

学会用

第51回講演会

講演予稿集

昭和47年5月31日～6月3日

於 東京大学好仁会会議室

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第51回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和47年5月31日(水)～6月3日(土)

会場 東京大学好仁会 会議室(2,3階)(東京都文京区本郷7-3-1)

電話(03)812-2111内線5351, 5153

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
						13:30	14:30	15:30				
5月31日 (水)	第1	太陽風・惑星間空間		磁気圏 I		磁気圏 II				運営委員会		
	第2	電離圏・中間圏 I		電離圏・中間圏 II								
6月1日 (木)	第1	磁気圏波動 I				磁気圏波動 II	電離圏・中間圏 III		評議委員会			
	第2	岩石磁気 I				岩石磁気 II	地球内部					
6月2日 (金)	第1	電離圏・中間圏 IV				総会 記念講演				懇親会		
	第2	プラズマ・ロケット実験										
6月3日 (土)	第1	極域現象 I				極域現象 II						
	第2	宇宙線 I				宇宙線 II						

総会、記念講演会場：東大薬学部講堂

懇親会会場：東大構内 山上会議所

第1日 5月31日(水)

太陽風・惑星間空間 於 第1会場(9:00~11:00)

開会の辞

- 1-1 渡辺 亮・柿沼隆清(名大空電研)シンチレーションによる Recurrent Solar Wind Screamの観測 (12分)
- 1-2 加藤愛雄, 張 紹昌(東海大) Some Measured Power Spectra of the Interplanetary Magnetic Variations Observed Simultaneously at Two Satellites (12分)
- 1-3 斎藤尚生(東北大理)太陽及び惑星間空間の磁場構造と回帰性地磁気擾乱 (12分)
- 1-4 張 紹昌(東海大理)・西田篤弘(東大宇宙研) Interplanetary Magnetic Variations Upstream of the Magnetosphere (12分)
- 1-5 村山 喬(名大理)・袴田和幸(中部工大)惑星間空間磁場変化とAEJの発達 (12分)

磁気圏 I 於 第1会場 (11:00-12:00)

- 1- 6 桜井 亨(東北大理) P c 1 型地磁気脈動の発生領域の変動と外部磁気圏電場 (12分)
- 1- 7 山下喜弘(地磁気観) PC-1 の諸特性 (12分)
- 1- 8 宮崎光旗・等松隆夫(東大理) Logan で観測された地磁気脈動 (12分)
- 1- 9 武井恵雄(東北大理) Effects of Field Line Curvature on the Hydromagnetic Oscillation (12分)
- 1-10 並川富一・高島正樹(阪市大理) 高温プラズマと地磁気脈動 (12分)

磁気圏 II 於 第1会場 (13:00-18:00)

- 1-11 本沢忠夫(名大プラ研) 無衝突静電衝撃波の実験 (10分)
- 1-12 山下喜弘(地磁気観) 磁気圏境界附近の磁場について (II) (10分)
- 1-13 深尾昌一郎・津田孝夫(京大工) Reconnection of Magnetic Field Lines in Incompressible MHD Fluids (12分)
- 1-14 津田孝夫・深尾昌一郎(京大工) Reconnection of Magnetic Field Lines : Evolution in Incompressible MHD Fluids (12分)
- 1-15 永野 宏・井上隆義(京大理) 磁気圏境界における FLR Kelvin-Helmholtz 不安定について (10分)
- 1-16 武井恵雄(東北大理) Nonlinear Wave-Particle Interaction in the neighborhood of a Neutral Point (12分)
- 1-17 前沢 洵(東大宇宙研) 磁気圏尾部の磁場でみた太陽風との相互作用 (12分)
- 1-18 渋谷仙吉(山形大理) Frozen Field とその破れについての考察 (12分)
- 1-19 西田篤弘(東大宇宙研) 夕方側プラズマポーズの変形 (10分)
- 1-20 十市 勉(東大理) Tail Plasma Sheet Motion Induced by the Interplanetary Magnetic Field (10分)
- 1-21 十市 勉(東大理) プラズマ・シートを含む磁気圏尾モデル (10分)
- 1-22 石原丈実(東大理) 電場のゆらぎによる Radial Diffusion (10分)
- 1-23 玉尾 孜(東大理) 磁気音波の特性について (10分)
- 1-24 玉尾 孜(東大理) 磁気圏と太陽風の非定常相互作用——極磁嵐成長相の考察—— (10分)
- 1-25 松本 紘・横井省吾・木村磐根(京大工) Nonlinear Phase Bunching と V L F Triggered Emissions の Computer Simulation (II) (12分)
- 1-26 山崎芳次(電々公社) 松本 紘・木村磐根(京大工) Whistler Mode Beam Cyclotron Instability 中の Wave の伝搬速度について (II) (12分)
- 1-27 大家 寛(京大工) Nonlinear Plasma Waves in the Magnetospheric Neutral Sheet (その2) (8分)
- 1-28 大家 寛(京大工) Jupiter Magnetosphere and Radio Emissions (8分)
- 1-29 大家 寛・森田典子(京大工) Nonlinear Plasma Waves in Magnetospheric Neutral Sheet (その3) (12分)
- 1-30 南部充宏(杏林大教養) Negative Pressure Effect on the Low Frequency Waves (12分)
- 1-31 石原丈実(東大理) Magnetosonic Drift Wave について (12分)

- 1-32 大家 寛 (京大工)・R. F. Benson (NASA, Goddard Space Flight Center)
A New Method for In-Situ Electron Temperature Determination from
Plasma Wave (その2) (8分)

電離圏・中間圏 I 於 第2会場 (9:00-12:00)

- 2- 1 大塩光夫 (電波研) 太陽 X線フレアの減少期に於ける性質 (12分)
- 2- 2 前田憲一 (京大工) F₁層 N(h) プロファイルの考察 (12分)
- 2- 3 田中高史 (東大宇宙研) 電離圏熱圏大気数値モデル (12分)
- 2- 4 田中高史・平尾邦雄 (東大宇宙研) Theory of the Time Variations of the
Ionosphere (12分)
- 2- 5 松浦延夫 (電波研) 熱圏大気と電離圏プラズマの力学的相互作用 (12分)
- 2- 6 米沢利之 (電波研) 電離層における半年変化 III F₂層ピークの高さの半年変化 (12分)
- 2- 7 北村泰一 (九大理) F層電子密度の長周期変化 (12分)
- 2- 8 梶 四郎・鈴木 裕・福原敏行・竹屋芳夫 (阪市大工) K-9 M-39号機によるセシウム
電離雲の電波観測 (10分)
- 2- 9 中村純二 (東大教養) K-9 M-33号機 Ba 雲による電界の測定 (10分)
- 2-10 松岡 猛・中村純二 (東大教養) K-9 M-39号機による発光雲実験 (12分)
- 2-11 加藤 進 (京大工) Cross-field Instability for the Formation of Sporadic E (12分)
- 2-12 広野求和・藤原玄夫 (九大理) Es Wind Shear理論における金属イオンの役割 (III) (12分)
- 2-13 藤原玄夫・広野求和 (九大理) Es Wind Shear理論における金属イオンの役割 (IV) (12分)

電離圏・中間圏 II 於 第2会場 (13:00-18:00)

- 2-14 高橋忠利 (東大理) Precipitationに伴う2次電子の Out Ward Flux について (12分)
- 2-15 松本治弥 (神戸大工) 放射線帯下部の低エネルギー荷電粒子 (10分)
- 2-16 向井利典・平尾邦雄 (東大宇宙研) Low-Energy Electron-Impact Study of N₂ (12分)
- 2-17 小川利紘 (東大理) 熱圏のエネルギー変換素過程 (10分)
- 2-18 岩坂泰信・堀井晴雄 (名大理) 中間圏・下部熱圏の CO₂ 分布 (10分)
- 2-19 岩坂泰信 (名大理) 熱圏下部の酸素原子濃度と 6.2 μ 輻射過程 (10分)
- 2-20 小川利紘・渡辺 隆 (東大理) 中間圏オゾン密度分布の観測 (K-9 M-38) (12分)
- 2-21 内野 修・藤原玄夫・広野求和 (九大理) レーザー・レーダによる上層大気の子備観測 (II) (12分)
- 2-22 前田佐和子・半田 駿・小川俊雄・川平浩二 (京大理)・三浦輝夫 (阪市大理)
成層圏での気球による重力波の観測 (12分)
- 2-23 三浦輝夫 (阪市大理) HM波と重力波・音波との相互作用 (10分)
- 2-24 並川富一・高島正樹 (阪市大理) 温度勾配を考慮した粘性大気中の重力波 (12分)
- 2-25 小川忠彦 (電波研) 佐藤哲也 (NOAA) Two-Dimensional Nonlinear Cross-Field
Instability (12分)
- 2-26 久保本忠夫・大和田真一 (地磁気観) 父島における大気電気の観測について (10分)
- 2-27 齊藤文一 (新潟大理) 夜間大気光線強度, 1960-1970 (12分)

- 2-28 奥田治之・舞原俊憲・杉山卓也・長沢尚美(京大理)赤外線夜光の微細構造と時間変化 (12分)
- 2-29 三沢清敏(防衛大物理)・奥田光直(弘前大)薄明時の酸素赤線大気光 (12分)
- 2-30 小川利紘・鈴木勝久(東大理)薄明時におけるOI 6300 Å の光解離励起とO₂分布 (12分)
- 2-31 渡谷邦彦(鳥取大)O₂ + H₂放電によるOI λ5577の発光 (12分)

第2日 6月1日(木)

磁気圏波動I 於 第1会場(9:00-12:00)

- 1-33 佐尾和夫・神藤英彦(名大空電研)1局による実時間空電源位置決定 (12分)
- 1-34 岩田 晃・石川晴治・高木増美(名大空電研)雷放電からのVLF放射 (12分)
- 1-35 半田 駿・小川俊雄(京大理)・安原通博(京都教育大)シューマン共振におけるQ型バーストの減衰係数 (12分)
- 1-36 鶴田浩一郎(東大宇宙研)ホイッスラー波の反射係数に対する地表の影響及び相反定理について (12分)
- 1-37 早川正士(名大空電研)VLF電波の電離層反射係数の方位角依存性 (8分)
- 1-38 早川正士(名大空電研)ホイッスラーの下部磁気圏透過特性 (8分)
- 1-39 早川正士(名大空電研)低緯度ホイッスラーのダクト伝播 (8分)
- 1-40 荒木 喬(東北大)・森 洋介(宮城教育大教)TcoeckによるConductivity Parameterの推測 (12分)
- 1-41 内藤悠史・加藤 進(京大工)・荒木 徹(京大理)ホイッスラーモードVLF標準電波微小周波数解析装置 (12分)
- 1-42 鈴木道彦(宇宙開発事業団)・柴田 喬・芳野起夫(電通大)ホイッスラー伝搬のOGO-6と地上同時観測 (12分)
- 1-43 田中義人・早川正士(名大空電研)地磁気擾乱時におけるホイッスラーの諸特性 (12分)
- 1-44 田中義人(名大空電研)ホイッスラー分散値を用いた地磁気擾乱時電子密度変化の推定 (10分)
- 1-45 上山 弘・荒木 喬(東北大)・森 洋介(宮城教育大教)Small Dispersion WhistlerのSourceについて (12分)
- 1-46 橋本弘蔵・木村磐根(京大工)ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝搬 (12分)

磁気圏波動II 於 第1会場(13:00-14:00)

- 1-47 恩藤忠典・相京和弘・永山幹敏(電波研)磁気圏VLF放射III (12分)
- 1-48 宮武貞夫・山崎満則・松本 紘・木村磐根(京大工)電離層プラズマ中の非線形プラズマ波動相互作用(12分)
- 1-49 宮武貞夫・松本 紘・長尾 朋・木村磐根(京大工)非線形プラズマ波動相互作用のチェンバー実験—K-9 M-41ロケット実験に備えて— (12分)
- 1-50 奥沢隆志・山中 馨(電通大)地球磁場沿いに来るVLFダクトのトラック巾 (12分)

電離圏・中間圏III 於 第1会場(14:00-17:00)

- 1-51 竹之下裕五郎・竹内鉄雄・越前谷喜松(秋田電波研)60波長付近における40KHz標準電波の地表波の測定 (12分)

- 1-52 鎌田哲夫(名大空電研)電離層内におけるVLF電波強度測定結果 (12分)
- 1-53 菊地 崇・荒木 徹(京大理)近距離伝播VLF波の日出没変化の解析 (12分)
- 1-54 満保正喜・長野 勇(金沢大工)地磁気を考慮したD領域の電磁波 (12分)
- 1-55 田中 彰・一瀬琢美(同志社大工)・小川 徹(京大工)HFドップラー観測 (12分)
- 1-56 荒木 徹(京大理)低緯度下部電離層異常について (12分)
- 1-57 芳野尅夫・臼田 繁(電通大)ATS-1より送信されるVHF電波の電離層異常吸収について (10分)
- 1-58 前田力雄・犬木久夫(平磯電波研)SWFのマグニチュード (12分)
- 1-59 徳田八郎衛・田中敬史(防衛技研飯岡)Focusing Effectから見たF層 (12分)
- 1-60 中村義勝・松浦延夫・西崎 良(電波研)Field-Aligned Irregularitiesの存在を示すイオノグラムの一例 (12分)
- 1-61 西崎 良・松浦延夫(電波研)Alouette II イオノグラムにみられる共役ダクト・エコーの特性 (12分)

岩石磁気 I 於 第2会場(9:00-12:00)

- 2-32 野村雅史・小林和男(東大海洋研)海底堆積物中の強磁性鉱物 (10分)
- 2-33 青木 豊(東大理)Makarov 海山(360m.y.)の岩石の磁性について (10分)
- 2-34 西田潤一・笹嶋貞雄(京大理)アルカリ玄武岩類の磁性について その2 (10分)
- 2-35 百瀬寛一(信大理)美ヶ原熔岩中のチタノマグネタイトの熱磁気的性質 (10分)
- 2-36 上野宏共(東北大理)黒鉱々床に伴う“鉄石英”の磁性と鉱床生成期 (10分)
- 2-37 島田昌彦・小泉光恵(阪大産研)・久米昭一(阪大教養)抗磁力の圧力変化(II) (10分)
- 2-38 永田 武(東大理)月岩石磁気学序説 (10分)
- 2-39 永田 武・青木 豊(東大理)月凝灰岩KAMACITEの $\alpha \leftrightarrow \gamma$ 変態 (10分)
- 2-40 安川克己(阪大基礎工)超高压下でOlivine が金属転移する可能性 (10分)
- 2-41 新妻信明・稲葉武史(東北大教養・理)無定位磁力計の自動化について (10分)
- 2-42 新妻信明・木村勝弘(東北大教養・理)日本およびイタリーにおける古地磁気層位と堆積速度 (10分)
- 2-43 新妻信明・北里 洋・野口達雄・中山一夫(東北大教養・理)堆積岩の残留磁気測定について (10分)
- 2-44 木村勝弘・新妻信明・稲葉武史(東北大理・教養)堆積岩中の強磁性鉱物 (10分)
- 2-45 堂面春雄(山口大教育)古瓦によるArchoemagnetic Intensity推定の試み (7分)
- 2-46 浅海英三・時枝克安(島根大文理)・岸 武保(鳥取大工)山陰および九州地方における古窯跡の考古地磁気 (10分)

岩石磁気 II 於 第2会場(13:00-14:30)

- 2-47 中島正志・鳥居雅之・安川克己・川井直人(阪大基礎工)堺市梅地区の須惠古窯群における古地磁気 (10分)
- 2-48 川井直人・安川克己・中島正志・鳥居雅之(阪大基礎工)琵琶湖堆積物より発見された地磁気の振動 (10分)
- 2-49 小林和男(東大海洋研)最近5百万年間の地磁気反転の標準ダイヤグラム (10分)

- 2-50 伊豆・マリアナ古地磁気研究グループ “伊豆・小笠原・マリアナ諸島における古地磁気学的研究”
(そのI) (10分)
- 2-51 青木 豊・小嶋 稔(東大理)日本における過去7,000年間の地磁場永年変化 (7分)
- 2-52 乗富一雄・村上敬助・中村研治(秋田大鉱山)秋田県内新第3紀火山岩の磁気について
(男鹿半島と内陸部との対比) (10分)
- 2-53 伊藤晴明・時枝克安(島根大文理)第三紀花崗岩の古地磁気 (10分)
- 2-54 安川克己・中島正志(阪大基礎工)極移動と日本の古緯度 (10分)
- 2-55 行武 毅(東大震研)地磁気永年変化と地球自転速度の変動 (10分)

地球内部 於 第2会場(14:30~18:00)

- 2-56 横山 泉(北大理)地磁気・地電流短周期変化のポインティング・ベクトル (12分)
- 2-57 本蔵義守(東大震研)中部地方八ヶ岳周辺における地磁気変化異常(I) (12分)
- 2-58 歌代慎吉(海上保安大学校)日本近海の海上磁気測量(其の一) (12分)
- 2-59 水野浩雄(国土地理院)磁気偏角図(1970年)について (12分)
- 2-60 富田 宏・福島 直(東大理)Z-成分を伴う地磁気変化と電磁感応について (12分)
- 2-61 白木 正規(気象庁)田中靖章(CRC)鹿屋における地電流日変化と海洋潮汐 (12分)
- 2-62 本蔵義守(東大震研)中部日本異常に関する力武モデルの周期依存性 (10分)
- 2-63 瀬戸孝夫・田中 稔(国土地理院)・行武 毅(東大震研)東北地方のC A観測 (7分)
- 2-64 宮腰潤一郎(鳥取大教養)住友則彦(京大教養)鈴木 亮(京大理)山陰地方のC・A (10分)
- 2-65 加藤愛雄・瀬戸正弘・早坂 孝(東北工大)北陸地方のC A観測 (10分)
- 2-66 久保木忠夫・宮本 清(地磁気観)磁気儀用低周波増幅器について (10分)
- 2-67 柳原一夫・久保木忠夫・小池捷春(地磁気観)谷口 武(吉城高校)日本中部における地電流
について (12分)
- 2-68 柳原一夫(地磁気観)電気伝導度異常C Aの経年変化 (12分)

第3日 6月2日(金)

電離圏・中間圏Ⅳ 於 第1会場(9:00~12:00)

- 1-62 前田 坦・亀井豊永(京大理)地磁気データ自動読取装置の試作 (12分)
- 1-63 青山 巖・遠山文雄・加藤愛雄(東海大工)K-9M-39号機による磁場測定 (12分)
- 1-64 山下喜弘・山口又新(地磁気観)中緯度に於ける地磁気日変化スペクトル解析(I) (12分)
- 1-65 白木正規(気象庁)1971年の地磁気日変化 (12分)
- 1-66 白木正規(気象庁)地磁気日変化等価電流系の中心位置 (12分)
- 1-67 山口又新(地磁気観)日本付近のSqの季節変化 (10分)
- 1-68 太田征次郎(岐阜歯科大)夜間の地磁気静穏日変化 (12分)
- 1-69 福島 直(東大理)中低緯度における静穏日地磁気日変化の特長とその解析 (12分)
- 1-70 村田宏雄(岐阜大工)電離層電場 (12分)
- 1-71 前田 坦(京大理)前川紘一郎(京教育大)極電離層電流の数値実験 (12分)
- 1-72 鈴木 亮・前田 坦(京大理)赤道ジェットの帰還電流について (12分)
- 1-73 前田 坦(京大理)非対称ダイナモによるField-aligned Currents (12分)

プラズマ・ロケット実験 於 第2会場(9:00~12:00)

- 2-69 高橋隆男・遠山文雄・青山 巖(東海大工)「しんせい」の姿勢測定 (12分)
- 2-70 戴崎 努・塚田紀昭・小川 徹(京大工)非共鳴高周波磁場による光ポンピング磁力計の誤差 (12分)
- 2-71 大道寓男・橋野 賢・北村泰一(九大理)SQUID磁力計の開発現況 (10分)
- 2-72 江尻全機・渡辺勇三(東大宇宙研)S-210-6号機による電離層電子密度の測定 (12分)
- 2-73 森 弘隆(電波研)・江尻全機・渡辺勇三(東大宇宙研)K-9M-38号機によるRFプローブ測定 (12分)
- 2-74 木村磐根・富本哲雄(京大工)・江尻全機(東大宇宙研)電子密度測定法の相互比較
-K-9M-38号ロケット実験- (12分)
- 2-75 江尻全機(東大宇宙研)・麻生武彦・大家 寛(京大工)VLF帯低周波インピーダンス・プローブの実験 (12分)
- 2-76 土手敏彦(理研)空間電位近傍におけるプローブ特性の歪 (10分)
- 2-77 麻生武彦(京大工)暖いプラズマ中の球プローブインピーダンス (12分)
- 2-78 平尾邦雄・小山孝一郎(東大宇宙研)S-210-7号機の観測(ラングミュアプローブのよごれの影響) (10分)
- 2-79 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)ラングミュアプローブによる電子温度の測定(汚れの影響) (10分)
- 2-80 河島信樹(東大宇宙研)電子ビームによる衛星電位制御によるプラズマパラメーターの測定 (12分)
- 2-81 畚野信義・巖本 巖・水津 武(電波研)・伊藤富造・山田弘善(東大宇宙研)下部電離層中の正イオン組成の観測 (12分)

