

学会用

第54回講演会

講 演 予 稿 集

昭和48年11月27日～11月30日

於 豊橋市民文化会館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第54回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和48年11月27日(火)～11月30日(金)

会 場 豊橋市民文化会館 豊橋市向山大池町20-1

Tel. 0532-61-5111

懇親会会場 豊橋グランドホテル

豊橋市駅前大通 2-48

Tel. 0532-55-6221

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
11月27日(火)	第1会場		電波伝播				磁気圏Ⅰ(地磁気脈動・極域現象)			運営委員会		
	第2会場	/					大気圏・電離圏					
11月28日(水)	第1会場	磁気圏Ⅱ (プラズマ波動・不安定)				磁気圏Ⅲ (プラズマ脈動不安定)		名大空電研 見学会		評議員会		
	第2会場	古地磁気・水年変化				岩石磁気						
11月29日(木)	第1会場	ロケット観測				特別講演・総会				懇親会		
	第2会場	地球内部										
11月30日(金)	第1会場	磁気圏Ⅳ (地磁気変動)		惑星・太陽風		宇宙線						
	第2会場	中間圏・成層圏										磁気圏Ⅴ(プラズマ波動)

電 波 伝 播

於 第1会場(9:30~12:00)

開 会 の 辞

- I-1 棚橋秀伍(名大空電研) 入出力共に雑音が重畳する系の伝達関数の計算法 (15分)
- I-2 山下享子, 佐尾和夫(名大空電研) 遠距離伝搬におけるELF帯とVLF帯の偏波と空電の受信における方位誤差角 (12分)
- I-3 長野 勇, 満保正喜, 二石吾同(金沢大工) D領域における電磁波 (10分)
- I-4 島倉 信(名大空電研) 低域電離層の電離傾度と伝ぱん定数 (15分)
- I-5 田中良和(京大理) 昭和基地におけるシェーマン共振 (15分)
- I-6 鶴田浩一郎(東大宇宙研) VLF方探に於ける誤差の評価 (15分)
- I-7 鈴木国弘, 馬場清英, 吉岡敏太郎, 木下みつえ(中部工大) Phase Variation and Amplitude Fading of NWC-22.3 kHz Signal at Dawn (10分)
- I-8 菊地 崇, 荒木 徹(京大理) 近距離伝播VLF標準電波の地上波と空間波の分離(II) (15分)
- I-9 岩田 晃, 石川晴治(名大空電研) 佐久島でのロランC電波の位相, 強度観測 (15分)
- I-10 前田力雄・犬木久夫(電波研平磯) 電波警報システム (15分)

磁気圏 I (地磁気脈動・極域現象) 於 第1会場(13:00~17:00)

- I-11 桜井 亨(東北大理) Pc1型磁気脈動から推定される磁気圏電場 (12分)
- I-12 加藤愛雄, 遠山文雄, 石川 守(東海大航空宇宙) ケンブリッジベイに於ける地磁気脈動の観測 (12分)
- I-13 斎藤尚生(東北大理) 磁気脈動Pi3の特性と機構について (10分)
- I-14 金田栄祐(東大理) Substormの特性-i (12分)
- I-15 小口 高(東大理) Typical Dynamics of Electron Aurora (12分)
- I-16 小口 高, 福西 浩, 等松隆夫, 永田 武(東大理) H β emission during auroral breakup (12分)
- I-16a 鈴木 裕(阪市大工) 超低周波音波の観測結果 (12分)
- I-17 佐藤哲也(京大理) エレクトロジェットに伴なうIrregularitiesの理論的研究は終ったか (12分)
- I-18 佐藤哲也, T. E. Holzer(京大理) 電離層と磁気圏の電気的結合
— オーロラ・アークの生成 — (12分)
- I-19 加藤愛雄, 青山 巖, 遠山文雄(東海大工) S-210-JA-7号機による磁場測定 (12分)
- I-20 A. Nishida(東大宇宙研) F. L. Scarf(TRW) OGO 5 VLF Electric Field Observations during substorms (10分)
- I-21 福島 直(東大理) 低高度人工衛星(OGO-2, 4, 6,)によるdB観測結果を説明する field-aligned current 分布 (12分)
- I-22 飯島 健(東大理) Average Polar Magnetic Disturbance Field and Model Current System (12分)
- I-23 國分 征(東大理) 地磁気変動からみた expansion phase onset (12分)

- I-24 市橋正生, 西田篤弘(東大宇宙研) 磁気圏内磁場の1つのモデル (10分)
- I-25 村山 喬(名大理) Description of geomagnetic activities in terms of solar wind parameters (12分)
- I-26 岩崎 昇(相模工大工) 太陽風北向き磁場のクレフト(カスプ)を通しての極域磁場への影響 (10分)
- I-27 永田 武(極地研) Magnetospheric Substorm の位相幾何学的模型の試み (15分)
- I-28 大林辰蔵(東大宇宙研) スペース・シャトル計画と大気宇宙科学研究 (15分)

大気圏・電離圏 於 第2会場(13:00~17:00)

- II-1 岩田 晃(名大空電研) 電離層電位の測定法及び観測結果 (12分)
- II-2 大塩光夫(電波研) 太陽X線フレアによるD領域の増加電子密度の様相(2) (12分)
- II-3 佐藤輝夫(兵庫医大物理) 1972年8月eventにおける下部電離層擾乱 (12分)
- II-4 深尾昌一郎(京大工), 前田憲一(京産大) Daytime Electron Density Profiles of the E and F1 Regions at Mid-latitudes II (10分)
- II-5 中村純二(東大教養) 昼間の上層風の観測 (12分)
- II-6 田中高史(東大宇宙研) Numerical study of the upper atmosphere. (12分)
- II-7 松浦延夫(電波研) 熱圏の電気力学 (12分)
- II-8 新野賢爾, 山岡 誠, 柳谷登英雄(電波研) SHF静止衛星電波のシンチレーションとVHF赤道横断電波受信の関連について (12分)
- II-9 筒井 稔, 小川 徹(京大工) 電離層F領域と中性大気とのCoupling (HFドップラー法による検出) (12分)
- II-10 北村泰一(九大理) 電離層超長波(I)時間変化(完結報告) (12分)
- II-11 宗像康正, 北村泰一(九大理) 電離層超長波(II)波動(第1報) (12分)
- II-12 近藤 豊, 等松隆夫(東大理) 中緯度6300 A°大気光異常 (12分)
- II-13 足原 修, 高柳和夫(東大宇宙研) 電離層における低エネルギー電子の速度分布 (12分)
- II-14 荻野正朗(東北大理) 電離層電子温度の時間的ふるまいについて その1 (12分)
- II-15 高橋忠利(東北大理) 降下低エネルギー電子の上層大気におけるエネルギー損失過程 (12分)
- II-16 早川幸男, 小林研一, 河野 毅, 村上敏夫, 長瀬文昭, 田中靖郎, 山下広順(名大理) He Ly α のロケット観測 (10分)
- II-17 寺沢敏夫, 大林辰蔵(東大宇宙研) 衛星「でんば」の軌道変化から推定した大気温度 (10分)
- II-18 古田 治, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙研) 上部電離層におけるイオン組成比の分布 REXS-IPSによる電子密度測定結果(2) (12分)

第 2 日 11月28日(水)

磁気圏 II (プラズマ波動・不安定) 於 第1会場(9:00~12:00)

- I-29 生田 孝(名大理), 鷲見治一(名大空電研) パルサーでのライトシリンダーを横切るパラレルトランスバースフロー (15分)
- I-30 並川富一, 高島正樹(阪市大理) 高温プラズマと地磁気脈動(II) (15分)

- I-31 永野 宏(京大理) 磁気圏境界FLR Kelvin-Helmholtz 不安定について(III) (8分)
- I-32 上山 弘, 武井恵雄(東北大理) Electron Flux scattered from the Radiation Belt (15分)
- I-33 上山 弘, 武井恵雄, 川口摩利夫(東北大理) Plasmapause 周辺におけるプラズマ加熱について (15分)
- I-34 山本 陸, 玉尾 孜(東大理) Resonant Diffusion in a Strongly Turbulent Plasma (15分)
- I-35 山本 陸, 玉尾 孜(東大理) Wave Growth in a Strongly Turbulent Plasma (8分)
- I-36 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工) ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝播 (IV) (15分)
- I-37 松本 紘, 安田 豊, 木村磐根(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 (15分)
- I-38 橋本弘蔵, 松本 紘(京大工) サイクロトロンインスタビリティにおけるビーム型不安定と温度異方性による不安定 (15分)

磁気圏 III (プラズマ波動・不安定) 於 第1会場 (13:00~14:45)

- I-39 島山 泉, 木村磐根(京大工) Cerenkov instability に対する温度の効果 (15分)
- I-40 恩藤忠典, 相京和弘(電波研) Mead-Fairfield モデルにおける電磁場ドリフトについて (15分)
- I-41 鶴飼正行^{*}, 深尾昌一郎^{**}, 津田孝夫^{***} (*愛媛大工, **京大工, ***北大工) カレントシートに急激なリコネクションを誘起する外的要因 (10分)
- I-42 深尾昌一郎, 天野 要(京大工), 津田孝夫(北大工) カレント・シート不安定性の計算機シミュレーション (15分)
- I-43 深尾昌一郎, 天野 要(京大工), 津田孝夫(北大工) 磁力線のリコネクションの計算機シミュレーション (10分)
- I-44 深尾昌一郎(京大工), 鶴飼正行(愛媛大工), 津田孝夫(北大工) Topological Study of Magnetic Field Near a Neutral Point (10分)
- I-45 渋谷仙吉(山形大理) Study on the Frozen-in Magnetic Field in the Collisionfree Plasma (10分)
- I-46 河島信樹(東大宇宙研) プラズマ鏡によるControlled Magnetospheric Experiment の実験の可能性 (15分)

古地磁気・永年変化 於 第2会場 (9:00~12:00)

- II-19 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育) 山口県下における二, 三の古代住居地に関する考古地磁気学的年代の推定 (10分)
- II-20 河野 長(東大理) 古地球磁場強度の測定 (I) (15分)
- II-21 田中秀文, 河野 長(東大理) サン・ファン火山岩(米国・コロラド州)の古地磁気学 (15分)
- II-22 水谷滋樹, 小林和男(東大海洋研) 海底堆積物コアの残留磁化強度 (15分)
- II-23 安川克己(阪大基礎工) 最近の磁極 excursion について (15分)

- II-24 新妻信明(東北大教養) DRMのスランピングテスト (15分)
- II-25 新妻信明(東北大教養) 松山逆磁極期中の垂期(Events) (16分)
- II-26 新妻信明(東北大教養) 銀河回転と地磁気逆転 (15分)
- II-27 渡辺秀文, 行武 毅^{*}(東大理, 東大農研^{*}) 自転の変動と核-マントル電磁結合 (15分)
- II-28 行武 毅(東大農研) 地球核内流体運動と非双極子磁場 (15分)

岩石磁気

於 第2会場(13:00~14:45)

- II-29 兼岡一郎(東大理) $^{40}\text{Ar}-^{37}\text{Ar}$ 法年代測定における問題 (15分)
- II-30 斎藤和男, 小嶋 稔(東大理) 海底玄武岩の年代 (15分)
- II-31 小嶋 稔, 上嶋正人(東大理) 海底玄武岩の酸化 (12分)
- II-32 永田 武(東大理) 岩石磁化に対する繰返し衝撃効果 (15分)
- II-33 永田 武(東大理) 月岩石の残留磁気とその起源 (15分)
- II-34 永田 武(東大理) 月岩石の磁氣的性質総合報告 (15分)
- II-35 杉浦直治, 永田 武(東大理) 隕石の磁性 (12分)

第 3 日 11月29日(木)

ロケット観測

於 第1会場(9:00~12:00)

- I-47 篠崎 努, 小川 徹(京大工) 電離層電流のロケット観測 (12分)
- I-48 麻生武彦(京大工) 電離層プラズマ中のVLF帯フロー・インピーダンス (II) (12分)
- I-49 木村努根, 松尾敏郎(京大工) K-9M-43号ロケットによるVLF・ドップラー観測のデータ処理 (12分)
- I-50 竹屋芳夫, 南 繁行(阪市大工) 低周波交流イオンプローブの実験(3) (12分)
- I-51 宮崎 茂(電波研) 下部電離層観測基礎実験 (12分)
- I-52 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) Measurement of floating potential in rocket experiment (10分)
- I-53 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) Development of a glass-sealed Langmuir probe-preliminary result of K-10-10- (10分)
- I-54 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) Erroneous evaluation of ion and electron temperature in retarding potential trap and langmuir probe (12分)
- I-55 向井利典, 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) electron spectrometer による熱的電子の測定 — Langmuir probe との比較 — (10分)
- I-56 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙研) S-210-9号機及びK-9M-43号機による電離層電子密度の測定 (12分)
- I-57 平尾邦雄, 松村正三(東大宇宙研) L-3H-8 搭載用中性大気温度計について (10分)
- I-58 佐々木進, 村里幸男, 矢守 章, 河島信樹(東大宇宙研) K-10-10による電離層イオン及び中性粒子温度の測定 (12分)

地球内部

於 第2会場 (9:00~12:00)

- II-36 近藤, 大島, 塚本 (海上保安庁水路部) 北海道周辺の地磁気異常 (10分)
- II-37 大島, 近藤, 塚本, 小野寺 (海上保安庁水路部) 三陸沖の地磁気異常 (10分)
- II-38 歌代慎吉 (海上保安大), 近藤 忠 (海上保安庁水路部) 海上磁気測量と航空磁気測量の結果から推定される日本周辺海域の地下構造について (15分)
- II-39 宮腰潤一郎 (鳥取大教養) タシュケントおよびアシュカバードにおける $\Delta Z/\Delta H$ 値の経年変化 (10分)
- II-40 山下 済, 横山 泉 (北大理) 北海道南西部における地磁気短周期変化の観測 (15分)
- II-41 西田泰典 (北大理) 北海道における C. A. (15分)
- II-42 富田 宏 (東大理) 短周期地磁気変動異常の同定とその解釈 (15分)
- II-43 加藤愛雄, 瀬戸正弘, 早坂 孝 (東北工大) 中部日本のCAに関するモデル計算 (10分)

特別講演および総会

於 第1会場 (13:00~17:00)

清水 幹夫 (東大宇宙研) 「惑星と生物」

秋本 俊一 (東大物性研) 「ダイヤモンド・キンバレー岩, マントルの構造」

第 4 日 11月30日 (金)

磁気圏 IV (地磁気変動) 於 第1会場 (9:00~10:30)

- I-59 白木正規 (地磁気観) 女満別, 稚内, 鹿屋における地磁気太陽, 太陽日変化の解析 (その1) (12分)
- I-60 白木正規 (地磁気観) 地磁気日変化等価電流系の変動 — 季節変化について — (12分)
- I-61 吉田徳久, 福島 直 (東大理) Sq季節変化に対する一解釈 (12分)
- I-62 前田 坦 (京大理) Sqとは何か (12分)
- I-63 半田 駿 (京大理) 地磁気長周期成分の解析 (III) (10分)
- I-64 柳原一夫 (地磁気観) 地磁気Dstの経年変化 (12分)
- I-65 荒木 徹, 石崎 広 (京大理) 低緯度 S_c^* の特性 (II) (12分)

惑星・太陽風

於 第1会場 (10:30~12:00)

- I-66 岩坂泰信 (名大水研) CO_2 大気中の振動励起 CO_2 の生成と赤外放射伝達 (金星, 火星を中心として) (12分)
- I-67 大家 寛 (京大工) Jupiter Magnetosphere - I (12分)
- I-68 大家 寛 (京大工) Solar Atmospheric Tide due to Planets? - Origin of 11 years Solar Cycle (12分)

- I-69 鷲見治一(名大空電研) 太陽風中の乱れのスペクトル (12分)
- I-70 渡辺成昭, 高部政雄(電波研) 太陽風中HM波の1Kベクトルと分散模様 (12分)

宇 宙 線 於 第1会場(13:00~16:00)

- I-71 小玉正弘, 村上一昭, 和田雅美(理研) 1972年8月4日および7日の宇宙線異常増加について (15分)
- I-72 石田喜雄*, 菅野常吉*, 斎藤俊子** (*福島大教育, **福島医大教養) 宇宙線1/3日変化と太陽活動度I (15分)
- I-73 高橋八郎, 矢作直弘, 長島一男* (岩手大, *名大理) 惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components (15分)
- I-74 池上比呂志, 北村正昭, 小玉正弘* (気象研, *理研) 昭和基地における宇宙線短周期変化の解析 (15分)
- I-75 藤井善次郎, 藤本和彦, 上野裕幸, 近藤一郎, 長島一男(名大理) Short Time Variation of the Cosmic Ray Intensity (15分)
- I-76 境 孝祐, 加藤正人, 湖上健一, 玉井英次(日大生産工), 小玉正弘(理研) 宇宙線短周期変動の気球観測 (15分)
- I-77 安江新一*, 森 寛*, 長島一男**, (*信大理, **名大理) 宇宙線三次元異方性の逐次解析 (15分)
- I-78 森 寛, 安江新一, 一ノ瀬匡典*, 鷲坂修二, 赤羽直治(信大理, *信大教養) 地下30m. w. e. における宇宙線強度変化 (15分)
- I-79 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 近藤一郎, 榊原志津子(名大理) Nature of Local Showers (15分)
- I-80 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 近藤一郎, 榊原志津子(名大理) 乗鞍における small air shower の実験および観測 (15分)

中間圏・成層圏 於 第2会場(9:00~12:00)

- II-44 渡谷邦彦, 山岸正明, 橋国光蔵* (鳥取大, *京工繊大) O₂+H₂ 放電によるOIλ5577の発光(Ⅳ) (12分)
- II-45 山岸正明, 渡谷邦彦(鳥取大教育) Xe-CO₂ によるOIλ5577の発光 (10分)
- II-46 皆越尚紀, 上田恭市, 五十嵐隆(電波研) レーザ・レーダによるStratospheric Aerosol Layerの観測Ⅱ (12分)
- II-47 佐川永一, 山田弘善, 小嶋 学, 伊藤富造(東大宇宙研) 成層圏の大気組成観測のための装置 (12分)
- II-48 内野 修, 広野求和(九大) 成層圏エアロゾルの粒径分布 (12分)
- II-49 福山 薫(京大理) 中間圏, 下部熱圏における光化学加熱率の分布 (12分)
- II-50 等松隆夫(東大理), 岩上直幹(東大理), 渡辺 隆(東政大理) 低域電離圏のNO密度の測定(12分)
- II-51 渡辺 隆*, 等松隆夫** (*東教大理, **東大理) K-10-10号機における中間圏オゾンの観測結果 (10分)
- II-52 等松隆夫(東大理) 成層圏, 中間圏の微量組成観測 (12分)

- II-53 上山 弘, 反田久義(東北大理) 中間圏および熱圏における水素分子の解離 (12分)
- II-54 上山 弘(東北大理) 中間圏における水蒸気の解離と水素の分布 (12分)
- II-55 岩坂泰信(名大水研) 極域上層大気の熱構造 (12分)

磁気圏 V (プラズマ波動) 於 第2会場 (13:00~16:30)

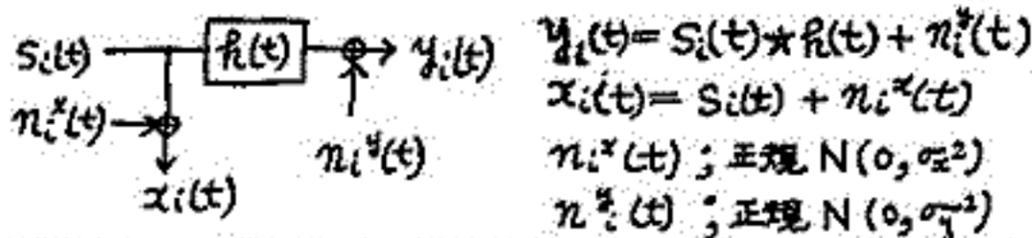
- II-56 倉橋克典, 鎌田哲夫(名大空電研), 大家 寛(京大工) 異方性プラズマ中におかれた線状アンテナによる低ハイブリッド共鳴波の放射 (15分)
- II-57 中村正治, 中村良治, 伊藤富造, 永田 武(東大宇宙研) K-9M-44によるプラズマ静電波の観測(速報) (15分)
- II-58 森 弘陸(電波研) 飛しょう体上の静電プローブによるイオン波の測定 (15分)
- II-59 松本 紘, 宮武貞夫, 長尾 朋, 木村磐根(京大工) K-9M-41ロケットによる人工的VLF励起実験 (10分)
- II-60 宮武貞夫, 松本 紘, 木村磐根(京大工) REKS-CIE II (15分)
- II-61 大家 寛(京大工) Proton Cyclotron Echo Observed on Alouette 2 Data - N (15分)
- II-62 田中義人(名大空電研) 低緯度ホイッスラー分散値の地磁気擾乱依存 (15分)
- II-63 森 洋介(宮城教育大) Whistler 出現特性と電離層擾乱 (II) (12分)
- II-64 芳野越夫(電通大) 低緯度ホイッスラー波の発生頻度 (15分)
- II-65 早川正士, 岡田敏美, 岩井 章(名大空電研) ホイッスラー波の波面法線方向測定 (15分)
- II-66 鶴田浩一郎, 江尻全機(東大宇宙研) K-9M-41号機によるホイッスラー空電ポインティングベクトルの観測 (II) (15分)
- II-67 恩藤忠典*, 西崎 良*, 梶川 実*, 田中義人**, 岩井 章** (*電波研, **名大空電研) 衛星-地上VLF同時観測 I (15分)
- II-68 林 幹治, 佐藤夏雄(東大理) Auroral hiss に於ける概周期性 (15分)

閉会の辞

第 1 会 場

I-1 入出力側共に雑音が重畳する系の伝達関数の 計算法

棚橋 秀伍 (名大空電研)



スローテール帯伝搬係数測定において、入出力側共に伝搬しない雑音が重畳して観測される。雑音は低振巾程正規に近い。ここでは入出力雑音を独立かつ無相関の正規過程とし、伝搬する信号波形は、その分布を仮定せず未知の確定信号として、伝搬路の伝達関数の最尤推定値を求める。N 回の観測について、i 番目の雑音の次の規格化エネルギー $E_i^2(t) = (n_i^x(t)/\sigma_x)^2 + (n_i^y(t)/\sigma_y)^2$ を考え、これの時間平均全エネルギーはパーズバルの公式によりスペクトル表示で表わされ、

$$E = (1/T) \int_0^T \sum E_i^2(t) dt = \sum_{\omega} \sum \{ |N_i^x(\omega)|^2 / \sigma_x^2 + |N_i^y(\omega)|^2 / \sigma_y^2 \} = \sum E(\omega) \dots \textcircled{1}$$

今フーリエ変換 $(1/T) \int_0^T \{ \dots \} \exp(-j\omega t) dt$ を $\{ \dots \}$ で表わすと、

i 番雑音の確率分布密度は $P_i(d_i, e_i, f_i, g_i) = (1/4\pi^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2) \exp\{ -(d_i^2 + e_i^2) / \sigma_x^2 - (f_i^2 + g_i^2) / \sigma_y^2 \}$ で、N 回に対しては $\prod P_i$ で与えられる。測定が完了したとき、これを真の信号 a, b の尤度関数 L とみる。

即ち $L = \prod P_i = (1/4\pi^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2)^N \exp\{ -E(\omega)/2 \} \dots \textcircled{2}$

また $x_i = \xi_i + d_i, y_i = \eta_i + e_i, u_i = \zeta_i + f_i, v_i = \gamma_i + g_i$ $\textcircled{4}$
 $ku \quad \zeta_i = a\xi_i - b\eta_i, \gamma_i = b\zeta_i + a\eta_i \dots \textcircled{5}$

②式の対数をとり、 L' とし、 d_i, e_i, f_i, g_i を消すと定数項を除いて、

$$L' = -\frac{1}{2\sigma_x^2} \{ \sum (x_i - \xi_i)^2 + \sum (y_i - \eta_i)^2 \} - \frac{1}{2\sigma_y^2} \{ \sum (u_i - \zeta_i + b\eta_i)^2 + \sum (v_i - \gamma_i - a\eta_i)^2 \} \dots$$

これは $2N+2$ 個の未知数 $a, b, \xi_i, \eta_i, i=1 \dots N$, を含む。L' がこれらについて最大となる条件 $\partial L' / \partial a = 0, \partial L' / \partial b = 0, \partial L' / \partial \xi_i = 0, \partial L' / \partial \eta_i = 0, i=1 \dots N$ (即ち ⑥, ⑦, ⑧, ⑨式) より、 a, b を求めれば、最尤推定値が求まる。 $\lambda = \sigma_x^2 / \sigma_y^2$ とおくと、⑤, ⑨式より、

$$\xi_i = \{ x_i + \lambda(a u_i + b v_i) \} / \{ 1 + \lambda(a^2 + b^2) \} \textcircled{10}, \eta_i = \{ y_i + \lambda(a v_i - b u_i) \} / \{ 1 + \lambda(a^2 + b^2) \} \textcircled{11}$$

これを ⑥, ⑦ に代入すると結局 4 次式を解かねばならない。これはやや複雑となるので、⑩, ⑪ を直接 $E(\omega)/2 = E(a, b) = -L'(a, b)$ に代入すると

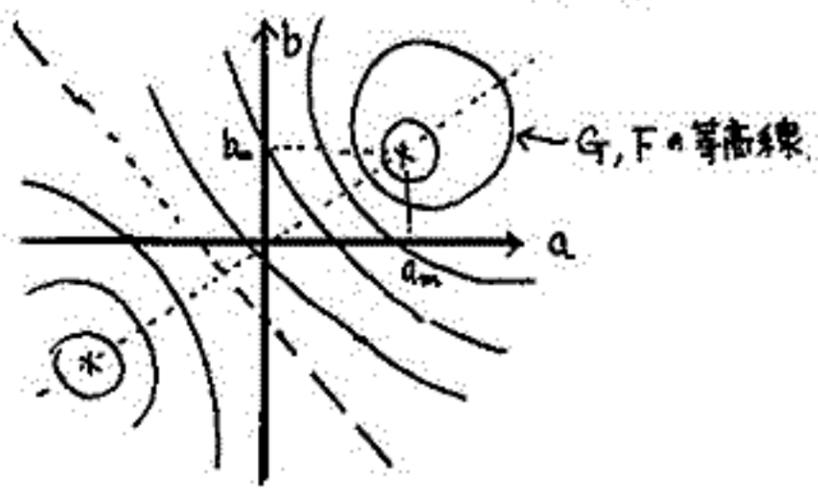
$$E(a, b) = \lambda [T(a^2 + b^2) - 2aU - 2bV + S] / 2\sigma_x^2 (1 + \lambda(a^2 + b^2))$$

$$E(a, b) = \frac{\lambda}{2\sigma_x^2} F \quad \text{と} \quad L \quad F = \text{一定} \quad \text{た} \quad a, b \quad \text{は} \quad \text{円} \quad \text{群} \quad \text{となる。即ち}$$

$$(a - a_0)^2 + (b - b_0)^2 = G^2 \quad a_0 = \frac{U}{T - F\lambda} \quad b_0 = \frac{V}{T - F\lambda} \quad G^2 = \frac{U^2 + V^2 - (S - F\lambda)(T - F\lambda)}{(T - F\lambda)^2}$$

$G \rightarrow 0$ のとき F の満足すべき条件は二次方程式となり、その小さい根 F_m 及び対応する a_m, b_m は $F_m = [\lambda S - T - \sqrt{D}] / 2\lambda, a_m = \frac{-U(T - \lambda S - \sqrt{D})}{2\lambda(U^2 + V^2)}, b_m = \frac{-V(T - \lambda S - \sqrt{D})}{2\lambda(U^2 + V^2)}$ となる。 $D = (T - \lambda S)^2 + 4\lambda(U^2 + V^2) \geq 0$ 。

以上で最尤推定値 $\hat{H}(\omega) = a_m + j b_m$ が求められた。本論は、信号については全く統計的性質を与えていないこと、雑音については正規過程としていること、最尤推定値は尤度③式を最大にすることである。



遠距離伝搬におけるELF帯とVLF帯の偏波 と空電の受信における方位誤差角。

山下 享子, 佐尾和夫

名古屋大学 空電研究所

空電源の位置を決定する方法として、少なくとも3以上の観測地で得られた到来方位を地図上に重ねれば、空電源はそれらの交点として求めることができる。これを交会法といひ、従来から行なわれてきた方法である。

方位測定で重要なことは、正確な到来方位を求めることにあるが、実は交会法において至難なるように各観測地からの到来方向線はすべてか一頁に交はらないことも周知のことである。このことから、方位測定にはいろいろな誤差がふくまれていることがわかる。この誤差として、観測装置から生じる誤差、観測員附近の地形により生じる位置誤差、偏波誤差などがあげられる。これらの誤差原因のうち、伝搬に依存するものが重要と思われる偏波誤差をとりあげることとした。

ここでは、導波管理論を用いて、ELF帯と10kHz以下のVLF帯における偏波と偏波により到来方位におよぼす誤差角を計算して、その性質を明らかにした。

空電の偏波誤差を考える時、その原因として2つあげられる。(I)地球磁場の効果、(II)空電の源における効果(電圧放電のように電気双極子モーメントに相当の比率で水平成分をもつ場合)

簡単な電離層模型を用いて得られた結果は(I)と(II)の場合、各々次の通りである。

- (I) 夜間誤差ともいわれるもので、夜間を対象とする(a.l. 近似適用)
- 1) ELF帯の到来方位誤差角は周波数が高い程、大きい。
 - 2) VLF帯の5kHzと10kHzでは、高次モードの干渉がおこるため、伝搬距離により到来方位誤差角が異なる。一般に10kHzは5kHzよりも到来方位誤差角が小さい。
- (II) 昼間を対象に地球磁場を無視する
- 1) ELF帯では傾いた電気双極子からの偏波誤差は生じない。
 - 2) VLF帯の10kHzでは偏波誤差を生じ、しかも電気双極子の傾きの角度、双極子の高さ、双極子と観測点との位置関係、電離層と大地の導電率等の影響を受ける。

長野 勇 酒保 正喜 二石 梧同
(金沢大学)

1. はしがき 平面電離層に下から平面波が入射した場合の層中の電磁界、反射および透過係数を得る数値解法は、従来二つの方法で研究されて来た。その一つは、Pitteway (1966) によって代表される Full wave 理論である。それは、直接 Maxwell's eq. を数値積分する方法である。他の解法は、不均質層を均質多層に分割し、界を Matrix 表示として解く方法である。たとえば Price (1964) は [4x4] Matrix 表示で、反射、透過係数を得たが、彼の理論では、Evanescent wave が存在する領域では、数値誤差を生じ、正確な結果が得られない。そこで著者らは、前々回に発表した Matrix 法に直交化手法を取り入れ数値埋没を防止した。それによって得られる値と Full wave との精度、step size などの比較、検討をした。さらに、Full wave 理論で得ることが困難であろう層中での O, X mode の分離も行なったので報告する。

2. 計算結果 以下に示す。数値計算は図1に示す電離層 model に周波数 16 KHz, 静磁界は平面層から -68°, Gyro freq. 1.28 MHz, 磁気子午面内に入射角 88° の場合である。表1は各著者による同じ model での反射係数 (Budden def.) の比較である。図2は step size を変えた場合の Full wave と Matrix 解法によるエネルギーの反射、透過係数である。

3. おわりに 著者らの Matrix 解法は表1で示されているように、Full wave との結果と十分に一致している。また、Full wave 法は step size の変化に不安定であるのに対して、Matrix 解法は安定している。尚、O, X mode の分離は紙面の都合上会場で述べる。

おわりに、有益な御助言、Full wave の Program を頂いた、京都大、木村教授に感謝の意を表します。 表1 各著者による反射係数の比較

	Inoue and Horowitz	Pitteway	Walsh	Nagano et al.
R_{\parallel}	0.87514/158.26	0.87636/163.18	0.87656/158.12	0.87697/158.34
R_{\perp}	0.02402/163.18	0.02428/163.06	0.02413/163.07	0.02386/162.49
T_{\parallel}	0.01874/104.78	0.01884/104.98	0.01861/104.95	0.01854/104.89
T_{\perp}	0.85982/155.80	0.86190/155.71	0.86198/155.71	0.86301/155.97

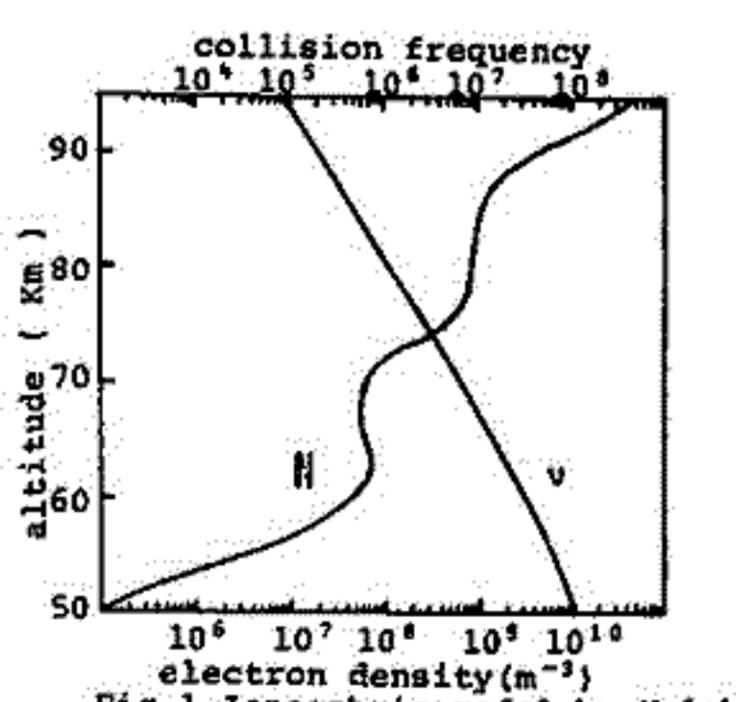
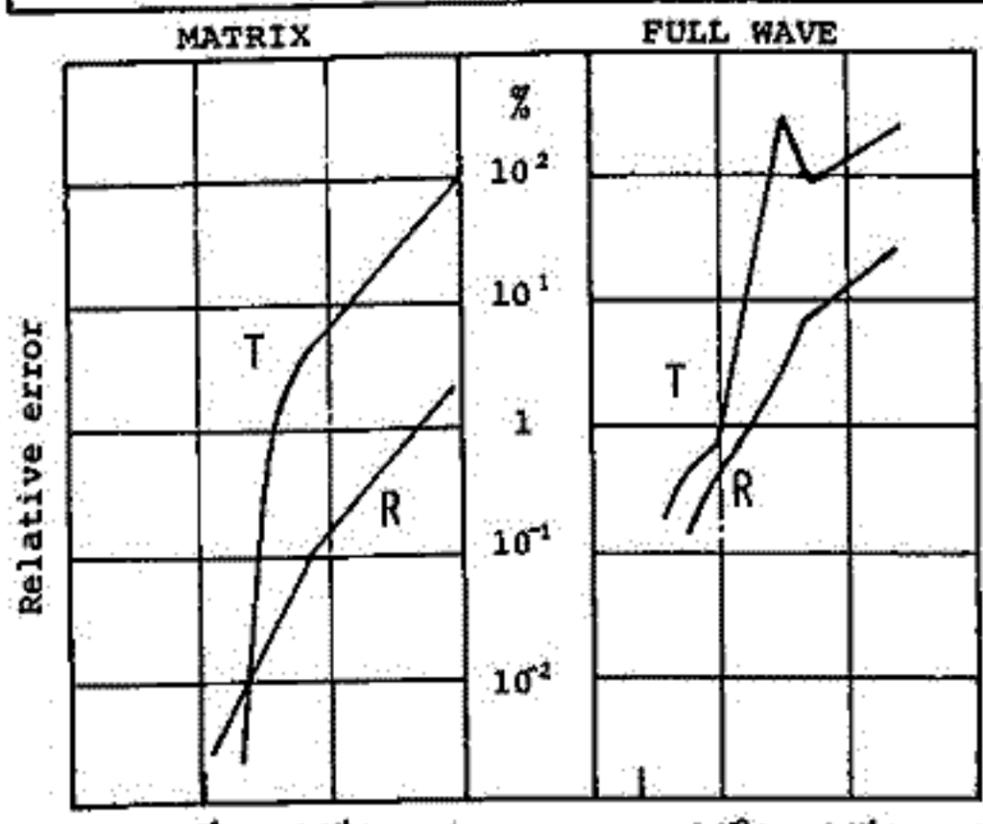


Fig.2 size of the step (λ : wave length in free)

Fig.1 Ionospheric model by Walsh

島倉 信
(名大空電研究所)

ELFからVLF帯空電の導波管伝はん特性は、反射体として下部電離層の状態によって決定されることは周知の通りである。これより、種々の電離層模型に対する理論的考察は行なわれつつあるが、高減衰域(1~4kHz)とされつつある周波数帯に対する考察はほとんどない。しかしながら、夜間、2kHz近傍に twee 空電が半時存在することを考慮すれば2kHz近傍の減衰係数は極めて小さい必要がある。Wait(1957)は均一モデルに対する考察の中で conductivity が大きくなれば4kHz近傍の減衰係数が極めて小さくなることを示しつつあるが(約8dB/1000km, $h_p=90$ km, $\omega_p=2.1 \times 10^6$)、2kHz近傍は依然として高く、遠距離伝はんは困難であろう。そこで、 $\omega_p=10^4 \sim 10^6$ sec⁻¹の領域に注目し、electron density gradient と減衰係数の関係を示せば下図の如くなる。

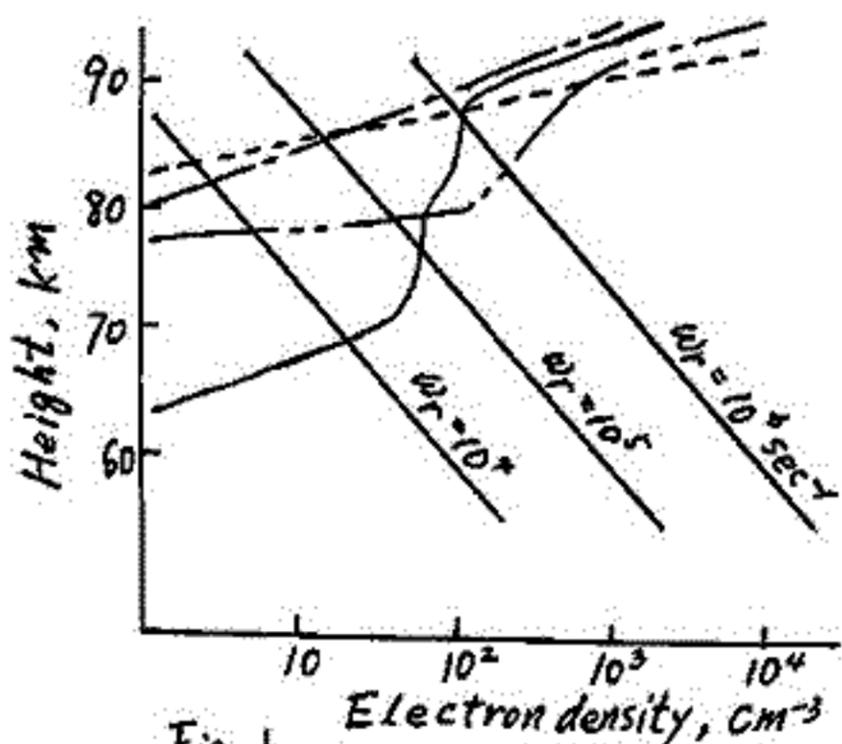


Fig. 1

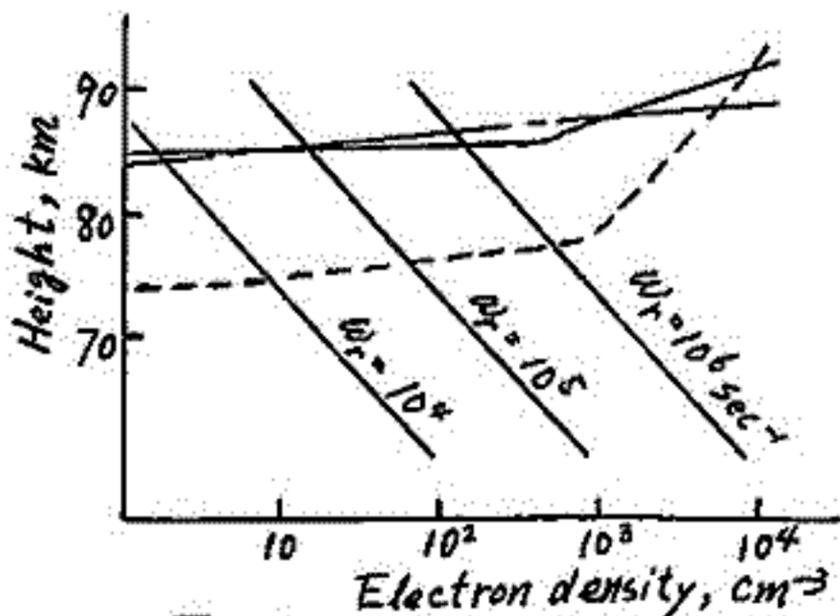


Fig. 2

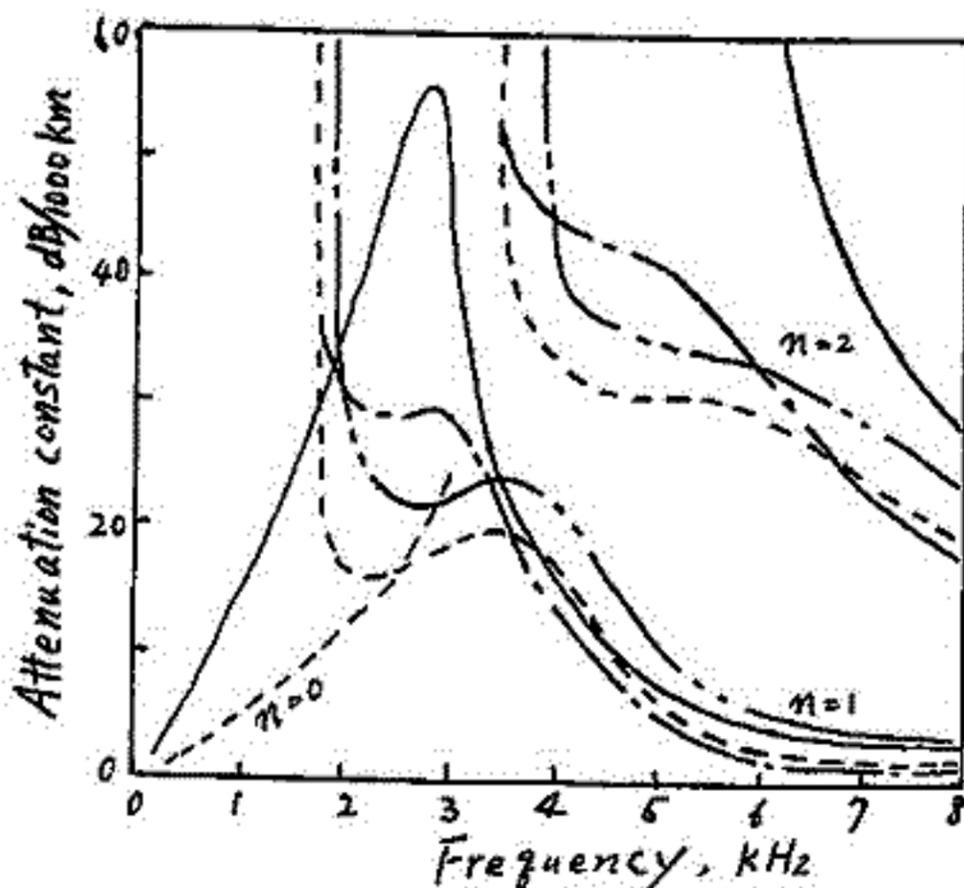


Fig. 3 (Fig. 1 参照)

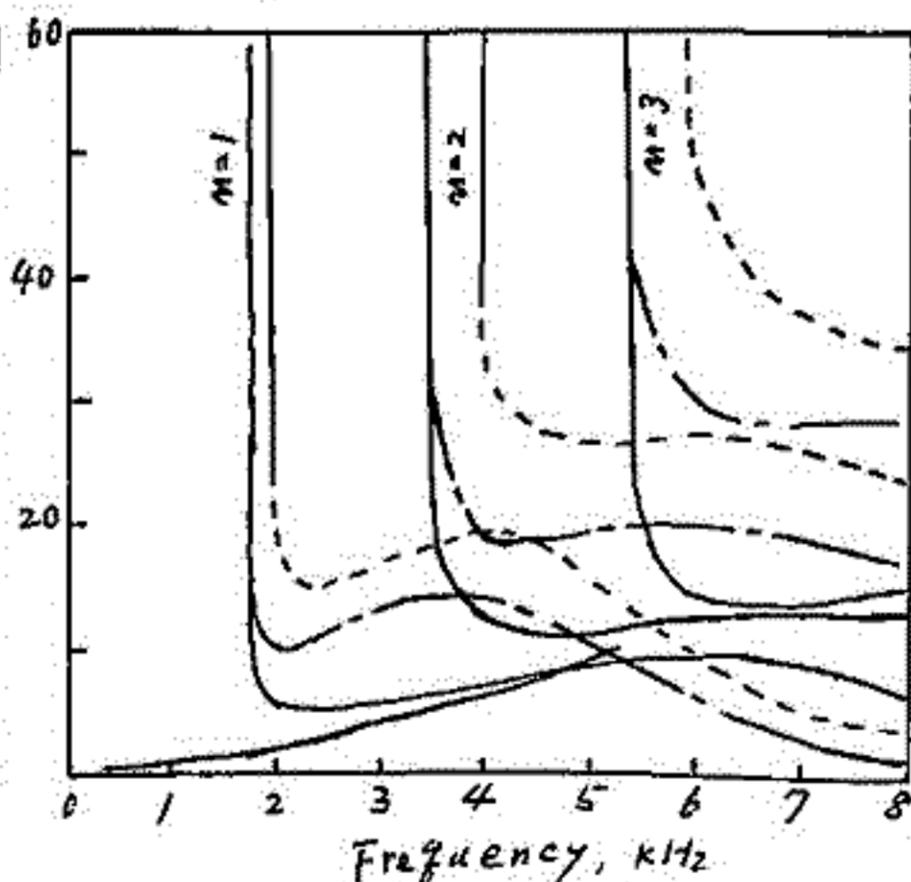


Fig. 4 (Fig. 2 参照)

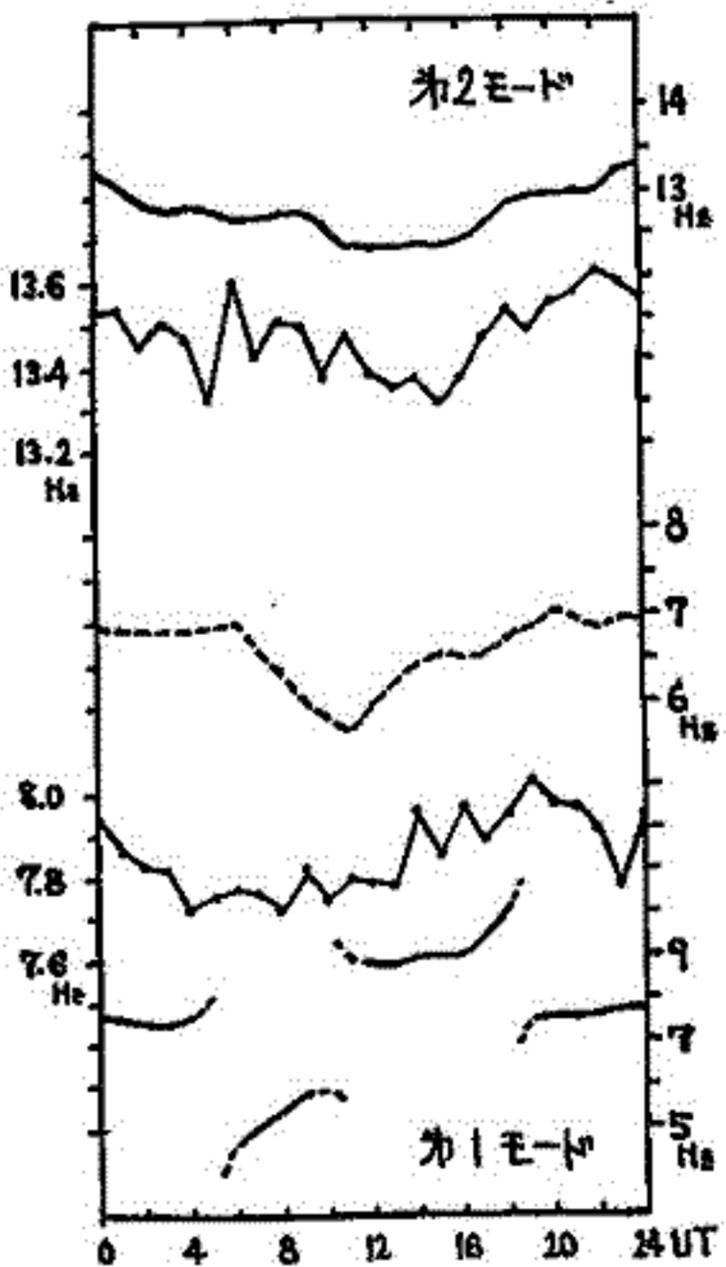
昭和基地に於けるシューマン・レゾナンス

田中良知

京都大学理学部付属火山研究所

1972年昭和基地で Schumann Resonance 帯電磁波の垂直電界・水平磁界二成分の観測を行なった。記録は磁気テープに収録して持帰った高解析が遅れているが、垂直電界成分に於ける結果の一部を報告する。一般にシューマン共振(地球-電離層向空層共振)は、垂直雷放電により励起されると考えられ、その共振周波数は源となる雷放電スペクトルを一樣とし、かつ電離層パラメータも不変とした場合でも、受信点と電源位置の変化の為に日変化を示す。これは共振器のQ値が低い為の高次モードの影響を強く受けるもの、である事は前に述べた。

今回用いた資料は、1972年8月8日から11月14日までの期間で、毎時00分をばさむ約6分間の記録の中、風速が比較的弱く(約4m/s以下)降雪による大気電場の擾乱を受けにくいと思われる約250時間分である。ポールアンテナで捕えた信号は、4~30 Hzの band pass filter で60 db 増幅してテープレコーダーに収録した。復調は40倍して、積分型に改造したリナグラフで周波数分析を行なった。



結果は図に示す如くであって、ホ1モードでは、8時U.T.頃最小となり、19時頃に最大を示す。ホ2モードに於ては23時頃に最大が現れ、14時U.T.頃最小となる。この日変化が電源と観測点の位置関係でみまおこされるものと考え、以前に述べた、Nelsonの方法を単純化して、電離層は一樣不変とし、源はHand Book of Geophysicsの10月雷日数分布図を参考に、地局時で16時を中心として計算してみた。图中、——は観測値を、実線はソース分布が16時±3時間としたもの、破線は16時±7時間としたものである。これらからホ2モードに於ては非常に長い持続の変化が見られるが計算による周波数変化は5倍程大きい事が判る。ホ1モードに於ける実線モデルとの比較では不一致が目立つ。これは源が赤道地帯に存在し、観測高が極近くにある為、垂直電界成分に於ては nodal zone になって計算上の特異点にあたる為である。そこで破線モデルで計算し、この影響をいくらか避けてみたが必ずしも長い持続とは言いがたない。そしてこの場合に於ても計算値の変化は観測のそれより5倍程大きい事に気付く。観測値をうまく説明出来る源分布を見つけ出す事は今後の重要な問題として残される。尚ホ1モードの日平均周波数は7.84 Hz、

ホ2モードのそれは13.46 Hzである。

鶴田 浩一郎
東大宇宙研

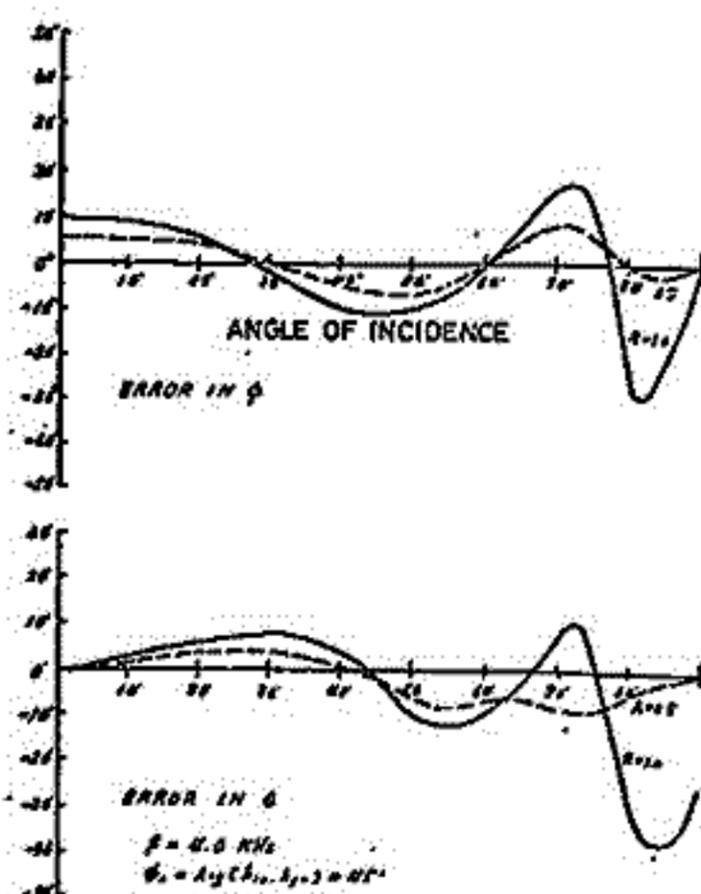
先の学会で、ゴニオメーターと相補的な関係にある偏波率が小さい場合に遺したVLF方探の方法を報告した。ゴニオメーターによる方探は斜め入射の場合TE成分の混入により方位測定に誤差を生じることがよく知られているが、我々の提議した方法にはこの種の誤差はない。しかし、実際に方探を行う際には、波源が空間的な広がりを持つていたり、電離層と地表の間で何回も反射した波(多重反射波)が混入するため方位測定に誤差を生ずる可能性がある。

今回の報告では実際のVLF方探に際して考えられる種々の誤差要因について、ゴニオメーター法と我々の方法を比較した。

右図は多重反射波が混入した場合について、我々の方法で θ 、 ϕ を測定した場合の誤差である。図中実線は電離層の反射率を1とした場合で、虚線は0.5とした場合である。図からわかるように、 θ があまり小さくない場合($\theta < 65^\circ$)には誤差は十分小さいと考えられるが、 θ が大きくなり水平入射に近づくにつれて、多重反射誤差が増す傾向にある。従って、多重反射波に関する限り、斜め入射の測定上、我々の方法に問題は無いようである。

* 現在VLF方探の装置は調整段階にあり、この冬の実験が間に合えば、その結果もあわせて報告したい。

図. 多重反射波による誤差

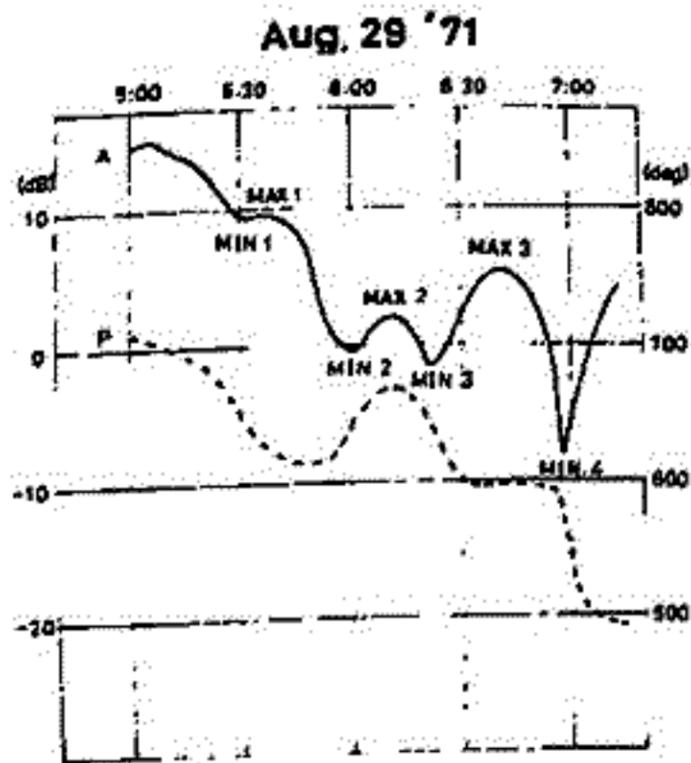


Phase Variation and Amplitude Fading of NWC-22.3 kHz Signal at Dawn

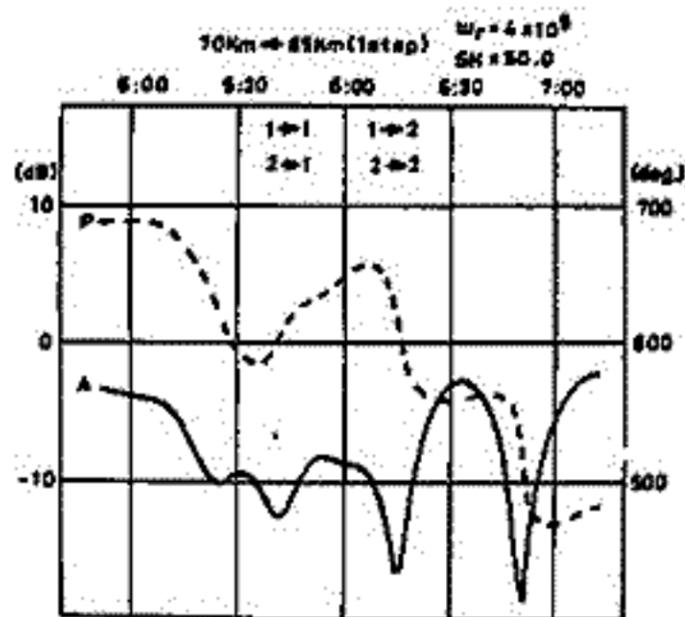
鈴木国弘, 馬場清英, 吉岡敏太郎, 木下みづえ
(中部工業大学)

NWC-22.3 kHz 信号の日出パターンと Wait の導波管モード理論によって計算してきた。今回は、いままでの計算結果を整理して報告する。

第1図は夏期における典型的な実験結果のフェージング・パターンである(実線: 電界強度, 点線: 位相遅れ)。第2図は同じ日時の電離層-地球導波管モデルによる理論的結果であり、フェージング・パターンの特徴はよく出ている。これは導波管の昼間部分, 夜間部分の両方で, オ1, オ2次モードの存在を仮定している(昼間オ2次モードは, 遠距離伝播ということが無視されがちだった)。単純化されたモデルで完全な一致をみることは期待できないが, その点に就ては, このモデルの範囲でも電離層の反射高度(h_p)や, 表面インピーダンス(ω_r)を時々刻々変化させることで多少は改善はできよう。ただし, h_p を1 km, ω_r を 1×10^5 /sec のオーダーで変化させると結果は大きく変わる。最終的な結果には, モードの減衰率, excitation factor, 散乱行列がモードが増えるに従って複雑に如いてくるので, 電離層の物理量の変化と実験データの変化の対応が直感的には理解しにくい。この問題は今後検討していきたい。



第1図



第2図

近距離伝播VLF標準電波の地上波と空宙波の 分離(II)

菊池 崇 荒木 徹

京都大学理学部

近距離伝播のVLF標準電波を用いて、下部電離層を探測する場合、最も問題となるのは、地上波と空宙波を分離することである。前回の講演で分離の方法を示したが、方法の概略は次のようである。ループアンテナには地上波、空宙波を入れこみ、その合成位相、合成強度を測定する。その場合、ループアンテナが伝播面と存する角を変えてやると、測定量は角度に比例して変化しない。このことから、角度を違った系をいくつか使って、同時に測定を行なうと、いくつかの独立な情報量が得られる。このようにして、2つのループアンテナを使った場合は、位相・電界強度のデータから、3つのループアンテナを使えば、電界強度のみのデータから、空宙波TEモードの強度・位相(正負)・この位相は合成TMモード(=地上波+空宙波TMモード)から測った量で近似的に空宙波TEモードの位相を表わす)を求める事ができる。日出現象をこの方法で解析した例を前回の講演で示したが、この時利用したデータは、2つのループアンテナで同時に測定したものでなく、異なる日の日出現象を同時に起こった現象であるという仮定のもとで使用したものである。解析結果から、この仮定は十分妥当性のあるものであるが、今回は、2つの系で同時に、位相・電界強度を測定し、解析した例を示す。

岩田晃・石川晴治
名古屋大学空電研究所

ロランC電波は元来、電波航法用に開発されたものであり、パルス巾約240 μ sの100 KHzの電波であり、その周波数安定度が良く、約3500 Kmの遠距離迄、地表波のみを受信する事が可能であり、海上伝播では $\pm 0.1 \mu$ s、陸上伝播では $\pm 1 \mu$ s以下の時間精度が得られる事が知られている。従って時々地上波をcheckする事により、電離層一回反射波の位相遅れを連続的に記録する事が可能である。

我々はまず、SS-3 chainの主局のある硫黄島(141°19' E 24°48' N)の信号を、愛知県の佐久島観測所(137°03' E, 34°43' N)で受信し、ロランC電波による電離層伝播特性の観測を始めた。

1972年の2月の観測結果によると、電離層の見掛けの高さは夜間は約89 Kmであり、日出と同時に急激に低下し、約2時間で昼間のレベル、即ち75 Kmになる。その後徐々に正午に向って低下し、正午には69 Kmになる。その後、徐々に上昇し、日没時には75 Kmになる。日没と共に急激に上昇し、約81 Kmになる。その後正午に向って6時間かけて、89 Kmの高さ迄上昇する。

昼間の場合、地上波の強度は電離層一回反射波に比し、約10 dB 弱いのみであるが、昼間の信号強度は、地上波の影響を考慮に入れる必要がある。しかし、夜間は20 dB以上の強度差がある事、及び地上波は常に一定である事を考慮すると、変動はもっぱら電離層一回反射波によるものと考えられる。

夜間の信号強度は細かい変動を示しており、その振巾と、周期から2つのグループに大別出来る。1つは、0.5 dB ~ 2 dBの振巾で、周期が5 ~ 20分であり、もう1つは2 ~ 4 dBの振巾で、40 ~ 70分の周期を持っている。そして、前のグループは、位相変動を共有するものが多い。100 KHzの電波の減衰が、電離層内で変化すると考えられる。

参考文献

- 1) Doherty, R. H., Hefley, B. and Lenfield, R. F.; Proc. I.R.E 49, 11, (1961)

梶井 亨
東北大理学部

Pc 1 型磁気脈動は Plasmapause 近傍における Ring Current Protons による Electro-magnetic proton cyclotron wave である。Pc 1 型脈動と総称される中に、spectral structures の非常に明瞭な Pearl Pulsation (PP) がある。Midnight 近傍で観測される PP を解析し、その dynamic spectrum から Midnight 近傍での magnetospheric substorm に直接関与し、大規模な convection electric field の変動を知る事が可能である。

PP の発生時刻が midnight における substorm の発生と時刻的に対応している events を解析した結果、次の結論に到達した。

Substorm の発達過程 (即ち Growth - Expansion - Recovery phases) に対応して顕著な磁気圏電場変動がある。即ち

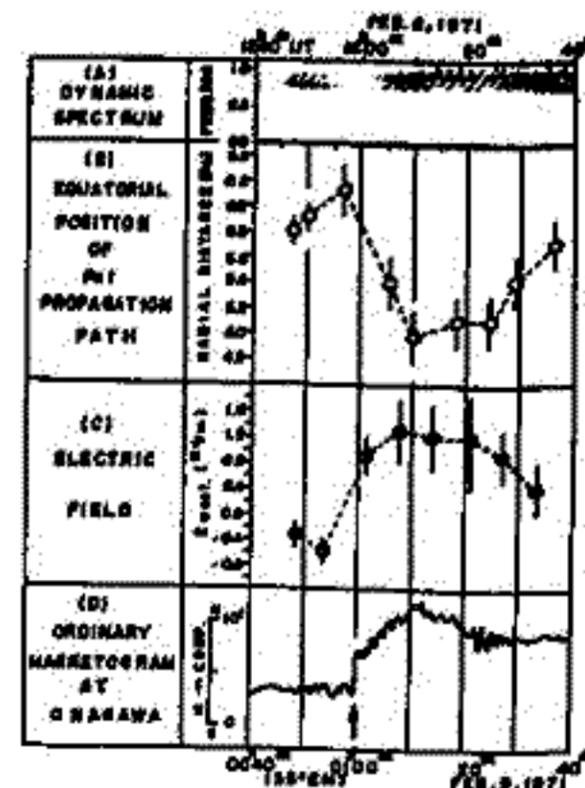
(1) Growth Phase ... order 0.1 mV/m 程度の Westward electric field が substorm expansion に向けて急速に成長する。

(2) Expansion Phase ... expansion 時に Peak にはるべき electric field の成長が示される。Peak 時の値は 1.0 ~ 2.0 mV/m の order である。

(3) Recovery Phase ... Growth phase の expansion にかけての electric field の急速な成長と比較すると緩やかに quiet stage の値に減少して行く。

(上記 electric field の値は 磁気赤道面での値である。)

図は (A): PP の dynamic spectrum, (B): PP の磁気赤道面での propagation-path の移動, (C): (B) の propagation-path の移動に伴う convection electric field の変動, (D): 低緯度観測点 Onagawa における Ordinary magnetogram (H-comp) だ。矢印は midnight での substorm onset を示している。この図から substorm の発達に対応した Magnetospheric convection electric field の成長-消滅の過程がよく理解される。



加藤愛雄 蓮山文雄 石川守
東海大学 航空宇宙学科

極冠地帯に於ける地磁気脈動の特性を明らかにする目的で、カナダ北極圏のケンブリッジベイ (CAMBRIDGE BAY) に於て誘導磁力計を用いて、1972年8月4日から9月15日まで観測を行なった。記録は磁気テープに記録した。別にモニター用として、スクラッチレコーダーで連続記録をとった。磁気記録を用いて同波数解析を行なった。所与バンドパスフィルターを通して、記録として周期400秒の長周期成分から周期2.5秒の短周期までの各成分の波形を分解して同時記録した。1972年8月4日の磁気嵐の時の地磁気脈動についての同波数解析の結果長周期成分(300秒~400秒)に減衰型の振動が認められた。又 $\mu 2$ 及び $\mu 5$ についても同波数解析を行なった。

まだ極冠地帯での脈動としての特性を見出すまでに到ってないが、低緯度地帯での脈動との比較などについて報告する。(注 ケンブリッジベイ: 地磁気経度 $300.3^{\circ}E$, 地磁気緯度 $77.7^{\circ}N$)

磁気脈動 Pi3 の特性と機構について

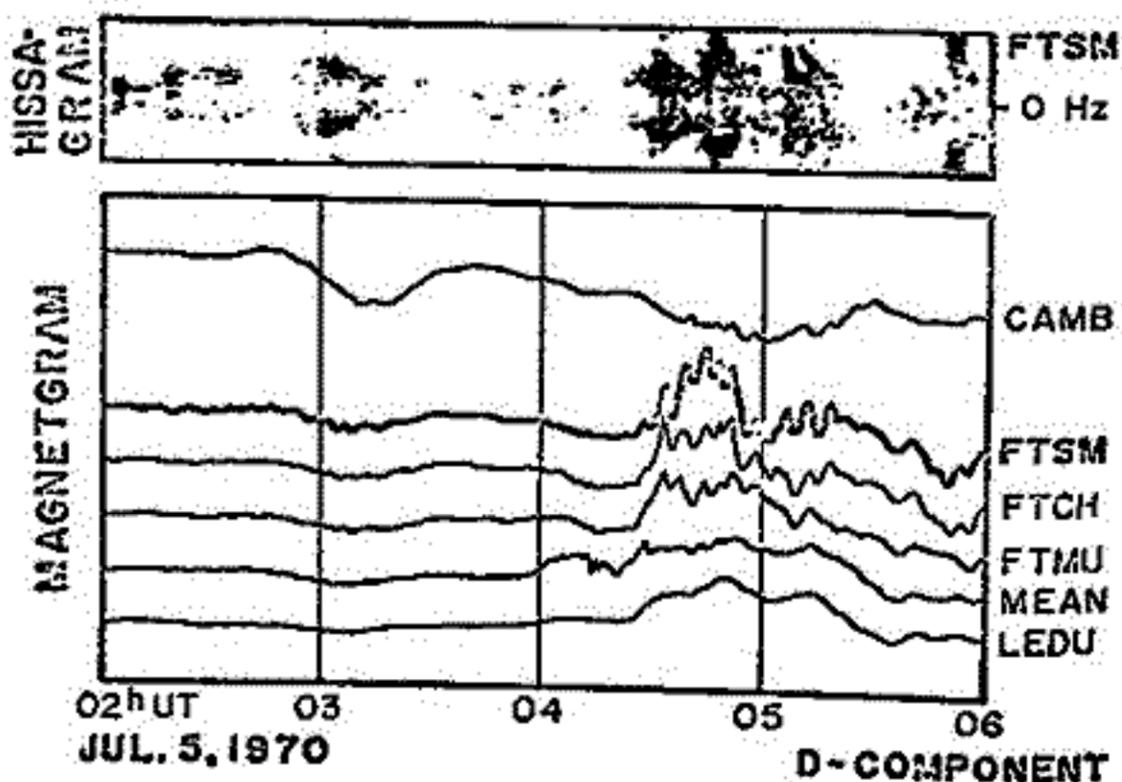
齋藤 尚生
(東北大学・理学部)

Substormに伴って磁気圏の中に長周期の磁気脈動が発生することが見出され、Ps6 という仮称のよせに調べられてきたが、今秋の IAGA 京都 Assembly で、Ps6 は既知のどの脈動の型にも該当しない新型の脈動であるとの認定がなされ、Ps6 に対応する新たな国際分類を設けるべきであるとの提案が他国から出され、Pi3 と称えられる事になった。(IAGA Resolution No.11)
よせ今後 Ps6 という仮称は廃止して、Pi3 という international notation を用いることとする。

Pi3 に関する主な特性を列記すれば次の通りである。

- (1) Pi3 は auroral oval 付近で観測される周期 5~40 分の減衰型磁気脈動で、時に振幅は 500 が程度に達することがある。
- (2) Pi3 は auroral electrojet の中心付近で現われ、地磁気偏角成分に卓越する傾向がある。
- (3) Coherent な Pi3 が観測される領域は緯度中にして ±2° 以内である。
- (4) Substorm が夜側磁気圏で発生すると同時に Pi3 は夜側 auroral oval 上で発生し、その発生領域は substorm time の経過と共に約 1~2 km/s の速度で auroral oval 上を西廻り及び東廻りに移動する。
- (5) Pi3 は南北 auroral oval を結ぶ磁力線の shell 付近の地球磁気圏内でも観測され、磁気圏内でも偏角成分の卓越、発生領域のドリフト等、地上の Pi3 と似た性質を示す。

Rostoker は Canada で同一の meridian に沿って磁場変動の観測を行ない、substorm の研究を行なっているが、彼等の論文の中に例示されている magnetogram を curve reader で trace し、いわゆる hissa method で dynamic spectrum を作ったのが右の図である。図では 6ヶ所の chain station の中、auroral electrojet の中心付近の station (FTSM) の hissa gram が示されている。3h 及び 5h 付近で起っている 2つの substorm (H 成分では substorm が更に明瞭である) に伴って Pi3 が発生していることなど、上に述べた特性が此の図に集約されている。



Pi3 の機構に関して field-aligned current sheets の振動が挙げられるが、それを裏付けるよせとして昭和基地における all sky camera から解析した auroragram の他、米国の人工衛星から撮影した auroral pattern の写真などがある。

Substormの特性 - i

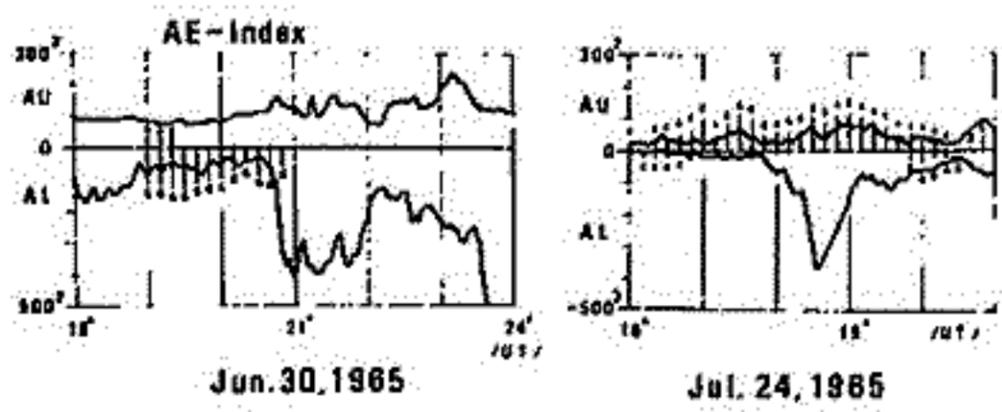
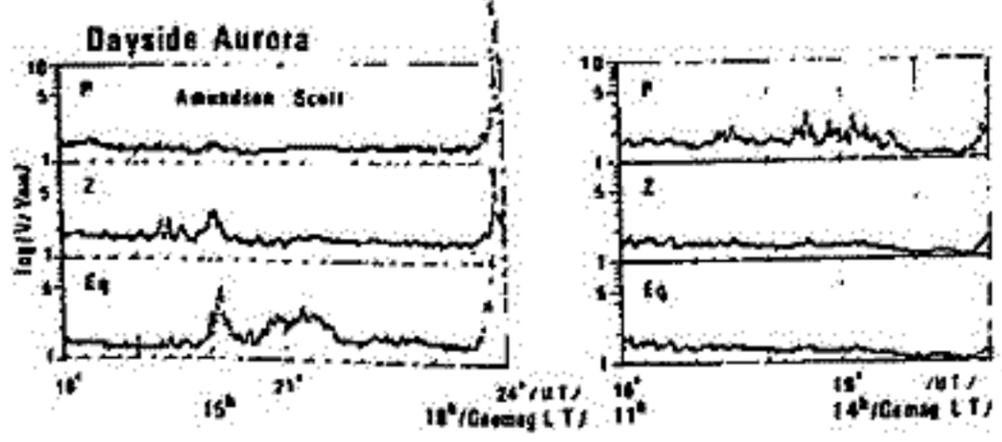
金田 康裕 (京大理)

Magnetospheric substorm の一つの表象としての geomagnetic substorm の *isolated substorm* と呼ばれるものの発生に就いては: 惑星間空間磁場の南北成分 (B_z) の南向き移行と密接な関係があり, B_z が南向きに移行した後引続くと南向きの状態にあれば大体 1 時間前後の遅れをもって夜側極光帯に bay disturbance の発生が認められ, この南向き移行から bay 発生迄の状態を *growth phase*, bay 発生後を *expansion phase* とする立場を, *expansion phase* が南向き移行後直ちに (〜15分以内) に発生するとの見方の間て夫々解析的事実に基づいての論争が続けられてきた。

我々はこの問題に対して magnetospheric substorm の一つの表象である auroral substorm 研究を通じて, 惑星間空間磁場の変動に特に敏感な polar cusp 直下の dayside oval region での *growth phase* の間, 固有の aurora display の発生が認められ, 十数例ではこの display に伴って vortex 型の電流系の成長が認められる事を明らかにした。

この様に *growth phase* での地磁気擾乱は特に dayside oval 上で顕著であり, この変動も含めて極域全体の地磁気活動度と十分に monitor する為には, 従来用いられてきた AE-index, PC-index とも包含する極域 index が必要と考へられた。この目的に沿う為には DP-index (仮称) と作り,

growth phase での地磁気活動と解析した結果, B_z の南向き移行後直ちに飛来する報告されて居る bay disturbance は dayside の vortex 型の電流系に依る擾乱と bay disturbance = substorm expansion と結論するに過ぎない事が明らかとなった。



この様に惑星間空間磁場の B_z 成分通常の地磁気観測網, 極光全天カメラの資料に基づく解析から, *isolated substorm* は所謂二相構造を以て居る事が結論される。

これで本段階の現象の記述は終了したと考へられるが, magnetospheric substorm の発生機構の研究は今後の進展に期待する所が多い。

今回は上述した極域本段階での現象の記述の結果を述べ, 左に例示した如く *isolated substorm* の特性と他の現象との関連に就いて解析した結果を報告する。

Isolated sub-stormの特性と関連現象の概観

TYPICAL DYNAMICS OF ELECTRON AURORA

Takasi Oguti

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

By use of the data of a high-sensitive TV camera, an all sky camera and a scanning photometer of H β emission at Syowa Station in the southern auroral zone for the period from April to October 1971, dynamic morphology of aurora, especially during auroral breakup was studied.

