変動(局地磁場異常)等とも合せて議論しなければならない。

他方、補償磁場を必要とする他の成分観測用の磁力計は、補償磁場の不安定性による誤差が加味されるので、一般に安定度がF-成分磁力計より低下することはやむをえない。この補償磁場の不安定性による誤差を最小ならしめることが今後の問題点である。

結論として、光ポンピング磁力計は従来の磁石式変化計に比べて複雑な電子回路装置となり、故障等の発生頻度が大きいという欠点もあるが、地磁気観測情報が電気信号として精度のよいデータを早くえられるという利点があり、今後の地磁気観測装置として活期的な役割をいたすものとなる。

行 武 教  
東京大学 地震研究所

マントル内の平均的電気伝導度分布を、電磁誘導の方法で調べる場合に、S<sub>q</sub>やD<sub>st</sub>変化がしばしば用いられる。しかしながら、これら2種類の異なる磁場変化の解析は、必ずしも同一の結果を与えない。これは、一部は地表付近の電気伝導度分布が水平方向に不均一なためであると考えられる。ここではD<sub>st</sub>やS<sub>q</sub>変化の性質のそもそもの違いが、電磁誘導に影響を与えないかどうかを検討してみた。

D<sub>st</sub>変化では、いろいろの周期の変化が実際に起こっているのに対して、磁場の日変化では、磁場は空間に固定されていて、地球が回転するため、地球上では時間変化として観測されるという、さわめて対照的な違いがある。通常の周波数解析による電磁誘導の方法が、D<sub>st</sub>変化に対して適用できるのは当然のことであるが、日変化についてその妥当性を調べた。

地表から見た場合、日変化磁場は進行性の磁場である。進行性磁場は、結局特定の周期とその高次の調和項の重ね合わせで表現されるから、問題は進行性磁場の電磁誘導と空間に固定された磁場中で地球が回転している場合の電磁誘導の違いを議論することになる。

まず空間に固定した座標系についての誘導方程式を求め、次に回転座標系への座標変換をおこなった。このような変換によって、空間固定の座標系で求められた方程式が、通常電磁誘導の解析に用いられる方程式に変えようか否かを調べた。

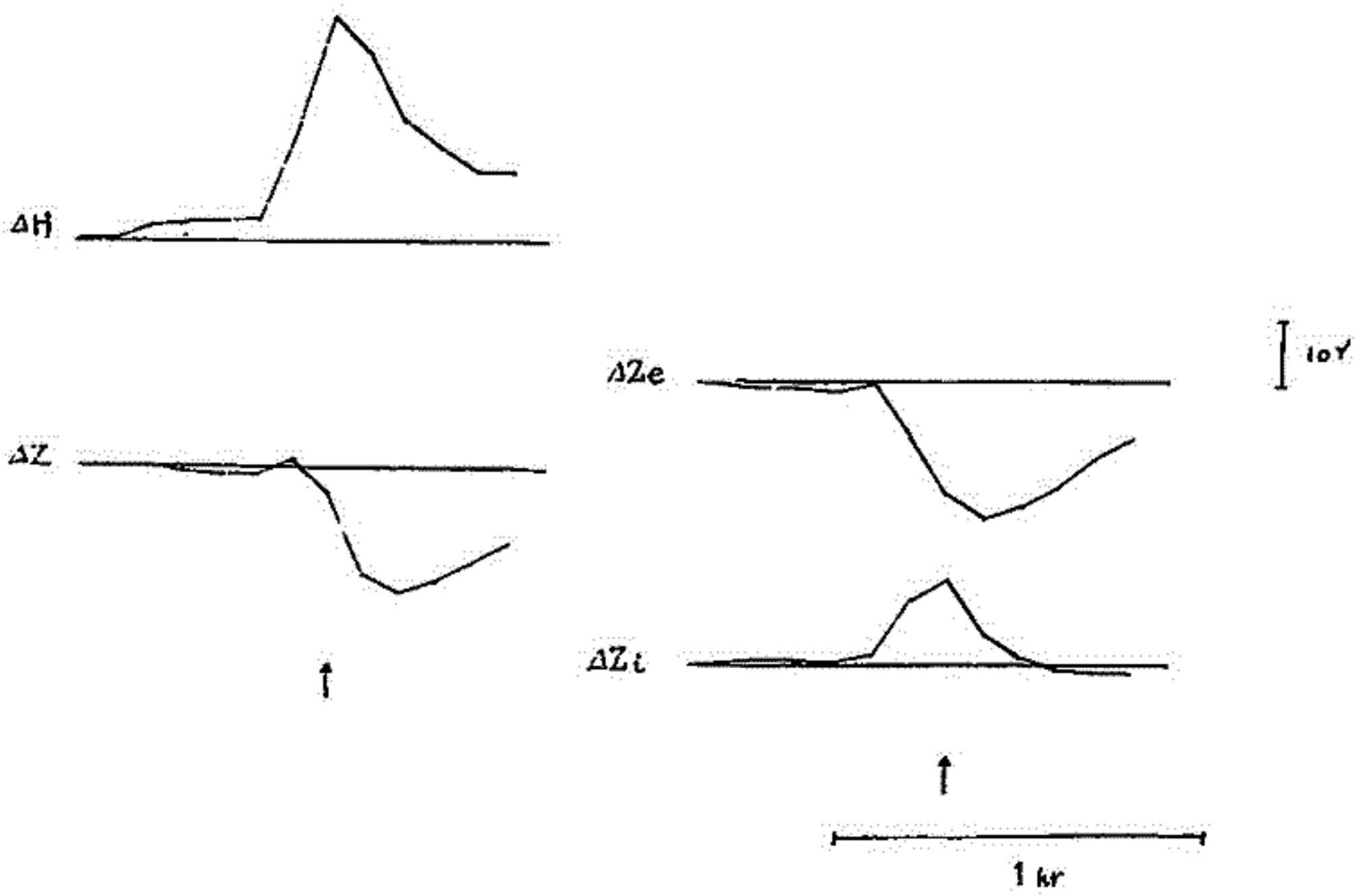
磁場に関する限り、時間因子を除いて全く同一の式に帰着することが明らかになった。すなわち、S<sub>q</sub>の電磁誘導に関して、通常のやり方で問題がないと云える。D<sub>st</sub>とS<sub>q</sub>とで、マントル電気伝導度分布について、異なる結果を与えるのは、外部磁場の性格の相違によると考えるわけにはいかないことが判明した。



富田 宏  
東京大学・理学部

聊か旧聞に属するが筆者等(福島・富田 1970 etc)は従前より本学会に於いて、1958 - July - 29 のさす現象の地磁気変動について調べて来た。今回は、この現象について、その後附け加えられた点につき述べ、併せて、局地的地磁気変動の解析の一般論に及びたい。

1. 福島教授により入手された中華人民共和国地磁気観測台(北京、広州、余山、拉薩)に於ける観測値を示す。結果は、筆者等の見解の如く、 $\Delta Z$ の負方向変動が、かなりグローバルなものであることを思わせる。
2. Hans-J. W. Meule によると与えられた算法(Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math-Phys. Kl. 158)に基づいて三次元近似の仮定、下に棒図での地磁気変動データを内部及び外部起源の二成分に各時刻毎に分解した。(下図参照)
3. 三次元的な場合について尚懸念を指摘したい。



\*  $\Delta Z = \Delta Z_e + \Delta Z_i$

\*\* 矢印は測の極大となる時刻を示す。

西田 泰 典  
北大 理

昨年秋の学会において北海道南部の10分程度の周期の地磁気変化異常は、薄層導体に対する電磁誘導の計算を行うことにより、ほぼ表層の電気伝導度の異方性で説明できると発表した。その計算の際、海日深さに比例する伝導度を持つようにしたのであるが、陸上においても、堆積物の厚い石狩平野は50m程度の海水相当の良い伝導度を持つと仮定していた。石狩平野は日本海と太平洋と連なると分布しているから、一種の海峡とみなした訳である。そこで、そのような海峡効果があるのかどうかを確かめる為、地磁気観測と並行して地電流観測を行ったので報告する。一つは図とある如く早来での地磁気・地電流の同時観測であるが、この地域では地電位差の異方性が極めて強く、南北成分が10分程度で17mV/km、東西成分が0.1mV/kmと持っている。又早来では4Dが大きい、正確な基準と考えると、 $\Delta D_{北}/\Delta D_{南}$ は1.4にもなる。前記この地域では重力探査の結果、約1kmを越える堆積物があるとされ、又表層の電気抵抗は $\Omega\text{-m}$ 以下である。従って状況は関東地方の地磁気変化異常と及ぼす堆積物の影響と似ており、早来の場合は南北に流れるConduction currentの影響と考えられる。柳原<sup>2)</sup>と同様の計算を行うことにより、 $\Delta D_{北}/\Delta D_{南}$ の1.4という値は十分説明され得ることがわかった。もう一つの観測は北大札幌地電観測所での地磁気観測に並行して長球での地電流観測として行われた。これは現在録み取りが進行中であり、学会の際に発表する予定にある。

- 1) 鹿谷 卓也・吉村 雄三郎；石狩地方の物理探査，物理探査，17，24-33，1964.
- 2) 柳原 一夫；関東地方における浅層電流が磁場変化分布に及ぼす影響，地磁気観測所季報，14，77-86，1971.



