

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2-342

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			
	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)

開会の辞

- 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構造 (12分)
- I-13 清水幹夫(東大宇宙研) 原始地球大気熱圏温度 (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 川尻麿大, 高橋富士信, 尾嶋武之, 河野宜之, 河館公昭, 租父江義明, 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ェラデー回転 (15分)
- 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) 準定常太陽風セフ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) 準定常太陽風セフ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 堯, 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 堯, 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)

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 洵(東大宇宙研) Magnetotail Boundary Motion Associated with
Substorm (15分)
- I-27 前田 担,^{*} 前川絃一郎,^{**} (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沿った電流 (12分)
- I-29 佐藤哲也(京大理) オーロラフレアーのモデル (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, 武井恵雄(東北大理) Energetic Electron Flux scattered from the
Radiation Belt (15分)
- I-33 武井恵雄(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 崇(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 齊藤尚生, 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 飯島 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)の伝ばん (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 齊藤和男, 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 伊藤清明, 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 安川克己(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 安川克己(阪大基礎工) 微粒堆積物の残留磁化について (15分)
- II-29 安川克己, 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 (10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) 隕石の磁気的性質: 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-菅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-菅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-菅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(東北大理) 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ドップ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 譲, 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, 本蔵義守, 鈴木喜吉(東大震研) 東海地方における地磁気全磁力測量 (15分)
- II-40 乗富一雄(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 鍋谷祐夫(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) 鍋谷祐夫(弘前大理) マグネトテルク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(北大理) 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気的構造 (15分)

特別講演および総会 於 第1会場 (12:00~16:30)

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)

- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-64 岩坂泰信(名大水研) 下部熱圏のO, O₂分布 (15分)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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)

- I-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)
- I-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)
- I-74 石嶺 剛(電波研) レーダーによる流星観測 (15分)
- I-75 中村純二, 菱沼直志(東大教養) 人工電離雲の追跡 (15分)
- I-76 梶 四郎(阪市大工) 電離層のHF電波応答 (12分)
- I-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)
- I-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)
- I-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)
- I-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, F_1 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 F_2 領域内電子密度プロファイルの計算 (12分)
- I-83 福原敏行, 堤 四郎, 竹屋芳夫(阪市大工) 相関レーダーによるF層微少変動の観測 (12分)
- I-84 筒井 稔, モハammad-ハディ-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) シロバトスキーの粒子加速理論の再検討 (10分)
- II-46 鶉飼正行^{*}, 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 橋本弘藏, 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ぎるパラレルトランスバースフロー (15分)

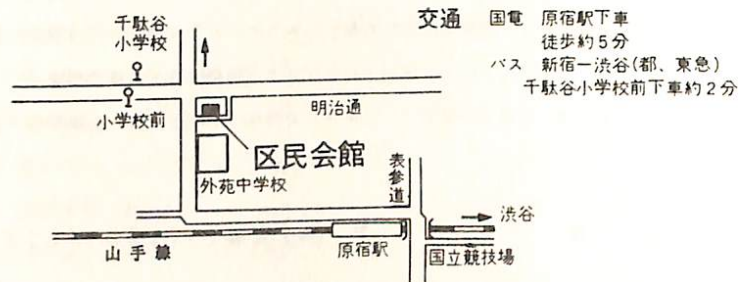
宇 宙 線 於 第2会場(13:00~16:30)

- 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.伝播時間とフレアー経度 (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 覚, 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, 齊藤俊子^{*}(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 覚, 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 覚^{**}, 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, 榎原志津子, 林仁文衛(名大理), 花井荘太郎,
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



メ モ 欄

第 1 会 場

中村正治* 伊東正貴 伊藤富造 中村良治

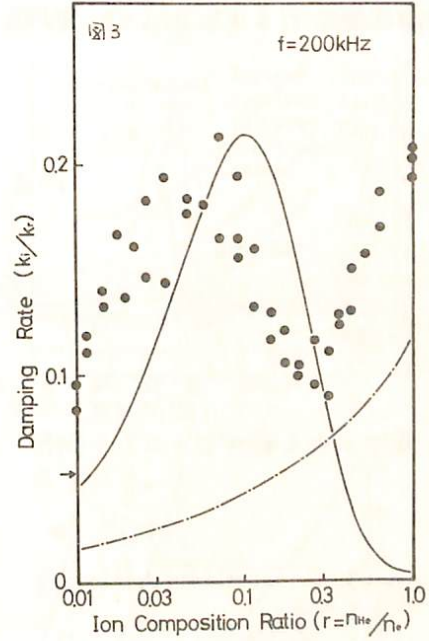
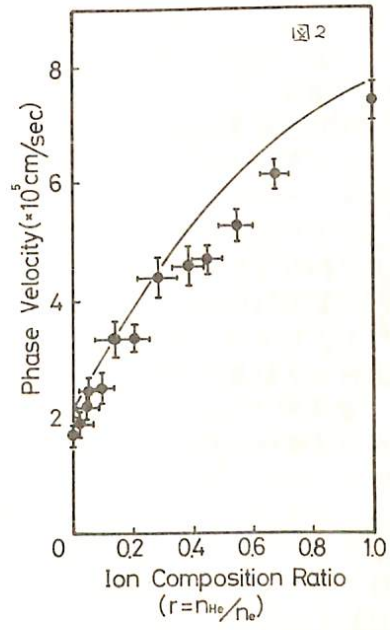
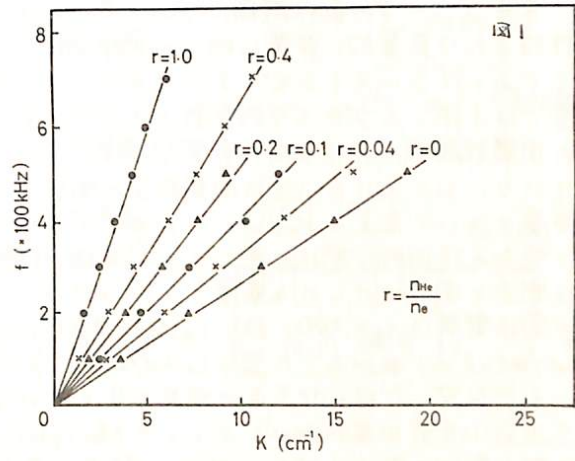
東大宇宙研. *東京学大

二成分イオンプラズマ中のイオニ音波は電離層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も理論的研究はなされてゐるが、実験研究は行われていない。実験と理論の対比が十分であれば、イオニ音波の分散関係から逆に二成分イオンプラズマ中のイオニ組成比を求めることが出来る。

プラズマイオンとしてアルゴン・ヘリウムを用い、イオニ組成比を変化させて分散関係と 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

ため直線に近づいておりアルゴン・ヘリウムへ特異な変化を示さない。(図1)。任意相速度(分散関係の傾き)のイオニ組成比に対する変化は Fried の結果と実験誤差の範囲で一致している。(図2)。又 Damping rate は $r \approx 0.08$ ($r = \nu_{He}/\nu_e$) で maximum になることが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モードのイオニ音波との共鳴によるものと考えられる。これから実験結果について報告する。

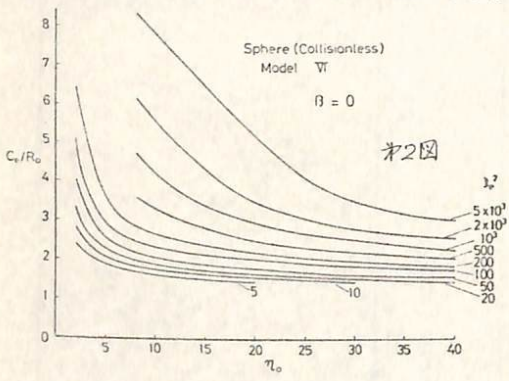


References.

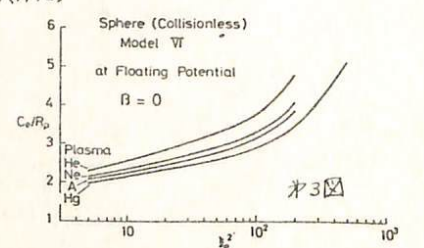
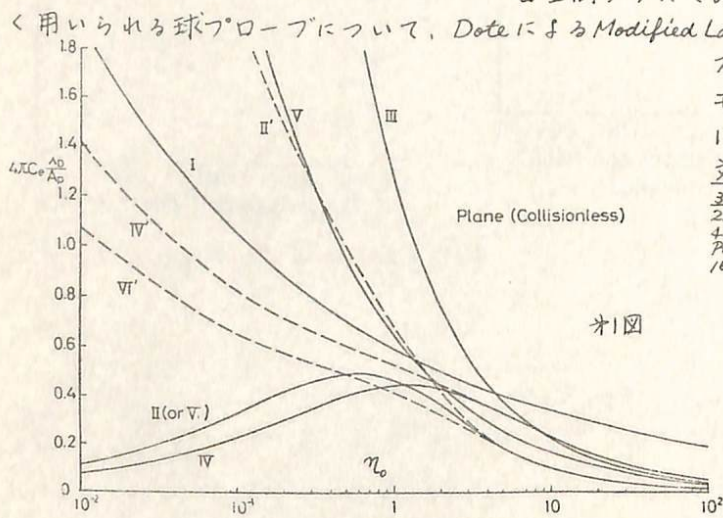
B. D. Fried, R. B. White and T. K. Samec, *Phys. Fluids*, **14**, 2388 (1971)
 I. Alexeff, W. D. Jones and D. Montgomery, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 422 (1967)

工手 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 $i_D = C_e(V_0)\dot{V}$ で定義される。モデルII プローブ表面近くの変位電流は $i_D = A_p \dot{D}$ 。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 $C_e \rightarrow \infty$ と同様の二通りがある。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 ($\beta = (4/\pi) V_0 / 2V_e$)。 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. 44, 2117 (1970), (4) T. Dote: J. Phys. Soc., Japan, 22, 435 (1968), (5) J. G. Andrews, et al: J. Phys. A: Gen. Phys. 3, 413 (1970), (6) T. Dote: J. Phys. Soc., Japan, 32, 1617 (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、 幸 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)を求める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く、高周波電圧印加による浮動電位の変化のみを取り出すとするものである。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応良好一致だみていると思われる。また、他に行な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で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。

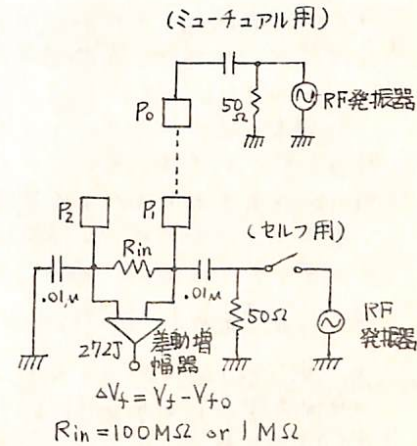


図1. レゾナンスプローブの検出装置

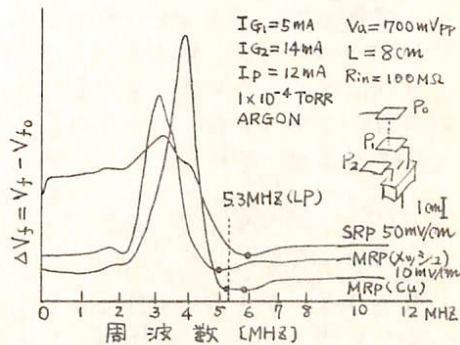


図2. 典型的なレゾナンスプローブ特性(ディップがきれいに検出されている。)

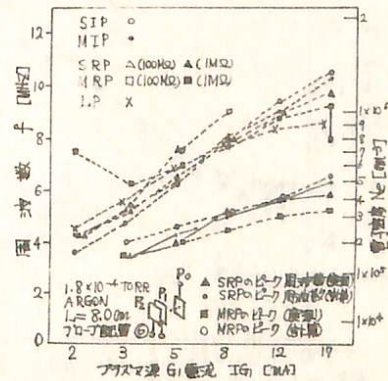


図3. プラズマ密度の相互比較実験

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]. 本実験の目的と挙げる、
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_{HR} にあり得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、ミス、プラズマ各インピーダンスを Z_S, Z_P とすれば、整流電流 J_{dc} は、

$$J_{dc} = J_e \cdot I_0 (V_s / V_e) = J_e \cdot I_0 \left(\frac{Z_S}{Z_S + Z_P} \cdot \frac{V_a}{V_e} \right)$$

となり、 $Z_S + Z_P = 0$ および $Z_P = 0$ の時、ミスに極大の高周波電圧 V_s 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察していくのがねらいである。

[実験結果] 図1はセルワの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含めせしめてRPと、円板のIPである。図2は、 f_H についてディップと整理した結果で、SRPとSIPがきわめて良い一致を示している。横 f_H でのピーク等に付、調度時を述べる。

図3は、ミュー4コアルレゾナンスプローブにおいて、 $f_p = 6\text{MHz}$ と、 $f_H = 6.07\text{MHz}$ 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の矢線は f_p と f_H から計算した f_{HR} である。

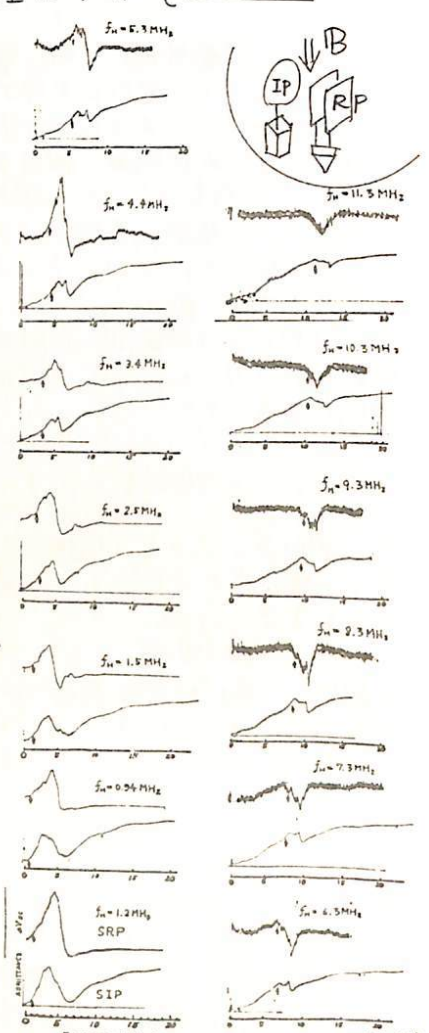


図1 (各々ニSRP, SIP)

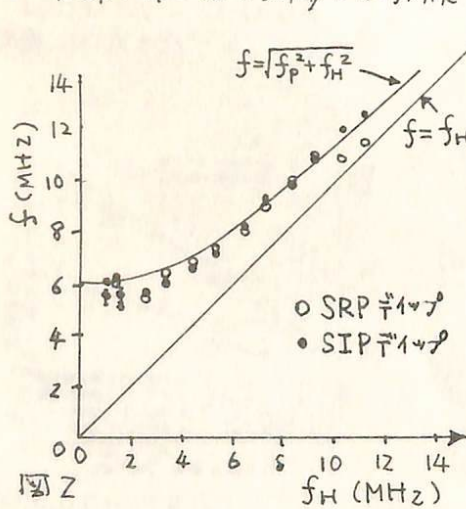


図2

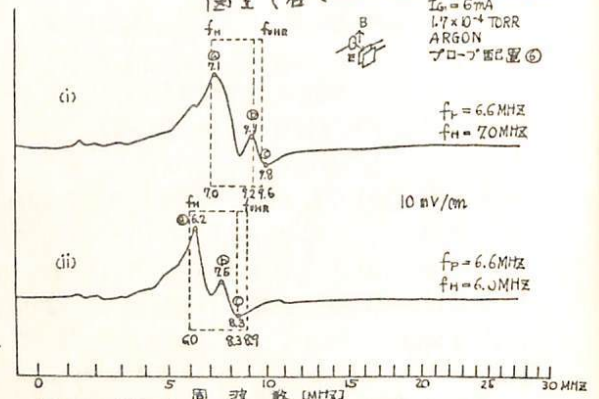
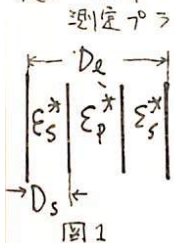


図3 電界と磁場とが変化する場合に得られたレゾナンスプローブ特性ニ直ピーク特性を示しているように思われる

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周波数掃引を行なうイオンプローブについて、その周波数特性にあらわれるディップ周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、イオンプラズマ周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ために、宇宙研のスペース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るとき、図1において合成インピーダンス Z は、通常用いられる記号により、

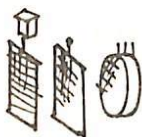
$$Z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0 A} \left(\frac{Z D_p}{\epsilon_s^*} + \frac{D_g - 2D_p}{\epsilon_p^*} \right)$$

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、後にはイオンのみが密度 N_{ps} で存在するとすれば、

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

となり、 $\epsilon_s^* = 0$ は、 N_{ps} で与えられるイオンプラズマ周波数を示し、 $\epsilon_p^* = 0$ は LHR 周波数になる。

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ツジエ(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

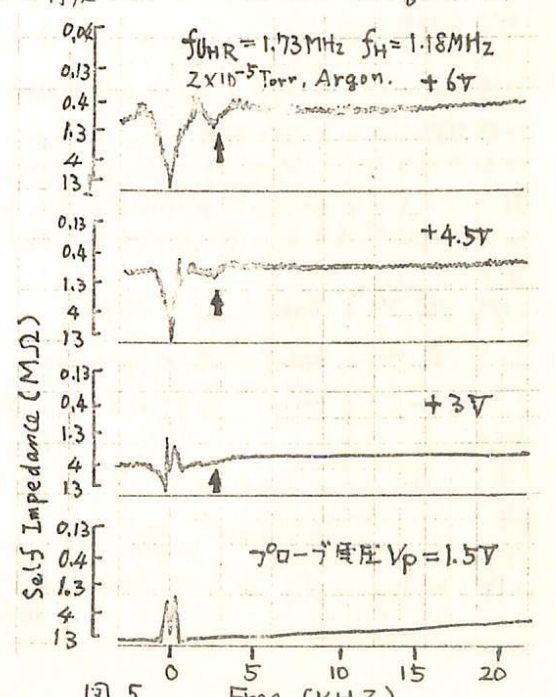
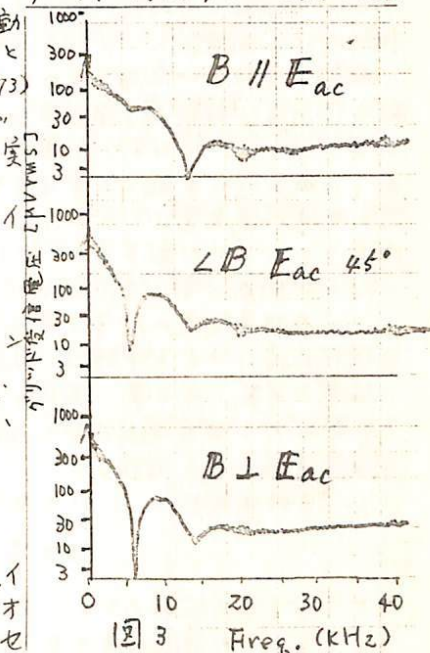
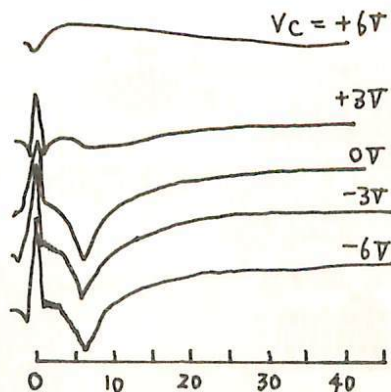


ットした。図3は(M)で送信し、(F)のグリッドで受信した時の特性で、上記

IP M F べて $\epsilon_s^* = 0$ と $\epsilon_p^* = 0$ の二つのディップ

図2 がありわれていることがわかる。特に LHR は、角度に依存するのがわかる。図4は、イオンプローブのコレクタDCバイアス依存性で、イオン電流をとり込むアラデーカップの電荷分離が、レゾナンスに

関与しているのがわかる。図5は、普通のイオンプローブ特性で、LHRのみがあらわれており、計算値(矢印)とよく合っている。上記の二つの測定手法について、レゾナンス機構を検討している。



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、今迄多くの研究者により観測されてきた。特に Alouette 衛星により口火を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。それらは分散特性における周波数入、プロットを検出するのが主な方法であつた。線形波動に於ては、その理論と実験は一応確立されたものと考えずには出来ず、非線形問題とすると波動-波動相互作用及び波動-粒子相互作用などの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。このような実験に於いて周波数入プロットを検出するに同時にそれに対応した波長成分を調べる事はその相互作用における複雑な問題を解明するには必ず必要と思われる。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てこのたび報告する。以下この方法は本質的にはプラズマ波の群速度と求める事になるが、将来は電子温度測定用プローブ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、今迄の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ではなくて、固定プローブによるものがあり、将来人工衛星等に搭載が可能である事、微細なプラズマ波の波長を求めるに於て $\lambda \propto 1/\nu$ と大きく出来る方法として求める波長は周波数の逆数であるという事であり、これをこの事と考慮したのが周波数変換による波数プローブである。(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

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

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_e と同じ) により Low pass filter を通すと出力として

$$V_2 = B \cdot \cos(\omega_0 t - k_0 z - \Delta k \cdot z \cdot \cos \Omega t) \quad (5)$$

が得られる。ここで ω_0 はオフセット周波数、 k_0 , Δk はそれぞれ ω_0 と $\Delta\omega$ に対する波数、 z は送信機と受信機間の距離である。そして 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 $V_4 \propto \Delta k \cdot z \cdot \Omega$ という形が得られる。故に最初に電圧を既知の波数で校正してかりは $\Delta\omega$ 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 方式を用いているため雑音に対する抑圧作用があり λ/ν と大きく出来る事がある。

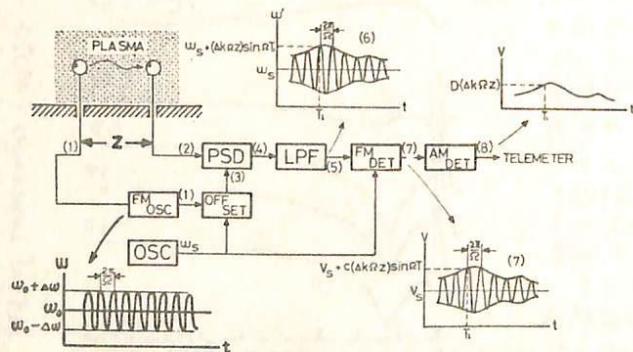
例] $\frac{\omega_0}{2\pi} = 2 \text{ MHz}$ $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 10 \text{ KHz}$
 $\frac{\Omega}{2\pi} = 1 \text{ KHz}$ $z = 30 \text{ cm}$
 $f_m = 1.3 \text{ MHz}$ $f_p = 2.6 \text{ MHz}$

とすれば

$$\Delta k \cdot \Omega \cdot z = 430 \text{ Hz}$$

$$V_4 = 2.7 \times 10^5 \text{ m/sec}$$

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 日本電気

波動の非線形現象の研究の一環として、我々は Space Chamber 実験も進めている。宇宙空間プラズマ中の非線形波動現象は Oya や Miyatake et. al. により、実験的にも研究が進められてくるが、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 Xy 計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。図1は、一枚の Xy 計に $0.1 V_{rms}$ の高周波を印加して求めた「線形分散関係式」を示している。実線は理論曲線だが、実験値はかなりそれと合致している。

図2は、励振電圧 E_0 を $0.03 V_{rms} \sim 3.0 V_{rms}$ に変化させて求めた Wave Pattern の生のデータである。Position の 0cm の位置は送信 Xy 計の位置を示す。

Xy 計に印加する電圧を上昇させ大振幅 Bernstein 波を $\pi/2 < \theta < \pi$ 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 Xy 計の近傍では、三角波に近づく非線形波形が現われる。
- 2° 大振幅になるに従って、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、VLT 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できるが、Nonlinear Wave-Wave または Nonlinear Wave-Particle 過程と見られる。詳細は講演に譲る。

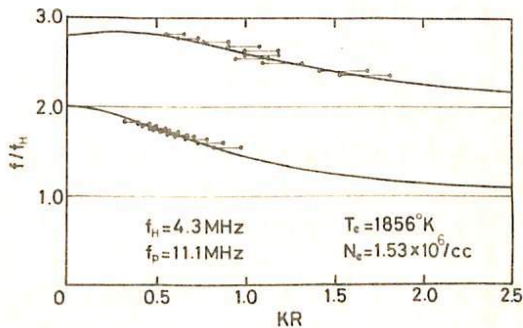


図1. 線形分散
 $E_0 = 0.1 V$

図2. 大振幅時の波形
 干渉計法による Wave Pattern。送信電圧 E_0 に逆比例して受信料の Gain を下げている。

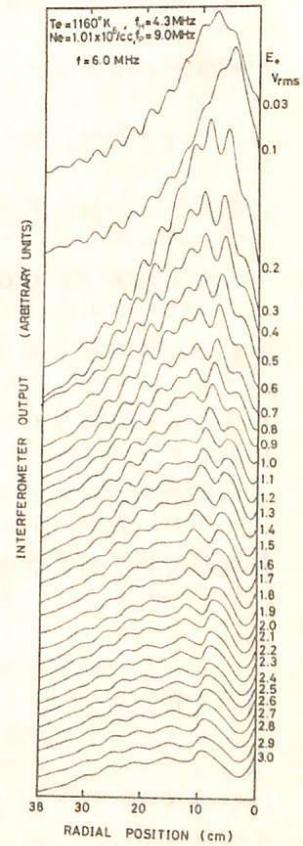
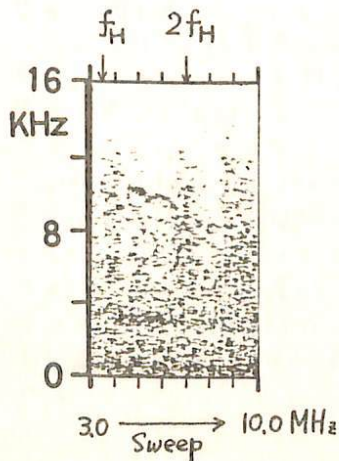


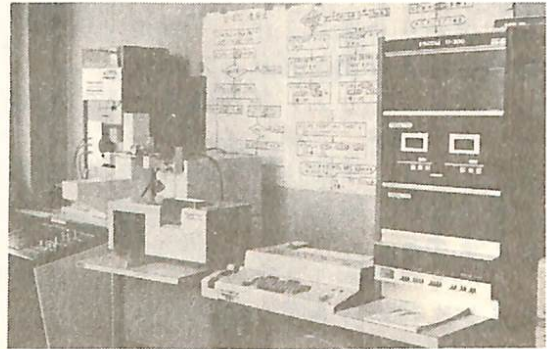
図3. 右図の 10cm の位置での低周波帯プラズマ波のスペクトル。 $E_0 = 5 V_{rms}$ に固定し、送信周波数を $3 MHz \sim 10 MHz$ まで変えた。 f_H と $2f_H$ の間の Bernstein 波の伝播可能領域で低周波エミッションが見られる。



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ると、数字や写真の読取りに適していない。スペースのデータ



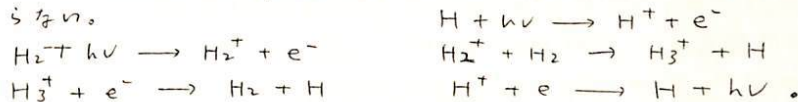
には、曲線のみでなく、写真(例えば極光)や数表のものも多いので、これら一般向きの読取装置が望まれる。この目的のためには、FSS(flying Spot Scanner)が適している。ここでは、FSSのハードウェアについての簡単な説明と、これを用いて読取った結果について報告する。図はこのシステムの示すもので、左からTVリレー、FSSリレー、カード読取機、タイプライター、U-200ミコン、紙テープリレーを示す。読取った結果は、カセットテープに入れて、ミコンで処理し、出来上がったものをTSSによって大型センターの磁気テープにまとめる計画である。ソフトウェアの開発に大へん時間がかかったりで、完成が大分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

清水 幹夫

(東大 宇宙研)

木星の上層大気や電離圏については、赤外観測などのデータを用いて木星大気の組成と推定し、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、エアロヒートロケット観測から出した、種々の水素分子密度と比べて、何いものもなかった。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、遙か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して同時に決められねばならない。



ここでみられる出士れた H や e^- の分布の観測が対象になり得る。

今迄のことは、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らず、a layered ionosphere が見えてきたという程度のことは発表されたばかり。一方 UV photometer experiment の方は、水素の Lyman α 線の総強度が約 1 kR、He 584 A 線の総強度が 10-20 R という値を与えている。もう少し解析を進めれば、これらの紫外線の高度分布も求められるであろう。しかし、これ迄の preliminary data から既に問題が生じている。Moses の、これ迄二回の渡りて観測した Lyman α 光強度は、平均 4 kR 程度であり、時期の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。Hunten はこの Moses のデータの解析から導出した木星上層大気中の eddy diffusion coefficient は $10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であるが、もし Pioneer の結果に正しいとすれば、この係数は $10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と述べている。(Lyman α 光は強(飽和)して、このため、係数の光強度依存性は強い。)

次の報告に述べられるように、木星の内部構造も、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観測を論じていること²⁾。上記の係数を推定する試みが行われている。すなわち内部重力波の分散関係式(複素数係数を含む)を、水平および垂直運動の函数として、振動数、渦係数についての解(これにより eddy coefficient を出すのである)。我々の理論を木星の場合に適用してみると、木星上層大気中の渦係数は地球型惑星のそれに比べて、かなり大きくなってよいことが導かれ、Pioneer データと首尾一貫する。

同様の問題は金星の場合についてもある。Mariner 5 のデータなどから総合すると、この惑星の上層大気は地球同様、強く擾乱されることが疑いなくある。この擾乱の機構として、我々は晝側から夜側への大気大循環のしは上下の渦核の二つがあることと指摘した。前者については Dickinson の詳しい計算を行い、強固な定式を得たことと裏付けた。一方木星と同様の計算をすると、金星上層大気中の渦核数も観測データと説明するに足る強さのことが示し得る。両方の機構はどちらも有効な働きをすることが期待される。

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

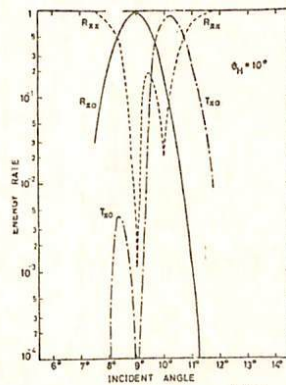


Fig. 2 Energy Conversion Rate

* 京大工 ** 金沢大工

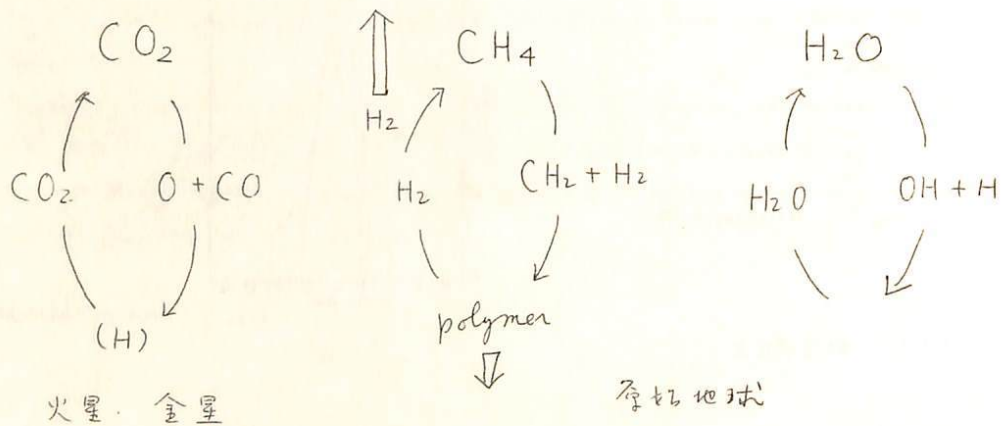
清水 幹夫

(東大 宇宙研)

マリナー・ヴェネラ、マルス・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、これらに充分の理解がなされていることと仮定することにより統一的に説明しよう。この解釈は Marov に于ける COSPAR 綜合報告、マリナーデータ解析の諸論文と同様に採用され、また老若の昨年の IAGA 綜合報告や論文に於いて特に及海に出ていることからも確立したものとみてよいだろう。原始地球の~~初期~~進化を論じた最近の理論は現実性に欠けた仮定に立脚しているから、これら惑星のエアロノミーや現在の地球の同様の情報を踏まえて再検討する時期が来るといえる。

地球大気発生の時の大気組成のメタン・アンモニアについての説は、これらがガス中の放射能などによって起す~~る~~有機物の生成作用と根拠の~~と~~あり、主として生物学者の間に支持者が多い。これらに対する理論づけは、コア・マートルの分化の前の原始地球の~~一~~柱状の金屈鉄分布と打ち火山ガスと逸えるためという Holland 流の考え方によってなされた。しかし最近の溶融地球 (Kingwood) による熱平衡下沉者 (Anders) による考え方は、この説と大きく矛盾する。一方エアロノミカルな考えでもメタンが~~また~~ 10^4 - 10^5 年ごとすみやかに消失してしよるだろう。下図に示しなように、金星大気や CO_2 大気~~の~~ 紫外線分解の安定なのは、光分解生成物の下層大気に運ばれ、そこで実験室で確認された~~こと~~の水素を~~と~~ 隔媒として速やかに再結合するからである。一方メタンに紫外線射すると、高分子が生ず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、主として氷素~~の~~ 上層大気に戻すことになる。(原始大気が強く擾乱して~~いる~~ことは、分散方程式を解くことにより証明できる。) 近の報告にあるように、水素大気の外圍温度は極めて高~~い~~から、 H_2 は速やかに消失し、結局後には大量のタールが生じたことになる。その~~と~~ 地質学的証跡は無いから、メタン大気存在の仮定自体がおかしいのであろう。

酸素の生成は光合成・水の光分解の二説がある。水の potentiality は Backner-Marshall 流の考え方より遙かに強~~い~~ことは事実だが上記の惑星エアロノミーともす~~る~~ 理論とす~~る~~ ことになり、やはり光合成の方が~~よ~~いようである。



