

学会用

第55回講演会

講演予稿集

昭和49年5月15日～5月18日

於 渋谷区千駄ヶ谷区民会館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第55回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和49年5月15日(水)～5月18日(土)

会 場 渋谷区千駄ヶ谷区民会館 渋谷区神宮前1-1-10

Tel. (402) 7854

懇親会会場 国際電信電話株式会社 新宿分室

新宿区西大久保2-3-42

Tel. (203) 0170

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
		9:30							16:30			
5月15日(水)	第1会場	機器開発・室内実験				惑星および惑星空間			運営委員会			
	第2会場	/				ロケット観測						
5月16日(木)	第1会場				磁気圏Ⅰ				磁気圏Ⅱ			評議員会
	第2会場	プレートテクトニクス	古地磁気Ⅰ			古地磁気Ⅱ	岩石磁気					
5月17日(金)	第1会場	電波伝播				特別講演・総会			懇親会			
	第2会場	地球内部										
5月18日(土)	第1会場	成層圏・中間圏				熱圏・電離圏						
	第2会場	磁気圏Ⅲ				宇宙線						

機器開発・室内実験

於 第1会場(9:30~12:00)

開 会 の 辞

- 1- 1 中村正治, 伊東正貴, 伊藤富造, 中村良治(東大宇宙研) 二成分イオンプラズマ中のイオン音波 (15分)
- 1- 2 土手敏彦(理研) プローブのシース容量 (15分)
- 1- 3 竹屋芳夫, 南 繁行, 浅野敏郎(阪市大工) レゾナンスプローブの特性 (1)
— プラズマ周波数付近での特性 — (15分)
- 1- 4 竹屋芳夫, 南 繁行, 浅野敏郎(阪市大工) レゾナンスプローブの特性 (2)
— 非等方性プラズマ中での特性 — (12分)
- 1- 5 竹屋芳夫, 南 繁行(阪市大工) 交流イオンプローブ (4)
— 低周波プラズマインピーダンスの測定 — (15分)
- 1- 6 筒井 稔, 松本 紘(京大工)宮武貞夫(電通大) プラズマ波の波長測定装置の開発 (15分)
- 1- 7 松本 紘^{*}, 宮武貞夫^{**}, 金政 晃^{***}(^{*}京大工, ^{**}電通大, ^{***}日本電気)
Large Amplitude Bernstein Waves (15分)
- 1- 8 亀井豊永, 前田 担(京大理) スペースデータ自動読取り装置について II (15分)

惑星及び惑星間空間

於 第1会場(13:00~16:30)

- 1- 9 清水幹夫(東大宇宙研) Pioneer 10 紫外スペクトル計データの解析 (12分)
- 1-10 大家 寛(東北大理) Jupiter Magnetosphere - II (15分)
- 1-11 大家 寛^{*}, 山崎満則^{**}, 長野 勇^{***}(^{*}東北大理, ^{**}京大工, ^{***}金沢大工)
木星プラズマ圏での電磁波モード変換 (12分)
- 1-12 清水幹夫(東大宇宙研) 惑星大気のエアロノミーと原始地球大気 of 構造 (12分)
- 1-13 清水幹夫(東大宇宙研) 原始地球大気 of 熱圏温度 (10分)
- 1-14 清水幹夫(東大宇宙研) 金星の雲と原始地球海洋 (10分)
- 1-15 川尻 隆大^{*}, 高橋富士信^{*}, 尾崎武之^{*}, 河野宜之^{*}, 河嶋公昭^{**}, 祖父江義明^{**}, 井上 充^{**}(^{*}電波研鹿島, ^{**}名大理)
- “かに星雲”偏波の太陽コロナによるファラデー回転 (15分)
- 1-16 青木孝夫(名大理), 袴田和幸(中部工大), 村山 壽(名大理)
惑星間空間磁場の方位角と Kp - index (15分)
- 1-17 袴田和幸(中部工大) 惑星間空間磁場と地磁気擾乱の南北対称性との関係 (12分)
- 1-18 渡辺成昭(電波研) 太陽中のHM波と不連続 (15分)
- 1-19 坂 翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(I) (12分)
- 1-20 坂 翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(II) (12分)
- 1-21 渡辺 堯, 柴崎清登, 柿沼清隆(名大空電研) 太陽風速度の緯度分布と EUV コロナとの関係 (15分)
- 1-22 小島正宜, 渡辺 堯, 鷲見治一, 柿沼清隆(名大空電研)
太陽風の構造を考慮した電波星シンチレーションの解析について (15分)

ロケット観測

於 第2会場(13:00~16:30)

- II-1 宮崎 茂 森 弘隆(電波研) L-3H-8搭載RPTによる電離層の観測 (10分)
- II-2 早川幸男, 河野 毅, 長瀬文昭, 田中靖郎(名大理) L-3H-8による降下電子の観測 (10分)
- II-3 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研) K-9M-45号機による電離層光電子の観測 (15分)
- II-4 久保治也, 伊藤富造(東大宇宙研) K-9M-45号機による降下電子の観測 (12分)
- II-5 佐々木進, 村里幸男, 矢守 章, 小山孝一郎, 河島信樹, 平尾邦雄(東大宇宙研)
K-10-10号機によるイオン, 中性粒子, 電子温度の同時測定 (10分)
- II-6 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) 高度105Km付近にあらわれる高電子温度層について (10分)
- II-7 等松隆夫, 岩上直幹(東大理) S-210-9号機による低域電離層のNO密度の測定 (15分)
- II-8 宮崎 茂(電波研) 南極ロケットによる下部電離層の測定(I) (15分)
- II-9 宮崎 茂(電波研) 南極ロケットによる下部電離層の測定(II) (15分)
- II-10 遠山文雄, 青山 巖, 加藤愛雄(東海大工) S-210JA-7号機による磁場測定(その2) (15分)
- II-11 国分 征^{*}, 平沢威男^{**}, 小玉正弘^{***}(^{*}東大理, ^{**}極地研, ^{***}理研) S210JA-9,
10, 16によるオーロラX線観測 (15分)
- II-12 小玉正弘^{*}, 小口 高^{**}(^{*}理研, ^{**}東大理) ロケット高度から見たオーロラX線の空間分布 (15分)
- II-13 金田栄祐, 国分 征, 等松隆夫(東大理) 昭和基地におけるオーロラVUV光観測結果 (15分)

第 2 日

5月16日(木)

磁気圏 I

於 第1会場(9:00~12:00)

- I-23 藤井京子^{*}, 西田篤弘^{*}, R.D. Sharp^{**}(^{*}東大宇宙研, ^{**}Lockheed Palo Alto Research
Laboratory) Synchronous OrbitにおけるSubstorm時の粒子flux変化 (15分)
- I-24 長山直弘(東大宇宙研) プロズマ・シート中を伝搬する南向き磁場 (15分)
- I-25 西田篤弘, 長山直弘(東大宇宙研) 磁気圏尾部中性線の長さ (12分)
- I-26 前沢 洸(東大宇宙研) Magnetotail Boundary Motion Associated with
Substorm (15分)
- I-27 前田 担^{*}, 前川敏一郎^{**}(^{*}京大理, ^{**}京教大) 磁気圏に原因する極地電離層電流系 I (15分)
- I-28 井上雄二(京都産業大理) オーロラの形態と磁力管に招っての電流 (12分)
- I-29 佐藤哲也(京大理) オーロラフレアのモデル (10分)
- I-30 玉尾 孜(東大理) 太陽風擾乱と地球磁気圏の非定常相互作用 (15分)
- I-31 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 II (15分)
- I-32 上山 弘, 武井忠雄(東北大理) Energetic Electron Flux scattered from the
Radiation Belt (15分)
- I-33 武井忠雄(東北大理) 二・三のプラズマ不安定の大域的考察
—— 初等カタストロフィ理論の適用について —— (15分)

磁気圏 II

於 第1会場(13:00~16:30)

- I-34 荒木 徹(京大理) 低緯度Sc^{*}の特性 (II) (15分)
- I-35 香川 清, 荒木 徹(京大理) Scのonset timeのLT分布 (10分)

- I-36 荒木 徹, 菊池 榮(京大理) Scのequatorial enhancement について (15分)
- I-37 恩藤忠典(電波研) Scに伴う磁気圏嵐 (15分)
- I-38 斉藤尚生, 桜井 亨(東北大理) SubstormのonsetとPi2型磁気脈動 (12分)
- I-39 国分 征(東大理) VLF放射と地磁気脈動の関連 (15分)
- I-40 金田栄祐(東大理) Substormの特性 - i (15分)
- I-41 小口 高(東大理) Identification of Hiss Emitting Auroral Activities (15分)
- I-42 坂島 健(東大理) Synopsis for initiation and development of polar magnetic substorms (12分)
- I-43 K. Kawasaki, N. Fukushima(東大理) Y. Kamide(アラスカ大)
Time-Variation in Low-Latitude Geomagnetic Bays Associated with
Development of Three-Dimensional Substorm Current-System. (15分)
- I-44 福島 直(東大理) Field-aligned current と電離層電流とのつながりに関する問題 (15分)
- I-45 前田 坦(京大理) 地球嵐の総合解析 I (15分)
- I-46 桑島正幸(地磁気観) 昭和基地 - 内陸, 地磁気2点同時観測 (I) 速報 (10分)
- I-47 田中良和, 小川俊雄(京大理) 昭和基地で観測した成層圏電場 (15分)
- I-48 鈴木 裕, 小松原克夫(阪市大理) 超低周波音波(AIW)の伝ぱん (15分)

プレート・テクトニクス 於 第2会場(9:00~10:00)

- II-14 小嶋 稔(東大理) 地球大気の起源と進化 — 希ガスからみた — (15分)
- II-15 斉藤和男, 小嶋 稔(東大理) 太平洋プレートの運動とLine Chainの年代 (15分)
- II-16 小林和男(東大海洋研) 地磁気全磁力異常からみた四国海盆, フィリピン海生成史 (15分)
- II-17 伊藤晴明, 時枝克安(島根大文理) 古地磁気学的にみた日本列島と韓国の変動 (15分)

古地磁気 I 於 第2会場(10:15~12:00)

- II-18 河野 長(東大理) 古地磁気データの球面調和解析 I. 単一性 (15分)
- II-19 河野 長(東大理) 古地磁気データの球面調和解析 II. 誤差の見積り (15分)
- II-20 広岡公夫(福井大教育) 古寺伽藍中軸線と考古地磁気偏角について (5分)
- II-21 安川克巳(阪大基礎工) 最近6万年間の磁極移動 (15分)
- II-22 川井直人・安川克夫・中島正志(阪大基礎工) 琵琶湖底堆積物の古地磁気的研究 その2 (15分)
- II-23 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育) 山口県下における第四紀火山灰の磁化 (V) (10分)

古地磁気 II 於 第2会場(13:00~14:30)

- II-24 新妻信明(東北大教養) 新第三系古地磁気編年 (15分)
- II-25 鳥居雅之(阪市大理) 大阪層群中の水成火山灰層の古地磁気 (15分)
- II-26 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育) 九州地方新世代噴出岩の古地磁気 (10分)
- II-27 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)の磁性 (15分)
- II-28 安川克巳(阪大基礎工) 微粒堆積物の残留磁化について (15分)
- II-29 安川克巳, 中島正志, 夏原信義, 乙藤洋一郎, 佐藤高晴, 浅井 至(阪大基礎工)
堆積物の飽和残留磁化について (15分)

岩 石 磁 気

於 第2会場(14:30~16:30)

- II-30 笹嶋貞雄(京大理) 玄武岩のP型磁化について (15分)
- II-30a 百瀬寛一(信大理) γ 相の残留磁気について (10分)
- II-31 西田潤一(京大理地質) いわゆるN-型磁化曲線について (15分)
- II-32 杉浦直治(東大理) 隕石の磁氣的性質: Paleointensity (15分)
- II-33 F.C. Schwerer(U. S. スチール研), 永田 武(極地研) 月岩石抗磁力の低温特性 (15分)
- II-34 永田 武(極地研) F.C. Schwerer(U. S. スチール研) アポロ17号月岩石試料の磁性 (15分)

第 3 日 5月17日(金)

電 波 伝 播

於 第1会場(9:00~12:00)

- I-49 棚橋秀伍(名大空電研) シューマン共振周波数解析 (15分)
- I-50 村上 裕, 小川俊雄(京大理) シューマン共振現象と下部電離層 (15分)
- I-51 長野 勇(金沢大), 木村磐根(京大), 満保正喜(金沢大) VLF伝搬モードから下部電離層の電子密度の推定 (10分)
- I-52 柴田 喬(電通大) NWC-音平伝搬における下部電離層 Sunrise Layer の影響 (15分)
- I-53 近江文好, 柴田 喬, 太田吉美(電通大) NWC-音平伝搬における夜間の電界強度変動(I) (15分)
- I-54 太田吉美, 柴田 喬, 近江文好(電通大) NWC-音平伝搬における夜間の電界強度変動(II) (15分)
- I-55 上山 弘, 森岡 昭(東北大) Tweek 2点観測による磁気嵐時下部電離層の探測 (12分)
- I-56 鶴田浩一郎*, 林 幹治**, 渡辺勇三* (*東大宇宙研, **東大理) ホイッスラー空電の到来方向測定(I) — 序 報 — (15分)
- I-57 渡辺勇三, 鶴田浩一郎(東大宇宙研) ホイッスラー空電の到来方向測定(II) — 周波数依存性 — (15分)
- I-58 松尾敏郎, チュー・ホック・ジョン, 木村磐根(京大工) VLFドブブラー観測データの計算機処理 (12分)

地 球 内 部

於 第2会場(9:00~12:00)

- II-35 柳原一夫(地磁気観) 地磁気変化計の安定性 (15分)
- II-36 水野浩雄(国土地理院) Secular variation disturbance (15分)
- II-37 渡辺秀文(東大理) 地磁気永年変化と核-マントル電磁結合 (10分)
- II-38 田中 鎮, 細野武庸(国土地理院) 小笠原(父島)の地磁気・重力測量(第二回) (10分)
- II-39 行武 毅, 吉野登志男, 小山 茂, 本藏義守, 鈴木喜吉(東大農研) 東海地方における地磁気全磁力測量 (15分)
- II-40 桑宮一雄(秋田大鉱山), 鍋谷裕夫(弘前大理) 東北グリーンタフ地域における誘導電流系 (15分)
- II-41 鍋谷裕夫(弘前大理) 地震(火山)活動域における誘導電磁場 (15分)
- II-42 D. Rankin(アルバータ大理), C. Mozeson(アルバータ大工) 鍋谷裕夫(弘前大理) マグネトテクトリ法のための累層逐次解法 (10分)
- II-43 森 俊雄(地磁気観女満別) 北海道東部のCA (10分)
- II-43a 西田泰典(北大) 北海道のCAと関連現象 (10分)
- II-44 加藤愛雄*, 瀬戸正弘**, 早坂 孝** (*東海大航空宇宙, **東北工大電子通信) 東北日本異常の電磁氣的構造 (15分)

西村 純(東大宇宙研) 「気球による科学観測」

小坂 丈予(東工大) 「西之島火山の活動と観測」

第 4 日 5月18日(土)

成層圏・中間圏

於 第1会場(9:00~12:00)

- 1-59 広野求和(九大理) 成層圏エアロゾルと小イオン密度の関係 (10分)
- 1-60 石川晴治, 森田恭弘, 高木増美(名大空電研) 成層圏エアロゾルの気球観測結果 (15分)
- 1-61 藤原玄夫, 板部敏和, 内野 修, 広野求和(九大理) 二波長レーザーレーダーによる成層圏エアロゾルの観測 (15分)
- 1-62 岩坂泰信, 磯野謙治(名大水研) 名大におけるレーザーレーダー観測計画 (15分)
- 1-63 福山 薫(京大理) 中間圏上部における鉛直運動と微量成分(I) (15分)
- 1-64 岩坂泰信(名大水研) 下部熱圏のO, O₂分布 (15分)
- 1-65 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理) OH層の赤外部における観測 (10分)
- 1-66 牧野忠男, 関口宏之, 山本博聖(立教大理) O₂(1.27μ)の測定 (10分)
- 1-67 杉山卓也, 舞原俊憲, 奥田治之(京大理) OH大気光Irregularityの波動的変動 (12分)
- 1-68 近藤 豊, 等松隆夫(東大理) 中間圏光化学過程(基本的考察) (10分)
- 1-69 渡辺 隆^{*}, 等松隆夫^{**}, 小川利紘^{**}(^{*}東教大理, ^{**}東大理) 中間圏オゾンの観測 (10分)
- 1-70 斉藤文一(新潟大理) 中緯度地方夜間大気光の時間変化(I) - Autumn Anomaly (15分)
- 1-71 上山 弘, 岡野章一, 市川敏朗^{*}(東北大理, ^{*}岐阜歯科大) 超高層大気温度の分光観測(I) (15分)

熱圏・電離圏

於 第1会場(9:00~12:00)

- 1-72 小川利紘(東大理) 超高層大気組成に関するモデル計算 I (15分)
- 1-73 佐藤輝夫(兵庫医大物理) 太陽X線の下部電離層に及ぼす効果 (10分)
- 1-74 石嶺 剛(電波研) レーダーによる流星観測 (15分)
- 1-75 中村純二, 菱沼直志(東大教養) 人工電離層の追跡 (15分)
- 1-76 堤 四郎(阪市大工) 電離層のHF電波応答 (12分)
- 1-77 小川俊雄, 田中良和(京大理), 藤田 晃(甲南大理), 安原通博(京教育大) 成層圏電場 (15分)
- 1-78 鈴木 亮, 前田 坦(京大理) 電離層ダイナモ電流のUT変化(I) (15分)
- 1-79 半田 駿(京大理) 地磁気長周期成分の解析(Ⅱ) 地磁気Δy成分の経度変化について (15分)
- 1-80 加藤 進(京大工) 超高層における音波, 重力波の励起 (15分)

- I-81 深尾昌一郎(京大工), 前田憲一(京産大) E, F₁ 領域の日変化モデル (10分)
- I-82 米沢利之(電波研) 任意の大気モデルに対するF₂ 領域内電子密度プロファイルの計算 (12分)
- I-83 榎原敏行, 堤 四郎, 竹屋芳夫(阪市大工) 相関レーダーによるF層微小変動の観測 (12分)
- I-84 筒井 稔, モハammad-ハディー-インシヤアン, 小川 徹(京大工) 電離層F領域の周期変動とその解析 (15分)

磁 気 圏 III

於 第2会場(9:00~12:00)

- II-45 渋谷仙吉(山形大理) ショバトスキーの粒子加速理論の再検討 (10分)
- II-46 鶴岡正行^{*}, 深尾昌一郎^{**}, 津田孝夫^{***} (*愛媛大工, **京大工, ***北大工)
Numerical Study on an Abrupt Reconnexion in an Anti-parallel Field (10分)
- II-47 恩藤忠典(電波研) 衛星高度におけるホイッスラー発生率の緯度分布 (10分)
- II-48 奥沢隆志(電通大) ホイッスラーと上部電離圏の不規則電離 (15分)
- II-49 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搬 (V) (15分)
- II-50 大家 寛(東北大理) プラズマ波の電磁波への変換 — 地球及び木星磁気圏の場合 (15分)
- II-51 南部充宏^{*}, 渡辺二太(*九大教養, 名大プラズマ研) アンチロスコーンによる電子サイクロトロン波不安定性 (I) (15分)
- II-52 玉尾 孜(東大理) バウンスードリフト共鳴による粒子の拡散 (15分)
- II-53 並川富一, 北川清英(阪市大理) 磁場下に於ける非マクスウエル分布プラズマ内の横波の伝搬 (15分)
- II-54 佐藤哲也(京大理) エレクトロジェットにより励起されたプラズマ波動に及ぼす風の影響 (15分)
- II-55 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)

宇 宙 線

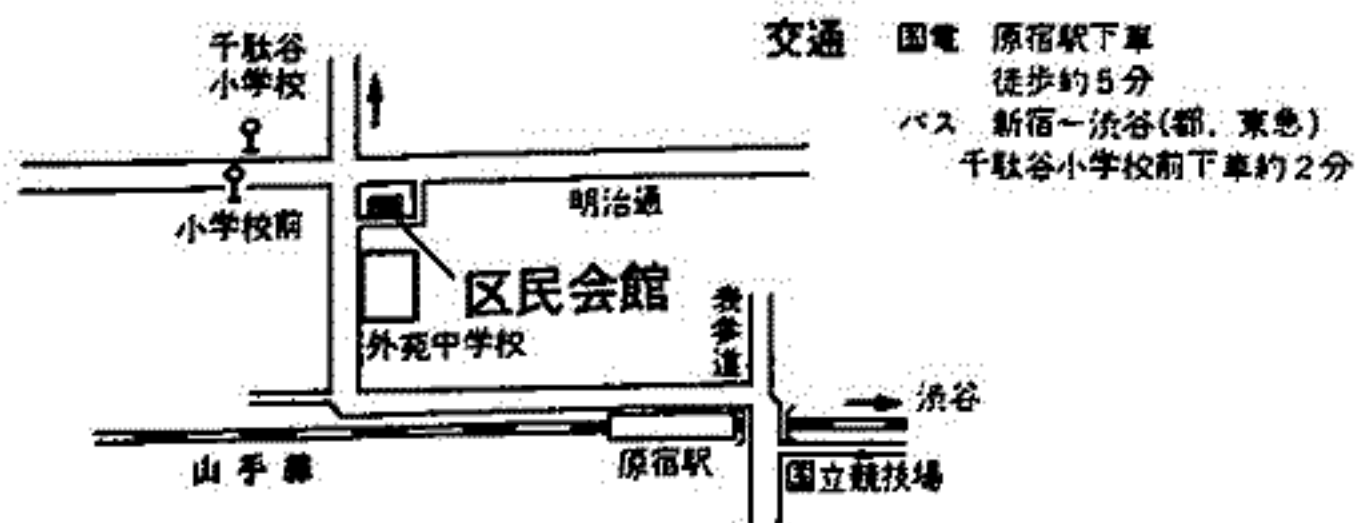
於 第2会場(13:00~16:30)

- II-56 小玉正弘, 村上一昭, 和田雅美(理研), 田中春夫(名大空電研)
高エネルギー太陽宇宙線の非等方的伝播 1.伝播時間とフレア程度 (15分)
- II-57 村上一昭, 和田雅美, 小玉正弘(理研)
高エネルギー太陽宇宙線の非等方的伝播 2.到達時刻の地球上における分布 (15分)
- II-58 和田雅美, 小玉正弘, 村上一昭(理研)
高エネルギー太陽宇宙線の非等方的伝播 3.伝播機構 (15分)
- II-59 高橋八郎, 矢作直弘(岩手大), 長島一男(名大理)
Forbush decrease の間の宇宙線の zonal harmonic components (15分)
- II-60 三島 靖(愛媛大理), 村上一昭, 和田雅美(理研) Forbush Decrease の Rigidity Spectrum (15分)
- II-61 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時解析 (15分)
- II-62 石田喜雄, 菅野常吉, 斉藤俊子^{*} (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 II (15分)
- II-63 奥谷晶子, 和田雅美, 川崎信吉(理研) 航空機による宇宙線強度の高度変化及び緯度変化の観測 (15分)

- Ⅱ-64 千葉敏躬, 高橋八郎, 矢作直弘^{*} (岩手大教育, ^{*}岩手大教養) 盛岡における宇宙線中性子成分の観測 (10分)
- Ⅱ-65 北村正亟, 池上比呂志(気象研), 小玉正弘(理研) 昭和基地における宇宙線シンチレーションの解析(Ⅱ) (15分)
- Ⅱ-66 森 寛, 安江新一, 鷺坂修二, 赤羽重信(信大理), 一之瀬匡興(^{*}信大教養) 地下30m.w.e.における宇宙線強度変化の観測 (15分)
- Ⅱ-67 一之瀬匡興^{*}, 森 寛^{**}, 安江新一^{**} (^{*}信大教養, ^{**}信大理) 地下50m.w.e.における宇宙線強度変化の解析 (15分)
- Ⅱ-68 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, 林仁文衛(名大理), 花井狂太郎, 小島浩司(名古屋保健衛生大) 乗鞍及び名古屋に於ける Small Air Shower の実験 (15分)

閉 会 の 辞

道 順



第 1 会 場

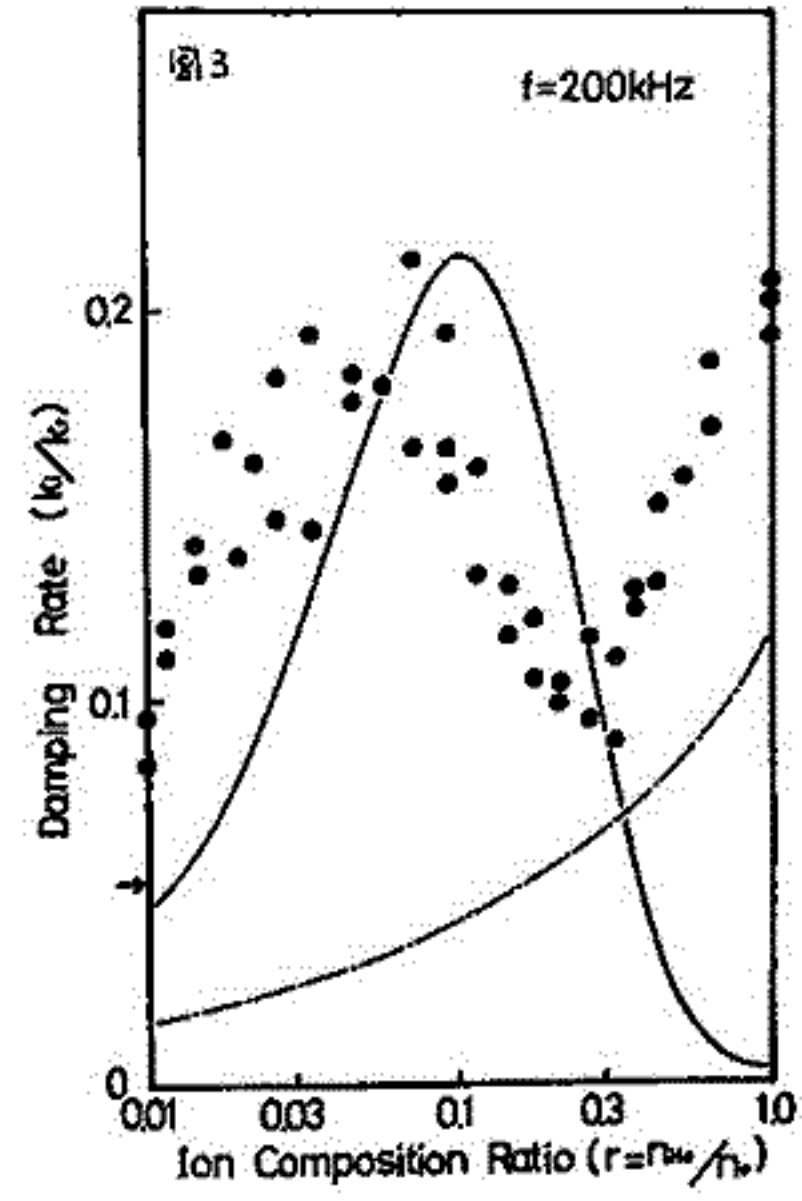
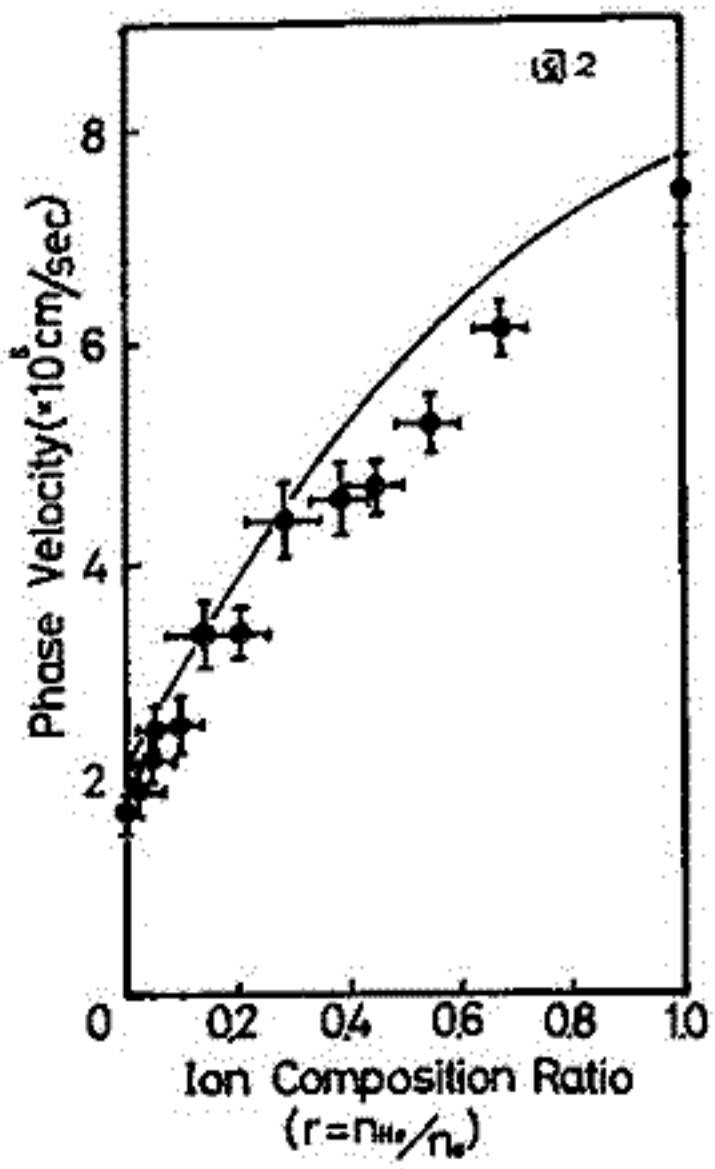
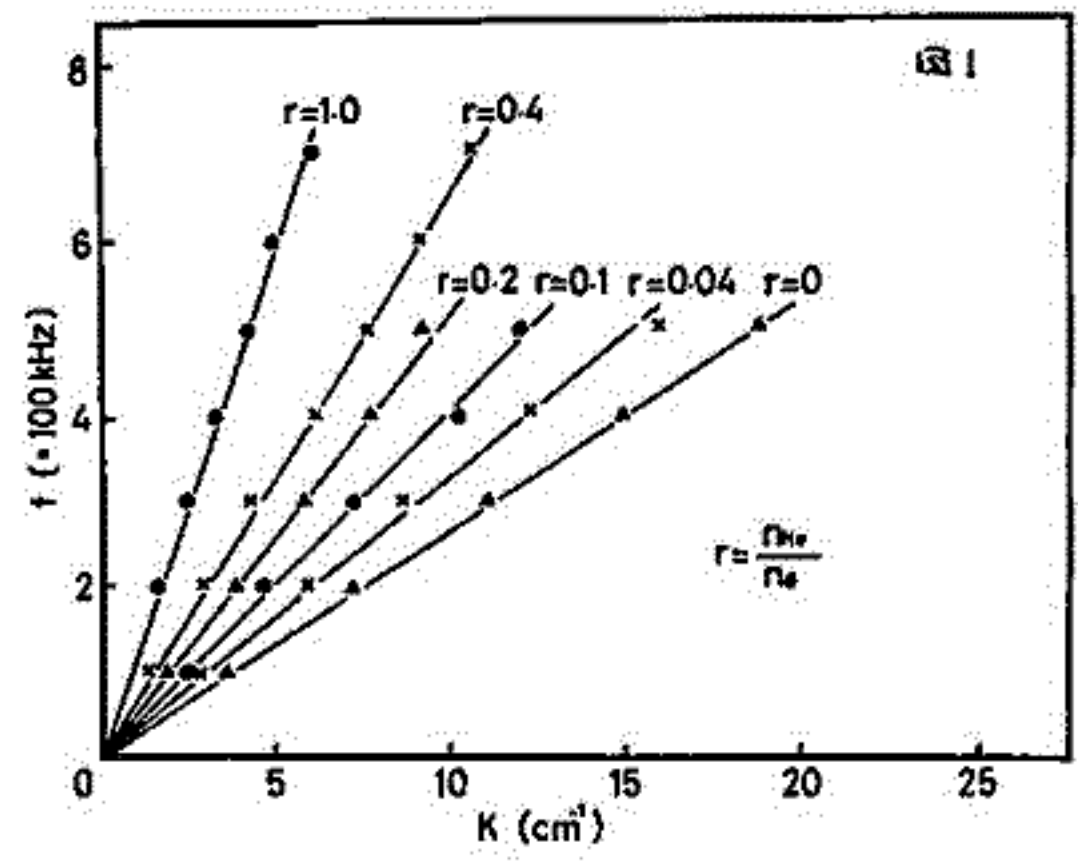
中村正治 *伊東正貴 伊藤富造 中村良江

東大宇宙研. *東京学大

二成分イオンプラズマ中のイオン音波は帯離帯で生じる波動に関連した現象を研究する上で重要と考えられる。又実験室プラズマで理論的研究はなされてゐるが、実験研究は行われてゐない。実験と理論、対比を兼ねておれば、イオン音波の分散関係の近似は二成分イオンプラズマ中のイオン組成比を求めると可能である。

プラズマイオンとしてアルゴン・ヘリウムを用い、イオンの組成比と変化させた分散関係と Damping rate の変化を調べた。分散関係は周波数かイオンプラズマ周波数よりも低い

ため直線に近づき、ヘリウム・アルゴンヘリウムへ結果は変化を示さない。(図1)。伝播速度(分散関係の傾き)のイオン組成比に対する変化は Fried の結果と実験誤差の範囲と一致している。(図2)。又 Damping rate は $\gamma \approx 0.03$ ($\gamma = \nu_{He}/\omega$) で maximum に与ふこと外実験的に得られたが、これは Fried の理論の予測と一致している。(図3)。Damping rate の maximum をもつことはヘリウムイオンのアルゴニオートのイオン音波との共鳴によると考えられる。これらの実験結果について報告する。

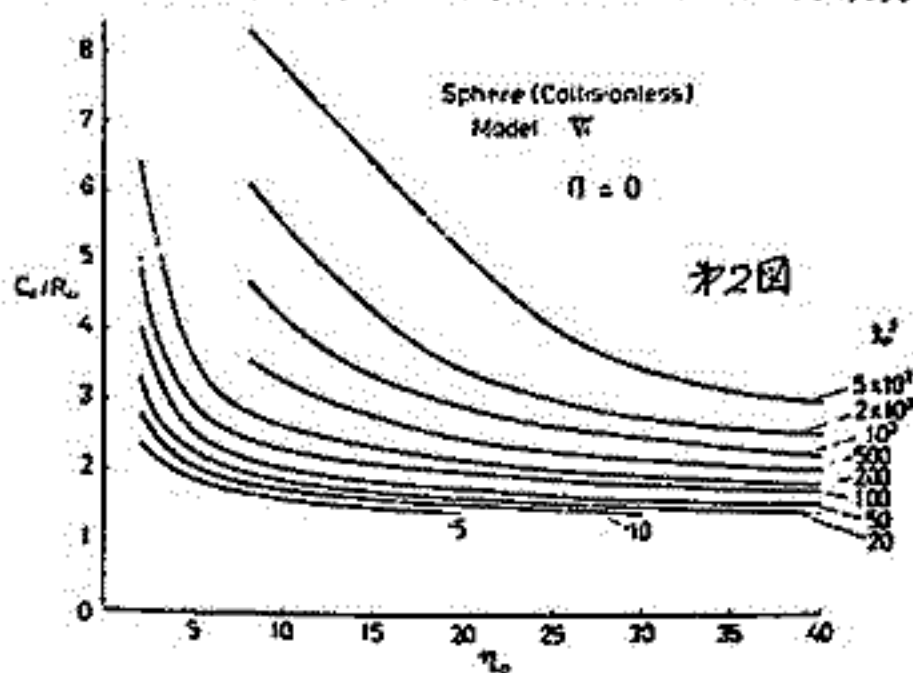


References.

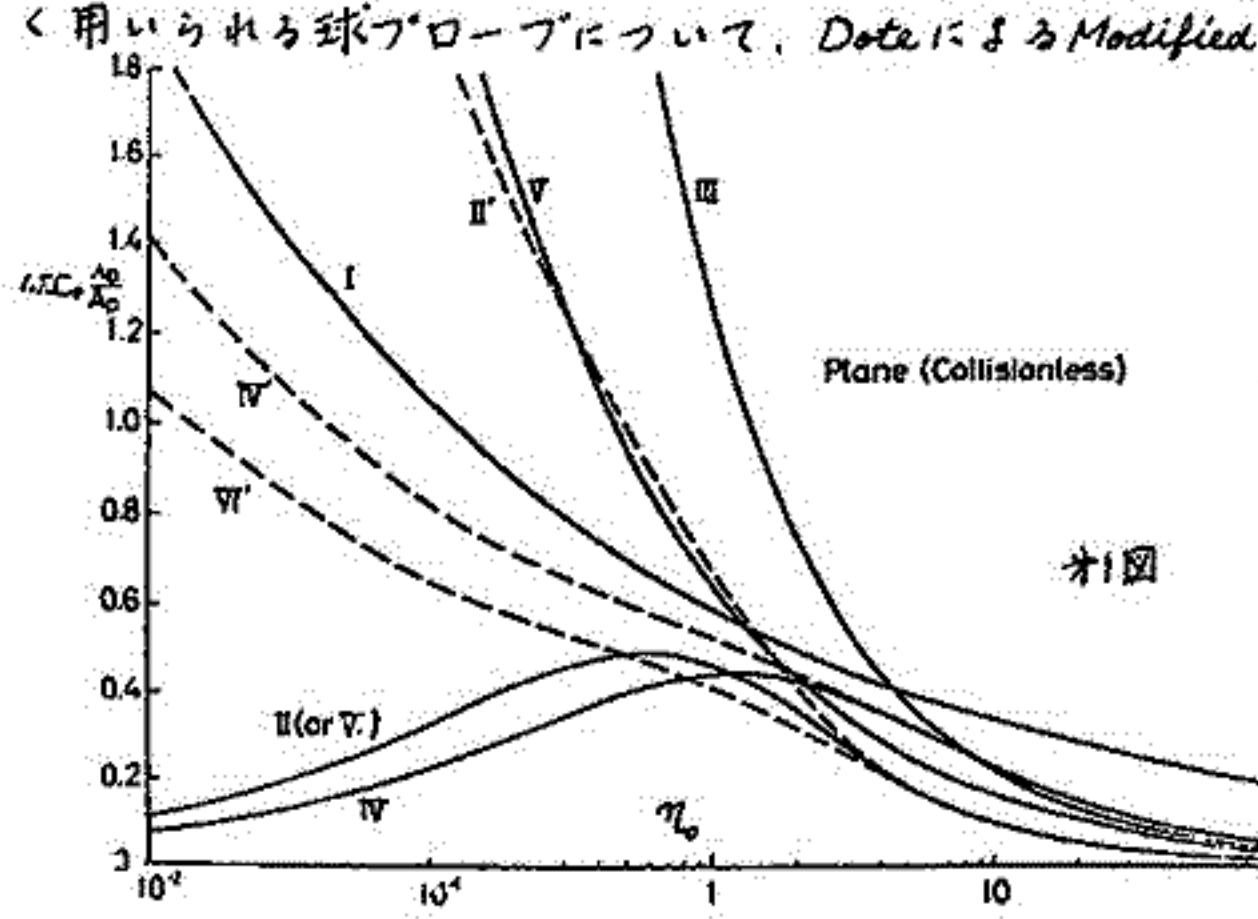
B. D. Fried, R. B. White and T. K. Samec, Phys. Fluids, 14, 2388 (1971)
 I. Alexeff, W. D. Jones and D. Montgomery, Phys. Rev. Letters, 19, 422 (1967)

土手 敏彦 (理化学研究所)

RFプローブの動作機構についてはこれまでに多くの研究が行なわれ、種々の性質が定性的または定量的に非常に明らかになった。しかしそれはプラズマバルブのRF機構に関してであってシースインピーダンスについては極く簡単に扱われたに過ぎなかった。本報告ではイオンのプラズマ振動数よりは十分高いが、電子のプラズマ振動数よりは低いような周波数領域における特に負電圧プローブのイオンシースの容量に関する考察が提出されている。シースにおいては荷電粒子の衝突はないものと仮定する。平板プローブのシース容量について考えられるいくつかのモデルをまとめれば次の様になる。モデルI プローブ電圧の時間的な変化に応じてシース端が移動し、そのために電流連続性により生ずる変位電流と関係づけられる容量で $i_0 = C_e(V_0)\dot{V}$ で定義される。モデルII プローブ表面近くの変位電流は $i_0 = A_p \dot{D}$ 。故に $C_e(V_0) = A_p (\rho/dV/dx)_{x=0}$ (ρ : 電荷の体積密度)。以上は Crawford, et al⁽¹⁾ による。モデルIII $C_e = d/4\pi A_p$ (d : シースの厚さ)。 d として child の式を用いる。モデルIV プローブ表面の電荷を Q_0 とすれば $C_e = Q_0/V_0$ で定義される (Kostelnicek⁽²⁾) モデルV モデルIIIにおいて d として Montgomery, et al⁽³⁾ の式を用いる。モデルVI プローブの微小電圧の変化に対するプローブ表面の電荷の変化割合として定義される容量は $C_e = A_p d \delta_0 / dV_0$ で与えられる (δ_0 : 電荷密度)。これはここで新しく提案されたモデルで物理的に最も妥当であると考えられる。オ1図にプローブ電圧 ($\eta_0 = eV_0/kT_e$) の函数として計算された各モデルの容量の値を示す。 λ_D は Debye 長である。プローブ電圧が大きくなると何れの容量も減少してゆくことは明らかであるが、 $\eta_0 \rightarrow 0$ では $C_e \rightarrow \infty$ と 0 との二通りがある。空間電位近くの電場分布として Dote⁽⁴⁾ 又は Andrews, et al⁽⁵⁾ の結果を用いればオ1図のII, IV, VIの如くになり、従来の常識と違背しない。モデルIIは、それを用いて真空中の球(半径 R_p) について計算した結果 $2R_p$ となって矛盾を来す。宇宙空間プラズマのプローブ実験において非常によく用いられる球プローブについて、Dote による Modified Lam's Theory⁽⁶⁾ により与えられるシース内の電位分布を用いて計算したモデルVIの容量をオ2図とオ3図に示す ($\beta = (4/\pi) V_0 / 2V_e$)。

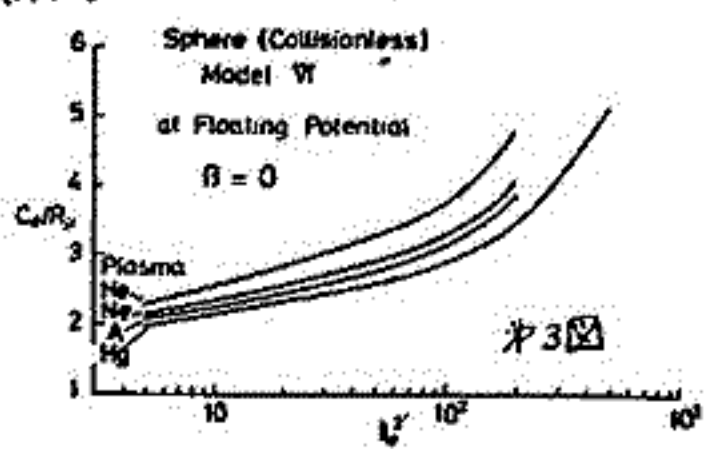


オ1図にプローブ電圧 ($\eta_0 = eV_0/kT_e$) の函数として計算された各モデルの容量の値を示す。 λ_D は Debye 長である。プローブ電圧が大きくなると何れの容量も減少してゆくことは明らかであるが、 $\eta_0 \rightarrow 0$ では $C_e \rightarrow \infty$ と 0 との二通りがある。空間電位近くの電場分布として Dote⁽⁴⁾ 又は Andrews, et al⁽⁵⁾ の結果を用いればオ1図のII, IV, VIの如くになり、従来の常識と違背しない。モデルIIは、それを用いて真空中の球(半径 R_p) について計算した結果 $2R_p$ となって矛盾を来す。宇宙空間プラズマのプローブ実験において非常によく



く用いられる球プローブについて、Dote による Modified Lam's Theory⁽⁶⁾ により与えられるシース内の電位分布を用いて計算したモデルVIの容量をオ2図とオ3図に示す ($\beta = (4/\pi) V_0 / 2V_e$)。

文献 (1) F. W. Crawford et al: J.A.P. 32, 180 (1966), (2) R. J. Kostelnicek: Radio, Sci. 3, 319 (1968), (3) R. M. Montgomery, et al: J.A.P. 41, 2119 (1970), (4) T. Dote: J. Phys. Soc., Japan, 22, 435 (1968), (5) J. G. Andrews, et al: J. Phys. A: Gen. Phys. 2, 413 (1970), (6) T. Dote: J. Phys. Soc., Japan, 32, 1419 (1972)



I-3 レゾナンスプローブの特性(1)

——プラズマ周波数付近での特性——

竹屋芳夫、 南 繁行、 浅野敏郎
(大阪市立大学工学部)

従来レゾナンスプローブ法では、シース共鳴によるピークのみが明瞭に検出され、プラズマ周波数でのディップは、はっきり検出されなかった。そのため、シース共鳴周波数よりプローブデイメンジョンによる補正を行ない、プラズマ周波数(電子密度)を求めのが一般的であった。筆者らは、プローブを2個用いて浮動電位の高周波電圧による降下を差動的に取り出し、プラズマ周波数におけるディップを検出することができた。そして、他のプローブ法により求めたプラズマ周波数と比較して、このディップがプラズマ周波数を示すことを確認した。これにより、レゾナンスプローブ法でも、プローブの形状に関係なくプラズマ周波数を求めることができ、電子密度を求める新しい一方法を提案したことになると考えている。

§1. 検出装置 図1の様に2個のプローブを用い、一方には高周波電圧が印加され、他方には印加されないようにする。この方法は、低周波域では電子温度プローブとしてすでに実用されているものと同じであり、雑音に影響されることな、高周波電圧印加による浮動電位の変化のみを取り出そうとするものである。測定はセルフ法だけでなく、送信プローブを使用してミューチュアル法でも行なった。受信プローブP₁, P₂は5×5cmのプリント基板を背中合わせ、ないしは数cm離して同一平面上に置いた。P₀も平板プローブである。

§2. 実験結果 図2はプラズマ周波数でのディップを明瞭に示している測定結果である。このときミューチュアル法では送信プローブに平板とステンレスメッシュと2種類用いた。受信プローブは同一平面上に2枚並べた。図3は、レゾナンスプローブ、ラングミュアプローブ、インピーダンスプローブより求められたプラズマ周波数の相互比較である。全体としては上に述べたいずれの方法でも一応良い一致をみていると思われる。また、他にに行った相互比較実験の結果も合わせて、筆者らの用いた方法を測定したレゾナンスプローブのディップ周波数はインピーダンスプローブ及びラングミュアプローブより求められるプラズマ周波数と±10%程度で一致することを実験で確かめた。

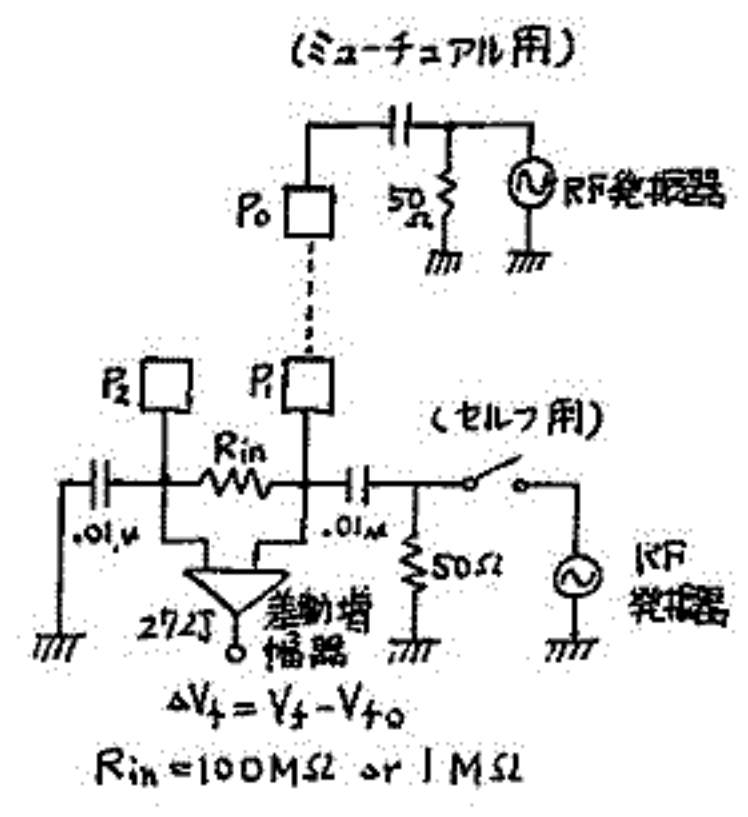


図1. レゾナンスプローブの検出装置

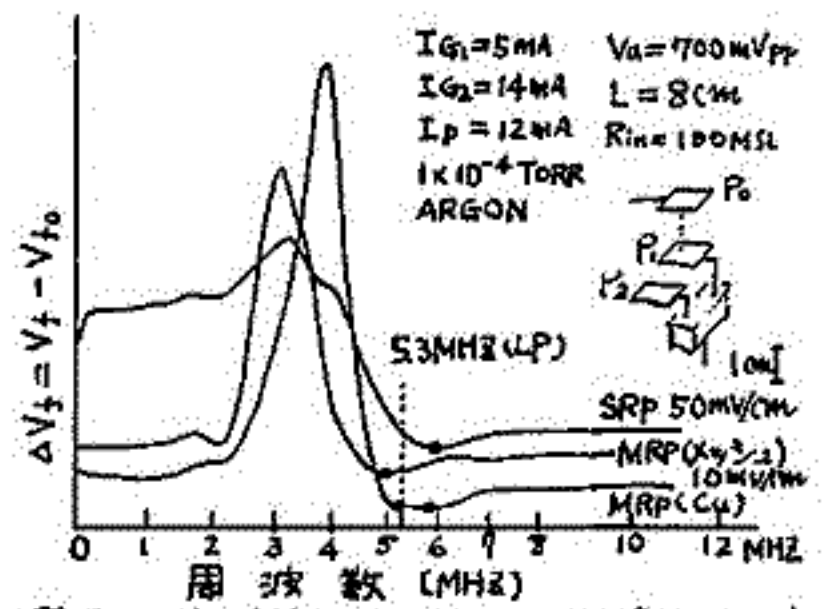


図2. 典型的なレゾナンスプローブ特性(ディップがきれいに検出されている。)

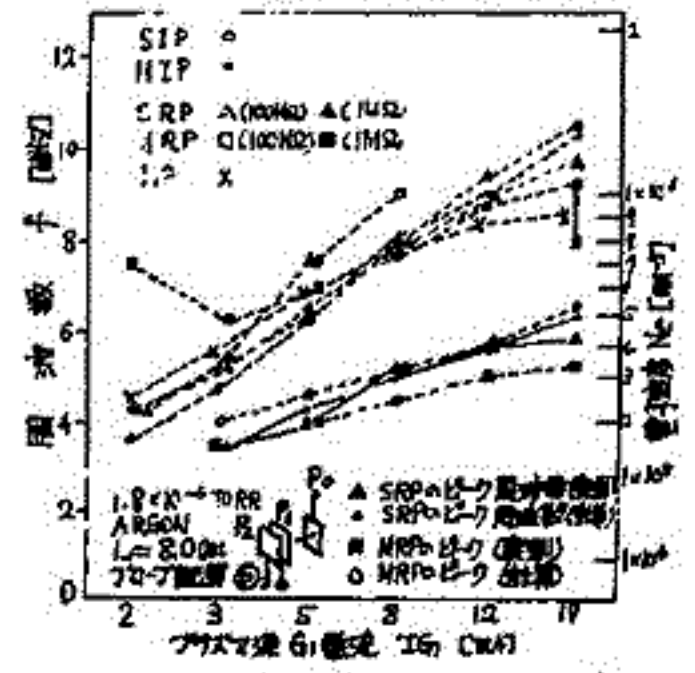


図3. プラズマ密度の相互比較実験

磁化プラズマ中での特性について

竹屋 芳夫 南 繁行 浅野 敏郎
(大阪市立大学工学部)

磁化プラズマ中のレゾナンスプローブ特性は、ジャイロ周波数 f_H とその高調波でのピーク共鳴が、ホットプラズマにおける等価誘電率を用いて調べられている。[F.W. Crawford 1967]。本実験の目的と考げると、

① 従来レゾナンスプローブで考慮されなかった最小特性(ディップ)が、インピーダンスプローブと同様に、 f_{UHR} にあることを実験的に確かめること。

② レゾナンスプローブ(RP)は、ソース、プラズマ各インピーダンスを Z_s, Z_p とし、整流電流 J_{dc} は、

$$J_{dc} = J_e \cdot I_0 (V_s / V_e) = J_e \cdot I_0 \left(\frac{Z_s \cdot V_0}{Z_s + Z_p \cdot V_e} \right)$$

となり、 $Z_s + Z_p = 0$ および $Z_p = 0$ の時、ソースに、極大の高周波電圧 V_0 が加わる。即ち、インピーダンスプローブ(IP)と異り、ダブルレゾナンスが起こる。低密度プラズマにおいて、RPとIPの特性を比較し、更にホットプラズマについても考慮していくのがねらいである。

[実験結果] 図1はセルフのIPとRPの外部磁場に対する特性の一例で f_p が6.1MHzであった。プローブは、金メッキ平板を背中合わせにしてRPと、円板のIPである。図2は、 f_H についてディップを整理した結果で、SRPとSIPがまわりの良い一致を示している。惟、 f_H でのピーク等には、諸説ありである。

図3は、ミュー42アルレゾナンスプローブにおいて、 $f_p = 6.6\text{MHz}$ 、 $f_H = 6$ の7MHzの時の特性である。ダブルレゾナンスを示しているのがわかる。①の実験は f_p と f_H より計算した f_{UHR} である。

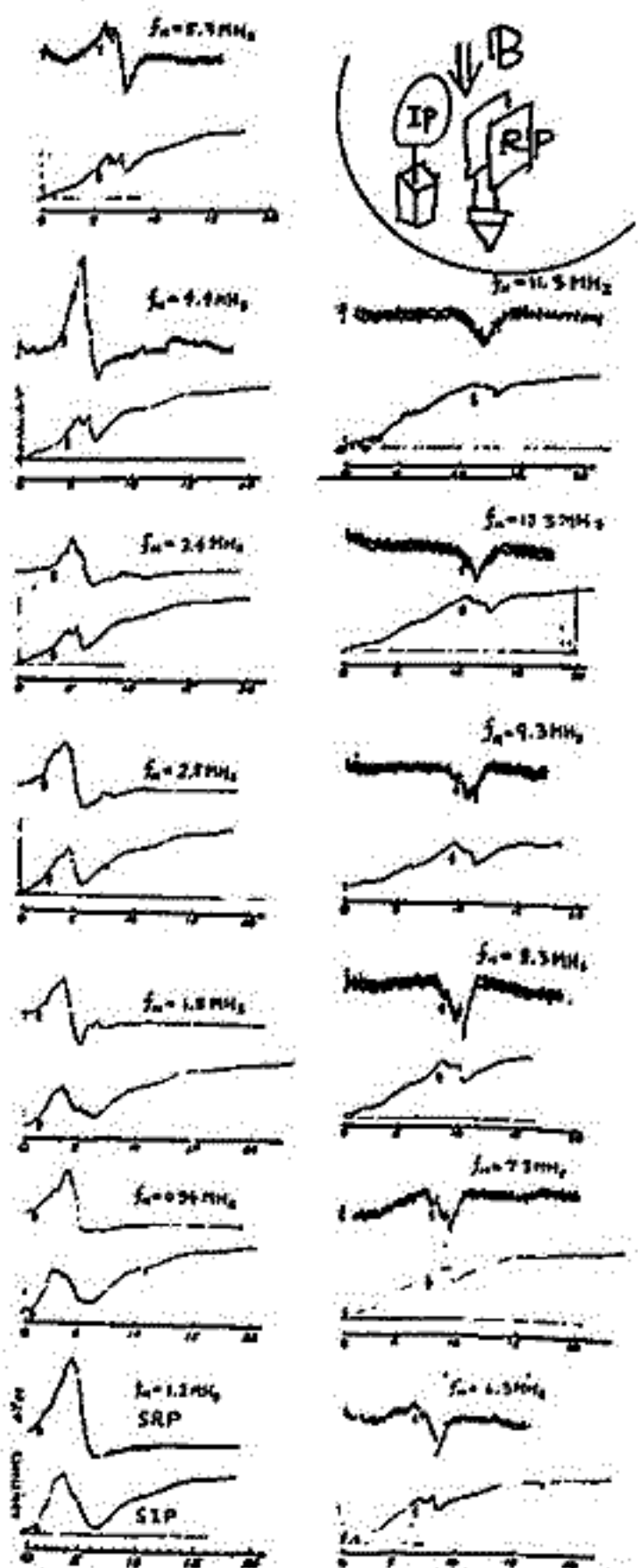


図1 (各々SRP, SIP)
 $I_0 = 6\text{mA}$
 $L \times D = 4 \times 1\text{cm}$
ARGON
プローブ設置①

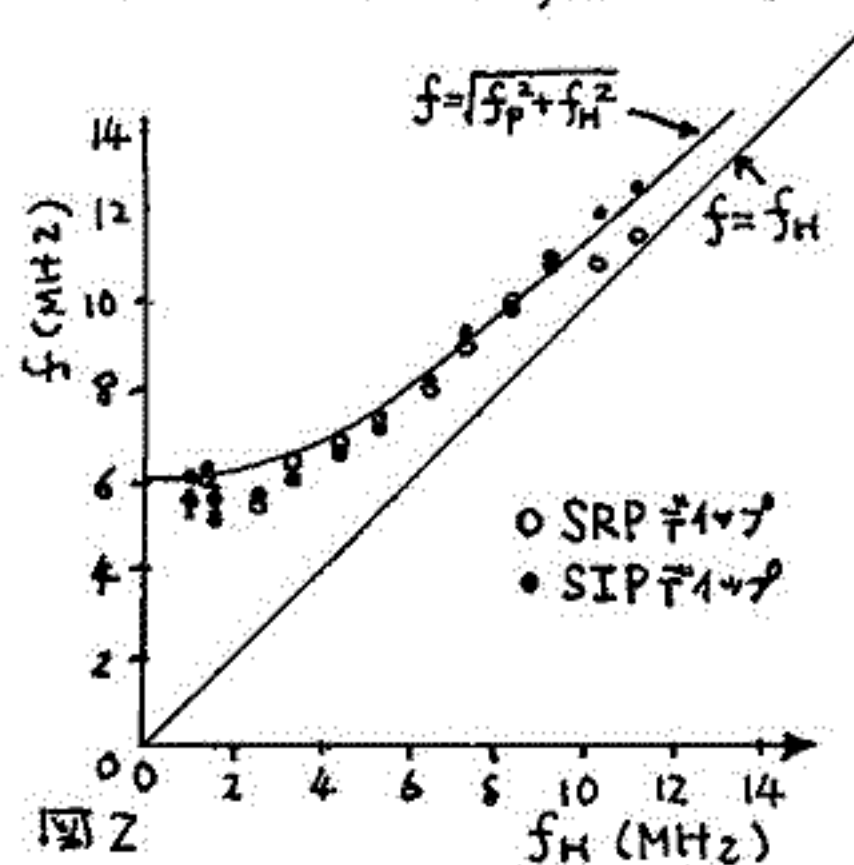


図2

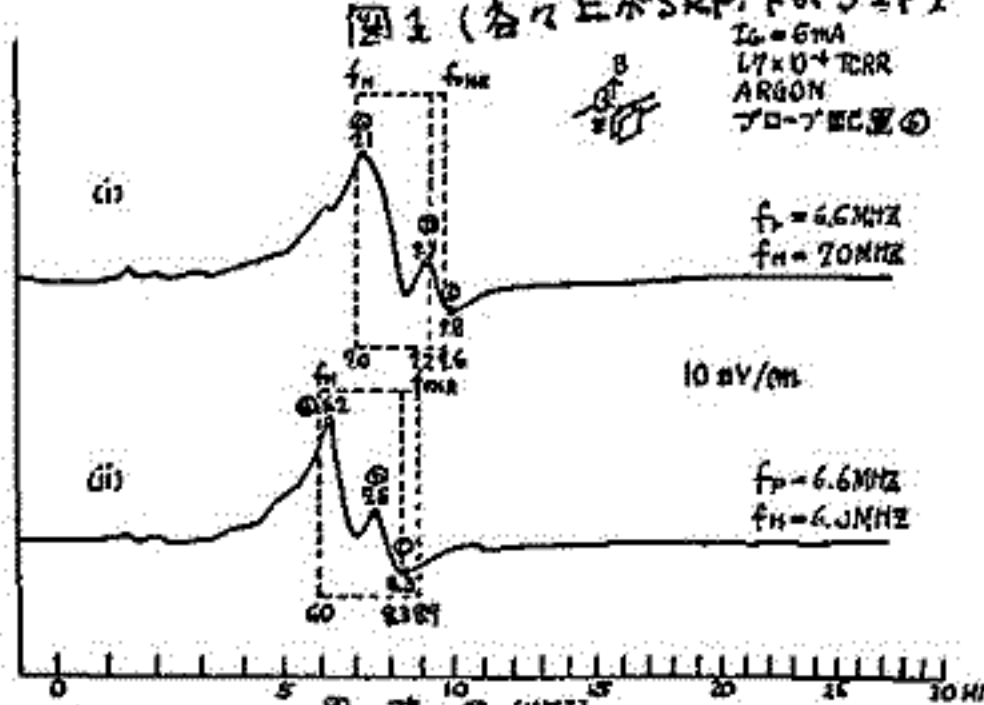


図3 電界と磁場が異なる場合のレゾナンスプローブ特性
= 二ピークの特性を示しているように思われる

交流イオンプローブ(4)

— 異方性プラズマ中の低周波インピーダンスについて —

竹屋 芳夫 南 繁行
(大阪市大工学部)

グリッドをもつアラデーカップにより低周波交流同波数掃引を行なうイオンプローブについて、その同波数特性にあらわれるディップ同波数がプラズマパラメータの何に対応するかを調べた結果、イオンプラズマ同波数とよく一致することがわかった。この動作機構につき検討を加え、プラズマの低周波インピーダンス特性と関連することがわかってきた(竹屋他、スペースプラズマ研究会1973)。ここではプラズマのインピーダンス特性とイオンプローブのディップとの関連を更に検討する。その際、宇宙研のスペース4チャンバで実験した結果を述べる。



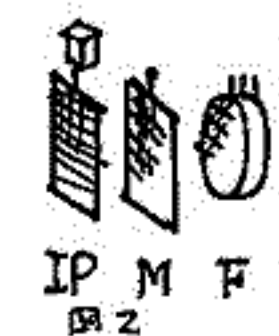
測定プラズマを平板モデルで考え、図1において合成インピーダンスは、通常用いられる記号により、

$$Z = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 A} \left(\frac{2D_s}{\epsilon_s^*} + \frac{D_p - 2D_s}{\epsilon_p^*} \right)$$

となり、 $\epsilon_s^* = 0$ および $\epsilon_p^* = 0$ において Z はレゾナンスを起こす。 $\epsilon_s^* = 0$ はシース部のインピーダンスで、仮にイオンのみが密度 N_{ps} で存在するとすれば、

$$\epsilon_s^* = 1 - \frac{X_i}{1 - jZ_s} \quad \text{但し } Z_s = \frac{G_s D_s}{\epsilon_0 \omega}$$

となり、 $\epsilon_s^* = 0$ は、 N_{ps} を与えるイオンプラズマ同波数を示し、 $\epsilon_p^* = 0$ は LHR 同波数となる。



実験は図2のように、平行に並べられた低周波インピーダンスプローブ(IP)と、Xコネクタ(M)とイオンプローブ(F)を外部磁場に対して自由な角度でセットした。図3は(M)で送信し、(F)のグリッドで受信した時の特性で、上は

IP M F べは $\epsilon_s^* = 0$ と $\epsilon_p^* = 0$ の2つのディップがあらわれていることがわかる。特に LHR は、角度に依存するのかわかる。図4は、イオンプローブのシークタDCバイアス依存性で、イオン電流をヒリ込むアラデーカップの電荷分離が、レゾナンスに関与しているのかわかる。図5は、普通のインピーダンスプローブ特性で、LHRのみがあらわれており、計算値(矢印)とよく合っている。上記の3つの測定手法について、レゾナンス機構を検討している。

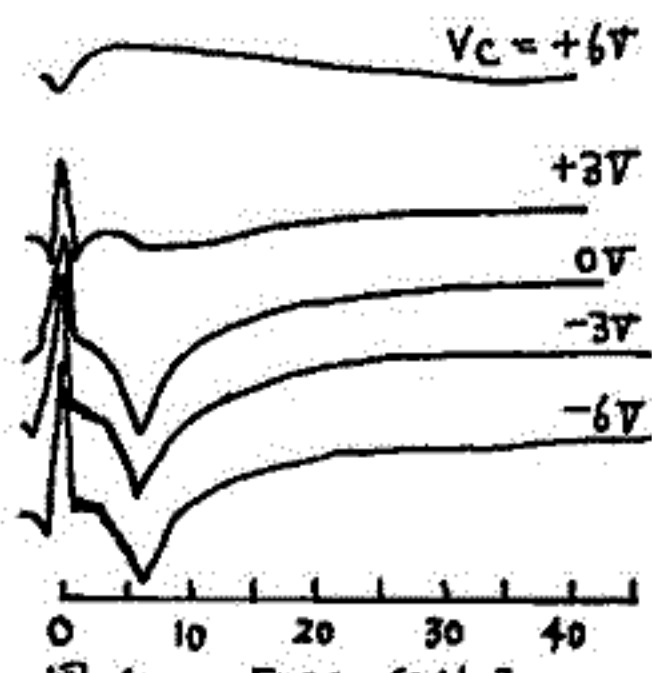


図4. Freq. [kHz]

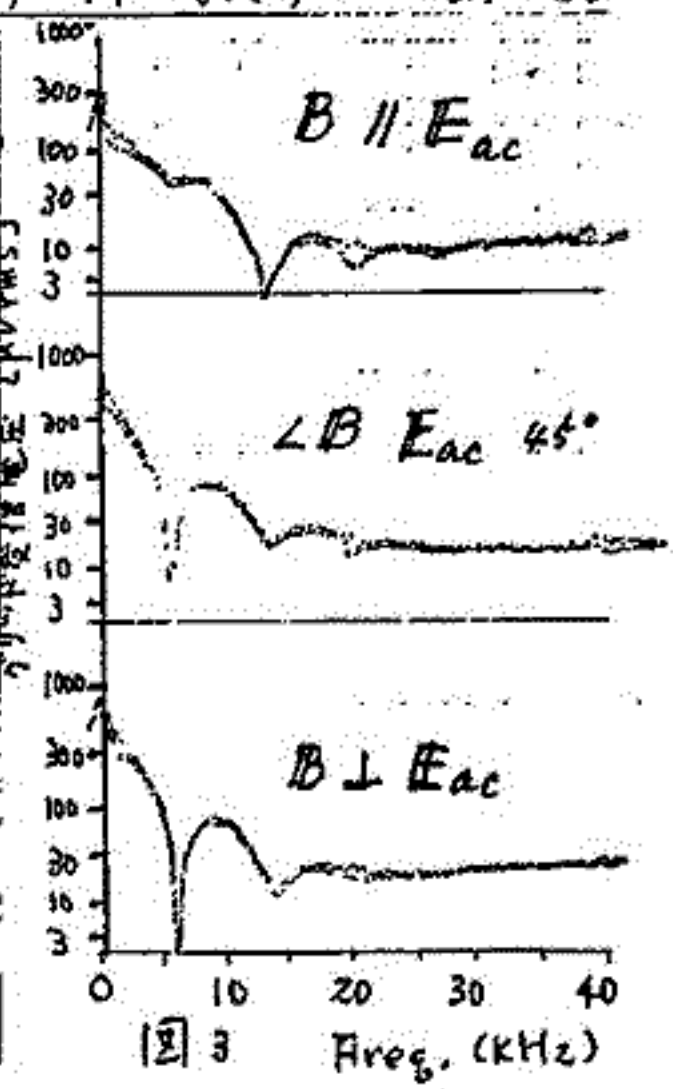


図3. Freq. (kHz)

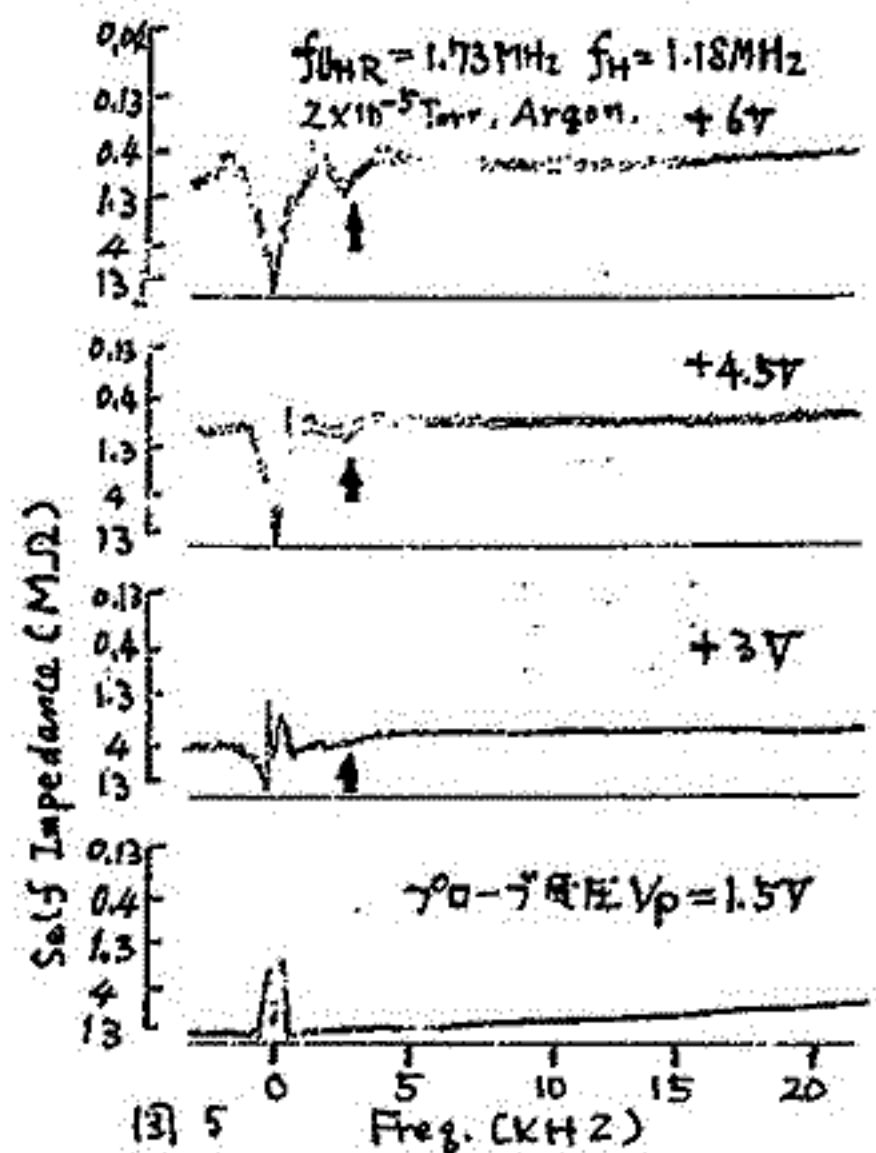


図5. Freq. (kHz)

筒井 稔、松本 紘、宮武 貞夫
(京都大学 工学部) (電気通信大学 電気通信学部)

電子密度、電子温度、共鳴周波数等はプラズマの分散関係と与える重要なパラメータであり、今まで多くの研究者により観測されてきた。特に Alouette 衛星により口火と切られたプラズマ波の非線形に関する研究として色々の測定が行われてきた。これらの分散特性における周波数入、出力を検出するの主要な方法には、線形波動における、その理論と実験は一定確立されたものと考えられるが、非線形問題とすると波動-波動相互作用及び波動-粒子相互作用などより理論と実験的裏付けとの間には非常に複雑な問題が生じてくる。このような実験における周波数入、出力を検出するに同時にそれに対応した波長成分を測定の事は相互作用における複雑な問題を解明するには世に必要と思われ、筆者等はこのような必要性に鑑み、その波長測定のための極めて有効な方法を開発した。このことを報告する。以下にこの方法は本質的にはプラズマ波の群速度と波長の事にはよらず将来は電子温度測定用グループとしての利用も考えられる。

この波長測定に対する筆者等の根本的考えは、今まで実験室プラズマで行われてきた機械的掃引による干渉法にはなく、固定グループによるものがあり、将来人工衛星等に搭載可能な事は、微細なプラズマ波の波長と求めらるるに当り λ/λ_D と大きく出来る方法として求めた波長は周波数の函数であるといふ事である。以下にこの事と考慮したのが周波数変調による波数グループである。(以下図と共に説明する。)

今 FM 周波数 $\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cdot \cos \Omega t$ とし、励起電圧

$$V_0 = V_0 \sin(\omega_0 t + \frac{\Delta\omega}{\Omega} \sin \Omega t) \tag{1}$$

をプラズマ中に放射すると、受信側には真空中でのモードとプラズマ波のモードが到達する。そこでこの受信信号を PSD (参照信号は基本的には V_0 と同じ) により Low pass filter を通すと出力として

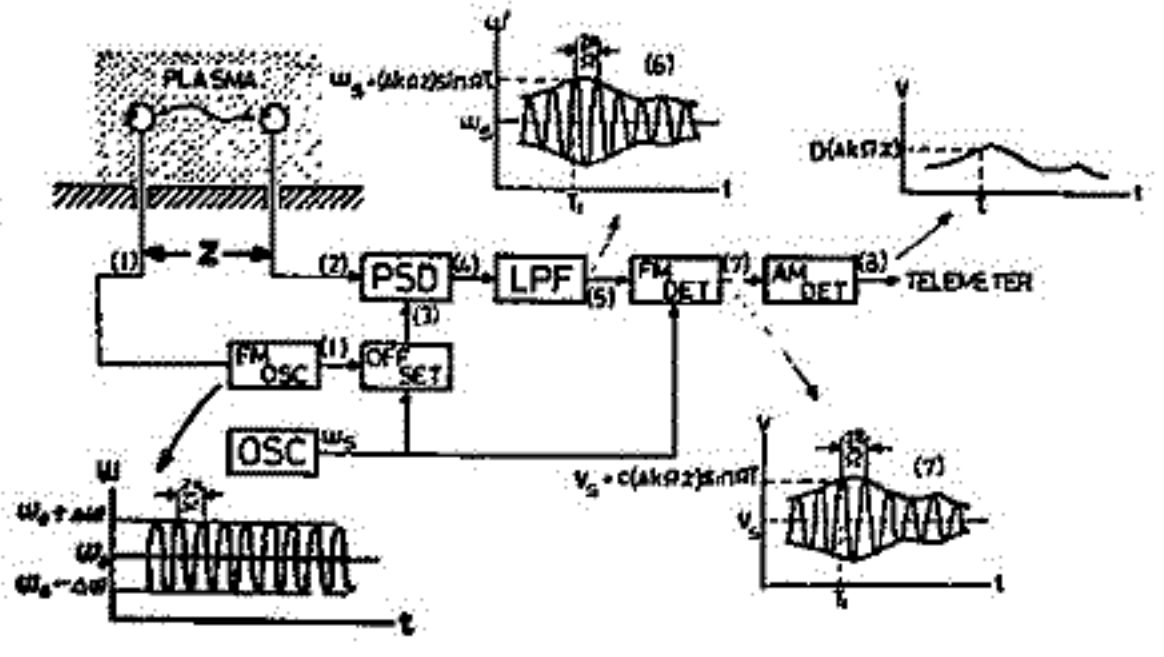
$$V_2 = B \cdot \cos(\omega_0 t - k_0 z - \Delta R \cdot 2 \cdot \cos \Omega t) \tag{5}$$

が得られる。ここで ω_0 はプラズマ波の周波数、 k_0 、 ΔR はそれぞれ ω_0 、 $\Delta\omega$ に対する波数、 z は送信機グループ間の距離である。もし ω_0 を中心に V_2 を FM 復調し、更に AM 検波を行えば出力は $V_2 \propto \Delta k \cdot z \cdot \Omega$ という形が得られる。故に最初には電圧を既知の波数で較正してかりは $\Delta\omega$ に応じて Δk を求める事が出来、群速度が得られる。

この測定は FM 方式を用いてくる (6) 雑音に対する抑圧作用があり λ/λ_D と大きくする事が出来る。

- 例) $\frac{\omega_0}{2\pi} = 2 \text{ MHz}$ $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 10 \text{ KHz}$
 $\frac{\Omega}{2\pi} = 1 \text{ KHz}$ $Z = 30 \text{ cm}$
 $f_m = 1.3 \text{ MHz}$ $f_p = 2.6 \text{ MHz}$
- とすれば
 $\Delta k \cdot \Omega \cdot z = 430 \text{ Hz}$
 $V_2 = 2.7 \times 10^5 \text{ m/sec}$

が得られる。



松本 紘, 宮武貞夫, 金政晃*
 (京大・工学部 IRL) (電通大) (京大工学部電気系) *現在 日本電産

波動の非線形現象の研究の一環として、我々は Space Chamber 実験を進めている。宇宙空間プラズマ中の非線形波動現象は Oya や Miyatake et al. によつて実験的にも研究が進められてゐるが、今回は、大振幅 Bernstein 波と Ion 領域の低周波プラズマ波との非線形相互作用に注目した。

二枚 X_y 線により外部磁界とほぼ直角方向に伝播する Bernstein 波を励起することが出来る。本1図は、一枚の X_y 線に 0.1 V_{rms} の高周波を印加して求めた「線形分散関係式」を示してゐる。実験は理論曲線だが実験値はかぎりよくと合致してゐる。

本2図は、励振電圧 E₀ を 0.03 V_{rms} ~ 3.0 V_{rms} に変化させて求めた Wave Pattern の主のデータである。Position の 0cm の位置は送信 X_y 線の位置を示す。

X_y 線に印加する電圧を上昇させ大振幅 Bernstein 波を $r < R$ 内に伝播せしめた場合、次の3つの特徴的事実が得られた。

- 1° 送信 X_y 線の近傍では三角波に近づく非線形波形が現れる。
- 2° 大振幅になるに従つて、波長の伸びが観測される。
- 3° 大振幅 Bernstein 波が伝播している時、VL下帯に新しいプラズマ波が励起される。(図3)

これらの特徴はいろいろな解釈がとせられるが、Nonlinear Wave-Wave または Nonlinear Wave-Particle 過程と見られる。詳細は講演に譲る。

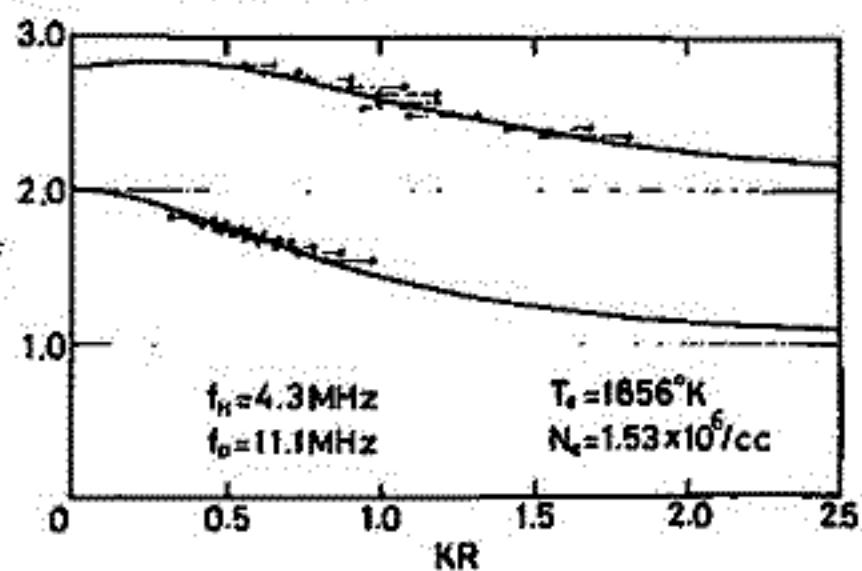


図1. 線形分散
 E₀ = 0.1 V

図2. 大振幅時の波形
 干渉計法による Wave Pattern。送信電圧 E₀ に準比例して受信機の Gain を下げている。

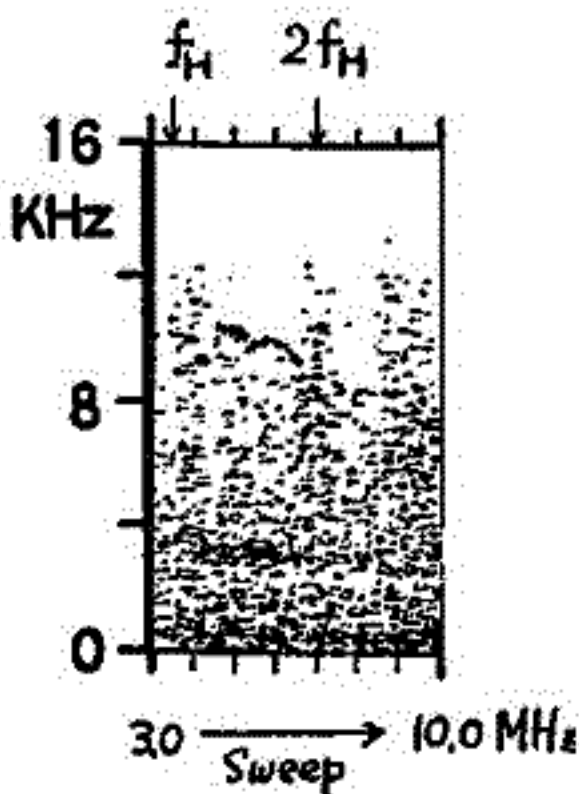
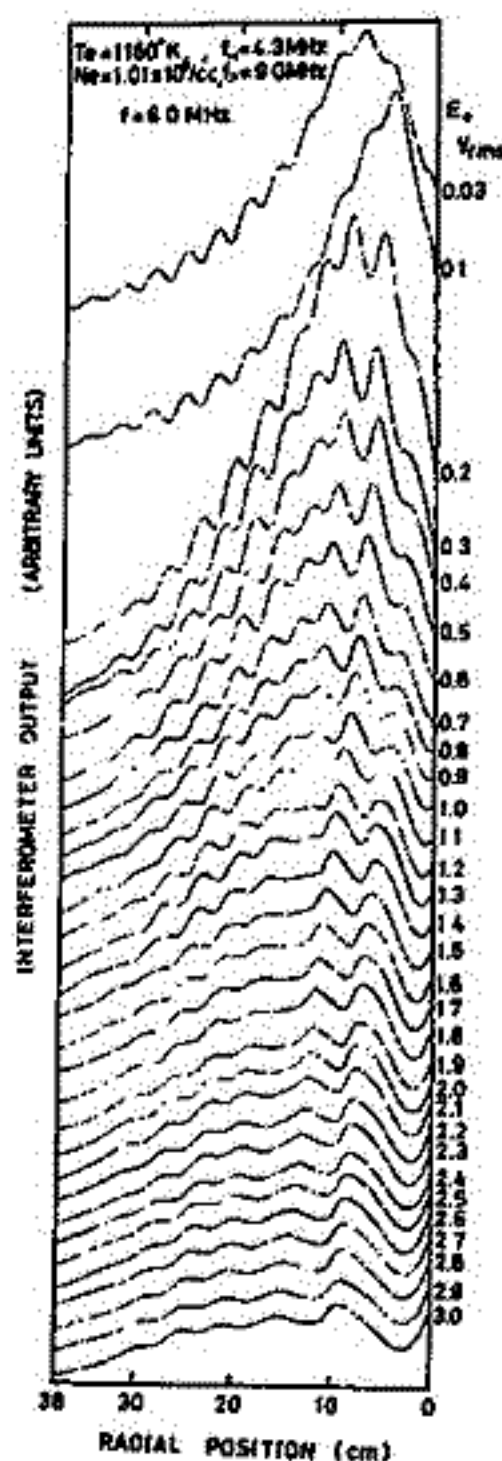


図3. 右図の 10cm の位置での低周波帯プラズマ波のスペクトル。E₀ = 5 V_{rms} に固定し、送信周波数を 3MHz ~ 10MHz スイープした。f_H と 2f_H の間の Bernstein 波の伝播可能領域で低周波エミッションが見られる。

亀井 豊永・前田 坦
(京大・理学部)

昭和47年5月の学会において、地磁気

データの自動読取装置の試作について報告したが、この装置はTVカメラを使ったもので、非常に安価である。

しかしこの装置は、読取間隔の調整に多少不便な点、数字や写真の読取りに適していない。スペースのデータ



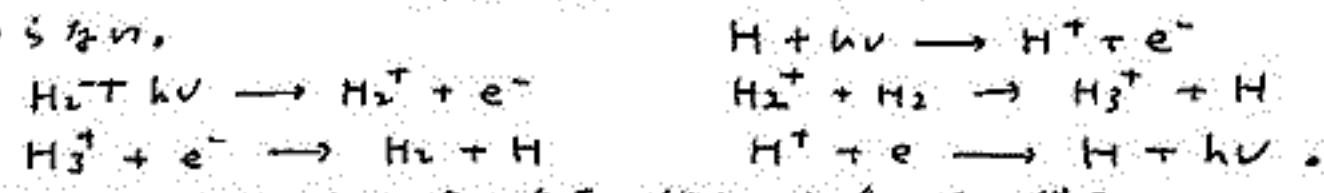
には、曲線のみでなく、写真(例えば極光)や数表のものも多いので、これら一般向きの読取装置が望まれる。この目的のためには、FSS(flying spot scanner)が適している。ここでは、FSSのハードウェアについての簡単な説明と、これを用いて読取った結果について報告する。図はこれらのシステムを示すもので、左からTVリーダー、FSSリーダー、カード読取機、タイプライター、U-200ミニコン、紙テープリーダーを示す。読取った結果は、カセットテープに入れて、ミニコンで処理し、出来上がったものをTSSによって大型センターの磁気テープにまとめる計画である。ソフトウェアの開発に大へん時間がかかったりで、完成が大分おくれたが、問題なくでき上るので、地球磁気データの詳細な解析を行う予定である。

I-9 Pioneer 10 紫外スペクトル計データの解析

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

木星の上層大気や電離層については、赤外観測などのデータを用いて木星大気の組成を推定し、それと太陽紫外線との相互作用を計算するという形で、これまで研究が進められてきた。しかし計算結果と比較するものとしては、電波バーストデータから推定された電離層密度とか、エアロビロケット観測から出した、種々水素原子密度と一々程度、何れのものもかつかう。去年の末、Pioneer 10の紫外観測や電波掩蔽観測が成功したことにより、遂に直接のデータが得られ、木星超高層大気の研究は現実味を著しく帯びてきたといえる。

木星の大気の組成は、いわゆる宇宙組成(これは今回の Pioneer データと consistent である)に等しいから、上層大気構造を決めるのは、 H_2 の解離と電離である。地球の場合と違って、この二つの過程の相互作用は著しく強く、両者は次の過程を通じて同時に決められるのである。



ここで出てくる H や e^- の分布は観測の対象になり得る。

今迄のことから、Pioneer 10 の S band radio occultation experiment においては、木星の電離層中の電子プロファイルの解析は進んでおり、a layered ionosphere の見出しがなされている。このほか、Lyman α 線の総強度が約 1 kR、He I 5876 Å 線の総強度が 10-20 R という値と与えられている。もう少し解析を進めれば、これは紫外光の高度分布も求められるであろう。しかし、この迄の preliminary data から既に問題が生じている。Morrison はこれ迄二回の波長観測した Lyman α 光強度は、平均 4 kR 程度であり、時期・差による太陽活動度の補正を考慮しても Pioneer group の値とはかなり異なるのである。Huntton はこの Morrison のデータの解析から得られた木星上層大気中の eddy diffusion coefficient は 10^5 cm²/sec であるが、もし Pioneer の結果が正しいとすれば、この係数は 10^6 cm²/sec と述べている。(Lyman α 光は強く飽和しているから、係数の光強度依存性は強い。)

次の報告に進むより先に、木星上層大気中の大気環境効果は、この附近の大気構造を決める重要な因子であるから、この問題を別の見地からも検討して得られるかもしれない。地球・火星の場合については Hodge Jr. により内部重力波の散逸を論じている。上記の係数を推定する試みが行われている。まず内部重力波の分散関係式(複素数係数を含む二次方程式)を、水素原子の重畳波の函数として、振動数、減衰係数について解くことにより eddy coefficient を求めるのである。我々のこの理論を木星の場合に適用してみると、木星上層大気中の減衰係数は地球型惑星のそれと比べて、かなり大きくなる。このことは Pioneer データと首尾一貫する。

同様の問題を金星の場合についても考える。Mariner 5 のデータをこの理論で解析すると、金星上層大気中の地球同様、強く擾乱されていることは疑いなくある。この環境の機構として、我々は昼側から夜側への大気大循環の上下の渦環流の二つをあげることが出来る。前者については Dickinson が詳しく検討を行っている。強風が吹くことと関係がある。一方木星と同様の検討を金星上層大気中の減衰係数観測データと説明する金星の内部重力波の散逸を論じている。両方の機構はどちらも有効なものである。

Hiroshi Oya Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
Tohoku University, Katahira, Sendai 980

The Jovian magnetospheric structure has an unique configuration due to the high speed rotation of the planets. A principal effect of the rotating magnetic field is the plasma instabilities, from the hydrostatic standpoint, in a region outside of a boundary at $5.6 R_J$. The stability, for this case, is reproduced by plasma flow. The flow is associated with a current sheet that reveals a large deformation on the magnetospheric configuration. A most possible structure is, therefore, characterized by the disk form in the outer magnetosphere⁽¹⁾. The rotating plasma is also characterized by turbulent flow of the plasma. The turbulent state produces local electric field that takes the plasma out of the co-rotation state. The resultant electric field along the magnetic field accelerates the plasma into a high energy range; the particles are accelerated up to 10 MeV in a region within a sized of $10 R_J$, assuming that 1 % of $\vec{v} \times \vec{B}$ field affects on the plasma as the results of the turbulence.