1. The dynamical feature of aurora is classified into five categories as follows,

Mode of Appearance	Typical Dynamics	Pattern
continuous appearance	splitting or slow turning up	sheet
	fractional rotation (clockwise viewed from below) or active turning up eruptive rotation trailing rotation	sheet and smoke
	drift or propagation	sheet smoke and patch
	folding	sheet
intermittent appearance	switching on-off (quasi-periodic sequential)	patch

2. The auroral breakup seems to start, when the east end of a slant electron aurora, split from high latitude arc and coming down, contacts with the hydrogen arc, at the point or the vicinity of the contact.

A new electron sheet aurora appears at the moment of the contact along the high latitude boundary of the hydrogen arc and it rapidly grows westward with a small rotational splitting along the boundary. Then a large scale rotational splitting occurs and this causes folds, multiple arcs, and poleward expanding loops to be formed. The state of the activation (fractional splitting and rotational expansion) propagates further westward.

In the dawn, newly born sheet aurora undergo a very quick poleward and eastward expansion with splitting and rotational fragmentation, leaving switching auroras at the low latitude region over which the rotational sheet aurora swept.

3. The most active region of the breakup aurora is the chain of electron auroras from the westward travelling surge through the poleward shifting arcs, and the chain is characterized by a strong clockwise (viewed from below at Syowa) vorticity of auroral forms.

4. The drift pattern of auroral forms is found to resemble to that of electric current in detail.

H β EMISSION DURING AURORAL BREAKUP

OGUTI, T., FUKUNISHI, H., TOHMATSU, T. and NAGATA, T.
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

Enhancements of H β emission in aurora during auroral breakup have been observed using a meridian scanning H β -photometer since 1970 and a high-sensitive TV camera since 1971 at Syowa Station.

The result indicates that the latitude of hydrogen emission in the dusk shifts equatorwards during the period when moderate disturbance proceed at the dawn auroral latitude, that an explosive growth of auroral activity seems to take place when an electron aurora comes into contact with the hydrogen arc, and that H β is greatly enhanced and then the region shifts rapidly polewards in midnight and dawn during auroral breakup following the poleward retreat of electron aurora.

The equatorward shift of hydrogen arc at Syowa in the dusk is associated with moderate magnetic disturbances in the dawn, for example at Tixie and Dixon. This fact suggests that the shift is mainly due to the rapid westward drift of protons accelerated in the dawnside.

The contact explosion starts at the high latitude boundary of the hydrogen arc, and this fact suggests that an instability resulting in breakup starts at the high latitude boundary of trapping region in the dusk to midnight sector. The abrupt enhancement of H β emission just after the breakup of electron aurora in the midnight and dawn at Syowa is associated with the growth of the jet current in the dusk to midnight sector, for example at Narsarsuak, Reykjavik and Syowa.

The poleward retreat to the hydrogen arc during breakup probably corresponds to the poleward shift of the acceleration region in the dawn. The acceleration of protons seems to be a fairly local phenomenon, associated with a characteristic electron auroral activity such as a rapid rotational splitting and fragmentation of sheet aurora near the east end of active electron sheet aurora.

鈴木裕

(大阪市立大学・工)

超低周波音波の観測は1969年から1972年の向昭和基地において実施された。1969年(1969年5月23日から同年10月21日まで)のデータを整理したのでその概要を述べる。

受信記録した音波(微気圧波)の周期は数秒から30分前後におよぶものまであった。

長周期の波の1例をFig. 1に示す。Fig. 1では周期28分の波と2分~6分の波が見られる。測定に使用したコニデンサ・マイクログホンの空気漏れ定数は200秒であるので周期28分の波の音圧はFig. 1で示した値より実際はかなり高くなる。この様な長い周期の波はほとんど連続的に記録されており、地磁気活動との関係はないものと思われる。また、それと関係ある波が存在したとしても、その種の波だけとり出すのは不可能と思われる。

短い周期(周期数10秒)の波の音圧は数 μ b以下で長い周期の波にくらべて非常に小さい。この種の波の例をFig. 2に示す。Fig. 2は3ヶ所ないし十ヶ所のマイクログホンの受信記録を重ねたものである。この周波数域の波は音圧が小さいため、風による雑音が大きく影響して少しの風が吹いても観測不能となる。したがって観測時間が限られ、1969年の場合1ヶ月30時間程度しか観測できなかった。この年に記録した超低周波音波の数は135個であった。単位時間当りの音波発生頻度とK-indexとの関係を調べるとK=3~5の時の発生頻度はK=2以下の場合の3倍程度に上った。Kが6以上~~3時の観測時間~~はほとんどな~~が~~が、Kが3以上の値を示す活発な時に音波の発生が多い。Fig. 3に地磁気成分の記録上に音波の受信時刻を矢印で示した。3例とも音波の発生が地磁気成分の変化と関係していることがわかる。しかし数個ではあるが、地磁気活動と対応しないものがある。これは昭和基地周辺の地磁気活動が古来地域から来たものか、地磁気活動とは関係のない源によるものかは、きりがない。これは観測例が少ないためと音波の到来方向の測定精度が低いためと、71年以降の観測ではマイクログホンの設置地場をとり、この点を改定していく。

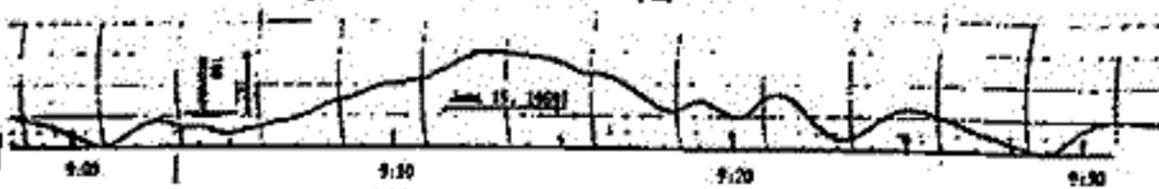


Fig. 1 長い周期の波の観測例、時刻は地方時で示す。

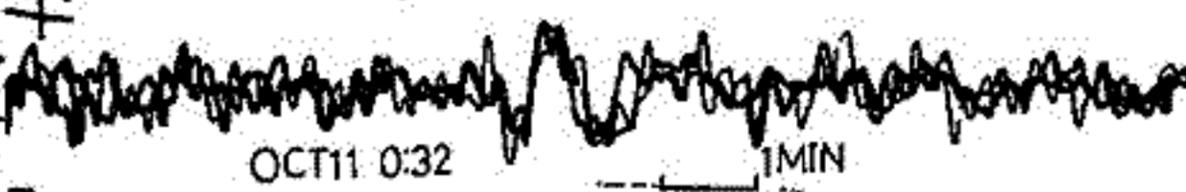
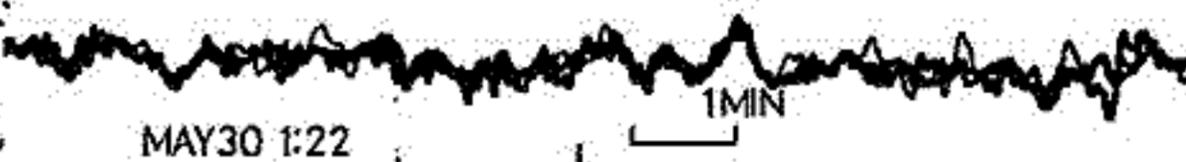


Fig. 2 短い周期の波の観測例、時刻は地方時で示す。

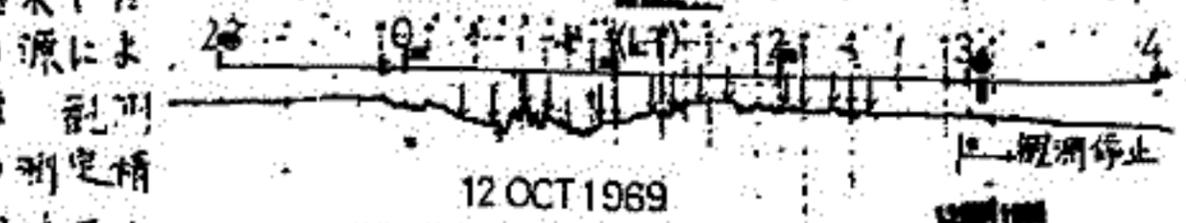
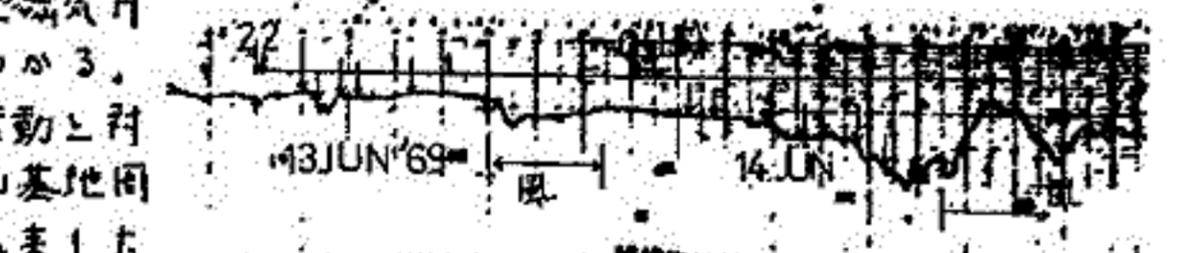


Fig. 3 地磁気成分と短い周期の音波の受信時刻(矢印)

エレクトロジェットに伴う Irregularities の理論的研究は終ったのか？

佐藤哲也
京大理

Ionospheric Irregularities とは現象は、地球物理現象の中では非常に局所的な現象であり、地球物理学の醍醐味である異なる性質を有する領域とを区別して生じる大域的な現象とは本質的に異なり、むしろ実験室上の現象に近いといえる。その意味で、地球物理現象特有のむずかしさを帯びた一面、モデルの粗さや大域的仮定が許される。それだけに理論も厳密さを要求されるのであるが、他のプラズマ物理的現象がそうであるように、その研究にはあまり個人的な好みが入る余地が少なく（もっとも地球物理も観測技術の進歩とともに段々と遊離の要素が少なくなりつつある）、むしろ腕力（計算力）の問題と向き合っている。

ところで、エレクトロジェットに伴う Irregularities とは二種類の波が存在して二つのことが知られている (Type I と Type II)。これらの波の性質に関して、次のような性質が観測されている。

Type I に関して：

- 1° ジェットの速さがある値 (イオンの音速) を越えると波が励起される (1 ~ 10 m)、その位相速度はジェット強度にはほぼ無関係で一定である (イオンの音速)。
- 2° 水平方向 (西向き)、斜め方向のみならず、垂直 (鉛直) 方向に伝搬する波も存在する。
- 3° そのほか、波の位相速度もほぼ一定である。
- 4° 時には位相速度が同期的に変動することもある。

Type II に関して：

- 1° ジェット強度にはほぼ無関係で、その向きが電子密度の勾配の向きとある関係にあると見られる。
- 2° 波のスケールは 100 m 附近に四角があり、 λ^{-3} 法則に従って小さくなると波の振幅が減少している。
- 3° 波の最大振幅は 5 ~ 30% の範囲にある。
- 4° 3 m の波長、波の位相速度は Type I の波が現れる寸ではほぼジェット速度に比例して遅くなる。(Type I が観測されると Type II の波がマスクされる、その性質を調べることはむずかしくなる。)
- 5° 3 m の波の振幅はほぼジェット速度に比例して大きくなる。但し、ジェット強度がある程度大きくなると、その振幅も飽和する。

この講義では、上に述べた諸性質のどの程度理論的に説明できるか、あるいはできないかを述べる。同時に、理論の対立点についても述べる。結論を述べると、ほぼ全量で性質に関しては理論的に説明できるものといえるであろう。

電離層と磁気圏、電気的結合

—オーロラ・アークの生成—

佐藤哲也・T.E. Holzer
京大理 HAO

静の直時 (prebreak-up 時) にオーロラ・アークが存在していることは衆知の事実である。このことからアークの発生機構は、一般 Break-up を起こす機構と切り離して考えよう。もちろん、両現象の間に深い因果関係があることは否めない。ここではアーク発生機構は Break-up 機構とは量的及び質的に異なった相と考えることにする。

静の直時のアークは、その名の通り半球間の天役性や磁力線のモデルなどから推察して閉じた磁力線 (閉じた磁気圏) のつけ根で発生すると考えよう。一方、静の直アークは、一対の磁力線に沿う上向き及び下向き、電流が付随して、それらがアークを覆切る (南北) 電離層電流と通じて閉じているというモデルが提唱されている (ロケット観測に基づいた)。これらの事実を考慮合せると、オーロラ・アークが磁力線に沿う電流を媒介として、電離層と磁気圏とが結合した結果生じるのではないかとこのモデルが可能と見る。

そこで、磁力線は閉じているという前提のもとに、何んらの原因で生じた電離層の電子密度の擾乱の発生を、磁力線に沿う電流と通じて、電離層と磁気圏の電気的結合を考慮に入して解析することと試みる。

磁力線に沿う電場と電流 (交流) の間の関係は次式で示される。

$$\nabla^2 \tilde{\epsilon}_n = \mu \frac{\partial \tilde{I}_\parallel}{\partial t} \quad (\mu: \text{磁気圏の透磁率}) \quad (1)$$

この式は次のように変形される

$$\phi_n \approx L \frac{\partial \tilde{I}_\parallel}{\partial t} \quad (L \approx 3 \mu l \frac{w_x}{w_y}) \quad (1)$$

且は磁力線の長さ、 w_x 及び w_y は電離層での磁場に垂直な特性長。 ϕ_n はポテンシャル差、 \tilde{I}_\parallel は磁力線に沿う電流。磁力線に垂直な方向は次式で与えられる。

$$\tilde{I}_\perp \approx C \frac{\partial \phi_n}{\partial t} \quad (C \approx 0.06 \frac{w_y}{w_x} \frac{l}{\mu V_A^2}) \quad (2)$$

V_A はアルフベン速度 (正確には磁気音波の速度)。

電離層の方程式 (連続式、電流式及び電流の連続式) と (1), (2) 式とで、未定記述する基本方程式系を構成する。これらの方程式を解くことにより、東西に長く延び、南北に 10 km 程度、擾乱が静穏時に $60^\circ \sim 75^\circ$ の緯度領域で成長することの結論が出る。この線形理論の結果は非線形段階にまで延長することにより、静の直アークが生成し得ることの結論が出る。この理論モデルから予測される極々のアークに伴う性質、例えば、アーク内外の電場、擾乱や磁力線に沿う電流とアークとの関係など観測と矛盾しないことを示される。

S-210JA-7号機による磁場測定

青山 巖, 遠山 文雄, 加藤 愛雄
東海大学工学部, 航空宇宙学科

南極昭和基地におけるロケット実験の中で, フラックスゲート型磁カ計による磁場測定の結果について報告する実験は1972年12月14日, 0時23分(LT)よりS-210JA-7号機によって行なわれた。ロケットの発射角は72°で, 高度126 kmに達した。

搭載した磁カ計は磁場の成分を測定出来る混合デジタル型のフラックスゲート型磁カ計で, ロケット軸とこれに直角な成分が太陽を基準とした偏角の変化を検出する事が出来る。ロケット昇上時における昭和基地における Magnetogram より quiet level に対して 100 ~ 200% の水平成分における減少がみられる。

成分測定からロケットの姿勢変化によらない全磁カで表わした結果からは次の事が明らかとなった。

- 1) ロケット上昇時には westward electrojet によるものと思われる典型的な磁場の変化は認められず複雑な様相を示している。
- 2) ロケット下降時には一層上記の電流系と考えられる磁場変化が得られ, 電流の強さは $\sim 4.5 \times 10^5$ Amp 程度である。
- 3) 電流分布は予想された様にならず複雑で localize された事がある。

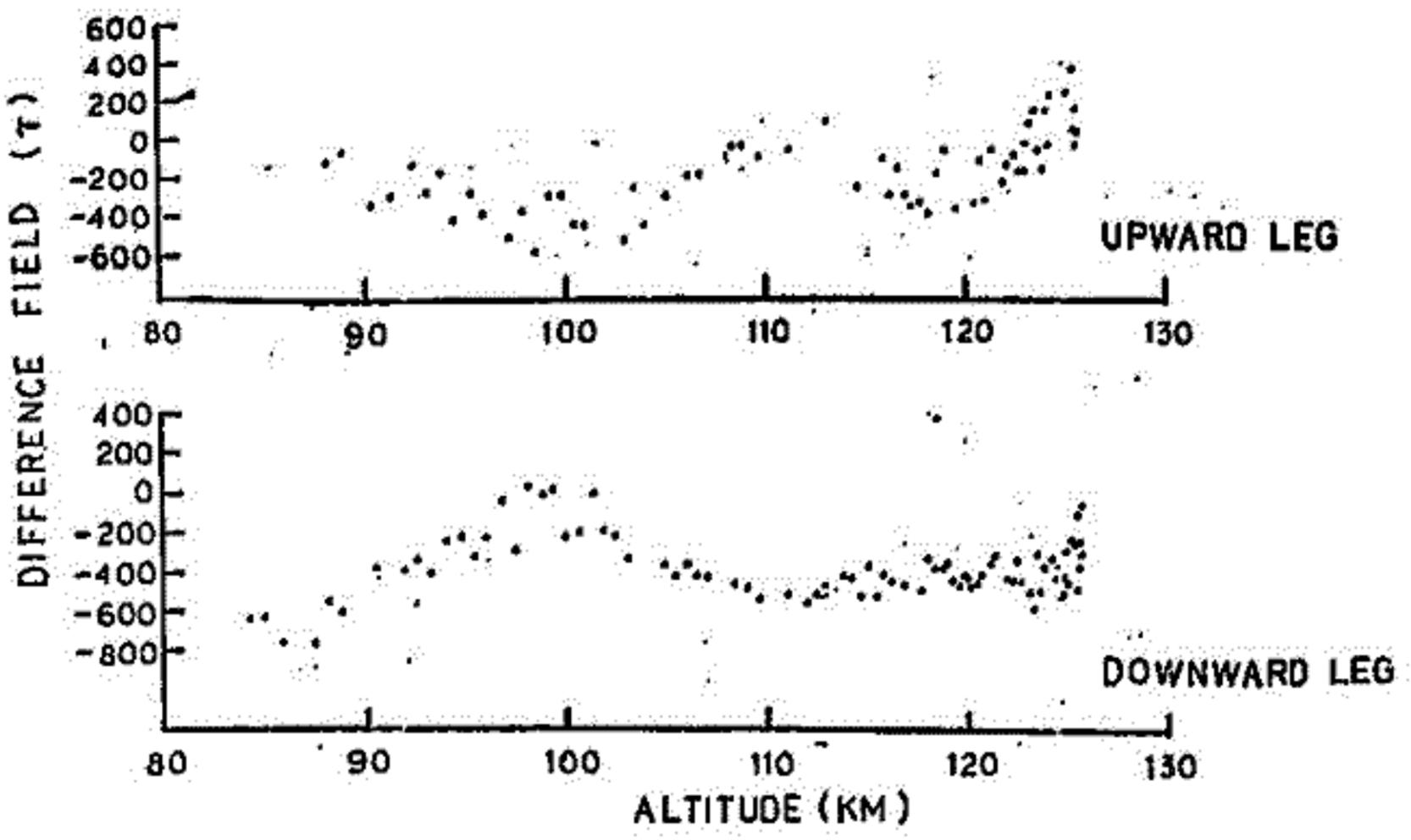


Fig. 1 The difference between the measured by S-210JA-7 as a function of the altitude in kilometers.

VLF Electric Field Observations during
Substorms

A. Nishida (東大宇宙研), F. L. Scarf (TRW)

Substorm の Expansion phase は、磁気圏尾部内に X 型磁気中性線が形成され、尾部磁場のエネルギーが急激に粒子エネルギーに変換される期間である。これに先立つ Growth phase では、尾部電流が 1~2 時間におたつて次第に強化され、夜間部の磁力線が強く引伸ばされる。この電流強化は地心より約 10~15 R_E の領域で特に著しい。そしてこの領域の電流が突然上昇を止め、急激に減少して静穏時のレベル以下になると X 型磁気中性線が出現する (Nishida and Nagayama, J. Geophys. Res., 78, 3782, 1973)。

尾部電流強度の急激な低下の原因として考えられるものの一つは、電気抵抗の増加である。Growth phase においては、10~15 R_E 領域で (厚さについて適合した) 電流強度が増加し、プラズマシートが薄くなることから、電流密度はス中に増加しているはずである。その結果何らかの型の二流体性不安定が生じ、実効的電気伝導度を低下させて、尾部電流の disruption を招いているのではなからうか。

上の見地から、VLF 帯電流強度が Expansion phase 開始に伴って上昇したという観測 (Scarf and Friedrichs, in "Earth's Magnetosphere Processes", (1972) は興味深い。報告された二例は 0405 によって、 ~ 10 時子午面から $\sim 10 R_E$ 領域で観測された $f_o/2$ エミッシヨンを示して、Expansion phase 開始と共に強度が数倍となつていふ。そこで、この傾向が一般的なものかどうかのを確認するために、更に 13 例の Expansion phase について、VLF 電流との関連を調べてみた。資料はいずれも 0405 観測である。大部分は Nishida-Nagayama の Fig. 2, Fig. 6 に用いられたケースである。

今回検討した 13 例のうち 12 例については、Expansion phase 開始の前にも後にも VLF 電流は観測された。 (もちろん、0405 観測では AGC レベルが 15 以上の他種の信号によつて定められているため、Substorm に関連する電流はたとえ存在していてもマスクされるという可能性は残る。) 残り 1 例についてはのみ、2~4 kHz の narrow band emission が Expansion phase 開始に際して出現するのを見られた。また Scarf-Friedrichs が報告した 2 例を含め、VLF 電流強度と Substorm の関連が見られた 3 例はいずれも低緯度に於ける観測であることは注目される。残りの 12 例中の 11 例は高緯度、4 例は低緯度、1 例は中緯度である。 (ここで低緯度、高緯度というものは、Substorm 時の ΔB , ΔB_x , ΔB_z のサインから決られたもの。詳細については Nishida-Nagayama 参照)。

以上の結果、現在のところ VLF 帯電流の Substorm の phase transition に際して本質的な役割を果しているという可能性の確認がなされた。

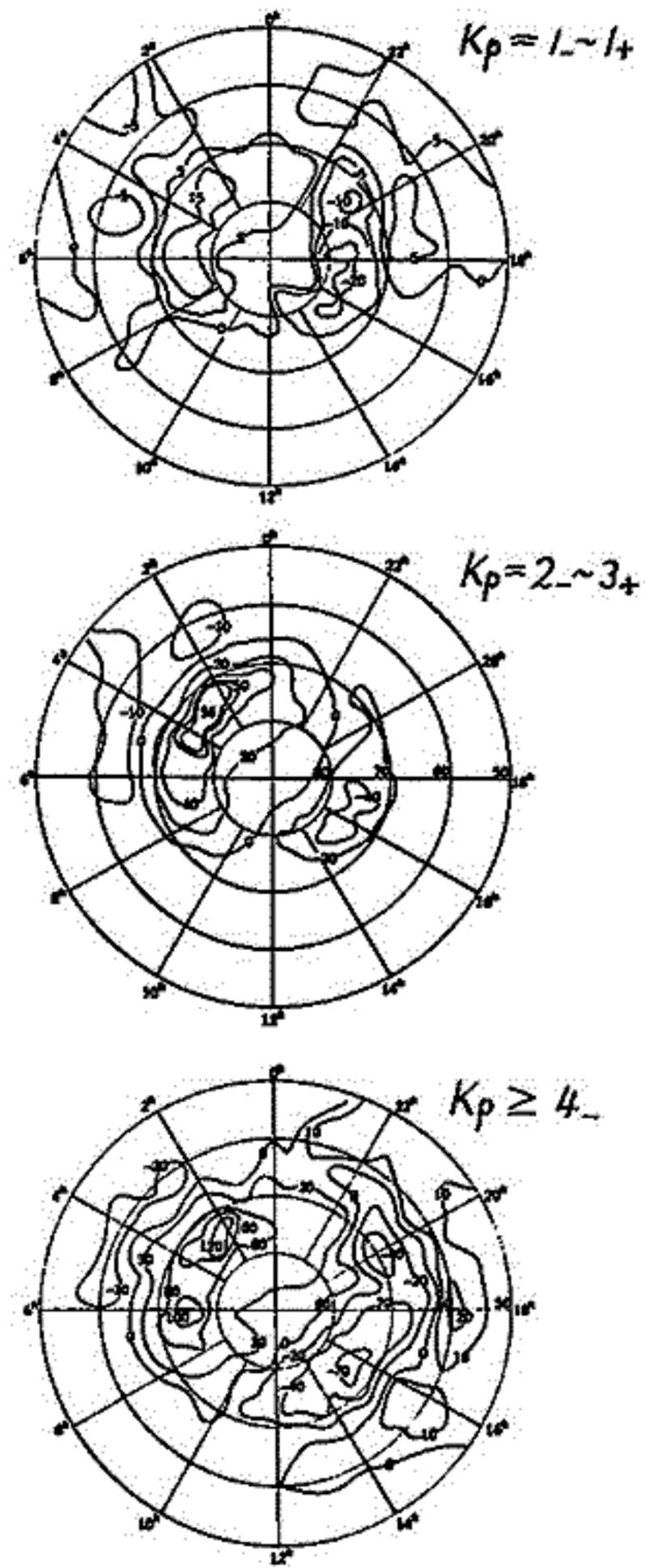
I-21 低高度人工衛星 (OGO 2, 4, 6) による ΔB 観測
結果を説明する field-aligned current 分布

福島 直
東京大学理学部

高度 400-1510 km を飛んだ人工衛星 OGO 2, 4, 6 で地球磁場の絶対値を測定した結果によると、表面地球磁場分布からつくったモデル POGO (8/71) から求めた人工衛星位置における磁場の値との差 ΔB が高緯度地域において大きく、しかも ΔB 値は地磁気活動度とともに大きくなる。すなわち右図に示すごとく、 $K_p = 1_- \sim 1_+$, $2_- \sim 3_+$, $\geq 4_-$ の場合、 $\Delta B > 0$ の領域と $\Delta B < 0$ である領域がはっきりしてくる。この ΔB 分布は電離層を流れる極光帯電流の影響として説明しうる部分もあるが、特に $\Delta B > 0$ の領域は ΔB 値が人工衛星高度とともに減少する割合が小さいこともあり、 $\Delta B > 0$ 領域がどうして存在するかを説明することは極めて難しいと発表されている (Langel, Cain and Langel)。

$\Delta B > 0$ なる領域と $\Delta B < 0$ なる領域が OGO 衛星が飛んだ高さでできていることは、磁気圏から field-aligned current が電離層に流れこんで電離層から再び電流が field-aligned current として磁気圏に戻る電流回路が常にあると考えれば説明されるのではないかと思われる。一般に field-aligned current は main geomagnetic field に対して直角方向に磁場をつくるので、field magnitude を変えることはないと思われるが、高緯度地域に出入する field-aligned current はまわりの地域に水平成分の増減を及ぼし、それが ΔB を生じさせる。LT 10h-meridian から 10^6 amp. 程度の電流が磁力線に沿って極光帯緯度の電離層に流れこみ、LT 22h-meridian 方向に流れ出すようなモデルを考えると、実測されている ΔB 分布をほぼ説明できることを近似的計算で示す。

なおそのような field-aligned current が実在すれば、中低緯度における DS(H) を説明するのに好都合であることを附記する。



OGO 2, 4, 6 で地上高度 < 550 km の範囲で実測された ΔB 平均分布 (単位はガンマ, Equinox 時)

Average Polar Magnetic Disturbance Field and Model Current System

飯島 健

東京大学理学部

Polar magnetic disturbance の構造とその生成機構に関してはこれまで種々の
 解釈が試みられてきた。特に Auroral Electrojet 場に関しては磁気圏電流
 の short-circuit model 並に perturbation-model と Hall-current
electrojets model とが提唱されてきた。一方著者はこの他に S_g^P-enhancement
 の magnetic disturbance の重要な構成要素があることを示した。これまでの
 解析の結果を述べ、Vestine et al., (1947) にある報告を再検討して morphology
 を再検討した結果 ΔY_m (geomag. E-W 成分) の分布に着目するとあることが
 示された。すなわち、polar disturbance は双渦電流系を有する Auroral belt
 の強化と似たものとして現れる (i.e., 19h ~ 23h MLT の pole 側には
 流入し、1h ~ 11h MLT の pole 側には流出する電流)、これは $\Phi_m = 66^\circ \sim$
 67° に ~ 3 h MLT の流入し ~ 15 h MLT に流出する current が存在すること
 が示された。この polar magnetic disturbance の background を形成しているのは
S_g^P-enhancement があることは再確認した。この S_g^P current system
 は early morning の ionosphere に流入し、afternoon region の ionosphere から
 流出して current system と密着した Hall-current system であることが
 結論に達した。また、Auroral Electrojet 場との関連がある。
 特に Auroral Electrojet の形成には longitudinal 電場 (i.e., west-
 ward-jet の時の西向き電場, eastward-jet の時の東向き電場) が決ま
 り重要な役割を担っている。

國分 征
東大 理

最近、磁気圏嵐の発達過程に対するモデルとして、Akasofu のいう expansion phase の前にはすでにある種の物理過程が始まっているとするモデルが考えられている。この考え方は、日本、ソ連、UIC、カナダの研究からほぼ独立に提せられ、expansion phase の前の段階は、McPherson に従って growth phase と呼ばれている。この growth phase の現象論的性質に対しては、カサのおき方が研究者によっていくらかちがっているが、大ざっぱな考えとしては、growth phase が磁気圏及びその太陽風からのエネルギーが蓄積しおこっており、それに伴う磁気圏対流の強化の段階であるという考えがほぼ一致している。

しかしながら、growth phase の特徴に関して疑問をもつ研究者も少なくない。現在、磁気圏嵐の発達過程は、主に地磁気の日データから決められているが、このデータの吟味が不十分であることからくる現象論的な不明確さによって、growth phase の signature にもあいまいさが残っていることが指摘されている。事実、ある論文で growth phase の現象といわれていたものも、よく調べてみると多くの場合、すでに expansion phase が始まっている様相が観測されるという主張もある。又、こうにこれまでいわれてきた growth phase の特性が、現在のデータから推定された expansion phase の前に観測される場合でも、観測網のあるところから正確な expansion phase onset が決まらないうたためにそう主張する者はいないかという主張もされている。この立場は、現在の地磁気観測網からとれるような小規模な変動でも substorm expansion phase の特性も示しているということを暗に主張しているものである。一方、substorm にあるしきい値があって、ある程度小さなものは、これを substorm といわれてきた特性の全てを示さず、単に局所的な磁気圏からの energy release にすぎないと考えられる立場もあり得る。いずれにせよ、現段階で最も問題となるのは、expansion phase onset とどのようにして決めるか（特に小さな嵐の場合）とこのことである。

これから expansion phase における地磁気変動の様相として次のようなことがあげられる。

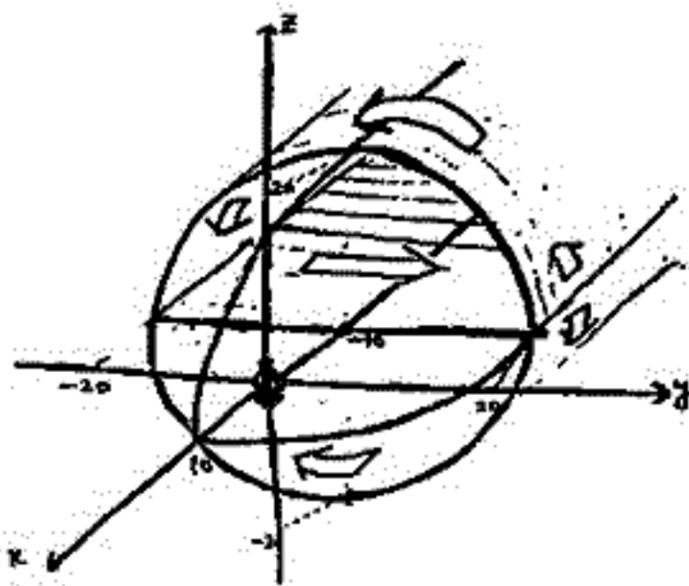
1. polar cap における 等価電流ベクトルの偏向
2. 東経中附近のオビクル上での negative bay の発達
3. negative bay の原因となす jet current の極方向への動き
4. 東経中附近の中緯緯度における positive bay の発達
5. P_2 の出現

このような現象がほぼ同時に始まるのが expansion phase の onset と一般には考えられているが、2かあつても4か観測されないような場合もあり、これまでの解釈をたがはうのは難しい。ここでは growth phase の存在を認めた立場から、expansion phase への移行の傾向を行う。

東大、宇野 市橋正生、西田篤弘

有限な領域に閉じ込められた地球磁場の分布を定める問題は古くからさかさまの観点から検討されてきた。そこで再びこの問題をとり上げるの理由は、(1)磁気圏内の磁場源は内部電流、尾部電流、環状電流の他に、いわゆる polar cusp 領域に流れる電流を含む事が知られている事。(2)磁気圏を完全な閉じたものではなくて磁気圏空間磁場と地球磁場はつながり、2つの場合があると思われ得る。(1)の cusp 電流はその強度に依りて他の磁場源に劣るか磁気圏境界面近傍に集中して居るといふ点で、磁気圏形状の決定に比較的大きな影響を及ぼす可能性がある。(2)について検討の例として polar particle の磁気圏への侵入過程を議論する際に必要となる。ここでは第一段階として行なった地球主磁場と尾部電流による磁場を与えられた領域内に閉じ込められた磁場分布計算について報告する。

Alekseev and Shabany (1971) は、磁気圏境界面の形を回転放物面と仮定し、磁気圏境界面において磁気圏内部の磁場が境界面に接する事を条件として、磁気圏内部の磁場のモデルを導いて居る。ただし磁気圏尾部の電流による磁場に関しては、幅が一定の長さで長さが無限の長方形の平面に一樣に電流を流し、その磁場をポテンシャル場で閉じ込めて居るため、電流が磁気圏で閉じ居る。そこで、次のような形と電流を仮定し、静磁場の問題として、磁気圏内部の磁場と外部の磁場のモデルを導いてみて比較する。



磁気圏境界面の形

$$x = 10 - \frac{y^2 + z^2}{20}$$

$$y^2 + z^2 = 20$$

$$x \geq -10$$

$$-10 \leq x \leq -40 R_E$$



磁場源

- ① 地球の双極子
- ② 尾部の 状の電流

ただし (閉じ込められたポテンシャル場は、境界面の磁場の法線成分と一致する必要がある。) 球面関数展開の仮定を決定する

($x = -40 R_E$ における磁場の値は内部の model を変化させる。))

村山 喬
名大理

geomagnetic activity が solar wind parameter とどのように関連しているかは、宇宙空間での solar wind の直接測定が出来るようになった 1962 年以後の関心事であったが、最近かなり進んできて来た感じである。

さきか AE index を用いた解析から、(Murayama and Hakamada, Nagoya Univ. Dept. Phys. Preprint, 1973), AE が $B_s V^2$ (B_s は磁気圏空間の南向き成分の大きさ, V は solar wind velocity) と良い相関を持つことが見出された。今回は、この $B_s V^2$ が geomagnetic activity と、どの程度の相関を持っているか、主として K_p index を用いて調べる。

データは、主に 1967 年後半の Explorer-34 による solar wind 及び interplanetary magnetic field の 3.1 min 平均値を用い、 K_p (3 hr. 値) とその 1 日平均、27 日平均の 3 種について相関をしらべた。その際、solar wind parameter に対して、geomagnetic activity の response が一律に 60 min. おくれるものと仮定した。このおくれは、実際にはかなりばらつきがあるから、そのために相関が実際よりも悪くなるおそれがあるが、3 時間値で多少問題になる程度で、あまり心配しなくてよい。

K_p は、その定義から、geomagnetic disturbance の大きさと linear な関係はないが、 K_p^2 は (K_p が特に大きいときを除いて) 近似的に linear である。実際、1967 年後半について、 $2K_p$ と $(B_s V^2)^{1/2}$ との関係 plot すると、非常によい linear な正相関が得られ、相関係数は 0.9 を上回る。しかし、同じデータで 3 時間値と比較すると、若干相関から外れる点がある。それは何れも、 $B_s \approx 0$ のときに起きる程度 K_p が大きいという case で、これは V が大きいときにもみえ現する。

上記のような例外的 case は出現の頻度が小さいから、27 日平均のように長期平均の平均には殆んどさかかず、 K_p と $B_s V^2$ との関係は非常に良い。1965 年後半、1966 年後半のように、 K_p の半年周期変化が典型的にあらわれている期間では、 $B_s V^2$ も全く同様の変化を示している。

I-26

太陽風北向き磁場のフレット(カスプ)を通して、 極域磁場への影響

岩崎 昇

相模工大・工・数物工学

非 Storm 時に地磁気極点の昼側の周辺に現われる特異な(=逆向き)地磁気変動(仮に DP-pole と呼ぶことにする)に関する解析を継続しているが、この現象の惑星間空間北向き磁場との相関を調べるために、地磁気極点付近で太陽方向に固定した座標系を仮定して、当の地磁気変動のこの座標成分と惑星間空間北向き磁場との関係を調べる。地上の観測点は Thule で、惑星間空間は Exp.33 であり、時期は 1968年の夏期である。地上での変動が十分に大きく、(しかも人工衛星が惑星間空間に在るような例があまり多くはないが、)いくつかの結果を報告する。

また、この地磁気(逆向き)変動と惑星間空間の北向き磁場と相関があることから、惑星間空間北向き磁力線と、磁気圏フレット(dayside cusp)付近の tail からの(北半球の場合)磁力線との結合によって磁気圏 tail 内には、地磁気変動に対応する形態の、プラズマ対流が発生する可能性があるのではないかと考えられるので、この点について考察してみよう。

Magnetospheric Substorm の
位相幾何学的模型の試み

永田 武
国立極地研究所

Magnetospheric Substorm 発生機構を位相幾何学における *Catastrophe* と考える立場に立って最も簡単な模型を組立ててみる。すなわち、Magnetospheric Substorm の模型として

- (I) 南向き太陽風磁場による太陽風プラズマエネルギーの地球磁気圏内への流入 (ξ)。
- (II) 磁気圏尾部におけるプラズマエネルギーの蓄積 ($-\eta$)。
- (III) 地球極域に対する磁気圏尾部プラズマエネルギーの流入 ($-x$)。

の3要素を考え (x, ξ, η) の3次元位相空間を組立てる。理論的に説明すべき現象は次の順序による3事項の組合せとする。(A) $\xi=0$ の状態から $\xi>0$ になって以後 ($-\eta$) の増加が1~2時間づつすること。(B) その間 ($-x$) の増加はあっても著しくはないが (A) 現象の終りに突如として ($-x$) の爆発的増加が起ること。(C) その後 ($-x$) は徐々に静穏の状態に戻る。

Thom の定理により、3次元位相空間における初等 *catastrophe* の型は関与要素が如何に多数の要素の集合であらうともその多様体は一義的に

$$x^3 + \eta x + \xi = 0 \quad (1)$$

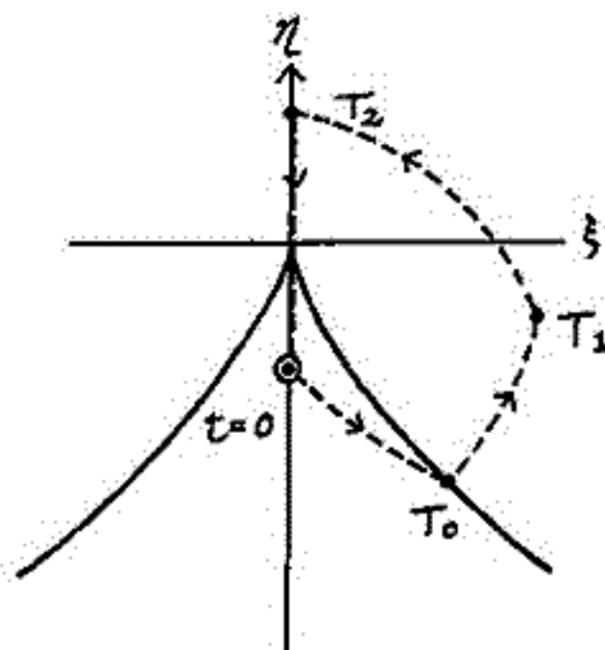
なるくさび曲面で代表される。従って (ξ, η) コントロール面における *catastrophe* の分岐集合は才1図に示す如く $4\eta^3 + 27\xi^2 = 0$ なるくさび型曲線となる。静穏の状態は ($\xi=0, \eta=-\eta_0$) とするとこの点に対応する $x=x_0$ は $x_0 = +\sqrt{\eta_0}$ である。太陽風プラズマエネルギーの流入は、数学的単純さの為に才2図に示す如く

$$\dot{\xi} = A > 0 \quad (0 \leq t \leq T_1), \quad \dot{\xi} = -B < 0 \quad (T_1 \leq t \leq T_2) \quad (2)$$

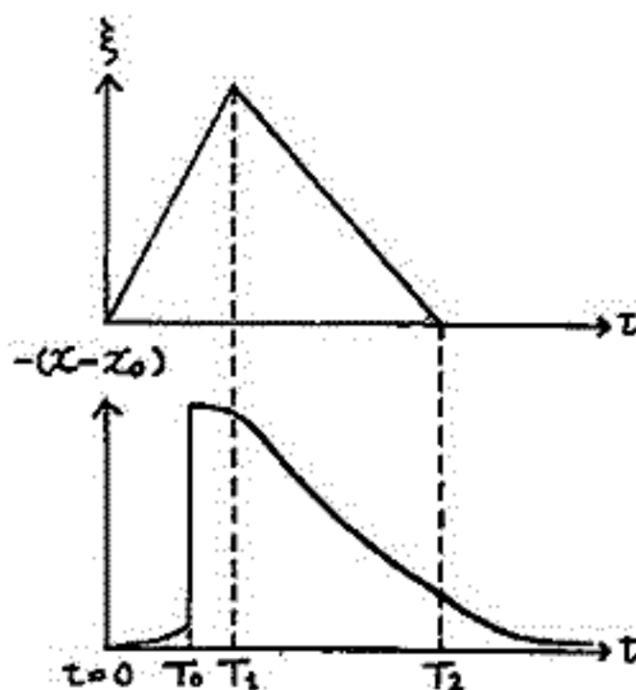
と仮定する。 ($-\eta$) については、プラズマエネルギーの流入 ($\alpha\xi$)、流出 ($-\beta x$) 及び磁気圏尾部の *capacity* を考え次式を以て代表する。

$$-\dot{\eta} = \alpha\xi - \beta\{(-\eta) - (-\eta_0)\} - \gamma\{-x - (-x_0)\} \quad (3)$$

(1), (2) 及び (3) の連立方程式の解として時間 t の経過に対応する (ξ, η) コントロール面上での状態の推移は才1図に点線で示す軌跡を辿り、 ($\xi=0, \eta=-\eta_0$) を出発し、最後にまたこの静穏点にゆっくり戻る。この軌跡に対応して地球上での substorm エネルギーの変化は才2図下段の図で示され substorm 現象の推移を *catastrophe* 現象として一応説明することができる。



才1図 (ξ, η) コントロール面上
 $\xi(t), \eta(t)$ 軌跡



才2図 太陽風プラズマエネルギーの
流入 (ξ) と極域エネルギー
($-x - x_0$)

I-28 スペース・シャトル計画と大気・宇宙科学の研究

大 林 辰 蔵
東京大学宇宙航空研究所

1980年代には米国は大規模な国際協力のもとにスペース・シャトル計画を行なう予定にしている。これに対してESROはすでにSpace Lab. (Sortie Mode) を製造することを決定し、その開発は来年度からはじめられる。スペース・シャトルによる宇宙研究は、天文学、地球科学、宇宙環境医学および工学応用を含めた広範なもので、宇宙科学研究にとって将来をわめて重要なものとなるであろう。

これら宇宙研究のうち、大気・宇宙科学分野のミッションとしては電離圏および磁気圏を中心とした観測計画が討議されている。重要な内容は、

- 1) 磁気圏およびオーロラ現象
- 2) 電離圏のエアロノミー
- 3) 宇宙におけるプラズマ物理学

であるが、とくに宇宙をプラズマ実験室という観点からみた制御された Active Experiments および地球環境の Synoptic Observation がシャトル計画の利点を生かした重要な企画となる。これらの実験計画の紹介と、わが国としてどのようなミッションについての実験参加を考えるべきかという問題について述べてみたい。

並川 富一 高島 正樹
阪市大 理

前回までには cold plasma 中に hot plasma, hot electron を混入してこの場合の伝播特性を調べた。今回は hot ion の混入の場合を調べ、前回との結果と比較化する。

$\xi = 0.01, \left(\frac{V_E}{V_A}\right)^2 = 1.5$

	Hot plasma	Ion	Electron
M.A. $\alpha = 0 \sim 0.4$	A.I.	$0 \sim 0.5$ A.I.	$0 \sim 0.4$ A.I.
$0.5 \sim 2$	I.	$0.6 \sim 2$ I	$0.5 \sim 2$ I.
$d = 1.1, \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{V_H}{V_A} = 3$		$d = 1.1, \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{V_H}{V_A} = 3$	$d = 1.1, \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{V_H}{V_A} = 1$
S. $0 \sim 0.4$	I.	$0 \sim 0.5$ I.	$0 \sim 0.4$ I.
$0.5 \sim 0.9$	A.I.	$0.6 \sim 0.9$ A.I.	$0.5 \sim 2$ A.I.
$1 \sim 2$	I.	$1 \sim 2$ I	
A. Cold plasma wave 対称性 A.I.	左に同じ		Cold plasma wave と同じ
d K ₀ resonance angle.	左に同じ		resonance angle is cold plasma wave と同じ

ξ : 混合率, V_H : Alfvén velocity, V_0 : 音速. M.A.: Modified Alfvén wave
 A: Alfvén wave S: suprathermal wave A.I.: anisotropic. I: isotropic
 α : $\frac{\omega}{\Omega_c}$, Ω_c : 粒子の回旋周波数

Hot plasmaは M.A. 100% A. wave 100% 非等方性で増幅作用をする。これ以外に左廻りの M.A. wave 100% 非等方性増幅作用をもち、A. wave 100% 等方性作用をもち、右廻りの M.A. wave 100% 非等方性増幅作用をもち、Hot plasma 混入の場合と結果は同じである。この場合冷 plasma 中では等方性伝播の M.A. wave が非等方性伝播をもち、右廻り、Pc1, Pc5 の磁気圏で進行する粒子の結果、cold plasma へ少量混入した hot plasma の作用を説明出来る。

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

永野 宏
京大理学部

以前の学会で、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz instability について、非圧縮性の仮定の基で、イオンのラーマー半径の有限性の効果を調べ、growth rate が波数 k に対して maximum を持ち、 k の充分大きくなる所では安定化の傾向があることを示した。ここでは引き続き、非圧縮性プラズマの場合の数値計算の結果を示す。

磁気圏境界では、Alfvén speed と sound speed とは同じ order のものであり、sound speed が Alfvén speed に較べて非常に大きいという非圧縮性の仮定は適用できないことになる。Kelvin-Helmholtz instability における圧縮性の効果は、Sen, Duhan and Gratton, Nagano 等によって調べられている。ここでは、圧縮性プラズマの場合の Kelvin-Helmholtz instability におけるイオンのラーマー半径の有限性の効果についても考察する。

References

- ・ 永野・井上：第51回日本地球電磁気学会 (1972)
- ・ Nagano and Imoue: Contributions, Geophys. Inst., Kyoto Univ., 12 (1972)
- ・ Sen: Phys. Fluids, 5 (1962)
- ・ Duhan and Gratton: Phys. Fluids, 16 (1973)
- ・ Nagano: Contributions, Geophys. Inst., Kyoto Univ., 12 (1972) (to be published)

上山弘・武井忠雄
東北大学理学部

この講演においては、中低緯度電離層における高エネルギー粒子の効果と評価を目的に、磁気圏・電離圏の現実的モデルにもとづいて、radiation belts から scatter された降下電子のスペクトラムを算出し、更に夜間D層の電離度および電子密度分布の計算を行なった結果について報告する。

高緯度電離層の場合にくらべて、中低緯度電離層における磁気圏高エネルギー粒子の効果については未だ十分な研究が行われていない。

観測上からは、磁気嵐後数日間にわたり、夜間D層に電離の増大と示唆する現象が報告されており、その原因機構の解明が待たれている。

そこで、中低緯度電離層における磁気圏粒子の効果と理論的に評価することを、高緯度における同種の問題に比してはよほど精度の高い取扱いを必要とする。何故なら、もともと、中低緯度にもとめて降下電子高エネルギー粒子は、外部磁気圏において「誕生」して以来、電磁場のゆらぎによる散乱-拡散の過程を十分に終ったから、その緯度にもとめて輸送され、降下電子のもののみから、輸送過程における散乱-拡散過程をそれだけ正確に評価してあげなければならぬ。

そこで今回は、pitch angle diffusion および radial diffusion の両過程に同じく基本的機構の検討を、両過程のゆらぎにより生じた過程の表現に特に注意を用いた。具体的には、 $50\text{keV} \leq E \leq 2\text{MeV}$ の電子について、相対論的效果を考慮して(2.1)空間(μ : pitch angle cosine)における拡散方程式を数値的に取扱うことにより、precipitating electron の energy spectrum を求め、pitch angle diffusion については、plasma sphere 内で重要な whistler mode の wave turbulence ($f \sim 600\text{Hz}$, $|E| \sim 10^4\text{weber/m}^2$) によるサイクロトロン、およびランダムな相互作用と、 ω -ロン散乱とを考慮した。前者は、 $L \approx 1.8$ 、後者は $L \leq 1.2$ 位で重要である。radial diffusion の機構としては、磁気圏対流電場のゆらぎ ($f \sim 10^3\text{Hz}$, $|E| \sim 10^3\text{volt/m}$) によるものを考慮した。これは $L \leq 4$ 位では他の(磁場のゆらぎ, shell splitting)機構による拡散に卓越する。

これら precipitating electron の電離層への効果は、その energy ($50\text{keV} \leq E \leq 2\text{MeV}$) から容易に想像されるように、主としてD層に影響を及ぼす。その電離生成率および電子密度の計算を行ない、その結果を Thorne 等の UCL A グループの取扱いの結果と比較し、式から報告する。

上山弘・武井忠雄・川口彦利夫
東北大学理学部

Plasmapause はプラズマパラメータ，特に密度が急変する場所として磁気圏を二分していることはいまよく知られているが，その成因，構造などは未だ物理的に十分解決されていないと思われる。plasmapause の成因の理論として magnetospheric convection による説明が提示されているが，さらに plasmasphere の内側外側の熱的結合を考えたならば，その convection の境界を単なる接線不連続面と考えたのは不適当であり，plasmapause を境界層として扱え，その物理的性質を明らかにしなければならぬ。また convection の考えに代われば， $n \sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ を越えるほどの密度の急げを説明する必然性が見出されない。やはり，ionosphere, plasmasphere, outermagnetosphere の三者について，電磁的相互作用のみならず，粒子輸送，熱輸送の観点からも十分に考察しなければならぬと思われる。その際 plasmapause で粒子の拡散を主要的に考えたいとすれば plasmapause での急激な変動を説明し得ないであろう。実際には数年の間に観測されたように， ω に electrostatic wave の spectrum を見ると，それら wave turbulence の領域の physical process に重要な意味を持つ可能性が高まると考えられる。

また，plasmapause を境にして plasma sheet につながる hot の outermagnetosphere と，cold の plasmasphere，内部との間の熱輸送の問題は粒子，拡散も含めてプラズマの弱い非線形相互作用の理論の範囲内で取扱うことも考えられる。今回はその第一歩として plasmasphere をとりおいて hot なプラズマ中で温度異方性により発生した electrostatic waves, plasmasphere 中の cold particle などのような寄与をすることができる非線形不安定の理論の範囲内で調べた結果について報告する。取扱った wave は，観測を考慮して $\omega > \Omega_e$ の electrostatic electron mode である。

1-34 Resonant Diffusion in a Strongly Turbulent Plasma

山本 隆, 五尾 敏
東京大学理学部地球物理研究所

Eupree (1966) によつて提唱された強い乱流理論の考えを electromagnetic wave (R.C mode) に適用し、拡散係数を求めた。

Vlasov 方程式 $\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f + F \frac{\partial f}{\partial v} = 0$ の f の ensemble 平均 $\langle f \rangle$ と平均 v のずれ δf に対して

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} + v \cdot \nabla \langle f \rangle + \langle F \rangle \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial v} = - \langle \delta F \frac{\partial \delta f}{\partial v} \rangle \dots \textcircled{1}$$

の成り立つ。①を積分して

$$\delta f(x, v, t) \approx - \int_0^t \sum_k \langle e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}(t-\tau) - \omega_k(t-\tau))} \rangle \cdot \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k}\right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \langle f \rangle + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \langle f \rangle \right] \cdot \left(\sum_{\pm} \delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} e^{\mp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{z} + \omega_k \tau)} \right) \dots \textcircled{2}$$

ただし $\delta F = \delta E + v \times \delta B$, $\Omega = \frac{eB}{mc}$, $\delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} \pm \Omega \delta E_{\mp}^{\mathbf{k}} = \rho E_{\pm}^{\mathbf{k}}$

$$v_{\perp} = v_{\perp} \cos \phi, \quad v_{\parallel} = v_{\parallel} \sin \phi$$

$\mathbf{x}(t-\tau)$ は初期条件 $\mathbf{x}(0) = \mathbf{x}$, $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}$ をもたす perturbed orbit の $t-\tau$ における粒子の位置を表わす

②の右辺に代入すると

$$- \langle \delta F \frac{\partial}{\partial v} \delta f \rangle \approx \sum_k \left[\left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k}\right) \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} + \frac{1}{\omega_k} \right) + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] \left[\left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k}\right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \langle f \rangle + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega_k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \langle f \rangle \right] \cdot \int_0^t d\tau \langle e^{-i\mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{x}(t-\tau)} \rangle e^{-i\omega_k \tau} \frac{1}{4} \sum_{\pm} \langle \delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} \delta E_{\mp}^{\mathbf{k}} \rangle e^{\mp i\omega_k \tau}$$

$(\Delta \mathbf{x}(t-\tau) = \mathbf{x}(t-\tau) - \mathbf{x})$

上式から whistler mode ($\omega/k \ll v_{res}$) の際による電子のピッチ角の拡散係数 D_{\perp} は

$$D_{\perp} \approx \sum_{k>0} \frac{1}{2} \left(\frac{k}{\omega_k} \right)^2 \langle \delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} \delta E_{\mp}^{\mathbf{k}} \rangle \int_0^t d\tau \cos((\omega_k - k v_{\perp} - |k_{\parallel}|) \tau + k_{\parallel} \langle \Delta x_{\parallel}(t-\tau) \rangle) \cdot e^{-\frac{1}{2} k_{\perp}^2 (\langle \Delta x_{\perp}(t-\tau) \rangle^2 + \langle \Delta x_{\parallel}(t-\tau) \rangle^2)}$$

と求まる。

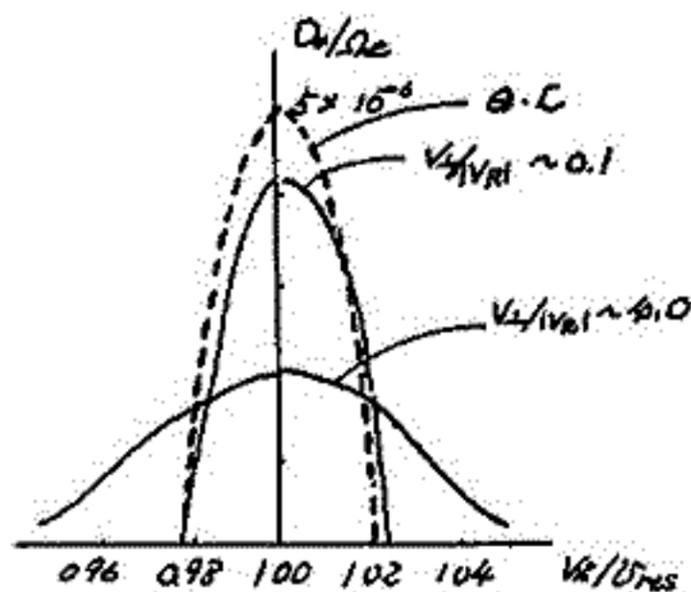
スペクトラム $\langle \delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} \delta E_{\mp}^{\mathbf{k}} \rangle (k > 0) \propto \cos \frac{\pi}{2} \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right)$ $|k - k_0| > \Delta k$ で 0
 $k_0 \sim 6.36 \times 10^6 (\text{cm}^{-1})$ $\Delta k \sim 0.10 \times 10^6 (\text{cm}^{-1})$

を代入して D_{\perp} を計算すると ($|k_{\parallel}| \sim 4.2 k_{\perp}$ とき)

$$\omega_{pe} \sim 12 |k_{\parallel}|, \quad \sqrt{\langle \delta E_{\pm}^{\mathbf{k}} \rangle} \sim 0.5 \text{ mV/m}$$

右の図のようになる

Q.C との相異は v_{\perp} の大きいところで著しい。共鳴の中の広がりのために D_{\perp} も Q.C と比べて v_{\perp} space で広がってくるが、極大値はむしろ減少している



1-35 Wave Growth in a Strongly Turbulent Plasma

山本 隆, 玉尾 敏
 東北大学理学部地球物理研究施設

前講義の Formulation で表の成長率を求めた

$$\delta f = \sum_j \delta f_j e^{i\omega_j t - i\langle \omega_j \rangle z}$$

Maxwell 方程式から

$$\frac{\omega}{\omega_j} (-\langle \omega_j \rangle^2 + c^2 k_j^2) \delta E_j + 4\pi (-i\langle \omega_j \rangle) \sum_j \pi_j q_j \int dv v \delta f_j e^{i\omega_j t} \delta f_j = 0$$

前講義の (2) から $\delta f_j = -\int_0^{\infty} dz \langle e^{i\omega_j t + k_j(z-z')} + i\langle \omega_j \rangle z \rangle$

$$\cdot \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{k_j v}{\langle \omega_j \rangle}\right) \frac{\partial}{\partial v} (f_j) + \frac{k_j v}{\langle \omega_j \rangle} \frac{\partial}{\partial v} (f_j) \right] \sum_j \delta E_j e^{i\omega_j t + i\langle \omega_j \rangle z}$$

従って $\delta E_j = 0$ のとき

$$-\langle \omega_j \rangle^2 + c^2 k_j^2 + i\langle \omega_j \rangle \sum_j \frac{4\pi q_j^2}{v} \int dv v \int_0^{\infty} dz \langle e^{i\omega_j t + k_j(z-z')} + i\langle \omega_j \rangle z \rangle \cdot e^{i\omega_j t + i\langle \omega_j \rangle z} \left[\left(1 - \frac{k_j v}{\langle \omega_j \rangle}\right) \frac{\partial}{\partial v} (f_j) + \frac{k_j v}{\langle \omega_j \rangle} \frac{\partial}{\partial v} (f_j) \right] = 0$$

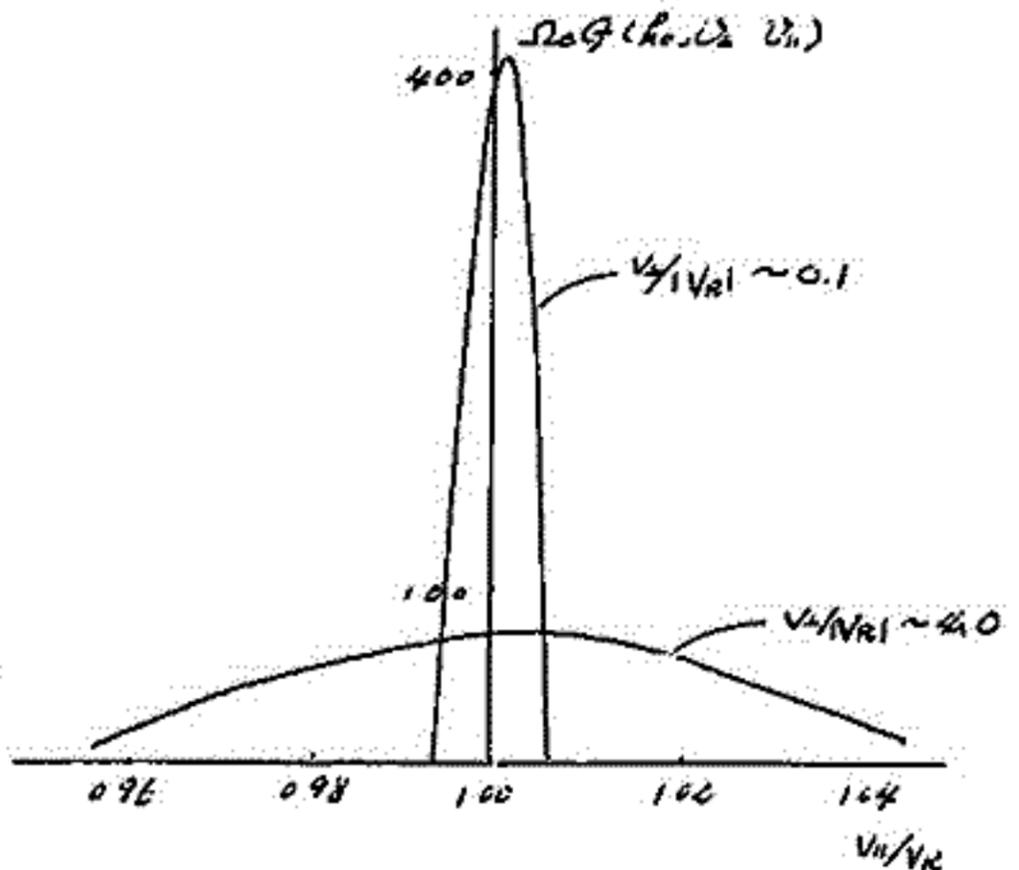
今考えている whistler mode の成長率は上式から

$$\frac{\gamma(\omega)}{\omega} \sim \frac{1}{2} \frac{1}{\langle \omega_j \rangle} \left(1 - \frac{\langle \omega_j \rangle}{|\Omega_e|}\right)^2 \int dv v \left(-k_j v \frac{\partial}{\partial v} (f_0) + k_j v \frac{\partial}{\partial v} (f_0) \right) G(k_j, \omega)$$

$$G(k_j, \omega) = \int_0^{\infty} dz \cos(\langle \omega_j \rangle z - k_j z - |\Omega_e| z + k_j \langle \Delta x_j (t-z) \rangle) \cdot e^{-\frac{1}{2} k_j^2 (\langle \Delta x_j (t-z) \rangle^2 - \langle \Delta x_j (t-z) \rangle^2)}$$