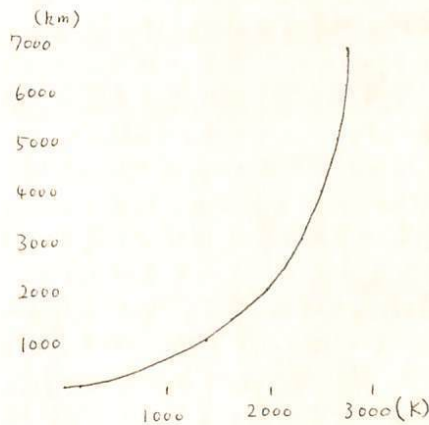
清水 幹夫

(東大 宇宙研)

前記のレポートでは、大気攪拌という過程を考慮した大気構造を、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再検討する。Mc Govern-Rasool は highly reducing atmosphere の上層大気は水素分子の支配的であるとし、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た役割を担った。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再放射による冷却点の間の距離が非常に効いてくるので、水素大気の scale height が著しく大きくなることからその外圏温度は距離効果から heat conductivity 効果の弱さによって著しく高くなることを予言している。事實(冷却効果を含く無視しては)水素分子大気の Gross の推定値は 15000 K にも達している。もう一つ Mc Govern の計算でいけるのは、冷却効果を初めとする、メタンの炭化水素生成物であるアセチレンと大量の上層大気中の水素との反応である。先分解年所は安定は前のレポートで述べたように全く現実性がなく、大気攪拌効果により生成物は程々に消費されることになりかねない。一方 Gross の計算も、heat conduction と UV absorption のバランスを考えた場合の簡単なものであり、木星大気の例から判るように、水素分子はなかなか分解しないから、水素分子大気と考えたのはおかしいともいえる。

そこで我々は水素分子のメタンと混せられた大気、メタン-窒素大気の上層大気の第一近似として最適化を考えた。熱伝導率式を解くことにより外圏温度を計算することを目指した。実は Mc Govern の計算では、上記の物理的複雑さ、他に、用いたパラメータの非常な多さ(の誤り)がある。45億年前の太陽光度が現在の70%以下だったこと、H₂ の heating efficiency を正しく85%とする25%としたこと、Hinterberger の右の紫外線値を用いたこと、更に熱放射速度の計算に $\exp(-T^4)$ 則を用いた、換って $\exp(-T^2)$ 則を用いたこと等々である。我々の計算では、これらの計算で正しい値を採用してあり、その水素分子のみの大気の場合には、外圏大気温度はどのパラメータを代入しても3000 K 以下である。これは highly reducing atmosphere の上層大気は、生命発生の必要と異なっていた1-10億年と比較して、一瞬の内の逃散してしまふことを意味する。このことはメタンを冷却剤として混せられた場合にもいえる。メタンは再放射能力がそれより大になるから、大気攪拌を保持する一因である。(右同参照)

生命工作には何れも CH₄-NH₃ 大気とするか H₂-CO-N₂ 大気とするかは証明されていない。この上層より酸化された大気が、熔融地球の火山から生成し得たことと、鉄の酸化物が生成したことがある。



H₂ と CH₄ のメソポーアで等量、メソポーア温度を 150 K の固定した時の、外圏大気の下層原始メタン大気温度分布

清水 幹夫

(東大 宇宙研)

質量、半径などが地球にほぼ等しく、地球の双子と呼ばれる金星は、非常に稠密な雲にとりかこまれていて、ヴェネラ探測器が雲の中をこのようにして観測を行っている。地表や下層大気データを取り得るからではない。この雲の組成に関しては、地球とアパロロから水があるという説が盛んで、古来 HCHO , CO_2 , Hg_2Cl_2 , NH_4Cl , $\text{FeCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ などの候補があげられては打消されてきた。雲の成分データは、近紫外から赤外線にかけての反射率の波長変化、太陽-地球-金星の位相角に対する偏光度変化、 H_2O の蒸気圧の測定から、最近提出された濃硫酸説は、このデータの分析から、雲上の H_2O 量が著しく少ないこと、250K での水滴であること、ヴェネラやマリナーで観測した *superadiabatic lapse rate* を説明し得ることなど、種々のデータをこれらの原理で、肉題点は近紫外線における吸収と相符合の点、この領域における反射率の低下を説明できること、 $9-12\mu$ の吸収の説明能や、間接的であったことである。

もし金星の雲が濃硫酸の粒子や濃硝酸(あるいは濃磷酸などもあってもよい)との強酸混合体だとすると、観測データとの一致は一般良くなる。太陽光により雲滴の中に NO_2 はむしろ紫外線吸収の説明にもついでであるし、 HNO_3 は 11.2μ の吸収帯を持つ紫外線放射スペクトル異常の説明にもとくに似ておりである。OAO による観測された NO , NO_2 , N_2O_4 などの雲上量の上限は、 CO_2 の 10^{-7} 程度であるから、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の説明と共通している。

我々が強酸混合液を考慮するのは、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。我々は一旦地球の火山ガスに起因する原始海洋は、高温による酸成分圧上昇のための強酸性に存在することを示唆した。かつて酸雨と酸霧降の間の進化過程として硫酸呼吸や硝酸呼吸といった形を考へたという Egemii の主張も上記の点にスー-ズに結びついていくおぼしきものがある。

金星の大気の進化史を考慮するに一番重要な因子はその上での水不足である。外圍が高温で H_2 がいっしょに早く逃散したとしても、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、原始太陽によるあふり出し効果のための水欠損があることは自然な解釈であろう。また金星の表面温度は地球より遥かに高いから、マントル上部の温度も高く、それによって酸成分圧も高い。上の二条件下では、マグマと平衡している火山ガスは、水に比べて硫酸・硝酸比を増加させる。噴出した後の酸はその温室効果のために地表を高温にさせ、量の少ないことと相まって地表に海洋を形成し得ず、雲とだけ残る。地球の場合には海を形成するから、陽イオンをすばやくとり込んで中和していく。このように、太陽からの距離の差が地球・金星の差を大きくしている。

Prinn さんの提出した金星の濃硫酸雲と地球成層圏における硫酸ミストと同一のポリーロン産物として説明する見方は、硫酸の液と未だ観測されたことのない COS の光分解を求める点、相互星の現象としてのスケールの欠けをいかにしている点に疑問がある。

もし上記の高温・水不足の欠損が正しければ、我々は金星をみるごとに、45億年前の原始地球海洋と、極めて濃縮した形をみつければ、それということになるであろう。

“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, 尾嶋 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星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中パラボラアンテナを用いて行なった“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。

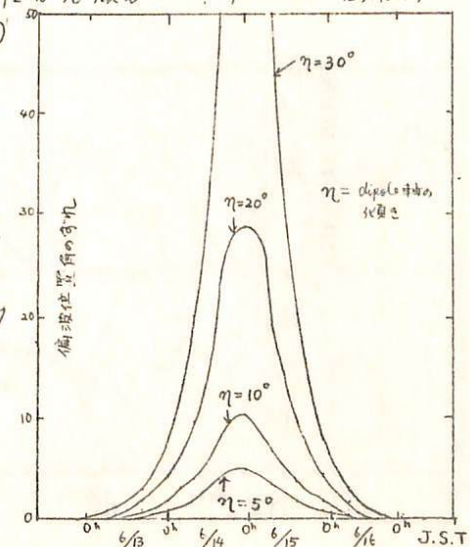
- 観測結果(1) 4GHz, 6GHzとも最接近の6/15 9^h a.m. J.S.Tを中心とした6/13 ~ 6/17にわたって、日平均偏波位置角は殆んど変わっていない。
- 観測結果(2) 4GHzのデータでは最接近の6/15を中心として6/14 ~ 6/16の三日間では1~2時間の time scale で偏波位置角は141°を中心として±30°の変動をしている。

昨年6月というのは 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 と考えられている。そこで一般磁場を dipole like とありとし、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-太陽を結ぶ直線と殆んど垂直であることがわかる。数値的推論は次のとおり。

一般磁場が太陽赤道表面磁場 2 gauss の dipole 磁場とありとし、電子密度は太陽表面で $2.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 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、
 $(\Omega = 5.42 \times 10^{-3}) N_e B_{\parallel} ds \cos \eta$ (5.1) であり、dipole 軸と地球-太陽を結ぶ線とのなす角 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 が例えは 10° 程度とすると、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星についてもこのような観測としてゆけば、太陽磁場の磁軸の方向が推定できよう。

観測結果(2)が示す偏波角の短周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 の不調の差は、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

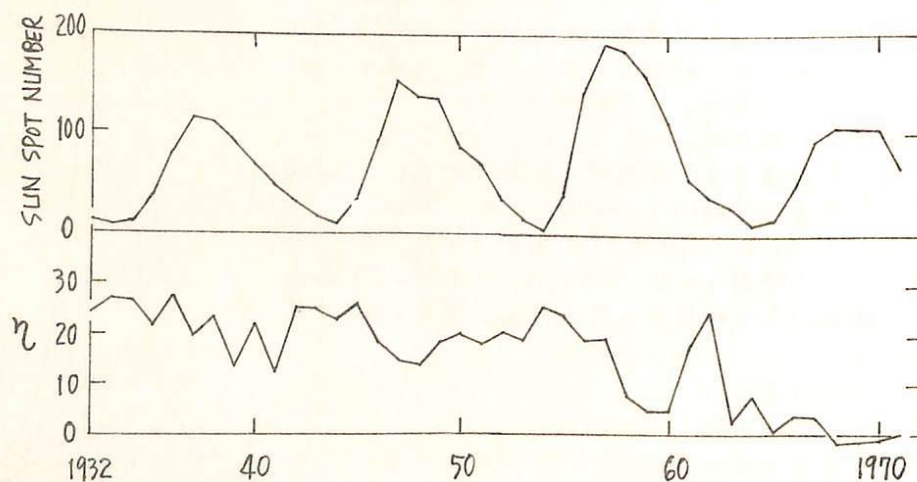
惑星間空間磁場 (IMF) の方位角 (TOWARD 又は AWAY) によって, Geomagnetic activity に systematic な差のあることは, 1926~1953 の Ci-index について, Saito (Rep. Iones. Space Res. Japan 26, 245, 1972) により指摘されている。この時期においては, IMF が TOWARD であった日の Ci の平均は, AWAY であった日の Ci の平均の, 殆んど 2 倍の値を持つている。こゝでは, 1932~1971 の 40 年間の Kp index を用いて, その様子をくわしく調べた。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 年間について plot すると, 下図が得られる。

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

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, $\eta \approx 0$ 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。

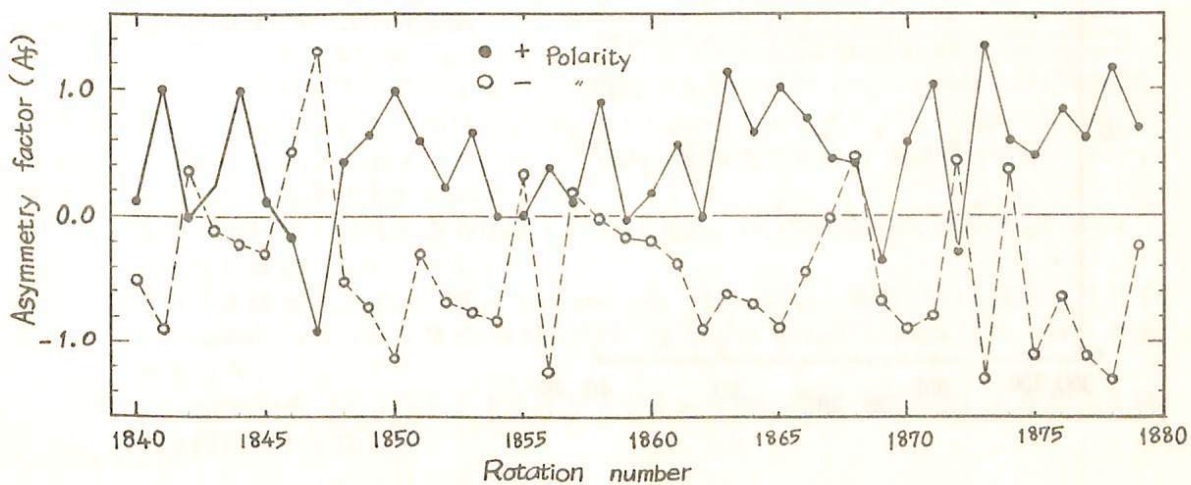
space probe の観測によれば, IMF は, 平均的に SEQ (solar equatorial coordinate) 座標系の XY 面内に存在するが, 1950 年代以前の η の値を説明するには, IMF が SEQ 系の XY 面に対して傾いた面内にあり, TOWARD 向きの IMF が常に南向き成分を持つていなければならぬ。一方, η の値の一年周期の変化を説明する機構としては, Russell-McPherron 効果が考えられる。観測された η の変化が, これらの機構の組合わせによって consistent に説明出来るかどうかを検討し, 報告する予定である。



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 (Miyamoto and Hakamezaki) ので、南北両半球では擾乱の度合が異なる可能性がある。そこで南北非対称性を示すインテグラスとして、南北両半球の地磁気擾乱を示すインテグラス A_n , A_s の差 ($A_f \equiv A_n - A_s$) を求めこれと IMF の Polarity との関係を探った。季節変動を除去した後の A_f を、各 Solar rotation ごとに、+ Polarity にわけ、各々を平均した値を下図に示す。ほとんどの Rotation において、+ Polarity の A_f を示す黒丸が、- 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、また - 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 隆昭

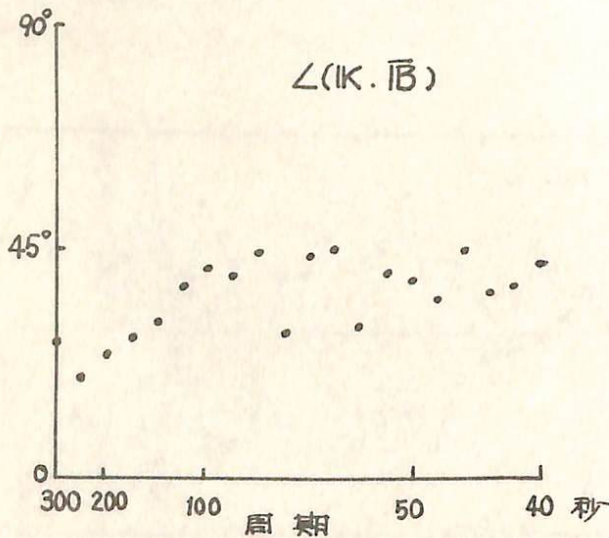
電波研究所

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)に申し込められたり、相対的低周波、圧縮性波動はといてのりこえたりする。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 波に類似しては、Daily 等によって、平均磁場に沿って風折しながら進行する事だ報告されている^{しかし}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一例を図に示した。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とで異なるといふ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付ける。



IMP-D

1968年 5月 8日 8時 ~ 11時10分

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

< 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でたらめなものではなく、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ベーン波(回転不連続面)や、接線不連続面(コ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。大振幅アルフベーン波については、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。)との関連性が解明されているが、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きているのではないかと考え、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。

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

お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があるが、その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お2図である。

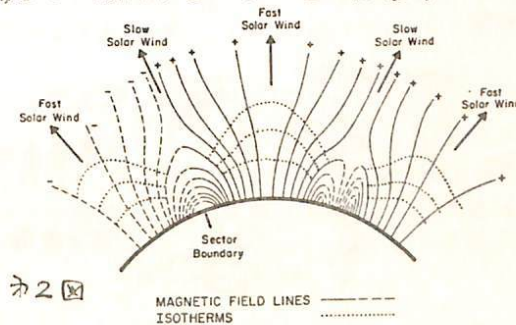
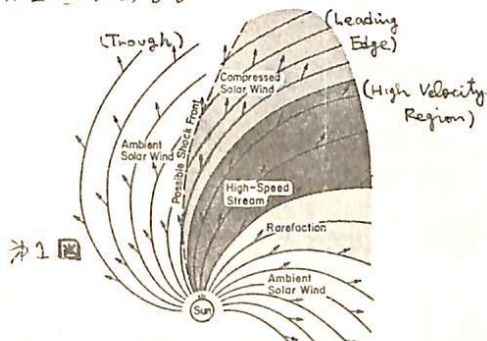


Fig. 7.1 A qualitative (and speculative) sketch of the coronal structure responsible for high-speed plasma streams. This picture is similar to that of Billings and Roberts (Fig. 5.33) except in details (such as the extension of isotherms in closed field regions)

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)で探がめ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伝播する 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 中でのコラズマの圧縮の割合(1)が小さいと接線不連続面は起りにくくなる。

I-20

準定常太陽風セクタ-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

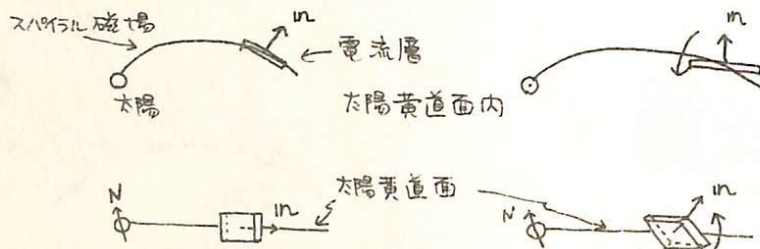
九州大学 理学部

Explorer 33号では磁場バクトルは5.11 sec 毎に測定されているため、先に(準定常太陽風セクタ-構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(I)) 調べ出した接続不連続面を使い、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、その間がいくつか集まって(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 ~~よって~~ 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。

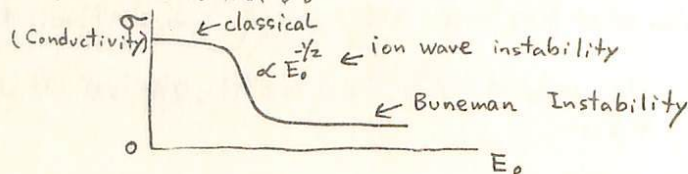
3) Compressed Solar Wind 領域内で、電流層の normal vector の方向がある規則性を持ってゆらいている。その様子を下図に示している。



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/m²程度となるが、これは電子とイオンが $10^1/cc$ 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 を知るのに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ない。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。



I-21

太陽風速度の緯度分布とEUVコロナとの関係

渡辺 亮, 柴崎 浩登, 林 昭隆 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って得られた太陽風の速度の緯度分布と太陽のEUVコロナとの関係を検討した。昭和48年春の学会に於て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加えた。

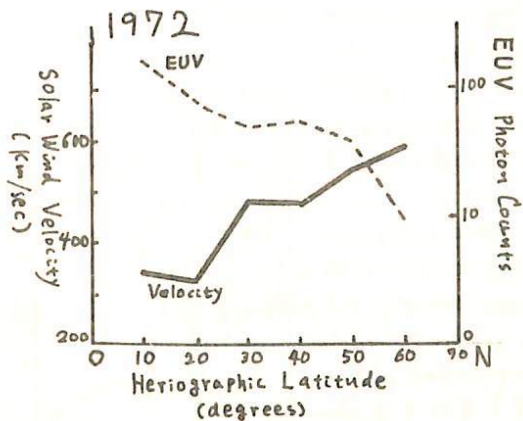
第1図、第2図に各々1972、1973の2年における太陽風速度の緯度分布と、観測された太陽風の「足」におけるEUVコロナの強度を示す。横軸は日面緯度である。なお、太陽風の「足」の位置を求めた際には等速プラズマの流束を仮定した。

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けるほど高速度になって行く様子が明らかに見られた。

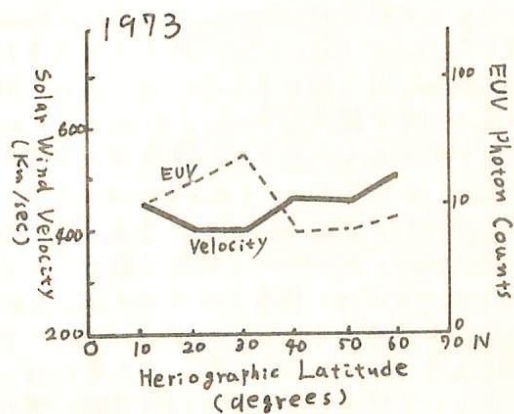
一方1973年に於ては、平均的EUV強度は低緯度帯と高緯度帯とで大きな差はなく、太陽風速度もあまり緯度とあたって全体として高かった事がわかる。又15°N~75°Nの中緯度帯に於てEUVコロナの強度が上昇しており、これを反映して太陽風の速度も他の緯度に比べて若干低下している事がわかる。

以上の事のよう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、それは互に連関の成り立っている。一方EUVの強度はコロナ中の磁場の形態に密接な関係しており(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に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EUV同様の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、その時期のみかなり高速度の太陽風を出していたものがあった。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)ており、一辺の活動領域、この二つが相違した差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



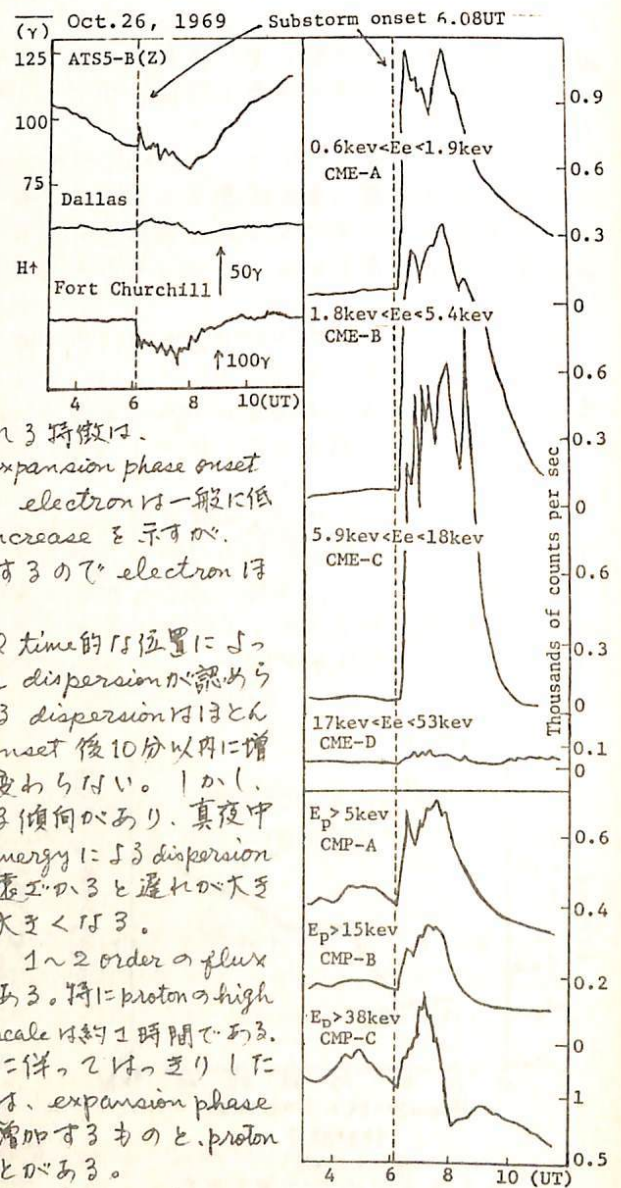
第2図
形式は第1図に同じ

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ATS5衛星は、6.6REの synchronous orbit において粒子、磁場の観測を行なったが、今回我々はこのうち0.6keV ~ 50keV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6.6RE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が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ATS5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。

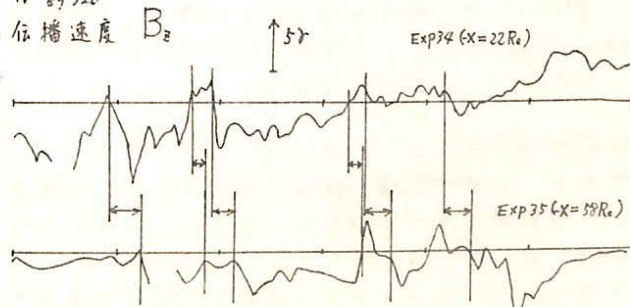
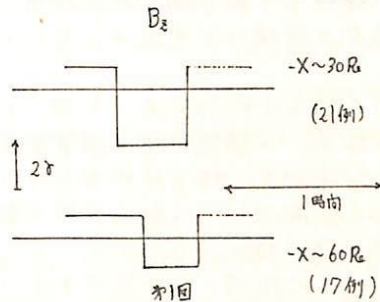


- このような event について一般的にみられる特徴は、
- ① electron, proton ともに Substorm の expansion phase onset に伴って flux increase が認められ、electron は一般に低い background level から sharp な increase を示すか、proton はかなり高い level から増加するので electron より dramatic な変化を示すことが多い。
 - ② 粒子の種類、energy 及び衛星の local time 的位置によって、flux increase の onset 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 より遅れる傾向があり、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が、真夜中から遠くにな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 ATS5 の磁場 (Z成分) は Substorm に伴ってはっきりした変化を示すものが少ないが、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。

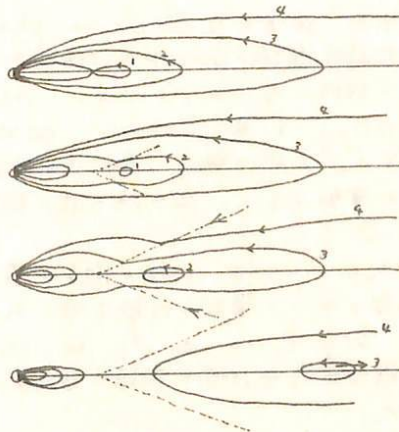
長小直弘
東大宇宙研

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。*1 回は low latitude positive bay の大きさを normalize した $-X=30 R_e$ 及び $60 R_e$ での南向き磁場の大きさと 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荒れ具合、は $-X=30 R_e$ と $60 R_e$ 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なので一般には plasmashet で見た南向き磁場を同じ 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 $25 R_e$ 以内に Neutral line をもつ(図みに posi. bay を伴わない substorm では $25 R_e$ 以内に Neutral line をもつ確率は 10% 位である) という事実によって、この統計は意味をもつ。*1 回より伝播速度は約 320 km/sec 、また $\int \Delta B_z dt$ (これにそこで伝播速度 B_z をかけるとその場所を通過した magnetic flux がわかる。) は $-X=30 R_e$ から $60 R_e$ にいくと約 $1/2$ 減少するということがわかる。*2 回は 2 つの satellite からたまたま同時に南向き磁場を見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 とおこ) 磁場が北向きになるのは $30 R_e$ 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回つ磁場のループが connect される(*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 $30 R_e$ では $|B_z|$ がふえることが多いこと及びその他の理由によって X-type configuration 及び南向き磁場の伝播は*3 回のようにまとめられることが示される。



(横軸は時単位の時間)
*2 回

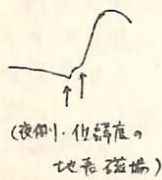


*3 回

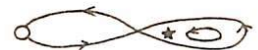
西田篤弘・長山直弘 (東大宇宙研)

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であるかどうか、(b) X型中性線の径度方向の規模はどの位か、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方から $x < -20 R_e$ 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ケースがかなりあることである。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 $x < -20 R_e$ の低緯度磁場を南向にする程では無いというケースがある。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っていること、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ケースが多いことである。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 が中性線を伴うものかどうかは、Explorer 34 の磁場観測資料



だけでは判別できないが、Vela のグラスマ・データがあるところを見れば、X型中性線の存在が確認されている場合と同じように thinning が見られる。従って尾部磁力線の形状変化は右側の図の様に転じるものと考えられる。尾部へのエネルギー供給が高い率で継続すると、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 開始が一段階の通常の場合については、 $|y|$ が大きくなるほど (最低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率が増える。

また、地球では Expansion phase 開始が見られるにもかかわらず、 $x < -20 R_e$ の尾部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・データのある場合については、やはり thinning が見られるので、地球に近い領域には X型中性線を伴った磁場構造があるのかもしれない。この様な場合、尾部低緯度磁場の $x < -20 R_e$ における南北成分は約 10~20 分の変動を示し、磁力線の渦の形成を示唆していることがある。下図の様に。

(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ついて資料の比較を行ったところ、いくつかの例において $\Delta y \sim 10$ 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 洵
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、最近特に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 ($\tau \approx 3.3^h$ (day), 56^h (night) at 100 Km) ので、あまり影響がないと考えていたので、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、1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 の準定常なもののみをみる。

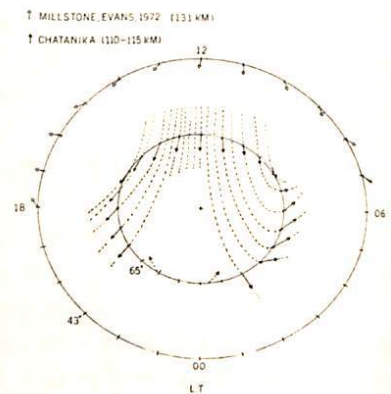


Fig. 1

井上雄二

京都産業大学理学部計算機科学科

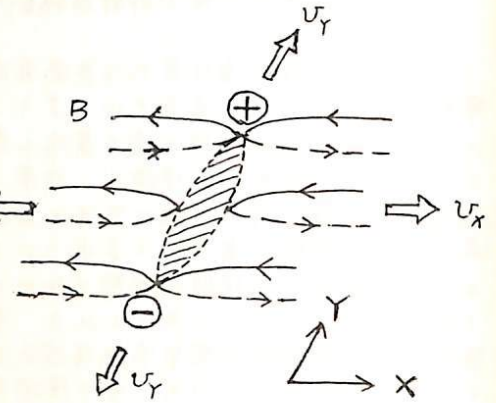
最近、極軌道衛星からの走査式測光技術により、極域全体に亘つてのオーロラの分布形態が短時間内に表示されるようになった。また、テレビジョン撮影技術を用いて、オーロラ・アークの可成り速く変化し遷移している形態の詳細が地上観測によって明らかにされてきた。前者は大規模な、後者は小規模な分布形態を示しているが、両者に共通なものは光度の明暗に可成りはっきりした対照が見られることである。意味のあることは暗い領域が明るい領域にとりかえられている。そして明暗の対照が可成り簡単な幾何学分布をしていて、完全に不規則な形態でないことである。これらのオーロラの形態の性質を説明するために、次のように考えこめる。中エネルギー荷電粒子群(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と仮定し、これらが磁力面に沿って押し流されている。その間に、いろいろの原因等により、オーロラ粒子群になり大気分子原子等も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、磁力面が変形する。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、磁力面を変形させる。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面の変形によって、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

東京 大 理

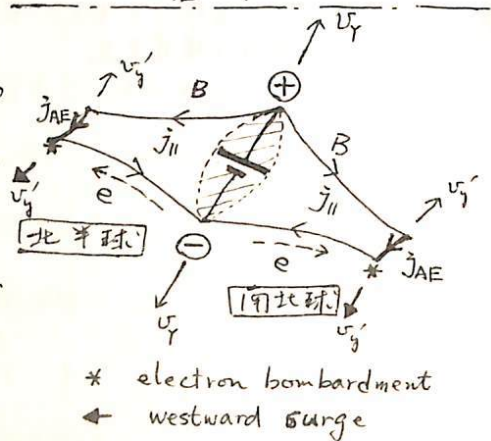
Curoral break-up 現象の磁気圏尾部での磁場のリコネクションに直接帰因するのであれば、この考えは以前からあるが、最近、Nishida Nagayama はこれを裏つづけた観測結果を発表した。又、この現象を特徴づける性格として、westward travelling surge があり、Saito の P.3 等の現象も break-up に付随する性質と見做される。従って、break-up のモデルを立てると、この二つの性質を統一的に包含することが望まれる。

この中で、磁気圏尾部のリコネクションを考慮する場合、大抵、二次元配位を頭に済ませた。現象をよくしたリコネクションでは、尾部にも当然三次元配位を考慮することが必要である。即ち dawn-to-dusk (Y 軸) 方向の構造も考慮しなければならない。尾部のプラスシート・層を Y 軸 (真夜中) $(Y=0)$ で一層うすく、東西に厚くして置く事や、磁気圏前面でリコネクトした磁場の一層早く且一層強く尾部を圧縮するのは恐らく $Y=0$ (真夜中) 面内の磁場であろうと予想されることから、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る。もしもこのことが事実だとするならば、 $Y=0$ 面附近の領域で必ずリコネクトし、プラスと X 軸方向に左右に分かれる。当然、この局在した磁場とプラスとの動きは、ゴムバンドを左右から引張ったとき、その裂け目が、力と垂直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逃して波及していくであろうことが予想される (図 1 参照)。ところで、リコネクションが進行するということは、その領域に流れこむ tail current (dawn-to-dusk) をなくすことに伴うから、リコネクトする領域が Y 方向に bound しているということは、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磁場の通過して、図 2 に示す如く discharge されるであろう。dusk 側では、リコネクションが加進するに連れて電子が電離層に降下して、それを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 程度の速さで広がる。これを westward travelling surge と見做すことができる。又、field-aligned current が東西に流れるため、これに付随した磁場の変動として、P.3 を理解できるであろう。更に極高流の 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。



リコネクションの生じている領域

図 1



* electron bombardment
← westward surge

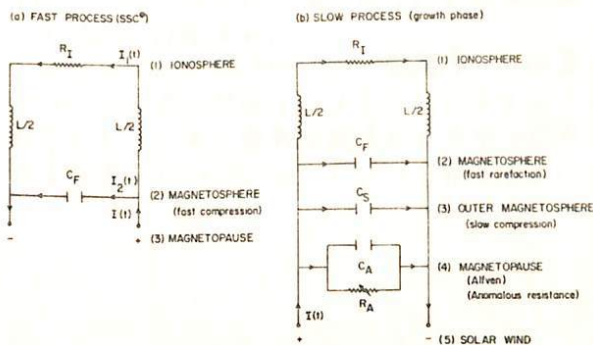
図 2

玉 尾 敦

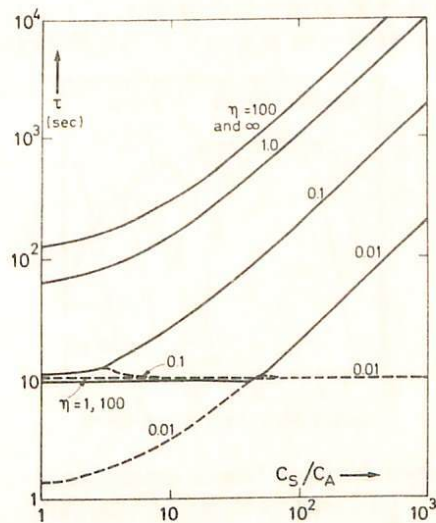
東京大学理学部地球物理研究施設

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へられ、その通過した領域は東向き電場下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 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ヴェン波によって高緯度に伝へられ、電離層内に二つ目の Hall 電流を生ずる事となる。以上の電磁流体力学の解析を C, L, R の交流回路(オノ図)でおこなう。特性時間を求めると、slow mode と Alfvén mode の電流に対峙する capacitance の比、 C_S/C_A が 10^2 程度とすると、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 なものから resistive なものになる。これに関連した異常抵抗についても論ずる。