総会および記念講演 於 第1会場(13:30-17:30)

永田 武氏(東大理)・前田憲一氏(京大工)

第4日 6月3日(土)

極域現象I 於 第1会場(9:00-12:00)

- 1-74 飯島 健・平沢威男・福西 浩(東大理)Micromorphology of the Growth of Magnetospheric Substorms (12分)
- 1-75 森岡 昭(東大理)Growth Phase の脈動(Pre-Breakup Pulsation)と磁気圏電場 (12分)
- 1-76 金田栄祐(東大理)サブストーム・グロース・フェーズに於ける変動の特性 (12分)
- 1-77 丸橋克英(電波研)高緯度E領域の特性 (12分)
- 1-78 十市 勉・上出洋介・林幹治・宮崎光旗(東大理)CASE STUDY:1968年2月13日の磁気圏擾乱について (12分)
- 1-79 金田栄祐(東大理)オーロラ・オーバルの内側に於けるオーロラル・サブストームの特性 (12分)
- 1-80 福西 浩(東大理)Proton Aurora and Electron Aurora Substorms:(I) Summary of Dynamical Morphology (12分)
- 1-81 福西 浩(東大理)Proton Aurora and Electron Aurora Substorms:(II) Generation Mechanism of Proton Aurora Substorms (12分)

- 1-82 卷田和男(東大理)極光帯に於けるVLF HISS (まとめ) (12分)
- 1-83 佐藤夏雄・林 幹治・福西 浩・国分 征(東大理)昭和基地におけるQuasi-Periodic VLF Emissionの特性 (12分)
- 1-84 林 幹治(東大理)VLF・ELF emissions in the course of storm time (12分)
- 1-85 上出洋介(東大理)Auroral Electrojetに伴うField-aligned Currentと極光帯磁場変化 (12分)
- 1-86 上出洋介・福西 浩(東大理)Development of High Latitude Positive Bays in the Course of Proton Aurora Substorms (12分)

極域現象II 於 第1会場(13:00-14:30)

- 1-87 齊藤尚生(東北大理)振動型Substorm(Ps6)発性領域の動特性 (12分)
- 1-88 富田 宏・上出洋介(東大理)地磁気擾乱の統計的性質について (12分)
- 1-89 平沢威男・飯島 健(東大理)地磁気南北共役性の問題点 (12分)
- 1-90 桑島正幸(地磁気観)SCに伴う長周期磁気脈動(Psc5)について (12分)
- 1-91 高橋富士信・齊藤尚生・森岡 昭(東北大理)Si型地磁気変動と極光帯におけるCNA Fluctuation (12分)
- 1-92 加藤愛雄・高橋隆男(東海大・航空宇宙)森岡 昭(東北大理)高緯度地方地磁気脈動の周波数解析 (12分)

宇宙線I 於 第2会場(9:00-12:00)

- 2-82 一之瀬匡興・鷺坂修二(信大教養)・森 寛・安江新一(信大理)地下50m, w. e. における宇宙線強度の観測(III) (12分)
- 2-83 長島一男(名大理)・高橋八郎・矢作直弘(岩手大)Spherical Zonal Harmonic Components (P_0, P_1, P_2) of Cosmic Rays in Interplanetary Space (12分)
- 2-84 藤本和彦・上野裕幸・長島一男(名大理)Anisotropy of Cosmic Rays in Interplanetary Space (12分)
- 2-85 等松隆夫(東大理)ヘリウムグローの起源 (12分)
- 2-86 大林辰蔵(東大宇宙研)太陽風の境界領域(I) (12分)
- 2-87 安江新一・森 寛・鷺坂修二(信大理)・一之瀬匡興(信大教養)宇宙線連続観測用テレメーター系 (10分)
- 2-88 石田喜雄・菅野常吉(福島大教育)・齋藤俊子(福島医大教養)宇宙線1/3日変化について(III) (12分)
- 2-89 和田雅美・奥谷晶子(理研)1968年2月5,6,7日に観測された宇宙線異方性について (12分)
- 2-90 須田友重(気象研)宇宙線日変化 (12分)
- 2-91 池上比呂志・北村正重(気象研)宇宙線各種成分の気温効果 (12分)

宇宙線Ⅱ 於 第2会場(13:00-14:30)

- 2-92 楠瀬昌彦(高知大文理)小玉正弘(理研)多重中性子スペクトルと一次宇宙線モジュレーション
1. Diurnal Variations (12分)
- 2-93 小玉正弘(理研)小倉絃一(日大習志野)多重中性子スペクトルと一次宇宙線モジュレーション
2. Long Term and Transient Variations (12分)
- 2-94 三島 靖(愛媛大理)・村上一昭・和田雅美・宮崎友喜雄(理研)武山における地下宇宙線強度変化
(12分)
- 2-95 楠瀬昌彦(高知大文理)小玉正弘(理研)昭和基地における宇宙線強度の気圧補正におよぼす風の影響
(10分)
- 2-96 上野裕幸・藤本和彦・藤井善次郎・長島一男・近藤一郎・榊原志津子(名大理)乗鞍における
Small Air Shower の観測 (12分)

閉 会 の 辞

THE HISTORY OF THE UNITED STATES

The first part of the history of the United States is the period of discovery and settlement. It begins with the arrival of Christopher Columbus in 1492 and continues through the early years of the colonies. The second part is the period of the American Revolution, which began in 1775 and ended in 1783. The third part is the period of the early republic, which began in 1787 and ended in 1800. The fourth part is the period of the westward expansion, which began in 1800 and ended in 1845. The fifth part is the period of the Civil War, which began in 1861 and ended in 1865. The sixth part is the period of Reconstruction, which began in 1865 and ended in 1877. The seventh part is the period of the Gilded Age, which began in 1877 and ended in 1900. The eighth part is the period of the Progressive Era, which began in 1900 and ended in 1917. The ninth part is the period of World War I, which began in 1917 and ended in 1918. The tenth part is the period of the interwar years, which began in 1918 and ended in 1933. The eleventh part is the period of the New Deal, which began in 1933 and ended in 1945. The twelfth part is the period of World War II, which began in 1941 and ended in 1945. The thirteenth part is the period of the Cold War, which began in 1945 and ended in 1991. The fourteenth part is the period of the post-Cold War era, which began in 1991 and continues to the present.

The history of the United States is a story of a young nation that grew from a small group of colonies to a powerful superpower. It is a story of the struggle for freedom and independence, and of the challenges that have shaped the country. It is a story of the triumph of the American dream, and of the enduring values that have made the United States a land of opportunity and hope.

The history of the United States is a story of a young nation that grew from a small group of colonies to a powerful superpower. It is a story of the struggle for freedom and independence, and of the challenges that have shaped the country. It is a story of the triumph of the American dream, and of the enduring values that have made the United States a land of opportunity and hope.

The history of the United States is a story of a young nation that grew from a small group of colonies to a powerful superpower. It is a story of the struggle for freedom and independence, and of the challenges that have shaped the country. It is a story of the triumph of the American dream, and of the enduring values that have made the United States a land of opportunity and hope.

第 1 会 場

學 會 十 表

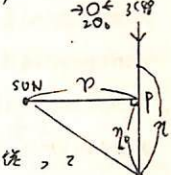
1-1 電波星シニケレ-シヨニによる CO-rotating solar Wind stream の観測

渡辺 稔, 柿沼 隆清

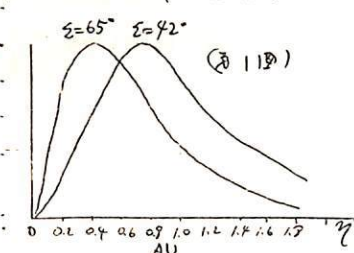
名大、空電研究所

シニケレ-シヨンの観測により太陽風プラズマの構造を調べる際、先ず電波源への line of sight 上の各部分がどのように scintillation に寄与しているかを知ることが必要でない。Tatarski (1961) は特性がやうく変化する turbulent medium 中の電波源の偏りについて述べているが、電波源が輝度分布 $\exp\{-\frac{\sigma^2 + \sigma_0^2}{\sigma^2}\}$ をもつ惑星間空間の電子密度の fluctuation (δN_e) の correlation function が Gaussian である場合 intensity fluctuation の variance $B(0)$ は次式で表わされる。

$$B(0) = \text{constant} \cdot \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{1}{1 + (2\gamma^2 \theta_0^2 / a^2)} \left[\frac{1 + (2\gamma^2 \theta_0^2 / a^2)}{\{1 + (2\gamma^2 \theta_0^2 / a^2)\}^2 + (4\gamma / ka)^2} \right] \times \left[\frac{1}{p^2 + (\gamma - \eta)^2} \right] d\gamma$$

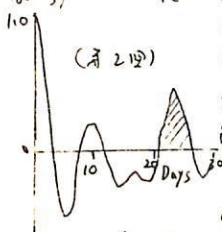


ここで a は使用している電波の波長で、 a は δN_e の correlation length である。従って上式の被積分函数が line of sight 上の微小部分の scintillation に対する寄与を表わす。3C 48 の $200 \pm 0.3^\circ$ と $a = 40 \text{ km}$ とした場合 line of sight の elongation が $420 > 65^\circ$ のとき

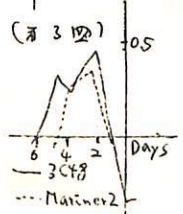


によって上式を四角すの (図 1) のようになる。上式で a が a の通り全体の様子は δN_e が (太陽からの距離) $^{-2}$ に減少する事が決まるが地球に近いところは a が有限であるため scattering がフレネル領域に入り寄与は減少し、一方地球より遠いところは θ_0 が有限のため寄与はやや減少する。従って scintillation に最も寄与するのは今までの考えから来たように line of sight 上の太陽に最も近い点 (P 点) 付近であるがその前後の寄与は以上の効果によりかなり減る事がある。

次にある中を流れる corotating stream が line of sight にかかった場合について調べたがこの stream の scintillation に対する寄与は stream が P 点通過の際に最大となる。よって stream の P 点通過の日付は ± 1 日位の精度を以て決定出来る事がある事が予想された。X=7 1972 年 2~3 月、豊川富士嶺の 2 点で得られた 3C 48 の data を用いて若干の解析を行った。先ず速度 (v) の日ごとの変化を眺めると 2 つの recurrent corotating stream のある事が予想されたので v の自己相関をとって見た (図 2)。



それによると time-lag が 24-25 日にわたって目立った peak が現れたが、これは synodic period 27 日より長くない。しかしこれは P 点の移動により説明される。更に 3C 48 にて得られた v の値を P 点より地球までの corotation delay time の分だけ shift させて Vela 衛星による velocity の data と重ねてみるとかなり的一致が見られた。これはこの事により P 点付近を通過する corotating stream を観測しているに等しい。この事がある程度は、きりくたと思われ。



今までの Hummer (1971) を初め scintillation index の観測のみに corotating stream の存在を示した例は数々が velocity の観測によっても得られたもののこの両者の関係は必ずしも、このようにはなかった。3C 48 により得られた $B(0)$ と v の両者の相互相関をとると、このようになる。これはよると $B(0)$ (図 1) より約 2 日先行して enhance される事が分る。同様に 1962 年 Mariner 2 により得られた (v) の proton density (N_p) の両者の関係も調べると (図 3) やはり同様の事が云える。従って $B(0)$ の enhancement は corotating stream の前面に出来た shock front によってもたらされたものと考えられる。

Tatarski D. I. 1961, in Wave Propagation in a Turbulent Medium, McGraw-Hill.

Some Measured Power Spectra of the Interplanetary Magnetic
Variations Observed Simultaneously by Two Satellites

加藤 愛雄
東海大工

張 紹昌
東海大理

The power spectral method of analysing interplanetary magnetic field variations is not a new thing, many such works have been reported already. However, the reports of the measured spectra obtained simultaneously by two satellites at two separated positions are seldom seen in the literature. Thus, it is our purpose to report in some detail the measured spectra in each of the magnetic field components. The data employed in this report were obtained by Explorer 33 and 35 magnetometers with the sampling rate of 81.1 sec.. The time scale used here is within 3 hours. Certainly, a spectrum measured in this short-term time scale may not be representative of the interplanetary magnetic variations. The reason why we do not consider long-term period data analysis is that we are merely concerned here with the type of variation having quasi-sinusoidal form. Such variations are not long-lived, they last only few cycles. Fortunately, our computed results are well consistent with the previous typical results.

By a comparison of the two satellites' spectra, we find that the spectra have power law exponent

$$1 < \alpha_x < 2.00$$

$$1 < \alpha_y < 1.88$$

$$1 < \alpha_z < 2.10$$

at $4.50 \times 10^{-3} - 10^{-2}$ Hz, and where power density $P_d(f) \propto f^{-\alpha}$. But sometimes the spectra observed by Explorer 33 and those observed by Explorer 35 are different for the same time interval. There are various significant peaks present. In general, the observed power levels have the range from 0.32×10^{-2} to $5.65 \gamma^2/\text{Hz}$ at 10^{-2} to 10^{-4} Hz. The power levels measured in the vicinity of bow shock are more enhanced than those of far from the bow shock. However, it does not always happen. Furthermore, the two satellites' data indicate that $P(B_z) > P(B_y) > P(B_x) > P(B_0)$, i.e. the variations are prominently transverse rather than compressional, and the largest variations are perpendicular to the solar equatorial plane.

Clearly, the observed results given above not only show that the variations are transverse but also show that the spectra and power levels have spatial effect. This effect may help us to distinguish which variations are produced at the source of the solar wind and which variations are produced at the source associated with the bow shock.

太陽及び惑星間空間の磁場構造と回帰性地磁気擾乱

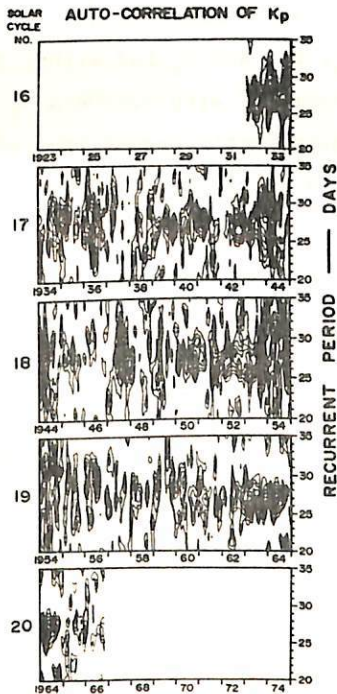
齋藤 尚生
(東北大学理学部)

(1) *Interplanetary sector structure* の立体構造 — *Spiral-fan model*

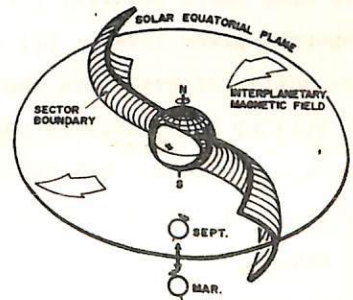
Solar cycle No. 19 の declining phase において、地磁気擾乱は有史以来最も顕著な回帰性を示した(才1頁)。然し詳細に見ると、此の回帰周期には systematic に semiannual modulation があり、scanning method を用いて此の時の太陽面における M-region の位置を求めると、左側に示した U 字構造 (D) が見られる。一方太陽面の磁場構造、及びこれに関連した dark filament の分布、そして惑星間空間の磁場構造の総てに共通して、同じ様な構造が見られる。従って、惑星間空間磁場の sector 構造は、基本的には才2頁に示す様な spiral-fan 型の立体構造としていえると思われる。

(2) 地磁気擾乱に及ぼす *interplanetary magnetic field* の ϕ (又は B_x, B_y) 成分の寄与

上記の様な回帰性地磁気擾乱は今日の解釈からすると、“substorm 群”の solar rotation period で回帰する、と考えて良い。substorm の発生に關する惑星間空間磁場の θ 成分 (又は B_z 成分) の寄与は今日疑うべくもないが、substorm の発生自体に思われる此の様な回帰性は、己に学会等々何處か述べた如く、 θ 成分の他に ϕ 成分 (又は B_y, B_x 成分) の substorm の発生に深く拘わつてゐる事を示唆する。そこで ϕ 成分が關与し得る models 中の 1 つとして才3頁の如き θ - ϕ hypothesis (仮説) を立て、之を検証した。地上極域の磁場変動の古記録から、人工衛星で直接測定が成される以前の“惑星間空間”古磁場を推定すると、1930 年代当初は可成り安定した α -sector であつたと考へられ、若し此の結論が正しいとすると、1932~1935 の 4 年間は θ - ϕ hypothesis を肯定する様な地磁気擾乱を示す。此の他に才4頁の仮説を肯定する様な解析結果があるが、一方では短期間について否定的な解析結果もあり、此の θ - ϕ 効果の他に α -sector の回帰性を control してゐる要因がある筈である。



才1頁



才2頁

HYP.	SUN	EARTH	SEASON	θ	ϕ
AXIAL HYPOTHESIS	Active Region HYP.	AR	SEPT.	INDEP.	
		AR	MAR.		
AXIAL HYPOTHESIS	θ - ϕ HYPOTHESIS	S	SEPT.	+	+
			MAR.	-	-
		N	SEPT.	-	-
			MAR.	+	+

才3頁

Interplanetary Magnetic Variations
Upstream of the Magnetosphere

張紹昌
東海大理

西田篤弘
東大宇宙研

Observations of the interplanetary variations within three hours time interval have been investigated. The present work reported here is based on Explorer 33 and 35 81.8 sec. interval data obtained simultaneously at two separated points in the interplanetary space. Therefore, this report is different from most previous analyses which only utilize one satellite's data. By using the prevalent techniques of coherence, power spectrum, variance tensor analyses and polarization diagram, the source and the time and spatial properties of variations could be determined.

We first examine the two satellites' time series of magnetic field data for correlations between the corresponding components pairs ($B_{33i} - B_{35j}$ for $i=j=x, Y, Z$) of three field components. The procedure used is the usual one of obtaining estimates of the cross spectr of each pair of three components. The result of performing a coherence analysis shows that the coherence is strong and has frequency dependence when the presence of variations at both satellites data has apparent form. In the other words, the coherence become poor and not clear when the observed variations have differnt forms. Clearly, this can inform us about variations' spatial extent.

As the second step, we analyze our data by the standard technique of spectral analysis to describe the magnetic variations. We find that the field variations have some basic results: (1) B_z -component power levels are higher than B_y - and B_x -component power levels; (2) the power spectra of B_x , B_y , and B_z for within 3-hour time scale interval have the frequency dependency form $f^{-\alpha}$ with $1.60 < \alpha < 2.11$; (3) $P(\perp) \gg P(\parallel)$; that is that the variations are prominently transverse rather than compressional, and the largest variations are perpendicular to the solar equatorial plane and the average ambient magnetic field direction.

Since power spectral analysis does not imply the directions of variations, thus, we use another technique, the principal axes technique, of variations analysis to test our data further. By solving an eigenvector problem on the variance tensor of the variations, we find that the minimum variation's direction makes small angle ($\theta \sim 30^\circ$) with the average ambient magnetic field direction. This test reveals that propagating vector \mathbf{k} of the variation is nearly along the of B_{av} .

From the above finding, we then measure the sense of polarization by examining the hodogram of the wave in the plane which is perpendicular to the direction of B_{av} in the principal axis system. We find that the presence of the observed variations at the two satellites data has same polarization sense. In all cases, the

variations are highly elliptically polarized with significant irregularity. The latter phenomenon is particularly distinct when the satellite's position is adjacent to the bow shock.

According to the previous analyses, we finally summarize our overall observed results as follows:

- (1) The observed variations are prominently transvers.
- (2) The variations have no position dependence, i.e. the presence of the variations can be seen in the dawn-, day- and dusk-side.
- (3) The variations are observed when the projection of the magnetic field line at the satellites does or does not intersect the bow shock.
- (4) There is evident that the variation form of the type seen at both Explorer 33 and 35 is present in the data but with appreciably increased amplitude at one satellite which is nearer the earth bow shock.
- (5) The propagating vector k of variations are approximately parallel to the average ambient field's direction, and the variations are highly elliptically polarized with somewhat random.