$G(k_j, \omega)$ (Resonance Function) は 速度 v の電子が whistler wave と Resonance する程度 (相干) を与えていると考えられる。

前講義と同じパラメータを当てて計算したものを右に示す。これは線形理論では 8 周数となるもので、非線形効果によって共鳴の中心が広がってゆくの。しかし loss cone instability や Maxwell 分布による instability を考えた場合、その Nonlinear Growth Rate と Linear Growth Rate から大きく異なる程に非線形効果によってくるわけでは無い。従って Supra によって提唱されたような Saturation はこの理論の範囲では 一般に おこりにくいといえる



ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝搬 (IV)

橋本弘藏・木村繁根

(京大工)

これまでの学会で、ホイッスラーモード波の斜伝搬の重要性について、指摘してきた。今回は、Spaceでの斜伝搬の状態を調べるため、磁気圏でのRay Tracingを行なった。ただし、伝搬路は、コールドプラズマによって決定されるものと、仮定した。

波は、 L 値の3~5の赤道線を、さまざまのWave normal angleでスタートさせて、どのような波が何高度まで到達できるかを調べた。磁気圏のモデルとしては、相澤氏ら⁽¹⁾⁽²⁾のモデルに準じたものを使った。すなわち、磁場はダイポール磁場。電子密度は、プラズマポース内では拡散平衡分布、ポース外では無衝突分布である。ただし、参照高度(1000 km)における電子密度は $10^4 / \text{cc}$ と、緯度に依存しないものと仮定した。

結果例について述べる。赤道線と、地球磁場とWave normalのなす角 ψ で出た波は、地球に近い側には $\psi \approx 50^\circ$ ($f = 3.5 \text{ kHz}$, $f_H = 6.96 \text{ kHz}$, $L = 5$) ないし $\psi \approx 30^\circ$ ($f = 4 \text{ kHz}$, $f_H = 9.55 \text{ kHz}$, $L = 4.5$) の時に、低い高度まで伝わり得ることになった。 $\psi = 0^\circ$ では、数1000 kmの高度で反射される。これらの場合、緯度とWave normal angleの関係は、Thorne and Kennel⁽³⁾の近似解(図のFig. 2)と、「定性的」には一致している。

つぎに、ホットプラズマ中での伝搬について考える。ここでは、簡単のため、Ray pathを決定するコールドプラズマに、少しのホットプラズマがあるモデルを考え、伝搬路に沿った各点における成長率の積分を行なう。

分散関係式 $D(\omega) = 0$ は、コールドプラズマのみによる項 $D^{(0)}(\omega)$ と、ホットプラズマの存在による補正項 $D^{(1)}(\omega)$ の和であらわされる。仮定する。

$$D(\omega) = D^{(0)}(\omega) + D^{(1)}(\omega) = 0 \tag{1}$$

(1)の解を、 $\omega = \omega_r + i\delta$ とするとき、 $D^{(0)}(\omega)$ は実数となり、 $D^{(0)}(\omega_r) = 0$ から、 ω_r が決定されるものとする。 $D^{(1)}(\omega)$ の実部は、コールドプラズマの分散式に対する補正項となるが、 $\delta \ll \omega_r$ と仮定すると、これは小さいものとして、無視できる。

一方、 $\delta \ll \omega_r$ の時には、 $D(\omega)$ を、 ω_r の近傍でTaylor展開すると、

$$D(\omega_r + i\delta) = D(\omega_r) + i\delta \cdot \partial D(\omega_r) / \partial \omega_r \tag{2}$$

(1) (2)より、 $D(\omega_r) = D^{(0)}(\omega_r)$ とおくと、

$$\delta = - \text{Im} D^{(1)}(\omega_r) / [\partial D^{(0)}(\omega_r) / \partial \omega_r] \tag{3}$$

また、ホットプラズマをMaxwell分布と仮定すると、Z関数は、 $\alpha_i \ll \alpha_r$ のとき、

$$\text{Im} [Z(\alpha_r + i\alpha_i)] \approx \text{Im} [Z(\alpha_r)] = \sqrt{\pi} e^{-\alpha_r^2} \tag{4}$$

と近似できる。これらの仮定は、今までの近似を行なわれない計算との比較から、かなりの広範囲のWave normal angle に対し成り立つことがわかる。

伝搬路に沿った増巾度の積分については、 $\delta = k_i v_g$ の関係を用え、

$$\int k_i \cdot c \, ds = \int k_i \cdot v_g \, dt = \int \delta \, dt \tag{5}$$

をとおして、全通路での成長(減衰)を評価する。

References

- (1) 相澤 豊蔵他 電波研季報 18, 287 (1972)
- (2) K. Aikyo and T. Ondoh, J. of Radio Research Lab. 18, 153 (1971)
- (3) R.M. Thorne and C.F. Kennel, J. G.R. 72, 857 (1967)

* このモデルでは、110 km 以下。

Abstract

これまで、三回にわたり、上記表題のシミュレーションについて報告したが、シミュレーション・コードは、次第に改良され、方法も変化してきている。

今回は、時間の制限上、若干のシミュレーションの結果と理論的考察とから、

- Nonlinear Phase Bunching
- Nonlinear Phase Trapping
- Whistler Mode BQK Sol.
- Side-Band Instability

等について、相互の関連性も含め考察を加えてみたい。従って、シミュレーションの最近の結果は他の文献⁽¹⁾⁽²⁾に譲る。

図1は、大振幅ホイッスラー波中の共鳴電子の位相の時間的揺動を示す位相バニチング⁽³⁾図である。この図においては、位相バニチングの結果生ずる共鳴電流によるフィードバック電磁界の影響は考慮されていない。

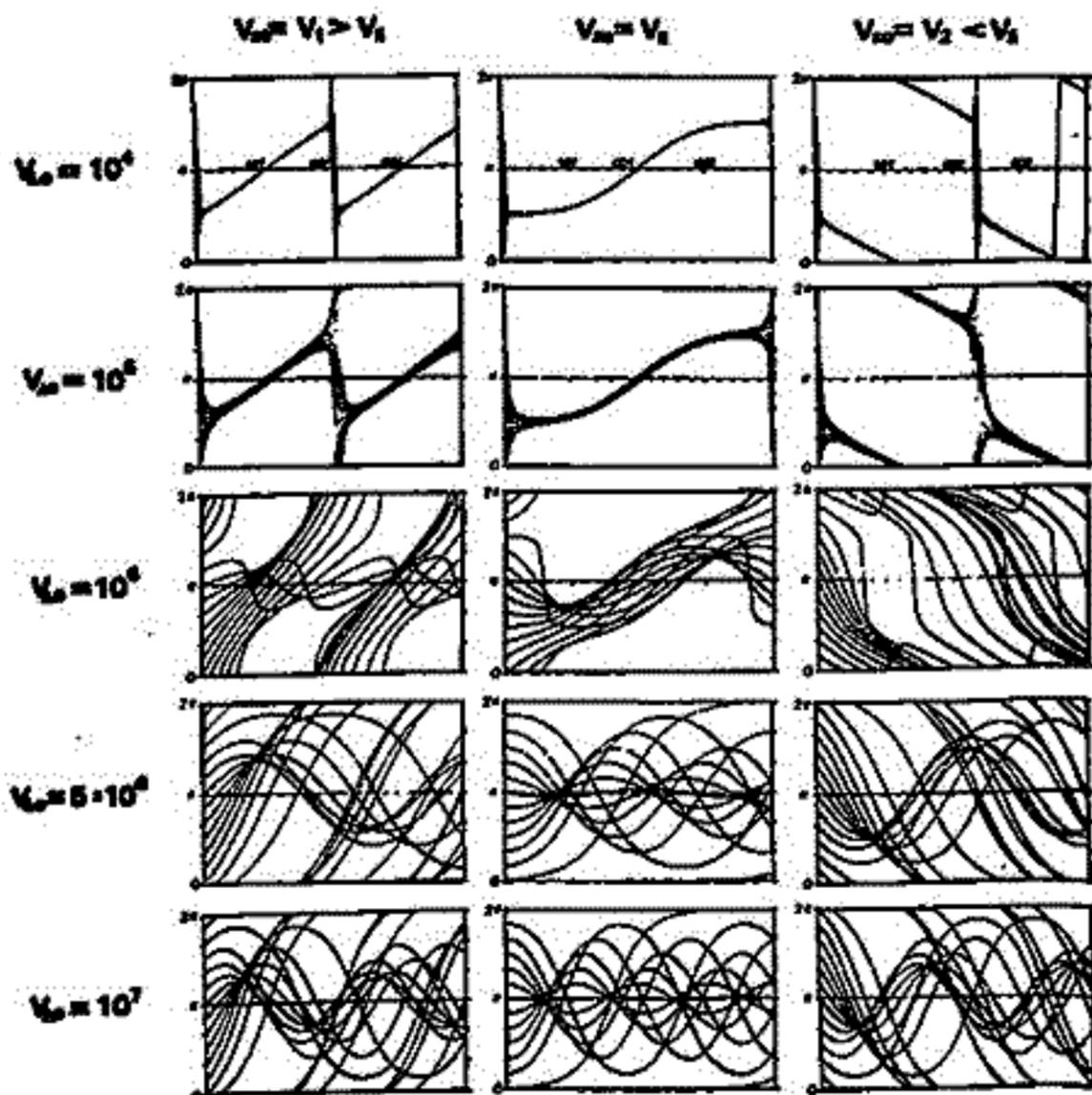
図2は、共鳴電流 \rightarrow により作られる電磁界 B, E と元の波のそれ B_w, E_w との関係を示している。

図1と図2とを組合すことにより、位相バニチングと従来の分布関数記述による Instability 条件との関係が明らかになる他、Non-BQKモードの存在の可能性⁽³⁾も明らかになる。詳細は当日に。

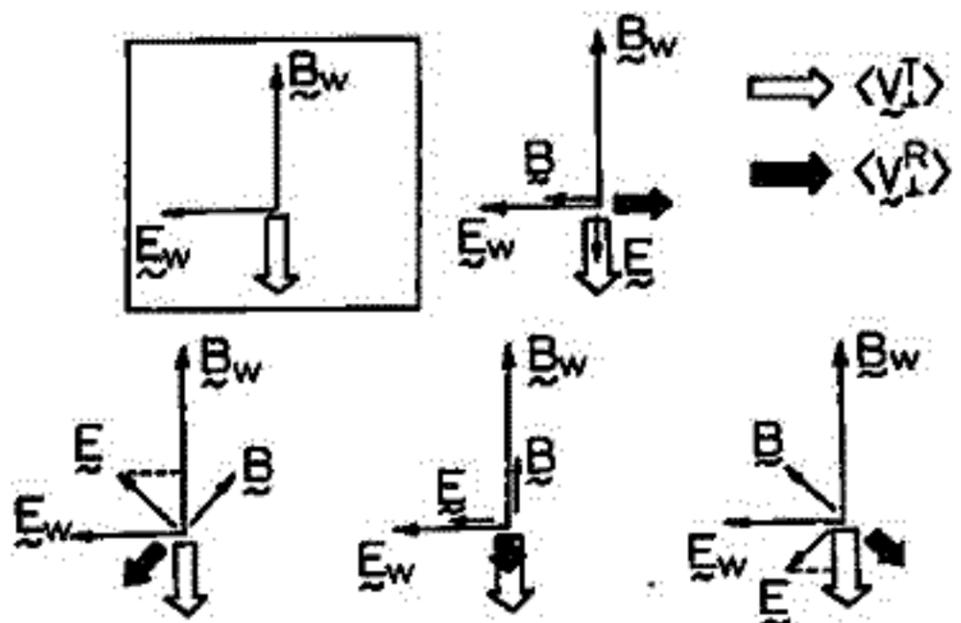
参考文献

- 1) IAGA Meeting, Matsumoto & Kimura Kyoto, 1973.
- 2) 安田・松本・木村 電磁界理論研究会資料 EMT-73-46. SPE, 1973.
- 3) H. Matsumoto Doctoral Thesis 1972.

[図1] 位相バニチング



[図2] 共鳴電流により作られる二次電磁界



I-38 サイクロトロンインスタビリティにおけるビーム型不安定と温度異方性による不安定

橋本弘藏, 松本 勉
(京大工)

ホイッスラーモード波のインスタビリティは、主として、ビーム型と温度異方性によるサイクロトロンインスタビリティに分けられ、これらについて物理的考察を加えることは、ゆれゆれの知る限りでは、線形理論において残された問題の一つと考えられる。

一方、磁場の無い場合については、ホットプラズマ中のビームプラズマ相互作用におけるビーム型とランダウ型の遷移と、O'Neil⁽¹⁾らが論じている。

ゆれゆれは、磁場のある場合について、ビーム型と温度異方性型の遷移等について論じる。波は、磁場に沿って伝わるものと、仮定する。

ビームの速度分布については、次の2つについて考える。(Vはビームの速度。)

1. Shifted Bi-Maxwellian

$$f(v_{\perp}, v_{\parallel}, V) = \frac{m}{2\pi k T_{\perp}} \left(\frac{m}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{1/2} \exp \left\{ -\frac{m v_{\perp}^2}{2k T_{\perp}} - \frac{m (v_{\parallel} - V)^2}{2k T_{\parallel}} \right\}$$

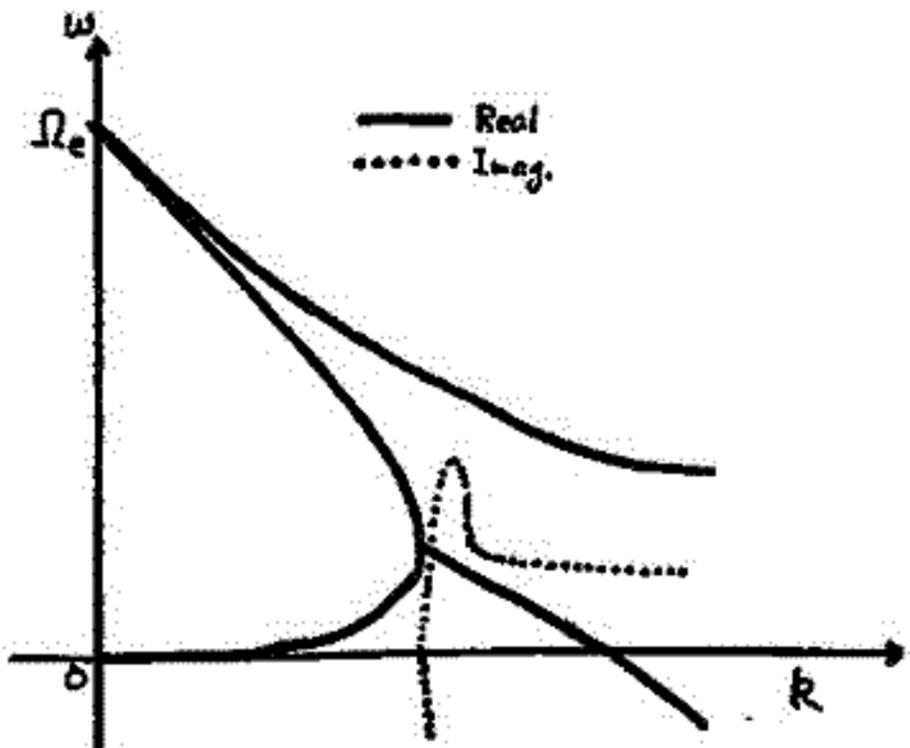
2. Lorentzian (Cauchy 分布)

$$f(v_{\perp}, v_{\parallel}, V) = \frac{v_{T\parallel}}{\pi} \cdot \frac{1}{(v_{\parallel} - V)^2 + v_{T\parallel}^2} \cdot h(v_{\perp})$$

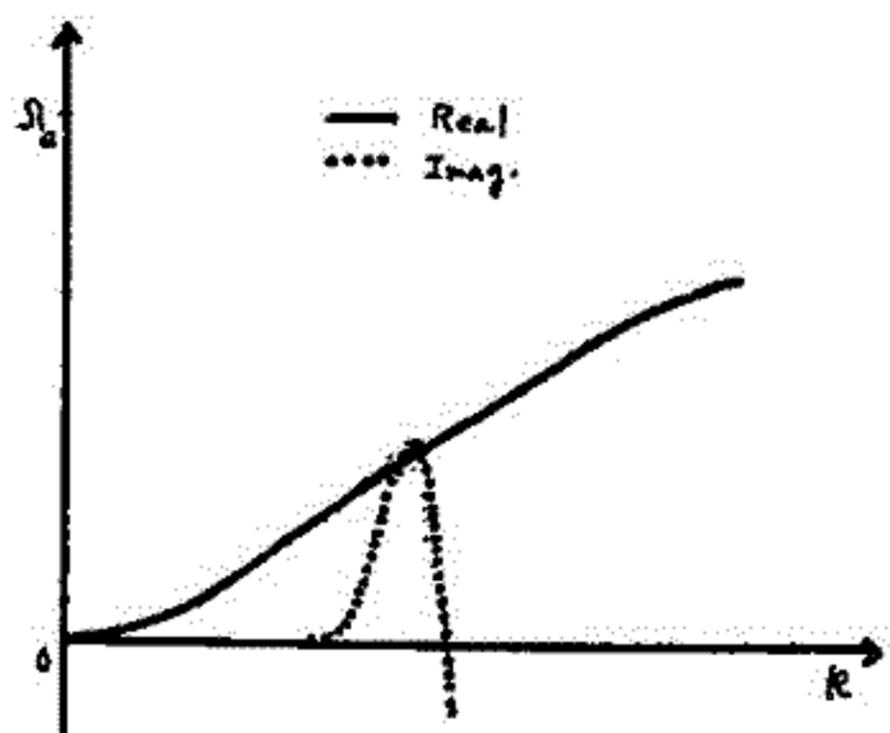
$$v_{T\parallel} = \sqrt{2\pi k T_{\parallel} / m}$$

$h(v_{\perp})$: 任意

結果の詳細は、当日述べる。典型的な例を、下に示す。



ビーム型の例 (コルビエ-ム)



温度異方性型の例

(1) T.H.O'Neil and J.H.Malberg, Phys. Fluids, 11, 1754 (1968).

島山 泉 ・ 木村 繁根

京都大学工学部

外部磁場 \$B_0\$ の浸透したプラズマ中に電子ビーム(ドリフト速度 \$U_b\$)が存在する場合のチェレンコフ不安定に関して、電子ビームに速度分布関数を導入して定量的解析を行なった。バックグラウンドのプラズマ(密度 \$N_a\$)はコールドプラズマとして、電子ビーム(密度 \$N_b\$)はホットプラズマ(マクスウェル分布, 熱速度 \$V_T\$)として取扱った。この場合、系の等価誘電率テンソル \$\hat{K}\$ は、\$\hat{M}_a, \hat{M}_b\$ をそれぞれプラズマと電子ビームの移動度テンソルとしてとして、

$$\hat{K} = 1 - i \frac{N_a e^2}{\omega \epsilon_0 |B_0|} \hat{M}_a - i \frac{N_b e^2}{\omega \epsilon_0 |B_0|} \hat{M}_b \quad (1)$$

で与えられる。ここで \$\hat{M}_b\$ には、T. Stix のホットプラズマに対する表式が適用される。系の分散式は、波動方程式

$$\hat{G} \cdot E \equiv \nabla \times (\nabla \times E) + \hat{K} \cdot E = 0 \quad (\mu \equiv \frac{c k_0}{\omega}) \quad (2)$$

の \$E \neq 0\$ なる条件、\$\det \hat{G} = 0\$ で与えられる。(今回は \$\omega\$ を実数とする場合、\$k_0\$ を実数とする場合の両者について解を求めた。)

1) 磁場に沿った伝播の場合(伝播角 \$\theta \equiv 0^\circ\$, 空間電荷波不安定)と、斜め伝播の場合(\$\theta \neq 0^\circ\$, チェレンコフ不安定)とについて、分散式の教値解の一例を図に示した。温度の上昇とともに増幅率 \$|k_i|\$ が減少している。(実線は安定モード、破線は不安定モードの実数部、点線はその虚数部を示している。)

2) 電子ビームの密度が一定以下、あるいは温度が一定以上になると、増幅(\$k_i < 0\$)から減衰(\$k_i > 0\$)に転じる。この変化を種々のパラメータについて教値解析的に調べた結果、帰納的に次のような増幅条件(\$k_i < 0\$ となる条件)を得た。

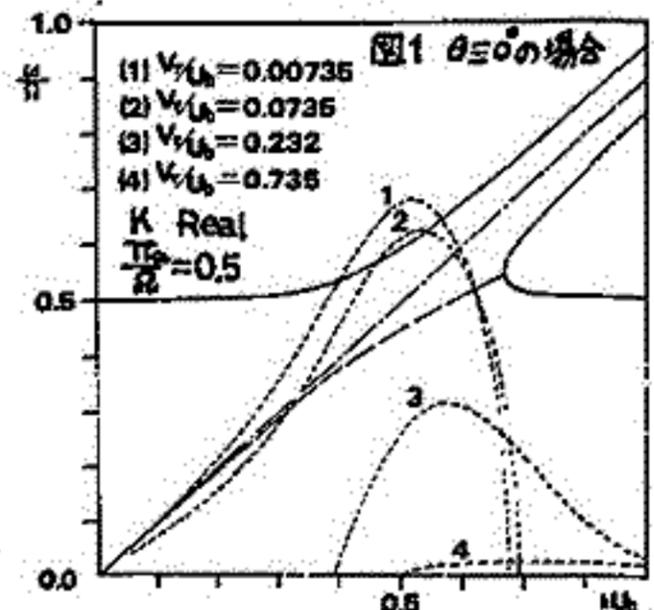
$$(\pi_b / \pi_a)^2 \cdot (U_b / V_T)^2 \geq 2 \{ (\omega_{a1} / \Omega)^2 - (\omega / \Omega)^2 \} / \cos^2 \theta \quad (3)$$

(\$\omega_{a1}\$ は共鳴周波数、\$\pi_a, \pi_b\$ はプラズマとビームのプラズマ周波数、\$\Omega\$ は電子のサイクロトロソ周波数)

3) \$\theta \equiv 0^\circ\$ の場合について、成長条件(\$\omega_i \equiv \text{Im} \omega > 0\$ となる条件)と解析的に調べた結果、次の式を得た。

$$k^2 \geq k_c^2 - k_0^2 \quad (k_c \equiv \pi_a / U_b, k_0 \equiv (\sqrt{2} \pi_b / V_T)) \quad (4)$$

(3)式は(4)式と近似的に同一の式であることが示される。従って、チェレンコフ不安定における増幅条件は、電子ビームの密度と温度とから定まるデバイ長(\$\propto 1/k_0\$)と、系の



(図1で \$\omega_i / \Omega\$ は10倍に拡大して図示)

特徴的な波長(\$\propto 1/k_c\$)との相対的な大小関係から、波の増幅あるいは減衰が定まることを示している。

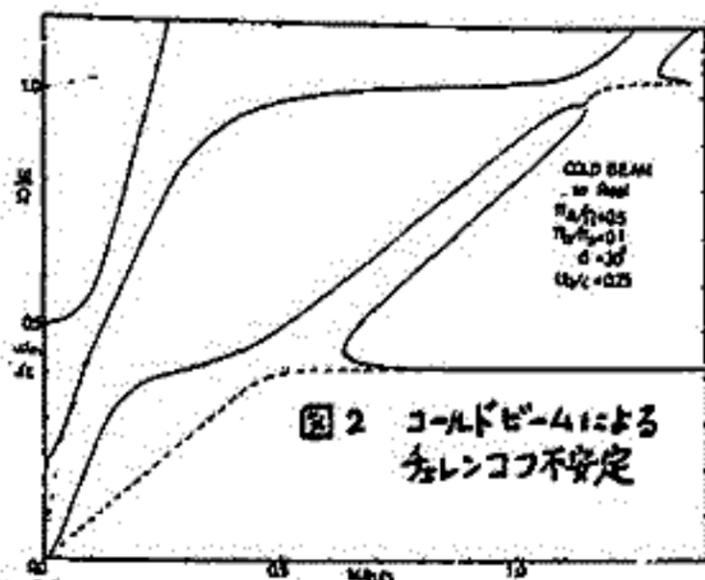


図2 コールドビームによるチェレンコフ不安定

* T. Stix; Theory of Plasma Waves

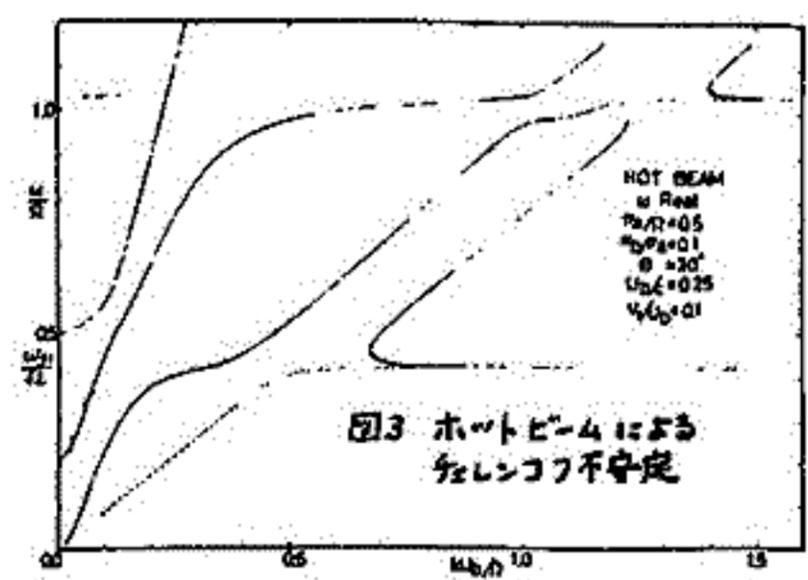


図3 ホットビームによるチェレンコフ不安定

I-40 Mead-Fairfield 磁場モデル中の電場と磁場勾配

ドリフトについて

恩藤 忠典, 相原 和弘

(郵政省電波研究所)

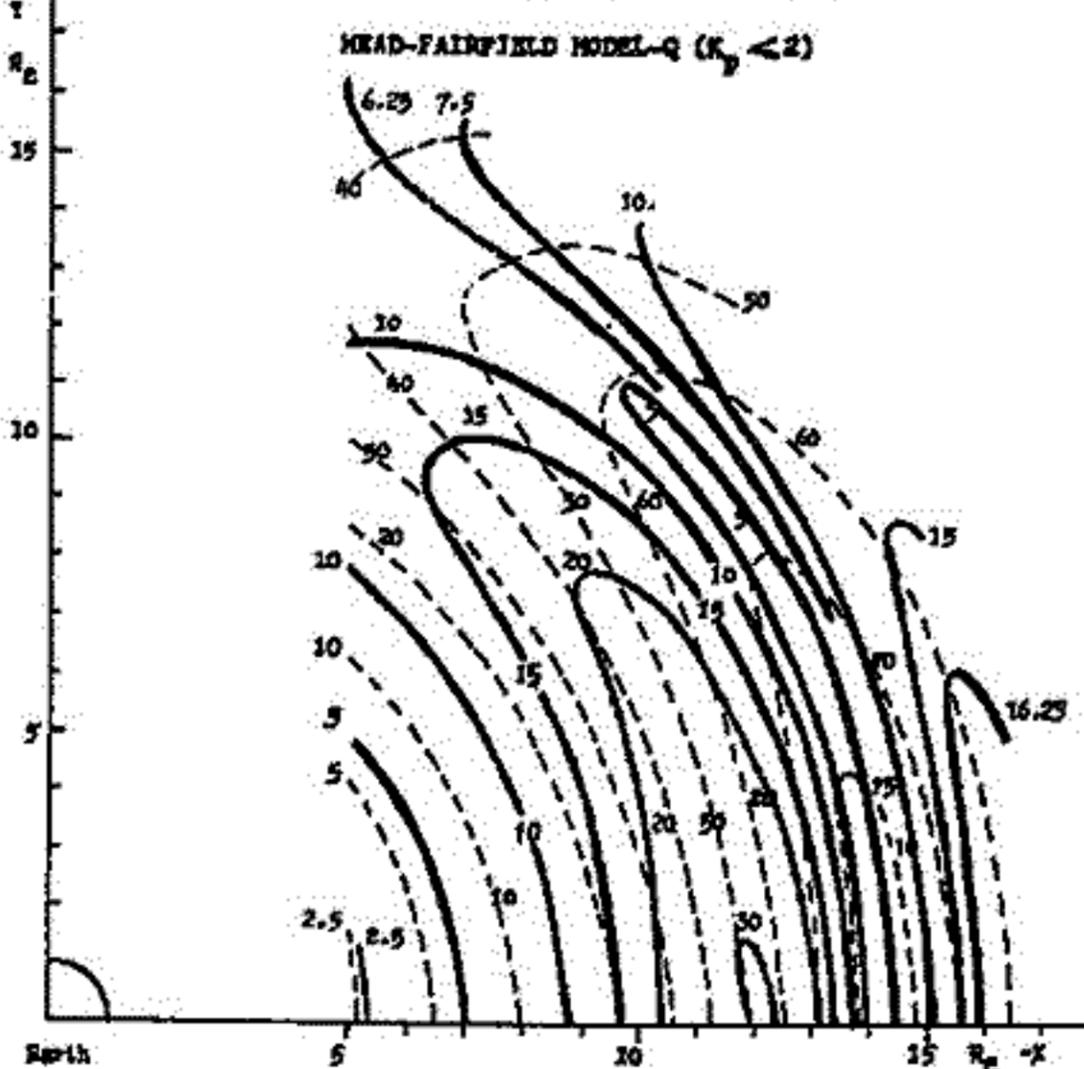
Explorer 33, 34, 41, 43号の磁場測定値に最小自乗法を適用して求められた Mead-Fairfield モデル^{*}を用いて, 10 eV~10 keV のエネルギーをもつ荷電粒子の電場ドリフト速度 V_E および磁場ドリフト速度 V_B を求め, 両者を比較してプラズマ対流領域 ($V_E > V_B$) とエネルギー毎に推定した。全ドリフト速度は $V = E \times B / B^2 + W_{\perp} (B \times \nabla B) / eB^3 + 2W_{\parallel} (B \times R) / eB^2 R^2$ ($W = W_{\perp} + W_{\parallel}$: 粒子エネルギー, R : 磁力線の曲率半径ベクトル) で与えられる。

簡単のために $W_{\parallel} = 0$ の場合 ($W = W_{\perp}$), 即ち磁気赤道面内におけるプラズマ対流のみを考慮する。従って電場ドリフトと磁場勾配ドリフトとを比較した。電場としては一様な西向き電場 0.1 mV/m ~ 10 mV/m を仮定した。

図はモデル-Q ($K_p < 2$) に用いた西向き電場 0.5 mV/m による電場ドリフト速度 (破線) V_E とエネルギーが 5 keV の粒子の磁場勾配ドリフト速度 V_B (太線) との等速度分布図を示す。この図からわかるように, 14 R_E 付近に $V_B = 5$ km/sec の極小と V_E の極大が重なり, 起きている。 $V_B > V_E$ の位置ではプラズマ対流は起らない。いま, $V_B \leq 0.2 V_E$ の領域を対流領域とすると, 5 keV 粒子の対流領域は 13~16 R_E 間の V_B の谷間のみ存在することがわかる。このモデルは 17 R_E 以遠には適用できないが, 16~17 R_E 間の -X 軸の近くでは $V_B > 0.2 V_E$ となる。 $E_w = 5$ mV/m のときは 10 keV 以下の全粒子に対して $R \geq 5 R_E$ の領域が対流領域となる。 $E_w = 1$ mV/m のときは 10 keV 粒子のみが 14~15 R_E 間の V_B の谷間に対流領域をもつ。

Corotation 電場を入れた全磁気図にわたるプラズマ流の方向, 10 keV 以下の粒子の対流領域等に関しても解析を行う。

Particle Energy : 5 keV $E_w = 0.5$ mV/m
 Thick Curve : Magnetic Gradient Drift Velocity in km/s
 Broken Curve : Electric Field Drift Velocity in km/s



* Mead, G. D. and D. H. Fairfield, Quantitative Magnetospheric Models derived from Spacecraft Magnetometer Data, JAGA, Kyoto, Sept 10-21, 1973

1-42 カレント・シート不安定性の計算機シミュレーション

深尾昌一郎 天野 要 津田孝夫
京大・工 京大・工 北大・工

time-dependent, collisionless, finite- β プラズマを扱う計算機シミュレーションの方法 (P.I.C法) をカレント・シート不安定性の問題に適用する。カレント・シート不安定性の問題そのものは線形の範囲では既に充分な理論的研究がなされており、非線形の範囲でもいくつかの研究が報告されている。しかし依然としてこの問題は重要であり、特に地球磁気圏尾部に生じるいくつかの現象を理解するにはその時間的推移を詳細に知ることが必要である。

我々のシミュレーションでは次のような結果を得た。

- プラズマ・シートは磁気シート幅の数倍の波長の tearing-type のモードを生じプラズマ粒子は local-pinches に分離するか、反転時間とともに隣接した粒子群が合体してモードの波長は増大する。
- その時磁場は磁力線の再結合を伴う X-型磁気中性点を形成し、これは磁気圏尾部における possible particle acceleration mechanism となる。

シミュレーションの結果は線形の範囲ではほぼ理論的に予想される通りであるが、非線形の範囲における現象の時間推移を個々の粒子の軌跡まで含めてかなり詳細に調べることが出来る。

深尾昌一郎 天野 豊 津田孝夫
京大・工 京大・工 北大・工

1953年 Dungey が初めて X-型磁気中性点の特異な性質を指摘して以来、X-型磁気中性点における磁力線のリコネクションと呼ばれるメカニズムは磁場の消滅を伴うプラズマ粒子の加熱、加速の現象を説明すると思われる重要な研究課題であった。

視覚的表現ではあるが磁力線のリコネクションとは初めに存在した逆平行磁場の相対する磁力線が再結合して X-型磁気中性点を形成し、このとき磁場のエネルギーがプラズマの熱ないし運動エネルギーに変換されてプラズマ粒子の加熱、加速が行われることである。逆平行磁場は太陽フレアにおける黒点磁場、オーロラ粒子の生成にかかわる地磁磁場の尾部などによく普通に存在すると思われるので、磁力線の再結合のメカニズムはこの現象の key process であると思われる。

および重要な問題であり、最近ますます盛んに研究されているが系の複雑なことから理論的に解析が難しく、特に現象の time-dependence についてはほとんど定性的な議論の域を出していない。

我々はこの問題に対して 2次元の collisionless P.I.C法による計算機シミュレーションを行い、難点を残しながらも次のような結果を得ている。

- 逆平行磁場を構成しているプラズマシートはその長さ L と幅 λ の比によって tearing-type のモードを卓越するか ($L/\lambda \gg 1$)、系全体がひとつの X-型磁気中性点を構成するか ($L/\lambda \approx 1$)。
- X-型磁気中性点が生成する時、その変化は与えられた境界条件の変化にほぼ directly に対応する。また湧きあがったプラズマが元の磁気中性面に沿って X-型の相対する2つの扇形領域に集まり、磁気中性点から離れて行く方向に流れを生じ、いわゆる Sweet's mechanism が可能である。磁気中性点付近はプラズマ密度が低くなる。

深尾昌一郎・鶴岡正行・津田孝夫
京大工 京大工 北大工

The classification of magnetic field in the vicinity of a neutral point is re-examined by the topological analyses. The so-called X- and O-type magnetic fields respectively occupy their own seat in the classified table. It may be the extension and generalization of Dungey's work (1953), but the probable existence of some types of neutral points —spiral and node— is pointed out first.

The solutions describe only the vicinity of the neutral point, and in practice one of them will adapt itself to that of the outer region. The tentative discussion of the evolution seems fascinating, since the magnetic energy reserved up to the extreme may lead to the abrupt release. This reservoir of energy cannot be expected in the X-type magnetic fields, which represented by the Sweet mechanism. It may be very difficult, however, to discuss quantitatively this new type of evolution, since it is essentially an unsteady process of three dimensional magnetic fields.

Study on the Frozen-in Magnetic Field in the Collisionfree Plasma

Senkichi Shibuya

Department of Physics, Faculty of Science, Yamagata University

A phenomenon of frozen-in magnetic field has been extensively treated from the magnetohydrodynamic viewpoint. But in plasmas with sufficiently low density the picture of frozen-in magnetic field need not always be valid. It is the purpose of this paper to give a derivation of frozen-in magnetic field on a physical model similar to that used by Dawson in his theory of Landau damping. As compared with the discussion of Landau damping, the inclusion of external magnetic field results in some differences in resonant condition and in scheme of wave-particle interaction. It is pointed out that a phase-bunching is important.

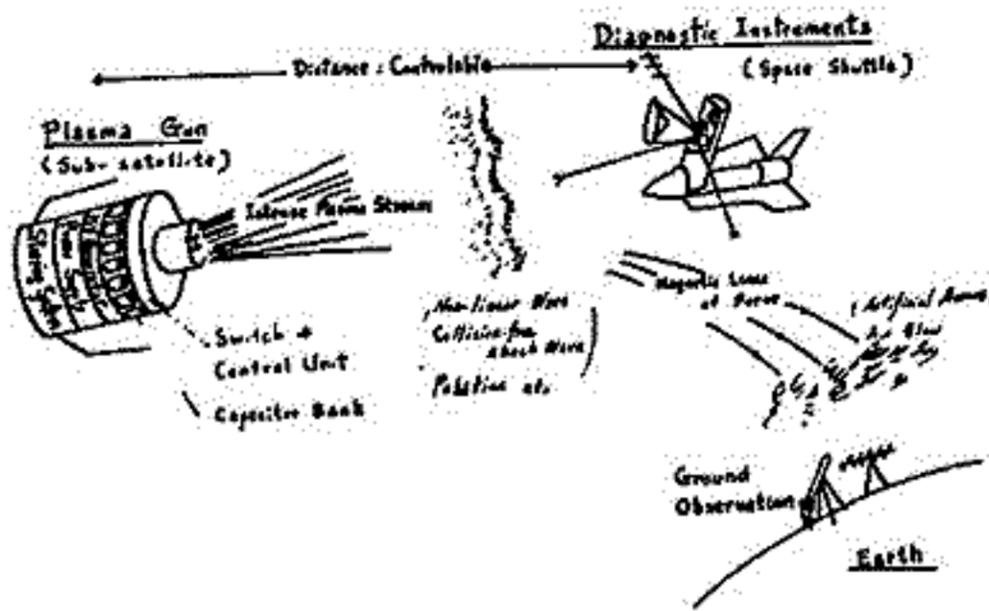
河島信樹

東京大学宇宙航空研究所

電離層や磁気圏の飛翔体による研究は、現在曲り角にきており、将来の研究の方向づけがいろいろ議論されているがその中で、Active Experiment の占める重要性は大きい。過去、いろいろ分野の科学の進歩をふり返ってみると、まず自然を観測して新しい事実や現象の発見にはじまり、それを詳しく調べ、その現象の物理的な説明という段階が続く。その後、人類は更に自然から与えられたものを制御して、物理的な説明を進展させると共に、自然にないものを作り出し、広く人類に役立ててきた。言う意味で電離層磁気圏の研究も今後自然を制御していく時代に来ているといえよう。現在迄に Active Experiment として既に電子ビーム、電波や、Chemical Release による研究が行われ、成果を上げてきている。一般に自然現象を制御する場合に、特に要請されるものとしては、出来るだけ大きなエネルギーを用いることが望ましい。しかしながら、飛翔体を用いる事が出来るエネルギーは飛翔体の大きさや重量が決れば必ず決ってくるもので限られており、むしろ重要なことは、そのエネルギーをどのような形で Release するかという事である。即ち、Total のエネルギーに次に重要な量としては、エネルギー密度がある。電離層や磁気圏に見えらるるエネルギーを例えば、Instability Trigger して一度に放出させる様な場合には少く、よほどのエネルギー密度の Thermal fluctuation level に比してかなりの大きなエネルギー密度がなければ現象を trigger する事は

できない。このような観点からエネルギー密度を大きくすることは、実験の一つの方向として大いに意味のあることである。エネルギー密度を大きくするという事は、取りもなおさず Power (出力) を大きくする事であり、エネルギー一定で Power を大きくするには、エネルギー放出をパルスにして大きな出力を得る事である。現在、イオンや電子、又プラズマによってエネルギーを放出する場合に、プラズマ銃は短時間で大きなエネルギーを放出する事が出来、実験室においては大いに利用されている。これを用いて、電離層、磁気圏に擾乱を起せ、オーロラや Substorm を人工的に起す事は、非常に興味ある実験である。

実際に、Space Shuttle を用いて行った場合の parameter を表一に示し、その実験の模式図を表二に示した。Space Shuttle の上空での実験と地上実験とタイアップして今後には行なわれていく新しい実験分野を発展させる事が出来ると思われる。



Plasma Source : coaxial type plasma gun	
Capacitor	5 μ F x 10 (50 μ F)
Voltage	29 kV (10 kJoule)
Repetition	every 10 sec
Plasma Parameters	
Temperature	10-100 eV
Total number	10^{19} - 10^{20} particles
Stream velocity	10^7 - 10^8 cm/sec
Duration	10 μ sec
Peak power output	100 MW
Energy density (erg/cm ³)	10^3 (100 μ s, 10-100 m)
Energy flux F region	$1 \sim 10^2$ erg/cm ² sec
Weight	
Plasma gun	20 kg
Power supply	400
Diagnostics	50
Navigation control	30
Total	500 kg
Electric Power	
Plasma source peak	10 kW, average 1,
Control circuit	0.1
Diagnostics	0.3
Total	1.4 kW
Size	1 m ³

萩崎 努, 小川 徹

京都大学工学部

電離層電流のロケットによる直接観測は、1949年 Singer 等により最初に行なわれて以来、多く行なわれてきたが、その殆どは磁気赤道近上或いはその附近で行なわれてきた。それらの結果によれば、磁気赤道附近では、電流の最大密度は高度100~110 Km にあり、また120~140 Km に第2の弱い電流層が存在する事が示されている。一方、中緯度には、電流が弱く成りした観測例は少ないが、現在までオーストラリアの WOOMERA, WALLOPS ISLAND, 鹿見島での例がある。

筆者らの K-9M-32号機(1970年9月27日15:42 JST 打上げ)による観測では、磁場が極めて静穏であり、このため、磁場測定が高精度で行なわれ、中緯度に行くと最初に電流密度の高度分布が得られたので、その結果を報告する。またこの結果と、他の磁気緯度でのロケット観測結果(精度が向上して1964年以降)を用いて、電流系の高度、厚さの磁気緯度依存性(S_q 電流系の断面図)を得たので、その結果も合せて報告する。

結果を要約すると次の様になる。

(1) K-9M-32号機による観測結果

0.2σ程度の磁場変化も検出でき、電離層電流密度の高度分布が精密に得られた。得られた電流系の lower edge は 101 Km, upper edge は 110 Km, 最大電流密度(東成分)は 104 Km にあり、その値は約 1.5 amp/Km^2 であつた。また106 Km 附近に第2の電流層があり、その電流密度は約 0.1 amp/Km^2 である。

(2) S_q 電流系の高度、厚さの磁気緯度依存性

S_q 電流系については、従来地上の磁場観測を基にして、二次元モデルを用い(高度、厚さを重視して)多くの研究がなされてきたが、高度、厚さが磁気緯度とともに如何に変化するかの研究は少ない。そこで上記の観測結果と、他の磁気緯度での観測結果を用いると、測定された地方時が異なるにもかかわらず、電流系(東西成分)の高度分布が磁気緯度とともに系統的に変化している事がわかった。利用したロケット観測は Thumba, Peru沖(磁気緯度 $0 \sim 1^\circ$), Peru沖(8°), 鹿見島(19.8°), Woomera(41°), Wallops Island(49°), Fort Churchill(69°)。

結果を大略すると次の様になる。

磁気緯度 $0^\circ \rightarrow 8^\circ$: 緯度とともに電流系の高度は急速に下る。厚さは $10 \sim 15 \text{ Km}$,

$120 \sim 140 \text{ Km}$ に第2の電流層があり、この高度も緯度とともに下る。

$8^\circ \rightarrow 69^\circ$: 緯度とともに電流系の lower edge は 95 Km から 110 Km に中、くり上る or, upper edge は 106 Km から 130 Km に急に上昇する。即ち最大電流密度の高度は次第に上昇し、厚さも増加する。第2の電流系は 8° で見られるが($0 \sim 8^\circ$ に比べて電流密度は $1/20$ 以下)、それ以上の緯度では観測されていない。

I-48 電離層プラズマ中のVLF帯プローブインピーダンス(Ⅱ)

麻生武彦

京都大学工学部電離層研究施設

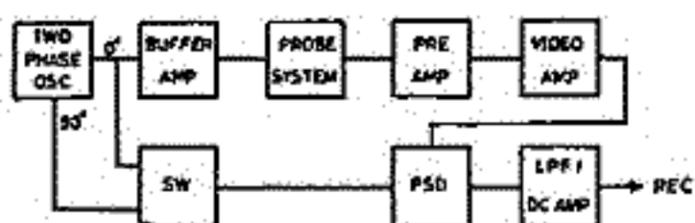
これまで(I), (II)に於て, VLF帯のアンテナインピーダンスのLHR(Lower Hybrid Resonance)同共振におけるインピーダンス共鳴(極大)の検出のfeasibilityについて, プローブを取り囲むイオンシース領域のインピーダンスの影響, プラズマ粒子の熱運動による散逸効果及び宇宙能率所に搭載されるプローブ系の速度の影響等に対して考察を加えた。本稿では主にシースインピーダンスのかかわりについて本研究施設のプラズマチャンバーにより実験を行ったことと概要を報告する。シースのACインピーダンスについて(F. Graue (1965)の実験があるが, 我々の場合はロケット搭載に適した測定システムの試作と共に, バイアス(+))印加によるAC(VLF)コンダクタンスのreductionという点に主眼点が当てられていること, 生成される実験室プラズマの条件コントロールによりシースの外側のplasma bulk impedance中のLHR共鳴の検出を目標として居り, その狙いを合く要としている。

右に別巻のブロックダイヤグラムを示す。

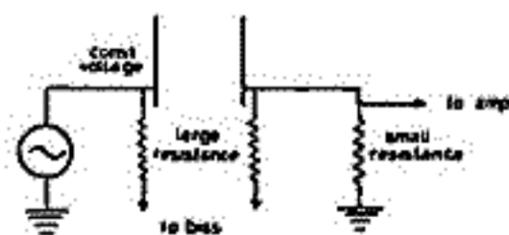
この回路は2相検出回路とPhase Sensitive Detectorによりプローブ系のアドミタンスのコンダクタンス(G)とサセプタンス(B)をベクトル的に測定するものであつたが, プローブ系は低出力, 入力インピーダンスの2端子回路として2電極間の平衡アドミタンスを対アース浮遊容量の影響を受けることなく測定できるように考へて居る。又高抵抗(50kΩ)を介して直流バイアスを印加する。

実験はArで $1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-5}$ torrの範囲で行つたが, そのなかで得られた一結果を掲げる。(右下の写真) これは2枚の電極に共に加えるバイアス電圧を変えた時の得られた信号(VIDEO AMP出力)波形を示すもので, 理論上容易に示されるbias印加によるAC(この場合1kHz)アドミタンスの増大を(バイアス電圧14.12Vの感度は10.8Vの1/2である。)明確に示している。又実験データは検出のプラズマ条件よりbias電流をパラメータとして500Hz~200kHzの同共振範囲のB, Gを($0.5 \mu\Omega \sim 200 \mu\Omega$ のゲインで)測定したものを示して居る。これらの実験は(II)の検討と相俟つて来春のL-3H-80ケタによる実験へと繋がつて行く中にある。

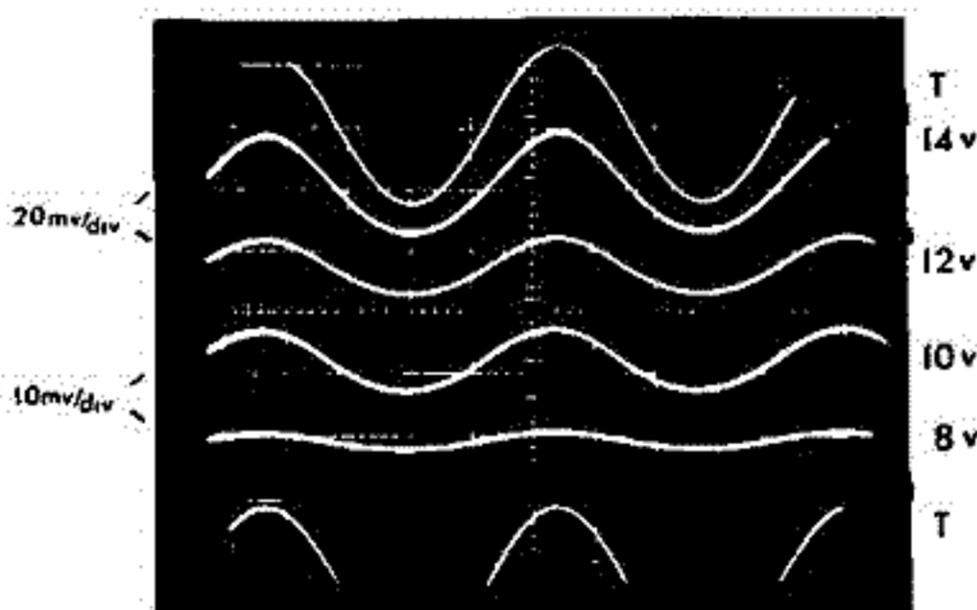
実験結果については別に学会で報告する。



BLOCK DIAGRAM



PROBE SYSTEM



POSITIVE BIAS EXP 1 KHz

まえがき VLFドップラー法による電子密度の測定はK-9M-38, 42号機いらいロケット内のLC発振回路によるローカル周波数のドリフトを打ち消す方法がとられた。これによりロケット搭載機器は大巾に簡易化された。一方、地上データ処理装置についても今回の実験から従来のドックアップ用として新しい方法を試みた。

今回も同時にインピーダンスアローブとの電子密度の相互比較測定が行なわれた(東大宇宙研・大林・江尻・渡辺)。K-9M-38号機の相互比較実験では、VLFドップラー法による電子密度よりもインピーダンスアローブ法による方が小さい結果がでていた。この原因は搭載相乗機の影響でロケットのポテンシャルが下がり、ロケット周辺の電子密度が小さくなっていたと考えられている。今回はそのような原因となる相乗機はなかったの正しい相互比較が行なえる筈である。今回はこの二点について報告する。

搭載装置及び地上データ処理装置 刈谷市の依佐美局(NDT)からの17.4kHzの信号をモノポールアンテナで受信する。これをローカル周波数10.0kHzでビートダウンして7.4kHzを#11で地上へ送る。この信号はドップラーシフトを受けている。又、同時に#12でローカルの10.0kHzを地上に送る。図1の検波(DET)までが今回の改良点である。地上では10.0kHzと水晶発振による安定な17.390kHzによりビートを作り、これと#11の7.4kHzとを加算してテープレコーダーで録音する。このようにすれば、再生時に包絡線検波をすると必要なドップラービート(上記の7.4kHzと7.390kHzの差)が得られるので、後は今までと同様の解析法が使えらるることになる。

実験結果 図2はK-9M-43(48年8月21日, 16:00JST)によって得られたドップラービート周波数を図1に示す回路によりソナグラムにしたものである。

予稿には図示していないが従来の装置を使っても同時にデータ処理をした。

この結果を比較すると全く同様の結果が得られ、今回の簡易処理法は全く問題がないことがわかった。すなわち、従来の方法では内之浦でリアルタイムデータ処理時に必要不可欠であったデータレコーダーは普通のテープレコーダーでかきかえられることになった。

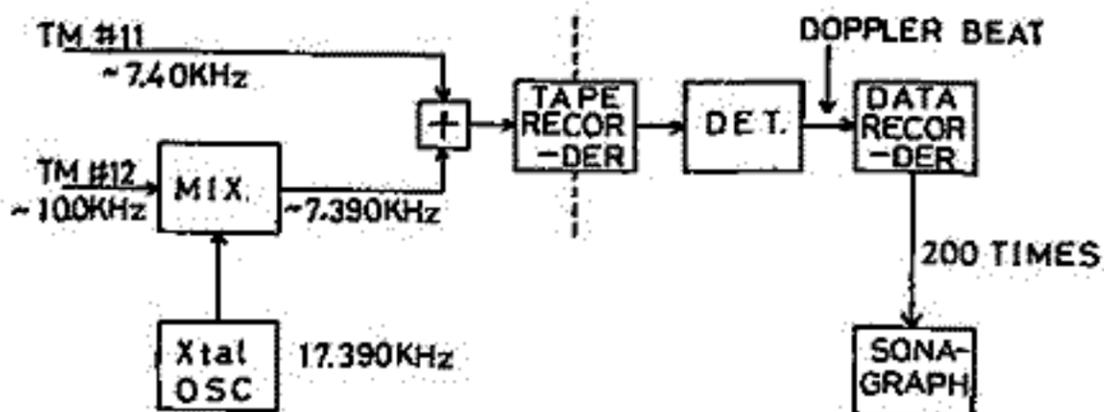


図1. 地上データ処理装置のブロックダイアグラム

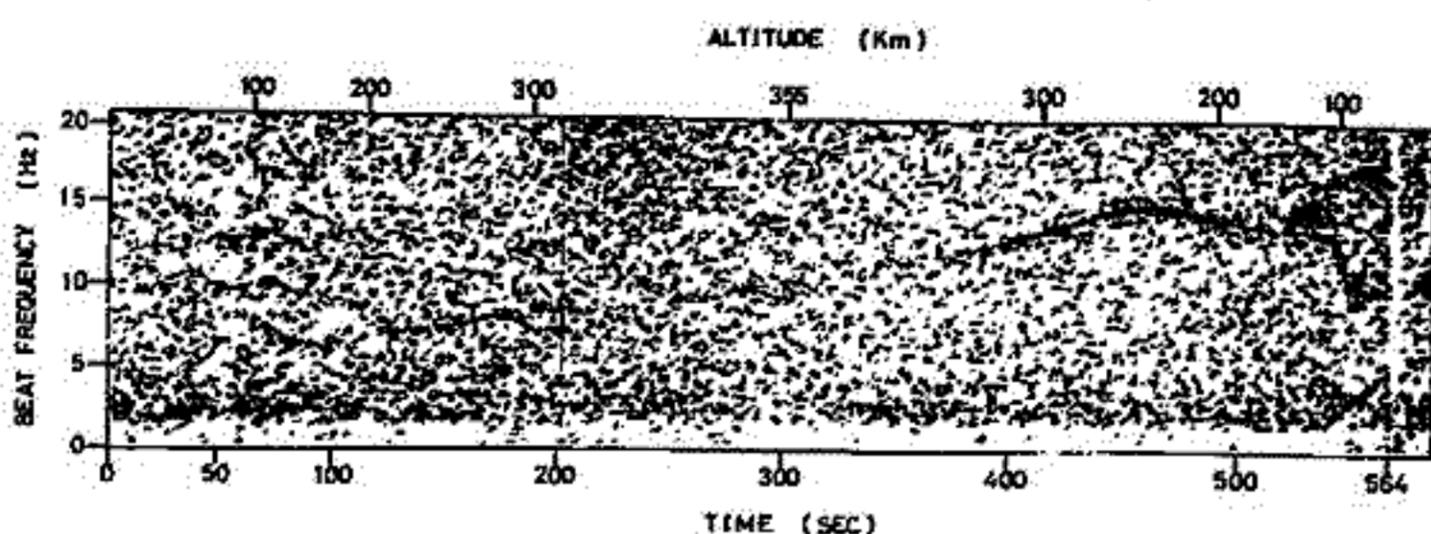


図2, K-9M-43号機で観測された17.4kHz信号のドップラービート

竹屋 考夫 南 繁行

大阪市立大学工学部

前回までの講演で、メッシュグリッドをもつイオンプローブを用いて、その周波数特性からイオンに関するパラメータを測定する方法について実験の結果を報告した。特にイオンプローブ特性のディップ周波数がイオンプラスマ周波数を示すことが実験的に確かめられてきたので、その測定原理をあらわかにすることは重要であり、実験を進め、その検討を加えての報告する。

(1) DCイオントラップとACイオンプローブの比較をヘリウムプラスマで行った結果を先に報告したが、今回は、同じく東大宇宙研に設置されたスイースチエンバ(200μ×300)で後者振散形プラスマ源で生成されたアルゴンプラスマを用い、インピーダンスプローブ(Y.H.P. Co #48/5A)で求めた電子密度と比較実験をし、全体的により一致を得た。

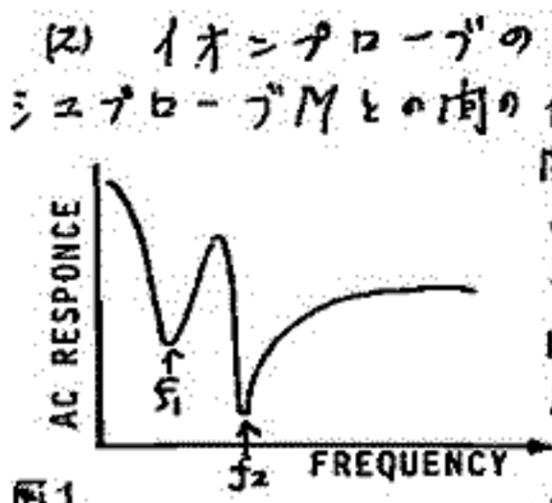


図1

(2) イオンプローブのメッシュグリッドGと、それから数10cm離れた位置にあるメッシュプローブMとの間の低周波インピーダンス特性を測定した。典型的な応答パターンは、図1に描いたように2つのディップを呈した。単純なM-M間のプラスマの等価回路を考えると、図2のようにシースインピーダンス Z_s と中性プラスマのインピーダンス Z_p とで表わされる。 Z_s は、比誘電率 $\epsilon_s^* = 1 - (f_{ps}/f)^2$; (ただし $f_{ps} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{N_s e^2 / M E_0}$, N_s は、シース内イオン密度)をもち、 $f = f_{ps}$ で共振を示す。

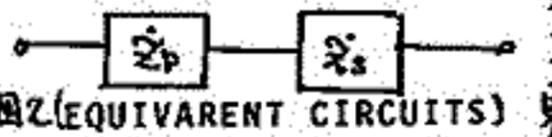


図2 (EQUIVALENT CIRCUITS)

また、 Z_p は低周波部においては、L.H.R.周波数の共振を示し、 f_2, f_1 が各々に対応すると考えられる。ところで f_2 は、静電シース内イオン密度であるが、実際は、 f_2 は中性プラスマのイオン密度より求まるイオンプラスマ周波数を示した。この理由を考案する。振動を受けたイオンは、平均軌道速度を考えると、考えている低周波(数10kHz)では、1サイクルで振動する距離がシースの幅(入射オーダー)をしのぐため、ダイナミックなイオンの軌跡は、シースを意識せずプローブとポテンシャル的に中性プラスマが共存することを意味し、負の直流バイアスの時、交流分として受かるイオン電流のレスポンスは、あたかも f_2 が中性プラスマの密度のように振舞うと考案した時の特性に似ている。

(3) イオンプローブは、グリッド前面のプラスマインピーダンスとコレクタ捕集交流電流が比例すると考案すると、イオンプラスマ周波数がディップすることから理解できる。L.H.R.周波数がこの場合検出されないのは、コレクタではイオン電流を捕集するための、シースのインピーダンス変化の特性への寄与が、より大きいために隠れてしまうのであろう。イオントラップは、グリッドとコレクタに電荷分離して測定するが合成電流は本来ラングミュアプローブと同じである。ここでイオンプローブの等価回路を図3に示す。セルフインピーダンスプローブと同じ動作をし、グリッド前面のインピーダンスとイオン電流の4捕集すもカレントトランスを検出することになる。イオンプローブは、(2)で述べたMutual系に比べ、中和コンデンサC_Nによるバランス回路になっているので、検出感度の高いのが利点である。

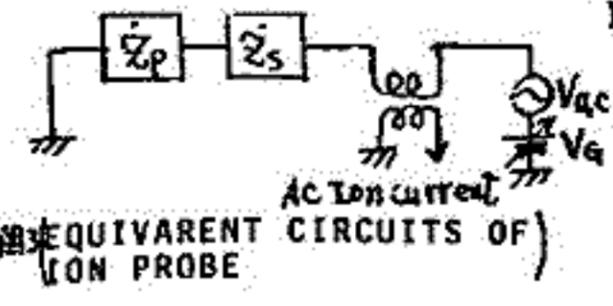


図3 (EQUIVALENT CIRCUITS OF ION PROBE)

電波研 宮崎 茂

下部電離層は原子分子反応過程の複雑な領域であり従って外部からのエネルギー源機構も複雑な領域である。さらに極地域においては極光活動と重要な関連をもち、また磁気圏と密接な関係をもっている。これらの重要性にも拘らず下部電離層は未だに観測が最も遅れている分野の一つである。この理由として、電子密度の小さいこと、中性分子との衝突周波数が高いこと、また測定周波数が低いため従来のアンテナでは効率が非常に悪いこと等が挙げられる。ここでは著者がオーストラリア極観測越冬隊(1972年2月-1973年2月)に参加して、Low Frequency Pulse Sounderで大きなアンテナ系を用いて昭和基地付近において下部電離層観測の基礎実験を行なったのでその概要、結果について報告する。

野外で実験を行うための、重量および発電機電源容量の関係から、昭和基地において従来の観測機の送信部を励振段および結合を除いてすべて半導体を使用する回路に改造した。主な電気的諸元は、周波数範囲: 50~2150 KHz (手動)、送信尖頭出力: 約 1 kW (推定値)、送信パルス巾: 40~400 μ sec (可変)、繰返し周波数 40~200 Hz (手動) である。

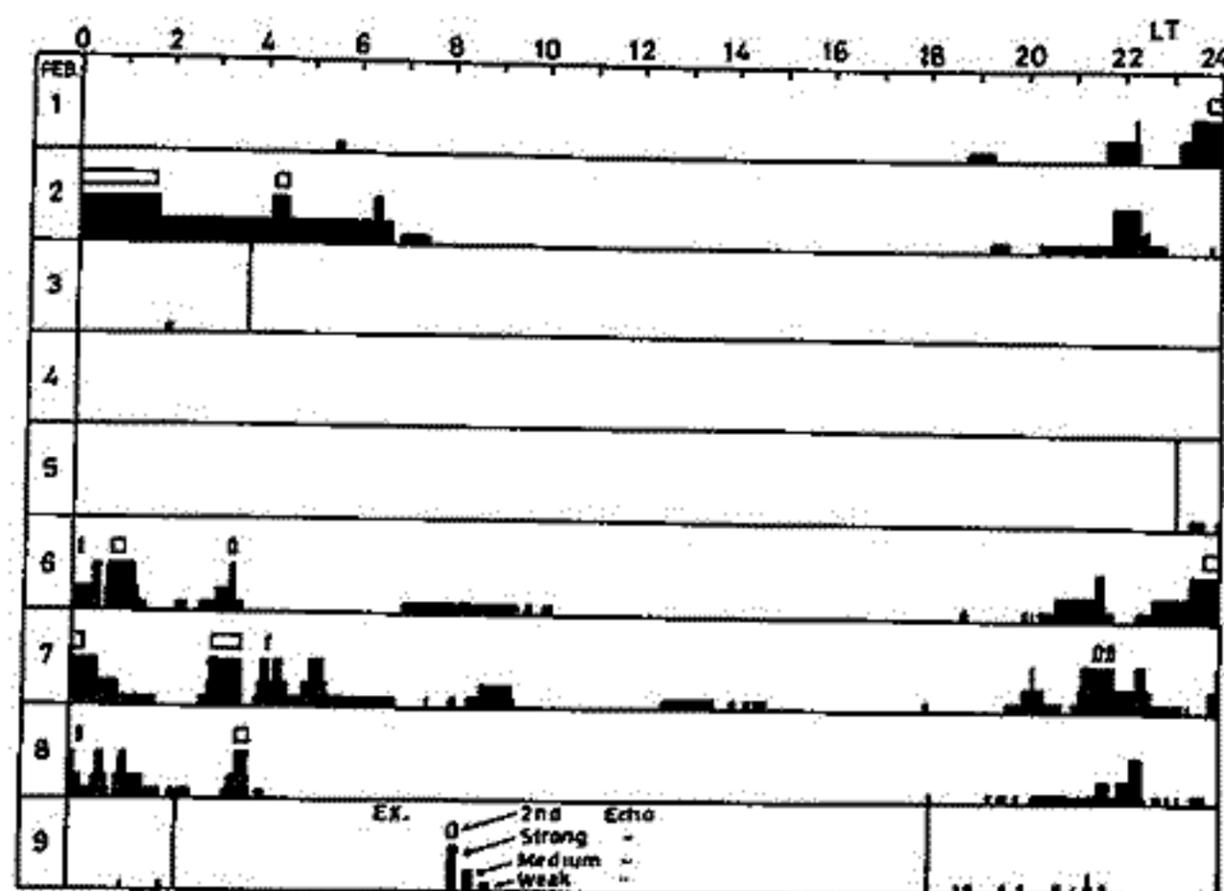
南極大陸の雪の誘電率はその表面において1.5、そして深さと共にその値は増え、深さ120 mにおいて3.2の一定値になる。Dielectric Power Factor $\tan \delta$ は 2×10^{-2} (集中度0.31) である。それ故雪面上のアンテナは真空中のアンテナの特性に非常に近い。¹⁾

3回のLF観測の野外実験を行なった。i) 大陸F16地帯(69°02'S, 40°03'E), 昭和基地の東20 kmの地帯、雪の深さ470 m、全長475 mの直交ダブルットアンテナを雪面上に敷設した。観測期間1972年10月19日00時から21日12時、観測周波数 250, 750, 1200, 1850, 2100 KHz。

ii) Skjegget Peak, SKARVS NES (69°27'S, 39°35'E) 昭和基地の南48 kmの地帯、雪の深さ360 mの断崖絶壁に送受信2組のデルタ型アンテナを張った。1 x 1 x 1 mの幅は500 m。

iii) 大陸F18地帯(69°02'S, 40°07'E)、昭和基地の東24 kmの地帯、雪の深さ752 m。2組の直交ダブルットアンテナを雪面上に敷設した。送信用全長1600 m, 受信用全長1000 m。

観測の結果から、(a)比較的小電力(1 kW以下)で下部電離層からの反射が周波数50-



2150 KHzと明瞭に観測され、断崖絶壁および複雑時の日変化が観測された。

(b) 雪面上に敷設したダブルットアンテナの有効性が実験で確認できた。

(c) 断崖絶壁ダブルットアンテナを用いる多天観測によって下部電離層の微細構造、電離雲の移動が観測できる可能性がある。

1) Yoshino, T. and T. Ito, JARE Scientific Rep. NO.2, P.125, 1971.

←オ1図: 大陸F18地帯における観測結果。

1-52

Measurement of floating potential in rocket experiments

小山孝一郎, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

我々はロケット実験において電離層プラズマの電子温度の測定を行う一方、電子温度プロブの Reference 電位によって floating 電位の測定を行ってきた。floating 電位は直接地球物理的には何ら重要な要素とはなっていないが、photoelectron energy Analyzer, Langmuir probe 測定器などの bias 電圧を最適に設定するのための情報を与えてくれ、同時に他搭載計器によるプラズマ disturbance の程度をある程度しることもできる。

今迄 K-9M, K-10 型と S-210 型で測定された floating potential は高度 200km 付近で K-9M type 2 1.4V, K-10-type 2 0.5V 程度であり、S-210-型 2 (は) Sporadic E 層で 211E 付近に於ける電位は ±5V 程度と変動する。特に Sporadic E layer 中では floating potential は 211E 2 種とも興味あるプロブを示し、この電子密度のプロブ E logogram の形状 E あり。250° 方位に 7112 は既に発表してある。諸氏は今迄測定した floating 電位の値を公表する

Reference

Oyama et al, R.I.S.R.J. 35, 65, 1971.