オノ図



オノ図



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カ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、 $\Lambda=64^\circ$ 以上の磁カ線の赤道面投影は朝夕方側で外側へ膨張していることがわかった。この傾向は 70° 以上の磁カ線について特に著しい。 64° の磁カ線の投影は 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。又高緯度の磁カ線ほど 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。

工山弘・武井忠雄
東北大学理学部

磁気嵐後数日にわたって、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、また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でないと思われる。そこで中低緯度電離層におよぼす高エネルギー粒子の効果の評価を目的に、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った。

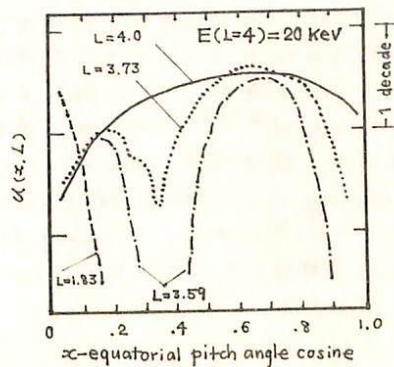
中低緯度電離層に降下する電子は、磁気嵐時に外部磁気圏において急激に“生成”され且同時に局所的に高緯度に降下してしまつて残りのフラックスは、電磁場のゆらぎにより散乱され、一部は降下してF-L-shellを横切つて内部磁気圏にまで拡散してしまつたものから、長時間(〜数日)にわたる輸送経過における散乱・拡散過程を十分正確に記述する必要がある。Plasmasphere内におけるpitch angle scatteringには、whistler modeのwave turbulence ($f \sim 600 \text{ Hz}$, $1B1 \sim 10^{-11} \text{ weber/m}^2$) によるcyclotron/Landau型のscatteringとCoulomb scatteringとを考慮して、その拡散係数 D_{xx} を算出する。前者は $L \leq 1.8$ 、後者は $L \leq 1.2$ 位が重要である。Radial diffusionの機構としては、磁気圏対流場のゆらぎ ($f \sim 10^{-3} \text{ Hz}$, $1E1 \sim 10^{-3} \text{ volt/m}$) によるものを、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 するものとを考慮し、且つ各拡散係数の大きさも考慮すると、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。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(x S(x) D_{xx}(x, L) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u}{x S(x)} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}(x, L)}{L^{5/2}} \frac{\partial}{\partial L} (L^{5/2} u) \right) + \frac{u}{\tau(x, L)}$$

ここに、 x は equatorial pitch angle cosine, $S(x)$ は spiral integral, τ は loss cone particle の life time で $u = u(x, L, t)$ は $u \propto j \times x S(x) L^{1/2}$ 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で詳述する。

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るように、主としてD層に影響をもつ。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必要で、それはモデルとして当然のことであろうが、永田先生の御意向は、単に個々の現象についての intuitive model の提示に止まらず、ある意味で、philosophical な問題にも触れる、実例を通しての一つの提案であると受止めたい。

然し私は、R. Thom を主著者とする近來の Structure Stability に関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きたい、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語る時、(特に日本における紹介者の発言ならぬに著書において)従来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。

いるが、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型安定性の理論に終始してきて、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、局所的観念に止まっている、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あることが必要であり、且、別の面では、従来工学者により進められてきた、非線形振動論や、非線形波動論の成果との対比、乃至はその評価を怠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 な特性的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、講義では 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。

栗木 徹
京大理

磁気嵐急始部は、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、これは磁気嵐急始部の Morphology が確立されたことを意味するのはなく、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た。太陽-地球間空間についての知識も飛躍的に増加した。したがって、ここでは磁気嵐急始部について最近に述べられた内容を再検討し、必要なら新しい解析を付け加える。その物理像をより明確にするべき時期は来ているように見える。このように観点から、今しばらく磁気嵐急始部についての考察を続けたい。

前々回から解析を続けてくる赤道 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だけを決めるのが、あるいは、赤道 S_c^* は固有の global structure の一環として生じるのかという点である。Sugura は Hall conductivity の卓越するプラスマ中の 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 Mayard も赤道 S_c^* は他の地域の S_c^* とは全く異なる別個の現象であるとの見解をとっている。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 Pe. 5 (Matsura 1961) や 同期1時間程度の DP2型変化 (Nishida et al. 1966) があるが、Kitamura (前回の学会) は高緯度 f_{2F_2} と赤道地磁気同期数日の変化に正相関があると報告しており、 S_c^* の相関を認めることは、同期1時間1分程度から数日の変化が赤道と高緯度でほとんど同時に出現していることによる。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ていくことが必要であろう。

S_c や S_c^* は、その特徴的な波形と急激な立ち上りによって、その開始時刻を精密に(数秒~10秒程度の誤差で)測定できるという長所をもつているので、この長所を Polar-Equatorial Relationship の研究に役立てていくと考える。

香川 清 荒木 徹
京大理

前講演の予稿に記述があるが、世界中の S_c の開始時刻は、差があるかどうかは、そのメカニズムを考慮する際には重要なポイントである。この問題は、田中 J Gerard (1959), Williams (1960), Yamamoto and Maeda (1960), Sato (1961) の case study があり、統計的解析は Nishida and Jacobs (1962) が 3ヶ月間の worldwide change (SI) を調べて isochronic curve を描いた。また Nagata (1952), Nagata and Abe (1955) は S_c が同一 event の S_c より先行して起こるとも示唆している。

これらの解析結果は、⁴¹¹ 一致してはいないが、開始時刻決定の精度 (数秒~10秒) にかたがた、時間差 (数分~10分) と問題は、起こるとも現象が常に一定の規則に従って起るのでなく、かたがたばらばらつきのある性質のものであるといふことも思われる。したがって solar wind 中の discontinuity の geometry と 1571 の対応を十分に調べておくことが地上のテックニクスの case study を行なう上で非常に意味が深く、地上のテックニクスと関係の深い統計的解析結果の明確化に努力すべきである。

この観点から、統計的解析結果が Nishida-Jacobs の SI に比べてその 1571 に対しては、不足分と思われるところ、下のような解析を行なった。

解析期間	1957年7月 ~ 1960年12月 12.5ヶ月
テック	Honolulu と College の rapidrun magnetogram (H 成分)
対象	ISAGA Bulletin No. 33 (Mayand) にリストアップされている S _c 全部 ¹⁹⁷¹
解析方法	Honolulu College 両観測所にて開始時刻を明確に (8秒位の精度) 決定して S _c のみと並び出し (合計 105 events) その時間差を LT に対してプロットする。
結果	時間差の LT dependence は、かたがたばらばらつきが平均的に、1分ほどあり、1分傾向を示す。また、College が早く開始する (4分~5分 LT) は Honolulu が早い。 College で S _c Honolulu で S _c の場合 (Honolulu で S _c がみられなかった全解析期間中 5割にわたる) にも College が早いといふ限りは、限らぬ。

尾木 徹 菊池 崇
京大理

Sc の equatorial enhancement の原因について 今までの研究の中から候補とされるものをあげると 次のようになる。

- (1) 南北両半球で対称な D_s current の集中 (Oyashiro and Jacobs 1957)
- (2) 磁気流体系の ray focusing (Namikawa 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 (Alfaro 1968, 1969)
- (4) Sc 時の磁場増加 (北向) により誘起される電場 (南向) E による $E \times B_0$ drift (南向) で dynamo layer 上部の荷電粒子が下へ運ばれ 電場伝導度を高める electro-jet を強化する。(Jacobs and Watanabe 1962)

== といふ 下記 2点に着目する (4) の正当性をデー 2 の方から検討してみる。

- ① (4) のメカニズムが有効ならば equatorial enhancement rate は $\frac{dH}{dt}$ に依存するはずである。
- ② (4) のメカニズムが有効ならば equatorial enhancement rate は θ 緯度の H が最大になる時刻より遅れて (数分程度) 最大値に達するはずである。

用いるデータは 1957年7月 ~ 1958年12月の Koror と Guam の Rapidum magnetogram 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に夜中めのキルナで sharp Negative Bay が発生した。これとほぼ同時に $X = -9.14$, $Y = 7.92$, $Z = 0.66$ RE にあった OGO-5 では、 ΔB , $\Delta B_x \approx 50$ γ にも及び大きな減少、 $B_z \approx 0$, 及び $\Delta B_y \approx 30$ γ のスパイク状の増加が観測された。又 Bay 開始の約1時間前より OGO-5 の B_x 及び B はゆっくりと増加しており、磁気圏尾部に嵐の成長過程が進んでいたことを示している。キルナでは約1時間前から、100 γ 以上の地磁気擾乱がゆっくりと継続していた。

- 予 $X = 27$, $Y = -10$, $Z = 9.5$ RE 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、 $B_z = -6$ $\gamma \sim -2$ γ の向にあり、 B は5 $\gamma \sim 6$ γ に留っていた。0015 UTに B_z は-5 γ から-11 γ まで急激に減少し、 B は5.5 γ から11.5 γ 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、OGO-5 の B は約3分間の Rise Time の間に6 γ 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 RE、時間的に3分のスケールで起ったとして、誘起電場のオーダーを推定すると、3.1 mV/m 程度になり OGO-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。- 予 OGO-5 は明子にあったため、 $\Delta B_y = 30$ γ の急増加は磁力線に沿った内向き電流 ~ 0.02 amp/m によると思われる。

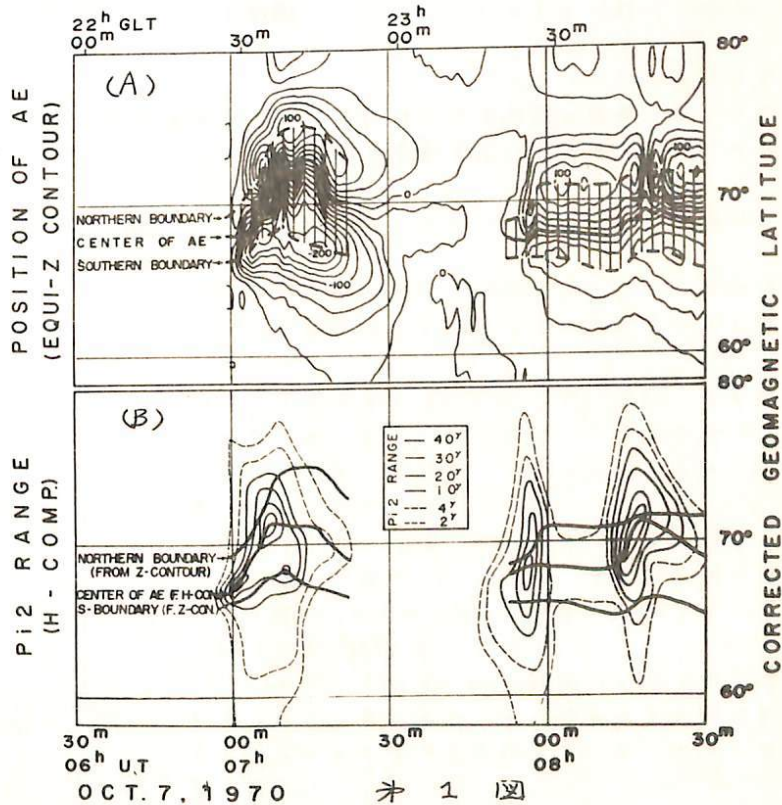
以上よりこの嵐の成長期に偶然 SC が起って、磁気圏嵐を誘起した可能性が考えられる。この時間区間の D_{st} は、特にSC後に大きな変化を示さず、典型的な磁気圏には成長していない。

斎藤 尚生・櫻井 亨
東北大・理

Substorm の 励起機構を 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。 所が substorm onset を 決定する 場合に aurora の macro な 発達過程を 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 観測位置によるデータを用いても地上観測データを用いても広範な極域における aurora を 連続に 捉える 事は 未だ 不可能な 現状がある。 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 激し過ぎ、 低緯度においては onset が 必ずしも sharp でない 為により 1 の substorm の onset を 決める にも 沢山の station の data を 総合的に 解析せねばならぬ という 欠点がある。 それに対し 低緯度 Pi2 は 局地性が 少なく onset が 明瞭であり、 且、 substorm onset と Pi2 onset は one-to-one correspondence がある 事から substorm の 励起過程を 研究する 上に 低緯度 Pi2 が 極めて 有力な 鍵となる 事の 予測が 出来る。 この 観点から 今回は 次の 如く 結果を 置く。 Pi2 の 性質は substorm と の 関係が 明らかになる。

- (1) 磁気圏における Pi2 と 地上の Pi2 と の 関係
- (2) 高緯度 Pi2 と 低緯度 Pi2 と の 関係
- (3) Pi2 onset と substorm onset と の 関係

この中、 高緯度 Pi2 の 性質を示す 図として 第 1 回を 例示する。 この 回は Rastvor 2 の 設置した chain station の data に 基づくものであり、 第 1 A 回は substorm の 等電線とその から 推定される auroral electrojet の 位置の 時間変動を示し、 第 1 B 回は Pi2 の 振中緯度効果の 時間変動を示す。 この 図から auroral electrojet が 流れる 高緯度にも 明瞭な Pi2 成分が 存在する 事、 および Pi2 の 振中緯度最大になる 緯度は AE が 流れる 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帯でしばしば10秒から数分程度の周期をもつ放射(QP)が観測される。これのうちの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、実際には深い相関を示すものでも見落される可能性も多い。ここでは、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の変動が観測された。

- 結果
1. GPと深い相関を示すQPの周期は、50~20秒のものが多く、PC5との対応はほぼきりきれない。
 2. QPと深い相関をもつGPの偏波率(H-D)は一般に大きく、コヒーレンス率は、0.8~0.9に下る。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の波形をみただけでは対応がわかりにくい場合でも、QPに対応する周期成分が認められる場合も少なくない。

1-40 Substorm の特性 - II

金白葉板

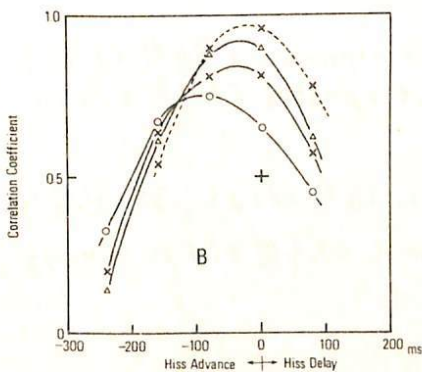
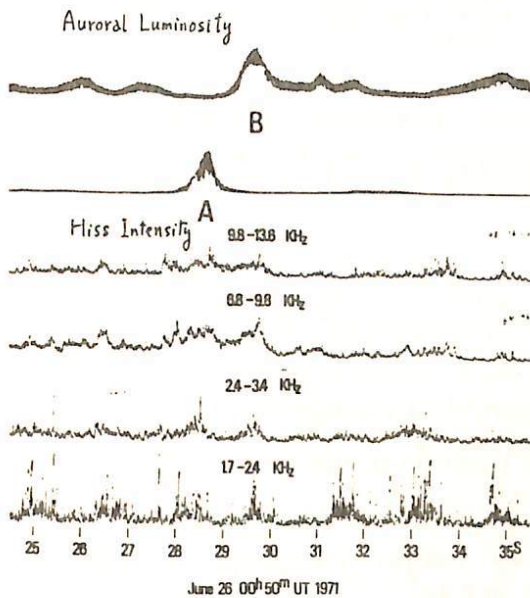
東京大学理学部地球物理研究施設

前回は substorm の二相構造に対して加へられた及論の単純な解析より
広汎な極域地磁気資料より作成した DP-index とともに dayside oval の
極光全天カタログ資料、惑星間空間磁場の成分の解析から所謂 isolated substorm
の二相構造を立證し、次のステップの発生機構の研究に際しては、インテグレート
リサーチとして dayside oval (または noon-dusk sector) での growth phase
に於けるオーロラの緯度側移動の一般傾向である事、然し乍ら幾つかの例に
於ては growth phase に異常なタイプのオーロラの発生が認められた事、緯度側
移動の様相が見られる事と指摘し、更に従前の substorm に於ては上記の
auroral display の特殊性のみならず、午後側での渦型電流系、更に substorm
のグラフアイV を示す AE-index のダイナグラム等に関して自典型的と称せられた
通常の substorm と様相を異にして居る事を報告した。

今回は dayside oval での極光全天カタログ資料及び惑星間空間磁場の
観測資料と共に得られた 1965 年 6-7 月の substorm に関してその特性を
解析した結果を報告する。結果に同じ要約すれば、この様相の特性は惑星間
空間磁場の azimuthal comp. に関係し、更に極附近 (Thule, Alert. 等)
での磁場変動とも関連を有する事に明らかとなった。

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 がバースト状に現われること、オーロラの或種の活動に極めてより相関を持つこと、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を目標とする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判読のため、Hiss が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であるかが判明しなかった。この事実が、オーロラ粒の降り込みと Hiss の発生との間の関係を長い間、統計的なもの以上にするに許さなかった主な理由と考えられる。



超高感度のテレビカメラと VTR を用い、音声チャンネルに 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 (≒ LMT) 頃に起った Local Breakup に伴うオーロラの或る部分の明るさ、Hiss の時間変動の比較で、A, B 二ヶ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 ω とは違っているが、0.75 から 0.97 に達している。この例では、Hiss がオーロラ強度より約 30 ~ 100 msec 先行しているが、これは Hiss が先行する訳ではなく、殆ど同時のもつて見つけられる。

Hiss を伴うオーロラ活動の特徴は次の様なものである。

- 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) 大きさは長丁 2 ~ 30 km、巾 1 ~ 2 km のものが多く、大ききものも小きものもあり、長いバーストでは概してスケールも大きい。
- 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 (the hidden line の効果) を考慮すると、ほとんど同時と云ってよい。

以上から Hiss emission の領域はかなり低い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も必ずしも低エネルギーのみとは考え難い。

I-42

SYNOPSIS FOR INITIATION AND DEVELOPMENT OF POLAR MAGNETIC SUBSTORMS
極島 俊幸 東大・理学

Midnight auroral zone へは降りよるといわれて electric jet expansion が発見
した時期 ($T=0$) に至るとする Substorm が生じたのは DP-2 型現象 (S_q^p enhancement)
と関連して表現された。新たに判明したことは合計 5 多くの Substorm に共通して
特徴的ではありたいとされている。

(1) $T=0$ 前後の 10 ~ 20 分間の dayside polar cap へ中心に S_q^p enhancement
がかかり急速に生長しはじめ、その成長は極域を越えて北極域の大半を占めるまで
成分が分布するに及ぶ。

(2) Enhanced S_q^p current の中心は従来の極域を越えて北極域の大半を占めるまで
移動し、境界付近に発見された。

(3) S_q^p enhancement は dayside polar cap へは合計 20 分程度に生長し、 $T=0$
の後 $T=0$ (1:1) へ移行し、 $T=0$ (1:1) 及び $T=0$ (1:1) へ移行し、 $T=0$
に及ぶ。

(4) S_q^p enhancement と急速に成長する day side polar cap の night side
auroral zone へはそれぞれ S_q^p enhancement は急速に成長し、
auroral electric jet を作る。

(5) 20 分程度の S_q^p enhancement と関連して急速に auroral electric jet expansion (\leq
10%) が急速に成長する。この場合 S_q^p enhancement の急激な減少
は $T=0$ には見られる。

S_q^p enhancement は急速に成長し、 $T=0$ に dayside と night side が同時に
生長し、 $T=0$ 後に auroral electric jet expansion が急速に成長するに及ぶ。
この Substorm growth phase である。

(1) と (2) は別々に SSC が同時に auroral electric jet expansion を急速に成長させる
見られる場合がある。この場合 S_q^p enhancement は急速に成長し、
 S_q^p enhancement に至るまでに $T=0$ である。

S_q^p enhancement の不規則な生長は、 $T=0$ 後に急速に成長し、
1:1 に及ぶ。この場合 S_q^p enhancement は急速に成長し、
conversion を生ずるに及ぶ。

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.

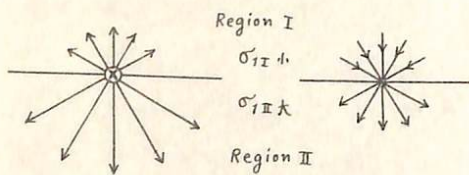
I-44 Field-aligned current と電離層電流との
つながりに関する問題

福島直
東京大学理学部

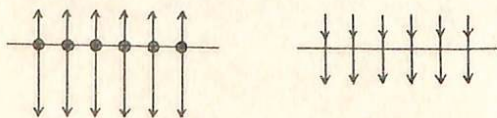
磁気圏と電離層を結んでいる三次元電流系において、field-aligned current が電離層電流と結びつく様相は、電離層の電気伝導度分布に依存する。鉛直に入射する電流が電気伝導度一様の電離層に流れていくときには、地上では磁気圏・電離層の電流による磁場は感知されない。Field-aligned current が斜めに入射する影響に対する補正は比較的容易であるから、鉛直に入射する電流が実際の電離層中でどう流れているか、その電流がどのような二次元等価電流系になるかを調べておけばよい。一般に電離層の電気伝導度が一様でない場合に、地球をまわった電離層にある電位分布を与えて電流分布がどうなるかを求める問題については、既にいくつかの試みが行なわれている。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、Pedersen current および Hall current はどのように流れ、地上に及ぼす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



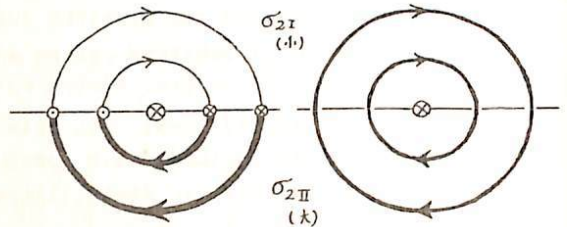
Field-aligned current が電気伝導度不連続の線上にならんでいる場合には、



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 $\frac{1}{2}(\sigma_{2I} + \sigma_{2II})$ で一様な値になっている場合に相当している。

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くのと、Hall current により供給されるのが釣り合っており平衡を保っている。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 $(\sigma_{2I}\sigma_{2II} + \sigma_{I1}\sigma_{2II}) / (\sigma_{I1} + \sigma_{I2})$ で与えられ、この値は一般に $\frac{1}{2}(\sigma_{2I} + \sigma_{2II})$ 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が二次的に生じる Hall current の影響も算定してみると、それは考えなくともよいという結果が得られた。

以上の結果を考慮すると、いま仮りに 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と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)

開会の辞

- 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構造 (12分)
- I-13 清水幹夫(東大宇宙研) 原始地球大気熱圏温度 (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 川尻轟夫, 高橋富士信, 尾嶋武之, 河野宜之, 河鮎公昭, 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レア回転 (15分)
- 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 堯, 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 堯, 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
(京大・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て、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されつつある。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、それらに関連した関係と関連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。このまでもなく、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いるので、これから行う研究によって、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され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、このように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、確認されるであろう。解析装置の完成がはやくれたので、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じ、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ーによるH、D、Z成分のキカート記録、およびインダクションマグネトメーターによる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 $L=6.4$ に対して $L=8.0$ であり、サブストームの糸田がい動きなどを調べることによって、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昇翺させ、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は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。電気伝導率は電流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113の事で説明される。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倍の違いが説明される。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電活動が活発になる時間帯からずれていて、FLF空電に著る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肉連して電離層電位が増加した可能性が強い。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、電気伝導率に著るしい変化はなく電流・電場共同じ変化をして113。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11。±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電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113がこれはカタバティック風による降雪が始まった為で気球高度には影響を与えて113。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

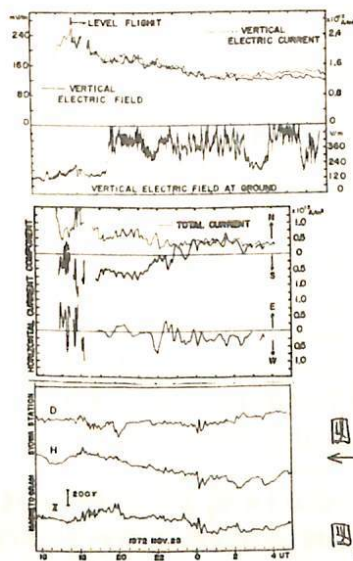
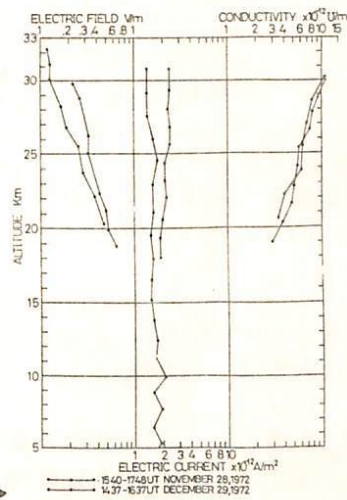


図2

図1



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で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113。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存している。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。

鈴木 裕, 小松原 克夫
大阪市立大学工学部

I. 音の伝はん特性

極光に伴って発生する超低周波音波の伝はん路および減衰を 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。

$$C = \sqrt{\delta p / \rho} \quad (1)$$

比熱の比は大気を 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。

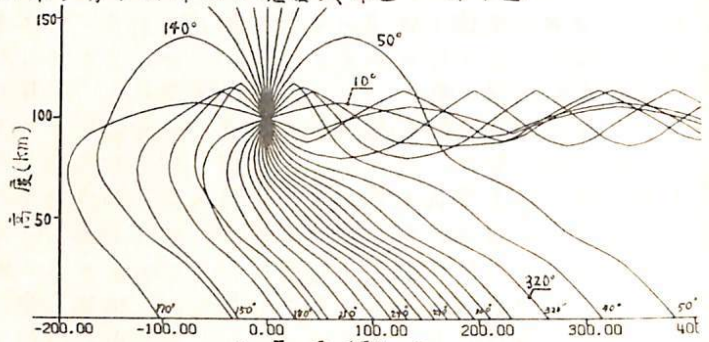
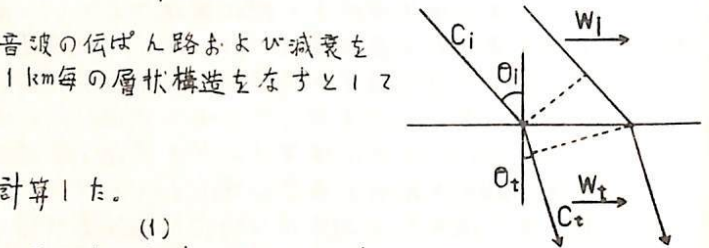
②. 音波の屈折

各層の境界での音の屈折は #1 回において

$$\frac{\sqrt{(C_{1z} + W_1)^2 + C_1^2}}{\sin \theta_i} = \frac{\sqrt{C_2^2 + 2C_2W_2 \sin \theta_t + W_2^2}}{\sin \theta_t} = k$$

$$\sin \theta_t = \left\{ C_2 W_2 \pm \sqrt{C_2^2 W_2^2 + k^2 (C_2^2 + W_2^2)} \right\} / k^2 \dots (2)$$

(1), (2) 式より伝はん路を計算した。
#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。



#2 回 音の伝はん路. 音源は (0, 100 km) にある場合.

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 #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 #1 回において,

$$E_t / E_i = 4 \rho_i C_i \rho_t C_t \cos^2 \theta_i / (\rho_t C_t \cos \theta_i + \rho_i C_i \cos \theta_t)^2$$

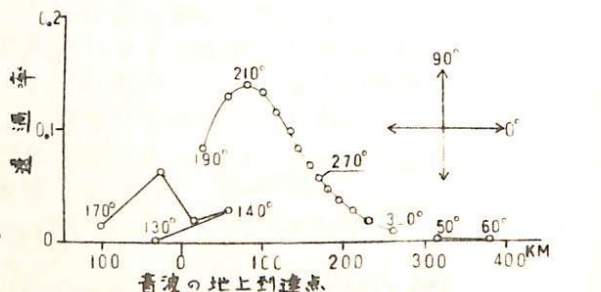
で表される。 ρ は各層での大気密度である。 #2 回の各パスについて透過率を計算して, #3 回に結果を示した。

③. 拡散による影響

音の伝は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。 #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, オロラの直下の地上で $1/20$ の flux になる, 100 km 離れたと $1/30$, 300 km で $1/200$ となる。

III. まとめ

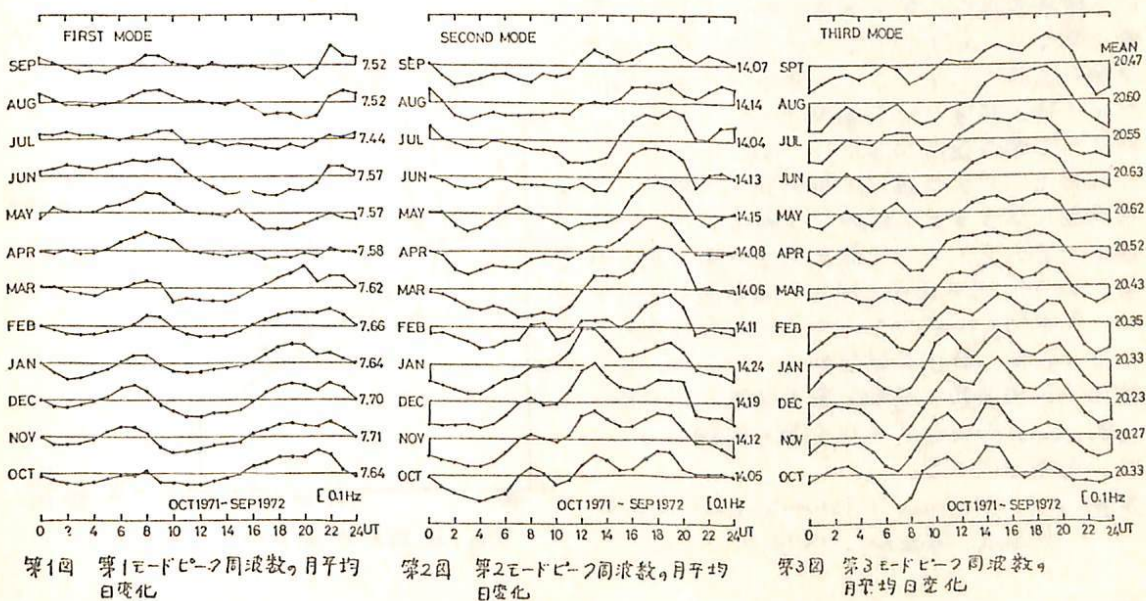
① 音波は水平距離で 400~700 km 伝はんしたが, 音源の直下から 100 km 離れたと直下の場合の $1/2$, 300 km 離れたと $1/80$ 程度になる。 ② 音源直径を 10 km とすると, 音源で $35 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の flux で, 水平距離 100 km の点で 5 dynes \cdot cm $^{-2}$ の音圧を観測される。



#3 回 (音源での energy) \times 透過率が地上に達する音波 energy, #2 回の path についての計算結果.