II-51 隠岐と島根半島における地磁気観測結果につい

て (I)

鈴木明成, 鈴木 亮, 亀井豊永, 宮腰潤一郎  
 (京大理工) (京大理工) (京大理工) (鳥取大教養)

日本海に誘導さるるような電流が地磁気効果も及ぼす程大きいだろうか。ひとつ調べてみてやろうという単純な動機で観測を行った。世界には海にその原因があるような CA 現象が数多くあるが、それらの場合の海に比べて、わが日本海は深さも浅く、また島々とびく島国を閉ざされてゐるような思う、そのような海にどの程度の誘導電流が流れるであろうか。



今回観測を行ったのは隠岐の西郷 (SA) とそれに対峙する島根半島の美保関町片江 (KA) である。その間丹後半島の宮津市本子<sup>(KI)</sup>では地磁気の常時観測が行われており、他に以前常時観測を行っていた瑞穂 (MI) のデータも解析にあたって比較した。それらの位置関係は図に示した通りであるが、図には更に鳥取 (TO), 船岡 (FU), 千頭 (CH), 津山 (TS) の4点が示されている。この4点は以前 Sumitomo (1972) によつて観測と解析の行われた地点である。

Sumitomo によれば、これらの地点での  $\Delta Z$  はいずれも  $\Delta H$  と逆センスであり、 $\Delta Z/\Delta H$  の絶対値は内陸に入るに従つて小さく成つてゆく傾向がある。また  $\Delta Z/\Delta H$  の周期特性カーブはいずれも似たかゝりになっているが、その長周期にわたつたときの減少のし方は海岸に近い程急である。これらの原因として Sumitomo は地下の導電層の深さの差(の勾配)よりも、むしろ海による効果が主であろうと推測している。

今回の観測結果についての解析はまだ不十分であるが、いくつかの特徴ある傾向は見つかつてゐる。西郷 (SA), 片江 (KA), 本子 (KI) の3点を比較して、又さうばにいて

$$\Delta H \text{ は } SA \geq KI > KA$$

$$\Delta Z \text{ は } KA > KI > SA$$

である。本子が標準的の内陸の観測地とすれば、 $\Delta H$  が海岸の観測点である片江で小さく、逆に  $\Delta Z$  は海上の観測点である西郷で小さいといふ。また西郷における  $\Delta Z$  の出方が、磁場の変化ベクトルの向きによつて随分違ふことも考えあわせると、日本海の誘導電流はやはり磁場に影響を与えてゐるということは言えそうである。

なお瑞穂のデータについては以前にも一度報告したことがあるが、非常に  $\Delta Z$  の出にくい所であつて、30分以上の周期変化に対しては  $\Delta Z/\Delta H$  の絶対値は 0.1 前後にしかはらな...

Reference

Sumitomo: Geomagnetic variation anomaly in the vicinity of Tottori, facing the Japan sea, in the south-western Japan. Contributions, Geophys. Inst. Kyoto Univ., 12, p. 117-128, 1972.

II-52 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について (II)

鈴木 亮, 亀井豊永, 宮腰潤一郎  
(京大 理) (鳥取大 教養)

前講演の如く、今夏島根半島と隠岐とで地磁気観測を実施した。この2点の観測データと常時観測データのある本子について一つの試みとして、次のようなデータ処理を行ってみようと考えている。

ソナグラフは周波数解析の器械としてよく知られているが、長周期(地磁気では決して長ではないが)の変化に対しては利用できない。それを計算機を用いて数学的にできる方法を亀井が開発し、毎時平均値の長期間データに適用して本学会でも以前報告した。それを地磁気的にはやはり短周期の擾乱時に適用して、瞬時毎の構成周波数成分を知ることにより CA 研究の一助にできるかというのがねらいである。原理的には、地磁気3ベクトルは勿論、transfer function  $A, B$  の時刻毎の周波数依存性も見れる筈である。

時間  $t$  の函数としてのデータ  $f(t)$  に対して

$$Pow(f, T) = ABS \left[ \alpha \int_{-\infty}^{\infty} f(T+\tau) \cdot e^{i(\beta f \tau - \gamma \tau^2)} d\tau \right]$$

$$Phase(f, T) = ANG \left[ \alpha \int_{-\infty}^{\infty} f(T+\tau) \cdot e^{i(\beta f \tau - \gamma \tau^2)} d\tau \right]$$

が計算式である。



宮腰間一郎, (鳥取大・教養)

鈴木 亮・亀井豊永・鈴木明成 (京大・理)

地殻熱流量が大きく、また力武モデルによつて Conductor 面が深さ 50 km まで上昇してきていると考えられている隠岐島およびその対岸の島根半島において昭和49年8月の約一ヶ月間地電流観測を行った。今回はそのうちの隠岐島での観測結果について序報的報告を行う。

① 電場の変化はおよそ  $S 70^{\circ} E \sim N 70^{\circ} W$  の方向に polarize している。

② 電場変化  $\approx 1.5$  (T  $\approx 10$  min)  
 磁場変化  $\approx 1.0$  (T  $\approx 100$  min)  
 $\approx 0.1$  (T  $\approx 1$  day)

柳原一七

地磁気観測所

柿岡の地磁気変化から推定される電気伝導度異常が70年間の長い間には大きく経年変化を伴うことは既に報告した。この変化量は大きくて、測定精度もしくは電気伝導度異常推定の精度を遙かにこえるものがあるが、同様のことを他の地点についても検証することにはなかなか困難である。一つには質りよい観測が長年続いていること、その地点の電気伝導度異常変化をその場所で行ければ反らなければならぬからである。また柿岡については今後相当長年月を経なければ、その後の推移を見ることも出来ない。既報告は1970年までの資料であるが、その後の年間では目立つた変化はない。

したがって比較的短期間の小さい“変化”を対象にして考えざるを得ないが、これが真の地下電気伝導度の変化をあらわすものか、あるいは測定と解析手段とから依存して見掛け上あらわされるものにすぎないのか、疑問が残るところである。測定は正しいものとする、地磁気成分変化を transfer function を用いて結びつけ、transfer function の変化を云々することは合理的であるかもしれないが、これには可成りの手数を要するのとあまり行儀がわるい。通常同様の変化をよめ、 $\Delta Z/\Delta H$  など、mean value の時間的変化をとり扱うことが多いが、よくても  $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$  における A, B の変化である(上記柿岡の経年変化も後者の A, B であるが時間変化量が大きい)。

柿岡の  $\Delta Z/\Delta H$  ( $A \gg B$ ) については久保本らの詳しい研究があるが、それによくと筆者の長周期経年変化はもちろめ認められるが、その他最近1970年頃を極小とする目立つた変化があることが二つある。小文の時間的変化をとり扱う中始めにこれをとり上げた。ゆしゆくは transfer function を求める一歩であるが、transfer function を時間を追って求める両値があるか、即ちこの“変化”がほんものかどうかを検討した。

検討は従来の方法の域を出ないが、 $\Delta D$  の寄与を入れ、 $SC+SI$  と bay の分け方によるよつて同期依存性と including field 測にある時局的変化原因(もしあるとすれば)を除去した結果、 $(\Delta Z/\Delta H)_0 = \dots$  の変化は1958年から1973年間で  $SC+SI$  によるものも、 $xy$  によるものもほとんど同一であることがわかった。しかもその変化は約6年を周期とする相等規則的のものである。なお6年の周期を過去に延長すると、久保本らの1937年1943年の  $\Delta Z/\Delta H$  極大と一致する。

短期間(1ヶ月〜数年のスケール)の小変化(10%程度、1σ以下0.05)は存在するとして、今後の精査を進める。

F.C. SCHWERE  
US Steel Co. Res. Lab.

and Takesi NAGATA  
Nat. Inst. Polar Res.