These results are consistent with recent reports provided by the Pioneer 10 data⁽²⁾.

- 1) Oya, H., Jupiter magnetosphere - I, 54th Meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, P.P. 3.
- 2) Simpson, J. A., D. Hamilton, G. Lentz, R. B. Mckibben, A. Mogro-Campero, M. Perkins, K. R. Pyle, and A. J. Tuzzolinon, Protons and electrons accelerated in Jupiter's magnetic field --- A preliminary report on results from the University of Chicago experiment on Pioneer 10, Science, 183, 306, Jan. 25 1974.

MODE CONVERSION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVES
IN JOVIAN MAGNETOSPHERE

H. Oya, M. Yamazaki*, and I. Nagano**

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
Tohoku University, Katahira, Sendai 980

Energy transmission of the electromagnetic wave, that is obtained as the result of the plasma wave conversion into the electromagnetic wave, has been calculated for the case of the gradually varying plasma structure. The structure has been approximated by a model that consists of homogeneous multilayers (see Fig. 1). The variation of the electric field and magnetic field intensities has been obtained calculating the four components vector, for each layer, that represents the four waves ; i.e., the down-going X - mode and O - mode waves, and the up-going X - mode and O - mode waves, respectively (see Fig. 1).

The results indicate that X - mode wave energy is effectively converted into the escape mode, i.e. O - mode, for the case where the wave normal direction is located close to the magnetic field. In the Jovian plasmasphere, the conversion rate R_{XO} (the energy conversion rate from X to O mode) is larger than 10 % for the wave that has an incident angle in a range with 3° width centered at the angle parallel to the magnetic field direction (see Fig. 2). The result gives a confirmation on the theory of Jovian decameter wave origin, that is, the electrostatic cyclotron harmonic wave can be converted with sufficient energy into the electromagnetic wave.

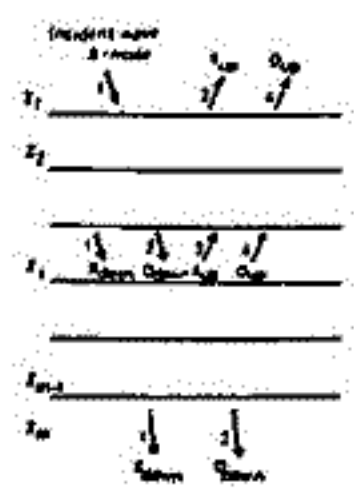


Fig. 1 Multilayer Model

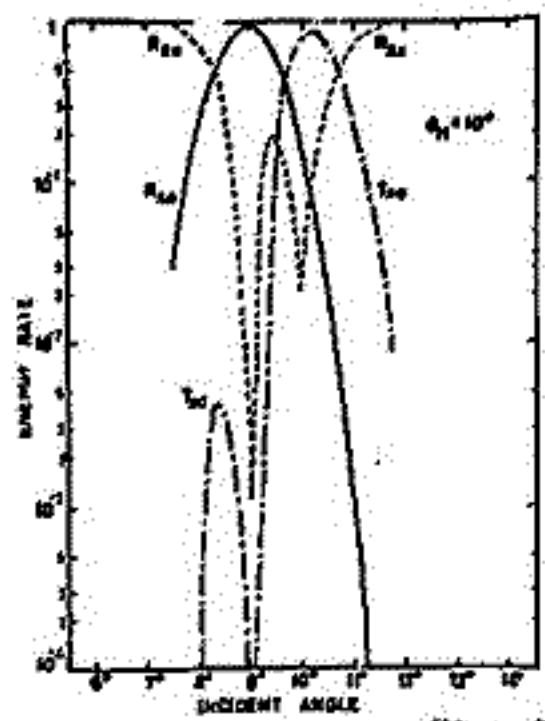


Fig. 2 Energy Conversion Rate

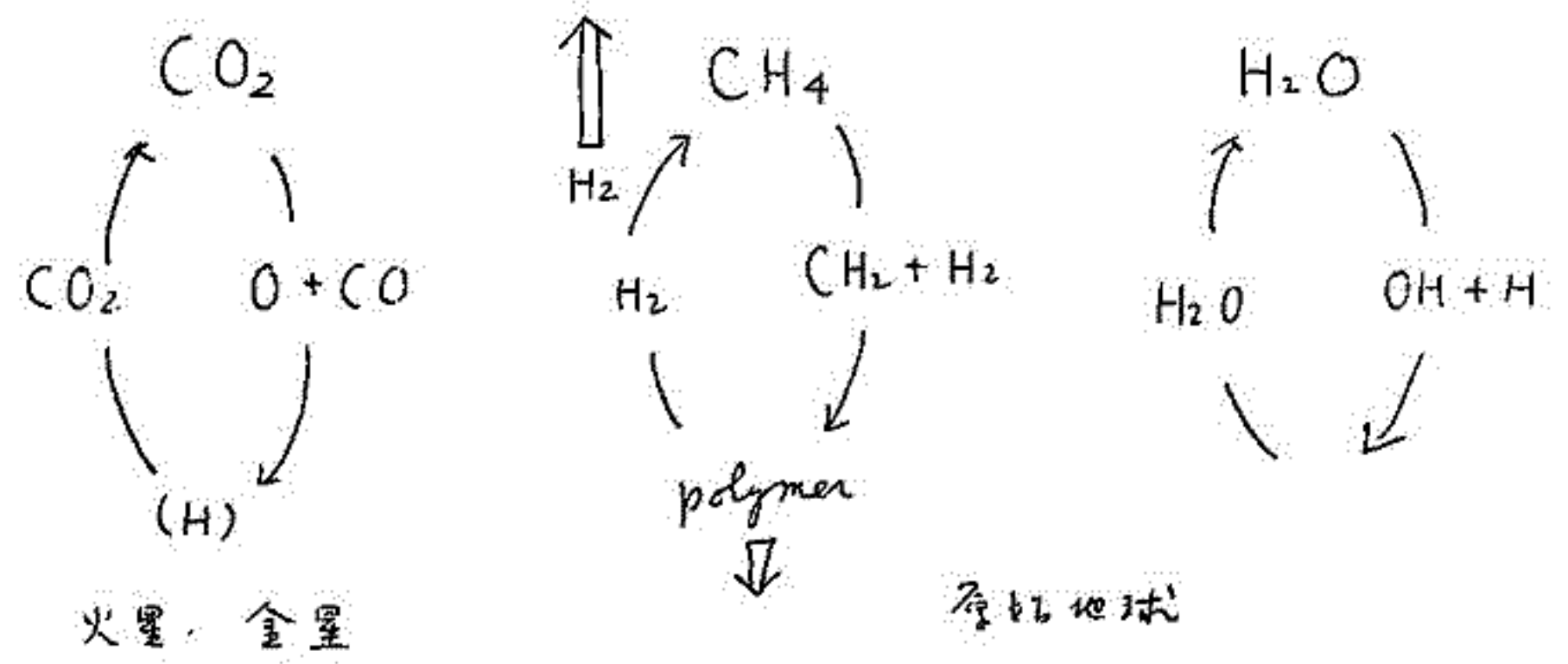
* 京大工 ** 会沢大工

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

マリナー・ヴェネラ・マールス・パイオニアなどの惑星探測器群によってもたらされた金星・火星・木星などの上層大気データは、これらの大気成分の恒性上からその組成を決定することにより統一的に説明しようとする。この解釈は Mayov に于ける COSPAR 総合報告、マリナーデータ解析の諸論文などから採用され、また老若の昨年、IAGA 総合報告や論文に於いて特に反論が出ている。この組成を確立しなくてはならない。原始地球の進化を論じた最近の理論の現実性に対する疑念の立ちはだかる。この惑星エアロノミーも現在の地球の同様な環境を踏まえて再検討する時期が来るといえる。

地球大気発成時の大気組成のメタン・アンモニア説は、この大気中の放射能などによって起こる有機物の生成と結びつけられ、主に生物進化の場面に支持者が多い。このメタン説の理論的根拠は、コア・マントル分化の前の原始地球の存在と金属鉄分布と揮発性火山ガスと逸脱する点と、Holland 流の考え方によることである。しかし最近の溶融地球 (Kingwood) とした熱平衡下沈者 (Anders) による考え方は、この説と大きく矛盾する。一方エアロノミーの考えによってもメタンは 10^4-10^5 年ほどすみやかに消失してしまう。下層大気では、金星大気や CO₂ 大気の一部の分解による安定な有機物生成物と下層大気は運ばれ、そこで実験室で確認されたように水素とを隔離して速やかに再結合するからである。一方メタンに紫外放射線が当たると、高分子が生成することはよく知られている。メタンの光分解生成物は eddy diffusion で下層大気に運ばれ再結合する際、この polymer を生じたことにより、主に水素成分を上層大気に戻すことになる。(原始大気は強く攪拌してその組成を均一に保つことにより証明される。) 近年の報告によると、水素大気の外圍温度は極めて高いため、H₂ は速やかに消失し、結局後には大量のメタンが残ることになる。その上、地質学的証拠は無いから、メタン大気存在の仮定自体がおかしいのである。

酸素の生成は光合成水の光分解の二説がある。水の potentiality は Bunker-Marshall 流の考え方より遙かに強いため、現在の惑星エアロノミーはこれによって説明できる。やはり光合成の方向の方がよいのである。



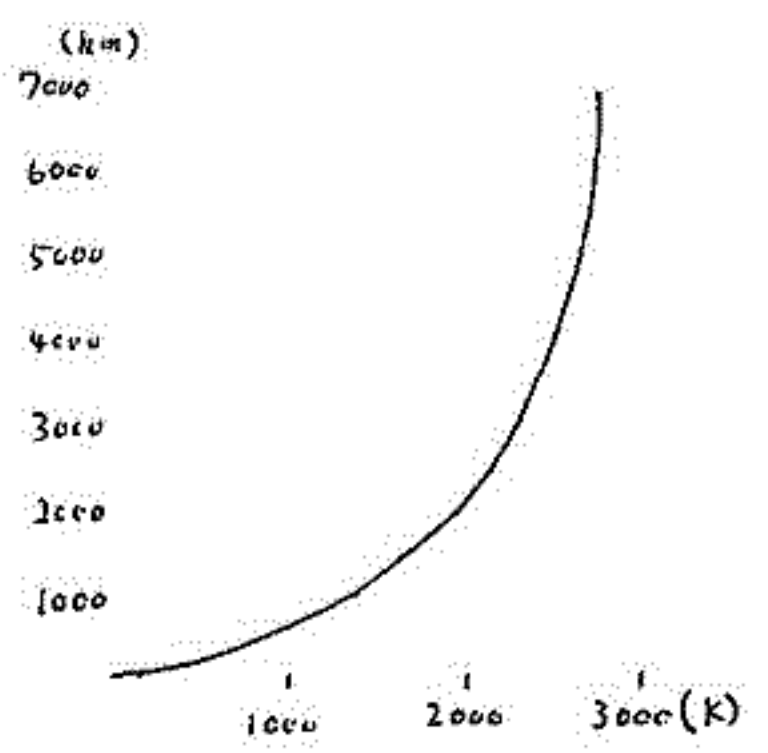
火星・金星

原始地球

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

前記のレポートでは、大気環境という過程を考慮して大気構造を見地から、原始大気としてのメタン・アンモニア大気について論じていたが、このレポートでは外圏温度という点からこの問題を採論する。Mc Govern-Rasool は highly reducing atmosphere の上層大気は水素分子の主要成分であるとし、この分子の質量が小さいことによる heat conductivity の増加が外圏温度を下げるものだと主張し、その結果メタン大気は1億年以上も安定に存在しつづけた。その間に生命の発生が起り得たとした。しかし外圏温度を決めるのは、紫外線による温度上昇点と赤外線による冷却点の間の距離が非常に短いことである。水素大気の scale height が著しく大きいことからこの外圏温度は距離効果の heat conductivity 効果の影響を受け、高くなることになり、事実(冷却効果を含く意味しては)水素分子大気の場合 Gross の推定値は 15000 K に達している。ところが Mc Govern の計算でいけることは、冷却効果を初めとするメタン・炭素化合物の存在がアンモニアと大量の上層大気中の水素分子とを意味する。先分解年所、後述は前記のレポートと述べたように全く現実性から、大気環境効果による生成物は極端に薄くなることになり、一方 Gross の計算も heat conduction と UV absorption のバランスを考えた場合、簡単に言うのであれば、木星大気の場合に判るように水素分子はかなりの分解を受けるから、水素分子大気と考えるのはおかしいといえる。

そこで我々は水素分子のメタンと混ざった大気、メタン・窒素大気の上層大気を第一近似として最適点と考へ、熱伝導率方程式を解くことにより外圏温度を計算するに試みた。実は Mc Govern の計算では、上記の合理的な推定、他に、用いたパラメータが非常に多く、誤りがある。45億年前の太陽光度は現在の70%以下、 H_2 の heating efficiency とは 85% とは 25% とは Hintersberger の場合、紫外線強度を用いたこと、更に熱伝導率の計算に $\exp(-T^{-1/2})$ 則を用いたこと、 $\exp(-T^{-1})$ 則を用いたこと等である。我々の計算では、このうち計算した絶対値に採用した。水素分子の大気の場合には外圏大気温度はパラメータを適人として 3000 K 以下、これは highly reducing atmosphere の上層大気、生命発生の必要と思われた 1-10 億年の比から一瞬、内へ逃散しつづけることの意味がある。このことはメタンを冷却剤として混ざった場合にもいえる。メタンは赤外線放射能力が非常に大きいため、大気外層を保持する一因である。(右図参照)



生命の作用には何れ CH_4-NH_3 大気よりも H_2-CO-N_2 大気よりも、これは証明されたことである。より上の酸化された大気は原始地球の大気から生成し得ることである。我々の計算はこれである。

H_2 と CH_4 のメソポーアを等量混合した温度は 150 K の固定した時、外圏の平均層はメタン大気の大気温度分布

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

質量、半径が地球にほぼ等しく、地球の双子星と称される金星は、非常に稠密な雲に包まれており、ウエネラ探測器が雲の中を、2人2.3.3.3の観測を行ってきた。地表や下層大気データを取り得たことは偉功である。この雲の組成に関しては、地球とのアナロジ-から水に富むという説が盛んで、古来 $HCHO$, C_3O_2 , Hg_2Cl_2 , NH_2Cl , $FeCl_2 \cdot 2H_2O$ などの候補があげられ、打倒された。雲の固さデータは、近紫外から赤外線にかけて、反射率の波長変化、太陽-地球-金星の位相角に対する偏光度変化、 \rightarrow などを示している。最近提出された濃硫酸説は、 \rightarrow データの大部分を、雲上の H_2O 量と著しく矛盾すること、250K 以下で液滴があること、ウエネラやマリナー2の観測と大 *superadiabatic lapse rate* を説明し得たこと、種々のデータをこの原理で説明できること、9-12 μ の吸収の説明が、直接的であることである。

もし金星の雲が硫酸の \rightarrow 硝酸 (濃硫酸と \rightarrow) との強酸混合液体だとすると、観測データと一致は一般良くある。太陽光により雲滴、中には NO_2 分子による紫外部吸収の説明も、 \rightarrow であるし HNO_3 は 11.2 μ の吸収帯を持つ紫外放射スペクトル異常の説明もどくびしやりである。OAO によっても得られた NO , NO_2 , N_2O などは、雲上量の上限は、 CO_2 の 10^{-7} 程度である。これは雲附近にある HO_2 や OH により酸化されるという光化学反応を考慮すれば説明がつく。 SO_2 や SO_3 の上限と同程度であること、説明と矛盾しない。

我々の強酸混合液体を考えるのは、新しいパラメータを用いてデータをよりよく説明しようとするためではない。この種の雲が原始地球上の海洋に、 H_2SO_4 や HNO_3 のスープであるという点で似ていることを指摘したいのである。我々は一旦塔の地球の火山ガスに起因する原始海洋は、高温による酸素分圧上昇、その強酸性にちなむことを示唆した。かつて酸霧と酸素牛乳の間の進化過程として硫酸呼吸や硝酸呼吸という形態のものがあつたという *Equili* の主張も上記の点に \rightarrow 知られる。

金星の大気の進化史を考えるのに一番重要な因子はその上層の水不足である。外層の高温で H_2 が \rightarrow 逃散したとしても、後に残った O_2 はオゾン形成を通じて *cold trap* を作り出し、それ以上の水の分解を停止させる。したがって、金星で作る材料中に、原始太陽による \rightarrow 効果のため、水欠損のみ、 \rightarrow の自然・解放であったら、 \rightarrow 金星の表面温度は地球より遙かに高くなる。マントル上部の温度も高く、それらによって酸素分圧も高くなり、 \rightarrow 条件下では、マグマと平衡している火山ガスは、水に対する硫酸・硝酸比を増加させる。噴出した後の酸は \rightarrow の温室効果のため地表を高温にさせ、量の少ないことと相まって地表の海洋を形成し得ず、雲も残る。地球の場合には海を形成するから陽イオンを \rightarrow 取り込んで中和してゆく。このように、太陽からの距離の差が地球・金星の差を \rightarrow した。

Plum さんが提出した金星の硫酸雲と地球成層圏における硫酸エアロソールと同一のモデルを、 \rightarrow 見方は、硫酸の原料と \rightarrow の CO_2 の光分解による点、 \rightarrow の \rightarrow である。

もし上記の高温・水不足の火山ガス説が正しければ、我々の金星をみることは、45億年前の原始地球海洋を、極めて濃縮した形で \rightarrow していることになり得る。

“かに星雲”直線偏波の太陽コロナ磁場による Faraday 回転 (I)

川尻 龜大, 高橋 富+信, 尾島 武之, 河野 宣之 (電波研鹿島)
河路 公昭, 祖父江 義明, 井上 允 (名大理)

太陽及び太陽系空間の磁場構造は様々の手段で観測されているが、対象としては主に、地球公転軌道周辺の、又は太陽表面近傍に限られている。しかし直線偏波した電波屋からの偏波面の太陽コロナ磁場による Faraday 回転を継続的に観測すれば、太陽コロナ磁場を立体的に解明する手掛りになる。

今回の発表では昨年6月に鹿島の26m中波パラボラアンテナを用いて行、た“かに星雲”の4GHzと6GHz偏波の太陽コロナによる Faraday 回転の観測結果とその意味するところと述べる。主な観測結果は次のとおり。

- ・観測結果(1) 4GHz, 6GHzとも最接近の6/15 9^h a.m. J.S.Tを中心とした6/13~6/17にわたって、日平均偏波位置角が殆んど変わり、この内、
- ・観測結果(2) 4GHzのデータでは最接近の6/15を中心とした6/14~6/16の三日間では1~2時間の time scale で偏波位置角は14^hを中心とした±30°の変動としている。

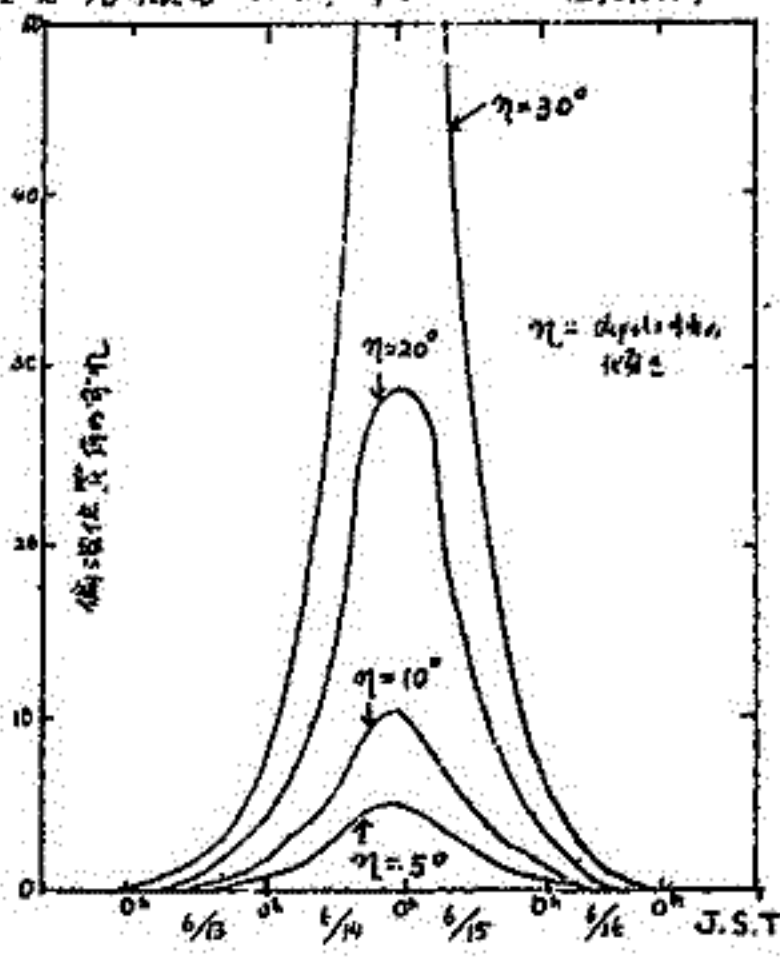
昨年6月とこの間は solar minimum に向かう時期である。Minimum phase においては、日食時のコロナの状態等から、太陽の一般磁場は特に極域で dipole like と考えられる。よって一般磁場を dipole like とおとし、次に述べるようないくつかの仮定をすると、観測結果(1)は、dipole 軸が、地球-太陽と殆んど直線と殆んど垂直であることがわかる。数値的代換は次のとおり、

一般磁場の太陽赤道表面磁場2 gauss の dipole 磁場とおとし、電子密度は太陽表面で $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ とかつ距離の2.5乗に反比例するものとする、Faraday 回転角 Ω は、

$(\Omega = 5.42 \times 10^{-3}) N_e B_{\parallel} d S \cos^2 \eta$ dipole 軸と地球-太陽と経路線とのなす角 η に依存する。

η と Ω の関係を下図に示す。この計算結果から η の例は 10° 傾むくと、Faraday 回転角は10°以上になることがわかる。このことから観測結果(1)は適当な仮定をすれば、太陽磁軸の方向が地球側には殆んど傾むいていないことを意味する。太陽に近接する他の電波屋についてもこのよう観測としてゆけば、太陽磁場の磁軸の方向が推定できよう。

観測結果(2)が示す偏波角の観測期の変動の原因として、太陽コロナ磁場の局所的な anomaly による Faraday 回転が考えられる。これを check するためもう一つの周波数6GHzでも観測したが、polarizer の不調の為、きりした解答がえられなかった。今後改善してゆきたい。



青木 孝夫, 袴田 和幸, 村山 喬
 名大理 中部工大 名大理

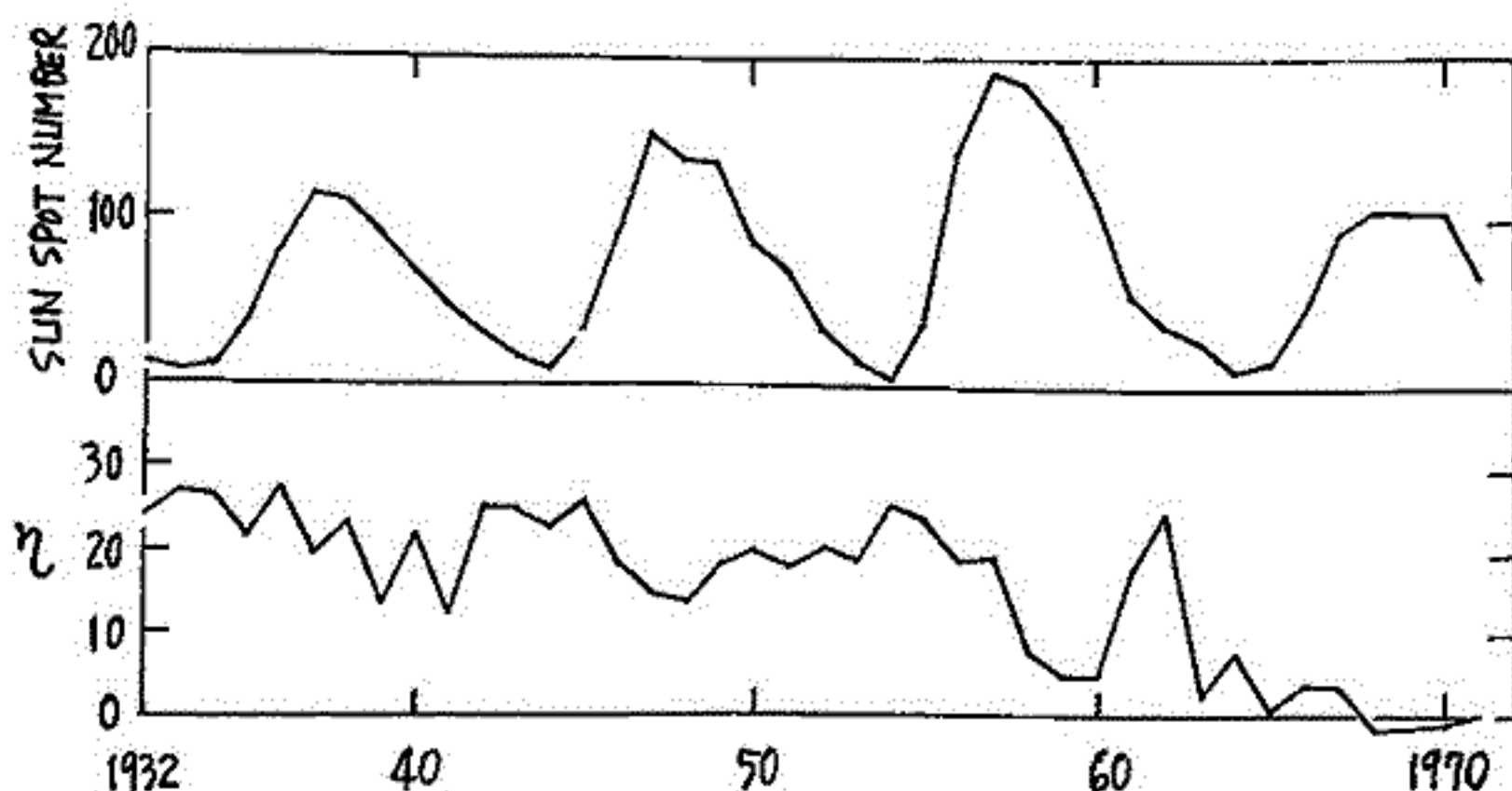
惑星間空間磁場 (IMF) の方位角 (TOWARD 又は AWAY) によって, geomagnetic activity に systematic な差のあることは, 1926~1943 の Ci-index について, Saito (Rep. Ionos. Space Res. Japan 26, 245, 1972) により指摘されている。この時期においては, IMF が TOWARD であった日の Ci の平均は, AWAY であった日の Ci の平均の 2 倍程度の値を持っている。ここでは, 1932~1971 の 40 年間の Kp index を用いて, この様子をくわしく調べた。IMF の方位角は Svalgaard によって推測されたものを用いた。

次式で定義される η の一年平均値を, 上記の 40 年間に就いて plot すると, 下図が得られる。

$$\eta = \frac{Kp(TOWARD) - Kp(AWAY)}{Kp(TOWARD) + Kp(AWAY)} \times 100$$

図から, 明らかなるように, 1957 年頃までは, η はほぼ一定の正の値 (~ 20) を持っているが, その後急激に減少して, $\eta \sim 0$ となっている。この変化を, η の長周期の変化の一部と考えると, その周期は少なくとも 50 年程度以上になる。その他, η には, 図にも見られるように, solar activity に伴う変化があり, 又 1 年を周期とした変化も存在する。

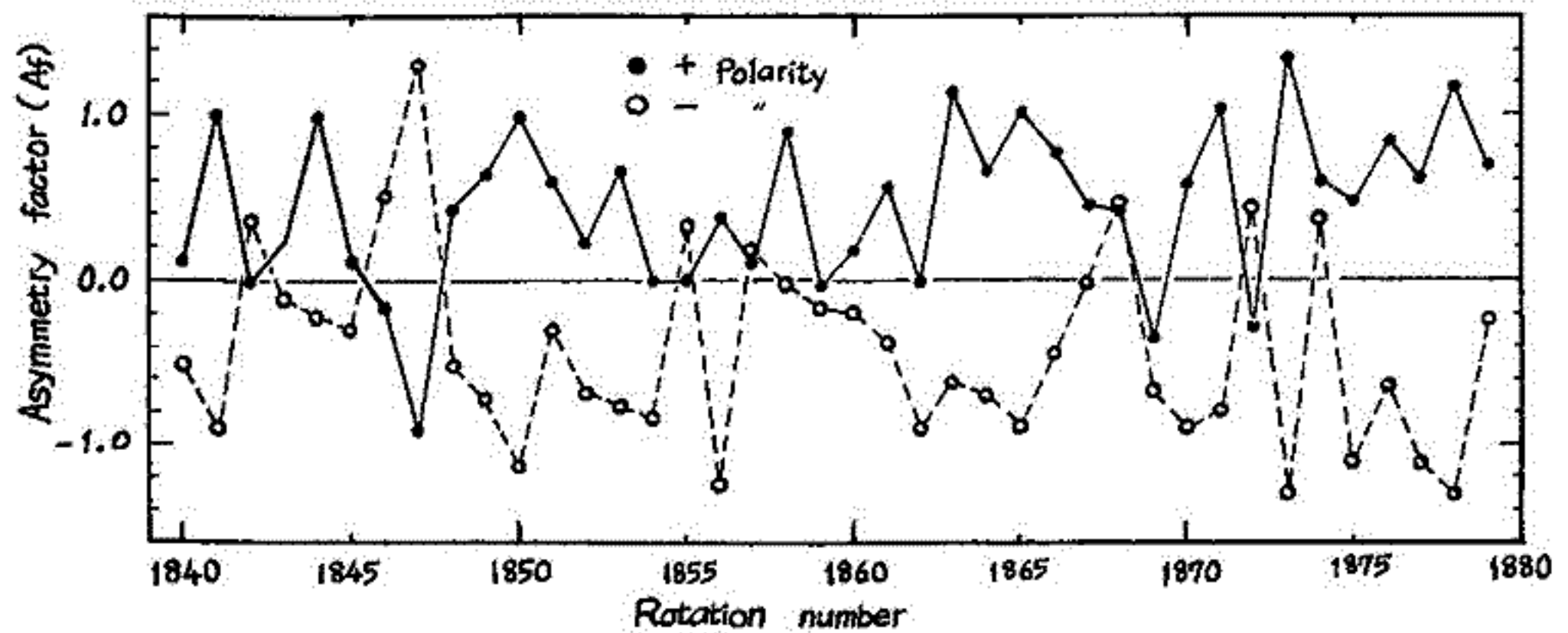
space probe の観測によれば, IMF は, 平均的に SEQ (solar equatorial coordinate) 座標系の XY 面内に存在するが, 1950 年代以前の η の値を説明するには, IMF が SEQ 系の XY 面に対して傾いた面内にあり, TOWARD 向きの IMF が常に南向き成分を持っているなければならない。一方, η の値の一年周期の変化を説明する機構としては, Russell-McPherron 効果が考えられる。観測された η の変化が, これらの機構の組み合わせによって consistent に説明出来るかどうかを検討し, 報告する予定である。



惑星間空間磁場と地磁気擾乱の 南北非対称性との関係

袴田和幸
中部工大

惑星間空間磁場 (IMF) の南向き成分 (B_z) が地磁気擾乱の原因となっていることはすでに明らかであるが IMF の他の成分と地磁気擾乱との関係についてはいまだ不明である。1965年7月、12月のデータによれば、AEJの発達の仕方はいまは IMF の方位角方向の成分 (B_y) に依存している (Matsuyama and Hekkinen) ので、南北両半球では擾乱の度合いが異なる可能性がある。そこで南北非対称性を示すインデックスとして、南北両半球の地磁気擾乱を示すインデックス A_N , A_S の差 ($A_f \equiv A_N - A_S$) と IMF の Polarity との関係を探った。季節変動を除去した後 A_f と、各 Solar rotation ごとに、+ Polarity にわけ、それぞれ平均した値を下の図に示す。ほとんどの Rotation において、+ Polarity の A_f は示す黒丸が、- Polarity の白丸よりも上にあり、+ Polarity では南半球よりも北半球のほうが、- Polarity では北半球よりも南半球のほうが、地磁気擾乱が大きいことを示している。



渡辺 茂昭

電波研究所

太陽風中のHM波は、不連続によって分けられる小領域(この小領域を三次元的に見て、帯状、ビーム状、等々に見えてくるのは、不連続の連続性の解明が必要である)に押し込められたり、相対的低周波、圧縮性波動はとれにのりこえたりする。その現象を、各々の波の特性と共に解析する。

まず、波の伝播特性は、Alfvén 波に類しては、Daily 等によって、平均磁場に沿って屈折しなから進行する事本報告されている¹⁾。これは、全周波数を積分した変動成分(結果的には低周波)に於いての特性である。周波数別のKベクトル方向と平均磁場との関係の1例を図に示した。平均磁場を求める際の Cut of frequency は $1/2000 \text{ sec}^{-1}$ である。10倍の $1/100 \text{ sec}^{-1}$ 以上の波はほぼランダムな方向、と云うよりは、平均磁場には沿わない。つまり「平均磁場を求める際の Low Pass Filter の1桁以上の高周波までが、沿って伝播する」

Cut of frequency

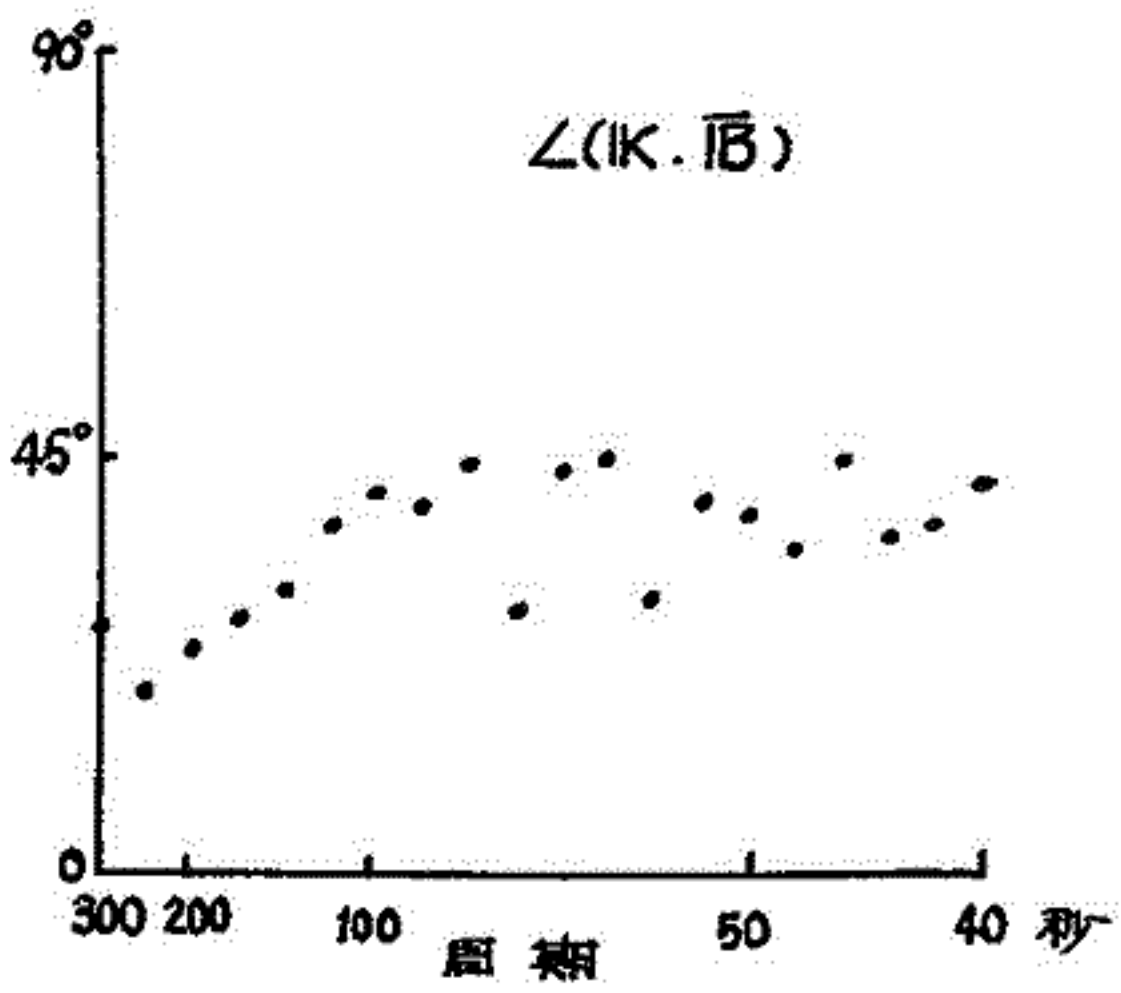
不連続面の法線は、RDとTDとで異なるがこれら不連続面の前後での、分散模様の連続性、見かけの、周波数別 polarization を解析し、波の反射、透過についても話しを進める。

IMP-D

1968年 55日 8時~11時10分

Cut of Freq. $1/2000 \text{ SEC}^{-1}$

で、Low Pass Filter を通し、平均磁場を求める。Kは Minimum Variance 法で求める。



準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動 (I)

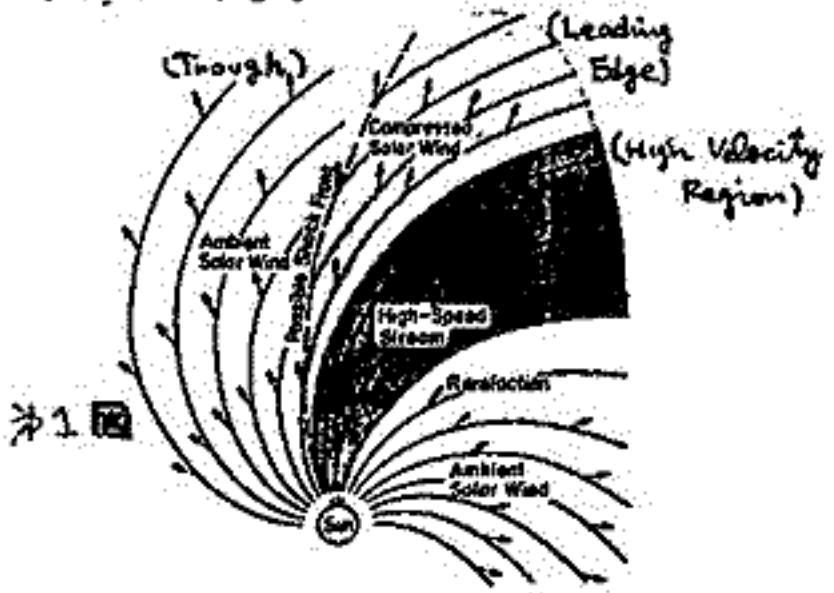
坂 翁介
九州大学 理学部

惑星間空間磁場の揺動がただならぬものではなく、いくつかの現象から形成されているという観点から、今まで大振幅アルファ波(回転不連続面)や、接線不連続面(プラズマの速度と磁場はその表面に接しており、その大きさと方向に任意の飛躍が許される。)が、個々独自に調べられ、その存在が確認されてきた。大振幅アルファ波については、その振幅もしくは発生頻度と太陽風セクター構造(あとで記述する。)との関連性が説明されているが、接線不連続面にいたってはその限りでない。

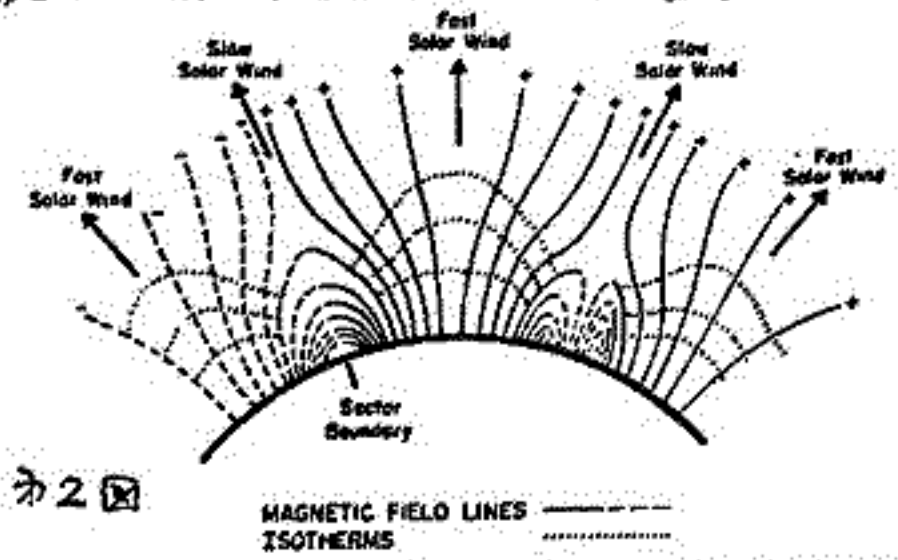
そこで、局所的な電流層から形成されている接線不連続面が、セクター構造と密接な関係を持っており、その関係はどうかと考へ、セクター構造と電流層の分布という見方から解析してみた。

第1図、第2図に太陽風セクター構造のあらましを示している。(図は A.J. Hundhausen, 'Coronal Expansion and Solar Wind', Physics and Chemistry in Space, vol. 5 から借りた。)

第1図は太陽風の準定常セクター構造を太陽赤道面上でみたものであるが、それが Ambient Solar Wind, Compressed Solar Wind, High-Speed Stream, Rarefaction の4部分に分けられることを示している。磁場の極性は一般に Ambient Solar Wind の領域で変わっているが、それが太陽表面上の磁場とどう関係しているかを、想像的に示したのが第2図である。



第1図



第2図

Fig. 7.1 A qualitative (and speculative) sketch of the coronal structure responsible for high-speed plasma streams. This picture is similar to that of Billings and Roberts (Fig. 5.33) except in details (such as the extension of isotherms in closed field regions)

さて、ここでは太陽風準定常セクター構造が比較的安定している時期(1967年後期以降)を選び、Explorer 33号の磁場(5.11 sec毎に Sample)とイオン(2.7分毎に Sample)の data を用い、micro-scale (30 sec 以上の時間変化)で調べた磁場の揺動について調べた。その結果次の事が新しくわかった。

- 1) 接線不連続面と磁場に直角に播かる Fast Wave の区別を試みた結果 Fast Wave の存在は確認されなかった。
- 2) 接線不連続面と Alfvén 波の Compressed Solar Wind 領域での出現率はそれぞれ Ambient Solar Wind 中の 14倍, 9倍 又 High-Speed Stream 中の 7倍, 2倍であった。
- 3) Compressed Solar Wind 中のプラズマの圧縮の度合いが小さいと接線不連続面は起りにくくなる。

準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ
惑星間空間磁場の揺動 (II)

坂 翁 介

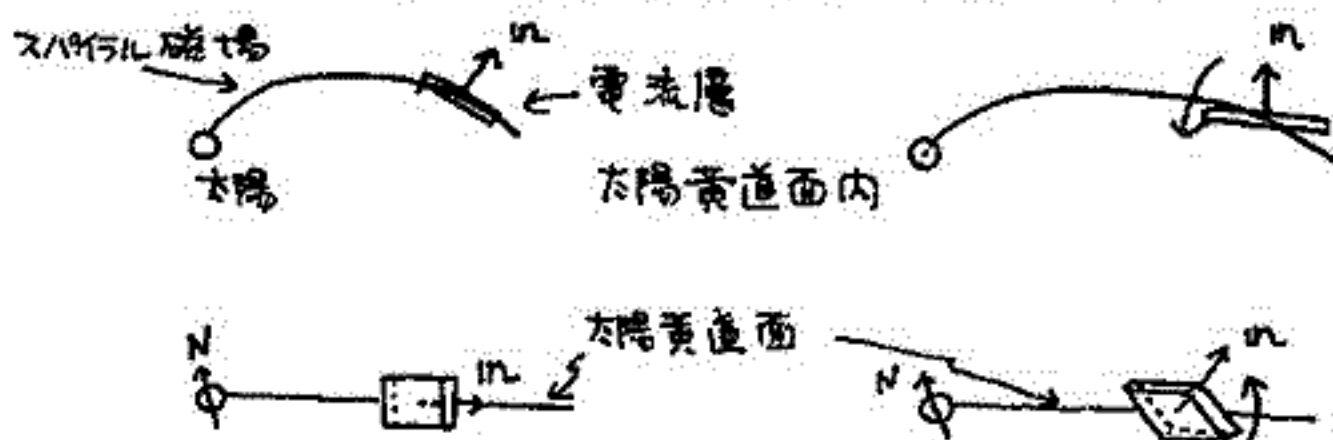
九州大学 理学部

Explorer 33号では磁場イクトルは5.11 sec 毎に測定されるため、先に(準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動 (I)) 選り出した接続不連続面に因し、kinetic-scale (30 sec 以下の時間スケール) で見ることが出来る。その結果次の様な新しい事がわかった。

1) 電流層の厚さは平均4200 kmで、山が11ヶ所が集まって(平均12000 kmの間隔で離れているが) 接続不連続面を形成している。

2) Compressed Solar Wind 領域では ΣE 方向 (太陽黄道面に垂直北向き) に流れる $j = \text{rot } B / 4\pi$ と 気圧 ($P = B^2/8\pi + nkT$) の傾きに誘われてスパイラル磁場方向へ流れる。2つの電流によって電流層が形成されている。又上記以外の領域では、主に $j = \text{rot } B / 4\pi$ によって電流層が決まっている。

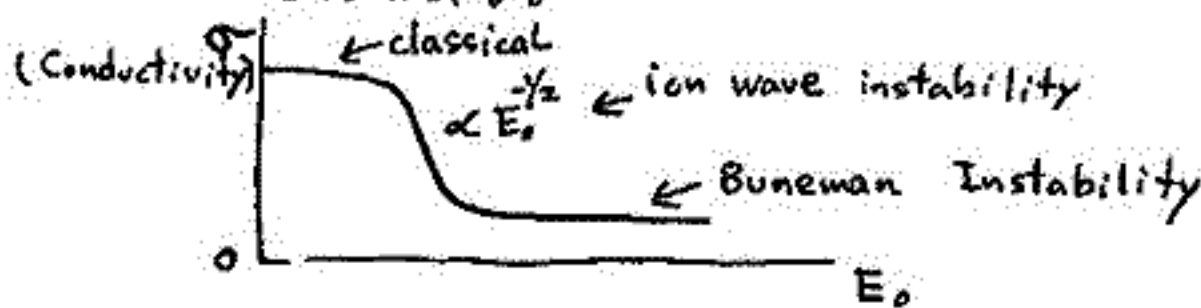
3) Compressed Solar Wind 領域内で、電流層の normal Vector の方向がある規則性を持ってゆらいている。その様子を下图に示している。



1), 2) の事実から以下の事が推論される。

A) 電流層を無限平面と仮定すれば、そこに流れている電流密度は 10^{-8} Amp/cm² 程度となるが、これは電子とイオンが 10^4 /cc の密度で 10^1 km/s の相対運動をすれば可能である。

B) 太陽風プラズマの Conductivity を知るのは非常に興味あることだが、電流層の厚さと電流密度の大きさからだけではその正確な値は出がらぬ。ただ Conductivity を決めるのは ion-electron の衝突ではなく ion wave instability が主な役割をはたしていると思われる。



太陽風速度の緯度分布とEUVコロナとの関係

渡辺 勉, 柴崎清登, 柿沼隆清

名古屋大学宇宙研究所

3048のシンチレーション観測により得られた太陽風の速度の緯度分布と太陽のEUVコロナとの関係を調べた。既知の8年間の学会に於て1972年の結果について発表を行ったが今回は1973年に於けるデータを追加した。

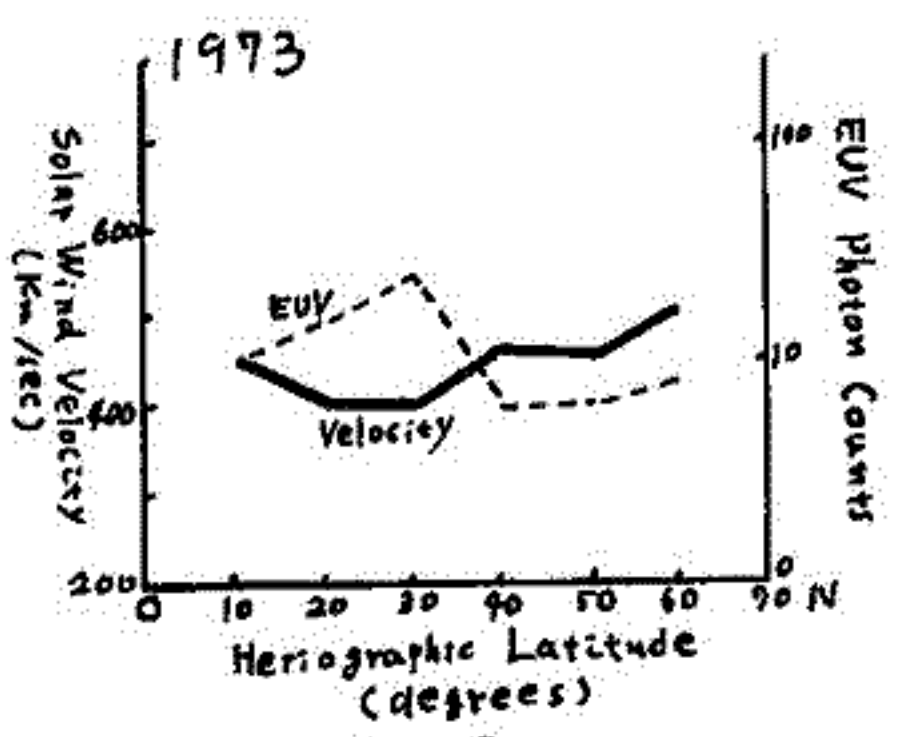
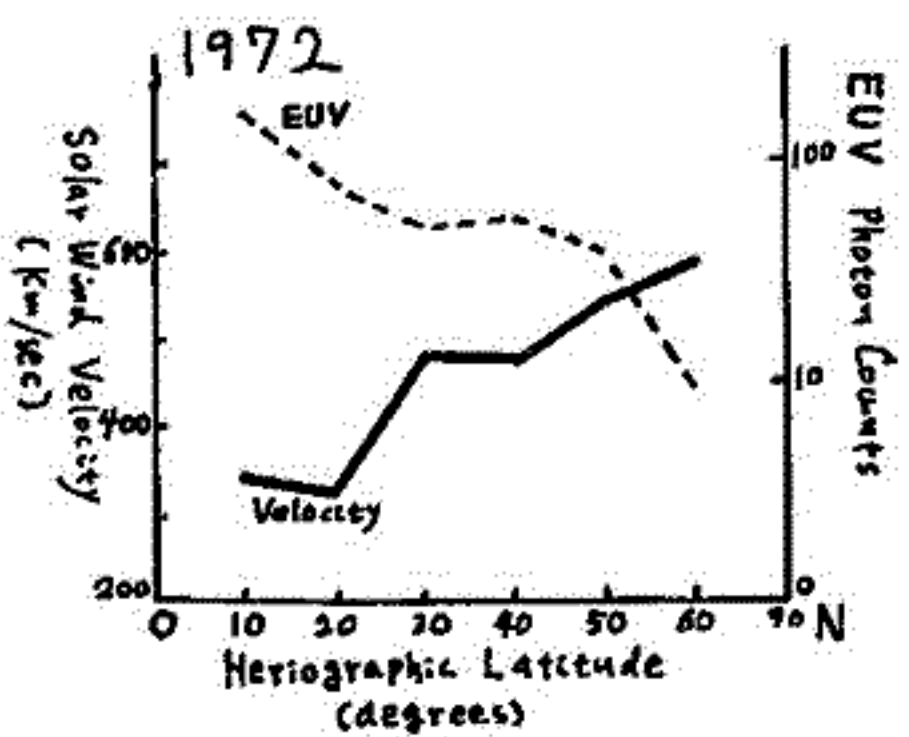
第1図, 第2図は各々1972, 1973兩年における太陽風速度の緯度分布と、観測された太陽風の「足」におけるEUVコロナの強度を示す。横軸は日面緯度である。なお、太陽風の「足」の位置を求めるときには等速ラジアルの流れを仮定した。

1972年は第1図に見られるようにコロナのEUV強度が太陽の極に向って落ちて行くのを反映して太陽風速度も高緯度帯に於ては高速度に於ては行く様子が明らかに見られた。

一方1973年に於ては、平均的EUV強度は低緯度帯と高緯度帯とで大きな差はなく、太陽風速度も高緯度帯と低緯度帯とで全体として高かった事がわかる。又15°N~35°Nの中緯度帯に於てEUV強度が上昇してあり、それを反映して太陽風の速度も他の緯度と比べて若干低下している事がわかる。

以上の事によりに太陽風の速度の緯度分布はEUVコロナの緯度分布と密接な関係があり、それは互に連動している。一方EUVの強度はコロナ中の磁場の形態に密接に関係しており(磁場がopenの場合コロナの強度は低下する)太陽風の速度はこのコロナ中の磁場の様子を強くコントロールされている事が示される。

活動領域が多く出現する低緯度帯に於ても同じような関係が成立しているが1973年4月~5月に出現した強い活動領域の中で、ある時期のみかなり高速度の太陽風を出していた事があった。太陽風速度の低かった時期に於ては、この活動領域の磁場は比較的単純な双極構造を(つまり太陽風速度が高かった時期に於てはかなり複雑な磁場構造を持つ)てあり、一時的な活動が原因で、この様な出来事があるが詳しく検討は目下進行中である。



第1図
各点は25°の平均値を示す
EUV CountsはArbitrary Units

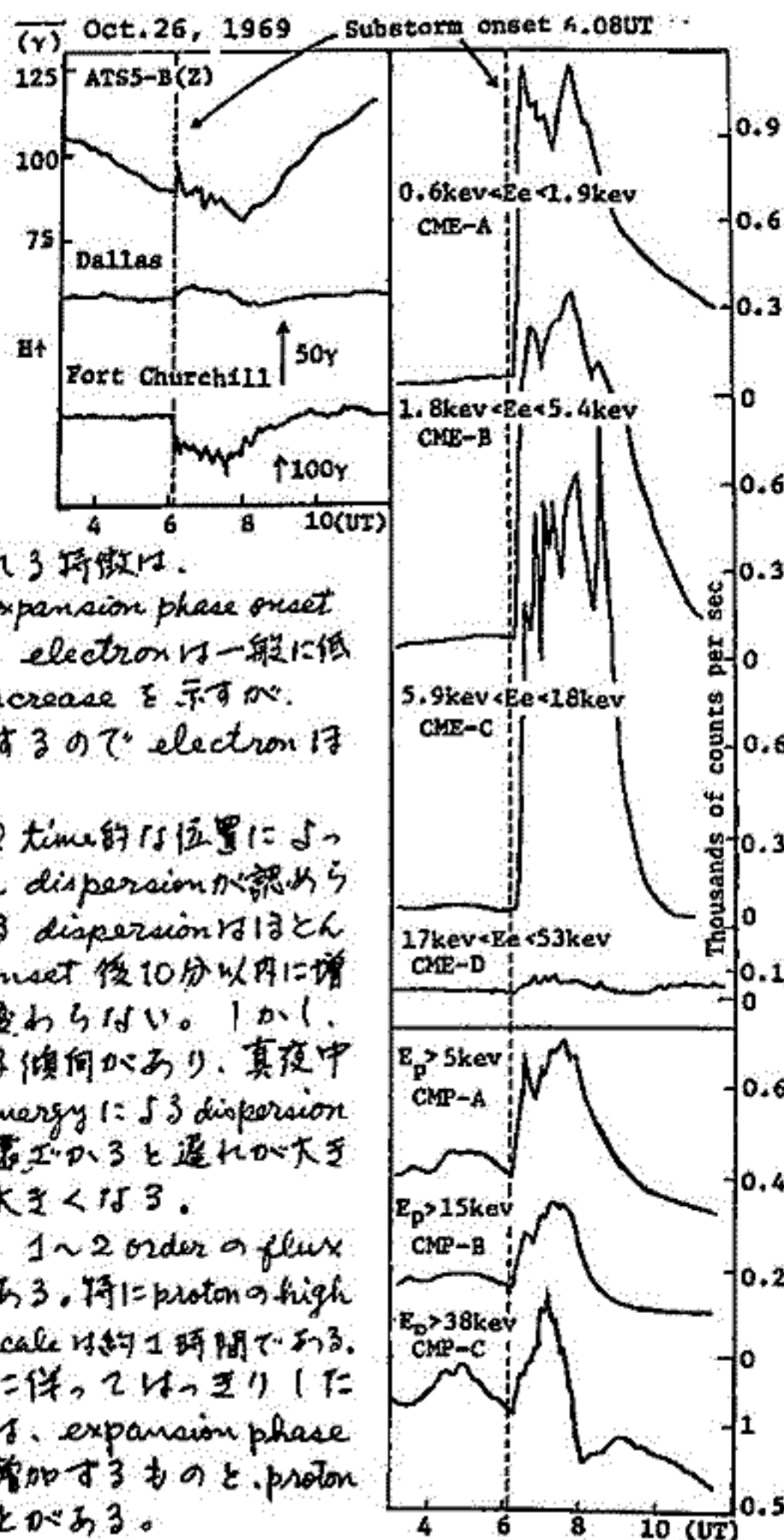
第2図
形式は第1図に同じ

藤井京子* 西田篤弘* R.D. Sharp**
 *東大宇宙研 **Lockheed Palo Alto Research Laboratory

1969年8月に打ち上げられたATS 5衛星は、6.6 REの synchronous orbit において粒子、磁場の観測を行なった。今回我々はこのうち0.6 keV ~ 50 keVの粒子 flux のデータ及び磁場のデータを用いて、特に Substorm 時の粒子 flux について解析を行なった。

夜側の6.6 RE付近は、静穏時には plasma sheet の inner edge とよばれる、low energy electron の平均 energy が radial 方向に距離の減少とともに急激に減少している領域であり、magnetic bay activity の強い時にはこの inner edge が地球側に動いてくることと報告されているので、粒子 flux の変化特性から Substorm 時における plasma sheet の運動を考察することは興味深いと思われる。

我々の得たデータは、69年9~10月のうちの12日間のもので、対応のつく Substorm は16例あり、その大部分はATS 5の local time で夕方~真夜中付近で起こっていた。Substorm に対応して粒子 flux にみられる変化の1例を右図に示す。

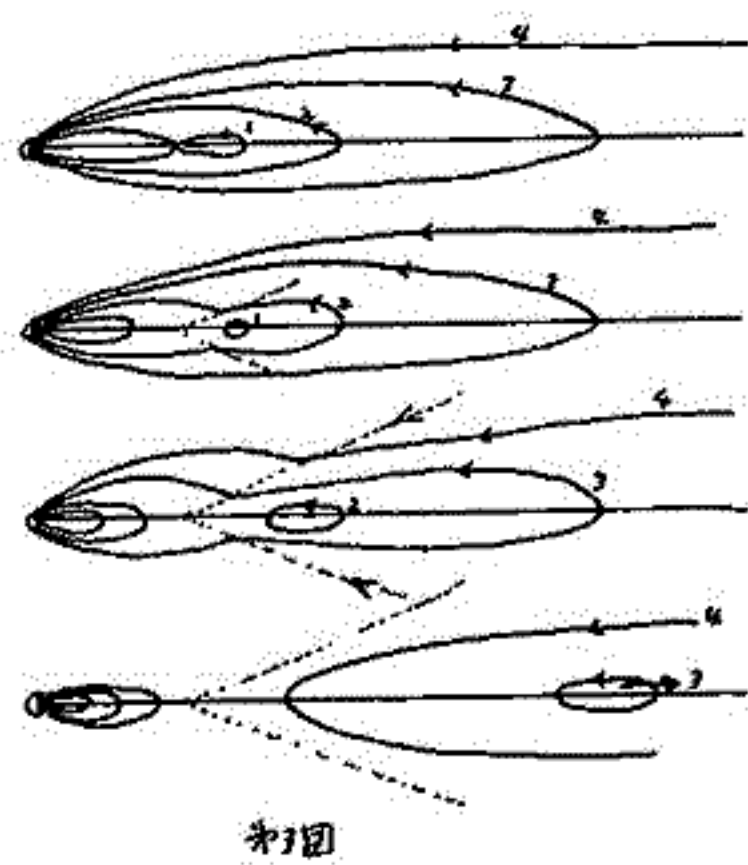
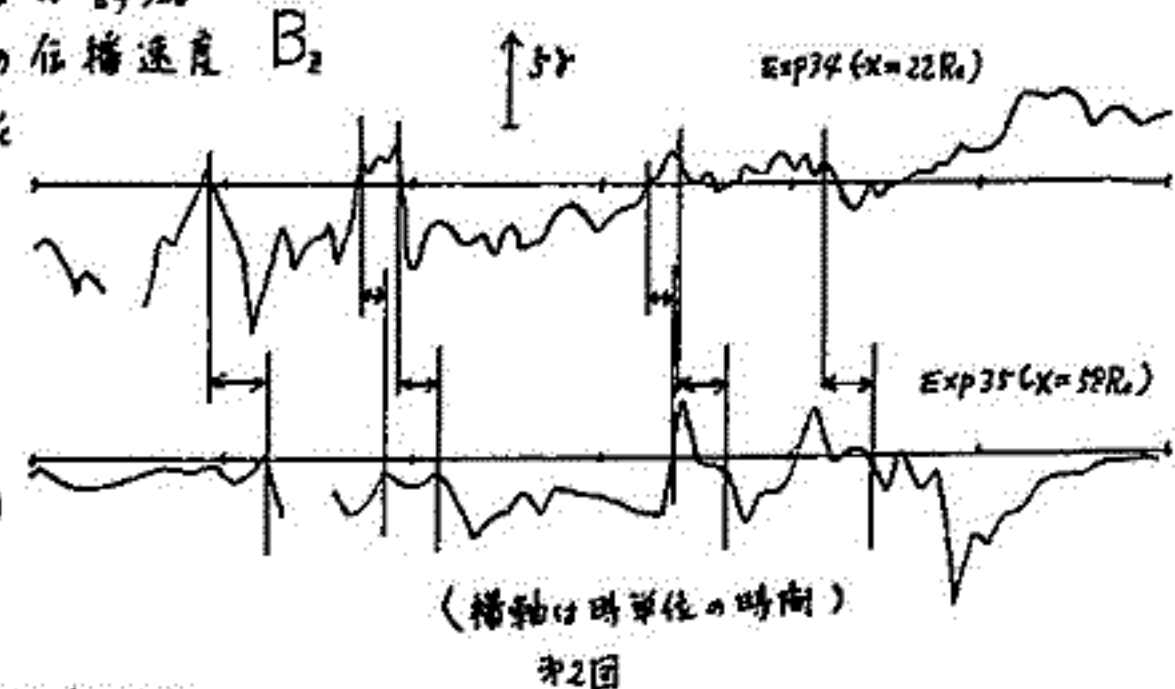
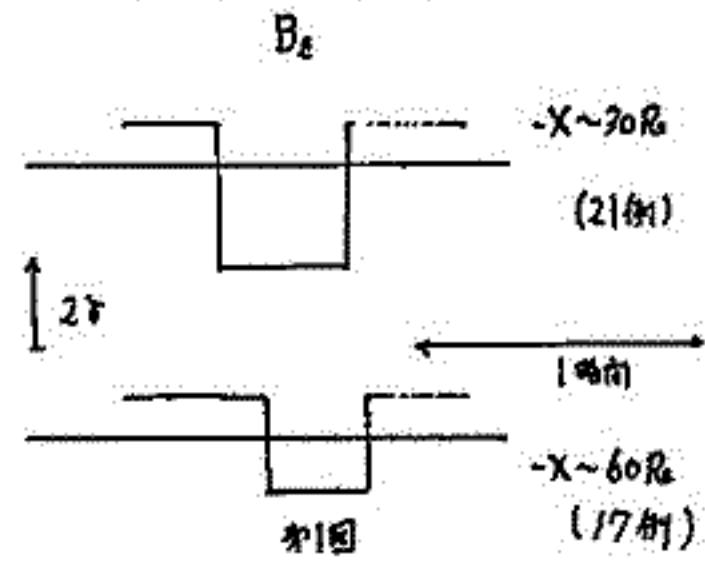


- このような event について一般的にみられる特徴は、
- ① electron, proton ともに Substorm の expansion phase onset に伴って flux increase が認められ、electron は一般に低い background level から sharp な increase を示す。proton はかなり高い level から増加するので electron より dramatic な変化を示す。
 - ② 粒子の種類、energy 及び衛星の local time 的位置によって、flux increase の onset に time dispersion が認められる。ただし proton には energy による dispersion はほとんどなく、大部分は expansion phase onset 後10分以内に増加し、local time によってもあまり変わらない。しかし、electron は一般に proton より遅れを傾向があり、真夜中付近ではその遅れも少く(0~10分)、energy による dispersion もほとんどみられない。真夜中から遠ざかると遅れが大きくなる(10~20分)、energy dispersion も大きくなる。
 - ③ 上に述べた flux increase に先立って、1~2 order の flux の decrease が認められる例が半数近くある。特に proton の high energy のものは顕著であり、その time scale は約1時間である。
 - ④ ATS 5の磁場(Z成分)は Substorm に伴ってほぼ一時的な変化を示すものが多いが、その中には、expansion phase に先立って減少し、onset とほぼ同時に増加するものと、proton の flux と反相関的な変化を示すものがある。
- 以上のことについて、例をあげて考察するつもりである。

長小直弘

東大宇宙研

tail に生ずる X type neutral line 及びそこから生ずる南向き磁場の distant tail 側への伝播について調べた。第1回は low latitude positive bay の大きさで normalize した $-X=30R_E$ 及び $60R_E$ での南向き磁場の大きさ \pm duration についての統計結果を schematic に示したものである。(注, 調べた期間, 従ってまた磁気圏全体の甚小果合, は $-X=30R_E$ と $60R_E$ では異なっている。) Neutral line のできる位置は substorm によって異なるもののために一般には plasmasheet で見た南向き磁場と同じ X の値で出来た Neutral line に基づくものとは期待できない。しかし low lat. posi. bay を伴う substorm の 80% は地球から $2.5R_E$ 以内に Neutral line をもつ (因みに posi. bay を伴わない substorm では $2.5R_E$ 以内に Neutral line をもつ確率は 10% 位である) という事実によつてこの統計は意味をもつ。第1回より伝播速度は約 320 km/sec 。また $\int \Delta B_z dt$ (これに \pm での伝播速度 B_z をかけるとその場所を通過した magnetic flux がわかる。) は $-X=30R_E$ から $60R_E$ に行くにつれて約 $1/2$ 減少するということもわかる。第2回は2つの satellite がたまたま同時に南向き磁場をみた例で統計結果と半定量的によく一致している。(伝播速度は 220 km/sec とおいて) 磁場が北向きになるのは $30R_E$ までの方が早く recovery phase は Neutral line が distant tail へと伝播していくからであることがよく分る。



$\int \Delta B_z dt$ が $|X|$ の増加と共に減るといふことは伝播速度が加速され且つ磁場の B_z が connect される (第3回最下段の3) : ことが、或いは磁場の dissipation がおこっているからかのどちらかを意味するが、基本的には後者の理由によることが示され、遠くに行くにつれて前者の性質が表われてくることが示される。また磁場の collapse に伴って $30R_E$ では $|B_z|$ が減るといふこと及びその他の理由によつて X-type configuration 及び南向き磁場の伝播は第3回のようにまとめられることが示される。

西田篤弘・長山直弘 (東大宇宙研)

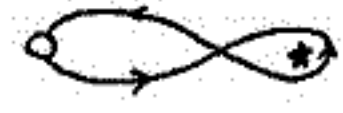
磁気圏尾部におけるリコネクション過程を解明し、その磁気圏嵐との関連を明らかにするために我々は尾部のX型中性線に関する観測資料解析を継続している。今回検討したのは (a) すべての磁気圏嵐が尾部中性線形成を伴うものかどうか、(b) X型中性線の程度方向の規模はどうか、という二点である。

(a) について明らかにしたことは、Explorer 34 による低緯度尾部観測の行われたいくつか $-20 R_E$ の領域では、磁気圏嵐 Expansion phase 開始に伴って磁場の北向成分は減少するが南向成分には至らないという特徴があることである。即ち、尾部を貫くシート電流のうち地球近傍の部分で強度の低下は起るが $-20 R_E$ の低緯度磁場を南向成分にする程度にはないという特徴がある。特に面白いのは Expansion phase

の開始が左に示すように二段階に行われている。一番目の Expansion phase では上記尾部磁場が0に近づき、二番目の Expansion phase で南向成分に転じるという特徴がある。つまり尾部シート電流の強度低下が二段階で行われる。一番目の Expansion phase が中性線形成を伴うものかどうかは、Explorer 34 の磁場観測資料



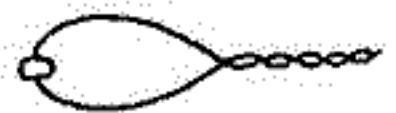
(例) 低緯度の地球磁場



だけでは判別が難しい。Vela のグラスマ・データがあるところを見ると、X型中性線の存在が確認できない場合と同じように thinning が見られる。従って尾部磁力線の形状変化は右上の図の如くなるものと考えられる。尾部へのエネルギー供給が高率で継続すると、一旦 Expansion が始ると尾部は成長を続け、もう一つの Expansion がより大きな規模で尾部のエネルギーを解放する。また、Expansion phase 開始の一段階の過渡の場合については、 $|y|$ が大きくなるほど (最夜中子午面から離れるほど) 北向成分が減少するのみで南向成分は増えるという特徴がある。

また、地帯では Expansion phase 開始が見られるにもかかわらず、 $-20 R_E$ の低緯度磁場の南北成分に明瞭な減少が認められる場合もある。このような例も $|y|$ が大きい領域に多いようである。Vela のグラスマ・データのがある場合については、やはり thinning が見られる。地球に近い領域にはX型中性線を持つ磁場構造があるものがある。このような場合、尾部低緯度磁場の $-20 R_E$ における南北成分は約10~20%の変動を呈し、磁力線の渦の形成を示唆していることがあり、下図の如く。

(b) については、二つの衛星が尾部磁場を同時に観測している場合にこの資料を比較を行ったところ、いくつかの例については $\Delta y \sim 10$ to $20 R_E$ にわたって中性線形成と尾部の崩落が5分以内に同時に起ることを確認することができた。



Magnetotail Boundary Motions Associated
with Substorms

前沢 測
東大宇宙研

Motions of the distant-magnetotail boundary at $X=-30 \sim -60 R_E$, observed by Explorer 33 and 35 are examined to investigate the possible dependence on the north-south component of the interplanetary magnetic field and on the occurrence of magnetospheric substorms. It is found that the magnetotail boundary often moves outward when the interplanetary magnetic field turns southward and that it moves inward 0~1 hour after the substorm expansion onset. Combined with the fact that the magnetic field magnitude in the magnetotail increases when the interplanetary magnetic field is southward, the above results confirm that the total flux in the magnetotail increases at the time of the southward interplanetary field. It is noted, however, that such boundary motions do not seem to change the radius of the magnetotail significantly. It seems that the cross-sectional area of the magnetotail is kept nearly constant and an increase in the tail magnetic flux ~~directly~~ leads to an increase in the tail magnetic field strength.