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、京都におけるホーランド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ようになった。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、電波源とする雷放電活動度とその地域分布が時間的に変化することによる。そこで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をあらわしている。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型に季節変化がかなり系統的にあらわれているのがみられる。例えばUT 8時前後に第1第2モードで極大、第3モードに極小がみられるが、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時の極大も地球上のある地域の雷活動の盛衰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のがみられるが、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いう可能性もある。シューマン共振現象を説明するために今までいくつか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・緯度変化を考慮しているよう工夫されているが、計算途中の近似の妥当性が証明されており、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いるものの数値計算の精度は高いが、電離圏の昼夜変化の無視と電波源分布の無視により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の方法を応用させて電離圏の昼夜変化と電波源分布の効果と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

I-51 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 満保正 喜
(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、ロケットのスピコンにより右施(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⁽¹⁾(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 検見川局を内、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)にて、A, B, C, Dモデルを考へ、衝突回折分布を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磁界H_iは入射面に垂直になり、層中の入射面に垂直な磁界モードの分布を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げめ、L_{up}の消滅しはげ後に、ほぼ一定で生き残る。この両モードの磁界強度は、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(98.5 km)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。また使用する簡波数の選定と電子密度との関係、collisionを含む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. Hiratschi
Planet. Space Sci. 1973, Vol. 21, 671

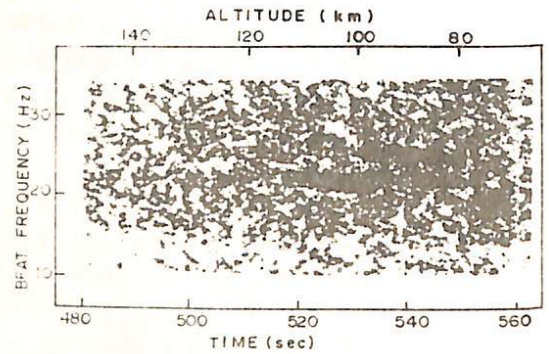


Fig. 1

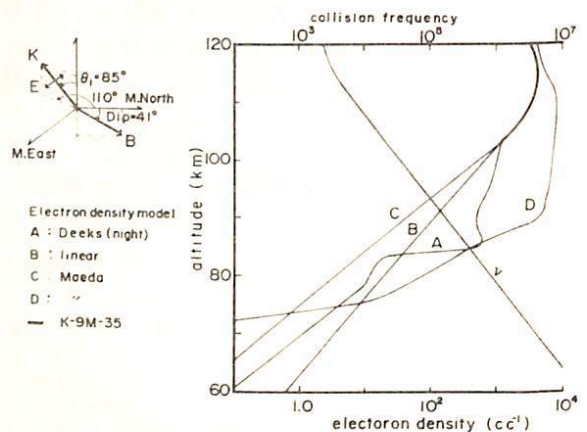


Fig. 2 座標系および電子密度モデル

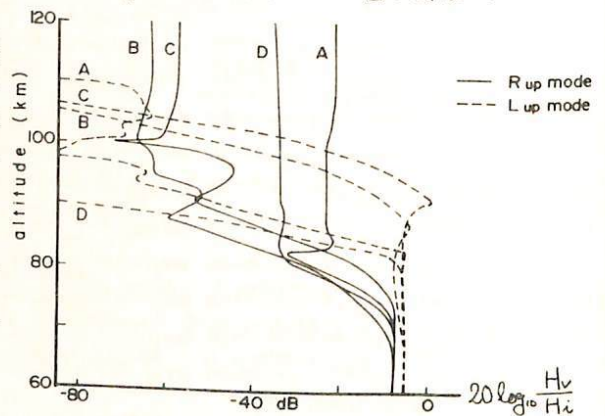


Fig. 3 磁界強度分布

E-領域を、さらに2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2つの層 (E_α , E_β) に分けることにより、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うえて、"Sunrise layer" とはづけ、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) - 管平伝搬における、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大が、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った。

講瀬では、NWC-管平(約7000km)の長距離南北伝搬に見られる、Sunrise layer の影響についての併折結果を報告する。

(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. Burt 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。これら2の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 kHz付近において吸収が強まり intensity の減少がある。

以上のことから、これまでに中高緯度においてBelroseをはじめ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°付近の低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が今回この不足を補うべく2点同時観測を行う(場所; 志川田観測所及心浦河地震観測所, 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源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様電離層モデルを設定し、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 $\Delta H \sim 100$ の磁気嵐が発生したが、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可なり磁気嵐効果と見られる減衰量の増大が検出されたのを報告し、あわせて擾乱時下部電離層の構造及び電離源について考察する。

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楕円偏波VLF電波の到来方向測定法を柳岡で観測されるホイッスラー空電に応用して、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_z, H_x, H_y) との間に、

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

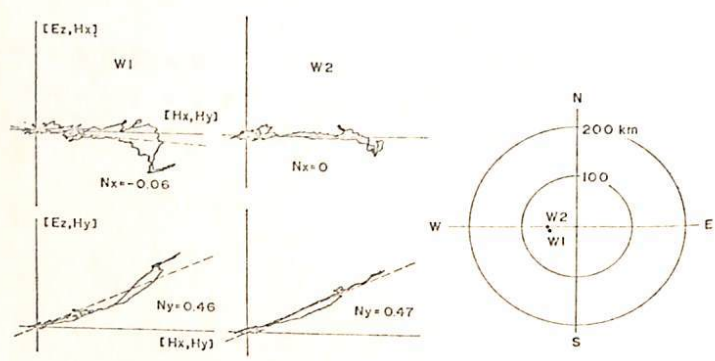
$$N_y = \sin \theta \sin \phi = [E_z, H_y] / [H_x, H_y]$$

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

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、 $[H_x, H_y] - [E_z, H_x]$ のトレースを四象限に示してある。

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奥から来ている。~~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と考へておく。

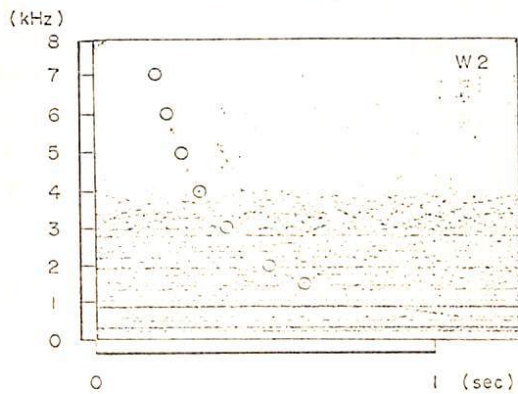


NO 3 KAKIOKA '74 Feb. 20 14:38 of 3.5 kHz

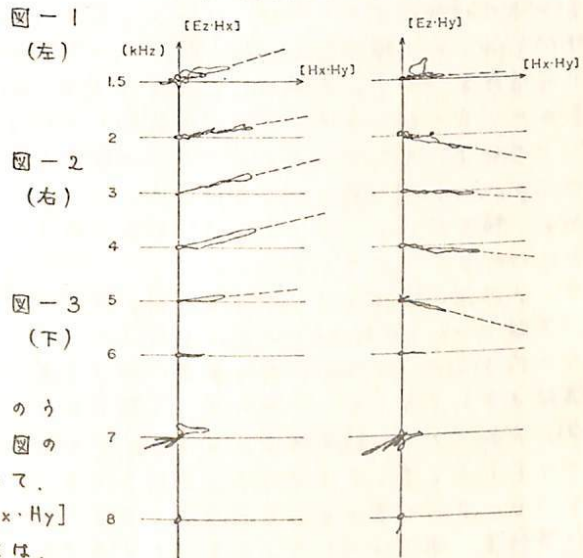
渡辺勇三 鶴田浩一郎
 東京大学宇宙航空研究所

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_xH_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中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。

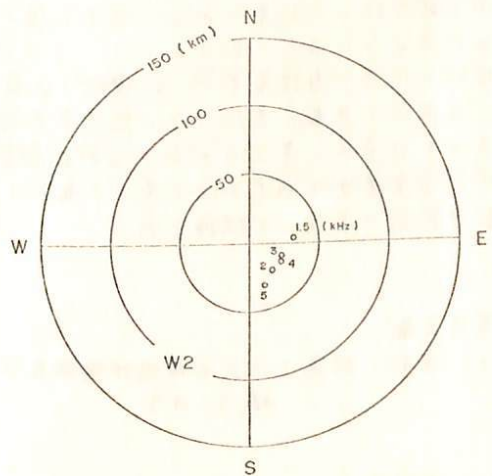


W2 (13:34:35 JST FEB. 20 '74 KAKIOKA)



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搭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、手数がかかる上に周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10Hz低い安定な水晶発振周波数との差のビート(約10Hz)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変換時の制御はFACOM U-200で行った。有限長 T_n の連続したデータ $X(t)$ を時間 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FOUR6クとラフFT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広がりをおさえ、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わら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 $\Delta f = 1/T_n$ 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0.1Hz程度の精度が要求されるので $T_n = 10.24$ 秒とした。2⁹個(10.24秒)のデータにあたって分析した P_k をこの10.24秒間の中更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 T_n (この場合10.24秒)区間で急激に変化しない限りFFTによる Δf は妥当と考えられる。しかし急峻な変化があるときは T_n 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。

参考文献

- 1) 木村・松尾; 第54回地球電磁気学会予稿, I-49

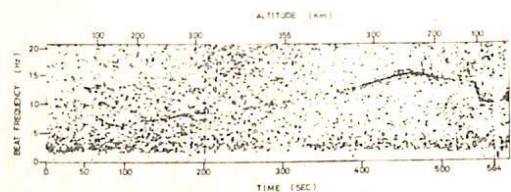


図1, 17.4kHz信号(MDT)のドップラービート(ソナグラフ)

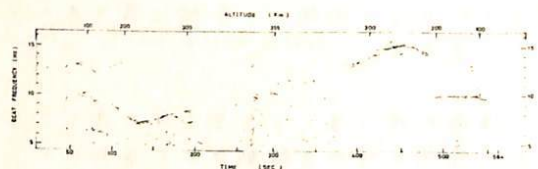


図2, 17.4kHz信号(MDT)のドップラービート(FFT)

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、それによって変動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対生成量を g 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 $dn_i/dt = g - \alpha n_i^2 - \beta N n_i$ 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 β 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山大噴火以後は右辺の α 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 は若しく小さい値をとる場合が多く、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噴火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、さらに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若しく不充分である。経験法則によれば圏界面の少し下でエーロゾル密度は極小値をとる。福岡で我々⁵⁾は1972年以降レーザレーダ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。それを少しとこの値に付近では n_i と太陽活動度の間に或程度の相関が認められる筈であり、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値が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.R.) を用いて小イオン密度 n_i を計算した。各高における 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以上に高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 (1969).
- 3) F. E. Volz, J. G. R. 28, 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 (近刊).

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

わかれは1966年以來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、池田等が福島県原所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の deviation を示している。これら観測値の垂直分布の計算値垂直分布からの deviation は高度10 km以下と17 km以上の二つの高度領域において著しい。そこでわかれはこれら二つの領域における deviation の起る原因として10 km以下では主としてエロゾル、15 km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10 km以下の高度では Junge 等による成層圏エロゾルの実測、15 km以上では Handbook of Geophysics (1961) に述べ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。

しかも一昨年頃から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。わかれもこの問題に因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到った。

わかれの計画は同じ気球にゲルジエン型電気伝導度計（空電研）および光学的エロゾル計数器（ワイオミング大学）を搭載し 0.1μ 以下の粒径のエロゾルによる電気伝導度の変化と 0.3μ 以上の粒径のエロゾルの数密度の同時測定から成層圏におけるエロゾルの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、その第一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。気球は降西風に乗って東北東方向、太平洋上へ流れ、飛揚後70分で高度26 kmに達し、その後レベルフライトに入り、その後約330分、実験所の東北東200 km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）の電気伝導度からの垂直分布図上で復元的 deviation を示しているため、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5~10 km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5 km以下および高度10 km^{以上}の領域では相関が殆んど全くない事を示している。

わかれが昨年小笠原父島で行なつた同種の観測によつて、 0.1μ 以下の粒径のエロゾルに相当する凝結核数密度と 0.3μ 以上の粒径のエロゾルに相当する光学的エ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5 km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10 km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 が成層圏のエロゾルに起因するものでないことを示している。しかしそれ以外のものがあることは今後の問題である。

I-61 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。

ルビーレーザー (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リー後方散乱断面積 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(福岡气象台)、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 (5899\AA) を用いた観測をも試みており、そのデータ及びルビーレーザーによる観測結果との比較を報告する。

I - 62 名古屋大学 に お ける レーザ レーダ 観測 計画

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 μm and 0.694 μm) 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 μm and 1.06 μm
Output	1J/pulse (single pulse), 20ns
Telescope	10cm ϕ
Beam divergence	0.5 mrad
Receiver	
Telescope	40 cm ϕ
Filter bandwidth	5 \AA (Ruby), 10 \AA (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 μm light is more sensitive to particles in the 0.1-0.4 μm size range whereas the 1.06 μm 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 μm glow in size, received power of 0.694 μm increases more than that of 1.06 μm . 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 μm	1.06 μm
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、説明しきれ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性もあるが、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

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

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

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

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

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

$H_i (= kT/mg)$, $H_m (= kT/Mg)$: 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 が下向きするとき、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選別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時の組成分布・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、を求めると。

I-64 下部熱圏の O , O_2 分布

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、グローバルな尺の効果と考慮に入れた下部熱圏での O , O_2 の分布を提出する。風系については観測値を用いて、80 km 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まとめ、現実のずれはそれと仮定するので、ほか中・低緯度と同一の $[O]$, $[O_2]$ と与えてある。
計算上必要の鉛直方向の f は、水平方向の f (観測値) を用いて、連続の式より推定した。

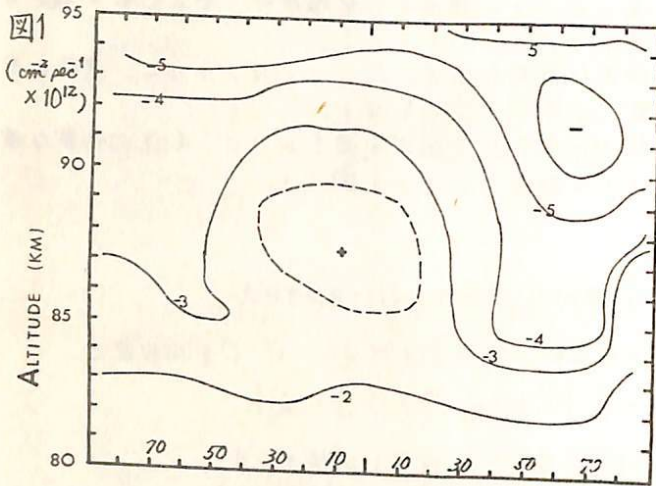
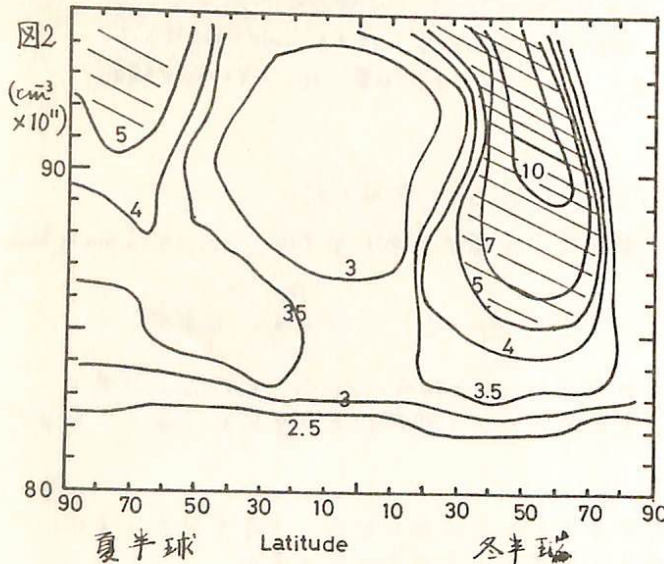


図1, 2は計算結果の一部で、
図1は O の鉛直方向の全 flux (eddy diffusion, molecular diffusion 及び convection をよこす flow で生じる) であり、図2は、酸素原子の密度分布である。それぞれ単位は 図1については $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1} \times 10^{12}$ 、図2については $\text{cm}^3 \times 10^{11}$ である。



図にみられるように両極の全体として下向流がみられとりわけ、南半球にいちぢりしい。赤道近くでは、上向き輸送がみられるが、これは convection のせいであろうであり、対流性 flux の、下向き eddy diffusion をしくは molecular diffusion flux を打ち消すくらい強いことを示している。

詳しい結果は会場で行う。

牧野忠男 山本博聖 関口宏之
立教大学 理

我々のグループはここ数年にわたって夜光赤外線観測をロケット・バルーンを用いて行ってきた。今回報告するOHに関する実験の諸量を Table に示す。

観測のタイプ	観測日	観測高度	Detector	レンズ径 (mm)	口径 (mm)	解像度 (mm)	波長域	含まれるバンド
K-10-5	1971.9.6. 20.30	60-130	PbS (1 \times 1 μ)	9	7	8 μ	1.50-2.00 μ	(3-1) (4-2) (5-3) (6-4) (7-5)
K-10-7	1971.8.20 21.10	60-130	PbS (0.5 \times 0.5)	10	7	4 μ	1.55-1.70	(4-2) (5-3)
							1.70-1.95	(6-4) (7-5)
B ₂ -24	1972.9.10-11 21.00-06.30	24	PbS (1 \times 1)	5	5	1 μ	1.50-1.65	(3-1) (4-2)
							1.75-1.95	(6-4) (7-5)

Fig. 1 はロケットで得られた OH 層の高度分布である。ピークは 85-92 km である。この波長域での高度観測の publish されたデータは今のところない。そこで、他領域 (0.7-1.1 μ) の観測データとこの値は 80-90 km に集中している。ほぼ CH 層が 90 km にあると仮定される。

B₂-24 バルーンで Signal の時間変化を得た。これは Fig. 2 に示す。昇降角 60 $^{\circ}$ -70 $^{\circ}$ のものをとると、30 $^{\circ}$ -60 $^{\circ}$ の data は同じ傾向を示している。

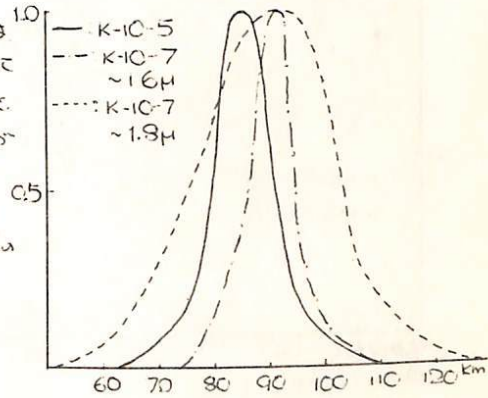


Fig. 1.

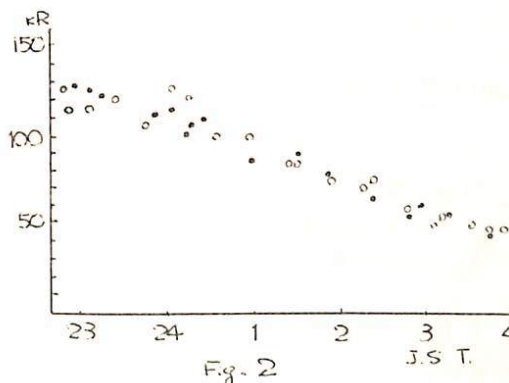


Fig. 2

この時間変化は、減少して、1時間につき約 15 KR の割合である。これは (3-1) (4-2) (6-4) (7-5) のデータを比較して、平均傾度は (6-4) と (7-5) のデータは約 80 KR である。Gush and Buys (Can. J. Phys. 42 (1964) 1037) のデータは 80 KR である。

時間変化を補正して昇降角分布を求めた。Fig. 3 に示す。計量曲線は高度が 90 km にあると仮定して、24 km から得た Van Rijn Curve である。これは見ると昇降角が低くなるほど、観測高度が高くなる傾向がある。

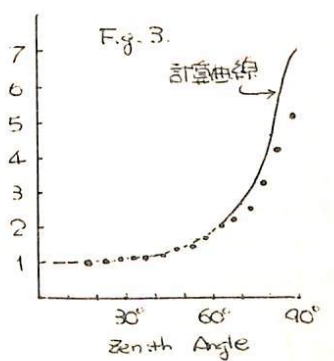


Fig. 3.

I-66 O₂(1.27μ)の測定

牧野忠男, 関口宏之, 山本博聖
立教大・理

1972年9月に三陸から打上げEILU-N (B2-29, 111024km) で測定した O₂(1.27μ) について報告する。光検系は直径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より1.27μを抽出した。フィルターは1.27μに31%透過のバンドパス Δλ=400Å である。検出器の感度は平均15%透過に等しい。得られたデータは Signal の時間変化と天頂角分布である。2400C Evans et al (J.G.R. 22 4899, 1972) Bishop et al (J. Atm. Terr. Phys. 34 1477, 1972) の結果に高度分布、つまり発光高のデータは90kmにある。を用いて解析を行った。

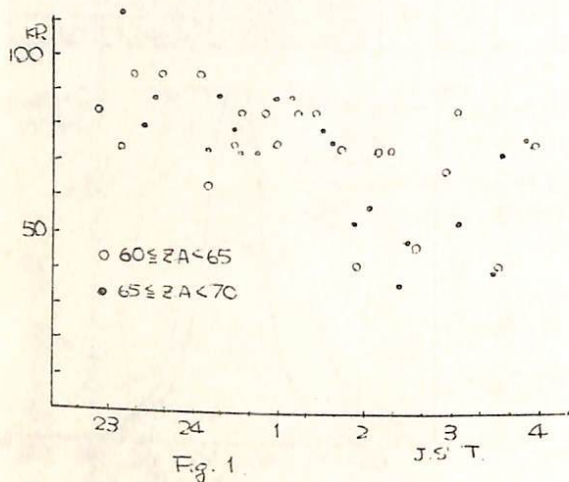
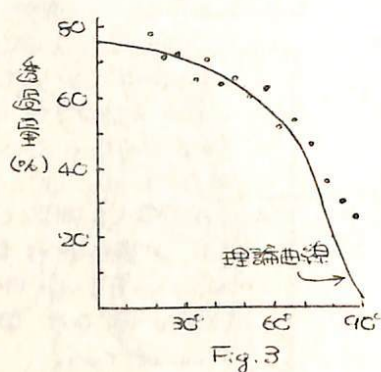
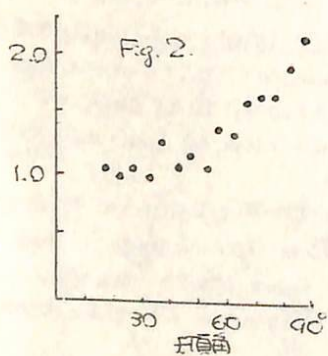


Fig. 1 の時間変化を示すもので、天頂角 60°-70° の data を plot したものである。このと同時に得られた CH₄ の変化は K_{max} の S/N が悪く、これによって 15000 以上は 2時33分までの減り方は O₂ の少ない。この55 データのうちの少ない。23時~2時のデータを、時間変化を補正して天頂角分布を求めると Fig. 2 のように得る。次に Evans et al (Can. J. Phys. 48 747 1970) の理論を用いて既述の程度を求めた。天頂角 45° の透過量を Evans 等 24 km では 65.5% と仮定しこれを規格化して透過量の天頂角分布を求め、Fig. 3 に示す。天頂角が 3.23 に従って理論値と一致して来る。

絶対理論値は平均 70 km で Gush の値と一致する。



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 発光層熱圏下部の 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大気光によると考えられる Irregularity も見出した。

(72年6月学会 Nature 246 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 \approx 3分で測光器を回転させて行なっている。左図は横軸は方位、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強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 Filling は大局的に良く再現されており、linear scale 100km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もこの同定が困難である。

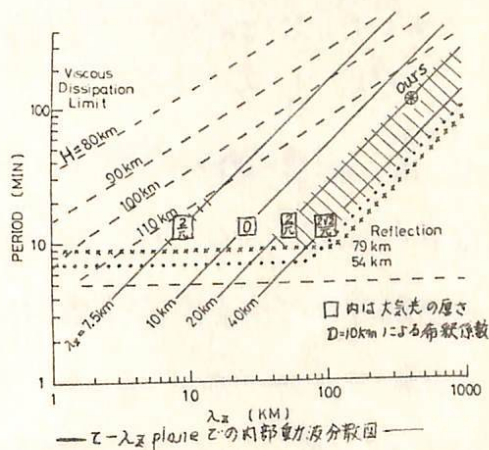
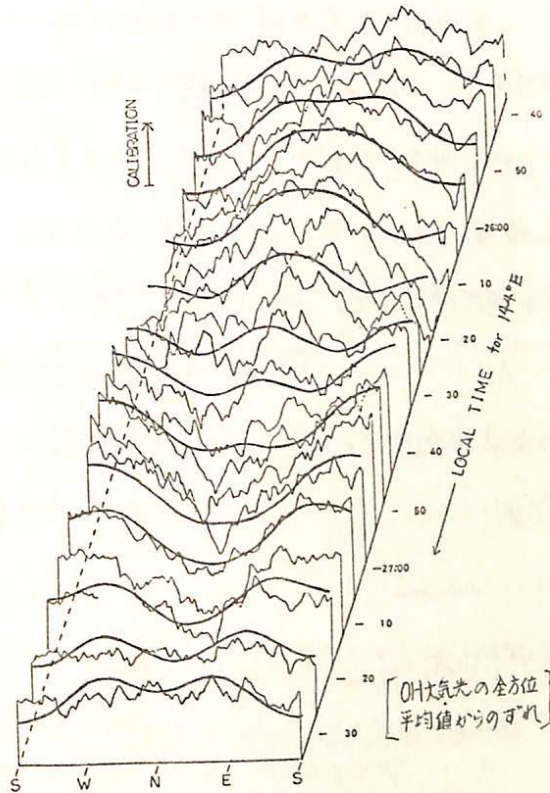
内部重力波の低周波近似では水平速度場は、

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

$$= 6.50 \times |\Delta I / I| \text{ [m/s]}$$

ここで $\pi/2$ は、 $\lambda_z = 20 \text{ km}$, $D_{\text{OH}}(\text{厚}) = 10 \text{ km}$ の時の強度の幾何学的希釈係数である。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 $10^8 \text{ W/m}^2 \text{ str.} \mu$ を仮定すると $\Delta I / I = 0.015$ 程度とわかる。この場合の水平速度場は $|u_x| = 9.8 \text{ m/s}$ であり、流星飛跡、人工星の速度場データの波動成分と比較して、妥当な値となっている。更に、乱れの構造関数は相関距離の $2/3 \sim$ 4乗依存性が得られ、これと流星飛跡データと合致している。

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



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の電離源、 O_2 の Shuman-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。太陽輻射は $\lambda = \frac{2000}{1800} - 3000 \text{ \AA}$ のいわゆる中間紫外と呼ばれているのである。そして O_2 の Shuman-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 $\tau(\nu) = \sigma_{O_2}(\nu) \int_0^{\infty} n_{O_2}(z) dz + \sigma_{O_3}(\nu) \int_0^{10} n_{O_3}(z) dz$ と表わせば
 τ : optical depth, σ : cross section, ν : wave number

これにより高さにおける分子 (j) の光解離係数は

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

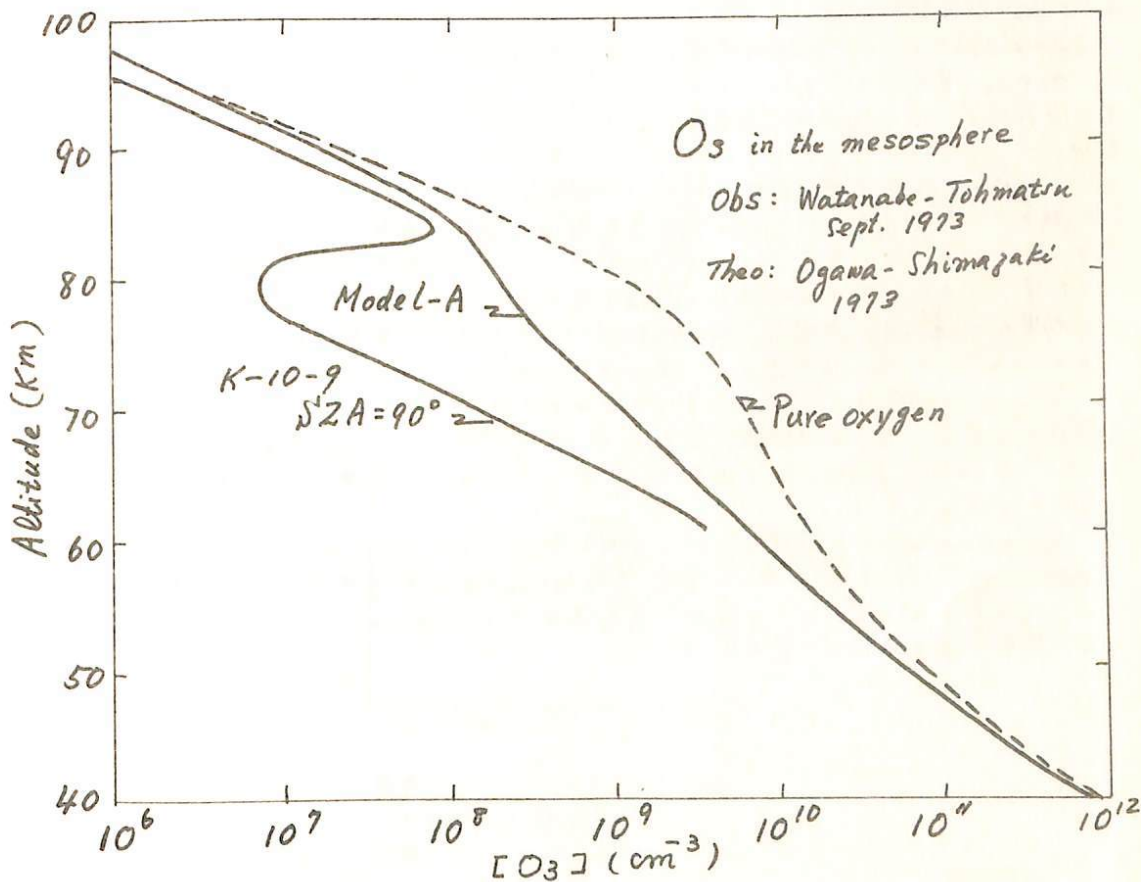
となる。

τ , J_0 の計算の際に必要な O_2 の Shuman-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 Shuman-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 の吸収断面積による計算との比較も行う予定)

渡辺 隆 (東大大理), 筈松 隆夫 (東大理), 小川 利紘 (東大理)

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。吸光法による昼間の観測は過去7回行なって 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って測定高度は 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 までは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も続行中である。

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。



高橋文一
新潟大理

中緯度地方の夜光線線の強度の時間変化を見ていると、先づ第一にこの現象奇妙と
言ふべき季節変化である。とくに秋—9, 10月の強化が他の季節を遙かに上まわつた。
このことはよく知られてゐる。しかし従来の方では都合のよくよいことである。

1) ほとんど毎日、月平均強度で示されてきたが、事實は異常強化の毎日間継続して
発生することにある。

2) 一晩の代表値として、平均強度か又は特定時刻例へば 0h (L.T.) の強度を示して
きたが、事實は異常強化の大きき日変化を示し、一晩の中でも数倍の強化がある。

そこで 1957-1962, 13年間の新潟の結果をもとにしてこの秋に発生する異常強
化現象を調べた。このさい異常強化としては、この年の9, 10月の平均値(この両月大
ほとんど100%を強度変化と見られる)の2.3倍の値が1年以上継続した場合、と
してのこととする。

結果1. 異常強化は、いかゞの年々発生する。しかし空際あらわに期間毎ごと
に異なる。平均して7日、場合によつては5日程度の持続性がある。発生期間に、9月~
10月の全期間にわたるようだが、10月10日~20日の間は、80%の発生率を認む。
夜光観測は新月にしか行われず、あまりはつきりしないが、大体この年1回、
むしろ2回である。2回発生したと思ふ年の13年間で3回以上あった。

結果2. 異常強化の出現のしかたであるが、大抵は突然大増強強化としてあるが、
毎日間継続し、その後次第に減衰する。この2-3エンスはほとんどまちがいなく大さ
最初に次、日変化の振幅が大きく、1000R↔300Rとすることがある。この増強前後半が
大いてい強く、急速単調に弱化するという傾向がある。月令との関係はばつきりしない。

結果3. この日変化形であるが、異常強化出現の初期は上りのV型がほとんど均
常であるが、とりてい最高値は、 $\approx 1000R$ くらいである。(しかし1000Rを越えることはおぼ
ろの結果では無い。これらの結果は機構を考へるとする重要なものである。

結果4. ^(いす)地磁気、電離層、太陽活動の相関関係はばつきりしないが、
である。またこの現象は中緯度から全世界に発生しているようである。

以上、おぼろげなことも多いと思ふが、Autumn Anomaly は上にのつてよう
な特徴をもつて、ほとんど確実な現象としていふことが出来る。夜光観測は新月に
行われるので、この Autumn Anomaly にかかるとどうなるかと、その月の平均値が
大に増えることありうるのである。

Autumn Anomaly の機構についてはあるが、大気の dynamical effect と、
夜間の何らかの extra radiation による O 原子の生成(粒子流入と関係あり)のい
ふことが可能と思ふが、とくにこの相関関係や、季節変化(semiannual 変化)等
を考へておぼろげな思ふのである。

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ろと考えられる。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程小さいので, 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てきたが, 今回蔵王山麓において夜光による干渉フリンジ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

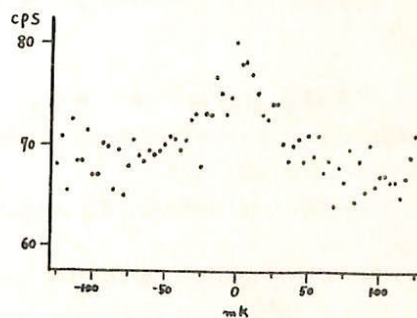
観測には気圧スピン方式の口径60 mm中, 自由波長域251 mKのフーリエ-パロー干渉計を用い, 光電子計数方式により信号はデジタルに記録される。

観測される干渉フリンジは, 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う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 ^{198}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を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と比較し, 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う可能性について論じる。



観測された5577Å干渉フリンジの例。
 1974年2月22日 03^h03^m~03^h38^m
 3個のフリンジを重ね合せたもの

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。計算式は基本的には、Shimazaki and Laird (JGR 75, 3221, 1970; Radio Sci. J, 23, 1972), Shimazaki (Radio Sci. J, 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事が大幅な改良点である。

特に NO については $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + \text{O}$, $\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$ のイオン反応が重要な生成源であると同時に

$\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$, $\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + e$ のイオン密度を支配する反応に NO が関与してゐるので、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) 対照とする成分

中性 O , $\text{O}(^1\text{D})$, O_2 , $\text{O}_2(^1\text{D}_g)$, O_3 , N , $\text{N}(^2\text{D})$, 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間の変換は考えない。

(2) 考慮に入れる輻射

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

地球コリヤ輻射 $1216, 1027, 584, 304\text{Å}$ (起電電離)

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

$\text{O}-\text{O}_3$ 間, $\text{H}-\text{OH}-\text{HO}_2$ 間, $\text{N}-\text{NO}-\text{NO}_2$ 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 $\leq 3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (O/O_2 ratio)

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

(III) X-ray ionization & $\text{O}_2(^1\text{D}_g)$ ionization as well as NO ionization are important as a source of D-region ionization.

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

(V) $\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$ $\sim 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$.

(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 night below 70 km.