The electrical conductivity of 6 Apollo lunar rocks with Fe<sup>2+</sup> contents from 4 to 20 wt% has been measured in the temperature range from 20°C to 1000°C. Both DC and low frequency AC (5 Hz) measurements were made using a three-electrode technique. The six samples are selected to well represent typical lunar rocks. They are igneous rocks and breccias of either basaltic or anorthositic composition as given in the following.

|         |                       |  |
|---------|-----------------------|--|
| # 10048 | Basaltic microbreccia | : FeO content = 16.3% (chemical), = 19.8% (magnetic) |
| # 15058 | Blocky basalt         | : = 20.0 = 16.4                                      |
| # 15418 | Blocky breccia        | : = 5.4 = 6.7  |
| # 15555 | Coarse grain basalt   | : = 22.5 = 17.6                                      |
| # 68415 | Anorthositic gabbro   | : = 4.3 = 4.3  |
| # 68815 | Anorthositic breccia  | : = 4.8 = 6.3  |

For all samples studied, the electrical conductivity ( $\sigma$ ) was observed to depend on the furnace atmosphere and on prior thermochemical treatment. However, reproducible data could be obtained for specified sets of conditions. This dependence was most severe for the more porous or cracked samples and was apparently associated with chemical alteration of samples surface regions.  $\sigma$  was lowest for samples measured in reducing atmosphere (He-H<sub>2</sub> mixtures) and after reduction at high temperatures. Furthermore, data obtained under these conditions were very similar to data obtained during the initial heating, and are considered to be most representative in pristine lunar samples. Experimental results under these conditions are shown in Fig. 1. As shown in the figure, the dependence of  $\sigma$  on FeO content is sufficiently strong that it makes any dependence on structure of secondary importance.

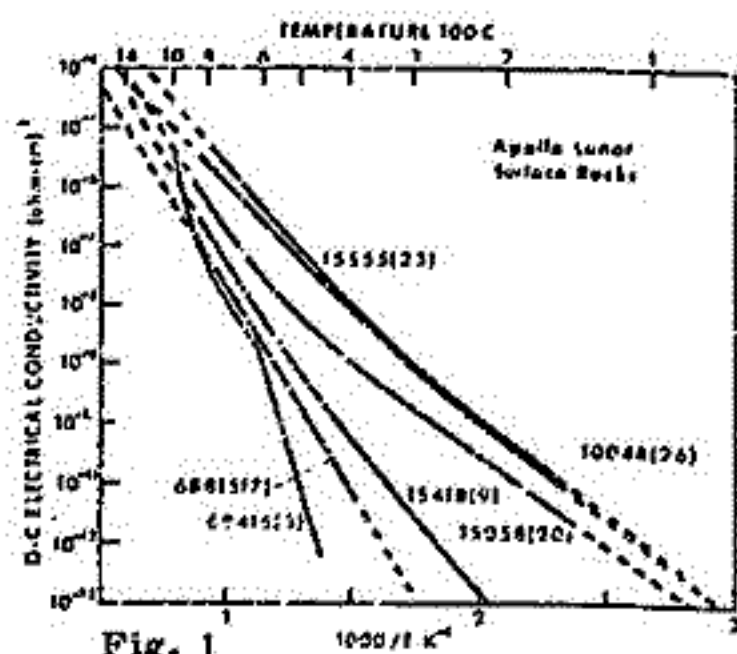


Fig. 1

The dependence of  $\sigma$  on temperature T can be described analytically by

$$\sigma(T) = \sum_{i=1}^2 \sigma_0^{(i)} \exp(-E^{(i)}/kT).$$

The parameters  $\sigma_0^{(i)}$  and  $E^{(i)}$  obtained by a least square fit are presented in the following table.

| Sample | Test frequency<br>(Hz) | $\sigma_0^{(1)}$<br>(ohm cm <sup>-1</sup> ) | $E^{(1)}$<br>(eV) | $\sigma_0^{(2)}$<br>(ohm cm <sup>-1</sup> ) | $E^{(2)}$<br>(eV) |
|--------|------------------------|---|-------------------|---|-------------------|
| 10048  | 5                      | $5.18 \times 10^{-5}$                       | 0.533             | $5.09 \times 10^{-2}$                       | 0.867             |
|        | DC                     | $2.66 \times 10^{-5}$                       | 0.559             | $3.50 \times 10^{-2}$                       | 0.896             |
| 15058  | 5                      | $6.97 \times 10^{-5}$                       | 0.624             | $1.30 \times 10^1$                          | 1.570             |
|        | DC                     | $2.78 \times 10^{-5}$                       | 0.593             | $1.34 \times 10^0$                          | 1.374             |
| 15418  | 5                      | $4.39 \times 10^{-7}$                       | 0.514             | $1.35 \times 10^{-1}$                       | 1.260             |
|        | DC                     | $9.84 \times 10^{-4}$                       | 0.971             | $1.37 \times 10^0$                          | 1.509             |
| 15555  | 5                      | $3.18 \times 10^{-6}$                       | 0.420             | $2.16 \times 10^{-1}$                       | 0.993             |
|        | DC                     | $1.27 \times 10^{-4}$                       | 0.604             | $3.68 \times 10^{-1}$                       | 1.040             |
| 68415  | DC                     |   |                   | $1.27 \times 10^6$                          | 2.640             |
| 68815  | 5                      |   |                   | $1.65 \times 10^{-1}$                       | 1.340             |
|        | DC                     |   |                   | $1.42 \times 10^{-1}$                       | 1.366             |