村山 高 袴田 和幸
(名大理) (中部工大)

惑星間空間磁場の南向き成分の出現が、AEJ 発達のきっかけになることは、既に観測的に確立された事実であるが、この両者の関連を、更に定量的に追求するために、IMP-3 の磁場のデータ (5.5 分平均値) (JUL-DEC 1965) と、それに対応した AE index (NASA: 05-27-69 version) を用いて統計的解析を行った。

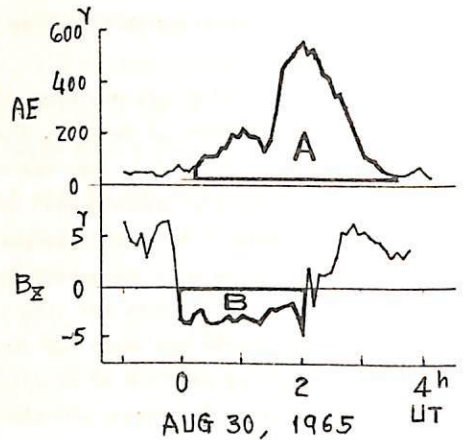
解析の方法としては、先づ、惑星間空間磁場が南向きになった状態が 1 時間以上続いた場合に、これを一つの event と考え、それに対応する AEJ の増加を定める。この際、南向きの状態が完全に連続していなくて、一時的に北向きの状態が挟まっている場合も、AE の変化が分割し難いときは、一つの event として扱う。この方法で定められた個々の event について、 B_z の時間積分、AE の時間積分を計算して、その比をとる。積分は実際の計算では初めから行い、得られる値を K とすると

$$K = - \frac{\sum(AE)}{\sum B_z}$$

である。分母の B_z の初値は、 B_z が負 (磁場が南向き) のときのみについて行なうこととする。附図は、このようにして得られた event の一例で、 K は図中の A の部分と B の部分の面積の比である。

以上の方法で求められた 400 例余りの event について解析し、次の結果を得た。

- (1) K の値は B_z だけでなく、 B_x , B_y (磁場の方位角) にも依存する。依存のし方は、惑星間空間磁場には B_x と B_y との間に相関があるので、「 $B_x < 0$ (磁場が夜中方向) のときに K が大きい」とも「 $B_y > 0$ (磁場が夕方方向) のときに K が大きい」とも表現出来るが、むしろ後者の方に有利である。 $B_y < 0$ の event に比べ、 $B_y > 0$ の event は、平均して factor 1.6 だけ K が大きい。
- (2) K の値は、磁場の強さそれ自身 (B) にも依存する。 $B > 4\gamma$ では、 K にあまり差はないが、 $B < 4\gamma$ では、 B が小さくなるにつれて K も小さくなり、 $B \sim 2\gamma$ で $B \geq 4\gamma$ のときの約 1/2 になる。
- (3) 地球の dipole の軸と Earth-Sun line とのなす角と、 K との関係にについては、統計的に有意な関係は見出されなかったが、Earth-Sun line の地磁気緯度 (上記の角の余角) を χ とするとき、 χ が正の場合か、負の場合より K が大きい傾向がみとめられる。 $\chi = 0$ (dipole \perp E-S line) のときに K が最大になるという傾向はない。
- (4) AE と関係づける B_z を規定する座標軸として、Solar-magnetospheric coordinates が Solar-geomagnetic coordinates より、適切のようである。



PC 1 型脈動の発生領域の変動と外部磁気圏電場

桜井 亨
(東北大・理)

磁気圏での波動・粒子の相互作用によって生ずる現象は、磁気活動 (Magnetospheric Substorm 等) に密接に関連していることが観測から明らかとなっている。これらは磁気圏内での Convection electric fields の消長と深く結び付いていることが推測される。この報告では、PC 1 型脈動 (5 ~ 0.2 Hz) の dispersion から磁気圏内での伝播 path を赤道面上に投影させて求め、時々刻々変わる PC 1 の path の移動から磁気圏内に存在する convection electric fields の消長を検討することをねらいとする。PC 1 型脈動は磁気圏内で発生する proton cyclotron waves である。この解析では、proton cyclotron waves の発生及び伝播に関与している plasmas は Convection electric fields の下に electric drift をしているものと仮定する。

結果: 図 1 は January 2, 1971, の substorm の発生と大体同時刻の真夜中に発生している PC 1 event である。上から下に図を説明すると、最上段は ULF (PC 1 及び substorm に伴う Pi burst) の dynamic spectrum を、次に PC 1 の各時刻での発生場所を赤道面上の地心距離で示し、この磁気圏内の発生場所の移動から各時刻での磁気圏内の convection electric fields の変動を次段に、最下段にはこの substorm 時の地上での Magnetogram (Onagawa) の H-component を示している。矢印で substorm の onset を示す。Substorm の発達過程に伴って、Convection electric fields が消長していることが明らかである。Substorm growth phase で 0.1 mV/m 程度から breakup 時での ~ 1.0 mV/m の電場の成長が明らかである。

将来の展望: Carpenter & Stone (1967) が地上で観測された Whistler の nose frequency の変動から plasmasphere 内での Convection electric fields の変動を推測したが、nose frequency は低緯度では高くなり、実際には、低緯度観測点では、観測不可能になる。従って、whistler の nose frequency を利用して磁気圏内の電場を研究することは、低緯度観測点のデータでは出来ない。これに対して PC 1 型脈動は、低緯度観測点で容易に観測され、波形も明瞭であることから高い精度で磁気圏内の電場の変動を推測することが可能である。PC 1 型脈動の観測データを有効に研究に資する一つの方法として更に研究して行きたいと考へる。

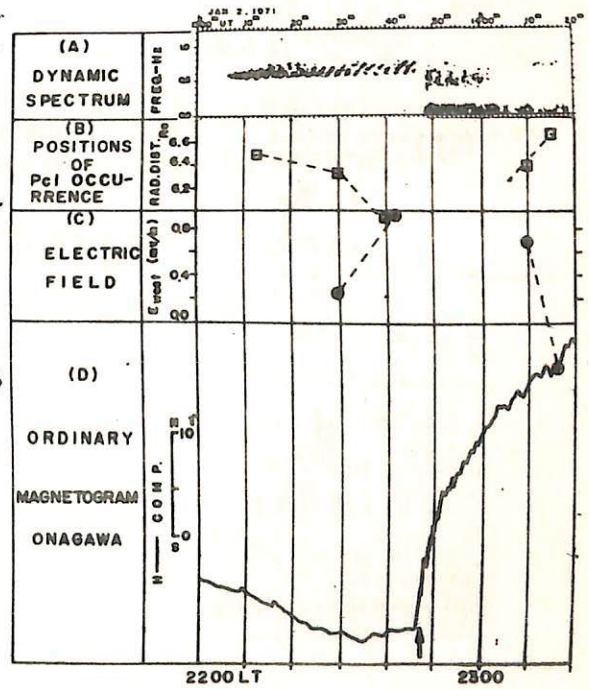


図 1

pc-1 脈動の諸特性

山下 喜弘
地磁気観測所

観測事実 pc-1 領域の脈動は、中位緯度では、その発生頻度は 1 日 1 回程度。真夜中より、朝方にかけて最も多し。極域では、むしろ昼側に多いことが報告されている。中心周波数も中位緯度では、顕著な時方時依存性が見られる。以上より、中位緯度で観測される pc-1 脈動は、電離層ダクトの伝播状態に支配される。

理論面 pc-1 脈動の発生機構として、1 MeV 程度のプロtons のサイロトロノ不安定による、 $L=4\sim 6$ 附近の赤道面で磁気流係波 (L-mode) が引起される可能性が強いことが指摘されている。また、10-12.5 MHz の pc-1 脈動のサイロトロノスペクトル構造を説明するために、磁気圏は、この周波数領域の磁気流係波の波束に文じて、分散性がた増加する媒質として扱われる。

データ解析 本2図の様な地磁気嵐の終相より 4~6 日位遅延して出現した event (1964~1971) を選んで、次の章で仮定して解析した。即ち、磁気圏内 ($L=4\sim 6$) でプロtons のサイロトロノ不安定で発生した H.M. 波が電離層ダクト内を伝播して来る。

①. 最近、Gendrin et. al. に依って行われた、周波数-時間ディスプレイから磁気圏内 ($L=4\sim 6$) の ~~プラズマ~~ 粒子のエネルギー領域、粒子密度の変化の推定。

②. 本3図の様に、波の偏波状態の変化より伝播特性を求めた。

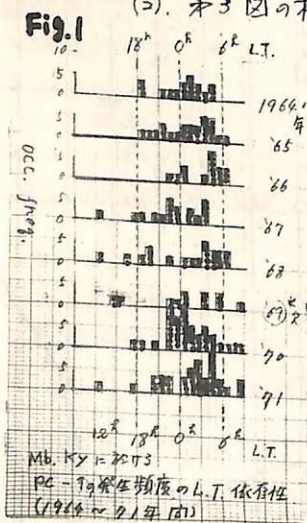


Fig. 2 Kp-PC-1 event

● - PC-1 顕著現象

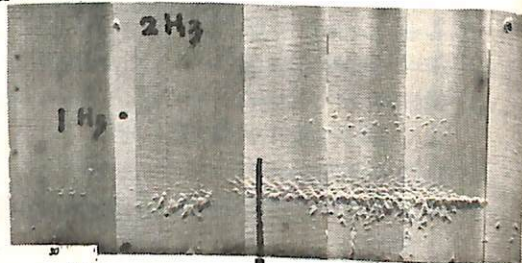
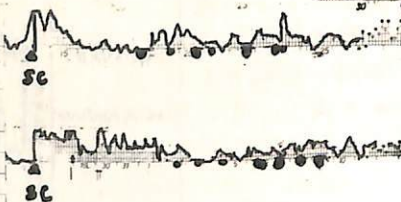


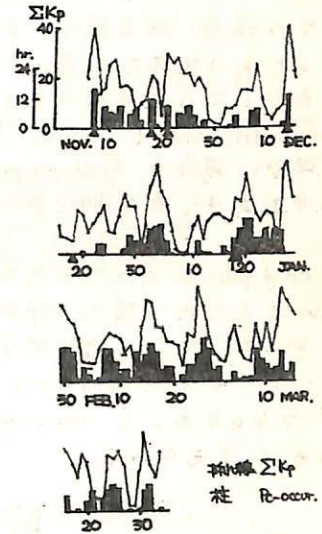
Fig. 3

Logan で観測された地磁気脈動

宮崎光雄・岸松隆夫
東京大理

1970年11月初めから1971年10月上旬にかけての約1年、Logan (Utah, U.S.A., $41^{\circ}44'N, 111^{\circ}48'W$ geographic, $+49^{\circ}44', 308^{\circ}18'$ geomagnetic coordinates) に於て、地球磁場微小脈動の連続観測が行われた。観測計器は、国内で我々が使用している system と同じ induction type の機密で、磁場の H・D 時間微分の 2 成分は PWM data-recorder にて記録され、かつ monitor として scratch film が用いられた。

Logan は地磁気的に中緯度に位置し ($L \sim 2.4$)、そこでの地磁気脈動活動は Pc3.4, Pi2 が主であるものである。脈動発生頻度は、ほぼ ΣKp の増減と共に変動する。しかしながら、磁気活動度下で出現する脈動の種類や、中心周波数、power 率は変化可能。これは観測条件により磁気圏の状態やエネルギー供給の差によるものであることは従来からいろいろ指摘されている。また、中緯度下於る地磁気脈動は、polarization の程度による経緯、及びその周波数による緯度 shift、周波数の緯度依存性や、plasmopause、ring current 率との関連、磁気圏擾乱現象との結び付きの点で他緯度とは異った興味ある点が多くなる。



今回は Logan で観測された moderate disturbed 時での脈動の sonogram による f-o 10ターンの紹介し、ついで定量的解析による他の量との比較を行う。

sonogram と scratch film の解析では、Pc3-4 は 5-17h LMT に出現し、activity max. と呼ぶのは厚少し前である。このうち 2 つの Pc では、Pc 4 range に属する Pc がより定量的に出現する。

Pc 4 周波数は朝方高く、夕方から夜にかけて低くなっており、Pi 2 type の主周波数は Pc 4 のそれと同じである。また、稀間で solar active years に多く観測される Pc 3 range の脈動、周波数 70 mHz、も観測された。

ΣKp と Pc-occurrence
(この日以降、スクラッチフィルム上の脈動は、以前の3倍と化した。)

武井 恵雄
東北大学理学部

Hydromagnetic wave は、磁気圏におけるエネルギーおよび情報伝達の基本的モードであることはよく知られている。その研究は、regular oscillation としての geomagnetic pulsation 解明のため一時盛んであったが、 $\text{rot} E \neq 0$ なる変動を伝えるキャリアとして見ると、substorm に関して Interplanetary magnetic field と磁気圏との相互作用を考へることなど、むしろ現今に至って重要性が増していると言えよう。

その場合、磁気圏の大きさに比べて波長が十分短いとは言えない成分にエネルギーが集中しており重要である。この長波長成分に注目し、hydromagnetic oscillation と呼んでおく。波動としての性質がかなりあきらかになつてくる一様媒質で直線的静磁場における hydromagnetic wave (これを“常識的”な場合と呼ぼう)にくらべて、静磁場の曲率が無視し得ない場合の hydromagnetic wave (i.e. Am oscillation) については、記述の複雑さのため今迄あまりよく調べられていない。本講演はこの問題を扱う。

cold plasma 近似のもとで small amplitude, low frequency の field を vector potential A を用いてあらわす際に、静磁場系に refer した座標系 (u, v, w) を用いると記述が容易になるだけでなく物理的性質がはつきりする。今 wave field の静磁場方向の磁場変化がないモード ($\text{rot} A)_u = 0$) を考へる。これは“常識的”な場合の Alfvén mode の拡張になるが $\text{div} w \neq 0$ であつて torsional ではない。従つて Alfvén mode と呼ぶことにするが、それは次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} L^{(u)}[a_u] + \frac{\pi^2}{\mu_0} a_u &= 0 & L^{(u)} &\equiv \frac{\partial^2}{\partial u^2} - \frac{1}{H_u} \frac{\partial H_u}{\partial u} & H_u &\equiv \sqrt{\frac{R_u R_v}{R_w}} \\ L^{(w)}[a_w] + \frac{\pi^2}{\mu_0} a_w &= 0 & L^{(w)} &\equiv \frac{\partial^2}{\partial u^2} - \frac{1}{H_w} \frac{\partial H_w}{\partial u} & H_w &\equiv \sqrt{\frac{R_u R_v}{R_u}} \\ a &= \sqrt{\frac{R_u}{R_v R_w}} A & R_u &= |\text{grad} u|, R_v = |\text{grad} v|, R_w = |\text{grad} w| \\ \pi^2 &= \omega^2 / V_A^2 & V_A^2 &= \frac{B_0^2(u, v, w)}{\mu_0 m_p M_p(u, v, w)} \end{aligned}$$

これからあきらかなことは、非一様媒質で曲率をもつ静磁場中では、Alfvén mode ($B_u = 0$) は静磁場方向に伝播するが、成分によつて operator L が異なり、しかも測度係数が定数になる直線^静磁場の場合を除き、曲率に依存するよう量が入ってくるので、静磁場の磁力線を引延した等価な直線問題とはたゞとは同期が違ひ(かなり短くなる)、polarization も“常識的”でなくなる。

講演においては、Alfvén mode と Magnetosonic mode ($\text{div} E = 0$ で特徴づけるが、 $\text{rot} w \neq 0$) について、伝播の問題、polarization の問題、固有値の問題について各種の静磁場系についての解析と数値的結果を述べる。

無衝突静電衝撃波の実験

名大プラズマ研 本沢忠夫

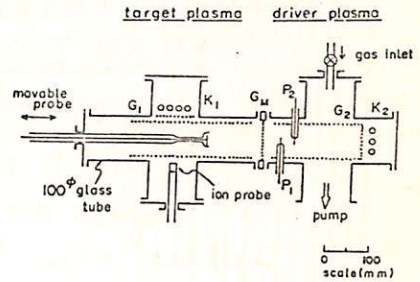
Bow shock が発見されて無衝突衝撃波が自然界に存在することが確かなことと考えられるようになってきたが、実験室内においてもこの種の実験が最近盛んに行われるようになってきた。その中で磁場がない場合($B=0$)の静電衝撃波については UCLA グループ¹⁾が最近小振幅の衝撃波を発生させることに成功し、既存の laminar 理論と比較検討し、その理論がよく説明されることを示した。

我々は、大きなマッハ数を有しながら、laminar な形状を保っている大振幅静電衝撃波を発生させることに成功した。ここでは、この実験の方法、結果のあらましと既存の laminar 理論や計算機実験の結果との比較などについて述べる。

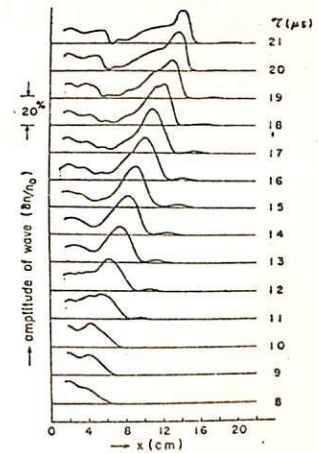
装置と実験方法：用いた装置の概略図をオ1図に示す。これは一種の double plasma device である。二つのプラズマは夫々に対して負にバイアスされた中間グリッド(G_M)で分離されている。衝撃波は target プラズマの電位を一定に保ち、driver プラズマの電位を 0V からプラス数Vまでパルス的に上昇させ、driver 領域から target 領域にイオンを注ぎ込むことによって target 領域内に誘起され、その中を伝播していく。

実験結果：オ2図に、target 領域内でプローブ²⁾で受信された密度増加($\delta n/n_0$)の空間分布を示した。ここでは、印加パルスをかけた瞬間を $t=0$ として、それからの時間の遅れ t をパラメータとしている。この図から明らかのように、密度増加の立上りは段々と急になっている。即ち steepening が起っている。steepening が充分進んだ時の front の厚さは upstream プラズマの Debye 長 λ_D の高々数倍程度。しかるに、イオン-中性粒子間の衝突の m.f.p は $250\lambda_D$ 程度である。これらの衝撃波の速度は time of flight 法で求められ、これからマッハ数が計算される。こうして得られたマッハ数は、laminar 理論から期待されるように、振幅に大体比例して増加していることがわかったが、マッハ数の上限値は観測されなかった。(laminar 理論では上限値が存在している。)この理論との不一致は、理論では電子成分に対して isothermal model を用いているが、上述のような大振幅衝撃波においては実際はこの model が不適当なものとなっていることに原因しているものと考えられる。事実、front の前後での電子温度の変化が観測された。最近、計算機実験²⁾で電子を isothermal と考えないで exactly に扱うとマッハ数の上限は3以上にもなることが示されたが、我々の実験結果もこれと一致している。詳細は講演で述べる。

(参考文献) 1) R.J. Taylor et al.: Phys. Rev. Lett. 24('70)206
2) D.W. Forslund et al.: Phys. Rev. Lett. 25('70)1699



(オ1図) 装置の概略図



(オ2図) 電子密度増加の空間分布

磁気圏境界附近の磁場 (II)

山下 善弘

地磁気観測所

地球磁場を、対称双極子磁場の~~近似~~で近似して、その大きさを $B_p(h, \theta)$ (h: 地心距離, θ : 地磁気緯度) とし、IMP-C の磁気圏境界より内側で測った磁場の大きさを $B_{obs}(h, \theta, LT)$ として

その差 $\Delta B(h, \theta, LT) = B_p(h, \theta) - B_{obs}(h, \theta, LT)$ を

求めたところ、明らかに磁気圏境界より内側(地球側)で $\Delta B < 0$ になる場所があった。この事は、従来の closed-magnetosphere では考えがたい。

$\Delta B < 0$ になる領域

$$\left\{ \begin{array}{l} 14^h \leq LT \leq 10^h \quad (\text{subsolar point 附近}), \\ 30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ \quad (\text{high-latitude}). \end{array} \right.$$

これは dawn 側, dusk 側に行くに従って、closed-magnetosphere model に近づく方向であった。

今回は、IMP-C の 1966 年の磁場データと、IMP-B の 1964 年の磁場データを比較して、 $\Delta B < 0$ の領域の経度方向の広がりを見よう。