I-53 Development of a glass-sealed Langmuir probe

— preliminary result of K-10-10 —

小山孝一郎, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

下部電離層中の電子温度測定を目的として開発したガラス管封入型ラングミュアプローブ(図1)はS-210-6号機にてその有用性を証明した⁽¹⁾。ロケットの姿勢がゆるぎたために、ロケットの最高到達高度付近でしか結果が得られなかった。K-10-10号機(1973年9月22日, 19時20分(JST)発射)において、自作によるラングミュアプローブ測定器を用いて最終的な確認を行った。更にK-10-10号機にはラングミュアプローブとの比較測定、電子温度プロフィールの蓄積を兼ねて、電子温度プロフィールも搭載された。図2にはガラス封入型プローブによって得られたデータの一部を示されている。得られたデータを定量的に解析した結果、ガラス封入型プローブは予想通りに働いたことが知られた。本ロケット実験によってガラス封入型ラングミュアプローブの有用性はS-210-6号機にひきつづいて証明された。本プローブを後用することによって、Sporadic E⁽²⁾層中の電子温度⁽²⁾を測定できることになる。

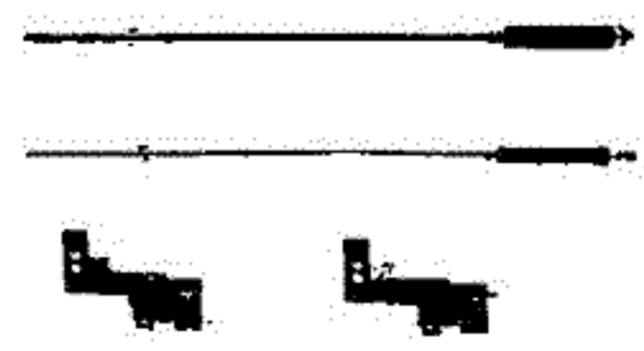


図1

References

- (1) Hirao et al., Space Research XI, 1971
- (2) W.H. Hooke, P.S.S. 12, 737, 1969
- (3) Aubry et al., Radio Sci 1, 170, 1966

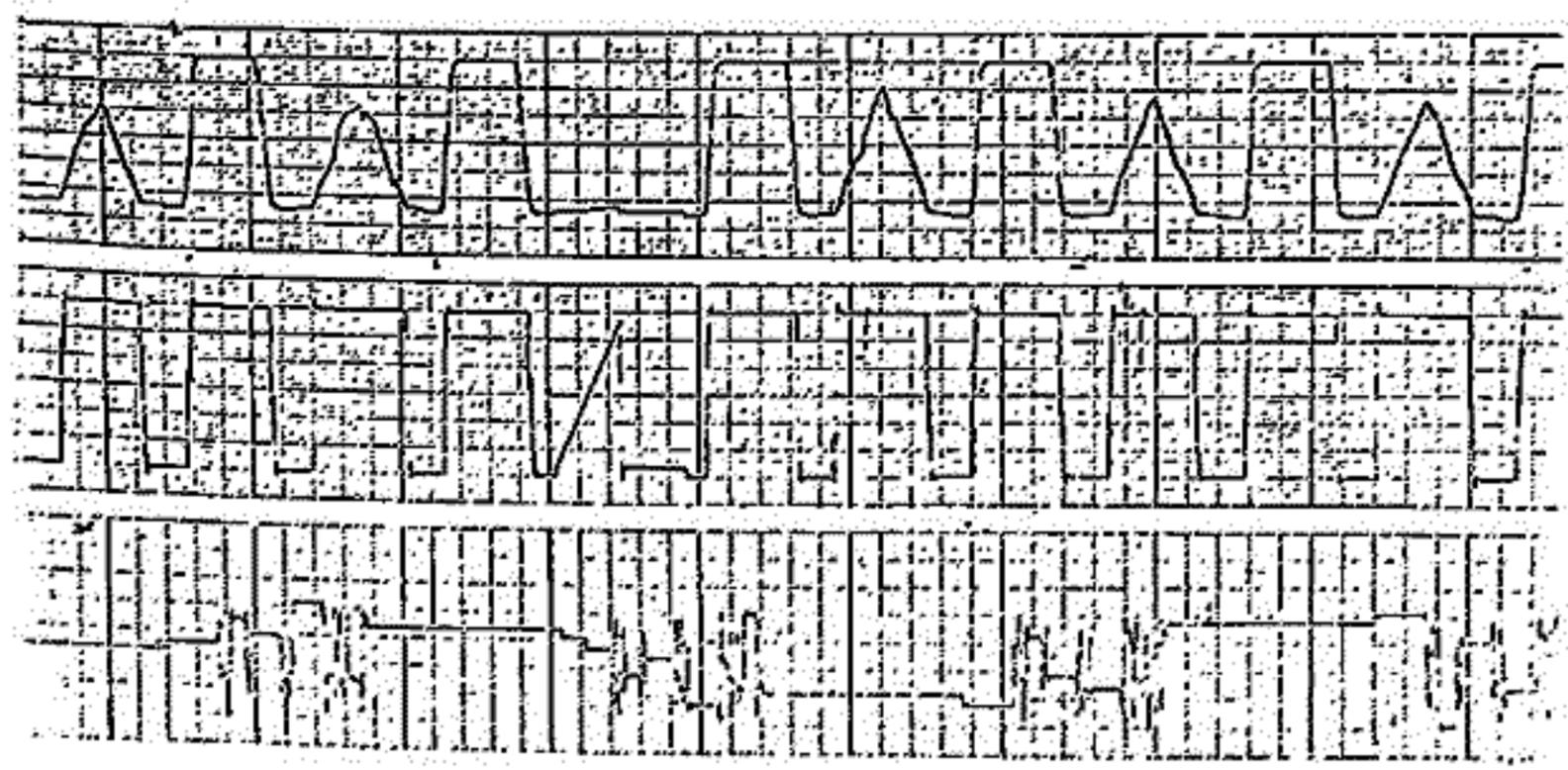


図2 上段: DC Amp. low, High gains によるラングミュアプローブ信号, 中段: High gain によるラングミュアプローブ信号 (20secに0.5sec向), Sweep 20sec/monitor, (2の0.5sec向に Drift checker, level checker (100245))
下段: 質量分析計の signal

in retarding potential trap and Langmuir probe

小山孝一郎 平尾邦雄

東京大学宇宙航空研究所

衛星観測における電子温度、イオン温度に関する混乱に関しては、いまだ未解決である。最近 Ogo 4 のイオン温度と Radar 技術による値との違いと、一方 Ogo 6 におけるおどろくべき一致との相違は Retarding potential trap のものの構造にあるのではないかとする論文が発表された⁽¹⁾⁽²⁾。即ち Collector に印加した負電圧によって実効的な Grid 電圧が減少するためイオン温度が高くみられると11うことである。しかしながら Ogo 4 において別の観測例をみると⁽³⁾(図), そのほかならずとも Back scatter との相違を示さない場合がみられる。図が示すようにそれは plasma Density が低い時により一致を示す傾向にある。特に Pfister⁽⁴⁾を指して11るよう(に、夜間のデータは昼間のデータにくらべ Back scatter と一致する傾向にあるようである。前の学会で我々は Retarding potential trap による測定は Langmuir probe の場合と同様、電極のよごれによって往々に正確な温度を与えることができないことを示した。電極が汚染されて11る場合得られるイオン温度は (1) Ambient plasma の Density が受けられはうすいほど、(2) 電圧、電流特性を得るための掃引電圧が早ければ早いほど、正しい値に近づく11ることになる。従って上記 Ogo 4 の結果は電極の汚染そのものを示して11るよう(にみえる。

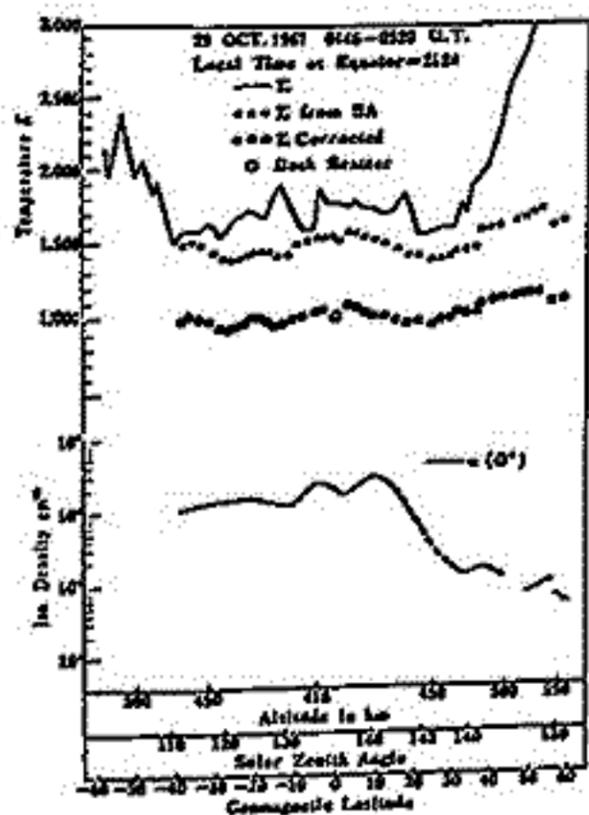


図 a

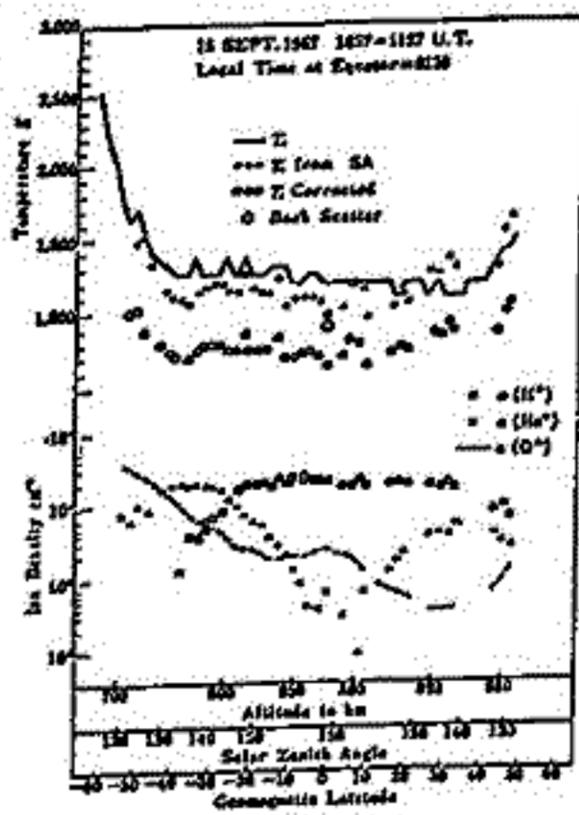


図 b

References

- (1) W. B. Hanson et al, J. G. R. 11, 1914, 1972
- (2) P. D. Goldman et al, J. G. R. 98, 2407, 1973
- (3) S. Chandra et al, J. G. R. 25, 3867, 1970
- (4) W. Pfister, Space Research XII, 1261, 1972

electron spectrometer による熱的電子の
測定 —— Langmuir probe との比較

向井利典 小山孝一郎 平尾邦雄

(東大宇宙研)

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ている。通常、電離圏の電子は thermal part (ほとんど全て) と non-thermal part (= 中・低緯度の昼間では光電子、密度にして thermal part の約 $1/10^6$) から成っている。thermal electrons の重要なことは勿論であるが、non-thermal part もまた、thermal electrons の source および原子分子現象に関与しているのも重要なことである。従来の研究で最も不足しているのは、thermal part と non-thermal part の transition region でのエネルギー分布である。近年 Ashihara & Takayanagi⁽¹⁾ はこの energy range の分布を理論的に詳細に研究した。また実験的にも Hays & Nagy⁽²⁾ の観測があるが、彼ら自身も述べているように未だ不十分である。(少くとも 0.5 - 1 eV の energy range の結果が乏しい。)

1974年1月に flight 予定の K-9M-45 号機には TEL, TED, ESEL, SUV, PRE が搭載される。このうち前者により thermal ~ 30 eV までのエネルギー分布が測定されることが可能である。

筆者らはこのための予備実験として、東大宇宙航空研究所の Space Chamber 内に back-diffusion type の plasma 中で作られた plasma の電子のエネルギー分布を2通りの方法で測定した。

1つは、球プローブを用いた Langmuir Probe である。二次高調波法によってエネルギー分布および空間電位を測定した。なお S/N 比を良くするため同期検波を用いた。

もう1つは、K-9M-45号機搭載用の low-energy electron spectrometer (ESEL) を用いた。これについては従来から筆者らが本学会でも報告してきたが、collimator (collimating electron lens), hemispherical electrostatic analyzer, channeltron から成っている。二次高調波法によって検出された空間電位が、collimator のオーム電極に印加された。energy range は 0 eV \rightarrow 10 eV と sweep されたが、collimating electron lens の不明確さ (transmission 特性の不明確さ) により、データ解析は 0.4 eV 以上の energy range で行った。

Preliminary の結果としては、両者の方法は一応 reasonable な結果を出しているが、Langmuir Probe で求めた電子温度よりも electron spectrometer で得られたエネルギー分布から求めた電子温度の方が数百度高い。しかし、これは spectrometer の energy resolution が約 0.2 eV であることによる分布の拡がりによる原因である。この点を考慮に入れた解析については、講演の際、報告する。

Ref. (1) O. Ashihara & K. Takayanagi, to be Published

(2) P. B. Hays & A. F. Nagy, Planet. Space Sci., 21, 1301, 1973.

S-210-9号機及びK-9M-43号機による電離層電子密度の測定

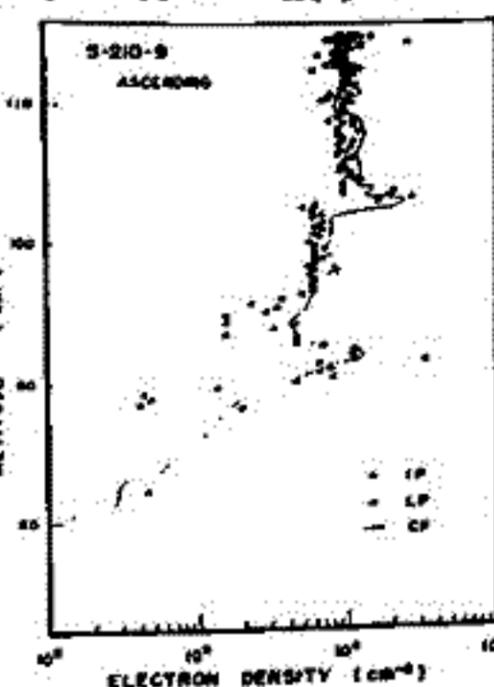
渡辺勇三 江尻全機 大林辰蔵
東京大学宇宙航空研究所

[1] S-210-9号機は、昭和48年8月19日18時55分、下部電離層観測の目的で打ち上げられた。搭載された電子密度測定用のキャパシタンスプローブ(CP)、インピーダンスプローブ(IP)、リングミュアプローブ(LP)は、正常に動作して、低域電離層(72 km ~ 115 km)の電子密度を精密測定した。

キャパシタンスプローブは、プラズマ中プローブの容量値を共振周波数の形で測定するもので、S-210-5号機(昭和45年9月)、6号機(47年1月)、8号機(48年1月)に搭載され、種々改良されてきた。今回は、80秒~257秒で測定された。基本共振周波数は、温度ドリフト分の補正を行なった後、-65V印加時の値を基準にして校正された。DCバイアス特性より、電子密度の絶対値とシースの厚さが求められる。降り236秒以後にシースが厚くなり影響が出たが補正された。センサー自体のWAKEの効果はほとんど無かった。空力加熱は270秒から現われた。

インピーダンスプローブは、プラズマ中プローブの容量値の周波数スペクトラムを測定するもので、87秒~257秒間で各種レゾナンスの検出を行ない、高域ハイブリッド共振周波数(f_{UHR})より電子密度が求められる。プローブアドミッタンスの周波数スペクトラム中にプラズマ共振周波数(f_p)の点で並列共振現象が検出されて、計算値と±10%で一致するこゝが確かめられた。ロケットWAKEの影響は、サンプリング周期

K-9M-43 (18:00 AUG.21.1973)



(2%)と、スピン周期(2.5%)のビート(0.5%)で現われ、 f_{UHR} 、 f_p 、シース共振周波数(f_{SHR})、 f_{UHR} の共振の良度(Q)に、波状効果を与えた。スペクトラム中の f_{UHR} より高域で、スピン周期で規則正しく、巾のある凹みが観測されたが、これは、 ∇B によりプローブ側トランジスタの増巾率が変化して、プローブ容量を誤って測定したからと考えられる。



リングミュアプローブは、三角電圧(0~5V、2.6秒)掃引時のプローブ電流を測定するもので、12回測定され、 N_e と T_e が算出された。データ中にスピン周期で凹みが現われたが、WAKEの中心で電子密度の減少を検出したものである。

以上の各観測装置により測定された電子密度分布を上を示す。昇り92(km)、102(km)と降り104(km)、93(km)にEs層が観測された。三者の観測結果は極めて良く一致し、 $N_{e\max} = 3.0 \times 10^{11} (cm^{-3}) [E_s] \sim 1.4 \times 10^{11} (cm^{-3}) [E]$ であった。

[2] K-9M-43号機は、昭和48年8月21日16時00分、打ち上げられ、標準型インピーダンスプローブにより、90(km)~355(km)で N_e の精密測定を行なった。同時に観測されたイオノグラムによる電子密度は、Es層で $4.5 \times 10^{11} (cm^{-3})$ 、F層で、 $6.1 \times 10^{11} (cm^{-3})$ となり、上場の高高度分布と一致した。

L-3H-8 搭載用中性大気温度計

平尾邦雄・松村正三
東大宇宙研

前回の学会にも報告した Time-of-Flight テクニクを用いた稀薄気体温度計を来月 1 月打ち上げ予定の L-3H-8 号機ブースターに搭載する。原理は一定距離を飛来する粒子の時間分布を測定し、それから速度分布従って温度が算出される訳である。

実験室では 10cm の距離を置いて例えば N_2 では室温で $170\mu s$ 程度の位置に時間分布の山ができるので $10\mu s$ の時間分解能でかなり精度良く温度が求まった訳であるが、ロケットに搭載した場合は、ロケットの併進速度によって分布の中が縮められるのでより短かい time-base が要求される。分布は

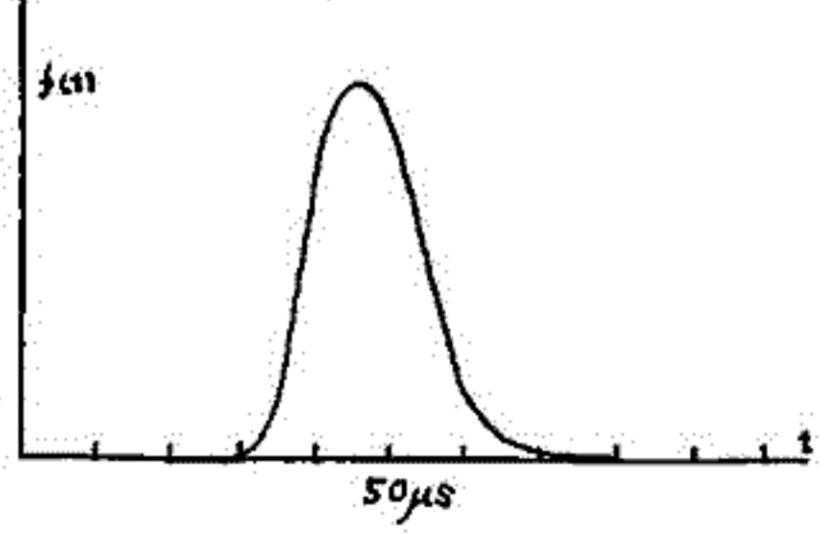
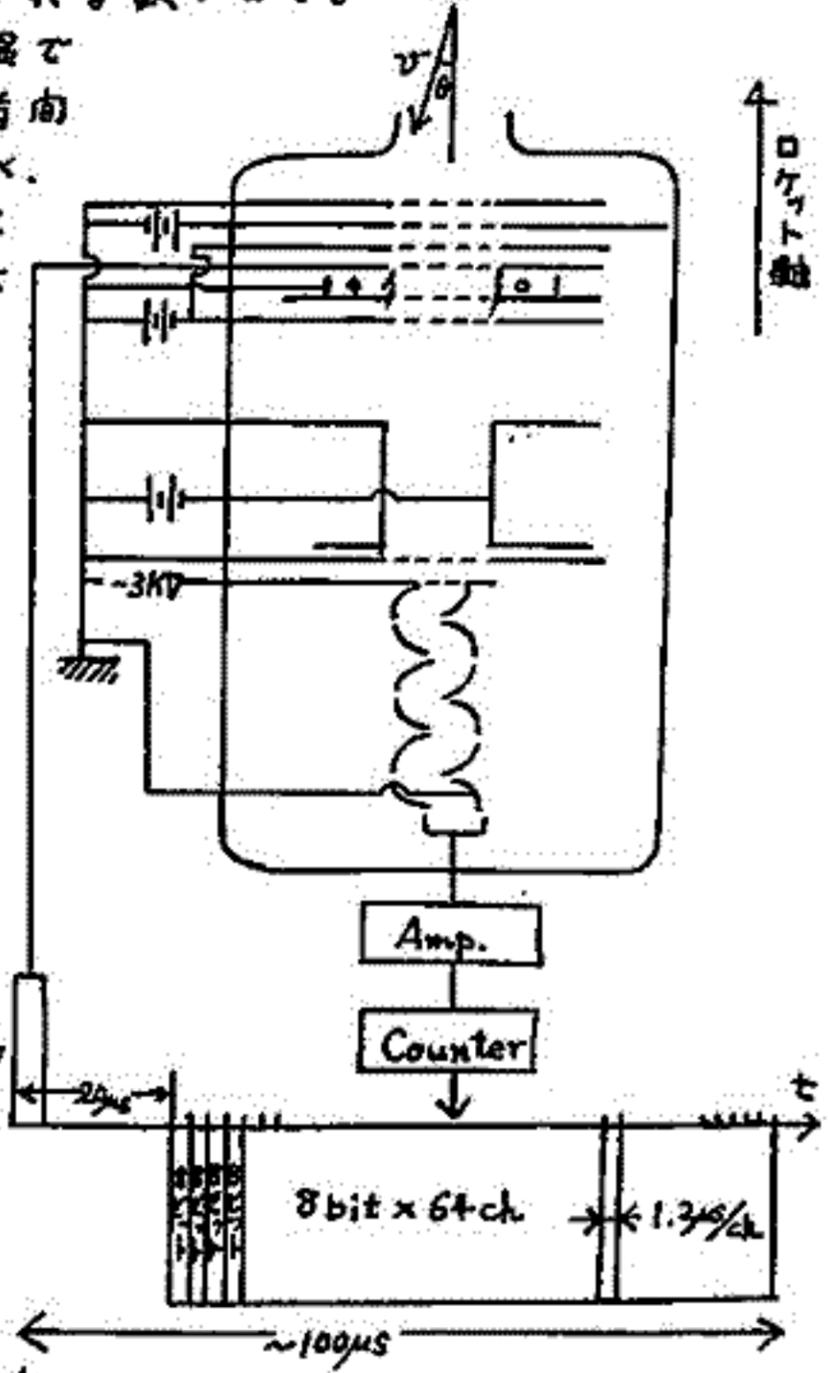
$$f(t) = \frac{2\alpha \beta a t}{\beta t^2} e^{-\beta(\frac{a}{t} - v \cos \theta)^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\beta} a}{t}\right) \times \left[\operatorname{erf}\left(\sqrt{\beta}\left(\frac{a}{t} - v \sin \theta\right)\right) + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\beta}\left(\frac{a}{t} + v \sin \theta\right)\right) \right]$$

ただし v : ロケットの速さ
 θ : 軸との傾き
 $\beta = \frac{m}{2kT}$
 $a \times b$: detector の area

L-3H-8 のブースターでは、 v はかなり大きく例えば $140 km$ では $2.3 km/s$ に達すると予想される。 $T = 550^\circ K$ として上式を計算すると右下図のようになる。このスペクトルを得る為には、カウンターの時間分解能 (time base) は $1.2\mu s$ とし、gun の emission pulse の後 $20\mu s$ の delay を置いて、 $8 bit/ch \times 64 ch$ の multi-channel-scaler で計測する。

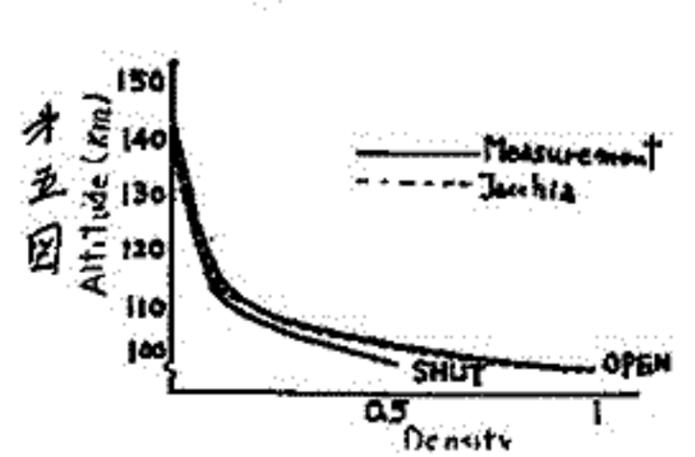
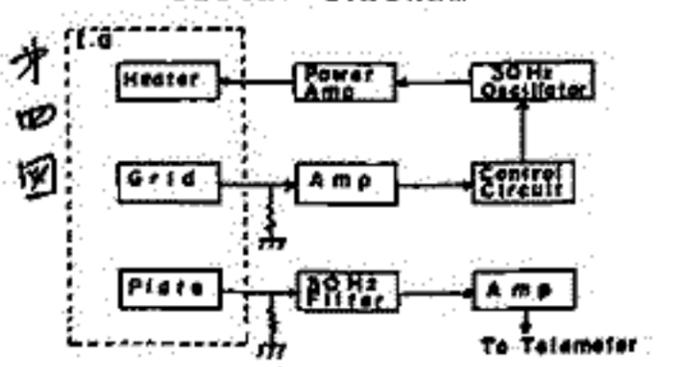
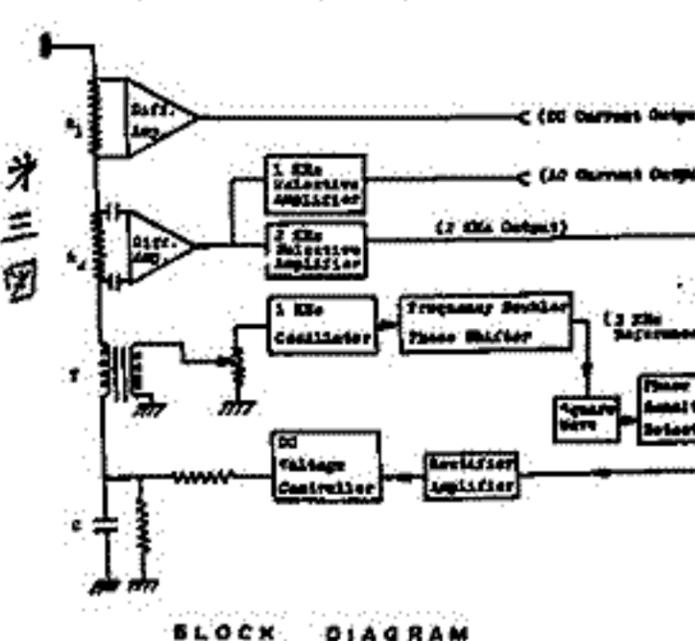
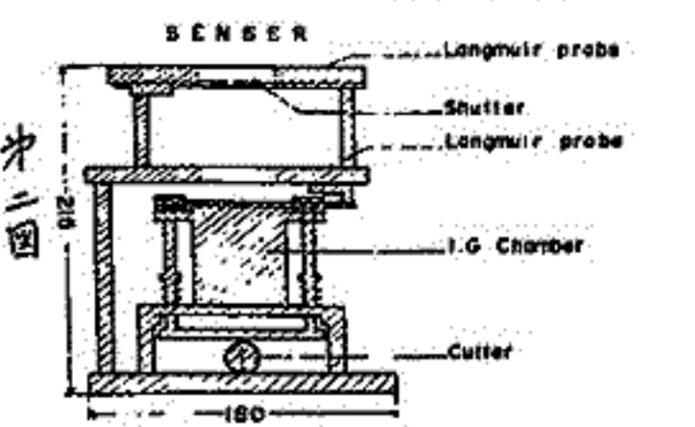
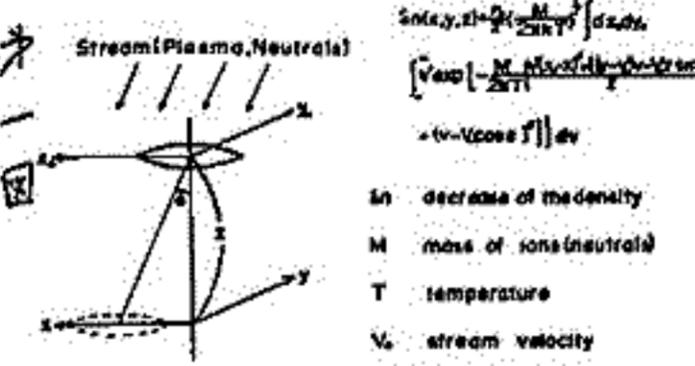
自然に存在する metastable excited N_2 や光によるバックグラウンドの影響を避ける為には観測は夜を選ぶ。(打ち上げ予定 20:00) 測定対象高度はバックグラウンドとの兼ね合いであるが、概ね $130 km$ (南口) $\sim 200 km$ である。

バックグラウンドとして尤も懸念されるのは夜間の Ly α であるが、現在の所、対策案は考えていない。detector (electron multi) の計数効率にもよるが、 $200 km$ 程度で信号と comparable に存在を予測される。



佐々木進、村里幸男、矢守章、河島信樹
東大宇宙研

電離層組成粒子の内、電子の温度密度については、ロケットに搭載されたプローブ等により既に多くのデータが得られ、既に標準電離層作成の段階に入っているにも拘らず、その対となるべきイオン温度、中性大気温度については、未だに信頼しうるようなデータが得られていない。それは主として有効な測定手段がなかった為である。本図に示したように進行するロケットから見るヒイオン及び中性粒子はロケット方向に流れってくるが、これに障害物をおくと、その下流側に影ができる。この影の向き方は、イオン及び中性粒子の温度とロケットの速度に比例しており、影のある部分とない部分の密度の比はMach数 ($V_{thermal}/V_{rocket}$) の関数なので、この比の測定により温度を計算する事ができる。この原理を用いた装置は、今年二月に完成し、K-10-9号機で測定を試みたが、計器が正常に作動してはなかった。今回K-10-10号機(9月)では、併せて搭載した直読式電子温度密度計による測定と共にイオン温度、中性粒子温度の同時測定に成功した。本二図に示したようにイオン温度は二枚の環状ラングミュアプローブで影のある部分(下流側)と影のない部分(上流側)の密度の比から決定し、中性粒子温度は、上流側にあるシャッターの閉閉に伴う下流側の中性粒子密度の変化を電離真空計で測定して温度を決定する。特に中性大気密度の測定では、プラズマの影響を避ける為、ゲージ入口に正負の電位を加えてメッシュを張って入ってこようとするプラズマを遮返すと共に、ヒーター電流を30 Hzで振ってエミッション電流を変調し、プレートではその交流成分のみを検出することにより、直読的であるプラズマの影響を避けた。又ゲージはヒーター保護の為真空封じし、上空で開頭する機構を備えている。イオン及び中性大気温度測定回路のブロックダイアグラムを本三、四図に示した。今回の実験で得られたデータは現在解析中であるが、その一部を本五図に示す。(シャッター閉閉に伴う中性大気密度の高度変化)。今回の成功でこの原理を用いた方法の有効性が示され今後更にマススペクトロメーターとの組合せでより有意義な測定が期待できる。



I-59 女満別、栢岡および鹿屋における地磁気太陽・太陰日変化 (序報)

白木正規
気象庁・地磁気観測所

地磁気日変化は、これまでに非常に多くの解析がなされて来ているが、多数の観測点の資料を長期間にわたって、統一的な方法で同時に解析された例は少ない。特に、太陰日変化は長期間の資料が必要であると同時に解析が容易でないことから、一地点の観測資料の解析も十分になされていない。一方、気象庁・地磁気観測所では、女満別(1952~)、栢岡(1913~)および鹿屋(1958~)において地磁気三成分の永久観測を行って来ている。三地点同時に観測が行なわれているのは1958年以降昨年(1972年)まで15年間にわたっている。太陽・太陰日変化の解析に十分な資料である。季節変化はもちろんのこと、太陽活動の依存性の解析も可能である。これらの観測点は(ほぼ同一経度上にあり、また、日変化の電流系を中心付近に位置していることから、日変化の詳細な研究、特に、電流系中心の変動に関する研究に非常に有効である。また、太陰日変化への磁場の影響の研究においても非常に有効な観測点であると思われる。

これらのことから、1958年以降の資料(3地点、3成分)を統一的な方法により、同時に解析を行なう計画であり、準備が進められている。解析方法は、現在最もオーソドックスな方法とされているChapman-Millerの方法を用いる。今回は、この計画について述べる。また、資料の一部をC-Mの方法により試験的に解析した結果についても述べる。

白木正規

気象庁・地磁気観測所

5.47年春の学会では、地磁気日変化等価電流系の中心緯度が太陽活動に依存して変動することを示した。この変動は冬に大きく夏や春秋には小さい。また、冬の変動は、太陽活動が活発なとき中心緯度は南に下がり、太陽活動の静かな時、中心緯度は北に上昇する。この結果、電流系の中心緯度の季節変化は太陽活動により異なり、過去の解析結果の違いを説明しうると考えられる。

今回は、この季節変化について更に詳しく解析を行った。電流系の中心緯度の推定は、前回の場合と同じように、 $\gamma_1 = \sum H(\text{daytime}) - \sum H(\text{nighttime})$ というパラメータが zero となる緯度を中心緯度と考え、 γ_1 と緯度の関係は2次曲線に近似した。太陽黒点数により、解析に用いた資料を三つのグループに分け、各月の平均の S_g から中心緯度を求めた。日本の女満別、掃部、鹿屋の1958-1969年の資料から得られた結果は、図1に示されている。これから、日本附近の電流系中心緯度の季節変化には、次のような特徴がみられる。

- 1) 太陽活動の程度により異なり季節変化を示す。
- 2) 季節変化を变えるものは冬の変動である。
- 3) 太陽活動により異なり、秋には中心緯度が低くなる。

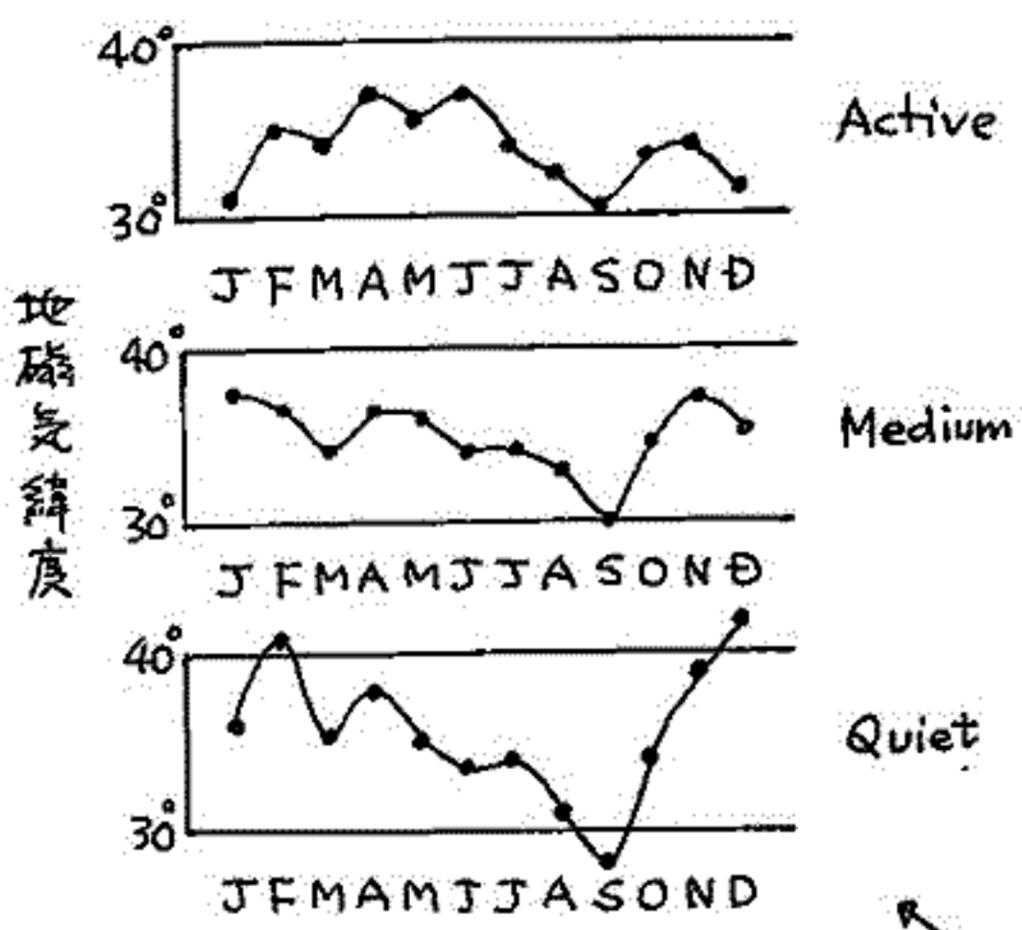


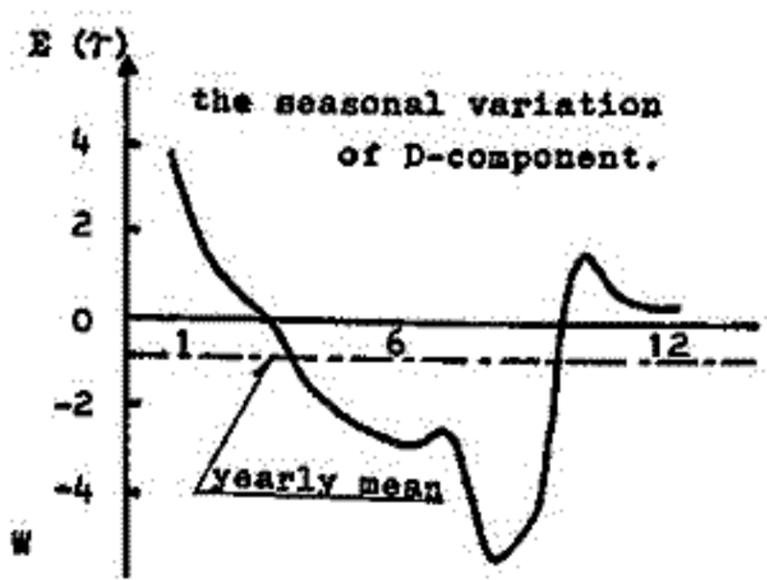
図1

吉田徳久, 福島直
東京大学 理学部

S₂に対する2次元等価電流系は, I G Y 期間中の観測を基に, S. Matsuoka and H. Masuda 論文(1965)にまとめられている。この等価電流系に現われた季節変化として注目される性質の1つは, 昼間側, 南北両半球の current vortices の中心位置が, 経度方向に移動することである。一般に夏半球の vortex は, 冬半球の vortex よりも強く, equinoctial season では, 北半球の vortex が強い。vortex の中心位置に関しては, 強い vortex が, 弱い反対半球の vortex より西側に位置する。(local time が早い) この事実は緯度的には conjugate points にある vortex の中心間の電位差によって field aligned current が流れることを考えれば, 説明できようと思う。このことは柳原(1971)が vortex の中心付近における S₂ 変化の地域差を解析した結果指摘しているが, ここでは一般に中低緯度における静穏日の偏角季節変化を解析して求めた。

中低緯度にはほぼ一様に分布する 9 stations について, 1957年から1962年までの5年間にわたる静穏日の磁場変化の hourly value を用いて, 昼間部(8h local time ~ 16h local time)の偏角平均値から secular variation (equinox 時の偏角2ヶ所内平均値の経年変化)を除き, seasonal variation を取り出した結果が下図である。確かに J-month の平均は, 西向き 2.2 T, E-month では, 西向き 1.1 T, D-month では, 東向き 1.4 T, 年平均では, 西向き 1.0 T という seasonal variation が見られる。

一方 vortex の中心緯度がおよそ ±30° であるので, 南北30°の位置を結ぶ, 12h local time meridian 上の線電流 field aligned current を考え, 地上の偏角への効果を計算すると, 平均 1 T の偏角を生ぜしめるのに, 100 kA の電流が必要であることがわかる。従って冬半球から夏半球への field aligned current として, induction の効果を考慮すると, 実際には, 100 ~ 200 kA が流れていると考えられる。この電流が地表付近で, 15° 経度を半径とする flux tube の中に流れているとすれば, 赤道面をよする電流の密度は ~ 10⁻⁸ A/m² であり, これまで field aligned current の order として算出された値と一致する。



京都大学理学部

前田 坦

1971年、モスクワ大学でのIAGAワーキンググループの集りで、 S_q に対する概念が人によって異なっているので、この問題について議論しようということであったが、残念ながら1973年の京都でもその機会がなかった。このレビューは、そのような疑問に対して、最近までの研究結果にもとづく一応の答えを与えたいと思ってまとめたものである。ただ、未だに研究不足のようで、定量的にも満足できる答えを出せなかったのは残念で、今後の検討を必要とするが、次の表に示すように考えている。

THEORY		
Caused by	Region of current flow	
Ionospheric wind (Sq^i)	E layer (Sq^{i1})	F layer (Sq^{i2})
Solar wind (Sq^s)	Magnetosphere (Sq^{s1})	Polar ionosphere (Sq^{s2})
OBSERVATION		
Derived from	Middle and low latitudes	Polar regions
Five quiet days	(Sq^5)	($Sq^5 + Sq^{p5}$)
Exceptionally quiet days	(Sq^0)	($Sq^0 + Sq^{p0}$)
RELATION		
Observation	Theory	
$Sq^0 (\approx Sq^5)$	Mainly Sq^{i1}	Partly Sq^{i2} and Sq^{s1}
$Sq^{p0} (\neq Sq^{p5})$	Sq^{s2}	

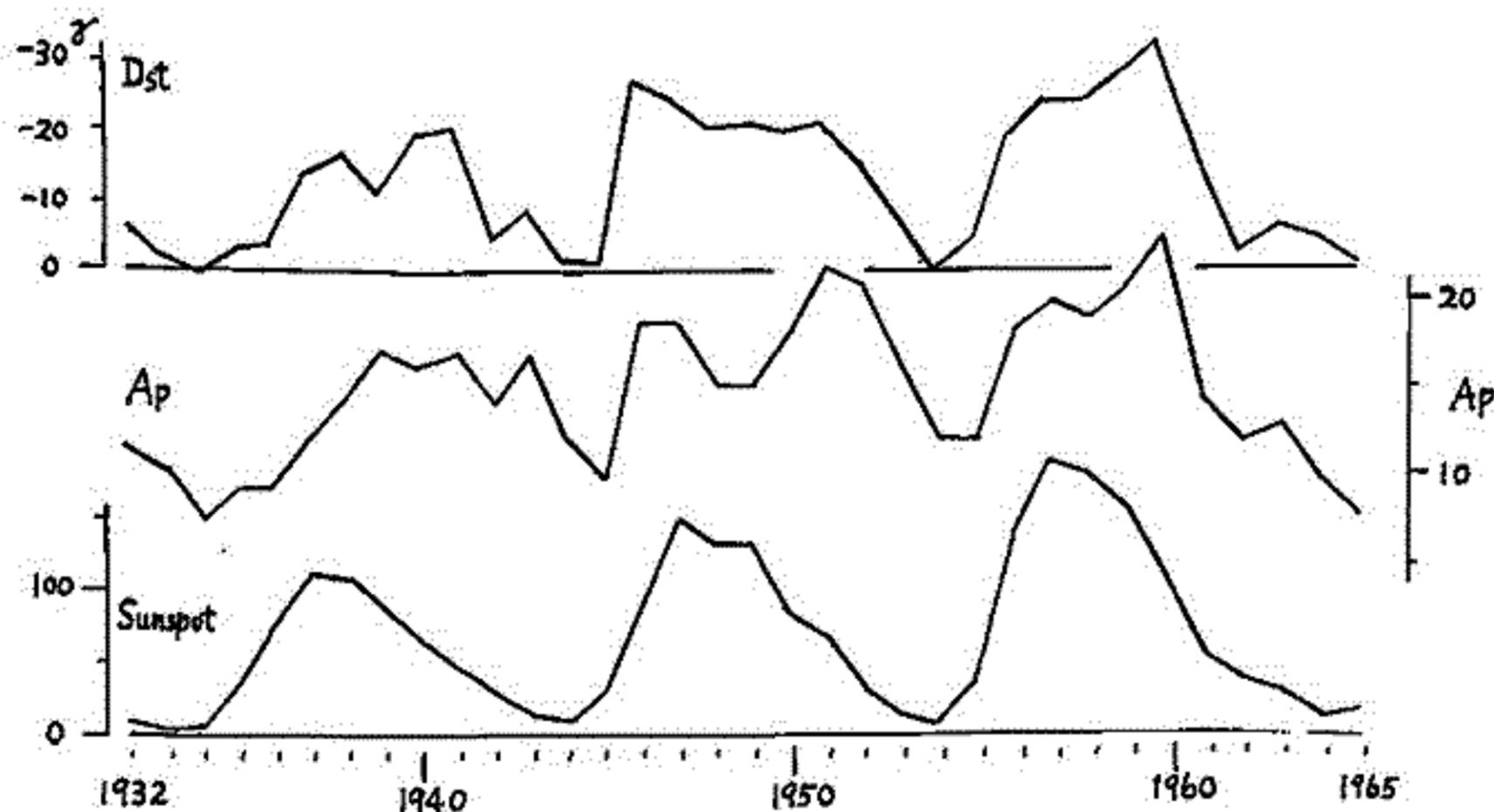
柳原一夫

地磁気観測所

地磁気Dstは杉浦氏等によって毎時値のリストもできるようになったが、永年の変化については主磁場永年変化と分離することが困難である。

内部原因のいわゆる永年変化が世界平均においてゆるやかな変化であることと、Dstが $\cos\theta$ (θ は磁緯度)に比例することとを仮定して、著者は以前に中低緯度の年平均値からゆるやかな変化を除いてDstの経年変化を求めた。このときの最も適合するゆるやかな変化は期間70の二次式プラス60年周期項であった。しかし全期間(1900~1965)の前半部においては周期20年程度のDstとは思われぬ変化(何とすれば経度によって異なる)が残る十分Dstをあらわせたとは考えられぬ。後半部については黒点同期とも相関のあるものらしい変化が求められたが、前述の前半部における異常変化の影響を受けてbest fit slow changeが歪曲されていゝる疑いがある。

そこで今回は後半部(1932~1965)について同様の仮定のもとにDstの経年変化を求めようことを試みた。しかしこの場合は存在が確認された60年周期変化(スペクトル解析からも求められていゝる——行武, Currie)をその約半分の期間のデータから求めることは殆んど困難であるので、slow changeを太陽黒点極小期3カ年のデータを用いてその同じ時間70の二次式で埋めることによつて求めた。したがつて極小期相互間のレベル差は意味はない。データは 15° ~ 50° 間38カ所の4年平均値である。観測所毎に前述の方法により、slow changeを求め引き去り $1/\cos\theta$ を掛け(赤道値)、経度 60° 毎に平均して更に平均し(観測所の経度分布が一様でないため)、各年のDst(赤道値)を求めた。下図にAp、太陽黒点数とともに示した。



荒木 徹, 石崎 友
京大理

解析の動機

- S_c , S_c^* , S_I の解析は 1950 年前後に 3カ所に行われたが その後はなされてこなかった。
- この間 各種データが多量に蓄積され、特に 探測艇データと地上データの比較が可能になった。
- 地球周辺空間についての知識量も飛躍的に増加しており 新しい角度から以前の解析結果と見直すことが必要である。
- 低緯度 S_c^* の morphology は確立してこなかった。

考え方のポイント

- 赤道で観測される S_c^* が 赤道電離層だけによらずに生じることがあるのは 赤道 S_c^* が現れる時にはこれを起すべく全球的 global structure が存在するのだろうか？ (赤道電離層より上では S_c^* が観測されるのだろうか？、赤道電流との関係は？ 赤道 S_c^* と高緯度 S_c^* とは関係があるのだろうか？; Pc5 や S_c の equatorial enhancement との関係は？)。
- 運動的解釈 電流的 (静電場的) 解釈のどちらがよりよく説明できるのだろうか？
- 惑星間空間の不安定現象との関係は？

解析期間 1957年7月 ~ 1970年12月

解析方法 Guam と College を主体にし 他の観測所の Rapid-scan magnetogram をとるべく行う。片側の Normal-scan magnetogram から 35ヶ所の S_c と見比べ、各観測所の対応する Rapid-scan magnetogram と照らして S_c^* を見つけ出す。

解析結果

- 平均出現率 (Guam) : 全体の約 17% が S_c^* または S_c^* -like phenomena
- 出現率の日変化 (Guam) : 13^h LT に最大 (この時 S_c と S_c^* はほぼ等しい "確率" である)。
夜間 (21^h ~ 05^h) には S_c^* は全く見られなかった。
- 出現率と太陽活動度 : 正相関
- equatorial enhancement : あり、 S_c より enhancement rate が大。
- Guam と College の S_c^* の比較 : Guam の S_c^* (H 成分) の 89% が College の S_c^* (H or D) に対応している。現形にも類似性がある。
- その他。

CO₂大気中の振動励起CO₂の生成と 赤外放射伝達 (金星, 火星を中心として)

岩坂 泰信

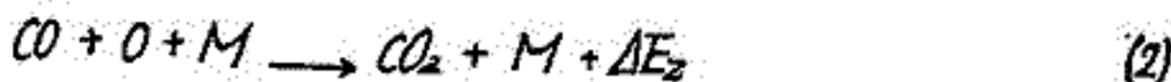
名古屋大 水圏科学研

主としてCO₂が大気成分である状態は、いくつかの惑星で成立している。現在CO₂は、地球の大気中では微量成分に属し放射伝達過程で時には大気を加熱する役目をするが圧倒的役割は熱エネルギーを放射エネルギーに変換し宇宙空間へ放出するという冷却の役割であり、太陽光(主としてUV領域)をうけとる側の役目は他の成分(例えばO₃とO₂)が行っている。CO₂が主成分となっている大気では、太陽放射エネルギーを受けとる側の反応として(1)がある。



ΔE は、大気成分を温めるために使用される遊剰エネルギー

しかしこれだけでは生成したCO, Oは(生成物励起状態にある場合にはその脱励起過程でエネルギーを熱として放出する)再結合過程(2)を通じてCO₂に戻る



ΔE_2 は再結合の時放出するエネルギー

ここで問題にするのは、再結合エネルギー ΔE_2 がすべて熱にたどらず、振動エネルギーとして変換されCO₂が光学的にactiveなためそれが放射エネルギーとして宇宙空間へ放出される可能性とその大きさである。

通常使用される notationで放射伝達式(振動レベルを区別つくり)書くと

$$dI_\nu / ds = -(n_1 - n_2 g_1 / g_2) I_\nu + (2h\nu^3 / c^2) (g_1 / g_2) n_2 \quad (3)$$

n_1, n_2 の populationが、全く熱的Collisionで維持する場合は source functionは(3)より Planck型になるが、これに(2)を通じて生成される項が加わる場合を考える。
 n_2 の生成プロセスを記述する場合 Bonson & Fuano のカスケードモデルを採用した。
 n_2 の生成プロセスを考えるとあつて大気中の放射伝達に有益な示唆をうける。

population は、

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{C_{12} + B_{12}J}{C_{21} + A_{21} + B_{21}J - R/n_2} \Rightarrow \frac{C_{12}}{C_{21} - R/n_2} \quad ; \quad \text{熱運動, 化学反応}$$

$$\Rightarrow \frac{B_{12}J}{A_{21} + B_{21}J - R/n_2} \quad ; \quad \text{放射, 化学反応}$$

R は(2)によるCO₂*の生成率

A_{21}, B_{12}, B_{21} は Einstein coefficient.

Hiroshi OYA

Ionosphere Research Laboratory
Kyoto University, Kyoto

(大塚 寛 京大工学部)

Subjects on the Jupiter magnetosphere that should be studied in near future have been surveyed.

1. Exospheric Temperature

The temperature should be determined considering three agencies of the energy input as; i) the solar EUV energy released at the thermosphere of the Jupiter that is estimated to be 0.1 erg/cm^2 ; ii) the solar wind energy that is captured by the Jovian magnetosphere, the estimated energy flux is $0.48 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ when 1/100 of the input energy is transported into the exosphere; and iii) the energy raised by rotating magnetic field in the magnetosphere. The total estimated value is $6.1 \times 10 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$. The term iii) is considered only for the total conversion to the thermal energy of the plasma; there should be reduction of the energy in the conversion process and also in the transport process. We should, however, consider the heating effects due to the rotating magnetic field as the most important sources.

2. The Magnetospheric Plasma Structure

Gledhill disk is a basic structure of the magnetospheric plasma distribution; the absolute maximum value of the plasma density should, however, be reduced due to the instabilities in the magnetospheric plasma. Important instabilities in the disk region are i) two stream type, ii) Harris type due to the plasma temperature anisotropy raised by the Jupiter high speed rotation, and iii) macroscopic instabilities such as the interchange instability.

3. Jupiter Decameter Wave as Probe of the Magnetospheric Conditions

I) Io satellite effects are directly related to the magnetospheric plasma structure. The observation of decameter waves triggered by the Io satellite interaction should be investigated relating to this problem.

II) The main decameter wave source A seems to be caused relating to the solar wind interaction with the Jovian magnetosphere. The activity of the source A should be investigated with solar wind data.

- Origin of 11 years solar cycle

Hiroshi OYA, Ionosphere Research Laboratory,
Koto University, Kyoto

(大友 寛, 京都大学工学部)

Tidal effects of the planets on the solar surface have been investigated to see whether the effects cause the 11 years solar activity cycle or not. The tidal component of the force F_r raised by a planet in the radial direction of the sun at the equator is given, for the component that only depends on the azimuthal angle φ , as

$$F_r = H \cos^2 \varphi \tag{1}$$

Here, $\varphi=0$ means the direction of the sun-planet line; H is a constant.

Jupiter, the earth, and Venus are the so called tidal planets; recently Wood⁽¹⁾ has found that the tidal fluctuation (given as ensemble of eq.(1))

$$\Delta H_t = H_{JVE} (\cos^2 \varphi_{rc} - \cos^2 \varphi_{ro}) \tag{2}$$

gives a good coincidence with the 11 years solar activity cycle (see Fig.1), where angles φ_{rc} and φ_{ro} are given in Fig.2.

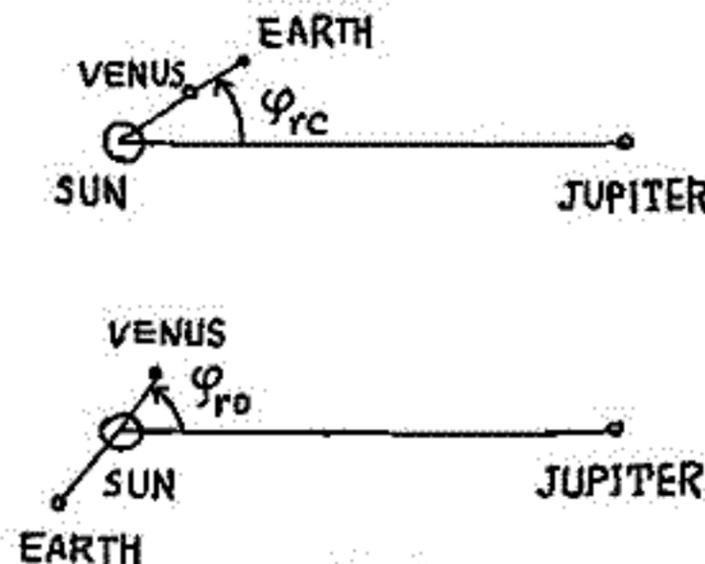
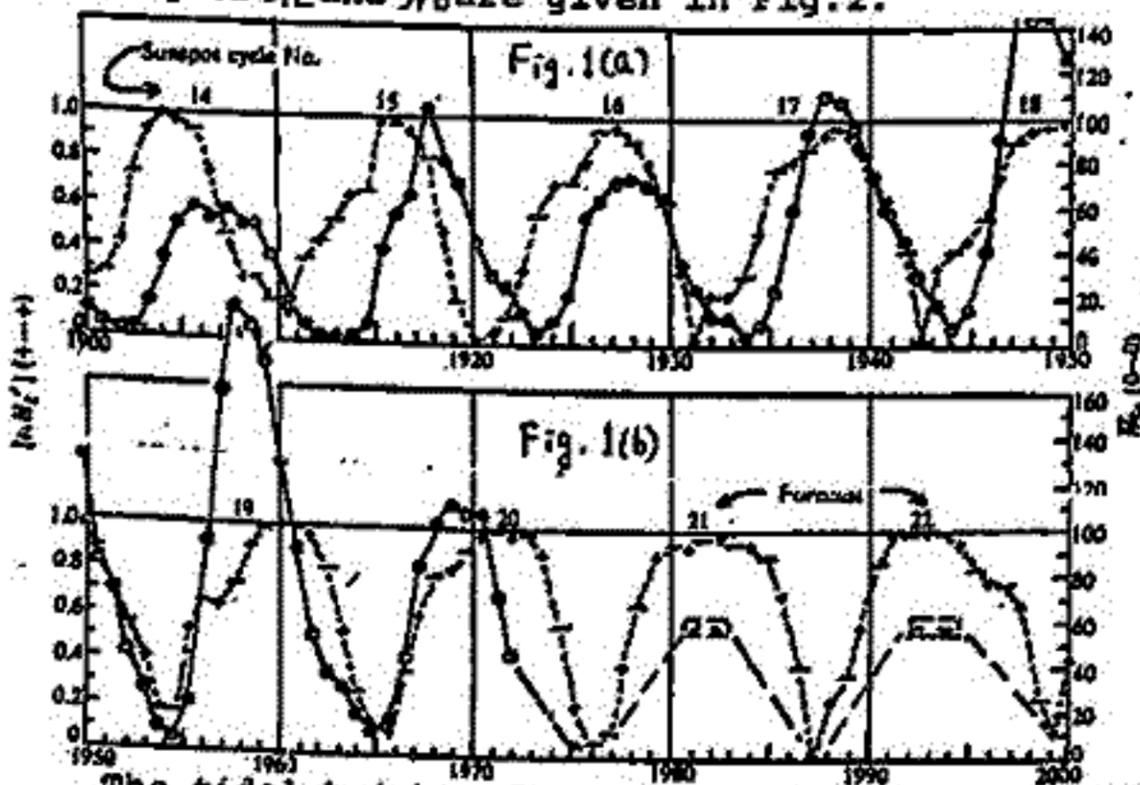


Fig. 2

The tidal height of Jupiter on the solar surface made of liquid with density 1 gm/cm^3 is 2 cm at most, even Jupiter can raise the maximum effects. The total energy contained in the tidal oscillation is approximately 10^{32} erg/month. This is too small to be the energy source of the solar flares that have the total energy up to 10^{32} erg/flare. The fluid flow on the solar surface due to the tidal power of the planets may, however, be an important seed to produce the turbulent source in a area forming the sun spot. A mechanism including the fluid flow effects on the growth phase of the sun spot should be elucidated.

(1) Wood, K.D., Sunspot and Planets, Nature 240, 91 (1972).

藤見治一
名古屋大学空電研究所

太陽風中の波動の研究では、流れの速度が非常に大きいのでドップラー効果が大きく、従って分散関係を観測的に求めることが困難である。

ここでは乱れのスペクトルを計算し、それを電波望遠鏡シンチレーションの観測及び人工衛星による観測から得られるスペクトルと比較することにより、波のモードと波の諸量を追究する立場をとる。

シンチレーションの観測では乱れの空間的異方性が流れの方向に大きいことが報告されている(第5回講演I-47)。従ってここでは流れによる不安定性による乱れを考慮する。太陽風中の流れによる不安定性としては既に Burlaga と Ogilvie によつて Kelvin-Helmholtz 不安定性が示唆されているが、これはマクロ不安定性であり、惑星間空間全体にこの不安定性が常に存在するとは考え難い。

以下では、まず、マクロ不安定性が起きる可能性があるか否かを検討する。まずはじめに種場が磁場として、又一次元の場合を考慮する。プラズマを構成する荷電粒子は、等速運動として、夫々独立に直線軌道を描くと考えよう。太陽風の源 $S(x, v, t)$ を

$$S(x, v, t) = \sqrt{\alpha/\pi} S(x-x_c) \cdot \exp[-\alpha(v-V(t))^2] \tag{1}$$

即ち、位置 $x = x_c$ (コロナ) から温度が一様で、平均の流れ V の方が時間的に変化するとする。任意の点での分布関数 $f(x, v, t)$ は、

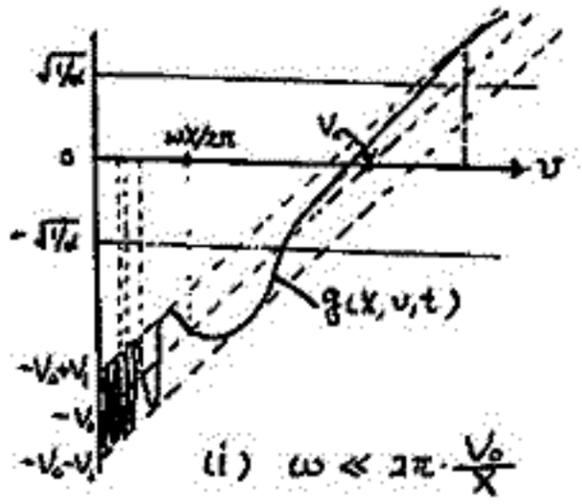
$$f(x, v, t) = \sqrt{\alpha/\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(x-v(t-t')-x_c) \exp[-\alpha(v-V(t'))^2] dt' \\ = \sqrt{\alpha/\pi} (1/v) \exp[-\alpha(v-V(t-\frac{x-x_c}{v}))^2] \quad (\text{for } \frac{x-x_c}{v} > 0) \tag{2}$$

従ってコロナより距離 X の点 $x = X + x_c$ では、 $f(X+x_c, v, t) = \sqrt{\alpha/\pi} (1/v) \exp[-\alpha \cdot \{g(X, v, t)\}^2]$, $g(X, v, t) = v - V(t - \frac{X}{v})$ (for $\frac{X}{v} > 0$)

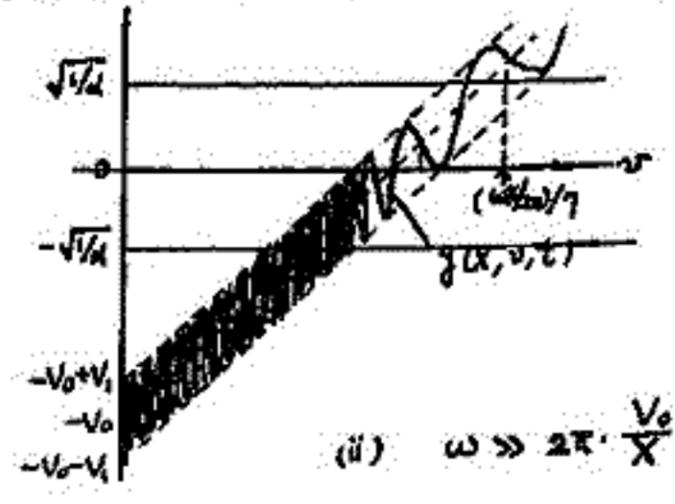
$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t \quad (V_0 \gg V_1) \quad \text{とすると} \tag{3}$$

$$g(X, v, t) = (v - V_0) - V_1 \sin(\omega t - \frac{\omega X}{v}) \tag{4}$$

(5) 式で $\theta = \omega t$ は位相の部分である。 $\theta = 2\pi n$ の時、 g は図のようになる。



(i) $\omega \ll 2\pi \cdot \frac{X}{v}$



(ii) $\omega \gg 2\pi \cdot \frac{X}{v}$

縦軸で $\pm \sqrt{\alpha}$ の間での g のデコボコが不安定性に効くことが (3) 式より分かる。従って (ii) 図の場合を考えよう。波のモードとしてはイオソ音波である。講演ではこの流による足帯スペクトルを計算した。

渡辺 茂昭 高部 政雄
電波研究所

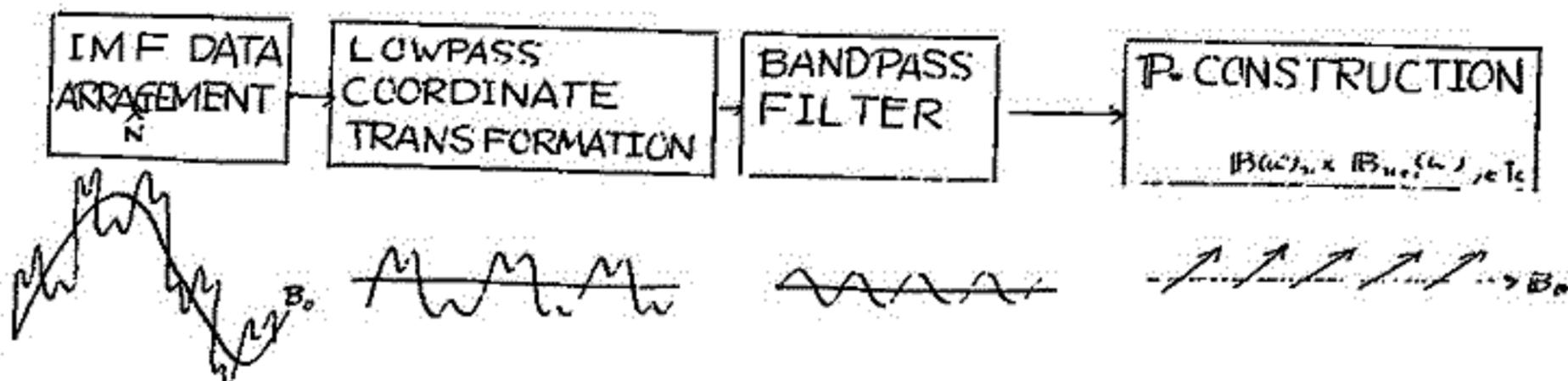
太陽風内のHM波をEXP33, EXP34の磁場(IMF), プラズマデータを基に論ずる。 真の ω - k 特性, として Meso, Micro Scale の太陽風の構造, 物性を知るためにも k の特性を知る必要がある。 Barnes 1969, Belcher and Davis 1971, Daily 1973 等によって k の方向, つまり, 平均IMFに沿ってHM波が伝播するかどうか論じられている。 Belcher, Davis 等は, ω に関して, 積分された形の(実際のIMF)の Variance Matrix より伝播方向を算出し, 論じている。

我々は, 各種の波がマスクされないように, Lowpass Filter によって, ω_c 以上をカットして得られた平均IMFに基づく座標系に変換したIMFを, 位相特性が良いとされている Non-Recursive Filter を通して, 各 ω 成分に分解する。 三成分($B_x(\omega)$, $B_y(\omega)$, $B_z(\omega)$)なる出力時系列の n 番目と $n+1$ 番目を外積し, $P_n(\omega)$ なるベクトルを依り, 平均して, $K(\omega)$ ベクトルの方向を調べるのに用いる。(下図参照された)尚, 一応観測ゆえ方向はわかっても, 「向き」は直接に決定出来ない。 P_n の符号は, 恒星系での, 磁場(平均)に対する波の右, 左回転を示す。 この方式は, Digital Scintogram System の中に組み込まれ, power Spectrum のコンター図と共に, プラズマのData と共に解析される。

一般に, Belcher, Daily 等が示した如く, 平均IMFに沿ってHM波は伝播しないが, 予想される如く, $\omega_c \ll \omega$ の波はその限りではない。 R波か, L波かは, k の向きを判明しないと, 決めにくい。 アルファ β 波の反射, もしくは伝道(向太陽)とからんでいくつかの面白い現象が見られた。

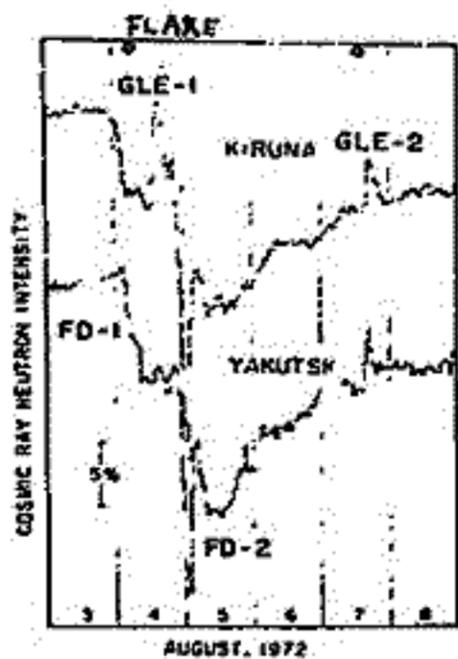
References

Barnes, A., *Astrophys. J.*, 155, 311, (1969)
Belcher, J.W., and L. Davis, *J. Geophys. Res.*, 76, 3534, (1971)
Daily, W. D. *J. Geophys. Res.*, 78, 2643, (1973)
等

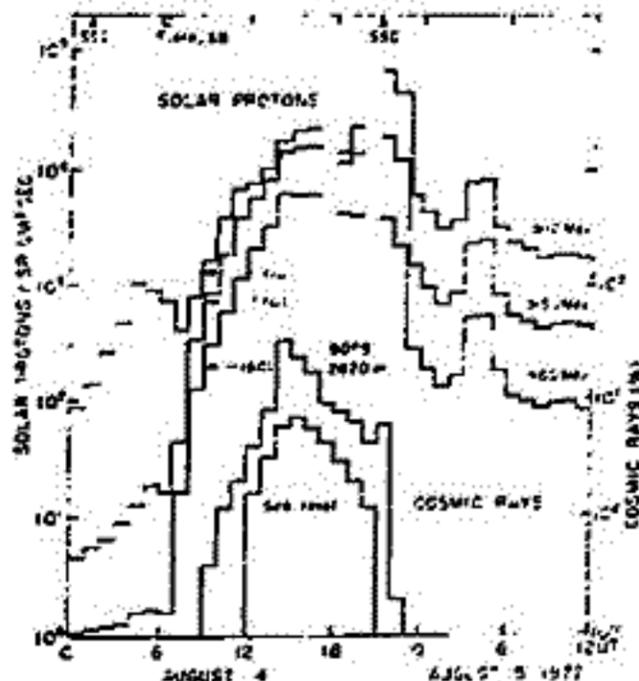


小玉正弘, 村上一昭, 和田雅美
理化学研究所 宇宙線研究室

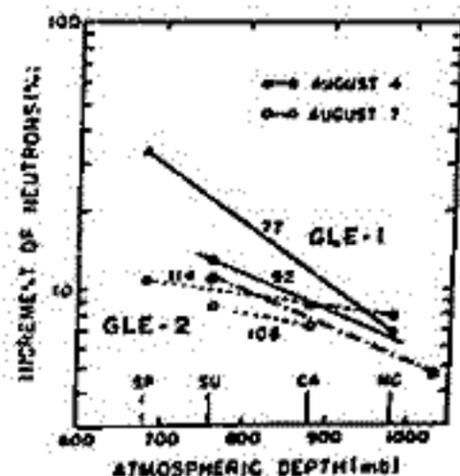
1972年8月の一連の太陽面現象に伴い, 地球での宇宙線強度にも著しい変化が起きた。その中で太陽宇宙線によると考えられる2例の増加現象を扱う。



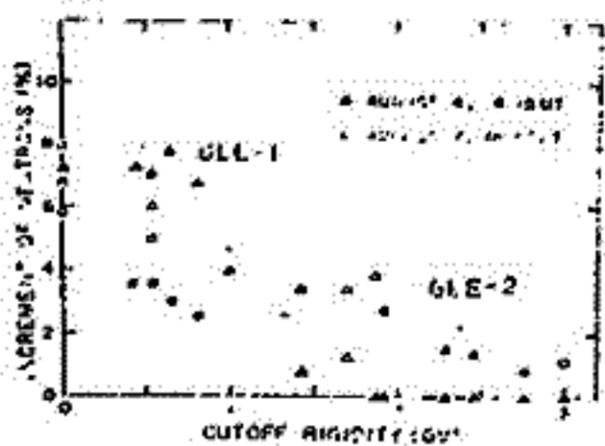
オ1図



オ2図



オ4図



オ3図

オ1図に見るように2例は種々異なる高さをもっている。つまり GLE-1 はフレアより遅くおこったが, -2 はこれまでの例のように比較的すぐおこっている。そのスペクトルはオ1図の観測所の地も含めてオ3図からわかるように, cutoff rigidity に対し交差している。また高度変化もオ4図に見るようになっている。いずれもオ7のものスペクトルが低エネルギー的であることを示す。

GLE-1 の時間のあくれば, その親のフレアにつき疑をさせる。他のフレアを探すべくうも行なわれている。しかし, 次に示す理由により 0617 は $N14^{\circ}, E08^{\circ}$ におこった

3Bフレア源といえよう。オ2図には地球近くのスペースでの低エネルギー陽子の強度変化と, 地上での宇宙線変化を示した。縦軸は対数目盛である。こうしてみると, 両者の立上りがほぼ平行であることがわかる。それでもなお2-3時間おくらせてみるのは, 観測の threshold であるといえよう。なおこの増加は陽子から宇宙線まで殆ど一致している点も見るべきである(陽子の SSC 時増加の多く) また SSC 時は急激に増加分が切られている点も注意すべきであろう。以上から, この太陽宇宙線は2つの SSC にはさまれて押し出されてきたものとして解釈すべきであろう。これにより, 2054 SSC の親が 0617 フレアであるか, より早いフレアであったか結論が出よう。それは, より早いフレアから太陽陽子に送られた効果があるだろうし, 0617 フレアから, あとから押し出されていくだけなのだろうか効果があったとみてよいからである。

増加のより定量的より扱い, とくにスペースでの絶対強度への変化をなし, 高度変化を用いての, 低 rigidity 側のデータを扱っては, さらにのべたい。

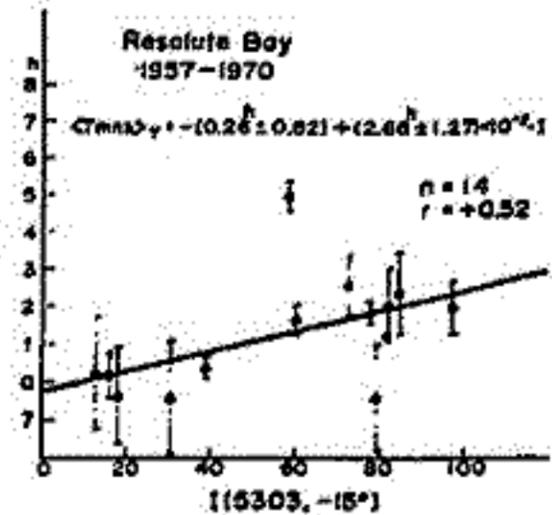
石田 喜雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島大. 教育* 福島医大. 教養**

I. 前回までに, (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) $\langle T_{m3} \rangle_Y$ (年平均値) は太陽コロナ緑線強度 (IS303) (太陽面低緯度) 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 は正相関であること, (d) Deep River (SN), Ottawa (IGY型) の $\langle T_{m3} \rangle_M$ (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 $\sim 1^h$ 方向にあること等を報告した。

II. Resolute Bay の日変化

1957~1970の期間の Resolute Bay のデータ解析より次のことが明らかになった。

- (a) $\langle T_{m3} \rangle_Y$ と IS303 とは比較的良い正相関がある。(Fig. 1)
- (b) $\langle T_{m3} \rangle_M$ の space での異方性は [1959~1961] では $\sim 5^h$ 方向に, [1958, 1962~1970] では $\sim 1^h$ 方向にある。



III. 各地点での日変化の異方性

その後集まったデータを追加すると, 各地点での全期間についての平均の異方性はオ1表の通りである。

IV. 日変化の異方性の存在しない方向

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ることが判明した。その結果はオ2表に示される。これは, 2つの peak の略中央にあり, またオ1の peak からみるとその中央は peak の前又は後 ~ 2 時間内にあるようである。

オ1表 T_{m3} (space) のヒストグラムの peak

	Station	Period	n	Peak of T_{m3} (in space) (h)	
				Center	End
I	Newson	1957-1970	157	0.0	4.8
	Uppsala	1957-1964	63	0.3	3.7
	Leeds	1957-1964	77	0.7	4.2
	Rome	1957-1965	102	1.5	5.0
	Deep River (a)	1962-1972	129	0.9	6.5
	Ottawa	1957-1971	174	1.5	5.7
	Resolute Bay	1957-1970	160	2.9	6.8
II	Mt. Worikura	1957-1964	90		5.3
	Mt. Washington	1957-1964	71		4.0
	Rio de Janeiro	1957-1962	61		4.9
	Chicago	1957-1964	76	(1.4)	5.2
	Churchill	1957-1964	72	(1.7)	3.5
	Alert (a)	1965-1972	86		5.5
	Hermanus	1957-1971	169	(4.0)	7.7
	Goose Bay (a)	1964-1972	98		7.1
III	Deep River	1957-1972	185	1.0	
	Climax	1957-1964	78	0.2	
	Alma-Ata	1957-1969	71	1.1	(4.9)
	Inuvik (a)	1964-1972	102	0.4	(6.4)
	Hermanus (a)	1964-1971	88		7.6

オ2表 各地点の日変化の異方性の存在しない方向 (in space).