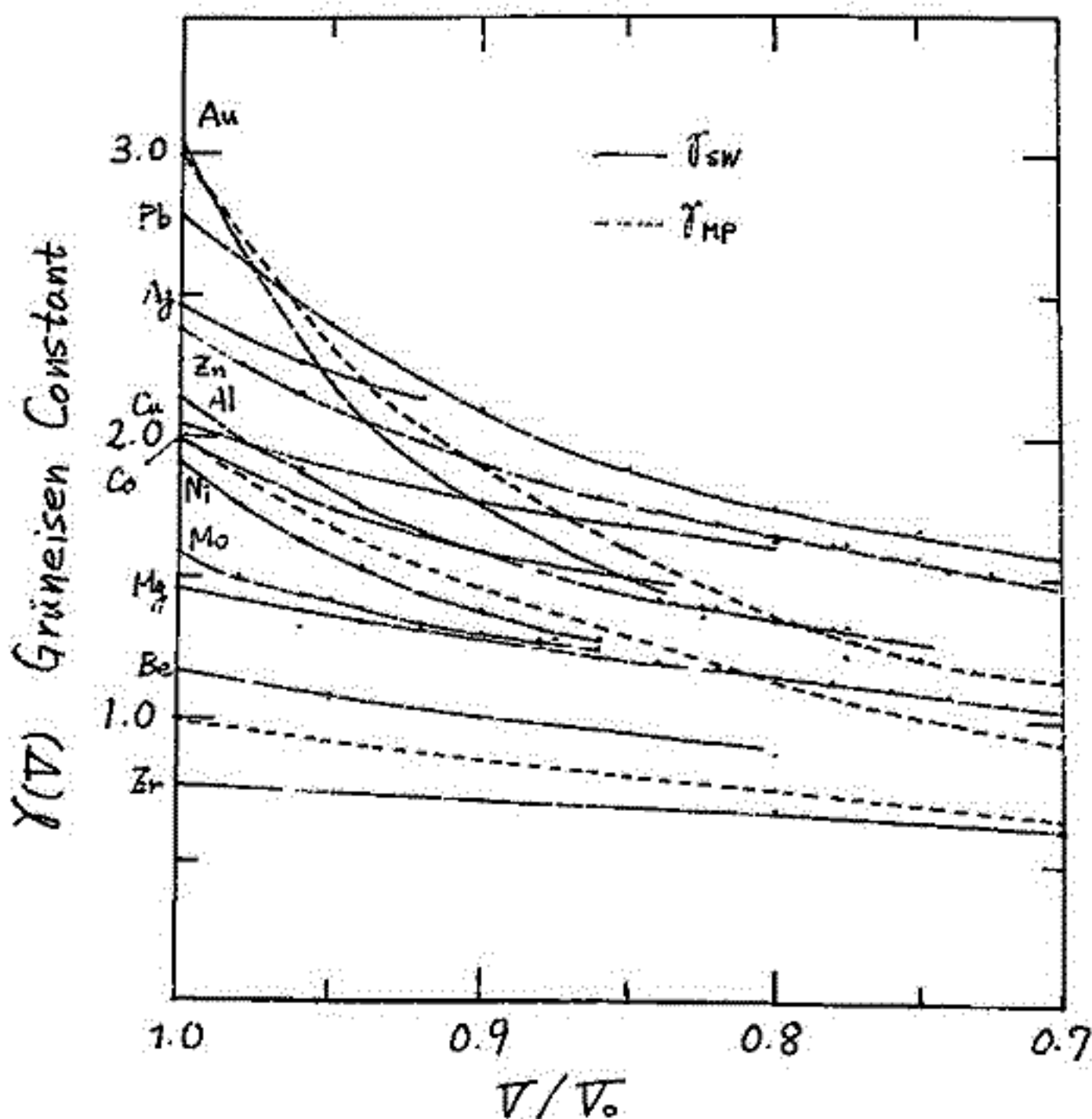
浜野 洋三  
東京大学理学部

地球核の物性や物理状態は、直接的な観測データが少ないうえ、地球内部にあると思われる状態での、直接的な実験結果が得られないために、あまりよくわかっていないと言えぬ。実験室内で得られる温度・圧力下での実験結果を説明する、状態方程式や経験則を使うことにより、実験データを外挿したり、Shock waveの実験結果を解釈することから、地球核内部の物質、温度、融点、断熱温度勾配、粘性、電気伝導度、熱伝導度等の推定が行なわれている。しかし、各物理量の推定に対して、異なる状態方程式が使われていたり、互いにくいつちがう経験則や仮定が用いられているために、推定された量を用いたり、比較したりする時には、きわめて注意が必要である。ここでは、内部的に矛盾のない状態量の間の関係を求め、現在ある実験データ、観測データの範囲内でどの程度の誤差で推定が行なわれるかを考える。

物性の温度・圧力変化に対しては、Grüneisen Constantが最も重要なパラメータである。Higgins and Kennedy (1971)は、金属の融解温度の圧力変化の実験結果から得られたKennedyの法則を使うことにより、地球核内部での断熱温度勾配が、融点温度勾配より大きいと推定した。しかし、Kennedyの法則が成り立つためには、Grüneisen Constant  $\gamma_{MP}$  が図の長線のように変化すると考えられるのに対し、断熱温度勾配に対しては、 $\gamma_L$  が一定というモデルを用いている。

図には、Shock waveから求められた $\gamma_{sw}$ の体積変化も示すが、これも体積の減少に伴って減少している。このような $\gamma$ の体積変化を考慮した断熱温度勾配は、融点温度勾配を越える必要はない。

今回は、Grüneisen Constant  $\gamma$  の体積変化をパラメータとして、各物理量の間の関係を求め、現在ある実験データを説明する $\gamma(V)$ を求め、この結果を使って、地球核内部の物理的状態の推定を行なう。





小嶋 稔  
東京大学理学部

$^{40}\text{Ar}$  脱ガスモデルとして、地球は大気圏、地殻、マントルから成っていると仮定する。更に、マントルから地殻へ、地球の全歴史を通じKがたとえ運搬されてきたと仮定する。この仮定は、火山岩の Sr, Pb 同位体比研究結果からも結論されてい。他方、Ar 及び希ガスは マントルからのみ大気に放出されると考へる。この仮定は、Hurley et al. (1962, 1969) による火成岩の Rb-Sr および K-Ar 年代の比較から支持されてい。以上のモデルを、Ar 同位体比データに基づいて解く。つまり、

- (i)  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 295.5$  : 現在の大气中  
 (ii)  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 10^{-4}$  : 45.5 億年前  
 (iii) Ar =  $6.6 \times 10^{13}$  tons : 現在の大气中  
       Ar = 0 : 地球誕生時の大气中

(i)~(iii) を充てる解は、(a) Ar-脱ガス rate, (b) 瞬間的な脱ガスの割合, (c) その時期, (d) 地球内部の K-含有量, (e) K-transport rate および (f) 地球内部における ( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ ) の値をパラメーターとして無限に存在する。しかし地球内部(マントル)中の K-含有量を最小 50 ppm 以上とすると、解に対する選択の範囲はきわめて限られてくる。こうしたモデルの数値的解析から吾々は次の様な結論を得た。

(1) Ar-脱ガスが、連続的なプロセスで起ったと考へる限り、(i)~(iii) の条件を充てるモデルをつくることは困難である。つまり Rubey の主張する様な大気の連続的成長は考へにくい。

(2) Ar-脱ガスが地球の初期にほぼ瞬間的に起ったとすると (i)~(iii) の条件に合、たモデルをつくることができる。

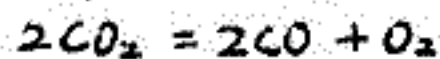
(3) (2) の場合、もし地球内部(マントル)における Ar 同位体比 ( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ ) がわかれば、モデルは更に限定される。因みに地球内部における ( $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ ) の値は、海山玄武岩中の Excess Ar あるいはマントルから導き出された Ultramafic rocks 中の trapped Ar から推定することも可能である。

#### References

- Ozima, M. and Kudo, K., Nature Phys. Sci., 239, 23 (1972).  
 Ozima, M., Nature Phys. Sci., 246, 41 (1973).  
 Hurley, P.M. et al., J.G.R., 67, 5315 (1962).  
 Hurley, P.M. and Rand, J.R., Science, 164, 1229 (1969).