前田 坦・前川 紘一郎
(京大・理) (京都教育大)

極磁場擾乱に関連して極地電離層の電流系の原因と性質とが古くから多くの人々によって詳しく論じられ、最近はずっと惑星間や磁気圏の粒子と場の観測結果に基づく研究が多い。我々は、この磁場擾乱の主な原因が電離層に流れる電流であることから、その電流を誘起するものとして、電離層の風と磁気圏(又は惑星間)の電場を同時に考えた場合の考察をつづけてきた。この場合、極地の電離層の風は、中低緯度の風の延長であると仮定している。しかし、最近アラスカの Chatanika (65.1°N, 147.4°W) に incoherent scatter radar の基地が設けられ、プラズマドリフトの観測から電場や風が推定されるようになった。その結果は、極地E層における風系が、電場(and/or 加熱)の影響を受けて、中低緯度の延長としての分布から、かなり異なっていることを示している (Fig. 1 参照)。E層では中性粒子が大へん多いので、イオンドラッグの効果は大へん小さい ($\approx 3.3^h$ (day), 56^h (night) at 100 Km) ので、あまり影響が大きいと考えたので、もう一度検討する必要にせまられた。ここでは、まづ観測されている電場 (Heppner 等) にもとづいて、一つの単純化したモデル分布を仮定し、それによるイオンドリフトのドラッグ効果としての中性大気運動を、各種の高さについて求めた結果について報告する。但し、ここでは比較的静かな時を考えているので、電場は dawn to dusk の準定常なものとみなす。

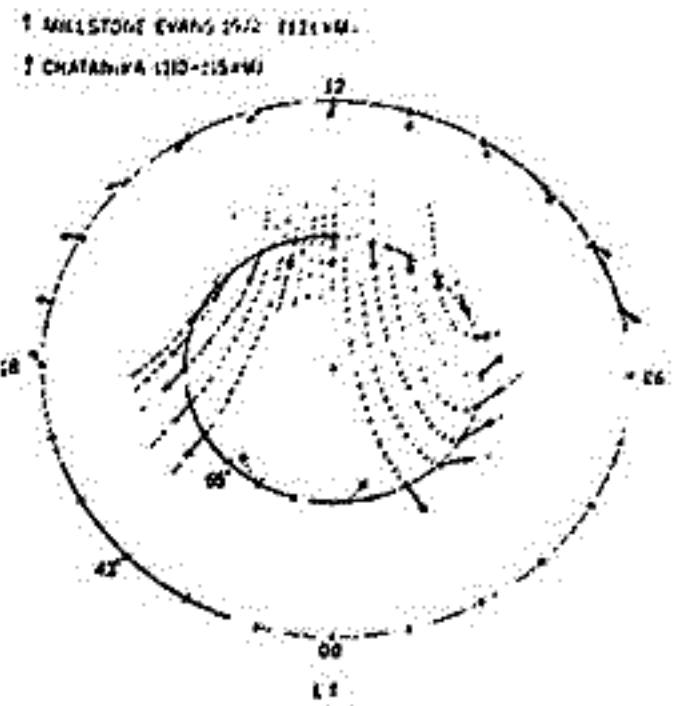


Fig. 1

井上雄二

京都産業大学理学部計算機科学科

最近、極軌道衛星からの走査式測光技術により、極域全体に亘つてのオーロラの分布形態が短時間内に表示されるようになった。また、テレビジョン撮影技術を用いて、オーロラ・アーチの可成り速く変化し変化する形態の詳細が地上観測によって明らかになってきた。前者は大規模な、後者は小規模な分布形態を示しているが、両者に共通なものは光度の明暗に可成りはっきりした対照が見られることである。曖昧のあることは暗い領域が明るい領域にとりかきまわっている。そして明暗の対照が可成り簡単な幾何学分布をしていて、完全に不規則な形態ではないことである。これらのオーロラの形態の性質を説明するために、次のように考えこめる。中エネルギー荷電粒子群(1~100 KeV)がある特定の狭い磁力管に発生または注入されたものと仮定し、これらの磁力管に沿って押し流されていく。その間に、いろいろの原因等により、オーロラ粒子群により大気分子原子等と励起してオーロラをつくる。ところが、磁力管に沿って電流が流れている磁力管内では、その近傍に流れると、磁力管が変形する。磁力管に沿った電流は磁力線に直交して流れるものより効果的に、磁力管を変形させる。また、くっきりとした明暗の対照の独特な形態を形成するのに好都合である。二、三の例を示し、観測と比較する。特に、磁力管に沿った電流による磁力管の変形によって、漂流する中エネルギー荷電粒子群の禁止帯および領域が形成される可能性を強張する。

佐藤哲也
京大 理

Auroral break-up 現象の磁気圏尾部での磁場のリコネクションに直接帰着するのでは有り得ない。考えは以前からあるが、最近、Nishida Nagayama はこの現象を裏づける観測結果を示した。又、この現象を特徴づける性格として、westward travelling surge があり、Saito の P.3 等の現象を break-up に付随する性質と考える。従って、break-up のモデルを立るとき、この性質を統一的に包含することを望まれる。

この中で、磁気圏尾部のリコネクションを考へる場合、大抵、二次元配位を頭に考へて置く。現象を詳しく見るとリコネクションでは、尾部に於いても当然三次元配位を考へることが必要である。即ち、dawn-to-dusk (Y軸) 方向の構造も考へなければならぬ。尾部のプラズマシートは厚さ z (Z軸) 真夜中 ($Y=0$) で一番薄く、東西に厚くなる。事実、磁気圏前面でリコネクトした磁場の一番早く且つ一番強く尾部を圧縮するのは恐らく $Y=0$ (真夜中) 間内の磁場であろうと予想される。尾部でリコネクトするとすれば、真夜中近傍が最初であろうと思われ。もしもこのことが事実だとすれば、 $Y=0$ 間近の領域でリコネクトし、プラズマは X 軸方向に左右に引き出される。当然、この局在した磁場とプラズマの動きは、ゴムバンドを左右から引張ったとき、その裂け目が、力と直向方向に裂けるように、Y 方向にリコネクトする領域が磁気音波モードを遊して波及していくであろうことが予想される (図1参照)。そこで、リコネクションが進行するときは、その領域に流れ出した tail current (dawn-to-dusk) をなくすことに対応するから、リコネクトする領域が Y 方向に bound しているというよりは、リコネクション領域の両端に space charge (電場) を作ることを意味する。この space charge は今正にリコネクトした時に閉じた磁場を遊して、図2に示す如く discharge されるであろう。dusk 側では、リコネクションの進行に伴って電離層に降下して、それは強く光らせるであろう。しかも、リコネクト領域は恐らく磁気音波の速度 ($\sim 300 \text{ km/sec}$) で東西に広がっていく。従って、電離層では恐らく 1 km/sec 程度の速度で流れる。これは westward travelling surge であり、考えは如何であろうか。又、field-aligned current が東西に流れるため、この付随した磁場の変動として、P.3 を理解するにたつてある。更に補高流の field-aligned current の存在や、westward electrojet の存在もあわせて説明できるであろう。

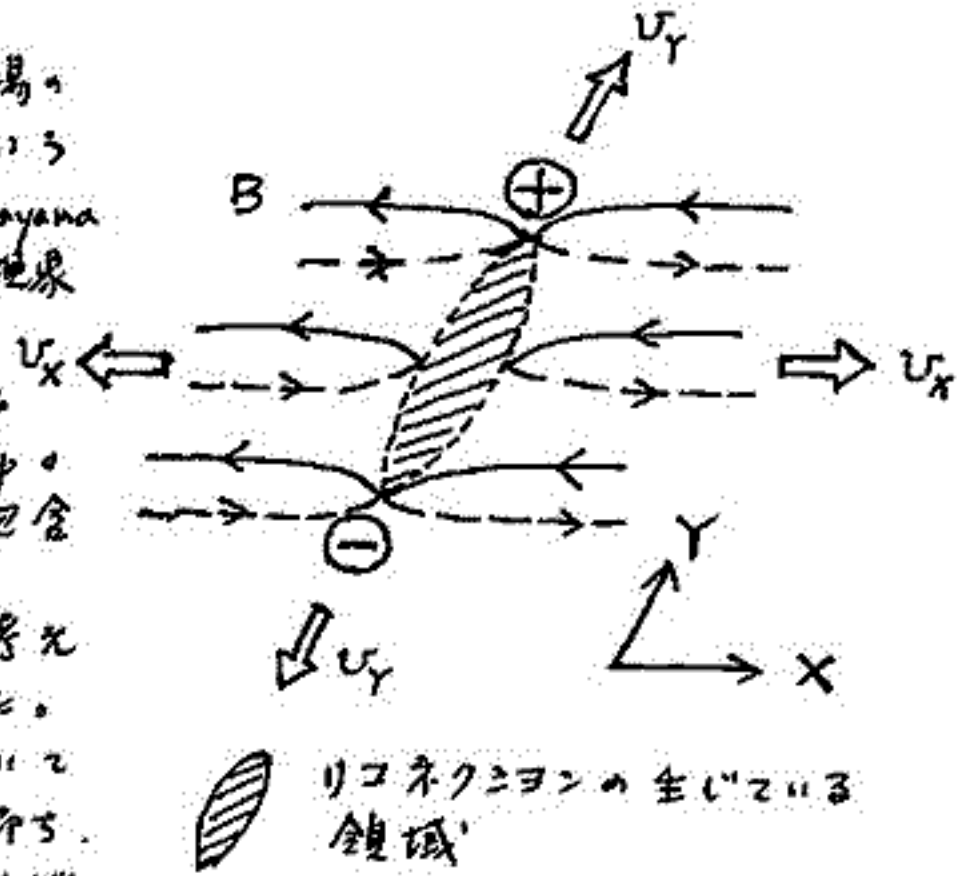


図 1

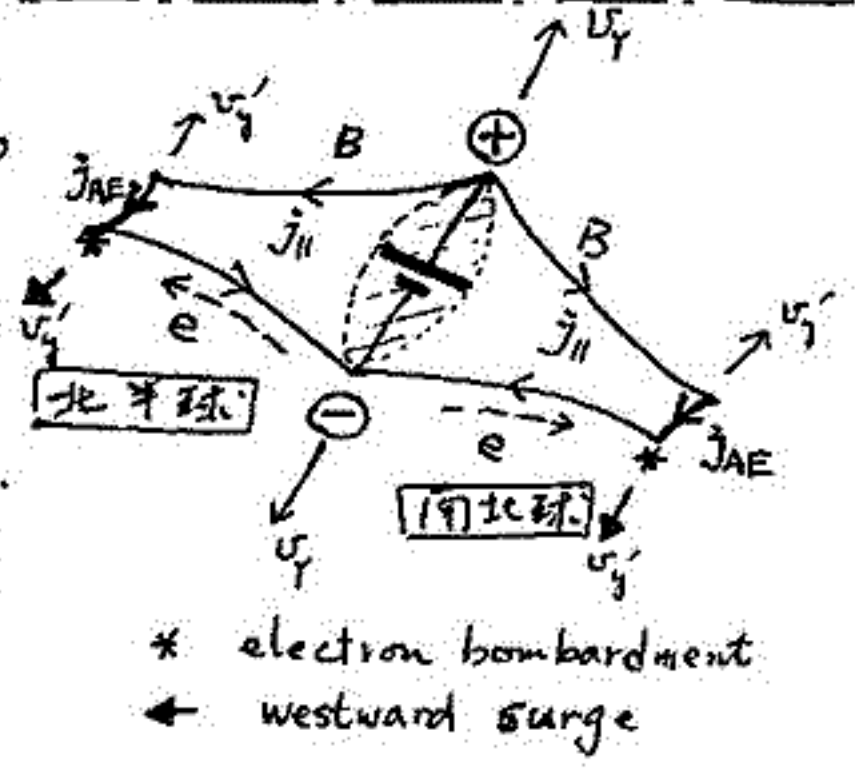
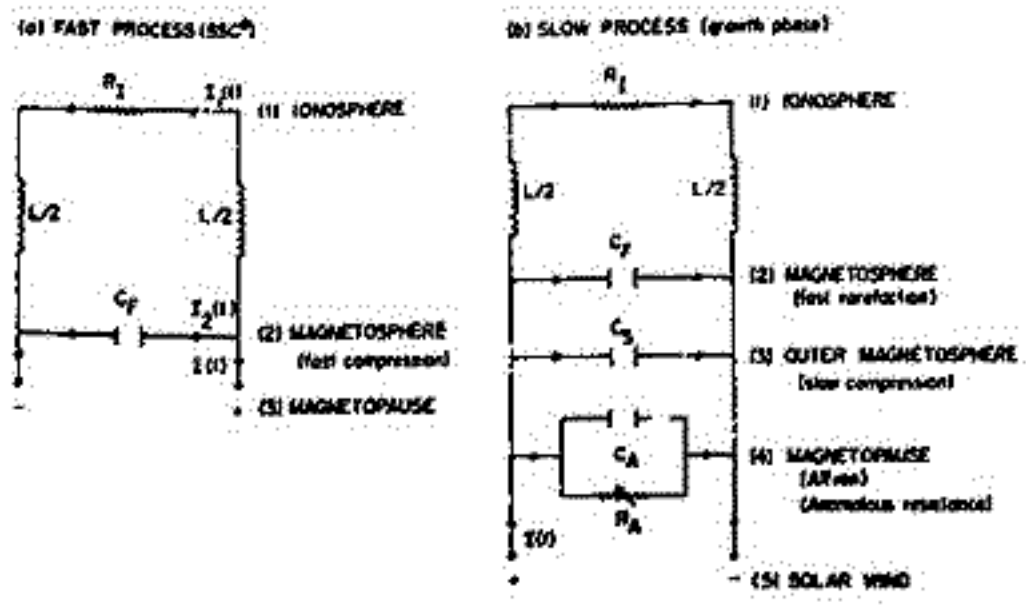


図 2

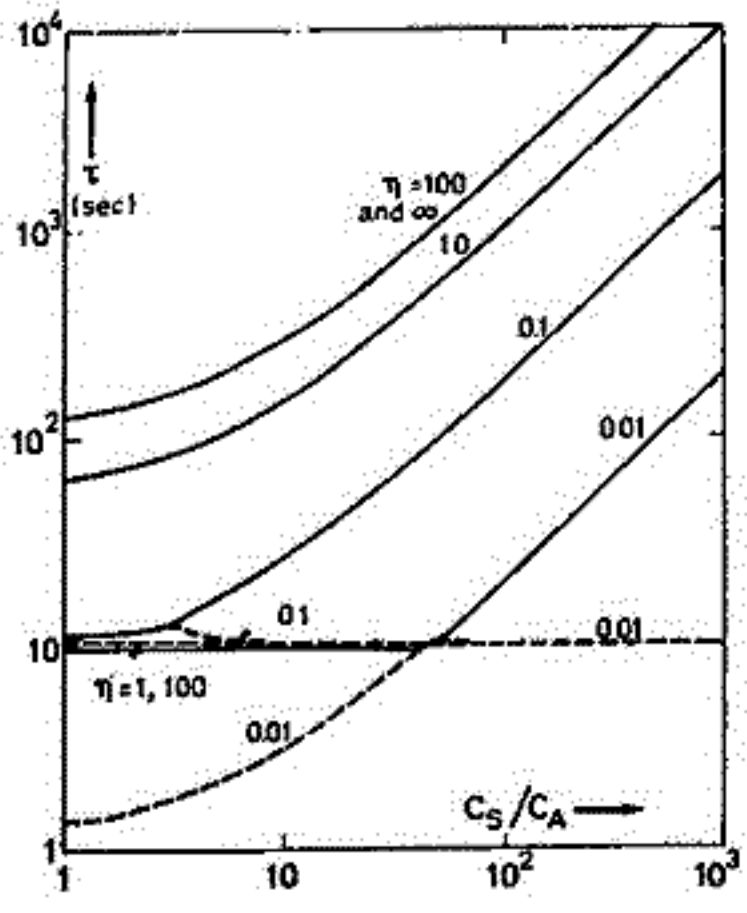
玉 尾 敦
 東京大学理学部地球物理研究施設

太陽風磁場の南北成分が北向きから南向きに変る遷移期間内に磁気圏に誘起される電場及びこれに伴うプラズマ対流、高緯度に於ける電離層電流の発生機構を非定常相互作用の見地から定性的に論ずる。相互作用の初期に於いては電場の時間変化に比例する電流が昼側の磁気圏境界面に流れ、これによる外向きのストレスに依りて磁気圏プラズマは外向きに加速される。この変化に伴う rarefaction は fast mode の電磁流体力学として磁気圏内部に伝えられ、その通過した領域は東向き電場並びに昼向きプラズマ運動を生ずる事となる。同時に外向きの運動と太陽風の流入のために slow mode の圧縮領域が出来る。此の内部ではガス圧の増加に伴って磁場の強度は減少する。一方東向き電場は磁力線に沿ってアルファベット波によって高緯度に伝えられ、電離層内に二つ目の Hall 電流を流す事となる。以上の電磁流体力学解を C, L, R の交流回路(才1図)でおきかえて、特性時間を求めると、slow mode と Alfvén mode の電流に対応する capacitance の比、 C_S/C_A が 10^2 程度と有ると、特性時間として 10^3 sec をとり得る。此のモデルは磁力線結合モデルの初期状態を記述するものであり、準定常状態に移ると電流は capacitive なるものから resistive なるものになる。これに関連した異常抵抗についても論ずる。

才1図



才2図



恩藤忠典, 相京和弘 (電波研究所)

Explorer 33, 34, 41, 43号の磁場観測値に最小自乗法を適用して求められた Mead-Fairfieldモデルは、現存する磁場モデルの中で最も現実に近い信頼できるものである。今回はこのモデルを用いて、電場ドリフト速度と磁場勾配ドリフト速度の分布を比較し、プラズマ対流領域を求めた。その結果プラズマシートの内端以遠では、keVオーダーの電子が対流していることがわかった。

今回はこのモデルの高緯度磁力線と磁気赤道面との交点を SQ ($K_p=0, 0^+$), Q ($K_p < 2$), D ($K_p > 2$), SD ($K_p > 3$) の各場合について求めた。その結果地磁気活動の大きい時ほど、 $\Lambda=64^\circ$ 以上の磁力線の赤道面投影は朝夕側で外側へ膨張していることがわかった。この傾向は 70° 以上の磁力線について特に著しい。 64° の磁力線の投影は SQ と SD の場合とで殆んど差がなく、 $5.3 \sim 5.5 R_E$ の内に落ちる。又高緯度の磁力線ほど K_p が大きい時に、夜側で地球の方へ押されている。

更にこの磁場モデルを用いて、対流電場と地球共回転電場とを加えた総合電場中のプラズマドリフトの流線についても、その計算結果を発表する予定である。

上山弘・武井忠雄
東北大学理学部

磁気嵐後数日に行なわれ、中低緯度においても夜間D層に電離の増大を示唆する現象がみられ、さらにロケット観測から低緯度でも高エネルギー電子フラックスの低下が報告されている。これに対し理論の面では、高緯度の場合にくらべ、中低緯度電離層におよぼす磁気嵐高エネルギー粒子の効果についての研究は未だ十分とはいえず、中低緯度電離層におよぼす高エネルギー粒子の効果と評価するに、磁気嵐・電離層の現実的モデルにもとづいて、radiation beltからscatterされ降下する電子フラックスのスペクトルを理論的に算定し、夜間D層の電離度および電子密度の計算を行う。

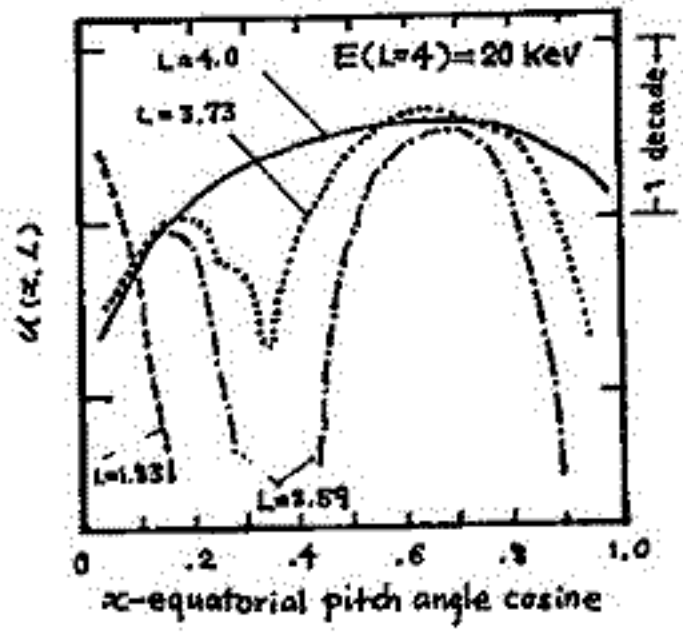
中低緯度電離層に降下する電子は、磁気嵐時に外部磁気圏において急激に生成され、同時に局所的に高緯度に降下してしまつて残りのフラックスは、電磁場のゆらぎにより散乱され、一部は降下してL-shellを横切つて内部磁気圏にまで拡散してしまつておるから、長時間(数日)にわたる輸送過程における散乱・拡散過程を十分正確に記述する必要があり、ionosphere内におけるpitch angle scatteringには、whistler mode wave turbulence ($f \sim 600 \text{ Hz}$, $|B| \sim 10^{-4} \text{ weber/m}^2$) におけるcyclotron/Landau型のscatteringとCoulomb scatteringとを考慮して、その拡散係数 $D_{\alpha\alpha}$ を算出する。前者は $L \geq 1.8$ 、後者は $L \leq 1.2$ 位が重要である。Radial diffusionの機構としては、磁気嵐対流場のゆらぎ($f \sim 10^3 \text{ Hz}$, $|E| \sim 10^3 \text{ volt/m}$) によるものとし、その拡散係数 D_{LL} として算出する。これは他の機構(磁場のゆらぎ shell splitting等)による拡散に卓越する。

これらpitch angle diffusion および radial diffusion の両過程が同時にoperateするものとして考慮し、且つ各拡散係数の大きさも考慮する。この問題に対しrelevantな方程式として次の形の simultaneous radial and pitch angle diffusion equation が得られる。

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\alpha S(\alpha) D_{\alpha\alpha}(\alpha, L) \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\mathcal{U}}{\alpha S(\alpha)} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}(\alpha, L)}{L^{3/2}} \frac{\partial}{\partial L} (L^{3/2} \mathcal{U}) \right) + \frac{\mathcal{U}}{\tau(\alpha, L)}$$

ここに、 α は equatorial pitch angle cosine, $S(\alpha)$ は spiral integral, τ は loss cone particle の life time で $\mathcal{U} = \mathcal{U}(\alpha, L, t)$ は $\mathcal{U} \propto j \times \alpha S(\alpha) L^{3/2}$ の関係で微分フラックス j と結びつけられる量である。具体的には、上の方程式の定常的境界値問題を 20-200 keV 電子について数値的に取扱つて、各Lにおけるtrapped fluxと precipitating flux を求め、附図は解の一例であるが、境界条件および境界値については講演を詳述する。

これら precipitating electron の電離層への効果は、そのenergyから容易に想像されよう。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分布の計算結果と interpretation について報告する。



simultaneous radial and pitch angle diffusion equation の解の一例

二、三のプラズマ不安定の大域的考察
 — 初等カタストロフィの適用について

武井 恵 雄

東北大学理学部

前回の学会で、カタストロフィ理論に依拠したサブストームのモデルが、永田先生により提示された。(cf. T. Nagata (1973); A Topological model of the magnetospheric substorm, NIPR preprint) このモデルの当否については、interplanetary magnetic field と substorm の関係等、実験的、観測的事実からの検証がなされるべきで、それはモデルとして当然のことであろうが、永田先生の御意旨は、単に個々の現象についての intuitive model の提示に止まらず、むしろ意味で、philosophical な問題にも触れる、実例を通しての一つの提案をおよと受止めたい。

然し私は、R. Thom を主要者とする近來の Structure Stability に肉する数学的研究の進展を、幾分か違った観点で受止めているので、その立場から、具体的応用を踏まえて、見解を述べさせていたがたい、と考えている。

Thom および Zeeman が、その数学的立場を離れて、いわゆるカタストロフィ理論の有用性について話ると、(特に日本における紹介者の発言ならびに著者において) 従來の解析的手法とは対立するものとしての側面が強調されているが、本来彼らの研究は多様体上の flow の問題であり、つまりは力学系の構造安定性という、大域的安定性の試論である。

いさぐえ、plasma physics をはじめ、我々の space physics の分野における安定-不安定の議論を振り返ってみると、手法としては平衡点のまわりの展開による線形安定性の理論に終始していて、言い換えると、力学系を記述する微分方程式の初期値に対する解の安定性という、局所的観点に止まっている、と言えよう。

これに対して、Thom 等を先駆とする多様体上の構造安定性に関する研究は、それが現在のところ gradient vector field による力学系にのみ適用しようという限定はあるが、微分方程式に関する大域的情報を与えてくれるという意味で、十分眩目する価値があると思われる。但し、応用面では、それら理論の適用の基盤について十分吟味することが必要であり、且、別の面では、従來工学者により定められてきた、非線形振動論や、非線形波動論の成果との対比、乃至はその評価を忘れるべきではないであろう。

これらのことを踏まえて私見を述べれば、通常カタストロフィ理論として紹介されている構造安定性をはじめとする大域的考察の有用性は、数学的には複雑な記述を必要とする力学系のある種のもつが、対応する多様体上の vector field の特異点(及びその近傍)の topological 性^{本質性}の解析に帰着される場合に於いて、特に有効に發揮されると思われる。

そこで、講演では plasma instability に例をとって、(ある場合には electronic circuit の analogy で) structure stability の応用について述べるつもりである。特にカスプ型カタストロフィとしての Duffing equation や、偏微分形となった場合の Kortveg-de Vries equation について検討したことを述べる。

荒木 徹
京大理

磁気嵐発始部は、1950年代から1960年代前半にかけて多くの研究者によって解析されたがその後、目新しい解析結果はなされてきた。しかし、これは磁気嵐発始部の Morphology の確立にのみ注意するのではなく、新しいデータが蓄積される前の中休み状態にあると思われる。

一方、IGYを契機に整備された地磁気観測所のデータの蓄積量はかなりのものになり、また人工衛星による観測データも利用できるようになって、太陽-地球間空間にわたる知識も飛躍的に増加した。したがって、ここでは磁気嵐発始部にわたる磁気嵐発始部の現象を再検討し、一言から新しい解析を可能とするその物理像をより明確にするべき時期に達しているように見える。このように観点から、今しばらく磁気嵐発始部にわたる考察を続けるべきである。

前々回から解析を続けていた磁緯度 S_c^* についての最大のポイントは、これが赤道電離層の状態に決定的な役割があること、あるいは、赤道 S_c^* は固有の global structure を持つ一環として生じるのかという点である。Sugawa は Hall conductivity の卓越するプラズマ層での H.M. 波の伝播の研究から前者の立場をとることを示唆しており、また Meyer は赤道 S_c^* は他の地域での S_c^* と全く異なる現象であるとの見解を述べている。しかし、これまでの解析結果から筆者には赤道 S_c^* と高緯度 S_c^* との間には密接な相関関係があり、したがって赤道 S_c^* は赤道 S_c^* と異なる固有の global structure をもつように見える。

赤道と高緯度地方の地磁気変化の相関については Fe. 5 (Matsumura 1961) や 同期1時遅れの DP2型変化 (Nishida et al 1966) があるが Kitamura (前回の学会) は高緯度 S_c^* と赤道地磁気の変化に正相関があると報告しており S_c^* の相関を認めるとすると同期1分遅れから数日の変化が赤道と高緯度ではほとんど同時に出現するようになる。これらの現象が共通の原因を持つのかどうかはまだわからないが、今後 Polar-Equatorial-Relationship という立場で統一的に考えなくてはならないであろう。

S_c^* と S_c^* はその特徴的な波形と急激な立ち上りに伴ってその開始時刻を精度に (数秒〜10秒程度の誤差で) 測定できるという特性をもつのである。この長所を Polar-Equatorial-Relationship の研究に活かすべく検討する必要がある。

吉川 清 荒木 徹
京大 理

前講演の指摘に基き、世界中の S_c の開始時刻に差があるかどうかはその $1/\tau = 2.4$ と考え、際々重要なポイントとなる。この問題に関しては Gerard (1959), Williams (1960), Yamamoto and Maeda (1960), Sata (1961) の case study があり、統計的では Nishida and Jacobs (1962) が 3ヶ月間の worldwide change (SE) を調べて asochronic curve を描いた。また Nagata (1952), Nagata and Hata (1955) は S_c^* が 1日-event の S_c より先行し得るとも述べられている。

これらの解析結果、 S_c が $1/\tau$ に一致していても、^{上記} 開始時刻決定の精度 (数秒~10分) はかなり低い。時間差 (数10秒) と問題としては、現象が常に一定の規則に従って起るのではなく、かなりばらつきのある性質のものがあることによると思われる。これは solar wind 中の discontinuity の geometry と $1/\tau$ の対応を十分に説明できず、地球上のデータに対する case study を行なうことで、より意味が深く、地球上のデータを扱うための統計的解析像の明確化に努めなければならない。

この観点から、統計的解析結果が Nishida-Jacobs の SE に比べて 1ヶ月に1件程度という点に不十分と思われる。下のような解析を行なう。

解析期間	1957年7月 ~ 1970年12月 12.5年間
場所	Honolulu と College of Magnitogram (H 磁方)
対象	SAFA Bulletin No. 33 (Mayaud, 1971) にリストアップされている S_c 全数
解析方法	Honolulu College 両観測所にて開始時刻を明確に (8秒位の誤差) 決定できる S_c のみを調べた (合計 105 events) その時間差を LT に対してプロット
結果	時間差の LT dependence はかなりばらつきが大きい。平均的には 1日あたり1.5個の傾向を示す。また、College が早く、PHI 万 (4h~5h LT) は Honolulu が早い。 College で S_c^* Honolulu で S_c の場合 (Honolulu で S_c^* がみられるのは、全解析期間中 5例に1例である) にも College が早いという傾向がある。

荒木 徹 菊池 繁
京大理

Sc の equatorial enhancement の原因については 今までの研究のなかから候補として得られるものを挙げておこう。

- (1) 南北両半球で対称な D_s current の集中 (Obayashi and Jacobs 1957)
- (2) 磁気流体系の ray focusing (Nanukawa et al 1964)
- (3) 磁気流体系の電流との相互作用による増幅作用 (Atlas 1968, 1969)
- (4) Sc 時の磁場増加 (北向き) により誘起された電場 (南向き) E による $E \times B$ drift (南向き) で dynamic layer 上部の荷電粒子が下へ運ばれ 電流伝導度 Σ 局所的に electo-jet と強化される。(Jacobs and Watanabe 1962)

== 2.1.8 下記 2 点に着目して (4) の正当性をデータのなかから検討してみよう。

- ① (4) の Σ が Σ_0 が有効ならば equatorial enhancement rate は $\frac{2H}{L}$ に依存するはずである。
- ② (4) の Σ が Σ_0 が有効ならば equatorial enhancement rate は 9 緯度の H/L の最大値より遙かに (数%程度) 最大値に達するはずである。

用いたデータは 1957年7月 ~ 1958年12月の Korcic と Green の Rapidium magnetograms である。

恩藤忠典 (電波研究所)

1968年9月30日 2345 UTのSCに伴って、2348 UTに夜中帯のフェルナで sharp Negative Bayが発生した。これとほぼ同時に $X = -9.14$, $Y = 7.92$, $Z = 0.66 R_E$ にあった CGO-5 では、 ΔB , $\Delta B_x \approx 50 \gamma$ にも及び大きな減少、 $B_z \approx 0$, 及び $\Delta B_y \approx 30 \gamma$ のスパイク状の増加が観測された。又 Bay 開始の約1時間前から CGO-5 の B_x 及び B は中々りと増加しており、磁気圏尾即ち嵐の成長過程が進んでいったことを示している。フェルナでは約1時間前から、 100γ 以上の地磁気擾乱が中々りと継続していった。

一方 $X = 27$, $Y = -10$, $Z = 9.5 R_E$ にあった Explorer 34号の B_z は、9月30日の2000 UT から10月1日の0015 UTまでの間ずっと南向きで、 $B_z = -6 \gamma \sim -2 \gamma$ の向にあり、 B は $5 \sim 6 \gamma$ に留まっていた。0015 UTに B_z は -5γ から -11γ まで急激に減少し、 B は 5.5γ から 11.5γ まで急増加している。従ってこの磁気圏嵐に関する限り、惑星間磁場 B_z の北向きから南向きへの逆転に伴って、嵐の成長期が始まった可能性はまず考えられない。2345 UTのSCに伴って、CGO-5の B は約3分間の Rise Time の間に 6γ 増加し、その極大付近で磁気圏嵐が始まっている。今この磁場増加が空間的に $10 R_E$ 、時間的に3分スケールで起きたとして、誘起電場のオーダーを推定すると、 3.1 mV/m 程度になり CGO-5 近傍の成長期の西向き対流電場とオーダー的に一致する。一方 CGO-5 は明瞭にあったから、 $\Delta B_y = 30 \gamma$ の急増加は磁力線に沿った内向き電流 $\sim 0.02 \text{ amp/m}$ によると思われる。

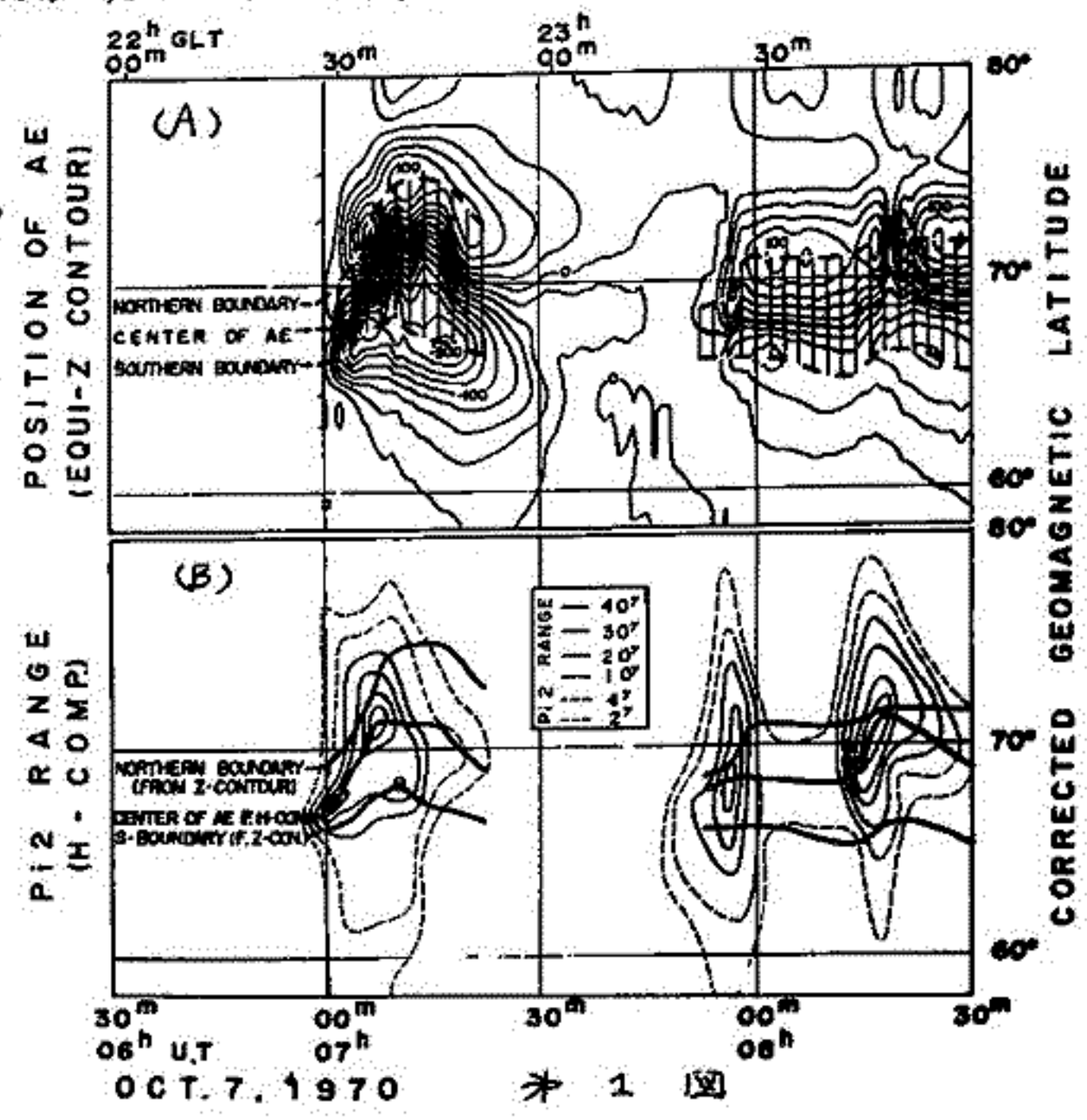
以上よりこの嵐の成長期に偶然 SC が起って、磁気圏嵐を誘起した可能性が考えられる。この時間区間の D_{st} は、特に SC 後に大きな変化を示さず、典型的な磁気圏には成長してはいない。

斎藤 尚生・榎井 亨
東北大・理

Substorm の 発起機構を 理解する 上 に substorm の onset を 正確に 決定する 事は 極めて 重要である。 斯く substorm onset を 決定する 場合に aurora の macro 的な 発達過程を 定量的に 追跡する 事は 基本的に 重要であるが、 現在の 観測手段では aurora 観測位置による 一時的な 観測データを用いても 地上観測データを用いても 広範な 領域における aurora を 連続的に 捉える 事は 未だ 不可能な 現状である。 又、 ordinary magnetogram による substorm onset を 決定しようとする と 高緯度においては、 磁場変動の 局地性が増し、 緯度による onset の ずれも sharp になる 為には、 一連の substorm の onset を 決めるには 決定的な station の data と 総合的に 解析せねばならぬ という 欠点がある。 是れに対し、 高緯度 P₂ 型 磁気振動の onset の 明瞭であり、 且、 substorm onset と P₂ onset の one-to-one correspondence がある 事から substorm の 発起過程を 研究する 上 に 高緯度 P₂ 型 磁気振動の 有力な 定量的な 事象の 予測に 役立つ。 是の 意義から 今回 は 次の 幾つかの 点を、 P₂ 型 磁気振動の substorm への 関係と 明らかに する。

- (1) 磁気図における P₂ と 地上の P₂ の 関係
- (2) 高緯度 P₂ と 低緯度 P₂ の 関係
- (3) P₂ onset と substorm onset の 関係

この 中、 高緯度 P₂ の 性質を 示す 例として 第 1 図を 例示する。 是の 例は Rasther の 観測による chain station の data に 基づくものであり、 第 1 A 図は substorm の 発起時とその 後の auroral electrojet の 位置の 時間的変動を示し、 第 1 B 図は P₂ の 発起時と 緯度効果の 時間的変動を示す。 是の 例から auroral electrojet の 流れと 高緯度における P₂ 成分の存在が 示され、 是れは P₂ の 発起の 前夜に 高緯度 AE の 流れと 緯度と ほぼ一致する 事を 示す。



国分 征

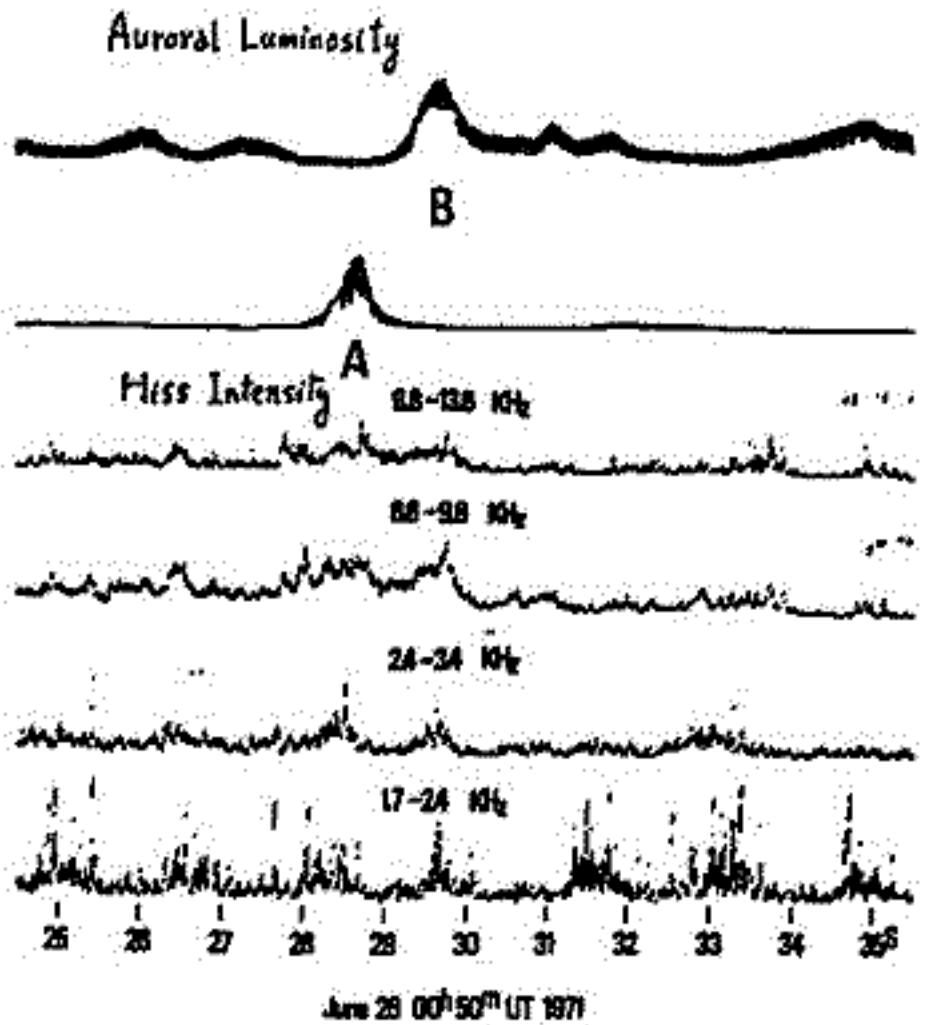
東京大学理学部地球物理研究施設

ELF-VLF帯で1分(15)10秒から数分程度の周期をもつ放射(QP)が観測される。このうちのうちあるものは地磁気脈動(GP)と深い相関を示すことが知られている。これまでの解析では、QPの強度変動とGPの波形の比較から、両者の相関が深いものと、殆んど相関をもたないものとに分け、QPの特性が調べられてきた。(ただしながら、高緯度地域におけるGPの波形は、昼間観測されるものでも極めて複雑なものも多く、波形の比較程度の解析では、実際には相関を示すものでも見落される可能性も多い。そこで、QP-GPの対応関係を更に詳しく調べる目的で両者のコヒーレンス解析を行った。用いたデータは1973年1月昭和基地で観測されたものであり、磁気テープに集録されたGPとQPのデータをデジタル化して解析を行った。1973年1月は、VLF放射の活動が高く、31日のうち、28日間顕著な、昼間のVLF放射がみられ、そのうち、20日程度、QP的変動が観測された。

- 結果
1. GPと相関を示すQPの周期は、50~20秒のものが多く、PC5との対応はほぼ等しい。
 2. QPと相関をもつGPの偏波率(H-D)は一般に大きく、コヒーレンスは、0.8~0.9になる。偏波の向きは、解析したうちの各程度は時計回りである。
 3. GPの波形を計っただけでは対応がつかない場合でも、QPに対応する周期成分が認められる場合も少なくない。

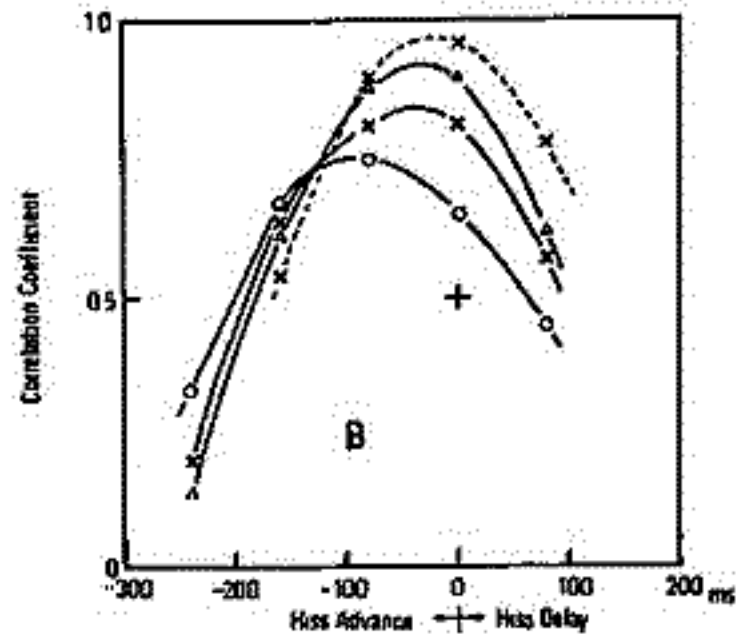
小口 高
東大 理

オーロラ活動に伴う Hiss の Emission は従来よく知られており、Auroral Hiss のバースト状に現われること、オーロラの或種の活動に種めつた相関を持つこと、Auroral Hiss の或るものが Whistler 状の僅かな Dispersion を示すことなどが知られて来ている。しかし、従来のオーロラ記録が、パターンと目指すものは時間分解能が悪く、逆に時間分解能の高いものはオーロラのごく一部しか見られないう利約のため、Hiss のいかなるオーロラのいかなる activity に対応して発生するものがあるかが判らなかつた。この程度が、オーロラ粒子の降り込みと Hiss の発生の間の関係を長い間、統計的なもので以上にするべきと許さなかつた主な理由と考えられる。



超高度のラレビカメラと VTR を用い、音響チャンネルに VLF 記録を同時録音することにより、その identification が可能になった。図に示すのは 1971. June 26. 1UT (= 14T) 頃に起った Local Breakup に伴うオーロラの或る部分の明るさと Hiss の時間変動の比較で、A, B = 7 所のオーロラ強度に伴って Hiss の強度が急激に増大していることが判る。

下図は、その Correlation を示すもので、Coefficient は Hiss の周波数によって違ってくるが、0.75 から 0.97 に達している。この例では、Hiss のオーロラ強度より約 30 ~ 100 msec 先行しているが、これは Hiss の先行方式ではなく、殆ど同時のものである。



- 1) 割合に背の高い sheet 状のオーロラ、が部分的に急速に明るくなり、早い右廻りの回転運動をする。
 - 2) 大きさは長さ 2 ~ 30 km、巾 1 ~ 2 km のものが多いため、大ききものも小さいものもあり、長いバーストでは概してスケールも大きき。
- 又 Aurora と Hiss の時間関係は
- 3) 概して Hiss がオーロラに先行する。オーロラの遅れは数十 ms ~ 100 ms。但しオーロラ自身の遅れ (hidden line の効果) を考えれば、ほとんど同時と云って可い。

以上から Hiss emission の領域はかなりの位所であるように思われる。又、対応する入射電子のエネルギーを算出して低エネルギーのものは考え難い。

SYNOPSIS FOR INITIATION AND DEVELOPMENT OF POLAR MAGNETIC SUBSTORMS

極島 現象

栗大・王里

Midnight auroral zone へ 變遷した系は、20% 以上の electric jet expansion が 発見 され、時期 (T=0) に至ると、substorm が生じたのは DP-2 型現象 (S_q^P enhancement) の 発達を 表現したものである。新たに判明したこの系は、多くの substorm に共通した 特色を 持っているように思われる。

- ① T=0 へ 至ると、70% 前後の dayside polar cap を 中心に S_q^P enhancement が 発達し、全長は 1000 km 程度に達する。この系は、T=0 以前に 全長は 1000 km 程度に達していたが、T=0 以後は、1000 km 程度に達する。この系は、T=0 以前に 全長は 1000 km 程度に達していたが、T=0 以後は、1000 km 程度に達する。
- ② Enhanced S_q^P current の 中心は、従来より 高緯度側に 移動した。この系は、auroral oval が 変形した。この系は、auroral oval が 変形した。
- ③ S_q^P enhancement は、dayside polar cap へ 至ると、20% 前後に 全長は 1000 km 程度に達する。この系は、T=0 以後は、1000 km 程度に達する。この系は、T=0 以後は、1000 km 程度に達する。
- ④ S_q^P enhancement の 最盛期は、dayside polar cap へ 移動した。この系は、auroral zone へ 移動した。この系は、auroral zone へ 移動した。
- ⑤ この系は、 S_q^P enhancement の 発達を 示している。この系は、auroral electric jet expansion (10%) が 発達した。この系は、auroral electric jet expansion (10%) が 発達した。

S_q^P enhancement が 発達した系は、dayside と nightside へ 移動した。この系は、auroral electric jet expansion の 発達を示している。この系は、auroral electric jet expansion の 発達を示している。

この系は、SSC が 通過する 際に、auroral electric jet expansion を 示している。この系は、SSC が 通過する 際に、auroral electric jet expansion を 示している。

S_q^P enhancement の 発達に 関係する 現象は、極域 へ 移動した。この系は、auroral electric jet expansion を 示している。この系は、auroral electric jet expansion を 示している。

TIME-VARIATION IN LOW-LATITUDE GEOMAGNETIC BAYS ASSOCIATED WITH
DEVELOPMENT OF THREE-DIMENSIONAL SUBSTORM CURRENT SYSTEM

K. Kawasaki*, N. Fukushima* and Y. Kamide**

*Geophysics Research Lab., University of Tokyo, **Geophysical Institute,
University of Alaska
Fairbanks, AK 99701 U.S.A.

It has long been known that the horizontal disturbance force of a low-latitude bay disturbance at the earth's surface exhibits a clockwise rotation in the forenoon sector of the earth, and a counterclockwise rotation in the afternoon sector during the course of a substorm (c.f., Hatakeyama, 1938). On the other hand, recent observations and calculations suggest that the ground magnetic signature of a substorm can be ascribed to a three-dimensional magnetospheric current system which closes in the polar ionosphere along the auroral oval. In this report, it is shown that when time-variation is included in a model three-dimensional current system consisting of dipole field-aligned sheet currents, auroral electrojets and a partial ring current, the senses of the rotations of the horizontal force of the low-latitude bay disturbance are qualitatively predicted. It is assumed that as the substorm current grows, the longitudinal extent of the field-aligned sheet currents also expands. The effects of rotation of the three-dimensional current system relative to ground stations during the course of a substorm are also included.

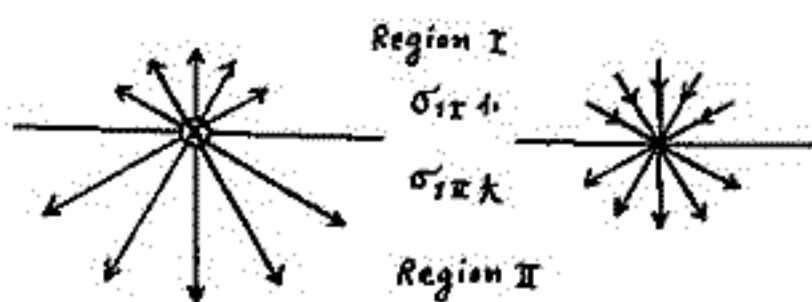
Field-aligned current と電離層電流との つながりに関する問題

福島直
東京大学理学部

磁気圏と電離層を結んでいる三次元電流系において、field-aligned current が電離層電流と結びつく様相は、電離層の電気伝導度分布に依存する。鉛直に入射する電流が電気伝導度一様電離層に流れていくときには、地上では磁気圏・電離層の電流による磁場は感知されない。Field-aligned current が斜めに入射する影響に対する補正は比較的容易であるから、鉛直に入射する電流が実際の電離層中でどう流れていき、その電流がどのような二次元等価電流系になるかを調べておけばよい。一般に電離層の電気伝導度が一様でない場合に、地球とが電離層にある電位分布を与えて電流分布がどうなるかを求める問題については、既にいくつかの試みが行われている。ここでは電離層電気伝導度が不連続になっているところに鉛直に電流が流れこんでいる場合には、Pedersen current および Hall current はどのように流れ、地上に及びる磁場はどんな二次元電流系で表現されるかについて考察した結果を述べる。

Pedersen current に関しては、

実際の電流分布 二次元等価電流図



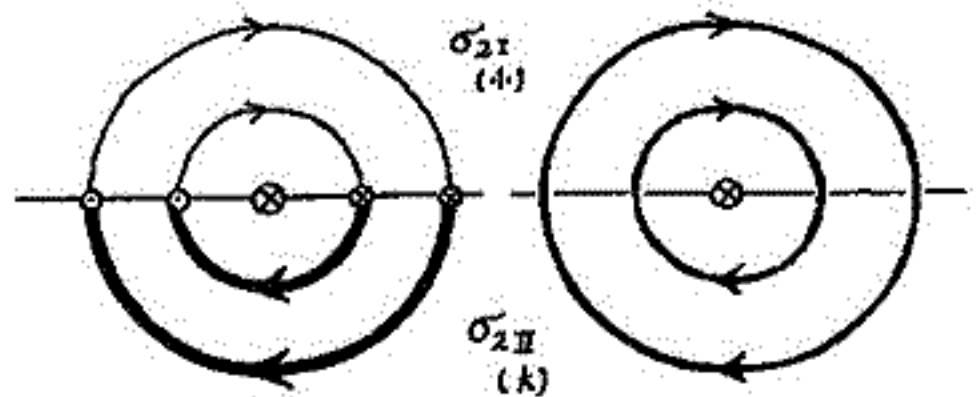
Field-aligned current が電気伝導度不連続の線上にならんでいる場合には、



Hall current は、電気伝導度不連続のところで電流の連続性を保つために、次の二つの極端な場合について考える。

i) 電気伝導度不連続線上で field-aligned current として出入りする場合

実際の電流分布 二次元等価電流図



右の二次元等価電流図は、みかしの Hall conductivity が $\frac{1}{2}(\sigma_{2x} + \sigma_{2y})$ で一様な値になっている場合に相応している。

ii) 電気伝導度不連続線上で電荷の集積が起これば field-aligned current は流れない場合。この場合には集積された電荷が Pedersen 電流として消失していき、Hall current により供給されるのが釣り合いを保っている。このような場合には、二次元等価電流図のみかしの Hall conductivity は $(\sigma_{2x}\sigma_{2y} + \sigma_{1x}\sigma_{2x}) / (\sigma_{1x} + \sigma_{2x})$ と与えられ、この値は一般に $\frac{1}{2}(\sigma_{2x} + \sigma_{2y})$ よりも小さい。電気伝導度不連続線上にあらわれる電荷による電位で二次的に生じる Hall current の影響も算定してみると、それは考えなくともいいという結果が得られた。

以上の結果を考慮すると、いま後には dawn → dusk 方向に外部からの電場によって field-aligned current が流れている場合、polar cap 内の電気伝導度がまわりの領域と比べて異なっていると、polar cap 内の静電場の方向は外部電場の方向と比べる方向がずれることになる。

日本地球電気磁気学会

第55回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和49年5月15日(水)～5月18日(土)

会 場 渋谷区千駄ヶ谷区民会館 渋谷区神宮前1-1-10

Tel. (402) 7854

懇親会会場 国際電信電話株式会社 新宿分室

新宿区西大久保2-342

Tel. (203) 0170

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
5月15日(水)	第1会場		機器開発・室内実験				惑星および惑星空間			運営委員会		
	第2会場					ロケット観測						
5月16日(木)	第1会場				磁気圏Ⅰ				磁気圏Ⅱ			評議員会
	第2会場	プレート テクトニクス	古地磁気Ⅰ			古地磁気Ⅱ	岩石磁気					
5月17日(金)	第1会場	電波伝播				特別講演・総会			懇親会			
	第2会場	地球内部										
5月18日(土)	第1会場	成層圏・中間圏				熱圏・電離圏						
	第2会場	磁気圏Ⅲ				宇宙線						

第 1 日 5月15日 (水)

機器開発・室内実験 於 第1会場(9:30~12:00)

開 会 の 評

- I-1 中村正治, 伊東正貴, 伊藤富造, 中村良治(東大宇宙研) 二成分イオンプラズマ中のイオン音波 (15分)
- I-2 土手敏彦(理研) プローブのシース容量 (15分)
- I-3 竹屋芳夫, 南 繁行, 浅野敏郎(阪市大工) レゾナンスプローブの特性 (1)
— プラズマ周波数付近での特性 — (15分)
- I-4 竹屋芳夫, 南 繁行, 浅野敏郎(阪市大工) レゾナンスプローブの特性 (2)
— 非等方性プラズマ中での特性 — (12分)
- I-5 竹屋芳夫, 南 繁行(阪市大工) 交流イオンプローブ (4)
— 低周波プラズマインピーダンスの測定 — (15分)
- I-6 筒井 稔, 松本 紘(京大工) 宮武貞夫(電通大) プラズマ波の波長測定装置の開発 (15分)
- I-7 松本 紘^{*}, 宮武貞夫^{**}, 金政 晃^{***}(^{*}京大工, ^{**}電通大, ^{***}日本電気)
Large Amplitude Bernstein Waves (15分)
- I-8 亀井豊永, 前田 担(京大理) スペースデータ自動読取り装置について II (15分)

惑星及び惑星間空間 於 第1会場(13:00~16:30)

- I-9 清水幹夫(東大宇宙研) Pioneer 10 紫外スペクトル計データの解析 (12分)
- I-10 大家 寛(東北大理) Jupiter Magnetosphere - II (15分)
- I-11 大家 寛^{*}, 山崎満則^{**}, 長野 勇^{***}(^{*}東北大理, ^{**}京大工, ^{***}金沢大工)
木星プラズマ圏での電磁波モード変換 (12分)
- I-12 清水幹夫(東大宇宙研) 惑星大気のエアロノミーと原始地球大気 of 構造 (12分)
- I-13 清水幹夫(東大宇宙研) 原始地球大気 of 熱圏温度 (10分)
- I-14 清水幹夫(東大宇宙研) 金星の雲と原始地球海洋 (10分)
- I-15 川尻盛夫^{*}, 高橋富士信^{*}, 尾崎武之^{*}, 河野宜之^{*}, 河崎公昭^{**}, 祖父江義明^{**}, 井上 充^{**}(^{*}電波研鹿島, ^{**}名大理) (15分)
“かに星雲”偏波の太陽コロナによるファラデー回転
- I-16 青木孝夫(名大理), 袴田和幸(中部工大), 村山 喬(名大理)
惑星間空間磁場の方位角と Kp - index (15分)
- I-17 袴田和幸(中部工大) 惑星間空間磁場と地磁気擾乱の南北対称性との関係 (12分)
- I-18 渡辺成昭(電波研) 太陽中のHM波と不連続 (15分)
- I-19 坂 翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(I) (12分)
- I-20 坂 翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(II) (12分)
- I-21 渡辺 晃, 柴崎清登, 柿沼隆清(名大空電研) 太陽風速度の緯度分布と EUV コロナとの関係 (15分)
- I-22 小島正宜, 渡辺 晃, 鷲見治一, 柿沼隆清(名大空電研)
太陽風の構造を考慮した電波星シンチレーションの解析について (15分)

前田 坦・亀井豊永・その他
(東大・理学部)

最近スペースデータが比較的多く、しかも質のよいものが得られるようになった。地上データと突き合わせて研究する方法が広く行なわれている。そして、各種の新しい事実が明らかになつてきた。地球嵐は元々太陽からの各種の放射によるものであるから、地球上の現象の理解には、やはり太陽までさかのぼる必要がある。我々はまずスペースデータが利用できる1964年から後の太陽活動と地球嵐との関係をしらべ、それらに共通した関係と共通しない関係とを明らかにし、次にいくつかの個々の嵐について、その空間分布と時間変化の様子を解析し、太陽での各種放射の起源・惑星間空間への伝播の方法とそこでの歪み、地球圏への侵入とその影響について、時間的な経過を考慮しつつ、因果関係を説明しようとするものである。左のまでもなく、すでに多くの事実が知られ、またそれに対するいろいろな解釈もなされてきているので、これから行なう研究によって、すべてが新しい結果を得るとは考えていない。かなり多くの事柄はすでに明らかになつたことかもしれないし、それに対する解釈もあまり変わらないかもしれない。しかし、このよきな総合的な立場から数多くの嵐について、詳細にしらべることによって、いくつかの新しい事実も見つかるかもしれないし、また、あまりはつきりしなかつたことも、確認されるであらう。解析装置の完成がおくれたので、今のところ十分な結果は出ていないが、1964年以降の太陽地球関係を中心として今後の計画について報告し、御批判を頂きたい。

桑島正幸

地磁気観測所

地上における地磁気観測は、長期にわたって空間的に固定した場所での情報が得られるという点で、科学衛星による直接観測にはない利点がある。しかし一点観測のみでは、現象の発生領域あるいは伝播に関して正確な推定はできない。地上観測の利点を更に有効に生かすには、外部磁気圏からの影響が直接的であると思われる、極光帯での多点観測が必要である。

この目的に沿って、1973年9月に「昭和基地と内陸の「みずほ前進基地」、又12月に「昭和基地」と「大和山脈」で地磁気2点同時観測を行った。観測はフラックスゲートマグネトメータによるH、D成分のキート記録、およびインダクションマグネトメータによるX、Y成分の磁気テープ記録である。みずほ前進基地は昭和基地L=64に対してL=8.0であり、サブストームの細かい動きなどを調べることにより、磁気圏の物理的状態について興味ある結果が期待されるが、今回は速報として記録例をいくつか報告する。

田中良和・小川俊雄・小玉正弘*

京都大学理学部

京都大学理学部

理化学研究所

1972年、極光帯直下の昭和基地にて5000m³プラスチック気球を飛ばし、電場・電流・伝導度の高度分布と、30km一定高度に於ける各成分の時間変動を観測する事に成功した。用いた装置は従来から日本で用いて113ものとはほぼ同じで、0.2mmφ10m長のワイヤーアンテナをセンサーとして用いた。B5-13は1972年11月28日15時40分UT、B5-14は同年12月29日14時37分UTに放球し、それぞれ130分、120分後に約30kmの高度に達しレベルフライトに入り、前者は北西～西北西に流れ、後者は西南西に流れた。測器には特に回転装置は付けなかったが6分程度の周期で反時計方向にほぼ一様な自転をした。気球上昇中に得られた電場・電流の垂直分布を図1に示す。電気伝導率は電位と電場の比から求めた。この図から①、電気伝導率は2回の測定で良く一致し、30km高度で日本に於けるそれより約2倍程良い。これは高緯度に於ける宇宙線電離が強くなっている事で説明される。②電流・電場共に13号機が強く観測されているが同期間の昭和基地地上電場は平均値で149V/m, 108V/mであるから1.4倍の差が説明される。③更に13号機で電流が高度と共に変化している様に見えるが図2でも判る様に地上電場も共に変わっているのが時間変化によるものと考えられる。④特にこの時間変化は汎世界的雷活動が活発になる時間帯からずれていて、E-LF空電に著しい強度変化がなく、18時前後の極磁気嵐に於ける事、特に18時前後に地上電場に特徴的な準正弦波状の変化が見受けられる事等から極磁気嵐に関連して電離層電位が増加した可能性が高い。図2にB5-13のレベルフライト中の記録をまとめてみた。垂直成分を見て全期間、電気伝導率に著しい変化はなく電流・電場共同じ変化をしている。18時前後にピークの電場が存在し、地上電場の変化と良く一致し、局所電場や、気球電荷の影響ではない。±30mV/mに及ぶ急激な変化は磁場変動と良く対応している。次に21時頃にゆるやかな山が見受けられるがこの時間には南アメリカを中心とする雷活動が活発化したものと考えられる。19時30分頃から地上電場に擾乱を生じているがこれはカタパティック風による降雪が始まった事で気球高度には影響を与えてない。

次に水平電場を見ると全体に50mV/m程度の電界が存在し、磁気嵐に対応して18時22時、0時頃に類似の変化が見られる。図中の向きは地磁気方位を示され地理座標より45°西を向いている。又特徴的な事は夜半前南向き場で、夜半後北向きに転じている。そして西向き成分は18時22時、0時頃の極磁気嵐に対応して強くなっている。全体として磁場との対応関係は電離層中のHall電流の向きにある。詳細な解析は目下進行中であるが結果の概要をまとめてみた。

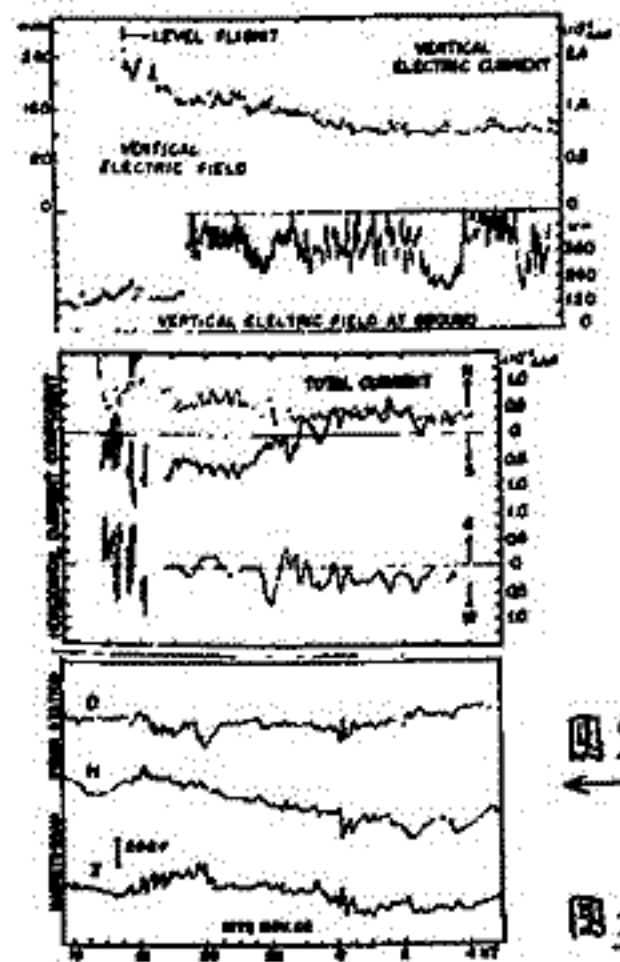


図2

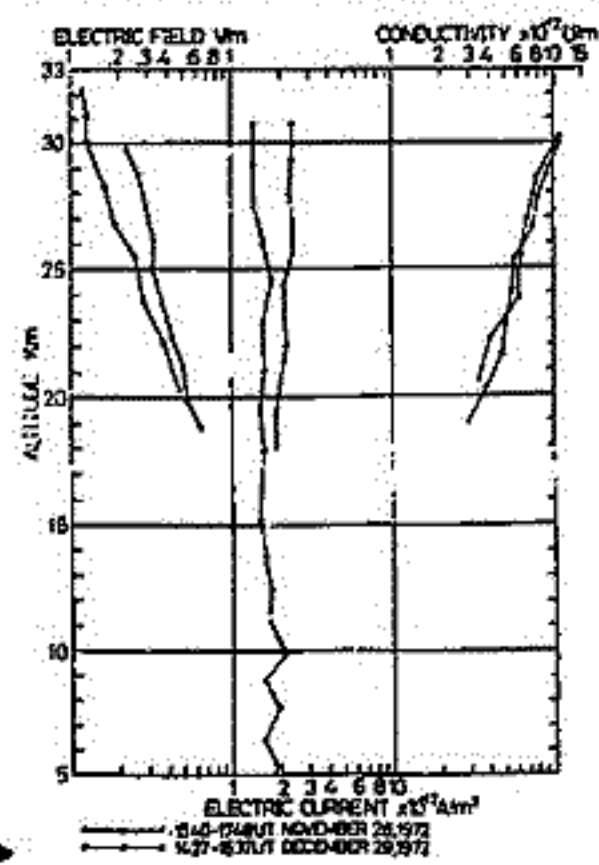


図1

鈴木 裕, 小松原 克夫
大阪市立大学工学部

I. 音の伝ばん特性

極光に伴って発生する超低周波音波の伝ばん路および減衰を CIRA 1965 の値を用いて, 大気は高さ 1 km 毎の層状構造をなすとして計算した。

①. 音速

音速 c は Laplace に従い次式で計算した。

$$c = \sqrt{\gamma p / \rho}$$

比熱の比 γ は大気を 1 原子気体と 2 原子分子気体との混合気体として計算した。

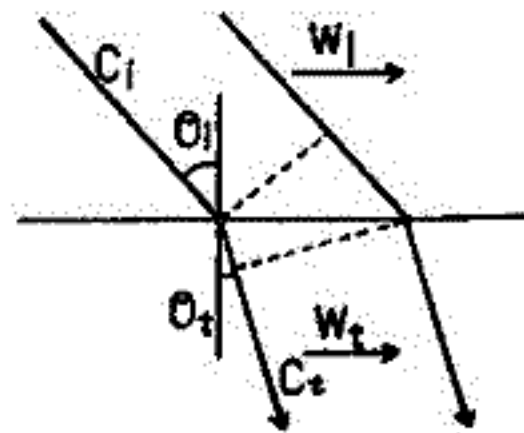
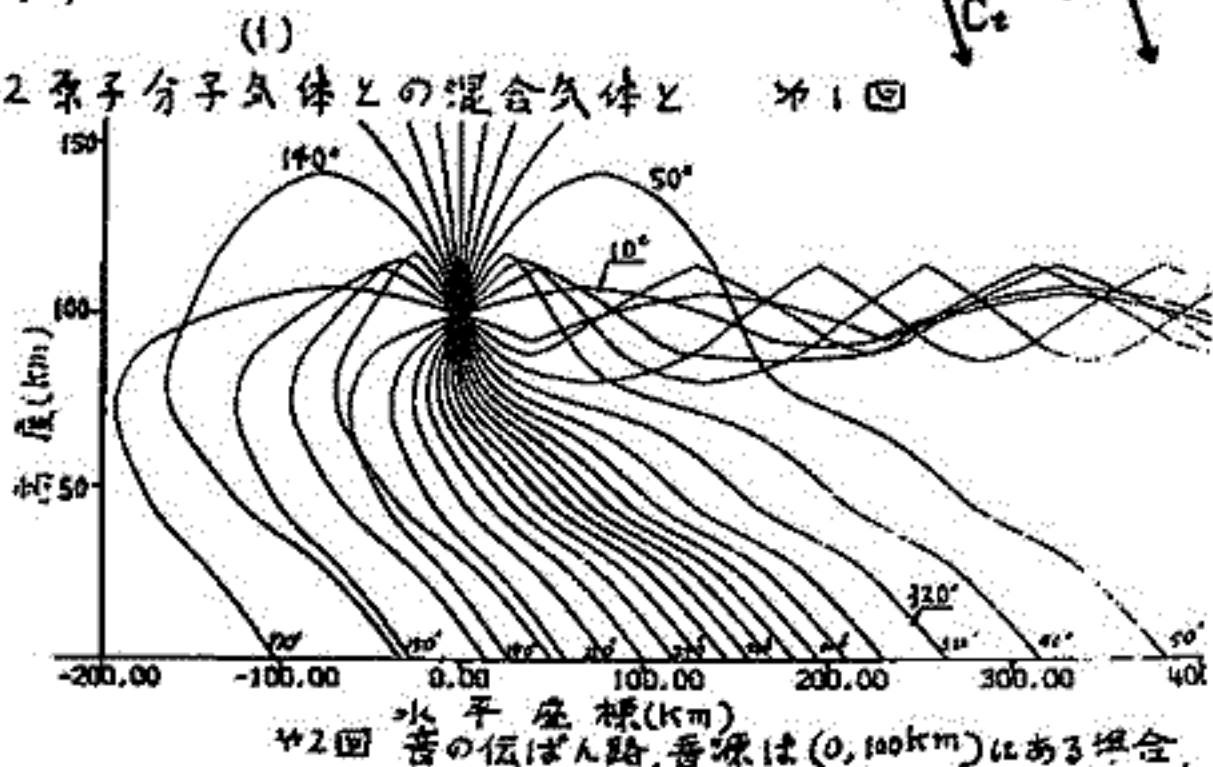
②. 音波の屈折

各層の境界での音の屈折は γ 1 回において

$$\frac{\sqrt{(c_1 + W_1)^2 + c_1^2}}{\sin \theta_1} = \frac{\sqrt{c_2^2 + 2c_2W_2 \sin \theta_2 + W_2^2}}{\sin \theta_2} = k$$

$$\sin \theta_2 = \left\{ c_2 W_2 \pm \sqrt{c_2^2 W_2^2 + k^2 (c_1^2 + W_1^2)} \right\} / k^2 \quad (2)$$

(1), (2) 式より伝ばん路を計算した。
 γ 2 回に示す結果は CIRA の 12 月と Model 4 の定数より計算したものである。



II. 音波の減衰

地上に到達する音波は次の 3 原因によって減衰する。

① 大気の粘性, 熱伝導等による減衰。

② 反射

③ 拡散によるエネルギー密度の減少。

このうち γ 1 項による減衰は非常に小さい。

②. 音波の反射

大気層の境界におけるエネルギーの透過係数は γ 1 回において,

$$E_t / E_i = 4 \rho_{01} c_1 \rho_{02} c_2 \cos^2 \theta_i / (\rho_{02} c_2 \cos \theta_i + \rho_{01} c_1 \cos \theta_t)^2$$

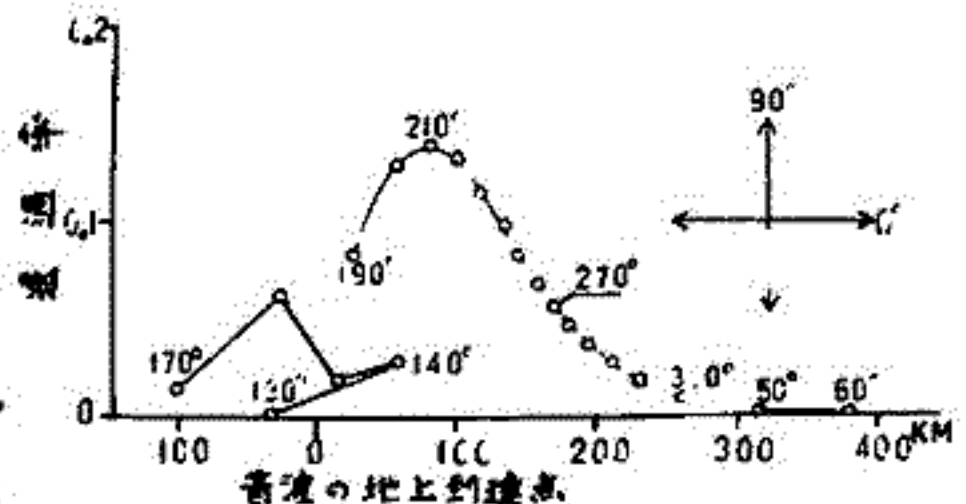
で表される。 ρ は各層での大気密度である。 γ 2 回の各パスについて透過率を計算して, γ 3 回に結果を示した。

③. 拡散による影響

音の伝ばんが等方的であれば r^2 (3次元では r^3) に比例してフラックスが減少する。 γ 2 回のパスを示す線密度が音波の energy flux に比例する。音源の直径を 10 km とすると, 100 km の直下の地上で 1/20 の flux にたると, 100 km 離れたと 1/30, 300 km で 1/200 とたると。

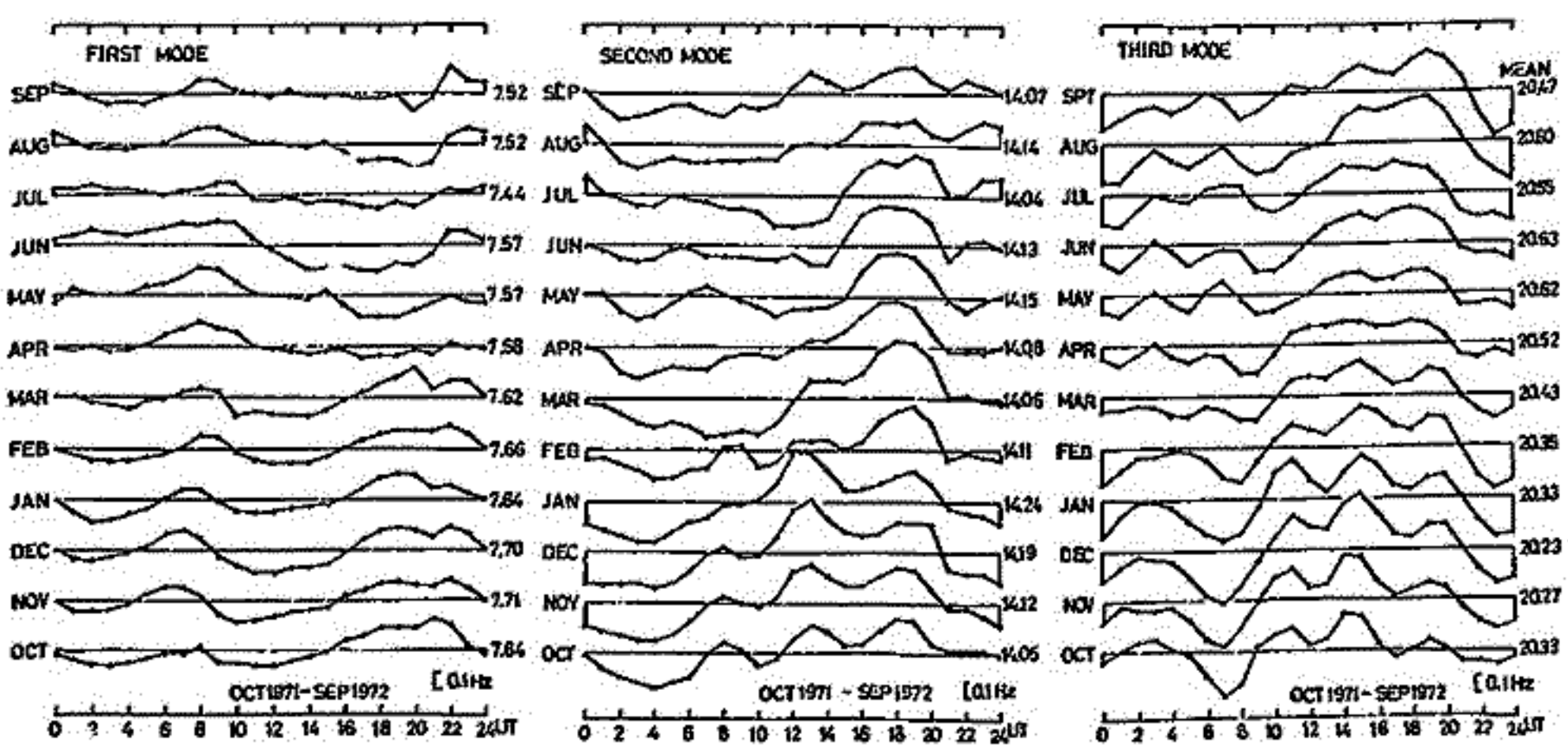
III. まとめ

① 音波は水平距離で 400 ~ 900 km 伝播し, 音源の直下から 100 km 離れたと直下の場合の 1/2, 300 km 離れたと 1/80 程度にたると。 ② 音源直径を 10 km とすると, 音源で 35 erg cm⁻² sec⁻¹ の flux で, 水平距離 100 km の点で 5 dynes cm⁻² の音圧を観測される。



村上 裕・小川俊雄
京都大学理学部

シューマン共振ピーク周波数の時間変化については、京都におけるホーモアンテナとレゾナンスモードトラッカーによる連続観測により、おもしろく議論できるものがある。ピーク周波数の変化は下部電離圏の反射特性が変化することと、電波源である雷放電活動度と雷放電地域分布が時間的に変化することによる。とを以て観測されたピーク周波数の日変化を各月毎に平均をとれば、得られる各モードの月平均日変化は、その月の平均的な下部電離圏反射特性におけるその月の代表的な雷放電活動度日変化による変化とあわせていえる。各モードの月平均日変化を第1～3図に示す。各モードとも日変化並に季節変化がかなり系統的にあらわれていられるがみられる。例えばUT 8時前後に第1モードで極大、第3モードで極小がみられるが、これはアジア圏の雷活動の季節変化によく対応しており、第2モードのUT 13, 19時、第3モードのUT 11, 15, 20時の極大は地球上のあまの地域での雷活動の経路と対応しているものと考えられる。さらに日変化の平均値が、特に第1第3モードでは、まじりた季節変化を呈しているがみられるが、この原因としては雷活動地域の季節変化のほか、電離層反射特性の季節変化の効果とみられる可能性がある。シューマン共振現象を説明するたのみに今までのモデルが考案されてきたが、どれも理論的に十分とはいえない。Nelson (1967) のモデルは電離層の昼夜変化・緯度変化を考慮したものであるが、計算途中の近似の妥当性が証明されておらず、精度の面で不完全である。Jones (1967, 1969) のモデルは電離圏を同心球殻層状に近似して計算した数値計算の精度は高いが、電離圏の昼夜変化の考慮と電波源分布の考慮による結果の妥当性が欠ける。さらに下部電離圏の反射係数と雷放電活動度分布に関して得られている資料が決して十分でなく正確な議論はできない状況であるが、我々はJonesの方法を拡張させて電離圏の昼夜変化と電波源分布の効果も考慮に入れたモデルでピーク周波数を計算し観測結果と比較して、使用したモデルの妥当性について論じる。



第1図 第1モードピーク周波数の月平均日変化

第2図 第2モードピーク周波数の月平均日変化

第3図 第3モードピーク周波数の月平均日変化

VLF伝搬モードから下部電離層の電子密度の推定

長野 勇 木村 磐根 浦保 正吾
 (金沢大・工) (京大・工) (金沢大・工)

まえがき VLFドップラー観測において、ロケットのスポンにより右施(Rモード)、左施(Lモード)が下部電離層にて観測されていることはすでに報告されている。(Fig.1) 筆者らは、Full wave的にVLF帯のモード分離の解析を行い、低電子密度領域の電子密度分布をR、Lモードの強度分布より推定することが可能であることを報告する。

方法 40 kHz 榎見川局を内、浦で受信する場合の座標系は Fig.2となり、電子密度分布をK-9M-35の観測より得られた値を基準(105 km³)にして、A,B,C,Dモデルを考へ、衝突回数の分布をFig.2のように仮定する。数値解析方法は不均質媒質を均質多層の薄層媒質と見なし、境界条件で整合し、モードを分離する方法である。Fig.2のモデルで、垂直空中線よりの入射波の境界Hは入射面に垂直になり、層中の入射面に垂直な境界モードの分布をFig.3に示す。Fig.3では、特にL_{up}モードがある高度にて急激に減衰する。R_{up}(whistlerモード)はL_{up}より低高度で減衰しはじめ、L_{up}の減衰した後に、ほぼ一定で生き残る。この両モードの境界強度は、電子密度分布によって、明確に異なることも示している、従ってL_{up}が急激に減衰するところでの強度分布と、R_{up}が生き残る強度などを観測データとして、仮定した電子密度分布より、Full wave的に得られたモード分布強度と観測値を比較し、ある誤差になるまで、仮定した電子密度分布を修正する方法により、電子密度分布が得られる。K-9M-35のDecent部分の観測値(Fig.1)で、矢印(98.5km)からLモードが受信されていることは、上述の計算例と一致する。また使用する周波数の選定と電子密度との関係、collisionを含んだモード分離の問題については、会場で述べる。

文献 (1). I Kimura, T. Tomimoto and K. Hiraiishi Planet. Space Sci. 1973, Vol 21, 671

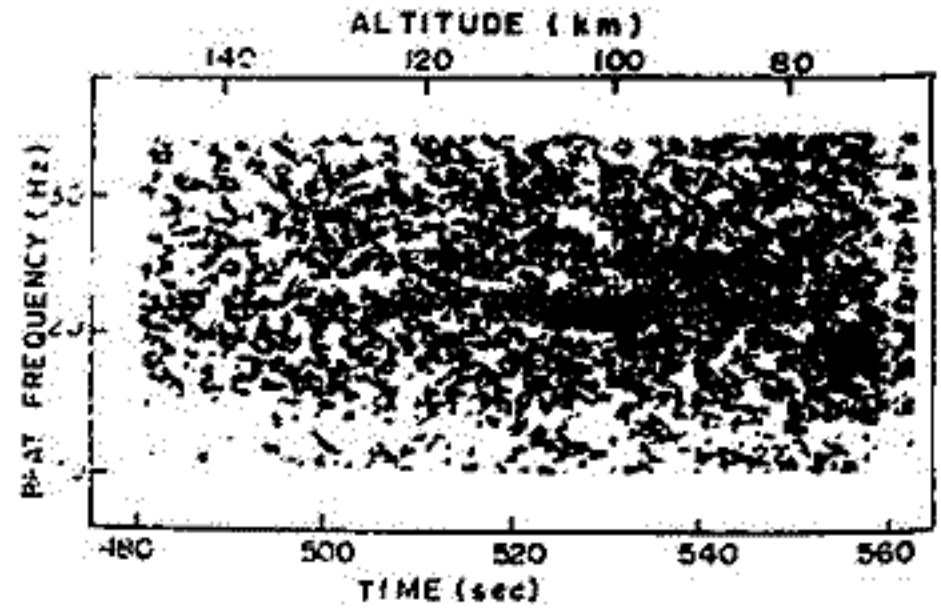


Fig. 1

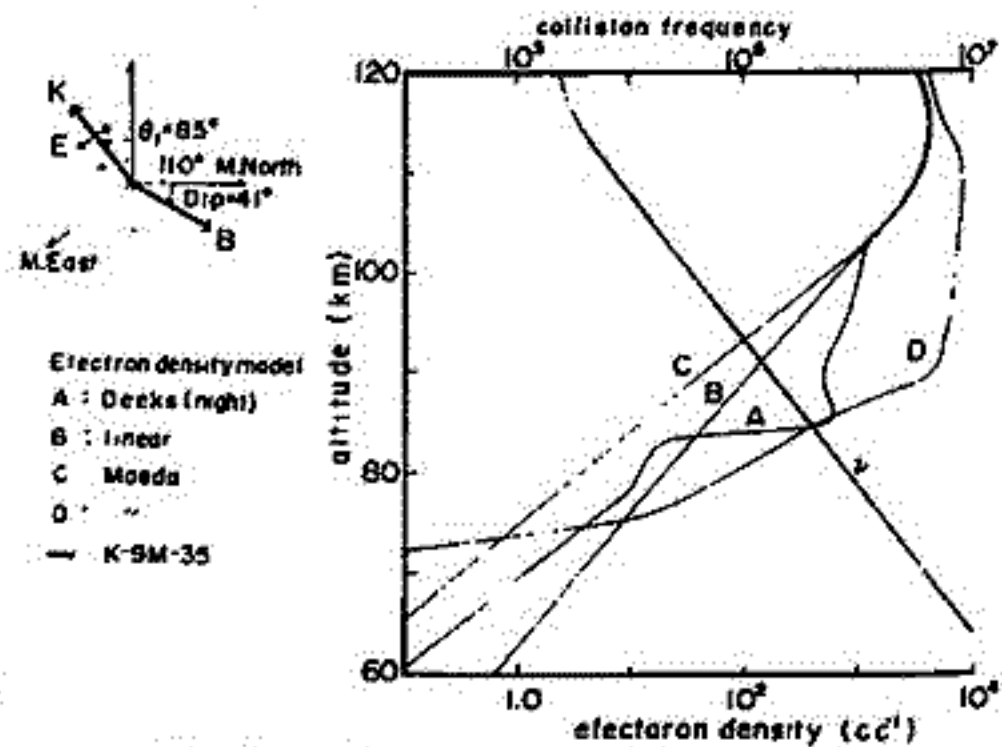


Fig. 2 座標系および電子密度モデル

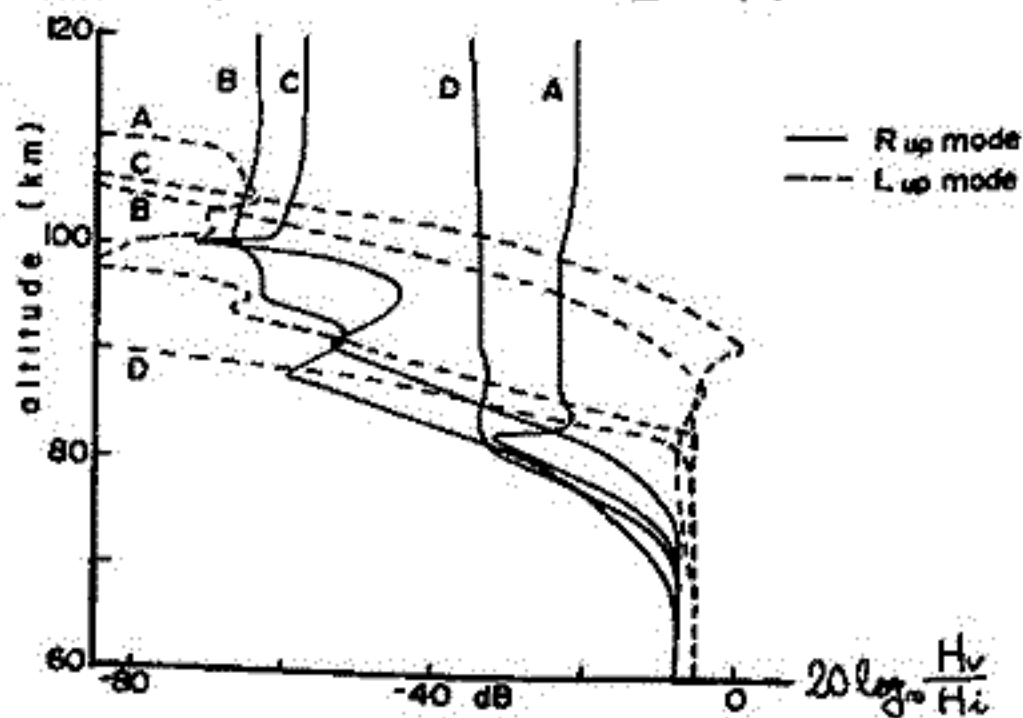


Fig. 3 境界強度分布

下部電離層 Sunrise layer の影響

味田 尙
電気通信大学

E-領域を、さらに二つの層に分ける考え方は、VLF伝搬の観測結果から、提唱されて来たものである。

Bracewell & Bain (1952)⁽¹⁾ は、近距離VLF伝搬 (<1000km) の受信電界の変動から、E-層を、時間的・空間的特性の異なる二つの層 (E_α, E_β) に分けることによつて、観測結果の日出時特性がよく説明されることを示した。このE_α, E_β という層構造を、E-層の生成論から論じたのは、Hargreaves (1962)⁽²⁾ で、さらに彼は、日出時に、E-層の下部の方が先に成長する状態をとりえて、"Sunrise layer" と名づけ、近距離伝搬の観測結果と対照している。

ところで、私達は、NWC (22.3kHz) - 管平伝搬に於ける、日出時のモード干渉を調べた際に、干渉効果では、どうしても説明できない電界強度極小が、受信点冬期の時期に存在することを示した⁽³⁾ が、これが、前述の Sunrise layer の影響であることが、判つた。

講演では、NWC-管平(約7000km)の長距離南北伝搬に見られる、Sunrise layer の影響についての解析結果を報告する。

(1) Bracewell, R.N. and W.C. Bain ; JATP, Vol 2, pp. 216-225 (1952)

(2) Hargreaves, J.K. ; JATP, vol. 24, pp. 1-7 (1962)

(3) Shibata, T. ; Rep. Ionos, Space Res. Japan, vol 27, pp. 129-132 (1973)

夜間電界強度変動 (I)

近江文好 太田吉美 柴田 喬
(電気通信大学)

夜間下部電離層維持に寄与する電子生成源としては、Scattered Lyman- α , X-ray star, Cosmic ray 等が考えられているが、これらの寄与を論ずるための1つの方法として、VLF標準電波の受信データの解析が有効であると考えられる。

Edwards et al.^①は標準電波の位相変動へのX-ray star (Scorpius XR-1)の影響を報告しており、又、電界強度変動に関しては、同様のことをAnathakrishnan and Ramanathan^②が行っている。Scattered Lyman- α , Cosmic ray等に関しては、筆者らの知る限りではあまり報告されていない。

NWC (22.3 kHz)-管平伝搬通路における電界強度の変動を見てみると、一見してE層反射である夜間のそれは、安定なD層反射である昼間のそれに比べて、明らかに不規則である。しかしながら、1973年の1年間に得られたデータにつき解析した結果、日出・日没時に高く、夜中に低いというV字型変動を高い頻度で示すということが分かった。この解釈は難しいが、定性的にはScattered Lyman- α の影響によるものと考えられないこともない。

① Edwards, P. J., G. T. Buritt and F. Knox Nature, 222, 1053-1054 (1969)

② Anathakrishnan, S. and K. R. Ramanathan Nature, 223, 488-489 (1969)

上山 弘 森岡 昭
東北大学 理

従来我々は下部電離層—地表間を導波管モード伝搬するTweek空電を利用し、地磁気嵐時における低緯度下部電離層の擾乱を議論してきた。これより本研究から明らかになったことは