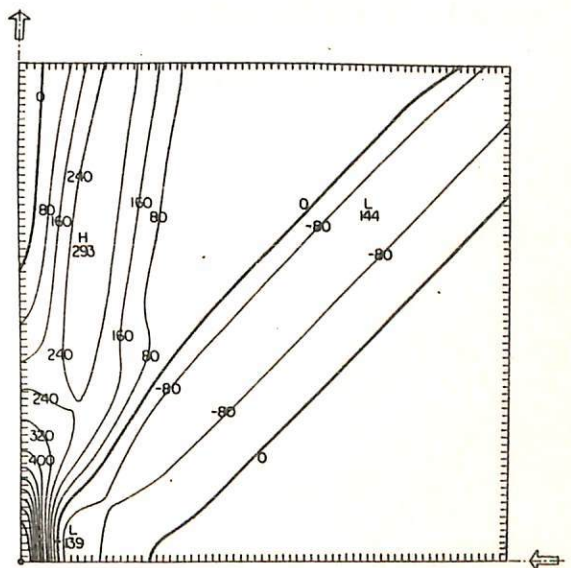
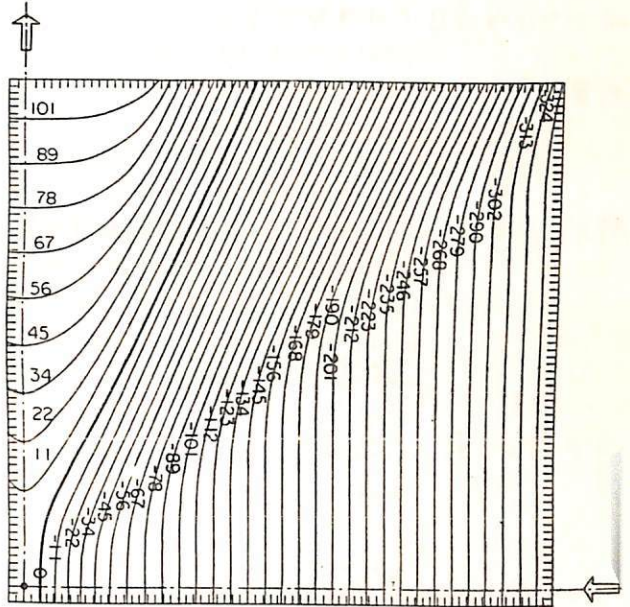
深尾昌一郎・津田厚夫
京大工学部

1. X型磁気中性点を含む非圧縮性MHD流体の解(2次元・定常)を数値的に求め、磁力線のリコネクションの様相について明らかにした。場は、 E case であり、 R_m (磁気レイノルズ数), R (レイノルズ数) $< 10^3$ の範囲であり、 R_m の結果を概訂する。これにより、両者が infinitely large case についても種々のことが予想される。

2. 求めた磁力線のパターン、および電流(+;紙面に垂直上向き)の分布の例を示す。($R_m = R = 200$, E (normalized) = 0.5)

3. 数値計算の結果、以下のことが結論された。

- a) X型の rotational discontinuity を伴うパターンに変わった。
- b) 強い電流の中性点近傍に discontinuities に沿って流れる。
- c) X型の領域では磁場の向きが逆転した。
- d) 磁気中性点近傍に集中した電流は、強い電流の shear を伴う。X型の local な電流配置を示す。 $R_m \rightarrow \infty$ の場合にも、リコネクションが起ることは考えられる。
- e) Yeh & Axford にも見られたように、中性点の dissipation の様相が問題に対しては大きく、境界条件に強く依存する。



津田 秀夫 · 深尾 昌 一 郎
京大工学部

Time-dependent incompressible MHD solutions in two dimensions are obtained numerically to study the evolutionary process involving magnetic field-line re-connexion. Given an initial antiparallel magnetic field, or a current sheet, to which there is an injection of fluid in a transverse direction, we want to see how the process of re-connexion builds up. In this numerical experiment, special considerations are given to the confirmation of re-connexion, the speed of growth, conditions that control the evolution, acceleration of particles, the structure of the diffusion region, and so forth. The findings are : Field lines can re-connect and grow to the X-type configuration in fluids of any finitely large hydromagnetic and hydrodynamic Reynolds numbers ; the conditions local to the neutral point are less important than the boundary conditions that set up global flow patterns ; electric field at the neutral point due to the rapidly changing magnetic field is less efficient to accelerate charged particles ; the diffusion region whose nature the numerical experiment suggests may be similar to the one known from presently available steady-state solutions.

1-15 磁気圏境界における FLR · Kelvin-Helmholtz
不安定について

永野 宏, 井上隆義
京大, 理

Magnetopause の Kelvin-Helmholtz instability は S.P. Talwar, A.K. Sen 等
多くの人がよって調べられている。しかし, I. Lerche (1966) によれば, これらの人
が使っている M.H.D. eq's からは波数 k が大きくなるほど (すなわち, 波長が小さくな
るほど) もっとも速く波が成長する。このことから彼は, 粒子のラーマー半径と境界層の
厚さを無視している M.H.D. の仮定は成り立たなくなると論じている。

そこで, われわれはイオンのラーマー半径の有限性を考慮して K-H instability を調
べた。

方程式系は W.B. Thompson によって導出された FLR eq's を使う。

モデルとして, 磁場の向き, 及び flow velocity が太陽風と磁気圏との境界面 (平面
と仮定する) に平行であるようなものを考へる。

これによつて, 分散式は phase velocity α のみの条件ではなく波数 k に対する条件をも
同時に与える。(M.H.D. eq's では phase velocity のみの条件を与える) したがって,
波数 k が充分大きくなる所では安定化されるということが考察された。

Nonlinear Wave-Particle Interaction in the neighborhood of a Neutral Point

武井 恵雄

東北大学理学部

プラズマ物理学において確立されたプラズマ乱流の概念は、磁気圏物理学にも積極的
に取入れられてきたが、方法上の制約から特定の問題にしか有効に活かされていない。
つまり線型化された局所一様な系の不安定性理論と出発点、その重ね合せとして得られ
る弱い乱れの理論は、たとえば VLF 放射等にその有用性を示したが、磁気圏のかなり広
範囲な系が直接関係する Substorm の生起機構や発展過程を記述するには都合が良
くない。また磁気中性点付近のように、磁場の強さが零である singular な場合にもう
まくない。前者は考える大域的な系を記述するのに十分な巨視的方程式を得ることが
困難であることに依り、後者は非一様性と非線形性が等価であることに依る。

そこでこれらの困難を克服するために、問題を視点を置いて考えることにする。
つまり問題とする系を初期値として Vlasov-Maxwell 方程式をそのまゝ解き、得られ
る形式解についてその長時間的振舞いを調べる。ここで長時間というのは、場の
Fourier 成分のその周波数の逆数にくらべて十分長いということである。

具体的には次のような手順となる。すなわち、 $t=0$ において、たとえば磁気中
性点を考え、 $t>0$ に対し、Vlasov-Maxwell equations を解く。解く手続きとしては、
まず Fourier-Laplace 変換により、Maxwell-Vlasov 系を、初期値も中に包含し構造化す
るような非線形積分微分方程式にうつす。次に分布関数を電場の中で展開し、無限組の
線形積分微分方程式にする。次に、初期磁場配位に関係する逆 Green 演算子を用いて、
無限組の微分方程式にする。この微分方程式を解いて、無限級数としての形式解を得る。
次に各項についてその寄与を調べ、最も寄与の大きい 'most divergent term' のみを集め
る。高次振動の選択的部分和の方法を援用する。その降ダイアグラムによる計算が便利であ
る。ダイアグラム表示によって、どのような型の wave-particle interaction が入るかは容易
に見ることが出来る。

この方法は、以下の点で有利である。

- i) 局所一様性の仮定は不要である。磁気中性点を含むような問題でも、それを初期配位
として考えるから、任意パラメータを初期値に含む一つの方程式の解を求めること
によって解析できる。
- ii) 通常の場合に比べて $|B_0| \gg |B_1|$ などの仮定を必要としない。
- iii) 通常の準線型理論と異なり、無限級数の中から effective な term をひき出すので、
危ない近似を必要としない。
- iv) 分布関数について解がえられるので、それから moment technique で巨視的方程式
(但しその Fourier 成分) を得る道がひらける。

前沢 洸

東京宇宙航空研究所

太陽風と磁気圏の相互作用に少くとも2つの mode があることはよく知られている (Nishida and Maezawa 1971)。1つは SI mode ともいうべきもので、太陽風の kinetic pressure の変動による磁気圏全体の圧縮、膨張に対応するものであり、もう1つは DP2 mode ともいうべきもので、磁気圏境界面に平行な方向に太陽風が及ぼす stress によって磁気圏内に引き起こされるプラズマ対流に対応するものと思われる。両者とも、地上の磁場変動の解析から deduce されたものであるが、特に前者は生起機構もはっきりしておらず、磁気圏尾部への伝播の様子も観測されている (Sugiura et al. 1968)。これに対し、DP2 mode の方は reconnection theory により convection pattern 及び惑星間空間磁場を成分との相関関係が説明されているが、現在の議論は定常的に reconnection が起こっている場合の議論を適用したもので、それが時間的に変化した場合磁気圏内にどのような様相の変動をおこすかは明確でない。

一方、最近の解析により、磁気圏尾部の磁場にしばしば見られる、typical な time duration ~ 2-3 時間の磁場強度の山型変化が substorm と密接な関係があることが明確になった。山型変化の頂点はしばしば substorm の expansion phase の onset に対応しており、それ以前の磁場上昇期は、太陽風と磁気圏の相互作用により磁気圏尾部にエネルギーが蓄積されている時期と解釈される。この事実には、substorm 時における磁気圏前面境界面の inward motion (Aubry et al. 1970)、growth phase における地上の current pattern が DP2 mode であること (Kokubun 1971) 等を考え合わせると、substorm のエネルギーは、DP2 mode の太陽風との相互作用によって、磁気圏尾部にたくわえられると考えても良さそうである。事実 Nagayama (1972) によれば、惑星間空間磁場 B_z のレベルが大きく北向きから南向きに移行ししばらくその状態にとどまる時は、その変化とほぼ時を合わせて、磁気圏尾部磁場強度の上昇が始まる。惑星間空間磁場の変化のこのような pattern は以前から substorm の生起と密接な関係にあることが知られている (Nishida 1971)。

さて、いわゆる DP2 fluctuations の typical な周期は 1 時間位であり、duration は 4~5 時間以上にも及ぶことがある。この time scale は、今述べた、磁気圏尾部にみられる substorm に関連した 2~3 時間の行程の磁場増大-減少過程とは明らかに異なる。このような time scale の惑星間空間磁場変化に磁気圏尾部の磁場はどのように反応するのであろうかと、DP2 fluctuation と substorm の同じ mode の太陽風との相互作用が原因でおこっているならば、DP2 fluctuation 時の磁気圏尾部変動の解析は、相互作用及びそれに基く plasma convection の性質のみならず、substorm の生起条件についても有力な手がかりになるに違いない。

以上の様な観点から、1966~1968 年前半の約 2 年半の内、主として磁気圏尾部と惑星間空間の両方に衛星がある時期を選んでその data を解析中である。その結果、磁気圏尾部 (lobe) にも周期 1 時間位の変動が存在し、そのある部分では地上 pole & equator の magnetogram と相関が良いことがわかった。詳細は学会で報告する

文献

- Aubry et al. J.G.R. 75 7018, 1970 Aubry and McPherron J.G.R. 76 4381, 1971
 Fairfield and Ness J.G.R. 75 7032, 1970 Kokubun P.S.S. 19 697, 1971
 Nagayama Master thesis, 1972 (Tokyo Univ)
 Nishida Cosmic Electro dynamics 2 350, 1971
 Nishida and Maezawa J.G.R. 76 2254, 1971 Sugiura et al J.G.R. 73 6699, 1968

Frozen Magnetic Field とその破れについての考察

渋谷 仙吉

山形大理・物理

Frozen Magnetic Field は High-density, 又は Medium-density Plasma においては その存在が実証され, そこでの電流と電場との関係は 次のようになる。

$$j_{\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} \quad (1)$$

しかし磁気圏尾部のプラズマは l_c (characteristic length) = 10^5 km, λ (電子の平均自由行程) = 10^{11} km と考えられ $l_c \ll \lambda$ であり, いわゆる Low-density Plasma の状態にあり, Frozen Magnetic Field の概念は軽々しく使えない。この場合, 磁力線に平行な電場 E_{\parallel} と field aligned current j_{\parallel} との関係は次のようになる。

$$\frac{dj_{\parallel}}{dt} = \frac{ne^2}{m} E_{\parallel} \quad (2)$$

したがって $E_{\parallel} = 0$ であっても磁力線に沿う電流はゼロにならない。この電流は正常導体を流れる通常の Ohm 電流とは違ったメカニズムのものと考えなくてはならない。これは極低温において水銀はいくつかの金属元素や合金で起る超伝導の現象に類似している。さらに Break up (オーラの) が惑星間磁場の変動に対して非常に敏感であり, その上反磁性の効果がきわめて大きいなどの点から考えて, 我々は磁気圏尾部での Frozen Magnetic Field の破れと超伝導の相転移という見地から説明を試みる。超伝導体に外から磁場をかかるとその表面に電流が流れ, 超伝導体内部では, この表面電流のつくる磁場と外からの磁場が打ち消し合ってしまう, 磁場は表面からある深さ以上入るとほとんどゼロになってしまう。まずこの磁場の侵入距離とそれに要する時間を考える。

プラズマはミクロにランダムな運動もしているが全体として一方向に走っている分はコヒーレントであり「力学的」なのでプラズマ温度と考えない。ミクロなランダムさが「熱力学的」なのである。Tail のプラズマの平均自由行程が大きいことから考えてコヒーレントで力学的である。したがって Solar wind が定常であるときは Tail のプラズマ温度は比較的低温であろう。この状態では Frozen Magnetic Field となっていると考えられる。しかし Solar wind の動圧, 磁場の変動があれば「プラズマ」のランダムさがいちがいに少なくなって温度が上がり, ある臨界温度 T_c に達したとき突然相転移があらわれ, Frozen Magnetic Field の相が破れ粒子と radiation が放出されると考える。低温側ではエントロピーの小さい秩序をもった Frozen Magnetic Field という相が, 高温側ではエントロピーの大きな秩序のない相 (粒子+電磁波) が実現されている。そこで二つの相の違いを表わす量として秩序の程度を表わすオーダー (order) パラメータを使えばよい。このオーダーパラメータという量は T_c を境目にしてそれより高温ではゼロであり, T_c 以下ではデバイ半径よりも大きくなるはずである。Frozen Magnetic Field では電子の一部が普通とは違った状態 (超伝導電子) であり, 他は普通の電子 (常伝導電子) であると考えられる。この超伝導電子は互いに独立に運動しているのではなく, ある距離 λ の範囲にある電子は互いに関連しながらコヒーレントに運動している電子であり, 常伝導電子はこれらの関連がなくバラバラになった電子と考えられる。このコヒーレントの長さ λ の検討を行う。

西田 篤弘
東京大学宇宙航空研究所

The sharp westward edge of the plasmopause bulge frequently detected by the whistler method is examined by using the geomagnetic data in the dusk sector as a measure of the magnetospheric convection activity in the bulge region. It is found that the detection of the above feature is invariably associated with the increase in the northward geomagnetic disturbance field on the duskside. This suggests that the sharp westward edge develops as the tip of the bulge is twisted sunward as the magnetospheric convection directed toward the Sun is intensified.

Tail Plasma Sheet Motions Induced by the Interplanetary
Magnetic Field

Tsutomu Toichi

Geophysical Institute, Faculty of Science
Tokyo University

Abstract. The sharp crossing and the oscillatory motions of the plasma sheet have been observed by Explorer 35 in the distant geomagnetic tail at $60 R_E$. In some cases the plasma sheet traverses the satellite within 164 sec and its velocity relative to the satellite is about 80 km/s, if the plasma sheet thickness is assumed to be $2 R_E$. In other cases the plasma sheet oscillates around the satellite with the period of 5-20 minutes. The cause of these plasma sheet motions is investigated by comparing Explorer 35 tail observations with the interplanetary conditions monitored simultaneously by Explorer 33. Several typical examples are shown and it is statistically indicated that the tail plasma sheet at the lunar distance is induced to be moved by the interplanetary magnetic field, when the magnitude $\sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ of the interplanetary field is comparable to the tail field strength and the variations of B_y and B_z components are considerably large. Interrelation between the plasma sheet motions and the substorm break-up effect are also discussed. The simplified model of the plasma sheet motions is also proposed.

Frozen Magnetic Field とその破れについての考察

渋谷 仙吉

山形大理・物理

Frozen Magnetic Field は High-density, 又は Medium-density Plasma においてはその存在が実証され, そこでの電流と電場との関係は次のようになる。

$$j_{\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} \quad (1)$$

しかし磁気圏尾部のプラズマは lc (characteristic length) $= 10^5$ Km, λ (電子の平均自由行程) $= 10^4$ Km と考えられ $lc \ll \lambda$ でありいわゆる Low-density Plasma の状態にあり, Frozen Magnetic Field の概念は軽々しく使えない。この場合, 磁力線に平行な電場 E_{\parallel} と field aligned current j_{\parallel} との関係は次のようになる。

$$\frac{dj_{\parallel}}{dt} = \frac{ne^2}{m} E_{\parallel} \quad (2)$$

したがって $E_{\parallel} = 0$ であっても磁力線に沿う電流はゼロにならない。この電流は正常導体を流れる通常の Ohm 電流とは違ったメカニズムのものと考えなくてはならない。これは極低温において水銀はいわゆる多くの金属元素や合金で起る超伝導の現象に類似している。さらに Break up (オーロラ) が惑星間磁場の変動に対して非常に敏感であり, その上反磁性の効果がきわめて大きいなどの点から考えて, 我々は磁気圏尾部での Frozen Magnetic Field の破れと超伝導の相転移という見地から説明を試みる。超伝導体に外から磁場をかかるとその表面に電流が流れて, 超伝導体内部では, この表面電流のつくる磁場と外からの磁場が打ち消し合ってしまう, 磁場は表面からある深さ以上入るとほとんどゼロになってしまう。まずこの磁場の侵入距離とそれに要する時間を考える。

プラズマはマイクロランダムな運動もしているが全体として一方向に走っている分はコヒーレントであり“力学的”なのでプラズマ温度と考えない。マイクロランダムさが“熱力学的”なのである。Tail のプラズマの平均自由行程が大きいことから考えてコヒーレントで力学的である。したがって Solar Wind が定常であるときは Tail のプラズマ温度は比較的低温であろう。この状態では Frozen Magnetic Field となっていると考えられる。しかし Solar Wind の動圧, 磁場の変動があれば“プラズマ”のランダムさがいちがたくなくなって温度が上り, ある臨界温度 T_c に達したとき突然相転移があらわれ, Frozen Magnetic Field の相破れ粒子と radiation が放出されると考える。低温側ではエンタロピーの小さい秩序をもった Frozen Magnetic Field という相が, 高温側ではエンタロピーの大きい秩序のない相(粒子+電磁波)が実現されている。そこで二つの相の違いを表わす量として秩序の程度を表わすオーダー (order) パラメータと使えばよい。このオーダーパラメータという量は T_c を境目にしてそれより高温ではゼロであり, T_c 以下ではデバイ半径よりも大きくなるはずである。Frozen Magnetic Field では電子の一部が普通とは違った状態(超伝導電子)であり, 他は普通の電子(常伝導電子)であると考える。この超伝導電子は互いに独立に運動しているのではなく, ある距離 ξ の範囲にある電子は互いに関連しながらコヒーレントに運動している電子であり, 常伝導電子はこれらの関連がなくバラバラになった電子と考えられる。このコヒーレントの長さ ξ の検討を行う。

西田 篤弘
東京大学宇宙航空研究所

The sharp westward edge of the plasmopause bulge frequently detected by the whistler method is examined by using the geomagnetic data in the dusk sector as a measure of the magnetospheric convection activity in the bulge region. It is found that the detection of the above feature is invariably associated with the increase in the northward geomagnetic disturbance field on the duskside. This suggests that the sharp westward edge develops as the tip of the bulge is twisted sunward as the magnetospheric convection directed toward the Sun is intensified.

1-20 Tail Plasma Sheet Motions Induced by the Interplanetary
Magnetic Field

Tsutomu Toichi

Geophysical Institute, Faculty of Science
Tokyo University

Abstract. The sharp crossing and the oscillatory motions of the plasma sheet have been observed by Explorer 35 in the distant geomagnetic tail at $60 R_E$. In some cases the plasma sheet traverses the satellite within 164 sec and its velocity relative to the satellite is about 80 km/s, if the plasma sheet thickness is assumed to be $2 R_E$. In other cases the plasma sheet oscillates around the satellite with the period of 5-20 minutes. The cause of these plasma sheet motions is investigated by comparing Explorer 35 tail observations with the interplanetary conditions monitored simultaneously by Explorer 33. Several typical examples are shown and it is statistically indicated that the tail plasma sheet at the lunar distance is induced to be moved by the interplanetary magnetic field, when the magnitude $\sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ of the interplanetary field is comparable to the tail field strength and the variations of B_y and B_z components are considerably large. Interrelation between the plasma sheet motions and the substorm break-up effect are also discussed. The simplified model of the plasma sheet motions is also proposed.