Station	Period	n	Lock Time Interval of T_{m3} (h)		
			Beginning	Center	End
Alert (a)	1965 - 1972	86	1.4	(1.8)	2.2
Resolute Bay (a)	1964 - 1970	55	4.4	(4.8)	5.2
Inuvik (a)	1964 - 1972	102	1.6	(2.1)	2.6
Goose Bay (a)	1964 - 1972	98	0.5	(1.0)	1.5
Deep River (a)	1962 - 1972	129	7.1	(7.6)	0.1
Hermanus (a)	1964 - 1971	88	5.5	(5.9)	6.3
Churchill	1957 - 1964	66	5.1	(5.5)	5.5
Uppsala	1957 - 1964	63	4.2	(6.7)	7.2
Ottawa	1957 - 1971	174	7.4	(7.8)	0.1
Leeds	1957 - 1964	77	5.4	(6.0)	6.6
Mt. Washington	1957 - 1964	71	0.6	(1.2)	1.8
Climax	1957 - 1964	78	5.4	(6.0)	6.6
Chicago	1957 - 1964	76	6.5	(6.9)	7.3
Rome	1957 - 1965	102	6.6	(7.2)	7.8
Rio de Janeiro	1957 - 1962	61	1.9	(2.4)	2.9
Mawson	1957 - 1970	163	5.9	(6.4)	6.9

惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components

岩手大 高橋 八郎, 矢作直弘
 名大・理 長島 一男

惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components は次式 (1) によって表わされる。

$$D^{\circ}(t) = \sum_{n=2}^{\infty} D_n^{\circ}(t) = \sum_{n=2}^{\infty} \{ \eta_n P_n^{\circ}(\cos \theta_R) \} C_n^{\circ} \dots \dots \dots (1)$$

$n=2$, $D_n^{\circ}(t)$: n -th zonal harmonic component
 $P_n^{\circ}(\cos \theta_R)$: spherical function by Schmidt
 θ_R : 赤道座標系における北の方向と cosmic-ray anisotropy の reference axis とのなす角。

$$C_n^{\circ} = \frac{\int_{P_c} Y(P) G(P) P_n^{\circ}(\cos \theta_s) dP}{\int_{P_c} Y(P) dP} \dots \dots \dots$$

$Y(P)$: yields function
 $G(P)$: Differential rigidity spectrum
 θ_s : 赤道座標系における北の方向と宇宙線の到来方向とのなす角。

我々は、今までは、上記 (1) 式を用いて Nov. 1 ~ 30, 1964; Sep. 3 ~ 12, 1964; Feb. 9 ~ 19, 1958; Mar. 25 ~ Apr. 9, 1958 の四つの区間について解析を行ない、その結果を preliminarily に報告してきた。
 今回は更に次の二つの区間、① March 20 ~ April 11, 1966 および ② August 29 ~ September 11, 1966 に追加解析し、今までの結果と併せて検討を行なった結果について報告する。

昭和基地における宇宙線

シンチレーションの解析

池上比呂志, 北村正通, 小玉正弘*
気象研究所, 理化学研究所*

いわゆる“宇宙線シンチレーション”の実態を明らかにするため, 南極, 昭和基地に於ける高精度宇宙線観測結果の解析を行った。こゝでは1970年7月(冬)と12月(春)における中性子及び中間子成分(例れも5分値)を用い, 東大宇宙研のデータ処理装置を使用させて頂いて求めたディフュージョン・スポットル 解析結果と他の現象との比較結果について報告する。結果の主なものは次の通りである。

1) 上に示した期間(2ヶ月間)

中, 強いシンチレーションの出現した回数は9回である。そのうち8回は全て中性子成分にのみ出現して中間子成分には出現しない。他、1回は異常増加の短時間に対応して両成分に出現している。中間子にのみ出現して中子には出現した例は1回もない。(この現象が気圧変化によるものとすれば両成分の気圧効果係数及びcounting rateから気圧変化は $\sim 1\text{mb}$ 程度と考えられる。)

2) このeventが出現しているのは地上気圧980mb以下であった。

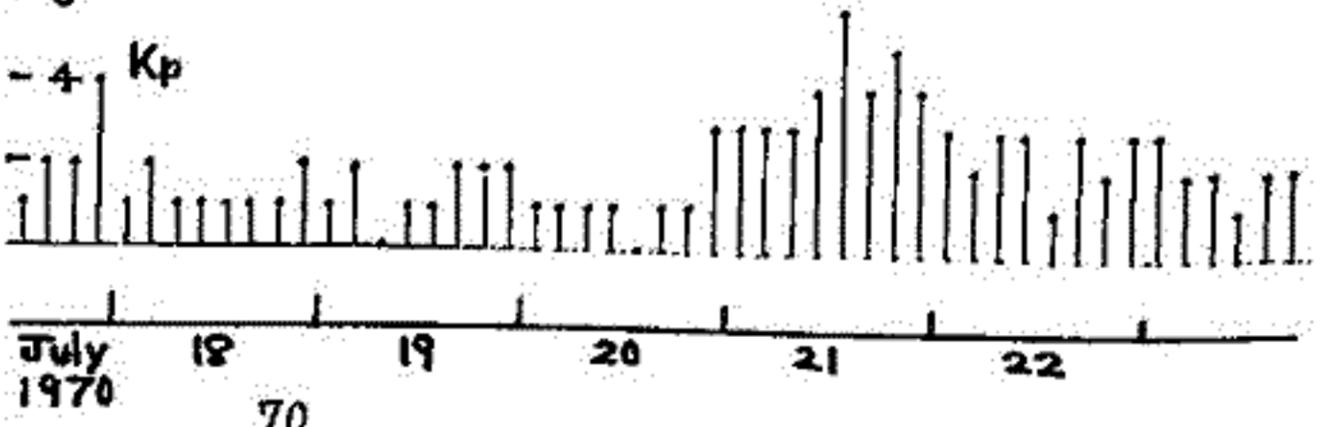
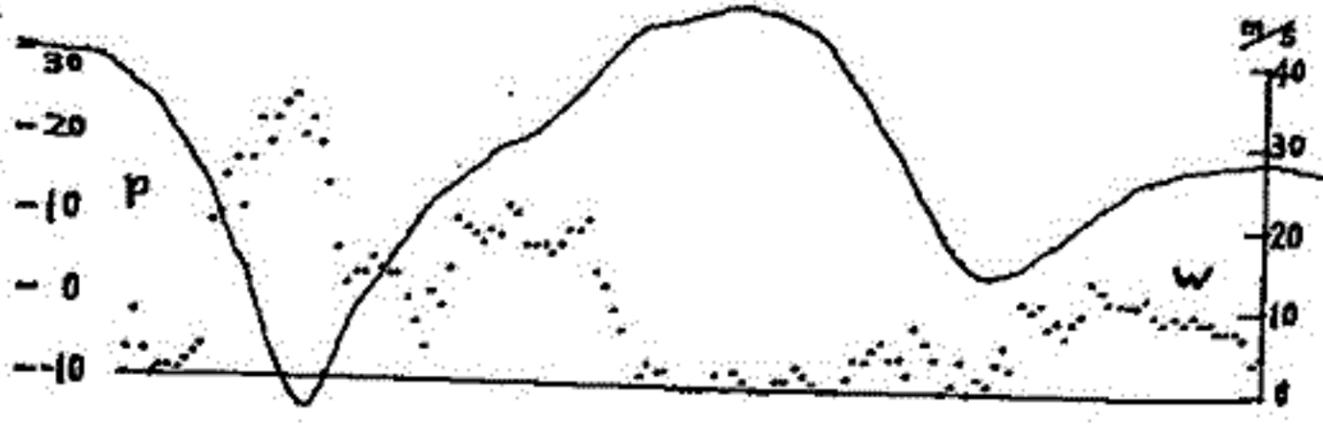
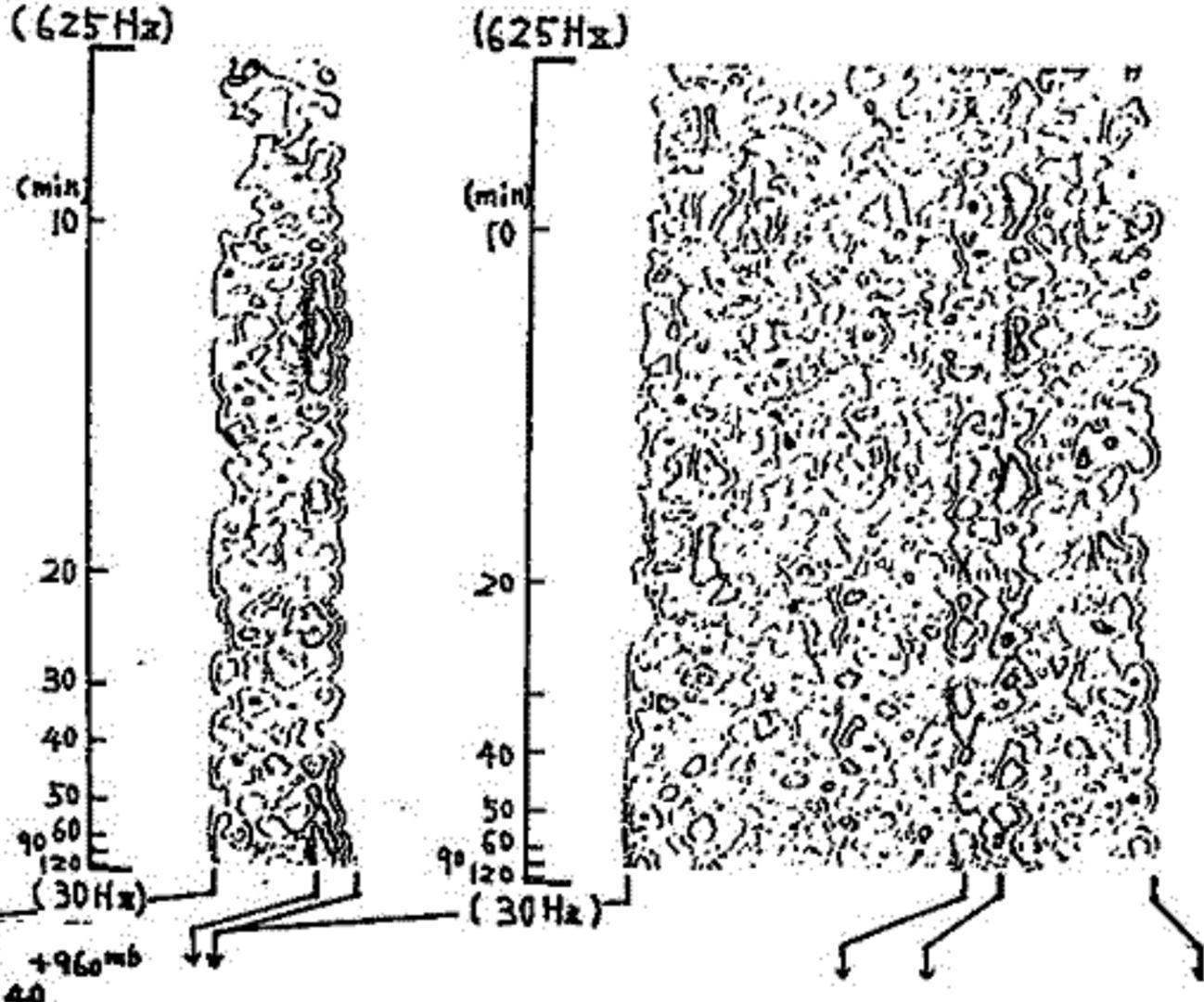
3) 地上風との関係は皆無である。必要とした電子/電子対の数は15である。

4) 気圧補正をした宇宙線強度変化(I_p)との関係は15である。

5) K_p との関係は15である。

6) RIOMETER との関係もなしである。

右図に宇宙線ディフュージョン・スポットルと気圧(P), 地上風(W)及び K_p との関係を示す。



資料の提供, 東大宇宙研資料装置の使用に際して種々ご便宜を計り下さった宇宙研 常務理事 教授及び色々と装置に関する技術的指導に手厚いお礼の意を込めて山本教授に心からお礼申し上げます。

安江新一, 森 覚, 長島一男*
信大理 名大理*

宇宙線中性子モニターの汎世界的観測網に基く宇宙線強度変動の逐時解析に「宇宙線三次元異方性の解析法」を適用することにより、一日以下の短い時間間隔における惑星間空間の磁場の方向等物理的状態を知り得ることが期待される。

前回の春の学会ではその第一段階として、中性子強度の4時間値に基き 1966年の2, 3の Forbush Decrease (F.D) を解析した結果について報告した。

今回は、

- i) 前回までにとり上げた F.D について、文字通りの逐時解析を行った解析例、及び中性子モニターの分布と観測精度の妥当性をチェックするために行った計算機実験の結果について。
- ii) 上記の方法を F.D のほかに、静穏時 (1968年4月~5月) にも適用し、特に静かな時における宇宙線異方性の解析例について。
- iii) 1972年 August Event の解析の際試みた「一つの対称軸と一つの変化スペクトル」で特徴づけられる軸対称な宇宙線空間分布を仮定する方法 (このとき地上の強度分布は時刻 T , Station i では、

$$I(T, i) = \sum_{n=0}^3 \sum_{m=0}^n D_n^m(T, i) \quad (3rd \text{ term } \text{を考慮})$$

で与えられると仮定し、求めるパラメーターは $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \beta_3$, Ref Axis の方向 (θ_0, θ_1) 及び変化スペクトル (β) とする) の適用例について。及びその際最小自乗法により求めるパラメーターの精度を上げるための2重メッシュの試みについて。

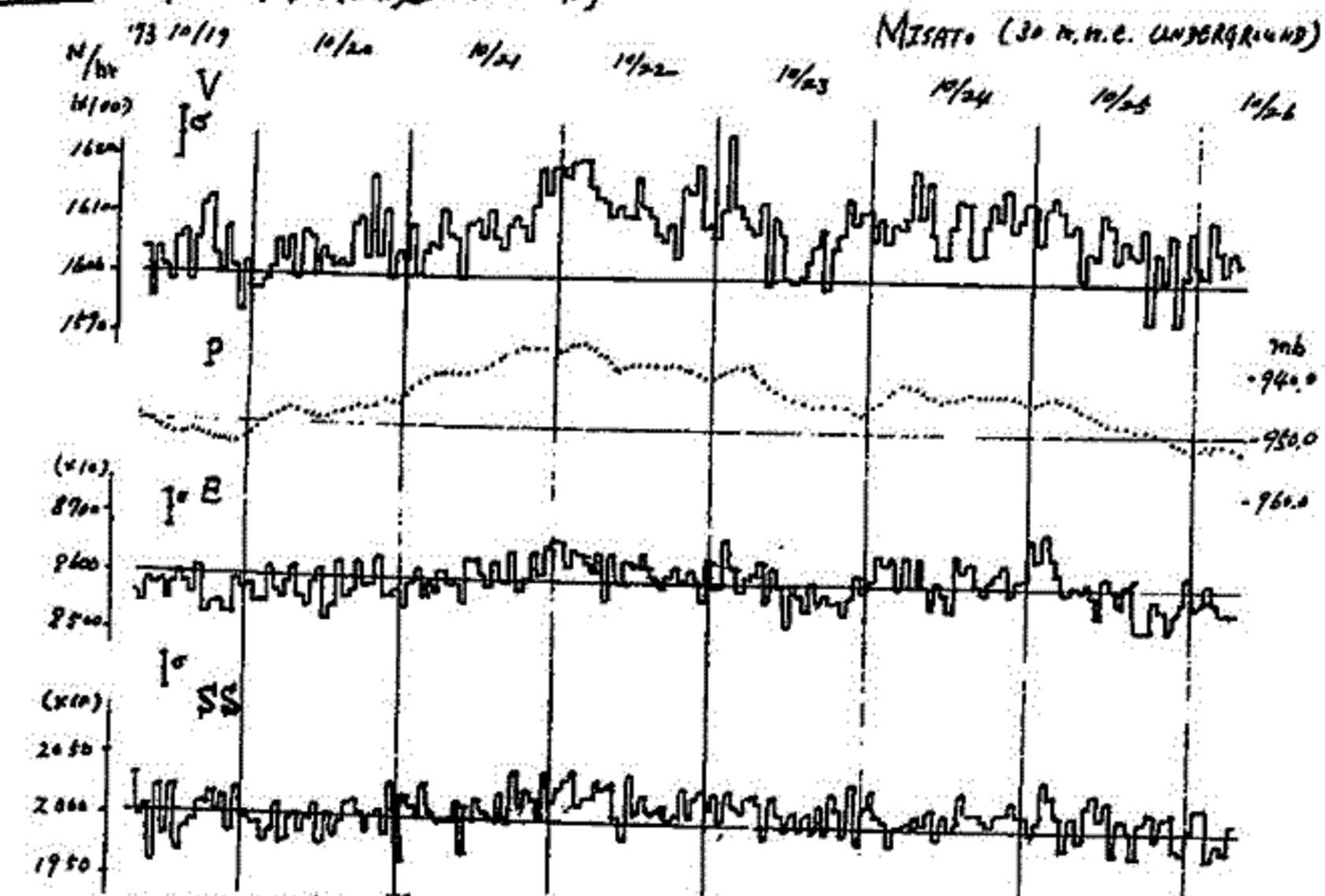
以上の表を中心に報告する。

I-78 新地下トネル (30 m. W. E.) に於ける宇宙線強度
の観測

森 覚 新江 新一 二之瀬 正興* 橋坂 修二 赤羽 重信
信州大理 *信州大 教養

前回は報告したように、信州大では30 m. W. E. の地下に於ける宇宙線強度の連続観測を開始した。宇宙線計は多方向中間子計で、面積16 m²、従って計数は約30 × 10⁴/時 (鉛遮蔽) の高精度での計測を可能とする。観測の一例及び、日変化の解析的表示を下の図に示す。

Fig. 1. 30 m. W. E. 地下宇宙線強度変動の一例



I) DIURNAL VARIATION
MISATO UNDERGROUND (30. M.W.E.)
1973.9.14-9.19

II) SEMI-DIURNAL VARIATION
MISATO UNDERGROUND
(30.M.W.E.)
1973 9.14-9.19

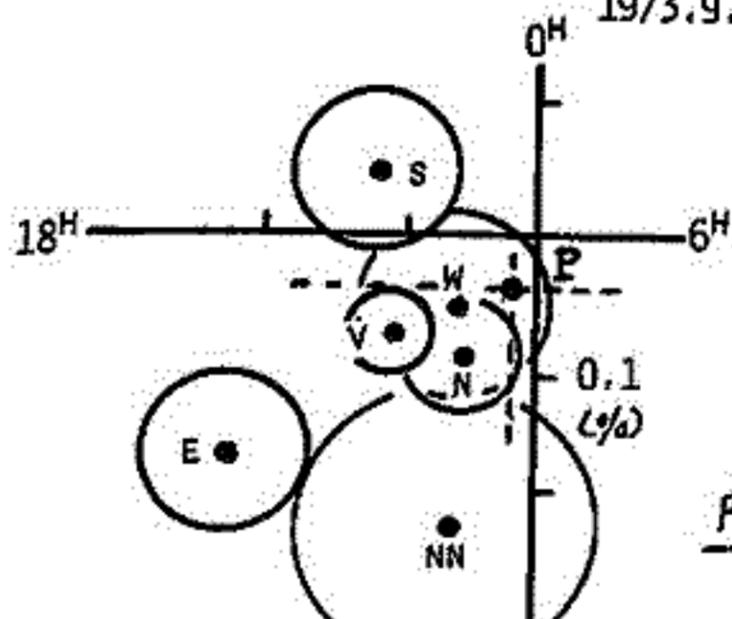


Fig. 2(a)

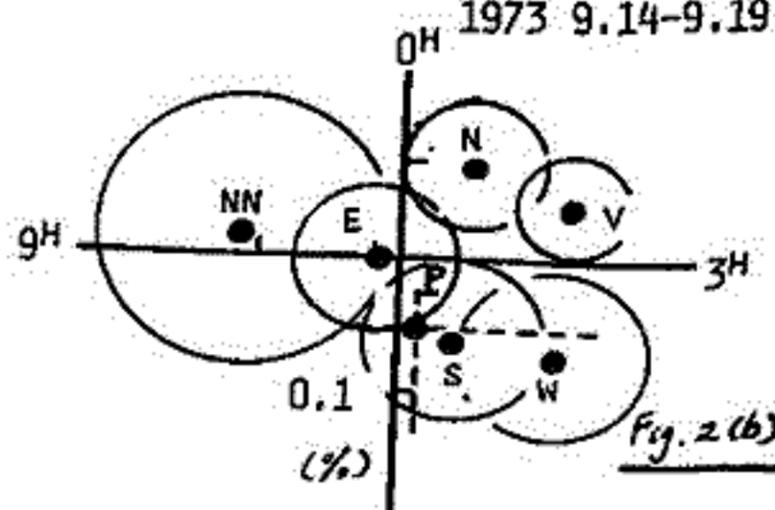


Fig. 2(b)

長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 近藤一郎, 柳原志津子
名古屋

名古屋(地上)および京鞍(山上)の多方向中同子計(36 m²)の upper layerを用い, 1~36 foldの coincidence (Adder方式による)をとることによって, Low Densityのシャワーを測定した。1 m²のシンチレーター36枚の中の任意のn枚に粒子が入ったものを n = 2~36 についてそれぞれ記録する。これらの測定結果を Fig. 1 に示す。観測された events の中には, 上空大気中の nuclear interaction からおこる空気シャワー(AS; high energy)の外に, μ -meson に起因すると思われる Local Shower (LS; low energy) が含まれている。Fig. 1の結果から, n=16 fold 以上では観測値は期待される AS の flux とよく合っている。一方 10-fold 以下では大部分が AS ではなく LS と考えられる。

Adder方式の利点は several $\times 10^{10}$ eV ~ 10^{14} eV の Primary の宇宙線と連続的に測ることができ, 更に LS, AS とともに効率よく測定出来ることである。

Fig. 2 には, Low density シャワーの Decoherence curve を示す。(36-1) m² の Adder からの 2, 3, または 4 events と 36 m² の中心から D m だけ外に 1 m² の Tray との coincidence である。D=10 m 以上ではほとんど AS と測っていると考えられる。

その他, それぞれの events に対応する primary energy, flux, 気圧効果係数, 昇特徴について述べる予定である。

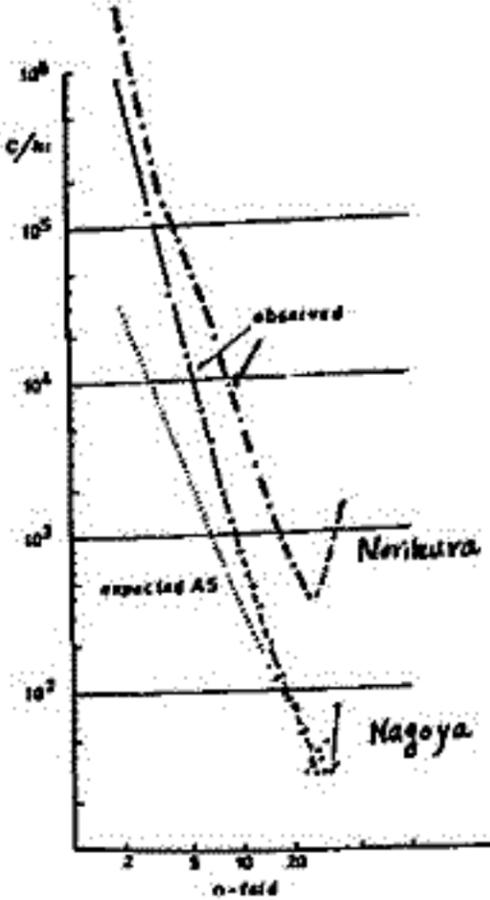


Fig. 1

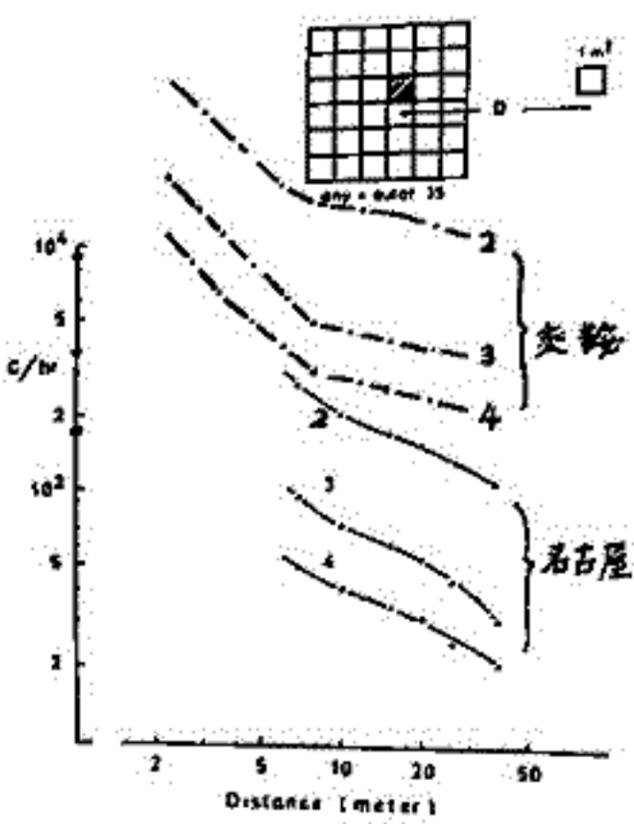


Fig. 2

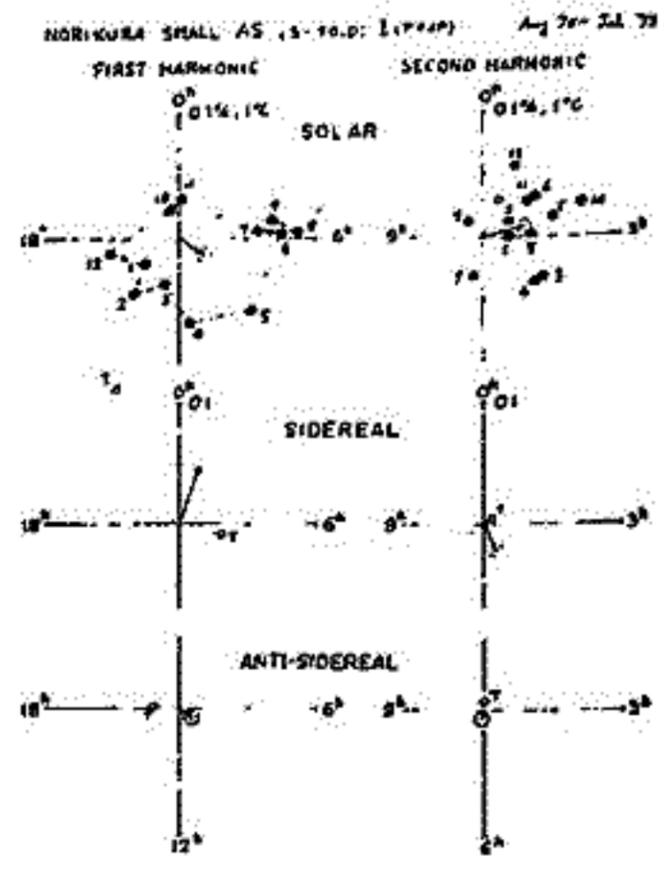
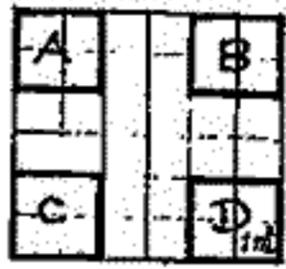
長島一男 上野裕幸 藤本和寿 藤井善次郎 近藤一郎 柳原志津子
名大理

1. Norikura Small Air Shower Observation

Aug. 1970 - July 1973

Any 3 Fold Coincidence out of 4-Trays (4m² each)

$A \cdot B \cdot C + A \cdot B \cdot D + A \cdot C \cdot D + B \cdot C \cdot D \quad 4.5 \times 10^4/h$



2. Norikura Directional Air shower Observation I.

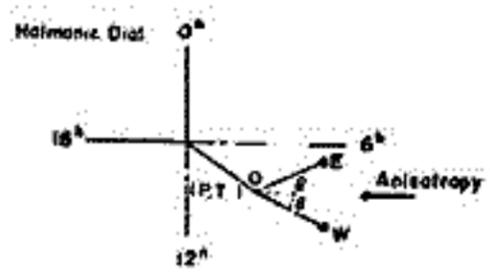
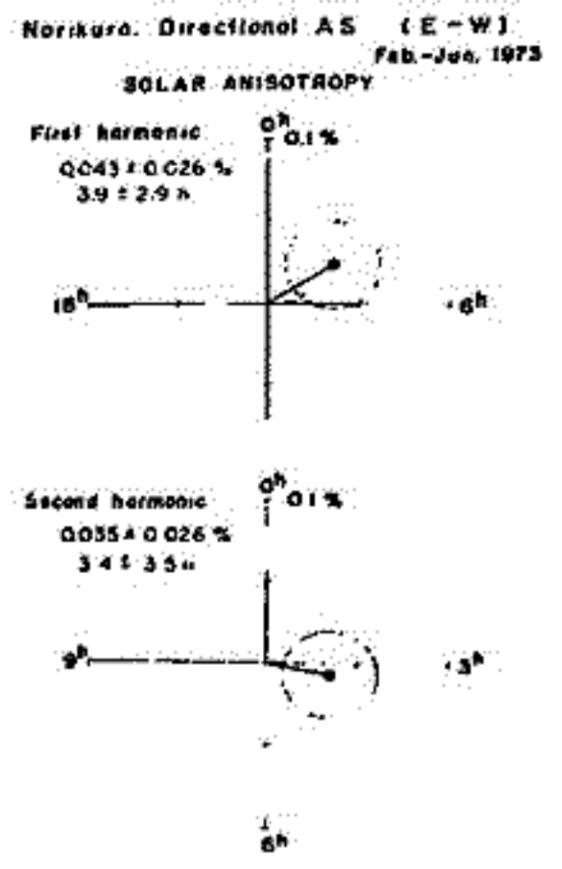
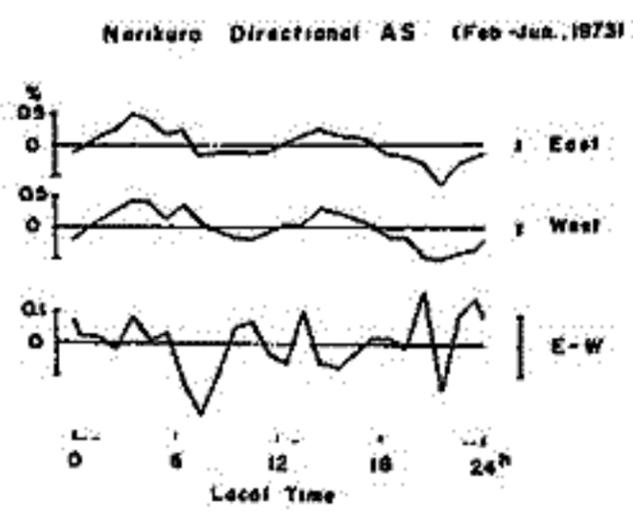
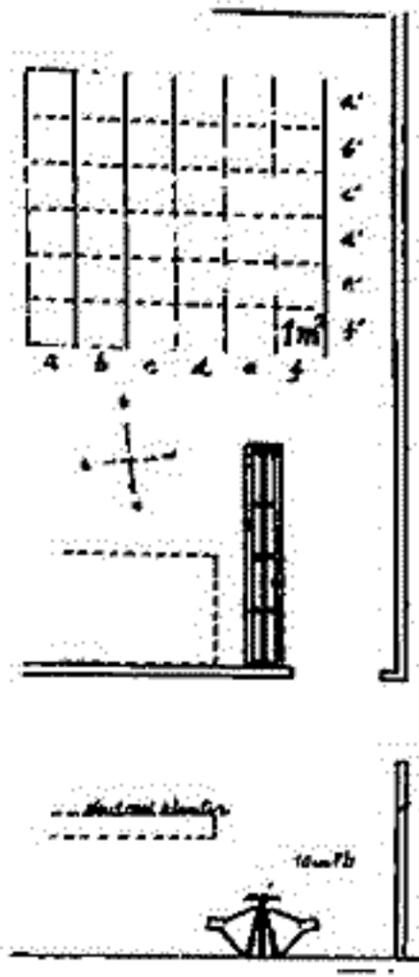
Feb 1973 - Jun 1973

3 Fold Coincidence

$(a+b+c+d) \cdot f \cdot E$

$(a+b+c+d) \cdot f \cdot W$

$1.8 \times 10^4/h$



3. Norikura Directional Air shower Observation II.

Oct. 1973 -> (Oct 1976)

3 Fold, 4 Fold, 7 fold Coincidences.

昭和48年度、科研費により、総25トンと入手し、観測を始めた。観測している空気シャワーの特性、特に Local Shower の混入については検討中。

第 2 会 場

電離層電位の測定法及び観測結果 (上層導電層電位)

岩田 晃

名古屋大学空電研究所

大気電気学における基本量の1つである、晴天領域での電場の維持について、雷雲の生成に伴い、約1Aの電流が、上層の電気伝導度の高い領域で、汎世界的に広がり、晴天領域の大気を通して、地球へ流れ込む、いわゆる *Global Circuit* の説がある。この仮説を実験的に証する一つの方法として、上層の電気伝導度の高い領域の電位即ち、上層導電層電位(電離層電位)の汎世界性と証明する方法がある。しかしながらその測定法、及び解析方法の不備の為、現在まで、有効な実験結果は少い。ドイツのワイセナウでの測定について以下に記します。

旧来、気象庁で行われてきた観測との相異は次の各点にある。

- 1) 気球、ひも、測器等に発生した電荷を完全に放電させた後に放球する。
- 2) 気球を2コ使用し、頂点で1コ切り離す事により、上昇、下降の速度を同一にし、1回の飛揚で上層導電層電位を2回求める事が出来る。データの信頼性が増すのと同じ様に、放球時に発生する電荷の影響は、下降時には除く事が出来る。
- 3) 高度を正確に知る為、気圧計は1mbの精度で測定する必要がある。
- 4) 現在用いている、放射能70ローブを用いた電位計は、100mb位の気圧になると、その測定値が不正確になる事、又、電場の測定値として、1V/m程度の誤差がある。ので、測定を10km(標準値約3V/m)附近で打ち切り、それ以上の高度については、標準の大気伝導度を考慮し、空電流が一定とみなして、残在電位を計算で求める。日本製のゾンデと、ドイツのゾンデをワイセナウにおいて同時に飛揚し、上層導電層電位を測定した結果を表に示す。即ち約10%の精度で測定出来る事となる。

NUMBER	DATE	V ₁ (KV)	(σ)	H (KM)		備考
A 697	29.8.72	j 290	- 2.0	10.3	↑	R, C,
		d 296		10.1	↑↓	R, C,
A 698	31.8.72	j 258	-12.7	8.5	↑	R, C,
		d 293		8.7	↑↓	R, C,
A 727	4.9.73	j 240	+10.1	9.1	↑↓	C
		d 217		8.9	↑↓	R, C,
A 728	6.9.73	j 239	+ 8.3	9.1	↑↓	C
		d 220		8.9	↑↓	R, C,
A 729	12.9.73	j 269	- 4.0	9.2	↑↓	C
		d 280		8.5	↑↓	R, C,

太陽 X 線フレアによる D 領域の増加電子密度の様相 (2)

大塩 光夫
電波研究所

太陽 X 線フレアにより生成される D 領域の増加電子密度の減少期における勾配が、フレア時の増加輻射強度の減少期における勾配との関係に於いて考察される。

或る太陽天頂角 α 及び或る高度 z に於いて、太陽 X 線フレアにより生成される増加電子密度 $\Delta N(\alpha, z, t)$ がその場所での静穏時電子密度 $N_0(\alpha, z)$ より可成り小さいという条件下に、増加電子・イオン対生成率 $\Delta g(\alpha, z, 0 \leq t \leq t_0)$ が時刻 t に比例して増大し、最大期の持続時間を有する事無く ($\tau_m = 0$)、 $\Delta g(\alpha, z, z_m \leq t \leq t_0)$ が、 $\Delta g(\alpha, z, t_0 + t_1) = \epsilon \Delta g(\alpha, z, t_0)$ を満足する様に、 $e^{-B(\alpha, z)t}$ に比例して減少するフレア模型を設定される。 $\Delta g(\alpha, z, t)$ が単一波長領域の増加輻射強度 $\Delta F(\lambda_1 \sim \lambda_2, t)$ によって生成される場合には、 Δg は ΔF に比例するから、上記の $\Delta g(\alpha, z, t)$ は $\Delta F(\lambda_1 \sim \lambda_2, t)$ に置換され得る。

茲に於いて α 及び z に依存する電離層一物理量 $2\alpha_{app}(\alpha) N_0(\alpha, z) = \beta(\alpha, z)$ を考察の対象とされる。

理論的考察は次の結果を生ず。

$B(\alpha, z) \ll \beta(\alpha, z)$ 即ちフレアの減少勾配が緩やかである場合、 ΔN はフレアの減少勾配係数 B に従って減少する。

$B(\alpha, z) \gg \beta(\alpha, z)$ 即ちフレアの減少勾配が急激である場合、 ΔN は電離層の一物理量 β を減少勾配係数として減少する。

$B(\alpha, z) \approx \beta(\alpha, z)$ 即ち両者が匹敵する場合、 ΔN は B にも β にも影響されて減少する。

従って ΔN は無条件にフレアの減少勾配に従って減少する訳ではない事が把握される。即ち端的には、 ΔN の減少勾配係数は $\min(B, \beta)$ ($B \neq \beta$) を採る、と論ぜられるであろう。

$B \ll \beta$ を満足する様にフレアの減少勾配で到来すれば、 ΔN は B (太陽物理量) を減少勾配係数として減少するが、 $B \gg \beta$ を満足する様にフレアが急減少勾配で到来すれば、 ΔN は β より小さい β (地球電離層物理固有量) を減少勾配係数として減少する。 $B \gg \beta$ の場合、電離層の物理状態が急激な変化を有する入力に応答し得ない、と解釈される。

次に右表の如く、 α 及び z の各々の二通りの具体的な数値より、 $\alpha < \min\{1/\max \rho(\alpha=0^\circ, z=100 \text{ km})\} = 8.4 \text{ 分間}$ 、及び $\alpha > \max\{1/\min \rho(\alpha=20^\circ, z=90 \text{ km})\} = 74.4 \text{ 分間}$ を満足する事が極めて非現実的物理量として受容され得ない事を示す。従って平均減少勾配係数 B も亦、 $B \gg \beta$ 及び $B \ll \beta$ を満足する事が極めて非現実的である。よって α 及び z の大きさに無関係に ΔN が一律に B 又は β による減少勾配係数と以て減少する事は現実的に殆ど有り得ず、 $\Delta N(\alpha, z)$ は二種類 ($B \gg \beta$ 及び $B \leq \beta$) の至二種類 ($B \leq \beta$) の減少勾配係数を現実的に有する、と論ぜられる。

採用された $\beta(\alpha, z)$ (5') の値

$\alpha(z)$ $z(\alpha)$	0	60	80
100	1.188×10^3	5.890×10^3	3.420×10^3
80	8.620×10^3	1.724×10^3	2.241×10^3
60	6.460×10^3	6.137×10^3	5.943×10^3

以上の増加電子密度の様相は電離層突然擾乱以外の昼間擾乱現象にも該当するであろう。

佐藤 輝夫
兵庫医大. 物理

1972年8月 event のため、8月7日 1500 UT に起った flare 時の X-Ray flux の観測資料 (SOLRAD 10, 9, OSO 7) を用い、flare 時の下部電離層に於ける X-Ray による ionization rate, N_2 増加電子密度 の高さ分布を計算し、 N_2 増加電子密度の最大となる高さを調べた。計算に用いた大気モデルは U.S. standard Atmosphere (1962) (120 km 以下) 及び Harris-Priester Model (10h LT, 120 km 以上) で、又 X-Ray の範囲は $1\text{\AA} - 30\text{\AA}$ の 20\AA を越える波長の X-Ray の flux については extrapolation を推定した。

又、flare 時の地上における地磁気変化を利用し、電離層電場の高さについて変化がないと仮定しその大きさを推定した。

II-4

Daytime Electron Density Profiles of the E and F1 Regions at Mid-latitude II

Regions at Mid-latitude II

深尾昌一郎・前田憲一

京大工 京都産業大物

1. 序 IRI (International Reference Ionosphere) の作成の目的として 3.7 に中緯度 E, F1 領域の電子密度分布を定量的に示すことが必要であることについて Mada (1969, 71, 72). 前回は, 2.4 の改善したモデルについて報告した。今回は検討の結果を述べた。

2. 大気モデル 前回は, 大気モデルは大気組成に由来する種の初期値を照らすことと完全な一致が得られた。前回は, Jacchia の改良モデル (1971, 1971) に準じたモデルに 2.1 の高層, 100 km 以下については従前の Theom (1971) に基づくモデルを中心とし, Nordberg のモデル (1964) を参考にした。

3. 電子生成率 太陽放射電流 (至) として EUV の X 線 (1037.6 Å ~ 30 Å) として Hinteregger (1970) の観測値を用いた。30 Å 以下については Kneplin (1970) の値を参考にした (前回の EUV 領域の大部分で Hinteregger の値を用いた。中電流は 20% の値を用いた)。短波紫外線 (σ), 電離率 (τ) については λ > 300 Å については Stolarick & Johnson (1972) を, λ < 300 Å については Ohmoto et al. (1966) の値を用いた。λ < 300 Å については前者の値よりも小さい値を用いた。

4. 電子消滅過程 有効衝突係数 (d) の Kenechea et al. (1970) と Mehr & Biondi (1969) の値を用いた。有効衝突係数 (d) については Danilov (1970) の値を用いた。温度依存性を考慮した。α の絶対値は計算値から E 領域から求めた電子密度に一致するように定めた。また B 領域については 170 km 付近の高層層の様子を考慮し, 左側のグラフに示した。

5. 結果の検討 前回の大気モデルが不完全であった。その大部分で Hinteregger (1970) の観測値の 20% (2.4 の値が 2.1 の値の 72%) を採用した。今回のモデルは, 前回のモデルに Hinteregger の中電流を考慮して計算した。結果として, 観測値と計算値の一致が得られた。観測値の 90% 程度の値を得た。理論結果と観測値の一致が得られた。

今後, E 領域については Kenechea et al. (1970) の値を用いた。F1 領域については Torr et al. (1972) の値を用いた。また, 日変化を考慮したモデルを作成する必要がある。

6. 参考文献

Hinteregger, H. E., 1970 Ann. Geophys., 26, 547-556

Jacchia, L. G., 1971 Smithsonian Astrophysical Obs. Special Rep. 112.

Kenechea, T. J., R. S. Narain & W. Swider, Jr., 1970 J. G. R., 75, 245-254.

Mada, K., 1969, 71, 72 ... J. G. R. 74: 21, 23, 24.

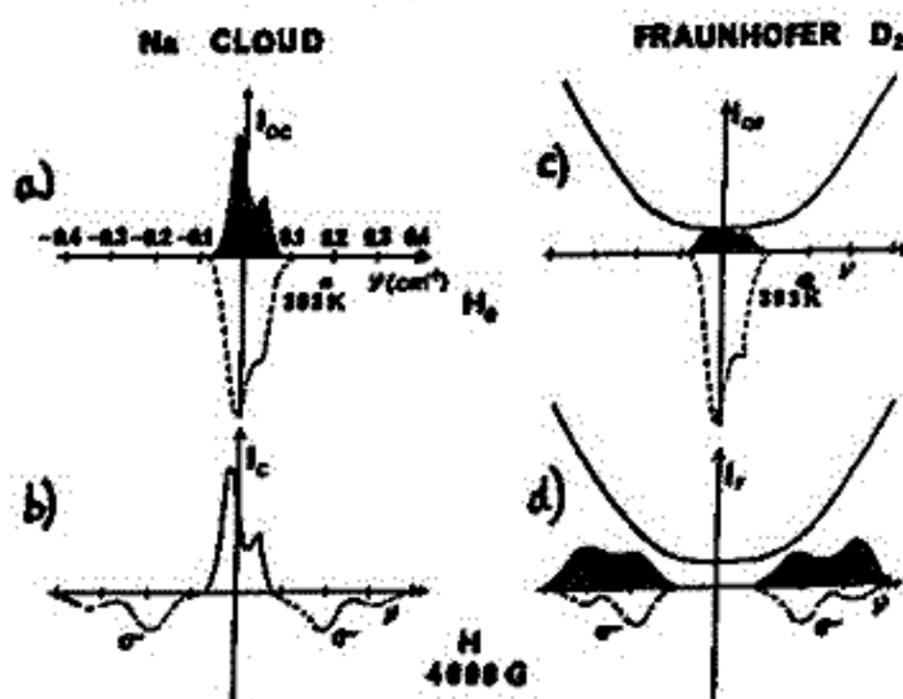
Mehr & Biondi, 1969 Phys. Rev. 181, 264-270.

Torr, D. G., M. R. Torr & D. P. Laurie, 1972 J. G. R., 77, 203-211.

中村 純二
東大 教授

K-9M-43号機は 1973年8月21日 1600 に発射され、発射後58秒から80秒の間に高度約100~120 kmの所にNa発光雲を作った。これをZeeman受光器で観測することによって、昼間の上層風を求めることができた。

Zeeman受光器は外からの光を磁界の中におかれたNaガス槽に入射させる場合、ゼーマン効果のため波長が少しずれた光(図の点線)だけが吸収されるとの原理によるものである。すなわち図a)のように、ガス槽の温度393°Kより温度の低いNa発光雲からの光が入射するとき $H=0$ だと図の網目部分で示したようにその全部がガス槽に吸収されるが、 $H=4000$ ガウスになると殆ど吸収されない(図b)。したがってガス槽から入射方向と直角方向に散乱される光の強度 I_{oc} と I_c の比は、極めて大きくなる。一方背景にある青空の強い Fraunhofer線は吸収線の形から $H=0$ の場合に比べて $H=4000$ ガウスの場合の方が遙かに多く吸収され I_{of}/I_c の比は略 $1/2$ となる。(図c)およびd)



たい8月21日は上空にシーラスがあり、これからの反射が混入したため極めてノイズの多い状態となり、発光雲のないいくつかの方位についても $(I_{oc} + I_{of}) / (I_c + I_f)$ の値は、1に近い値をもつ有様であった。

Zeeman受光器と共に内之浦と山川では積層干渉フィルターによる直接写真撮影と、アイオノゾンデによる電波観測が行われた。この中、山川のアイオノゾンデには発射後4分から11分まで Na雲からと思われるエコーが受かり、そのレンジは125 kmであった。Na雲は本来中性雲であるが、中に混入されたユーロピウム並びにNa及びNaOが昼間の強い紫外線のためイオン化したものと考えられる。

これらから発光雲の軌跡を求めると、上空114 kmにおいて中性風の速度は、速さ 63 ± 5 m, 方位は略西向き、2~10度南寄りであることが判った。

次回ほもっと空の澄んだ日に、2台以上のZeeman受光器による同時観測を行うことにより、より正確な上層風の観測を行いたい。それと共に、水平並びに鉛直の二本のスリットを掃引することにより受光器自体の方位の分解能をあげることも計画中である。

終りにZeeman受光器の開発について激励を頂いた 前田憲一先生、並びにロケット観測についていろいろ協力を頂いた平尾実験主任、大地、加藤両教授はじめ各観測点の協力者の方々に心から御礼申し上げる次第です。

NUMERICAL STUDY OF THE UPPER ATMOSPHERE

Takashi Tanaka

Institute of Space and Aeronautical Science University of
Tokyo, Tokyo 153.

In previous papers, I have shown some applications of the numerical modeling method to the study of the upper atmosphere. The purpose of this paper is to describe details of the numerical modeling method used there. Outline of the model is similar to those of previous authors (Bailey, Herman, Stubbe, Ruster, Eccles, King, Jones). However my calculation is more general compared with previous authors in many points.

references

- Tanaka, T. and Hiraio, K.; Numerical study of the seasonal variations of the ionosphere, Rep, Ionosph. Space Res. Jap. 26, 216, (1972).
- Tanaka, T. and Hiraio, K.; Structure and time variations of the Jovian ionosphere, Planet. Space Sci., 21, 751, (1973).
- Tanaka, T. and Hiraio, K.; Effects of an electric field on the dynamical behavior of the ionospheres and its application to the storm time disturbance of the F-layer, J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1443, (1973).
- Tanaka, T and Hiraio, K.; Numerical modeling of the upper atmosphere, Report of the Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo, No 496, (1973).
- Tanaka, T. ; Numerical method of studying the structure of the upper atmosphere, Planet. Space Sci. (to be published).

熱圏の電気力学

松浦延夫
電波研

前回の続きとして、F領域ダイナモに内する考察結果について報告する。今回はE領域ダイナモとF領域ダイナモの関係、およびF領域ダイナモに内連するエネルギーの問題について報告を行う。

熱圏のダイナモの加熱源は太陽紫外線の大气吸収である。この加熱源に対応する熱圏構造の変化と Turbopause 高度の変化と Thermopause 高度の変化の二つのパラメーターで近似的に代表させ、両者に起因する電気力学的効果と代換した。Turbopause 高度変化 (高度 110 km, 日変化振幅 3%) に対応する熱源は太陽からの Schuman-Ruuge cont. である。従来の電離層ダイナモで取扱われてきた E 領域ダイナモの起電力は 10^3 V である。一方、thermopause 高度変化 (日変化振幅 15%, Jacchia モデル) に対応する加熱源は太陽 EUV 輻射である。F 領域ダイナモの起電力は 10^4 V 程度である。この二種類の起電力によって生じる電流と高度によって指分した値は同程度の大きさをとり、昼間では約 30 Amp/km, 夜間では数 Amp/km の程度となる。

F 領域ダイナモによって生じる分極電場についての考察結果は既に報告した。F 領域電流と分極電場の相互作用によって、じエール加熱および送還風のプラズマ冷却が生ずる。F 領域上部の電流密度は 10^{-13} (emu) の程度で、電場は 1 mV/m (10^3 emu) の程度であるから、電氣的熱源 (冷却源) の大きさは 10^{-10} erg cm³ sec⁻¹ である。この大きさは F 領域上部の熱収支に比べて有意の影響を及ぼす。電場の大きくなる夜間の赤道地域において、プラズマ冷却の効果が卓越しており、特にイオノスフェアの冷却である。C50-6 によって観測されているプラズマの超冷却 (Hausman et al, 1972) と相俟って今後検討が必要である。

SHF 静止衛星電波シンケレーションと
VHF 赤道横断電波受信の関連について

新野賢爾 山岡誠 柳谷登美雄
(電波研究所)

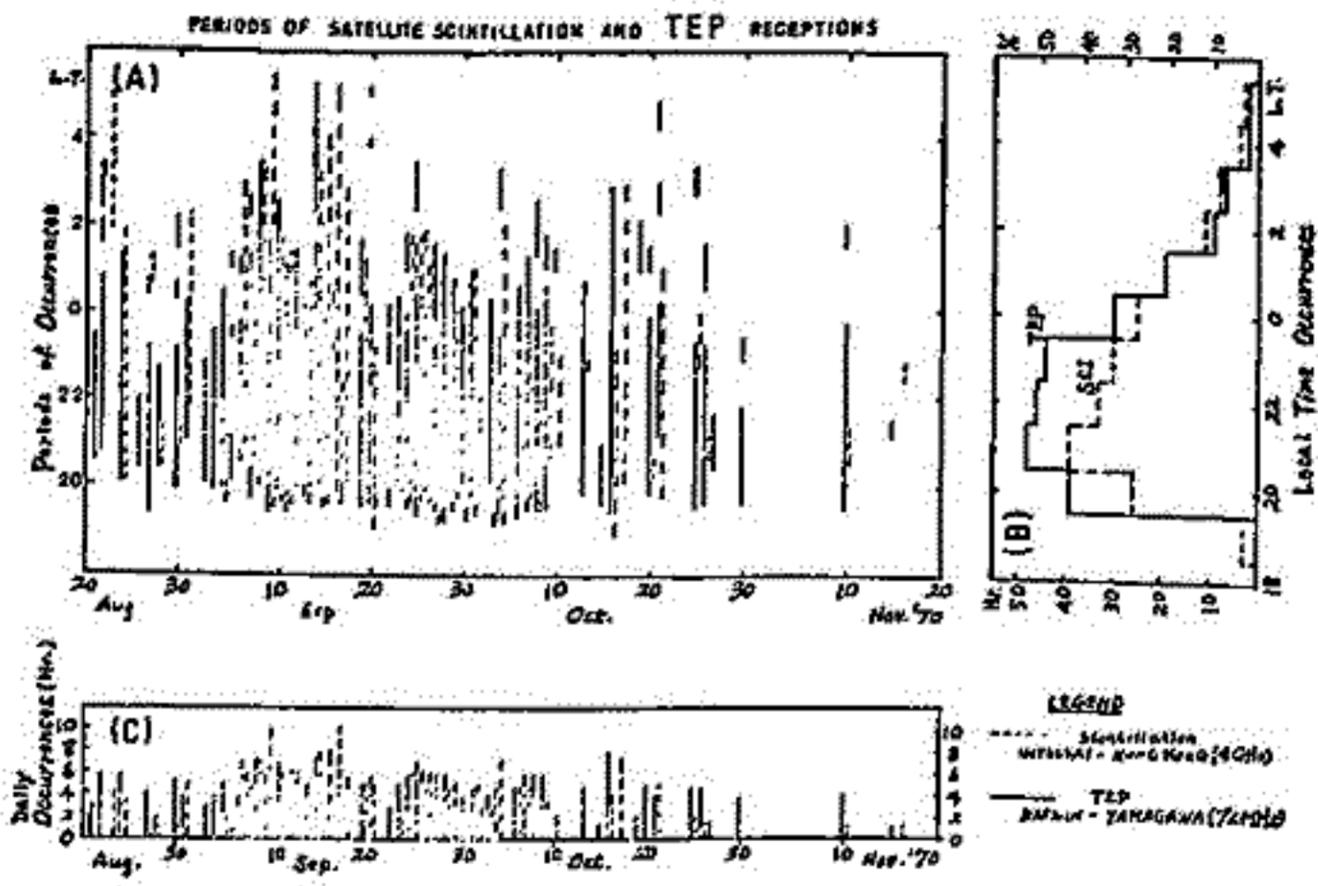
電波衛星や人工衛星からの電波は電離層通過の際、不規則性プラズマ雲のためにシンケレーション・フェーディングと起すことがある。この現象は高緯度地方と赤道地方に主として発生し、その特性については後述のように要約される。

電離層シンケレーションの特性

発生地域	高緯度地方 (地磁気緯度 40° 以北)	赤道地方 (地磁気緯度 30° 以下)
太陽活動	正相関	正相関
季節	春秋に極大	春秋に極大
地方時	主に夜間	夜間
スプレッドF	正相関	正相関
地磁気活動	正相関	弱い負相関

本報告では、最近インテルサット衛星通信網の観測からえられた 4GHz , 6GHz 電波による観測結果と電波研究所山岡誠博士が測定しているオーストラリアとウ VHF 赤道横断電波実験との関係について述べる。

図は 1970年8月～11月までの3ヶ月間の両者の発生について比較したもので、両現象の同時性、日変化、日変化特性が極めて類似していることが明らかである。



電離層下領域と中性大気との Coupling

(HF ドップラー法による検出)

高井 稔 山川 徹
(京都大学 工学部)

前回の報告においましては、下層大気の大擾乱が電離層領域まで達しており、その証拠と考えられるデータが、観測員付近と通過した台風が及ぼしたと思われる現象を HF ドップラー法による検出で得る事が出来た事が述べられていたが、今回はこれに対する理論的考慮を加える事により、この観測が中性大気と電離層との Coupling を明らかにする有効な方法である事が判ったので報告する。

一般に電波による電離層の観測は電離層中の電子の動きのみを捕えているので、この領域における中性大気の振舞いについては明らかではなかった。

今簡単のために中性粒子と電子のみについて考えよと(オ1回工部)、Coupling Function $\Phi(h)$ の導き入ると、電子の運動の平均速度 $U_{ea}(h)$ と中性粒子のそれ $U_{na}(h)$ との間には次の関係を与える事が出来る。

$$U_{ea}(h) = \Phi(h) \cdot U_{na}(h) \quad (1)$$

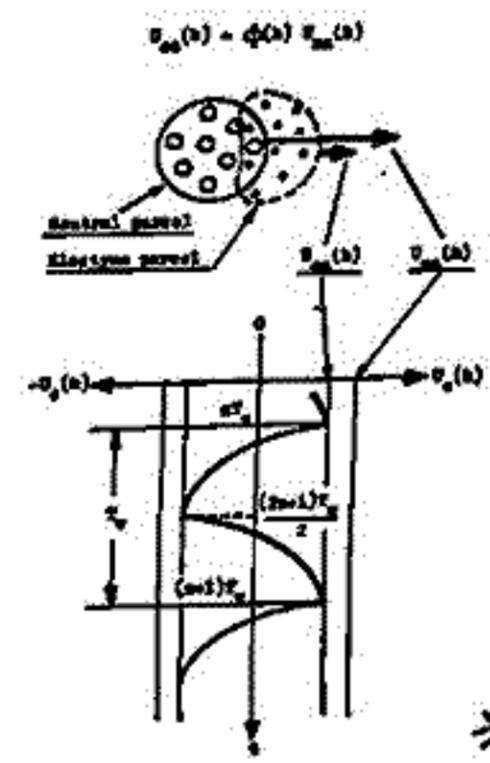
ここで $U_{ea}(h)$ は高さ h における中性粒子と衝突する事により引き起される。それはオ1回下側に描かれているような振舞いとす。この電子の運動の時間的変化における緩和時間 $T(h)$ は中性粒子の密度、速度と中性粒子と電子との衝突断面積により決定される。この $T(h)$ を用いる事により Coupling Function $\Phi(h)$ は次式で与える事が出来る。

$$\Phi(h) = \frac{1 - \exp(-T_w/2T(h))}{1 + \exp(-T_w/2T(h))} \quad (2)$$

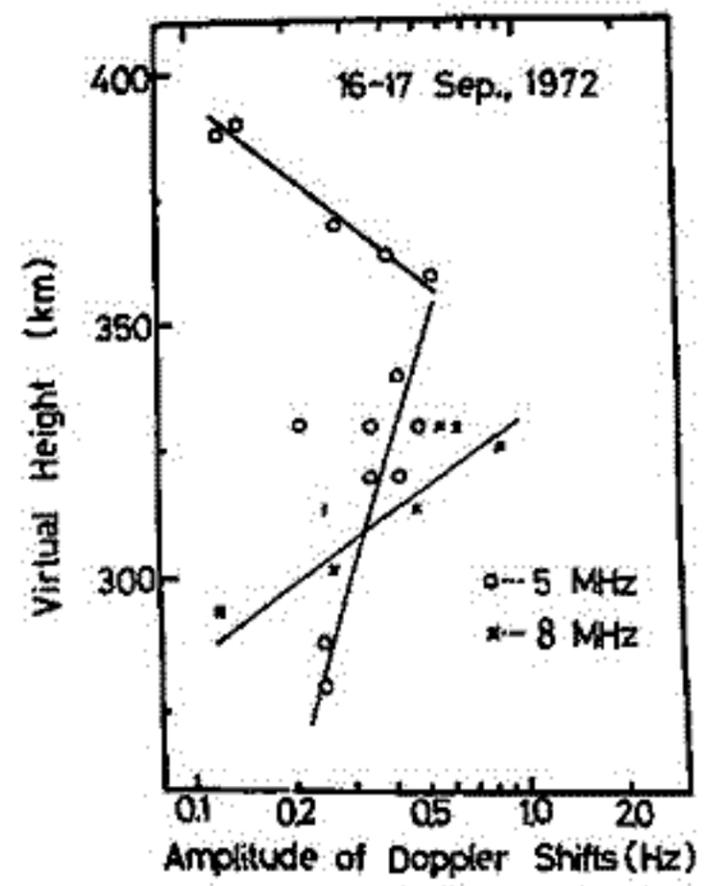
$U_{na}(h)$ と ドップラーシフト f とは比例関係にあるので、結果として中性粒子運動の振中とドップラーシフトの振中とは比例関係が得られる。

今中性大気振動が下領域においまして高さと共に変化しているとすると上述によれば、それはドップラー変動も比例して現れる事が判る。オ2回はドップラー変動における振中の高さ変化を示している。故にこのプロットの勾配を求めれば、それは正に反射角付近のステールハイト H と与える事になる。

今回の結果はデータ量の不足のため正確な値を得る事は出来なかつたが、他の観測結果に近しい値を示している。故にこの定量的な解析は電子と中性粒子との力学的な Coupling を証明づける事は勿論の事、更に中性粒子の詳細な動態を知る有効な手段と思われる。



オ1図



オ2図

北村泰一

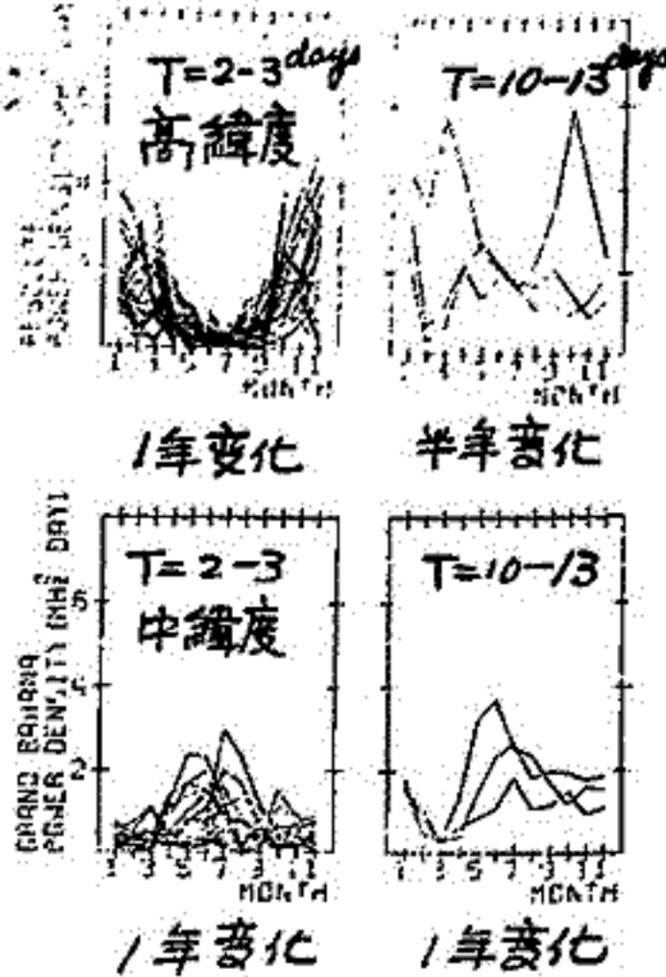
(九大 理)

過去数回に亘って同名の報告を続けてきたが、本報告で超長波の時間的変化について一段落したと考へてゐる。以下に要旨をまとめる。

[スペクトルタイプの例]

[1] スペクトルのタイプ (fof2 の超長周期変動に関して) 現在、赤道型、低緯度型、中緯度型及び高緯度型の4つにわけて考へてゐる。しかし、高緯度型は今後の発展によつては、オーロラ地帯、sub-polar cap, polar cap の3つに細分され、計6つの型にわけられる可能性を考へてゐる。

(各タイプの特長)
季節変化

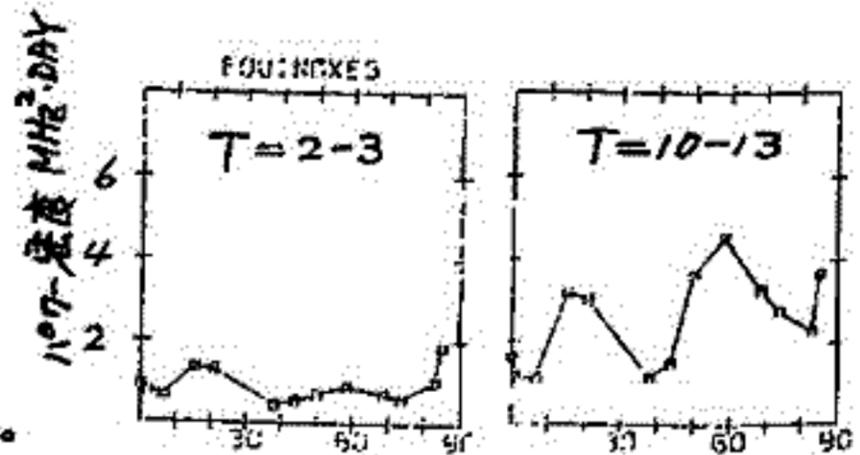


	短周期 (2~3日)		長周期 (6~7日以上)	
	1年変化	高冬低夏	半年変化	高冬低夏
高緯度	1年変化	高冬低夏	半年変化	高冬低夏
中緯度	1年変化	低冬高夏	1年変化	高夏低冬
低緯度	不明	—	不明	—
赤道	不明	—	半年変化	高冬低夏

注; 高冬低夏 10°N-密度が冬高い等
高夏低冬 10°N-密度が春秋方高く夏冬至に低い。

緯度変化

	10°N-密度	
	T=2-3	T=10-13
高緯度	低	高
中緯度	低	低
低緯度	高	高
赤道	低	低



[緯度変化の例]

[2] Equatorial Enhancement が存在する。

これは特に Equinox において著しい。

[3] 相関

1. fof2 の地域的相関

- ・高緯度では peak-to-peak の対応がある。
- ・高緯度と赤道との間にも peak-to-peak (ただし負相関) がある。

2. fof2 と地磁気水平成分との相関

- ・赤道では fof2 と magnetic field は、明らか負相関がある。
- ・高緯度では相関は存しない。
- ・しかし高緯度の fof2 と赤道の magnetic field との間には明らか正相関がある。

以上観測事実の記述のみにとどめる。

電離層超長波 [II] 波動 (第一報)

宗像康正, 北村泰一
(九大, 理)

電離層内の長周期変動の性質はかなり明らかになってき (前講演参照). 周期数日の変動が確かに電離層内に存在する事は確認できた. 我々は考えている. しかし, これらの変動はあくまで時間的変動の側面だけから見たものであり, 波動であることを確認する為には, 空間的な変動をみなければならぬ. 本報告はそうした電離層超長波の, 時間-空間的解析の結果である.