1. 地磁気嵐主相において夜間Tweekの受信個数が減少する。このことは夜間低緯度下部電離層において静穏時と比べてVLF帯電波伝搬に対する吸収が大きくなり相対的にTweek受信個数が減少したと考えられる。
2. 地磁気嵐時と静穏時のTweekのスペクトラムを比較すると、地磁気嵐時には2 MHz付近において吸収が深まり *intensity* の減少がある。

以上のことから、これより中高緯度においてBelroseらによる多くの研究者によって明らかになっている地磁気嵐時下部電離層擾乱は、磁気緯度25°付近の高緯度においても存在していることになり、何らかの電離源を考慮することが必要となる。

従来のようにTweekの1点観測では定性的議論しか出来ないのでも今回この不足を補うべく2点同時観測を行う。F(場所；志川田観測所と心浦河地震観測所、直線距離；400km 期間；1973年11月18日～12月21日)。2点観測することにより電離層におけるスペクトラムは知らなくとも2点間のスペクトラムの比較から距離あたりの減衰量が求まる。この観測された同波数対減衰量のカーブと、これと独立に数値的に求めらるる導波管モード伝搬による同波数対減衰量のカーブとが最も良く合う導波管モードモデルを設定し、擾乱時の下部電離層の構造を推定することが可能であり、磁気嵐時の下部電離層電離機構を究明する上に重要な手がかりを得ることになる。

今回の観測期間中においてΔH ~ 100fの磁気嵐が観測された。この磁気嵐の前と磁気嵐主相において、2点間のTweekのスペクトラムの比較をみると磁気嵐効果と見られる減衰量の増大が検出されたことを報告し、あわせて擾乱時下部電離層の構造と電離源について考察する。

ホイッスラー空電の到来方向測定
— 序 報 —

鶴田 浩一郎・林 幹治・渡辺 勇三
(東大宇宙研) (東大理) (東大宇宙研)

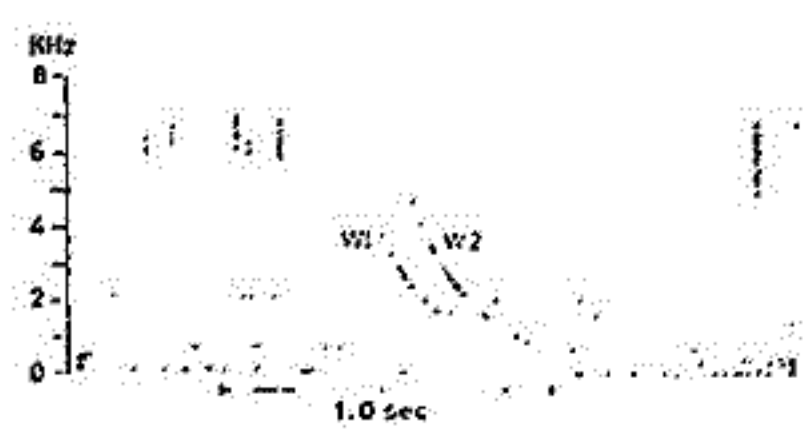
光の学会で報告した偏波VLF電波の到来方向測定法を柿岡で観測されたホイッスラー空電に適用して、満足の良い結果を得ることができたので報告する。
ホイッスラー空電の方向をあらわす角度を (θ, ϕ) とすると、先に述べたように、受信電磁界成分 (E_x, H_x, H_y) との間に、

$$N_x = \sin \theta \cos \phi = [E_z, H_x] / [H_x, H_y]$$

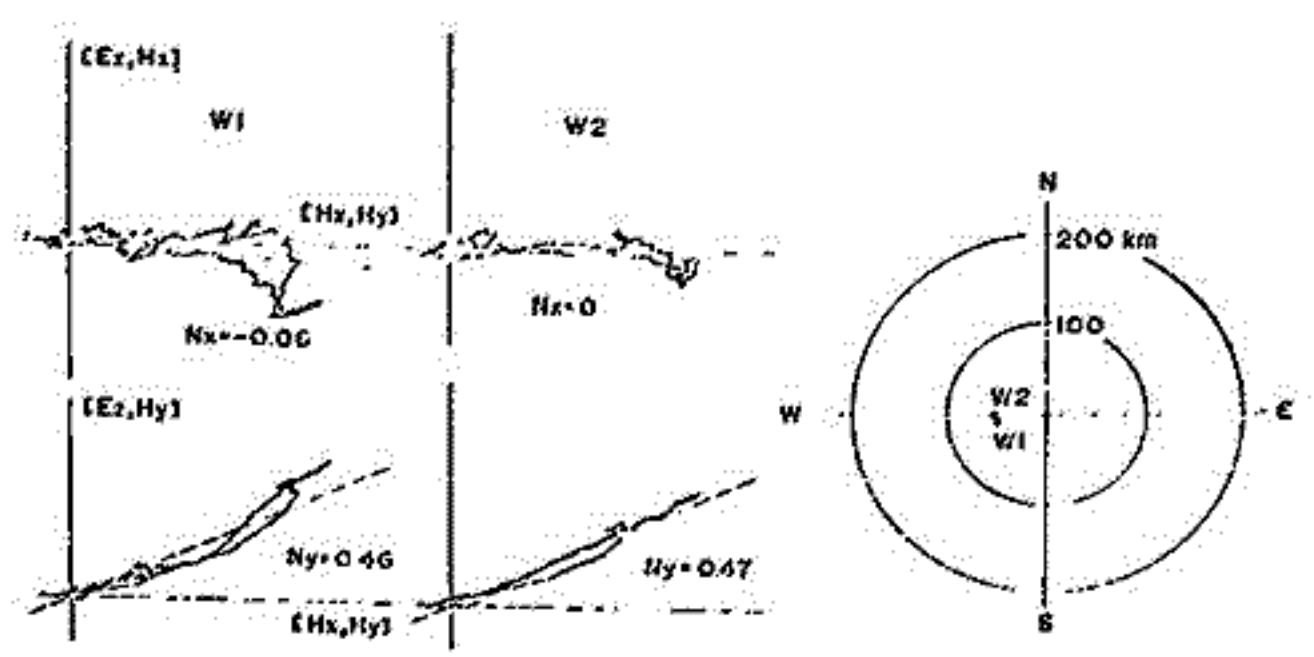
$$N_y = \sin \theta \sin \phi = [E_z, H_y] / [H_x, H_y]$$

ここに、 $[A, B] = \frac{1}{2}(A^* \cdot B - A \cdot B^*)$

なる関係がある。下図に、 W_1, W_2 の二つのホイッスラーについて、 $[H_x, H_y]$ — $[E_z, H_x]$ 及び $[H_x, H_y]$ — $[E_z, H_y]$ のトレースを回示してある。平均の勾配から $\sin \theta \cos \phi$ 及び $\sin \theta \sin \phi$ を求めて頭上100 kmの電離層に投影したものが、図の右下に示してある。



図からわかるように、二つのホイッスラーはほぼ同じ方から来ている。~~これは~~現在までの解析では、比較的頭上に近い例が多いが、解析を進めて、統計的な結果を出したのと考えていた。



一周波数依存性

渡辺勇三 鶴田浩一郎
 東京大学宇宙航空研究所

目的 LOW・LATITUDEに於いて、WHISTLER伝播の通路が、ダクトか、NON-DUCTかについてCHECKする為に、到来ホイッスラーの下部電離層からの出口の位置のFREQUENCY・DEPENDENCEを調べる。

手段 E_z 受信用VERTICALアンテナと、 H_x H_y 受信用の二つのLOOPアンテナの三者間相互の位相及び振巾の周波数レスポンスを合わせる為に、各アンテナとプリアンプの間にCRで構成した周波数イコライザーを挿入して、ダミーアンテナを用いて校正を行なったが、その結果、満足すべき良好一致が得られた。

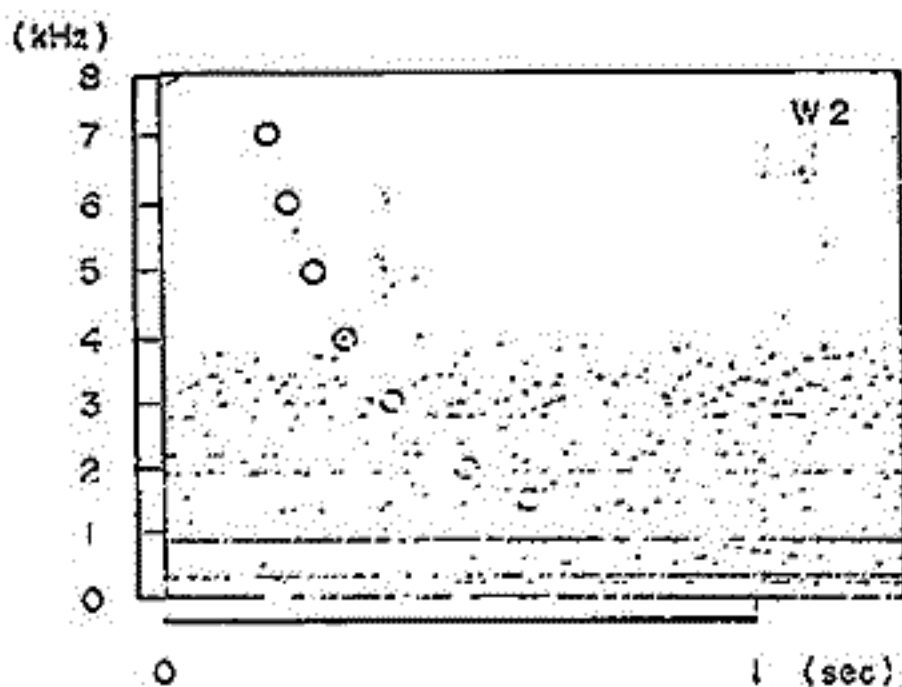
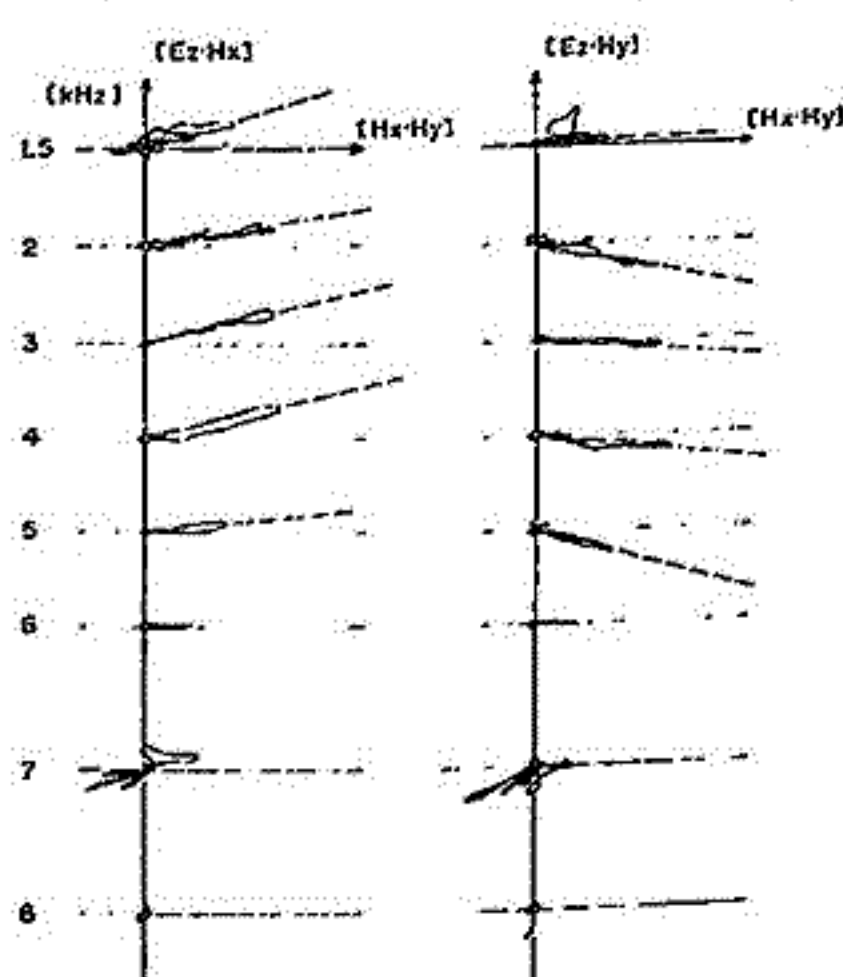


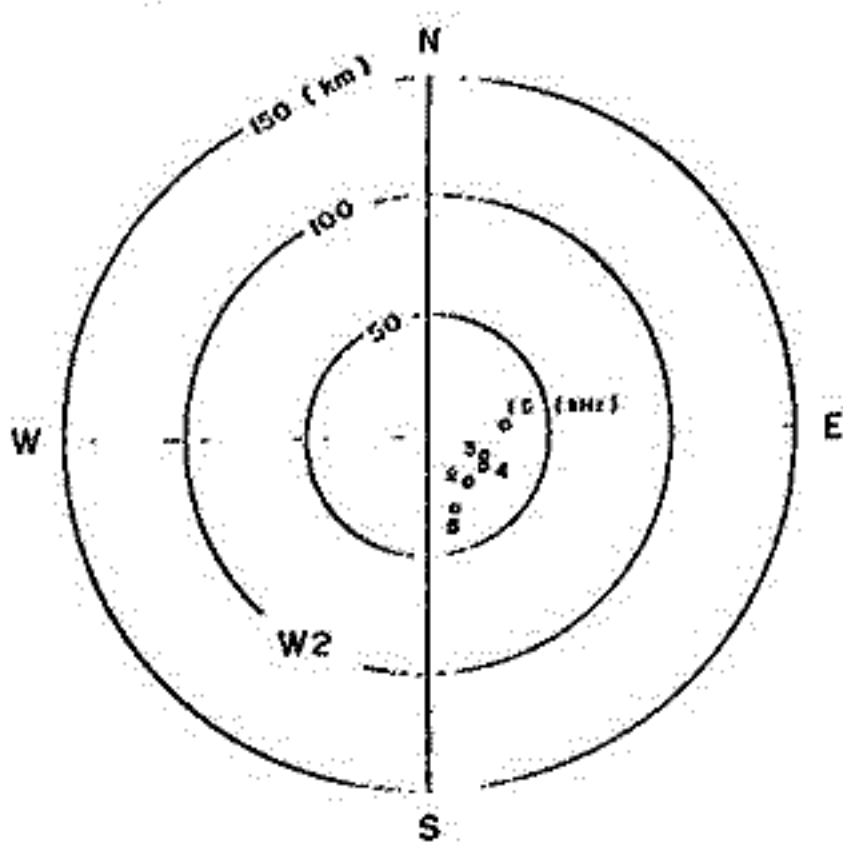
図-1 (左)
 図-2 (右)
 図-3 (下)

W2 (13:34:35 JST FEB. 20 '74 KAKIOKA)



結果 数例の予備的解析をしたもののうち一例をここに示す。第1図の観測波の受信三成分の各周波数成分について、電子回路的に、 $[E_z \cdot H_x]$ $[E_z \cdot H_y]$ $[H_x \cdot H_y]$ を演算(「」の定義、回路構成 etc. については、他の文献参照)して、XYレコーダーを使って第2図の様に、それらの勾配を得て、第3図に示すように、下部電離層からの出口の位置の周波数依存性を調べたが、これまでの解析結果に関する限りは、大体、一ヶ所に寄り集まっているように見える。

講演の時には、1974年2月20日~22日の枠内に於ける観測DATAを用いて、数十例についての結果をまとめて報告する予定である。



松尾敏郎, チュー・ホック・ジョン, 木村磐根(京大・エ)

まえがき VLFドップラー実験ではロケット塔載受信機により検出されたドップラーシフト値をソナグラフによる周波数分析法によって求める方法が用いられてきたが、手数がかかる上に用波数読取りには相当神経を使う必要があった。今回はそのドップラーシフトの周波数を計算機による周波数分析法 (Fast Fourier Transform; FFT) によって行なうことを試みたので報告する。

計算機によるデータ処理 前回の報告¹⁾にも説明したように、VLFドップラー観測ではロケットで受信したVLF信号の周波数とそれより約10 Hz低い安定な水晶発振周波数との差のビート (約10 Hz) を最終アナログデータとしてデータレコーダーに記録される。従来はこの信号の周波数を200倍程度に上げてソナグラフで周波数分析したが、今回はこのビート信号をA-Dコンバーターでデジタル化し磁気テープに記録する。A-D変換時の制断はFACOM U-200で行った。有限長さの連続したデータ $X(t)$ を時間 t 隔 Δt で標本化した時系列を $X_j = X(j\Delta t)$, ($j=0, 1, 2, \dots, N-1$) とする。この時系列の有限複素フーリエ変換 $A_k = \sum_{j=0}^{N-1} X_j e^{-ikj\Delta t}$ は R.W. HOCKNEY の作った FOUR67 という FFT のサブルーチンを使った。周波数軸上のパワースペクトルの揺らぎをおさえ、サイドローブの影響によるパワースペクトルの推定値がくるわないようにするため HAMMING の Spectral Window を用いた。 X_j のフーリエ変換とこの Window とのコンボリューション積を求めて、パワースペクトル (P_k) = $a_k^2 + b_k^2$ を計算する。この P_k を $f_k = 1/T\Delta t$ におけるパワースペクトルとした。

データ処理の段階では Δf は 0.1 Hz 程度の精度が要求されるので $T\Delta t = 10.24$ 秒とした。2¹⁶個 (10.24秒) のデータにわたって分析した P_k をこの 10.24秒間の中間に於ける周波数分布とする。K-9M-43号機によるVLFドップラー観測結果について、このようにFFTを使ってスペクトル分析をしX-Yプロッターで書かせたのが図2である。

計算結果 図1は同じデータをソナグラフで周波数分析した結果である。図1と図2からわかるようによく一致する。

目的の信号が有限長さ (この場合 10.24秒) 区間内で急激に変化しない限りFFTによる Δf は必ずと求えられる。しかし急峻な変化があるときは $T\Delta t$ を小さくすると良^いが周波数分解能が下るので問題がある。

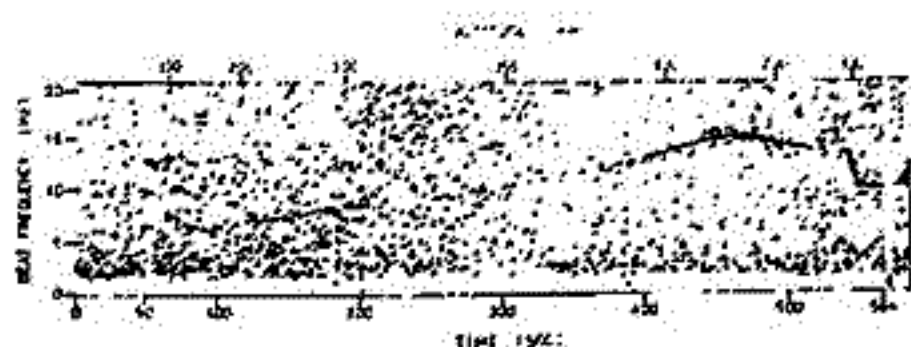


図1, 17.4 kHz 信号 (VDT) のドップラービート (ソナグラフ)

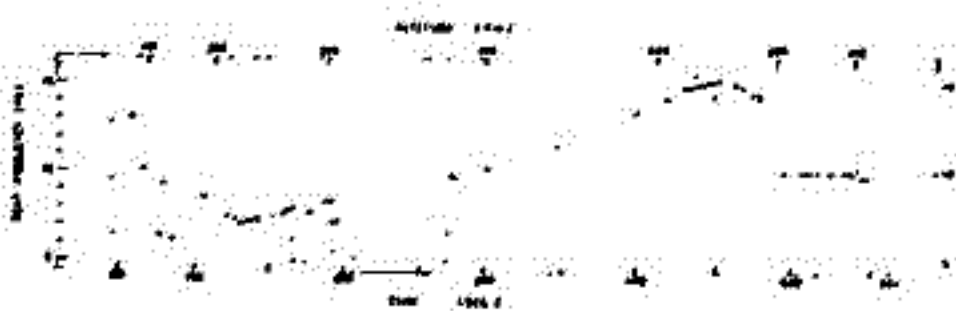


図2, 17.4 kHz 信号 (VDT) のドップラービート (FFT)

参考文献

- 1) 木村・松尾; 第54回地球電磁気学会予稿, I-49

広野 求和

丸 大 理

小イオンは分子量が100の程度であって、成層圏においては宇宙線の大気分子の電離によって生成されると考えられている。宇宙線の強さは太陽活動度によって変化する。この変化は、太陽活動度に応じて、まず太陽風の消長が生じ、それによって電離をうけた惑星間空間の磁場の擾乱の程度により誘起されるものと考えられている。単位体積毎の小イオン付生成量を q とするとこれは下部成層圏で極大値をとる。小イオン個数密度を n_i とすれば連続方程式は $dn_i/dt = q - \alpha n_i^2 - \gamma N n_i$ となる。ここに N はエーロゾル微粒子の個数密度であって α と γ はそれぞれ小イオンの再結合係数と付着係数である。Kroening¹⁾とRosen²⁾によれば1963年のAgung山火災以後は右辺の α と γ の項は重要であってこの項を無視して $d/dt \rightarrow 0$ としてえられる n_i に比し、実際の n_i は著しく小さい。述をとる場合が多く、エーロゾルに付着して消滅する効果の重要性が示されている。Volz³⁾の見解によれば成層圏のエーロゾルは1963年の急増後は次第に減少し1970年頃にはAgung火災以前の状態に戻ったと推定されている。然し1971年10月には原因不明の増加があり、さうにHofman⁴⁾によれば南北両極近く高緯度地方にsourceが推定されている。このようにsourceについての情報は未だ著しく不充分である。経験法則によれば圏界面のすぐ下でエーロゾル密度は極小値をとる。福岡で我々⁵⁾は1972年に降レーザーで成層圏エーロゾルを観測しているが、福岡ではこの極小の値は14km付近である。それとよくこの高さ付近では n_i と太陽活動度の間に或程度の相関が認められる。エーロゾルの多い高さ領域では相関は小となるであろうと予想される。鹿児島気象台でラジオゾンデにより地上から30km上空まで電気伝導度の観測は1972年4月から1973年7月までえられているので小イオンの易動度 $1.3 \text{ cm}^2/\text{volt sec (S.T.P.)}$ を用いて小イオン密度 n_i を計算した。各高さにおける n_i の変化と太陽黒点数、太陽3000MHz電波放射強度などの変化との間の相関を調べている。この結果をみると12—20kmの高さ領域では太陽黒点数と n_i の間には著しい負の相関がみられるが20km以上になると急速に相関が消失するようである。3000MHzの強度は大体太陽黒点数と平行に変化している。

文 献

- 1) J. L. Kroening, J. G. R., 65, 145 (1962).
- 2) J. M. Rosen, Space Science Rev., 9, 58 (1964).
- 3) F. E. Volz, J. G. R. 29, 479 (1974).
- 4) D. J. Hofman et al., Report # GM-12 (Aug. 1973).
- 5) M. Hirano, M. Fujiwara, O. Uchino and T. Itabe, Canadian J. Chemistry (in press).

石川晴治・森田恭弘・高木増美・金田昌広
名古屋大学空電研究所

われわれは1966年以来数回にわたって大気電気パラメーター（電気伝導度・小イオン数密度）の垂直分布を気球を用いて観測して来た。これら観測の結果はいずれも大気電気パラメーターの垂直分布が、池田等が福島県原町における気球観測によつて得た電離度の垂直分布を用い、清浄な大気（標準）中における小イオン電離平衡の成立を仮定して計算によつて求めた同種のパラメーターの垂直分布から deviation を示している。これらの観測値の垂直分布の計算値垂直分布からの deviation は高度10km以下と17km以上の二つの高度領域において著しい。そこでわれわれはこれら二つの領域における deviation の起る原因として10km以下では主としてエーロゾル、15km以上では主としてオゾン等の存在が考えられることを指摘して来た。しかしこれらの推論は10km以下の高度では Junge 等による成層圏エーロゾルの実測、15km以上では Handbook of Geophysics (1961) に与えているオゾンの実測に基づいたもので、この大気電気パラメーターとエーロゾルならびにオゾンの同一気球による同時平行測定が必要を痛感していた。

しかるに昨年頃から1970年代に予想される SST 航行時代の到来によつて引き起こされる成層圏大気環境の変化の予測の問題がその重要性を増すに到り、これに関連する成層圏の研究も国際規模で活発に行なわれるようになった。われわれもこの問題に関する国際的研究活動の一環として、米国ワイオミング大学グループと気球による成層圏の大気汚染の共同観測を計画するに至った。

われわれの計画は同じ気球にゲルジエン型電気伝導度計（空電所）および光学的エーロゾル計数器（ワイオミング大学）を搭載し、 0.1μ 以下の粒径のエーロゾルによる電気伝導度の変化と 0.3μ 以上の粒径のエーロゾルの数密度の同時測定から成層圏におけるエーロゾルの全粒径領域における微粒子大気汚染の動向を知るとなるもので、その第1回目の共同気球観測は1973年10月10日三陸の大気球実験所（東大宇宙航空研究所）で行なわれた。気球は臨海に乗り、東北東方向、大平洋上へ流出、飛場後70分高度21kmに達し、その後レベルフライトに入り、約330分、実験所の東北東200kmの海上へコマンドにより切り離し（測器を洋上へ落下させた。得られた大気電気伝導度は計算によつて求められる清浄大気（標準）の電気伝導度から垂直分布因上で傾向的 deviation を示している）ので、この deviation の大きさと、同時測定から得られた光学的計数器による粒径 0.3μ 以上のエーロゾルの数密度との間の相関を測定高度別に調べた。その結果は高度5~10kmの領域で両者の間に相当程度の相関がある事を示したが高度5km以下および高度10km^{以上}の領域では相関が殆んど全くない事を示している。

われわれが昨年小笠原父島で行なった同種の観測によつて、 0.1μ 以下の粒径のエーロゾルに相当する凝結核数密度と 0.3μ 以上の粒径のエーロゾルに相当する光学的エーロゾル計数器で測定された微粒子数密度の間に殆んど相関がない事がわかつてはいるが、今回の高度5km以下の領域における観測結果もこのことを support している。また高度10km以上における相関の欠如は、電気伝導度のこの高度領域における deviation が成層圏のエーロゾルに起因するものであることを示している。しかしそれが何によるものであるかは今後の問題である。

二波長レーザーレーダーによる 成層圏エアロゾルの観測

藤原玄夫・板部敏和・内野 修・広野求和
九大・理

上層大気微量成分の光学的探査の爲に設けられたレーザーレーダー系を用いて行われた。成層圏エアロゾルの観測結果について報告する。

ルビールーザー (6943 \AA) による観測は Oct. 1972 に開始され、観測期間中常に高度領域 16-30 km に、エアロゾルによる後方散乱光が検出された。高度 20 km 前後には比較的安定な散乱層が存在し、そのピーク値、ピーク高度は夜毎に、また月毎に若干の変動をしている。得られたデータから、各夜及び各月の非レーザ後方散乱断面積 β_M (単位体積あたり) を計算し、成層圏で測定された温度、風速(福岡気象台)、オゾン密度、電気伝導度(鹿児島)のデータと比較した。各夜の β_M の高度分布は、その夜の温度分布の影響を受けている。電気伝導度データからは小イオン密度を計算し、これから求めたエアロゾルの幾何学的断面積と β_M とを比較すると、成層圏エアロゾルのサイズは、その大部分が Aitken 粒子領域にあることが示唆される。

エアロゾルのサイズ分布に関してより詳細な情報を得るために、現在色素レーザー (5889 \AA) を用いた観測をも試みており、そのデータ及びルビールーザーによる観測結果との比較を報告する。

岩坂泰信, 磯野謙治
名古屋大学 水圏科学研究所

This paper presents the design of two-color ($1.06\mu\text{m}$ and $0.694\mu\text{m}$) for the measurement of aerosol particles and the change of size distribution of growing droplets condensed on them in the troposphere and stratosphere. The table 1 gives the characteristics of lidar of Water Research Institute, Nagoya University. Table 2 gives a result of calculation of relative

Table 1
Characteristics of Lidar System
of Water Research Institute, Nagoya Univ.

Transmitter	
Laser	Ruby and YAG
Wavelength	$0.694\mu\text{m}$ and $1.06\mu\text{m}$
Output	1J/pulse (single pulse), 20ns
Telescope	10cm ϕ
Beam divergence	0.5 mrad
Receiver	
Telescope	40 cm ϕ
Filter bandwidth	5Å (Ruby), 10Å (YAG)
Photomultiplier	RCA C-31000F, RCA C-70007A

contribution of back-scattered power by scatteres of each size range indicated in the table to the total back scattered power. As is seen in the table, the $0.694\mu\text{m}$ light is more sensitive to particles in the $0.1-0.4\mu\text{m}$ size range whereas the $1.06\mu\text{m}$ light is sensitive to particles in the largest size range. Therefore, for instance, when aerosol particles

in the size range of $0.1 - 0.4\mu\text{m}$ grow in size, received power of $0.694\mu\text{m}$ increases more than that of $1.06\mu\text{m}$. The method of determination of the size distribution of aerosol particles will be discussed.

Table 2
Relative contribution of back-scattered power by particles
of three size range to the total received power (per cent)

Wavelength size range (μm)	$0.964\mu\text{m}$	$1.06\mu\text{m}$
0.10- 0.40	48	28
0.40- 0.75	43	40
0.75- 1.00	9	32

福山 薫 (京大・理)

中間圏・熱圏における中性大気成分の濃度分布は、理論的には従来、各組成に対する化学反応による生成・消滅、及び分子・渦拡散を含めた連続方程式を解くことにより求められてきた。しかし、組成濃度の観測や大気光強度の測定結果は、拡散のみを考慮した光化学理論では、説明し得ない性状をしばしば示している。その原因として、渦拡散係数の値の不確定さもあるが、多くの場合、この高度領域での大気運動による組成の輸送効果が考えられる。特に、大気光強度の時間・高度の変化の測定は、時には、大気内部重力波による組成の輸送と関連していると思われる波状の周期的擾乱を示している。また、この領域での大気循環は、大気組成濃度の季節・緯度・高度変化に重要な効果をもっている。したがって、大気運動は組成の輸送を通して、この領域での電離現象・エネルギー収支の空間・時間変化に対して重要な役割を演じていると考えられる。

しかしながら、大気運動の輸送効果は全大気組成に対して一律ではなく、運動の空間・時間変化及び各組成の化学時間定数・分布によって異なる。

ここでは、中間圏上部・熱圏下部での中性大気組成の濃度分布が、大気内部重力波及び一様鉛直流の輸送効果によりどのように影響されるかを調べる。

基礎方程式

$$(1) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (nV) = S \quad : \text{微量成分の濃度 } n \text{ に対する連続方程式}$$

$$(2) \quad V = V + w \quad V: \text{大気運動の鉛直速度成分} \quad w: \text{鉛直拡散速度}$$

$$(3) \quad w = -D \left[\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \right] - K \left[\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{H_m} \right]$$

$$(4) \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (NV) = 0 \quad : \text{全大気濃度 } N \text{ に対する連続方程式}$$

S : 光化学生成率, D, K : 分子, 鉛直渦拡散係数, T : 温度,

$H_i (= RT/mg)$, $H_m (= kT/mg)$: 微量成分, 混合大気に対する scale height,

k : Boltzmann 定数, g : 重力加速度, m : 微量成分分子質量, M : 大気の平均分子質量.

(1), (2), (4) より

$$(5) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{n}{N} \right) = \frac{1}{N} \left[S - \frac{\partial}{\partial z} (nW) + nV \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right]$$

なお、式(5)右辺[]内第3項は、大気運動による輸送効果を示すが、 n, N が各 scale height に応じて分布しているとき、

$$nV \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) = nV \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H_m} \right) = \frac{nV}{H_m} \left(\frac{m}{M} - 1 \right) \quad \text{となる。したがって、}$$

V が下向きの場合、その level では混合比は、 $m > M$ の組成 (e.g. O_2) に対しては減少、 $m < M$ の組成 (e.g. O) に対しては増加し、大気運動による輸送効果は波状的であることが示される。

ここでは、(1)~(5)に基づいて、

i) V が高度・時間に対して周期的に変化するときの組成分布・大気光強度の変化、

ii) 渦拡散を考慮しない場合、 V : 鉛直一様流による組成分布の変化、

を求める。

岩坂 泰信
名古屋大学・水圏科学研究所

前回(1973・秋)の発表に引き続き、グローバルな風の効果を考えに入れ、下部熱圏でのO, O₂の分布を提示する。風系については観測値を用いて、80kmでの大気の状態は、中・低緯度では光化学平衡を、高緯度側では光化学平衡を仮定するとよゆめて現実を反映したものと仮定するので、ほとんどの中・低緯度と同一の[O], [O₂]と与えてある。

計算上必要は鉛直方向の凡は、水平方向の凡(観測値)を用いて、連続の式より推定した。

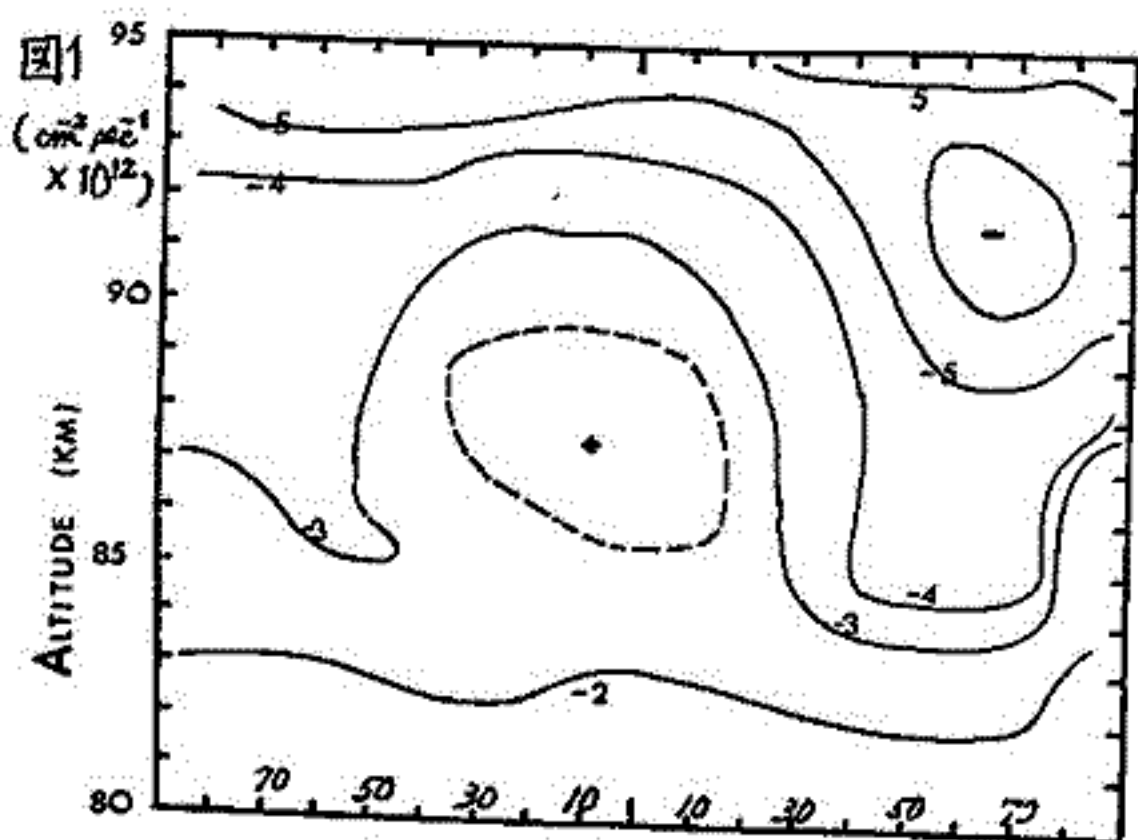
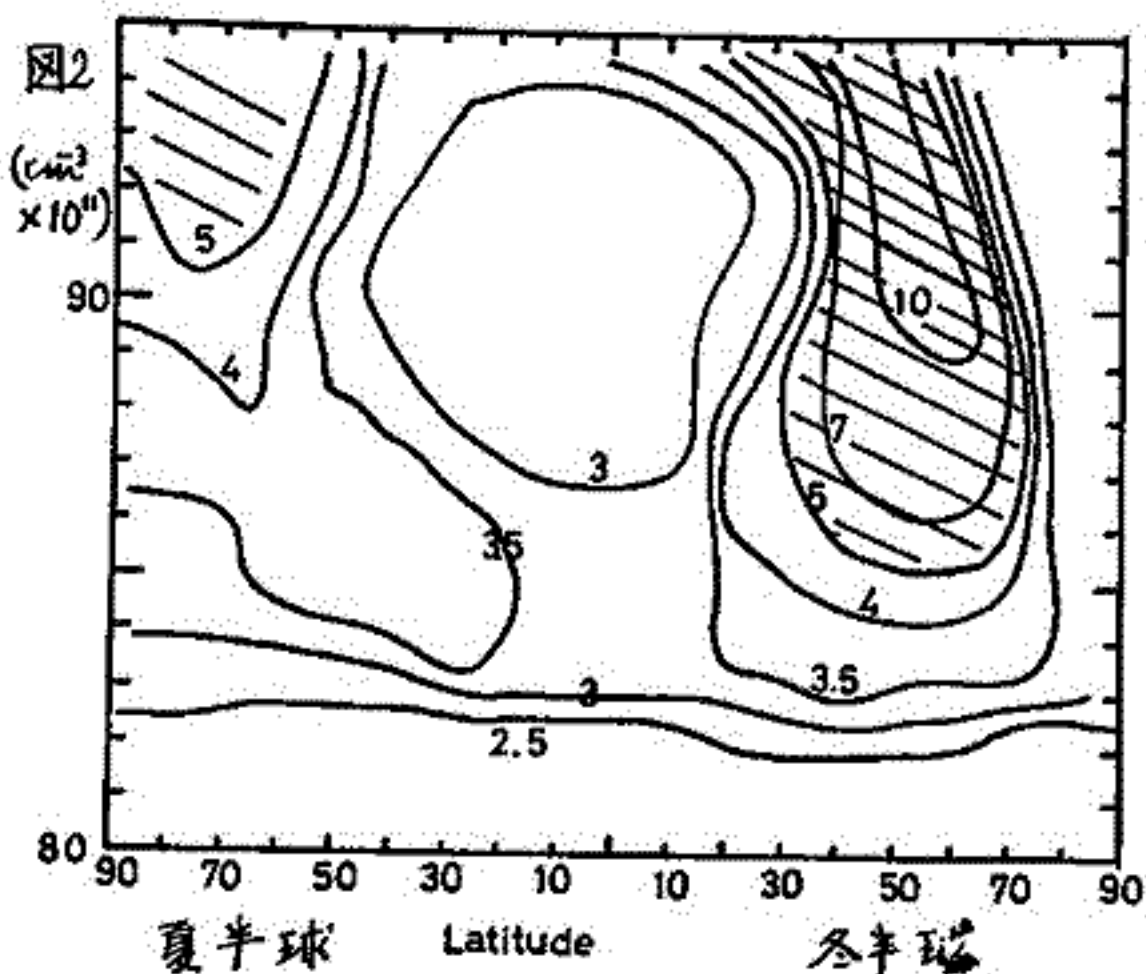


図1. これは計算結果の一部で、図1はOの鉛直方向の全flux (eddy diffusion, molecular diffusion 及び convection による flow を生じる) であり、図2は、酸素原子の密度分布である。それぞれ単位は 図1については cm^2/sec 、図2については $\text{cm}^3 \times 10^{11}$ である。



図にみられるように、両極の全体として下向流がみられ、特に南半球にいちぢるしい。赤道近くでは、上向き輸送がみられるが、これは convection のせいである。対流性の flux の、下向きは eddy diffusion としくは molecular diffusion flux による消滅から強いと見られる。

詳しい結果は会場で行う。

牧野忠男 山本博聖 山口宏之
立教大・理

我々のグループはここ数年にわたって赤外線領域の観測をロケット、バルーンを用いて行ってきた。この
今回報告するOHに関する実験の結果を Table に示す。

観測名	観測日	観測経度	Detector	口径	分解	波長域	観測ポイント
K-10-5	1971.7.6 20:30	60-130°	POS(1"×1")	9"	7"	8"	1.50-2.00μ (3-1) (4-2) (5-3) (6-4) (7-5)
K-10-7	1971.8.20 21:10	60-130	POS(0.5×0.5)	10	7	4"	1.55-1.70
							1.70-1.95
B ₂ -24	1972.9.10-11 21:00-06:30	24	POS(1×1)	5	5	1"	1.50-1.65
							1.75-1.95

Fig. 1はロケット観測でOH層の観測結果を示す。これは95-112 km 付近で観測されたOH層の観測結果を publish した。これは今迄に観測された他の観測結果(0.7-1.1μ)と比較して、比較するとこの値は80-90 km に集中して、これはOH層が90 km にあると考へられる。

B₂-24 バルーンで Signal の時間変化を観測した。これは Fig. 2 に示す。時間角 60°-70° の場合 20-60 sec 程度で観測結果を示した。

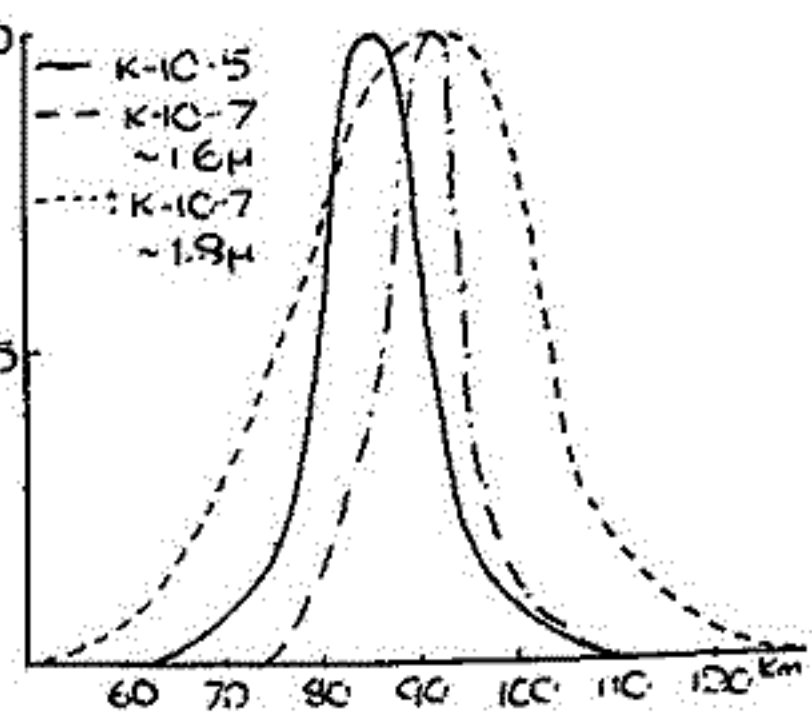


Fig. 1. この時間変化は観測した時刻に75 km 付近で観測された。これは (3-1) (4-2), (6-4) (7-5) の場合と一致して、平均観測値は (6-4) と (7-5) の場合 80 km 付近で観測された。これは Van Duijn and Buijs (Can J Phys 42 (1964) 1037) の結果と一致している。

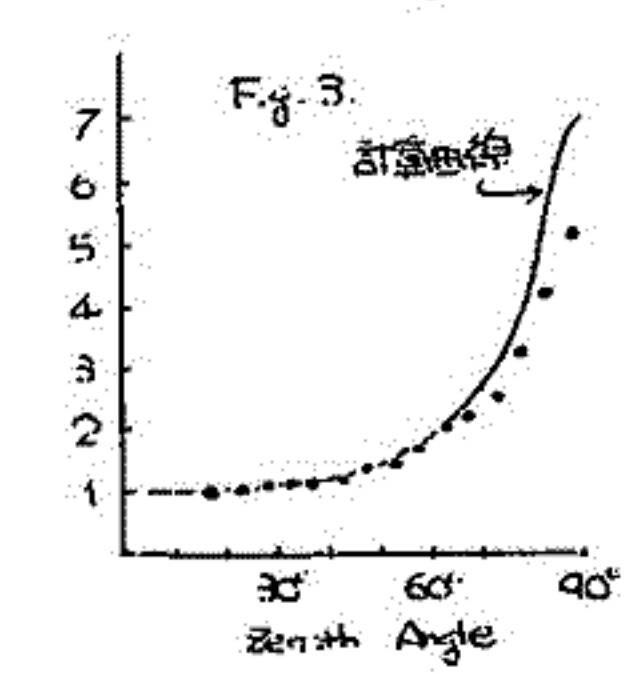
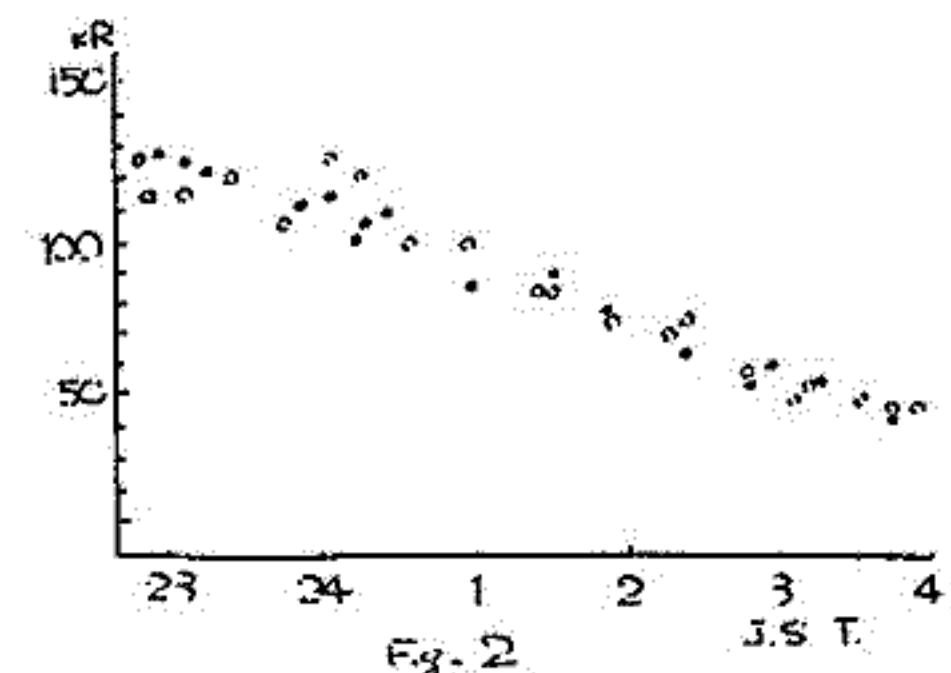


Fig. 2. 時間角 60°-70° の場合 20-60 sec 程度で観測結果を示した。これは Van Duijn Curve と一致している。これは観測結果と一致している。これは Van Duijn Curve と一致している。

牧野忠男, 岡口宏之 山本博聖
立教大 理

1972年9月に三陸沖のIT上げEバルーン (B2-24, 1.27μ) で測定した O₂(1.27μ) について報告する。光検器は直径5cmの集光レンズの焦点位置(5cm)に PbS(1cm×1cm)を置いた。バンドパスフィルターには 1.27μ を通す。フィルターは 1.27μ に 31% 透過の $\lambda = 400 \text{ \AA}$ を用いた。観測地点の緯度の平均は 15°N 程度にわたる。得られたデータは Signal の時間変化と経緯分布である。2450 Evans et al (JGR 77 4819, 1972) Bishop et al (J. Atmos. Terr. Phys 34 1477, 1972) の論文に経緯分布、つまり緯度のデータは 90 km に及ぶ。を用いて比較を行った。

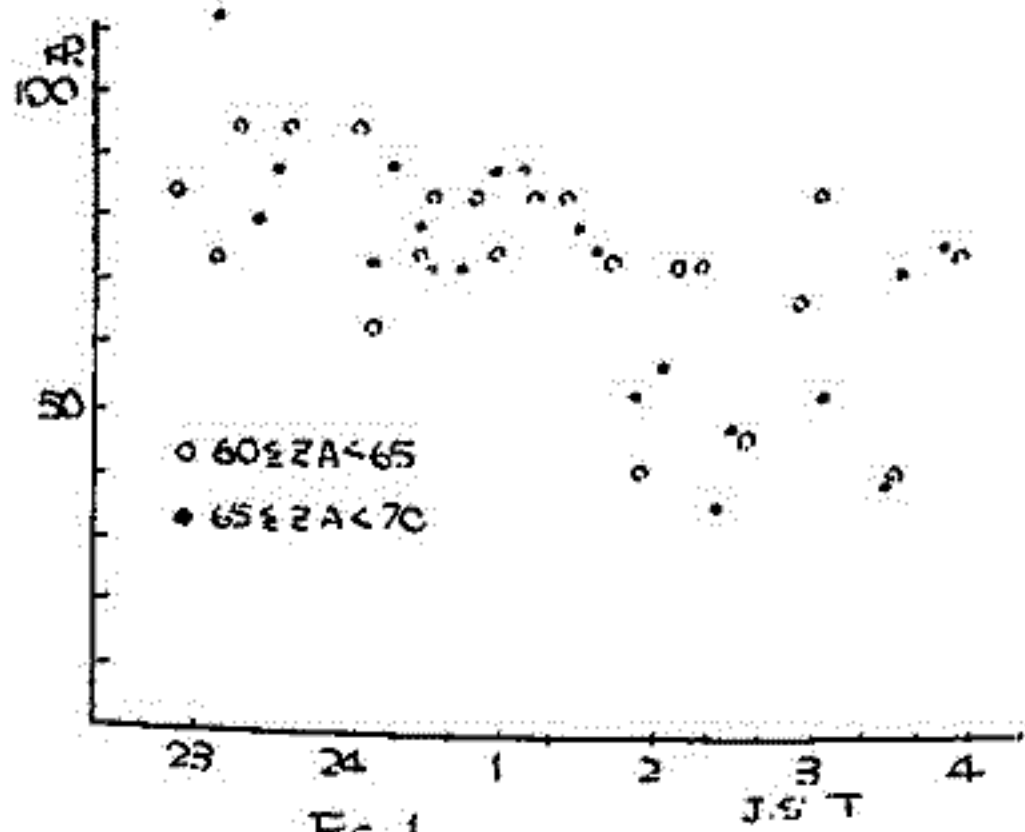


Fig. 1

Fig. 1 の時間変化を示すために 経緯 60°-70° の data を plot した。この同時期に CH₄ のデータは 5 km 以内 S/N が悪く、これによって 1.5 km 程度のデータは 23時-24時の間に少く、23時-24時のデータを用いて時間変化を補正して 経緯分布を求めた。Fig. 2 のように見ると、これは Evans et al (Can. J. Phys 48 747 1970.) の理論を用いて求めた程度と一致した。経緯 45° のデータを Evans の 24 km での 65.590 と仮定し、これを理論化して 経緯分布を求めた。Fig. 3 に示す。経緯が 3.53 に達して理論値と一致して来る。

この理論は 4.5) Walker-Gush の式を用いた。

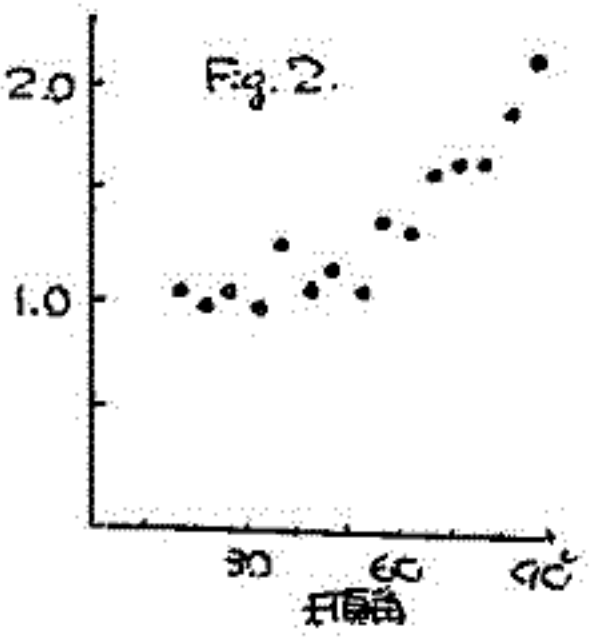


Fig. 2

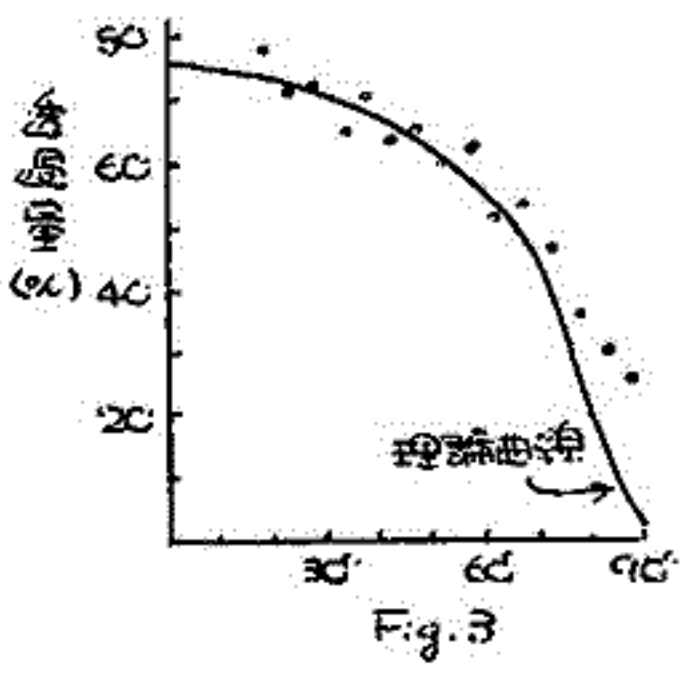


Fig. 3

I-67 OH 大気光 Irregularity の波動的変動

朽山卓也 舞原俊憲 奥田治之
京都大学 理学部

OH分子大気光の Irregularity はその存在が主張されて以来 総光層範囲下部の Dynamical probe とする可能性が注目されている。我々は71年10月9日近赤外(1.5 μ -2.5 μ)帯での気球測光観測を行ない OH大気光による Irregularity を見出した。

(72年6月学会 Nature 236 57 73)
上記の観測の中で強度変動の顕著な波動的振舞が見られるので報告する。観測は気球高度27kmで仰角30°に固定し周期2-3分で測光器を回転させて行なっている。左図の横軸は方位、たて軸に25°38'から27°38'(144°E)、高さに1.5-2.5 μ の強度変動をとっている。ここで強度は日変化成分である全方位平均値からのズレをとっている。OH層高度90kmを仮定した時、我々は直径218kmのOH層をSCANした事になり、左図の実線は以下の内部重力波パラメータによる視線内密度変動を示している。

$$\lambda_x = 418 \text{ km}$$

$$\tau = 110 \text{ min}$$

$$\lambda_z = \lambda_x \tau g / \tau = 19.7 \text{ km}$$

($\tau_g = 4.9 \text{ min}$)

左図の Pattern Fitting は大局的に良く再現されており、linear scale 700km前後のズレはしばしば起っているが、我々の単視線観測では波動とこの同思が困難である。

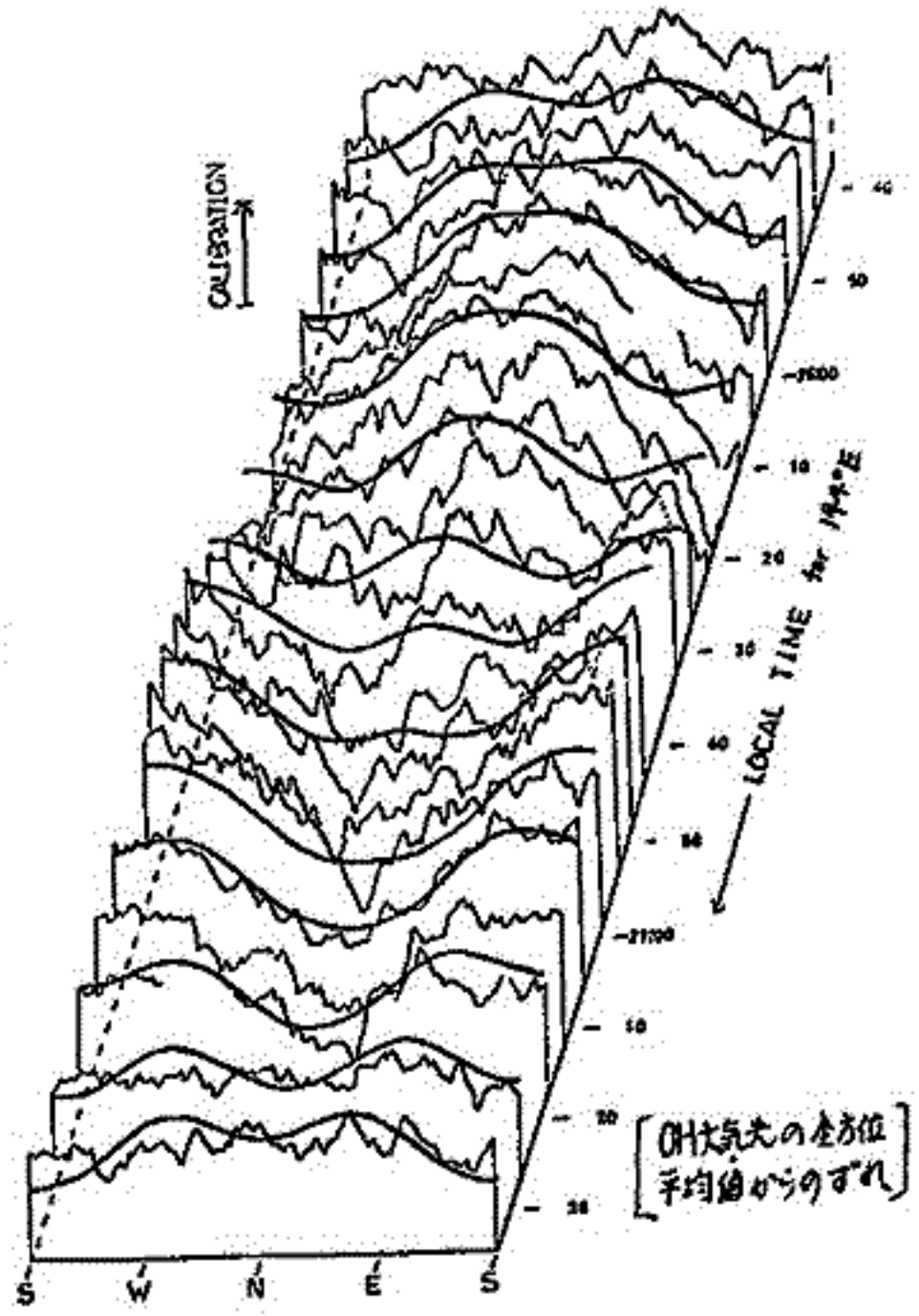
内部重力波の低周波近似では水平速度場は、

$$|u_x| = (1-\sigma)^{-1/2} C |\Delta\rho/\rho| = \pi/2 \times (1-\sigma)^{-1/2} C |\Delta I/I|$$

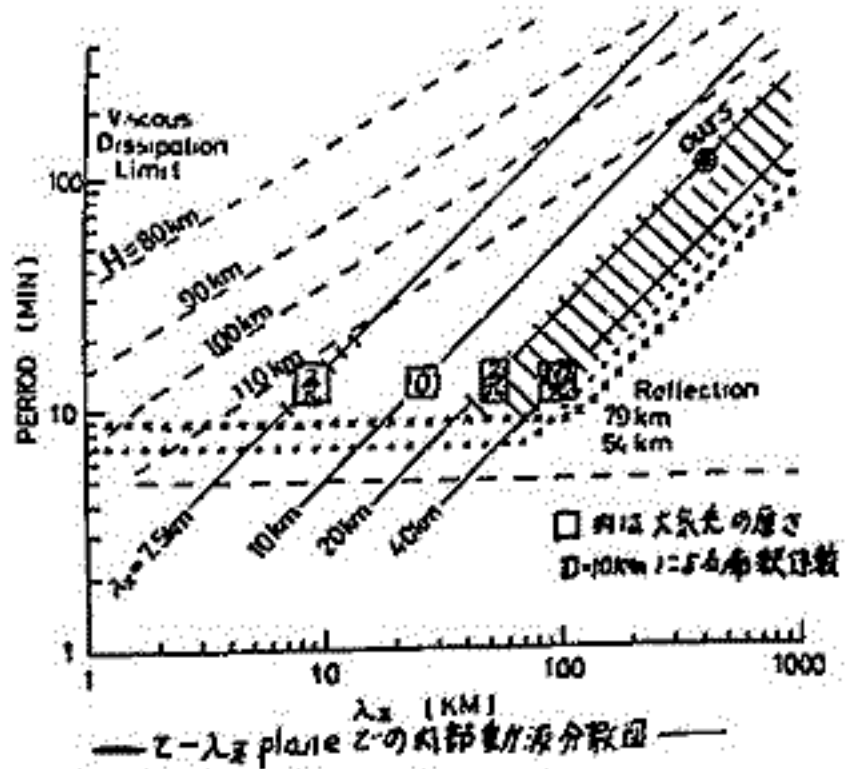
$$= 6.5 D \times |\Delta I/I| \text{ [m/s]}$$

ここで $\pi/2$ は、 $\lambda_z = 20 \text{ km}$, $D_{OH}(\text{厚さ}) = 10 \text{ km}$ の時の強度の幾何学的係数である。我々の観測では、OH光の絶対値を測定していないので、天頂での強度を $10^8 \text{ W/m}^2 \text{ sr} \mu$ を仮定すると $\Delta I/I = 0.015$ 程度と得る。この場合の水平速度場は $|u_x| = 9.8 \text{ m/s}$ であり、流星振跡、人工雲の速度場データの波動成分と比較して、妥当な値と持っている。更に、乱水の構造係数は相対距離の $2/3 \sim 4/5$ 乗依存性が得られ、これも流星振跡データと合致している。

OH大気光の Irregularity は Dynamical probe とする可能性が十分あり、時に内部重力波の分散が統計的に調べられ、Reflection cutoff が確かめられれば下層からの伝搬が結論出来興味深い。



OH大気光の全方位平均値からのズレ



$\tau - \lambda_x$ plane での内部重力波分散図

近藤 豊・ 箕松 隆夫

東大理

中間圏及び成層圏の微量成分 (O_3 , NO , OH , etc.) の分布を議論する際に種々の分子 (O_2 , O_3 , etc.) の太陽紫外線による光解離反応は根本的に重要であり、分子の光解離係数を計算することは中間圏・成層圏の光化学的計算の最も基本的な作業となる。ここではこのような分子の光解離係数を太陽輻射のスペクトル、分子吸光断面積、標準的な大気モデルを与えることにより計算することを試みる。

$\lambda < 1750 \text{ \AA}$ の紫外線は熱圏大気電離、 O_2 の Schumann-Runge 連続吸収により中間圏以下に到達せず、中間圏における光解離に大きな寄与をする太陽輻射は $\lambda = \frac{2000}{1500} - 3000 \text{ \AA}$ のいわゆる中間紫外と呼ばれているものである。そして O_2 の Schumann-Runge bands 及び O_3 の吸収帯における吸収が主にこの紫外線の光学的厚さを決めている。

すなわち $\tau(\nu) = \sigma_{O_2}(\nu) \int_0^{\infty} n_{O_2}(z) dz + \sigma_{O_3}(\nu) \int_0^{\infty} n_{O_3}(z) dz$ と表わせば
 τ : optical depth, σ : cross section, ν : wave number

これにより高さ z における分子 (j) の光解離係数は

$$J_j = \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_j(\nu) F_0(\nu) e^{-\tau(\nu)} d\nu \quad (F_0 \text{ は大気外での太陽輻射束})$$

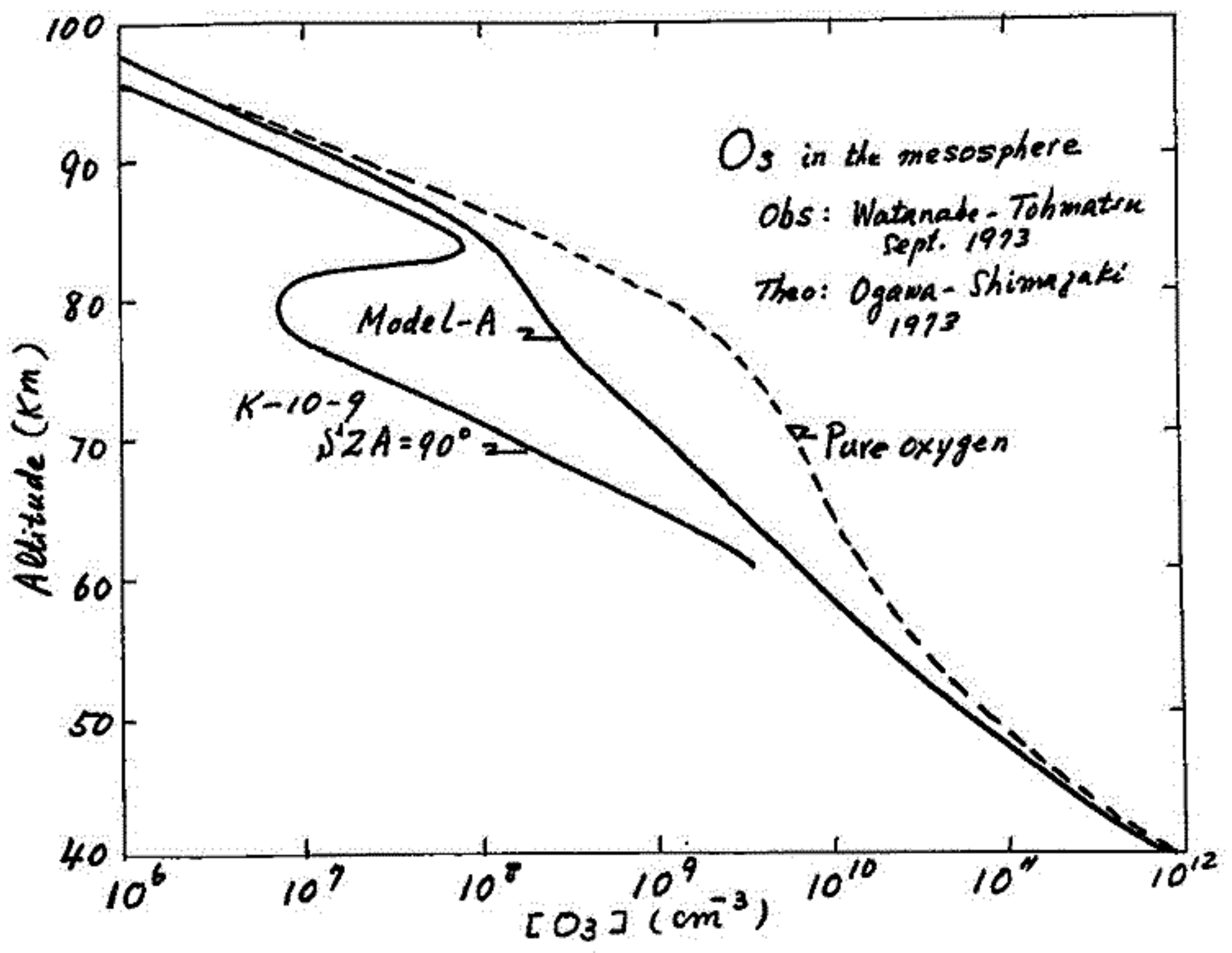
となる。

τ , J_j の計算の際に必要な O_2 の Schumann-Runge bands の吸収断面積については Ackerman's (1970) により高分解能をもった計算が行なわれ、その微量成分の光解離率に対する重要性が指摘されている。ここでは Ackerman's とほぼ同じ方法で計算した Schumann-Runge bands の吸収断面積を用いて O_2 , O_3 , H_2O , N_2O , NO_2 , CH_4 , CO_2 , H_2O の光解離係数を計算した結果を報告する。(低分解能の O_2 の吸光断面積による計算との比較も行う予定)

渡辺 隆 (東大理工), 岡松 隆夫 (東大理工), 小川 利紘 (東大理工)

成層圏, 中間圏における大気オゾンのロケット観測を続けている。吸収法による昼間の観測は過去7回行なっており、25~65 kmにおける標準プロファイルが得られた。昨年9月のK-10-10による日没時の観測により、測定高度を90 km程度まで上げることができた。前回の学会で報告した preliminary な解析結果ではオゾン分布は40~80 km まで高度と共に単調に減少していることがわかったが、それ以上の高度ではオゾン量の減少に伴ってSNが悪化し、ロケットの precession による姿勢の変化による modulation が相対的に大きくなったため得られた分布のバラツキが大きくなった。preliminary な解析では80~90 km で極大と極小があるようなので精密な解析を続行中である。

K-9M-30 (1971年冬) で行なった散乱法による観測とも比較し、観測方法と解析の問題を検討する予定である。



Autumn Anomaly

高橋文一
新潟大理

中緯度地方の夜光観測の強度の時間変化を見ることが、先づ第一の目的である。奇妙といふ、その季節変化である。とくに秋—冬、10月の強化が他の季節をばすかに上るものがあることはよく知られている。しかし従来の方では割合のよくないところがある。

1) ほとんどの場合、月平均強度を示して見ても、事實は異常強化が数日間継続して発生するといふことにある。

2) 一晩の代表値として、平均強度が又は特定時刻例えは Oh (L.T.) の強度を示して見ても、事實は異常強化の大きき日変化を示し、一晩の中で数倍の強化がある。

そこで1957-1962, 13年間の観測の結果をもとにしてこの秋に発生する異常強化現象を調べる。このさい異常強化としては、その年の月、11月の平均値(この両月平均ほとんど100R)を基準強度変化と見ると)の2-3倍の値が1回以上継続した場合は、その日と見なす。

結果1. 異常強化は、いかに少ないが起る。しかし実際は、わかれ期間内は年ごとにも異なる。平均して7日、場合によっては5日程度の持続性がある。発生期間は、9月~10月の全期間にわたるが、10月10日~20日頃、80%の発生率が見られる。夜光観測は新月にしか行われず、その日、あつりばつり15分程度の、大抵3-4回、1回、もしくは2回ある。2回発生したと思われ、年か13年間で3回以上ある。

結果2. 異常強化の出現のしかたであるが、大抵は、突如大巾に強化して見られる、急激に継続し、その後次第に減衰する。このレークレスはほとんどの場合、いさくたか、最初の夜、日変化の概中の大きき、1000R ↔ 300R ときのことがある。この場合前夜半の夜は、いさくたか、急激に弱化する傾向がある。月全との関係はほとんどない。

結果3. この日変化から、異常強化出現の初期は上への急激な増大の傾向がある。そのさい最高値は、 $\approx 1000R$ くらいである。しかし1000Rを超えないことはわかれ、この結果からは、これらの結果は機構を考へると重要なことである。

結果4. 地磁気、電離層、太陽活動の相関を調べると、ほとんど関係ないことがわかった。またこの現象は中緯度から全世界にわたって見られる。

以上、若干の考察を述べておきたいと思われ、Autumn Anomaly は上に述べたような特性をもつて、ほとんど確実な現象としていふことが出来る。夜光観測は部分にわたるもので、この Autumn Anomaly にかかるとどうなるかと、その月の平均値の大小と関係がある。

Autumn Anomaly の機構については、大気の dynamical effect と、南向の行きの extra radiation による O 原子の生成(粒子流入による)のいずれかかと思われる。これらのいずれか、季節変化 (semiannual である) とも関係があると思われる。

上山 弘, 岡野章一, 市川敏朗*
 東北大学理学部 *岐阜歯科大学

§ まえがき

5577Å 酸素緑線は 'S-D' の遷移で発光し, 'S' 準位の寿命は 0.74 sec であるので, 発光層高度約 95~100 km での衝突頻度約 10^3 sec^{-1} と比較して, 'S' 準位にある酸素原子は発光する前に周囲の大気分子と充分熱的平衡に達していきと考える。また 5577Å 線の自然幅はドップラー幅にくらべて充分無視し得るほど小さいので, 5577Å ラインプロファイルは発光層の大気温度を地上から観測する良い手段である。

我々は夜光 5577Å 線のドップラー幅をフーリエ-パロー干渉計を用いて測定し発光層の中性大気温度を求めよう観測を計画し, 昨年来試験的観測を続けしてきたが, 今回藤王山麓において夜光による干渉フリントを記録することに成功したので報告する。

§ 観測装置および観測方法

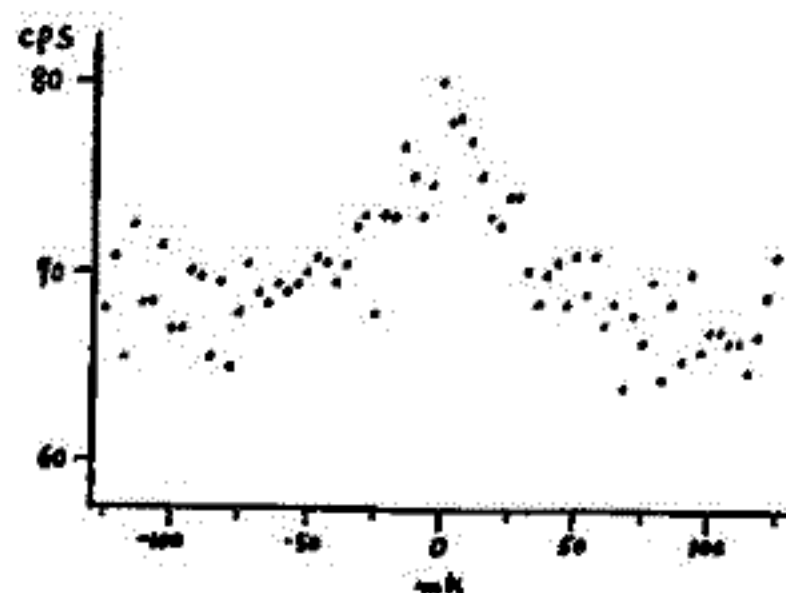
観測には気圧スキャン方式の口径 60 mm 中, 自由波長域 251 mK のフーリエ-パロー干渉計を用い, 光電子計数方式により信号はデジタルに記録される。

観測される干渉フリントは, 5577Å ラインプロファイルと装置函数との convolution であるので, ラインプロファイルを求めよためには観測時の装置のパラメータを決定し装置函数を知ることが必要である。このために ^{199}Hg 無電極放電管の 5461Å 線を用いて装置の calibration を行った。

§ 解析方法

種々の温度に対応したラインプロファイルと装置函数とも convolute したものと観測記録をフーリエ級数に展開したものとを最小二乗法で比較し, 観測記録にもっともよく適合した温度を発光層の大気温度とする方法をとった。

なおこの種の装置で 6300Å 線を観測することにより, F 領域の大気温度を求めよ可能性についても論じる。



観測された 5577Å 干渉フリントの例。

1977年2月22日 03^h03^m ~ 03^h38^m

3個のフリントを重ね合せたもの

小川利純・島崎達夫 (NOAA)

高度 40-150 km にわたる大気微量成分密度の高度分布の日変化を計算した。計算方法は基本的に、Shimazaki and Lalrd (JGR 75, 3221, 1970; Radio Sci. 7, 23, 1972), Shimazaki (Radio Sci. 7, 695, 1972), Shimazaki and Cadle (JGR 78, 5352, 1973), Shimazaki and Wuebbles (Pageoph 106-108, 1446, 1973) を踏襲してゐるが、イオン成分も含めて、イオンと中性成分の密度を同時に計算した真が大幅な改良点である。

特に NO については $NO^+ + e \rightarrow N(^2D) + O$, $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$ のイオン反応が重要な生成源であると同時に

$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$, $NO + h\nu \rightarrow NO^+ + e$ のイオン密度を支配する反応に NO が関与してゐるのを、理論的に consistent なモデルを作るには、イオンと中性成分を同時に計算しなければならない。

(1) 対象とする成分

中性 O , $O(^1D)$, O_2 , $O_2(^1\Delta_g)$, O_3 , N , $N(^2D)$, NO , NO_2 , N_2O , H , OH , HO_2 , H_2 , H_2O , H_2O_2 , CH_4 , CH_2O , CHO , CO , CO_2

イオン O^+ , O_2^+ , O_4^+ , N_2^+ , NO^+ , X^+ ; O_2^- , O_4^- , Y^- , electron

ただし X^+ , Y^- は正、負イオン(複合イオン)の総和で、簡単のため複合イオン個の変換は考えない。

(2) 考慮に入れる輻射

太陽輻射 $1\text{\AA} - 8,500\text{\AA}$ (解離および電離)

地球コト輻射 $1216, 1027, 584, 304\text{\AA}$ (相同電離)

宇宙線 (電離)

(3) 考慮に入れるプロセス

太陽輻射による電離 9, 解離 25。光電子の効果は実効断面積を増やすことによつて含める。

中性成分間の化学反応 72, イオンの関与する反応 46。

(4) 計算方式の改良

$O-O_3$ 間, $H-OH-HO_2$ 間, $N-NO-NO_2$ 間, 負イオン間には強い交換反応があり、これが計算誤差の大きな原因となるので、平衡状態、日変化の双方の計算の際に、この点を考慮した改善を行なう。

理論計算と観測結果の比較から次の諸点が結論づけられる。

(I) effective eddy diffusion coefficient $\lesssim 3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (O/O_2 ratio)

(II) low NO density below 80 km. $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$

(III) X-ray ionization & $O_2(^1\Delta_g)$ ionization as well as NO ionization are important as a source of D-region ionization.

(IV) branching ratio of $N(^2D)$ in atomic nitrogen production ~ 1 .

(V) $OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$ $\sim 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$.

(VI) O_3 valley appears only just after sunrise.

(VII) less diurnal variation of NO in 75-110 km. factor 2 change in day and nighttime level of NO above 120 km. NO-NO₂ conversion in day and nite below 70 km.