十市 勉
(東大理)

§1. Introduction

geomagnetic tail の成因を考へる時、プラズマ・シートの origin を明らかにすることが極めて重要である。その第1歩として、出来るだけ簡単なモデルで、実際の磁気圏尾が、どこまで観測と consistent に説明できるか調べてみた。物理的には、太陽風と tail magnetic field と plasma sheet が 静的平衡にあるときの tail magnetosphere での 磁場、プラズマ分布を求め、観測と比較してみた。

§2. 基礎方程式

(1) $\cos^2 \theta = \frac{1}{m\lambda v^2} \left(\frac{B_2^2(x)}{8\pi} - \frac{B_1^2}{8\pi} - P_1 \right), \frac{d\Gamma}{dx} = \cot \theta$

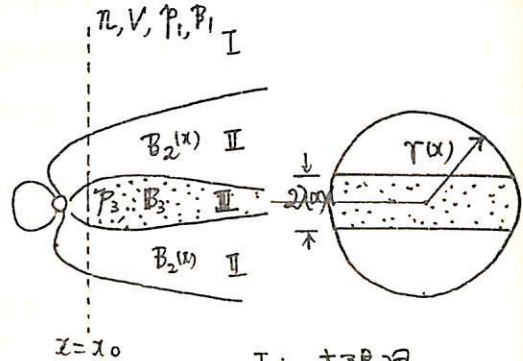
(2) $(\pi\Gamma^2 - 4r\lambda) \cdot B_2 = \text{const.}$

(3) $\frac{B_2^2(x)}{8\pi} = P_3(x, \lambda(x)) + \frac{B_3^2(x, \lambda(x))}{8\pi}$

(4) $\frac{\partial}{\partial x} \left\{ P_3(x, z) + \frac{B_{3z}^2(x, z)}{8\pi} \right\} = \frac{1}{4\pi} B_{3z} \frac{\partial B_{3z}}{\partial z}$

(5) $\frac{\partial}{\partial z} \left\{ P_3(x, z) + \frac{B_{3z}^2(x, z)}{8\pi} \right\} = \frac{1}{4\pi} B_{3z} \frac{\partial B_{3z}}{\partial x}$

(6) $\frac{d\lambda}{dx} = \frac{B_{3z}(x, \lambda(x))}{B_{3x}(x, \lambda(x))}$



I: 太陽風
II: tail lobe
III: plasma sheet.

§3. モデル

$B_{3z}(x, z) = -B_2(x) \tanh\left(\frac{\varepsilon z}{\lambda_0}\right)$ を仮定。 ε : 正のバリエーション

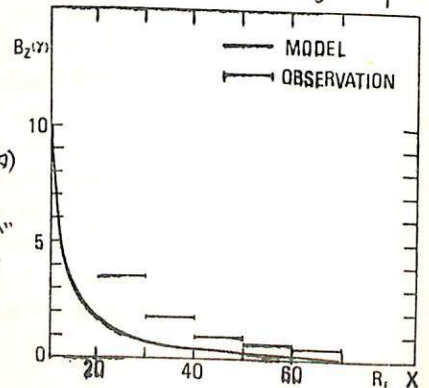
又 $\frac{\partial B_{3z}}{\partial z} \Rightarrow \frac{\partial B_{3z}}{\partial x}$ とすると (4), (5) は boundary cond. (3) の下に解ける

$P_3(x, z) = \frac{B_2^2(x)}{8\pi} \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon z}{\lambda_0}\right)}, \quad B_{3z}(x, z) = -\frac{\lambda_0}{\varepsilon} \frac{dB_2}{dx}$

以下、 $r(x), B_2(x), \lambda(x)$ に対する連立微分方程式を、 $x=x_0$ での境界条件を与えて解くことが出来る。結果は略

§4. 観測との比較

$B_2(x)$ (tail field) については、大体、obs. とモデルでは、consistent と考へられる。 B_z 成分 (プラズマ・シート内) については、右図に示すように、モデルの結果は、観測値に比べて小さすぎる。このことは、プラズマ・シートが static balance ではなく、dynamic balance にあることを示すと考へられる。即ち、プラズマ・シート内に巨視的流れを考へる必要があるかもしれない。



電場のゆらぎによる radial diffusion

石原 丈実
東京大学理学部

粒子の Bounce 運動とドリフト運動による共鳴

$$\omega = m\omega_b + n\omega_d$$

(ω_b : Bounce 周波数, ω_d : ドリフト周波数)
 m, n は整数

で、電場のゆらぎによる radial diffusion 係数は、

$$D_r^{m,n} = \pi \left(\frac{c}{B_0}\right)^2 \int dk_z J_m^2\left(\frac{k_z u}{\omega_b}\right) \langle E_\phi^2 \rangle_{k_z, n, \omega = m\omega_b + n\omega_d}$$

特にドリフト共鳴のときは、

$$D_r^{0,n} = \pi \left(\frac{c}{B_0}\right)^2 \int dk_z J_0^2\left(\frac{k_z u}{\omega_b}\right) \langle E_\phi^2 \rangle_{k_z, n, \omega = n\omega_d} \quad \dots \textcircled{1}$$

ここで $\langle E_\phi^2 \rangle$ はスペクトルで磁場方向の波数が k_z 、東西方向には $e^{in\phi}$ で変化するものである。

F. S. Mozer によって 1分~1日 周期の電離層電場のバレーンによる観測がおこなわれた。これを静電的と考えて、赤道面に投影すると結果は、

$$P_i(\nu) = 100 \frac{+200}{-70} (\exp 0.4 Kp) \nu^{-1.6 \pm 0.3} \left(\frac{\text{millivolts}}{\text{meter}}\right)^2 / \text{Hz} \quad \dots \textcircled{2}$$

(ν の単位は cycles/hr)

である。①のドリフト共鳴 ($\omega \ll \omega_b$) を考え、磁力線方向に電離層まで、一様に電場がかかっているとする ($k_z u / \omega_b \ll 1$) と、radial diffusion

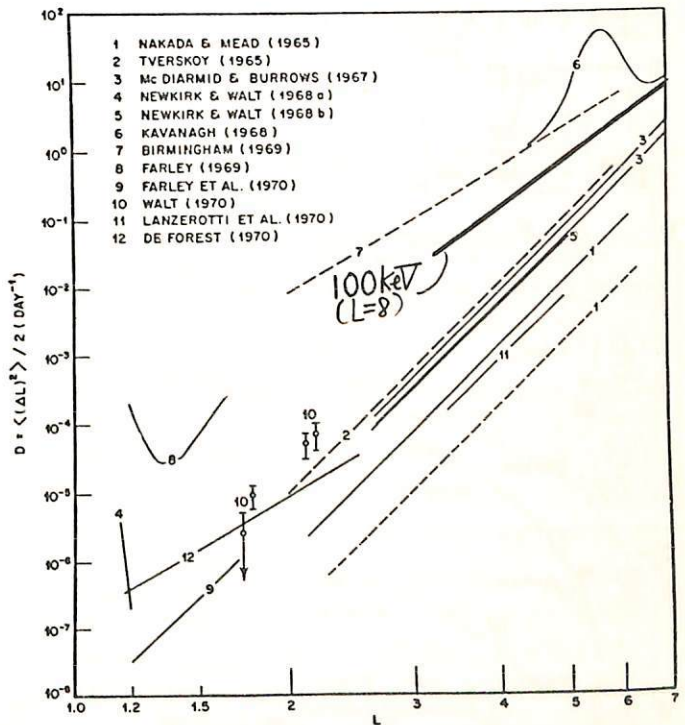
係数は

$$D = \frac{c^2}{4B_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} P_\phi\left(n \frac{\omega_d}{2\pi}\right) \quad \dots \textcircled{3}$$

となる。また数時間以上の周期のものについては、異なる二点での相関がよいことから $n=1$ の一様にかかっているものが主要な寄与になっていることが考えられる。

$$D = \frac{c^2}{4B_0^2} P_\phi\left(\frac{\omega_d}{2\pi}\right) \quad \dots \textcircled{4}$$

④に③の結果を代入し、 $L=8$ で 100 keV の粒子について D の値を求めてみると本図のようになる。



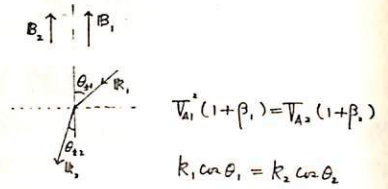
玉尾 茂
東京大学理学部地球物理研究施設

外部磁気圏や磁気圏尾領域に於いては、
高温プラズマ ($\beta=1$) に特有な低速磁気音波の
重要となる。今回は

- i) 種々の β 値に対する高速磁気音波と低速
磁気音波との相関と
- ii) 気体圧と磁気圧
- iii) 磁力線に垂直方向の気圧力と Ampere 力。
- iv) 電流 (偏在電流と圧力電流)

に ついて調べた。特徴的言えるのは
波の位相速度が磁力線方向の成分が音
速に比して小さい場合には、上記の
の比が同じになる。従って低速モード
は diamagnetic 効果の著しく、プラズ
マ運動は高速モードに比して小さい。
本図に力の比を位相角に計して示す。其餘は
頁の傍に詳述。

2) 次に $\beta=1$ の領域から $\beta \gg 1$ の領域への両
モードの侵入可能性を調べた (図2)。 θ_{\pm} は両
モードの臨界入射角。低速モードは磁気中では長所短所



$$\frac{\delta P}{(4\pi)^{-1} B \delta B_1} = \beta \left[1 - \frac{2\beta \cos^2 \theta}{(1+\beta) G_{\pm}} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$\frac{-\partial \delta P / \partial x}{(\delta \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0)_x} = \beta \sin^2 \theta \left[1 - \frac{2\beta \cos^2 \theta}{(1+\beta) G_{\pm}} \right]^{-1} \quad (2)$$

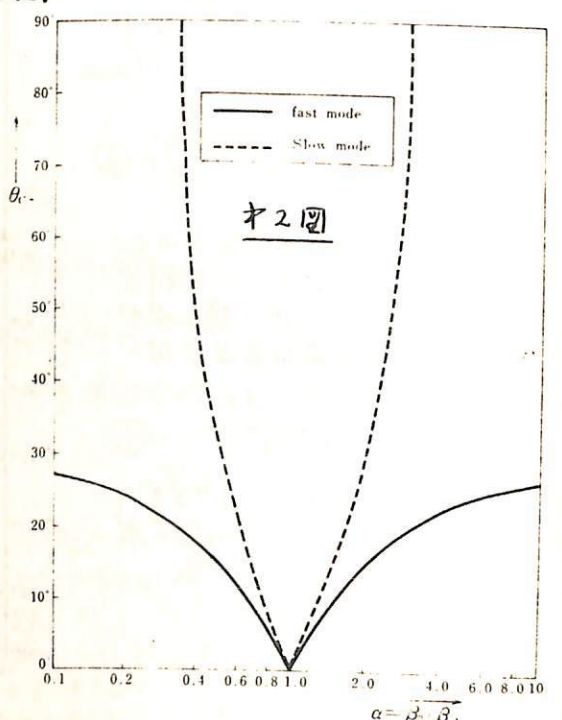
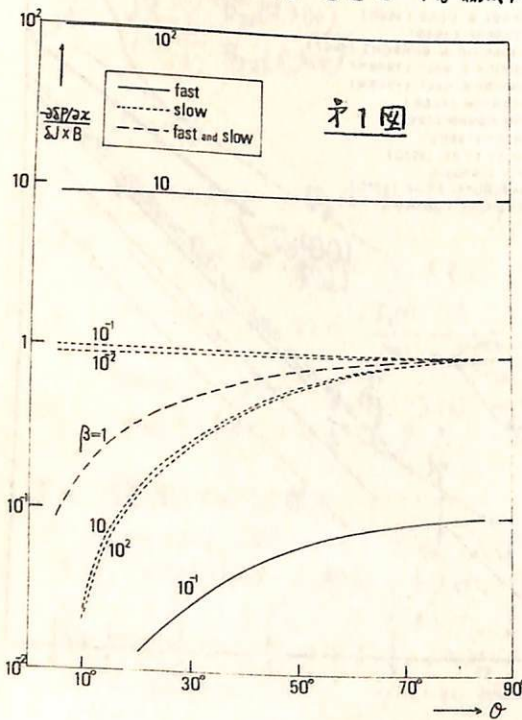
$$\frac{\text{Polarization Current}}{\text{Pressure Current}} = \frac{1+\beta}{2\beta \sin^2 \theta} \left[G_{\pm} - \frac{2\beta \cos^2 \theta}{1+\beta} \right] \quad (3)$$

where $G_{\pm} = 1 \pm \sqrt{1 - 4\beta(1+\beta)\cos^2 \theta}$

$$\left(\frac{\omega/k_{\pm}}{\omega/k_{\pm}} \right)^2 = \frac{2 - \alpha(1+\beta_1)(1+\alpha\beta_1)(1 \mp Q_1)}{1 \pm Q_1} \quad (4)$$

$$Q_1 = \sqrt{1 - 4\beta_1(1+\beta_1)\cos^2 \theta}$$

$$\alpha = \beta_0/\beta_1, \quad \beta = 8\pi P/B^2$$



— Growth Phase について —

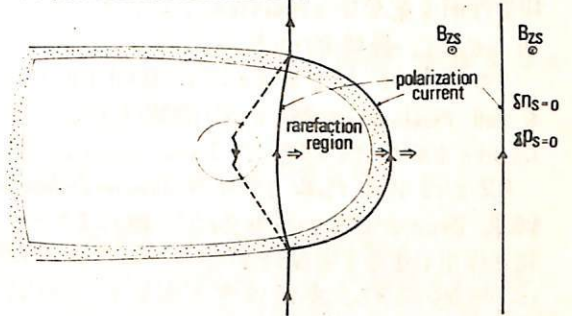
玉 尾 茂

東京大学理学部地球物理研究施設

太陽風内の磁場の南北成分の変動が磁気圏プラズマ運動、エネルギー蓄積にとって重要であることが多くの人達によって指摘されてきた。今回は太陽風内の磁場の北→南の変化の非定常電磁気体変動があることを仮定して立つた場合、その結果期待される太陽風プラズマと磁気圏の相互作用を論ずる。

相互作用の段階を二つの phase に分けて考へる。

(a) Transient Stage of Growth Phase



(b) DP2 and Growth Phase

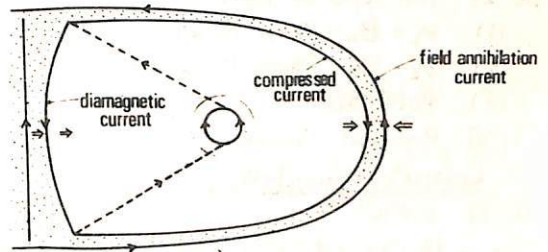


図 1

1) Transient stage:

磁場の北向成分が減少し始める南向成分となり、定常値に達する迄の段階。この段階の東向の電流が磁気圏内の誘起され、プラズマは太陽側へ運動し始め、その状態は高速及び低速度磁気圏流体として磁気圏内部に伝へられる。低速度モードに對する西向の電流は高βプラズマ領域内に制限される。此の段階では電流、電圧、プラズマ運動は急変する。時間の短い為、太陽風中の磁気圏へのエネルギー蓄積は殆ど無視される。(Fig. 1a)

2) Quasi-stationary stage:

典型的に磁気中擾乱を伴う。北→南の太陽風、磁気圏プラズマは東向き。高速度は運動するに依り、エネルギー蓄積、再結合が行われる。

此の段階の磁気中擾乱に対して東向の電流は diamagnetic を特徴とし、磁気圏プラズマ運動を抑制する。その内側の圧縮領域では西向の電流が流れる。電流層電流に連なることを考へる (Fig. 1b)

中擾乱に対してのプラズマ運動、電流、エネルギー蓄積率の検討を行い、電流の起源、太陽風内の圧縮性変動による相互作用との相関について述べる (Table 参照)

	Solar Wind Disturbances	Magnetopause and Tail current	Magnetospheric Current		Ionosphere	
			day side	night side	Electric Field	Hall Current
SSC ^o	compressive shock or	eastward diamagnetic current	fast compressed		westward	
SSC, Si	tangential discontinuity	eastward tail current enhancement		slow diamagnetic	eastward	
Transient Growth Phase	incompressible Alfvén or rotational discontinuity	eastward polarization current	fast rarefaction		westward	
DP2, Growth Phase		eastward magnetic field annihilation current	outward compression	slow diamagnetic	eastward	

Nonlinear Phase Bunching & Triggered VLF Emission of Computer Simulation (II)

松本 紘、横井 省吾、木村 磐根 (京大工)

§1 はじめに

単一周波数のホイッスラーモード波がある時間引続いてプラズマ中に入射されると時間遅れをもって周波数の若干異なる新しい波を励起するASEという現象は非線形電磁波モードの instability と関係していると考えられている。

この Triggered Emission に関する理論は最近いくつか展開されているが本研究はホイッスラーモードの monochromatic wave train が均質一様プラズマ中に注入された場合生ずるプラズマ粒子との相互作用を完全な consistency を取り入れた非線形の取り扱いをすれば、どうい結果になるかを明らかにし、最終的には computer simulation を行ないたいと考えている。

この問題は ASE のメカニズム解明をめざしている他、EMモードの monochromatic wave と粒子の相互作用を Full Nonlinear で解くという問題を含んでいる。即ち Wave Field 中の共鳴電子群の Nonlinear Orbits を求め、それを使って Inst. Condition を求めるという方法から脱却することが必要である。

§2 では Wave Field 中の Nonlinear Orbits を求め Phase Bunching について考察を加えてある。その結果 Brice が明らかにしたタイプのもう一つのタイプの Phase Bunching が明らかにされ、それがこの種の相互作用に重要であることが示される。§3 では現在組立て中の Computer simulation の方法とその問題点について述べられる。今回はまず回目て simulation の結果は次回に譲る。

§2 Two Types of Phase Bunching: 詳細は当日説明 (紙面の都合上)

[2-1] Basic Eqs.; Whistler Mode Monochromatic Wave Field 中の共鳴電子の非線形運動方程式

[2-2] Two Types of Phase Bunching

- (1) $v_x \times B_w$ -Phase Bunching → 図1の $V_{10} = 10^7$ m/s の Case
- (2) $v_x \times B_w$ -Phase Bunching → 図1の $V_{10} = 10^6$ m/s の Case
- (3) 物理機構

[2-3] Resonant Currents

§3 Computer Simulation

[3-1] モデル

- 一様プラズマ中の均質無限プラズマ (イオンは背景とする)
- 共鳴電子群の相互作用前の分布を与える
- Triggering Wave は Thermal 電子群で support されており、共鳴電子群の影響は受けないと仮定
- Wave Frame で解く

[3-2] 実際の計算と問題点

計算は1つの時間 step に次のことを行なう

- ① 共鳴電子一個一個について運動方程式を解く
- ② 速度分布関数を与えて sheet 電流を計算
- ③ 共鳴電流によって新しくできた電界磁界の計算
- ④ 新しい電界磁界をもとの電界磁界に加える。①にもどる

実際に計算するにはまた大容量記憶が必要であるので Simulation の方法と計算機のテクニックに考慮すべき問題点がある。そこで具体的な対策としては sheet の数をへらして共鳴電子群の train を考え、それが Wave train の中を走るとして計算を行なっている。計算の結果としては共鳴電流によって Feed back されたために §2 で求めた Nonlinear Orbit からずれが生じある時点まで計算を進めると Explosive に新しい波が生じるほどの大きな電磁界が起ると期待される。

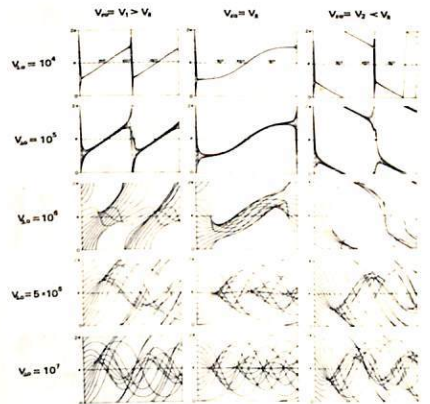
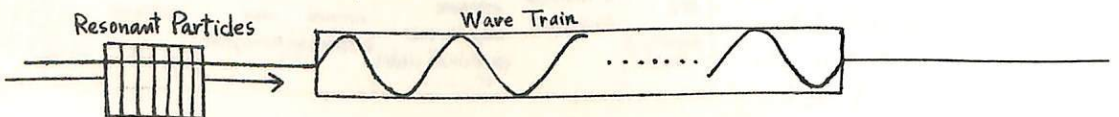


図1 位相変化



§.1. はじめに REXS-CIE においてパルス状のホイッスラーモード波が衛星から送信される。もし周囲のプラズマが Beam Cyclotron Insta. を示せば、衛星の周りの実時間・実空間の応答はどうなるかというのが本研究の Motivation であった。