田中秀文・河野 長  
 東京大学理学部地球物理学教室

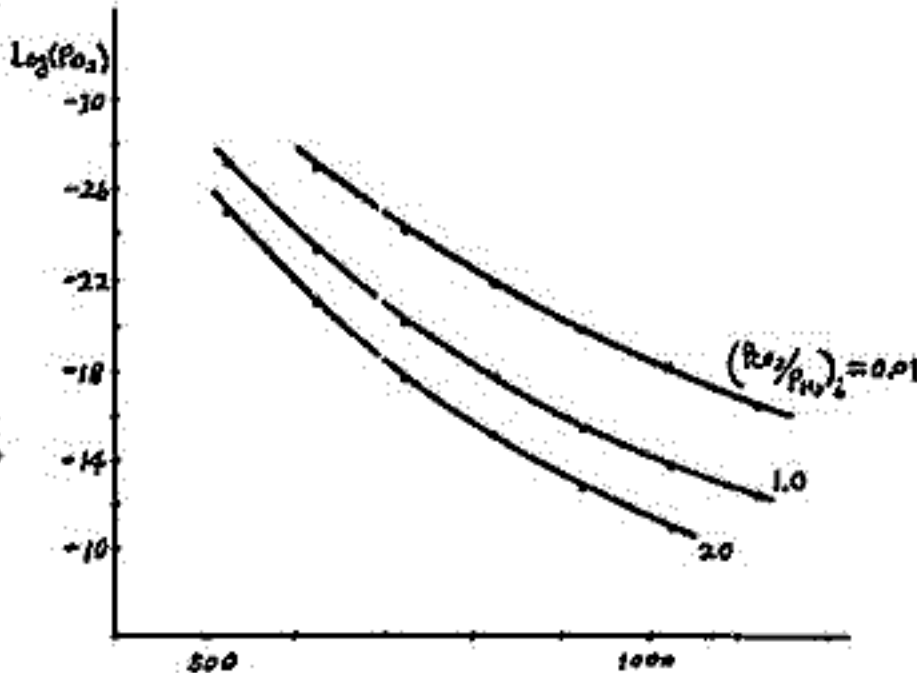
$P_{O_2}$  をコントロールできる炉を試作した。



という反応の平衡定数をそれぞれ  $K_0, K_1$  とすると、 $P_{O_2}$  は次式で計算出来る。

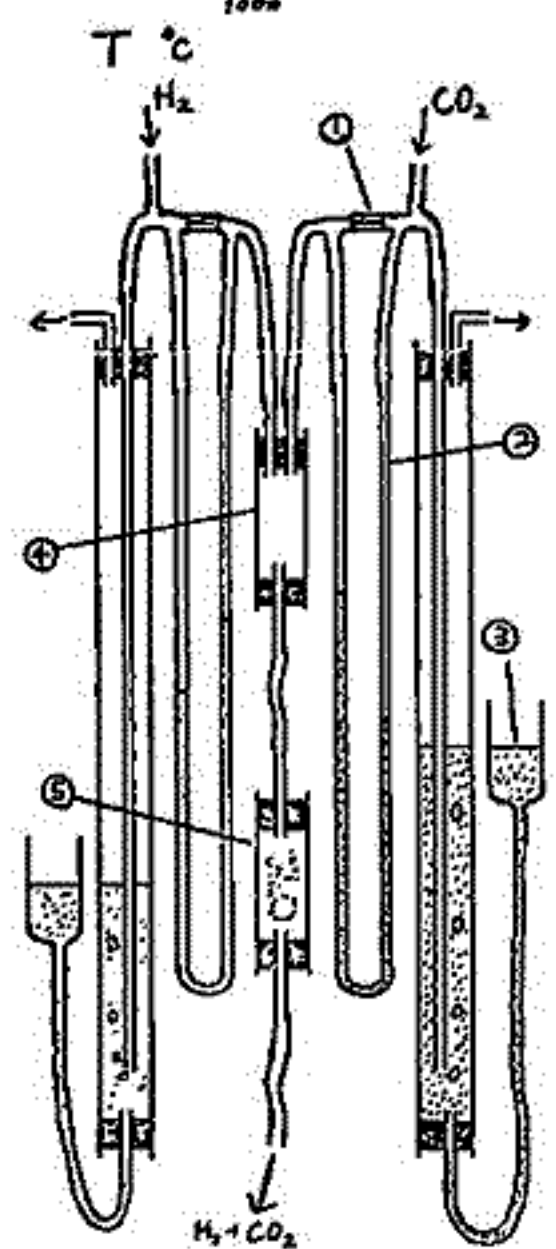
$$P_{O_2} = \frac{1}{2} K_1 (r-1) \left\{ (r-1) + \sqrt{(r-1)^2 + \frac{4r}{K}} \right\} + \frac{K_1 r}{K}$$

但し、 $r$  は  $P_{CO_2} : P_{H_2}$  の initial ratio、~~すなわち~~、  
 即ち、 $CO_2$  と  $H_2$  の混合比である。(Muan & Osborn)。右図はこの例を示す。



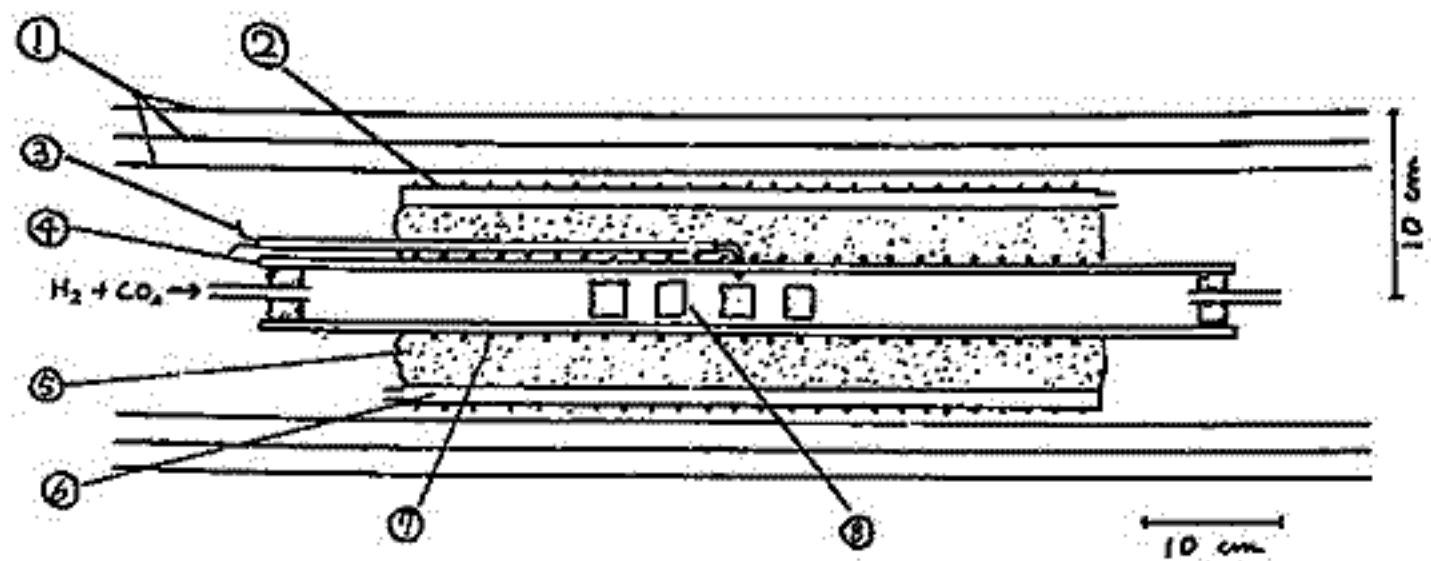
$CO_2$  と  $H_2$  とを一定の割合で混合するには右図の構造の流量計(桂, 1973)を用いる。U字管の液柱の高さ、即ち毛細管の両端の圧力差に比例した流量の気体が毛細管を通って流れる。現在の段階では混合比は50:1まで可能であり、600°Cで  $10^{-21} \sim 10^{-27}$  気圧の範囲をカバーする。

1. 毛細管
2. U字管
3. 5744  
79レト
4. 混合器
5. 乾燥器



熱流磁炉は下図の構造で200°C以下に磁気シールドされているが、TFMを作るためにはワオウーダジャケットに巻いてあるソレノイドで20G程度の磁場まで可変出来る。

○ Muan A. & E.F. Osborn (1964) Phase equilibria among oxides in steelmaking, Addison-Wesley Publish. Co.  
 ○ 桂 取 (1973)  $P_{O_2}$  と平衡  
 『岩石-鉱物の生成に伴う元素の分配』研究資料集, 52



- ① 磁気シールド
- ② ソレノイドコイル
- ③ 絶電釘
- ④ 炉心管
- ⑤ アスベスト
- ⑥ ワオウーダジャケット
- ⑦ 704板
- ⑧ サンプル

堂 面 春 雄 ・ 宗 岡 浩

山口大学教育学部物理学教室

当地域のTertiary basaltの自然残留磁化その他について Campbell 等 (Campbell & Runcorn, 1956) の報告がなされてすでに久しいが、その後 Domen は、Campbell が更に採取し、自然残留磁化の測定を行った試料 (Campbell, 1963) について、自然残留磁化の再測定、実験室内における長時間放置実験、熱磁気解析 および 交流消磁などによる磁化の安定性の吟味を行い、当学会においても報告したことがある (Domen, 1965, 1966)。

その後、Domen は Campbell の助力をえて、更に幾つかの試料を、当地域から採取したが、これらの試料は、不幸にして、そのまゝ 10 年近く手をかけられることなく放置されたまゝになっていたが、今回、その自然残留磁化の測定を行うことができたので、その結果を、従来の測定結果と合わせて報告する。

## Refs.

- Campbell, C.D. & S.K. Runcorn, 1956; "Magnetization of the Columbia River basalts in Washington and northern Oregon", J.G.R. 61 (3), 449-458.
- Campbell, C.D., 1963; "Magnetization of basalt lavas", Final Report on N.S.F. Rec. Grant G-4643, (Domen の測定結果を含む。)
- Domen, H., 1965; "The remanent magnetization of Columbia River basalts, Washington State, U.S.A.", Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 14 (Part 2), 35-44.
- " , 1966; "The remanent magnetization of Columbia River Tertiary basalts, Washington State, U.S.A. (II)", *ibid.*, 15 (Part 2), 9-12.