佐藤輝夫
兵庫医大物理

Solar Flare 時に放射される X 線によって下部電離層において電子密度増加と
ともに、 f_{min} の増加又は Blackcut の現象と見られるが、今回は X 線 Flux 量
及び $\cos \chi$ (X 天頂角) に対する f_{min} (B.O を含む) の大きさを統計的に調べた。

用いた資料は SOLRAD 10 で得られた X 線 (0-3, 1-5, 1-8, 8-20 Å) Flux 量,
及び日本の 5 ヶ PIT の観測所において得られた f_{min} (15 分値) である。期間は 1972 年
1 月より 1973 年 7 月の間で、この間に得られた 28 例について解析を行った。
得られた結果は次のやうである。

1. f_{min} の増加及び B.O を生ずるのは殆んど Equinox, Summer Solstice においてである。
2. X 線 Flux - $\cos \chi$ に対する f_{min} の分布は 1-8 Å X 線 Flux に対して最も規則
正しく、次いで 8-20 Å, 0-3 Å に対してである。
3. (1-8 Å) X 線 - $\cos \chi$ に対する f_{min} 分布で同一の f_{min} を生ずる X 線 Flux (F) と $\cos \chi$
との関係は

$$F = C_1 \cos^2 \chi \quad C_1 \text{ constant}$$
 であらば $\chi = 20^\circ$ である。
 例えは $f_{min} = 3 \text{ MHz}$ に対して $C_1 = 7.2 \times 10^{-3} \text{ (erg/cm}^2 \text{ sec)}$
 $f_{min} \Rightarrow$ 約 5 MHz, B.O に対して $C_1 = 6.3 \times 10^{-2}$
 である
 又同一の χ の値に対し $F = C_2 f_{min}^4 \quad C_2 \text{ const (5 MHz まで)}$
 の関係がある
 これらの関係は いずれも Chapman production を用いた電波吸収量の計算から予測出来る。

以上のやうな統計的解析は、電波吸収量、全電子数等に対しては必ず必要であると
思われるが、ここでは一つの Flare に対するこれらの関係と計算値と実測値とを比較して示す。

人工電離雲の追跡

中村純二 菱沼直志 (東大教養)

人工発光雲や電離雲は光学的に追跡するのが最も精度が高い。しかしながら写真撮影に頼る以上、実験時刻は夜間か薄明時に限られる。一方大気力学の立場からは昼間の S_v 電流系や電界等を求めることが重要である。そこで発光雲や電離雲を昼間に検知する方法が模索され、一方では Zeeman 効果を用いた光学的方法が、他方ではレーダーによる電波的方法が提案されてきた。今回は薄明時に同時にこれらの方法を適用した場合、相互の間にどんな関係が見られたかについて述べる。

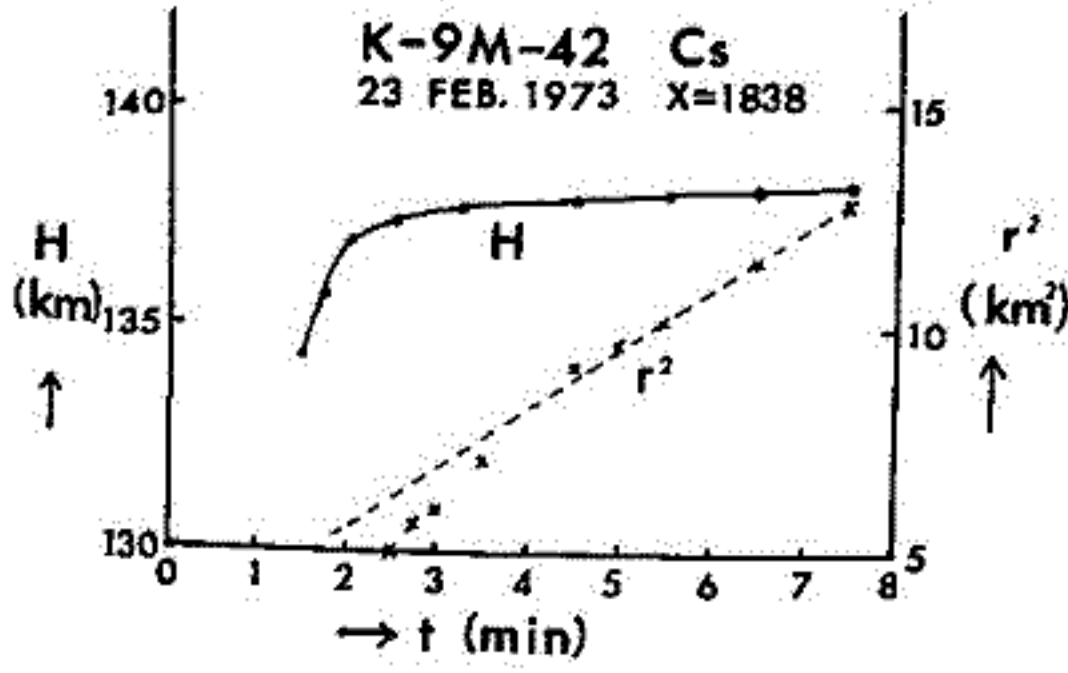


図1

昨年2月23日の夕刻 1838 に打上げられた K-9M-42 号機には Na 発光弾と共に Cs 弾が積まれていた。この Cs 弾は発射後 82 秒に作動し、球状の電離発光雲を作り、光学的には内之浦、南郷、山川、谷山及び種子島的全観測点で観測され、また電離観測は内之浦、種子島および山川電波観測所で行われた。図1の実線は、光学的観測から解析した球状 Cs 発光雲中心の高度変化を示し、放出直後はロケットの初速の影響を受けて、1分間近く上昇速度をもつが、それ以後は十分

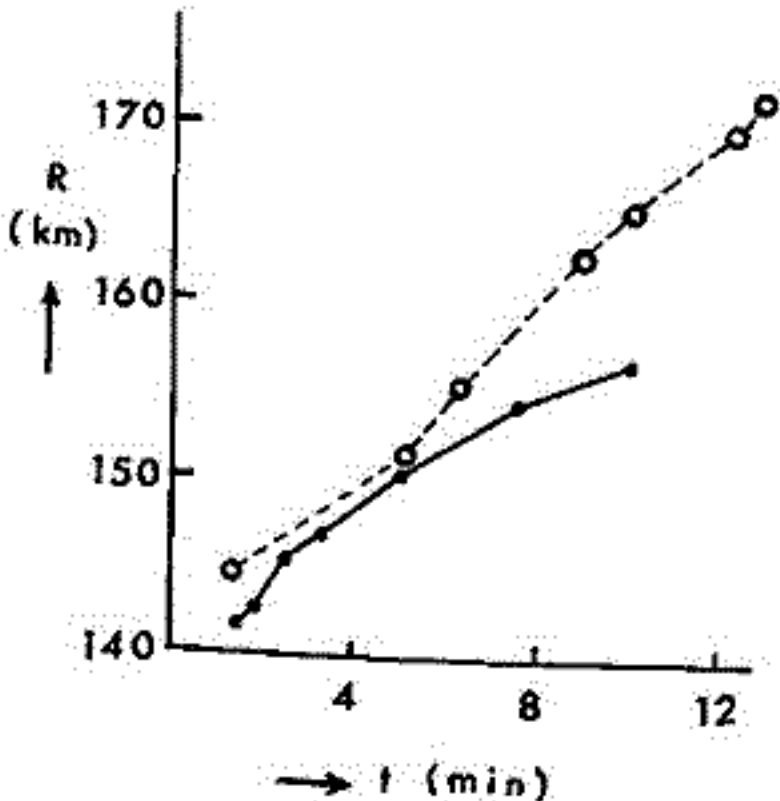


図2

分拡散が進み周囲の大気と同じ略水平な移動をしていることが分る。この場合各観測点から求めた発光雲中心の位置は約 500 m の精度で一一致した。一方図1の X 印は写真から求めた発光雲直径の半値中の自葉を記したもので、放出後2分間位は shock wave として拡がる影響が残り完全な拡散の様相を示さないが、その後は略理論式に従い、点線で示すように r^2 は時間に比例して増大している。これから高度 138 km における拡散係数を求めると $D=8 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、K-8L-11 号機の Na 雲から求めた拡散係数の高度変化に略一致する。

この点から見ても、光学観測による Cs 発光雲中心の測定は合理的であるといえる。尚発光雲は X+16 分まで写真に撮影されているが、X+7 分以後は発光雲が磁力線の方にのび始め、球形から崩れてく

るので、測定結果は図に記録されていない。

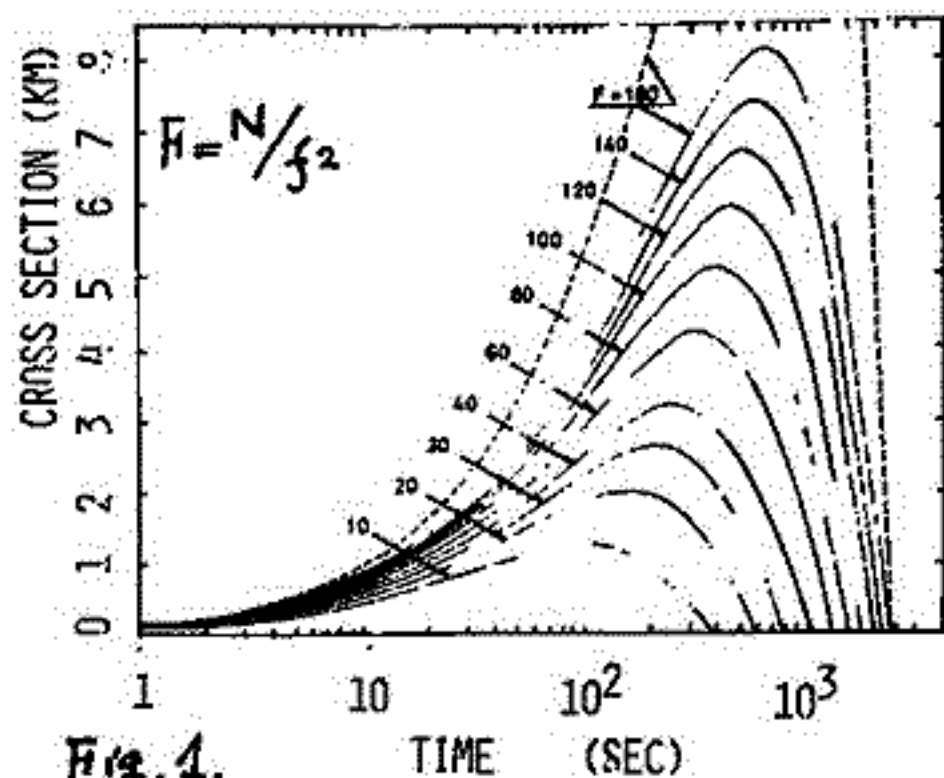
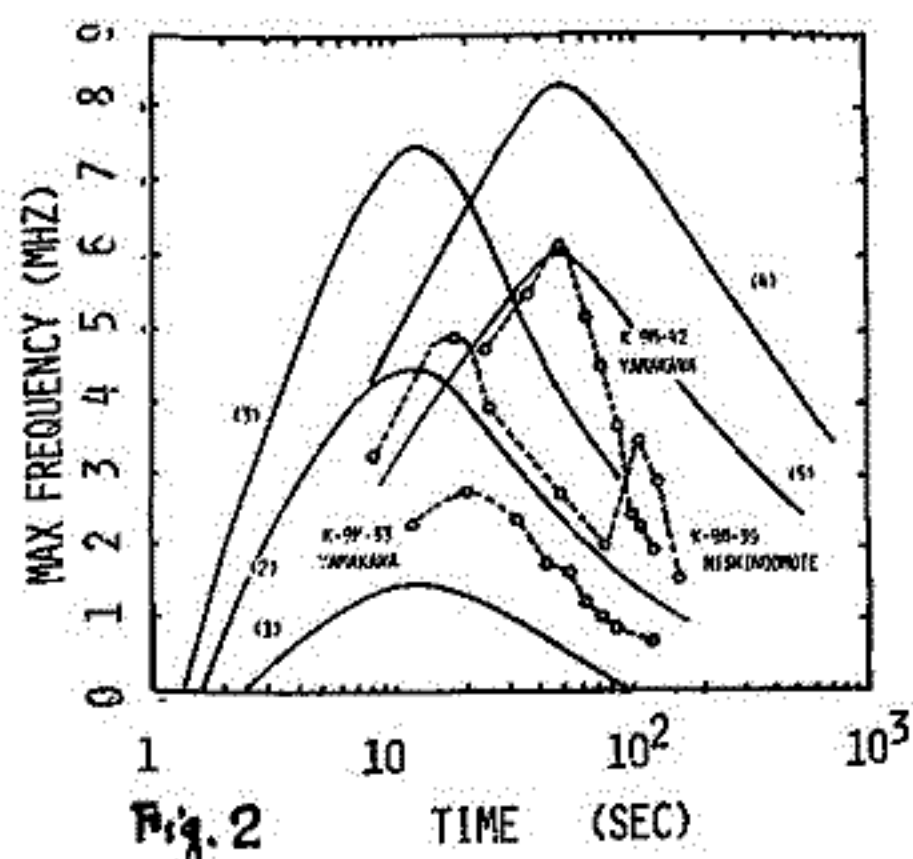
図2には KSC から Cs 雲までの距離 R を、光学的観測より求めた結果を実線で、電波観測より求めた結果を点線で示してある。両者のこのような差は、昨年8月21日 1600 に打上げられた K-9M-43 号機による Na-Eu 雲についても認められた。その原因として電波の特性、電波観測装置に伴う誤差、並びに電離雲の形や大きさ等が考えられる。

堤 四郎 (大阪市立大学)

電離雲を電波によって追跡し超遠方の風を中心としたパラメータを導く実験についてはすでに数回実施され一応の成果が得られている。基本的には多地点と誤差をアイオゾンデータの記録から得られる slant dist. から電離雲の位置を導くものであるが、これ以外にアイオノグラムには電離雲の密度、サイズに対応した情報が含まれており、この点について少し検討を加えたいので報告する。

HF帯電波 ($\lambda=300\text{m} \sim 15\text{m}$) に対して電離雲のサイズは数kmとかなり大かたのび ray theory に基づく解析が可能である。電離雲のモデルとしては初期に一様な密度分布を持つ球形雲を想定し、等方向に拡散する場合を考えた。

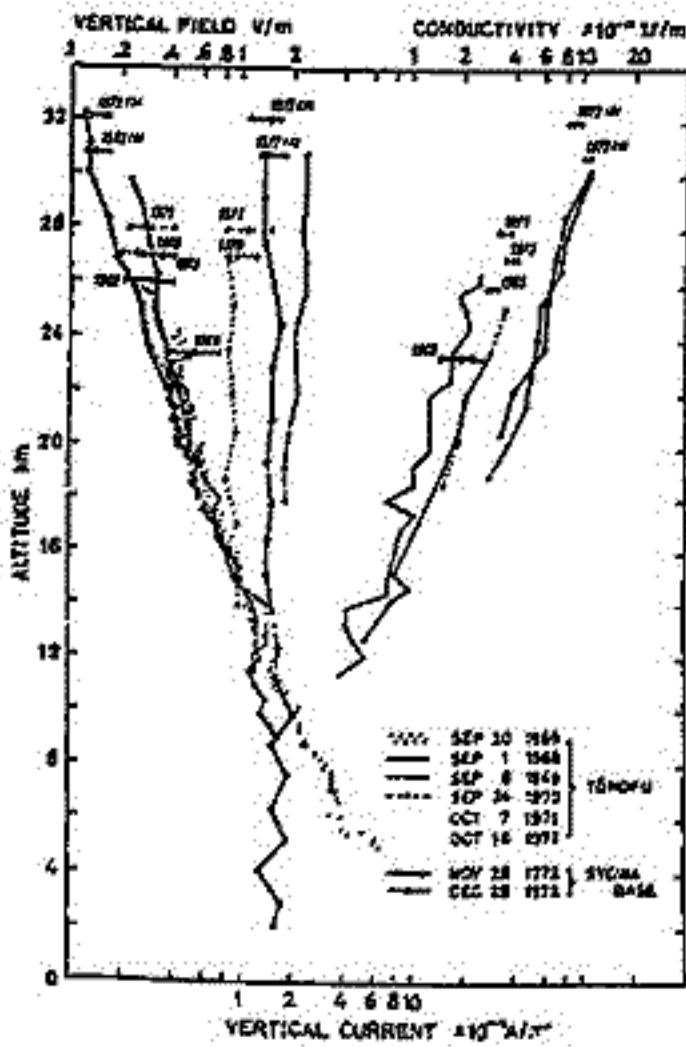
最大周波数の時間変化、 $F = N/f^2$ をパラメータとする電離雲の有効散乱断面積は Fig. 1 の様になる。ここで N は放出全電子数 f は電波の周波数である。この結果から予想される最大周波数の時間変化を求む実験の観測結果と比較したものが Fig. 2 である。K-9M-33号機における実験ではほぼ一致した結果が得られているが K-9M-42号機実験では予想以上に電離雲エコーの生存時間が長くピークを遅くしてから急激に急激である。この点については電離雲に会われる電子の総数が放出後太陽光線 ($\lambda > 3200\text{\AA}$) の光電離作用によって増殖したものと計算すればうまく説明出来る。この点についても併せて報告する予定である。



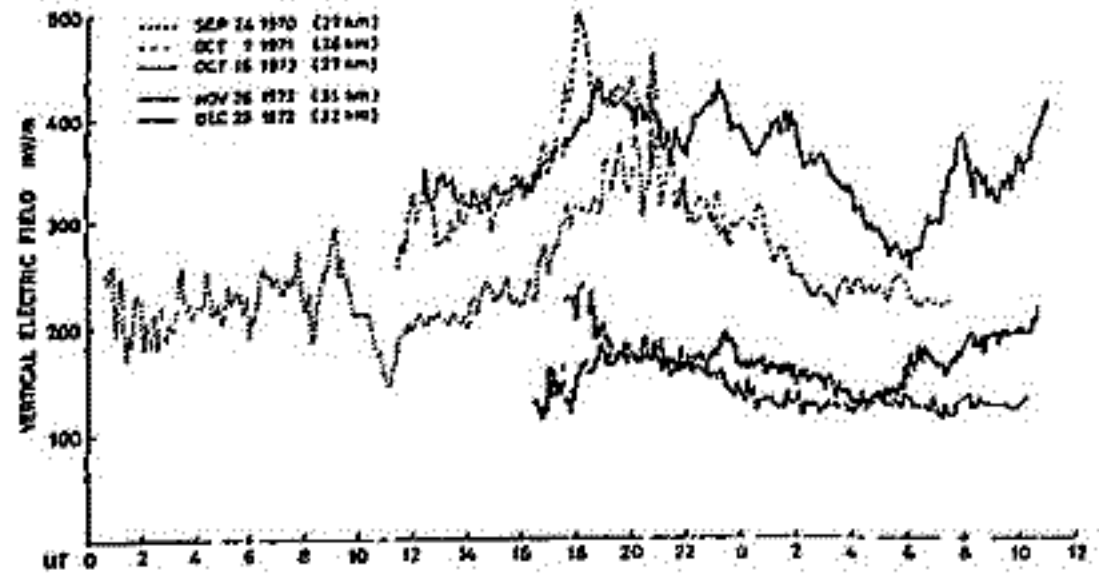
小川俊雄 田中良和 藤田晃 安原通博
 (京大理) (京大理) (甲南大理) (京師教育大)

東北地方と昭和基地で測定した、地上約30kmまでの垂直電場・電流および伝導度の高度分布(第1図)と、成層圏一定高度における垂直電場の日変化(第2図)から、電離層は全地球上ではほぼ等電位で、電離層から地球へ流れ込む電流は大気の電気伝導度分布に依存し、中緯度では高緯度の約1/2であることがわかった。

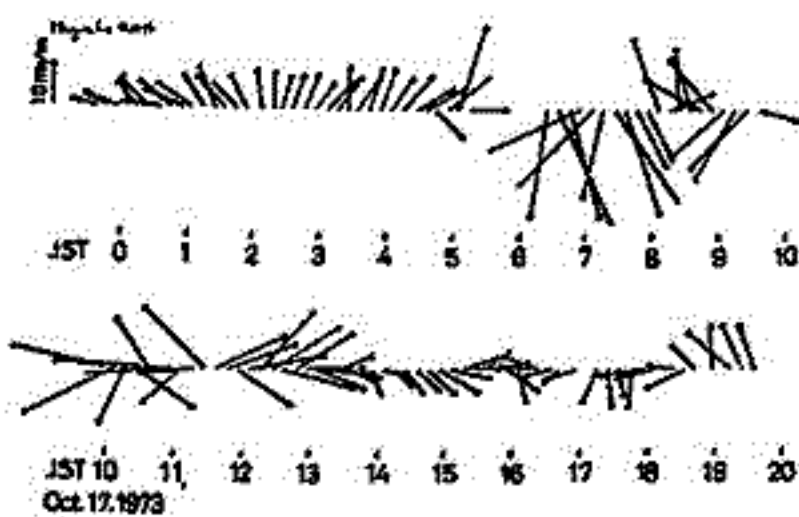
つぎに、1973年10月17日、三陸沖で観測した高度27kmにおける水平電場の値は約10mV/mで、そのベクトルは時計廻りに回転し(第3図)、電場の北向き成分が地磁気の水平成分と可成りよく対応することがわかった(第4図)。



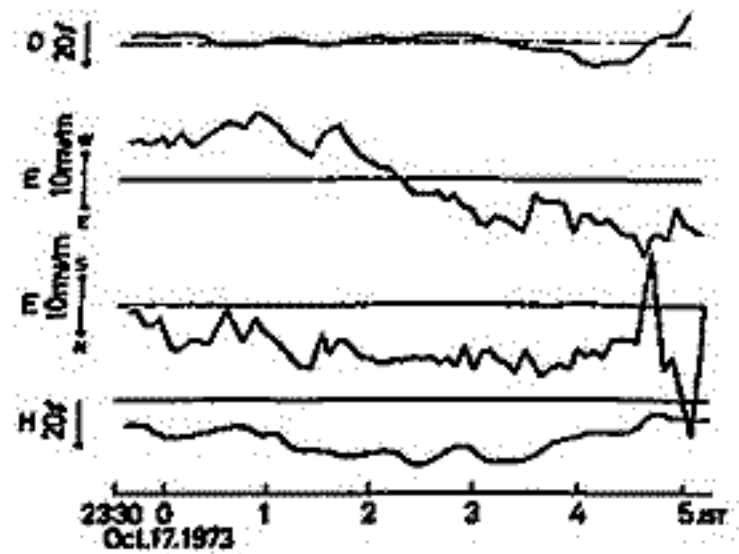
第1図 垂直電場・電流および伝導度の高度分布



第2図 垂直電場の日変化



第3図 水平電場ベクトルの日変化



第4図 水平電場と地磁気変化

鈴木 亮・前田 坦
(京大理)

地表面の磁場変化を電離層の等価電流系におきかえてみることは、地球全体のようながいと目で見よる便利さがある。これは S_g を表わす手段として従来から用いられ、またできたものはダイナモ電流系として親しまれている。 S_g の場合はかなり長期間の平均的データであるが、個々の現象の例としては S_c のときとか、日食のとき、あるいは極や赤道の jet の電流系とか個々の特殊な場合について電流表示が行われている。

一般に、時々刻々の磁場変化を等価電流系に置きかえることは、理論的には Gauss 以来の方法で可能である。またそれができれば利用価値の大きいことも明白である。ところが未だにその実現をみないのは data 処理のわずらわしさと、解析における精度が原因と思われる。

筆者は IAS Y シンポジウム(第4回, 第5回)でその方法を論じ、いくつかの計算を試みてその結果の一部を報告した。求めたものは満足のゆくものではなかった。その後、いろいろの事情で研究が中断されたが、最近には、再びその仕事を始めたので、現在までの結果をとりまとめて報告する。

解析の成否のポイントは世界中での観測データをいかに精度よく調和解析できるかにある。観測値 $H(\theta, \lambda)$, $Z(\theta, \lambda)$ に対して

$$H(\theta, \lambda) = \sum_m \sum_n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) X_n^m(\theta)$$

$$Z(\theta, \lambda) = \sum_m \sum_n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\theta)$$

の式における係数 a_n^m , b_n^m , a_n^m , b_n^m を求めることに帰着する。~~解析~~

式は多元一次連立方程式となる。そして、その解は計算機により自動的に求まる。しかしその精度は?

半田 駿
京大 理

前回では、地磁気変化のデータから電離層内に起因する、地磁気長周期成分を考える場合、 Δy 成分(地磁気座標で東西成分・電流系で見た場合は、南北成分の電流に相当)に起因する磁場のあることを述べた。例として、柿岡・Tashkentの解析結果について述べたが、以後、他の観測所についても解析をおこなったので、今回は、その結果について報告する。

解析

・ Δy 成分の197-スペクトラム解析

10~20日、6~8日が各観測所に共通した卓越周期である。

・ Δy 成分の10~15日周期に着目、バンドパスフィルター処理をして、柿岡を中心とした Cross Correlation を計算した。(図)

dataは、hourly mean value, 期間 1964年 9月~12月

結果

1° Δy 成分は、各観測所間 - 主として経度方向(中緯度)に分布して、大きな位相差が認められる。

2° 柿岡 (long 131°) - ALMERIA (long. 35°), MISALLAT (Long. 31°) では out phase である。(Δy)

3° 一般に、相互の距離が大きくなると、相関係数は小さくなる。

4° Δy 変動の位相は西進するように見える

仮定すると $\Delta \lambda = 110^\circ$ $V_{ph} = 110/6 \text{ day} = 18^\circ/\text{day}$
(仮定)

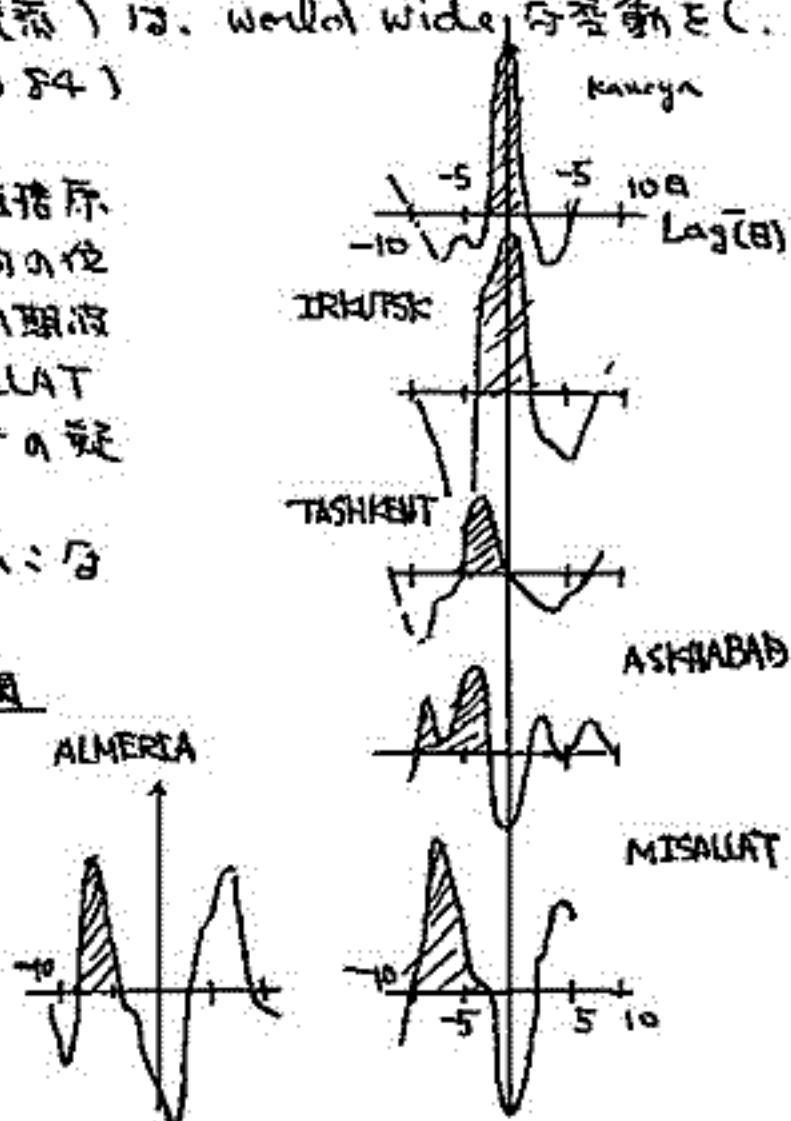
5° - Δx 成分(南北成分・東西に流れる電流系)は、world wide 同変動を(位相差0)、相関係数は大きい(0.78~0.84)

Δx 成分は、Ring Current 等の Solar Wind 時の太陽風擾乱によるものによるであろうが、 Δy 成分は、経度方向の位相差の存在という事実から、地球に fix した原因 - 長周期波動? - と仮定すると適合が良いが、ALMERIA, MISALLAT - 柿岡の相関係数、完全に out phase である点、若干の疑問がある。

さらに観測所数を増加して、より詳しい解析をおこなう

解析結果

柿岡 = 0 相角



S. Kato

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto Univ. and High Altitude Observatory, NCAR,
Boulder, Colorado

It is suspected that the acoustic gravity wave can be excited by super sonic motion of aurora arc, moon shadow during ellipse and day-night terminator in the upper atmosphere. I intend to check theoretical basis for these problems using a simple model to find rigorous results. It is found that a line source moving with super sonic speed can excite those wave trains (not impulse) whose phase velocity equals that of the source. Another finding is that when the source moves with velocity smaller than a critical velocity (about 0.9 of sonic speed) a gravity wave can be excited which is peculiar to the dispersion of gravity wave.

深尾昌一郎 ・ 前田 憲一
京大工 京産大

1. 序 : 本号に中積産 E, F1 領域の層間の標準的電離密度分布について報告したことが、今回はこの日変化 E F1 層の作成モデルについて述べる。ここでは電子, O^- , O_2^- , O_3^- , NO_2^- , O^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , O_3 , N , N_2O , NO_2 , NO , O , O_2 , N_2 の 17 種の粒子について考え、 O_2 , N_2 の数密度は他の成分に比べて高く、時間変化は無視する程小く、 O , N の 5 種の粒子について連続方程式

$$\frac{dn_A}{dt} = F_A - n_A R_A \quad (A = 1, 2, \dots, 15) \quad (1)$$

を日ごと、 x 方向に解く。

2. 大気モデル 以前と同じく CIRA '71 に準じたモデルを用いる。

3. 太陽放射線 太陽放射線のうち EUV の大線より $Ly \alpha$ 線を考慮し、夜間の電離源としては $Ly \alpha$ と $Ly \beta$ 線の散乱を考慮する。吸収断面積より電離率については以前と同じ様に $\lambda > 300 \text{ \AA}$ については Stolarzski & Johnson (1972) を、 $\lambda < 300 \text{ \AA}$ については Okshiro et al. (1966) の値を用いる。

4. 反応式 ここでは Kameshca et al. (1970) のデータをもとに (168 種) を考え、 x と y の反応係数、 x の温度依存性等については未だ完全検討していない。

5. 解析方法 (1) 式を 7...7... の方法により数値積分する。E F1 電子と O^- の数密度は zero と置く。計算は 1 日ごとの 2 日目の計算結果は 1 日目の日変化を求め、

結果が一層増えることが、近々将来このモデルによる日変化より太陽黒点同期変化等をも記述するに検討し、E, F1 層の標準的電離密度分布の形も示すに努める。

任意の大気モデルに対する F2 領域内電子密度
プロファイルの計算

米沢 利之
電研研究所

昼間の F2 領域内電子密度プロファイルの解析的表現式は次のような假定の下で得られる。

- (1) 酸素原子のみが電離する。窒素分子は電離してもすぐに解離的再結合により消滅すると考えられるので、これを無視しても大きな誤差は生じない。
- (2) 電子消滅率は酸素分子あるいは窒素分子の数密度に比例する ($B \propto [O_2]$ or $[N_2]$)。
- (3) 電子イオン気体の両極性拡散係数は中性温度の平方根に比例し、酸素原子数密度に逆比例する ($D_a \propto T_n^{1/2}/[O]$)。
- (4) 中性温度、電子温度およびイオン温度は互に異なってもよいが、これらの比は高さに無関係に一定値を保つ。
- (5) 定常状態のみを考える。
- (6) 電場の高さに伴う変化を無視する。
- (7) 大気温度 (または酸素原子の scale height H) の高さに対する勾配は高さに無関係に一定値を保つ ($dT_n/dz = \text{const}$ or $dH/dz = \text{const}$)。

これらの假定の中で、(4)と(7)以外は一般妥当なものと思われ、あまり問題はないであろう。假定(4)は実際の大気の状態とはかなり異なっていると思われ、この假定が成り立たない場合には、電子の連続性より導かれる基本方程式そのものの形が少し違ってくる可能性がある。今はこの点には深く立ち入らないことにする。

假定(7)については、これをいくらか緩くして、大気が、それぞれの中で温度勾配が一定であるような2つの領域から成っている場合について考察を加え、1971年秋の当学会において発表した。今回はこれを更に拡張して、大気温度(または酸素原子 scale height)が高さに伴って任意に変化している場合について考えをみた。この場合には大気を薄い層に分けて考え、その各層の中では大気温度勾配は一定と見なして従来の結果を適当に用い解を求め、それらが層の境界のところで連続した電子密度および電場の勾配を与えるように任意定数を決定してやればよい。層の数を n とすればこの連続性は $(2n-2)$ 元1次連立方程式を解くことに相当する。 n が大きくと層数が不変になる苦であるが、実際には方程式が階次的形をしていくので、これを解く層数は大したことはなく、数値積分でプロファイルを求めよるよりはるかに簡単な計算であると思われ(ただし数値積分によるならば上記の假定をほころばるために場合の計算も可能である)。

実際には Jacchia 1971 大気モデルを用いて電子密度プロファイルの計算を行なった。高さ 300 km における電子消滅率 B ($\propto [O_2]$) と両極性拡散係数 D_a に対しては次のような値を採用した (添字 0 は 300 km における値を意味する)：

$$B_0 = ([N_2]_0 + 10 [O_2]_0) \times 5 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$$

$$D_{a0} = \frac{8 \times 10^{18}}{n_0} \left(\frac{T_{n0}}{1000} \right)^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

ただし n は全分子原子数密度であり、 n_0 は酸素原子電離断面積は $8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ と取り、太陽天頂角 30° 、地磁気傾角 50° 、 $T_n = T_i = \frac{2}{3} T_e$ と假定した。

計算結果は観測よりも高い層高を与える傾向があったように思われる。これは、採用したパラメータの値の調節により是正することは難しい。この不一致の原因は明らかでないが、大気モデルの不適合、南から北に向う風の常時存在などが考えられると思われる。

相関レーダによる万層微少変動の観測

福原 敏行, 堤 四郎, 竹屋 芽夫
(大阪市立大学 工学部)

§ まえがき

電離層内に人工電離雲を放出し, その動きから電離層諸定数を求める実験があるが, 観測手段を大別すると, 光学観測と電波観測がある。後者は前者に比べ観測精度が悪い。特に観測器として電離層イオノゾニデを用いるため, 測距の分解能は5kmと云われていた。これを改善するため, 相関技術を用いて分解能が向上(1km)したレーダを試作し, 電離層万層を使ってテストしたので報告する。

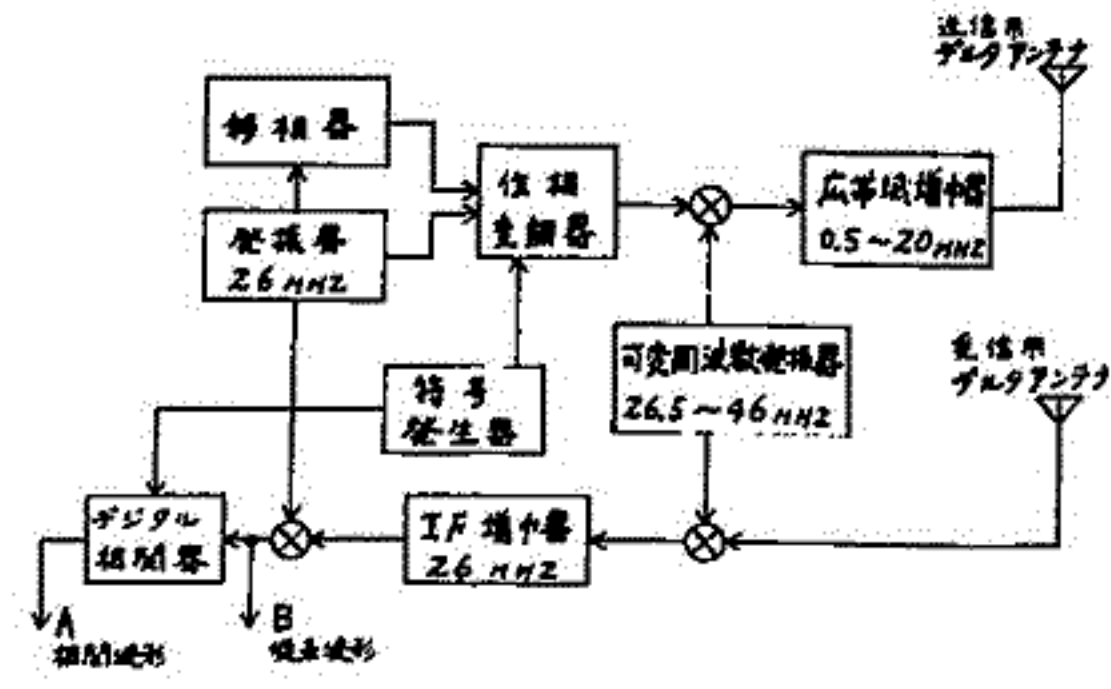
§ 装置および実験結果

第1図は相関レーダのブロック図である。その特徴は

- ① 送信波を位相変調により符号化することによって, 受信波との相関処理が容易になり, 分解能が向上した。
- ② 位相変調波は周波数変換しても位相角の変わらないことを利用して, 送信周波数可変を得ている。
- ③ 受信波は位相検波しているのでドプラー測定が可能である。

実験した結果, 正常波と異常波の見掛高度が接近している場合にも, その分離が可能(数km程度)であることがわかった。

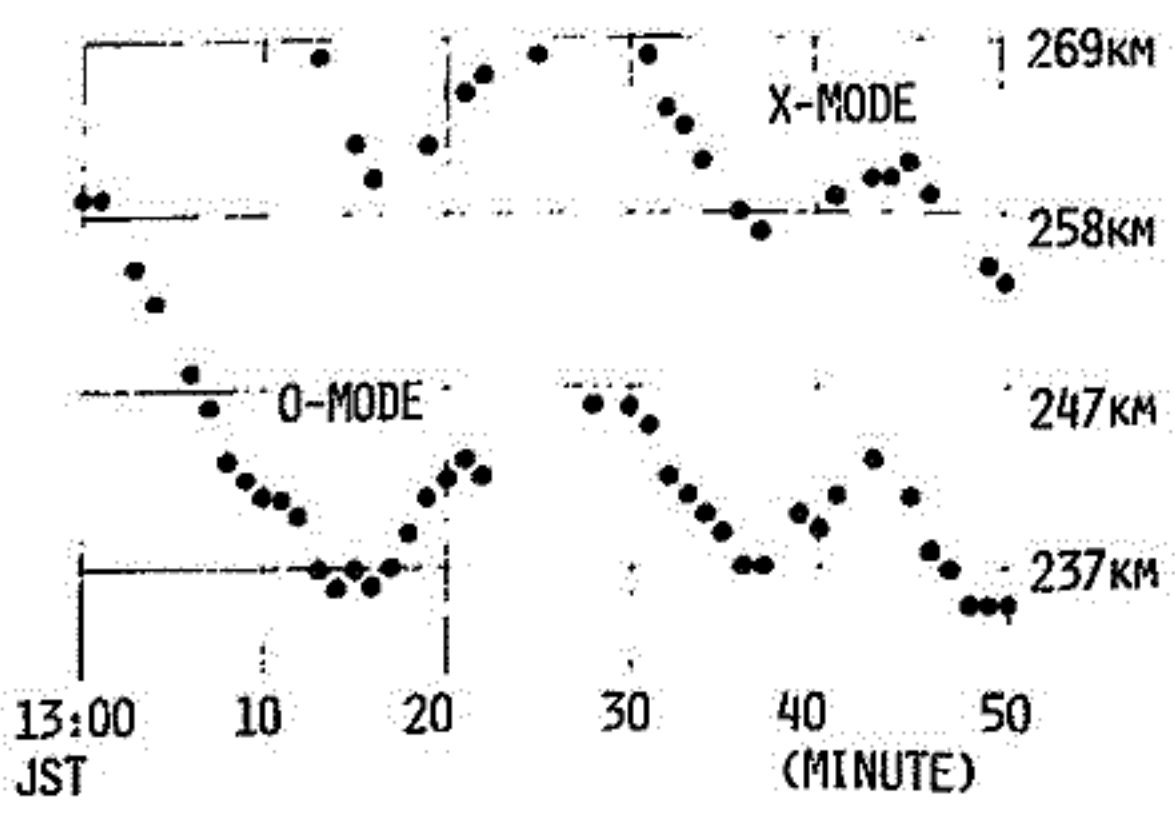
第2図は, 大阪に於ける電離層の見掛高度変化である。図では正常波, 異常波間の変化に時間遅れのあることがわかる。これより万層の微少変動を知り得ると思う。



第1図 試作装置ブロック図

第1表 相関レーダの特徴

	イオノゾニデ	相関レーダ
周波数	0~20MHz 可変	可変
記録	アナログ	デジタル
分解能	5km	1km
		周波数固定の場合にはドプラー測定可



第2図 相関レーダによる, 大阪に於ける万層の時間変動 周波数: 5MHz

筒井 裕 モハムドハダインライアル 山川 徹 (京都大学 工学部)

前回は短波のドップラー観測により得られたデータが台風の大気擾乱が電離層に与えること等の理論的考察と行い、
だが、太陽活動が静穏に且、気象的にみても平穏な日でも、電離層の電子密度には周期的変動が観測される。筆者等は以前TIDの観測を行って、その現象が重力波によるものであると報告したが今回はその定量的な解析と行い、その変動周期が20~30分であると報告した。

Hinesは潮汐流のない場合の大気振動に関する方程式として $\omega^4 - \omega^2(k_x^2 + k_y^2) + (r-1)k_x^2 + ir\omega^2 k_z^2 = 0$

と導く。ここでcは音速、 k_x, k_y はx, y方向における波数、 r は比熱比、 g は重力加速度である。もしこの式から伝播可能な同期成分が求まれば、それは静穏な日という条件は上記の式が成り立つに依るという条件を満足しているものと思われる。

短波のドップラー観測により電離層の変動と下層反射波にかきこみ静穏時におもった図のような周期的変動が見られる。筆者等はこの変動の周期解析と理論計算による値との比較を試み

解析には傍波のほり標準電波をMHzと1000ヘルツに記録される内と外周約1時間の位相とを、まずF-V変換を行って、更に実時間約19秒のSample RateをAVL変換と、よく計算機によるF-F解析と行ない、出力よくX-Yプロットに描かせた。このような方法が各期10日間のデータ解析と行った。

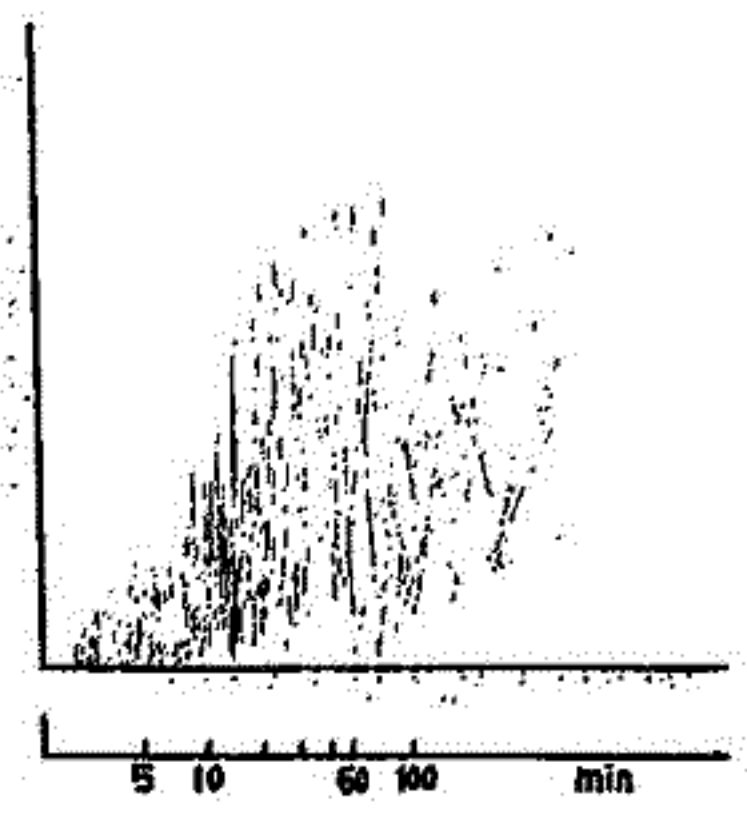
各日の同期解析によるピーク値は、ほとんどの日に変化等は見られず、たのど見られると重畳合わせると才2図のような結果が得られる。これによるとピーク値が30~40分付近に見られ60分付近に急な谷となる。これはTitheridgeのFaraday Rotationによる解析やSetty et alによるf_{oF2}の変動解析の結果と極めて一致を示している。又3分位に小さな山が見られるのはAcoustic waveの成分ではないかと思われる。一方10日間の電波の反射高を調べると平均230kmである。理論によるとこの高さでのAcoustic Cutoff及びBrunt PeriodはT_gは約T_a=13分、T_g=14.5分である。この間の同期成分はいわゆるForbidden Bandであり才2図ではF.Bの矢印のところにおいてのピークにそのおぼろげみが見られる。

解析結果から判りようにこのおぼろげな変動は重力波による電離層変動と思われるが更に季節変化など定量的な解析が必要である。



才1図

才2図



PP 1341 (1973)

1) Titheridge, J.E., J.G.R. 73 PP 243 (1968) 2) Setty C.S.G.K., Anurag, B. Gupta, & Nagpal O.P. IATP 35

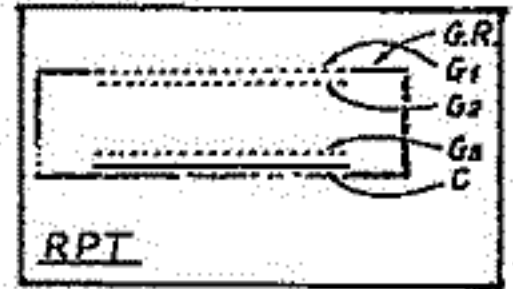
第 2 会 場

II-1 L-3H-8 搭載 RPT による電離層の観測

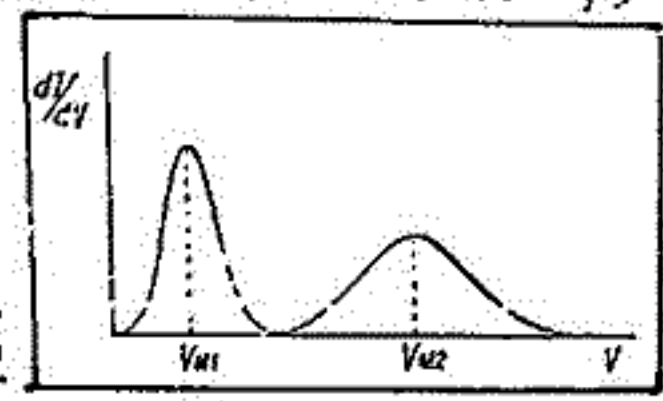
宮崎 茂, 森 弘隆
電波研究所

L-3H-8 は 1974. 1. 22, 20:00 に打上げられ、RPT (Retarding Potential Trap) はメインロケットの先端に取り付けられていた。ロケットの飛行は正常であったが上昇時 213 秒以後メインロケットのテレメータが不調にはじめ、観測結果は 85 秒の開始後約 128 秒間のみ得られた。

搭載された RPT は SRATS を搭載用と同形のものであり、今回の観測は電波搭載用プローブの動作特性確認の意味でも重要であった。構造は右の断面図で示されるように三枚のグリッド G1, G2, G3 とコレクタ C のガードリング GR から成る平面形多電極プローブで、G1, G2, GR に 0~8V の掃引三角波電圧と電流の微分波形を得るために 1kHz の微小交流電圧 E を、G3, C には負の定電圧 E を加えている。電流は G1 と C から取り出し、これらの DC 成分と 1kHz 成分を時分割して地上に送っている。G2, G3 は G1, C への 1kHz のリーク電流を減少する効果を持つので、これらによってリーク電流 E 約 1×10^{-10} A 以下に抑えることができる。

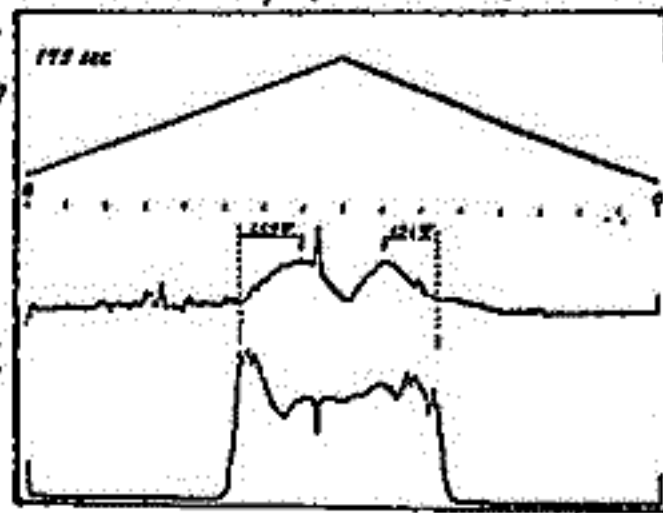


RPT は一種のエネルギー分析器なので、飛ぶ物体の速度効果を利用して複数種のイオンの成分別の密度、温度測定ができる。すなわち、RPT の粒子捕集面をロケットの進行方向と直角にすると、流入するイオン速度には相対的にロケット速度が重畳されるので $\frac{1}{2} M V_R^2 = e V_M$ (M : イオン質量, V_R : ロケット速度, V_M : 電極間電圧) に見かけの運動エネルギーが増加する。例えば 2 種類のイオンが存在する場合に予想される微分特性は右図のようになる。各イオン成分に対応するピークが現れ、これらのピークの電圧からイオンの種類が求まり、ピーク電流およびその半値幅からその密度および温度がわかる。



今回の観測では得られたデータの量が少なかった上、テレメータチャンネルの不足から隠蔽の時分割測定を行っていたので、解析可能なデータの数は非常にわづかひなものだった。そのための F 層イオン密度の高度分布を求むるまでにはいたらなかったが、RPT の動作特性を確認することはできたので一定の目的は達せられた。

右図は観測結果の一例で高度約 400 km のものである。上図は印加三角波電圧、中図はイオン微分電流、下図は電子微分電流である。電子微分電流のピーク電圧 E が 2.5 V 程度とすると、イオン微分電流のピーク電圧は三角波掃引電圧上昇時に 1.57 V、下降時に 1.31 V であった。上昇時と下降時の特性曲線の形が異なるのはプローブのヒステリシス特性のせいである。このとき、ロケットのスピードは約 4.5 km/sec であった。この速度に対する各イオンの V_M 値は下表のようになるが、この表からは O^+ の値が観測値と最も一致している。この高度で卓越しているイオンは O^+ と予想されるので、この O^+ が観測されたものと考えられる。 V_M 値の観測値と理論値とのずれの原因や観測された特性曲線の形についてはさらに詳しい検討を要する。



$V_R = 4.5 \text{ km/sec}$

	M^+	H^+	He^+	O^+	O_2^+
V_M		0.11	0.42	1.67	3.38

早川幸男, 河野毅, 長瀬文昭, 田中靖郎,
名古屋大学 理学部

観測ロケット L3H-7および K9M-40 によってL値の小さい領域において地球磁場に捕捉されている電子を観測した。本年1月に行なわれた L-3H-8号機による観測で、以前の2回の観測と同様な結果を得ると共に、電子強度に時向的変動があることを見出した。

前2回の観測方法と異なるのは、測定されるエネルギー領域を広くとつたことである。計数管のガスの中で電子が失うエネルギーおよび測定される入射電子のエネルギーの範囲を次に比較する。

	エネルギー損失	入射電子のエネルギー	視野(FWHM)
L-3H-7	1.2 — 30 KeV	5 — 7 KeV	2° X 20°
K-9M-40	5 — 22 KeV	6.5 — 23 KeV	3° X 26°
L-3H-8	2 — 180 KeV	5 — 180 KeV	2.9° X 12.4°

L-3H-7とK-9M-40の場合では測定されるエネルギー領域が異なっていたため、相互の強度を比較することが困難であった。今回は両者と重なるエネルギー領域を覆つたので、3回の観測における強度を比較してできたのみならず、エネルギー分布を測ることができた。

測定器は前回と同様の薄窓比例計数管で、窓膜の厚さは45μg/cm²であった。計数管2個をL-3H-8のオス段目に積み、視野軸を互に直角かつロケット軸に直角になるように置いた。各計数管から得られるパルスをも2種類の増中器で増中し、時間分割して交互に送つた。それぞれの場合に測定されるエネルギー領域および1サイクルの測定時間には次の通りである。

High Gain	2 — 3.5 KeV	3.24秒
Low Gain	10 — 180 KeV	1.08秒

重なっている領域で両者の結果は一致していた。

各計数管の信号をIRIGチャンネル No. 12とNo. 14で送信した。後者は飛射後20秒(高さ523 Km)で他の実験に譲り、前者は飛射後213秒(高さ550 Km)で送信が途絶えた。高度550 Km以上で計数率が急増し、それ以後に送信があつても電子強度を得ることは困難であった。

飛射は1974年1月22日 2000 JST, 飛射時および飛射前の地磁気および太陽は前2回の場合と同様静かであった。しかし電子強度はK-9M-40の場合の約2倍で、L-3H-7の時よりやや低かった。

角分布は地磁気力線に直角方向に山を持ち、電子のピッチ角の半値巾は約25°と推定される。山の高さは高度と共に急激に増大する。磁気力線に沿つて降下する成分に当る南側の谷の高さは高度によって変化するが、逆方向の谷の高さは山と同様な高度変化を示す。しかし10 KeV以上の強度は南側の谷の強度と等しく、高度変化を示すのは主に7 KeV以下であった。エネルギー分布はべき関数で近似的に表わされ、 $E^{-1.5}$ とEであった。

K-9M-45号機による 電離層光電子の観測

向井利典, 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

光電子が電離層のエネルギー収支において重要な役割を果たしていることは今まで多くの人々によって論じられてきた。しかし光電子そのもののエネルギー分布に関する実測例は他の物理量に比べて極めて少なく、特に熱電子の加熱効率の際に最も初く低エネルギー部分(5 eV以下)については著者の知る限り一例のみ(1)である。1974年1月16日11:00 JSTに打上げられたK-9M-45号機により、筆者らがかねてより開発し、使用してきたロケット搭載用低エネルギー電子スペクトロメータを用いて、光電子の観測を行ったので、そのpreliminaryな結果について報告する。(2)(3)

測定器はK-9M-40号機にもほぼ同じ型のものが搭載され、また昨秋の学会でも報告した。要するに、同心半球形静電偏向板をエネルギー分析器として使用したelectron spectrometerであって地球磁場のシールドのためにhigh-permeability metalで囲まれ、更に高電圧印加による放電を防ぐために真空容器の中に納められている。発射後72秒後(高度約120 km)、開口し、130 kmで高圧(3 kV=ファネルトロン用)が印加され、140 kmよりデータがとれ始めて以後測定器は順調に動作した。なお、測定エネルギーは1 eV~50 eVであって、同乗されたTED(熱電子のエネルギー分布測定器)との共同研究で熱電子のエネルギー領域から光電子のエネルギー領域へのつながり方を調べるという目的もあったので、その配慮をした。まだデータ解析が完成に終わっていないので、この共同研究の方については次回のお機に報告したいと思、ている。光電子のエネルギー分布について詳細は講演の際に報告する。ここでは特徴的な点を簡単に以下に述べる。

- (1) He II 304 Åによる光電離の際に生成された電子(primary photoelectron)によると思われる狭いpeakが20 eV~30 eVのエネルギー領域にある。これらのpeakは前回の観測(K-9M-40号機)で始めて検出されたもので、やはり確実なものと思われる。
- (2) 2~3 eV付近に、N₂の共鳴振動励起による有名なdipらしきものが見出された。

Ref.

- (1) P.B. Hays & A.F. Nagy, Planet. Space Sci., 21, 1301, 1973.
- (2) 向井, 平尾, 宇宙研報告, 9, 394, 1973
- (3) T. Mukai & K. Hirao, J. Geophys. Res., 78, 8395, 1973.

久保 邦也 伊藤 富造
津大 宇宙研

この実験の目的は中緯度の正常状態にあるE層の電離に数keV程度の電子による電離が、T-ロウ鏡成に於けると同様に、程度こそ違ふが同一であるというIvanov-Kholodnyの電子仮説を確かめる事である。この様な電子のE層鏡成に於ける観測はあまり行われておらず、観測値もかなり相異している。

§ 今迄の観測結果

1) 従つて Ivanov-Kholodny のモデルは天頂角 60° 前後で測定し、電子フラックスは 10^6 electrons/cm² sec ster keV を得ており、エネルギーフラックスとしては昼間 0.3 erg/cm² sec ster、日没前 0.1 erg/cm² sec ster、夜間 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ erg/cm² sec ster という値を出している。

2) Briun et al. は地磁気活動度が静かな時に、Wallops Island で夏の真夜中にガイガーカウンタで測定し、100kmよりむしろ高緯度で、4keV以上のエネルギーの電子が 7 electrons/cm² sec ster であり、エネルギーフラックスは 2×10^{-2} erg/cm² sec 以下であるという結果を出している。

3) Jones は普通の地磁気活動度の時、冬に、天頂角 60° で、4keV以上の電子をガイガーカウンタで測定し、Wallops Island, Virginia (L=2.5) では 1 electrons/cm² sec ster, Keweenaw, Michigan (L=39) では 200 electrons/cm² sec ster を得た。2日後のKeweenawの測定では $20,000$ electrons/cm² sec ster とあり、L値と同比例でのTulmar の計測よりも2-3倍以上大きくなっている。

4) Morse et al. は地磁気活動度低時に、同軸円筒型エネルギー分析器で測定し、400Vの電位の電子のエネルギーフラックスは、昼間 10^3 erg/cm² sec、夜間 10^2 erg/cm² sec 以下という結果を得た。数keV程度の電子のフラックスは測定に妨がらなかった。

5) 日本に於ける、名古屋グループが、比例計数管を用いて、10keV前後の電子を測定し、3-4kmより高緯度で 10^3 electrons/cm² sec ster keV 程度の値を出しており、2, 140-265kmの間では、 0.1 electrons/cm² sec keV という値を出している。

§ 測定装置

測定装置は内径4寸、長さ40cmの円筒入射スリット、中心半径40R、筒柱間隔4cmの同軸円筒型新電エネルギー分析器、内径1寸のチャニネルトロン、及びエレクトロミックスより成っている。入射スリットはロケット本体に対して-40Vの電位に、電離層の熱電子が測定器内部に入って来るのを防止してある。エネルギー分析器の外側電極はロケット本体と同じ電位に、内側電極をロケット本体に対して+20Vから+20kV迄10秒に1回の割合で掃引し、100eV-10keV迄の電子を測定する。

§ 観測結果

K-9M-45号機は、1974年1月16日、11.00に打上げられ、この測定器は高度120.4kmで開口し、130.6kmで高圧電源を印加して測定を開始した。測定器は下りの69.3km迄正常に動作し、35.6kmで放電が起った。測定にかが、E電子はより133.7kmで33keV1ヶ、179.4kmで7keV1ヶ、313.21kmで600eV1ヶ、359.3kmで100eV3ヶ、下りに至ると335.1kmで10keV1ヶ、334.4kmで40eV1ヶ、319.1kmで10keV1ヶ、267.71kmで6.4keV2ヶ、214.5kmで1keV3ヶの計14から-トであった。これをH.T.の77Mcから最後のカウンタが得られた487.5Mc迄で平均すると 0.034 counts/sec と有り名古屋グループの300km以上の測定結果 10^3 counts/cm² sec ster keV を与へる電子が1keVであったとして計算した 0.025 counts/sec とほぼ一致している。49年度の夏には、測定器のSSDを今よりも3桁上げ、夜間の降下電子を観測する事に付、している。

II-5 K-10-10号機による下部電離層のイオン、中性粒子及び電子温度の同時測定

佐々木進, 村里幸男, 矢守章, 小山孝一郎, 河島信樹, 平尾邦雄
東大宇宙研

前回の学会で 下部電離層 (100~170 km) のイオン温度, 中性大気温度の同時測定及び直読方式による電子密度温度の測定に成功した事を報告した (K-10-10号機, 1973-10-23) その後データ解析をほぼ完了し興味深い結果が出てきたのでそれを報告する. イオン温度及び中性大気温度の測定原理は 電離層中をsuper-sonic で飛行するロケットでは障害物の後にウェイクがでる. そのウェイクの出来方が電離層媒質の温度に依存する事を利用したものである (オ54回学会予稿). 特にこの障害物が円形の場合は解析が容易であり測定精度も高い. オ1図に今回使用した測定器の写真を示す. 直読式電子密度温度計は既に実験室では実用段階に入りつつあるが, 今回の実験で始めて宇宙空間に於てもその実用性が確かめられた.

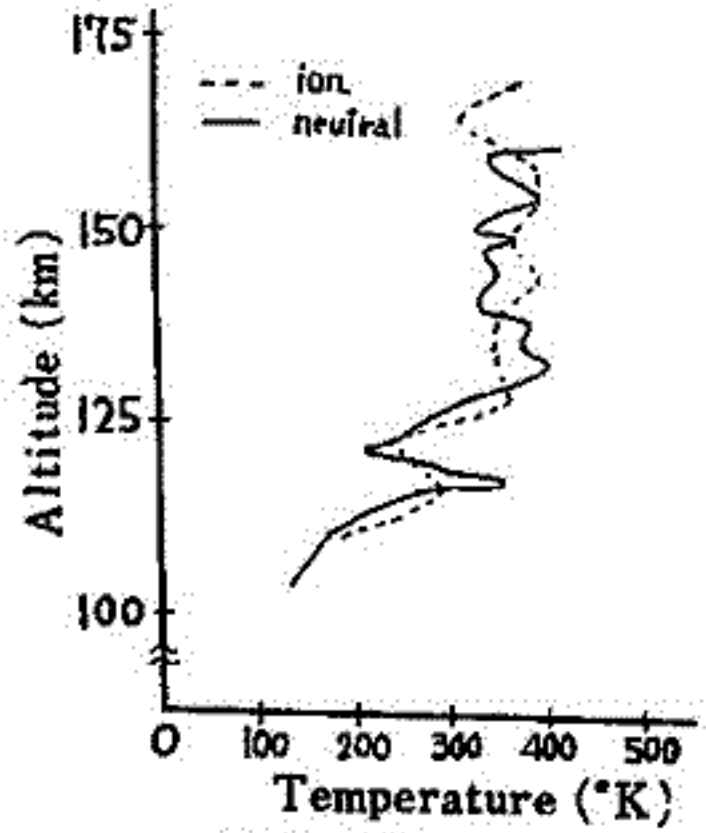
オ2図に今回測定されたイオン温度中性大気温度のプロファイルを示す. これらの温度は±10% (測定誤差) の範囲でほぼ一致しており 特に117 km付近の鋭いピーク (E-layerのせせ上) と135 km付近のプロードなたち上り (intermediate layerと考えられる) の構造が目される. 同時に測定された電子温度の精密な測定 (Oyama) とも測定誤差範囲内でプロファイルが一致しており, 下部電離層に於ては, 電子・イオン・中性大気温度がほぼ等しいと考えられる. 温度プロファイルの細かい構造については現在理論的な解明を急いでいる. 直読式の電子密度温度計の測定値は 同時に測定したLangmuir Curve解析による結果と殆んど完全に一致した (オ3図)

特にこの種の実験では測定誤差が測定値と同様重要であるが, (イオン・中性大気温度測定に於てはロケット進行方向とセンサ素線のずれ (フレーション) 及び形状の点 (例えば障害物支持柱の影響) 等からほぼ10%程度となる事が見積もられた. これらによる誤差は測定器の改良例えばセンサの姿勢制御を行う事により小さくすることができ又更に高い所まで測定領域を広げることが可能になる.

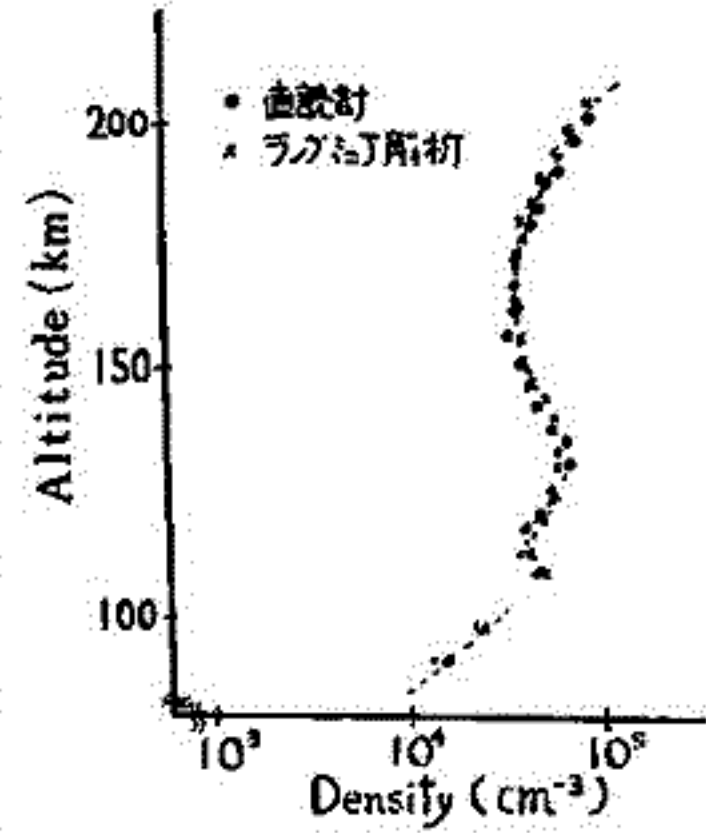
現在我々は 今回の測定の追試及び更に精度の高い測定を目的として来年度にこの実験を再び行う事を予定している (K-10-11号機) 最近測定器を大巾に簡素化する目途が付き, この方法が簡便な電離層のイオン・中性大気温度測定器のいとうとして確立される可能性がある.



(オ1図)



(オ2図)



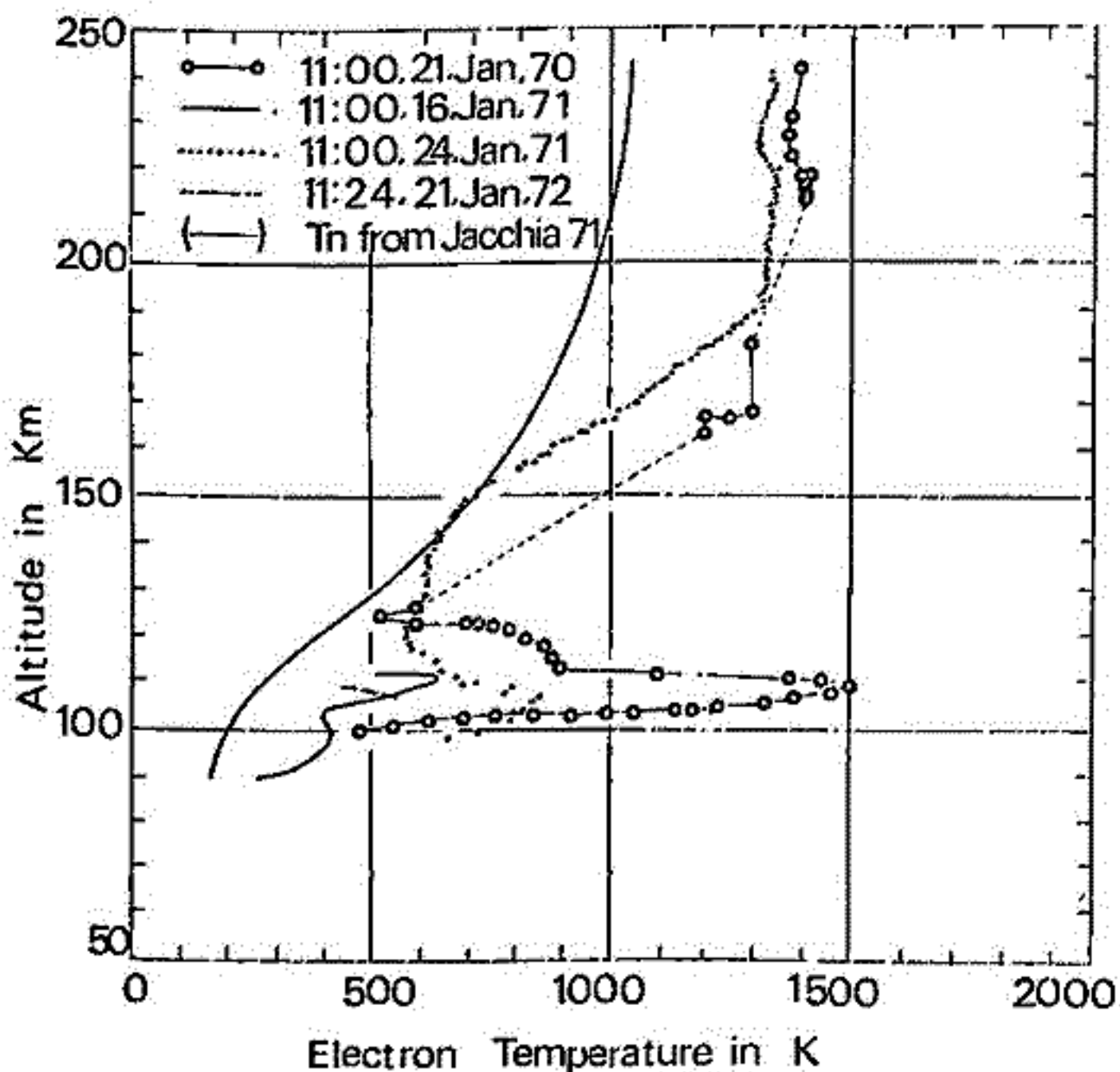
(オ3図)

小山孝一郎 平尾邦雄
東大宇宙航空研究所

我々は標準型電子温度プローブを用いて電離層電子温度の測定を行って113がその中で特に興味深いのは高度105 Km付近を中心にしてあうわゆる高電子温度の高層である。この層の中の電子温度の値は その日の Sunspot number (R_s), その日の地磁場のH成分が大きくなるにつれて高くなる傾向がみられる。更にこの層の高電子温度の高層は地方時11時ごろ最も顕著であるようにおもえる。またこの層の中心付近では電子 energy 分布の High energy tail 部の Enhancement がみられるが、中心をはずれると“電子温度”を定義するに乏しうかえたりはると Maxwell 分布しており (K-9M-45号機の結果) 従って105 Km 付近に向うかの Heat Source があることは確かである。どのような Mechanism 2 Heat input が行われるのか、現在全く不明である。本講演では、今までの得られた情報を報告し、諸賢の advise を仰ぐ (たい)。

参考文献

- (1) Wand, R.H., Radar Thomson Scatter Observations of Temperature and Ion-neutral collision frequency in the E region, J Geophys Res., 73, 6390-6392, 1968
- (2) Hirao, K and K Oyama, Profiles of Electron Temperature in the ionosphere observed with the Electron temperature probe on Rocket, Space Res., 12, 1335-1339, 1972
- (3) 小山, 平尾, 電離層 Dynamic 領域における電子の加熱に関する予備的考察, 所内報 78 巻 4 号, 1972年



S-210-9号機による 低域電離圏のNO密度の測定

等松隆夫・岩上直幹
東京大学 理学部

昨年夏の S-210-9号機による NO密度の測定の結果の簡単な報告は、豊橋の学会でも行なったが、その後得た最終的な結果の報告を行う。

NO密度分布の相対的なプロファイルは、観測から得られた NO γ バンド強度の高度変化を、高さについて微分することによって得られる。密度の絶対値については、次の2つの方法で求めた。

- 同時に測定したレーリ-散乱強度を、モデル大気から計算して得たレーリ-散乱強度と比較する。(下図 1, 2)
 - 実験室における標準光源との絶対較正から求める。(下図 3)
- bの方法では aの約2.1倍のNO密度を得る。

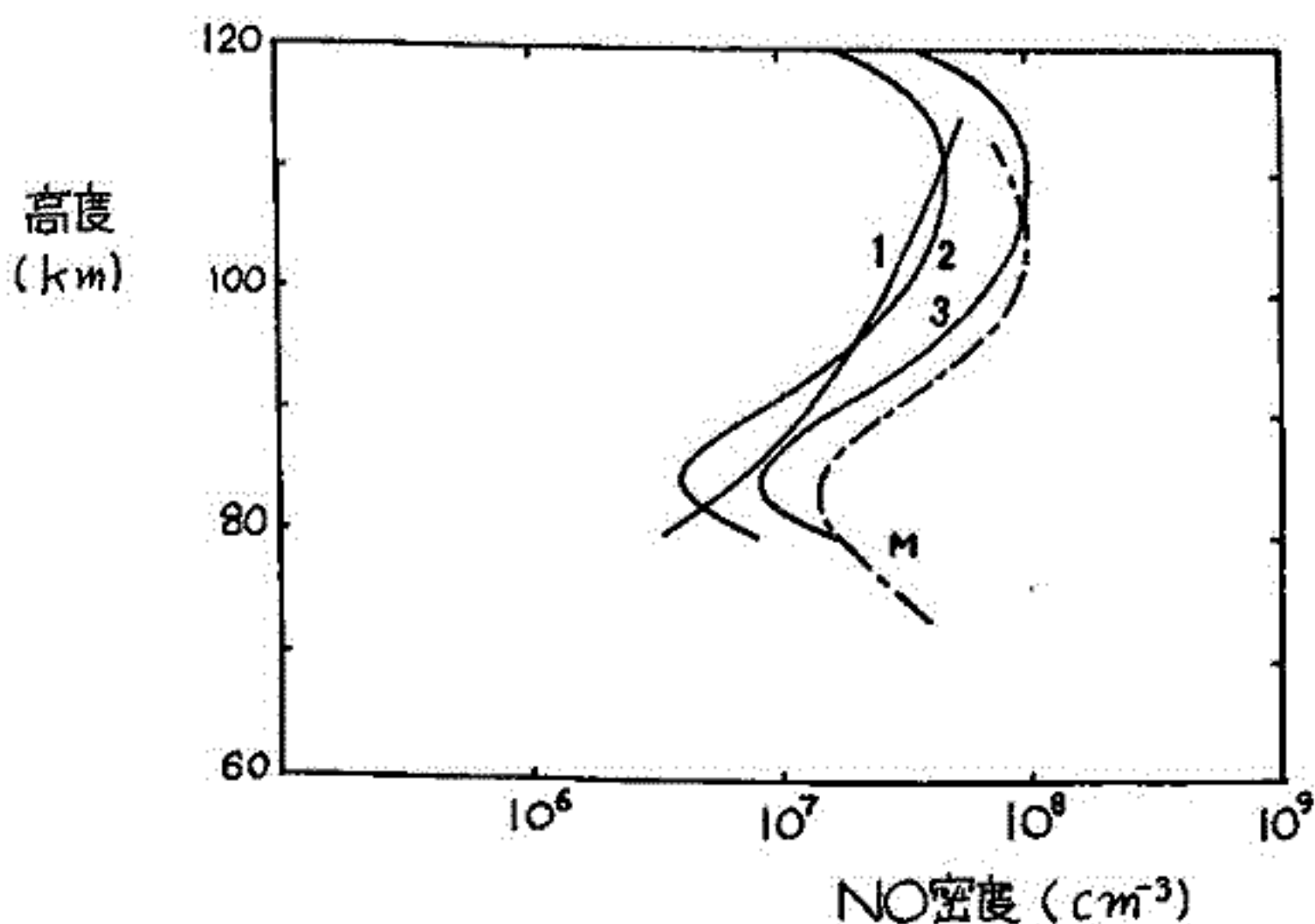
またバラツキをもった観測値を曲線で近似する際にも、次の2通りの方法を用いた。

- 観測値を たんに 3次の多項式で近似する。(下図 1)
- 観測の上限の115 kmより上は拡散平衡を仮定して、115 kmでその拡散平衡につながるように観測値を5次式で近似する。(下図 2, 3)

(1), (2)いずれによっても、観測値を曲線で近似する段階では、(1), (2)の差はほとんどないが、NO密度の高度プロファイルは多少異なったものが得られた。これは Meira による観測値(下図 M)とほぼ一致している。

また太陽天頂角が90°に近いという特殊な条件のために、O₃, O₂ などによる吸収や、NOの自己吸収に対する補正の必要が予想されたが、O₃, O₂ などによるものは問題にならず、自己吸収によるものは数パーセントになるが、これも観測値のバラツキのうちにはいると思われるので、補正は行なわなかった。

今年の8月に同じ測定法による2度目のロケット観測が予定されている。



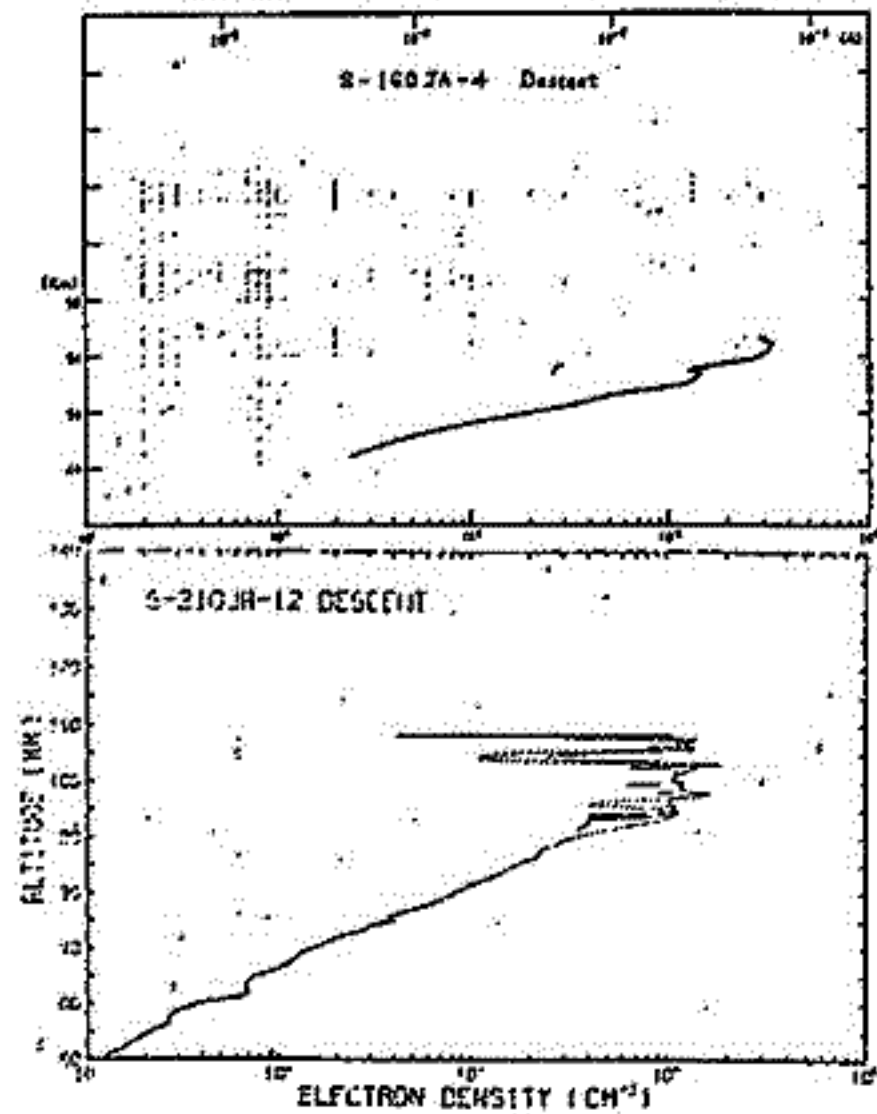
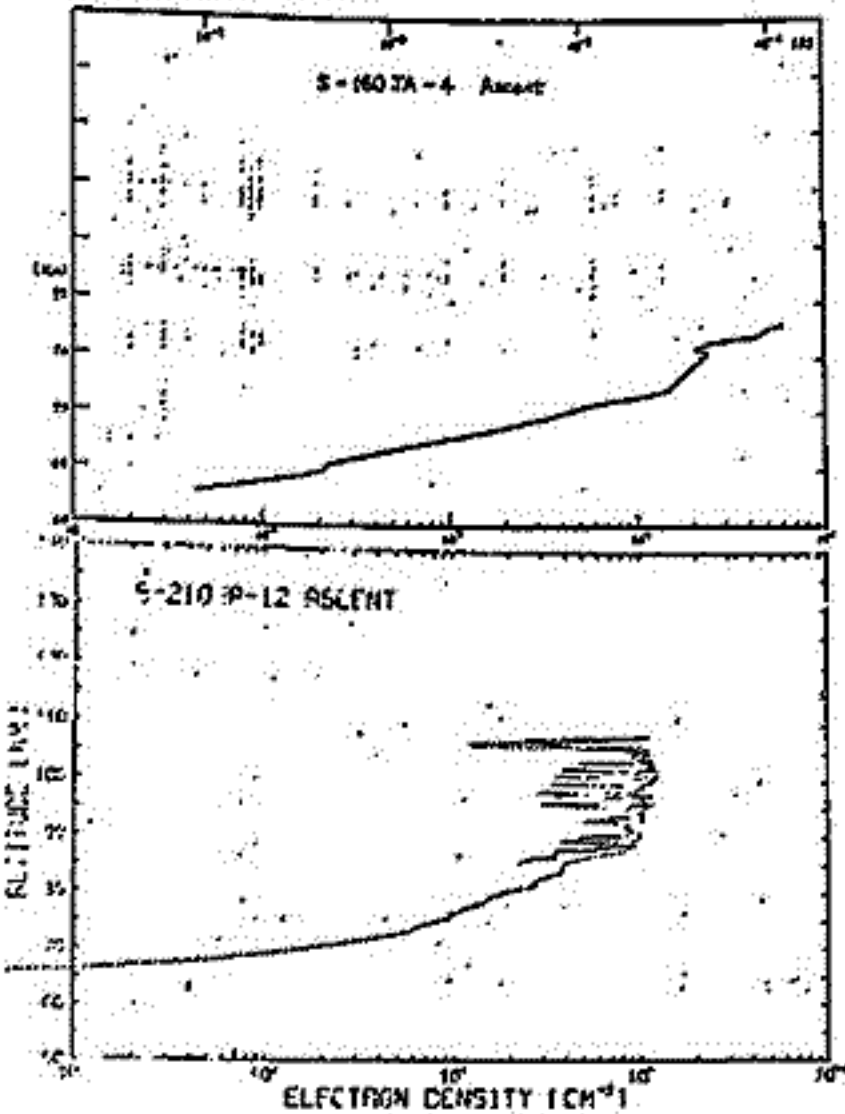
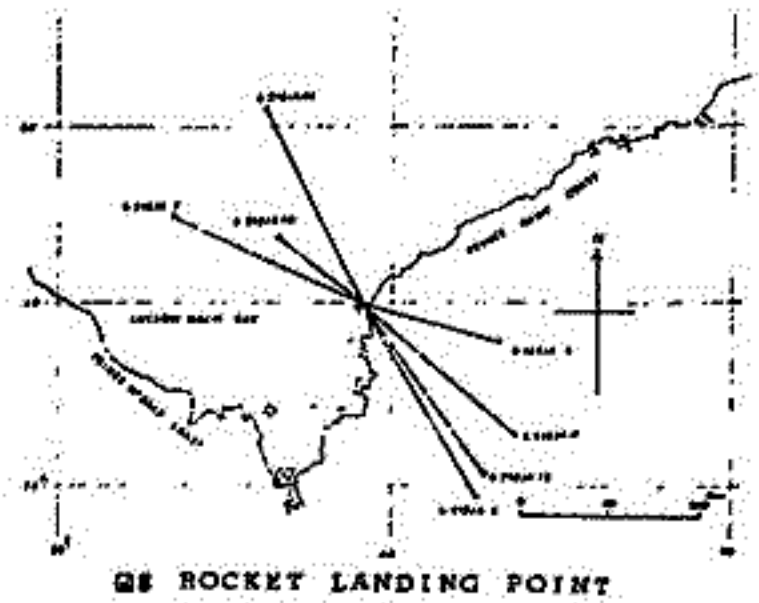
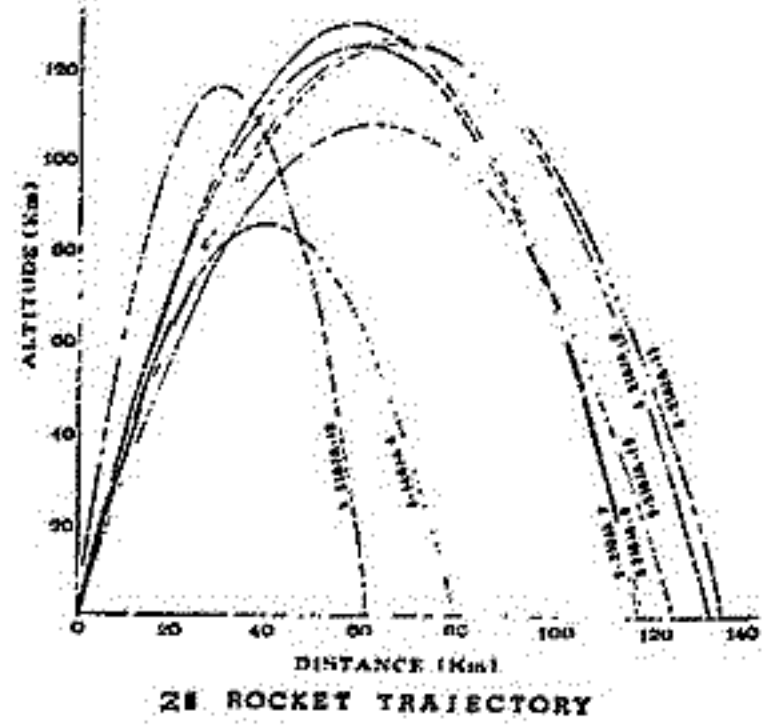
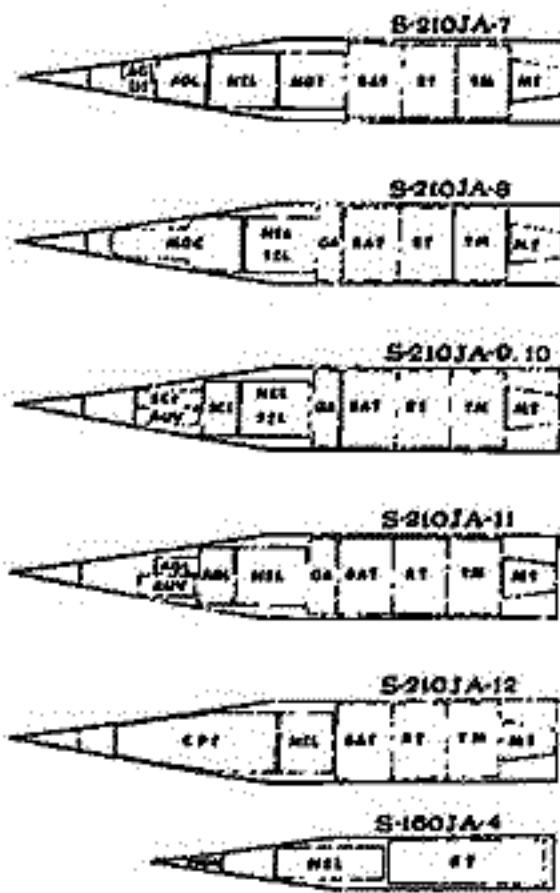
II-8.9 南極ロケットによる下部電離層の観測(I)(II)

電波研 宮崎 茂

オーストラリア南極越冬隊によって7機のロケットが発射された。その各に静電型および高周波型の電子密度測定器が搭載され、主として極光出現中に発射されて、種々の條件のもとでの電子密度の高度分布が観測された。この観測データを解析した結果次のような興味ある二、三の事実が明らかになった。

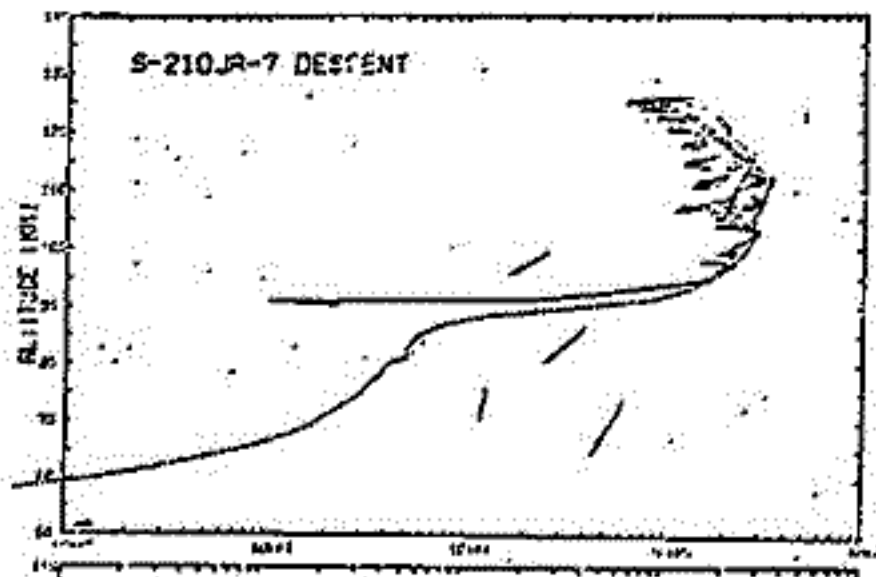
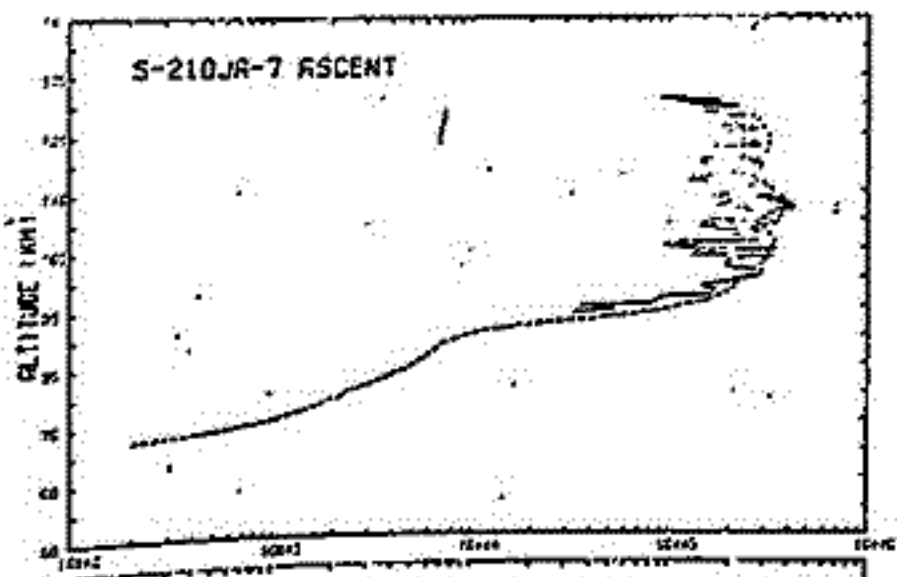
1. AZAにおけるオーロラX線による下部電離層の形成が観測された。2. 局部的な電子密度の Irregularity が観測された。3. 50~60 km 以下の高度において負イオンに起因するらしい電位が観測された。