Beam-Plasma 系においてホイッスラーモードに Cyclotron Insta. が存在しうる事が線形計算で示されるが、その分散特性は異常分散を示す事が知られている。即ち $\partial\omega_r/\partial k$ が光速を越えたり、負になりたりする周波数範囲が現われる。このような異常分散領域では群速度は波動の伝搬速度を記述しない事が Sommerfeld, Brillouin によって示されている。しかし、実際の応答が如何なるものかについては Case by Case によつてしか定まらない。

本研究では、この問題を S-B 法とは異なり、FL 逆変換法により、実時間・実空間における系の応答を数値計算する事によつて調べてみた。

§.2. Sommerfeld-Brillouin 法と Fourier-Laplace 逆変換法 → 紙面の都合上略

§.3 Cyclotron Insta. のある Plasma-Beam 系での 実時間・実空間 応答の数値計算

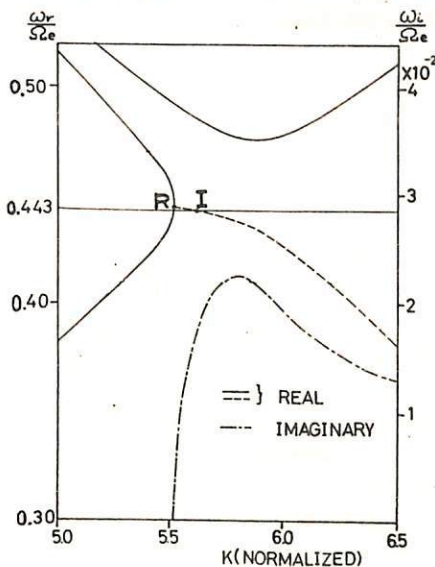
Cold Plasma 中の Cold Beam が走る場合、ビームモードとホイッスラーモードが結合する近傍では、図1に示すような分散関係が見られる。 $\omega_r/\Omega_e \approx 0.443$ 付近では、実線と与えられるモードでは $|\partial\omega_r/\partial k|$ が光速を越えたり、虚線と与えられるモードに対しては、 $\partial\omega_r/\partial k < 0$ となっている。このような分散特性を持つ系で、 $\omega_0 = 0.443 \Omega_e$ なる周波数の波を $z=0$ の地点で δ -関数的に加えた場合、その応答を FL 逆変換法で求めると、図2が得られた。

これから次の結論が得られる。

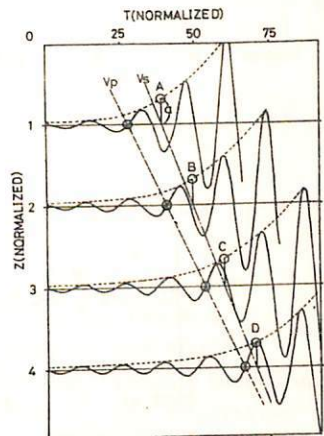
- ① 波動は指数関数的に成長しつつ伝搬するが、その成長率は、 $\omega_r = \omega_0$ に対応する ω_i で決定される。
- ② 位相速度は図1の I 点で決まる速度と一致してゐる。
- ③ 信号速度の定義はこの場合出来なから、包絡線の動きを取ると、図2の A → B → C → D の移動の速度が定数。この速度は、R 点、I 点の群速度 $\partial\omega_r/\partial k$ の1/2と異なり、数値的には、ビームと相互作用しない時の ω_r/Ω_e のホイッスラーモードの群速度に近い速度となっている。

§.4 今後の問題

以上に示した他、若干の結論が得られているが、いずれも数値計算によるので、一般的議論は、この結果を包括するような解析的研究に待たねばならない。



[図1 分散曲線]



[図2. 計算結果の一部]

SHEET PLASMA (Part II)

Hiroshi OYA (大 塚 寛)
 (IRL, Kyoto University, 京都大学工学部)

Three cases of the nonlinear interactions between the plasma particles and the electron cyclotron harmonic waves have been discovered on the OGO-5 VLF electric field data observed in the neutral sheet plasma of the earth magnetospheric tail region. Conditions for the wave-particle nonlinear interactions pertaining to the electrostatic electron cyclotron harmonic waves are satisfied as

$$\omega_1 - \omega_2 - m\Omega = (\vec{k}(\omega_1) - \vec{k}(\omega_2)) \cdot \vec{v}_{\parallel} \quad (1)$$

where $m=1$ or 2 and the particle velocity \vec{v}_{\parallel} parallel to the magnetic field is in a energy range of the thermal level. The results are also indicating that the turbulent phenomena include the three wave resonant interaction simultaneously with the wave-particle nonlinear interactions; this may be characteristic points of the nonlinear effects in the magnetoactive plasma (see Figure 1). These nonlinear interaction processes are checked by comparison with the plasma density results obtained by the ion mass spectrometer on board of the OGO-5 satellite and the density deduced from the plasma wave dispersion curves pertaining to the wave-particle nonlinear interaction conditions; the both results reveal reasonable agreements (see Figure 2).

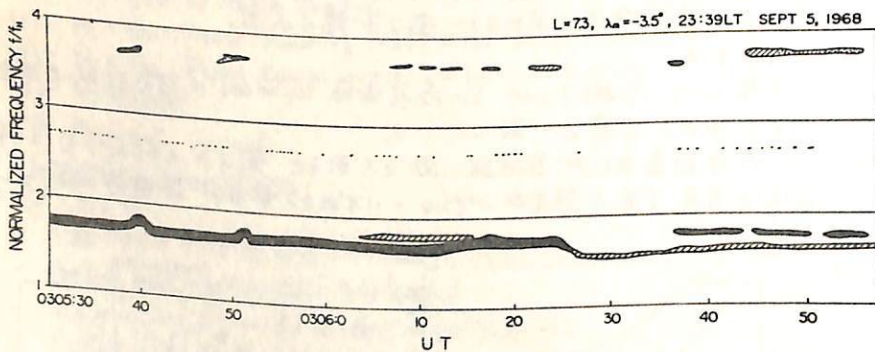


Figure 1
 OGO-5 VLF electric field data normalized by $\Omega = 2\pi f_H$.

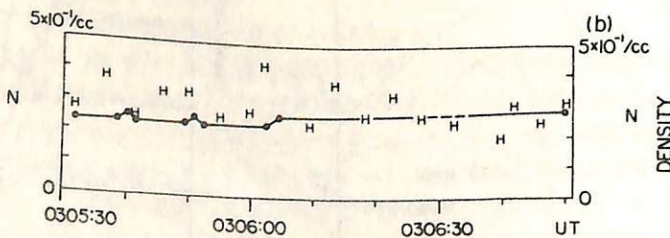
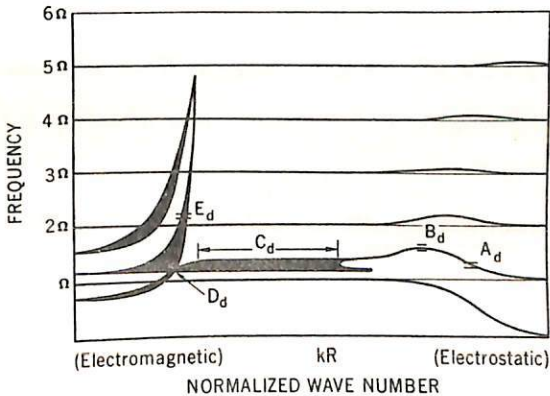


Figure 2.
 Measured plasma density; H: by the mass spectrometer, by the nonlinear plasma wave phenomena.

Hiroshi OYA (大家 意
(IRL, Kyoto University, 京都大学工学部)

The origin of the Jovian decametric emission is still an unsolved problem. From the standpoint of the plasma wave conversion into the electromagnetic wave through the Jovian ionosphere and magnetosphere, the origin of the decameter wave emission has been investigated. A new approach for this conversion hypothesis has been carried out for the magnetoactive plasma being based on the numerical calculation of the dispersion relation for all the wave length pertaining to the longitudinal (electrostatic) and transverse (electromagnetic) waves (see Figure). The X-mode wave can be obtained by the mechanism to make straight variation of the wave characteristics from the longitudinal plasma waves to the transverse electromagnetic waves through the inhomogeneous media while the mode conversion from X to O modes is required for the escape of the generated electromagnetic waves from the Jovian ionosphere. This mode conversion has been investigated by a ray-theory for the wave propagation. The results indicate that the plasma instabilities in the Jovian ionosphere and magnetosphere are the sources of the decametric emissions , producing the plasma waves with electric field intensity in a range of 1 to 100 mVolts/m in the Jovian plasma. Thus, a new question is raised how the free energy for the plasma instability can be injected into the Jovian ionosphere and magnetosphere. To investigate answer for this question the structure of the Jovian magnetosphere relating to the solar wind interaction and the satellite IO modulation should be understood completely.



Figure

Dispersion curves of the electron cyclotron harmonic waves for the all wave length ($kR=10^{-4}$ at the left hand side end of the diagram and $kR=10$ at the right hand side end, the abscissa is scaled by a logarithmic function) The plasma wave generated by the instability mechanisms at A_d can be escaped through a process $A_d-B_d-C_d-D_d$ and E_d in the slightly inhomogeneous plasma (After Oya, Radio Science, 1131-1141 (1971)).

NONLINEAR PLASMA WAVES IN THE MAGNETOSPHERIC
NEUTRAL SHEET PLASMA (PART III)

Hiroshi OYA and Fumiko MORITA

(大塚 寛 , 森田典子)

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

(京都大学工学部)

Data of the OGO-5 VLF electric field observations during two passes in the magnetospheric neutral sheet plasma have been analyzed using SOPP (Solar Telestial Data Handling System-SOLTERTRON- Pilot Plant) system. Continuous record of the rayspan data for approximately 7500 seconds indicates the following evidences.

- 1) Two or three groups of the transverse electron cyclotron harmonic waves are subjected to the nonlinear wave-wave and wave-particle interactions (see Part II and Figure).
- 2) The transverse electron cyclotron harmonic waves reveal the nonlinear wave-wave and wave particle interactions with the whistler mode electromagnetic waves.
- 3) The transverse electron cyclotron harmonic wave frequency due to the plasma instability indicates the systematic frequency shift from the value that is the most favorable for the wave generation in the rest plasma; the result at night side neutral sheet indicate positive shift while the shift at down side is directed to the lower side. There is a possibility that these shifts are caused by the convection motion of the neutral sheet plasma. The determination of the source area of the emitted waves is, however, required to obtain the unique solution for the plasma motion.

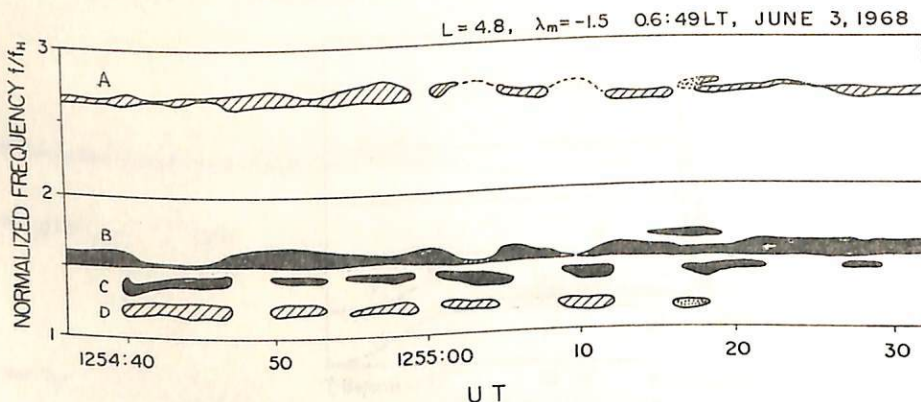


Figure An example of the OGO-5 VLF electric field observations, emissions A and B make a wave-particle nonlinear interaction and A, C and D make a wav-particle nonlinear interaction.

新部元宏

吉林大学教養部(物理教室)

1. Introduction

プラズマ中には多くの不安定性の原因があり、従来“星の数”と対応される程多種多様な不安定性が研究されている。又最近ではプラズマ物理では線形時代は終りを告げ、強い乱流理論と Space Physics への応用が多くの研究者の関心を集めている。本講演ではこの時流にあえて乗らず、最近 筆者によって発表された結果について (1) 報告したい。

従来 プラズマの諸現象に於て いびゆる Negative Energy のはたす役割が非常に精力的に研究されて来たにも拘わらず、Negative Pressure については殆んど研究されていぬのは不思議である。例として、非対称なタイプール磁場中での Anti-loss-cone 不安定性 (2) があげられよう。この場合、分析函数を持ち出さなくて巨視的な物理量として、とらえる事ができれば本質がはつきりするであろう。巨視的な電流が存在しなくても、電子の負圧の部分がいし存在するだけで、従来波波動が励起するが、本質的には天体力学で登場する Jeans 不安定性 (3) と同一視してもかまわないと思われる。前者は重力の存在によって星の大きさにへの制限が生ずる試であるが、Negative Pressure は糸からの損失部分を表現しており、磁気圏だけでなく宇宙論的スケールの現象へも適用できるかも知れないと考えている。

2. Formulation

$$\begin{matrix} \text{電子} \\ \text{イオン} \end{matrix} \left\{ \begin{array}{ll} \text{正圧部分} & P_1 = n_1 T_1 > 0, & \text{負圧部分} & P_2 = -n_2 T_2 < 0, \\ \text{正圧部分} & P_0 = n_0 T_0 > 0, \end{array} \right.$$

計算の詳細は省略するが、下記の4条件は必要十分条件である。

$$n_1 - n_2 = n_0 > 0, \quad n_1 T_1 - n_2 T_2 > 0,$$

$$n_2/n_1 - T_2/T_1 < \frac{\gamma_e n_0 \bar{\epsilon}^2 T_2}{\bar{\epsilon} n_1 T_0},$$

$$\left(\frac{n_1}{M} \right) \left| \left\{ \left(\frac{n_1}{\gamma_e} \right) T_0 + n_0 \bar{\epsilon}^2 \left(\frac{n_1}{T_1} - \frac{n_2}{T_2} \right) \right\} \right| \ll \cdot \text{Min} (T_1, T_2).$$

(γ_e, γ_i adiabaticity index)

上記の4条件はかなり広いパラメータ領域にわたって満足されている。

文 献

- (1) M. Nambu, Phys. Letters (1972) to be published
- (2) C.F. Kennel et al, in Particles and Fields in the Magnetosphere (1970)
- (3) T.H. Jeans, Astronomy and Cosmogony (1925)

Magnetosonic drift wave について

石原 丈実
 東京大学 理学部

イオン・サイクロトロン周波数より低い低周波の波動を考えると、アルフヴェン波とともに、磁場の強さ(δB)と圧力(δp)の変動を伴う磁気音波がある。実際、200 sec ~ 300 sec の周期をもつ脈動 (Pc 5) の ATS での観測では $\delta B, \delta p$ の変動が観測されている。この波動は粒子との相互作用が強いので、普通はすぐ減衰してしまうが、逆に何か励起の機構があれば、すぐ成長することになる。ここでは、非一様性、特に温度勾配の非一様性による励起を考える。

サイクロトロン周波数より低い周波数での共鳴は磁力線方向のランダウ共鳴と、垂直方向のドリフト共鳴を考え合わせて、

$$\omega = k_{\parallel} v_{\parallel} + \omega_B^* E \quad \dots \textcircled{1}$$

(k_{\parallel} は磁力線方向の波数, $\omega_B^* E$ は各粒子のドリフト周波数) ∇B_0 による
 という形が考えられているが、磁気圏のように往復運動をしている粒子に対しては、

$$\omega = m \omega_b + \omega_B^* E \quad \dots \textcircled{2}$$

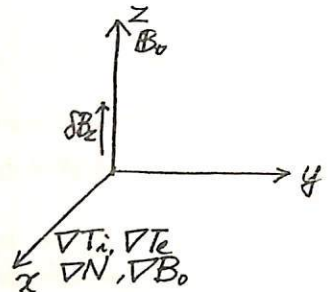
(m は整数, ω_b は Bounce 周波数) をとるのが適当である。ここでは、さらに Bounce 周波数より低い範囲 ($m=0$) で考え、

$$\omega = \omega_B^* E$$

単なるドリフト共鳴を考える。①のような通過していく粒子に対しては、 $k_{\parallel} v_{\parallel} \gg \omega_B^*$ の領域では、ドリフト共鳴はきかないで、磁力線方向のランダウ共鳴がきくのに対して、②のような往復運動をしている粒子に対しては、この領域でもドリフト共鳴がきく。

モデル

単純なマックスウェル分布を考え、右図のように x 方向に温度勾配、密度勾配を考える。 x 方向の波長は WKB 近似ができるほど十分短かいとする。



分散式

波長がラーモア半径 r_L より十分長いとすれば、

$$\frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega^2} - \sum \frac{k_{\perp}^2 v_{\perp}^2}{2\omega \Omega} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\epsilon} d\epsilon \frac{\epsilon^2 |1 - \frac{\omega_B^*}{\omega} [1 + \eta(\epsilon - 1)]|}{\omega - \omega_B^* E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{\sqrt{\pi}} du J_0^2(\frac{k_{\perp} v_{\perp} u}{\omega_b}) = 0$$

という形にかけると、ここで ω_B^* は ∇N によるドリフト周波数、 $\eta \equiv \frac{\partial \ln T}{\partial \ln N}$ は温度と、密度の勾配比である。不安定な範囲を現在計算中である。

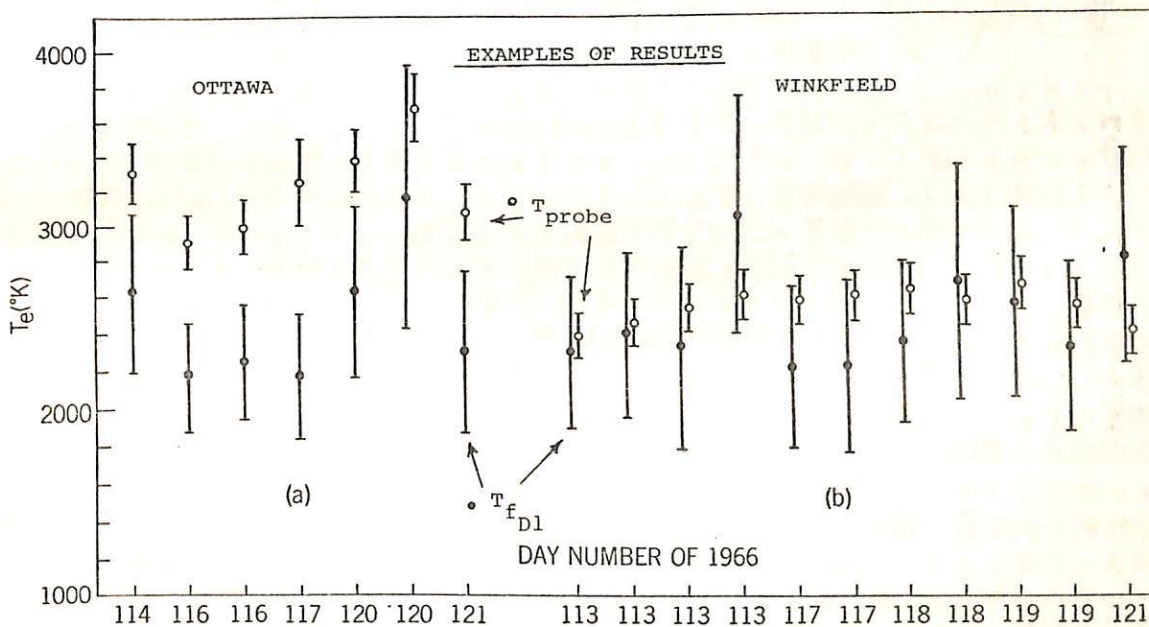
A NEW METHOD FOR IN-SITU ELECTRON TEMPERATURE
DETERMINATION FROM PLASMA WAVE PHENOMENA

Hiroshi OYA and Robert F. BENSON*

(IRL, Kyoto University, 京都大学工学部)

A new method for measurements of the electron temperature in the space plasma has been established. Large amplitude pulses transmitted from the Alouette 2 satellite propagate through the media producing the nonlinear scattering waves from the turbulent area caused by the transmitted pulses. Returning f_{D1} waves from the turbulent area due to the nonlinear scattering are subjected to the Doppler shift due to relative motion between the moving satellite and the plasma medium where the f_{D1} plasma waves propagate. The wave number k of the f_{D1} wave can be determined from the Doppler shift; the determined k value gives the perpendicular temperature T_{\perp} since a $\sqrt{(\kappa T_{\perp} / m \Omega^2) k^2}$ value is the uniquely defined function of the f_{D1} wave frequency, where κ, m and Ω are the Boltzmann constant, electron mass and the electron cyclotron frequency.