## Magnetic Properties of YAMATO Meteorites found in Antarctica

## ( I ) Yamato - 1969 Meteorites

T. Nagata and N. Suglura  
 Nat. Inst. Polar Res. Geophysical Inst. Univ. Tokyo

9 fragments of meteorites were found by a JARE 10 field party within a very limited area (10km x 8km) at a locality about 71°50'S and 36°15'E in Antarctica in December 1969. Further, 11 new fragments of meteorites have been found in almost the same locality by a JARE 14 field party in December 1973.

The magnetic properties as well as chemical, petrographical and other properties of these meteorites are under detailed studies. In this first report, the magnetic properties of 4 typical Yamato (1969) meteorites are summarized with reference to their chemical and petrological characteristics. The petrologically identified names and chemical data of these 4 samples are summarized together with their magnetic properties in the following table.

| Identification                     | YAMATO - 1969          |                        |                                   |                        |  |
|------------------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------------------|------------------------|--|
|                                    | A                      | B                      | C-1                               | C-3                    | D  |
|                                    | Enstatite chondrite    | Ca-poor achondrite     | Carbonaceous chondrite (Type III) |                        | Olivine-bronzite chondrite                       |
| Metal Fe                           | 22.18                  | 0.66                   | 0.15                              |                        | 12.69 (%)  |
| Ni                                 | 1.86                   | 0.004                  | 1.32                              |                        | 1.52 (%)   |
| Co                                 | 0.089                  | 0.003                  | 0.075                             |                        | 0.081 (%)  |
| Oxide FeO                          | 0.48                   | 12.58                  | 27.84                             |                        | 12.02 (%)  |
| Sulfides Fe                        | 7.20                   | 0.85                   | 2.30                              |                        | 3.38 (%)   |
| S                                  | 4.71                   | 0.49                   | 1.32                              |                        | 1.94 (%)   |
| Susceptibility ( $\chi_o$ )        | 2,141                  | 8.96                   | 477                               | 557                    | 574(x10 <sup>-5</sup> emu/gm)                    |
| Saturation magnetization ( $I_s$ ) | 33                     | 0.65                   | 8.1                               |                        | 18 (emu/gm)                                      |
| Curie Temp. ( $\theta$ )           | 769                    | 780                    | 540                               |                        | 759 (°C)   |
|                                    |                        | 567                    |                                   |                        | 542 (°C)   |
| NRM ( $\tilde{H} = 0$ Oe rms)      | 3,535                  | 15.4                   | 101                               | 3764                   | 567(x10 <sup>-6</sup> emu/gm)                    |
|                                    | 205                    | 19.0                   | 61                                | 3277                   | 149 ( " )  |
|                                    | 31                     | 12.3                   | 9.0                               | 574                    | 180 ( " )  |
| IRM ( b )                          | 4.8 x 10 <sup>-5</sup> | 2.0 x 10 <sup>-8</sup> | 1.5 x 10 <sup>-6</sup>            | 1.6 x 10 <sup>-6</sup> | 5.2 x 10 <sup>-5</sup> (emu/gm/Oe <sup>2</sup> ) |

As described in the above table, the ferromagnetic constituents in A, B and D are mostly Fe or FeNi, while they are magnetite in C. All these meteorite samples have a fairly stable NRM, which could be attributed to TRM acquired either in the terrestrial upper atmosphere or on the ground.



Takesi NAGATA  
Nat. Inst. Polar Res.

and F.C. SCHWERE  
US Steel Co. Res. Lab.

The basic magnetic properties of 42 samples of Apollo 11 ~ 17 lunar materials have been examined for a temperature range of 4.2° - 1080°K. These lunar samples consist of 13 igneous rocks, 22 breccias and 7 kinds of fine.

- (A) The dominant saturation magnetization ( $I_s$ ) is (0.1 ~ 0.2) emu/gm for igneous rocks and (0.6 ~ 1.0) emu/gm for breccias.
- (B) The Curie point histogram has the median value at 770°C, but the dispersion toward the lower temperature is broader in breccias than in igneous rocks, as shown in Fig. 1. It is concluded thus (a) that the principal ferromagnetic constituent in lunar materials is the native metallic iron containing small amounts of Ni and Co ; (b) that the content of native iron is 0.05 ~ 0.1 wt% in igneous rocks and 0.3 ~ 0.5 wt% in breccias ; and (C) that Ni content in the native iron is higher in breccias than in igneous rocks.
- (C)  $I_s$  is roughly proportional to the bulk content of Ni in lunar materials. This result may suggest that the larger content of native iron in breccias is mostly due to a mixing of meteoritic iron. However, the observed values of  $I_s$  in a number of samples are larger than the theoretical estimates based on the mixing hypothesis.
- (D) 8 of 11 igneous rocks, 2 of 18 breccias and 6 of 7 fine samples contain only almost pure iron ( $Fe^0$ ), and all the other lunar samples also contain a considerable amount of  $Fe^0$  together with kamacite ( $FeNi$  alloy).
- (E) The Ni content of the kamacites in lunar materials mostly ranges between 3 and 8 wt%, which is in agreement with that of meteorites. Since meteorites never contain  $Fe^0$ , a large amount of  $Fe^0$  in lunar materials cannot be attributed to the meteoritic origin. It is then concluded that the major parts of  $Fe^0$  in breccias and in some shock-metamorphosed igneous rocks have been produced by the shock-metamorphic breakdown of fayalite  $Fe_2SiO_4$ , chromium ulvöspinel  $FeCr_2O_4 - Fe_2TiO_4$ , ilmenite  $FeTiO_3$ , etc.
- (F) The grain size of native iron, estimated from the viscous magnetization and superparamagnetic characteristics at various temperatures, ranges from several tens of Å to 300 Å in mean diameter for the single domain range. The distribution function has the maximum at 100 ~ 200 Å in breccias and fines. There is observed evidence that most igneous rocks contain a considerable amount of multidomain grains also. The superparamagnetic component causes a reduction of the apparent coercive force at temperatures higher than the blocking temperature.
- (G) The paramagnetic susceptibility ( $\chi_a$ ) of lunar materials at room temperature is almost proportional to the bulk content of  $Fe^{2+}$ , represented by  $\chi_a(T = 300K) = 1.8 \times 10^{-6} (FeO) \frac{emu}{gm \cdot Oe} / (wt\%)$ .
- (H) The initial magnetic susceptibility ( $\chi_0$ ) is not simply proportional to  $I_s$ , but  $\chi_0 / I_s$  ranges from  $5 \times 10^{-4}$  to  $10^{-2}$ , depending on the degree of contribution of the superparamagnetic susceptibility of fine particles.

APOLLO 11-17 LUNAR MATERIALS  
HISTOGRAM OF CURIE POINT

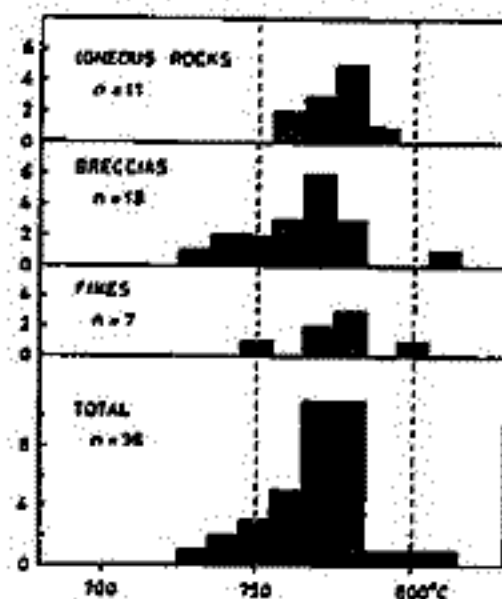


Fig. 1

## — 須惠器古窯跡に於ける一例 —

高尾雅之\* 尾谷雅考\*\* 中村 浩\*\*\*

\* 阪大基礎工 \*\* 泉北丘陵遺跡調査員 \*\*\* 大阪府教育委員会

磁気的性質が、周囲の土質と異なる物体が地中に埋められている時、その地中で磁気探査を行えば、小規模でも、地磁気異常が観測されるはずである。その様な場合の一つとして、考古学上の遺跡や遺物（例えば、熱残留磁化をもつ窯体など）を対象としたものが挙げられる。すでに Oxford 大学の M. J. Aitken 等は、プロトン磁力計を用いることにより、1950年代以降、こうして遠隔的に遺跡の探査に成功して来ている。しかしながら、日本に於いては、この種の、磁気探査を考古学の分野で行なうことは、まだあまり試みられていない様である。