このほかには将来の極域電離層の電子密度の測定についても言及する。

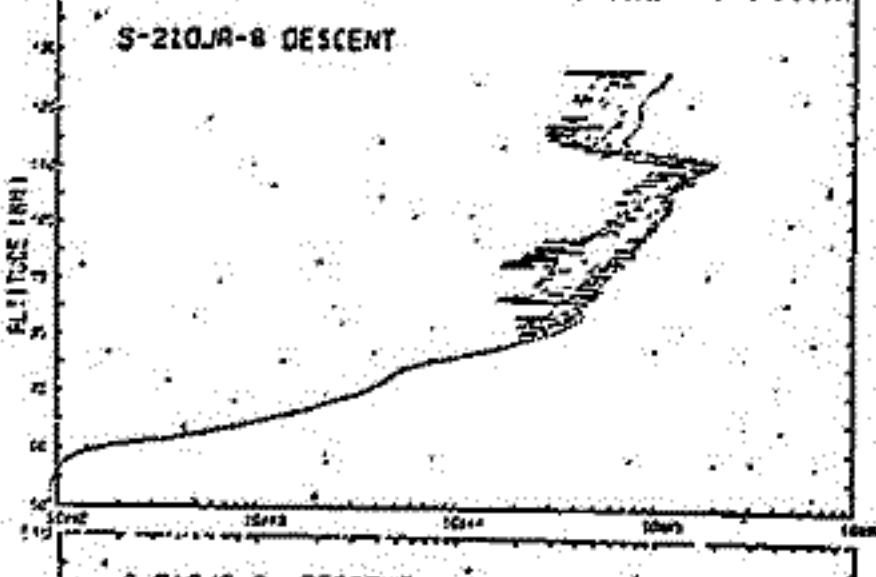
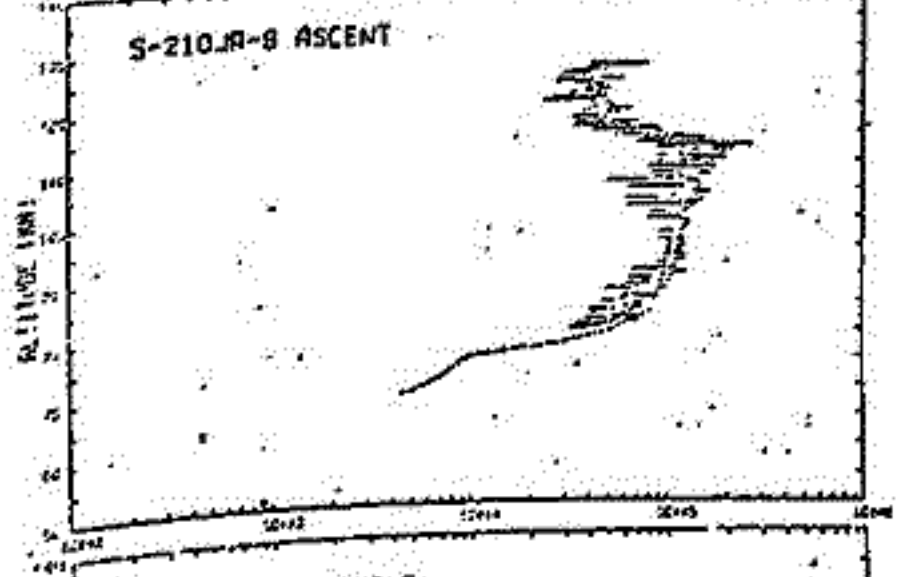


1972.
4.17
02h42m
地磁気
変動(H)
-320 F
電離層
吸収(30MHz)
-1.2db

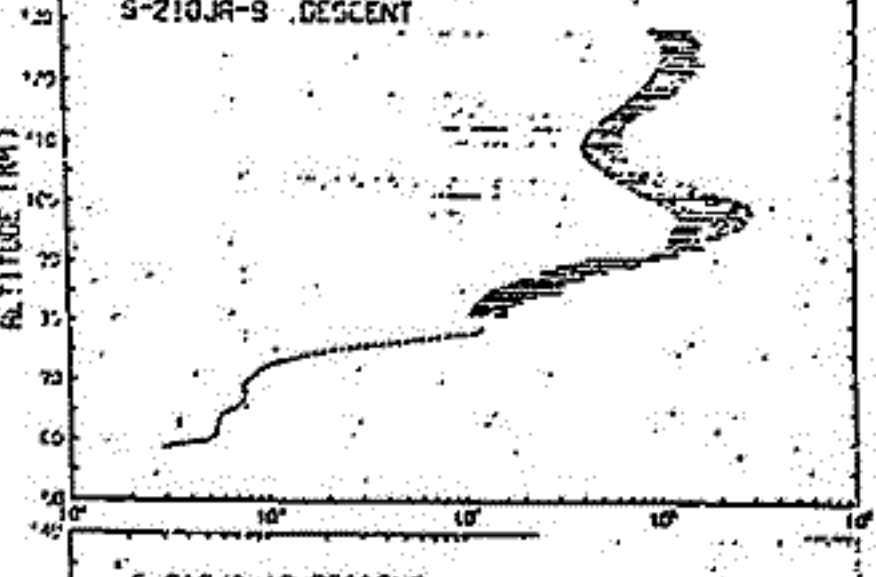
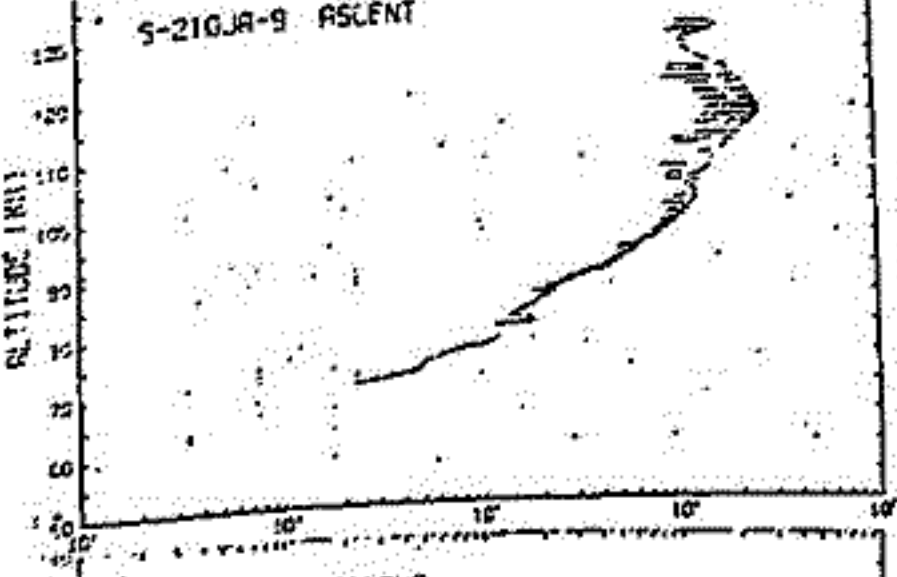
1972.
2.11
15h00m
静電
0db



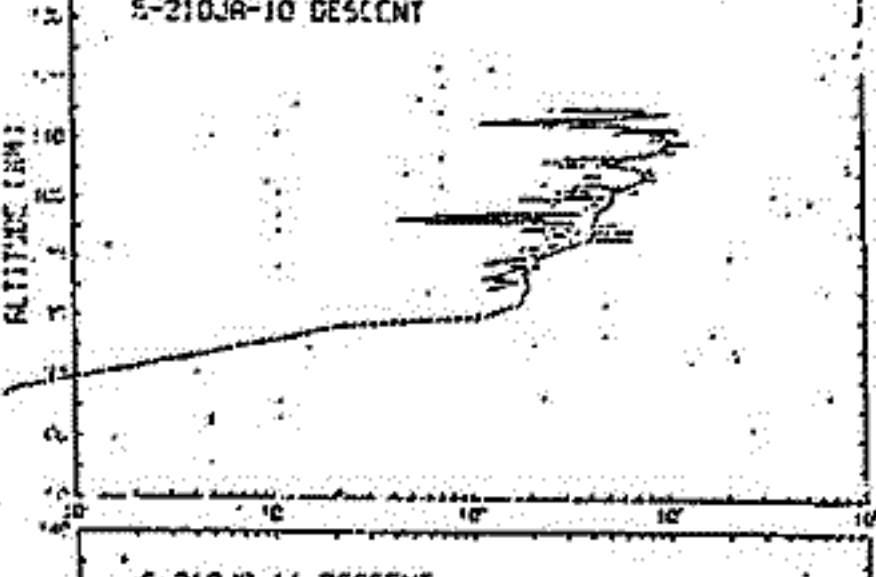
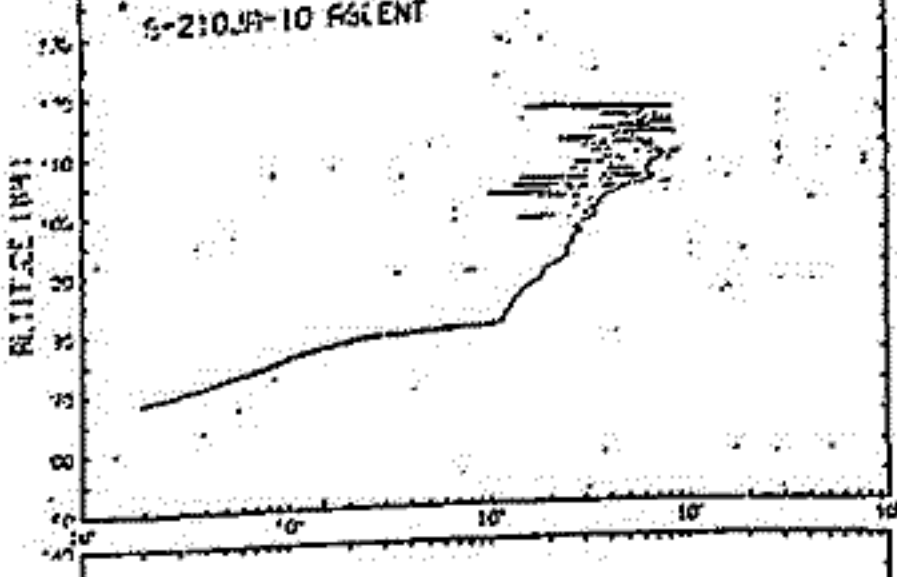
1972
12.14
00h23m
-200g
-1.5db



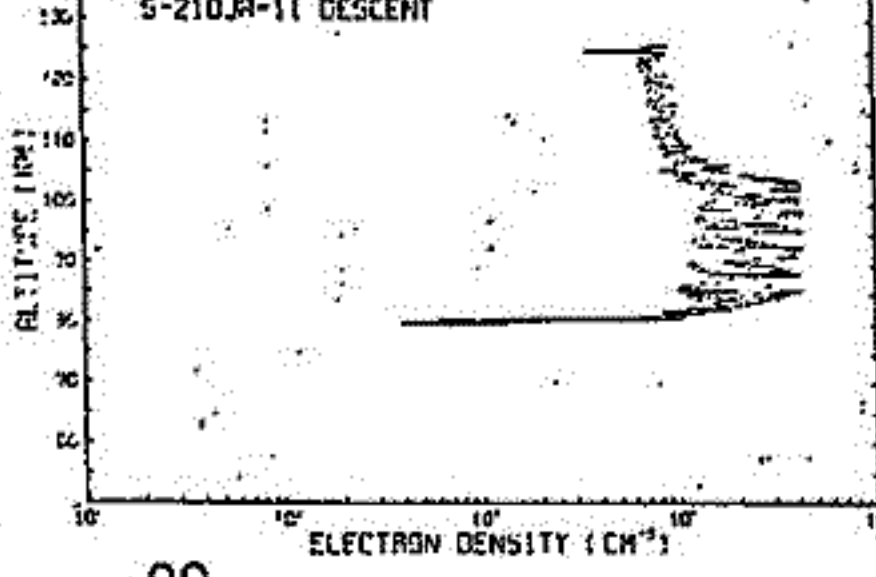
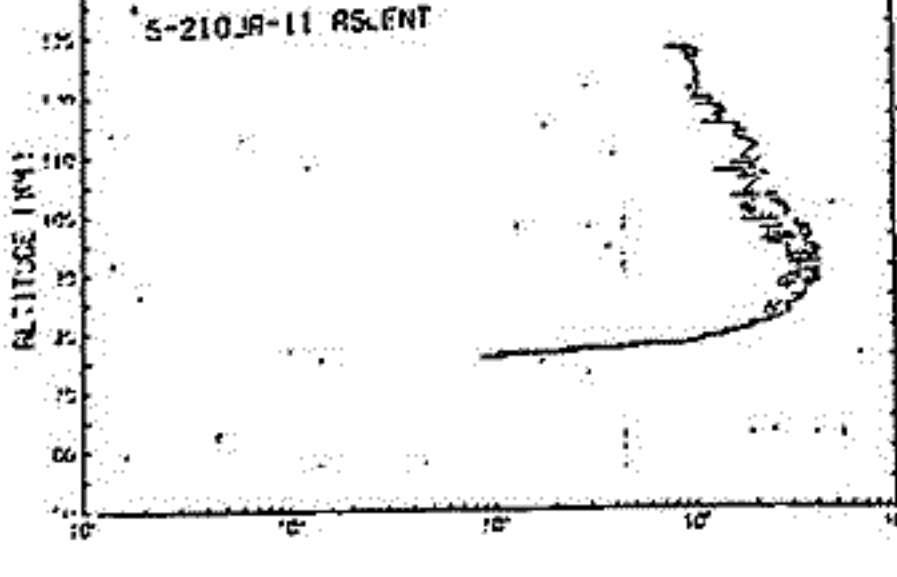
1972.
8.11
04h01m
-450g
-2.6db



1972.
5.14
02h13m
-240g
-1.3db



1972.
5.107
02h02m
-200g
-0.3db



1972.
8.7
04h45m
-600g
-4.8db

ELECTRON DENSITY (CM⁻³)

S-210JA-9, -10, -16 号機によるオーロラX線の観測 (序報)

国分征(東大理), 平沢威男・鮎川勝(極地研), 小玉正弘(理研)

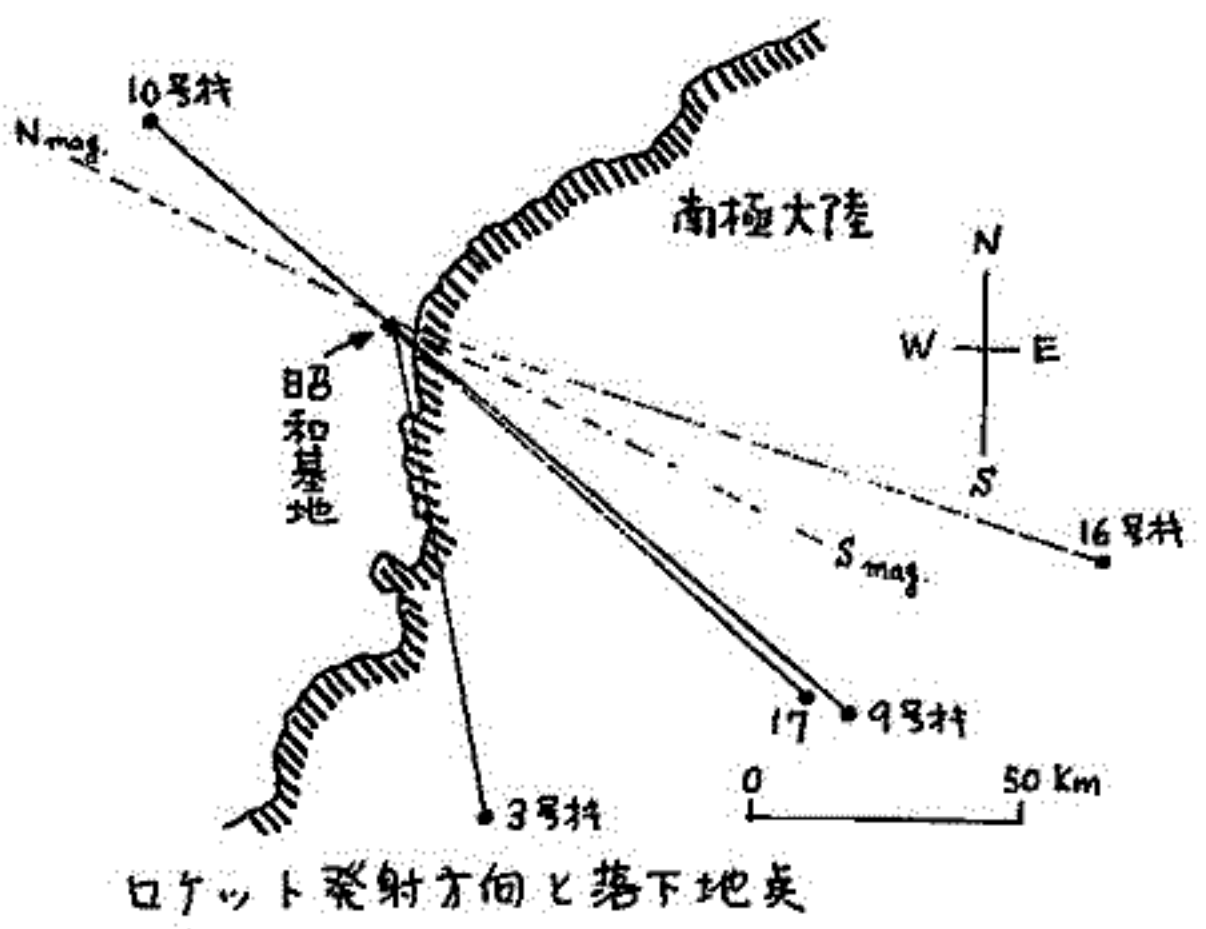
南極昭和基地におけるオーロラX線観測シリーズ(1971-73)では, S-160が4機, S-210が19機, 合計23機のロケットが打上げられた。この中, オーロラX線の観測を行なった号機は下表および下図に示される6機である。使用されたX線カウンターは全機同一規格のもので, NaI(1φ×2mm厚)とRCA2060との組合せである。しかし観測の主眼は各

ロケット号機	3号機	4号機	9号機	10号機	16号機	17号機
打上げ時期	Jul. 22, 1971	Jun. 24, 1971	May 14, 1972	May 16, 1972	Feb. 15, 1973	Apr. 23, 1973
到達最高高度	131.4 Km	130	129.3	115.4	102.5	124.6
相乗PI*	AUV, HOR, GA	AUV, HOR, GA	NEL, AUV, GA	NEL, AUV, GA	NEL, TEL, GA	NEL, TEL, GA
スピン周期	1.27 Hz**	~1	1.69**	1.19**	1.19**	~1
X線カウンタ数	2本	2	1	1	1	1
エネルギー範囲	4-40 KeV	4-40 KeV	4-40 KeV	4-40 KeV	(1) 4-8 KeV (2) 8-16 (3) 16-32 (4) 32-64	(1) 4-8 KeV (2) 8-16 (3) 16-32 (4) 32-64
カウンタ取付角 + 立体角	45°(対軸)	45°	0°	0°	30°	30°
X線ビーム径	格子コリメータ, 19°40' (Max. 26°50')				ハネカムコリメータ, 9°38'	
	~×20	no data	~×70	~×40	~×60 (1)	2×100 (1)

* AUV: 赤の極紫外線, HOR: 水素線検出器, GA: 地磁気姿勢計, NEL: 電子密度, TEL: 電子温度
 ** X線データーからの指定値
 + バックグラウンドに対する比率

年度毎に多少異なる。3, 4号機では上下2本のカウンターによる全天のscanning, 9, 10号機では極紫外線との対応性, 16, 17号機ではエネルギースペクトルにそれぞれ重点が置かれた。

テレX-ター系故障による4号機を除く残りの5機はいづれもオーロラに伴う強いX線の観測に成功した。データ解析の最も進んでいる3号機に代りては, X線強度の空間分布について別途報告される予定なので, ここでは9号機以降の各ロケットにおける観測結果について速報する。

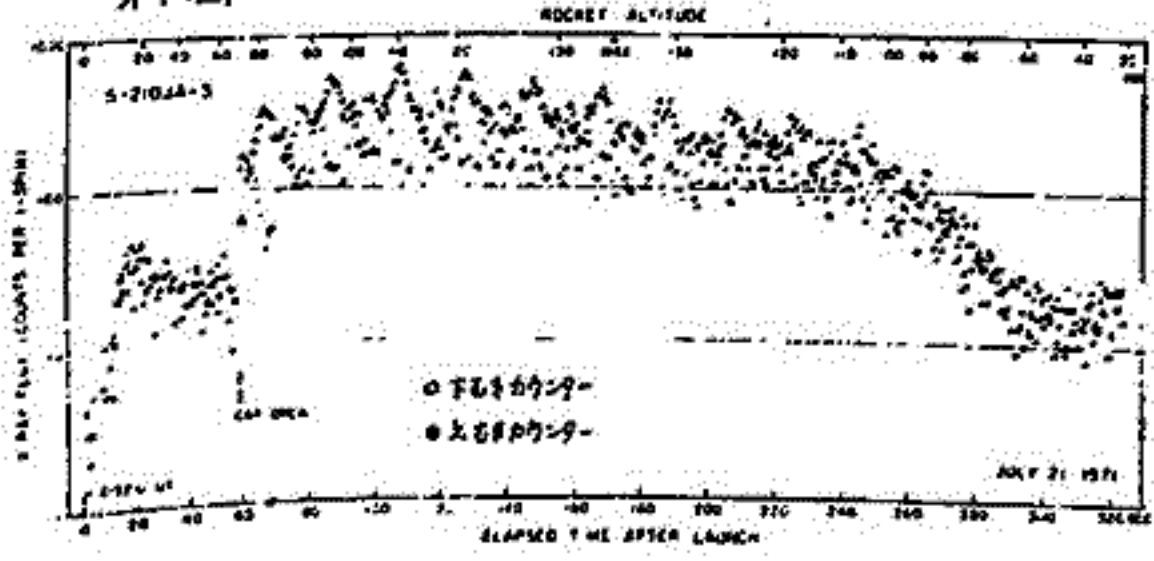


ロケット発射方向と落下地点

小玉正弘(理研) 小口 高(東大理)

オーロラX線強度の空間分布パターンを撮影する目的で、1971年7月22日 S-210JA-3号機が昭和基地から打上げられた。既に報告したとおり、観測は順調に行なわれバックグラウンドの約20倍のX線フラックスを記録した(オ1図)。

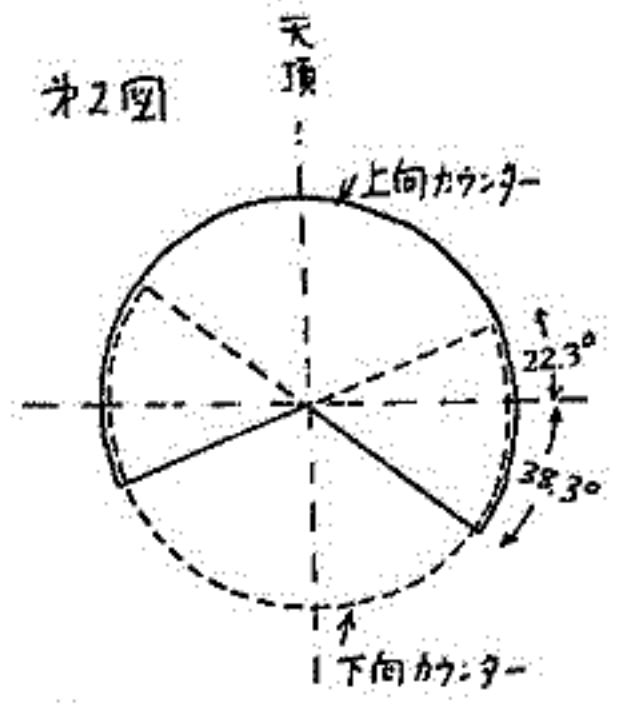
オ1図



上下2本のX線カウンターは180°反対方向から到来する4~40 KeV X線を同時に測定した。ことごとくカウンター立体角を比較的大きく採ったこととは、天空のどの地点に出現するか予測のむづかしいオーロラをできるだけ捕捉もれのないようにとの配慮からであった。幸か不幸か実際のロケット飛行は大きなフレーションを起こし、scanning範囲は広がったがデータ処理は面倒とな

った。フレーション角度、周期はそれぞれ $85 \pm 2^\circ$, 20.5 ± 0.1 秒、フレーション軸の方向は天頂角 $16 \pm 2^\circ$, 方位角 $215 \pm 5^\circ$ (磁気座標) であった(これらの値はGAおよびX線データから求められた)。この結果、ロケット軸に対し 45° 傾けた上下2本のカウンターはオ2図に示す天空領域を20秒かけてscanすることになった。従って強いX線を記録した約200秒のフライト中に、計10枚の全天X線写真が20秒おきに撮れたことになる。当然これには20秒以内のパターンの動きや早いちらつきがもしあれば含まれる。しかしそのデータ処理は大変厄介になるが、スキャン軸がほぼ水平に近いことと、2本のカウンター像の組合せとを逆に利用すると、5秒に1枚の画像を作ることが可能である。

オ2図



実際にはかなり明るい帯状オーロラがSE方向に出現したが、ロケット発射時にはすでに最盛期を過ぎて8KR程度に減衰した1本のアークとなりNW方向に遠ざかりつつあった。従ってロケットはオーロラアークをほぼ水平方向から眺めたことになる。もともとX線カウンターは視線方向に積分された強度を与えることを考え合わせると、パターンの微細構造までの決定は必ずしも容易ではない。しかしながらこれまでのデータ解析により大体次のことが判った。

- 1) 平均的なX線源はロケット高度から見て水平線下約 5° にある
- 2) 全体の空間分布パターンは地上で撮った全天カメラ写真とほぼ完全に一致する
- 3) アーク内部にも local なX線源が存在し、それが時間的に変動する

他に、X線強度の高度変化や、同時に測られた極紫外線との比較についてもふれる予定である。

金田栄祐, 国分征, 寺松隆夫

東京大学理学部地球物理研究施設

1972年, 昭和基地に於いてオロラ観測隊に依りてオロラ観測の一行は行われた。このうち3科 (S-210-JA-9, -JA-10, -JA-11) に依りてオロラの真空紫外領域での飛光に対する観測が行われた。観測には検出器として前年同様 1100Å-1360Å の領域に於いて感度と耐圧: MgF₂ 窓付の NO ガスの ionization chamber を使用した。今回観測装置に新たに改良を加えた部分としては, 前年度と比較してハニカムカメラに依りて視野を狭く, 飛光源検出に於ける空間分解能を上げた事, Ly- α (1216Å) 遮断用のアルカリハライドフィルターを用紙約に挿入して上記の波長領域での主たる輝線の Ly- α と (OI) 1304Å との分離と自約とした事である。

ロケットの発射記録は下記の通りである。

	発射日時	発射方位角	発射上下角	到達高度
S-210-JA-9	5月14日 02時13分	135°	82°	129.3 km.
JA-10	5月16日 02時02分	315°	82°	111.4 km.
JA-11	8月7日 04時25分	315°	82°	121.8 km.

観測装置は3科共全態翔中正常に動作し, 良好な観測結果を得た。

主目的とした Ly- α と (OI) 1304Å の輝線強度分離は行われたが, 従来行われて来た結果より予想した値よりも (OI) 1304Å の強度が低い事か注目される。この事実を中心として新年度の観測結果とも対比して観測結果の報告を行う。

小嶋 稔

東京大学理学部

大気の起源と進化を論ずるには、大気構成元素のうち、化学的に不活性な希ガスに着目するのが簡単でありかつ有効である。特にArの同位体比 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ は、 ^{40}K 崩壊のたの時間と共に規則的に変化するので、この同位体比は大気進化につきまわめて重要な情報を与えてくれる。すなわち、大気中における希ガスの組成変化については、(a)地球誕生時の $(^{40}\text{Ar}/\text{Ar})_0 (=10^{-4})$ 、(b)現在の大気中の $(^{40}\text{Ar}/\text{Ar}) (=295.5)$ 、(c)現在の地球内部における $^{40}\text{Ar}/\text{Ar} (=Bとおく)$ 、それに(d)現在の地球内のK含有量を基に、かなり限定されたモデルをつくることができる。このうち(a)、(b)は既知であり、(d)に関しては地球化学的な見地から50 ppm < K < 1500 ppmと考えるよからう。(c)の値は、地球内部から導き出された岩石中のトラップArに基づいて、実験的に推定が試みられているが、現在のところ最小 $B > 2,000$ で、100,000以上という見方もある。以下、地球大気進化モデルとして下記の三つの代表的なモデルを想定し、Bの値を基にそれぞれのモデルの妥当性を検討した。

(1) 連続脱ガスモデル 地球大気中の希ガスは、地球の全歴史を通じて、連続的に地球内部からの脱ガスにより形成されたとする。この時の脱ガスは、一次のrate processと考える。このとき、もしBが10,000よりかなり小さいとするとモデルは成立つか $B > 10,000$ の場合、モデルとして成り立たない。

(2) Sudden degassing model 地球内部からの脱ガスが一時になされたと考える。普通地球核形成時に脱ガスが行われたとする。B \gg 10,000ならモデルは成立つか $B < 10,000$ では成り立たない。

(3) Initial sudden degassing and later continuous degassing (1)と(2)を組み合わせたモデル。B $>$ 10,000のときはモデルは成立つ。しかし $B < 10,000$ とすると、初期脱ガスは、70%以下でなければならぬ。

以上、Bの値が正確に求められれば、上記モデルの中から一つをかなりユニークに選ぶことができる。したがって地下深所から得られた岩石につき、そのトラップArの同位体比を正確に求めることは、大気中の希ガスの進化、さらには大気の起源について重要な情報を与えるものと思われる。

太平洋プレートの運動と ライン諸島の年代

齋藤和男 小嶋 稔
東大・理 地球物理

Morganは1972年、ホットスポット説を提唱し、太平洋にある、ハワイ=エンペラー、ツアモツ=ライン、オーストラル=マーシャル/ギルバートの3つの島および海山の列はホットスポットによってつくられたと述べた。ホットスポットはマントル中に固定していると考えてよいので、これらの島々の並びから太平洋プレートのマントルに対する運動を知ることが出来る。Jarrardは(1973)エンペラー海山群およびハワイ諸島の年代測定の数値をもとに、この70 m.y.の太平洋プレートの運動を計算した。それによると、70 m.y. BPから40 m.y. BP (エンペラー海山群がつけられた期間)には、回転軸はカリフォルニア半島付近を通り、太平洋プレートは $0.8^\circ/\text{m.y.}$ の速度で回転していた。その後、極はバフィンランド付近に移り、40 m.y. BPから27 m.y. BP (ミッドウェイ島がつけられるころまで)までは $0.5^\circ/\text{m.y.}$ で、27 m.y. BPから10 m.y. BPまでは $1.3^\circ/\text{m.y.}$ で回転した。

ところで、ハワイ=エンペラーの島々を除くと、太平洋中の島々の年代がわかっているものは大変少ない。従って、初めに書いた3つの島々の列が果してホットスポットによって出来たかどうかは、今後の年代研究による。今回私たちはライン諸島に属する2つの海山について、 $K-Ar$ 法で信頼性の高い年代を得た。それぞれ120 m.y. と82 m.y. で、エンペラー海山群の中の一番古い年代(70 m.y.)より若い。この2つの年代から回転速度を求めると $0.25^\circ/\text{m.y.}$ となる。ライン諸島がホットスポットによってつくられたと仮定すれば、80 m.y.以前には回転速度はその直後の時期の3倍程度であったことになる。

一方、LarsonとPitman(1972)は magnetic smooth zone の中から、85 m.y. BPと110 m.y. BPの間は、海底の拡大速度がその前後の時期の3倍程度になったという「パルス仮説」を提唱している。今回得られた結果は一見これと全く逆のように見えるが、海洋底の拡大速度は中央海嶺に対するプレート上の一点の速度であり、海嶺そのものがマントルに対して動いたと考えれば、この2つは必ずしも矛盾した結果ではない。

四国海盆・フィリピン海 生成史

小林 和男
東大 海洋研究所

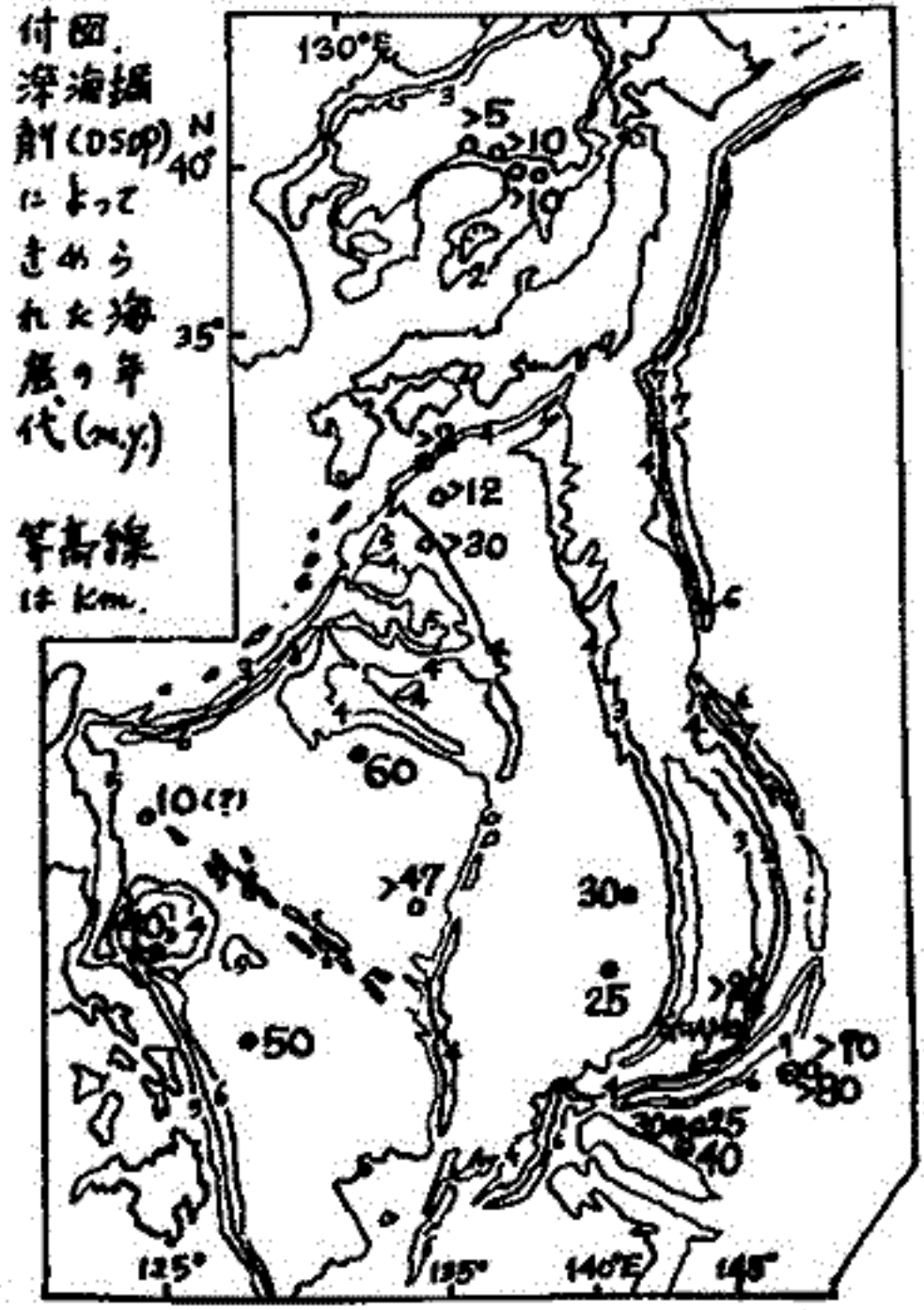
四国南方に伊豆小笠原島弧海溝系と九州パラオ海嶺に囲まれた細長い海域があつて、四国海盆とよばれているが、こゝにもかなり明瞭な磁気異常縞模様が見出されている。縞模様の走向は両側の海嶺とほぼ平行で、一部にはかつとフランス・フォーム断層の存在を示すと思われる縞異常の撓ずれがみられる。これらからして、この海盆もやはり一種の海洋底拡大の過程を経てできたものと思われる。拡大の向きは現在の伊豆小笠原マリアナ島弧海溝系にほぼ直交して、この島弧海溝系が太平洋側に向つて中つくりと平行移動しながら、その内陸側に一種の縁辺海である四国海盆をつくらせたのであろう。

このような海底の生成は日本海、オホーツク海、タスマン海、フィジー海盆、ラウ海盆などについても想定できらるゝ。これらを一括して「縁辺海型海底拡大」という新種の海底拡大生成機構として定式化することが可能である。この種類に属する海底は大西洋、太平洋、インド洋などのような大洋中央海嶺から湧き出たこととされる海底と比べて、次の点では、やはり異なっている。

1. 磁気異常の振巾は 200γ ~ 300γ からせいぜい数百γ で、中央海嶺型に比べてはるかに狭小な。
2. 地形的に明瞭な中央海嶺が見出されているものは少なく、磁気異常の対称性もそれほど良くない。
3. 現に拡大中のもうほとんどない。

フィリピン海西部のいわゆるフィリピン海盆にはかなり明瞭な中央海嶺地形が見出されているが、その走向は四国海盆の磁気異常や、九州パラオ海嶺、伊豆小笠原マリアナ島弧海溝系とは斜めに交っている。また、深海掘削 (Deep Sea Drilling Project) によつて求められた海底の年代は中央海嶺と深さから推定された関係 (Sclater et al) から求められた値よりもずつと若い。

一つの仮説は、現在の九州パラオ海嶺が 60 ~ 40 my 前頃の島弧系の名残りであり、そのすぐ東側には海溝が存在し、西側ではフィリピン海盆が九州パラオ島弧海溝系の縁辺海として拡大して来たこととされるのであろう。この海盆が拡大を終つた後に、日本海の拡大に伴つて日本列島、南西諸島が南下したために、フィリピン海盆は反時計廻りに回転し、すま向に大東海嶺、あまみ海台などが生じたのであろう。

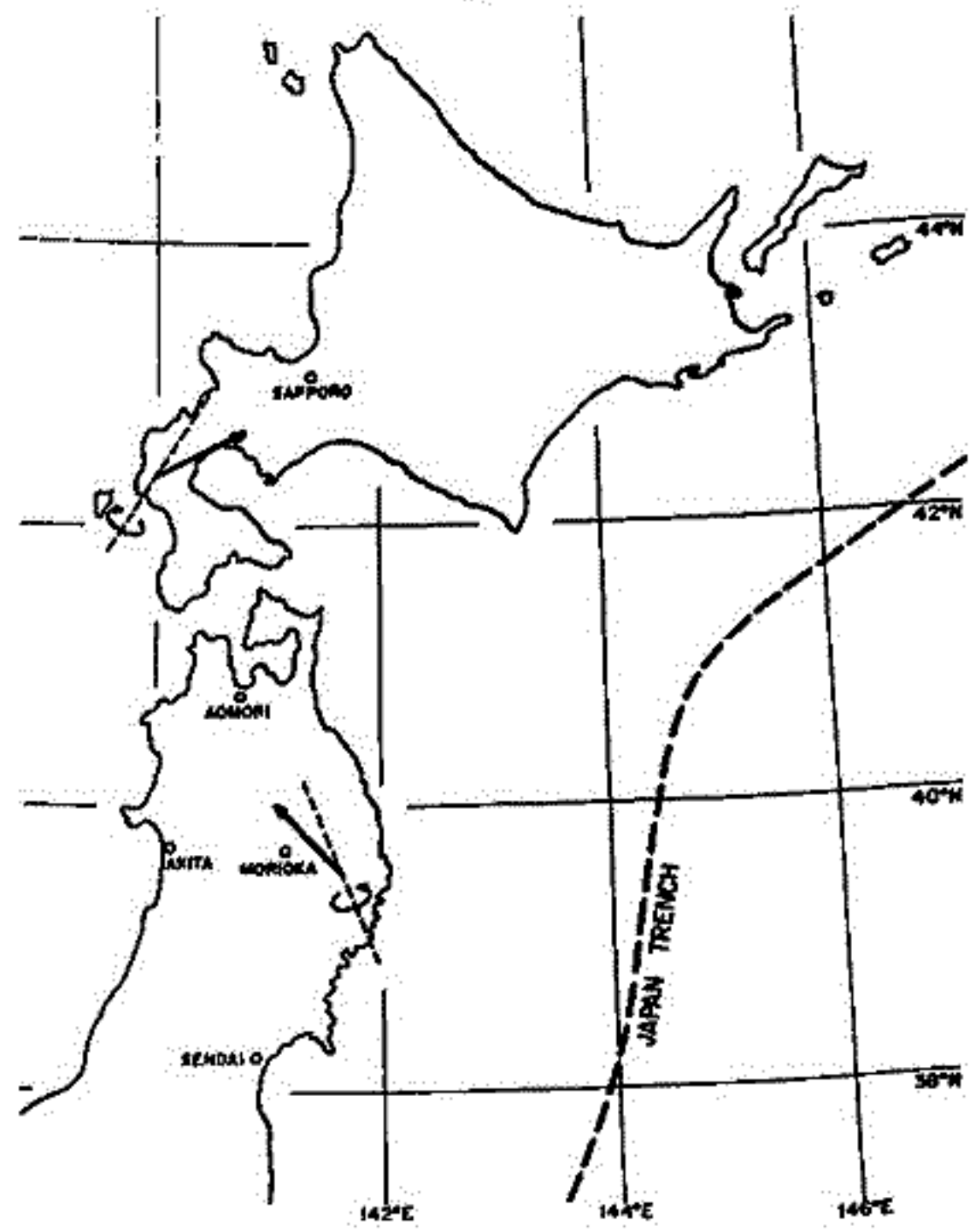


伊藤晴明・時叔克安
島大・文理

日本列島の形成に関する古地磁気学的研究は川井その他(1961, 1971)によるものがよく知られている。これらの結果と韓国の Data から日本海の生成を論じた研究も知られている(笠嶋, 1966; 安川, 1973)。これらの結果はいずれも NRM の方向 (Decl と Incl.) をもとにして, 日本列島の鉛直軸のまわりの回転, または水平移動を求めたものである。

今回新たに, 北海道南西部の白亜紀花崗岩から得られた結果と, 東北日本・日本海側の予備的な調査結果を結びつけると, 今までの東北日本・太平洋側の測定結果とこの方向は大きく異なるように見える。これは日本海側地域の花崗岩の NRM の方向はどれも N-E 方向を示しているようである。この結果は今までのように日本列島を一つのブロックとして鉛直軸のまわりに回転するだけでは説明がつかない。そのため今, 得られた NRM の方向を水平面内の軸のまわりに回転 (Tilting) することによって, 現在の地球磁場の方向に一致させる方法をとりてみる。勿論この場合, 白亜紀以後地磁気は双極子磁場で現在のそれと余り異つていなかったと仮定している。この Tilting の方法をとりると, 北海道南西部と東北日本・太平洋側の NRM は図に示すような軸 (点線) のまわりの回転で説明できることになる。

韓国では, 1972 年に韓国地質調査所から出版された同位元素年令表により, Gneissose でない花崗岩質岩石を採集し, その NRM を測定した。NRM の方向は, 全体としては, 西面日本の結果 (川井その他, 1961; 1971) と同じ傾向 (N-E 方向) を示している。これらの韓国と北海道の新しい Data を今までの川井等の測定結果と結びつけ, NRM の方向を水平面内での軸で回転する方法 (Tilting) をとれば, 日本列島や韓国を大きな回転や水平移動でなく, 傾動によって説明できることになる。



I. 解の単一性

五野 長

東京大学理学部地球物理学教室

Gaussによってほめられた。地球磁場の球面調和解析は、その一意性・完全性、また各項のもつ物理的意味などから、最も理想的な地球磁場の表現方法を与えたものと考えられる。

一方、古地磁気データは、この方法が隆盛になるにつれて、非常に多量に蓄積されてきたが、大部分は傾角Iと偏角Dのデータだけであり、また同時性や誤差が現在の磁場と著しく異なるものもあって、過去の磁場について球面調和解析の与えるような明確な把握はなされていない。従来は与えてきた、磁場全体を表現する一般的方法は、各データに対して仮するVirtual Geomagnetic Pole (VGP) を求め、これらの分布によるものであった。しかし、これはWilson (1970) によるdipole offsetの指摘で明らかになるように、VGP分布の地域的な特徴と、全体的な特徴の間の区別ができていないなど根本的な欠点をもっている。

これまで、Fritschle (1899), Kono (1966), Braginsky (1969), Benkova et al. (1970, 1971, 1972, 1973; 他に Adam et al., 1970), Yukuake (1971), Creer et al. (1973) が過去のI, Dのデータを用いて磁場を球面調和解析する試みを発表している。しかし、これらの解析の大部分は、解の一意性が保証されておらず、数学的に正しくない。以下で、磁場方向EITからユニークにポテンシャルが定まることを示す。

定理 表面Sで境界された空間V中に定義されたベクトル場F, F'がある。これらのベクトル場がいずれもV中でdivergence-free, curl-freeであり、またS上のいたるところでF, F'が平行であるならば、F'は全空間でFの定数倍である。

証明 F, F'はいずれもcurl-freeであるから、scalar potentialから与えられる。

$$F = -\text{grad } W, \quad F' = -\text{grad } W' \tag{1}$$

今、p, qを位置の(スカラー-)関数として

$$W' = pW + q \tag{2}$$

とあらわせば、S上でF, F'が平行であるということは、 $F' = pF = -p\text{grad } W$ 、 $W\text{grad } p + \text{grad } q = 0$ がS上で成立していることを意味する。div-freeの条件から、 $\text{grad } p \cdot \text{grad } W = 0$

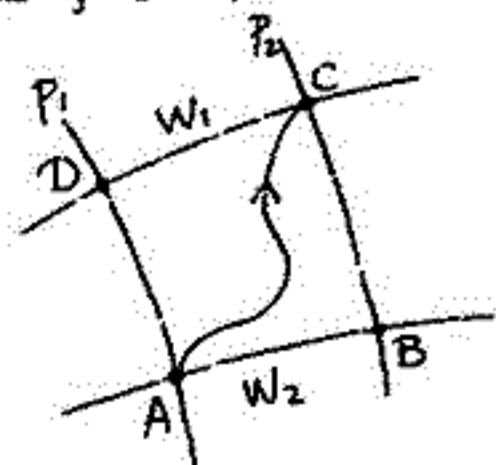
がS上で成り立つことにはなる。つまりpが等しい線とWが等しい線のS上で直交している。 $\int F'_s ds$ なる積分を点AからCまでの範囲で考えると、これは積分路による。ABCなる積分路をとれば、

$$\int_A^C F'_s ds = p_2 \int_A^C F_s ds = p_2 (W_2 - W_1)$$

一方、ADCなる積分路をとった場合には

$$\int_A^C F'_s ds = p_1 \int_A^C F_s ds = p_1 (W_2 - W_1)$$

よって $p_1 = p_2$ となる。前の条件からqも定数になる。とこより、ポテンシャルはS上で与えられたら全空間で定まるから、全空間内でpもqも定数である。



II. 誤差のみつえり

河野 長

東京大学理学部地球物理学教室

通常の磁場成分を用いる場合と異なり、磁場方向だけから地磁気ポテンシャルを用いる問題は non-linear である。ここでは、 I_i, D_i を実測値、 X_i, Y_i, Z_i, F_i をポテンシャルから求めた計算値として、

$$\sum_i [(\cos I_i \cos D_i - X_i/F_i)^2 + (\cos I_i \sin D_i - Y_i/F_i)^2 + (\sin I_i - Z_i/F_i)^2]$$

が最小値になるように、逐次近似法でポテンシャルを求めた。この方法を 1958 年の世界中の地磁気観測所にあてはめたところ、非常に早く収束し、また X, Y, Z などから求めた値と違わない解が得られた (Table 1)。

従ってこの方法の能力は十分あると考えられる。しかし、古地磁気データのように数増割合限られていて、しかも 100 のデータの誤差の大きいものでは、右の図に見られるように、Gauss 係数が打ち切り項数の影響で変動するようになることがある。従って、dipole offset のような問題を論ずる場合、単に g_0^0 が正であることを示すだけでは不十分で、その値の信頼限界が示されなければならぬ。これらのやり方について更に論じる。

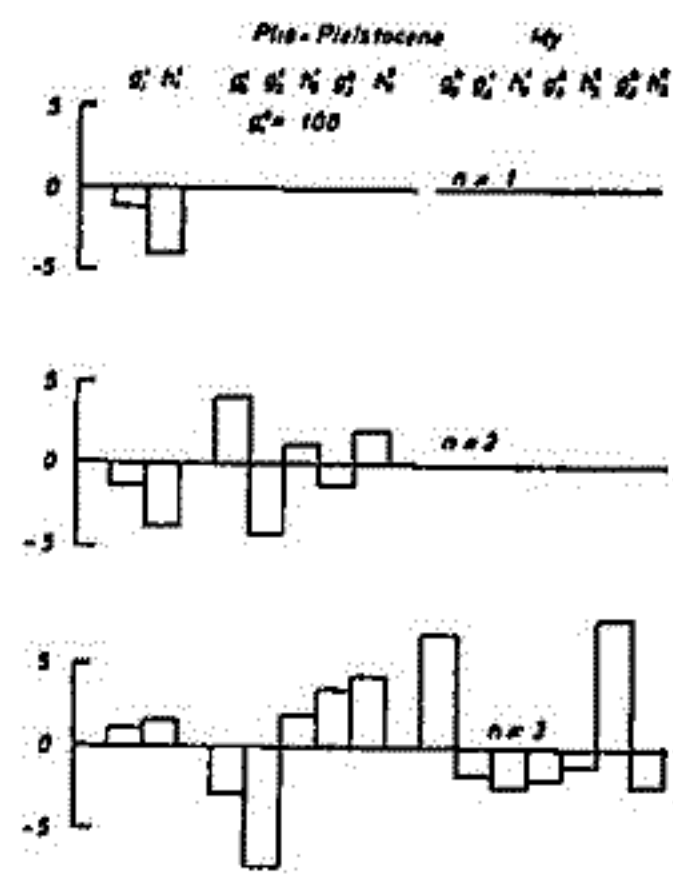


図: Gauss 係数の変化 $g_0^0 = 100$ とする。

Table 1. Gauss Coefficients for the Year 1958

Coefficient	From X, Y, Z		From I and D		
	n	m	gammas	normalized	
g	1	0	-30515	-10000	-10000
g	1	1	-2101	-688	-653
h	1	1	5695	1865	1872
g	2	0	-1454	-476	-470
g	2	1	2785	912	864
h	2	1	-1831	-600	-626
g	2	2	1546	507	494
h	2	2	348	114	118
g	3	0	1199	393	375
g	3	1	-1908	-625	-702
h	3	1	-379	-124	-144
g	3	2	1378	452	422
h	3	2	133	44	22
g	3	3	948	311	297
h	3	3	-72	-24	-3
g	4	0	975	320	314
g	4	1	1137	373	355
h	4	1	156	51	55
g	4	2	479	157	153
h	4	2	-200	-66	-85
g	4	3	-588	-193	-166
h	4	3	29	9	1
g	4	4	215	71	71
h	4	4	-351	-115	-94

広岡公夫

福井大学教育学部

茶坊制で区画された古い都と同様に、中国の様式をとり入れた日本の仏教寺院は、南から南大門、(中門) 主要伽藍の腹に並ぶという南を正面にした配置をとり伽藍の中心と結ぶ中軸線は、南北方向になつてゐるのが普通である。しかし、茶坊制の都の方位は殆んど真南北に一致してゐるのに対して、寺院の中軸線はそれとずれてゐるものが多いことが指摘されてゐる。このずれは、方位決定の際に磁針を用いたことに起因するのではなからうかとの考えで、日本各地の古寺および廃寺跡の方位を調べそれを西南日本の過去2000年の考古地磁気の偏角変化(HIROOKA, 1971)と比べて得た現在までの結果についてのべる。

この考えはすでにWATANABE (1959) によつて述べられ、その吟味がなされてゐるがその結果は偏角と寺院の方位には相関なしと結論されてゐる。一方、地理学の立場から渡辺(1961a, 1961b, 1962)は、古代の条理の方向の違いの原因を地磁気偏角に求め、条理の起原の時期の推定を行つてゐる。その時に、法隆寺等の中軸線の真南北がずれることについても言及してゐる。

今回の結果では、寺の方位の多くは、多少($\pm 2^\circ$)の不正確さはあるが真南北方向のものであるが、それ以上のずれを示すものは、平安中期までは、真北が西にずれてゐるものが多く、それ以後鎌倉前期までは東にずれる例の多いことが判明した。また、それ以後の時代の寺はそのような規則制がなくなり、西または東に大きくずれるものが多い傾向があり、この時期には寺の建立の際にその方位にあまり注意を払うめなくなったのではないかと思われる。

Reference

- HIROOKA, K., Mem. Fac. Sci., Kyoto Univ., Ser. Geol. & Mineral. (1971), 28, 167.
 渡辺久雄, 人文研究 (1961a), 12, 816.
 渡辺久雄, 人文研究 (1961b), 13, 24.
 渡辺久雄, 地理学評論 (1962), 34, no. 12, 7.
 WATANABE, N., J. Fac. Sci., Univ. Tokyo (1959), Ser. 5, 2, 1.

II-21 最近6万年間の磁極移動

安川 克己
大阪大学 基礎工 学部

ビロ湖底堆積物の NRM 測定結果について、昨年可²¹は湖底下 30m まで発表された。深さ 30m での年代は約 6 万年と推定された。今回はその結果に基づいて、VGP の過去 6 万年間における移動の痕跡について述べた。とくに、湖底下深度 30m まで、完全に一続きの切れ目なしの Core 2 は存在する。NRM 測定結果から求められた地磁気の偏角は、一片の Core 単位で考えれば、その内部での相対的変動は正しく考えられる。各 Core 間での相対的関係、更には、それらの絶対値を求めるとも可能である。これは、これら短く切断された Core 毎に平均的な VGP を求め、その dispersion の Archeomagnetic に求められた 24 年間の VGP の dispersion と同程度である限り、それと現在の地軸の極と一致するとしても、ある程度の偏角を求められ、可能な限り、平均的な VGP に対応する偏角と各 Core 内の各偏角の値から差引くのである。

湖底堆積物の磁化を利用して過去の VGP を求めた最初の人は Creer ⁽¹⁹⁷²⁾ である。彼の結果から、世界各地に広く分布する湖の堆積物の NRM を測定することにより、過去数万年間の地磁気の変動の標子と、現在の観測網による同程度の精度で追跡が可能であることが指摘されている。この標子と Creer の結果と比較検討して、湖底堆積物の磁化 NRM 測定に基づく VGP 追跡の 2 号とすべきビロ湖からの結果を議論する。

II-23 山口県下における第四紀火山灰の磁化 (V)

堂面春雄・宗岡 浩
山口大学教育学部

筆者らは、数年来、山口県下に広く分布する宇部火山灰層 (31,000^{+3,200}_{-3,000} B.P. C¹⁴) についての磁気的性質の研究を行ってきた。

従来、これらの層を一般的に、便宜上、上部赤褐色部・B層および、下部灰白色部・W層の2層に区分し、これら相互間の磁気的性質その他に関する相違を吟味してきた。

その後、県下の1地点・厚狭郡湯の峠(巾のとう)付近 ($\phi(N) = 34.1^\circ$, $\lambda(E) = 131.2^\circ$) において、当火山灰層が、上部B層・上部W層および下部B層・下部W層の上・下各2層計4層に区分されることを見出した。

目下、この地点を、キー・ベッドとして使用すべく、これら4層間での磁気的性質などについての比較・検討を行っている。

今回は、これについて、主として NRM 方位について、報告する。

なお、従来対象として報告したものは、これら4層の中、上部2層に対応するもののようであるが、まだ、現在までのところ定かではない。

新妻 信 明 (東北大・教養)

地球磁場が過去においてどのような逆転の歴史をたどつたかということは、地球科学の諸分野にとつて興味深いことである。またこのことは、地磁気の逆転の歴史を使つて正確な時間面の対比を行なうためにも重要である。地球磁場逆転の歴史を知る方法としては、1) 絶対年代のわかつている火成岩の古地磁気を測定する方法、2) 連続的に堆積した堆積物の古地磁気を測定する方法、3) 大洋の地磁気異常を解析する方法が使われている。ここでは地表に露出している堆積物、いわゆる地層、のうち連続して堆積したものの古地磁気の測定結果について述べる。

測定した試料は房総半島に露出する中部中新世から鮮新世にかけて連続的に堆積した木ノ根層・天津層・滑澄層・安野層から10~20mの層準間隔で採取したもの、および北部イタリアのピエモンテ地域とサンテルノ河谷に露出している漸新世から上部中新世まで連続的に堆積した地層のうち下部中新世までの地層から10~20mの層準間隔で採取したものである。 (から上部中新世)

残留磁気の測定はシールドした自動高感度無定位磁力計で測定した。残留磁気のうちの不安定な成分を除くため、すべての試料を200°Cの熱消磁および1800Gの交流消磁を行なつた後、残留磁気を測定した。これらの試料の消磁後の残留磁気強度は $1 \times 10^{-7} \sim 1 \times 10^{-5}$ emu/ccであつた。測定試料のうち房総半島から採取したものの一部には褶曲後の磁場方向をもつているものがあつたが、このような試料は以後の解析には使用しなかつた。

房総半島の試料の測定によつて得られた正逆する残留磁気のパターンとイタリアのものとは良く対応しており、浮遊性有孔虫化石を使つた対比ともよい一致を示す。このパターンが大洋の地磁気異常によるパターンおよび火成岩の絶対年代によるパターンと対応しうるかを検討してみた。これらの対応を大局的に検討するため地磁気異常および絶対年代によるパターンを1 m.y.の期間で移動平均して求めたカーブと地層の厚さ80mの層準範囲の移動平均カーブとを比較した。これら3者の対応関係および地質年代との関係についても述べる。

堂面春雄・宗岡 浩

山口大学教育学部

筆者らは、主として北部九州地方の新世代噴出岩に関する古地磁気学的研究に着手した。

今回は、佐賀市北西付近、大分県竹田市東部近郊、大分県国東半島東部および、大分県姫島の4地域における、いくつかの岩体より採取した試料についての、NRM測定の結果について概要を報告する。

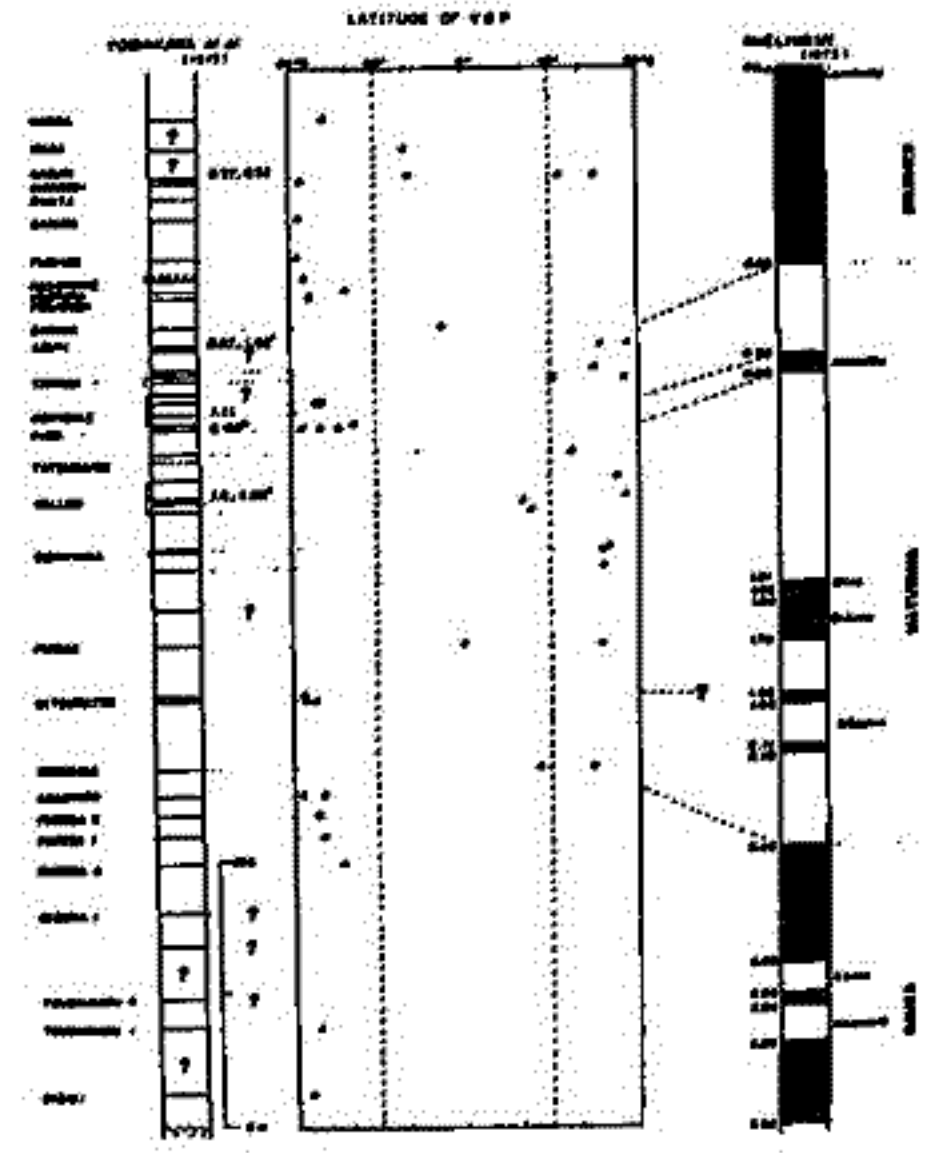
島居雅之

大阪市立大学理学部地学教室 (現在、大阪大学基礎工学部)

大阪層群は、大阪平野等の緑泥の丘陵地と見られる。鮮新世から更新世にかけて堆積した、木炭屑の砂礫、粘土等からなる地層であり、従来、大阪北部の千里山丘陵を模式地として研究されてきた。最近、吉川他(1973)によつて、南部の尾角、泉北の両丘陵で、詳細な火山灰層序的研究が行われ、最下部から最上部までの約400mの厚さの大阪層群の層序が明らかになり、この結果に基づいて、採集された40枚以上の連続性の水成火山灰層を60地点で採集し、残留磁化の測定を行った。水成火山灰層は、通常20cm前後の厚さであり、断面として極めてsharpであり、かつ他の粘土層等と比較して磁性鉄物を多く含んでいると思われる。残留磁化の強度は、ほとんどが 10^{10} erg/ccのorderであり、その安定性は、storage testと交流消磁による検討の結果、多くが安定であり、一部不安定なものは400 Gauss程度の消磁で不安定成分をとり除くことができた。

各火山灰層毎に求めたD.C.P.は、ほぼ回転軸の方向に分布しており、同時期の火成岩の結果とも一致する傾向がある。D.C.P.の傾度φについては、 $90^{\circ}N \approx \phi \approx 45^{\circ}N \in Normal$ 、 $90^{\circ}S \approx \phi \approx 45^{\circ}S \in Reverse$ 、 $45^{\circ}N \approx \phi \approx 75^{\circ}S \in Transitional$ と(2) McElhinny (1973) に示された2つのMagnetic Time Scaleを対比した結果、Brunhes-Matuyama boundaryは、狭山火山灰層の層準に、またMatuyama-Gauss boundaryは奥の池火山灰層と、朝代火山灰層の間の層準にそれぞれ対応していると考えられる。これは、Ishida et al. (1969) に示された結果とも、基本的に一致するようである。

又、fission track法によつて、0.38 m.y. と推定されたカスリ火山灰層の一部は、交流消磁後の極性をNからSに反転した。この点に関しては、今後の検討が同一問題であると思われる。



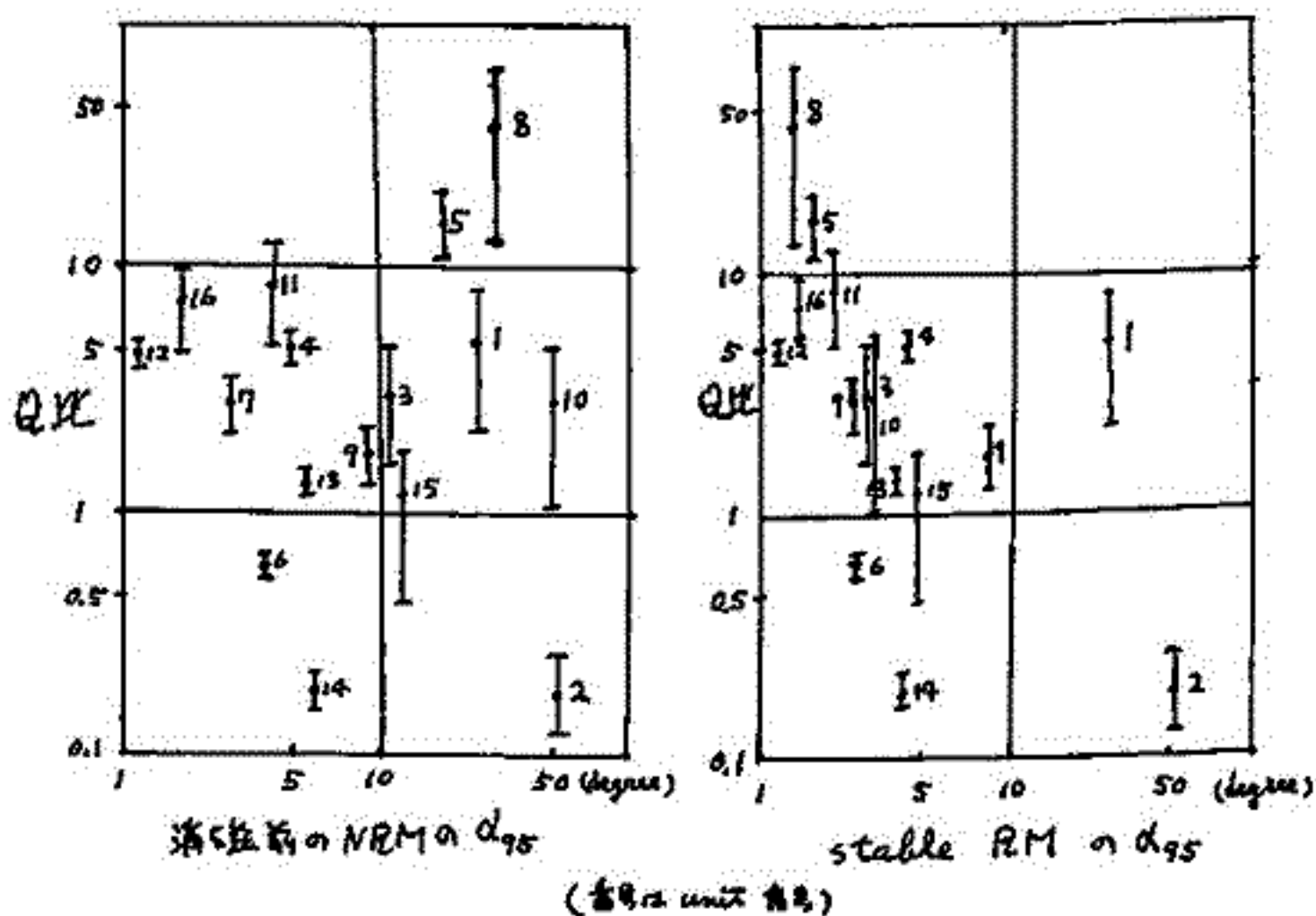
田中秀文・河野 長
(徳大・理)

Oligocene から Miocene 初期に属するサン・ファン火山岩の古地磁気的研究は前回報告したが、

NRM が岩石形成期の origin である TIRM であることや、その安定性を確かめるために、

J_s-T curve や X 線回折による解析を行なっている。

段階変流消磁で最もまとまりの良い残留磁化 (stable RM) は 2 つの units の例外を除いて非常に良い結果を与えたが、消磁前では NRM の方向のまとまりの悪いものと消磁前がより良いものとの 2 種類ある。そこで各 unit の消磁前の d_{95} と消磁後の d_{95} と平均の d_{95} との関係を探るために図のようなグラフを plot し、見てこころ、多少の相関がある。



J_s-T curve によると、16 の units のうち 5 4 units が one phase ($T_c \approx 550^\circ\text{C}$) であり、7 units が two phase ($T_c \approx 330^\circ\text{C}, 550^\circ\text{C}$) であるが、そのことと NRM の安定性などを探っている。

安川 克己
大阪大学 基礎工学部

堆積物の NRM は, King (1955) の実験などによっても明らかな如く, 内包する強磁性粒子の形, あるいはその粒子の着地の仕方などの影響で, 堆積時に作用して, 外部磁場と比べて, 20° あまりその傾角が浅いことが知られている. 更に, 火山岩と異り, 鉱物粒子の生成とその構成岩石の生成が同時である. 各種の消磁実験によっても十分にその磁化の安定性が確かである. 従って, あくまでそれは各強磁性粒子の磁化が安定であることと示すのみであり, 岩石あるいは堆積物としての磁化が堆積当時の外部磁場の方向と忠実に表しているとは言えない. したがって堆積物の残留磁化が, 正確に過去の地球磁場の方向を推定することは困難であるといえる.

一方 Irving (1964) は堆積物の残留磁化は, 必ずしもそれが一般に信じられているように堆積の過程で獲得されることは限らず, 堆積後に固定される可能性を実験的に確かめ, それを post-depositional DRM と呼んだ. したがって post-depositional DRM と呼ばれる磁化は, Irving によっても, その方向を正確に脱水時の外部磁場の方向と示すことが確かである. 最近 Kent (1973) は, 深海に堆積物と再堆積させ, 一定の磁場の中で乾燥させた結果, 深海に沈んだように細い粒子の堆積物の磁化が, その方向を正確に, 脱水時の外部磁場の方向および強度に関する情報を提供することであることを確かめた. 両実験とも脱水実験であり, 必ずしも堆積物の磁化獲得過程を再現しているとは言えない. 微粒堆積物の磁化が, Irving の言う post-depositional DRM であることは間違いない.

微粒堆積物の磁化が, 堆積後に獲得されることであることは, 折角正確に記述している過去の地球磁場が, 一体いつの時代のものかという問題と見なければならぬ. この問題に解答を与えるための実験は未だなされていない. 何故ならば, 上記二者の実験が, いずれも乾燥による脱水に伴う post-depositional DRM によるものであるからである. 実際には堆積過程で得られる post-depositional DRM は, 堆積物の厚さの増加に伴う圧縮力増大によるものであるからである. 実験としては, 圧縮による脱水と可能にする方法を piston-cylinder 型加圧装置を作り, 一定圧力下で, 外部磁場の方向を一定時間だけ変えるという操作を, 10⁻³ 乃至 10⁻² 気圧で行い, NRM が固定される圧力を決定し, その圧力に相当する堆積物の厚さと求めればよいからである. 種々の粒径についてこれを行えばよいからである.

したがって post-depositional DRM に関する, 今回は次のような思考実験を行ってみたい. まずその粒径の小さい堆積物と, 一種の粘性流体に於いて, その粘性係数と, 内部の強磁性粒子の mobility との関係とを求め, 粘性係数はどのような場合, 密度の関数であり, 密度は又上に載る堆積物の厚さの関数であるから, 結局それは強磁性粒子の mobility と深さの関数に置き換えることができる. 従って堆積速度を仮定すれば, mobility と時間との関数として与えることができる.

安川克己・中島正志・豊原信義・乙藤洋一郎・佐藤高晴・浅井至
大阪大学・基礎工学部

深海底堆積物の NRM は、ヒワ湖底堆積物に比べて 10~100 倍の強さをもち、一方ヒワ湖底堆積物の 200 m Core のうち、上から 90 m ~ 120 m まで、内包する微化石研究の結果は、その部分の堆積した当時には、水深が浅く、生産可能な生物も多く、堆積速度が大きかったことを暗示している。これは、堆積速度と含有される強磁性粒子の量との間に負の相関関係が存在することを予想される。そこで、まず手始めにヒワ湖底 60 m までの試料の飽和残留磁化強度を測定した。これは、強磁性鉱物中の帯磁率測定結果に異常があるものを除き、強磁性鉱物が同一組成であることを仮定すれば、飽和残留磁化強度は、第一近似として、含有強磁性鉱物の量と示すことができる。花粉分析の結果から、ヒワ湖には 17 の過去の気候変化と推定し、これは世界的に受け入れられている過去の気候変化の時代に対応する同数の 12 の曲線に相当する。同様に、ヒワ湖底 Core について作られたのは、この曲線と、堆積物の飽和磁化強度の深さに対する変動曲線とを比較し、堆積速度との相関を議論する。

辻嶋貞雄

京都大・理学部

西角日本の更新統(2M.Y.以降)アルカリ玄武岩に含まれるチタノマグネタイト〜チタノマグヘタイトのP型磁化についての諸性質とそれらの相互関係,特に化学組成範囲について述べる。これらと関連して若干の大陸性および海洋性玄武岩の熱磁気分析がうえられたP型磁化相についても触れる。すなわち

- (1) 玄武岩形成年代と酸化度(Z)との関連
 - (2) P型磁化を示すチタノマグネタイトとイルメナイト〜ヘモイルメタイトの共存問題
 - (3) P型チタノマグヘタイトとスーパー常磁性との関連
- などの空白に重点をおいて論ずる。

また, P型相からN型相への移行実験の経過についても中間報告を行いたい。

百瀬寛一・細垣建

信大理

天然のTiMt (β相)が二次的変質作用によつてその一部分がtitane magnetite化(γ相)してゐるニヒが普通にみられる。もしも、これらγ相にCRMなどのFラ存在する残留磁気か固着してゐるなら, NRMはβ相とγ相のベクトル和となり古地磁気の研究によつて重大な問題となる。

筆者らはこの二相のNRMを熱的に分離することを目的とし、下記の方法により実験中である。まずThermomagnetic CurveからOriginal Tc (β相のTc)を求め、次に同一岩石によつてβ相のTcでThermal demag.を行つて、β相のTc以上のRemanent magnetismの有無をしらへる。

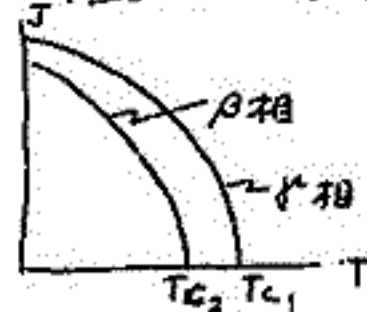
しかし、実際にはβ相の熱的ふるまひはTiMt Seriesにおいて、Ti:Fe₂O₄量によつてさまざまで、γ相が存在してもβ相とγ相のTcを明確にすることが困難な場合がある。したがつて現在使用してゐる試料は (1)反射顕微鏡観察によつてγ相が確認されるもの。

(2) Thermomagnetic Curveがirreversibleを示し、γ相は高温でbreak-downしてγ相が消失し、Tc₂が明確に求まるものであること。

Tc₁が求まることはγ相がTc₁まで安定であったと考へらる。

γ相がもしも安定なNRMを保有するならば、これを測定

することは出来、このNRMがOriginal NRMに有意に作用するから、これを測定することは出来る。



今までに行つた結果はAndesite, Basaltによつてこの測定結果によつて報告する予定がある。

西田 潤一

京大、理、地質

極めて稀な現象ではあるが、補償温度をもって自己反転する (Néel's N-type) 玄武岩があることが報告されている (Schultz, 1965, 1968, 1971, Nishida & Sasajima, 1974)。Schultz はその試料中の T/Fe ratio を決定し、Nishida & Sasajima はこの反転現象に内与する内部磁場強度を推定している。いずれの報告においてもこの N-型磁化曲線を示す磁性鉱物は、酸化の進んだ titanomagnetite 相であることが推定されている。今回の研究目的はこの N-型磁化曲線を示す玄武岩試料から直接強磁性鉱物を選びだし、果してそれが cubic な titanomagnetite によるものであるか否かを検討することにある。

用いた試料は Göttingen Steinberg 204 (Schultz 提供) である。表面の風化した部分は ilmenite のものと見られる磁化曲線を示し、内部の風化していない部分は N-型磁化曲線を示す。この試料を砕き、変化をさけるためにアルコール中で grinding を行ない、hand magnet で強磁性鉱物を取り出した。かなり注意深く grinding を行ったにもかかわらず、grinding の前と後では熱磁化曲線に多少の変化がみられた。具体的には peak top の温度のズレが認められた。このことから、このような N-型強磁性鉱物は極めて不安定なものであると予想される。磁選した結果は下の表に示されるような 3 つの部分に分けられた。

		磁化曲線の形	Curie 温度	lattice parameter
Whole Rock	→ 強磁性部	P-	180°C	8.424 Å
	→ 弱磁性部	P- + N-	170°C	8.409 Å
	→ 残渣	ilmenite と見える磁化曲線	—	—

弱磁性部の熱磁化曲線をみると N の部分が增大していることが確認された。得られた Curie 温度及び lattice parameter からこの強磁性部及び弱磁性部の化学組成を Readman & O'Reilly のダイアグラムを用いて推定するならば、いずれも O'Reilly & Banerjee (1966) の self-reversal region に入ることになった。また強磁性部、弱磁性部いずれも 350°C まで熱すれば著しく磁化を増大させ、室温での磁化強度は熱する前の 5~10 倍の値をとる。

以上のような事実からこのような N-型磁化曲線は P-, N- 及び ilmenite 3 つの相を合成した磁化曲線であることが推定される。また N-型を示す磁性鉱物は titanomagnetite の酸化の進んだものであることも確認される。

II-32 隕石の磁気的性質: Paleointensity

杉浦通治

京大・理

1. NRM

Ordinary chondrite は 10^{-3} emu/g (5 samples の平均), Carbonaceous chondrite は 10^{-2} emu/g (1 sample のみ) 程度の自然残留磁化を持つている。

2. AF demagnetization

Carbonaceous chondrite は 200 Oe 程度までは交流消磁に対してかなり安定である。一方 Ordinary chondrites は交流消磁に対して不安定であり (大抵 "kaolinite grain" が VRM を獲得しやすいため) 安定な自然残留磁化を持つているかどうか不明である。

NRM と同程度の Intensity を持つ様に与えた IRM, ARM を交流消磁すると $IRM \ll NRM \approx ARM$ の安定性を示すことから NRM は Paleointensity を反映するものと考えられる。

3. Thermal demagnetization

熱消磁の結果は各 chondrite ともある程度安定な残留磁化を 500°C まで保持していることを示す。この事実と thermomagnetic analysis 等の結果を考慮すると Ordinary chondrite の残留磁化は taenite 中の dark etching region (fine plagioclase) においていると考えられる。

4. Paleointensity

Flellier 法を適用して, Ordinary chondrite に対して約 0.4 Oe, Carbonaceous chondrite に対して約 1.0 Oe とする Paleointensity を得た。これは以前に Stacy et al, Banerjee and Hargraves によって得られた結果と矛盾しない。

Low Temperature Characteristics of Magnetic Coercive Force of Lunar Materials

F. C. SCHWERER

and

Takesi NAGATA

U.S. Steel Co., Research Lab.,

Nat. Inst. of Polar Research

In their previous paper (1973 a, b), the authors reported that the magnetic coercive force (H_c) of lunar materials, in general, considerably increases with decreasing temperature from the atmospheric one (about 300°K) to 4.2°K. In some lunar samples, the increase of H_c with decreasing temperature sharply takes place at a certain low temperature (e.g. at 105°K for sample 15556; at 80°K for sample 70215), while in other lunar materials, the increase of H_c is practically continuous through the whole range of cooling from 300°K to 4.2°K though the rate of increase in H_c becomes larger at lower temperature (e.g. samples 60255 and 65010). Such a considerably large increase of H_c with decreasing temperature (T) has been interpreted by the authors to be due to the blocking of very fine grains of metallic iron which behave superparamagnetically at temperatures higher than their blocking temperature.

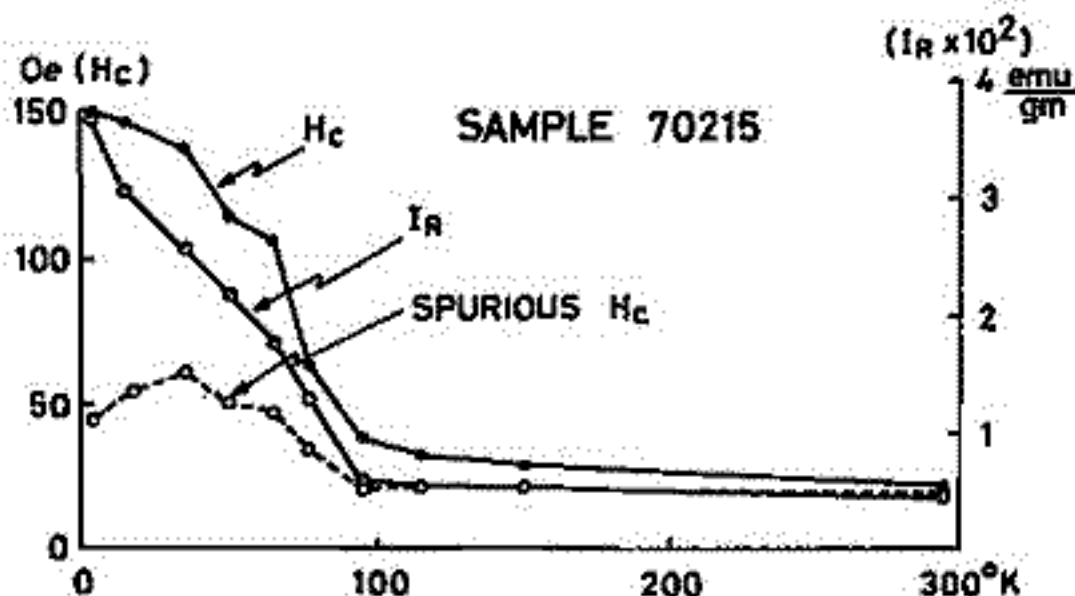
In several lunar samples (e.g. samples, 15556, 66055, 67455, 70215 and 77017), however, H_c values appear to decrease with a decrease in T from a certain value below the blocking temperature. This phenomenon is in an apparent conflict with the proposed hypothesis for the H_c increase.

It is now confirmed that the observed decrease of H_c with decreasing T in an extremely low temperature range is simply a spurious phenomenon which is caused by a tremendous increase of the paramagnetic susceptibility at the extremely low temperatures. For most lunar rocks, magnetization $I(H)$ dependent on magnetic field H in a range of a small magnetic field in a hysteresis curve is given by

$$I(H) = I_F(H) + \chi_a H + \chi_s H,$$

where $I_F(H)$, χ_a and χ_s denote respectively ferromagnetic magnetization, and paramagnetic and superparamagnetic susceptibilities. With a decrease of T , the superparamagnetic component ($\chi_s H$) is transferred to the ferromagnetic one, thus the apparent value of H_c increasing and $I_F(H)$ becoming $I_F^*(H) > I_F(H)$ with decreasing T . However, χ_a increases with a decrease of T , whence the true value of coercive force (H_c^0) must be determined by $I(H_c^0) - \chi_a H_c^0 = 0$.

The attached figure shows an example of the dependence of H_c^0 on T thus obtained. In all lunar materials, H_c^0 characteristics thus obtained have shown that $\partial H_c^0 / \partial T < 0$ throughout the whole temperature range.



T. Nagata

F. C. Schwerer

Nat. Inst. Polar Research,

U. S. Steel Co. Res. Lab.

(i) The magnetic properties of six Apollo 17 returned lunar materials have so far been examined. The main magnetic parameters measured are summarized in the following table.

Samples	(Basalt)			(Breccia)	(Fines)		Unit
	70017-73	70017-75	70215-26	77017-46	74220-41	75053-13	
χ_0	0.69	0.65	0.33	0.44	0.85	12.1	$\times 10^{-4}$ emu/gm/Oe
χ_a	3.9	3.7	3.6	1.1	5.4	3.4	$\times 10^{-5}$ emu gm Oe
I_s	0.21	0.22	0.24	0.30	0.13	0.22	emu/gm
I_R	1.0	1.5	4.4	0.8	-	8.5	emu/gm
H_c	6	10	19	15	-	31	Oe.
Θ	782	779	-	732	778	796	$^{\circ}$ C
Θ^*	None	None	-	590	None*	None	$^{\circ}$ C
HRC	70	-	-	360	900	-	Oe.

Remarks : χ_0 : Initial magnetic susceptibility, χ_a : Paramagnetic susceptibility, I_s : Saturation magnetization, I_R : Saturation remanent magnetization, H_c : Coercive force, HRC : Remanence coercive force (all 6 parameters above at 300°K), Θ : Curie point, Θ^* : α - γ transition temperature of FeNi alloy.