佐藤輝夫
兵庫医大物理

Solar Flare 時に放射される X 線によつて下部電離層において電子密度増加を
もたらし、 f_{min} の増加又は Blackout の現象をひきおこすか、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ヶ所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。
大きさ
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 $F = C_1 \cos^2 \chi$ C_1 constant
であらばよいかと試みる。
例えは $f_{min} = 3 \text{ MHz}$ に対して $C_1 = 7.2 \times 10^{-3} (\text{erg/cm}^2 \text{ sec})$
 $f_{min} \Rightarrow \text{約 } 5 \text{ MHz}$, 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 $F = C_2 f_{min}^2$ C_2 const (5 MHz まで)
の関係がある
これらの関係は いづれも 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も必要があると思
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_2 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 効果を活用した光学的方法が、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。

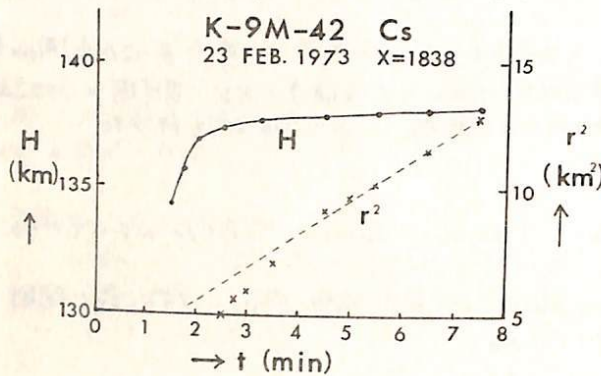


図 1

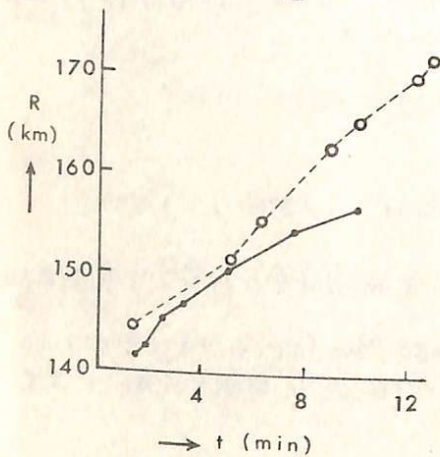


図 2

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、谷山及び種子島の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なわれた。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。この場合各観測点対から求めた発光雲中心の位置は約 500 m の精度で一致した。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乗を記したもので、放出後2分間位は shock wave として広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。

電離雲を電波によって追跡し超高空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。基本的には高度長と設置したアイオソフド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、これ以外にアイソ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、この長について少し検討を加えこので報告する。

HF帯電波 ($\lambda=300m \sim 15m$) に対して電離雲のサイズは数kmとかなり大かので ray theory に基づく解析が可成である。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的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め実際の観測結果と比較したものが Fig. 2 である。K-9M-33号機による実験ではほぼ合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過ぎてからの減衰が急激である。この長については電離雲に含まれる電子の総数が放出後太陽炎線 ($\lambda > 3200\text{\AA}$) 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。この長についても併せて報告する予定である。

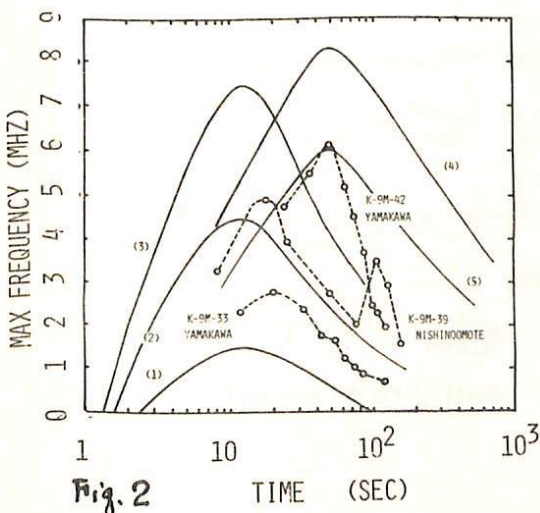


Fig. 2

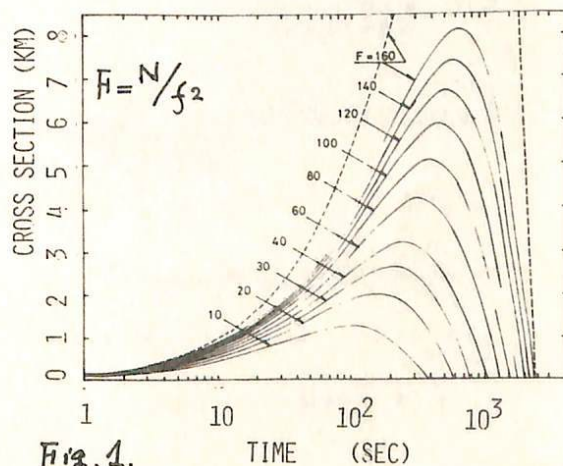
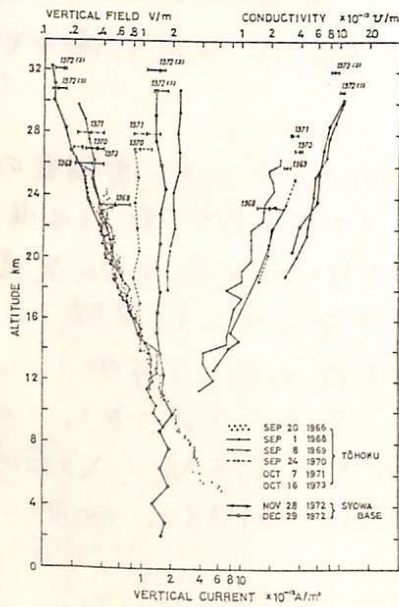


Fig. 1.

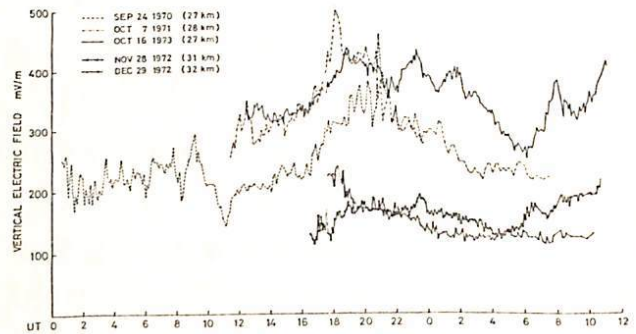
小川俊雄 田中良和 藤田晃 安原通博
 (京大理) (京大理) (甲南大理) (京都教育大)

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ほぼ等電位で、電離層から地球へ流れ込む電流は大気中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。

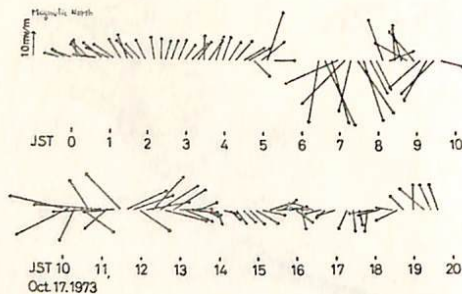
つぎに、1973年10月17日、三陸沖で観測した高度27kmにおける水平電場の値は約10 mV/mで、そのベクトルは時計廻りに回転し(第3図)、電場の北向き成分が地磁気の水平成分と可成りよく対応することがわかった(第4図)。



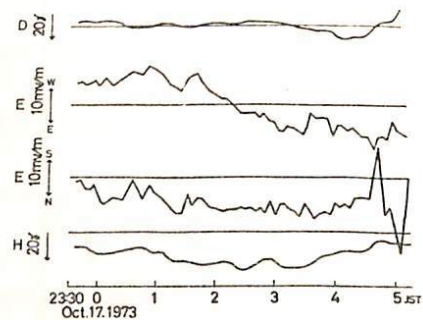
第1図 垂直電場・電流および伝導度の高度分布



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

I-78 電離層ダイナモ電流のUT変化(I)

鈴木亮・前田坦
(京大理)

地表で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、地球全体のような目で見れる便利さがある。これは S_q 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_q の場合はかなり長期間の平均的現象であるが、個々の現象の例としてはSC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 以来の方法で可能な筈である。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IASYシンポジウム(第4回, 第5回)でその方法を論じ、いくつかの計算も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、最近になり、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するかにある。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?

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)に着目する必要があることを述べた。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。(Ⅲ)

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. 357°), 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

位相速度と
$$\Delta \lambda = 110^\circ \quad V_{ph} = 110^\circ / 6 \text{ day} = 18^\circ / \text{day}$$

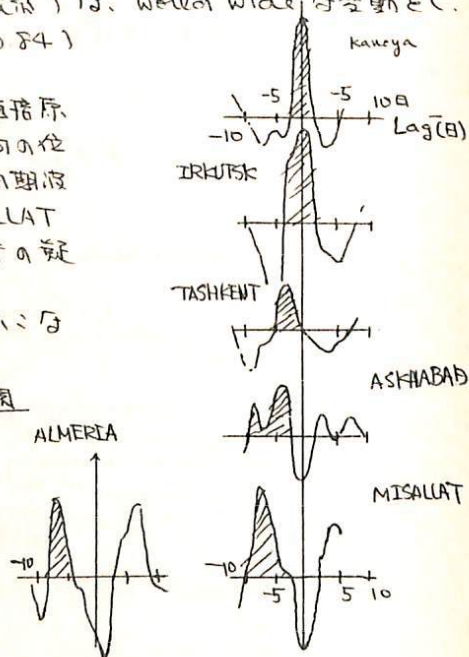
(仮定)

5° - Δx 成分(南北成分・東西に流れる電流系)は、world wide 同変動E。(位相差0), 相関係数は大きい(0.98~0.84)

Δy 成分は、Ring Current 等の Solar Wind 等の ^{活動} 直接原因とな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 - 柿岡の相関が、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
解析中

柿岡との相関



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 京大

1. 序 : 本誌に中積度 E, F1 領域の昼間の標準的電子密度分布について報告してしたが, 今回の X の日変化モデルを作成する論文について述べる。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へたが, O_2 , N_2 の数密度は他の成分に比べて高く, 時間変化は無視してごく小量として 15 種の粒子について連続方程式

$$\frac{dN_n}{dt} = F_n - N_n R_n \quad (n=1, 2, \dots, 15) \quad (I)$$

を立て, X の X を連立に解く。

2. 大気モデル 以前と同じく CIRA '71 に準じた E 領域モデルを用いる。

3. 太陽放射線 太陽放射線としては EUV の X 線 以下の $Ly \alpha$ 線 を考へた。夜間の電離源としては $Ly \alpha$ と $Ly \beta$ 線の散乱を考へた。吸収断面積および電離率については以前と同じ様に $\lambda > 300 \text{ \AA}$ については Skolariski と Johnson (1972) と, $\lambda < 300 \text{ \AA}$ については Ohshima et al. (1966) の値を用いる。

4. 反応式 ここでは Kameshca et al. (1970) が挙げた E 域の (168 種) を考へて考へたが, X の X の反応係数, X の温度依存性等については未だ充分検討してない。

5. 解析方法 (I) 式を 7...7...7... の形式において数値積分する。正午の電子およびイオンの数密度を zero と置いて計算を行えば 2 日目の計算結果はほぼ本来的日変化を示す。

結果の一部を以下に示すが, 近々特号にこのモデルの季節変化および太陽黒点同期変化等をも記述するが検討し, E, F1 層の標準的日変化の類表の形で示すにしよう。

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ていた。

- (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るるので、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) 定常状態のみ考える。
- (6) 重力の高さに伴う変化は無視する。
- (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)以外は一応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、電子の連続性とあわせて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てみた。この場合には大気を薄い層に分けて考え、その各々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な数の層を用いて解を求め、それらが層の境界のところで連続した電子密度およびその勾配を与えようとして任意定数を決定してやればよい。層の数を n とすればこの手続は $(2n-2)$ 元1次連立方程式を解くことに相当するわけで、 n が大まか手数が大変になる筈であるが、実際には方程式が特別の形をしているので、これを解く手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すかに緩められた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 300km 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 (括弧内は 300km における値と意味する) :

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

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

ただし n は全分子原子数密度である。また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° 、 $T_n = T_e = \frac{2}{3} T_e$ 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るように思われる。これは、採用され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かも知れない。

相関レーダによるF層微小変動の観測

福原 叙行, 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層を放出し, その動きの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F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

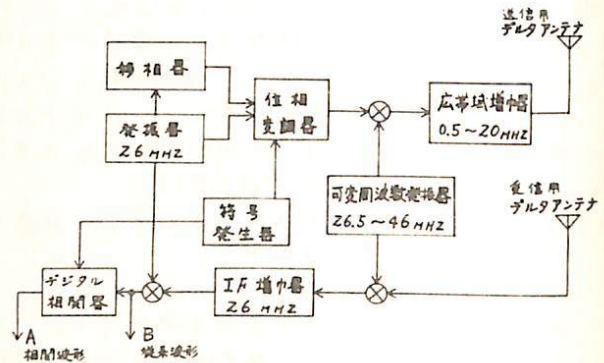
① 送信波を位相変調により符号化することによって, 受信波との相関処理が容易になり, 分解能が向上した。

② 位相変調波は周波数変換しても位相角の変わり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かけ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。

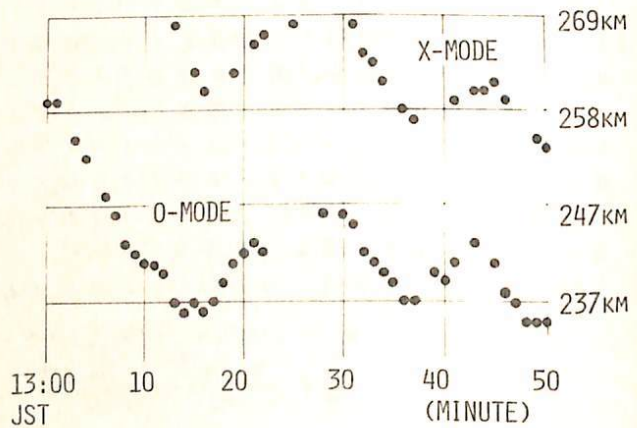
第2図は, 大阪に於ける電離層の見かけ高度変化である。図では正常波, 異常波間の変化に時間遅れのあることがわかる。これよりF層の微小変動を知り得ると思う。



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
その他		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F層の時間変動 周波数: 5MHz.

筒井 稔 モハマドハジインライアル 小川 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7が台風の大気擾乱が電離層にも伝わり、その理論的考察と行は、たが、太陽活動が静穏で且つ気象的にサマも平穏な日であることも電離層の電子密度には周期的変動が観測され、筆者等は以前TIDの観測を行ない、その現象が重力波によるものがあり、その変動周期が20~30分であると報告したが今回はその定量的な解析と行は、その報告する。

Hinesは励起源のない場合の大気振動に関する分散式として

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (k_1^2 + k_2^2) + (c^2 - \omega^2) k_1^2 k_2^2 + i \nu \omega^2 k_1^2 k_2^2 = 0$$

と導いて、ここでcは音速、k1, k2はx, y方向における波数、νは比熱比、γは重力加速度である。そしてこの式から伝播可能な周期成分が求まることが特に静穏な日という条件は式(1)の励起源がゼロであ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見ると下層反射波において静穏時においても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た。

解析には待波のない標準電波8MHzと14.1MHzの2周波に記録される内と外周約4時間の位相をとり、そのフーリエ変換と行は、更に実時間約19秒のSample RateをAVL変換と、よく計算機によるフーリエ解析と行は、出力としてX-Yプロッタに描かせた。このような方法が冬期10日間のデー7解析と行は、

各日の周期解析によるデー7値には、ほとんどの日に変化等は見られるが、たのど、これらを重ねると図2図のような結果が得られた。これによるとデー7値が30~40分付近に見られ、60分付近に急な谷と見られる。これはTitheridgeのFaraday Rotationによる解析やSetty et alによるf_{min}の変動解析の結果と極めて一致を示している。又30分付近に小さな山が見られるのはAcoustic Waveの成分ではないかとと思われる。一方10日間の電波の反射高を調べてみると平均230kmであり、理論によるとこの高さでのAcoustic Cutoff及びBrunt PeriodはT_gは夫々T_a=13分、T_g=14.5分である。この山の周期成分はいわゆるForbidden Bandであり図2図ではF₂の矢印のところにその山がみられる。

解析結果から判りようにこの山は変動は重力波による電離層変動と見られるが更に季節変化など定量的な解析が必要である。

- 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 PP 1341 (1973)

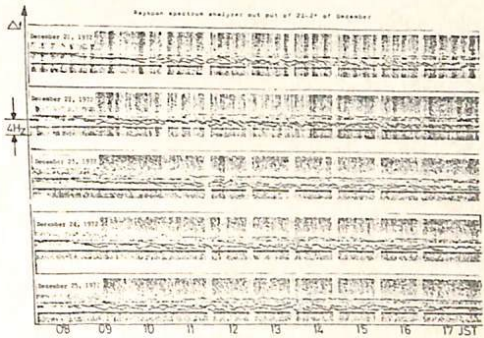


図1

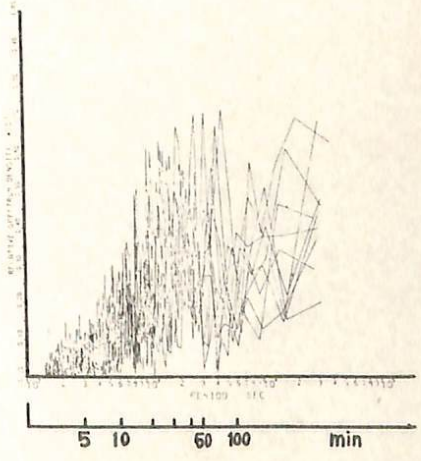


図2

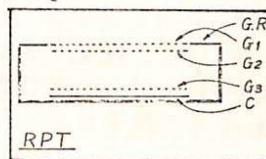
第 2 会 場

II-1 L-3H-8 搭載 RPT による電離層の観測

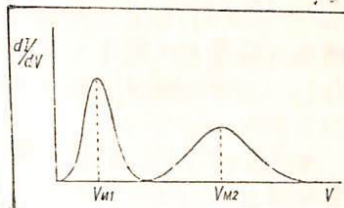
宮崎 茂, 森 弘隆
電波研究所

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花蒔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なり、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衛星搭載用と同形のものであり、今回の観測は衛星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及びガードリング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ためにより正確なリーク電流E約1×10⁻¹⁰A以下に押えることができる。

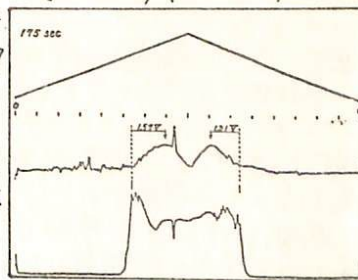


RPTは一種のエネルギー分析器の心で、飛ぶ物体の速度効果を利用して複数種のイオンの成分別の密度、温度測定ができる。すなわち、RPTの粒子捕集面をロケットの進行方向と直角にすると、流入するイオン速度には相対的にロケット速度が重畳されるので $\frac{1}{2}Mv_r^2 = eV_m$ (M:イオン質量, v_r :ロケット速度, V_m :等価電圧) が見かけの運動エネルギーが増加する。例えば2種類イオンが存在する場合に予想される微分特性は右図のようになる。各イオン成分に対応するピークが現れ、これらのピークの電圧からイオンの種類が求まり、ピーク電流およびその半値幅からその密度および温度が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



今回の観測では得られたデータの量が少なかった上、テレメータ情報の不足から正確な時分割測定を行ってないので、解析可能なデータの数は非常に少なかった。そのRF層イオン密度の高度分布を求むるまではいられないが、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400km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、下図は電圧微分電流である。電圧微分電流のピーク電圧をグラフ2空間電位とすると、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1.57V、下降時に1.31Vであった。上昇時と下降時に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ためである。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

II - 2

L3H-8による降下電子の観測

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 K-9M-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、電子強度に時間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したことである。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° × 20°
K-9M-40	5 — 22 keV	6.5 — 23 keV	3° × 26°
L-3H-8	2 — 180 KeV	5 — 180 KeV	2.9° × 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ったので、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った。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は次の通りである。

High Gain	2 — 35 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200秒(高さ523km)で他の実験に譲り、前者は飛射後213秒(高さ550km)で送信が途絶えた。高度550km以上で計数率が急増し、それ以後に送信があっても電子強度を得るのは困難であった。

飛射は1974年1月22日 2000 JST, 飛射時および飛射時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。磁気力線に沿っ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しなかった。逆方向の谷の高さは山と同様な高度変化を示す。しかし10keV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7KeV以下であった。エネルギー分布はベキ関数で近似的に表わされ、 $E^{-1.5}$ ΔE であった。

II-3

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低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に打ち上げられたK-9M-45号機により、筆者らが初めてより南緯1、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、光電子の観測を行なったので、そのpreliminaryな結果について報告する。

測定器はK-9M-40号機にもほぼ同じ型のもが搭載され、また昨年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=チャンネル用)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。また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有机会に報告したいと思っている。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)によると思われる幾つかの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、日はや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低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、オロラ領域に於けると同様に、程度こそ違ふが同じであるというIvanov-Khokhlovの粒子仮説を確かめる事である。この様な電子のE層領域に於ける観測はあまり存在しておらず、観測値もかなり相異している。

§ 今迄の観測結果

ソ連のIvanov-Khokhlovのグループは天頂角80°後で測定し、電子フラックス $\sim 10^6$ electrons/cm²sec at 1 keVを得ており、又エネルギーフラックスとしては昼間 0.3 erg/cm²sec at 1, 日没前 0.1 erg/cm²sec at 1, 夜間 $10^3 \sim 10^4$ erg/cm²sec at 1という値を出している。

C'Brien et al. は地磁気活動度が静かなる時に、Wallops Islandで夏の真夜中にガイガーカウンターで測定し、100kmよりも少し高い所で、40keV以上のエネルギーの電子が 10^6 electrons/cm²sec at 1であり、エネルギーフラックスは 2×10^{-2} erg/cm²sec以下であるという結果を出している。

Jones は普通の地磁気活動度の時、冬に、天頂角66°で、40keV以上の電子をガイガーカウンターで測定し、Wallops Island, Virginia ($L=2.5$)では 10^6 electrons/cm²sec at 1, Keweenaw, Michigan ($L=3.9$)では 200 electrons/cm²sec at 1を得た。2日後のKeweenawの測定では $20,000$ electrons/cm²sec at 1となり、L値不同(何ぞかTullahomaのデータよりもオーダ2以上大きく存している)。

Morse et al. は地磁気緯度45°で、同軸円筒型エネルギー分析器で測定し、40eV \sim 600eVの電子のエネルギーフラックスは、昼間 10^3 erg/cm²sec, 夜間 10^4 erg/cm²sec以下という結果を得ており、数keV程度の電子のフラックスは測定にかがっていない。

日本に於ては、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、300kmより高い所で 10^3 electrons/cm²sec at 1 keV程度の値を出している。又、140 \sim 265kmの間では、 0.1 electrons/cm²sec at 1 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、電極間隔4cmの同軸円筒型静電エネルギー分析器、内径1寸のチャニセルトロン、及びエレクトロニックより成っている。入射スリットはロケット本体に対して-40Vの電位にし、電離層の熱電子が測定器内部に入って来ない様にしてある。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し、内側電極をロケット本体に対して+20Vから+2kV迄、10秒に1回の割合で掃引し、100eV \sim 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。測定にかがった電子は上り133.7kmで33keV 1ヶ、179.4kmで7keV 1ヶ、313.2kmで600eV 1ヶ、359.3kmで100eV 3ヶ、下りに存して335.1kmで10keV 1ヶ、334.4kmで40eV 1ヶ、319.4kmで10keV 1ヶ、267.7kmで6.4keV 2ヶ、214.5kmで1keV 3ヶの計14ヶからとどめた。これはH.T.の77secから最後のカウントが得られた487.5sec迄で平均 $3.2 \sim 0.034$ counts/secとなり、名古屋グループの300km以上の測定結果 10^3 counts/cm²sec at 1 keVを、下りの電子が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SSを今よりも折上げて、夜間の降下電子を観測するに存している。

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

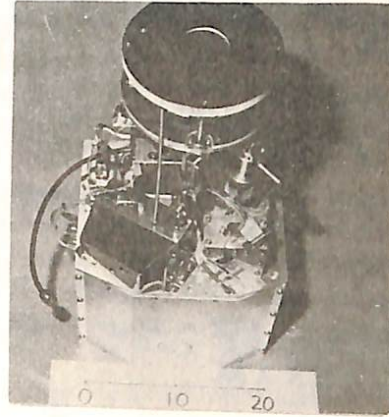
佐々木進, 村里幸男, 矢守章, 小山孝一郎, 河島信樹, 平尾邦雄
東大宇宙研

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 μ 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 μ 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きて、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154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。

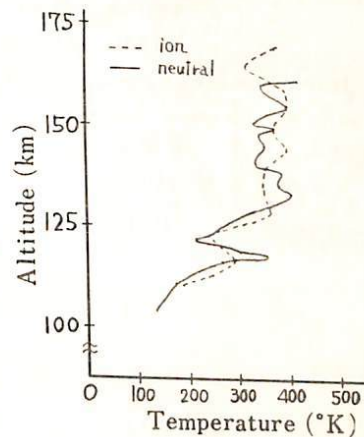
オ2図に今回測定されたイオン温度中性大気温度のプロファイルを示す。これらの温度は $\pm 10\%$ (測定誤差) の範囲でほぼ一致しており 特に117 km付近の鋭いピーク (E-layerのせせ上) と135 km付近のブロードなたち上り (intermediate layerと考えられる) の構造が注目される。同時に測定された電子温度の精密な測定 (Oyama) ととも測定誤差範囲内でプロファイルが一致しており、下部電離層に於ては、電子・イオン・中性大気温度がほぼ等しいと考えられる。温度プロファイルの細かい構造については現在理論的な解明を急いでいる。直読式の電子密度温度計の測定値は 同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

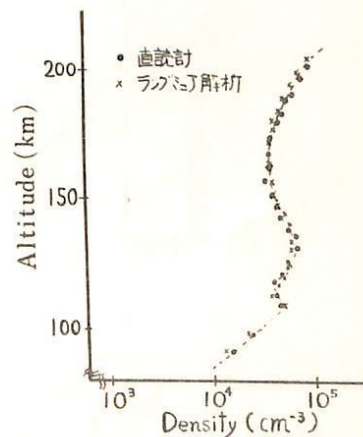
現在我々は 今回の測定の追試及び更に精度の高い測定を目的として来年度にこの実験を再び行う事を予定している (K-10-11号機) 最近測定器を大巾に簡素化する目途が付き、この方法が簡便な電離層のイオン・中性大気温度測定器の μ として確立される可能性がある。



(オ1図)



(オ2図)



(オ3図)

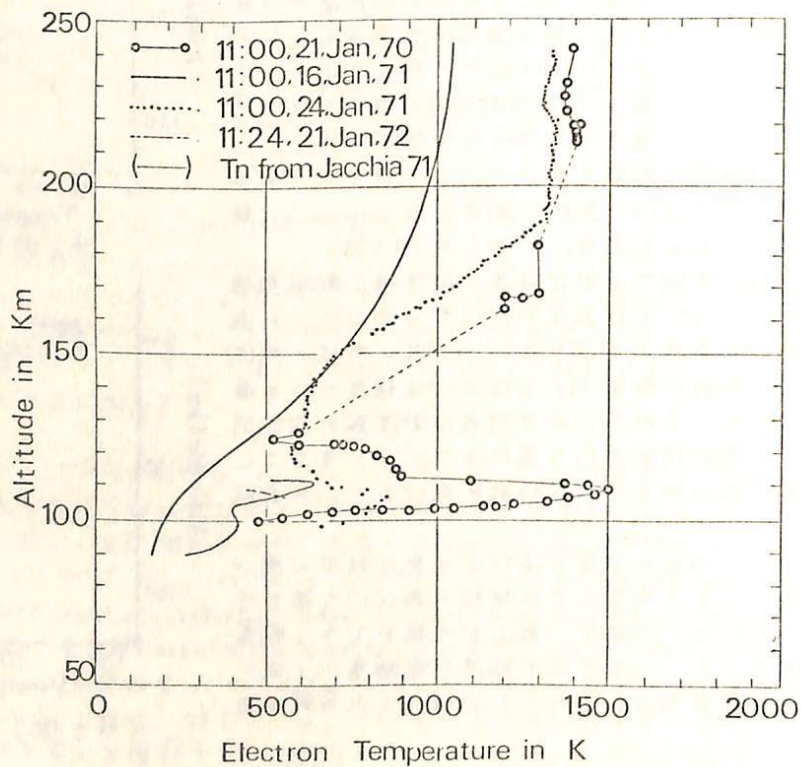
II-6 高度105 Km付近にあられる高電子温度層について

小山孝一郎 平尾邦雄
東大宇宙航空研究所

我々の標準型電子温度プロットを用いて電離層電子温度の測定を行って来る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られる高電子温度の層である。この層の中の電子温度の値は、その日の Sunspot number (Rz), または地磁気のH成分が大きくなるにつれて高くなる傾向がみられる。更にこれらの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の電子 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”を定義するに乏しくかえりなると Maxwell 分布してあり (K-QM-45号機の結果) 従って105 Km 付近に向うかの Heat Source があることが確かである。どのような Mechanism での 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 を御願した。

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, 6370-6372, 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, 前内報 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。

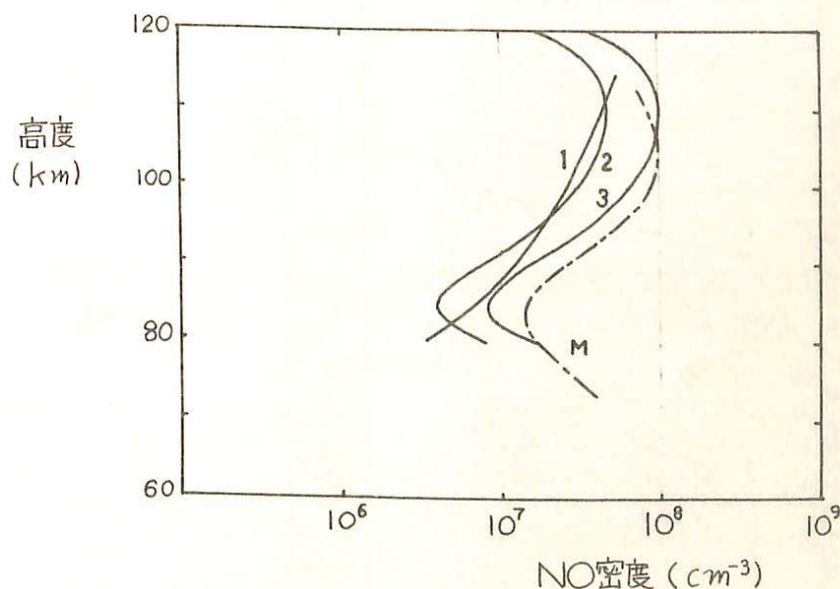
NO密度分布の相対的なプロファイルは、観測から得られた NO γ バンド強度の高度変化を、高さについて微分することによって得られる。密度の絶対値については、次の2つの方法で求めた。

- a. 同時に測定したレーリー散乱強度を、モデル大気から計算して得たレーリー散乱強度と比較する。(下図 1, 2)
 - b. 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。

- (1) 観測値をたんに3次の多項式で近似する。(下図 1)
 - (2) 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。

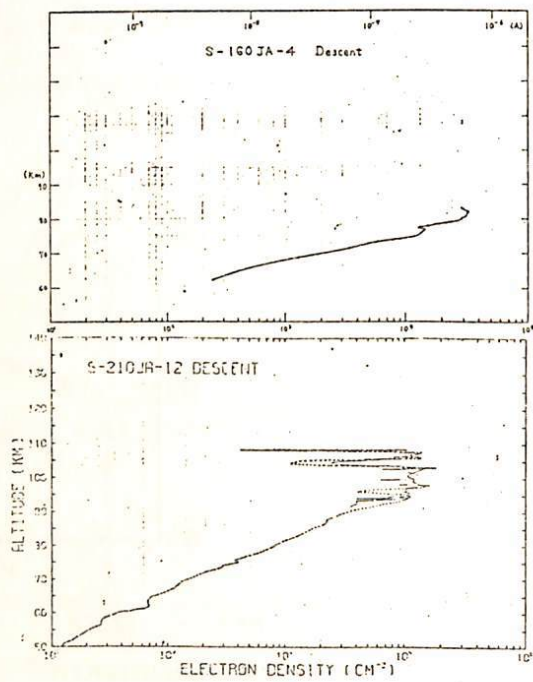
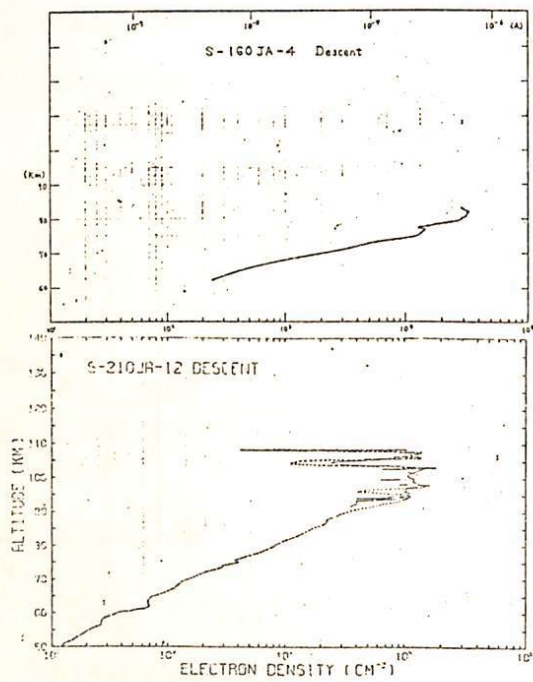
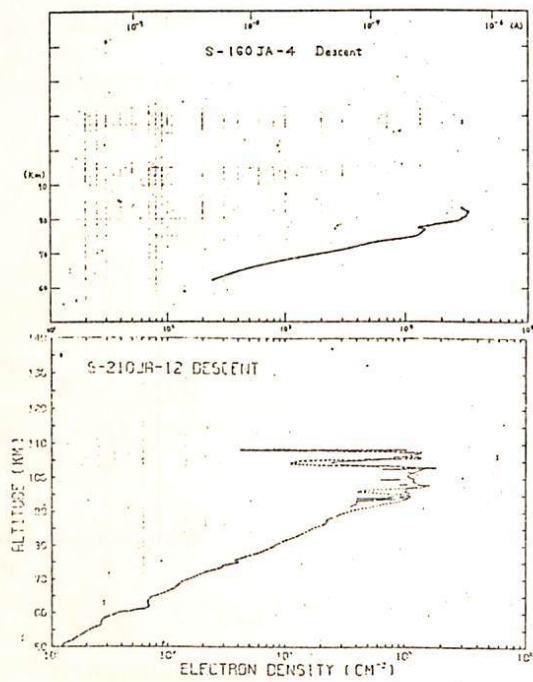
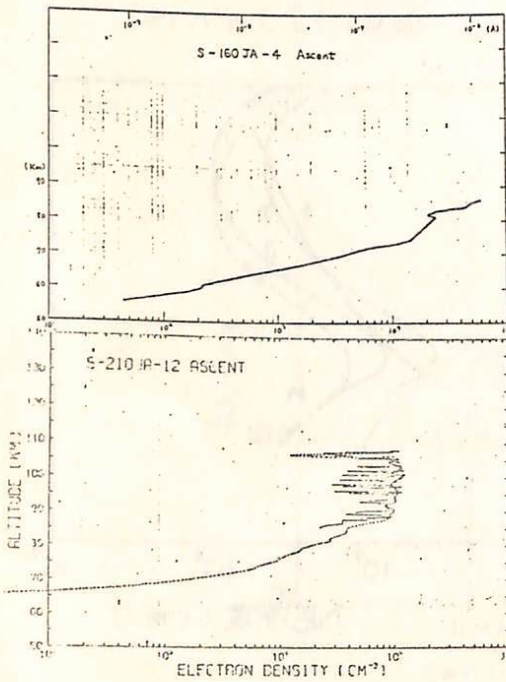
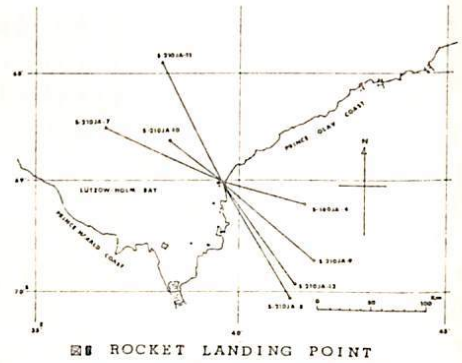
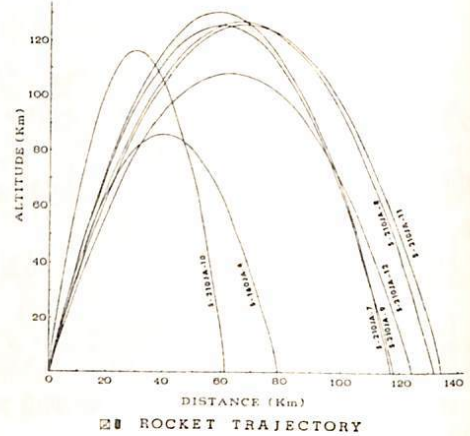
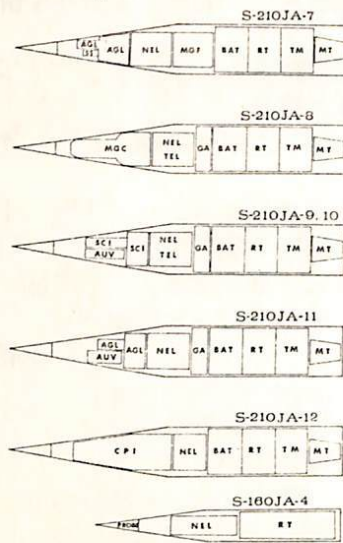