解析上の難点は, 同緯度上に等間隔に存在する観測所を選出する事であり, しかも計算の技術上, 観測所が2ヶ所でないといけない事である. 本報告の場合, 赤道領域に4ヶ所, 中高緯度に4ヶ所の観測所を選んだ.

[手法]

時間, 空間の関数として与えられた, foF2, 地磁気水平成分の data $W(\lambda, t)$ を

$$W(\lambda, t) = \sum_{k, \omega} W_{k, \omega} \cos(k\lambda - \omega t + \phi_{k, \omega})$$

λ : geomagnetic longitude
 t : time

に展開し, amplitude $W_{k, \omega}$ が大きい成分をさがすという方法による. 期間 1.5~3ヶ月間の hourly values を用いた.

現在下記の様ないくらかの波が算出されているが, 今後同様な解析をすすめて, 磁場と foF2 の相関や, 季節的差違等もみていく予定である.

	地域	期間	検出波	
			方向, 周期, 波数, 速度	
foF2	赤道	'58年 10~11月	E, W, 21日	1. 22%
magneH	赤道	'58年 1~6月	E, 28日	1. 17%
			E, 14日	1. 33%
			W, 11日	1. 42%
foF2	中高緯度	'58年 2~4月	E, 11日	1. 27%
			W, 21日	1. 14%

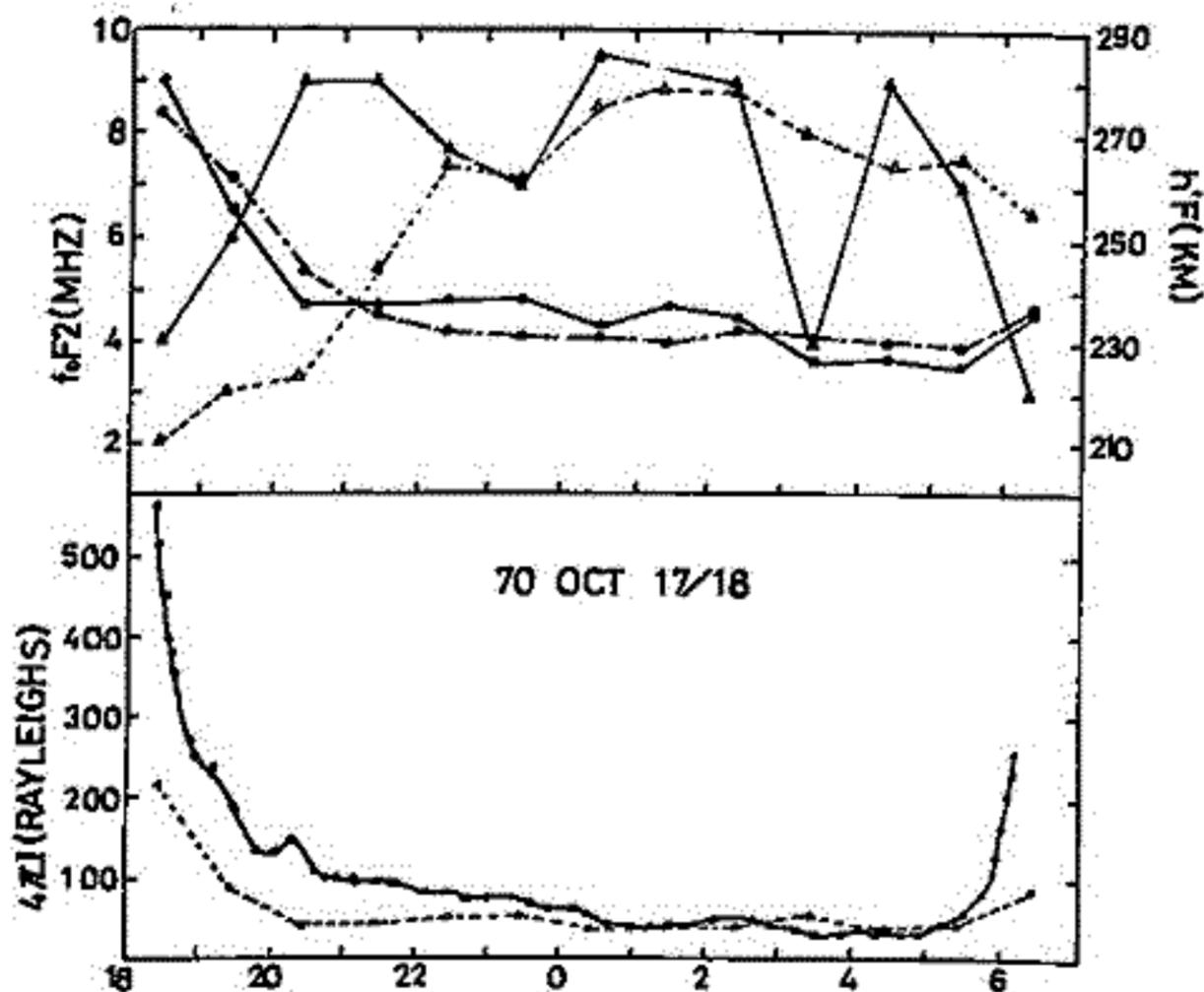
* 上表, 波数は地球全周における波数

観測所

foF2 赤道領域 Huancayo, Natal, Ibadan, Kodaikanal. (磁気緯度 0°)
foF2 中高緯度 Yakutsk, Adak, Victoria, Washinton (" 50°)
magne. 赤道領域 Kodaikanal, Jarvis, Koror, Huancayo (" 0°)

近藤 豊(東大理) 岸松 隆夫(東大理)

● 観測日の f_oF_2
 ▲ " $h'F$
 ○, △ はそれぞれの Monthly median を示す。
 (Boulder での値)



1970-71年のLOGAN (41 lat 47°N, lon 310°) でウフィルターを用いた、
 6300Å 大気光の観測の33で、回に示す本様に 20^hLT 頃に強度が増し「コブ」状の
 profile が形成される例が見つかった。下の図の矢印は観測された 6300Å 強度で、点線
 は上図に示した電離層のパラメーターの1時間値を使って、Barber の式によって計算した
 強度である。この例について言えば、計算値ではコブが起きていないが、電離層の Data
 が1時間値である為、コブが電離層の変化によっても起るのではないと考へるは出来
 ない。(計算値でコブが起きた例は1つも見つかった)

いくつかの観測例を調べた結果
 ・この現象は 20^hLT 頃よく起る。
 ・地磁暴活動度が高い時、特に P_{st} が大きな負値をとり時起き易い
 という事が多かった。
 この現象の原因は、可能性として、極域の加熱による T.E.D の影響、初層の風の影響
 (F layer storm)、磁気圏の熱エネルギーの電離層への供給等が考へられる。

II-13 電離層における低エネルギー電子の速度分布

足原 修, 高柳 和夫 (東京大学 宇宙航空研究所)

電離層における電子のエネルギー分布のうち、非熱的部分は大気光励起等に関連してたびたび計算されており、一方熱的部分はほぼマクスウェル分布であるとされている。しかし両者のつながりの部分については、はっきりしたことがわかっていない。ごく最近 Krimberg (1973) がはじめにこの種の問題に手をつけているが、彼は多くの単純化を行なって数学的にきれいに扱える形にして解いているので、定性的なモデルとしては大変興味ある仕事であるが実際の電離層での観測とくらべるには適していない。

われわれは主要な衝突系過程をすべて考慮に入れたボルツマン方程式を解くというやり方で分布関数を求めた。対象としては120~250 kmの静穏な電離層を考えた。200 kmあたりから下では電子の平均自由行程もごく短く、光電子が作られてから熱エネルギーになって正イオンと消滅するまでに移動する空間的距離はあまり大きくないと思われる。そこで電子密度 n_e の勾配の効果は重要でないとして今回は無視した。250 kmあたりではこの近似は若干の誤差をひき起こしていると思われる。今後 $\nabla \cdot n_e \neq 0$ による補正をとり入れることを検討していきたい。

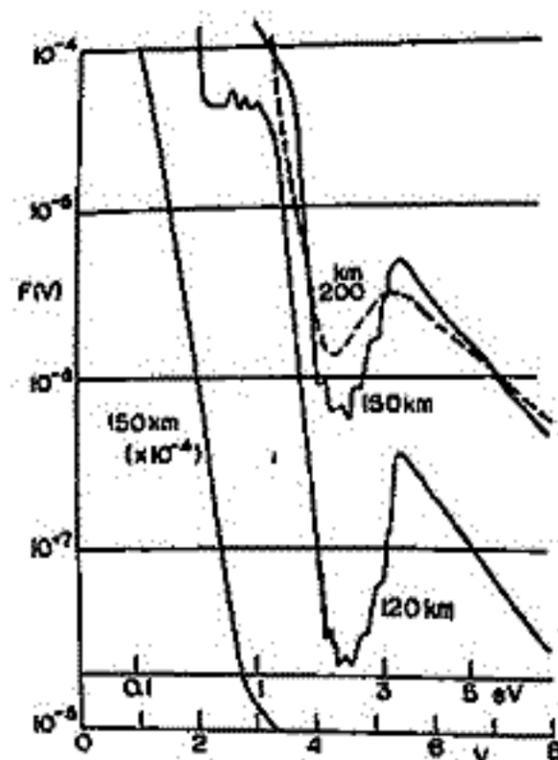
つぎに、時間的変化がゆっくりであることから、定常状態として速度分布を求めた。さらに電磁場の影響も無視し、また低エネルギー電子に関する限り速度分布は等方的とした。したがってボルツマン方程式を解くというつも、ここで扱ったのは光電離や衝突電離による電子の生成、 O , N_2 , O_2 との非弾性衝突(励起・脱励起)、同じ中性粒子や、イオンとの弾性衝突、すでに熱エネルギーになっている多数の電子との衝突、そして NO^+ , O_2^+ との解離性再結合による消滅なども考慮に入れて、速度空間における電子の分布関数がどのような定常解をもつかを調べたことになる。

第1図は120, 150, 200 kmで得られた速度分布曲線である。120 kmでは ≈ 1 eVおよび2~3 eVにそれぞれ O_2 , N_2 の振動励起による顕著な凹みが見られる。最近 Hays と Sharp (1973) が twilight の条件下でロケット観測をし、2~3 eVでの凹みを見出している。熱的および非熱的部分のつながりについて112はまた観測データが少ないが、250 kmでのわれわれの結果(図には示していない)は最近の Hays と Nagy (1973) の260 kmでの観測と非常によく一致している。また先年 Ehrhardt が測ったもの(未発表)とも定性的に合っている。

計算の結果得られた n_e と熱エネルギー電子の温度 T_e とを下記の表に示す。

高度	120	150	200	250 km
$T_{gas}(K)$	355	745	1140	1314
$T_e (K)$	370	865	1300	1440
$n_e (10^5 cm^{-3})$	0.31	0.72	2.1	3.7

(*) 大気モデルとしては CIRA, model 5, 14h の値を採用した。



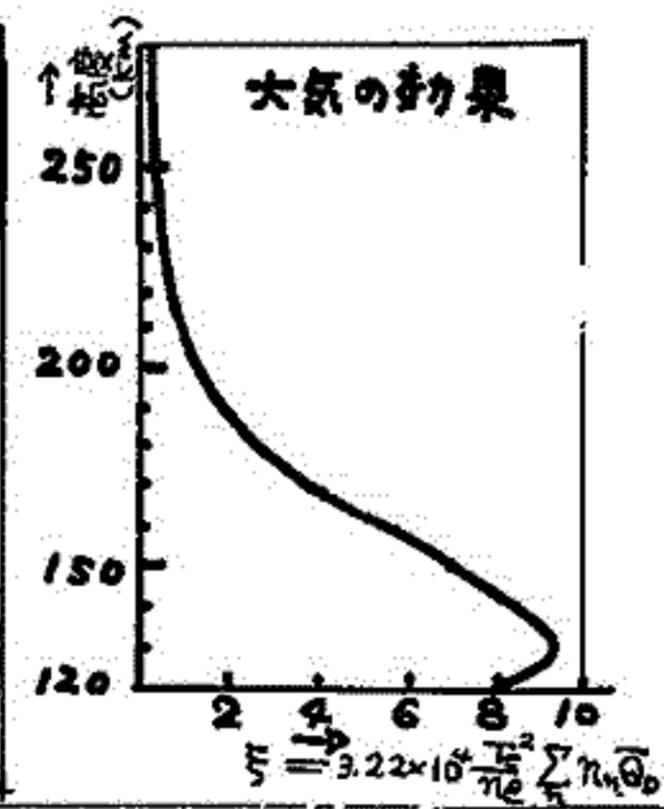
第1図

藤野正朗
東北大学理学部

1. 塵 電離層の電子温度は以下の電子とイオンのエネルギー保存則を同時に解くことにより得られる。
 $C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (K_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) = Q - L$ for electrons

歴史的には
 左辺の時間
 変化の項と
 $C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (K_i \frac{\partial T_i}{\partial x}) = Q' - L'$ for ions

熱伝導の項を無視して, Heat input と Loss のみを考察し, T_e, T_i, T_n の差の存在等が予想され, ついで, 電子, イオンの熱伝導の項の重要性が知られてきた。日変化を計算する場合は Relaxation time が小さいことから, 各瞬間々には Steady state ($\partial T_e / \partial t = 0$) になつてゐると仮定し, 各時間における Model, 境界条件を与えて計算されてきた。しかし, 急激な Heat input がある場合は時間変化の項を入れ, 計算しなければならない。又, 熱伝導率としては, 完全電離気体として導かれた Spitzer の $K_{sp} = 7.7 \times 10^5 T_e^{5/2} \text{ ev/sec-deg-cm}$ が普通つかわれるが, 低高度になると, 大気密度が大きくなり, この効果を入れる必要がある。Banks によると, それは $K_e = K_{sp} / [1 + 3.22 \times 10^8 (T_e^2 / n_e) \sum n_n \bar{Q}_0]$ (\bar{Q}_0 は大気成分の Averaged momentum transfer cross section) となり, 分母に大気の効果がある。上図は高度と $\xi = 3.22 \times 10^8 (T_e^2 / n_e) \sum n_n \bar{Q}_0$ の関係の長間における一例である。今回は, この中性大気の効果を含めた時間変化の計算を単純な Model で計算したものを報告する。



2. 計算手法. 低高度でのふるまいを精しく知る為の変換, $x = C e^{\xi}$, 線形化しやすくする為の K_e の級数展開, $K_e = \sum_{k=0}^{\infty} Q_k T^{2k + \frac{5}{2}}$ (ただし, $Q_k = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha(\frac{n}{k}) E^{n-k} (\gamma \beta)^k / (k!)^n$, $\alpha = 7.7 \times 10^5, \beta = 3.22 \times 10^8 \bar{Q}_0, \gamma = N/n_e$) をすると, 方程式は次式となる。

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} - f \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \xi} (g_k \frac{\partial T_e^{2k + \frac{5}{2}}}{\partial \xi}) = F \quad (\text{ただし, } f = e^{\xi} / C_e C^2, g_k = Q_k e^{\xi} / (2k + \frac{5}{2}), F = (Q - L) / C_e)$$

ここで, 差分をとり, 線形近似 $(T^{2k + \frac{5}{2}})_{j+1}^n \approx (T^{2k + \frac{5}{2}})_j^n + (2k + \frac{5}{2})(T^{2k + \frac{5}{2}})_j^n (T_j^{n+1} - T_j^n)$ を用いて整理すると, 次式となる。

$$-A_j W_{j-1}^{n+1} + B_j W_j^{n+1} - C_j W_{j+1}^{n+1} = G_j$$

ここで,

$$A_j = \theta \cdot \Delta t / (\Delta \xi)^2 \cdot f_j^n \sum_{k=0}^{\infty} (2k + \frac{5}{2}) (g_k)_{j-\frac{1}{2}}^{n+1} (T^{2k + \frac{5}{2}})_{j-1}^n$$

$$B_j = 1 + \theta \cdot \Delta t / (\Delta \xi)^2 \cdot f_j^n \sum_{k=0}^{\infty} (2k + \frac{5}{2}) [(g_k)_{j-\frac{1}{2}}^{n+1} + (g_k)_{j+\frac{1}{2}}^{n+1}] (T^{2k + \frac{5}{2}})_j^n$$

$$C_j = \theta \cdot \Delta t / (\Delta \xi)^2 \cdot f_j^n \sum_{k=0}^{\infty} (2k + \frac{5}{2}) (g_k)_{j+\frac{1}{2}}^{n+1} (T^{2k + \frac{5}{2}})_{j+1}^n$$

$$G_j = F_j^n \cdot \Delta t - A_j (T_j^n - T_0^{n+1}) + B_j (T_j^n - T_0^{n+1}) - C_j (T_{j+1}^n - T_0^{n+1}) + \sum_{k=0}^{\infty} f_j^n \frac{\Delta t}{(\Delta \xi)^2} [\delta (g_k \delta T^{2k + \frac{5}{2}})]_j^n$$

$$W_j^{n+1} = T_j^{n+1} - T_0^{n+1}$$

この Implicit difference equation は Crank & Nicholson's Scheme ($\theta = 1/2$) で解く。

降下低エネルギー電子の上層大気における エネルギー損失過程

高橋 忠利
東北大. 理

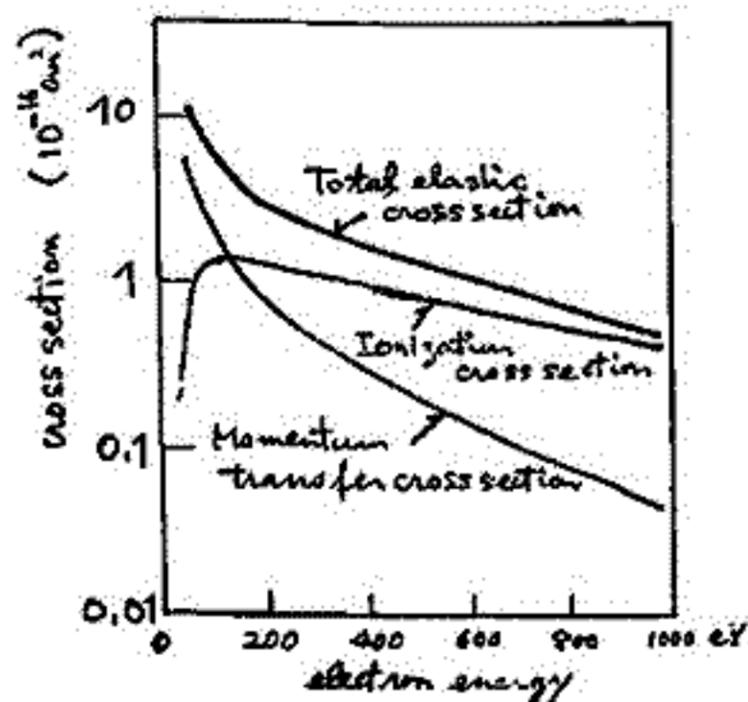
近年、低エネルギー領域の非熱粒子の観測の進展に伴い、その極域電離層における、重要なエネルギー源としての側面が重視されてきている。

低エネルギー電子のエネルギー損失過程を考えるにあたり種々の素過程の断面積が問題となるが下図に1例として酸素原子の低エネルギー電子に対する衝突断面積を示した。図は1 keV以下の電子の振舞に対し *elastic collision* の重要性を示している。エネルギーの減少は主として *ionization* 等の非弾性衝突によって行われるが、このエネルギー損失過程の高さ分布や、電子に対する大気の *Albedo* 等はエネルギー損失と密接に関わり弾性衝突も決定的な意味をもってくる。これまでの低エネルギー電子による *ionization* 等の計算にはこの点が考慮されていなかったようである。

Stolarski¹⁾ は *photo electron* の輸送の問題として *monoenergetic electron flux* を輻射伝達の手法で扱っており、この問題の解が *elastic collision* の断面積と全衝突断面積の *ratio* (λ) で特徴づけられることを示している。他に *low energy electron* のエネルギー損失過程を *elastic collision* の等価も入れて定量的に評価する方法として、モンテカルロ法が考えられる²⁾ が、上記の *radiative transfer* の手法は *analytic approach* が可能である等のメリットを持っている。今回は以下の諸点を中心にして、*low energy electron* の上層大気中におけるエネルギー損失過程への *approach* の概要を述べる。

1. *radiative transfer* による *approach* の概要とその限界
2. λ ($\sigma_{elastic}/\sigma_{total}$) と降下粒子 *flux* の *atmospheric albedo*, *ionization height distribution* 等との関係
3. *elastic collision* の非等方位の問題

計算の際のモデルとしては半無限の一様大気に種々の *energy* の *electron* の *isotropic influx* を適用した。この結果を実際の大気モデルに適用する際の問題点についても若干の議論を行う。



文献

- 1) Stolarski, R. S. (1972) *J. Geophys. Res.* 77 2862
- 2) Ciccone, R. T. and S. A. Binlill (1971) *J. Geophys. Res.* 76 8299

早川幸男, 小林研一, 河野毅, 村上敏夫, 長瀬文昭, 田中靖郎, 山下広順
名大理

K-9M-44号機に薄窓比例計数管を搭載して He II (304Å) 強度の方向分布を測定した。この実験は L-3H-8 による実験のテストを兼ねたもので、これ自身では統計的有意性が十分ではないが、比例計数管が He II (304Å) の測定に有効であることを示した。

測定器。K-9M-44に搭載したGXR と HOS の隙間を利用して、コリメーター、反射板、フィルター、比例計数管から成る XUV 測定器が搭載された。

コリメーター: $5^\circ \times 11^\circ$ (長い方がロケット軸に平行, $\Omega = 1.7 \times 10^{-2}$ 光軸はロケット軸に垂直。

反射板: Cr 面, 入射光線は面と 21° で, 304Å における反射率 30%。

フィルター: LiF 板により 1100Å 以下を切る。

比例計数管: プロパンガスづめ, 有効面積 19.0 cm^2 , 0.5 μ ポリプロピレン膜。ポリプロピレン膜の 304Å 線に対する透過率は 1.5×10^{-4} 。計数管からのパルスをも 84チャンネルに分け, 下の 24チャンネルを He II (304Å) によるものとした。He II (304Å) のパルスが下の 24チャンネルに入る確率は 60%。

総合効率: $0.3 \times 1.5 \times 10^{-4} \times 0.6 = 2.7 \times 10^{-5}$

校正: フィルターが動く際, それにつけた ^{55}Fe の X 線で行なう。

He II (304Å) の確認。測定器にかかる可能性のある放射線は He II (304Å) の他に, La (1216Å), He I (584Å), 軟 X 線電子がある。これが大きな奇手をしていざすれば, パルスの波高分布, 強度の高度変化, フィルターの用肉による差の観測値と矛盾する。4チャンネル 1, 2 に入るパルスは, フィルターでふたをした場合をバックグラウンドとして差し引けば, He II (304Å) によると解釈される。

観測結果。計数率は高度と共に増す。大気吸収による減少は高度 $\geq 280 \text{ km}$, 天頂角 $\leq 80^\circ$ では 20% 以下であるから, 280 km 以上 (最高高度は 340 km) のデータを採用する。

絶対強度。天空上を平均して 0.5 R/sr。

方向分布。地球方向を見るときは, フィルターを肉にしたときと同じバックグラウンドの計数率になる。方向分布は等方分布のものが大気吸収を受けたとした計算値と矛盾しない。Solar apex に最も近い方向, 地球コロナを横切る視線が最も長い方向に山が見えるが, 等方分布からの外れは約 2 σ であるから統計的に有意とはいえない。この山の高さは He II (304Å) の惑星間ゲロー説, 地球コロナ起源説の両方と矛盾していない。

将来の展望。L-3H-8 の装置は有効面積が約 10 倍になるから, He II (304Å) の起源を方向分布から導くことができる。またポリプロピレンの膜厚を 0.3 μ にすると透過率が約 2.5 倍増えるので統計精度は十分になる。ただしこの場合 He II (584Å) に対する効率も高くなるから, 両者を分離するフィルターが必要になる。さらに光学系を工夫することによって様々な測定法が開発されるから, 薄窓比例計数管の XUV 測定装置の将来は洋々たるものがあるといつてよい。

科学衛星「でんぱ」の軌道変化から推定した 外気圏温度

II-17

寺沢敏夫・大林辰蔵
東大宇宙研.

衛星の軌道要素(特に周期T)の時間変化率から大気抵抗を求め、適当な大気モデルを仮定することにより、外気圏温度を算出することができる。

大気抵抗の効果はKepler運動に対する摂動として扱うことができる。^{*}(式(1),(2))

大気密度ρはJacchiaモデル(1971)を仮定し、「でんぱ」の軌道要素について計算した結果を図1に示す。これにより、観測された衛星の回転周期の変化率(ΔT/T)から、外気圏温度を求めた。図2はこうして求められた温度と10.7 cm Solar Flux及びAp indexの対応を示したものである。各瞬間における軌道変化の観測が少数(6例)(図には×で示した。)であるため、長期間の周期の平均変化率に対応する外気圏温度を——で示してある。同じ期間のSolar Fluxの平均値を下部プロットしたが、両者には有意な相関がみられる。

* G. E. Cook et al (1966) Proc. Roy. Soc. 257, 224
D. G. King-Hele (1963) Planet. Sp. Sci. 11, 261

Basic equations

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 + \frac{GM}{r^2} &= -\frac{D}{m} \sin \chi \quad (1) \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\phi}{dt} \right) &= -\frac{D}{m} \cos \chi \quad (2) \end{aligned} \right.$$

drag force

$$D = \frac{1}{2} C_D A \rho v^2 \quad (3)$$

$$-\frac{\Delta T}{T} = 3 C_D \frac{A}{m} F a \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \rho \frac{(1 + e \cos E)^{3/2}}{(1 - e \cos E)^{1/2}} dE \quad (4)$$

- C_D: 抵抗係数
- A: 衛星の有効断面積
- v: 衛星の速度
- m: 衛星質量
- F: 大気回転の修正因子(1の程度)
- Q: 軌道長半径
- e: 離心率

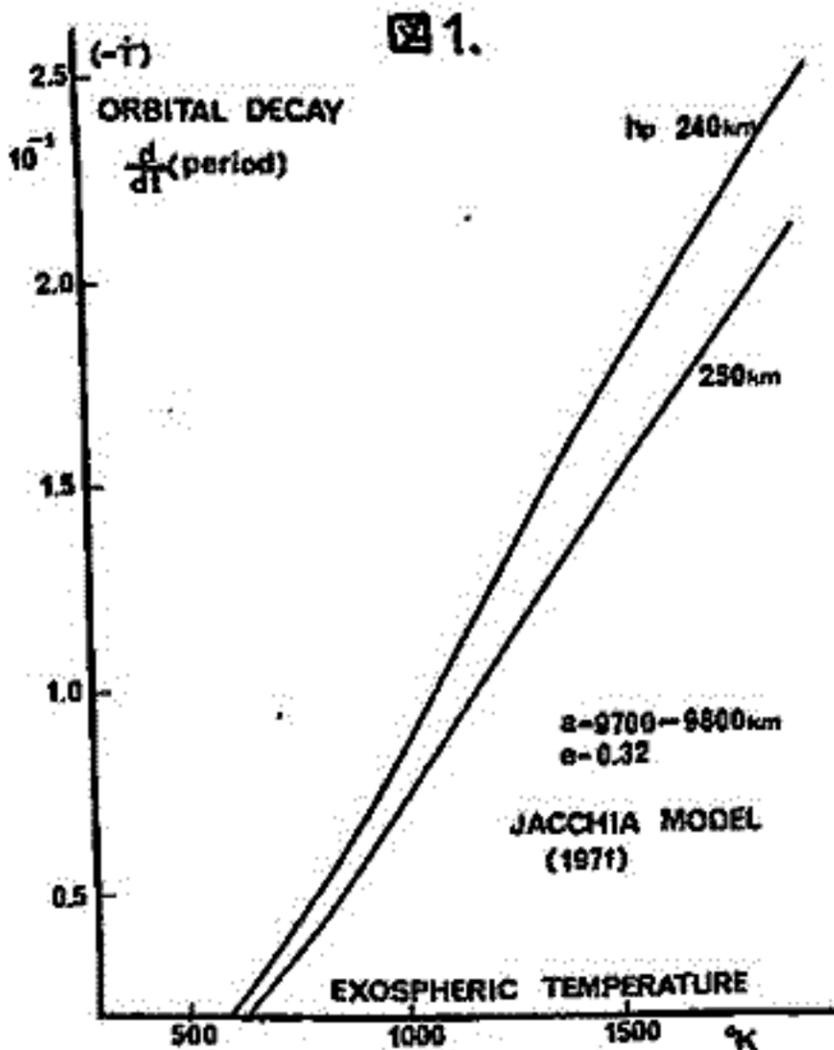


図1.

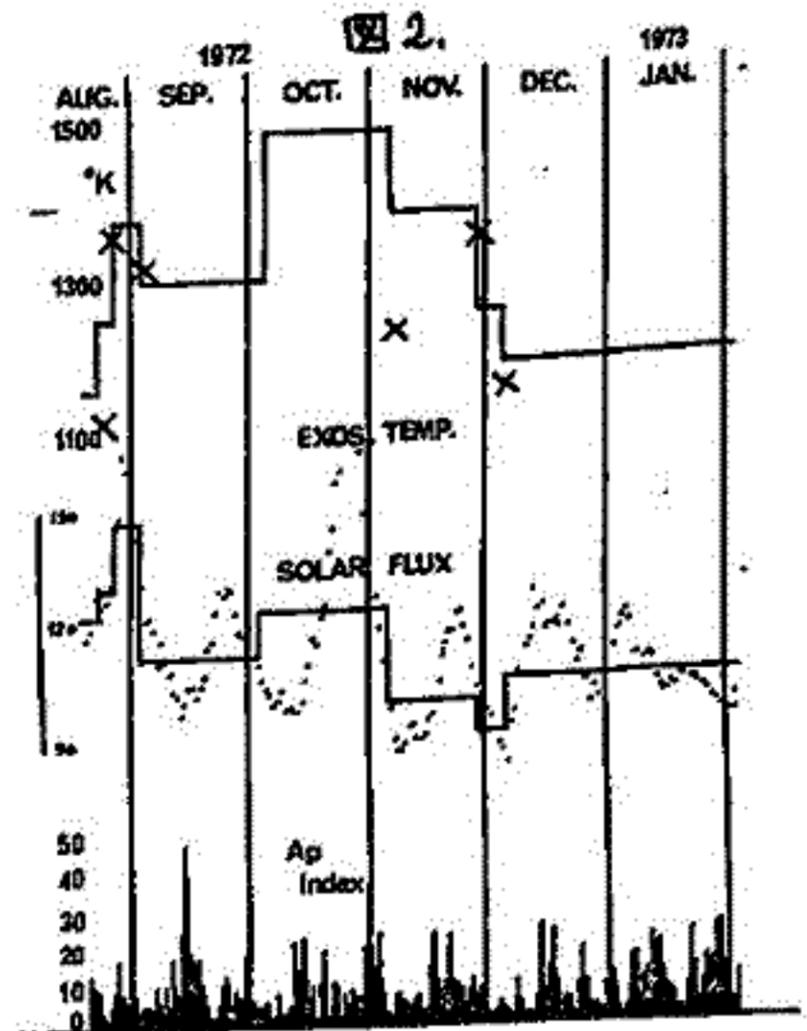


図2.

—— 上部電離層におけるイオン組成比の分布 ——

古田 治 江尻全機 大林辰蔵
東大宇宙研

前回報告した REXS 「(1)」 - IPSによる電離層電子密度測定結果のうち、電子密度の、高度及び緯度 (dip latitude) に対するプロファイルから、第1図に示すような磁力線方向の Plasma Density Scale Height の分布が得られた。拡散平衡の条件下では、温度勾配を考慮すると、スケールハイトと温度、及び平均イオン質量との間に次の関係が成立する。

$$H = \frac{k(T_e + T_i)}{\langle m_+ \rangle g + k \frac{g}{h} (T_e + T_i)}$$

上の関係を用い、温度分布を仮定することにより平均イオン質量のプロファイルが求められる。温度モデル設定のため、次の仮定を置いている。 (500~1000km)

1. 500 km 以上では electron は isothermal
2. $T_i = T_n$ at 500 km, $T_i = T_e$ at 1000 km
3. base level (500 km) においては緯度による $\langle m_+ \rangle = 16$ (a.m.u)

この温度モデルのもとで得られた mean ionic mass は $30^\circ \sim 60^\circ$ (dip) の範囲で、緯度とともに漸増傾向を示し、高緯度側ほど O^+ abundant であることが認められた。(第4図参照)

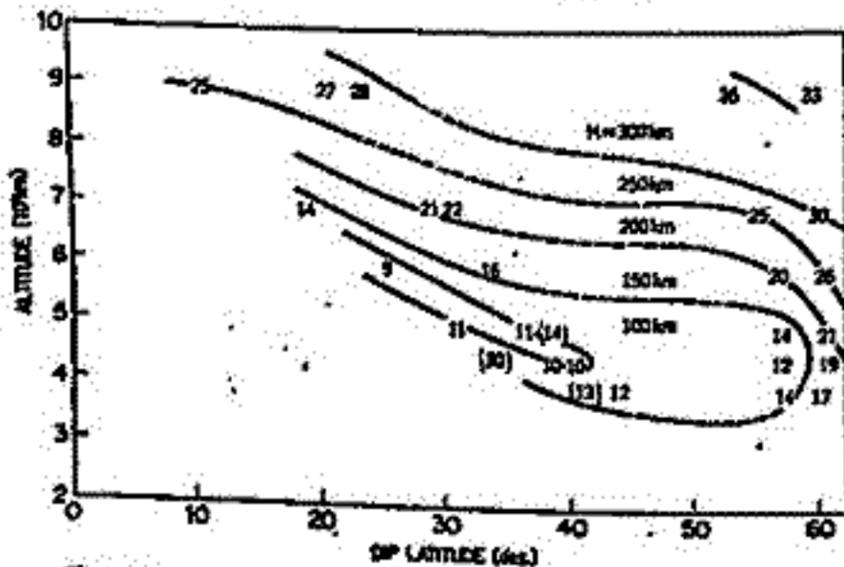


Fig. 1 Contour map of field aligned scale height.

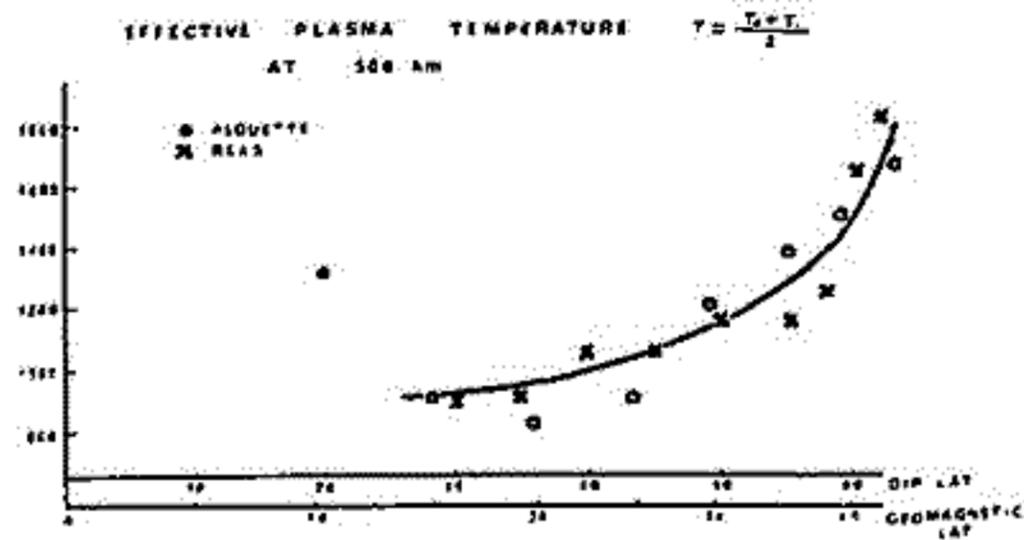


Fig. 2

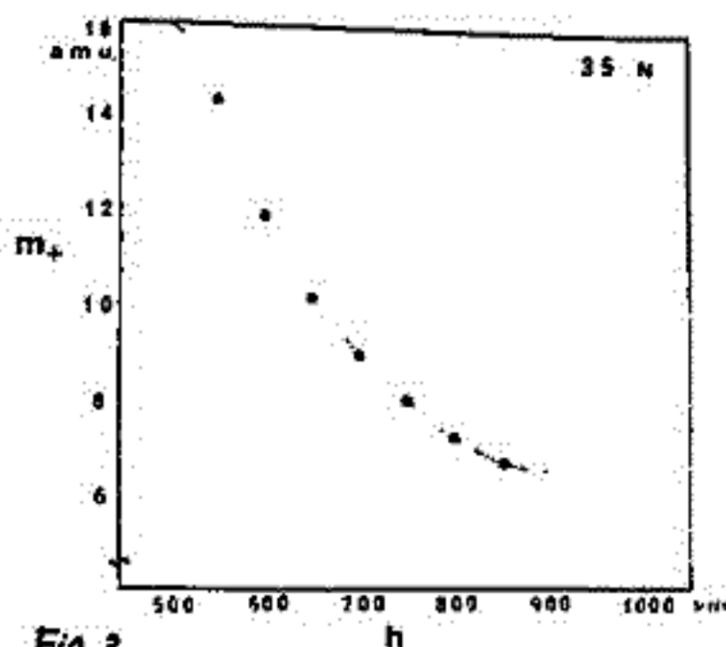


Fig. 3

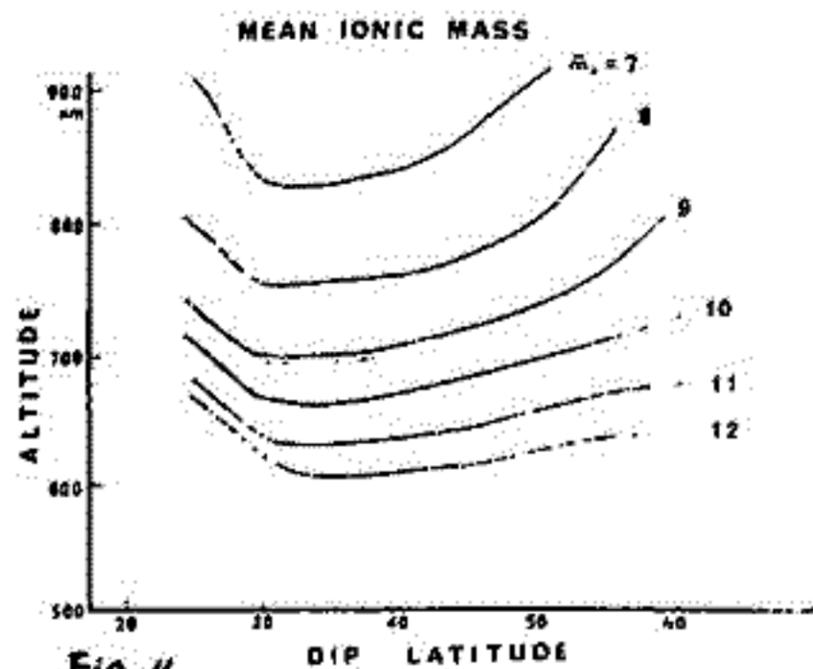


Fig. 4

II-19 山口県下における、二・三の古代住居址に関する考古地磁気学的年代の推定。

堂 面 春 雄 ・ 宗 岡 浩
山口大学教育学部物理学教室

山陽新幹線建設工事に伴い発掘された、山口県下における二・三の古代住居址よりえられた、いくつかの焼土試料について、考古地磁気学的手法により、これら古代住居址の年代を推定することを試みた。

これらの住居址の考古学的推定時代は、縄文時代晩期より中世にわたるものであるが、それらの絶対年代は不明である。

筆者らは、これらの焼土試料の示す磁化方位を、川井らの紀元以降における地磁気永年変化曲線(川井・1972)と照合し、それらの焼成年代を推定した。また、何ぞ紀元前300年までのものと考えられる試料については、川井らの曲線を外挿して利用したが、このことについては、多くの疑問があると考えらる。

文 献

川井 直人；地球の自転と地磁気，サイエンス (Scientific American 日本版) 第2巻4号 28-42頁 (1972年)

河野 長

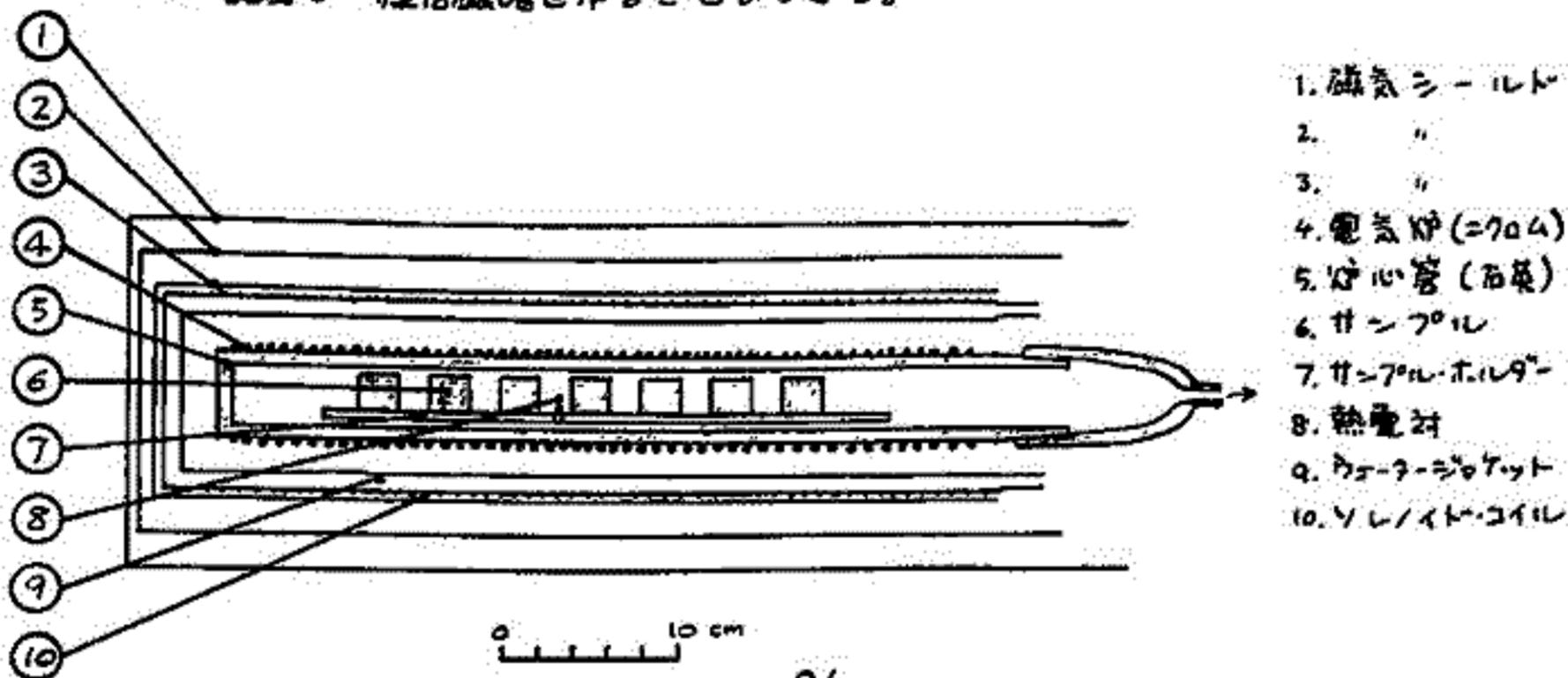
東京大学理学部地球物理学教室

火山岩のもつ熱残留磁化 (TRM) を用いて、古地球磁場強度を推定する実験を行うとき、誤差の原因としては以下のものが重要であると考えられる。

- a. TRMの磁場に対する非線型性
- b. TRMが最初に獲得されたものから変化している可能性
- c. TRMを荷う強磁性鉱物自身が変化している可能性
- d. 実験室内での試料の加熱に伴う強磁性鉱物の変化

従って定量的に古地球磁場強度を求めるためには、火山岩のTRMの獲得過程を実験室内で再現し、上に述べたような誤差の原因がどうなっているかを、個々の試料について明確にする必要がある。これまでに、実験や種々の現象の考察によって、Thellier 法が最もよくこれらの条件をみたしていることと示されてきた。しかし、Thellier の方法は試料の加熱を何回もしなければならぬため、実験に非常に時間がかかる。また、実験中に生じるさまざまな非理想的なふるまいのために、一連の実験のあとで結局データとして使えないという事もしばしばある。これらのことから考えると、Thellier 法の長所をまかし、実験時間を短縮し、実験の成功率を高めるような方法を開発することが重要であると考えられる。

古地球磁場強度を求める実験のための試料の選定基準として、交流消磁における NRM の安定性を考えるのが有効であることがすでに示されている。また、NRM の方向が交流消磁によって変化しない試料は、熱消磁に対しても安定であることが多い。このことから Thellier 法を double heating でなく、single heating で行うことが可能であると考えられる。この方法では試料は各温度に1回ずつ熱するだけでよく、実験に要する時間をほぼ半減することが出来る。また TRM 成分と NRM 成分が完全に同じ温度のものが得られる、などの利点がある。single heating 法を行うためには NRM と完全に直交する方向に TRM をつけることが重要である。この目的のために下図のような電気炉を作成した。炉内の温度勾配があるり平坦ではないが、磁気シールドとソレノイドコイルによって 200G ~ 2.0e の範囲で一様な磁場を作ることが出来る。



田中秀文, 河野 長

東京大学理学部地球物理学教室

San Juan Mountains はアメリカ合衆国コロラドにある火山地帯であるが、Oligocene 以来活動し、火山噴出物が数重にも重なっている。このうちの、Oligocene から Miocene 初期にわたる層序からの試料を用い、古地磁気学的研究を行なった。採集した 16 の units のうち大部分が LIPMAN 等の K-Ar Dating* によりその年代がわかっている。各 unit の NRM のまともよりは良いのも悪いものもあるが、段階交流消磁をしていくと、だんだんまともりの良くなるものが多い。AF 200 程度では factor 64 以上の unit が全体の 2/3 を占める。stable components を factor 最大の方向と考えて、それらによる VGP の分布を図 1 に示す。平均 pole position の計算には赤道近くのもの、S J 15 を除いてある。付した番号は表 1 の unit 番号である。Eocene, Oligocene の時期の北米の古地磁気報告はあまり多くないが、それらの VGP を図 2 に示す。各 pole に付した記号は表 2 の通りである。

* Geological Society of America Bulletin, 81, 2329-2352, 1970

表-1

unit name	age (m.y.)	formation name	polarity
SJ 14	22.5	Sunshine Creek Tuff	R
SJ 13	26.4	Fisher Quartz Latite	N
SJ 12		Snowshoe Mountain Tuff	N
SJ 11		Nelson Mountain Tuff	N
SJ 10		Wason Park Tuff	R
SJ 9	26.7	Mammoth Mountain Tuff	R
SJ 8		Carpenter Ridge Tuff	R
SJ 7	27.8	Fish Canyon Tuff	N
SJ 15		Sapinero Mesa Tuff	R
SJ 6	28.2	Masonic Park Tuff	R
SJ 16	28.4	Ute Ridge Tuff	N
SJ 5		Treasure Mountain Rhyolite	R
SJ 4	29.8	Treasure Mountain Rhyolite	N
SJ 3		Treasure Mountain Rhyolite	R
SJ 2	32.4	Summer Coon Rhyolite	?
SJ 1	34.0	La Garica Creek Rhyolite	N

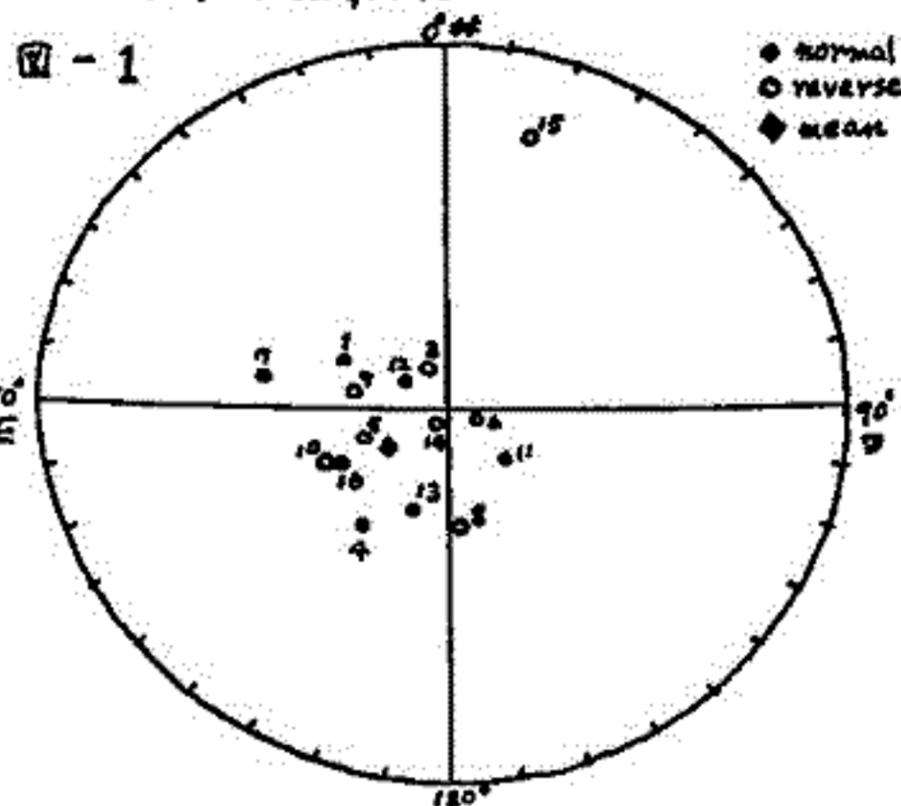
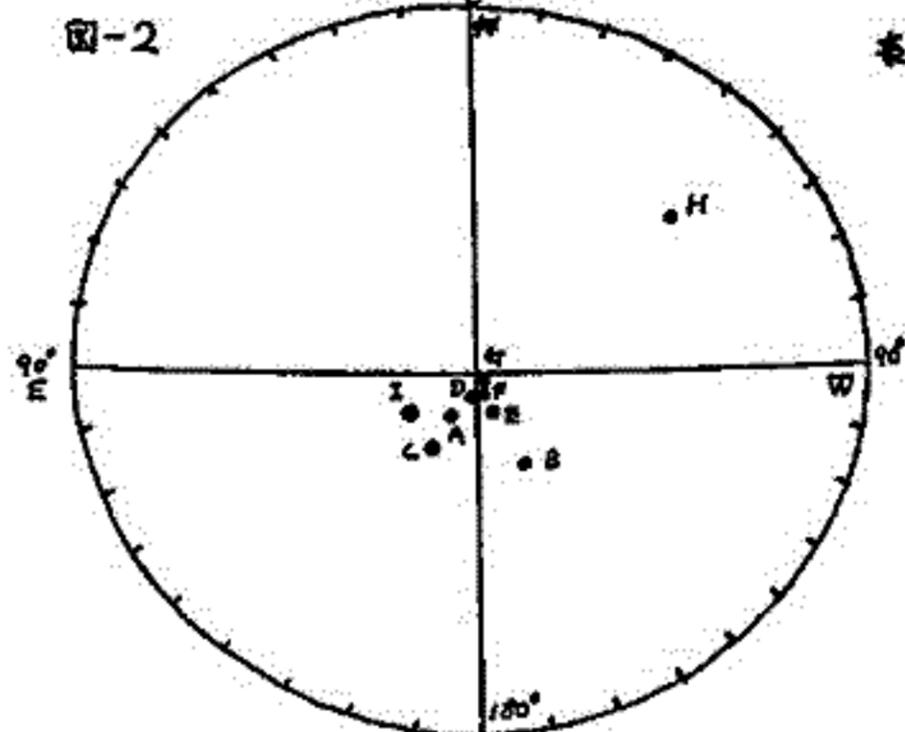


表-2

Pole	Age	Unit	Reference
A	Oligocene	west central U.S. extrusives	Groné and McKee(71)
B	Oligocene	Mc. Washington lacites	Symons (1971b)
C	Oligocene	East Sooke gabbro stock	Symons (1973)
D	Eocene	Wasatch red beds	Torreson et al.(1949)
E	Eocene	Green River red beds	Torreson et al.(1949)
F	Eocene	Green River red beds	Torreson et al.(1949)
G	Eocene	Hopie granitic pluton	Symons (1973)
H	Eocene	Siletz River volcanics	Cox (1957)
I	Oligocene	San Juan Mountains	



水谷 滋樹, 小林 和男

東大海洋研

太平洋各地で採集された深海底堆積物コアの中で、堆積速度が $2 \text{ mm}/1000 \text{ yr}$ から $1 \text{ cm}/1000 \text{ yr}$ の範囲のもの数本をえらんで、それらの自然残留磁化強度が堆積層の海底面からの深さに対してどのように変化するかを比較した。

どのコアについても一様に観察される事実の一つは、磁化の向きが正から逆、または逆から正へ反転するレベルにおいて、残留磁化強度がほぼ一桁減少していることであるが、それ以外のレベルでも残留磁化強度はかなり周期的に増減をくりかえしていることがわかった。しかも、この磁化強度変化のパターンはコアの各レベルを海底面からの深さの関数としてではなく、残留磁化生成年代の関数として表わしたときには、コア相互間においてまわめてよい一致を示すように見える。

これらのコアの大部分は炭酸カルシウム（生物源のもの）を含まない赤褐色粘土であり、含まれている強磁性鉱物の量、粒度、成分などは各コアの上から下までほとんど同様であることが確かめられているので、こゝに見られる残留磁化強度変化はかなりの程度まで現実の地球磁場の強さの永年変化を表現しているものと思われる。

堆積物の磁化生成過程においては、(1)強磁性鉱物が着床したとすぐには向きを固定せず、ある程度下積みとなって脱水和進してから完全に固着する (2) 堆積物中に居住する穴居動物の働きのために、ある深さに達するまでは、磁化の向きはかなり乱される。などの要素を考慮に入れなければならぬので、堆積物コアの残留磁化強度にみられる永年変化は現実の変化をかなりの程度 smooth up していることは十分ありそうなのである。しかし、その点を考慮してもなお、地球磁場の強さはほぼ 7 万年おきの 10 万年を周期としてかなり明瞭な変動をくりかえし、そのうちのいくつかは極性の反転につながっているらしいことは確実に確かである。

また、2~3 のレベルに共通してみられる残留磁化強度の減少は、上述の smooth-up 効果によって消し去られてしまった短期間の磁極の反転を示すものではないかと思われる。

これらのデータはすべて 2.5 cm 角の立方体試料について測定されたものであるから 2 千から 1 万年より短い周期をもつ変動については分解能が悪い。このような変動はもっと小さな試料について細かく行った測定が、堆積速度がずつとはやいコアについてしうやをすればわかる。

新 妻 信 明 (東 北 大 ・ 教 養)

堆積残留磁気 (D R M) が堆積物堆積のどの時期に獲得され、獲得後どの程度の安定性をもっているかということは堆積物の D R M を測定して過去の地球磁場の状態を解明するためには、解決されなければならぬ基本的な問題である。この問題を解決するための方法は種々考えることが可能であるが、そのうち地質学的方法としてスランピング (slumping) を利用したものが考えられる。

スランピングとは、ある場所に一時的に堆積したものが重力や地震等の作用によつて海底地這りを起こす現象を言うものである。スランピングの結果もたらされたと考えられるものは、地質学的用語では一般に乱堆積・層間異常・層内しゅう曲と呼ばれている。もし、最初に堆積した時に D R M が獲得されていれば、スランピング後の変形を最初の状態にもどした時に残留磁気は同一方向を有しているはずであり、スランピング後に D R M が獲得されるとすると変形した状態で同一方向を有するはずである。スランピングの時期は地層の観察によつて知ることが可能であるので、堆積物とその上位にどの位の厚さの堆積物が堆積後 (あるいは堆積後どの位経過したら) D R M が堆積物中に固定されるかを知ることができるとする。地球磁場が時間とともに変遷していることを考慮すると、このテストのためには、スランピング前に堆積した時の同時堆積面が見い出すことができ、その面上から複数個の試料を採取して測定し、比較検討されなければならない。

スランピングによる堆積物を日本の地層中に見い出すことはそんなに困難でないが、スランピング前の同時堆積面を見い出すことは容易ではない。銚子半島の扇ヶ浦に露出する鮮新世～更新世の地層中には大規模な層内しゅう曲を見い出すことができ、しかもその地層中にはスランピング前の同時堆積面を示すものとして数枚の火山灰層をはさんでいるので、スランピングのためにこの層内しゅう曲は理想的なものと言える。

この層内しゅう曲している地層中の / / 層準からスランピング前の堆積面に沿つて 2 本ずつ柱状試料を採取した。この / / 層準のうち 8 層準はそれぞれ 4 つの同時堆積面から採取したものである。柱状試料 (直径 35 mm) を長さ 32 cm に切断し、測定用試料とした。測定用試料は 200°C の熱消磁後、自動無定位磁力計で残留磁気を測定した。この磁力計のノイズレベルは 1×10^{-7} emu/cc であり、試料の残留磁気強度は $2 \times 10^{-6} \sim 4 \times 10^{-5}$ emu/cc であつた。

残留磁気はスランピングによる変形の前と後の 2 成分が合成されたものであり、スランピング後の磁化方向は一定であるとして、それぞれの残留磁気成分の方向および比率、スランピングした方向を算出した。その結果、スランピング前の磁気成分は良く保存されていることがわかつた。このテストに使用した層準はスランピング直前において海底面下 110 ~ 220 cm の範囲内であり、この深度は D R M 獲得に要する最大深度を与えるものである。また、スランピング時には堆積物はより流動的狀態になると考えられるので、正常に堆積している場合よりも残留磁気の保持の程度は悪いことが予想される。したがつて、正常に堆積した堆積物の場合には、ここで求められた深度より小さくなると考えられる。

銚子地域の鮮新世～更新世の地層中にはここで扱つた層準にしかスランピングは認められず、スランピング時または直後に地球磁場が逆転していることを考えると、地球磁場の逆転と大地震の間に何らかの關係が予想される。

新妻 信明 (東北大・教養)

地球磁場の変遷を知るために種々の試料の残留磁気が測定されているが、測定される試料の種類によつてそれぞれ有利な点と不利な点がある。

演者はこれまで主に地上に露出している堆積岩の残留磁気を測定してきた。連続して堆積した堆積岩は地球磁場の変遷を連続して知ることができ、深海底の堆積物にくらべて100～1000倍の堆積速度を有しているので、短期間内に起つた地球磁場の変遷を詳細に知るためには有利な試料である。また、堆積岩は地表に広く露出しているので、堆積の中断や浸食などによる時間的欠如を地質学的方法で知ることが可能である。しかし、この堆積岩が堆積した絶対年代を正確に直接知ることが容易でない。

堆積岩中には一般に化石が含まれているので、化石を使用して地質時代が決定でき、それによつて絶対年代を知ることが可能である。化石の時代的変遷は近年急速に解明されつつあり、特に深海底堆積物の残留磁気方向と化石の変遷との時代的対応関係が詳細につけられてきている。日本の堆積岩中の化石についても東北大学地質教室のグループによつて検討されており、深海底堆積物と可成り正確な対比が可能になつてきている。

このようにして、深海底堆積物と地表に露出する堆積岩の地質年代の対応関係がわかると、深海底堆積物では解明できない程度の短期間内に起つた地球磁場の変遷を堆積岩の残留磁気を測定することによつて解明できることになる。

ここでは、房総半島・銚子半島・男鹿半島・新潟油田地域の地層の残留磁気測定結果をもとに、深海底堆積物の古地磁気層位で松山逆磁極期と呼ばれている磁極期内の Events を検討した結果、今までの深海底堆積物中には見いだされていなかった Events が見いだされたので報告する。

新 妻 信 明 (東北大・教養)

近年、天文学の発展とともに太陽をはじめとする恒星の年齢や銀河系の構造や運動についての事実が明らかにされてきている。銀河系の星や星間物質の分布から、銀河系は渦状銀河系外星雲と類似した形態をもつていると考えられている。渦状星雲中には一般的に 180° 対称な主要な腕が2本認められている。この腕の形成機構は密度波説(Density wave theory)によつてよく説明できる。この説によると、腕のような星雲内の物質分布のパターンは銀河面上の密度波によつて支配されており、このパターンの形態は不変であると考えられている。Schmidtモデルによると太陽は銀河中心から10 kpcの位置で 250km s^{-1} の速度で銀河の中心のまわりを回転していることになる。このSchmidtモデルを用い銀河系内の渦状パターンの速度を密度波説によつて算出すると $135\text{km s}^{-1}\text{ kpc}^{-1}$ の角速度が得られる。太陽付近でのこのパターンの回転速度は 135km s^{-1} であるから、太陽は 115km s^{-1} でこのパターンを追い越すと考えることができ、太陽がパターンを一周し再びパターンの同じ位置にもどるためには ≈ 2 億年を要することになる。

星間ガスが腕に突入する場合、その突入速度がガスの音速より大きいので衝撃波を生じ、その場所では物質密度や磁場強度が4~6倍に増加することが理論的に示されている。また、銀河系内の磁場はほぼ腕の方向と一致していることが観測からわかっている。地球の公転面は太陽の銀河回転の方向にほぼ直交しており、銀河磁場は幾つとも地球磁場に対し影響をおよぼしやすい位置関係になつている。

太陽が腕を通過した年代を21cm電波の観測結果から算出すると、その年代は地球磁場逆転頻度が小さくなつた時期に良く一致している。このことは銀河磁場が地球磁場に対し何らかの影響を持つていることを予想させる。また、逆転頻度が小さくなつた時に正あるいは逆磁極方向のうちどちらの磁極方向に留まるかを調べると、 180° 対称な腕を通過する時の磁極方向が一致している。このことからこの磁極方向は銀河磁場の磁極方向を反映している可能性が考えられる。

渡辺秀文
東大現

行武 毅
東大地震研

地球自転の不規則変動は、地球内部における核-マントル間の運動電輸送によるものであり、その機構として、核-マントルの電磁結合が、一般に考えられている。

核-マントルの電磁結合を示すものとしては Vestine & Kalle (1968) が示したように、地球磁場の西方移動速度と自転変動の直接の関係があるが、どのような地磁気及び核内流体運動の変動が、自転の変動を引き起しているのかという点は、未だ明らかではない。

最近の archeomagnetism 及び地磁場の球面数解析によって、周期数千年、数百年、数十年の自転変動に関連しているらしい双極子磁場変動が見つかった。

核内の differential rotation を 4 つの球殻と内核の rigid rotation で表わし、このモデルに基づいて計算した結果、1) 双極子磁場の変動の source が核のごく表面近くであり、2) マントル下部数百 km の電気伝導度が $\sigma_m \geq 10^{20} \text{ emu}$ ならば、上記の 3 つのうちの 2 つの周期変動においても双極子磁場変動は観測される自転変動をかなりよく説明することが分かった。

なお、マントル下部の電気伝導度は、核-マントル電磁結合に強い影響を及ぼすので、マントル下部の電気伝導度を推定するのに好都合である。(特に周期数十年の変動)