In regard to their magnetic properties also, both #70017 and #70215 are typical lunar mare basalts, while #77017 is a typical anorthositic clastal rock which contains a considerable amount of kamacite just as all Apollo 16 anorthositic rocks do. #74220 is a sample of the famous orange soils, containing a particular ferromagnetic component, which has not yet been exactly identified. (* in Table)

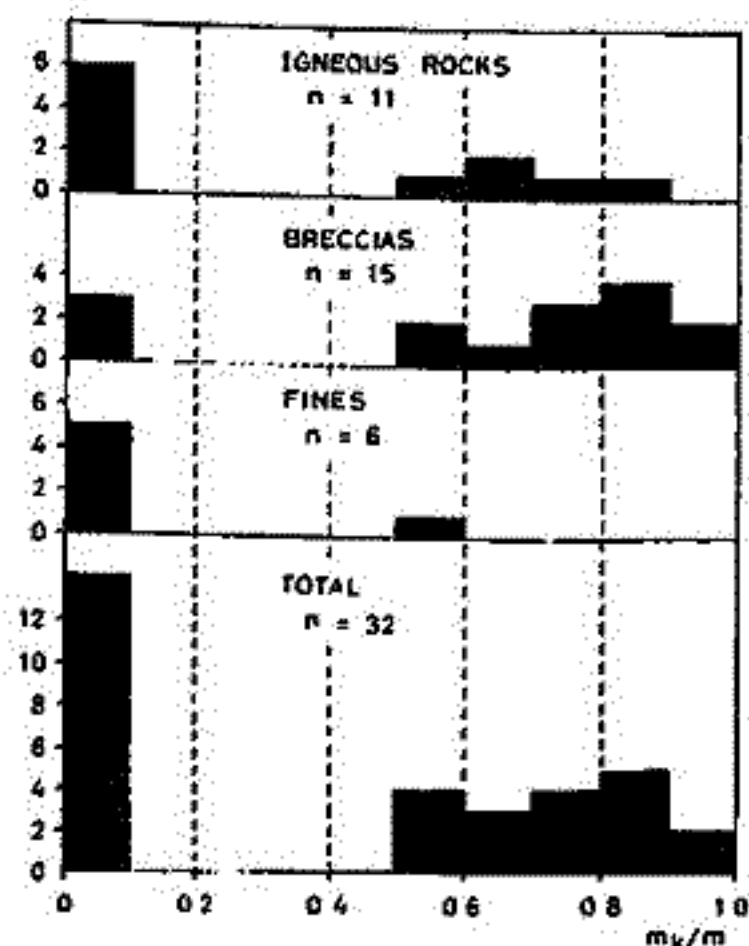
(ii) Fig. 1 shows a histogram of kamacite contents in the metallic iron phase in various lunar materials returned by Apollo 11 through 17 missions, where the median value of Ni content in kamacite is about 5.5 weight per cent.

All anorthositic rocks originating in the lunar highlands contain the kamacite of more than a half of their metallic composition.

On the other hand, it has been observed by several workers that almost pure metallic Fe of lunar samples of $m_k/m \approx 0$ in Fig. 1 is largely produced by the breakdowns of fayalites, ulvöspinel and ilmenites owing to the meteoritic impact.

Further the Ni content spectra in native irons in lunar samples are very similar to those of meteorites. It may thus be considered that the native irons in the moon have a composition similar to that of meteorites, but in addition, the almost pure iron phase has been exsolved from iron oxide minerals by the breakdown mechanism caused by intense meteoritic impact.

APOLLO 11-17 LUNAR MATERIALS
HISTOGRAM OF KAMACITE CONTENT
IN METALLIC IRON (m_k/m)



柳原一夫

地磁気観測所

地磁気観測の方法は光ポンピング磁力計プロトン磁力計フラックスゲート型磁力計などの近代的器械の発達とともにデータ処理装置と結びつけて次第に進歩して来た。しかし磁石式のいわゆる変化計はまた地磁気観測所の主力器械であり、その経済性、簡便さなどから考えれば当分世界の主流の座を占めることは間違いないものと思われる。むしろその長所を生かして精度、データ処理法などを近代的器械に劣らぬものに改善できるものが検討すべきであろう。精度改善の最も大きな壁である変化計基線値（零点）の安定性について検討した。ここでは気象庁地磁気観測所（柿岡、女満別、鹿屋）で水平分力用に常用しているKM型変化計について1960年代のデータを解析した結果を報告する。

変化計基線値変化としては常識的に温度変化とドリフトが考えられ、絶対観測から求めた基線値の温度変化を除いてドリフトを推定し、各日あるいは毎時の基線値を決定するところの作業が行われるが、 1° 以下の微小量ほど高い精度が要求されるようになる。この作業はつねに観測者の頭を悩ます問題となる。それは温度も時間と共に変化しドリフトと分離困難であり、また変化計の精度、絶対観測の精度が必要観測精度と大体同程度であるからである。

今回の解析結果から変化計基線値変化は

1. 温度 T の一次式または二次式であらわされる変化
2. 一定ドリフト
3. 温度 T の一次式であらわされる速度をもつドリフト

と知であらわされることになった。すなわち基線値変化 $B(T, t)$ は、

$$B(T, t) = a + bT + cT^2 + \int_0^t (k + \beta T) dt$$

である。ただし温度 T は時間 t の関数である。ただし変化計のセッティング、調整などの直後はexponential型のドリフトが加わる。調整から調整までの期間（カッコ内）にこの式から求めた基線値と絶対観測による測定値との差の標準偏差を求めることになり、

柿岡： 0.45° （2年）、女満別： 0.70° （2年）、鹿屋： 0.67° （5年9月）

結果論からいえばこの期間中に絶対観測がなくてもこの精度で基線値がきめられることになる。

基線値変化の1, 2項は当然予想されるものだが、3項はドリフトが温度に依存することを示すものである。断熱観測室の温度変化が $T = T_0 + \Delta T \sin(2\pi nkt)$ であらわされるなら、この $\int \beta T dt$ は $\cos kt$ に比例し、温度二次項 cT^2 は $\cos 2kt$ の項となる。温度、基線値の周期分析から $B(T, t)$ の式の各係数をきめることとができる。観測室の断熱効果が悪くて、 $T = T_0 + \Delta T \sin(2\pi nkt + \phi)$ であったとしても複雑にはたまたま同様にして求められる。断熱効果がもつと悪くて温度変化が激しければ、直接係数を求められるであろう。鹿屋はその点で精度であるから両方の求め方をしたが一致した。

変化計基線値変化が上式であらわせないときは、器械が悪いから修理調節を要するということになる。

水野浩雄

国土地理院

一等磁気測量の資料を用いて一年毎に作成した *isopanic chart* は、1950年代から、1960年代初頭にかけて、極めて急激な変動を示した。例えば水平分力についてみると、1950年初頭には西高東低であり高密度の分布を示していた *isopanic lines* は、その後複雑な変動をへたのちに、1960年から62年の時期に東高西低に逆転した。鉛直分力の *isopanic chart* は、ともにほぼはたしい変動を示している。一方の成分も1960年代後半には安定した分布を維持している。

この時期の *world wide* の年変化量分布を作成してみると、これはアジアからシベリアを含む広い地域で生じた *isopanic chart* の大きな変動の一部であったことが判る。すなわち鉛直分力についてみると、1950年以後の比較的長い期間に、日本の太平洋沿岸の沖合に $Z=0$ の線がとあり、東側が負、西側が正であったものが、突然、 $Z=0$ の *line* の西方への移動がはじまり、アジア、シベリアの観測所の Z は1960年代にかけて、順次正から負に転じた。この間、他の地域の Z の分布には基本的にパターンの変化を伴ったが、そのうえ特徴的なことは、各観測所での Z の正から負への移行は、いわゆる *sinusoidal* のものよりもむしろ *constant rate* の増大と減少の間の *impulsive* な移行とみられる方がより適切にみえる。水平分力の *isopanic chart* から $30^{\circ}N$ geomagnetic latitude にこの年変化量の分布と読みとって *profile* と作ってみると、1966年前後に東経 $100^{\circ}E$ 付近を中心とした広い地域において、その形が急変したのを見える。

これらのことから *secular variation* というもののみならず、次の諸点も提唱したい。*secular variation* には、ある一定の地域にあり期間継続する相対的に安定な形態がある。そして、ひとつの状態から他の状態への移行は急激で *impulsive* に進行する。その移行が進行中の地域では年変化量分布は *secular variation disturbance* として示されるような急速で複雑な変動に至る。

渡辺 秀文
東大理学部

前回は概して、約8000年、400年、65年の周期をもつ双極子磁場変動と地球自転の変動及び地球磁場西方移動速度の変動との関連を、地球の球殻モデルにより調べた。その結果 次のような事が得られた。

マントル下部の電気伝導度 $\epsilon 10^{-9} \sim 10^{-8} \text{ ohm}$, 双極子磁場変動が生じている深さを核表面から数百 km 以内とすると、

- 1) 核-マントル電磁結合理論は地球の自転変動とかなりよく説明できる。
(前回報告済)
- 2) 核表層数百 km の流体の平均的な回転運動とその変動(双極子磁場変動によって引き起こされる)とは、観測される地球磁場西方移動速度とその変動とをよく説明する。
- 3) 核表層は複雑な回転をするが、深部はほとんど一律に回転する。

ここで用いた電磁結合理論では強いトロイダル磁場の存在が本質的な意味をもつが、その存在を疑問視する考え (Guilford, 1973) もある。ここで得られた結果はその存在を支持している。地球磁場の西方移動の理論には核内流体^{の西方移動}を反映した "frozen in" 説と、核内の MHD 波に帰する説 (Hide, 1961 etc.) があるが、2) の結果は前者の考えを支持するものであると思われる。この点に→しては未だデータが不十分ゆえ最終的な結論を得るためには、archeomagnetism の発展を待たなければならない。

田中 穰・細野 武庸

国土地理院

小笠原諸島は東京のほぼ南方約1000km付近の南北約150kmの範囲に点在している。小笠原諸島と南西諸島に囲まれた西太平洋は地磁気、重力、熱流量等地球科学上興味ある場所であり、国際地球内部ダイナミクス計画(GDP)の一つのプロジェクトとなる。

小笠原諸島は、フィリピン海プレートが北東側を形成する、伊豆七島を経て雁行状に南下するIzu-Bonin-Mariana Arcのほぼ中心にあり、古第三紀に活動し、現在非火山性島弧の磐島、父島、母島の諸列島の外弧(outer arc)と火山性島弧の硫黄島列島と西之島の内弧(inner arc)からなる典型的二重弧(double arc)を形成している。この二重弧の外側には海溝が続いている。

このような地形学的環境にある小笠原諸島の父島(Bonin Island)では、これまでに幾多の先駆者の調査が実施されておき、測量の歴史も古い。

地磁気測量は、はじめ扇浦において偏角が1827年に英国海軍、1884年に田中館等によって測定され、以後、海上保安庁水路部によって継続されていく。最近、昔の場所と異なる点で1969年に海上保安庁水路部測量課、1971年に気象庁柿岡地磁気観測所により、定常観測が実施されている。又島内磁気測量⁽¹⁾も実施されている。

重力観測は、1828年露人リュットケ、1884年に田中館等、1935年に松山熊谷により測定され、ブーゲー異常は+340 mgal という大きな値を得ている。

地磁気、重力測量以外に父島における地球物理学的調査は、1969年に神沼による地震観測、岩崎による地質学的所見が報告されている。

国土地理院では、地磁気、重力の経年変化からプレートテクトニクスによる島弧の成因を調査するため、1971年1月~2月に第1回⁽²⁾、1973~4年に第2回、同島の地磁気・重力測量を実施した。

本報告では、これらの測量結果を報告し、1800年以後の先駆者の調査結果と比較しながら検討を加え、父島の成因等について討論をする。終りに柿岡地磁気観測所の年平均値を用いた経年変化のうち10年周期の成分について小笠原の偏角の結果と比較される。

(1)小笠原諸島(父島)の磁気測量, CA観測, 当学会1971年春, 久保木他

(2)小笠原諸島(父島)の磁気・重力測量について, 測地学会1971年5月

行武毅, 吉野登志男, 小山茂, 本蔵義守, 鈴木喜吉
東京大学地震研究所

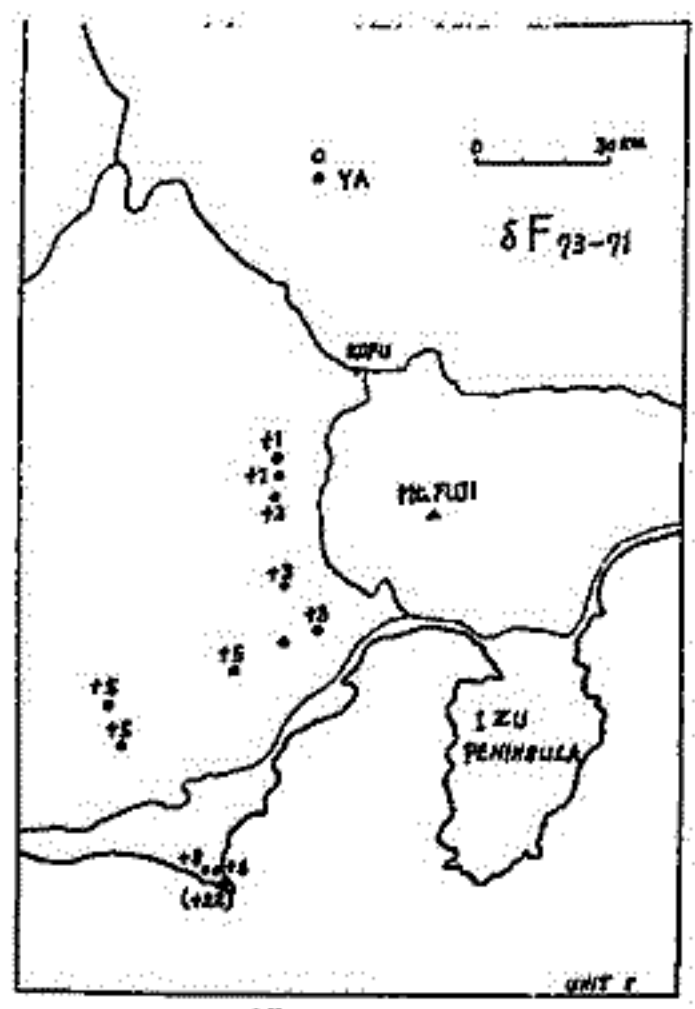
甲府盆地から富士川沿いに静岡, 御前崎に至る地域は, 以前から地殻変動の異常地帯として注目されてきた。この地域で1971年より1973年までの3回にわたり, 全磁力測量を実施した。測定にはプロトン磁力計を使用し, 日変化の影響を避けるため, 夕方から夜間にかけて測定をこなした。

日変化その他非静磁場の補正には, 長野県小海町にある八ヶ岳地磁気観測所のデータを使用した。1971~1973年間に八ヶ岳観測所では, 年々全磁力が減少している。1971年の第1回測量と1973年の第3回測量の間で, 仮りに八ヶ岳観測所で全磁力が変化しなかったとした場合の, 各測点での全磁力変化量を示したのが第1図である。八ヶ岳観測所を基準にとれば, 南へゆく程変化量が増え, 御前崎付近では6~8%に達している。

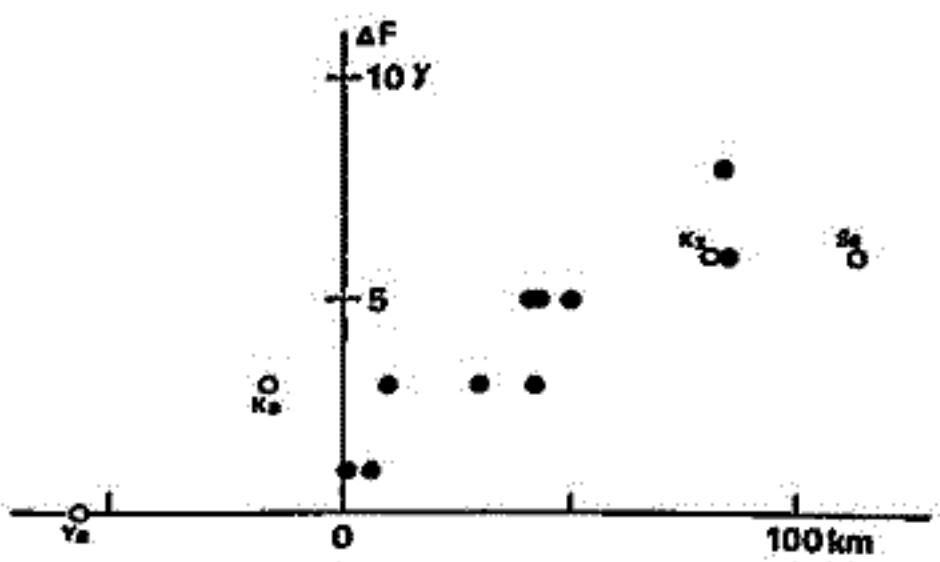
ところで終年変化は, 一般に決して全国一律ではない。地殻予知研究計画による永年変化精密観測網の観測結果では, 全磁力はここ数年間, 日本全土にわたって年々減少している。藤田は1970.0年での全国全磁力終年変化の分布をまとめているが, これによると八ヶ岳観測所付近では-21.3%/年であるのに対し, 御前崎付近では-20.5%/年である。すなわち八ヶ岳に比較すると, 御前崎付近では2年間に1.6%増加することになる。変化の大きさは観測結果とかなりの開きがあるが, 変化の傾向は同じである。

1970.0年の終年変化を外挿するのではなく, 1971-1973年の測量期間での, 八ヶ岳, 柿岡, 鹿野山, 下里の各観測所での全磁力変化を調べてみた。いずれも全磁力は減少しているが, 八ヶ岳, 柿岡で大きく, 鹿野山, 下里で小さい。したがって, 八ヶ岳を基準にとると, 鹿野山, 下里で2年間に6%増加したことになる。これは御前崎付近で2年間に観測された変化量とまさしく一致する。

1970.0年の全磁力変化図では, 鹿野山, 御前崎, 下里は, 10%等変化線上に並んでいる。等変化線に垂直な断面をとり, 八ヶ岳から御前崎に至る測点での全磁力変化量を図示したのが第2図である。柿岡(Ka), 鹿野山(Ks), 下里(Ss), この変化量をも同時に示してある。これをみると, 今回の測量で得られた御前崎付近の大きな変化量は, 全磁力終年変化の全国的傾向と一致しており, この地域特有の変化と結論することは困難である。



第1図



第2図

東北グリーンタフ地域
における誘導電流系

秋田大学鉱山学部 乗富一雄
弘前大学理学部 鍋谷祐夫

二、数年間、機会ある毎に東北地方西
半グリーンタフ地域において誘導電流場
の観測を行つてきたが、こゝをまとめ
てみる。誘導電流は北から

- (1) 弘前 (HIROSAKI) : N 17° W
- (2) 能代 (NOSHIRO) : N 60° E
- (3) 八郎平 (HACHIROGATA) : 方位未測定
- (4) 秋田 (AKITA) : N 29° W
- (5) 蟹場 (KANIBA) : N 75° W
- (6) 本荘 (HONJO) : E W
- (7) 射北 (HIJIORI) : S 23° W

と長谷川湾 (1963) によれば

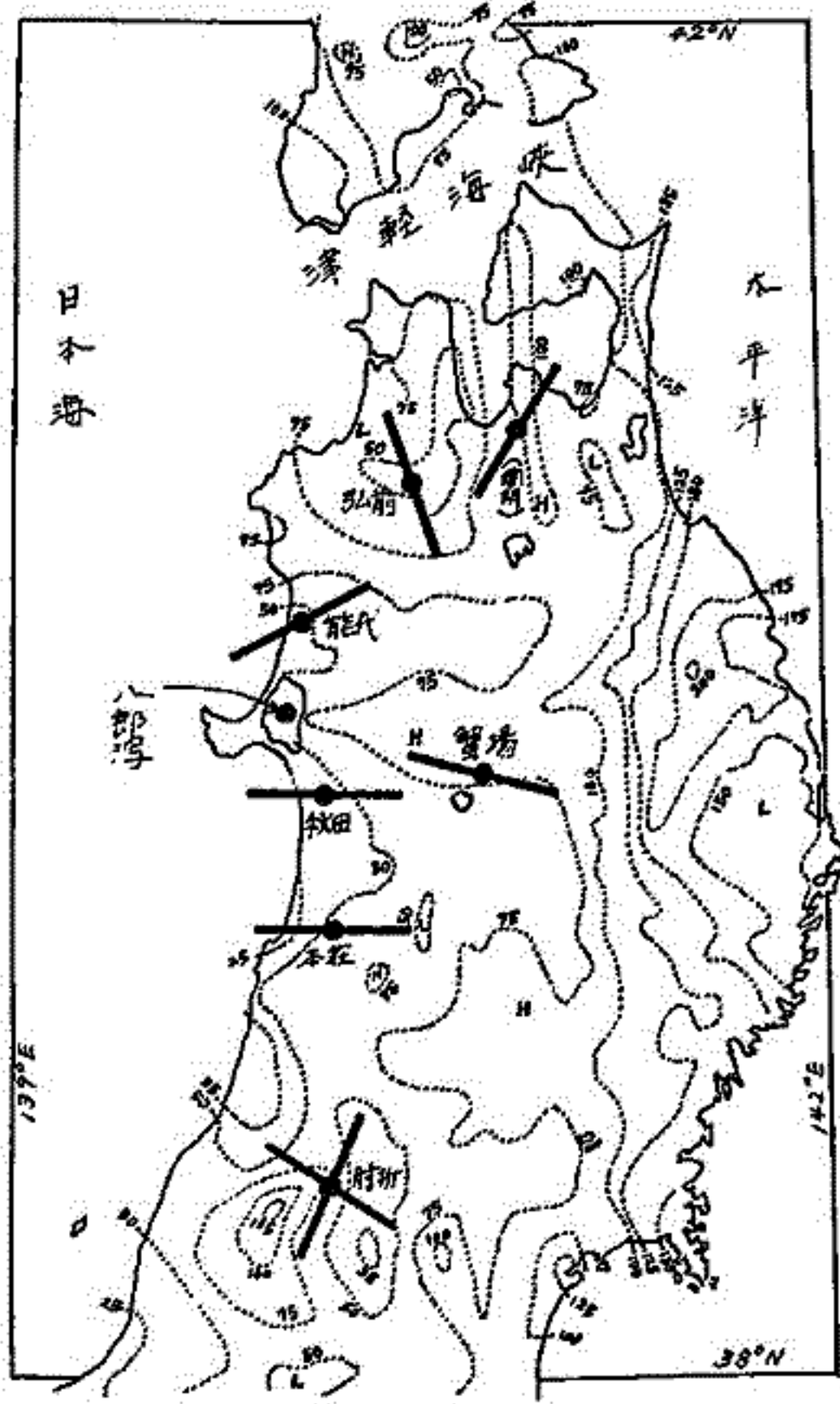
- (8) 南明 (KAIMEI) 付近近金山 : N 12~43° E

海岸域における1,2,3,4,6等の観測点にお
いては地表近傍における conductivity が大
きいが、周期0分, 15分またはそれ
比抵抗の小さい部分が共通して認められ
、特に後者はモデル計算により10 km余
の厚さから数Ω-m の conductor の存在
が推定された。周期25~30分にも
似ていた抵抗があったが、これは深度は2
170 km 以上の Upper Mantle の conductor
による。

一方山岳部における(4),(6)などでは
10 km 前後は5~10 Ω-m, 60~90
km 2 40 Ω-m などの値が観測され
ている。

各観測点は日本海に向うに新第三紀
堆積層が露出し2~3 km にもなる一方、
脊段地帯には火山、地熱地帯に属す
というグリーンタフ地域の特性を考慮す
る必要、上に述べた地表内良導体の存在を
不思議ではない。右図は Free-Air Gravity 図

上に地電流系を plot したもので、low zone の中心域に向つて、或いは、low-high boundary
に誘導沿つて電流が誘導されたと推定が認められる。



[図] 誘導電流方向および
フリーエア重力異常 (mgal)
{ H: 高異常
L: 低異常

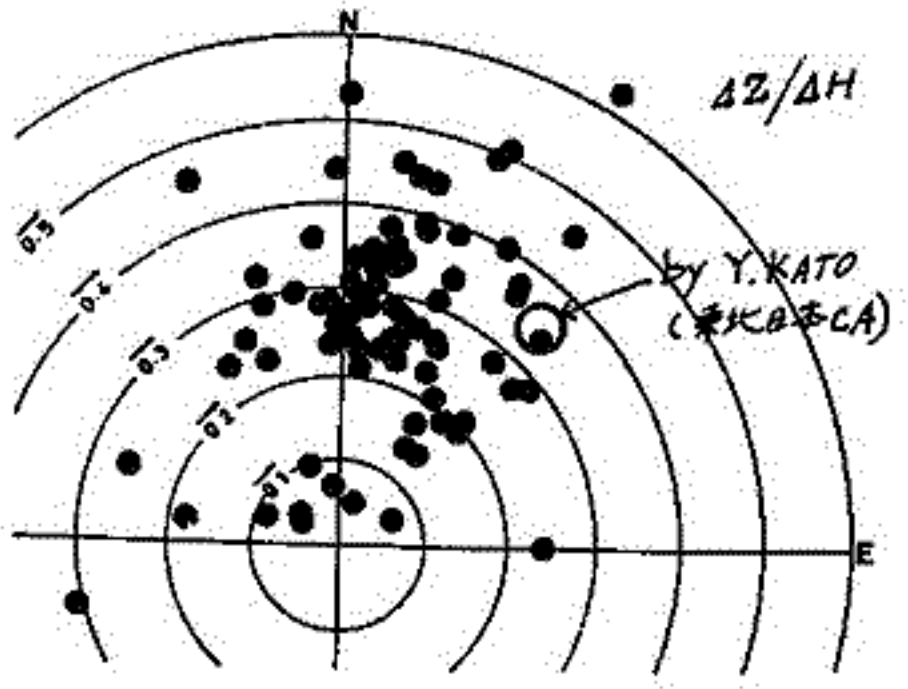
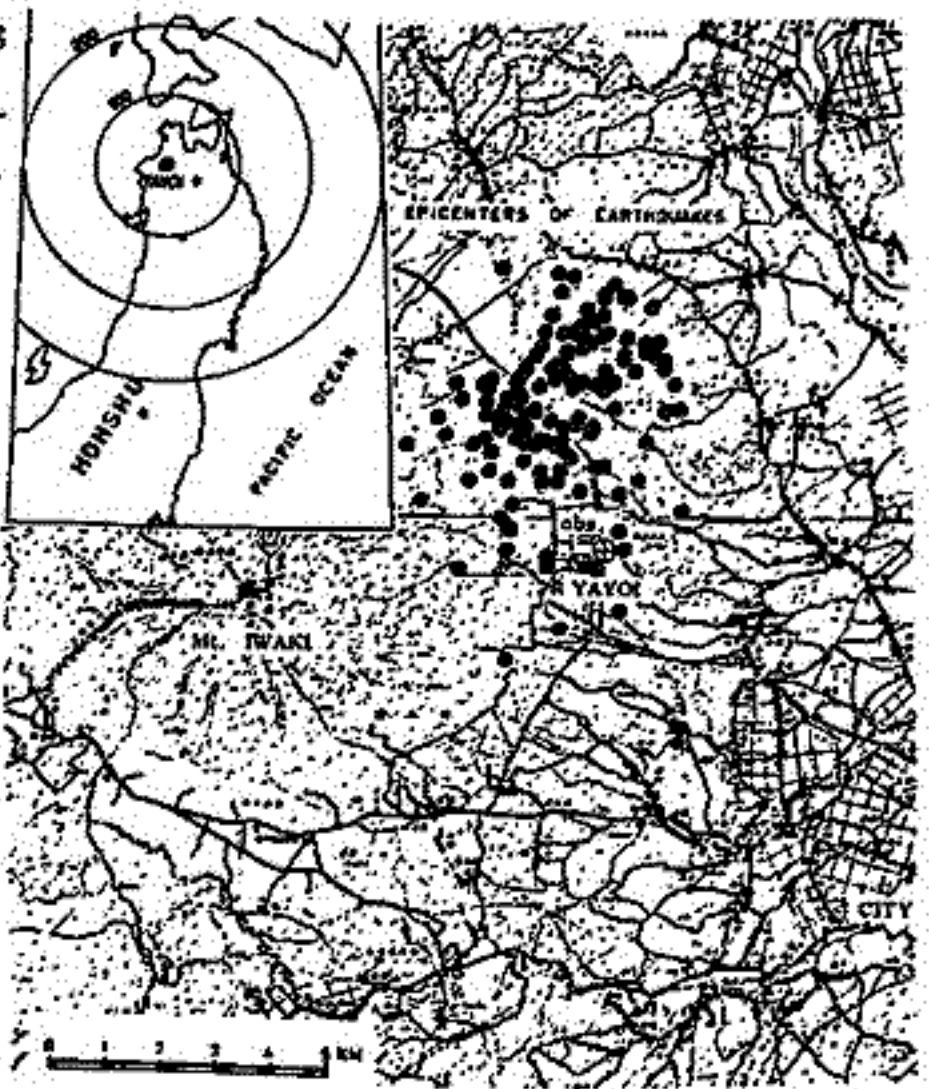
地震(火山)活動域 における誘導電磁場

弘前大学理学部 鍋谷祐夫

1972年11月5日より青森県中津軽郡岩木山(火山, 標高1625m)の東乃至東北山麓(主として弘前市裾野地区)に地震が発生し、今日まで約1万回震動を繰り返して、現在も常時活動度の10倍の活動が続いている。

震源領域に近いYAYOI(野生)において、1973年4月から地磁気三成分の直視磁力計による観測を実施しているが、いわゆる東北日本C.A.にも含まれるため、その研究に基づき諸種の影響要因、例之、地域的なC.A.特性、地質、局所的な火山、地質、その他津軽海峡による海峡効果等の分析を必要とし、その等によって地震領域と電磁場の誘導異常を確かめる必要があると思われるので、予備的な解析を試みた。

- 結果として、
- (1) Y. KATO 等による東北日本C.A.弘前の値 ($\Delta Z/\Delta H = -0.35 / N42^\circ E$) よりも北側に変動が分布する事から火山又は群発地震域の電気伝導度の増大が考えられる。
 - (2) 群発地震中、比較的規模の大きな地震の際に電気伝導度の増加が見られる。
 - (3) 誘導異常は広域から局地に至る45種の要素(重力、地震、地質、海域など)の中で、数km範囲の物理量特に電気伝導度に関する量との相関が高次まで高次元因子分析から導かれる。
 - (4) この観測点に対する津軽海峡効果は小さいか無視しうると考えられる。
 - (5) この震源領域の発震機構を考えた時、磁場変化の方向は maximum extension axis 方向にあると考えられる。



Interactive Programming in the Inverse Method
by Sequential Layering for Magnetotelluric Analysis

By D. Rankin, Dept. of Physics, University of Alberta, Canada
C. Mozeson, Dept. of Mining & Metallurgy, Univ. of Alberta
and S. Nabetani, Dept. of Physics, Hirosaki University, Japan

Modification and improvements to the NABETANI-RANKIN method of sequential layer addition for a one-dimensional earth are presented and applied to several representative models to demonstrate the technique developed for inversion of magnetotelluric data. The inversion process was aided by the use of computer graphics and interactive programming. It was found that there are general rules to be followed for choosing layer parameters and once these methods are learned, the advantage and speed of interactive programming can be utilized. This method is inherently stable.

The inverse method of sequential layering devised by Nabetani and Rankin (1969) necessitates returning to the algebraic solution of the set of equations for n layers,

$$A_0 + B_0 = A_1 + B_1, \quad \mathcal{D}_0(A_0 - B_0) = \mathcal{D}_1(A_1 + B_1)$$

$$A_j \exp(-\mathcal{D}_j z_j) + B_j \exp(\mathcal{D}_j z_j) = A_{j+1} \exp(-\mathcal{D}_{j+1} z_j) + B_{j+1} \exp(\mathcal{D}_{j+1} z_j)$$

$$\mathcal{D}_j \{A_j \exp(\mathcal{D}_j z_j) - B_j \exp(-\mathcal{D}_j z_j)\} = \mathcal{D}_{j+1} \{A_{j+1} \exp(-\mathcal{D}_{j+1} z_j) + B_{j+1} \exp(\mathcal{D}_{j+1} z_j)\}$$

$$A_n \exp(\mathcal{D}_n z_n) + B_n \exp(-\mathcal{D}_n z_n) = \exp(-\mathcal{D}_{n+1} z_n), \quad \mathcal{D}_n \{A_n \exp(-\mathcal{D}_n z_n) - B_n \exp(\mathcal{D}_n z_n)\} = \mathcal{D}_{n+1} \exp(-\mathcal{D}_{n+1} z_n)$$

with the problem reformulated as follows,

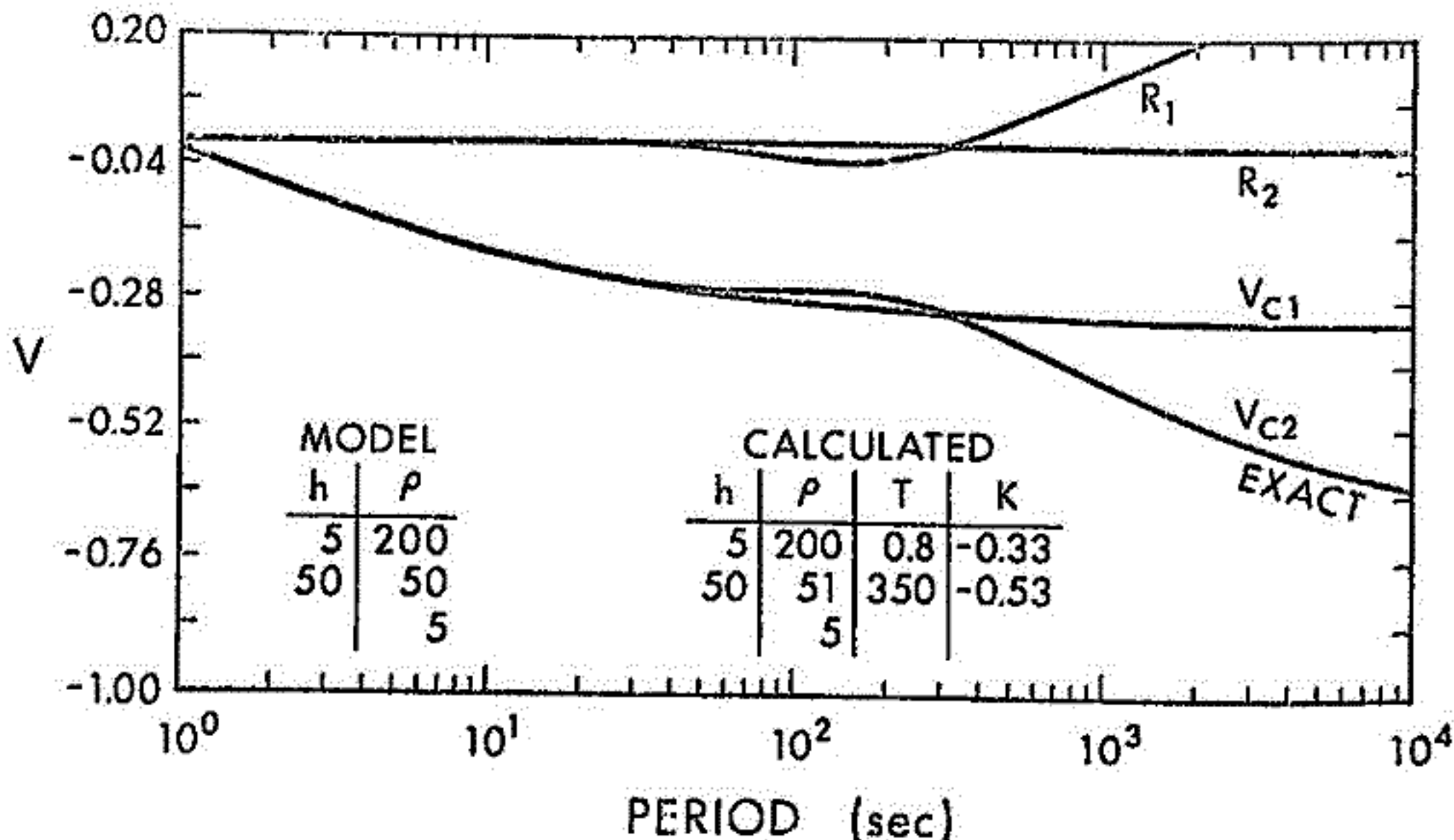
$$Z_1(\omega) = E_x / i\omega H_y |_{z=0} = \Gamma_n / \mathcal{D}_0$$

$$\Gamma_n = (K_n^0 + K_n^1 + K_n^2 + \dots + K_n^n) / (K_n^0 - K_n^1 + K_n^2 + \dots + (-1)^n K_n^n), \quad V = (1 - \Gamma_n) / (1 + \Gamma_n)$$

where K_n is called as kernel function.

The real process was programmed for interactive computing with $V_1, V_2, V_3, \dots, V_j$ and $R_1, R_2, R_3, \dots, R_j$, the differences between the measured values V_i and the various orders of approximation. Starting with a uniform half-space, layers are added and corrections applied until the residuals for each frequency estimate are less than some pre-assigned $\epsilon < \sigma$, where σ is chosen to be less than the scatter in the data.

Present interest in geothermal anomalies has led to renewed interest in the study of the resistivity structure of the earth and therefore in the magnetotelluric effect.



森 俊 雄

地磁気観測所々湯別出張所

1971年より北海道東部で毎年数点の地磁気・地電流変化観測を行ひ、変化特性を調べた。特に千島火山帯の南側の根釧原野では密に行つた。地磁気変化特性は磁石吊型式の巻帯式磁力計、GIT型磁力計、地電流観測は液硫銅溶液、炭素棒電極とペソレコーダを用いた。

パーキンソンベクトル(周期40~120min.)については、女湯別と根室を結ぶ線上ではほとんど西向であるが、根室から釧路まで太平洋岸では徐々に南向より南東方向に向きを変えていく。また女湯別より釧路に向つて南下すると、南-南東の方向に変化していくが、根釧原野中央部の堆積層の厚い地点(堆積層の厚さ1000~1500m)ではベクトルが非常に短くなる。地電流変化に関しては、根釧原野中央部では約 0.5 mV/km/y と振巾が小さく年趨方向もはっきりしないが、太平洋岸の厚床・茶内(堆積層の厚さはほとんど0)では振巾が約 4 mV/km/y と非常に大きく年趨方向もはっきりしている。地磁気変化の方向に対する平均的な地電流変化の方向は根釧原野中央部の約 60° に対し、太平洋岸は $90^\circ \sim 120^\circ$ である。これらの結果のうちある程度は海水と堆積層の厚さで説明がつかないと考えられるが、さうに周期特性を求め、北海道東部の地下構造の解析を行つていくつもりである。

また、1973年6月16日の根室沖地震の震源に近い厚床では、1971年と1973年10月に地電流観測を行つたが、この間に約 $6'$ の平均的ずれが認められた。CA観測とは別に北海道東部厚床他々上に磁気点を設置し、1971年より根室沖地震を想定した地磁気絶対観測を行つた。この絶対観測からも、地震直後の観測で厚床の偏向は約 $6'$ の東偏(女湯別に対して)が認められる。地電流年趨方向の変化と偏向の変化に関係があるとは限らないが、地電流観測も地震予知に応用できると考えられる。

II-43a 北海道のCAと関連現象

西田 泰典
北大・理

1973年秋の本学会において、北海道南部の上部マントルに広がる良導層の分布モデルを提出した。それによると、北海道南西部においては良導層はかなり浅くまで上っており、石狩低地帯を越えた東側では逆にかなり深い所に存在している。この様子も図1図に示すが、このような良導層の実体を知らずには他の種々の物理的情報と比較してみる必要がある。今回はそのための予備的考察を行う。

1. Heat Flow ; high heat flow region と high conductive region はほぼ一致している。
2. 爆破地震動の観測結果、石狩低地帯の西側での上部マントルのP波速度は7.5 km/sec と異常に低い値を示す。
3. 北海道南部での green tuff の分布の東端と良導層の深さのギャップのある位置と一致する。
4. 自然地震の波の減衰が南西部において著しい（東部と比べて）。
5. 自然地震の波の波長が南西部において長い（東部と比べて）。

以上の現象がみられる、いすれも良導層の分布と関連があると思われる。従って北海道に広がるCAも、時間的には新第三紀以後の地殻活動と、不現在の状態として宇津による High Q, High V zone の存在と密接に関係しているよう。

参考文献

- Ehara, S., Terrestrial heat flow in Hokkaido, Japan - Preliminary Report -, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser. VII, 3, 443-460, 1971.
- Okada, H. et al., Crustal structure in the profile across the southern part of Hokkaido, Japan, as derived from explosion seismic observations, J. Phys. Earth, 21, 1974 (in press).
- Utai, T., Anomalies in seismic wave velocity and attenuation associated with a deep earthquake zone (I), J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., Ser. VII, 3, 1-25, 1967.

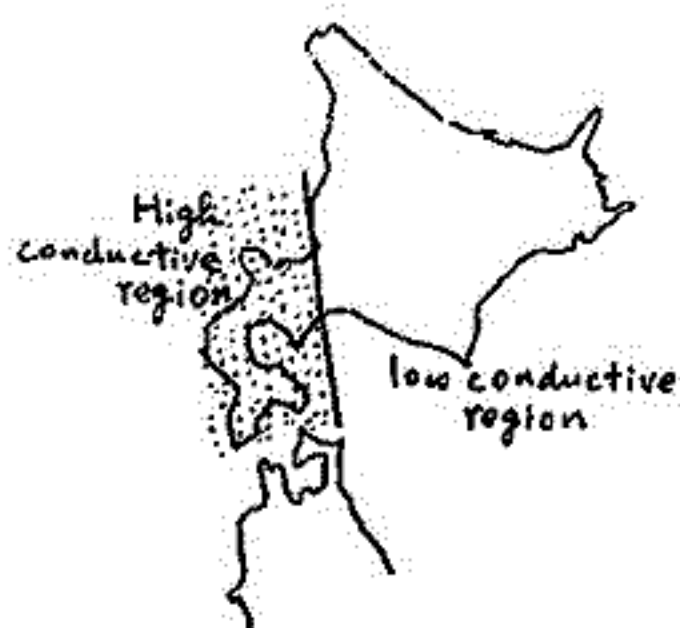


図1

II-44 東北日本異常の電磁氣的構造

加藤愛雄 瀬戸正弘, 早坂 孝

東海大. 航空宇宙, 東北工大. 電子通信.

東北日本の電氣的地下構造について既に電気伝導度 0 と ∞ の二層とし ∞ の層の深さを

求めた。今回このモデルについて三陸と男鹿を結ぶ断面を取り電気伝導度を有限の値 ($\sigma = 10^{-14}$ cgs 及び $\sigma = 5 \times 10^{-15}$ cgs の二層) とし又海の影響 ($\sigma = 10^{-11}$ cgs) を考慮した上で

Jones の Pascoe の方法で地球気変化 ($\frac{\Delta H}{\Delta t}$) を数値計算し観測値と一致する電氣的モデルを決定した。一方大気磁気による (高さ 25 并) 磁場測定 (垂直成分) によって東北日本の磁氣的

モデルを決定し、東北日本の電磁氣的構造を明らかにする事が出来た。この結果、地殻及び上部マントルの構造が明らかになり、これと東北大学微小地震観測所に於て観測した微小地震の震源分布を見るときこの間の関連を明らかにする事が出来た。

渋谷 仙吉

山形大・理

シロバトスキーの理論で、磁場の“dynamic dissipation”が生ずるためには h/n (h : 磁場の勾配, n : 粒子密度) が大きくならなければならない。そのためには1つには磁場の強い圧縮が存在すること, もう1つはコロナの密度が非常に希薄になることが要求される。

しかしながら磁場の圧力が極度に大きくなることは restoring Lorentz force を無視した場合のみしか得られないし, 中性線の周りのいちぢるしい密度変化も現実的でない, U. ANZER* によって批判されている。それでも有限の磁場の圧縮は考えなければならず, その点 M.P. AUBRY** 等の磁力線の再結合の観測, 理論と違っており検討しなければならない点の1つである。

さらに, 中性線の近くで磁場の“dynamic dissipation”がおきるためには

$$\frac{h}{n} \propto \frac{|\text{rot}H|}{n} \propto \frac{j}{n}$$

によって, 粒子密度に対する電流密度の比がある臨界値を越さなければならないという観点より, Alfvén-Carlqvist の不安定との関連を考えながらシロバトスキー理論の再検討を行なう。

* Solar Physics, 30, 459, (1973)

** J. G. R., 25, 7018, (1970)

J. G. R., 28, 3068, (1973)

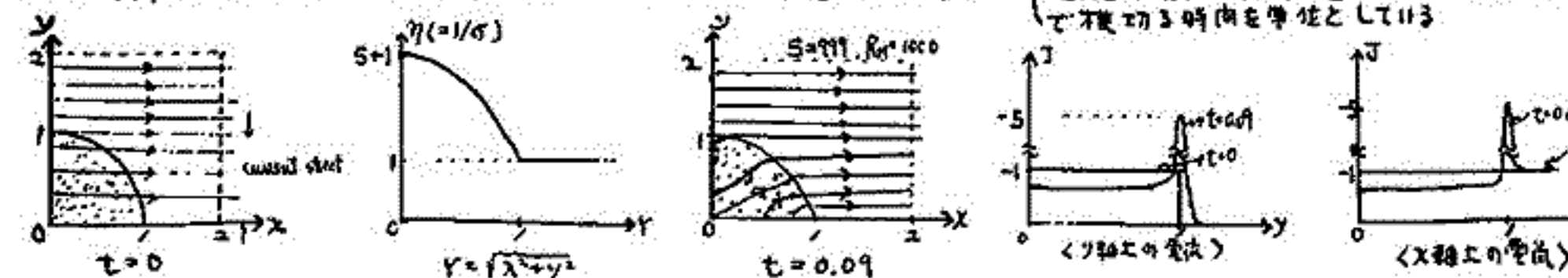
鶴岡正行*, 深尾昌一郎**, 津田孝夫***
*愛媛大工, **京大工, ***北大工

急速なリコネクションの進行はフレナー等に対する磁気エネルギー変換のメカニズムとして重要な意味をもつものと考えられてきた。現在までには、主に定常解において磁場のマージングレートなどの程度まで許容されようかという点を中心に議論されてきたのであるが、決定的な説は見出し出されていまいやうに思われる。我々はこの問題に討して、若干列の観測から、初期的には平衡状態の反平行磁場を考え、そのオレントメントのある1点を中心に何らかの要因により磁場的に急激なリコネクションが進行した場合、流体の流れがどのように誘起され、更に系全体に波及して大きなロスインスタビリティに与かされるか否か、等の点を中心に考えを進めてきた。以下その概要を述べる。

■ カレントシートに急激なリコネクションをおこすひとつの要因として、流体のジェットが磁場的にぶら込まれた場合が考えられる。このことに肉しては、流体の「かたまり」が、例えばソリトンとか、ショック波の形で(磁場を伴って)カレントシートにぶら込まれた場合、強い圧縮効果により急激なリコネクションが引き起こされることを我々は解析し、去年の学会で発表した。しかしながらこの解析は若干強引過ぎるきらいがあり、上述の主題を所味する「糸口」は与えても、満足するまでにはほど遠いと考えざるを得ない。更に数値解を求める場合においても、境界条件がその所に大きなウェイトを占めるので、やや人為的操作が入り込む余地があり、従って上述の主題に対してを介満足するべきものとは思われない。この種のモデルに対しては、もう一工夫が必要ではなからかと思ふ。

■ オレントメントに急激なリコネクションを引き起こす別の要因として考えうるのは、マイクログラビティ等により、磁場的に導電率の低下が生じた場合であろう。この考えを考察した結果を発表するものが今回の主目的である。このモデルでは内側から熱けていくのでそのディスタバンスが境界に波及し大きな影響をもってくるまでは、境界条件の人為的操作が入り込む余地がなから。従って数値的研究をしばらく進めていくことにした。

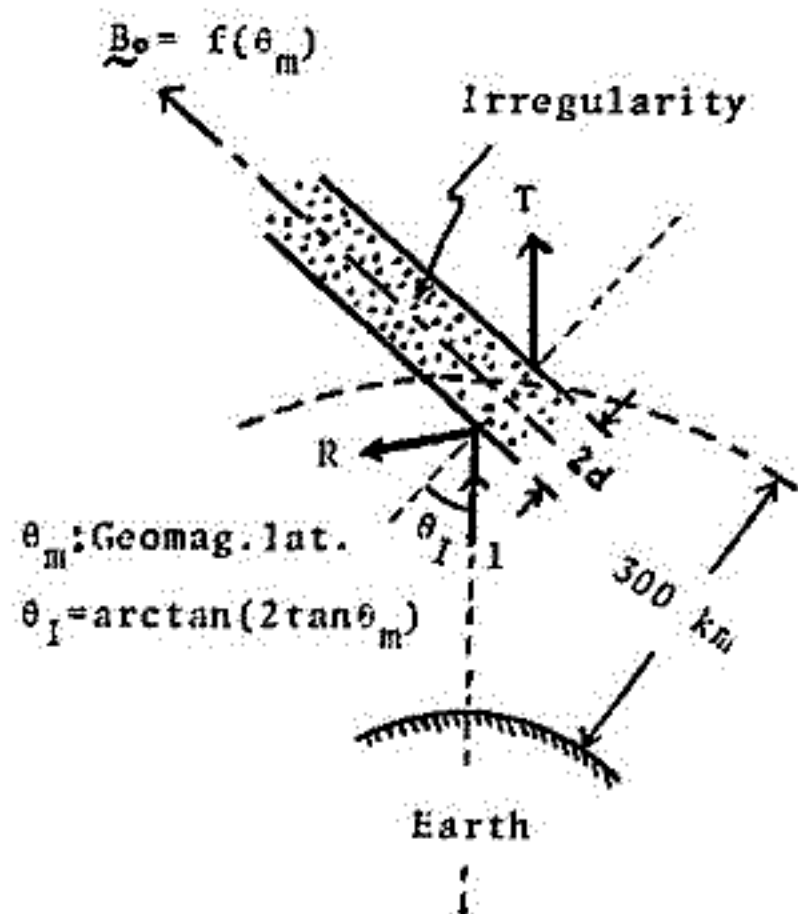
■ 以上の様な考えを検討するために我々は今の第一段階として次の様な簡単なモデルを考えた。まず平衡状態の反平行磁場を初期的に考えた場合、急激なリコネクションによって引き起こされる流体の流れがある程度以上大きくならぬと、解にはほとんどしと影響をよえないであろう。従って $\eta = 0$ と仮定し、磁場の $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を解いた。このモデルは、実際には急激なリコネクションが引き起こされるか否かをみたものである。下の図はこの解の一例を示す(実際にはハクトルポテンシャルを用いて計算してある)。



次に我々は流体の流れを考慮したMHD eqs. の full-set を 'two-stage Lax-Wendroff method' を用いて上述のモデルに適用した。現在まで(愛媛大の小型計算機を伴った関係上)非常に粗い計算結果しか得られ、 $S=99, Rm=1000$ の場合について、 $t=0.8$ から 1.8 まではほぼ 'reasonable' な結果が得られ、上図でも想像できるように、y軸上のy=1近傍で、強い流体の流れが、原方向に生じ、 $t=0.8$ から 1.8 で、 $V_A/5$ 程度の流れが生じているのがわかった。現在、大型計算機を用いて計算を進めていく。

奥沢隆志 (電気通信大学)

Morphologicalな面からホイスラと Spread-Fの関係について調べた論文は本日はほとんどない。Singletonの論文¹⁾は稀有なものの一つであり、「低緯度でホイスラの出現頻度の少ないのは濃度の高いダクトが要るため」というSmith他²⁾の主張を裏付けようと、Spread-Fの濃度の磁気緯度分布を出している。これによれば、なるほど Spread-Fの濃度は低緯度(≦30°)ではホイスラダクトの必要濃度より低いことが納得される。しかしながら、中緯度(40°~50°)にホイスラの出現頻度のピークがあること³⁾の説明は少し物足りない。そこで、今では(1) Spread-Fの多発地帯の一つが50°付近にある⁴⁾。(2) Spread-Fから推定される field-aligned irregularity (FAI)の中は≒1 km という狭いもの(ホイスラの波長)であり、これが東になって分布しているらしい⁵⁾ことが分かっている。上の(1)は好材料の一つになるが、Spread-FのFAIが両半球まで延びて、ホイスラダクトになっているという保証は必ずしもないで、(2)の要素に基づいて、右図とせずように高度300 kmにあるFAIに対するホイスラの反射・透過問題を考えしてみた。



若磁気緯度 θ_m について、ホイスラの wave normal は入射時、鉛直上向き(電離層を下から抜ける際、屈折率が大きくなる方向に向む)であるとして、波長と大差ない中の不均一FAIに対する反射係数 R と透過係数 T を求めた。FAI内の電子密度は磁気緯度と直角方向に同期的(Cosine型)に変化しているものとして、適当な基礎方程式⁶⁾を Hill 関数を応用して数値的に解く。現状までのところ、ピークが一つで半値巾 d が数 km の FAI は濃度がピーク値で +10% を越えるあたりから、磁気緯度 $\theta_m \approx 40^\circ$ で顕著に効きはじめ、濃度の増減に対する反射係数の大きさと $|R|$ の値の変化は $\theta_m \approx 40^\circ \sim 60^\circ$ で最も激しいという結果が得られている。結果の詳細は講演時に譲る。

- 1) Singleton, D.G., Nature 189, 215, (1961)
- 2) Smith, R.L. et al., J.G.R. 65, 815, (1960)
- 3) Crouchley, J., Aust. J. Phys. 14, 22, (1961)
- 4) Singleton, D.G., J.G.R. 73, 295, (1968)
- 5) Vila, P., Spread-F and its effects upon radiowave propagation and communications, ed. by P. Newman, 79, Technivision, (1966)
- 6) Okuzawa, T. and K. Yamanaka, J.G.G. 25, 297, (1973)

橋本弘彦・木村繁根
(京大工)

前回⁽¹⁾(54回)の学会では、伝搬方向がコールドプラズマだけで決定され、その伝搬路にホットプラズマが少し存在した場合の、波の全通路での成長、減衰について議論した。今回は、このような近似について詳しい議論と物理的考察を加える。

この近似方法では、コールドプラズマと少しのBi-Maxwell分布をしたホットプラズマから成る系について考え、イオンは無視する。そして、次の仮定をおく。

i) 分散関係式は、コールドプラズマのみから成る項と、ホットプラズマによる補正との和となる。i.e. $|D(\omega)| = |D^c(\omega) + D^h(\omega)| = 0$. (D はテンソル)。

ii) 分散関係式の解 $\omega = \omega_r + i\gamma$ の ω_r は、コールドプラズマのみの分散式によって決定される。i.e. $|D^c(\omega_r)| = D^c(\omega_r) = 0$.

iii) $\gamma \ll \omega_r$ とする。

iv) ホットプラズマの電子密度とコールドプラズマの電子密度の比 $\delta = N_h/N_c$ について二次以上の項は無視する。i.e. $|D^c + D^h| = D^c + D^1$ (D^1 は δ について一次)。

v) ホットプラズマの各項は、 $\lambda = k^2 k T_h / \omega_{pe}^2$ について一次までとする。

vi) Landau 共鳴および Cyclotron 共鳴についてだけ考える。

vii) $\alpha_n = \alpha_{nr} + i\alpha_{ni}$ のとき、 $\alpha_{ni} \ll \alpha_{nr}$ と考え、Z関数は次式で近似する。

$$Z(\alpha_n) = Z_r + i\sqrt{\pi} e^{-\alpha_{nr}^2} \quad (Z_r \text{ は、次の仮定 viii) により、無視される。})$$

viii) ホットプラズマの各項が、 ω_r を変える効果は無視する。

$$\text{このとき、} \quad D(\omega) = D(\omega_r + i\gamma) = D^c(\omega_r) + i\delta \partial D(\omega_r/\omega) = D^c + D^1 \quad (1)$$

$$\gamma = -I_{\mu}(D^1) / [dD/d\omega] \quad (2)$$

こうして求めた結果 γ を、近似を行わない場合 (γ_{exact}) と比較して図1に示す。このパラメータでは、 $ck/\omega_e = 6$ までは良い近似であり、 k が大きくなっていくにつれて、 λ が大きくなるにつれて、近似が悪くなる。 ω_r に関しては、無視できる程度である。(1%以下) また、 $\gamma = \gamma_c + \gamma_L$ として、Cyclotron 不安定性による成長率 γ_c と Landau 減衰 γ_L が別々に示まるので、物理的なことがよくわかる。この図では、 $ck/\omega_e < 4$ では、Landau 減衰のために、 $\gamma < 0$ となっているの分かる。

パラメータによれば、磁場に沿った場合よりも、斜めに伝わる方が成長率を大きくする。 $\Pi_e/\Omega_e = 10$ のとき、 T_h が 10^8 eV 程度以下で $T_h > 2T_c$ の時に起こる。これは、温度の高い時に起こるヒール、Brinca⁽²⁾が次の分布

$$f(v_x, v_y) = A_{\mu} v_x^{2\mu} / (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{\mu} \quad (3)$$

に対して行なった結果とは、逆の結果である。

その他、 γ の角度依存性についても述べる。

1) 橋本木村 オグ4回予稿集 p.35 (1973年11月)

2) A.L. Brinca, J.G.R., 77, 3495 (1972).

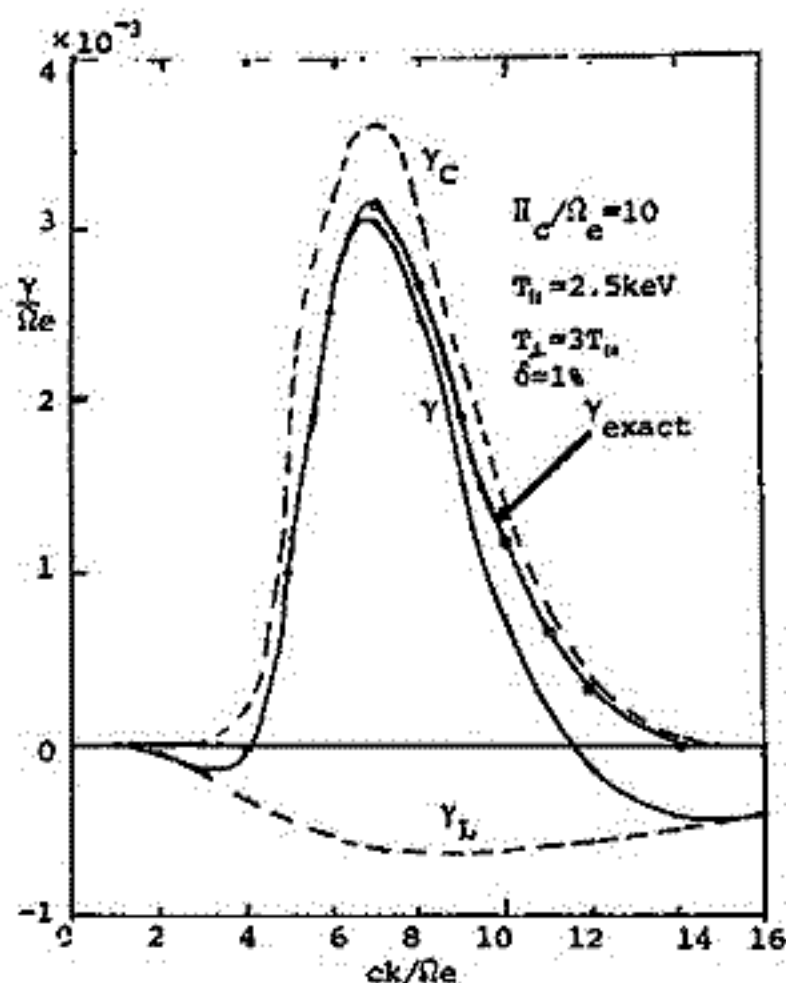
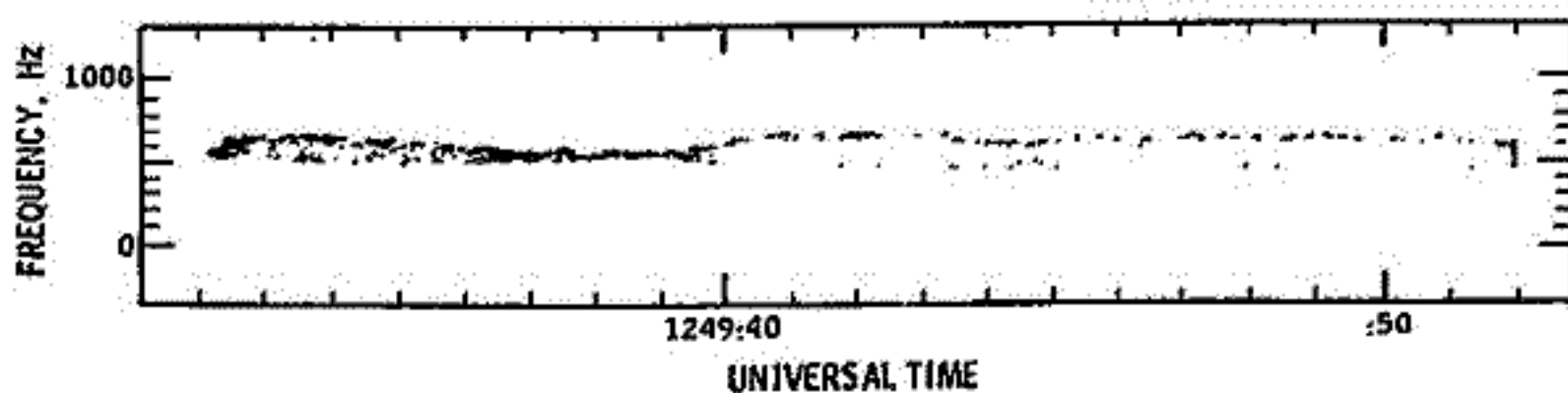


図1 成長率-波数特性 (Π_e は、コールドプラズマのプラズマ角周波数)

Hiroshi Oya Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
Tohoku University, Katahira, Sendai 980

Electrostatic electron cyclotron harmonic waves can be transformed into the electromagnetic waves through the inhomogeneous plasma region of the planets. Recent observations^(1,2) gives a confirmation on the theory based on this conversion concept. That is, a narrow banded and flat pattern of the Jovian decameter wave spectrum coincides with the OGO - 5 VLF emissions that have been interpreted in terms of the electrostatic electron cyclotron harmonic wave instabilities.

In the earth's magnetosphere, the $3/2 f_c$ emissions have been detected in the form of the electromagnetic wave that is called the postmidnight chorus⁽³⁾. This is a different example of the conversion case where the electrostatic electron cyclotron harmonic waves are changed into the electromagnetic waves.



OGO-5 REV 60
7 AUGUST, 1968
0118 LOCAL TIME

MLAT = -12.2°
 $L = 6.70 R_E$
 $B_0 = 86\gamma$

An example of the postmidnight chorus (after Tsurutani and Smith, 1974)

- 1) Gordon and Warwick, private communication, 1967
- 2) Scarf, F., preprint, 1973
- 3) Tsurutani, B.T. and E.J. Smith, Postmidnight chorus: A substorm phenomenon, J. Geophys. Res., 79, 118 - 134 (1974)

II-51 アンチ・ロスコーンによる電子サイクロトロン波不安定性 (I)

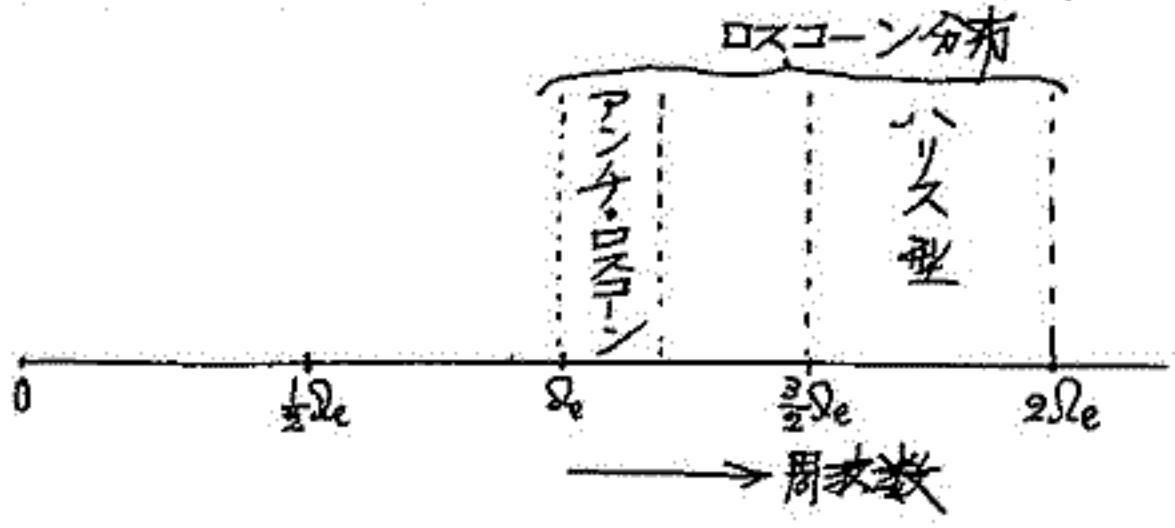
菊部元宏・渡辺ニ太
(九大教養) (名大プラズマ研)

従来電子サイクロトロン波(観測)の不安定性の理由として下記の場合が研究されている。

- (1) ハリス型 ($\bar{v} \neq \bar{v}_0$) 例えば, H. Oya, *phys. Fluids* 14 2481 ('71)
- (2) リング型分布 Fredricks, *J.G.R.* 76 5344 ('71)
- (3) ロスコーン分布 Young et al, *J.G.R.* 78 1082 ('73)
- Karpman et al, *Astrophys. Space Science* 22
 267 ('73)
- (4) ビーム型 Seidl, *Phys. Fluids* 13 966 ('70)

しかし、これらの電子分布で Space Plasma の全てが解明できる訳ではなく、ここでは非対称磁場中で実現され易いアンチ・ロスコーン分布の場合につき計算される。この分布は実験室プラズマでも興味を持たれている。
計算の結果下記の実が判明されている。

- (1) アンチ・ロスコーン分布による新しい電子サイクロトロン波のモードが $\omega \approx \Omega_e$ の附近に存在する。これは Bernstein Mode にはつながらないのである。
- (2) 最も成長率の大きいものから順に充すると $\omega \approx \Omega_e$, $\omega \sim \frac{1}{2}\Omega_e$, $\omega \sim \frac{3}{2}\Omega_e$ である。(アンチ・ロスコーンやロスコーン、ハリスの混合分布の時)
- (3) 冷たいプラズマがあると $\omega \approx \Omega_e$ のモードはすぐに安定化され易い。しかし $\omega \sim \frac{1}{2}\Omega_e$, $\frac{3}{2}\Omega_e$ のモードは全く変化しない(一部、しかし波の分散関係は変化する)
- (4) Space で $\omega \sim \frac{3}{2}\Omega_e$ の強いノイズが観測されているのに $\omega \sim \frac{1}{2}\Omega_e$ の観測が欠けているのは不思議である。($\omega \sim \frac{1}{2}\Omega_e$ の方が強く成長する) もっともホイッスラーモードのエミッションの原因であるかも知れない。
- (5) 不安定領域を図示すると下図の如しである。(速度空間非等方性)



玉 尾 玟

東京大学理学部地球物理研究施設

準線型近似の枠内で、地球磁場に捕獲されてくる粒子の radial diffusion 及び磁力線に沿う加速の一般論を展開する。地球磁場の非一様性の他に、磁力線の曲率効果も考慮する。低周波電磁変動との相互作用による粒子エネルギーの変化は磁力線に垂直、平行な成分について

$$\frac{\delta w_{\perp}}{\delta w_{\parallel}} = \frac{n \omega_{dB}}{m \omega_b + n(\langle \omega_{dc} \rangle + \langle \omega_{dB} \rangle - \omega_{dB})} \quad (1)$$

と与えられる。 ω_{dB} , ω_{dc} は grad-B 及び curvature drift のドリフト周波数、 ω_b はバウンス周波数である。一方 δw_{\parallel} と粒子の位置変化 δL の間には

$$\delta w_{\parallel} / \delta L = (L \partial B_0 / \partial L) (n \chi \omega - \omega_{dB}) \quad (2)$$

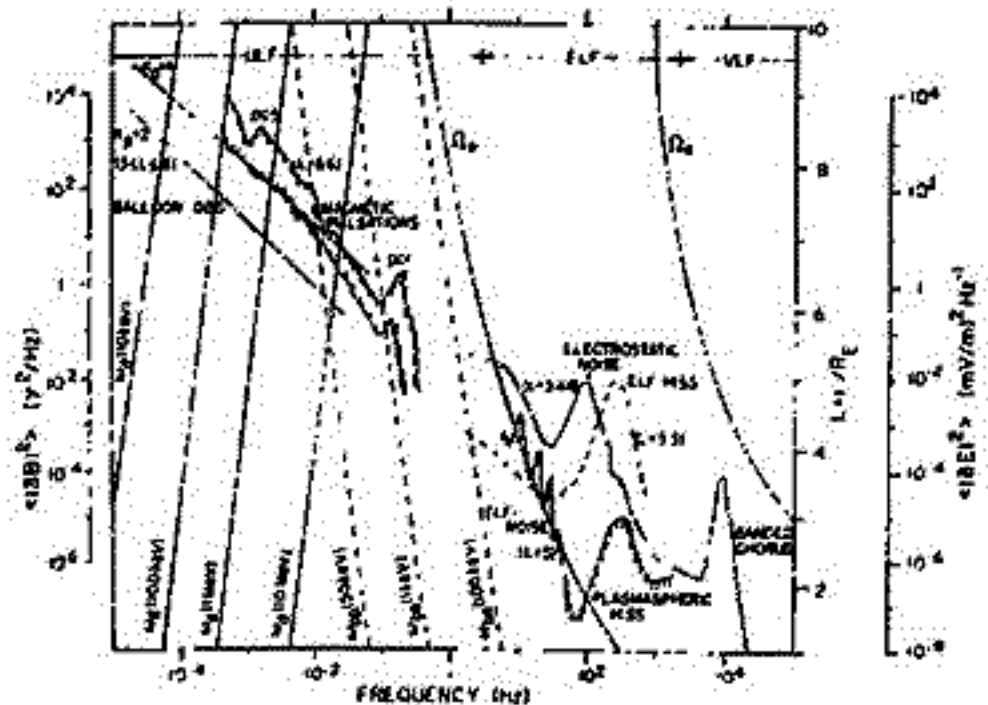
の関係がある。L は磁力線の L-値、 B_0 は赤道での磁場の値、n は整数である。準線型近似で得られた radial diffusion 係数 D_L と磁力線方向の加速拡散係数 $D_{w_{\parallel},e}$ との効果と比較すると

$$\frac{(D_L / l_{\perp}^2)}{(D_{w_{\parallel},e} / w_0^2)} = \left(\frac{w_0}{\partial B_E / \partial R_E} \right)^2 \left(\frac{L}{l_{\perp}} \right)^2 \left(\frac{L}{R_E} \right)^2 \left(\frac{n}{m \omega_b + n \omega_{dc}} \right)^2 \quad (3)$$

ここで l_{\perp} は粒子分布の中心距離方向の非一様性のスケール、 w_0 は粒子の平均エネルギーである。赤道帯からトンの地球側遷移層内の粒子について上記の式を適用すると、その比は $10^3 \sim 10^4$ であり、従って bounce-drift resonance の効果は粒子の侵入より落下を通したの損失により重要である事がわかる。

図1 同

捕獲粒子の種々の特性周波数の変化及び磁気圏内のノイズの Power spectra.



磁場下に伝わる非マクスウェル分布プラズマ中の横波の伝播

並川 富一；北川 清夫
 茨城大・理

既に二流体力論で PCI と PC 5 の右廻り波の磁場を踏う性質を超熱粒子を考慮する
 事により説明出来る事を証明したが更に厳密に Vlasov eq. を解く事により証明したい。
 1) 従来の perturbation method では波の斜め伝播、分散式は非常に複雑になり困難であ
 る。この困難を除く為の Vlasov eq. の形式的厳密解を Maxwell eq. に代入する方法を採用す
 る。第一段階として、これは一般磁場方向に進む横波の伝播を扱った。之までは ω が静
 止している事から生じる高周波領域における波の成分が小さく、全周波領域の
 伝播に理論を拡張した。磁気圏では cold plasma とおなじみであるが ω の order の ω の他
 に 1 KeV 以上の超熱粒子が $1/2$ 以上存在して波が伝播している。分布函数が観測から得
 られるのは Maxwell 分布をしいておいて、波の伝播の下に代表的パラメータとして γ_e 附近の満
 ち度 n 、 n を得られ、一般論に代入すると少々の波束で波が伝播する事が観測と合う。
 今後は斜め伝播に理論を拡張すると共に、この理論を ω の ω とおなじ太陽風内の波の伝播に
 適用する予定である。

基礎方程式は

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) f_a + \frac{1}{m_a} (\vec{F} \cdot \nabla) f_a = 0$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}$$

$$\vec{J} = \sum_a q_a \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}_a f_a(\vec{r}, \vec{v}_a, t) d^3v$$

$n = 1, 2$ は粒子の種類を示す、 \vec{E} : 電場、 \vec{J} : 電流密度、 q : 電荷
 以上の式は Vlasov eq. の解

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}_a, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_a(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t_0) \delta(\vec{r} - \vec{R}_a) \delta(v - v_a) d\vec{r}_0 d\vec{v}_0$$

と粒子の運動方程式の解を代入すると一般磁場の方向を z とし

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

$$\because \frac{dR_a}{dt} = v_a, \quad E = E_x + iE_y, \quad v_0 = v_{ix}, \quad F_a(v_0) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} N_a^{-1} f_a(\vec{v}_0) dv_{0x} dv_{0y}$$

ω_{pa} : plasma frequency, ω_{ca} : cyclotron frequency

Suffix 0 は初期値を示す

この integro-differential eq. を Fourier-Laplace 変換して解を求める。

佐藤 哲也
京大 理

前回の学会で、Electrojet Irregularities のことについての理論の結果(特に非線形)を観測結果と対比して、簡単な review を行った。その際、理論研究は大概完済に近いというお話しをしたが、もう少し正直に言うならば、type I (Two-stream) irregularities の非線形安定理論に関しては、二つの立場が対立している。一つは(筆者はこの立場)、不安定波動は電子流(エレクトロジェット)の quasilinear retardation により定常状態に達し、実際に観測されるのはこの状態であるという立場。これに対し、Weinstock 一派は波による電子軌道の乱れの結果生じる enhanced diffusion により波は安定化されると主張する。注目すべきことは、前者の理論では、観測される type I の位相速度がエレクトロジェットの強さに無関係に一定であるという重要な性質を見事に説明し得る、ということである。一方、Weinstock 一派の perturbed orbit theory による位相速度は線形理論と同じで、エレクトロジェットの強さに比例すると結論される(彼等はこれを事実と無視している)。従って、彼等の主張が正しいとするならば、何故観測される位相速度が一定であるのかという決定的事実を説明することは望まぬ。最近、筆者が type I, type II 等を含む一般のマクロ不安定波動の安定化理論によると、二つの quasilinear 効果の重要性であることを結論する。一つは、先に述べた波による電子の流出への回復(quasilinear retardation)であり、他方は、電子密度分布への回復である。理論の結果、Weinstock 一派の理論は、後者の quasilinear 効果を考慮したことに相当することから、この一般化された安定理論をもとに、実際の type I 波動がどの程度により安定化されるかという議論が可能である。今回は、この点には触れず、最近発表された一連の興味ある現象を通じて、この安定化の問題を論じてみたいと思う。

この現象とは、普通一定である type I の位相速度が時々、30分から60分の周期で、数%~10%程度の揺動をもつて振動するということである。これは風(gravity wave?) により起こると考えられる。本講演では、この仮説の下に、中性風の electrojet irregularities に及ぼす影響を考察する。

まず、風の電子及びイオンの零次の流れに及ぼす影響を調べる。電子のシヤイロ同位数(α_e)の衝突同位数(β_e)に比べて十分大きいことから、中性風は何ら直接には電子の運動に影響しないが、イオン衝突同位数はシヤイロ同位数(α_i)より大きいから、イオンは風と共に揺動する。同時に、ある程度 $\beta \times \beta$ の方向にも揺動する。例えば、風がエレクトロジェットの向きに吹くときは、 $\beta \times \beta$ の運動はジェットに垂直方向に偏極電場を作るとする。当然、この電場は電子の本一運動、即ちドリフト速度 V_{ed} を変える。先述述べた如く、type I の位相速度は V_{ed} に無関係であることから、この V_{ed} の変化から直ちに位相速度の変化を結論することはできる。従って、同じくイオンの drag が位相速度を変化させる候補者として残る。ここで、イオン速度に依存する波の物理量として波の成長率 γ のことを選択理論から導く。つまり、波の安定(非線形)の位相速度の成長率の同数ではあるが、これは観測される。解析の結果、風によるイオンの運動を考慮した波の非線形分散関係は(2次元で得る)。

$$V_{ph}^{OL} \approx V_{ed}(t), \quad \gamma^{OL} \approx \frac{V_{ed}}{\Omega_i \beta_e} k^2 \{ [V_{ed}(t) - V_{id}]^2 - V_{th}^2 \} \quad (V_{th}: \text{イオンの熱速度})$$

定常状態では $V_{ph}^{OL}(t_s) \approx V_{th} + V_{id}$ を得る。 $V_{id} \approx V_n$ (風の速度) であるから、 $V_{ph}^{OL} \approx V_{th} + V_n$ となり、位相速度は風速度を付加して得られる。

パルサーでの light-cylinder を横切る parallel-transverse flow

生田 孝
名大, 理.

鷲見 浩一
名大, 空電研.

回転している、磁化した星のまわりのプラズマの流れを考える。この時、次の2つの場合がある。1) 星の回転が、非常に早い場合 (e.g. pulsar) における, light-cylinder の問題が全く、相対論的プラズマを考えた場合と異なる。2) 星の回転が、おそい場合, light-cylinder は考えなくてもよく、非相対論的である。

この両方の場合において、定常な電磁流体力学が適用できると、考えられる。このとき、磁軸と回転軸が、一致した、軸対称性のもとで、電圧降下、圧降下、Machella 降下, etc. を考慮に入れた, self-consistent な、解を調べる。

このように、プラズマの流れは、一般に parallel-transverse flow と呼ばれる。この流れは、次のような、配位をとる: poloidal 面内で、流体力学と磁場が平行であり、toroidal 方向の微分は、恒に零である (軸対称性)。

特に 1) の場合, light cylinder 近傍において, self-consistent な co-rotational な解は、物理的に、存在しないことを、以前 (e.g. Prog. Theor. Phys. Vol. 51, to be published) より、この点の外の解、つまり, light cylinder を横切る流れがあり、それが parallel-transverse になるであろうと考えられる。この流れは、用いると、基本方程式は、3つの種類によって一定な、量 (ρ, λ, γ) が積分される。このとき、系は、原理的に、2つの方程式に、減じる。たとえば、相対論的流体力学では、次のようになる。

$$\textcircled{1} \begin{cases} \nabla \cdot (\mu^0 \mathbf{U}) = 0 \\ \mu^0 \hat{P} (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + \mu^0 (\mathbf{U} \cdot \nabla) \hat{P} \mathbf{U} + \nabla P - \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} (\nabla E) E = 0 \\ \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\mathbf{E} = -\nabla \phi - \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ (\mathbf{U} \cdot \nabla) S = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} & \text{==> } \mu: \text{流体力学, } \mathbf{U} = \mathbf{u} / \sqrt{1-u^2/c^2}, \hat{P} = 1 + \epsilon^2/c^2 + P/\rho c^2 \\ & \mu^0: \text{proper mass density, } \epsilon^2: \text{internal energy etc.} \\ & P = 1/\sqrt{1-u^2/c^2} \end{aligned}$$

$$\textcircled{2} \Rightarrow \begin{cases} \nabla \cdot (\mu^0 \mathbf{U}) = 0 \\ \mu^0 P \left\{ \nabla \cdot \mathbf{U} - r \sin \theta B_\theta \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U_\theta}{r \sin \theta} \right) - \frac{U_\theta}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{U_\theta}{r \sin \theta} \right) - \frac{1}{4\pi} U_\theta \beta_\theta \nabla \cdot \alpha \right\} \\ + \mu^0 \left[-\hat{P} U_\theta \times (\nabla \times \mathbf{U}_\theta) + \frac{1}{4\pi} U_\theta \times (\nabla \times \mathbf{U}_\theta) - \frac{\lambda}{4\pi} U_\theta \times (\nabla \times r \sin \theta \lambda^0 U_\theta / c^2) \right] = 0 \end{cases}$$

$$\text{==> } \begin{aligned} \gamma &= \hat{P} P c^2 + \frac{1}{4\pi} \lambda r \sin \theta B_\theta \\ \beta &= r \sin \theta (\hat{P} U_\theta - \frac{1}{4\pi} \beta_\theta) \\ \lambda &= r \sin \theta \gamma^2 (B_\theta / \mu^0 P - \alpha U_\theta) \\ B_\theta &= \alpha \mu^0 U_\theta \end{aligned} \quad \text{及 } \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot \nabla) \alpha = 0, \beta, \lambda, \gamma \text{ を同じ。}$$

ここでは、境界条件を $r=R$ で、 $U_\theta = R \Omega \sin \theta, \beta_\theta = 0, \hat{P} = 1, P = 1$ とし、上記の方程式系 $\textcircled{1} \textcircled{2}$ を求解する。(上記方程式系は、 $(u/c) \rightarrow 0, \gamma \rightarrow \gamma - c^2$ の極限で、非相対論的方程式になる。) さらに、dipole-like な磁場の時に、 r が充分大きい漸近領域を考え、ここでの解を調べる。特に、ここでは、 θ -dependence、及び U_θ, B_θ が、存在する場合が、考えられる。極限の極と、赤道付近の解との関係が、調べる。

講演では、非相対論的場合も含めて、回転している、磁化した、物体のまわりの、定常な軸対称な、流れを、ideal M.H.D で、議論したい。

1 伝播時間とフレア経度

理研宇宙線研
名古屋大空電研小玉正弘, 村上一昭, 和田雅美
田中春夫

これまでに地上観測された太陽宇宙線現象 (GLE) は 23 がある。太陽での加速から地球到達までを Transit Time として調べるため, (1) 加速に関係ある現象の時刻と, (2) 宇宙線増加開始時刻を求めた。このうち (1) はさらに, (a) H α フレア開始時刻, (b) cm 電波バースト急上昇開始時刻, (c) バースト極大時刻とし, 今回全交可能な限り (b) を注意してとった。(2) については, 観測英のうち最も早い例をえらんだ。これは次の論文に示す異方性の問題が関係する。

3例のうち (b) につき, フレア経度に対し右に示す。図からすぐ気付くことは時間の短い方の縁が並ぶことである。(a, c) の図と比べて見ると, その傾向がさらに著しい。

一方, 到達時刻から極大までを Rise Time とし, 経度に対して図化して見た。そこでは明確な3群が現われ, それぞれ, E \rightarrow W に従って短時間になり, 西縁の後のフレアについても例外でなく, 極小時がない。この3群を短かい方から, F, S, S * と仮に名付ける。その分類に従って分けて, 上図にも示した。これで前面に並ぶのはF型であることがわかる。実線は最小自乗法的二次曲線で, F型のみから求めた。破線は外挿である。極小は (40 $^{\circ}$ W, 19分) である。40 $^{\circ}$ W で折返し直線近似により, (13 \pm 5) $^{\circ}$ /min の傾斜を得た。

以上から次の結論が出る。

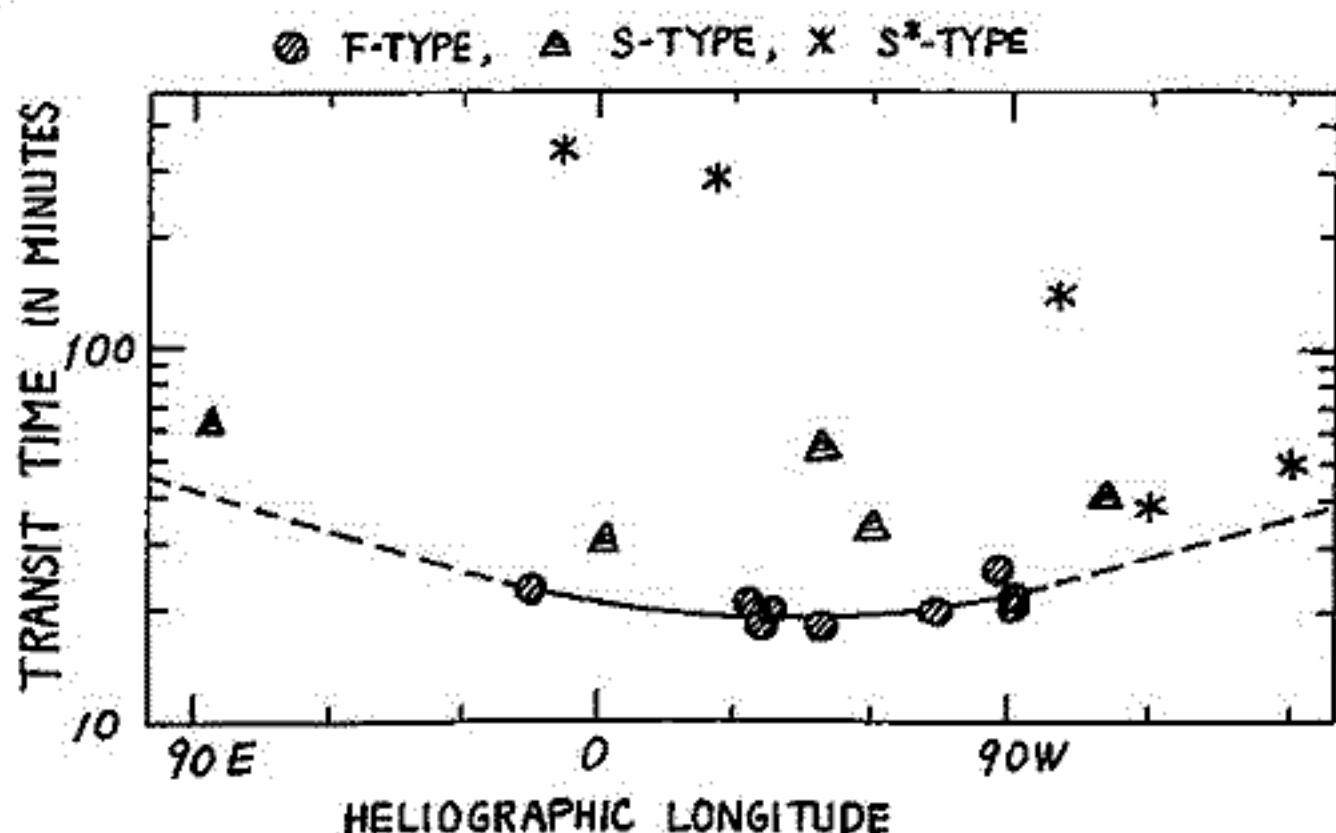
- (イ) 経度効果が, 太陽赤道での横断の広がりとするれば, (2600 \pm 1000) km/sec を得る。
- (ロ) 40 $^{\circ}$ W が空間磁場の太陽地球をつなぐものの根として平均太陽風速 600 km/sec とする。
- (ハ) 磁力線が一次元的に伝播し, かっピッチ角の等方散乱をまけるとすれば, 磁力線が約 10%, 平均散乱距離 \sim 0.2 AU で約 10% 伝播にあり, 結局 10 分かゝる。
- (ニ) バースト急上昇開始より数分かゝって GeV 級の陽子の加速が行われる, として残りの時間が説明できよう。

最後の点については, フレア時の相対論的粒子の加速模型による。例えは^{1,2)} フレア時の加速は2段階になり, 高エネルギー粒子はその第2段に加速される。又高エネルギー X 線バースト³⁾ では, 第2段の開始 6 分後に極大がおこった例がある。この第2段が (b) に対応するとして, 今回統一的にえらんだものである。

(1) deJager, C. and Z. Svestka, North Holland Publ. Co., Amsterdam, p.1 (1969).