II-8.9 南極ロケットによる下部電離層の観測(I)(II)

電波研 官崎 茂

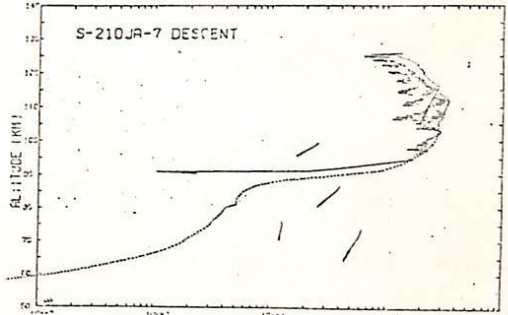
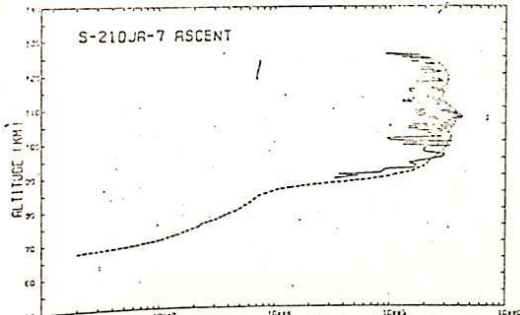
第13次南極越冬隊によって7機のロケットが発射された。その各に静電型および高周波型の電子密度測定器が搭載され、主として極光出現中に発射されて、種々の条件のもとでの電子密度の高度分布が観測された。この観測データを解析した結果次のような興味ある二三の事実が明らかになった。1. AZAにおけるオーロラX線による下部電離層の形成が観測された。2. 局部的な電子密度のIrregularityが観測された。3. 50~60km以下の高度において負イオンに起因するらしい電流が観測された。

このほか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。

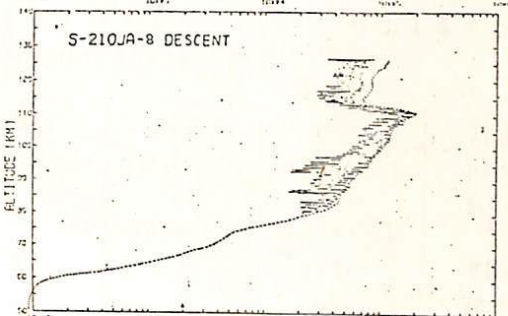
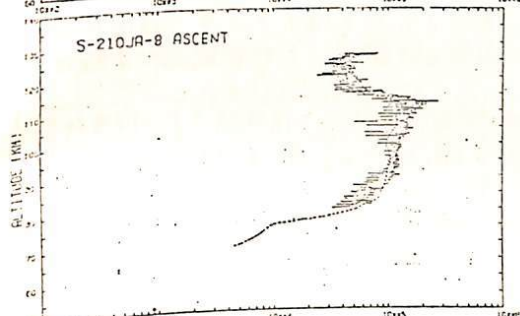


1972.
4.17
02h42m
地磁変動
変動(H)
-320γ
電離層
吸収(30MHz)
-1.2db

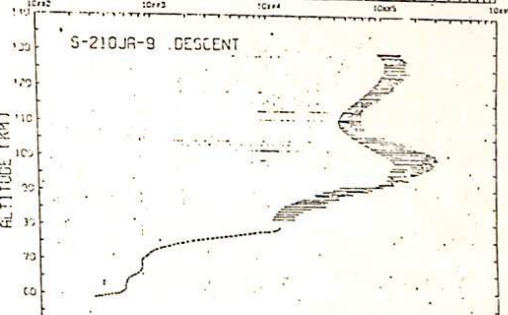
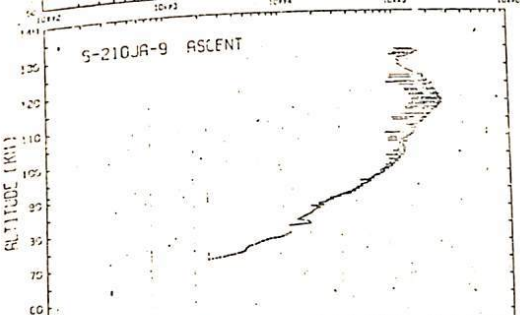
1972.
2.11
15h00m
静電
0db



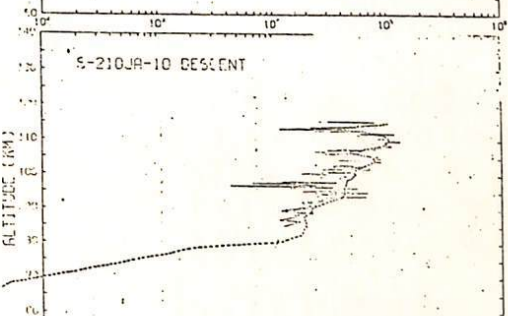
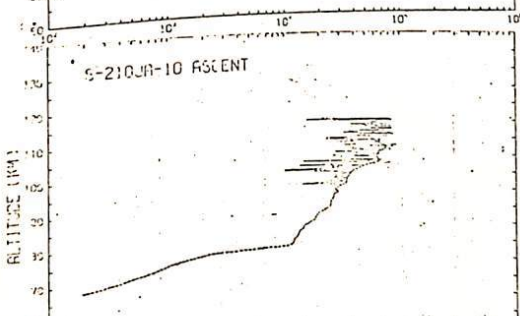
1972.
12.14
00h23m
-2008
-1.5db



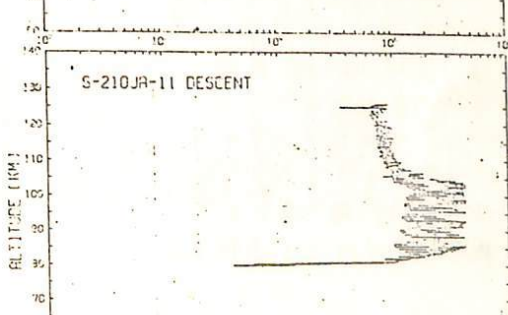
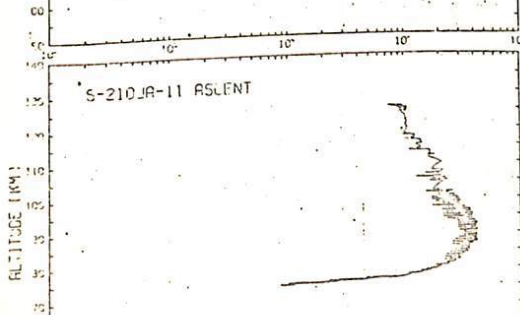
1972.
8.11
04h01m
-4508
-2.6db



1972.
5.14
02h13m
-2908
-1.3db



1972.
5.107
02h02m
-2008
-0.3db



1972.
8.7
04h45m
-6008
-4.8db

ELECTRON DENSITY (CM⁻³)

II-11

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RCA 2060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線カウンター数	2機	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
カウンター取付角	45°(対軸)	45°	0°	0°	30°	30°
立体角	格子コリメーター, 19°40' (Max. 26°50')				ハネカムコリメーター, 9°38'	
X線ビームフラックス†	~×20	no data	~×70	~×40	~×60 (1)	≥×100 (1)

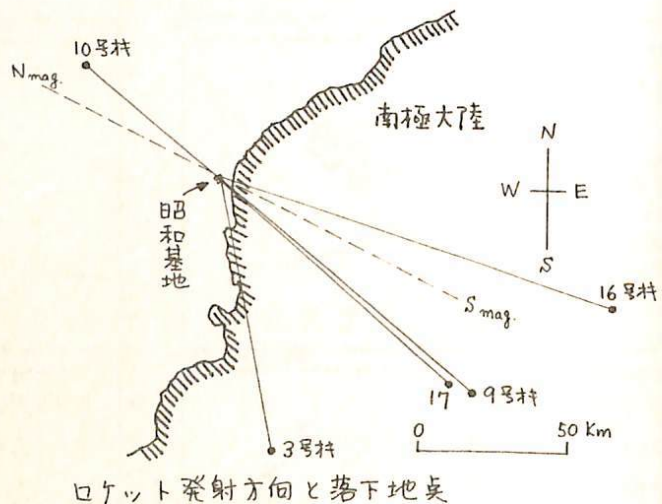
* AUV: オロラ極紫外線, HOR: 水平線検出器, GA: 地磁気姿勢計, NEL: 電子密度, TEL: 電子温度

** X線データからの推定値

† 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。

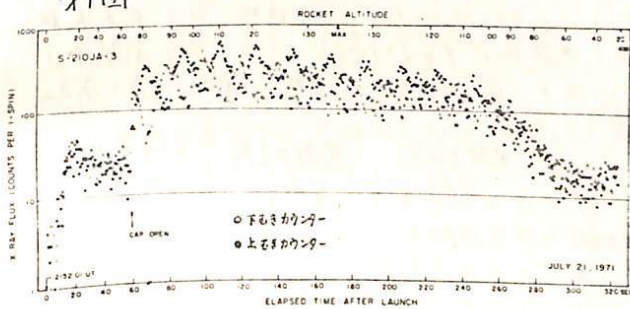
テレX-ター系故障による4号機を除く残りの5機はどれもオーロラに伴う強いX線の観測に成功した。データ解析の最も進んでいる3号機に関しては、X線強度の空間分布について別途報告される予定なので、ここでは9号機以降の各ロケットにおける観測結果について速報する。



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(図1)。

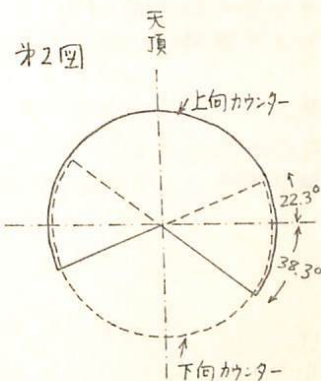
図1



上下2本のX線カウンターは180°反対方向から到来する4~40keV 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プロセッションを起こし、scanning範囲は広くはったがデータ処理は面倒とな

った。プロセッション角度、周期はそれぞれ $85^{\circ} \pm 2^{\circ}$ 、 20.5 ± 0.1 秒、プロセッション軸の方向は天頂角 $16^{\circ} \pm 2^{\circ}$ 、方位角 $215^{\circ} \pm 5^{\circ}$ (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本のカウンターは図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、スピ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。



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ると水平線下約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。

金田稔, 国分征, 等松隆夫

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-ロヲ探査隊に依りてオ-ロヲ観測が行われた。このうち3回 (S-210-JA-9, -JA-10, -JA-11) に依りてオ-ロヲの真空紫外領域での発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有する MgF₂ 窓付の NO ガスの ionization chamber を使用した。今回観測装置に新たな変更を加へた部分としては、前年度と比較してハニカム・カメラに依りて視野を狭く、発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・フィルターを前年度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 との分離と目的とした事である。

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	135°	82°	111.4 km.
JA-11	8月7日 04時45分	135°	82°	121.8 km.

観測装置は3回共、全発射中正常に動作し、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 の強度が低い事に注目される。この事実を中心として前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じるには、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。更に Ar の同位体比 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ は、 ^{40}K 崩壊のため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き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 $(^{40}\text{Ar}/\text{Ar})_0 (=10^{-6})$ 、(b)現在の地球中の $(^{40}\text{Ar}/\text{Ar}) (=295.5)$ 、(c)現在の地球内部における $^{40}\text{Ar}/\text{Ar} (=B \text{ とおく})$ 、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のできる。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 と考えてよからう。(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的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テル中に固定していると考えてよいので、これらの島々のならびから太平洋プレートのマンテ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、ここ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、太平洋中の島々で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、⁶⁰Kr-³⁷Ar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ると、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テ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

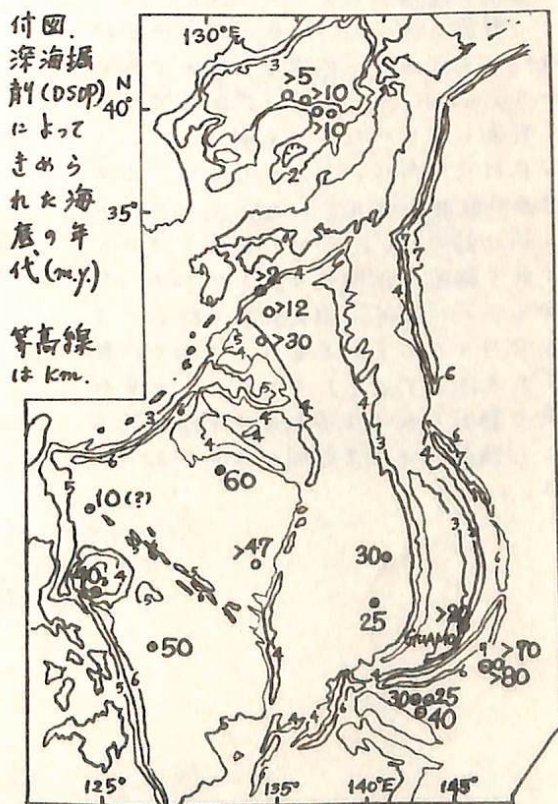
四国南方に伊豆小笠原島孤海溝系と九州パラオ海嶺に囲まれた細長い海域がある。四国海盆とよばれているが、こゝにもかなり明瞭な磁気異常縞模様が見出されている。縞模様の走向は両側の海嶺とほぼ平行で、一部にはかつてのトランスフォーム断層の存在を示すと思われる縞異常の模様がみられる。これらからして、この海盆もやはり一種の海洋底拡大の過程を経てできたものと思われる。拡大の向きは現在の伊豆小笠原マリアナ島孤海溝系にほぼ直交して、この島孤海溝系が太平洋側に向かってゆっくりと平行移動しながら、その内陸側に一種の縁辺海である四国海盆をつくったのであろう。

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るところで、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される海底と比べて次の点では、やや異なっている。

1. 磁気異常の振中は 200γ ~ 300γ からせいぜい数百γ で、中央海嶺型に比べてほぼ一桁小さい。
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孤海溝系とは斜めに交っている。また、深海掘削 (Deep Sea Drilling Project) によっ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っと若い。

一つの仮説は、現在の九州パラオ海嶺が 60~40 my 前頃の島孤系の名残りであり、こ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孤海溝系の縁辺海として拡大していったものである。この海盆が拡大を終じた後に、日本海の拡大に伴って日本列島、南西諸島が南下したために、フィリピン海盆は反時計回りに回転し、すま間に大東海嶺、あまみ海台などが生じたものと思われる。



伊藤晴明・時枝克安
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 から日本海の新成を論じた研究も知られている(笹嶋, 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その方向は大きく異なつたように見える。これは日本海側地域の花崗岩の NRM の方向はどれも N 北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する方法をとってみる。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, 西南日本の結果(川井その他, 1961; 1971)と同じ傾向 (N 北方向) を示している。これら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

河野 長

東京大学理学部地球物理学教室

Gaussによってはじめられた、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明確な把握はなされておらず、従来なされてきた、磁場全体を表現する一般的な方法は、各データに対してある 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 の指摘が明らかになるように、VGP 分布の地域的特徴と、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。

これまでに、Fritschle (1899), Kono (1966), Braginskii (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、磁場方向データ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 で境された空間 V 中に定義されたベクトル場 \mathbb{F}, \mathbb{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 \mathbb{F}' が \mathbb{F} に平行であるならば、 \mathbb{F}' は全空間で \mathbb{F} の定数倍である。

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

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

今、 p, q を位置の (スカラー) 函数として

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

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

$$\text{grad } p \cdot \text{grad } W = 0$$

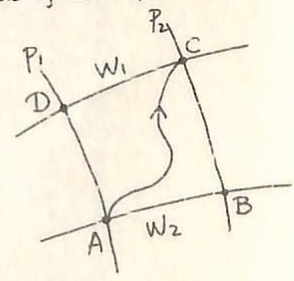
が S 上で成り立つことによる。つまり p が等しい線と W が等しい線の S 上で直交している。 $\int F_s ds$ なる積分を点 A から C までの範囲で考えると、これは積分路による。 ABC なる積分路をとれば、

$$\int_A^C F_s ds = p_2 \int_B^C F_s ds = p_2 (W_2 - W_1)$$

一方、 ADC なる積分路をとった場合には

$$\int_A^C F_s ds = p_1 \int_A^B F_s ds = p_1 (W_2 - W_1)$$

よって $p_1 = p_2$ が成り立つ。前の条件から q も定数になる。ところで、ポテンシャルは S 上で与えられる場合は全空間で定まるから、全空間内で p も q も定数である。



II. 誤差のみつとり

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値制限がなされていて、しかも D のデータの誤差の大きいものは、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、その値の信頼限界を示すわけがわからない。これらのやり方について更に論じる。

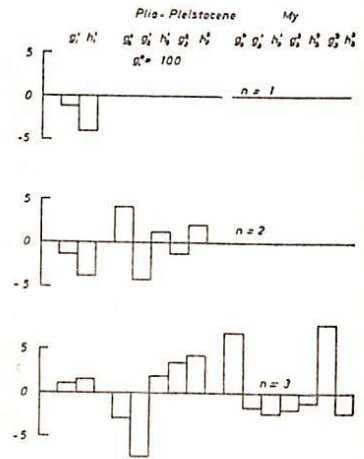


図: Gauss 係数の変化 $g_0^0 = 100$ とする。

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）主要伽藍の順に並び、南を正面にした配置をとり伽藍の中心を結ぶ中軸線は、南北方向になっているのが普通である。しかし、茶坊制の都の方位は殆んど真南北に一致しているのに対して、寺院の中軸線はそれからずれているものが多いことが指摘されている。このずれは、方位決定の際に磁針を使ったことに起因するのではないかと考え、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) によって述べられ、その意味がなされてい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いる。一方、地理学の立場から渡辺 (1961a, 1961b, 1962) は、古代の祭壇の方向の違いの原因と地磁気偏角に求め、祭壇の起源の時期の推定を行っている。その時に、法隆寺等の中軸線の真南北からのずれについても言及している。

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、真北から西にずれているものが多く、それ以後鎌倉前期までは東にずれの例が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増える傾向があり、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なくなったのではないかとと思われる。

Reference

- HIROOKA, K., Mem. Fac. Sci., Kyoto Univ., Ser. Geol. & Mineral. (1971),
38, 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), Sec. 5, 2, 1.

II-21 最近6万年間の磁極移動

安川 克己
天竺大学基礎工学部

ビの湖底堆積物の NRM 測定結果について、昨斗可にて湖底下 30m までを發表した。深さ 30m での年代は約 6 万年と推定されている。今回はこの結果に基づいて求めた、VGP の過去 6 万年間における移動の模様について述べる。もちろん、湖底下深度 30m まで、完全に一続きの切れ目なしの Core ではないので、NRM 測定結果から求められた地磁気の偏角は、一片の Core 単位で考えた場合、その内部での相対的変動は正しくも考えられず、各 Core 間での相対的関係、更には、これらの絶対値を求めることはできない。そこで、これを短く切断した Core 毎に平均的な VGP を求め、その dispersion から Archeomagnetic に求められた 24 年間の VGP の dispersion と同程度である限り、これと現在の地軸の極と一致するところを、ある程度の偏角を取ればよい、と考えた。この平均的 VGP に対応する偏角とその Core 内で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様子を、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。この称に沿って、Creer の結果と比較検討して、湖底堆積物の精密 NRM 測定に基づく VGP 追跡中 2 号とも言うべきビの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^{+5,200}_{-3,200} B.P. C¹⁴) についての磁氣的性質の研究を行って来た。

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、これら相互間の磁氣的性質その他に関する相異を吟味して来た。

その後、県下の1地奥・厚狭郡湯の峠(巾のとう)付近 ($\varphi(N) = 34.1^\circ$, $\lambda(E) = 131.2^\circ$) 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、この地奥を、キー・ベッドとして使用すべく、これら4層間での磁氣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) 絶対年代のわかっ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・清澄層・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1800e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中には褶曲後の磁場方向をもっ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。

II - 26 九州地方新世代噴出岩の古地磁気

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。

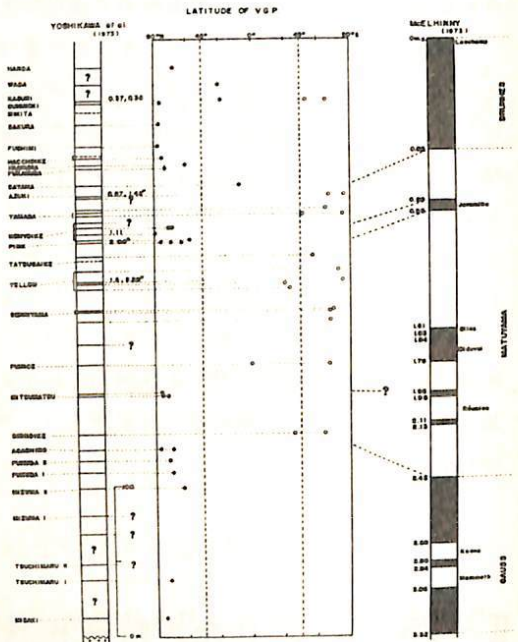
鳥居雅之

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、大阪平野等の縁辺丘陵地で見られる、鮮新世から更新世にかけて堆積した、未凝固の砂礫、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来た。最近、吉川 他(1973)による、南部の豊南、泉北の両丘陵で、詳細な火山灰層序学的研究が行われ、最下部から最上部までの約400mの厚土の大阪層群の層序が明らかにされた。この結果に基づいて、採集されている40枚以上の連続性のよい水成火山灰層と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、時間面として極めて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^{-6} cps/ccのorderであり、その安定性は、storage testと交流消磁による検討から、多くのものは安定であり、一部不安定なものも400℃までの消磁で不安定成分をかなりの割合で除去した。

各火山灰層毎に求めたV.G.P.は、ほぼ回転軸のまわりで分布しており、同時期の火成岩の結果とも一致を指し示している。V.G.P.の緯度φについては、 $90^{\circ}N \approx \phi \approx 45^{\circ}N$ がNormal、 $90^{\circ}S \approx \phi \approx 45^{\circ}S$ がReverse、 $45^{\circ}N > \phi > 45^{\circ}S$ がTransitionalとして、McElhinny (1973)に示されているMagnesian Time Scaleの柱状図と結果、Brunhes-Matuyama boundaryは、狭山火山灰層の層準に、又、Matuyama-Gauss boundaryは真の池田火山灰層と、朝代火山灰層の間の層準にそれぞれ一致すると考えられる。これは、Ishida et al. (1969)に示されている結果とも、基本的には一致するようである。

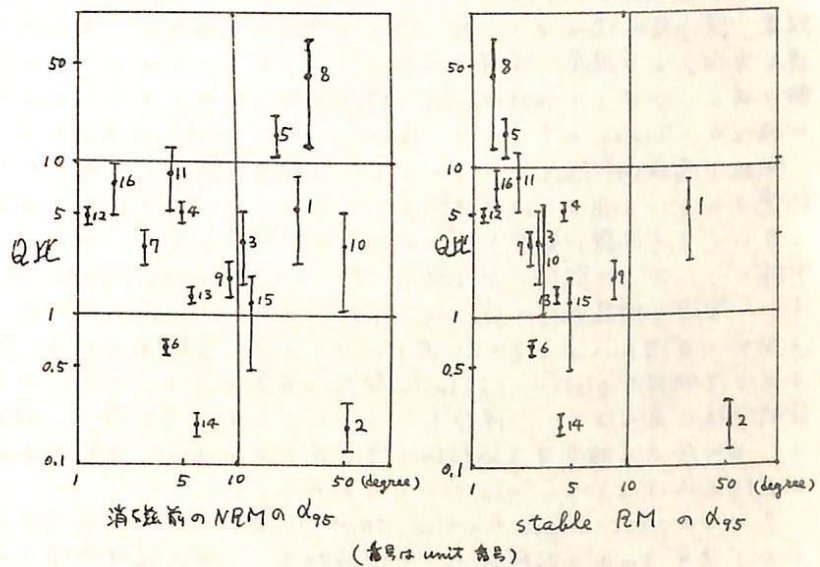
又、fission track法による、 0.38 m.y. とされたカスリ火山灰層の一部は、交流消磁後の極性からNからRに反転した。この変換については検討がたい問題であると思われる。



田中秀文・河野 長
(東大・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 TRM であることや、その安定性を確かめるために、Js-T curve や X 線回折による解析を行っている。

段階交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示したが、消磁前では NRM の方向のまとまりの悪いものと消磁前から良いものとの 2 種類ある。そこで各 unit の消磁前の α_{95} 及び消磁後の α_{95} と平均の Q 比との関係を探るために図のようなグラフを plot して見たところ、多少の相関がある。



Js-T curve によると、16 の units のうち 9 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、このことと NRM の安定性などを検討している。

II - 28 微粒堆積物の残留磁化について

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ため, 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められた後でも, 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表示のみであり, 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気から, 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されてきたのである.

一方 Irving (1964) は堆積物の残留磁化は, 必ずしもこれより一般に信じられてきたように堆積の過程で獲得されるものとは限らず, 堆積後に固定される可能性を実験的に確かめ, これを post-depositional DRM と呼んだ. この post-depositional DRM と呼ばれる磁化は, Irving によつて, 土中の正確に脱水時の外部磁場の方向と示すことが確かめられている. 最近 Kent (1973) は, 保油圧堆積物と再堆積させ, 一定の磁場の中を乾燥させた結果, 保油圧の泥のようになり細い粒子の堆積物の磁化が, 土中の正確に, 脱水時の外部磁場の方向および程度に関する情報を提供するもの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が, 微粒粒子堆積物の磁化が, Irving の言う post-depositional DRM であることは間違いないとされている.

微粒粒子堆積物の磁化が, このようには堆積後に獲得されたものであることは, 折角正確に記憶されている過去の地球磁場が, 一時的にその方向を失うことがあるかと問題とされてきた. この問題に解答を与えるための実験は大変むづかしい. 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 を得ていることに折して, 実際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力増大によるものであるからである. 実験としては, 圧密による脱水と可能に異なる特殊な 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後に変えるという操作を, 10⁻³ 乃至 10⁻² 気圧下で行い, NRM が固定される圧力と決定し, この圧力に相当する堆積物の厚さを求めればよいのであるが, 種々の粒径についてこれを行うのは容易でないことはよく知られている.

これは post-depositional DRM に関する, 今回以降のようないくつかの実験を行つてきた. まず土中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 との関係とを調べ, 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, 結局これは強磁性粒子の mobility と深い関係に置き換えることができる. 従つて堆積速度を仮定すれば, mobility と時間の関数として与えることができる.

II - 29 堆積物の飽和残留磁化について

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

深海層堆積物の NRM は、ビワ湖層堆積物に比べて 10~100 倍の強さを示す。一方ビワ湖層堆積物の 200 m core のうち、上から 90 m ~ 120 m 2" の内層部の微化石研究の結果は、この部層の堆積した当時には、水深が深く、生物群の生物も多く、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のを予想される。そこで、まず手始めにビワ湖層下 60 m までの試料の飽和残留磁化強度を測定した。これは、羽磁場中の帯磁率測定結果に異常のあるものを除き、強磁性鉄物が同一の組成であることを仮定すれば、飽和残留磁化強度は、その強磁性鉄物の量を示すものと見なすことができる。花粉分析の結果から、ビワ湖に於ける過去の気候変化を推定し、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図表に於ける図から、ビワ湖層 core について作らされているもの、その曲線と、我々の飽和磁化強度の深さに対応する変動曲線とを比較し、堆積速度との相関を議論する。

II - 30

玄武岩のP型磁化について

辻嶋貞雄

京都大・理学部

西南日本の更新統(Z.M.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連,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からえられた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(E)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導磁性との関連

などの疑問に重兵を置いて論ずる。

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。

II - 30a

β相の残留磁気について

百瀬寛一・稲垣進

信大理

天然のT.Mt (β相)が二次的変質作用によつて,その一部分が titanomaghemite 化(γ相)してゐることは普通に見られる。もしも,これらγ相にCRMなどのように安定な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とって重大な内容となる。

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) を求める,次に同一岩石についてβ相のTcで Thermal demag. を行つて,β相のTc以上の remanent magnetismの有無をしよう。

しかし,実際にはβ相の熱的ふるまひはT.Mt Series において, Tc Fe₂O₄ 量によつて,さまざまで,β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いる試料は (1) 反射顕微鏡観察によつてβ相が確認されるもの。

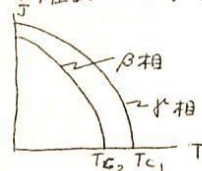
(2) Thermomagnetic Curve が irreversible を示し,β相は高温で break-down してγ相が消失し, Tc₂ が明確に求まるものであること。

Tc₁ が求まることはβ相が Tc₁ まで安定であったと考へられる。

β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どうか test することが出来る。

今までに行つて来た Andesite, Basalt についての測定結果につい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 Ti/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 相であると推定している。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別し、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 209 (Schultz 提供) である。表面の風化した部分は ilmenite のものと思わ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る。このことより、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	180°C	8.424 Å
	→	弱磁性部	170°C	8.409 Å
	→	残渣	ilmenite と考えられる曲線	—

弱磁性部の熱磁化曲線をみるならば 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 からこの最強部及び弱磁性部の化学組成を Reedman & 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 に入ることになる。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 つの相を包含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た。

II-32 隕石の磁氣的性質: Paleointensity

形浦直治

東大・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っている。

2. AF demagnetization

Carbonaceous chondrite は 200 Oe 程度までは交流消磁に耐してかなり安定である。一方 Ordinary chondrites は交流消磁に耐して不安定であり (大きい kamacite grain が VRM を獲得しやすいことが一因である), 安定な自然残留磁化を持っ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 $IRM \ll NRM \leq ARM$ 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 300°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 plessite) におきていると考えられる。

4. Paleointensity

Pellier 法を適用して, Ordinary chondrite に耐して約 0.4 Oe, Carbonaceous chondrite に耐して約 1.0 Oe という Paleointensity を得た。これは以前に Stacy et al, Bowey and Hargraves によって得られた結果と矛盾しない。

F. C. SCHWERER

and

Takesi NAGATA

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

Nat. Inst. of Polar Research

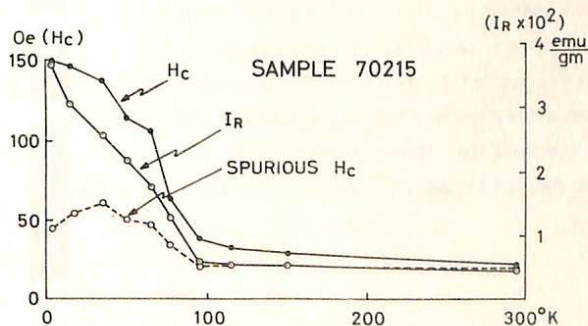
In their previous paper (1973 a, b), the authors reported that the magnetic coercive force (H_c) of lunar materials, in general, considerably increases with decreasing temperature from the atmospheric one (about 300°K) to 4.2°K. In some lunar samples, the increase of H_c with decreasing temperature sharply 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	°C
Θ^*	None	None	-	590	None*	None	°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^* : $\alpha - \gamma$ 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)

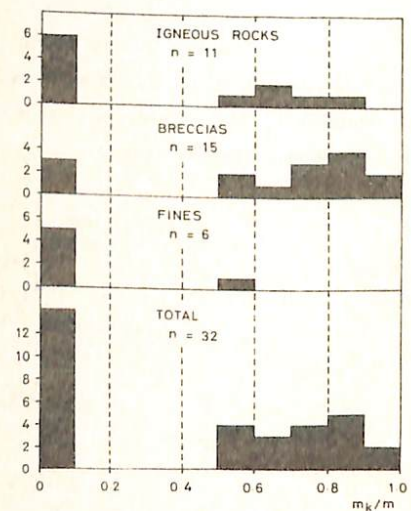
(II) Fig. 1 shows a histogram of kamacite contents in the metallic iron phase in various lunar materials returned by Apollo 11 through 17 missions, where the median value of Ni content in kamacite is about 5.5 weight per cent.