行 武 毅
 東京大学 地震研究所

地球核は、いままでダイナモ理論で仮定されてきたように一様均質ではなく、成層性の強い構造をしていると考へらる。特に核表面近くでは、密度が純粋の鉄よりかなり小さいことが、地震学より知られており、安定な層構造をなしていることが出来る。このような場合、核の中の流体運動として、2種類の特徴的な運動が想像される。まず、核表面付近では、地球自転の影響より成層性の効果が大きいので、流体運動は、半径方向の成分をもたない層流になると推定される。ところで核深部では、表面より均質の度合いが強く、自転の影響が大きいので、自転軸に平行な Taylor column 状の二次元的流れが卓越するであろう。この両者の間での角運動量輸送を考へると、外側の層流は全体として、内側の回転性流体より速い速度で回転し、両者の間に強い Toroidal 磁場が形成される。

これらの流体運動と磁場との電磁誘導作用を考へてみよう。外側の層流は Toroidal 磁場との相互作用では Toroidal 磁場をつくるのみであるが、双極子磁場との相互作用によつて Poloidal 磁場をも発生する。核表面はマントルに対して、相対的に西へ移動しているから、このようにして作られた磁場は西方移動する。移動性磁場がこれに相当するとし、核表面での流体の速度を求めると、 10^3 cm/sec 程度の運動が両方はいふことがわかる。

核深部の回転性の流体運動と、Toroidal 磁場との相互作用によつても、Poloidal 磁場がつけられる。観測された停滞性磁場が、このような過程で発生したとすると、Toroidal 磁場の強さを 400 gauss と仮定すれば、流体の速度として 10^4 cm/sec が得られる。

核内は卓越する shear 運動の速度は、地球磁場の西方移動速度より推定されていふが、およそ 10^2 cm/sec の桁である。上に得られた2種類の流体運動の速度は、これより1-2桁小さい。したがつて核内一般流に重なつて、上に述べた運動が存在するとし、不自然ではない。停滞性、移動性磁場発生のもとの機構と考へらる。

兼岡 一郎
(東大 理)

この数年来、 $\text{K}-\text{Ar}$ 法を基礎とする $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法により、多くの岩石の年代測定結果が得られており、特に月の岩石の年代測定に周して大きな成果をあげてきている。この方法は従来の $\text{K}-\text{Ar}$ 法に比べて、 K の量を測定する代わりに $^{39}\text{K}(n,p)^{39}\text{Ar}$ の生成した ^{39}Ar を用いて、試料中の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 比と、年代の知られている標準試料の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 比とを比べることにより、試料の年代を求めらる。 K の量を測るよりも年代を求めると、段階加熱法を用いることにより、 Ar の岩石中での捕獲場所の区別のある程度可能であることなどから、従来の $\text{K}-\text{Ar}$ 法に比較して多くの利点を有する。

この方法はその応用面においてもかなり将来性があり、例えば過剰アルゴシンの存在を、 Ar の脱ガスパターンにより推定することも可能である。また岩石は成年代の他の方法より推定される場合にも、通常の条件下に過剰アルゴシンの捕獲場所を推定も可能である。筆者が調べた、 Kala 隕石 *peridotite* 中の過剰アルゴシンの場合にも、その捕獲場所の鉱物格子中、および鉱物境界の両方であることが推定されている。また別の産成を受けた岩石中の K 長石の場合にも、段階加熱法の条件を適当に選んでやることにより、その産成年代を推定することも可能性が示されている。

一方、その応用面の研究の進展の速い判には、その基礎的問題もや... 導出からである。例えば段階加熱法により見かけ上一定の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代が得られても、それが必ずしも岩石の産成年代の対応しない例も報告されているが、その原因は不明でいる。中性子照射による試料の構造の人工的破壊の影響が、 Ar の脱ガスパターンに与える程度及んでいるが、余り詳しくは調べられていない。この点については、高エネルギー炉で照射した場合については、むしろ慎重に扱われなければならない。また同一岩石中の異なる鉱物の存在による、二次的影響を受けた場合にも、 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ の脱ガスパターンを示す興味ある問題であるが、この問題を意識的に詳しく検討した例は、多くはない。

今後 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法の開発において、その応用面と共に、基礎的問題もより重視されるべきだろう。

海底玄武岩の年代

齋藤和男 小嶋祐

東京大学 理学部 地球物理学教室

今回 Deep Sea Drilling Project ; Leg 17 で採集されたいくつかの海底玄武岩について K-Ar 年代を測定したので、その結果を報告する。結果は、採集地点と玄武岩基盤のすぐ上をおおう堆積層の化石年代とともに表にまとめて示しておく。

この中で注目になるのは #169 の示す年代が 上をおおう層の化石年代に比して著しく若いことである。Js-T 曲線をとってみるとマグネタイトのパターンが得られることから、この岩が若いことがわかる。このことは、マグマが海底に噴出する時、堆積層を貫くことなく、堆積層の下に新しい基盤を形成するような噴出があることを示していると考えられる。

【結果】

サンプル	採集地点	水深(m)	K-Ar 年代(m.y.)	すぐ上の層の化石年代
* 165	8°10.7'N 164°51.6'W	5053	68.6	Late Cretaceous
* 167(a) (b) (c)	7°04.1'N 176°49.5'W (Magellan Rise)	3176	102.7	Jur(?) ~ Early Cretaceous
			107.0	
			101.6	
* 169	10°40.2'N 173°33.0'E	5415	15.5	Early Cretaceous
* 170	11°48.0'N 177°37.0'E	5792	71.2	Early Cretaceous

上嶋正人

東京大学 理学部

1) 各地の海嶺底の岩石のうち、シムルニエ点, J_s -TCニルニエ, Xニルニエ 同析の方法により、一相でかつ酸化が進んでいると思われろもの5つを選び出し、±5にほとんど酸化の進んでいないもの1つを選んだ。その磁気的特性について比較検討した。

	KArによる年代	X値	Z値	Curie点	Lattice Para	飽和磁化	その他
AM49	~0	0.567	0.008	153°C	8.470	10 emu/g	
Pigneros	22 m.y.	0.49	0.51	390	8.358		
Vac #23	≥ 50 m.y.	0.30	0.41	292	8.399	7.6	
128D-1	52.3	0.79	0.66	286	8.360	5.2	
142D-10	89.5 or 69.7	0.48	0.76	434	8.364	19.3	
71-87/100		0.71	0.44	283	8.401		

X値 = $XFe_2TiO_4 \cdot (1-X)Fe_3O_4$ で49%含量をあらわす。
Z値: 最高に進んだ時をZ=1として表わした酸化度。

2) そのうち、Vac #23と142D-10, そしてBSDPの165, 167については、1cm³くり抜きサンプルを作っている113の消磁を行い、その消磁の起り方より、その持っている磁性について研究した。

3) 以上の結果について、1)のLattice Parameterの値が全体的に低いので、ピークの読み取り方の検討まで行ったが、それでも低すぎることをわかった。Al³⁺の混入などの可能性もあるので、もう少し検討したい。

XMAによる Vac #23の値は、

Fe Ti Al Mg Mn

永田 武
東京大学・理学部

実験結果 : 単軸衝撃圧 (S) の岩石磁化に対する効果には3種類の型が考えられる。すなわち $J_R(SH+H_0)$, $J_R(H+H_0S)$ 及び $J_R(H+SH_0)$ で表わされる衝撃 (S), 磁場付与 (H_+), 磁場除去 (H_0) の組合せの違いによる異った種類の効果である。

$J_R(H+H_0S)$ 操作に於いて同じ大きさの S を n 回繰返して与えると

$$J_R(H+H_0S_1 \cdots S_n) = J_R(H+H_0) [K_\infty + (K_1 - K_\infty) \exp\{-\beta(n-1)\}] \quad (1)$$

($0 < K_\infty < K_1 < 1$)

という実験式で表わされる繰返し衝撃の積分効果がある。又同様に $J_R(H+SH_0)$ 操作における S の n 回繰返しの積分効果は、実験式として、

$$J_R(H+S_1 \cdots S_n H_+) = J_R(H+SH_0) + J_R^*(\infty) [1 - \exp\{-\alpha(n-1)\}] \quad (2)$$

で表わされる。然し $J_R(SH+H_0)$ 操作においては繰返し効果は表われない。すなわち

$$J_R(S_1 \cdots S_n H_+ H_0) = J_R(SH_+ H_0) \quad (3)$$

である。

理論的説明 : 上記の実験結果を解釈する為に、二つの合理的と思える仮定とする。

(仮定1) S は“ゆらぎ”を伴い $S = S_0 + \xi$, $-\Delta S \leq \xi \leq \Delta S$ で表わされるとする。 ξ の分布 $P(\xi)$ は S_0 に対して対称で

$$P(\xi) = \frac{1+\delta}{2(\Delta S)^{1+\delta}} (\Delta S - \xi)^\delta \quad (\xi \geq 0), \quad P(\xi) = \frac{1+\delta}{2(\Delta S)^{1+\delta}} (\Delta S + \xi)^\delta \quad (\xi \leq 0).$$

(仮定2) 才1図の衝撃 S_1 についで繰返し衝撃 S_n ($n \geq 2$) は、その効果が静磁気エネルギーを減少させる方向に表われる場合のみ効果がある。(仮定2は理想化された場合で仮定としてはやや強すぎるが、数学的簡単化の為、この仮定を採用する。)

以上の2仮定を用いて、PRMの永田-CARLETON 模型に従って計算すると実験式(1), (2) 及び(3)を導くことが出来る。こゝに理論的には、

$$\alpha = \beta = \frac{\ln 2}{1+\delta} \quad (4)$$

である。実験的には $\alpha = 0.2 \sim 0.4$, $\beta = 0.2 \sim 0.6$ であるが、これ等は $\delta = 0.2 \sim 2$ に対応する。

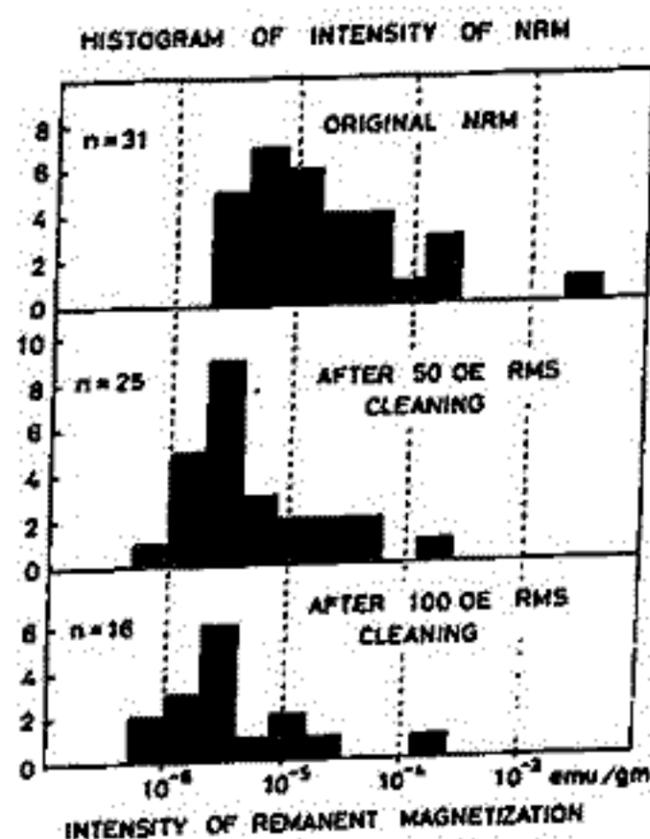
永田 武
東京大学・理学部

月岩石（火成岩及び Breccia）の自然残留磁気（NRM）の強さは、 $2 \times 10^{-6} \sim 2.2 \times 10^{-3} \text{ emu/gm}$ の範囲にある。（才/四） 然し、図に示す如く 50 Oe.rms の交流消磁によって、その強度はかなり減少し、約 20% の試料ではむしろ安定な NRM はかくれてしまう。更に 100 Oe.rms の交流消磁によって全体の約半数の試料では、安定 NRM 成分は ARM ノイズの範囲にかくれてしまうが、なお半数の試料においては $6 \times 10^{-7} \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ emu/gm}$ の範囲の安定な NRM が残る。

一般に残留磁化 (I_r) の消磁交流磁場 (\bar{H}) に対する依存性は \bar{H} の増加によって急激に減少する不安定成分 (I^*) と減少率がゆるやかな安定成分 (I^0) との 2 成分に分けられる。この不安定成分 I^* といえども同じ強さの人工 IRM よりも交流消磁に対して明らかに安定ではある。然し、試料取扱途中にみける地球磁場内での PRM, SRM 等の発生の疑いは濃い。従って、 I^* 成分は、地球磁場の影響下に入って以来人工的に作られたと考えるのが安全であろう。

一般的にいって、Remanence Coercive Force (HRC) の小さな試料は、 I^* 成分が大きい。これに対し HRC が特に大きな試料では、地球岩石の TRM と同等又はそれ以上に安定な I^0 成分の割合が大きい。

安定成分 I^0 については、その磁氣的固さからみて TRM 起源と考えるのが最も自然である。いくつかの代表的月岩石試料について、PTRM 獲得実験を行い NRM I^0 成分と対比して結果、TRM 仮設に必要な環境磁場の強さは、300~3600 ガウスの範囲と推定された。月面磁場は、2.7 B.Y. ~ 3.9 B.Y. の間にこの程度の変動があったと考えられる。



永田 武
東京大学・理学部

アポロ11号より17号に至る採集によって得られた月火成岩、凝灰岩ならびに細砂の磁性要素について統計的な総観を行う。

(1) 強磁性: Curie温度は、740°Cと810°Cの間に分布し、770°Cに中央値がある。(才1図)

この結果は、月の殻物質中の強磁性成分は、ほぼ純粋に近い金属鉄である事を示す。Microprobe分析により、この金属鉄はFe-Ni-Co合金であることが判るが、Curie温度から約12%以下のNi、2%以下のCoをふくむFe-Ni-Co合金であることが結論される。

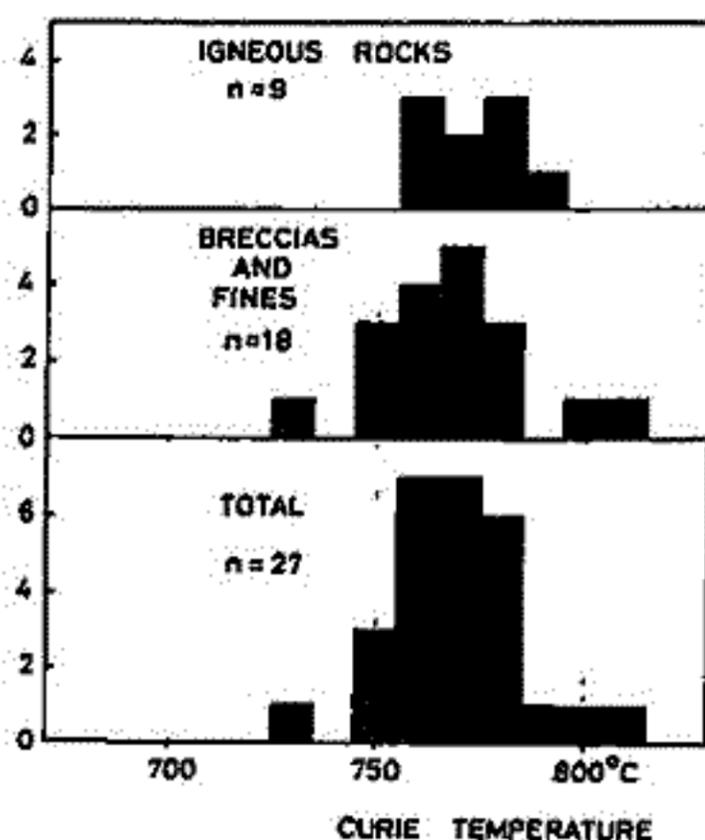
温度下降の場合の熱磁化曲線に $\delta \rightarrow \alpha$ 変態の見られる試料が全体の半数以上にのぼる。この変態は少量のCoをふくむKAMACITE成分に因ると判定されKAMACITE中のNi量は3~12%の範囲にある。一般に金属鉄は、純鉄成分(m_F)とKAMACITE成分(m_K)に分けられるが $m_K = 0$ の試料と $m_K / (m_K + m_F) > 50\%$ の試料との2群に分類出来る。

300Kにおける飽和磁化(I_s)は 0.11 emu/gm から 2.6 emu/gm の範囲に分布する。この結果は月殻物質中の金属鉄含有量が0.05ないし1.2重量%の間にあることを示す。

(2) 超常磁性: 高圧電子顕微鏡による判定によつて月物質中には直径100 Å以下の極微粘金属鉄が存在する。他方、月物質の初期帯磁率(χ_0)と I_s との比 (χ_0 / I_s) は地球岩石の場合ほぼ一定で 6×10^{-4} であるのに対し、月試料の場合 $2 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-2}$ の広い範囲に広がる。又、Remanence Coercive Force (HRC) と抗磁力 (H_c) との比 (HRC / H_c) は地球岩石の場合ほぼ一定で約2であるのに対し、月試料の場合 $3.5 \sim 40$ の広い範囲にわたる。これ等の結果はいづれも月物質中の超常磁性的にふるまう金属鉄極微粒子の存在量の多寡に依存する。

超常磁性鉄微粒子のふるまいは磁気粘性の性質を通じて定量的な研究が出来る。また、低温域で H_c , HRC 及び飽和残留磁化 (I_R) を測定して超常磁性鉄微粒子の固着温度を決定することにより、微粒子直径分布のスペクトルを求める事が出来る。これ等すべての実験結果を総合することにより、鉄微粒子直径は $30 \text{ \AA} \sim 200 \text{ \AA}$ の範囲に種々の型で広がり、更に大きな直径の微粒子の存在も推定される。

APOLLO 11-17 LUNAR SAMPLES
HISTOGRAM OF CURIE TEMPERATURE



(3) 常磁性: 常磁性帯磁率 (χ_a) の測定結果から χ_a はほぼ FeO 量に比例し、理論的予測とも大略一致するが、なお χ_a の測定値は、その理論値より大きい事が判った。この差は超微鉄微粒子の存在に因る擬似常磁性を表わすと思われる。

(4) 反強磁性: Néel温度近傍における $2\chi / \alpha (1/T)$ 値から Ilmenite の含有量はアポロ12~16号試料では、3~5%、アポロ11及17号試料では、10%より多い事が見出された。又 Néel温度が 35°K より小さい反強磁性鉱物の存在する事が推定される。

杉浦直治・永田武

東大 理学部

1) 3個の chondrite について、室温での Hysteresis Curve を測定した結果、3.0 ~ 500 Oe という広い範囲の保磁力を持っていることが解った。500 Oe という大きな保磁力を持つ隕石 (St. Saverin, LL6) は、直径 1mm に達する大きな Taenite grain を持ち Electron Microprobe の測定では約 29% の Nickel を含む dark etching taenite (Fe-Ni Alloy の一種) であることが解った。dark etching taenite は最近、 γ 相内にも相が析出した、一種の Plessite であるという説が有力であり、大きな保磁力を持つという、我々の測定もそれを支持している。また従来から説明のつかない、隕石の Thermomagnetic curve の非再現性も、量的な問題を別にすれば Plessite \rightarrow (加熱) \rightarrow Taenite に \downarrow して説明される。

2) 月の石と隕石の Thermomagnetic curve を比較すると、月の石の場合には、 $\gamma \rightarrow \alpha$ transition が、ゆるやかにおこっている様に見える。これは月の石の Fe-Ni Alloy 中の Ni の concentration が分散しているためにおこると考えられる。Thermomagnetic curve を分析して Ni concentration は対応 Histogram を作ることでできる。

$J_s(T)$: 月の石の Thermomagnetic Curve

$k(T, \theta)$: Curie 点 θ を持つ Fe-Ni Alloy の Thermomagnetic Curve

$C(\theta)$: θ に Curie 点を持つ Ni の volume fraction

とすると

$$J_s(T) = \int_T^{\infty} k(T, \theta) \cdot C(\theta) d\theta$$

であり、これは有限個の測定値に対して一意的に解くことができない $C(\theta)$ を求める。こうした得られた Histogram は、Microprobe によって得られた Histogram の場合と違って、volumetric であるという特徴があり、月表面の生成過程の議論に寄与することができると思う。

近藤忠、大島章一、塚本徹
海上保安庁水路部

大陸棚の海の基本図作業のうち、昭和45年～47年に行われた北海道周辺の地磁気測量結果についてのべる。

太平洋側では、三陸沖から北海道南部にかけて直線状の正異常がみられる他、十勝から根室付近にいたる、最大+650 γ の南に凸の弧状の正異常が顕著である。方向性から千島弧の沿長と考えられる。それより南はスムースな弱い負異常帯である。

日本海側では、禮丹半島から礼文島にかけて+600 γ ～-300 γ の複雑なパターンこの異常帯があるが、これは三陸から北海道南部にいたる正異常帯とどう関連するか不明である。

オホーツク海側では、雄別沖等数ヶ所にせまい異常域がみられる。

北海道南部太平洋側は東北日本弧の沿長、北海道東部太平洋側は千島弧の沿長と考えられる地磁気異常が顕著である。

大島章一、近藤忠、塚本徹、小野寺健英
海上保安庁水路部

水路部が行ったこの大陸棚の海の基本図作業は、東北太平洋沖と北海道周辺に関し、昭和45年～47年に測量を終了した。測量は、海底の地形、地質、地磁気、重力について行われ、測線間隔は約3.6kmで、昭和51年には日本周辺の測量を完了する予定である。今回は、そのうち、三陸沖の地磁気測量結果について報告する。地磁気異常算出の基準値は、IGRF 1965.0に日本付近の年差を考慮したものをを用いた。

測量区域は、ほぼ145°Eより陸側の海域である。三陸沖143°Eから145°Eの間の海域は、東北東～西南西の方向をもつ+100 γ ～-450 γ の異常があり、正負の地磁気異常が交互に並んでいる。これらの地磁気異常の中は、約40km前後である。これは日本東方の深海底で見られる箭状異常の一部とみられる。

三陸沿岸沿いには、正の地磁気異常が南北につらなり、金華山から北へま、すぐ延びて下北半島西岸をかすめ苫小牧の西にいたり、最大+750 γ に及ぶ異常帯と存している。

高次異常帯と沿岸の正異常帯の中間は、南北に細長い磁氣的に平坦な海域となつている。これらのことから、東北太平洋側の海底について、海溝より100km程陸側まで大洋底の沿長が認められ、そのより陸側の地殻構造は北海道南部につながら、このものと考えられる。

海上磁気測量と航空磁気測量より得られた日本近海の磁気異常について

歌代慎吉(海上保安大学校) 近藤 忠(海上保安庁水路部)

昭和39年より海上保安庁水路部により実施された日本近海・海上磁気測量の結果、沿岸では大和堆、能登半島、男鹿半島、種子半島、留蘇岬、利尻島、天賣島、雄略島、三陸沖、日本海溝東側、伊豆半島東岸、大島、八丈島、三宅島周辺には局地磁気異常が顕著であり一方、富山湾、金沢沖、酒田-秋田沖、石狩湾、稚内-羽幌沖、東茅湾、相模湾東部、紀伊半島、四国沖周辺では約100°を越える顕著な局地磁気異常はない。

又日本沿岸海域の磁気異常の linearity はかなり明確であり、紀伊半島新宮沖巨津約100km 近の海域に南北の linearity が見られるのは伊豆小笠原海嶺に平行している。

昭和44年45年に日本周辺海域の航空磁気測量が行われ、飛行高度は20,000 feet、平均速度220 knot/ hour、巨津距離約700 miles、各コース、間隔約100 miles である。磁気異常が顕著なのは三陸沖、日本海溝東側である。即ち最大+385°の波長は約80km であり、この波長は長い。これは日本海溝東側には南北の磁気異常の linearity が見られるのは日本列島の軸と平行している。伊豆マリアナ海嶺に沿った波長は20~30km、振幅は50~80°、short wave length の anomaly が顕著である。又伊豆マリアナ海嶺の西、四国海盆には磁気異常、振幅は小さく約50°程度であり波長は長く約100km 位である。然し波長は10km 位であり、かなり重なる。日本海には anomaly、振幅は小さく10~50°程度で波長は約100km 位割合長い。

以上、磁気 magnetic anomaly の wave length と amplitude とは海域により異なり、特徴的である。一方、海上磁気測量では海面を越えて、岩石層による局地磁気異常が顕著と認められるが、航空磁気測量では高度が高くなる。海面を越えての岩石層による wave length が短く、anomaly は浅い wave length が長く、大まかに構造線に深・浅を表現する。従って高度によらず F の変化率即ち $\frac{dF}{dz}$ の各種の anomaly とついでに anomaly の性質をついで研究を行った。

タシケントおよびアシュカバードにおける $\Delta Z/\Delta H$ 値の 経年変化

宮腰潤一郎

鳥取大学 教養部

$\Delta Z/\Delta H$ 、あるいは $\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$ の関係における A 、 B の値の経年変化と地震発生との関連性についてはすでに吉松の詳細の研究があり、また柳原は東京と柿岡におけるこれらの経年変化の様相が日本附近に発生する地震、特に関東大地震と極めてよい対応を示すことを最近発表している。これらの値は地下の conductor の形状に関する重要な手がかりを与えるものであるがこのことと、地震発生に先行して岩層中へ地下水の浸透が行われ、電気伝導度の一時的な増大等が生じるという Scholz、Sykes らの発表と考え合わせると、両者の関連性はきわめて興味深い問題であると考えられる。

ソ連中央アジアのタシケントは1966年4月26日、 $M \approx 5.0$ の地震により、またアシュカバードは1970年7月30日、 $M \approx 6.6$ の地震によって何れも大きな被害を蒙っている。

一方筆者は先に、タシケントにおける地磁気変化は、海の影響が考えられない地点であるにもかかわらず $\Delta Z/\Delta H > 0$ であることが明らかに異常であることを指摘した。

特にタシケントおよびアシュカバードに関しては比較的良好な記録が1957年から1970年まで得られているのでこれを用いて、果して地震発生に対応すると見られる様な $\Delta Z/\Delta H$ あるいは A 、 B の値の経年変化が見られるかを、Induced field が比較的一様であると考えられる SSC について調べてみた。もちろんこの場合、又保木が指摘した様な $\Delta Z/\Delta H$ の日変化、あるいは A 、 B の周期特性などがからんで問題は必ずしも簡単ではないが、今回はこれまでに得られたおおよその概要について報告する。

(33)

タシケント ($\varphi = N 41.33^\circ$, $\lambda = E 69.62^\circ$)

タシケント地震 ($\varphi = N 41.20^\circ$, $\lambda = E 69.30^\circ$; D : Nor. Depth)

アシュカバード ($\varphi = N 37.95^\circ$, $\lambda = E 59.10^\circ$)

アシュカバード地震 ($\varphi = N 37.8^\circ$, $\lambda = E 55.9^\circ$, $D \approx 19 \text{ km}$)

北海道南西部における 地磁気短周期変化の観測

山下 濟・横山 泉
(北大理)

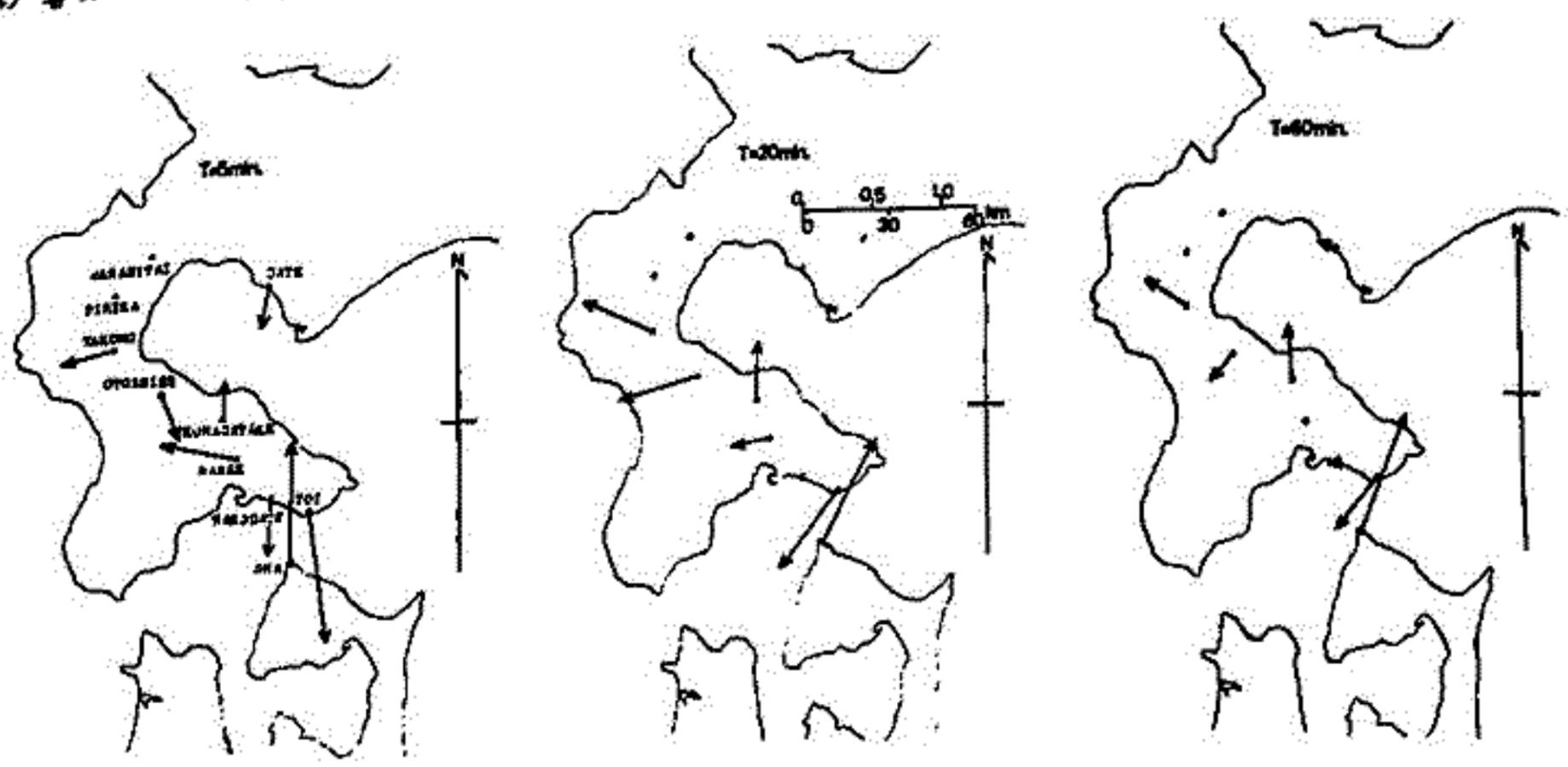
今年の春から、2台の G. I. T. 型直視磁カ計を用いて、八雲、駒ヶ岳、七飯、落部の4点において、地磁気短周期変化の観測を行った。又、現在は、蕨岱、美利河の2点において、観測を行っている。これらの6点のうち、八雲、駒ヶ岳、蕨岱の3点においては、地電位差の観測も併せて行った。

以上の6点のうち現在までに観測の終了した4点についてと、昨年行った、大間及び戸井の2点についての観測結果を、合せて整理した。又、西田泰典(私信)による、函館及び伊達の2点についての観測結果も併せて用いた。

下図は、左からそれぞれ、周期5分程度、20分程度、60分程度について、観測から求められた、Induction ベクトルである。すなわち、 $\Delta^2/\Delta H = A + B \Delta D/\Delta H$ とすれば、 $\sqrt{A^2 + B^2}$ が絶対値となり、 $\tan^{-1} B/A$ が方位角となる(パーキンソンベクトルと同方向)ようなベクトルである。但し、七飯においては、観測期間が短いため、周期の長い変化が余り得られなかつた。又、函館と伊達において、周期60分程度についての Induction ベクトルは求めなかつた。又、蕨岱と美利河に関しては、10分以下の周期と50分以上の周期についてのみ求められている。蕨岱と美利河に関しては、現在観測中であるので、ここではふれないが、学会までには整理して、報告する予定である。

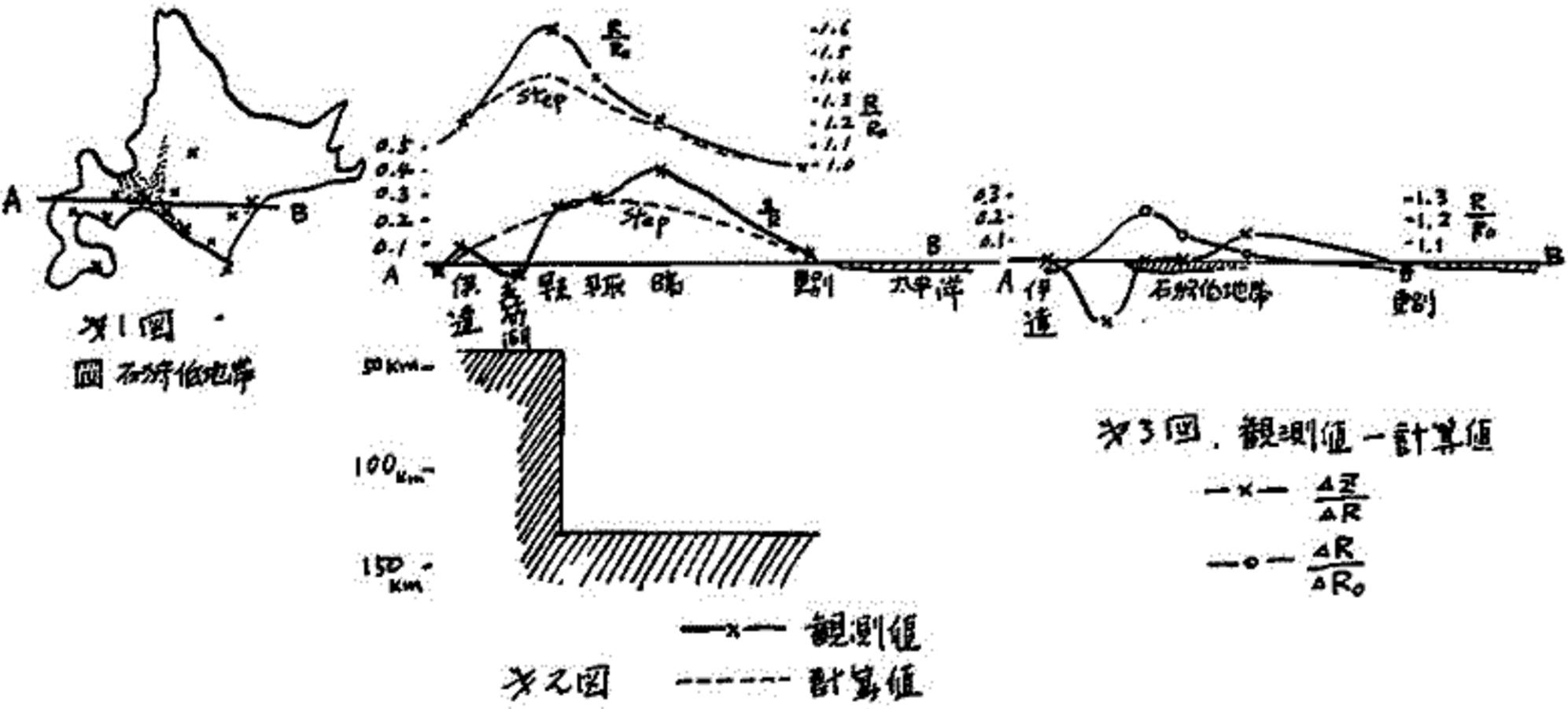
いずれの周期についても、わずかの距離しか離れていない点の間で、Induction ベクトルが大きく変わっている場合が数多く見られ、又、周期的に、Induction ベクトルの絶対値のみならず方向も変化している点がいくつかある。とりわけ、周期5分程度についての、駒ヶ岳と落部の間の逆転と、各周期についての、戸井と大間の間の逆転は、明瞭である。

これらの観測結果から、少なくとも60分以下の周期においては、方向及び絶対値の一方のみあるいは両方に関する、非常に局所的な異常を考えなければならぬように思われる。あるいは、津軽海峡にみられるように、60分程度より短い周期においては、Conduction の影響がかなり大きいと、考える必要がある。



西田 泰典
(北海道大・理学部)

現在迄著者により北海道内でなされた地磁気変化観測は13ヶ所であるが、その測定結果をふまざればにまとめて述べると次の通りである。a) 津軽海峡のすぐ北側の函館に於いて、数分の変化での $\Delta Z/\Delta R (= \sqrt{\Delta H^2 + \Delta D^2})$ は 0.48 であつたものか、1時間以上になると 0.01 と、ほとんどZ成分の変化がなくなる。又さらに海峡の南側の浅虫と ΔZ の符号が反転している。b) 日本海側から太平洋側にかけて南北に走っている石狩低地帯のほぼ最上に位置する早来においてあまり顕著な同期特性はみられぬが、 ΔZ は ΔD に依存し、又 ΔD が他の観測点と比べてかなり大きい。又低地帯の東西両端の支笏湖および日高のパーキニンベクトルは反転の傾向をみせている。c) えりも岬およびその近くの浦河では非厚に大きな ΔZ が観測される。以上のことから津軽海峡の効果、石狩低地帯への conduction の効果、又えりも岬での岬の効果等が地磁気変化異常に大きな影響を与えていることが推定される。薄層導体の電磁誘導の計算を行つてみると、数分の変化に関しては予想通り表面の影響がかなり効いていることがわかつた。しかしながら同期1時間程度の変化に対してはそれだけでは説明がなせず、やはり上部マントルの影響を考慮せねばならない。又1回の A-B 測線方向に水平成分の変化 ΔR があつた場合(東向きを正)、その測線直下の測点での $\Delta Z/\Delta R$ および $\Delta R_{obs.}/\Delta R_{Hemambetsu}$ (女満別を基準にした) を示したものが次の図である。これをみると、石狩低地帯をほさんだ東西での ΔZ の様子が非対称であり、低地帯および上部マントルの conduction の効果が重なつていっているように見える。そこで、伊達の $\Delta Z/\Delta R$ と、変曲点を示している早来、平取の $\Delta Z/\Delta R$ をつなぐ破線を上部マントルの conduction によるものと仮定し、これを図の如くステップ導体で近似し、観測値との差を石狩低地帯によるものとした。その結果、西側では約 40 Km, 東側では約 130 Km に落ち込めようなモデルとなつた。このモデルは、地殻熱流量測定結果とかなり良い関係を示し、conduction はほぼ 1200°C の iso-therm と一致している。次の図は観測値からステップ状導体モデルによる $\Delta R/\Delta R_0$ と $\Delta Z/\Delta R$ を差し引いた残り、つまり石狩低地帯によるものと見られる値である。



富田 宏

東大・理学部

Bäckus et al (1963, 1964, 1968) は地球表面に於ける地震波動現象の観測と、地球内部に於ける、密度、体積弾性率、剛性率等のグローバルな分布モデルとの関係を分布関数の集合の可算 Hilbert 空間の上の線型汎関数として捉え、関数解析の概念を援用して

地震現象を通じて得られるこれら分布モデルの非唯一性について考察している。一方 Bailey (1970) は、 0.25 cy/day 以下の地磁気変動現象を用いて、(もし極めて周波数の大きい現象までも利用可能であるならば) 地表観測で得られた或る種の「measure」を用いて、地球内部の電気伝導度分布 $\sigma(r)$ を求め得ることを示し、且つその解の唯一性を(同じ判約の下にはあるが、そして、解の存在そのものは未だ証明されていないが) 解析学的に導いた。

この理論に於いては(主として数学的困難のため) σ が水平方向に一様性を欠く場合を扱えないので、海の影響、Upper mantle に於ける CA 等にはそのまま適用することが出来ない。

無論水平方向に非一様性をもった媒質中での電磁誘導現象の理論的解析は一般に困難であるが、或る程度単純化されたモデルに於いて、地表に於ける観測値と、地下の Conductor の形状との関連、観測値から形状因子を決めるアルゴリズムを導いてやることは、CA 研究のためにも幾らか興味のあることと思われ、観測値から球状または円筒状 (Alert Anomaly に現われる) 導体の位置とサイズを決めること等について述べたい。

加藤愛雄, 瀬戸正弘, 早坂厚
東北工業大

1970年から1971年にかけて我が国が実施した中部日本での地磁気短周期変化観測から、中部日本ではZ成分変化が主にH成分変化に依存するとして差当りD成分変化を無視し、H成分とZ成分だけから得た解析結果を説明するたため、中部日本の地下構造を考へモデル計算をした。先ず、H成分変化とZ成分変化をフーリエ解析した結果特に次の3つの特徴が認められた。

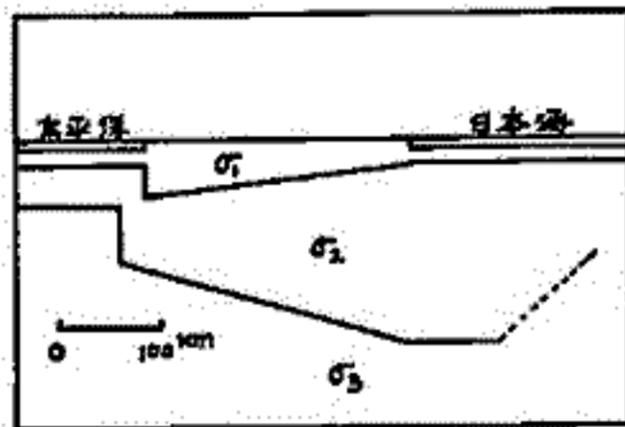


図1

- ① $\Delta Z/\Delta H$ の周期依存性。(日本海側が顕著。即ち、短周期では負、長周期では正の値をとる。)
- ② ΔH と ΔZ の位相のずれ。(日本海側程大きい。)
- ③ $\Delta Z/\Delta H$ 分布。(太平洋岸が大きく内陸に入るにつれて急速に小さくなる。)

そこで定性的に図1のようなモデルを考へた。図のような三層構造とすると日本海側での周期依存性が説明できそうに思われる。図1のモデルを基にして、最初海を考慮しない図2のモデルを考へ、Jones and Pascoeの方法により数値計算を行い結果を同図にプロットした。太平洋岸でRの値($\Delta Z/\Delta H$ の実数部)は実際より小さいが日本海側での周期依存性が見られる。次に、海を考慮した図3のモデルで同じ方法により数値計算をした。結果は同図の通りである。以上のように図1のような三層の地下構造を考へると、中部日本での周期依存性、 $\Delta Z/\Delta H$ 分布などが説明できそうに思われるが位相の点について更に検討を加える必要がある。

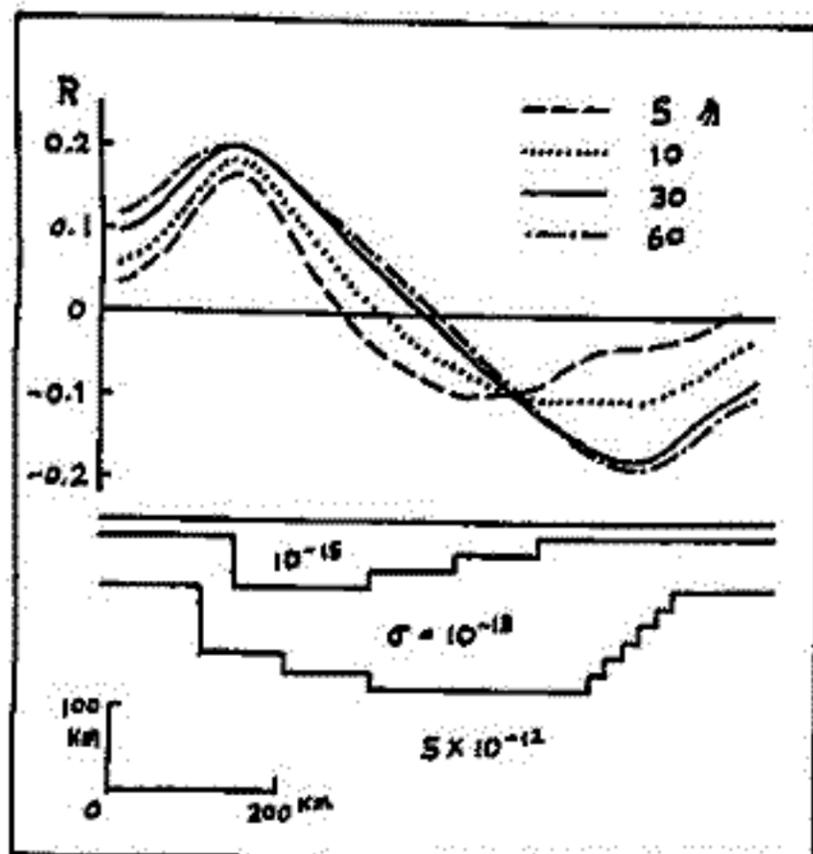


図2

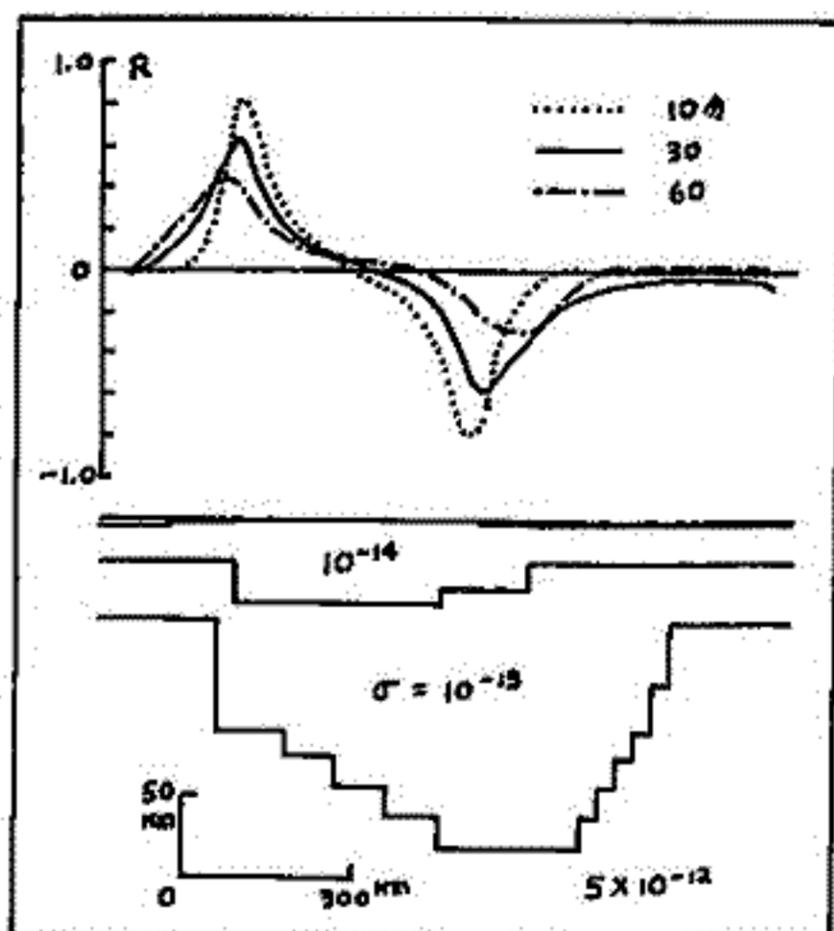


図3

渡谷 邦彦 山岸 正明 橋岡 光武*
鳥取大 *京工繊大

前二回の報告¹⁾に基づいて、今回は
 1) 交流(60%)放電(AC)と高周波放電(RF)による OI 25577 の励起の比較、および
 2) 放電管周囲温度を下げた (dryice ~ liq. N₂ 温度) ときの OI 25577 の励起
 について報告し、合せて O₂ + H₂ 放電による OI 25577 の発光様相にもふれたい。

- 1) ① AC, RF のいずれによるも OI 25577 発光の最適 H₂ gas 混合率は同じ (30% 以下)
- ② RF による OI 25577 の発光は AC によるよりも強い (図 1)
- ③ CO band の発光の強い程 OI 25577 が強く表はれる。
- ④ C line は検出されない。(CO は解離していない)
- 2) ① H line は完全に消失し、OI 25577 は発光しない。(H₂O を形成し、O(5) の quencher として作用、 $\sim 10^{-10}$ cm²/s²)²⁾
- ② O₂ のみの RF では OI 25577 は発光するが弱い

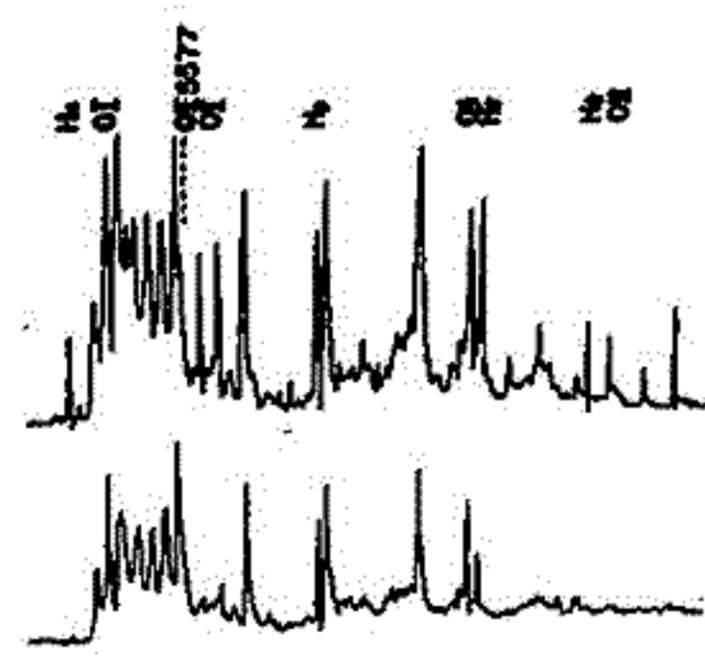


図 1 上, RF H₂ 22% Exp. 1/2
下, AC H₂ 10% Exp. 2

今回の実験結果も加えて検討した結果により、OI 25577 の発光様相として
 $O(^3P) + H + H \rightarrow O(^5S) + H_2 + k.E.$
 を提案したい (図 2)。今後 O₂ のみによるよりも O₂ + H₂ の場合、OI 25577 の発光強度が強いことが更に明確になれば、上述の提案も妥当ではなからうか。

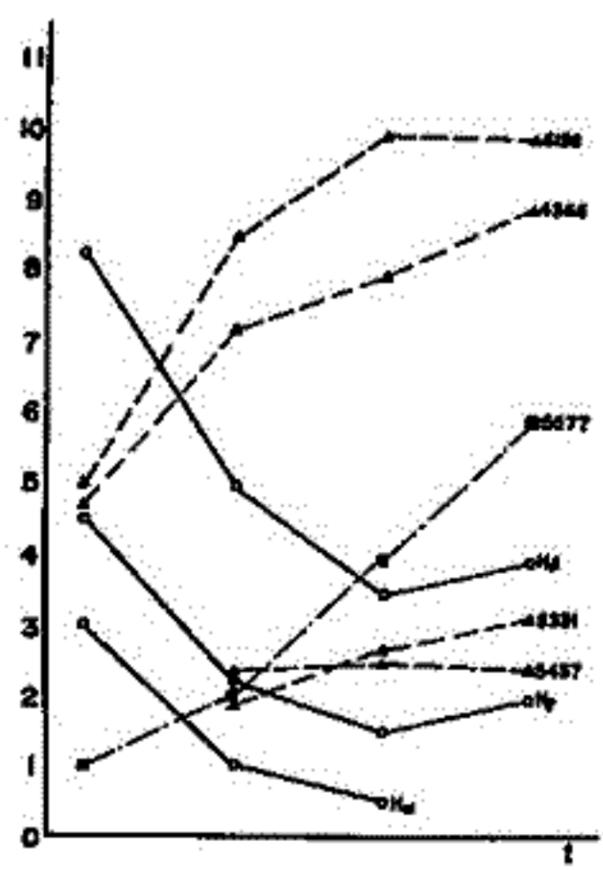


図 2

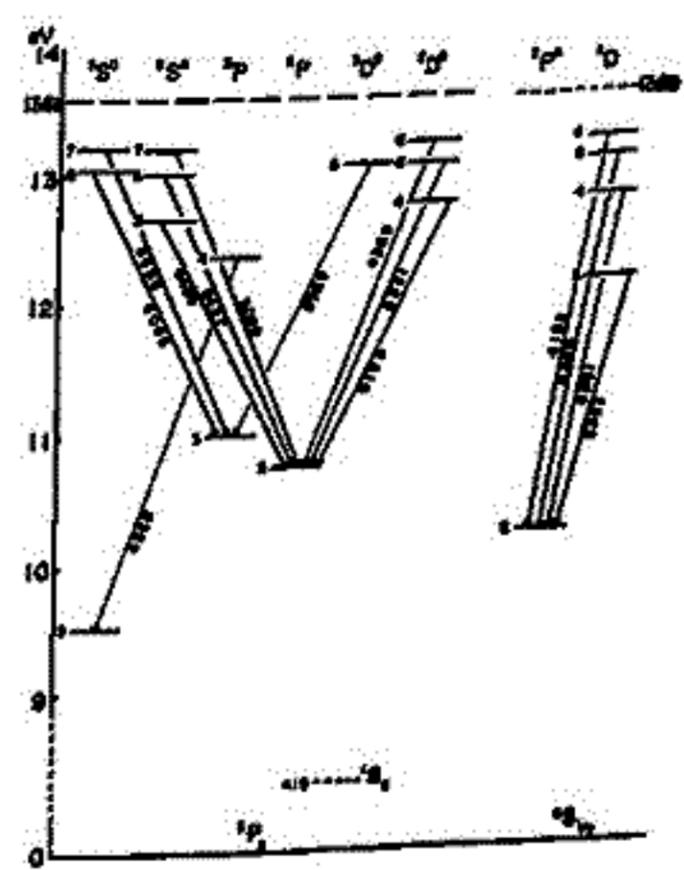


図 3

参考 1) 第 51, 52 回 地球電気磁気学会 および 1967 年 物理学会 年会 (広島) での講演
 2) Zipt, E.C. Canad. Jour. Chem. 47, 1963-1971 ('69)

山岸正明, 渡谷坪彦
鳥取大教育

希ガス等に少量の CO₂ を混入して放電すると OIλ5577 が発光すること知られている。また O 原子分子 (N₂O, CO₂ 等) の光解離 (1470 Å) による O ('S) が生成されることが報告されている。

本実験は Xe に少量の CO₂ を混入して放電したとき、OIλ5577 が発光することを確認し、これが最も強く発光する場合の混合比を見出した。

放電管は長さ 80 cm, 内径 4.7 cm の Haric ガラス管の両端に平面ガラスの窓をつけ、その管軸方向より光を取り出した。電極には Pt 薄板 (円筒状) を用いた。放電は直流放電、放電電流は 2 mA および 4 mA であった。管内の圧力を 3, 2, 1, 0.6 Torr とした。

光の検出部は、Littrow 型ガラスプリズム分光器 (4200 ~ 6400 Å) に IP21 光電子増倍管を取りつけたものを用いた。

図 1 に OIλ5577 附近のスペクトル写真を示す。写真のように Xe, CO 放電で OIλ5577 がはっきり現われる。この混合気体の放電で見られるスペクトルには Xe line, OIλ5577, CO (Triplet) band が主である。OIλ5577 以外の O line および C line は見出されなかった。

CO のみの放電では OIλ5577 は発光せず、CO の Ansysbera band がみられる。

図 2 に全圧力 (T.P.) / Torr, 放電電流 2 mA の場合の CO₂ 混入割合 (%) に対する OIλ5577 の強度変化を示す。CO₂ が約 1% 混入したとき OIλ5577 の強度が最大になった。このことは、T.P. が 0.6, 2, 3 Torr の場合も同じ結果となった。放電電流が 4 mA の場合も OIλ5577 の強度が最大になる混入割合はほとんど変わらない。

以上のことから Xe, CO₂ の放電では、CO₂ は CO と O に解離し、その際 O は 'S, 1C 状態に励起されるものと考えられる。なお Xe の動きについては目下検討中である。

* R. A. Young, G. Black and T. G. Slanger J. Chem. Phys. 48 (68) 2067

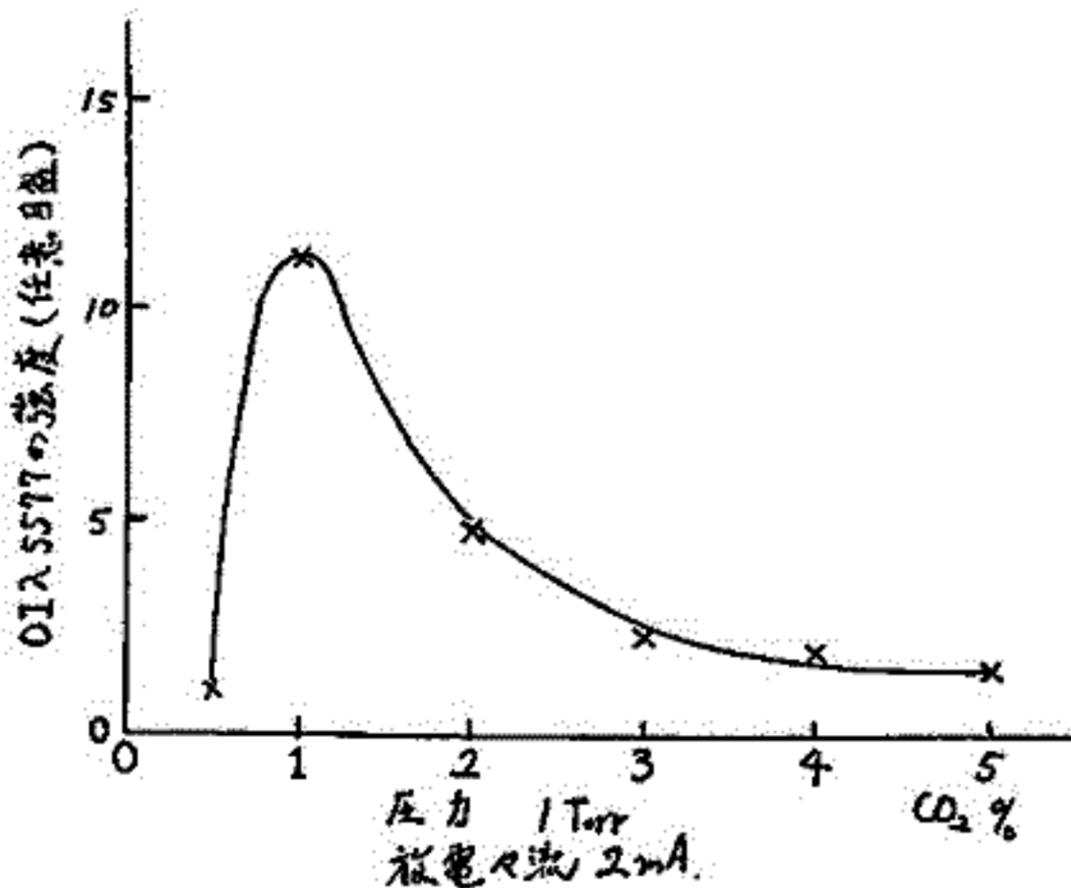
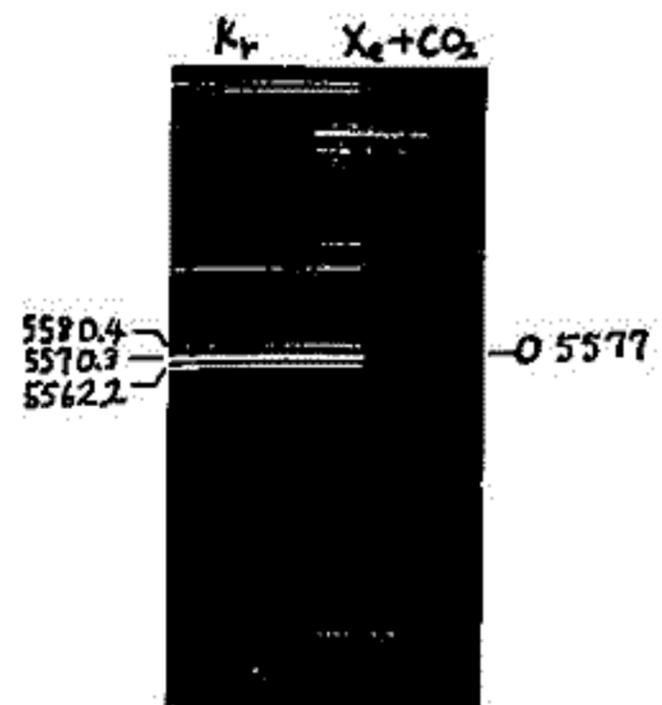


図 2



1 Torr CO₂ 1%
放電電流 3 mA
OIλ5577 附近のスペクトル
図 1

皆越尚紀

上田恭市

五十嵐隆

郵政省

電波研究所

§ ルビールーザによる観測

東京小金井市(36°N)において、1972年11月-1973年10月までに得られた、ルビールーザによる成層圏(10-50 km)エアロゾルの観測結果について述べる。観測パラメータは表1に示す。これまでの観測からわかったことは次のことである。

- (1) いわゆる下部成層圏エアロゾル層からのエコーと見なせるものが15-25 kmの高度でかなりの頻度で観測された。(図1)
- (2) Scattering Ratio のピーク値は~1.5以下で、外国の観測結果に比べて小さい。
- (3) Bartusck¹らを用いた仮定に従い、 $R=1.35$ としてピークの粒子数密度を見積ると、 5×10^5 [cm⁻³]となり、Junge²らによる直接捕集の測定値 5×10^5 [cm⁻³]には近い。

表1. 観測パラメータ

観測期間	'72.11-'73.3	'73.8-'73.10
送信エネルギー	~0.27 J	~0.65 J
送信線径	2 ppm	3 ppm
高度分解能	2.5 Km	2.5 Km

§ 上層大気観測用可変波長色素レーザー

レーザーレーダの送信光源として可変波長を用いれば、エアロゾルによるMie散乱の波長依存性を使って粒子の径についても情報を得ることが出来る。われわれは上層大気観測用として、可変波長色素レーザー(フラッシュランプ励起)を製作した。(図2)分散素子として干渉フィルタを用い、色素としてローダミン6Gのエタノール溶液(10⁻⁴ mol/l)を用いた場合、約10 Åの中で5800-6000 Åの範囲可変できる。出力は4 μsecのパルスで、約70 mJであった。

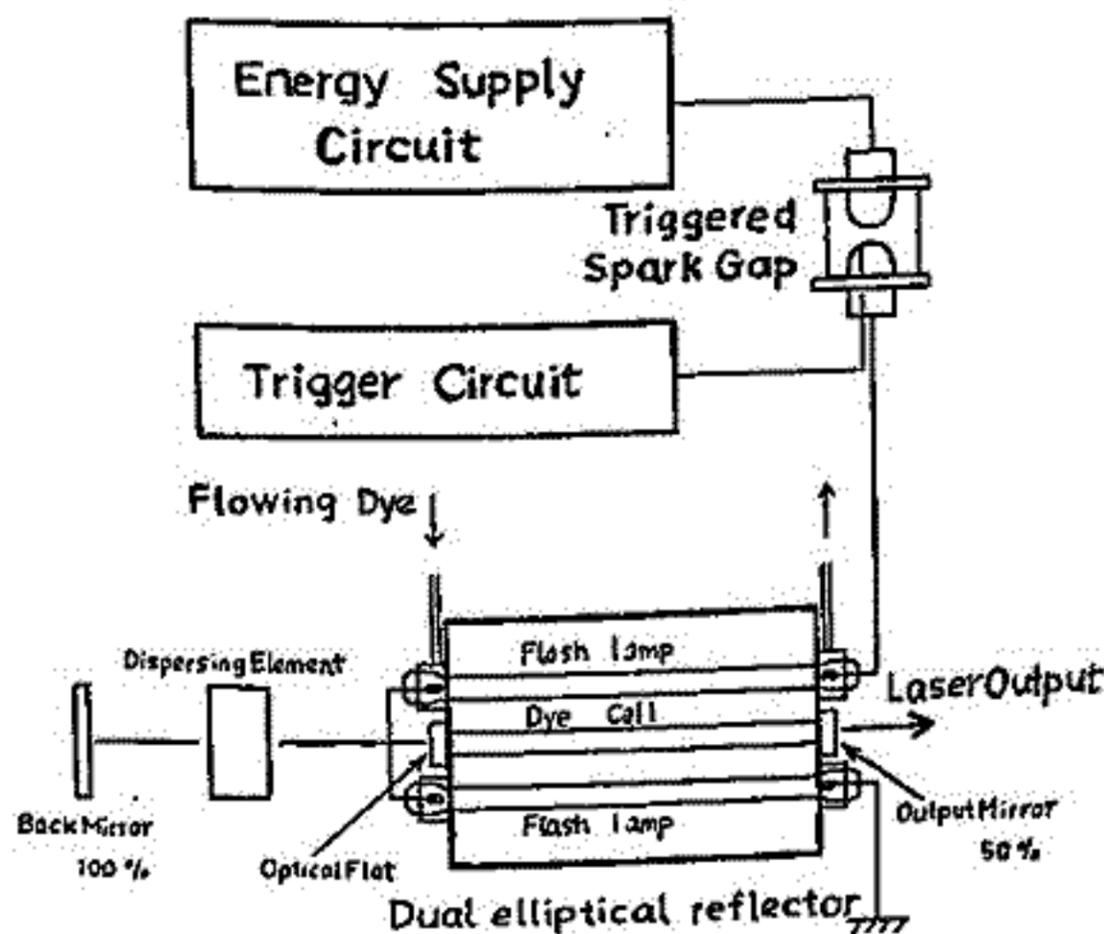


図2 TUNABLE DYE LASER SYSTEM

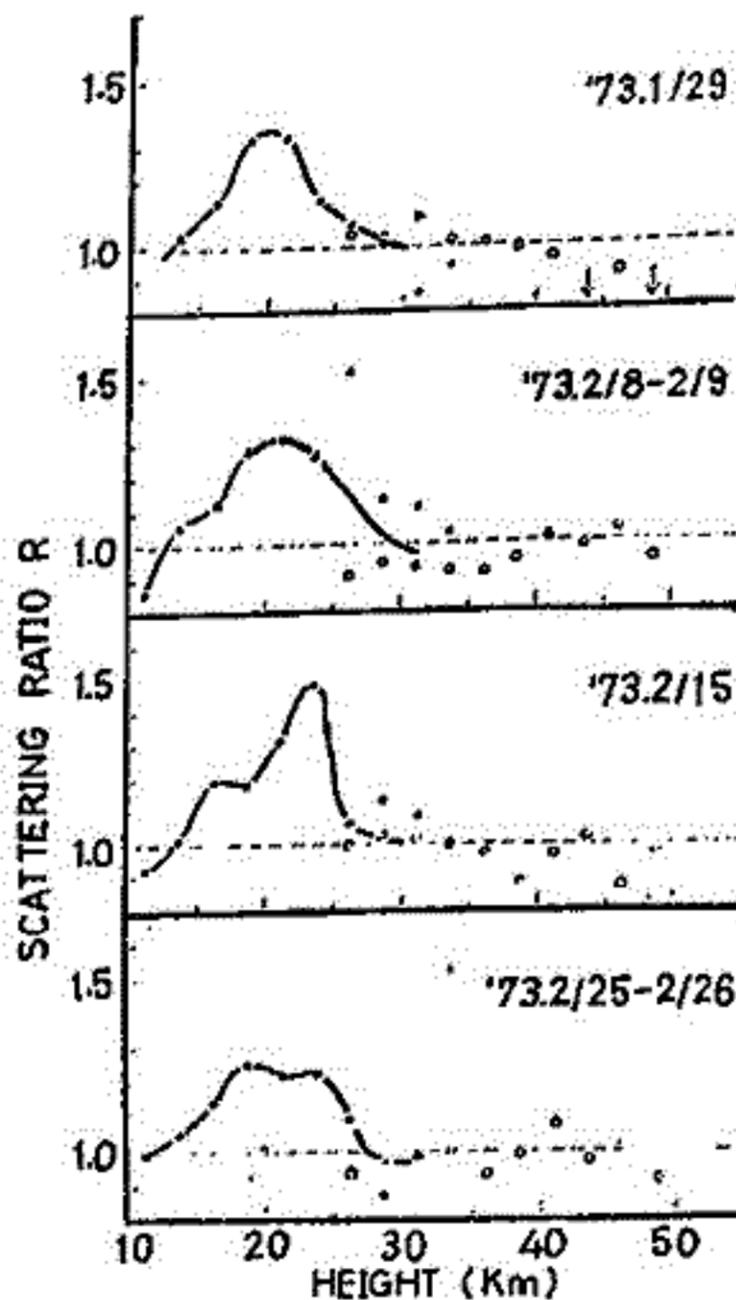


図1 下部成層圏からのScattering

1 K. Bartusck et al J. Atmosph. Terr. Phys. vol 32, no 9, 1535-1544 (Sep. 1970)
 2 C.E. Junge et al J. Met. Vol. 18, 21-108 (Feb. 1961)

内野 倫 広野 求和
九火 理

成層圏エアロソルの粒径分布については、これまでに *impactor* による直接測定や、太陽散乱光を用いて間接的に調べられて来た。代表的なものとして次のようなものがある。

i) *Junge's size distribution* :

$$dn(r)/d(\log r) \propto r^{-\nu}$$

r : エアロソルの半径

$n(r)$: 半径が r より小さい粒子の総数

$$0.1\mu < r < 1.0\mu \quad \nu = 2 \quad (\text{Junge et al. 1961 直接測定})$$

$$0.1\mu < r < 1 \sim 2\mu \quad \nu = 3.5 \quad (\text{Friend et al. 1961 "})$$

$$\nu = 3.5 \quad (\text{Newkirk et al. 1963 間接 "})$$

ii) *log-normal size distribution*

$$\frac{dn(r)}{d(\log r)} \propto \exp\left[-\left(\log \frac{r}{r_0}\right)^2 / 2s^2\right]$$

Massop (1965), Friend (1966) の平均値として $r_0 = 0.35\mu$ $s = 0.30$ (自然対数 T)

iii) *bi-modal size distribution*

Friend は ii) の分布にさらに, Junge によって *Aitken counter* で測定された

Aitken particle ($r < 0.1\mu, 10^3 \text{ cm}^{-3}$) を説明できるような分布を加えた。de Bary and Rössler (1966) も ii) の分布に似たもの他に ($0.03 < r < 0.05\mu, 10^3 \text{ cm}^{-3}$)

の *Aitken* 粒子の分布を考えている。

ここでこれらの分布に対して、福岡における 1973 年 10 月 ~ '73 年 4 月に 0.157 μm の L-レーザー ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) によるエアロソル層 (20 km) からの散乱係数 (Hirono et al 1973) と鹿児島における *radiosonde electrical conductivity* のデータから得られる *small ion* の密度の両方が説明可能かを調べた。

(a) *small ion* の密度 n_i は、 $dn_i/dt = q - \alpha n_i^2 - \eta N n_i$ によって決まるが、定常状態

($dn_i/dt = 0$) では、 q, α, η がわかっておれば、エアロソルの密度 $N = \int dn(r)$ がわかれば、粒径分布を推定できる一つの手段となる。

エアロソルの屈折率を n_s , *small ion* の分子量を 100 として計算した結果は、

i) Junge の粒径分布で両方を説明するには、 $\nu = 3 \sim 4$ に対し、エアロソルの最小半径を 0.04μ 以下にする必要があること、ii) *log-normal* の分布では説明できないこと

iii) *bi-modal* 分布では、*Aitken particle* と *large particle* の粒子密度をうまくとることによって説明できること、等である。

bi-modal 分布に対し、*large particle* は氷核反応によって生成される (Friend 1966) 見方もあるが、ここでいう一つの可能性として、例えば、*meteor* を核として、それに $r < 0.01\mu$ の主に H_2SO_4 から成り立っている *primary particle* が付着して行く過程を考えた。

核となるものを 30 km において与え、それが重力によって沈降していく過程で *primary* 粒子が付着し、次第に成長して行くが、それにつれて落下速度も速くなることに注目して、各高さにある粒子半径と密度を求めた。

primary 粒子として、Lazrus et al. (1971) の *air-filtration* で各高さに対して調べた SO_2 の混合比を基本にして考えた。解くべき方程式は、*gas kinetic* で考えると、 $dr/dz = \frac{2\alpha}{r^2} \frac{(m_0 n_0)^{1/2}}{5.5} kT n_0 n_1^{1/2}$, $\frac{dn_2}{dt} = -\frac{2\alpha}{r^2} \left(\frac{n_2}{n_0}\right)$

となる。suffix 0, 1, 2 は

それぞれ air, primary, aerosol.

$$v_2 = n_2 v_2(r_2) + n_0 D \frac{dr_2}{dz} \left(\frac{n_2}{n_0}\right)$$

$$v_2 = \frac{2\alpha r_2}{2n_0} \left(\frac{n_2}{2kT}\right)^{1/2}$$

DISTRIBUTIONS OF PHOTOCHEMICAL HEATING RATES
IN THE WINTER MESOSPHERE AND LOWER THERMOSPHERE

福山 薫 (京大・理)
Kaoru FUKUYAMA
Geophysical Institute, Kyoto Univ.