(2) Enome, S., IAU Symposium 57 - Coronal Disturbances, RI (1973).

(3) Frost, K. J. & B. R. Dennis, Astrophys. J., 165, 655 (1971).



2. 到達時刻の地球上における分布

理研宇宙線研 村上一昭, 和田雅美, 小玉正弘

大型中性子計の出現により, 1960年代後半から, 宇宙線観測精度が一段と向上し, 且観測実が増加した。このよう観測資料の解析により, 宇宙線強度増加開始時刻の異方性が明らかになったことは前講演会で述べた。解析をさらにすすめたので, さらに報告する。

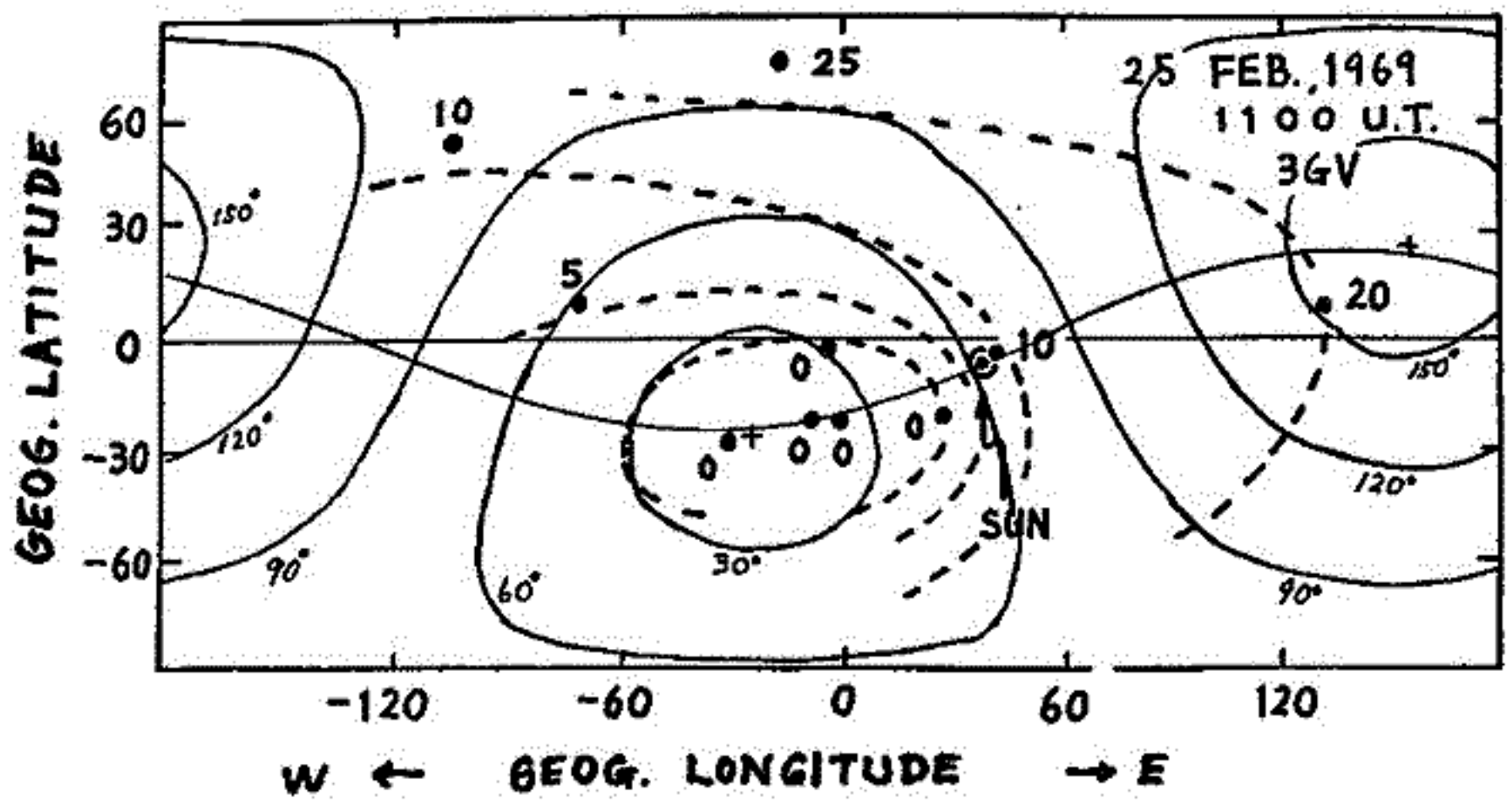
用いた例は, 最近のもので論文(1)→前頁)で述べた直上りの早い下降型 α と, 増加量が2000%と大きくて調べられた56.2.23のものとのである。このうち71.1.24は等方的であった。他は68.11.18, 69.2.25, 72.8.7 である。69.2.25の例を下図に示す。

図は地理座標で, 赤道にうねっているのは黄道面, \odot は太陽である。太陽の左側が午前になる。 \bullet は各観測点経緯入射の3GVのrigidity 粒子の磁気圏外での天球上の方向で, 太陽風による磁気圏の歪みを入れて, UT 11時の値として報告されているもの。 \bullet に付した0, 5, 10等は, もっとも早い開始時刻観測点 α としての, 遅れの分秒である。これらの真から等開始時刻線を見当で引いたのが破線である。一方異方性の中心から球面上で同心円, すなわちピッチ角を思いたのが実線である。中心は見当でとってある。

他の例についても同様にし, 異なるrigidityでの方向のも図にし, 調べた。また異方性中心をいくつか仮定し, それぞれにつき, 粒子方向との角度差をおめ, それと遅れとの相関を見た。そうして得たものを次にのべる。

- (1) F型の中でも異方性を示すものと, 示さぬものとある。
- (2) 異方性の中心は午前側, 9~10h前後にあり, 黄道面に近い。
- (3) 太陽の反対側つまり夜側の遅れは20分前後である。
- (4) 中心からのピッチ角の他, 方位角がきいているかも知れぬ。これは下図の破線と実線のくい違いからいえることである。しかし10のrigidityで代表させたことなどの影響も考えべきで, 未だ結論的にはいえぬ。なお68.11.18はピッチ角のみで合う。

以上から高エネルギー太陽宇宙線が, 惑星間空間磁場に沿って流れ出すこと, ピッチ角の小さいものが先に到達すること, 20分で夜側から太陽方向に戻るものが見える等いえる。



3. 伝播機構

理研宇宙線研 和田雅美, 小玉正弘, 村上昭

太陽宇宙線が磁力線に沿い、一次元的に伝播する場合をモンテカルロ計算でしらべた。

太陽近傍の R_s から、ピッチ角 α_s で打出された粒子は、磁力線上の距離 R まで進む間に、

$$\sin^2 \alpha / B = \text{const}, \quad B(R) \propto R^{-2}$$

のヘリカルな運動により、実行程 T 走る。そこで等方散乱を受け、新たな α を持って、さらに進む。 $R=1$ するうち地球を過ぎる時には、 α_e とそのまで積分した T を計算しておく。粒子は $R > 1$ に進み、時は $R=1$ に戻れば $90 < \alpha < 180$ を与える。

このようにして多数の粒子を打出すことにより、 $N(T, \alpha_e)$ の分布を得る。

乱数は2種あり、1は散乱距離で、平均 L の指数関数分布をさせる。 $0 \leq D \leq 1$ の一様乱数から、

$$\Delta R = -L \ln D \quad 0 \leq \Delta R \leq \infty$$

として発生させる。次は等方散乱で、

$$\alpha = \cos^{-1}(2D-1) \quad 0 \leq \alpha \leq 180$$

とする。方位を考慮、 $\sin \alpha$ に比例させる。

R_1 で α_1 の角の α の R_2 まで行くときの T は

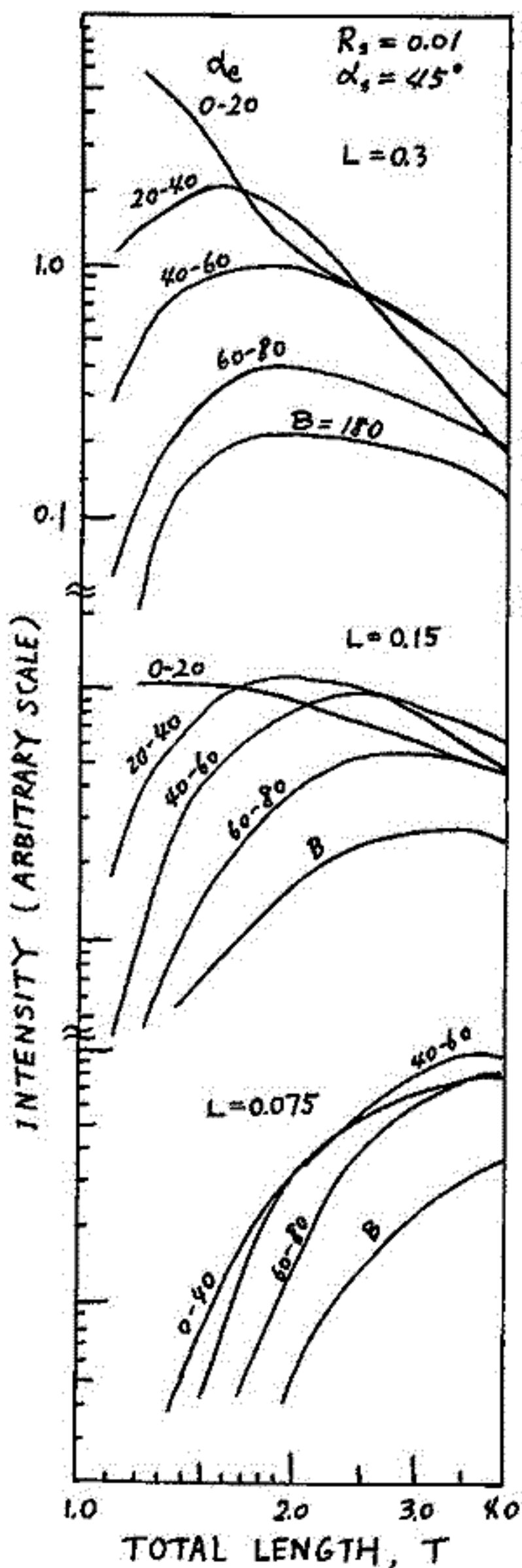
$$T = -R_1 \cos \alpha_1 \pm \sqrt{R_2^2 - R_1^2 \sin^2 \alpha_1}, \quad \pm \text{は } R_1 \leq R_2$$

である。 $R_1 > R_2$ の時は mirror point ($R_1 \sin \alpha_1 = R_m$) に対し、 $R_2 < R_m$ と反射することもあり、上記の式の変形を要する。

右に計算結果を数例示す。 L, R, T すべて地球太陽間の磁力線の長さを単位にしてある。横軸の $T=1$ は約9分とみてよい。これで到達時刻の異方性を見るには、拡大増加量や測定精度にかかわるレベルをとらねばならぬ。又、立上り時間や、増加量の異方性についても合わせるべきである。

たとえば(2)で示した1969.2.25は、太陽からと反対側とで到達時間には20分の差があり、他の例でも似たものである。増加量は反対側の場合何割か小さく、時には増加を検出できない例もある。20分は $\Delta T = 2$ の程度であり、周をみる範囲では合う例をとりはくいと見える。

拡散係数として磁力線に対し平行な成分 $K_{||}$ と垂直成分 K_{\perp} を考え $K_{||} \gg K_{\perp}$ であるが $K_{\perp} > 0$ の計算についても調べている。



Forbush Decrease の間の宇宙線の Zonal Harmonic Components

岩手大 高橋八郎, 矢作直弘
石大 長島一男

Interplanetary space に于ける宇宙線の Zonal harmonic components は次の如きにて表わされる (K. Nagashima: Rep. Ionos. Space Res. Japan, Vol. 25, No. 3, p. 189 ~ (1971)).

$$D(t) = D^0(t) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^0(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^0 C_n^0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

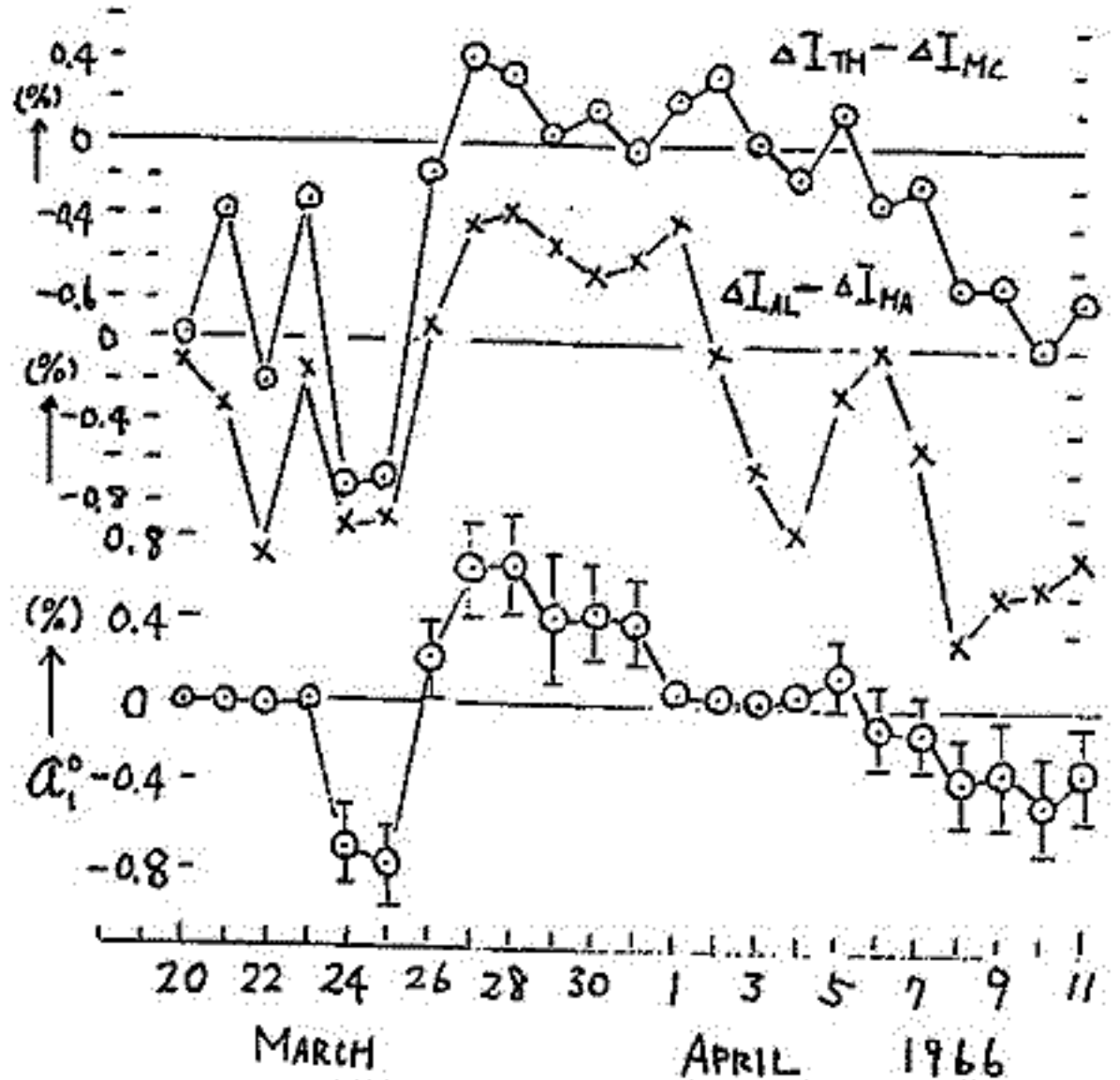
$n=2$; $D_n^0(t)$: n -th zonal harmonic component; $a_n^0 = \eta_n P_n^0(\cos \theta_0)$: space zonal harmonic component.

$$C_n^0 = \frac{\int_{P_0} Y(P) G(P) L_n^0(\theta_0) dP}{\int_{P_0} Y(P) dP} : \text{coupling coefficient} \quad \dots \dots \dots (2)$$

我々は今述べて上記 (1) 式を用いて, ① Sep. 3 ~ 12, 1964, ② Feb. 8 ~ 18, 1958, ③ March 25 ~ April 9, 1966, ④ March 20 ~ April 11, 1966, ⑤ August 29 ~ September 11, 1966 の 5 つの区間に ついて 解析を行ない, 求めた a_0^0, a_1^0, a_2^0 およびその計算に best-fit の $G(P)$, 即ち differential rigidity spectrum P_0^0, P_1^0, P_2^0 を報告してきた。この解析では a_1^0 を求めるに (2) 式の中の $G(P)$ とは Power type のものが用いられ, a_0^0, a_2^0 を求めるにはこの $G(P)$ とは Power type のものと Power exponential type のものと両者が用いられ, 前者は 10 GV を normalize されたものである, 後者は peak 値 (R_{P_0}) が用いられ, 前者と比較するには前者は 10 GV を normalize する必要がある。

今述べてこの normalization を行なうための理由を用いて議論してきたが, 今回は上記 5 つの区間の Forbush decrease すべてにこの normalization を行なった結果について議論を及ぼす。結果は傾向として, 今述べて大体同じである。 a_1^0 のある傾向, 即ち宇宙線強度の North-South Asymmetry は明らかに認められる。当然のことである, この傾向は適当な南北二つの

cosmic ray station の観測 data を使って確認される。—— 以下の結果も今回詳しく示す。一例として, 二つの station として McMurdo と Thule および Mawson と Alert の二組をえられた場合の上述 ④ の区間についてその結果を示すと右図の通りである。



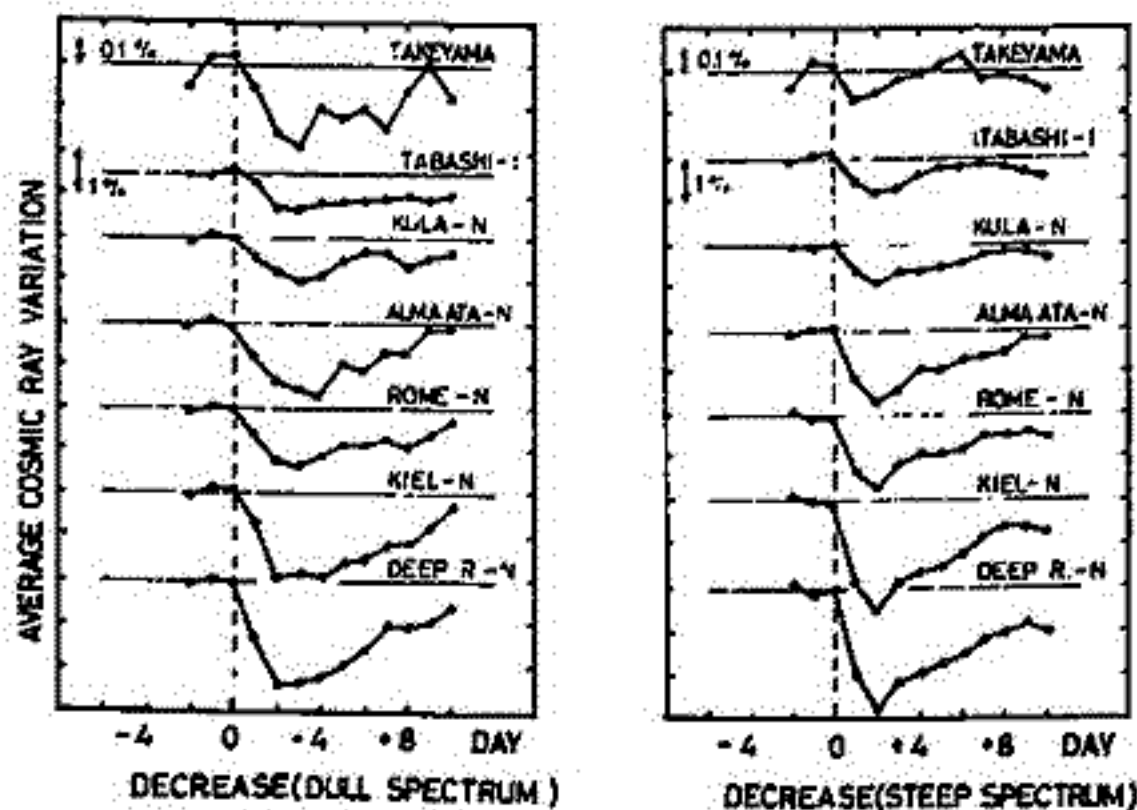
ΔI_{TH} : Cosmic-ray intensity decrement at THULE
 ΔI_{MC} : " " " of McMURDO
 ΔI_{AL} : " " " at ALERT
 ΔI_{MA} : " " " at Mawson

(二つの型のスペクトル)

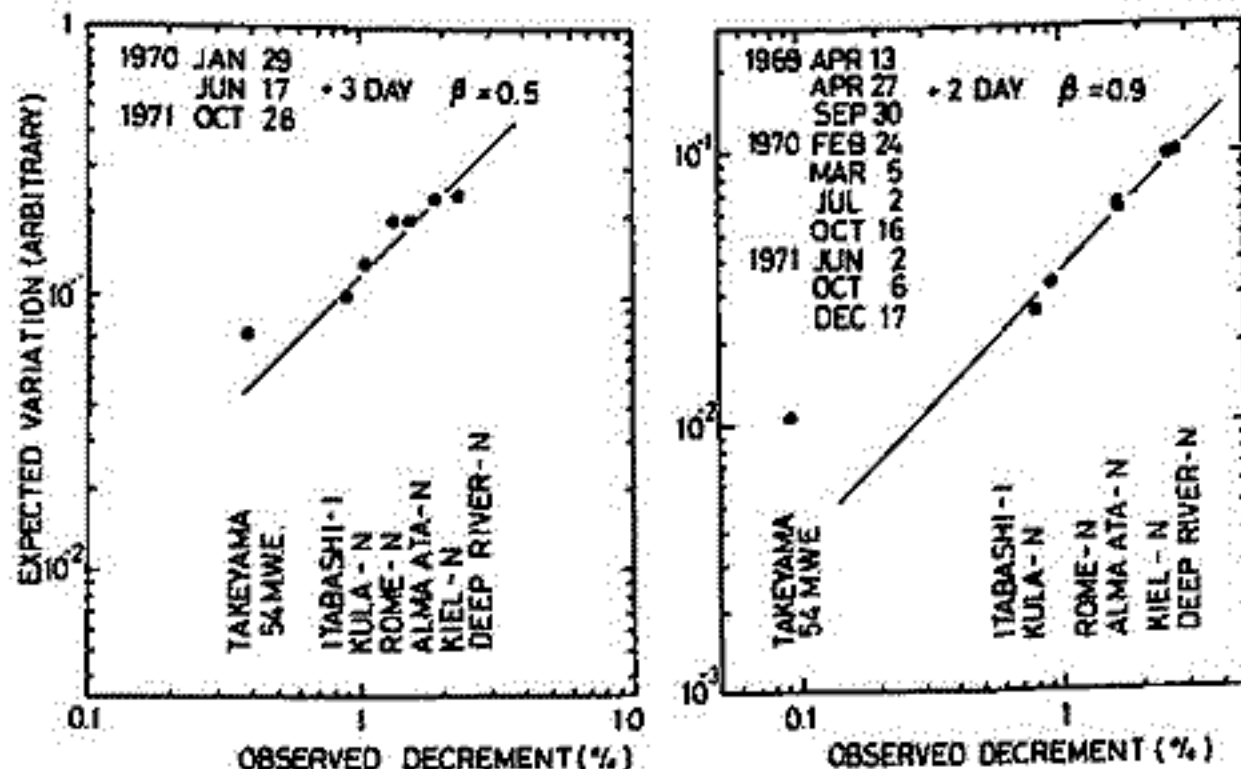
三島靖, 村上昭, 和田雅美
(愛媛大理) (理研) (理研)

1969年より1971年までのFORBUSH DECREASESについて、武山の地下54 m.w.e.の観測と地上の中間子及び核子成分の観測に加えて、変化分のスペクトルを求めた。一次宇宙線のスペクトルを $f(p)dp$ (p : RIGIDITY) とする時、変化分(減少分)は $p^{-\beta} f(p)dp$ に比例すると近似せると、Decreaseの全例(13例)の平均では $\beta \approx 0.9$ であることを以前に報告した。その際同時に、地下観測に顕著に見られるDecreaseの例として Dec. 12-30, 1972の2つのDecreasesのスペクトルは $\beta \approx 0.5$ であることと述べた。このようであるから、先の13例について、地上の観測を基として、一例一例のスペクトルを見直してみると、 $\beta \approx 1$ に近いものと、 $\beta \approx 0.5$ に近いものと分けられる。二つに分類して平均の変化を見ると第1回と同じくであり、 β を仮定して観測量と期待される量とを比較したものが第2回である。これらを見て、いろいろ気づく点があるが、スペクトルについて述べて次の如くなる。

(第1回)



(第2回)



- 1) スペクトルに2つの型がある。
- 2) $\beta \approx 0.9$ の steep 型には、100 GV 附近に RIGIDITY の Upper Limit がある。(地上の観測には Response Function として 500 GV までのものを使ったが、100 GV までとして β に影響しない。又、地下の Response Function として、Peacock のものを使って β の Ahluwalia のものを使えば limit がもっと下がることになる。)
- 3) $\beta \approx 0.5$ の dull 型には顕著な upper limit は見られない。(この型は、地上での変化分の比較的小さいため、地下観測で見付けられやすい。例えば Dec. 1972 の如く。)
- 4) Dull 型は減少の仕方 steep 型に比べて違っているように思える。

このようなスペクトルの二つの型について、太陽爆発との関連などを調べることを述べる。

安江 新一、 森 覚、 長島 一男
 信大理 信大理 名大理

1972年8月 Event の解析において我々は次のような仮定のもとに宇宙線異方性の変動を3次元的に、逐時に求めることを試みた。オ1に宇宙線空間分布はある reference axis に関して軸対称であること、オ2に変化スペクトルが P^r で表わされることとした。このとき地上の強度分布は時刻 T 、観測所 i において

$$I(T, i) = \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^m D_m^n(T, i) \quad (\text{3次の項まで考慮})$$

で与えられ、求めるパラメーターは、 $\lambda_1 \sim \lambda_3$ 、軸の方向 (Δ, θ_R) 、変化スペクトル (γ) とする。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、二重メッシュの方法を用いた。これにより、 $\Delta: 7.5^\circ$, $\theta_R: 10^\circ$, $\gamma: 0.1$ の精度で得られる。また観測所の地理上の分布の偏りによる影響をより小さくするため、最小自乗法における weight を工夫し、補正することと試みた。

結果を図1、図2に示す。solar ecliptic coordinate に対する reference axis の方向及び空間分布の形が示されている。図1より4日 2^h UT から 8^h にかけて garden hose 方向と黄道面に近い方向から減少が始りその際比較的安定した異方性がみられる。また図2では5日 2^h の極小の前後でも強い異方性が存在したことを示している。

1968年1月と10月の Forbush decrease 及び 静穏時についても上記の方法を適用した解析が進められておりその結果についても報告する予定である。

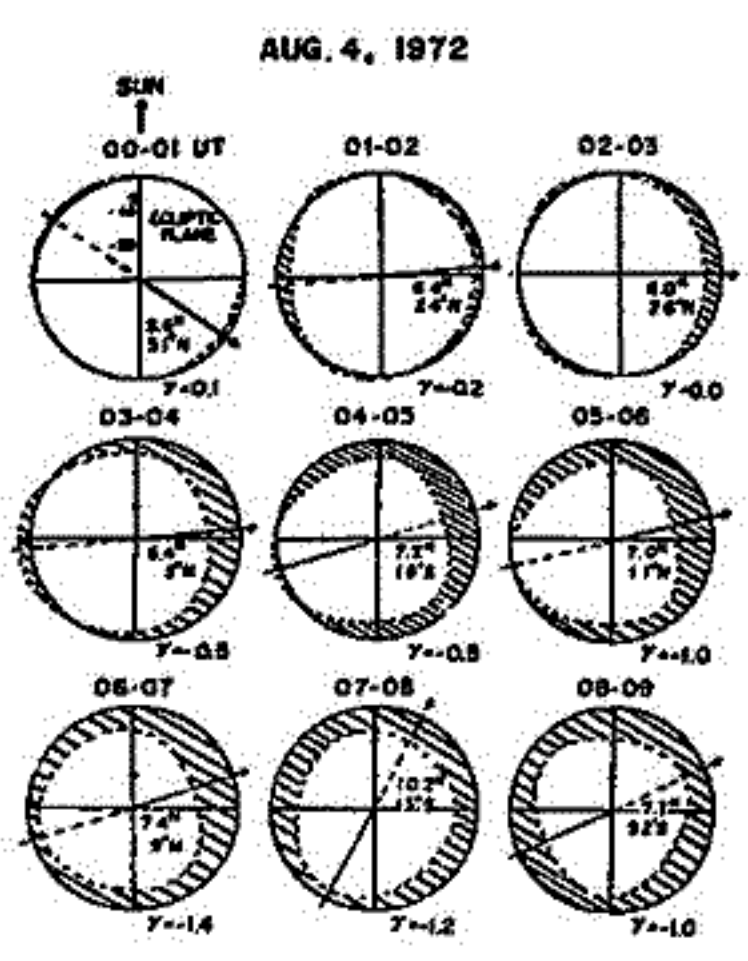


図 1

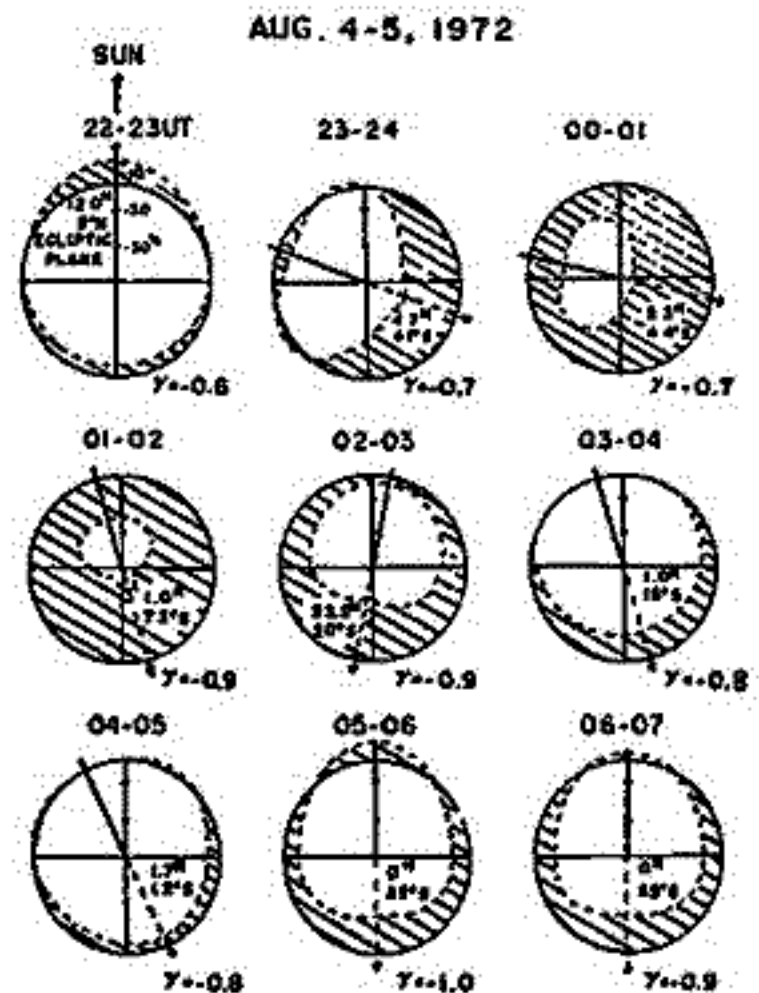


図 2

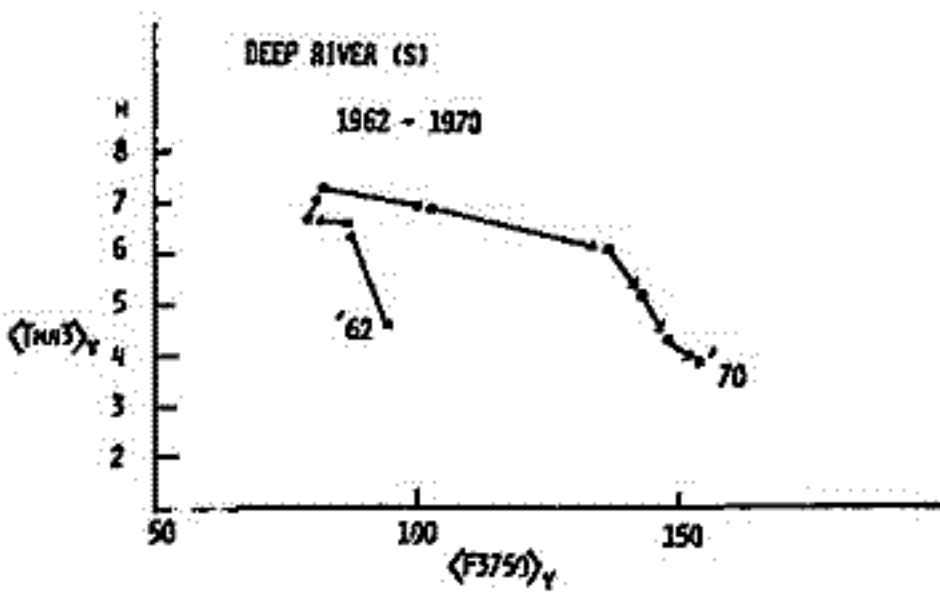
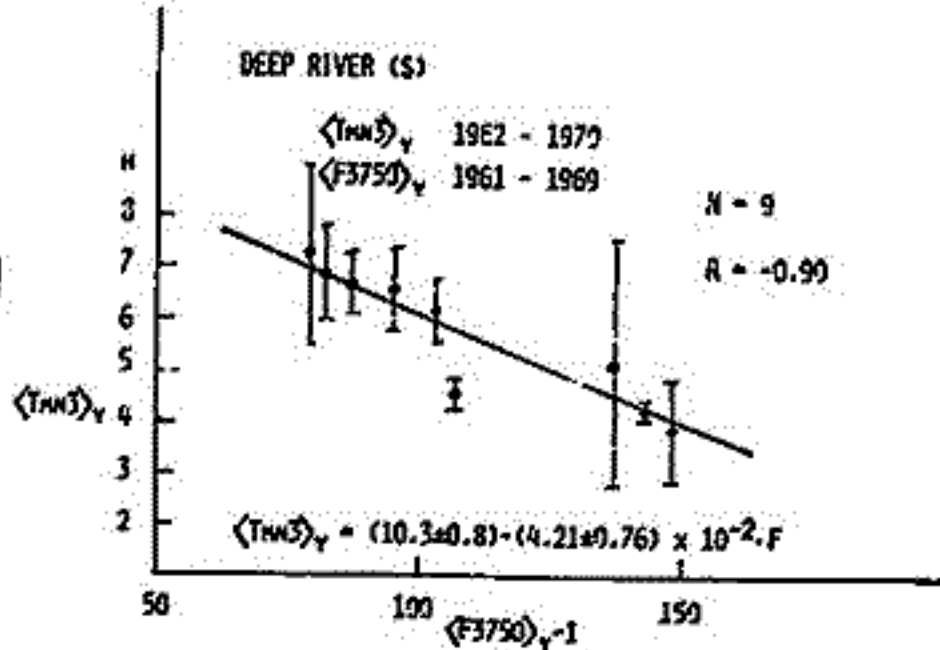
石田喜雄^{*}, 菅野常吉^{*}, 斎藤俊子^{**}
 福島大・教育^{*} 福島医大・教養^{**}

I. 前回までには, (A)宇宙線 $\frac{1}{3}$ 日変化が存在すること, (B)多くの地点では, $\frac{1}{3}$ 日変化の space での異方性は, 平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあること, (C) $\langle T_{mn3} \rangle$ (年平均値) は太陽コロナ線強度 (I5303) (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, Resolute Bay 等は正相関であること, (D) Deep River, Ottawa 等の $\langle T_{mn3} \rangle$ (月平均値) の space での異方性は, 太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に, 静穏期には $\sim 1^h$ 方向にあること, (E) 各地点において, 全期間を通じて一度も $\frac{1}{3}$ 日変化の異方性の存在しない方向があり, その中央は $\phi 1$ の peak からみて, ~ 2 時間以内であり, 地点により $\phi 1$ の peak の前又は後になってくること等を報告してきた。

II. $\langle T_{mn3} \rangle$ と太陽電波フラックス
 名大空電研で出版した 9400 MHz, 3750 MHz, 2000 MHz, 1000 MHz の太陽電波フラックス (それぞれを F9400, F3750, F2000, F1000 で表す) の年平均値 ($\langle F9400 \rangle$, etc.) と $\langle T_{mn3} \rangle$ との相関をとると, 多くの場合は, $\langle T_{mn3} \rangle$ の方が位相が遅れ, 太陽電波の方が1年遅らせるとかなり良い相関がえられる ($\phi 1$ 参照)。各地点での相関について報告する。

III. $\langle T_{mn3} \rangle$ と太陽面現象の関係については, 平均的には上述のようになるが, さらに詳細に検討すると, Rome や Ottawa 等々では若干違った様子がみられるので, それらについて検討の結果を報告する。

IV. $\langle T_{mn3} \rangle$ のその後入手出来た追加資料を加えて前述の報告を補う予定である。



才 1 図

航空機による宇宙線強度の高度変化及び緯度変化の観測

奥谷晶子、和田雅美、川崎信吾
理研

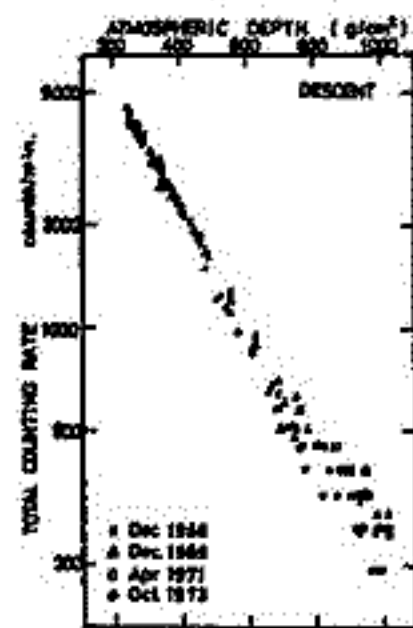
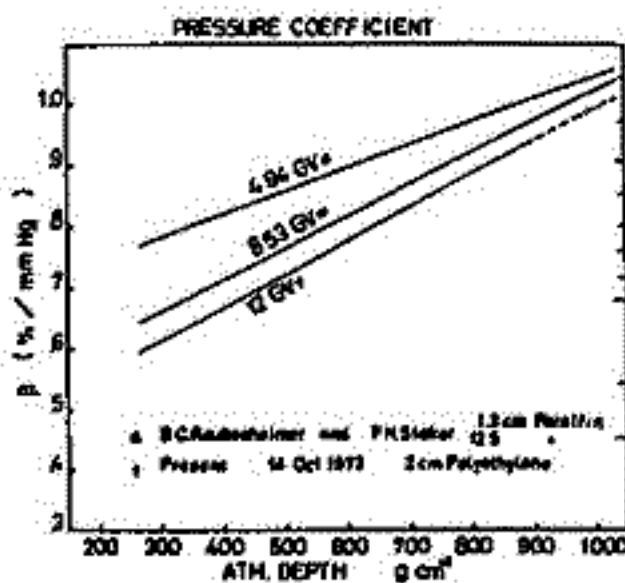
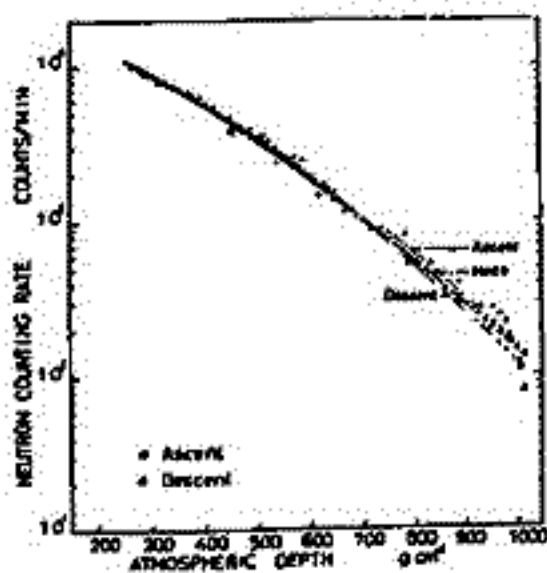
日航 DC-8-50 型ジェット旅客機による宇宙線観測飛行が 1973 年 10 月 14 日午前 9 時 30 分及至午後 6 時 00 分に実施された。飛行航路と飛行高度は、東京 ↔ 浜松間に於て上昇及び下降、浜松 ↔ ① 稚内 ② 苫小牧 ↔ 浜松の間は夫々 ① 33000 feet ② 35000 feet ③ 33000 feet の高度を保ち水平飛行が行われた。この機会に BP-28 型中性子計数管一本 (2cm ホリエキレン被覆)、及びプラスチックシンチレーターテレスコープ 50cm × 50cm × 5cm 2 層 (天頂角 23° 19') を搭載して中性子成分強度及び全成分強度を観測した。12 GV の cutoff rigidity に於ける sea level から 35000 feet 迄の高度変化及び 33000 feet と 35000 feet の 2 通りの高度に於ける 7~15 GV の緯度効果が測定された。

第 1 図は中性子強度の高度変化で実線は二次曲線である。これを微分して気圧効果係数の高度変化を求め第 2 図の実線が得られた。図に示した他の結果と矛盾しない。第 4 図の点は中性子の緯度変化で Konfy 達がモンテカルロで計算した 1 MeV ~ 10 MeV の実線と良く一致する。第 3 図は全成分強度の高度変化、宇宙線観測飛行は殆ど毎年 1 回の割合で実施されており、その間 5 回プラスチックシンチレーターテレスコープが搭載された。下降コースは毎回殆ど同じく浜松 ↔ 伊豆 ↔ 東京間で下降したので 4 回の下降時の測定から得られた。30 分足らずで下降するので測定精度は余り良くないが、4 回の測定が大体揃う。第 5 図は全成分の緯度変化、5 回の飛行は 4 通りの高度で行われ、他に 36000 feet と 31000 feet の緯度変化が此等の点とほぼ平行して上下に並ぶ。

第 1 図

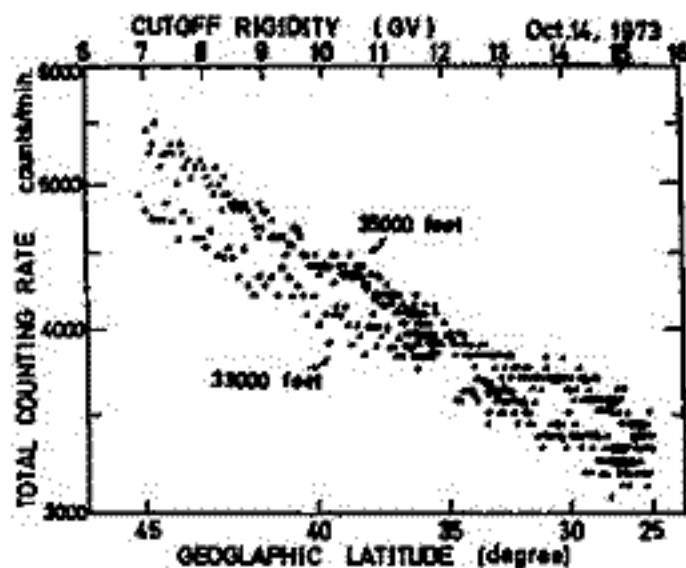
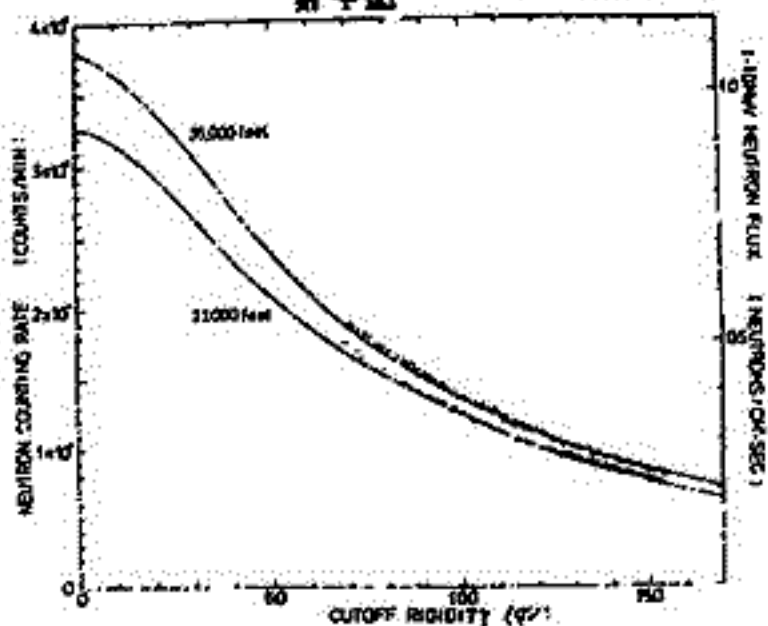
第 2 図

第 3 図



第 4 図

第 5 図



千葉敏躬, 高橋八郎, 矢作直弘
(岩手大教育) (岩手大教養)

盛岡における neutron monitor による宇宙線中性子連続観測は, IASY 期間の 1970 年 8 月から開始されている。以降, 1973 年 12 月までに得られた data をもとにして, 比較的長期間にわたっての宇宙線強度変化の様相を, 他の 2, 3 の station から得られた観測結果と比較しながら, 太陽活動と関連づけて調べてみた。

上記期間のうち 1972 年以降は, 国上にみられるように, 太陽の sunspot number が減少の傾向にあるにもかかわらず, それぞれの station で観測された宇宙線強度は, もっと data をより吟味してみなければならぬが, だいたいいにおいて増加の傾向が認められないようである。

更に, この盛岡の data をもとにして, 各月毎の宇宙線日変化の解析を試み, 図 2 に示したように, 得られた maximum time (t_{max}) を他の station から得られたそれらと比較検討して, 日変化における anisotropy を論ずる一つの手がかりとする。

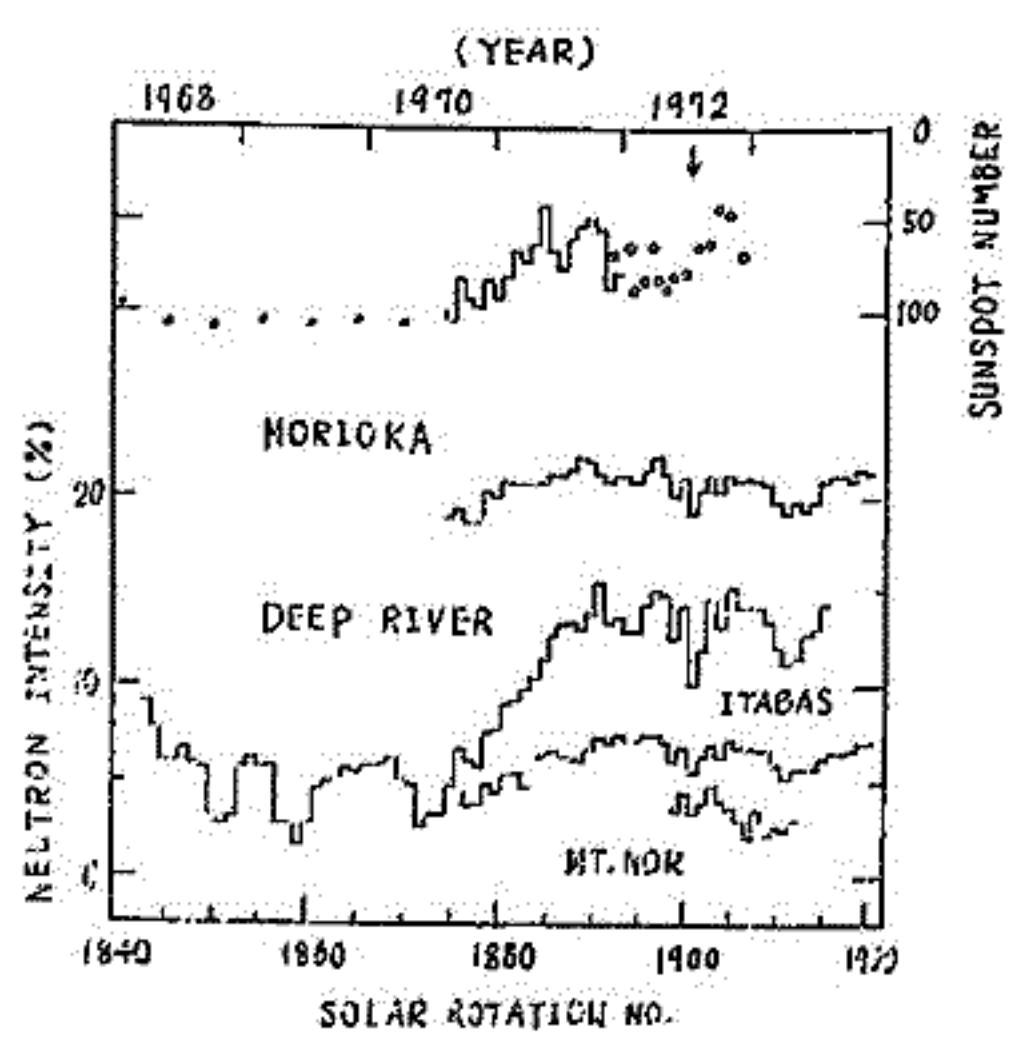


図 1

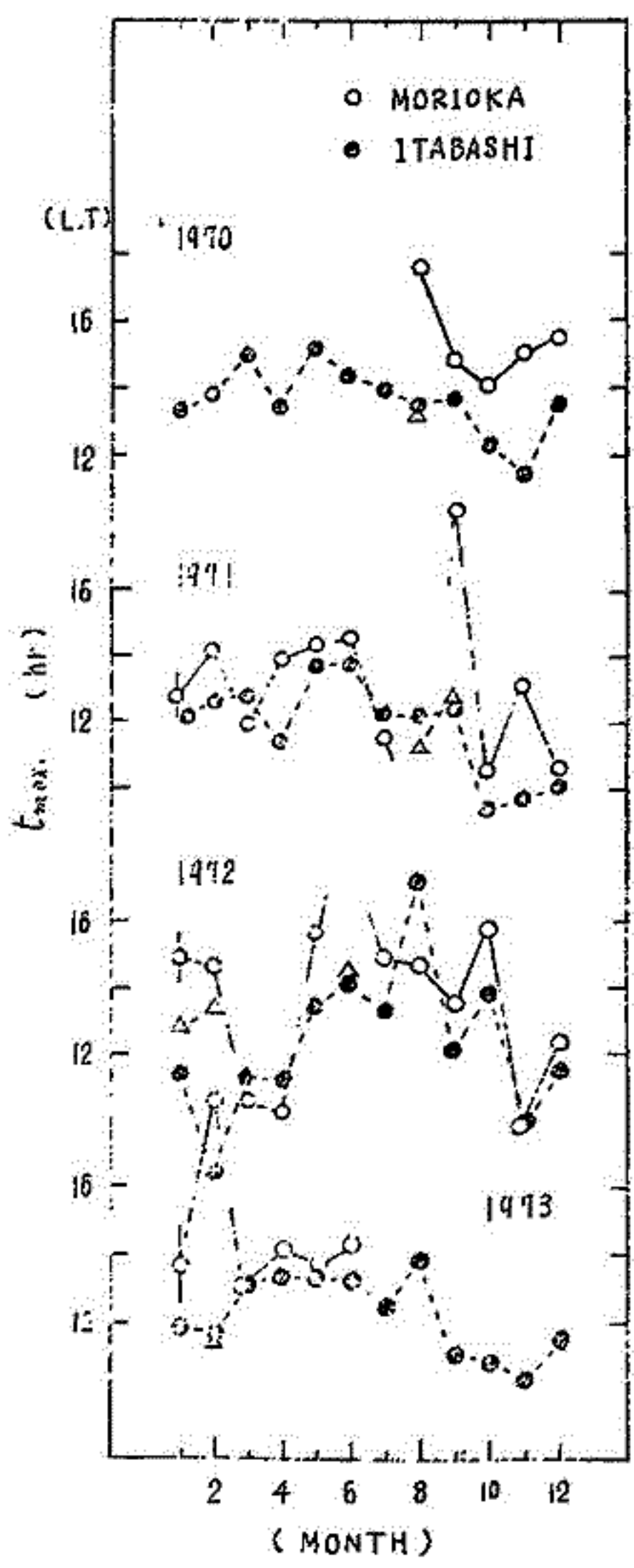


図 2

北村正雄, 池上比呂志, 小玉正弘*
気象研究所, 理化学研究所*

“宇宙線シンチレーション”の実態を明らかにするために, 前回は引読(a)の
大塚, 昭和基地における高精度宇宙線観測装置(5分値)の解析結果
について報告する。期間は1970年7月(冬)と12月(夏)で, 中TE子, 中間子
両成分についてフーリエ・スペクトル解析を行った。

結果の主眼は次の通りである。図(a), (b)に示すように
1) 数十分乃至数時間の周期の power density の増加と
現象が2ヶ月間に8回発生し, 数時間乃至1日間の持続する。
(8回のうち5回は7月に, 3回は12月に出現し, 冬季に発生し易い
傾向を示している)

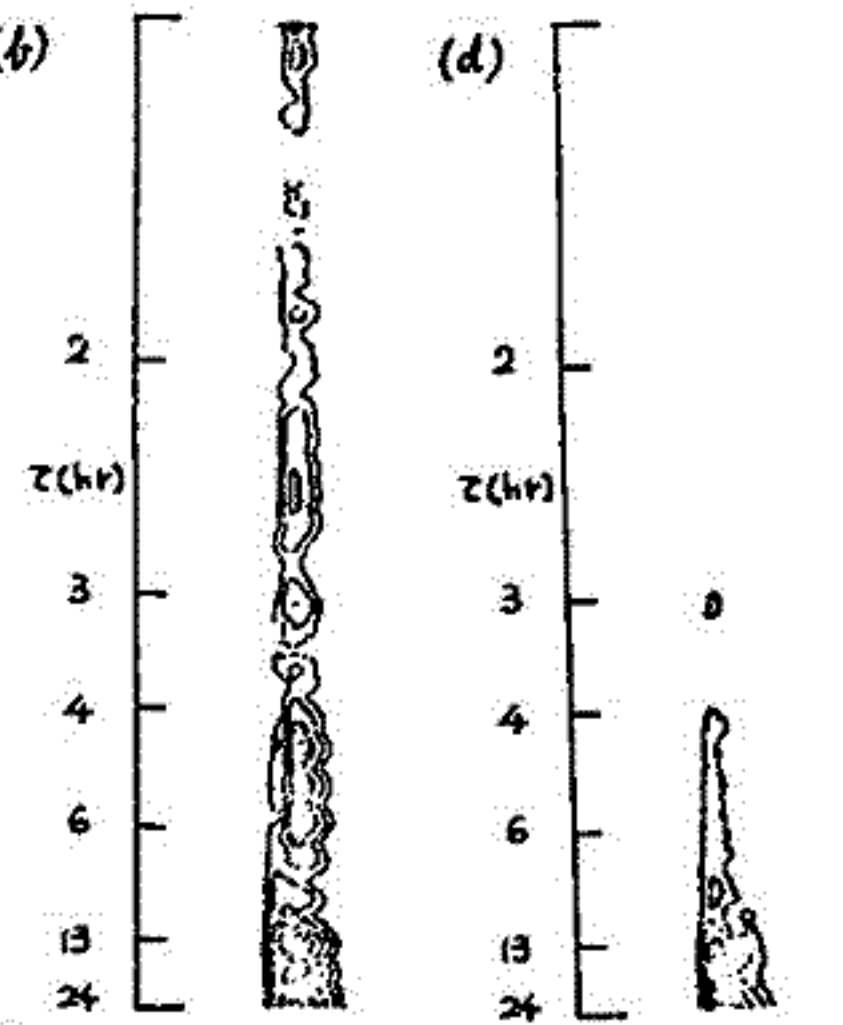
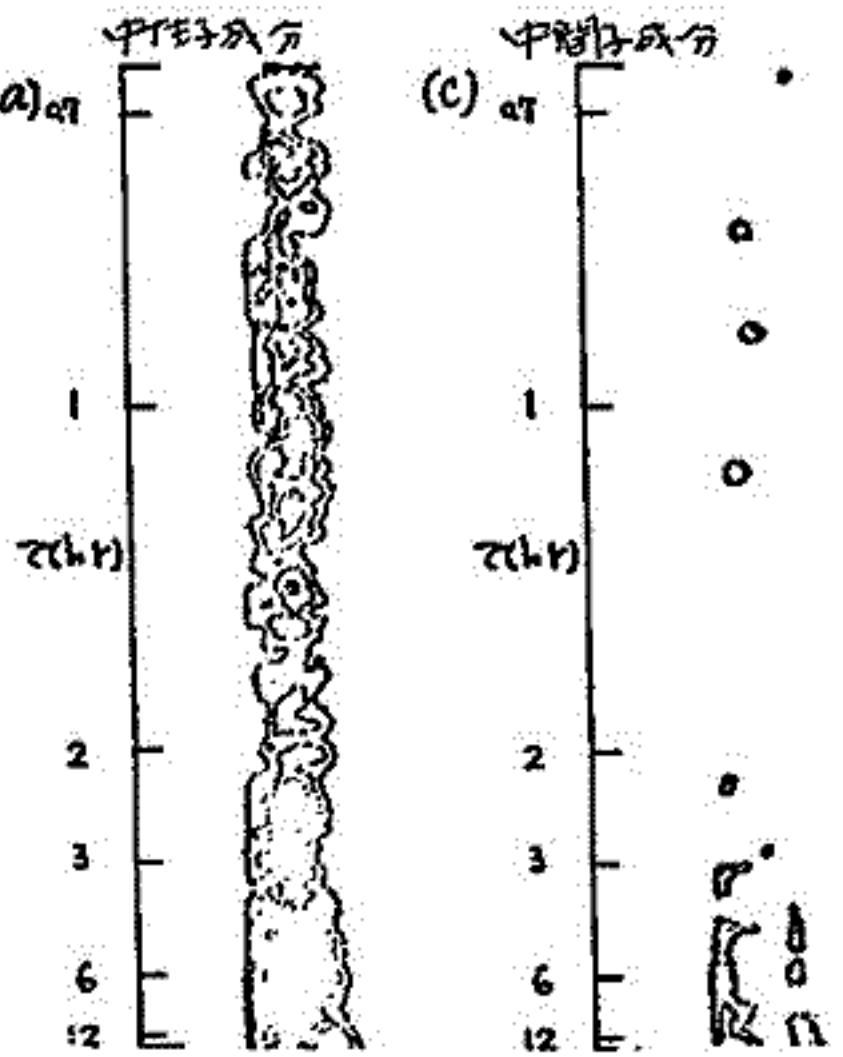
2) 図に示すようにこの現象は中TE子成分にのみ発生し, 中間子成分
では見られず。このカウント数は
中TE子成分 $\sim 2.5 \times 10^4$ count/5min
中間子成分 $\sim 5.5 \times 10^4$ count/5min
気圧変動係数は
中TE子成分 $-0.74\%/mb$
中間子成分 $-0.16\%/mb$

3) この現象の気圧変化によるものは, その気圧変化は $\sim 1mb$
程度と考えられる。

4) この現象の出現は Kp, RIOMETER 及び I_p (気圧補正した宇宙
線強度) 等とは関係なく, 従って宇宙空間から来るとは思われ
ず, むしろ風, 気圧等気象要素との関係が深く, 特に500~600mb
付近の風の方向・大きさ・時に発生している。この事象と前に述べた
ことより, この現象は地球大気内部動力学による気圧変化に
反映していると思われる。(但し, 波動のTEと議論する際には
隣接する(即ち地上)の観測は有り, その伝播TEを明らかにする
ことには必要である)

5) この現象は中TE子成分にのみ発生し, 数十分, 数時間の周期,
12日周期及び24日周期の周期に及ぶ。この時中間子
成分にのみ発生し, 12日周期及び24日周期等の波が見られるだけ
である。静穏時においては両成分とも12日周期及び24日
周期等の波が見られる。これは以上は気圧補正を
した宇宙線強度に対する結果であり, 気圧補正を
していない(即ち)不変時である。

以上より, 擾乱時(この現象の出現する期間)及び静穏時
(この現象の出現しない期間)に於いて power density spectrum
の違いについて詳細な検討を行う。



フーリエ・スペクトラム
期間は西暦1970年12月1日 00時00分
~ 12月4日 07時10分(UT)
(a) 中TE子成分, 周期12日周期のスペクトラム
(b) 中TE子成分, 周期24日周期のスペクトラム
(c) 中間子成分, 周期12日周期のスペクトラム
(d) 中間子成分, 周期24日周期のスペクトラム

信大理 森寛 安江新一 端坂修二 赤羽重信
信大敬養 一之瀬匡興

太陽活動低表期に顕著に見られた再帰現象 (recurrence phenomena) について、今回は宇宙線強度の変化、振幅増大、再帰現象を、地下 30 m. w. e. (信大三脚地下観測) に於ける観測データを中心に述べる。

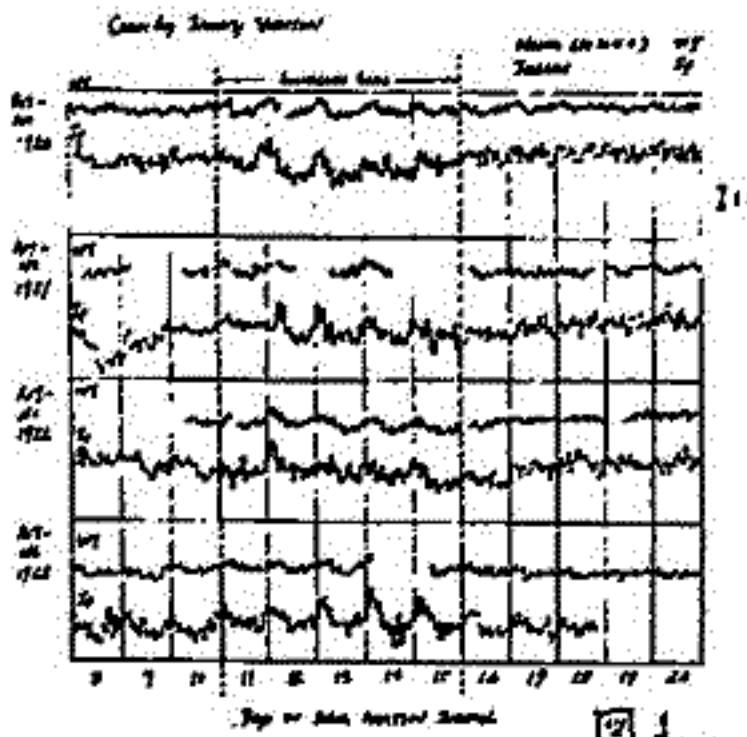


図 1

i) 観測データ

図 1 に Rot.-No. 1920 から Rot.-No. 1923 に於ける宇宙線強度変化を rotation の 27 日中 8 日から 26 日にかけて示してある。WT は三脚地下中微子計 ($37.68 \times 10^4/hr$) を、T は理研の中微子計 ($27.45 \times 10^4/hr$) を意味する。振幅増大の再帰現象が顕著に両者に見られた。地下宇宙線強度の有意な観測は極めて興味深い。

ii) 解析

図 2 (a), (b) に一日同期変化 (D.V.) を上記 WT, T の外に、名古屋大の観測の中微子計 (V) 及び G-因子について変動を示した。大抵正常時よりある recurrence period (recurrence D.V.) と、日 (normal D.V.) との差を additional D.V. とし、議論した。

iii) 成因

図 2 (b) のように、この振幅増大の日変化は起す宇宙線の流れの方向は 15° 方向にあると見られる。また WT, V の振幅増大は、G-因子に比して大きいこと、そのスペクトルは high rigidity にピークを帯びるものがある。

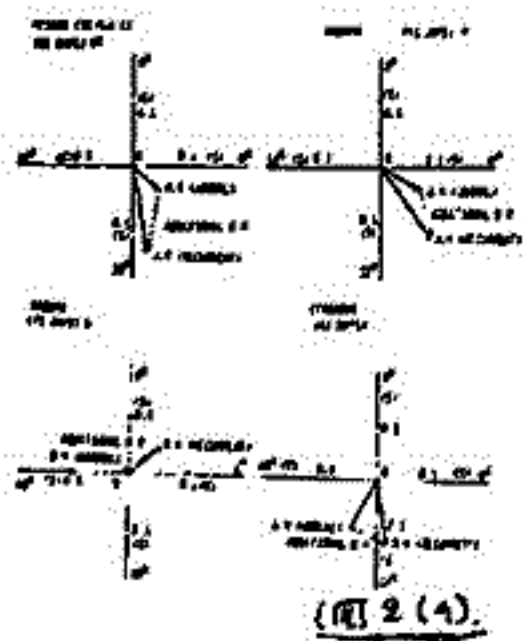


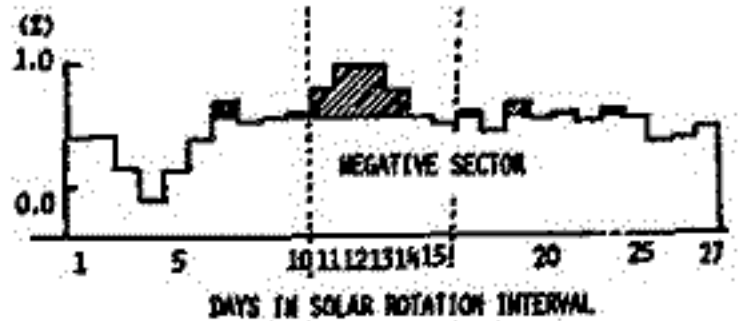
図 2 (a)

— 15° 方向に流れ、高エネルギーの方向 (sector 構造) と、空間での宇宙線密度、勾配 (gradient) が急激である。

名古屋大の G-因子データは、recurrence period として $N \approx S \approx 12$ high density と導き、日食の方向、

方向は 15° と推定される。空間構造の方向は観測方向 (inward) あり、15° 方向と推定される。これは G-因子の recurrence period と一致していることと一致していることと推定される。

図 3 NORTH-SOUTH ASYMMETRY (MAGOYA)



iv) 予定

さしゆデータを増して、専らに議論する。解析を進める。

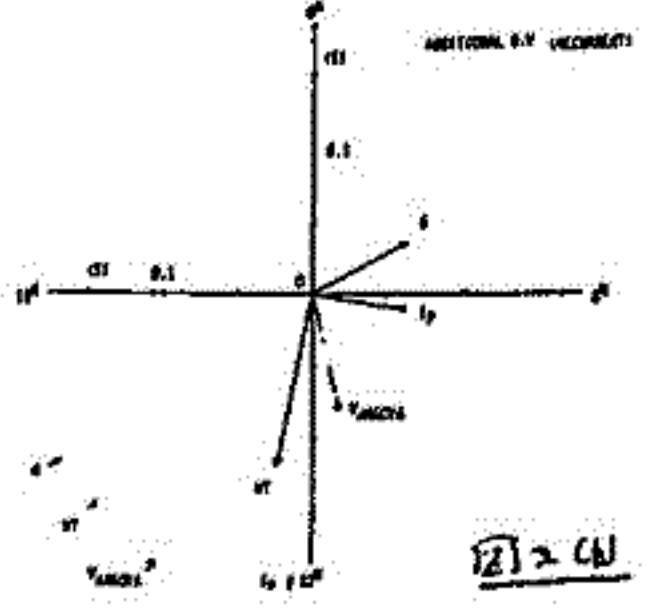


図 2 (b)

一之瀬 匡興, 森 覚,* 安江 新一*
信大教養 信大理*

宇宙線の Diurnal Variation (D.V) の Amp, Phase or Interplanetary magnetic field (IPMF) の polarity によって変化することがある。宇宙線の空間分布に ecliptic plane に垂直方向の density gradient が存在することがある。地上の Neutron, Meson monitor 及び地下の観測データに基づき解析して、指摘されている。我々の観測の地下50 m.w.e における観測 data を用いて IPMF に関連して解析を行ったので報告する。

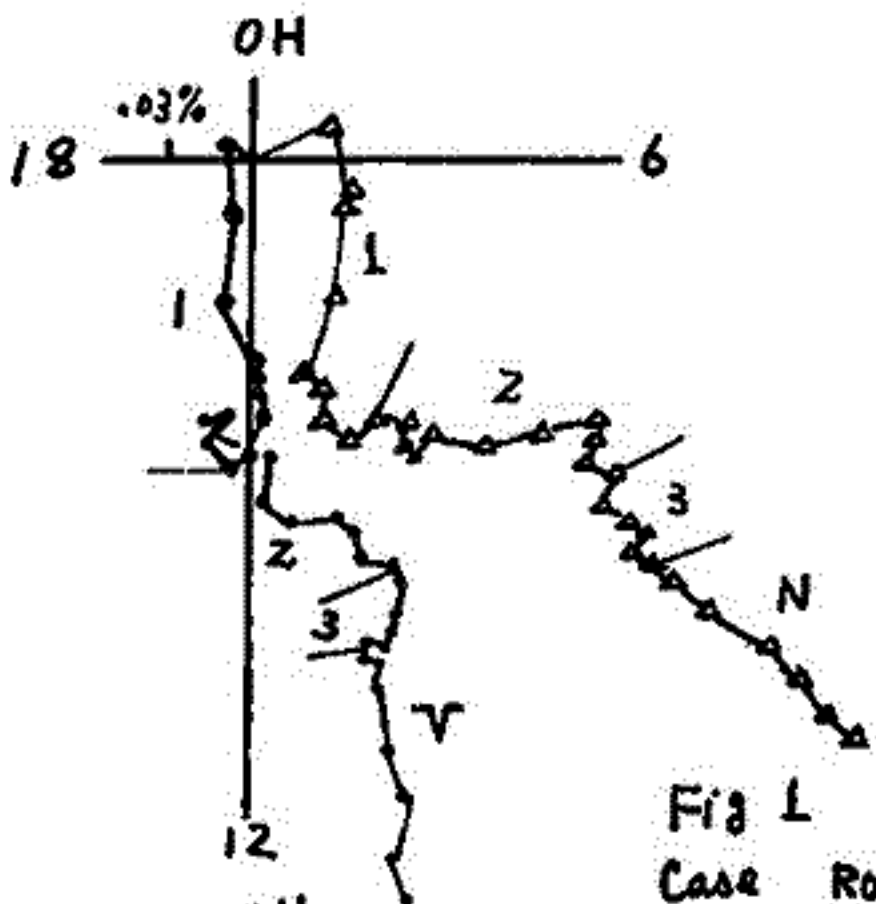


Fig 1
Case ROT-NO.
1 1893-1890
2 1891-1900
3 1901-1906

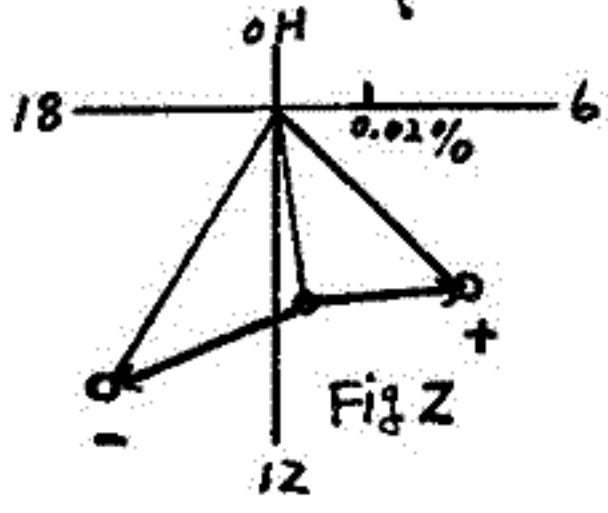


Fig 2

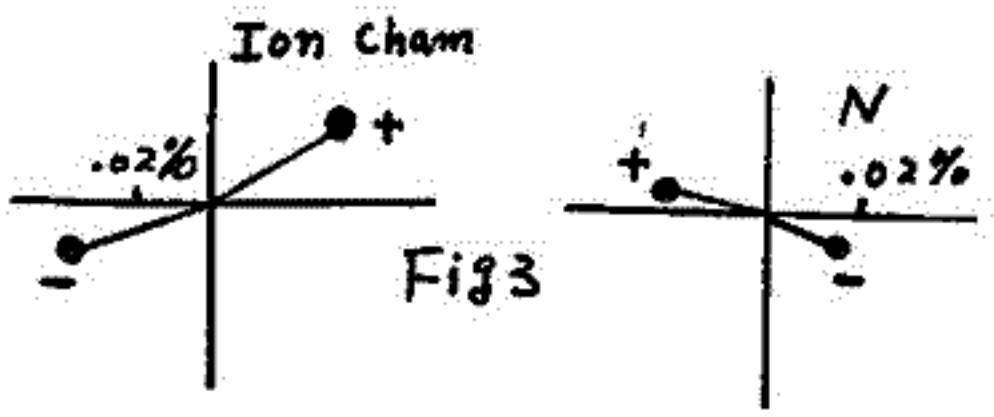
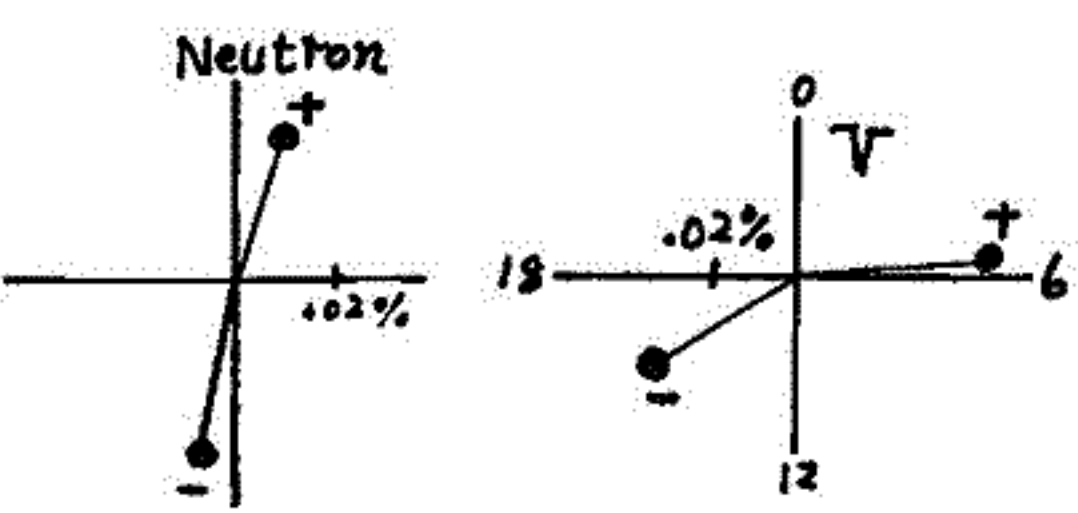


Fig 3

Fig 1は地下における観測の Solar Rotation による D.V の summation diagram である (V, N 成分のみを示した)。Case 2, Case 1, 3 及び開いた Phase の共通してあり、Interplanetary の何らかの交点を反映していると思われる。今回は Case 1, 3 の部分について解析した。Fig 2は Case 1, 3 の V 成分について、全ての干渉日及び日以上 IPMF の同一の polarity が存在した日のみを選んで求めた D.V である。IPMF の polarity による位相のずれを求めたために差引き Vector を作りその結果の一部を Fig 2 に示す。ecliptic plane に垂直方向の density gradient があれば、IPMF の polarity の ⊕, ⊙ によって phase の 180° ずれるはずであり解析の結果はこれとよく一致している。

長岡一男, 上野裕幸, 藤本和孝, 藤井善次郎, 柳原志洋子, 近藤一印, 花井拓太郎
 *小島浩司, 林口文衛, 石大正, *石井茂保, 伊藤三夫
 宇宙線が非等方的な流れでは 大まかにわけて

銀河空間に起因するものと, 銀河系空間に起因するものとがある。前者の勢力範囲は $10^{10} \sim 10^{12}$ e.v. 以下に及んでおり, 後者は 10^{12} e.v. 以上である。銀河系空間に起因する非等方性は, 銀河空間に起因する非等方性と完全に分離して観測するに必要である。 10^{12} e.v. 以上の宇宙線の非等方性を観測する必要がある。 $10^{12} \sim 10^{13}$ e.v. 以下に高精度で検出するに必要である Small Air Shower を観測する方法が最適である。

Small Air Shower の観測方法として 石井 尾に栗詰の共同で計測に利用する Digital Adder 方式を採用した。石井 尾及び栗詰の共同で計測する Upper tray (36 m^2) に Digital Adder 回路 (36個の Detector の内 m 個のみに粒子が通過して ($36-m$) 個の detector は粒子が通過しないことと電子回路) を取りつけた。この Adder 回路の出力 ($m=1 \sim 36$) と別の距離 d (in Moller unit) の検出器 m^2 の検出器との Coincidence を取り出した。 Small Air Shower を観測的に検出するに必要である実験は, d が小である。

Air Shower の他に Local Shower (μ-initiated shower) を含むこと観測したところから, 重大な結果を得た。この結果は Local Shower の場合, 全宇宙線の場合と異なる。石井 尾及び栗詰に於て, 36 m^2 (計測) と別の検出器 (1 m^2) との Decoharance curve を測定した。この結果は図1に示す。一方 Air Shower の Flux の計算も行った。この実験結果から, Air Shower と Local Shower を分離したところから図2である。

Local Shower と Air Shower の高度効果の量より 実験結果は Air Shower は高度効果が 10 倍あり, この結果から 高度効果係数は 0.76 /m である。観測より出た高度効果係数は, Air Shower と Local Shower の分離の正しさを check するための結果である。この結果を基に Small Air Shower の最適観測方法を検討した。

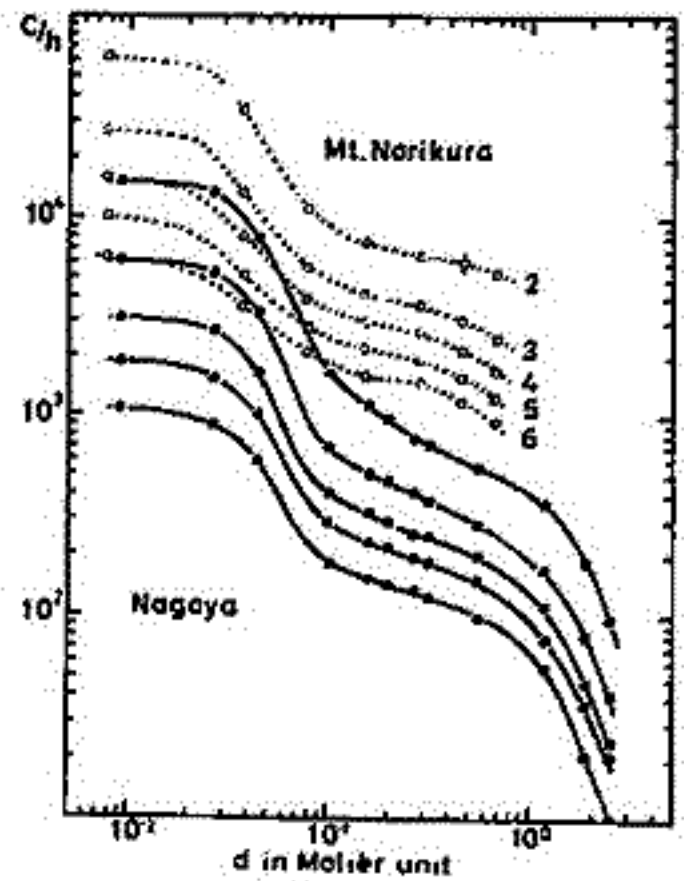


図1

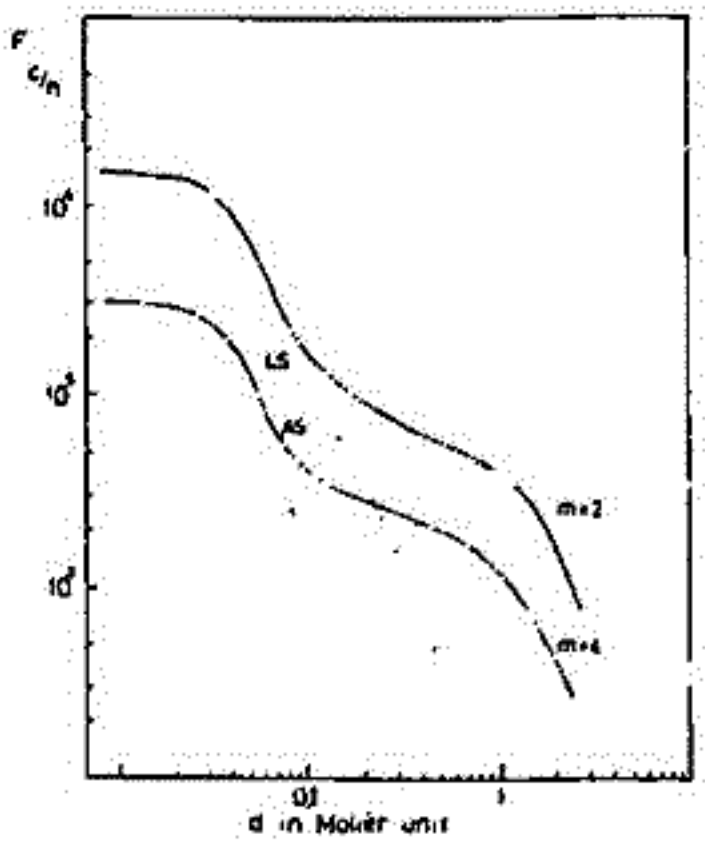


図2