報告者等は、昨年来、携帯型のプロトン磁力計（測機号：PPM-739A）を用いて、遺跡を対象とした磁気探査を何回か実施して来た。今回、大阪府堺市の梅ヶ丘陸域で、須惠器古窯跡（遺跡番号 T6-217、位置、北緯  $34^{\circ}27'54''$ 、東経  $135^{\circ}30'27''$ ）を対象として、磁気探査、窯体の発掘、残留磁化の測定などを連続的に行なう機会を得たので、それらの結果について簡単な報告を行う。

観測された磁気異常は、最大  $50\gamma$  程度であり、発掘された窯体は、軸方向が約  $N20^{\circ}W$  の小規模な壺形式の須惠器窯であった。又、残留磁化測定の結果は、 $D = 10^{\circ}W$ 、 $I = 60^{\circ}D$ 、 $\bar{J} = (1.0 \pm 0.8) \times 10^{-3}$  (gs emu/gr) である。

広岡公人, 服部勇, 伊藤政昭  
 福井大学教育学部, 丸岡中学校

日本における古生層の古地磁気学的研究は、殊、藤原 (Minato & Fujiwara; 1965, 1968, Fujiwara; 1967) をあげては殆んどない。筆者等は、日本における古生代に関する古地磁気学的研究がどれくらい可能であるかを知らるために、古生層中の種々の岩石について、その磁化を検討した結果、いわゆる 'schalstein' に結構強い N.R.M. を有するものがあつたと見いだした。

今回は、福井県内の丹波帯北部およびそのつらぎに属する美濃帯に一部入る地域にあつて、古生層(主に二疊系)中の schalstein をとり、その試料を採集し、その岩石学的検討とともに N.R.M. を測定した結果を述べる。

1). N.R.M. の intensity は schalstein の変成度に大きく支配されてゐることを明らかにした。すなわち、変成が進み、epidote を主とするような試料では、磁化が弱く、測定は非常に困難である。これに対し、変成が進んでいない地点の試料は、普通の火成岩以上の磁化の強さを持ち、十分、古地磁気学的研究に供するに足ると思われ。

2). N.R.M. の測定結果について、単純な層面修正を行つると、傾角が殆んど水平になつて、当時の日本の古緯度は、赤道に近かつたことが推察される値を示す。しかし、若い時代の地層に比べて、古生層の構造は非常に複雑で、地層が傾むいた後に褶曲した場合が多いと考えられるので、単純に地層の走向を軸にとり、傾斜を水平にもとすことは、上のような場合には誤りをあかしてゐるに違いない。この場合には、褶曲軸の傾むき (plunge) をまず水平にもといたから、層面を水平にもとすわけには行かない。このような修正を行ふためには、この地域の地層の構造が詳しく知られていなければならぬ。このために現在、詳しい野外調査も含めて、この構造の検討を行つてゐるので、その結果を用いてこの地域における古生代の磁極の位置を定める予定である。

# 白亜紀における東北日本の平均的磁場 傾角の問題

安川克己  
阪大・基礎工

東北日本および、いわゆる西南日本と緯度・経度について  $0.5^\circ$  間隔の項目をわけ、その中心値をその中に含まれる今までの公表された NRM-data を時代別に整理し、時代別の平均的 NRM 方位を決定する。この値と、その項目の中心の緯度経度とから、その時代における V.G.P. を求める。各項目については求められた V.G.P. と同じ時代については平均して求められたものを極は前記両地方に対するその時代の平均的 (代表的な) V.G.P. と書くことにする。ある時代について両地方に決まるものはその平均的 V.G.P. から両地方の中心長をその緯度差と求めれば、その時代における両地方の余緯度を表わすことができる。このようにして得られた両地方の白亜紀の結果と比較することは、白亜紀には東北日本が西南日本より北、ほぼ  $8^\circ$  位緯度に位置してゐる可能性が指摘された (安川・中島, 1973)。しかし東北日本が西南日本より  $8^\circ$  位緯度、すなわち  $8^\circ$  南に位置してゐることは、不自然であり、現在では受入れ難い位置関係のように思われる。

岩石の磁化ベクトルが、地塊の傾動運動によってその方向を受けることは明らかである。日本列島所収の四角に象徴される垂直軸まわりの回転、あるいは古緯度の比較による水平移動など日本列島と大いに動かしにくく、単に地塊の傾動をなした水平軸まわりの回転によつて、地塊としての岩石の磁化方向の相違を説明しようとする試みが最近行われた。(伊藤・明敏, 1974)。これは確かに重要なことである。古地磁気学の結果から、水平運動あるいは垂直運動と推定される場合、岩石が磁化を獲得した後には全体として傾動運動を行つたことになる、あるいは左範囲にわたる平均化の作業を通じて、個々の岩体の傾動運動の影響はなされたか消失する、という仮定が根本に立てられるべきである。

ここでは東北日本が白亜紀の緯度はおよそ東北日本全体としての傾動運動の影響を含まないものとする、と見なして水平軸まわりの回転成分を取り除くことによつて両方の古緯度の違いを調べる。

東北日本全体としての傾動運動が起つたとしても、日本海溝に沈み込んできた太平洋プレートによつてなされるように東へ傾くこともできるであろう。白亜紀の極に決まる東北地方 (代表点  $(38^\circ N, 140^\circ E)$ ) の傾角、傾角はそれぞれ  $-35^\circ, 52^\circ$  であるから、平均的磁化ベクトルと日本海溝に平行な水平軸 (ほぼ南北とする) との傾角が零になるまで回転すれば傾角は最大となり、東北地方の古緯度は前高値であり、この傾角が約  $40^\circ$  であることは、簡単な計算によつて明らかである。この値は白亜紀における西南日本 (代表点:  $35^\circ N, 134^\circ E$ ) の古緯度 ( $41^\circ$ ) と大体一致するが、この値と得られたものから水平軸まわりの回転角が約  $66^\circ$  であり、東北地方が全体として  $66^\circ$  北東に傾いたことになることは大変考えにくくである。また、この  $40^\circ$  という値が日本海溝と軸としての傾動による傾角が浅く、北東に傾いた場合に得られる最高値であることは、よく併せると、このように水平軸まわりの傾動を考慮しても東北日本の白亜紀における緯度は  $40^\circ$  より低くなる、すなわち西南日本より南に位置してゐる、と結論せざるを得ない。



姫路周辺の火山岩（白堊紀—古第三紀）  
の古地磁気学

河野 長・小嶋 聡  
東大・理

弘原 浩 清  
姫路工大

姫路附近の火山岩の古地磁気的研究は以前に笹島・島田 (Ann. Prog. Rept. Rock Mag. Res. Group Japan, 1965, p. 133) および笹島・西田・島田 (Earth Planet. Sci. Lett. 5 (1968) 135) によって発表されている。これらはいずれも天山台山の溶岩を対象としたもので、時代的には Palaeogene である。笹島の結果によれば、この溶岩の NRM の方向は  $I = -61^\circ$ ,  $D = 193^\circ$  である。