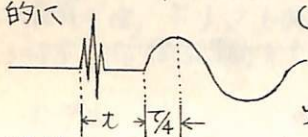
The obtained electron temperature values are compared with the Brace's electrostatic probe results that are obtained simultaneously on the Alouette 2 satellite. For the data obtained at Ottawa telemetry station, $T_{\text{probe}}/T_{fD1} = 1.32$ while the value $T_{\text{probe}}/T_{fD1} = 1.02$ for the Winkfield data. These values are quite similar with the results of the "Rader-Probe discrepancy" and give a confirmation to the argument that the rader-probe discrepancy is caused by electron distribution functions deviated from the Maxwellian distribution function.



* NASA, Goddard Space Flight Center

佐尾和夫 · 神藤英彦
名古屋大学空電研究所

空電源の位置決定には従来から用いられている多点での方位測定法があり、又実験的に米国で行われた多点での到来時間差による方法があるが、これらの方法はいずれも多くの局を必要とし局が多くなればそれだけ測定はむずかしくなる。又日本列島は南西方向に細長く一方アジア地域の空電源は主に日本の南西方向の東南アジアに集中するから三角測量法では交点を求めるにいと云う地理的の問題もあり一局による空電源の位置決定は空電の研究を進展させる上で極めて重要である。一局による空電源の位置決定は方位測定と距離測定とを併用することである。距離測定の方法として筆者の一人は空電波形から位相の同波数スペクトルを距離に対応させる。又夜間の電離層反射型波形を利用する方法を示唆したことがあるが実時間での運用には適さない。Frisus等はVLF帯以下の同波管モードによる電波の分散性を利用し同調回路のレスポンスのおくれから距離を求めている。本文は更に有望な空電源位置決定法として空電波形のVLF成分とELF帯のslow tail成分の到来時間差から距離を求め、これと10KHzの同調型単方向性方位測定機と組合せた記録はブラウン管上に実時間で空電源の位置を輝点として表示し一方ブラウン管面上に日本を中心としたアジア地域の地図を透視的にあてておき自動的に空電発生分布図を画かせるようにした。以下装置と若干の測定結果についてのべる。所謂VLF帯空電波形のあとには通常振幅は遙かに小さいがslow tailと称する100Hz前後のゆくりした振動波形が続くがslow tail 波形がVLF成分より遅れて到達することは古くから知られておりwaitは理論的に



$$(T + T/4)^{1/2} = 0.3 \left\{ \frac{D}{2R} \cdot \frac{1}{\omega^2} + \sigma^2 \right\}^{1/2}$$

は電離層の高さ、 ω は電離層の角電率パラメータである。

空電源における放射パルスの中に対応する項で、この式はHeplur等の実験データを用いて求及の合理的な値で確かめられており本電離層のパラメータ ω 、 σ が異なるのでDの係数の値を適当に変えれば昼間と夜間とも適用できるはずである。距離演算は垂直アンテナからの入力をVLF成分とslow tail成分に分けてVLF成分の始めの部分で装置の全演算部を起動させる起動パルスを作る。slow tailも正符号から始まる波形について第1半波と矩形波に変換し立上り時と下降時と2つのパルスを作る。起動パルスから立上り時のパルスまでの時間と起動パルスから下降時のパルスまでの時間の平均の値がVLF成分の到来時刻とslow tailの第1半波の極大値の到来時刻の差に近似的に等しい。この時間差を電圧に変換するのに基準電圧を積分することによりなされる。方位演算は直交L-波アンテナへの入力と垂直アンテナへの入力は夫々同一特性の10KHzの同調増幅器で増幅され、垂直アンテナからの10KHz成分をサンプリングパルスを作り夫々のL-波アンテナからの10KHz成分をサンプリングしその第1値を保持する。この夫々の電圧を同一時定数で積分し、そのノクトル和が一定値のとこの電圧が正規化された方位に相当した電圧である。距離に相当する電圧と正規化された方位に相当する電圧を夫々掛算しブラウン管上のX軸Y軸に指示して空電源の位置を求めることが出来る。

今回本装置の完成により空電の発生位置が瞬時に判明することになったので次の段階として本装置の性能の調査とその改良及び応用面の問題にとり組むことになった。

雷放電からのVLF放射

岩田晃、石川晴治、高木増美
名古屋大学空電研究所

空電が雷放電から放射され、電離層と地表との空間を伝播して形成される事は広く知られている。しかしながら空電の発生源における性質は良く知られていない。特に発生源即ち雷放電からの距離が近いところでは、空電の性質は雷放電の性質に大きく依存していると考えられる。

従って、空電の源における性質をつきとめること及び雷放電の性質がどの様に空電に表われているのかをつきとめるのが、この研究の目的である。

雷放電の観測は栃木県の今市市に於て行い、約20km以内で発生した雷放電を観測した。雷放電と観測点との距離は、レーダーエコーにより大体の位置を決定し、雷鳴の電波からの遅れより求め、静電場変化、及びVLF波形(1~100kHz)等を測定した。それと同時に愛知県佐久島(今市より330kmの距離)に於て、VLF空電(1~100kHz)の観測を、垂直電界、東西、南北磁界について行った。(なお上記の静電場変化0.1~1000Hz)データは全て、テープレコーダーに記録し、再生速度を遅くして、ビジュグラフにて波形再生を行った。1972年8月12日15時4分~6分に得たデータのうち、佐久島での空電波形の地上波についての結果を取りまとめたものを表1に示す。表より明らかになく、オ1雷撃は後続雷撃に比較して、立上りの時間が長く、又パルスのピーク値も大きい。しかしながら、パルスの中については余り大きな差は見られず、又オ1雷撃に比して後続雷撃の方が数が多く、その性質を明らかにする事が空電を研究する場合には必要となる。

	オ1雷撃	オ2雷撃	オ3雷撃	オ4雷撃	後続雷撃	その他
立上り時間	35~60	31~44	28~44	35~47	28~47	25~44
(平均値)	50	39	38	41	39	35
半値巾	30~43	33~40	28~36	35~44	28~44	24~44
(平均値)	36	36	32	39	35	34
ピーク値	3.3~12.5	3.8~13.0	2.5~7.3	5.8~18.0	2.5~18.0	-6.0~4.0
(平均値)	8.1	7.2	4.6	11.9	6.9	3.1
データ数	12	9	5	2	16	10

の減衰係数

半田駿[†], 小川俊雄[†], 安原通博^{**}

*京大理, **京教大

シューマン共振周波数領域での電磁波形のうちで、Q型パーストは、共振の基本周波数である8 Hz付近の、振幅の大きい減衰型振動¹⁾で、この指数函数的減衰波形よりdamping係数を求めることができる。

1969年12月28日10時~29日9時、阿蘇で観測された、ELF帯電磁場5成分の記録を用いて、合計99個のNS成分(E_{NS}, H_{NS}), 113個のEW成分(E_{EW}, H_{NS}), 37個の垂直成分(V_T)のQ型パーストについて解析した。ここで“E”は電場(地電流)、“H”は磁場の意。それぞれは各方向成分。図1の例から求めたdamping係数は、V_T; 2.4±0.2, E_{NS}; 5.6±0.30, E_{EW}; 4.7±0.34, H_{NS}; 4.5±0.16, H_{EW}; 6.2±0.29 sec⁻¹である。

この様にして求められた値の時直変化を、図2に示す。damping係数の平均値は、NS成分; 6.27 sec⁻¹, EW成分; 4.87 sec⁻¹で、両者に約20%の明らかな相違がある。これは、この周波数帯の伝播の非等方性、つまり、NS伝播が、EW伝播より大きな減衰を受けることを示している。

damping係数Ω_nと、位相速度V_{ph}から、 $\alpha_n = 4.343 \Omega_n / V_{ph}$ の関係を用いて、attenuation constant α_nを求めることができる。8.0 Hzで、c/V_{ph} = 1.35を仮定すると、Ω_n = 4.96 (V_T) に対しては、α_n = 0.194 db/Mm となる (cf Jones²⁾ の多層電離層モデルによる計算では α_n = 0.22)。

次に、damping係数から、地球電離層空洞のQ値を求めてみる。Q_n = ω₀ / 2Ω_n 但しω₀は、完全導体壁を持つ球殻空洞内での共振周波数。ここで得られたdamping係数の値からそれぞれ、NS, EW, V_T成分に対するQ値を計算すると、5.32, 6.85, 6.72 となり、それぞれ、NS, EW成分に対して求めた値(V_T; 3.3)に比して、かなり大きな値となる。後者の方法に対しては、Δω/ω ≪ 1の制限があり、シューマン共振の場合はこの条件を満足しているとは言えないので、真のQ値には、damping係数を求めるのが適当と思われる。

図2 damping係数 ○ NS成分 一 平均値
● EW成分 ---- "
× 垂直成分

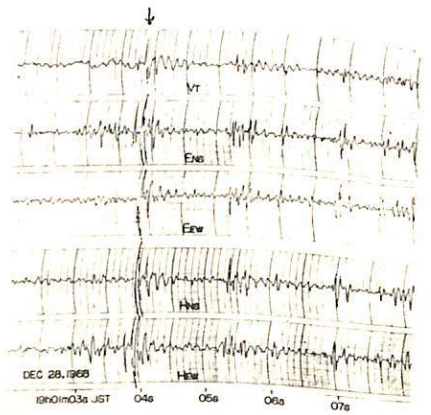
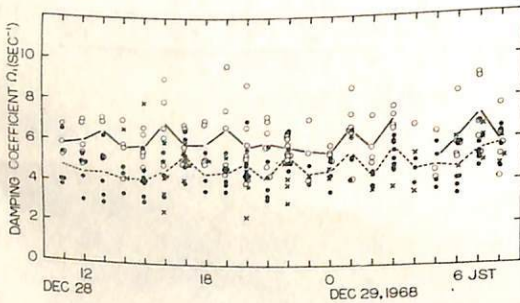


図1 Q型パーストの例

- 1) Ogawa, T., et al, J.G.G., 18, 443, 1966
- 2) Jones, L.D., J.A.T.P., 29, 1037, 1967
- 3) Ogawa, T., Y. Tanaka, Special Contributions, Geophys. Inst. Kyoto Univ., 10, 21, 1970

ホイッスラー波の反射係数に対する地表の影響及び 相反定理について

鶴田 浩 一 郎
東大宇宙研

ホイッスラー電波及びホイッスラーエコーの発生頻度は強い緯度依存性を示すことが知られている。この緯度依存性を支配している要素として (1) Source 空電発生率の緯度依存性, (2) 下部電離層を波が通過する際の透過率の緯度による変化, (3) ホイッスラー波のダクトとして知られる電子密度 *irregularity* の緯度依存性, (4) 磁気圏に於けるホイッスラー波とプラズマ粒子の相互作用の緯度変化等が考えられるが、主要な役割を演じている要素と明らかにする目的で (2) の透過率の緯度変化を詳しく調べてみる。その結果 透過率の緯度変化ではホイッスラーの発生頻度の緯度変化は説明出来ないうことが明らかとなった。

次に、電離層に上から入射する波の反射率の計算値を使って、エコー発生頻度の緯度変化がやはり、反射率のみからは説明出来ないうこと、及び、引き続きエコー同の減衰のものも、夜間で -2db 程度となり通常の観測値を十分説明し得ることをわかった。しかし、昼間のエコー及び減衰が -0.2db といって極端に減衰の小さいエコーは反射率のみでは説明がつかない。

最後に、数値計算の途中で、上からの入射波に対する反射率 R に関して新らしい相反定理が成り立つことが明らかになったので簡単に証明を述べる。この相反性は、電離層のみの内部反射率 R_i , 地面の反射を取り入れた全反射率 R_{TOTAL} , 及び入射角がいわゆる *acceptance cone* の外にある波の反射率 R_{ev} について成り立ち、次の様に書くことが出来る。

$$R_i(\theta_e, \phi) = R_i(\theta_e, 360^\circ - \phi)$$

$$R_{\text{TOTAL}}(\theta_e, \phi) = R_{\text{TOTAL}}(\theta_e, 360^\circ - \phi)$$

$$R_{\text{ev}}(\theta_e, \phi) = R_{\text{ev}}(\theta_r, 360^\circ - \phi)$$

但し、 θ_e : angle of emittance, ϕ : x 軸(東が positive)から α 角度, θ_r : 入射角, θ_r : ϕ のときの反射角。

1-37

VLF電波の電離層反射係数に対する方位角依存性

早川 正士 (九大 空電研)

Although the full-wave calculations have been currently made since the work of Pitteway and Jespersen, little attention has been paid to the variation of the ionospheric propagation characteristics of VLF and ELF radio waves with azimuth. However, there arise such problems as the dependences of the propagation loss and of the coupling efficiency into the whistler mode upon the propagation direction. So the object of this paper is to study the azimuthal dependence of the propagation characteristics of VLF and ELF radio waves in the lower ionosphere, as a function of latitude.

1-38

ホイッスルの下部磁気圏透過特性

Transmission and reflection of magnetospheric whistlers in the ionosphere and magnetosphere

早川 正士 (九大 空電研究所)

The propagation characteristics of the downgoing magnetospheric whistlers through the model lower exospheres are theoretically treated taking into account the earth-ionosphere cavity. The situation is that the whistler mode propagates downward in the presence of the homogeneous magnetic field of vertical direction, and the lower exosphere is tentatively divided into several characteristic regions. The analytical expressions of the reflection and transmission coefficients for these models are derived and their numerical results are shown for nighttime and daytime conditions. It is found that the most striking effects of the introduction of the earth-ionosphere cavity are summarized as follows, 1) the reflection coefficients of the magnetospheric whistlers become nearly unity for the usually encountered collision frequency in the lower ionosphere, and 2) there appear several characteristic minimums in the transmission coefficients at certain frequencies, which are closely related with the spacing of the earth-ionosphere cavity. These results will be useful in the study of the loss mechanism of VLF emissions as well as the whistler penetration problem.

低緯度日没時ホイワスウの特性

Characteristics of low-latitude sunset whistlers

早川 正士 (名大 空電研)

Guided propagation of low-latitude whistlers along the field-aligned irregularities is studied. The diurnal variation of occurrence number of low-latitude whistlers is composed of a sharp sunset peak and a broad nighttime one (Otsu et al.), but this study is restricted to the sunset whistlers. The data are obtained from the simultaneous observations at Kagoshima (KA), Sakushima (SA), and Moshiri (MO) observatories. The essential points for sunset whistlers are summarized using results of several days of highest activity in Feb. 1970.

- 1) For sunset whistlers the concurrence of the peaks in occurrence histogram of dispersion value at SA and MO takes place, and no whistlers are observed at KA.
- 2) The occurrence number is more enhanced at SA than at MO for a fixed dispersion value.
- 3) There exist coincident arrivals of whistlers at SA and MO in a high percentage.

These studies suggest that the sunset whistlers observed simultaneously at both stations SA and MO have propagated along a single discrete path in the magnetosphere, then emerged into free space at the latitude between SA and KA, and propagated toward higher latitudes in the earth-ionosphere waveguide. Ray path calculations show that these results can only be interpreted by trapped propagation along duct.

Tweek による conductivity parameter の推測

森 洋介*, 荒木 喬**
 宮城教育大学*, 東北大学理学部**

昨年, 秋の学会で高次モード Tweek, 特に才1図に示すような二次モード Tweek は, 一般に 20 時頃から 3 時頃にかけて受信され, しかも 2 kHz での dispersion の量が小さい Tweek ほど良く受信されることを示し, これは Sonagraph 自身の高調波ではないことを指摘した。

導波管理論によれば, 地表の電気伝導度 $\sigma_g = \infty$, 電離層の conductivity parameter $\omega_p \gg \omega$ の仮定の下では, 一次モードの電波とその 2 倍の周波数の二次モードの電波との単位長さ当りの伝播時間の差は電離層反射高を h' とすると

$$\Delta T = \frac{\sqrt{2}-1}{4h'} \left(\frac{1}{\omega \omega_{rc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \left(\frac{\pi C}{\omega h'} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \frac{2 \left(\frac{\pi C}{\omega h'} \right)^2}{1 - \left(\frac{\pi C}{\omega h'} \right)^2} \right\}$$

で与えられ, $\Delta T \propto \omega_{rc}^{-\frac{1}{2}}$ の関係が得られる。

従って ΔT を測定することにより ω_{rc} を求めることが可能である, この点に注目して, 高分解能解析装置 (Hissa) を利用して解析を行なった結果, その1例を才2図に示すように ΔT を求めることが可能であることが明らかになったので, これまでに得られた結果について報告する。

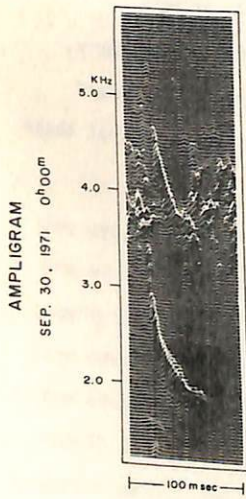


Fig 1

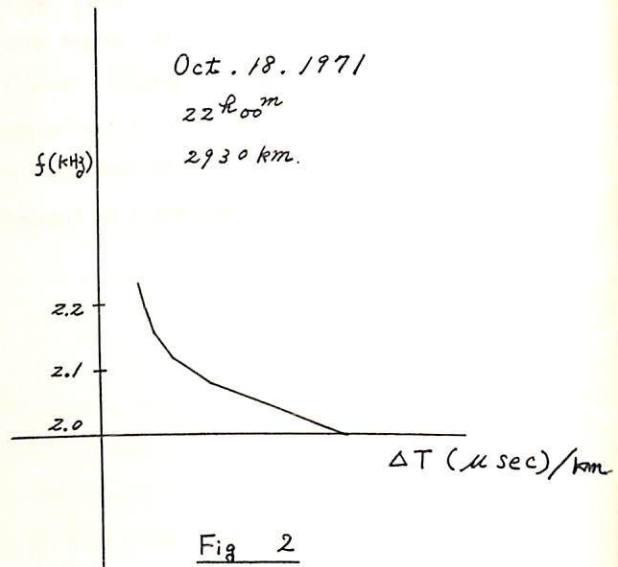


Fig 2

参考論文

岩井 章, 大津仁助
 大津仁助

上山 弘, 森 洋介, 荒木 喬
 上山 弘, 森 洋介, 荒木 喬

空研報告 8, 1-2, p52-59 1958
 空研報告 10, 1-2, p53-62 1960
 電離層研究会 p 74-77 1970
 才50回電磁気学会 1971

ホイッスラーモード VLF 標準電波微少周波数解析装置

内藤 悠史 加藤 進 (京大工学部) 荒木 徹 (京大理学部)

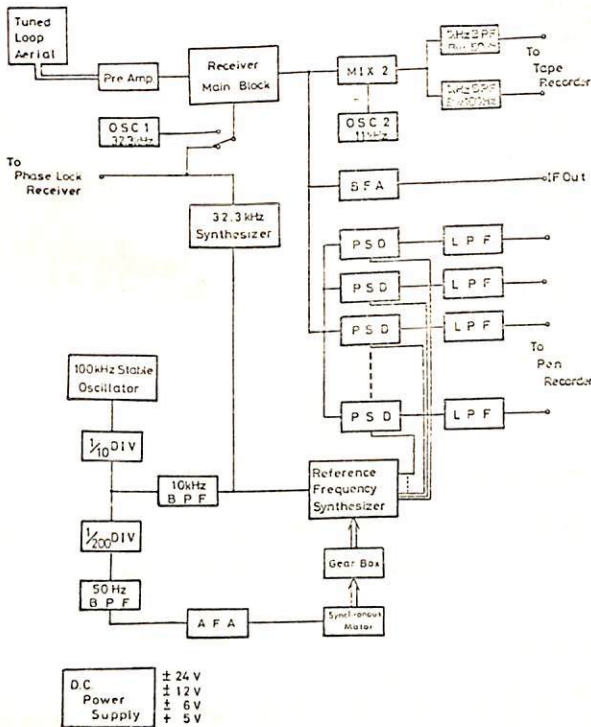
VLF電波のホイッスラーモード伝播の伝播特性及び、磁気圏プラズマの諸パラメータの観測として、我々はNWC (22.3 kHz)の標準電波を利用した定常観測を計画している。今回その観測装置が一応完成し、試用に入ったのでその報告をする。

ホイッスラーモード波の検出方法として、次の4種類の方法が考えられる。

- 1) ホイッスラーモード波と導波管モード波の合成波を phase lock 受信機で位相追従受信し、その位相・電界強度変化を検出する。^{*)}
- 2) ホイッスラーモード伝播の導波管モード伝播に対する伝播時間の遅れを検出する。
- 3) 導波管モード波とホイッスラーモード波の beat をとって検出する。
- 4) ホイッスラーモード波のドップラーシフト量をスペクトラムアナライザーによって検出する。