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カ計、プロトン磁カ計、フラックスゲート型磁カ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変わりつつある。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ぬものか検討すべきであらう。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)で水平分力用の常用している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測定値の温度変化を除いてドリフトを推定し、毎日あるいは毎時の基線値を決定するという作業が行われるが、 1μ 以下の微小量など高い精度が要求されるようになると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ず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

り知であらわされることわかつた。すなわち基線値変化 $B(T, t)$ は、

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

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ト、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(カッコン)についてこの式から出し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と次の通りである。

柿岡: 0.45μ (2年), 女満別: 0.70μ (2年), 鹿屋: 0.67μ (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ともこの精度で基線値が定められるということになる。

基線値変化の1, 2項は当然予想されるものであるが、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 $T = T_0 + \sum_{k=1}^n A_k \sin kt$ 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、基線値の同期分析から $B(T, t)$ の式の各係数を求めることかできる。観測室の断熱効果が悪く、 $T = T_0 + \sum T_n \sin(nkt + \phi_n)$ であつても複雑にはなるが同様にして求められる。断熱効果が悪くとも悪くして温度変化が激しければ、直接係数を求められるであらう。鹿屋はその点中程度であるので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、器械等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

一等磁気測定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、極めておそろしい、おそろしい急速な変動を示した。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* はもともはたはたしい変動を示している。いずれの成分も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年にのみ長くおそろしい期間に、日本の太平洋沿岸の沖合に $Z=0$ の線があり、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 の分布には基本的なパターンの変化を伴った。このうち特徴的なのは、各観測所での Z の正から負への移行は、おそろしい *sinusoidal* なものよりむしろ *constant rate* の増大と減少の向の *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を読みとって *profile* と作ると 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。

よりのことから *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* と呼ばれおそろしい急速で複雑な変動を呈する。

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率 $\epsilon 10^{-9} \sim 10^{-8} \text{ ohm}$, 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さる)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、深部はほとんど一様に回転する。

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 (Gubbins, 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, 1966 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。この点についてはまだデータが不十分なので最終的な結論を得るためには、archaeomagnetism 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ど南方約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る西太平洋は、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になる。

小笠原諸島は、フィリッ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のほど中心にあり、古第三紀に活動し、現在非火山性島弧の髯島、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り、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る。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年以來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

田中・神沼・藤田

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

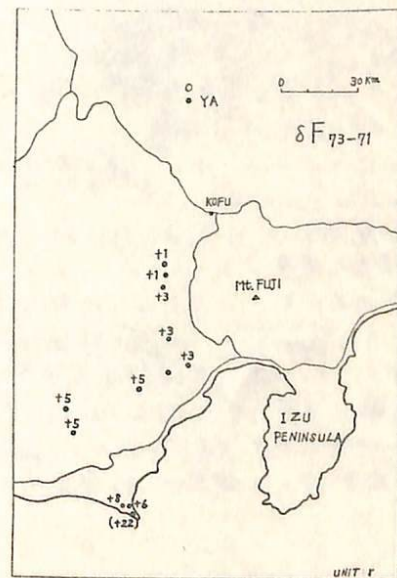
甲府盆地から富士川沿いに静岡, 御前崎に至る地域は, 以前から地殻変動の異常地帯として注目されてきた。この地域で1971年より1973年までの3回にわたり, 全磁力測量を実施した。測定にはプロトン磁力計を使用し, 日変化の影響をできるだけ避けるために, 夕方から夜間にかけて, 測定をおこなった。

日変化その他外部磁場の補正には, 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。

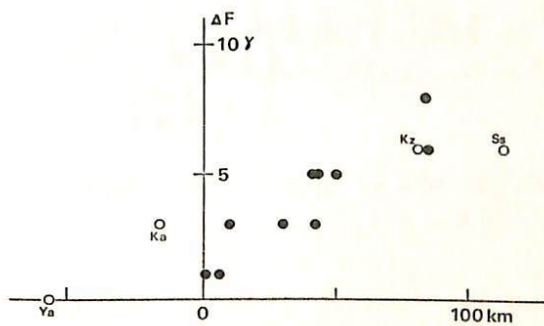
ところで終年変化は, 一般に決して全国一律ではない。地震予知研究計画による永年変化精密観測網の観測結果では, 全磁力はこの数年間, 日本全土にわたって年々減少している。藤田は1970.0年での全国全磁力終年変化の分布をまとめているが, これによると八ヶ岳観測所付近では-21.3%/年であるのに対し, 御前崎付近では-20.5%/年である。可なり八ヶ岳と比較すると, 御前崎付近では2年間に1.6%増加することになる。変化の大きさは観測結果とかなりの開きがあるが, 変化の傾向は同じである。

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, 下里では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, ほぼ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(K2), 下里(S2), での変化量をも同時に示してある。これを見ると, 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 兼 富一雄
弘前大学 理学部 鍋谷 祐夫

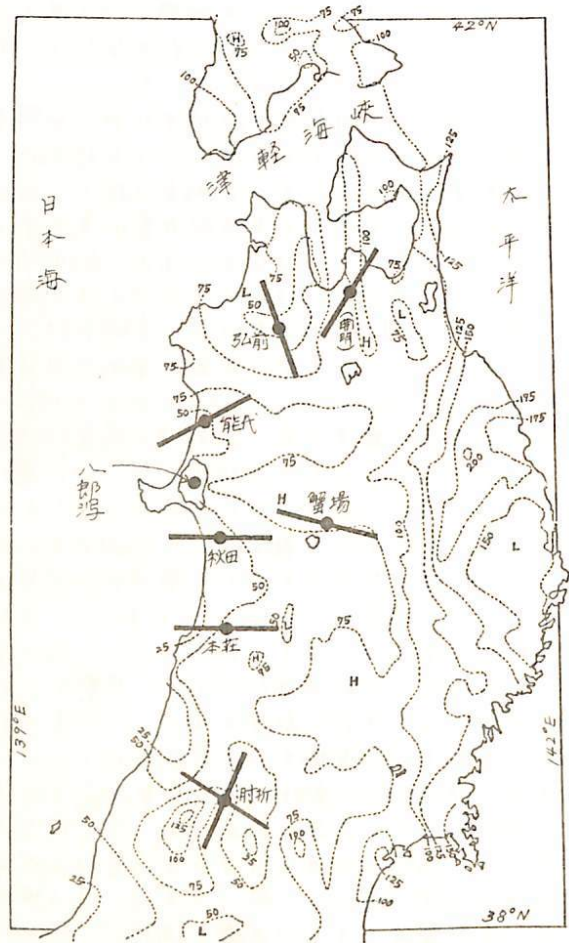
この数年間、機会ある毎に東北地方西
半グリーンタフ地域において誘導電磁場
の観測を行ってきたが、これをまとめて
みる。誘導電流は次の如し

- (1) 弘前 (HIROSAKI) : $N 17^{\circ} W$
 - (2) 能代 (NOSHIRO) : $N 60^{\circ} E$
 - (3) 八郎潟 (HACHIROGATA) : 方位未測定
 - (4) 秋田 (AKITA) : $N 29^{\circ} W$
 - (5) 蟹場 (GANIBA) : $N 75^{\circ} W$
 - (6) 本荘 (HONJO) : EW
 - (7) 肘折 (HIJIORI) : $S 23^{\circ} W$
- なお長谷川 淳 (1963) によれば
(8) 南明 (KAIMEI) 及び 付近 鉱山 : $N 12 \sim 43^{\circ} E$

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10分, 15分をとりこれ
に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10km余
の深さから数 Ω -mの conductorの存在
が推定された。周期25~30分にはこれ
に抵抗があったが、これは深達にして
170km以上のUpper Mantleの conductor
となる。

一帯山岳部における(4),(6)等とは
10km前後で5~10 Ω -m, 60~90
kmで40 Ω -m程度の値が観測されて
いる。

各観測点は日本海に向う往新第三紀
堆積層が深達して2~3kmにもなる一帯、
脊陵地帯にありこれは火山、地熱地帯に属
するグリーンタフ地域の特殊性を考慮す
る存在。上に述べた地殻内長導体の存在も
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の中心域に向って、或いは、low-high boundary
に誘導沿って電流が誘導されたとの推定が認められる。



[図] 誘導電流方向および
74-EP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

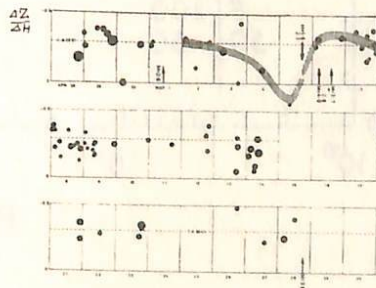
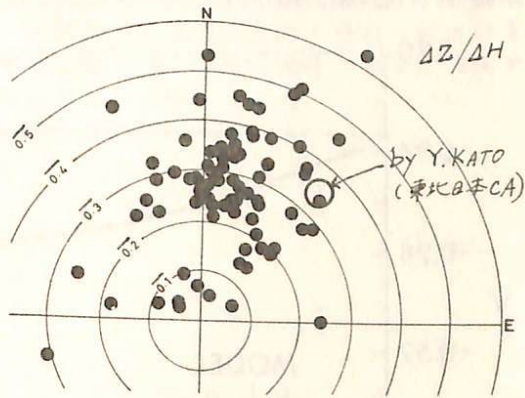
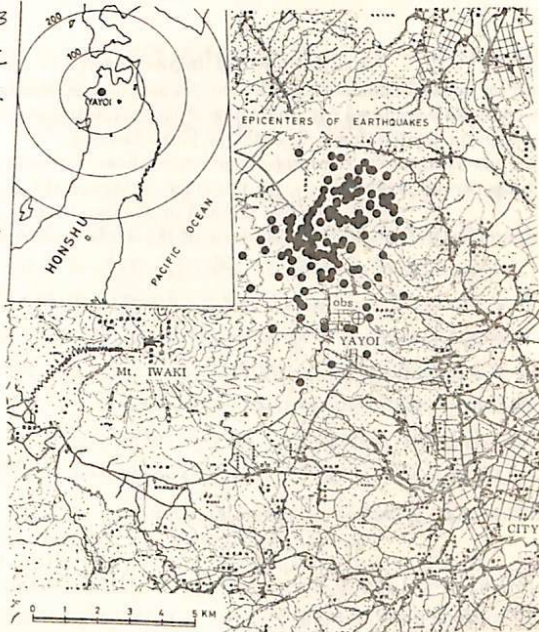
弘前大学理学部 鍋谷祐夫

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1万回観察されており、現在も常時活動度の10倍の活動を続けている。

震源領域に近いYAYOI(郊外)において、1973年4月から地磁気三成分の直視強力計による観測を実施しているが、いわゆる東北日本CAにも含まれるため、その研究に基づき諸種の影響要因、例之ば、地域的なCA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、その事によって、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たので、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CA弘前の値 ($\Delta Z/\Delta H = -0.35/N42^\circ E$) より東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) 誘導異常は本域から局地に亘る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係る量との相関が高次まで高い事が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ら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 方向にある様に思われる。



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, Hiroasaki 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,

$$A_0 + B_0 = A_1 + B_1, \quad \partial_0 (A_0 - B_0) = \partial_1 (A_1 + B_1)$$

$$A_j \exp(-\partial_j z_j) + B_j \exp(\partial_j z_j) = A_{j+1} \exp(-\partial_{j+1} z_j) + B_{j+1} \exp(\partial_{j+1} z_j)$$

$$\partial_j \{A_j \exp(\partial_j z_j) - B_j \exp(-\partial_j z_j)\} = \partial_{j+1} \{A_{j+1} \exp(-\partial_{j+1} z_j) + B_{j+1} \exp(\partial_{j+1} z_j)\}$$

$$A_n \exp(\partial_n z_n) + B_n \exp(-\partial_n z_n) = \exp(-\partial_{nr} z_n), \quad \partial_n \{A_n \exp(-\partial_n z_n) - B_n \exp(\partial_n z_n)\} = \partial_{nr} \exp(-\partial_{nr} z_n)$$

with the problem reformulated as follows,

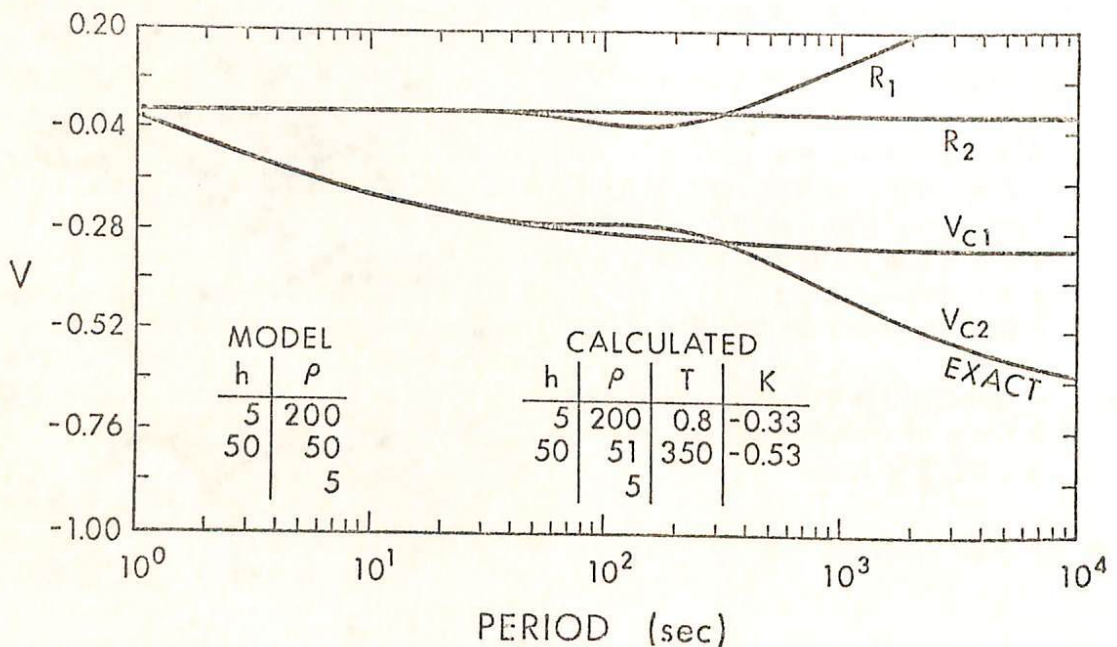
$$Z_i(\omega) = E_x / i\omega H_y |_{z=0} = \Gamma_n / \partial_0$$

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

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 , 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

地磁気観測所女満別出張所

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背帯式磁力計、GIT型磁力計、地電流観測は硫酸銅溶液、炭素棒電柱とペンレコーダを用いた。

パーキンソンベクトル(周期40~120min.)については、女満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。また女満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。地電位差変化に因りては、根釧原野中央部では約0.5mV/km/hと振幅が小さく卓越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)では振幅が約4mV/km/hと非常に大きく卓越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°に対して、太平洋岸は90~120°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できると考えられるが、さらに周期特性を求め、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地点に磁気点を設置し、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に約6°の東偏(女満別に対して)が認められている。地電流卓越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活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於ける良導層の分布モデルを提出した。それによると、北海道南西部に於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。この様子をFig. 1図に示すが、このような良導層の実体を知らる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2.5 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、いずれも良導層の分布と関連があると思われる。従って北海道に於けるCAも、時間的には新第三紀以後の地殻活動と、又現在の状態としては宇津による High Q, High V zone の存在と密接に関連してこよう。

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).
- Uta, 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.

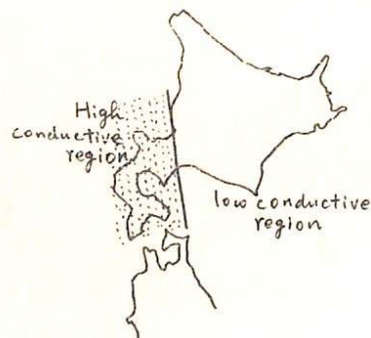


Fig. 1 図

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氣伝導度 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氣伝導度を有限の値 ($\sigma = 10^{-14} \text{ cgs}$ 及び $\sigma = 5 \times 10^{-15} \text{ cgs}$ の二層) とし又海の影響 ($\sigma = 10^{-11} \text{ cgs}$) を考慮した上で Jones の Pascoe の方法で地磁氣変化 ($\frac{\Delta B}{\Delta H}$) 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。一方大気球による (高さ 25 ㎞) 磁場測定 (垂直成分) によつ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つはプラズマ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ごの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

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

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ぬという観点より, 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)

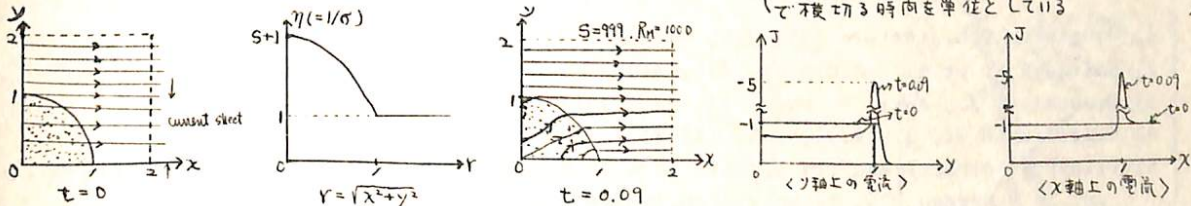
鶴飼正行*, 深尾昌一郎**, 津田孝夫***
*愛媛大工, **京大工, ***北大工

急速なリコネクションの進行はフレア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、主に定常解において磁場のマージングレートがどの程度まで許容される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ように思われる。我々はこの問題に討して、若干別の観点から、初期的にはほぼ平衡状態の反平行磁場を考え、そのカレントシートのある1点を中心に何らかの要因により極所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クロスインスタビリティに等されるか否か、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。

回 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、流体のジェットが極所的にぶち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ち込まれた場合、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すぎるきらいがあり、上述の主題を解決する「糸口」は与えても、満足すべき解にはほとんど達しと考えるべきでない。更に数値解を求める場合においても、境界条件がその解に大きなウェイトを占めるので、やむを得ず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充分満足すべきものとは思われない。この種のモデルに対しては、もう工夫が必要ではないかと思う。

■ カレントシートに急激なリコネクションをおこす別の要因として考えうるのは、マイクロ不安定性等により、極所的に導電率の低下が生じた場合である。この考えを既述した結果を参照するのが今回の主目的である。このモデルでは内側から崩れていくのでそのディスター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い。従って数値的研究をしばらく進めていくことにした。

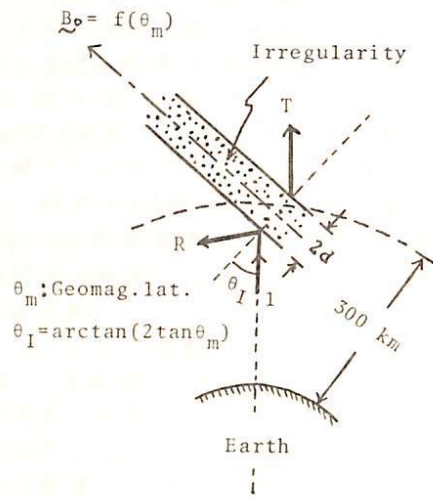
回 以上の様な考えを検討するために我々はその初期段階として次の様な簡単なモデルを考えた。まず平衡状態の反平行磁場を初期的に考えた場合、急激なリコネクションによって引き起こされる流体の流れがどの程度以上大きくならぬかと、解にはほとんど影響を与えないであろう。従って $\eta = 0$ と仮定し、磁場の磁場方程式を解いた。このモデルは、実際に急激なリコネクションが引き起こされるか否かをみたものである。下の図はこの解の一例を示す(実際にはベクトルポテンシャルを用いて計算してある)。(距離はカレントシートの厚さを、時間にはカレントシートを V_A で渡り切る時間を単位として)



次に我々は流体の流れを考慮した MHD eqns. の full-set を 'two-step Lax-Wendroff method' を用いて上述のモデルに適用した。現在まで(実験下の小型計算機を限った関係上)非常に粗い計算結果しか得られ、 $S=99, R_M=1000$ の場合について、 $t=0.8 < \tau < 1.1$ 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、 $t=0.8 < \tau < 1.1$ で、 $V_A/\delta < 1$ 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る。

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未だほとんどない。Singletonの論文¹⁾は稀有なもの一つであり、「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⁾の主張を裏付けるべく、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⁾の説明は少い物足りない。ところで、今では(1) Spread-Fの多飛北帯の一つが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、これが束になって分布しているらしい⁵⁾ことが分かっていいる。上の(1)は好材料の一つになるが、Spread-FのFAIが反対半球まで延びて、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・透過問題を考え直してみた。



各磁気緯度 θ_m について、ホイスラの wave normal は入射時、鉛直上方向き(電離層を下方へ抜ける際、屈折率が大きくなる方向に進む)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内の電子密度は磁カ線と直角方向に周期的(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。現状までのヒート、ピークが一つで半値巾 d が数 km のFAIは濃度がピーク値 $\pm 10\%$ 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を 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)

橋本弘藏, 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. $|D^c + D^h| = D^c + D^h$ (D^h は δ について一次)。

v) ホットプラズマの各項は, $\lambda = k_z^2 v_{th}^2 / \omega_{pe}^2$ 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。

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

$$\gamma = -\text{Im}(D^h) / [\partial D(\omega_r) / \partial \omega] \quad (2)$$

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, $ck/\omega_{pe} = 6$ までは良い近似であり, k が大きくなって行って 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 $|\gamma_L|$ 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, $ck/\omega_{pe} < 4$ では, Landau 減衰のために, $\gamma < 0$ となっているの分かる。

パラメータによつては, 磁場に沿った場合よりも, 斜めに伝わる方が成長率が大きくなる。 $\Pi_e/\Omega_e = 10$ のとき, T_{h1} が 10^6 eV 程度以下で $T_h > 2T_{h1}$ の時に起こる。これは, 温度の高い時に起こるといふ, Brinca²⁾が次の分布

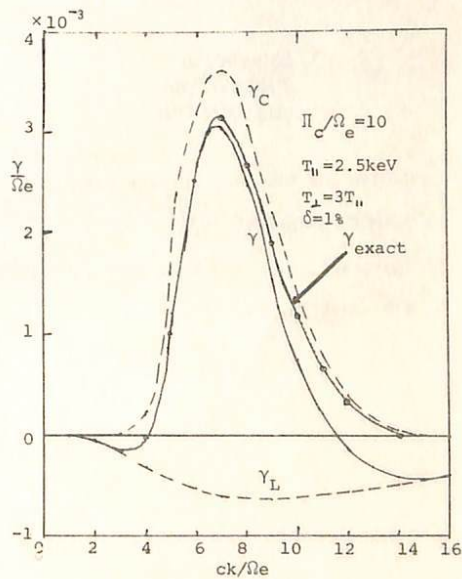
$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = A_0 v_{\perp}^{2p} / (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2 + v_c^2)^q \quad (3)$$

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54回予稿集 p.35 (1973年11月)
- 2) A. L. Brinca, J. G. R., VII, 3495 (1972).

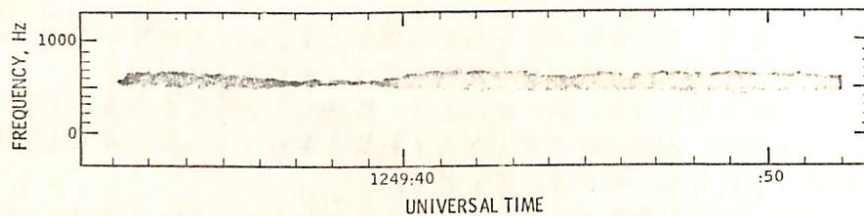
図1 成長率-波数特性 (Π_e は, コールドプラズマのプラズマ角周波数)



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 $3/2$ fc 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表不安定性 (I)

齋藤元法・渡辺ニ太
(九大教養) (名大プラズマ研)

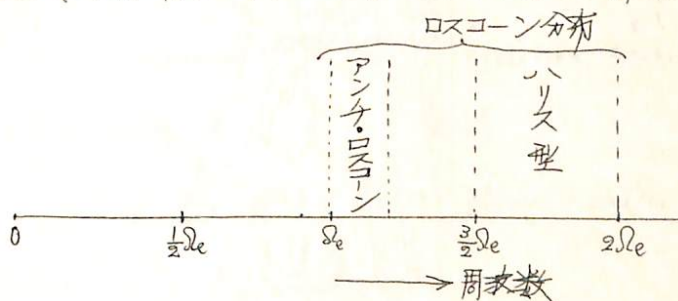
従来電子サイクロトロン表(縦表)の不安定性の原因として下記の場合が研究されている。

- (1) ハリス型 ($\bar{v} \neq T_{\parallel}$) 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 Sæddl, *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。

計算の結果下記の事が判明されている。

- (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表のモードが $\omega \cong \Omega_e$ 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記すると $\omega \cong \Omega_e$, $\omega \sim \frac{1}{2}\Omega_e$, $\omega \sim \frac{3}{2}\Omega_e$ 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き $\omega \cong \Omega_e$ 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(産部。しかし表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いる粒子の 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

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

で与えられる。 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

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

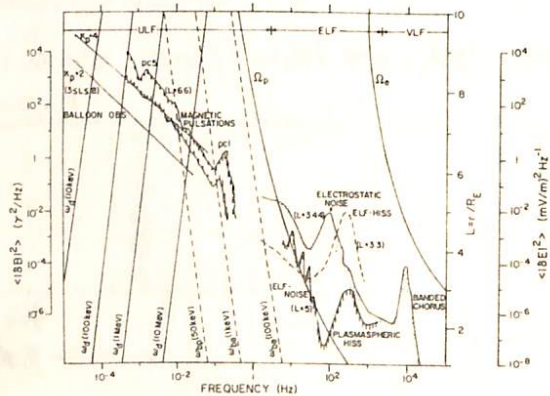
の関係がある。 L は磁力線の L-値、 B_0 は赤道での磁場の値、 n は整数である。準線型近似で得られた radial diffusion 係数 D_L と磁力線方向の加速拡散係数 $D_{w_{\parallel},e}$ との効果と比較すると

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

ここで l_{\perp} は粒子分布の地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。赤道環状プロ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損失により重要である事がわかる。

図 1

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



の横波の伝播

並川 富一 ; 北川 清夫
 阪市大・理

既に二流体理論で PC1 と PC5 の右回り波の磁場に沿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。
 しかし従来の perturbation method では波の斜め伝播の分散式は非常に複雑になり困難であ
 る。この困難を除くべく 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、これは一様磁場方向に進む横波の伝播を扱った。之までは ω が静
 止していると考えられる高周波領域しか扱われてはいるが多数成分プラズマ、全周波全電域の
 伝播に理論を拡張した。磁気圏では cold plasma とみなされる 10^6 の order のプラズマその他
 に 1 KeV 以上の超熱粒子が $1/10$ 以上存在して波が伝播している。分布函数の観測から波の
 伝播は斜め波のローレンツ分布をしていてその仮定の下に代表的パラメータとして 5 KeV 附近の活
 動粒子、これを得られ在一般論に代入すると少くも磁束で波が伝播する事が判り観測と合う。
 今後は斜め伝播に理論を拡張すると共にこの理論を H^+ の場合を含む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

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

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

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

α 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

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_a(\vec{r}, \vec{v}_0, t') \delta(\vec{r} - \vec{R}_a) \delta(v - v_0) d^3r_0 d^3v_0$$

と粒子の運動方程式の解を代入すると一様磁場の方向を z とし z 軸

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

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

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 変換して解を求めらる。

佐藤 哲也
京大理

前回の学会で、Electrojet Irregularities のこけまでの理論の結果(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、理論研究は大概完成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 によって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に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(彼等はこの事実を無視している)。従って、彼等が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が望まれる。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が結論される。一つは、先に述べた項による電子の流出への反作用(quasilinear retardation)であり、他方は、電子密度分布への反作用である。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になった。この一般化された安定理論をもとに、実際の type I 波動がどの程度の効果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、最近発表された一つの興味ある現象を通して、この安定化の問題を論じてみようと思う。

この現象とは、普通一定である type I の位相速度が時々、30分おき60分の周期で、数%~10%程度の揺動をともなう振動するという事実である。これは風(gravity wave?)によって生じ起さされるのでは否かと見られる。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と反作用の影響を調べる。電子のジヤイロ同位数(β_e)の衝突同位数(β_n)に比べて十分小さいことより、中性風は何ら直接には電子の運動に影響しない。イオンの衝突同位数はジヤイロ同位数(β_i)より大きい。故に、イオンは風に乱される。同時に、ある程度 $\beta \times B$ の方向にも動かされる。例えば、風がエレクトロジェットに同じ方向に吹くとするとき、 $\beta \times B$ の運動はジェットに垂直な方向に偏極電場を作るであろう。当然、この電場は電子のホール運動、即ドリフト速度 V_{ed} を変える。先に述べた如く、type I の位相速度は V_{ed} に無関係であることより、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、風によるイオンの drag が位相速度を變化させる候補者として残る。とこの時、イオン速度に依存する波の物理量としての波の成長率を求めることは線形理論からできる。つまり、波の実際の(非線形)の位相速度の成長率の関数ではないのかという点を検討される。解析の結果、風によるイオンの運動を考慮した波の半線形分散関係は2次式を得る。

$$V_{ph}^{ol} \approx V_{ed}(t), \quad \gamma^{ol} \approx \frac{V_n}{\beta_i \beta_e} \omega^2 \{ [V_{ed}(t) - V_{ed}]^2 - V_{th}^2 \} \quad (V_{th}: \text{イオンの熱速度})$$

定常状態では $V_{ph}^{ol}(t_s) \approx V_{th} + V_{ed}$ を得る。 $V_{ed} \approx V_n$ (風の速度)であるから

$$V_{ph}^{ol} \approx V_{th} + V_n \text{ と有り、位相速度は風の速度にほぼ等しくなる。}$$

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

生田 秀
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束を考える。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 の問題が全じ, 相対論的プラズマを考へなければならぬ。2) 星の回転が, おそい場合, light-cylinder は考へなくてもよく, 非相対論的であり。

この両方の場合において, 定常電磁流体力学が適用されると, 考へる。このとき, 磁軸と回転軸が, 一致した, 軸対称性のもとで, 電磁力線が, 正磁極, Maxwell力線等, etc を考慮に入れた, self-consistentな, 解を調べる。

このように, プラズマの流束は, 一般に parallel-transverse flow という流束になる。この流束は, 次のように, 配位をもつ: poloidal 面内で, 流束速度と磁束が平行であり, 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 解は, 物理的に, 存在しないことを, 近前 (A (Prog. Theor. Phys. Vol. 51, to be published) によつて, これ以外の解, つまり, light cylinder を横切る流束があり, 流束が parallel-transverse になるであろうと考へられる。この流束を, 用いると, 基本方程式は, 3つの流線をもつて一定な, 量 (β, λ, ζ) が積分される。これをみると, 系は, 原理的に, 2つの方程式に, 減じる。たとへば, 相対論的方程式では, 次のようになる。

$$\textcircled{1} \begin{cases} \nabla \cdot (\mu^0 \mathbf{U}) = 0 \\ \mu^0 \dot{P} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}) \mathbf{U} + \mu^0 (\mathbf{U} \cdot \nabla \dot{P}) \mathbf{U} + \nabla P - \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{1}{4\pi} (\nabla E) E = 0 \\ \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\mathbf{E} = -\dot{c} \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ (\mathbf{U} \cdot \nabla) S = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} & \text{== 2. } \mu: \text{流束速度. } \mathbf{U} = U \sqrt{1-u^2/c^2} \mathbf{e}_r, \dot{P} = 1 + E^2/c^2 + P/\rho c^2 \\ & \mu^0: \text{proper mass density, } E: \text{internal energy etc.} \\ & P \equiv 1/\sqrt{1-u^2/c^2} \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} & \text{== 2. } \quad \zeta = P P c^2 + \frac{1}{4\pi} \lambda r \sin^2 \theta B_\theta \\ & \quad \beta = r \sin^2 \theta (P U_\theta - \frac{1}{4\pi} B_\theta) \\ & \quad \lambda = (r \sin^2 \theta)^{-1} (B_\theta / \mu^0 P - \alpha U_\theta) \\ & \quad B_\theta = \alpha \mu^0 U_\theta \quad \text{及 } E = U \cdot \nabla (\mathbf{U} \cdot \nabla) \alpha = 0, (\beta, \lambda, \zeta) \text{ 非同値。 etc.} \end{aligned}$$

ここからは, 境界条件を $r=R$ で, $U_r = R \dot{\omega} \sin \theta, B_\theta = 0, \dot{P} = 1, P = 1$ 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, $(u/c) \rightarrow 0, \zeta \rightarrow \zeta - c^2$ 。極座標で, 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へ, ここで, 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, 考へられている。極付近の解と, 赤道付近の解との関係が, 調べられる。

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, 流束を, 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 230 である。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, 今回全真可能な限り (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線が並ぶことである。(a, c) の図と比べて見ると, その傾向がさらに著しい。

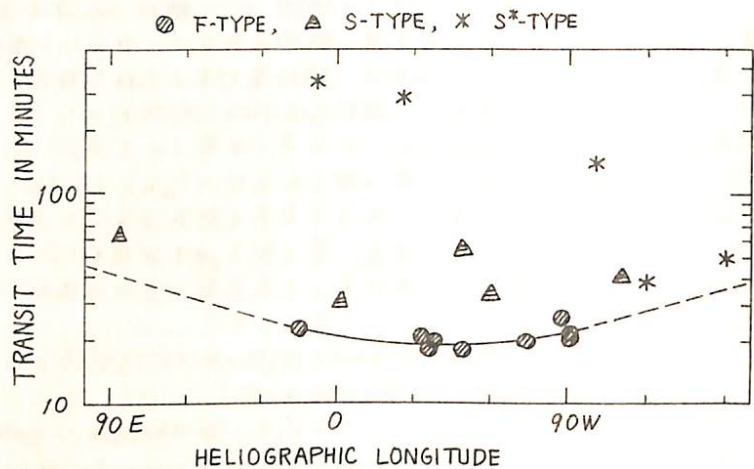
一方, 到達時刻から極大までを Rise Time とし, 経度に対して図化して見た。そこでは明確な3群が現われ, それぞれ, E \rightarrow W に従って短時間になり, 西縁の後のフレアについても例外でなく, 極小時がない。この3群を短い方から, F, S, S* と仮に名付ける。その分類に従って分けて, 上図にも示した。これで前面に並ぶのはF型であることがわかる。実線は最小自乗法的二次曲線で, F型のみから求めた。破線は外挿である。極小は (40 $^{\circ}$ W, 19分) である。40 $^{\circ}$ W で折返し直線近似により, (13 \pm 5) $^{\circ}$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

以上から次の結論が出る。

- (イ) 経度効果が, 太陽近傍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) 磁力線を一次元的に伝播し, かつピッチ角の等方散乱を受けるとすれば, 磁力線が約 10%, 平均散乱距離 \sim 0.2 AU で約 10% 伝播にかけ, 結局 10 分かかる。
- (ニ) バースト急上昇開始より数分かつて 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。例文は^{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オ2段に加速される。又高エネルギー X 線バースト³⁾ では, オ2段の開始も数秒に極大がおこった例がある。このオ2段が (b) に対応するとして, 今回统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).