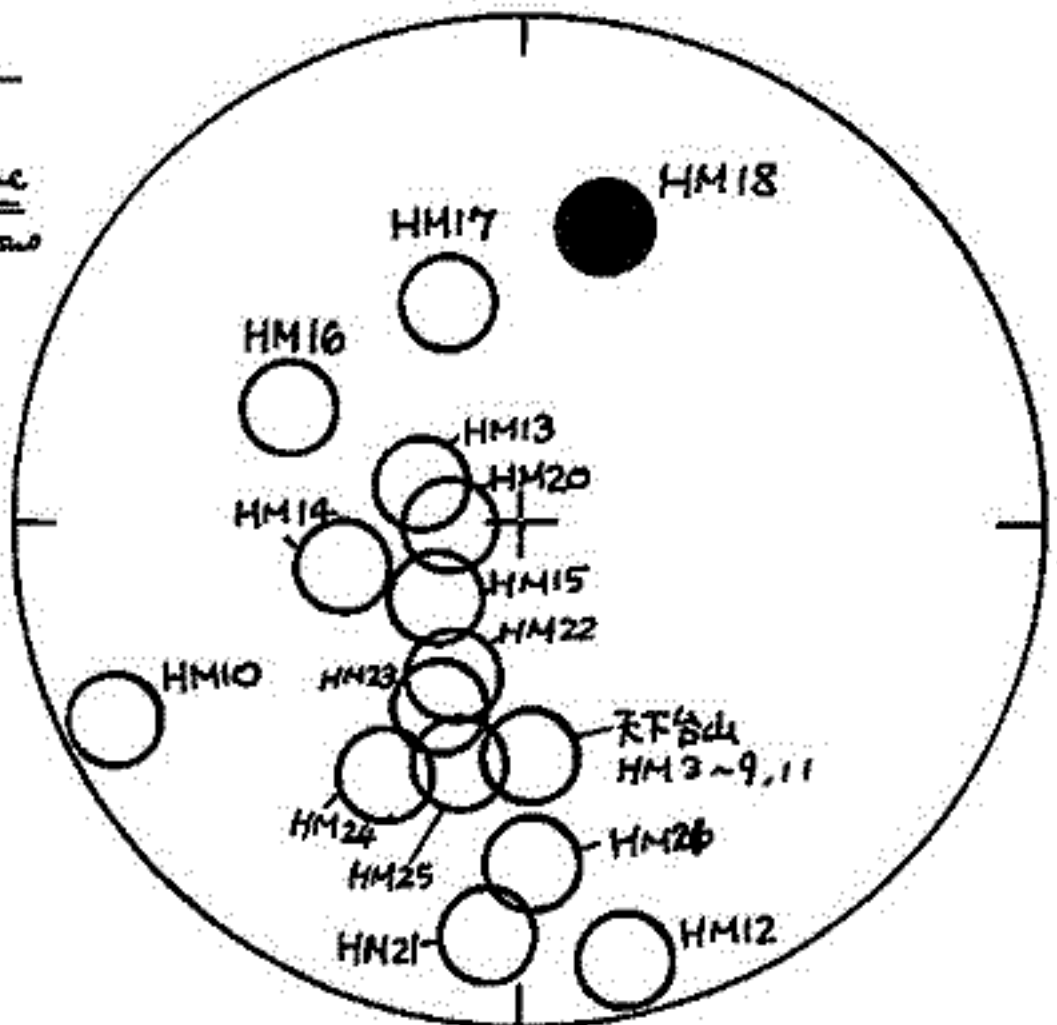
我々は 1973 年夏に、姫路市周辺において天台山グループおよび、その下位にある Cretaceous の火山岩類を採集した。この研究の当初考えられていた目的は、

(1) Cretaceous の normal-reverse の変化を求め、更にこれらの岩石を K-Ar 法で年代決定して既知の地層学的タイムスケール (Heintzen et al., Wilson and Pitman, McElhinny and Burke 等) との対応を検討する。

(2) Cretaceous の paleosecular variation を求め、次にこの影響を考慮した上で日本で見られた polar wandering を求める。

そこで、実験手法として、33 の cooling unit から約 200 の個々のサンプルを採集し、これらの各々をそれぞれ 50, 100, 200, 300, 400 0C の各段階で交流消磁を行った。これらの unit の中で磁石の状態が良く、alteration の影響が少ないと思われるサンプルも 5~6 個選んで K-Ar 法による年代決定を行う。

| 地層名  | 岩石名        | Cooling unit no.               | HM         |
|------|------------|--------------------------------|------------|
| 天山台山 | 流紋岩        | 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 11        | Palaeogene |
| 赤穂系層 | ハダ子<br>流紋岩 | 1, 2, 10, 12, 13, 14, 15       | Cretaceous |
|      | 道谷アノ岩      | 16, 20, 21                     |            |
| 臨島系層 | 下畑流紋岩      | 22, 23, 24, 25                 |            |
|      | 管原守山岩      | 17, 18, 19                     |            |
| 三脚系層 |            | 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33 |            |



NRM 方向は右図に示すように、ほとんど unit ごと up-dip であることが特徴である。年代については、HM18 の試料について 2 回の測定の結果、

姫路周辺火山岩の NRM 方向 (equal area proj.)  
HM19, 26 は不安定, HM27~33 は計算中。

56.8 m.y. および 54.1 m.y. の値を得た。従って、従来考えられていた Tertiary - Cretaceous boundary が幾分古い方向を示す可能性のあるものと考えられる。

III. 再び解の一意性について

河野 長  
東大 理

古地磁気学で得られるデータ、傾角(I)と偏角(D)の組合わせによって、地球磁場の形は unique に決められることは前回報告した(日本地球電気磁気学会第55回講演会予稿集 p.97, 98, 1974; 但し予稿の中の証明は間違っている)。また、その際、磁場方向データが完全でない(例えばDしか与えていない)場合には、ポテンシャルはユニークには定まらない事もしめした。しかし、その際あげた例では、Dについては、ある境界条件を満たす解が1つあれば、同じ境界条件を満たす解が無数に存在することを示している。X/Z, Z/Yで定められる角度(あるいはI)については単に1つ以上の解がFの境界条件の例をあげたにすぎない。従って、X/ZあるいはZ/Yの形の境界条件の場合、特殊はharmonicsの場合のユニーク性がなくなるのではなか、という疑問が寄せられている。実際、J.C. Cain and B.T. Trombka (1974, 私信)はIGRFを用いた数値実験の結果から、X, Y, Z, H, F, I, Dのそれぞれデータのうち、Yを除いたデータの組み合わせでも同じポテンシャルが求まる(I, Dの場合は他に球面上の1点での全磁力の指定している)と述べ、だからこれらの決めごとユニークな解が求まるのだと主張している。

しかし、彼らの主張は次の2つの理由により正しくないと考えられる。(1) Dについては全データの場合について non-unique であることが示されている。(2) Fが全球面を与えても磁場が unique に決まる場合があることか Backus (J.G.R. 75, 6339, 1970)によりに示されている。つまり、Cain & Trombka の数値実験は、用いたのは harmonics の数が増えすぎている (N=11=5 まで) ために、(1), (2) が示すのは非ユニークな場合を演出することばかりではない。もし、磁場が限られた個数の harmonics から成っており、しかもその harmonics が指定されているならば、DからでもFからでも potential は unique に定まる。Cain & Trombka は結局、これに相当する場合を調べたことにはなっていないと考えられる。

X/Z, Z/Y, 又はIで与えられる境界条件の場合の一般性は non-uniqueness を示すためには、次のようにしてやればよいと考えられる。例として X/Z の場合をとる。  
 potential  $a \sum \sum (a/r)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \{ a_n^m \cos m \phi + b_n^m \sin m \phi \}$  (known) と別の potential  $a \sum \sum (a/r)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \{ c_n^m \cos m \phi + d_n^m \sin m \phi \}$  が同じ X/Z を球面  $r=a$  で与えるならば、(以下では高次の項は  $b_n^m, d_n^m$  を 0 にしてある)

$$\sum_l \sum_u \sum_m \sum_n a_l^u a_m^v [(m+1) P_m^v \frac{dP_l^u}{d\theta} - (l+1) P_l^u \frac{dP_m^v}{d\theta}] \cos u \phi \cos v \phi = 0 \quad (1)$$

ここで Legendre 函数の積分に関する漸化式と Gaunt integral を考えれば、  
 $\frac{dP_m^u}{d\theta} = \frac{1}{2}(m+1)(m-1) P_m^{u-1} - \frac{1}{2} P_m^{u+1}$ ;  $G_{lmn}^{uvw} = \int_{-1}^1 P_l^u(\mu) P_m^v(\mu) P_n^w(\mu) d\mu$

(1) の右辺は、  
 $\frac{1}{8} \sum_l \sum_u \sum_m \sum_n a_l^u a_m^v [(m+1)(l+u)(l-u+1) \{ \sum_n (2n+1) G_{l, m, n}^{u+1, v, u+m-1} P_n^{u+v} \cos(u+m)\phi + G_{l, m, n}^{u+1, v, u+m-1} P_n^{u+v} \cos(u)\phi \} - (m+1) \sum_n (2n+1) \{ G_{l, m, n}^{u+1, v, u+m-1} P_n^{u+v} \cos(u+m)\phi + G_{l, m, n}^{u+1, v, u+m-1} P_n^{u+v} \cos(u)\phi \} - \dots ]$   
 という形になる。これは 0 に等する場合は  $C_m^v$  を決める問題になる。