The vertical and meridional variations of the photochemical heating rates have been calculated for the winter mesosphere and lower thermosphere. This calculation is based on the previous study* of an oxygen-hydrogen atmospheric model, which obtained the winter meridional distributions of minor neutral constituents and airglow emission rates in a vertically diffusive-photochemical model of the mesosphere and lower thermosphere. In the model, 52 chemical reactions were adopted, and the concentrations of the following 14 constituents were calculated; $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, O_2 , $O_2(^1\Delta_g)$, $O_2(^1\Sigma_g^+)$, O_3 , OH , OH^* , HO_2 , H_2O , H_2O_2 , H and H_2 .

In the present study, the following photochemical processes have been considered; absorption of solar UV radiation by O_2 and O_3 , release of chemical energy through oxygen and hydrogen reactions, collisional quenching of the electronically excited oxygen by air particles and cooling through the airglow emissions from the vibrationally excited OH^* and the electronically excited oxygen.

The results show that in the higher latitudes of the upper mesosphere there is considerable photochemical heating, associated with the large concentration of $O(^3P)$ and the second maximum of the O_3 concentration near 85 km. Airglow emissions bring about an important heat sink in the upper mesosphere. At the 120 km level, about 70 % of solar energy input is transported downwards in chemical form by diffusion processes. Transport of minor neutral constituents by eddy diffusion may have significant effects on the heat budget in the mesopause region. Energy transfer in various photochemical processes is important in the energetics of the lower and middle mesosphere.

* Fukuyama K., to be published in J. A. T. P.

箕松隆夫・岩上直幹(東大理)・渡辺隆(東放大理)

1973年8月19日 1850 JST (太陽高度 89.7°) に内の浦から打ち上げられた S-210-9号機において低域電離圏の一酸化窒素(NO)の観測を行なった。

今回行なわれた実験は中間紫外領域の 2155 \AA NO γ バンドの放射を測定するもので、80 km ~ 115 km にわたって太陽中間紫外放射の NO γ バンドにおおきく散乱光強度が観測された。

測定器は2つの石英セル、帯域型フィルター、及び紫外用光電子増倍管から成っている。2つの石英セルのうち1つは真空でもう1つは 100 torr の NO ガスが封入してあって NO γ バンドのみを選択的に吸収するので2つのセルを時間的に切り換えて測定し、その差をとることで Rayleigh 散乱等のバックグラウンドの影響の少ない NO の放射強度が得られる。

測定器は視野角 10° 、視野中心はロケット軸方向前方に向けて取りつけられているので、天頂から約 30° ほどの方向の放射を測定している。

観測された γ バンドの強度は 80 km ~ 115 km の間で約 $\frac{1}{3}$ 程度に単調に減少している。これを微分して得られる NO の volume emission rate $F_{\nu\nu'}$ は高度と共にほぼ単調に増加している。volume emission rate $F_{\nu\nu'}$ と NO の密度 $n(\text{NO})$ の間には

$$F_{\nu\nu'} = g_{\nu\nu'} \cdot n(\text{NO}) \quad , \quad \text{ここで} \quad g_{\nu\nu'} = \pi F \cdot \frac{\pi e^2}{mc} f_{00'} \tilde{\omega}_{00'}$$

(πF : 太陽の放射束, $f_{00'}$: 振動子強度, $\tilde{\omega}_{00'}$: single scattering の albedo)

の関係がある。太陽の高度が著しく低いので太陽の放射束は低い高度ではオゾンやO₂による減衰を受けていることが予想される。その場合 $g_{\nu\nu'}$ が高度と共に変化するので $n(\text{NO})$ の分布は $F_{\nu\nu'}$ の高度分布との単純な比例関係が成り立たず、低い高度では増加する感じになる。90 km 以上の高度では $F_{\nu\nu'}$ と同じ 高度と共に単調に増大する分布が得られたものと思われる。定量的な解析結果は席上で発表する予定。

渡辺 隆(東京教育大学理学部)・寺松 隆夫(東京大学理学部)

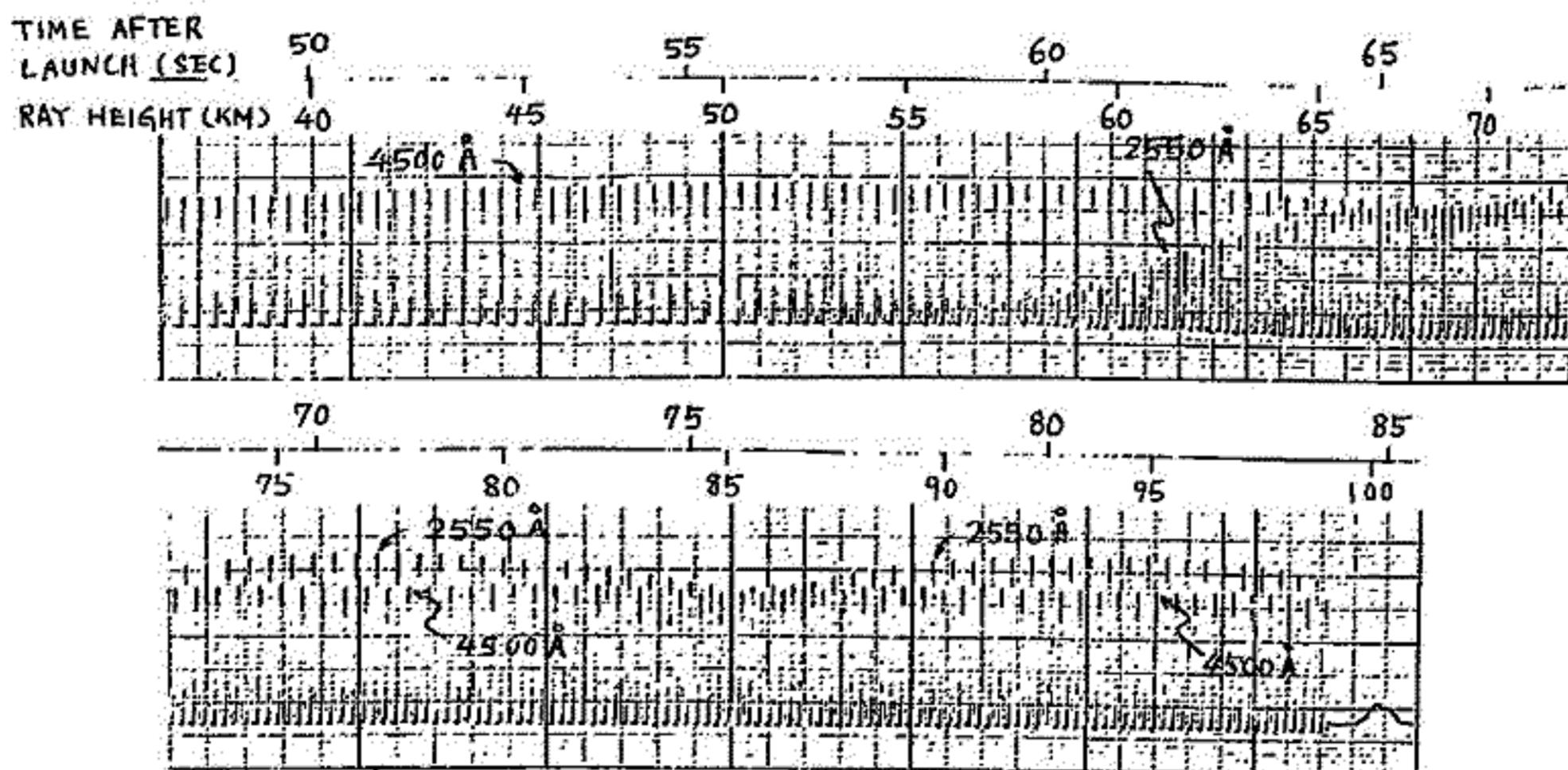
1973年9月22日 1820 JSTに内の浦から打ち上げられたK-10-10号機によって高度30 KM~90 KMの大気オゾンの観測を行った。今回の観測の主な目的は、

- (1) 太陽高度が 92.5° と非常に低い時刻なので、みかけのオゾンの厚みが大きくとれることを利用し、従来よりも高い高度まで測定すること。
- (2) 光化学理論では、中間圏オゾンは日変化が大きく、夜間に増大するといわれている。夕刻の観測によって、これを確かめること。

の二つである。

測定方法は、オゾンが中間紫外領域の吸収帯(Hartley Band)により太陽放射を強く吸収することを利用し、太陽の中間紫外線を干渉フィルター + solar blind phototubeを用いてロケットの上昇時に測定し、その高度変化から吸収物質オゾンの高度分布を求めるといふものである。フィルターの中心波長は 2365\AA 、 2555\AA 及び 2975\AA であるが、他に solar sensor として 4500\AA を搭載している。

下図は今回の観測データの一部である。66 sec, 76 sec 及び 84 sec 付近にロケットの姿勢の変化による modulation がみられるが、76 sec 付近(高度85 KM付近)は光化学理論では小さな peak が存在するといわれており、姿勢の変動分に加えて、オゾンの増大による変動が含まれている可能性がある。50 KM以下の高度では大気の厚みが大きいために Rayleigh 散乱による減衰が無視できない。以上の二つの補正を含めた定量的な解析を進行中である。



東大理 等松隆夫

1965年以來 中間圏・成層圏の大気オゾンのロケット観測をおこなってきた。その後一酸化窒素・原子酸素の観測も軌道に乗り、また大気球をつかった実験も進行中である。

1. 大気オゾンに関する結果と計画

- 高度 50 ~ 65 Km までの標準プロファイルを7回のロケット観測できめることができた。
- 薄暮実験により 90 Km までの O_3 密度を求めることができた。高度 80 Km 付近に極小が発見された。これは M-N-O 大気の理論を裏付けるものである。
- 大気球による O_3 の UV 吸光法、散乱法および溶液法の比較を計画中である。

2 一酸化窒素に関する結果と計画

- ガンマバンド法により 80 ~ 120 Km での NO 密度分布を求めることができた。NO 密度は 90 Km 付近で極小をとることが分かった。
- 実験の副次的結果として、高さ 80 ~ 120 Km でレーリ-散乱および NO 大気光以外のグローが発見された。これはおそらく O_2 の Schumann-Runge 帯の一部であると推察される。

3. 原子酸素に関する結果

- Ag 薄膜の確度について見通がたった。48年9月の実験で 70 ~ 90 Km での酸素密度を求めることができた。

上山弘・反田久義
東北大学理学部

中間圏・熱圏下部には、さまざまな形の水系化合物が存在する。これらは、光化学反応の結果、水素原子と併り、Geocoronaへ供給されゆくと考えられる。この過程の基礎的問題として水素分子の光解離について考えをみる。

1. 水素分子の photodissociation cross section

水素分子の photodissociation は 845 Å (14.7 eV) から始り、これに於ける cross section $\sigma_{diss}(H_2)$ は $\sim 10^{-17} \text{ cm}^2$ 程度の大きさをもち、804 Å (15.4 eV) から photoionization がおこるため、 $\sigma_{diss}(H_2)$ は 10^{-18} cm^2 程度になり、690 Å 付近では殆んど無視される。

また、この 845 Å ~ 690 Å の領域では、吸収線はかなり複雑な形を呈している。

2. 690 Å ~ 845 Å の Solar Flux & Transmission

この領域の Solar Flux は $10^8 \text{ photon/cm}^2 \text{ sec Å}$ 程度の flux を持つ数本の emission line があり、continuum の flux は $\sim 10^7 \text{ photon/cm}^2 \text{ sec Å}$ 程度である。

Transmission には、 O_2 ・ N_2 による吸収が大きく影響する。而もこれらの吸収線は、かなり複雑な形を呈しているため、計算を行う際にはかなり細かい波長間隔で吸収断面積を読みとることが必要になる。このことは、1 Å ごとに読みとる。

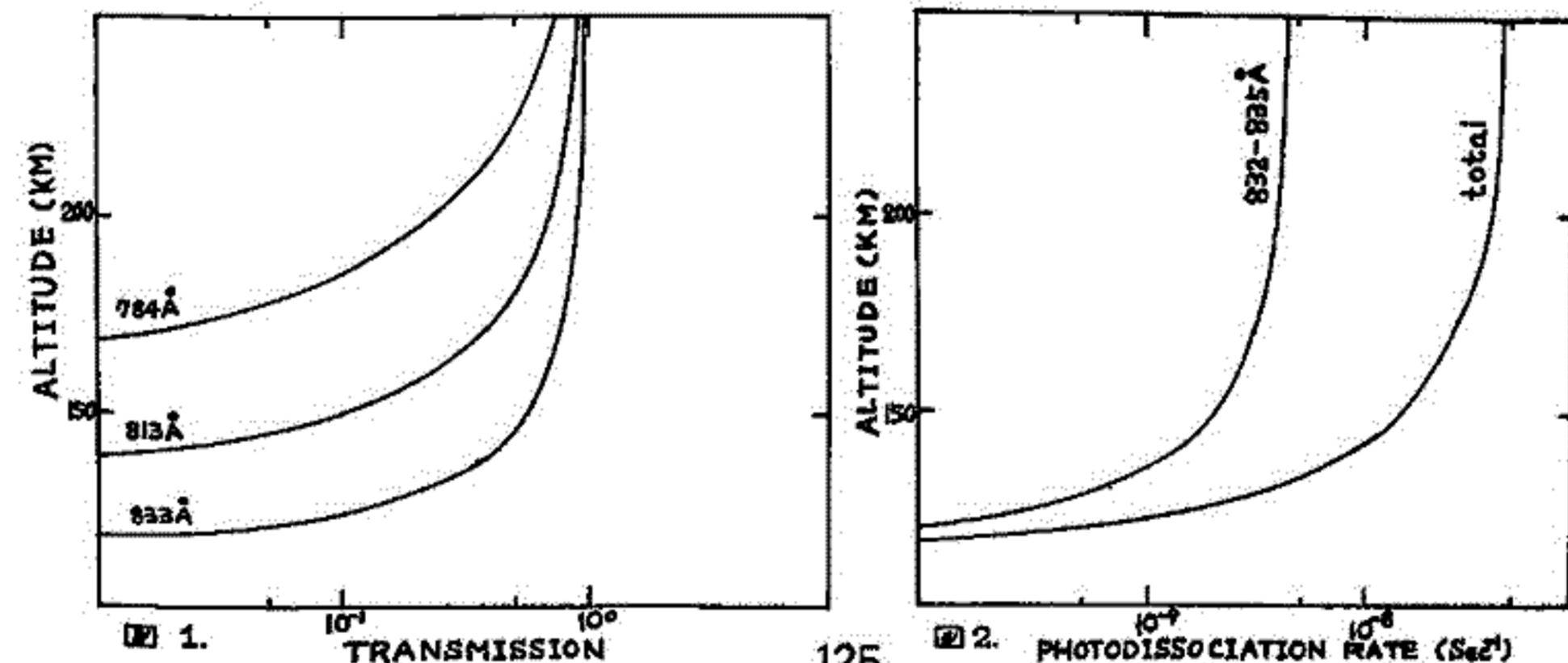
図1に、Transmission の計算結果の一部を示す。784 - 783 Å では、 N_2 の吸収断面積が非常に大きいので、180 km 付近で、Transmission は一瞬小さくなってしまう。この波長帯は N_2 の window にあつていて、この波長の光は、150 km 以下まで届くことがわかる。

全体的にみると、800 - 845 Å では N_2 の window が多いのに対し、800 Å 以下では吸収が強い。従って、150 km 以下に透過する radiation は主に 800 - 845 Å 領域の極く特定の波長であるといえる。

3. 水素分子の photodissociation

以上述べたように、 H_2 の cross section $\sigma_{diss}(H_2)$ の大きい 804 - 845 Å の領域で、かつ Transmission がよいので、比較的低い高度で、photodissociation がおこる。

図2にその計算結果を示しておく。



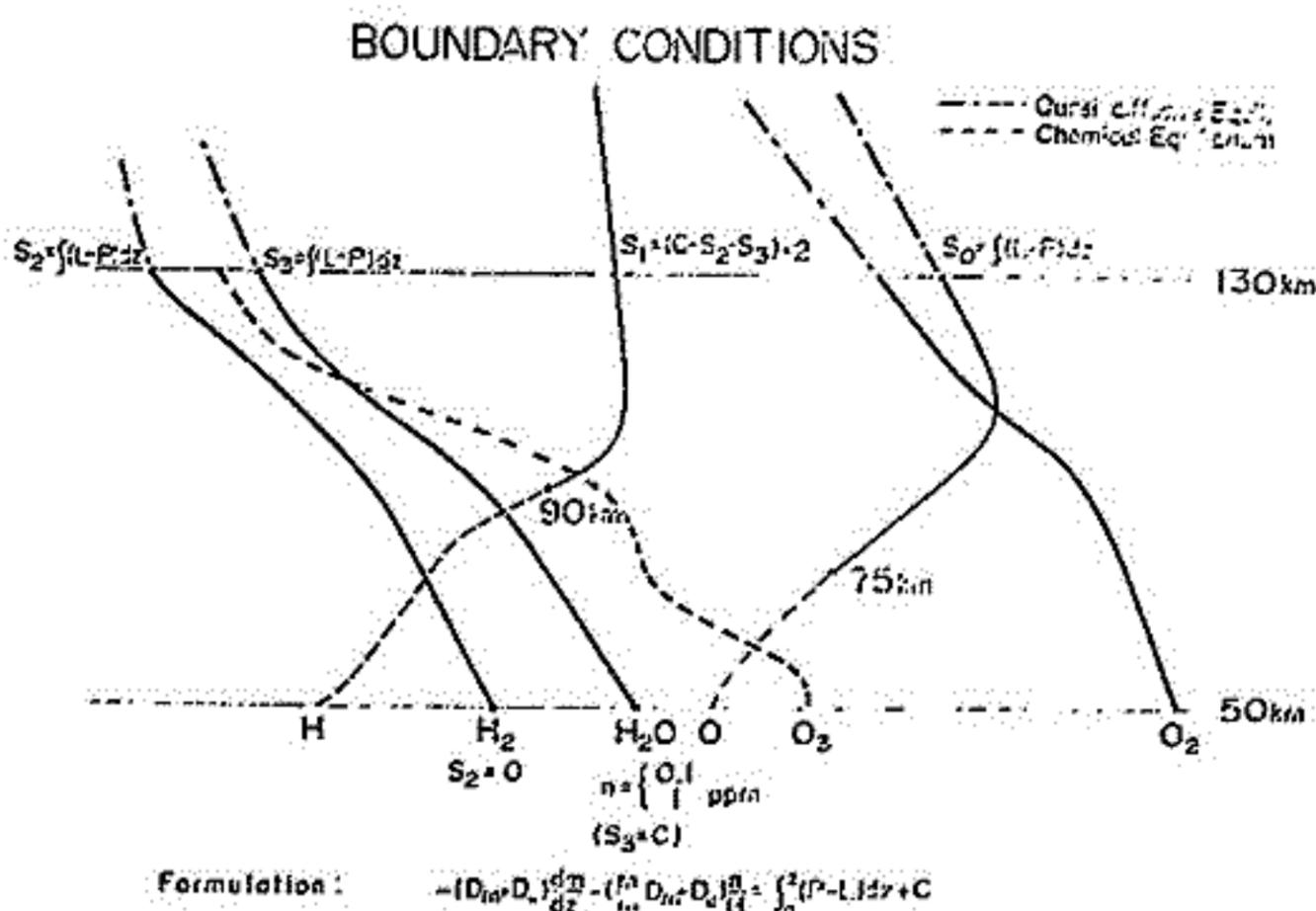
上山弘

東北大学理学部

超外圏の水素量の季節変化や太陽活動周期に伴う変化が次第に明らかになりつつあり、また超外圏の水素分布を支配する理論も略確立され、水素の逸出フラックスは熱圏上部の温度に依存すると思われる。然し、我々のこの地に、中間圏で生成された水素原子の量も重要な要素があり、若し定常状態を仮定するならば、この量と超外圏から逸出する量とは釣り合わねばならないと考えよう。

我々の定量的考察の結果、水素原子の生成量は50kmにおけるH₂O量によって本質的に規定されることを判った。この場合、50kmにおけるH₂Oが0.1ppm程度であれば定常解を求めよと仮定すれば、1ppmを越えよと中間圏におけるHの生成量と釣り合うHの逸出フラックスを可能ならしめるHの密度分布はあり得ないことも判った。このことは、中間圏の大気組成の長年月に及ぶ変化がH₂Oの解離からもあり得よとを示唆する、然し、H₂Oのlifetimeが極めて長い(60kmの高度で約3×10⁵sec)ことからHおよびH₂の密度分布の日変化は僅かであろう。

計算には下図に示す境界条件を設け、例えば、酸素原子の場合、化学的lifetimeは75km以下の高度では10²secのorderなので、この高さ以下の密度は化学平衡と与えよことにした。一方、上部の境界条件は次の様に考えられ、即ち130km以上ではO及びO₂は殆んど拡散平衡にあると近似でき、130km以上の領域におけるOのlossとproductionを計算され、無限遠でのフラックスをOと仮定するに依り130kmでのフラックスはS₀ = ∫₁₃₀[∞] (L-P) dz と与えられる。従ってOについては130kmのフラックスと75kmとにおける条件(化学平衡値)を定数F)を解を求め、同様にH₂O, H, H₂ についての図に示した条件を定数C、密度分布およびフラックスを計算しに結果を述べる。



II-55 極域上層大気の熱構造

岩坂 恭信
名古屋大 水圏科学研

極域の中間圏及び下部熱圏の熱構造は、冬期の高温状態と夏期の低温状態を示していることは良く知られており、理論的にもかなり荒っぽくは言え、Leovy *et al.* の見通しとこのモデルが提案された(1964)。筆者は、計算モデルの提示と大さの中間圏の循環と下部熱圏の循環を組み合わせた大気モデルについて行った(昭和47年秋期大会)が、その後いくつかの計算結果を出し始めたので、極域の上層大気の話をして報告する。最終的な結果が出ていないため、中間報告的であるかはその傾向の結論を得ている。

1. 極域下部熱圏は、最大 200m/sec 程度の鉛直流が生じ得る。
2. O の濃度変化は季節変動が主と見做すことは、 120km 高度では、水平輸送と波衝突による消滅のみで支配される。
3. 水平方向の速度が 200m/sec を越えるような場合、温度場の水平の傾きが大きくなるのは鉛直運動以上の温度場を意味する。

詳しい報告は会場にて行う。

異方性プラズマ中におかれた線状アンテナによる低ハイブリッド共鳴波の放射

倉橋克典 鎌田哲夫 大塚寛
名古屋大学空電研究所 京都大学工学部

1. 序

プラズマ中におかれたアンテナに高周波を饋電すると静電波を放射するが、この過程の理論について今日までに報告されている結果は主として等方性媒質についてであり、異方性媒質についてはアンテナが磁場に対して特定の配置を取った場合に限定されている。又、一般に静電波の本質的な特性である Landau および Cyclotron 減衰に対する配慮がなされていない。

そこで我々は異方性媒質中でこの問題を検討する目的から、有限の線状アンテナを考え、これが Maxwell 分布からなる異方性媒質中で磁場に対して任意の方向を向いておかれた時に放射される静電波の特性について検討している。今回は低ハイブリッド共鳴波を考え、放射する波の波長がアンテナの長さに対して充分長いとした場合 ($|kr| \ll 1$, $|kz|$ は波数, L はアンテナの長さ) の解析結果を電離圏プラズマを数値例にとって述べる。

2. 解析

静電近似が成り立つ範囲では、観測点における静電波の放射電位を記述する関係はポアソンの式と電流連続の式とから次のように求まる。

$$V(r) = \frac{1}{\omega \epsilon_0} \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{zs} \tilde{J}_z(f_{zs}) e^{jkr}}{k_z(k) k^2} d^3k \quad (1)$$

ただし $\tilde{J}_z(f_{zs})$ はアンテナを流れる電流(密度)を表わし、 z はアンテナの軸方向を表わすものとする。そしてこれは任意の電流分布 J_z に対して $|kr| \ll 1$ の下では

$$\tilde{J}_z(f_{zs}) = 2 \left\{ \frac{C_0}{f_{zs}} + j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L}{n\pi} (-1)^n C_n \right\} \sin f_{zs} L \quad (2)$$

$$C_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L J_z(\xi) d\xi, \quad C_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L J_z(\xi) \sin(n\pi \cdot \xi/L) d\xi \quad (3)$$

と表わすことができる。次に $k_z(k) k^2$ (k は誘電テンソル) の 3次元での表示を Landau, Cyclotron 減衰が小さくなり、かつ流体近似が成り立つための条件

$$|d_{\nu k}| = \frac{\omega + \nu \Omega_k}{|f_{zs}|} \left(\frac{m_k}{2k T_{\nu k}} \right)^{\frac{1}{2}} \gg 1, \quad |d_{oe}| = \frac{\omega}{|f_{zs}|} \left(\frac{m_e}{2k T_{oe}} \right)^{\frac{1}{2}} \ll 1, \quad \lambda_k = \frac{f_{zs}^2 k T_{\nu k}}{\Omega_k^2 m_k} \ll 1 \quad (4)$$

の下で求め、この表示と(2)を(1)へ代入して(4)の条件の下で(1)の積分を計算すると、低ハイブリッド共鳴波に対して次の関係が得られる。

$$V(r) = K_0 G_0(r) \cos \theta + \sum_{n=1}^{\infty} K_n L \{ G_1(r) \sin^2 \theta + G_2(r) \sin \theta \cos \theta + G_3(r) \cos^2 \theta \} \quad (5)$$

ただし K_0, K_n は電流の分布から定まる定数であり、それぞれ(2)の右辺の第1項と第2項に対応する。そして $G_0(r) \sim G_3(r)$ は媒質の性質と観測点の位置とから決まる関数であり、(4)の条件が $|d_{\nu k}| \gg 1, |d_{oe}| \ll 1$ となる場合と $|d_{\nu k}| \gg 1$ となる場合とでは表示が異なる。又 θ はアンテナが磁場となす角度 ($\theta=0^\circ$: 平行, $\theta=90^\circ$: 垂直) を表わすとする。

3. 結果

計算の結果、(i) (5) に示すように低ハイブリッド共鳴波は θ の値如何にかかわらず放射するが、 $G_1(r)$ は一般に他のものに対して充分大きくなる (特に $|d_{\nu k}| \gg 1$ の場合に顕著である)。従って $\theta=90^\circ$ の時に強度が大きくなる; (ii) 周波数が低ハイブリッド共鳴周波数に近づくとき $G_0(r) \sim G_3(r)$ は増大し、強度は大きくなる。しかし逆に波の伝搬速度は減少する; (iii) 電離圏プラズマ (高度 1000 Km) では、 $T_{\nu k} \ll T_{oe}$ の条件が成り立つ場合に放射しやすくなる; ことなどがわかった。

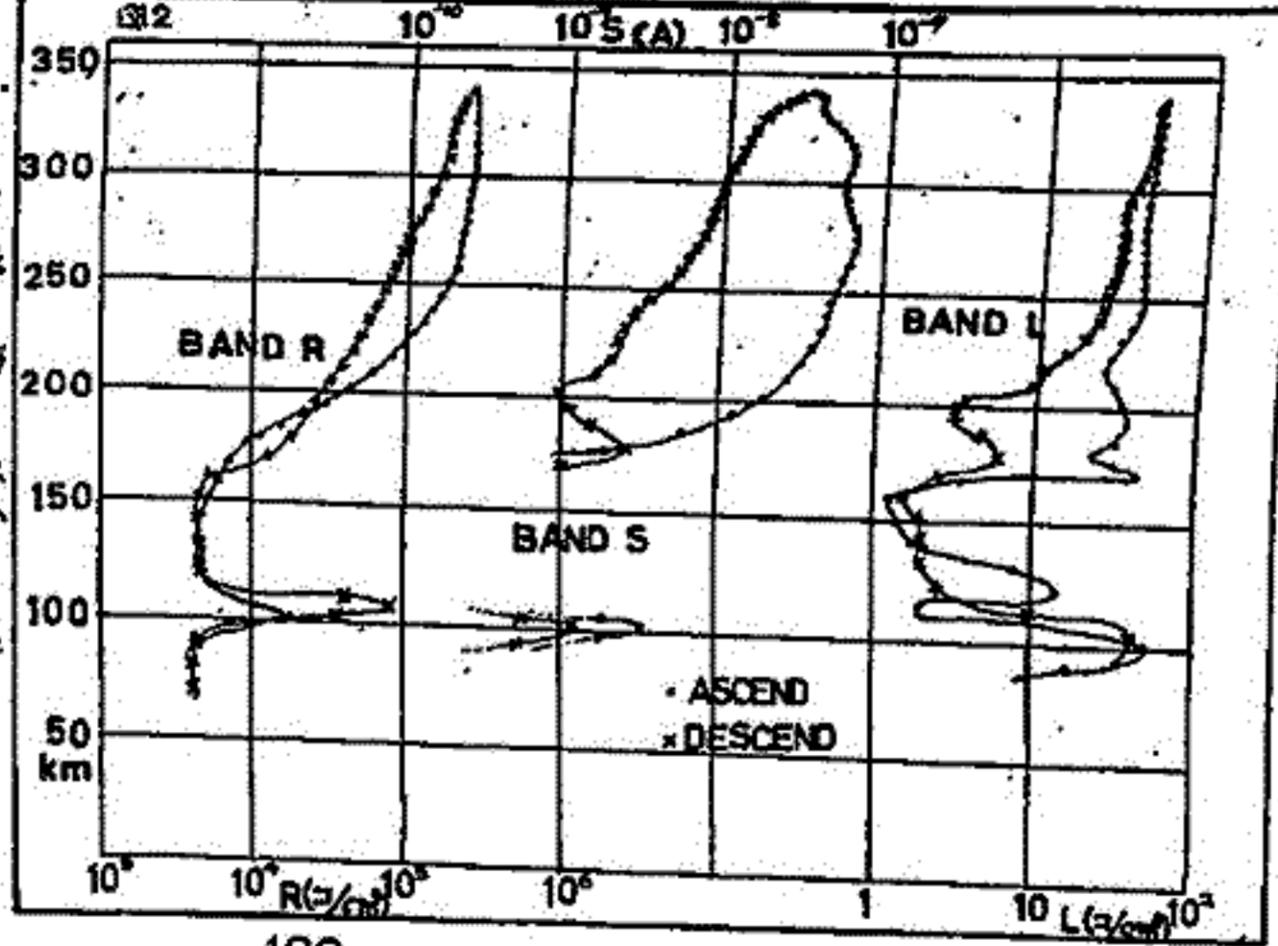
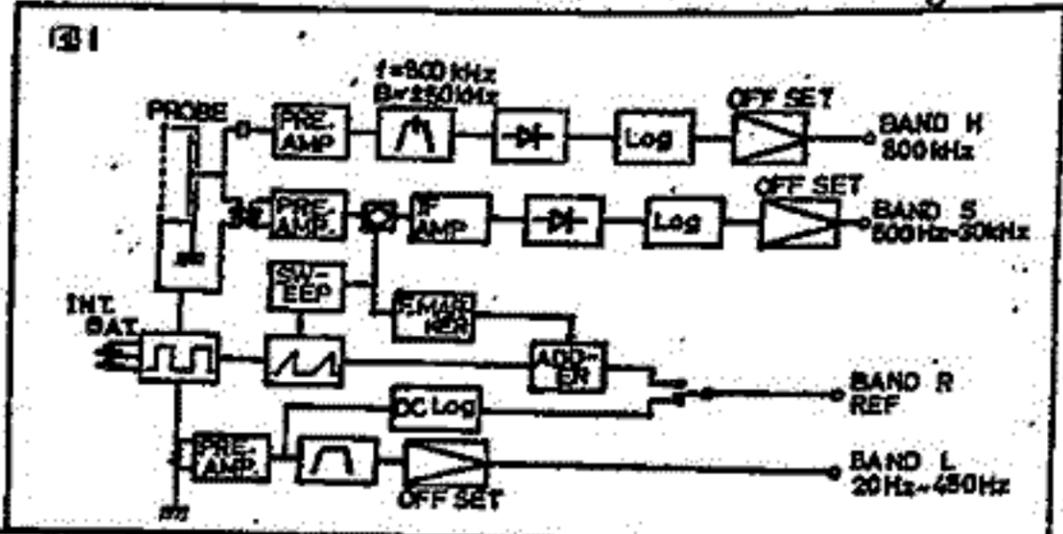
II-57 K-9M-44によるプラズマ静電波の観測(速報)

中村正治 中村良徳 伊藤富造 永田武
東大宇宙研

概要と目的 電離層プラズマでは、速度分布が Maxwell分布からずれていると云ふことがあり、そのためにイオニ音波、電子プラズマ波等の密度のゆらぎを伴うプラズマ静電波の存在が期待される。又電子とイオニ密度の10cm~50m程度の空間的な変化があればロケットかその領域を横切るとき、対応する周波数の変化として観測される。本装置は電離層中のイオニ音波、電子プラズマ波、電子とイオニ密度の高度変化を測定する。センサーに±10Vを加えることにより流れる電子とイオニの飽和電流の直流分と交流分(40^{Hz}~30^{KHz}) 800kHz)とを観測する。電磁波はセンサーのグリッドで誘起するが、それをも受信される強度が大きいものについてはセンサーに加える直流バイアスに対する変化から静電波と識別する。

観測器 フライデーカップのコレクターに1秒の継続時間で±10Vのバイアスを印加し、電子とイオニを交互に捕集する。その電流の直流分(R-Band)と20~500Hzの交流分(L-Band)は増中して地上へ送信する。0.5kHz~30kHz(S-Band)はスーパーヘテロダイニ方式で受信し、検波出力を送信する。このため同一周波数の測定は1秒に1回になる。800kHz(H-Band)は±50kHzの中をもった固定周波数を受信し、その検波出力を送信する。観測装置のBlock Diagramは図1に示す。

測定結果 得られた生データの高度に對する変化を図2に示す。R-Bandは電子の飽和電流より求めた電子密度。S-Bandは15kHzの振巾変化を電流値で示してある。この振巾より求めたゆらぎ密度 γ/m は最大で0.2%程度である。L-Bandは生データの振巾の読みをゆらぎ密度に写しつけてプロットしてある。Sが密度とよく相関をもっているのに対し、Lは密度の勾配があるところと一致して振巾が小さくなっていく。L-Bandは8つのフィルターを通して周波数分析をして解析してある。H-Bandは上りの時で250km~300kmの高さで電子捕集の時ばかりのみに受信された。受信強度は3μVと大変弱く、原因についてはいまだにさうわがらな。講演ではF層, Sporadic E層でのノイズとゆらぎ密度について報告する。



II-58 稀薄プラズマ中の静電プローブによるイオン波の測定

森 弘隆
電波研究所

ロケットや衛星によるAC電場観測により、上部電離層や磁気圏の各種の境界領域で静電波性の低周波雑音波がしばしば観測されている。

静電波は波長が短かく位相速度が粒子の熱速度程度なので粒子集団と相互作用し易く不安定領域に局在して粒子加熱やエネルギー変換等の重要な媒介となっていると想像される。

低周波電場の観測法として従来よく行われている方法は *Double-Sphere Plasma Probe*⁽¹⁾ と称する高入カインポ-ダンスのプローブで各プローブを浮動電位におくことによりプローブ間の電位差からプラズマ電位差を測定しようとするものである。この方法はDC電場および電極波の電場成分の測定には有効であるが、静電波の場合卓越する密度変動の効果によりプローブがプラズマ電位変動に追随しにくくなる⁽²⁾。静電波は波動のエネルギーは主に密度変動が担っているので、静電波の観測に着目した場合密度変動に重点を置いた観測、すなわちラ-ングミュアプローブ法(低入カインポ-ダンス)がより有効であると思われる。

今回は、低周波帯静電波を観測する場合の高入カインポ-ダンス法と低入カインポ-ダンス法の特徴の相違について考察する。

⁽¹⁾ Fahleson U., *Space Sci. Rev.* 7, 238, 1967.

⁽²⁾ Fiala V. and R. O. Storey, *Plasma Waves in Space and in the Laboratory*, Vol. 2, P. 411, ~~1970~~, 1970, Edinburgh University Press.

K-9M-41ロケットによる人工的VLF励起実験

京都大学工学部

松本 紘・宮武貞夫・長尾朋・木村 繁根

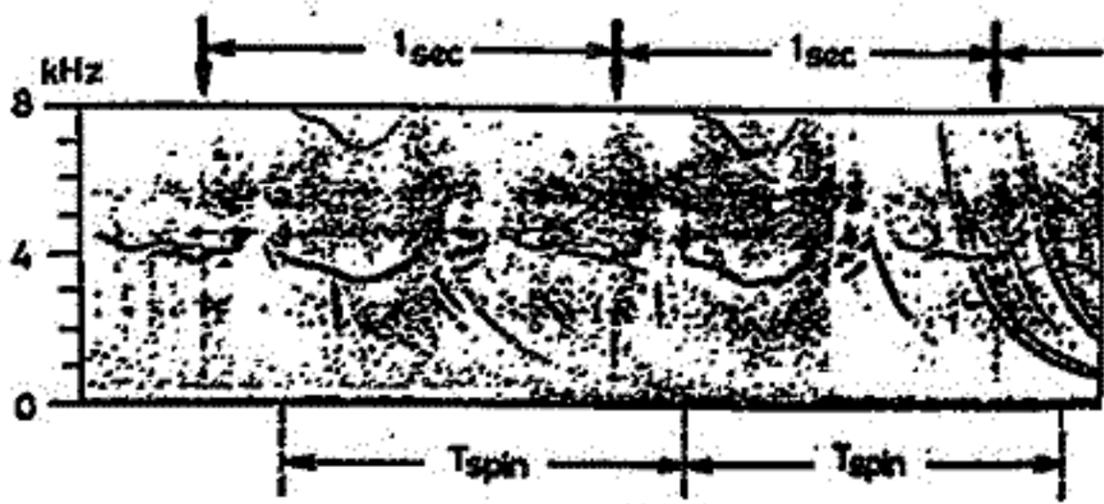
§ はじめに

最近の IAGA 講演会においても、幾つかの報告に見られたように、電離層・磁気圏プラズマ中での Active 実験が重要視されるようになり、且つ実行に移されている。我々も従来から、電磁波モードプラズマ波(ホイッスラーモード)と高速電子との波動-粒子相互作用の実験¹⁾(EM:W-P)及び静電波モードプラズマ波(電子プラズマ波,イオン音波)相互間の波動-波動相互作用実験^{2,3)}(ES:W-W)をロケットや人工衛星を使用し、遂行してきた。今回は、静電波モードと粒子との相互作用(ES:W-P)実験について報告する。³⁾

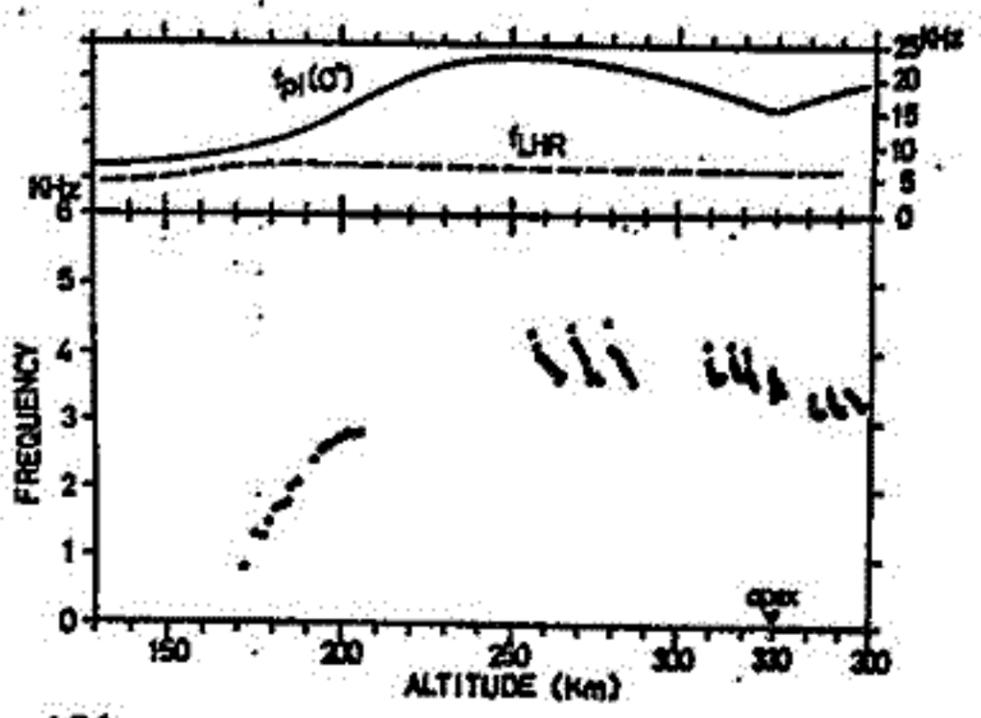
§ 実験結果

図1に示すように、片側5mのダイポール・アンテナに0~+10Vまでの階段状のDCバイアスを印加した際、VLF帯(0~30kHz)に図に示すような discrete エミッション及び広帯域 Hiss 状エミッションが励起され観測された。この discrete エミッションの周波数を高度にプロットすると図3に示すように、 O^+ イオンのプラズマ周波数のプロファイルと非常に高い相似性を示している。これらの事から、このエミッションは、ロケット本体に取付けられた電子銃から放出され、アンテナに印加された直流電圧によって加速された電子ビームによって励起されたイオン音波であると思われる。又、図2に見られるように、エミッションの細部構造は、ロケットのスピンの周期で変調されている。

[図1] K-9M-41による観測された人工励起エミッション



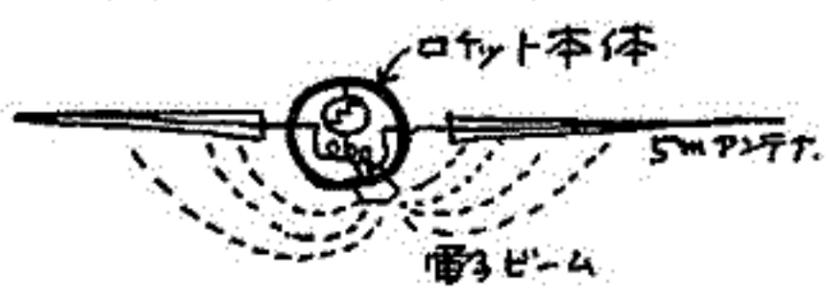
[図3] エミッション周波数の高度プロファイル



§ 解析

外部磁界の存在するビーム・プラズマ系でのイオン音波の解析を進めている。詳細は講演に譲る。

[図2] アンテナと電子銃



§ Reference

- 1) 木村・松本・宮武; REXS 報告書 (eg. 宇宙観測シンポジウム, 1972)
- 2) 宮武・松本・木村; K-9M-35号ロケットによる非線形プラズマ波相互作用の実験, 東大宇宙研報告書, p.108~p.120, 1972.
- 3) Miyatake, Matsumoto and Kimura; Rocket Exp. on Nonlinear Wave-Wave Interaction in the Ionospheric Plasma, to be appearing in Space Research 1974.

Hiroshi OYA Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto

(大塚 寛, 京都大学工学部)

Over 800 examples of the proton cyclotron echo have been investigated to check the theory of the proton echo generation mechanism⁽¹⁾. The results indicate three salient characteristic points of the proton cyclotron echo generation mechanism as :

i) the echoes are produced at time being delayed systematically from the proton cyclotron period by 5 to 7 τ ;

ii) generation of the echoes is almost limited in a range of magnetic dipole latitude such as $-20^\circ < \theta < 20^\circ$, it is very exceptional case that we can observe the echoes outside this latitudinal range;

iii) most of the time, the echoes are produced in a frequency range $1.2f_c < f < 1.5f_c$ without dependence on the plasma parameter f_p/f_c , where f_p is the plasma frequency and f_c is the electron cyclotron frequency.

The evidence i) gives confirmation on the echo generation mechanism with interaction of the electron beam and ion -field that gives the generation time T as

$$T = \left\{ k / (k - k_1) \right\} T_p \quad (1)$$

where k is the characteristic wave number of the ion-field and k_1 is the wave number of the initial electron wave; T_p is the proton cyclotron period. The evidence ii) indicates that satellite, protons and electrons are moving in the direction parallel to the magnetic field. To make the electron beam velocity matching with that of protons and the satellite, we should select $2f_c$ -wave (the second cyclotron harmonic wave) as the generator of the initial electron beam.

The evidence iii) is automatically satisfied when the size of the proton concentration area is pervaded by 5 or 10 times larger than the electron cyclotron radius.

(1) Oya, H., 50 and 52 Meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, pp. 33 (for 50 meeting) and pp. 104 (for 52 meeting).

On the storm-time dependence of whistler dispersion at low latitudes

Y. Tanaka

The Research Institute of Atmospheric, Nagoya University, Toyokawa

Abstract : At low latitudes($34-35^\circ$ geom. lat.) enhanced whistler activity and reduced dispersion occur in the 1 and 2 days following a severe geomagnetic storm(Ohtsu & Iwai 1962, Tanaka & Hayakawa 1973). At much lower latitudes($24-26^\circ$) a much more enhancement of whistler activity is observed(Ohtsu & Iwai 1962) but dispersion is in slightly increasing phase during storm periods(Okuzawa et. al. 1971) or there is a less evident dependence of dispersion on storm-time (Tanaka & Hayakawa 1973). A possible explanation on the storm-time decrease of whistler dispersion is the inward moving of whistler duct(or effective duct region). Another is the decrease in the electron densities along the field lines. To examine the cause for the storm-time decrease of whistler dispersion indicated in previous statistical studies, the dispersion values obtained at Moshiri(geom. lat. 34°) are compared with the ones calculated by using the topside ionospheric electron densities from Alouette 2 observations over Japan during the disturbed period of September 1967. For 1 or 2 days following the disturbed days($\Sigma K \geq 30$), the dispersions are lowered and the topside ionospheric electron densities are also depressed. The decrease of whistler dispersion is attributed to the decrease of the electron density along the field line encountered at Earth's surface near Moshiri.

森 洋介 (宮城教育大学)

ホィッスラー出現の異常増加には、2つのタイプがあり、1つは地方時依存性及び diffuseness は統計的結果と殆んど変わらず、一日の全受信用数だけが異常に増加するタイプ (Type I) であり、もう1つは、統計的結果とは異なり夜半に受信用数が増加し、しかも一般に diffuseness も増加するタイプ (Type II) であることを示し、この後者のタイプは、南半球の conjugate point 近く f_oF_2 の減少と非常に良い対応を示すことを今号にて報告してきた。

この真を更に確かめるために、1970年1月から1971年12月までのホィッスラーの受信用数の異常増加と、地磁気擾乱及び電離層擾乱との対応関係を統計的に調べたので、その結果について報告する。

解析方法； 地磁気擾乱として稀図における磁気嵐と、world-wide の 5 disturbed days 及び、比較のために 5 quiet days を用いた。ホィッスラーの異常増加については、その月のうちで1月の総受信用数が最も多い方から順に5日を選び出し 5 enhanced days と定めた。この解析には、Sugadaira の他に Sakushima 及び Moshiri の whistler data をも用いた。電離層データについては、前回同様 Kokubunji 及び Townsville の data を用いた。

結果； 統計結果を Table I に示す。この Table の whistler の欄の最初の行の数字は、occurrence enhancement が観測された総数、次の行からの数字は、その中で地磁気擾乱及び電離層擾乱と対応するものが何回あったかを示す数である。2つずつの数字が並んでいる欄は、左側が総数、右側が Sugadaira における Type II の enhancement があつた日を除いた回数を示している。この結果、Type II の enhancement は明らかに地磁気擾乱、及びそれに併う電離層擾乱と対応関係があるが、Type I は、殆んど対応関係は見られぬ。3つの観測所に同時に enhancement が観測されるのも、Sugadaira + Type II の enhancement があつた日に対応する方がはるかに多い事実も、このことを支持するものと思われぬ。

Table I.

		CORRELATION WITH WHISTLER OCCURRENCE ENHANCEMENT				
GEOMAGNETIC DISTURBANCE		FIVE ENHANCED DAYS			TYPE II	COINCIDENT 3 STATIONS
KAKIOKA		SUGADAIRA	SAKUSHIMA	MOSHIRI	SUGADAIRA	
NUMBER OF CASES		47 (35)	47 (39)	54 (44)	8	9 (4)
TOTAL	26	21 11	21 13	18 13	7	5 1
H > 100 [°]	10	11 3	11 3	12 8	5	3 0
H < 100 [°]	16	10 8	10 10	6 5	2	2 1
5 DISTURBED DAYS	55	20 10	20 14	27 16	7	6 2
5 QUIET DAYS	55	10 10	12 12	13 13	0	0 0
IONOSPHERIC DISTURBANCE						
KOKUBUNJI	9	4 0	6 1	8 3	3	3 0
TOWNSVILLE	15	9 0	8 2	12 4	7	3 0

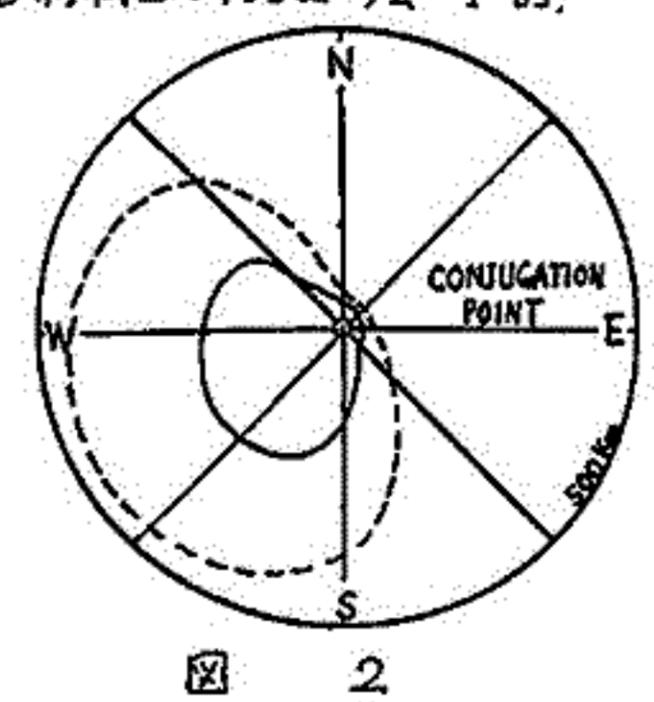
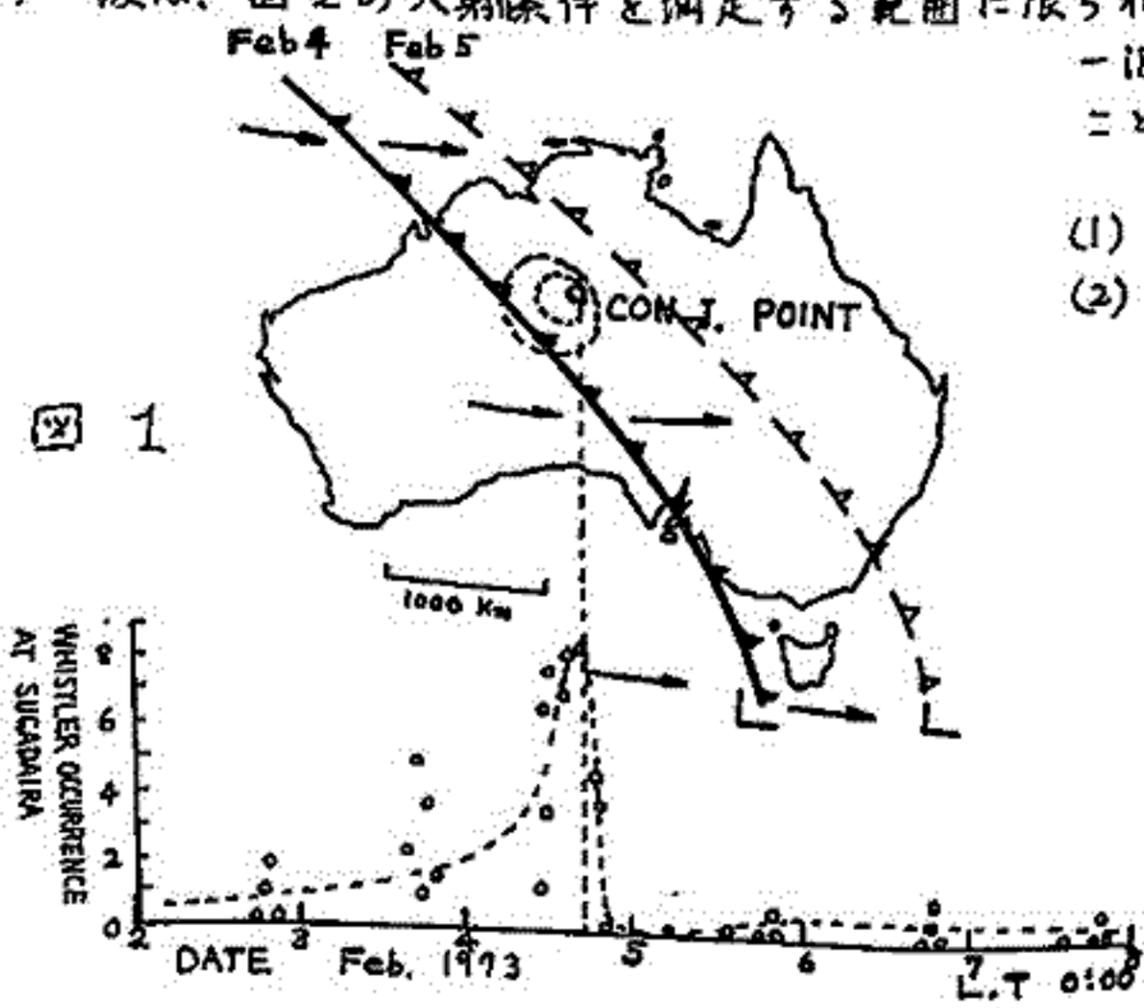
芳野 勉 夫
電気通信大学

菅平宇宙電波観測所において地上観測される低緯度ホイスラー波の毎時発生頻度と、磁気共役点附近のオーストラリア大陸上の雲の分布との間の相関について研究した結果、この間にはかなり密接な関係を見出したので報告する。なお菅平観測所の地磁気位置は $26.0^{\circ}N$, $201.4^{\circ}E$ であり、その共役点^①は図1のようである。磁気共役点附近の雲の分布は、静止衛星ATS-1, および気象衛星ESSA-8, NOAA-2を菅平にてテレメトリー受信して得た。また現地附近の天候の推移については、ハム通信によって情報を4例ほど得た。

1970~73年にかけて約1000例の衛星データを得て、比較的 K_p の静かな日のホイスラー発生頻度と比較したが、図2の共役点の西および南西方200kmの実線で示す範囲に厚い雲のある時、通常の $D=30\sim40$ 程度のホイスラー発生頻度が約75%以上の相関を有し、共役点で示す範囲でも25%以上となるが、共役点の外側では0となる。前線雲が共役点を通り東側に出た場合は図1に示すように頻度は急速に低下する。また実線内に積乱雲が発生したときには異常発生となり、多くのホイスラートレインが発生する。共役点^②が快晴にもかかわらずホイスラーが発生受信できた例は、インド洋^③にサイクロンがある時の3例(ウィーク・シグナル)を除き、まったく皆無である。次にアラフラ海に濃い雲のある時には、 $D<20$ のものが朝方に発生することが多く、南極海暴風圏の低気圧より延びる寒冷前線が一日おくれで母子里観測所の共役点^④に達し、母子里の頻度が佐久島に1日おくれで増大する例の多いことを説明することができる。

南半球におけるホイスラー波の入射方位特性は鶴田氏が計算(1)して居り、以上の観測結果はこれと良く一致して居る。1973年1月19日打上げのK-9M-41号機の観測結果では電離層のトップサイドで非常に多数のホイスラー波が受信されるが、地上では入射波の波面法線が垂直土 10° 以内の入射条件を満たす少数のもののみが受信され(2)ることを表わして居る。以上の観測結果から上記の条件を満たすように波面方向が維持されるホイスラー波は、図2の入射条件を満たす範囲に限られ、磁気擾乱時以外の中低緯度ホイスラー波の伝播モードは Non Duct 伝播 であることが想像される。

(1) 鶴田: J.A.T.P. Vol.35, pp 1377-1405, 1973.
(2) 岩井, 岡田: 第53回学会 I-65.



II-65

Rocket measurement of wave normal direction of low latitude sunset whistlers

M.Hayakawa, T.Okada and A.Iwai

The Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, Toyokawa

Abstract.

The measurement of wave normal directions in the ionosphere of low-latitude sunset whistlers ^{is made} by means of the rocket of K-9M-41 which was launched at 18:00h JST on Jan.19, 1973 from Kagoshima Space Center. During the measuring period along the trajectory, we have observed over one hundred whistlers. Among them, the incident and azimuthal angles of about intense twenty whistlers are determined. We try to interpret the characteristics of measured wave normal direction of low-latitude sunset whistlers. Then it is likely that the observed whistlers are trapped by the field-aligned duct. The simultaneous observation on the ground station strongly supports the above interpretation.

II-66

K-9M-41号機によるホイスラー空電
ホイニテイングハクトルの観測(II)

鶴田 浩一郎 · 江尻全樹
(東京宇宙研) (東京宇宙研)

先の手合で速報をした。ホイスラー空電のホイニテイングハクトルのロケット観測について、その後の解析の結果を報告する。今回の報告は

1. 地球座標系でのホイニテイングハクトルの変化の様子
2. 磁場Data, 電子密度Data を使って求めた Wave normal の変化

そして、ホイスラー空電の反射率、電離層通過の条件について議論する予定である。

恩藤忠典・西崎良・梶川実 (電波研究所)
田中義人・岩井章 (名古屋大学空電研究所)

1971年10月に Alouette 2号行星と母子星(地磁気緯度 $\phi=34.3^\circ N$, $L=1.46$)とで同時観測したホイッスラーの比較結果について報告する。1971年10月27日の AL-2号の通路は 0821 UT ($\phi=-17.83^\circ$, $\Lambda=35.58^\circ$, $L=1.51$, $H=2862 \text{ km}$) から 0834 UT ($\phi=10.95^\circ$, $\Lambda=34.43^\circ$, $L=1.47$, $H=2906 \text{ km}$)まで鹿島で受信された。 Λ, L は行星を通る磁力線の不変緯度及び L-value。

ϕ が示すように、AL-2は磁気赤道より南側から受信され、0829 UT 頃に磁気赤道上空を通過して北方へ向っている。母子星を通る磁力線にそってのホイッスラー波(4~8 MHz)の南半球から母子星までの伝はん時間は高度を高くすると約0.3秒位であるから、行星と地上とのホイッスラーの比較に UT-同時法を用いた。

AL-2の観測時間 0821-0834 UT に対し、母子星では 0820-0823 UT 間を連続観測した。この間に母子星ではっきりしたホイッスラーが5回観測された。一方 AL-2では低い周波数から 10 MHz まではっきりとしたトレースをモホホイッスラーが5回観測された。

UT同時法で両者を比較すると、 $L=1.44 \sim 1.40$ 間を観測された AL-2の VLF スペクトルフィラメント上で強いホイッスラーが、母子星の5回のホイッスラーに対応している。AL-2は南から赤道上空を通過して北へ向い、 $L=1.51$ から一旦 L の最小値 $L=1.40$ を通り、 $L=1.47$ の磁力線を横切るととんでいるが、AL-2ではホイッスラーはこの全区間にわたって観測されている。従ってこの例に際する限りは電離層より上側で母子星の $L=1.46$ より内側の $L=1.44 \sim 1.40$ の磁力線上で観測された強いホイッスラーが、地上の $L=1.46$ で観測されたホイッスラーに対応していたと結論できる。方位緯度で観測されるホイッスラー方位緯度側から入ってくるかどうかは興味ある問題であり、行星-地上ホイッスラー同時観測と同時に地上でホイッスラー到来方位角を測定すれば、ホイッスラーの方位法の特エックにもなりこの問題のより正確な解答をよめることにもなる。

いづれにしても、地上と 同じ L をモホ磁力線上のホイッスラーと比較する方法よりも UT同時法を用いる方が、この種の問題の一方の進展につながると思われる。

今後この比較法によりより多くの観測結果を解析して、最終的な結論を出したいと思っている。

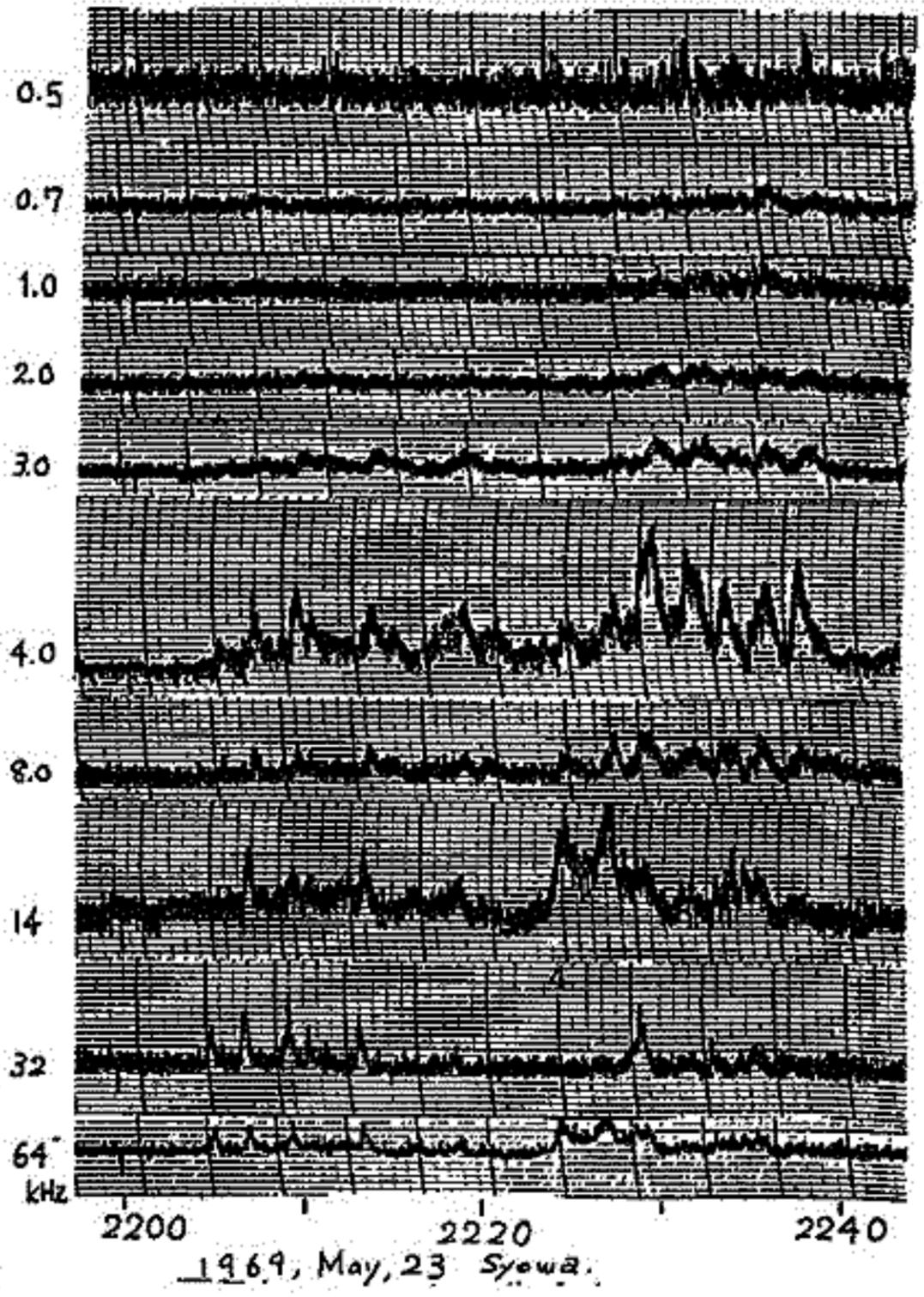
林 吟 治 ・ 池 藤 通 雄
東 久 ・ 理

地上で観測される auroral hiss は magnetic local time 21^h 頃を中心とした late evening に, aurora で代表されるような粒子降下現象と密接に結びついて観測される。そのスペクトルは 10 kHz 附近に極大を有する連続的なもので, その上, 下限は時々して数百 kHz, 数百 Hz に達する。hissler と呼ばれる特殊なものを除けば概して短かい時間変動は少ないとされている。

記録紙の上に見る限り強度変化は継続時間 1 分以上の sporadic burst の連続なりとみなせることが多い。

これらの強度変化と特に 3 kHz 附近の低い周波数帯(強度としては弱い)で見ると半週周期をみなせる変動が認められることが多い。右図はそのような例で, 2~9 kHz の band にはこの程度までやや不明瞭であるが十分弱の周期性を認めることができる。これらの周期性の有意性については記録紙の送りの速さに原因する見かけの下限, 現象全体の時間スケールなどについて注意しなければならない。右下図は '89 についての周期性の統計結果であり, 2~4 分に顕著な周期性を認めることができる。このような周期性は auroral hiss 現象の 30% について認められた。

このような概周期性の意味については, 例えは右上図に伴って周期 2 分程度の地磁気脈動 (pi 2) が観測されることが多いこと, このような概周期性が (dayaidas polar chorus の場合とは違) VLF 放射の発生環境に対する外部的 modulation というよりは降下粒子そのものの概周期性を反映しているともみなせる(発生機構を電離層附近の Cerenkov 的過程として)点が重要である。Dayaidas polar chorus で観測される 1000 人バートルの時間変化との相違についても考える必要がある。



1969, May, 23 Syowa.