II - 57 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

理研宇宙線研 村上一昭, 和田雅美, 小玉正弘

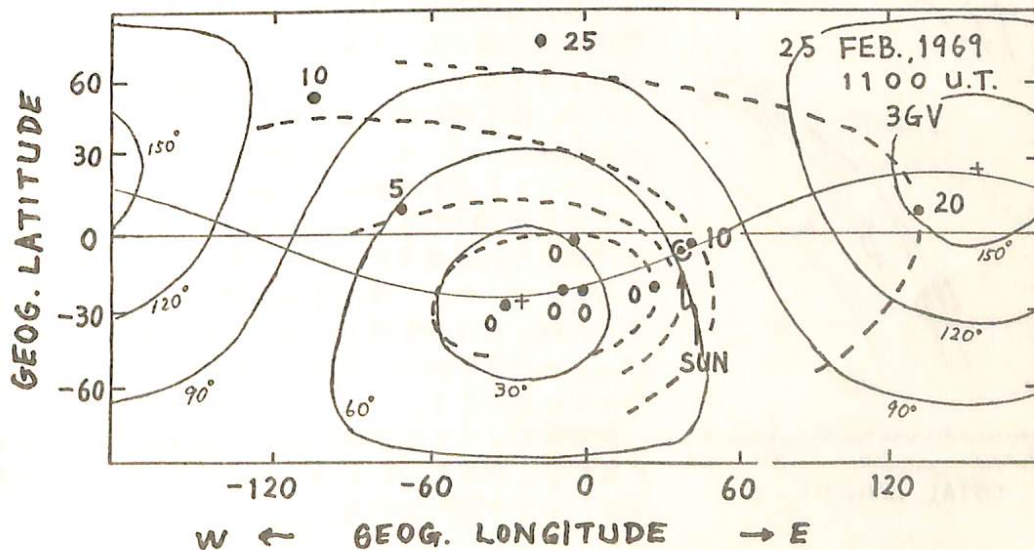
大型中性子計の出現により、1960年代後半から、宇宙線観測精度が一段と向上し、且観測度が増加した。このような観測資料の解析により、宇宙線強度増加開始時刻の異方性が明らかになったことは前講演会で述べた。解析をさらにすすめたので、さらに報告する。

用いた例は、最近のもので論文(1)→前頁)で述べた立上りの早いF型と、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、☉は太陽である。太陽の左側が午前になる。●は各観測点鉛直入射の3GVのrigidity 粒子の磁気圏外の地球上の方向で、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。●に付した0, 5, 10等は、もっとも早い開始時刻観測点を0として、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。

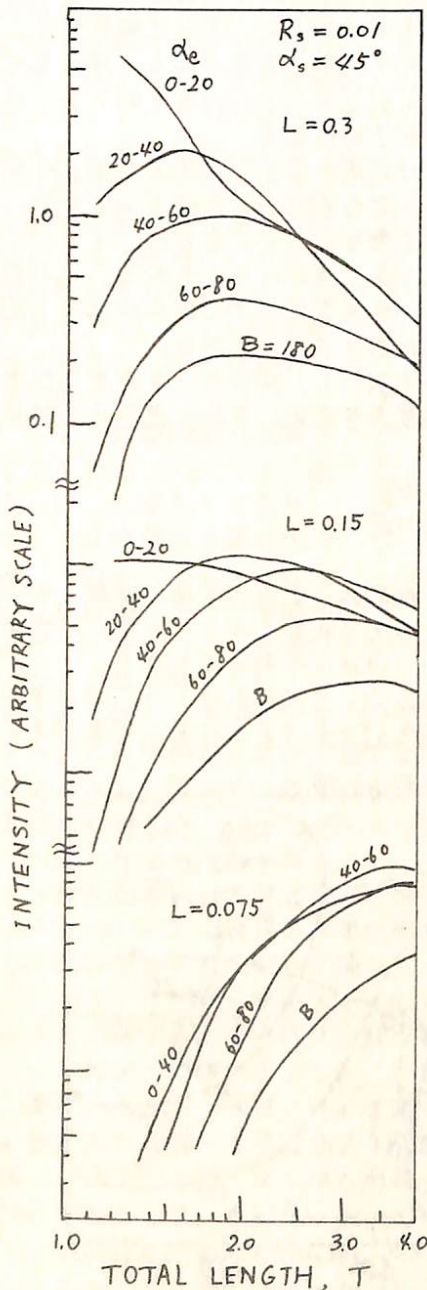
他の例についても同様にし、異なるrigidityでの方向の図にし、調べた。また異方性中心をいくつか仮定し、それぞれにつき、粒子方向との角度差をおめ、それと遅れとの相関を見た。そうして得たものを次に示す。

- (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視側の遅れは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遅れ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ず。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分で視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。

$R=1$ すなわち地球を過ぎる時には、 α_e とそのまま積分した 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。

左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。これに到達時刻の異方性を見るには、相対増加量と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、同でみる範囲では合う例をとりにくいといえる。

拡散係数として磁力線に対し平行成分 $K_{||}$ 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。

岩手大 高橋八郎, 矢作直弘
 名大 長島一男

Interplanetary space における宇宙線の Zonal Harmonic Components は次のように与えられる
 (K. Nagashima: Rep. Ionos. Space Res. Japan, Vol. 25, No. 3, p. 189 ~ (1971).

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

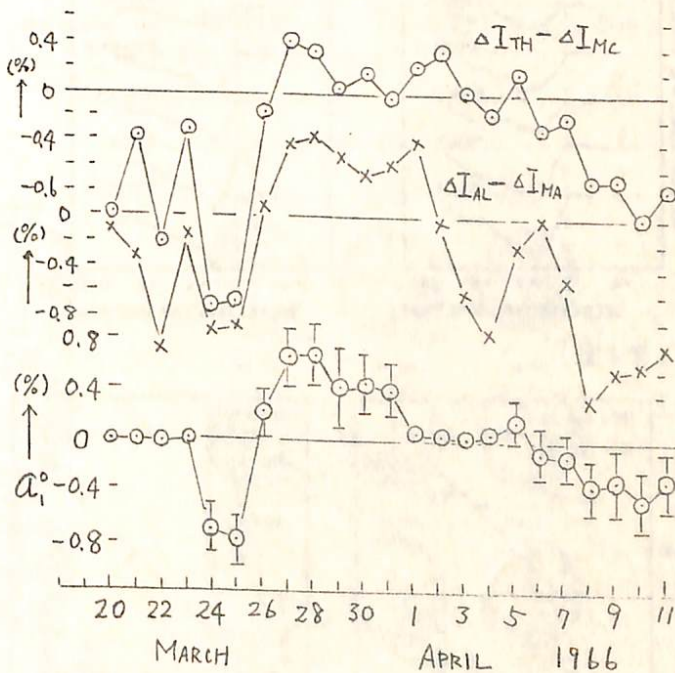
ここで, $D_n^0(t)$: n-th zonal harmonic component; $a_n^0 = \eta_n P_n^0(\cos \theta_R)$: space zonal harmonic component.

$$C_n^0 = \int_{P_c}^{\infty} Y(P) G(P) L_n^0(\theta_p) dP / \int_{P_c}^{\infty} Y(P) dP : \text{coupling coefficient} \quad \dots \dots \dots (2)$$

我々は今般に上記(1)式を用いて, ① Sep. 3 ~ 12, 1964, ② Feb. 8 ~ 18, 1968, 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 およびこの計算に 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_0^0 を求めるには(2)式の中の $G(P)$ とは Power type のものが用いられ, a_1^0, a_2^0 を求めるにはこの $G(P)$ とは, Power type のものと Power exponential type のものとを両者が用いられ, 前者は 10 GV で normalize されたものがあるが, 後者は peak 値 (δP_0) が用いられ, 前者と比較するには後者は 10 GV に normalize する必要がある。

今般はこの normalization を行なわれないで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の議論を述べる。結果は傾向として, 今般と大体同じである。 a_0^0 が示す傾向, 即ち宇宙線強度の North-South Asymmetry は明らかに認められる。当然のことながら, この傾向は通常は南北二つの

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述べる。1例として, 二つの station として McMurdo と Thule 及び Mawson と Alert の二組をえらんだ場合の上述④の区間についての結果を示すと右図の通りである。



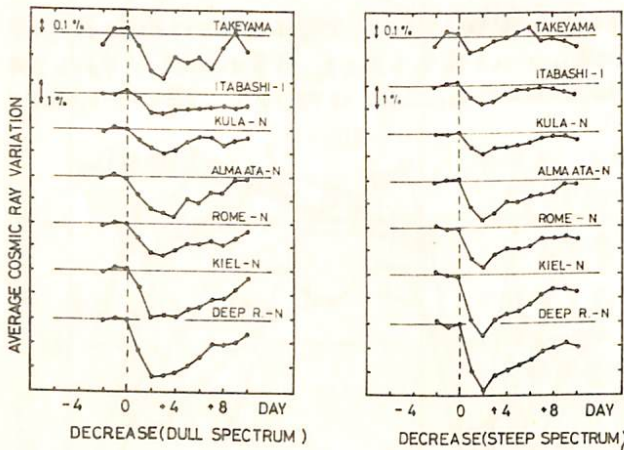
ΔI_{TH} : Cosmic-ray intensity decrement at THULE
 ΔI_{Mc} : " " " at McMURDO
 ΔI_{AL} : " " " at ALERT
 ΔI_{MA} : " " " at Mawson

(ニつの型のスペクトル)

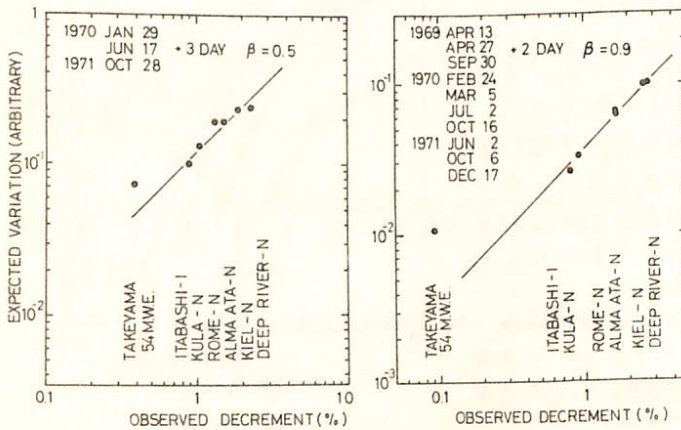
三島靖, 村上一昭, 和田雅美
(愛媛大理) (理研) (理研)

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 $j(P) dP$ (P : RIGIDITY) とする時、変化分(減少分)は $P^{-\beta} j(P) dP$ に比例すると近似させると、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 $\beta \approx 0.5$ であることも述べた。このような事から、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ますと、 $\beta \approx 1$ 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回の如くであり、 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、いろいろ気がつく点があるが、スペクトルについて述べると次の如くなる。

(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 付近に RIGIDITY の Upper Limit がある。(地上の観測には Response Function を用いて 500 GV までのものを使ったが、100 GV までとして β には影響しない。又、地下の Response Function として、Peacock のものを使っているが 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、地上での変化分が比較的小さいため、地下観測で見つけられやすい。例えば Dec. 1972 の如く。)
- 4) Dull 型は減少の仕方 Steep 型に比べて遅いように思える。

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たいことを述べる。

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、 $\zeta_0 \sim \zeta_3$ 、軸の方向 (Δ, θ_R) 、変化スペクトル (γ) となる。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、2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、補正することとを試みた。

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。

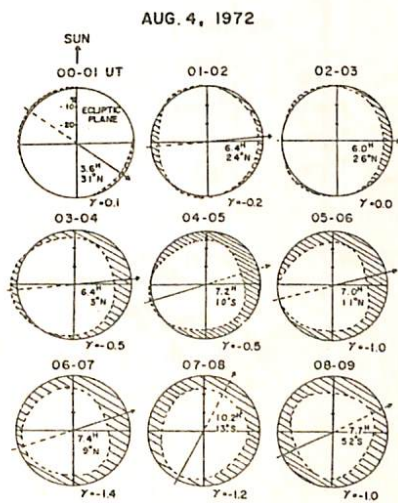


図 1

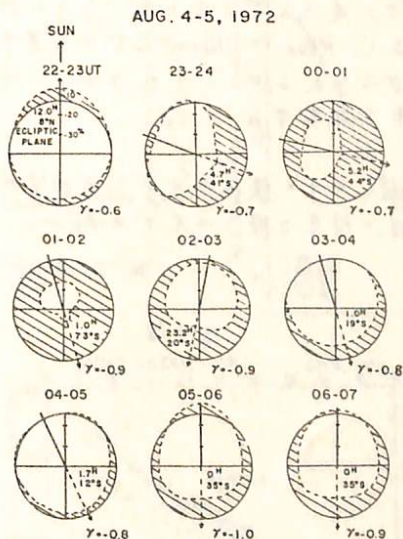


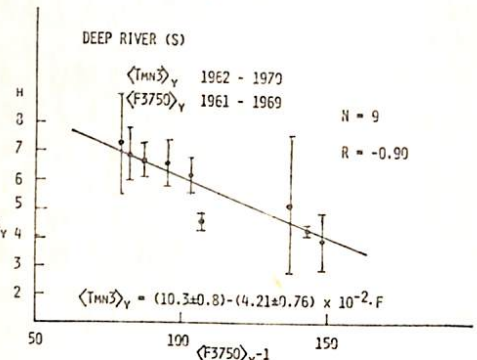
図 2

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

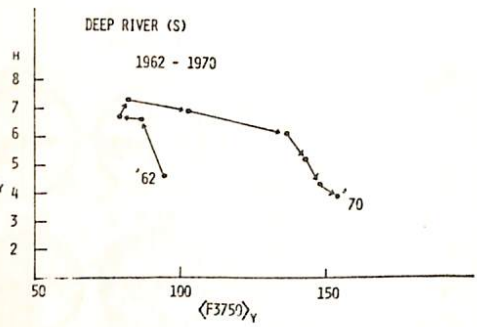
I. 前回までに、(a)宇宙線 1/3 日変化が存在すること、(b)多くの地点では、1/3 日変化の space での異方性は、平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあること、(c) $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ (年平均値) は太陽コロナ緑線強度 (I5303) (太陽面低緯度) と大変良い相関があり、Deep River (SN), Ottawa (IGY 型) は負相関であり、Mawson, Hermanus, Resolute Bay 等は正相関であること、(d) Deep River, Ottawa 等の $\langle T_{MN3} \rangle_M$ (月平均値) の space での異方性は、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、静穏期には $\sim 1^h$ 方向にあること、(e) 各地点において、全期間を通じて一度も 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いること等を報告してきた。

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

名大空電研で出版した 9400 MHz, 3750 MHz, 2000 MHz, 1000 MHz の太陽電波フラックス (それぞれを F9400, F3750, F2000, F1000 で表す) の年平均値 ($\langle F9400 \rangle_Y$, etc.) と $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ との相関をとると、多くの場合は、 $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ の方が位相が遅れ、太陽電波の方が 1 年遅らせるとかかなり良い相関がみられる ($\phi 1$ 周参照)。各地点での相関について報告する。



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



IV. $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ のその後入手出来る追加資料を加え $\langle T_{MN3} \rangle_Y$ と前述の報告を補う予定である。

才 1 図

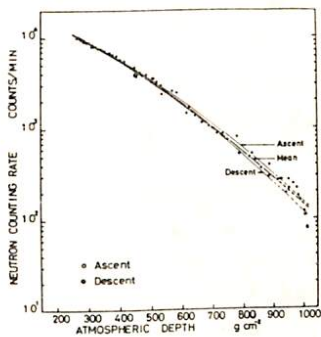
航空機による宇宙線強度の高度変化及び緯度変化の観測

奥谷晶子、和田雅美、川崎信吉
理研

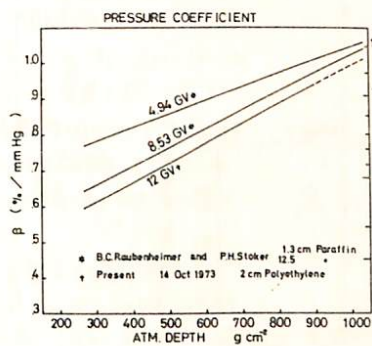
日航 DC-8-50 型ジェット旅客機による宇宙線観測飛行が 1973 年 10 月 14 日午前 9 時 30 分及至午後 6 時 00 分に実施された。飛行航路と飛行高度は、東京 ← 浜松間 に於て上昇及び下降、浜松 ① → 稚内 ② → 宮古島 ③ → 浜松の間は夫々 ① 33000 feet ② 35000 feet ③ 33000 feet の高度を保ち水平飛行が行われた。この機会に BP-28 型中性子計数管一本 (2cm ポリエチレン被覆) 及びプラスチックシンチレーターテレスコープ 50cm × 50cm × 5cm 2 層 (天頂角 23° 19') を搭載して中性子成分強度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 2 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 Konff 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。

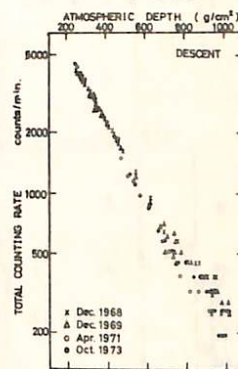
第 1 図



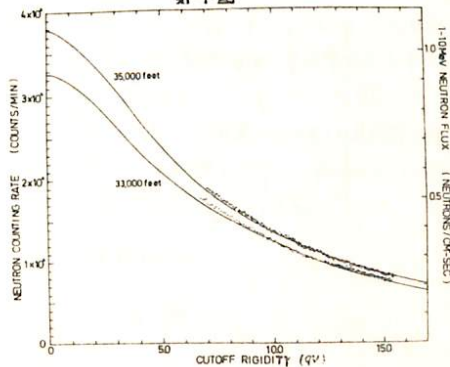
第 2 図



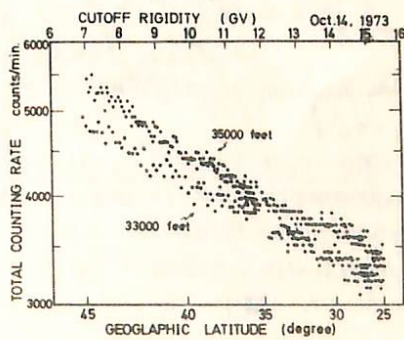
第 3 図



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, 図 1 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 ($t_{max.}$) と他の 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。

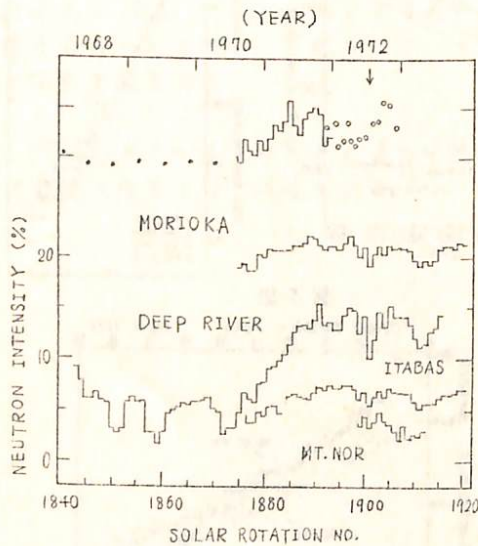


図 1

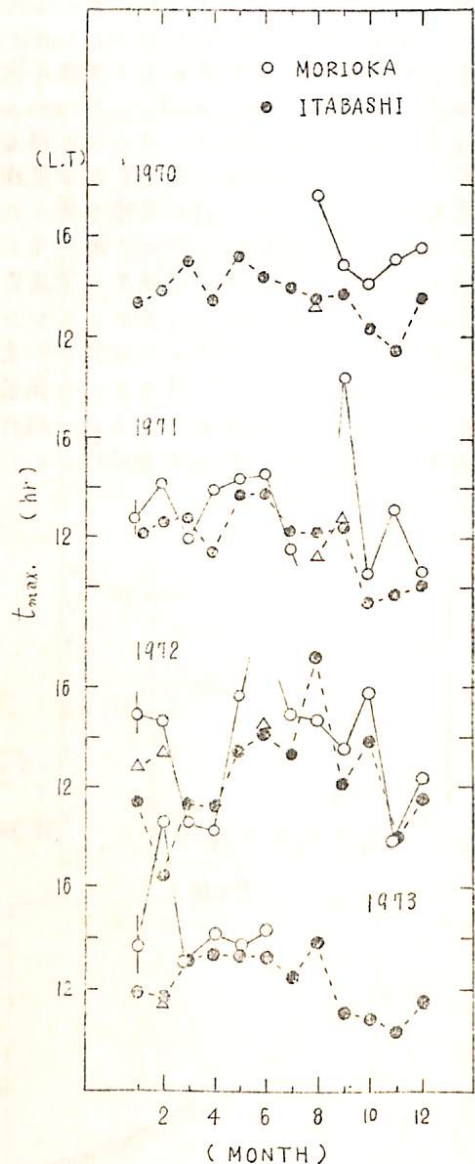


図 2

北村正昭, 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(1)の
 結果、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
 について報告した。期間は1970年7月(冬)と12月(夏)で、中電子、中間子
 両成分についてタイム・スプレッド解析を行った。

その結果は次の通りである。図(a), (b)に示すように

1), 数十分乃至数時間周期の power density の増加による
 現象が、24時間周期の発生し、数時間乃至1日周期の発生する。
 (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電子成分にのみ発生し、中間子成分
 には見られない。このカウンタ数は

中電子成分 $\sim 2.5 \times 10^4$ count/5min

中間子成分 $\sim 5.5 \times 10^4$ count/5min

気圧変化率数は

中電子成分 $-0.74\%/mb$

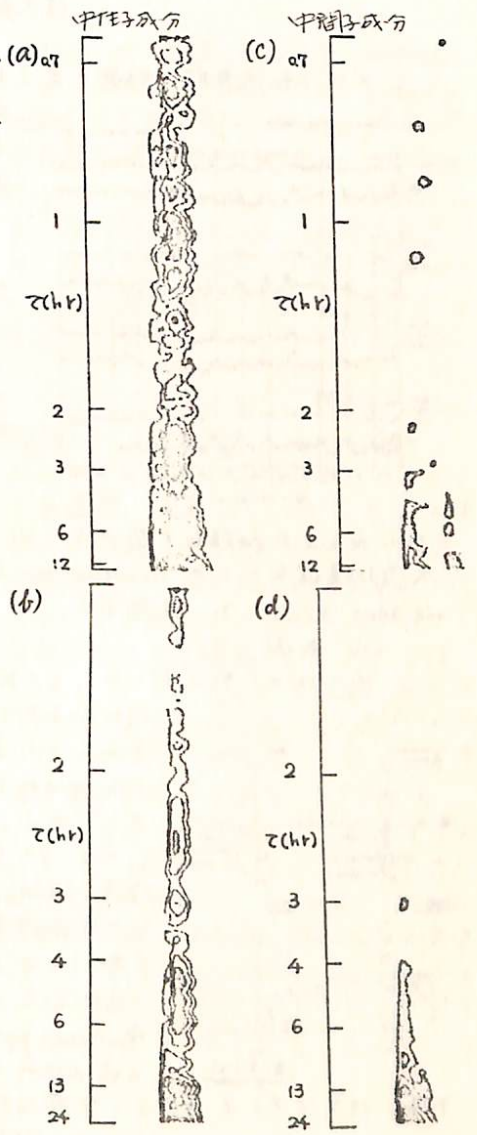
中間子成分 $-0.16\%/mb$

よ、この現象は気圧変化によるものとすれば、その気圧変化は $\sim 1mb$
 程度と考えられる。

3), この現象の出現は Kp, RIOMETER 及び Ip (気圧補正した宇宙
 線強度)等とは関係なく、従って宇宙空間で発生したものと思われ
 ない。風、気圧等、気象要素とは関係なく、特に 500~600mb
 (付近)の風の強い時に発生している。この事実と前に述べた
 ことより、この現象は地球大気の内層動力過程による気圧変化に
 反映していると思われる。(ただし、波電磁波を結論する上には
 隣接する他の観測装置より、その伝播性を明らかにする
 ことが必要である)

4), この現象は中電子成分に対しては数十分、数時間周期、
 12時間周期及び24時間周期の周期に及んでいるが、この時中間子
 成分に対しては12時間周期及び24時間周期等の波は見られるだけ
 である。安静時に対しては両成分とも12時間周期及び24時間
 周期等の波が見られる。これは \times 上は気圧補正を
 して、宇宙線強度に及ぼす結果であり、気圧補正した
 については他に不変である。

\times 上のほか、擾乱時(この現象の出現した期間)及び安静時
 (この現象の出現しない期間)における power density spectrum
 の違いについて詳細な解析を行っている。



タイム・スプレッド
 期間はそれぞれ1970年12月1日、00時00分
 ~ 12月4日、09時10分(UT)

- (a), 中電子成分、周期12時間周期のスペクトラム
- (b), 中電子成分、周期24時間周期のスペクトラム
- (c), 中間子成分、周期12時間周期のスペクトラム
- (d), 中間子成分、周期24時間周期のスペクトラム

信大理 森寛 安江新一 崎坂修二 赤羽重信
信大敬養 一之瀬匡興

太陽活動減衰期に顕著に見られる再帰現象 (recurrence phenomena) について、今回は宇宙線強度日変化の振巾増大の再帰現象を、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。

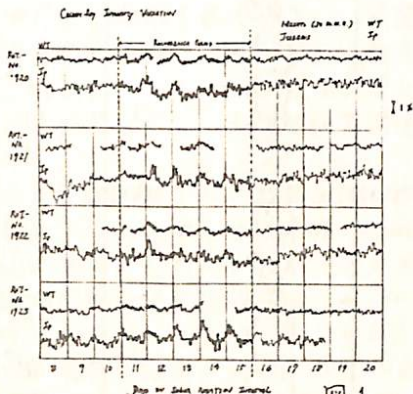


図 1

9 外に名古屋大高橋牛岡子計 (V) 及び G-岡子に於ける再帰現象 (recurrence period (recurrence D.V.) と 1 日 (normal D.V.) との差を以て additional D.V. とし、概略した。

ii) 成因

図 2 (b) のように、この振巾増大の日変化は超宇宙線の流れの方向は 15° 方向に於けることである。また WT の V の振巾が G のそれと比べて大きいことは、そのスペクトルは high rigidity にピークを帯びていることである。

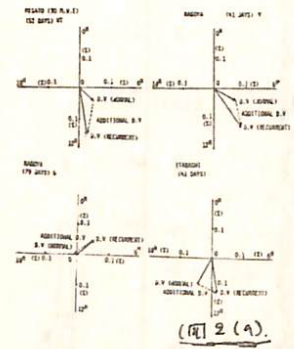


図 2 (a)

一方 15° 方向の流れは、惑星空間磁場の方向 (sector 構造) と、空間の宇宙線密度、勾配 (gradient) が関係している。

名古屋大の G-岡子に於ける recurrence period は N⁰S⁰ であり high density と存し、日変化の空間方向を 15° とするに於いて、空間磁場の方向は太陽向き (inward) あり、15 マイナスと振巾増大した。これは G-岡子が recurrence period を増加していることと一致していることと思われる。

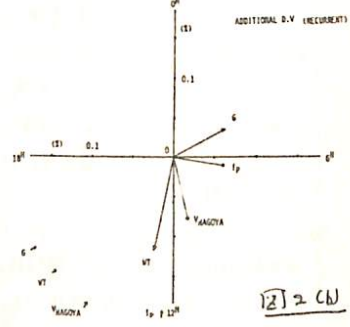


図 2 (b)

iii) 南北非対称性

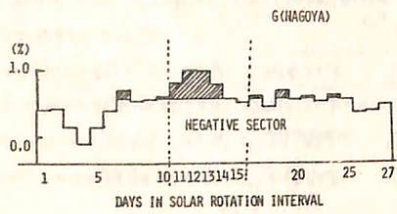


図 3

iv) 予定

さしでデータを増して、専ら正確なことを、解析を進める。

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から、宇宙線の空間分布に ecliptic plane に垂直方向の density gradient が存在することから、地上の Neutron, Meson monitor 及び地下の観測データ一筆の解析によって、指摘されている。我々もこの観測から地下50 m.w.e における観測 data を用いて IPMF に関連した解析を行ったので報告する。

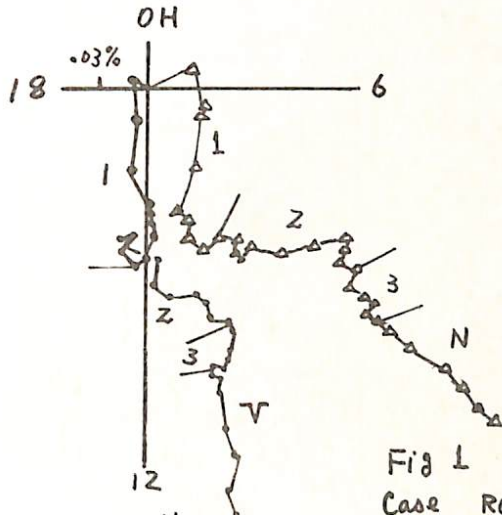


Fig 1

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

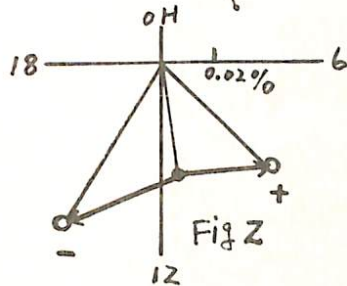


Fig 2

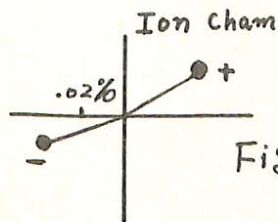
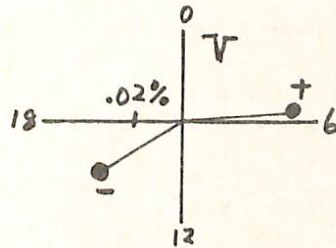
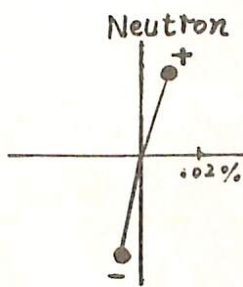


Fig 3

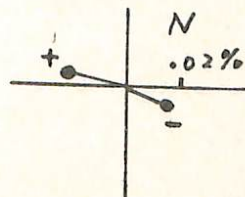


Fig 1 は地下における観測の Solar Rotation ごときの D.V の summation diagram である (V, N 成分のみを示している)。Case 2 は Case 1 より明らかに Phase が前進しており、Interplanetary の何らかの擾乱を反映していると思われるが、今回は Case 1, 3 の部分について解析した。Fig 2 は Case 1, 3 の V 成分について、全てのデー々及びその日以上の IPMF の同一の polarity が持続した日のみを選んで求めた D.V である。IPMF の polarity によるもの正負を求めたために差引き Vector を作りその結果の一部を Fig 3 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 が 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。

長谷一男, 上野裕幸, 藤本和孝, 藤井善次郎, 榎原志洋子, 近藤一朗, 花井正太郎
 * 小島浩司, 林口文衛, 名大理, * 名古屋保健衛生大

宇宙線, 非等方的な流れ, 大きくわけて,

感是向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 $10^{12} \sim 10^{13}$ e.u. 以下に及んでおり, 感是向空間に起因する非等方性を感是向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。 $10^{12} \sim 10^{13}$ e.u. の非等方性を観測するに必要である。 $10^{12} \sim 10^{13}$ e.u. のエネルギーで高相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, 名古屋及び東路の中間子計を利用する Digital Adder 方式を考えた。名古屋及び東路の中間子計の Upper tray ($36 m^2$) に Digital Adder 回路 (36個の Detector の内 m 個のみが粒子が通過して ($36-m$) 個の detector に1粒子が通過しないことを光子回路) 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 Moliere unit) の検出器との Coincidence を取りこむことにより, Small Air Shower を選択的に検出する。これによる実験により, d が小さいほど,

Air Shower の他に Local Shower (p.f.-initiated shower) を含むこと, 観測に及ぼすという重大な結果を知った。このために Local Shower からの背景割合を含まないよう, 名古屋及び東路に於て, $36 m^2$ (中間子計) と別の検出器 ($1 m^2$) との Decoherence curve を測定した。この結果は図1に示す。一方 Air Shower の Flux の計算がなされ, これと実験結果から, Air Shower と Local Shower を分けようとしたことが図2である。

Local Shower と Air Shower の感度効果の量り, 実験結果は Air Shower の東路及び名古屋の10倍であり, この結果から, 感度効果係数は $0.76 \% / \text{m}^2$ を予想される。観測より出された感度係数は, Air Shower と Local Shower の分離の正しいか, 悪いか, 又 check された事である。これらの結果を基に, Small Air Shower の最適観測方法を検討する。

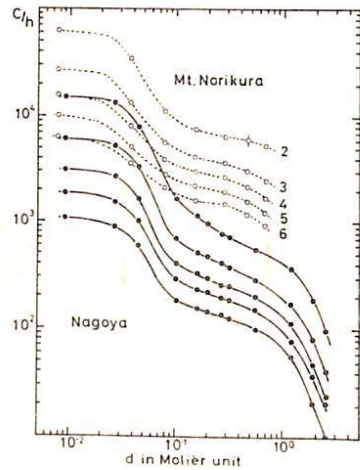


図1

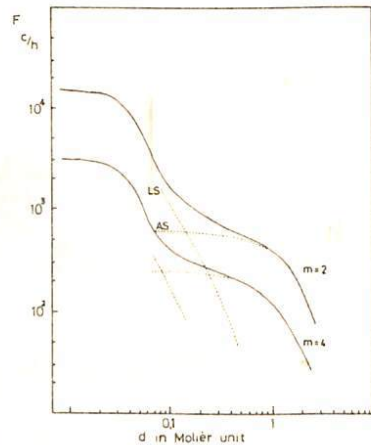


図2