今回完成した受信機は、2), 3), 4)の受信方法の為のものであり、図はそのブロックダイヤグラムである。1 kHzに変換された出力はテープレコーダに録音され、停波時における伝播時間の遅れをソナグラフによって検出する。IF出力は、導波管モード観測用の受信機のIF出力と共に位相検波器に加えられ、両者の beat をペンレコーダに記録する。スペクトラムアナライザーは、10 kHzのIF周波数を中心として10 kHz \pm 0.1 Hzまで

0.02 Hz間隔の合計11個の基準周波数を合成する Reference Frequency Synthesizer 及び11組の PSD, LPF からなり、IF信号に含まれたホイッスラーモード波成分が、その基準周波数にほぼ等しいチャンネルに出力電圧が現われた。各出力は、適当なオフセット電圧が加えられ、打点式ペンレコーダによって記録される。Reference Frequency Synthesizer は、10個の回転式移相器より構成され、ギヤボックスを介して、各周波数偏移に応じた回転数でシンクロモータで駆動され、10 kHzに対する微少な周波数合成を可能ならしめている。



*) 第47回講演予稿集

ホイッスラ伝搬のOGO-6と地上同時観測

鈴木道彦*, 柴田 高**, 芳野 勉**

* 宇宙開発事業団, ** 電気通信大学

1. はじめに

1971年10月1日から1972年3月31日までの6ヶ月間、電気通信大学菅平宇宙電波観測所において、OGO-6衛星のVLF帯自然電波観測データをテレメトリ受信し、地上VLF自然電波との同時観測を行なった。

今回は、この同時観測の利点を最大限生かして行なった、ホイッスラが磁力線に沿って伝搬すると仮定した場合の、その磁力線と源である雷放電の位置関係を実験的に求める方法について報告する。

2. 観測装置及び解析手順

観測装置のブロック図を図1に示す。時刻符号、地上VLFデータのN-S成分、E-W成分、及び400.85MHzで送られて来る衛星からのVLFデータの4成分を4チャンネルレコーダに録音し、解析時には、時刻符号をそれぞれVLFデータに混合して取り出した。136.2MHzの受信機は、トラックングビーコン用である。

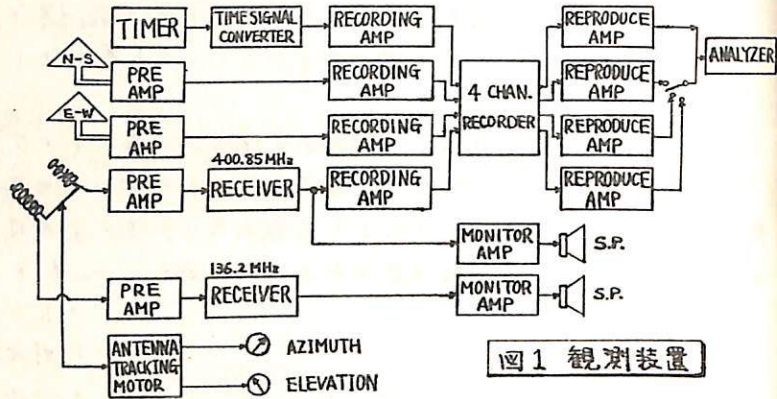
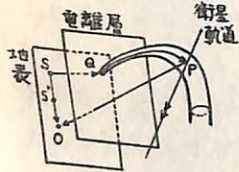
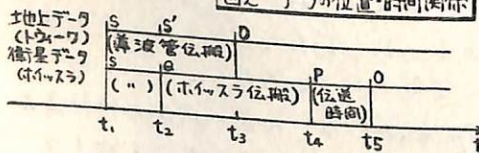


図1 観測装置



S: 雷放電の位置
S': のみかけの位置
Q: ホイッスラとなる位置
P: 衛星位置
O: 観測位置

図2 データの位置-時間関係



雷放電によって発生した電波が、観測点に到着するまでの位置関係及び時間関係は、図2の様に模式化される。又、解析手順を図3のフローチャートで示す。更に、ここでは、電離層高度を昼間約80kmとし、ホイッスラは磁力線に沿って伝搬すると仮定した。

3. 解析結果

この期間中に、衛星で受信されたホイッスラは11例あった。

その中の代表的な数例について解析した結果、雷放電の位置と衛星の乗っていた磁力線が地表と交わる位置とは、ほとんど一致することが判った。

1-43

地磁気擾乱時におけるホムスラ一の諸特性

田中義人, 早川正士

名古屋電研

" Some characteristics of low-latitude whistlers during geomagnetic disturbances "

The storm-time variations were statistically studied of the occurrence rate, dispersion and diffuseness of whistlers observed from Jan. 1967 to Dec. 1970 at Moshiri(geomag. lat. 34°) and Sakushima(geomag. lat. 24.1°). The maximum enhancements of the normalized occurrence rate and the diffuseness, and the maximum depletion of the normalized dispersion are observed for one or two days after the disturbed day($\sum K \geq 30$) at Moshiri.

The diffused whistlers in the disturbed periods are, perhaps, caused more due to the additional multiple ducts, that is, the increment of the ducts area than due to the differences of the travel times of snakelike propagating waves in a duct.

At Sakushima, the similar increase of the occurrence rate is found. However, the general tendency such as depletion or enhancement on the change of the dispersion is not confirmed.

1-44

ホムスラ一分散値を用いた地磁気擾乱時電子密度変化の推定
田中義人 名古屋電研

" Storm-time electron density variations deduced from the whistler dispersion data at low latitude "

Using the whistler dispersion data at Moshiri & Sakushima and the ionospheric data($h'F, f_oF_2$) at Wakkanai & Kokubunji, the storm-time electron density variations are tentatively estimated along the field lines anchoring to Moshiri and Sakushima. The parabolic N-h profile and the exponentially decreasing profile are used below and above the height of F maximum, respectively. The whistler path latitude is assumed to be unaffected by the magnetic activity.

The electron densities depleted in both the bottom- and top-side ionospheres are recovered over the period of possibly 4 days after the disturbed day($\sum K \geq 30$). The depletion are, however, considerably smaller at Sakushima.

Small dispersion whistler の source について

上山 弘*, 森 洋介**, 荒木 高*
 東北大学理学部*, 宮城教育大学**

地上で受信される whistler の中で, その伝播 path に沿った電圧密度分布では, どうしても説明することが不可能な Small dispersion whistler がある。

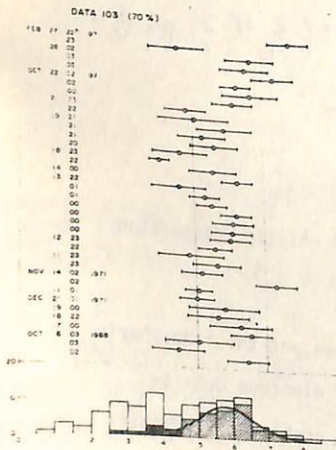
これについては, Tokuda (1964), Tsuruda et al (1964), Araki and Kamiyama (1969) によって調べられ, それが normal whistler の伝播とはちがった異常伝播をしているという推定がなされている。

高分解能解析装置 (Hissa) を使用することにより, 高い精度で source の位置が決定されることが明らかになったので, 以上のことをさらにたしかにするために, whistler の Tweek 型先行空電に注目してその分散 (チーク) 曲線を描き, dispersion curve から各周波数に対する伝播時間を読みとり, モード伝播理論で計算することにより source の位置を決定した。

その結果を下に示したが, この図で白い棒グラフは任意の Tweeks の source の位置, 斜線をほどこしたのは normal whistler の source さらに黒くぬりつぶした部分は, small dispersion whistler の source の位置を示している。

これによると, 任意の Tweek の source の位置が広範囲にわたって分布しているのに対して, normal whistler については, それが, ほぼ遠刈田 (geomag lat: 27.9°N) の conjugate point を中心に ±800km 以内にあることが明らかになった。

これに対して small dispersion whistler の source の位置は normal whistler の位置とは, はっきりと区別され, conjugate point ではなく geomag equator 付近にあり normal whistler とは異なった伝播機構を考えるのが妥当である。



1. 縦軸は受信個数
2. 横軸は遠刈田を原点に南方向にかけた距離
3. 棒は, ガウスの誤差関数から計算した 68.3% の信頼区間。

参考文献

Tokuda, H., Whistlers of exceptionally small dispersion observed at Kyoto
 J. Atmos. Terr. phys., 26, 137-145 (1964)

Tsuruda, K., S. Kokuo, T. Ozuti and T. Nagata,
 Characteristics of low-latitude whistlers.,
 Rep. Ionos. Space. Res. Japan, 18, 483-489 (1964)

磁気圏で発生している種々のエミッションの原因の一つとして, サイクロトロンインスタビリティがある。その原因として, ホットプラズマ中では, 温度異方性に起因するイオンスタビリティがあげられる。そして, 温度の効果を考えて解析を行なう場合, 波の伝搬方向と磁場とのなす角 $\theta = 0$ とすると, dispersion equation が簡単になるため, $\theta = 0$ の場合について考えられてきている。

Bi-Maxwell 分布をした electron plasma

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

を考えると, $\theta = 0$ のときには, ホイッスラーモード波の dispersion は, ω の実部 ω_r については, cold の場合とほとんど変化せず, growth and/or damping rate $\gamma = \text{Im}(\omega)$ は,

$$\frac{\omega_r}{\Omega_e} < \frac{T_{\perp} - T_{\parallel}}{T_{\perp}} = \frac{A}{A+1}$$

$$A = (T_{\perp}/T_{\parallel}) - 1 \quad : \text{Anisotropy factor}$$

の場合, $\gamma > 0$ のイオンスタビリティとなること知られている。

しかし, $\theta \neq 0$ の場合にどう適用されるかということや, あまり考えられていないので, この性質や, γ_{\max} となる ω_r など, $\theta \neq 0$ となった場合にどのように変化するかを, 調べた。

具体的には, Stix p193 に示されている dispersion equation

$$D(\omega) = \begin{vmatrix} -n^2 + K_{xx} & K_{xy} & n_x n_z + K_{xz} \\ K_{yx} & -n^2 - n_z^2 + K_{yy} & K_{yz} \\ n_x n_z + K_{zx} & K_{zy} & -n^2 + K_{zz} \end{vmatrix} = 0$$

$$n = \frac{c k}{\omega} \quad \text{磁場は, } z \text{ 方向}$$

を, $\partial D / \partial \omega$ を, 解析的に求めたものと並用して, Newton 法により, k -real に対する ω -complex を, $\theta, T_{\parallel}, T_{\perp}$ をパラメータとして求めた。

定性的には, θ は 0 から離れるとともに, γ_{\max} は大きくなってゆくこと, ω_r は, cold の場合と, 大きくは変化しないことなどが, わかっている。当然 θ がさらに大きくなると, 伝搬しなくなる。

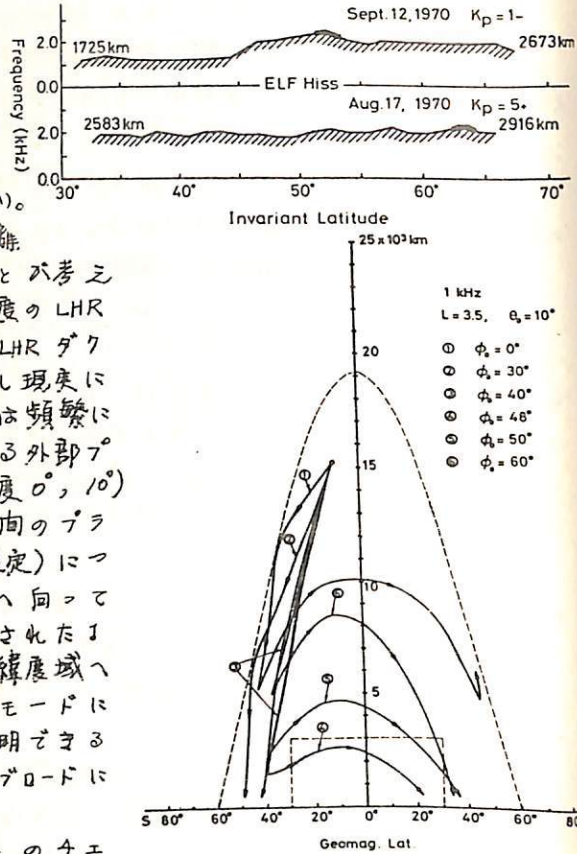
結果の詳細については, 当日に述べる。なお, 解析に必要となる z 関数のプログラム等については, 京大工学部 大塚寛助教授の作成されたプログラムを, 参考にさせていた。

恩藤忠典 相京和弘 永山幹敏
電波研究所

電離層以高で最もよく観測される ELF ヒスは約 2 kHz 以下に現れ、その上限周波数は図のように広い緯度範囲にわたって余り変らない。ELF ヒスは上部電離層のみならず外部プラズマ圏 ($L=2\sim 4$) でもよく観測され、 K_p と余り関係ない。この原因として極光帯の強い ELF ヒスが上部電離層を LHR ダクト伝はんして低緯度へ到来することと考えられる。イオン組成の観測結果から求めた各緯度の LHR 周波数の高度分布は、高度約 1000 km 以上では LHR ダクト伝はんが不可能であることと示している。然し現実には図のように低緯度で 1700 km 以上では ELF ヒスは頻りに観測されている。ELF ヒスが最もよく観測される外部プラズマ圏の赤道面近辺 ($L=3.0, 3.5$ & 地磁気緯度 $0^\circ, 10^\circ$) から放射された 1 kHz 波の Ray Tracing を、昼向のプラズマ圏電子密度分布 (プラズマポーズは $L=4$ に設定) について行った。その結果図に示すように地球の方へ向って地球の磁力線に因して大きな波の法線角で射出された 1 kHz 波は、破線に囲った高度 3000 km 以下の低緯度域へ到達しうることとわかった。このような伝はんモードによって広い緯度範囲を観測される ELF ヒスを説明できると思われる。(現実には 1 kHz では Ray のまわりにブロードに波のエネルギーがひろがって伝はんするから)

又外部プラズマ圏で大きな波の法線角に 1 kHz のチエレンコフ波を射出する粒子のエネルギーは、電子ではピッチ角 0° に対し $350\text{ eV} \sim 720\text{ eV}$ & 60° に対し $1.35\text{ keV} \sim 2.9\text{ keV}$ である。又陽子ではピッチ角 0° に対し $620\text{ keV} \sim 1.3\text{ MeV}$ & 60° に対し $2.5\text{ MeV} \sim 5.3\text{ MeV}$ 程度である。外部プラズマ圏ではこの程度の低エネルギー電子は豊富に存在している。

このモデルでは、ELF ヒスの周波数帯は低エネルギー域の電子のフラックスの分布が大きいことによって説明されている。



宮武貞夫 松本 誠 山崎 清則 木村 繁根 (京工工学部)

スペースプラズマ中の波動の非線形相互作用がスペースプラズマ中の現象と之は VLF エミッションの発生機構等を説明する有力な手がかりとして注目されている。一般に非線形現象の解析に既存の理論の煩雑では、理論的研究と実験事実との対比を必要不可欠にしている。K-9M-29号機によるロケット実験あるいはスペースエンバ-実験から電離層プラズマ中に電子プラズマ波領域の高周波電界を印加することにより、イオン音波領域の低周波信号が励起されることを見出されていたが、K-9M-35号機による実験によって、印加高周波及び励起される二つの信号の周波数 ω_0 と ω_1 , ω_2 の間に $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ の関係がありこれらの励起はプラズマ中に印加する高周波の周波数と電子密度の間に密接な関係のあることを見出された。

運動方程式、連続の式及びパアソンの式に外部電場 $E = 2E_0 \cos \omega_0 t$ を仮定するとフーリエ変換を用いて密度の擾動量に関して次式を得る。

$$(1 + \epsilon_{e,\omega}) n_{e,\omega} - \epsilon_{e,\omega} n_{i,\omega} + j\epsilon_{e,\omega} \phi (n_{e,\omega+\omega_0} + n_{e,\omega-\omega_0}) = 0 \quad (1)$$

$$(1 + \epsilon_{i,\omega}) n_{i,\omega} - \epsilon_{i,\omega} n_{e,\omega} + j\epsilon_{i,\omega} \phi (n_{i,\omega+\omega_0} + n_{i,\omega-\omega_0}) = 0 \quad (2)$$

ここでイオンは ω にしか応答せず、電子は ω , $\omega \pm \omega_0$ にしか応答しないとすると

$$(1 + \epsilon_{e,\omega} + \epsilon_{i,\omega}) - \epsilon_{e,\omega} \phi (1 + \epsilon_{i,\omega}) \left(\frac{\epsilon_{e,\omega-\omega_0}}{1 + \epsilon_{e,\omega-\omega_0}} + \frac{\epsilon_{e,\omega+\omega_0}}{1 + \epsilon_{e,\omega+\omega_0}} \right) = 0 \quad (3)$$

で与えられる分散関係式を得る。ここに $\epsilon_{s,\omega} = \omega_{ps}^2 / [\omega(\omega + j\nu_s) + \frac{\gamma k T_s k^2}{m_s}]$, $\phi = (\epsilon_0 k E_0 / q n_0^2)^2$ 3式で与えられる分散式は k と実数とすると ω に関する複素係数の δ 次方程式で δ の解はそれだけ位相速度の符号のみが異なる δ 組の解から成り立っている。これらの解について主として電離層プラズマのパラメータを用いた多数の計算を行いいくつかの興味ある結果を得た。以下に $n_0 = 10^6 \text{ cc}$, $\omega_0 / \omega_{pe} = 1.1$, $E_0 = 0.1 \text{ V/m}$ でイオン音波領域の最大生長率は $\omega \sim 3 \times 10^5 \text{ /sec}$ とする数値計算の結果及びロケット実験の結果との対比についてこの講演で述べよう。

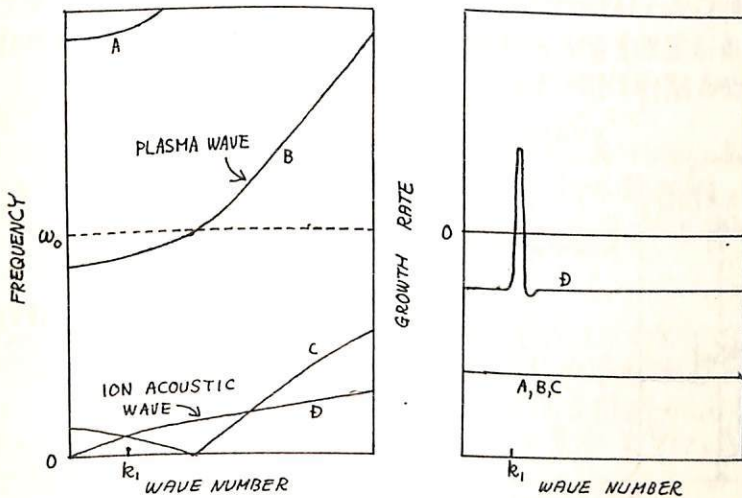


図1 3式を解いて得た $\omega-k$ ダイアグラムの様式図

非線形プラズマ波動相互作用のチェンバー実験
 — K-9M-41ロケット実験に備えて —
 官武貞夫, 松本 紘, 長尾 明, 木村磐根 (京大工学部)

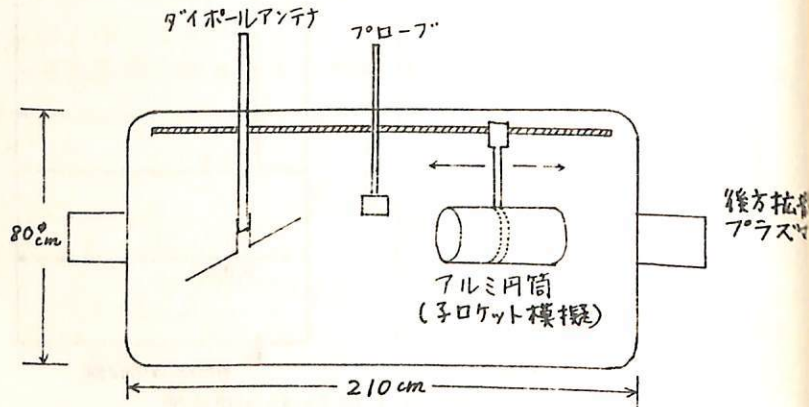
緒言 K-9M-41号ロケットにおいて行われる予定になっている電離層プラズマ中における非線形波動実験の予備実験の結果について発表を行う。

K-9M-41号機のロケット実験では、電離層プラズマ中で電子プラズマ波を励起し、それによる非線形相互作用によるイオン音波の励起の確認を行う。K-9M-35号機において同様の実験を行い実験成果は得られたが、実験装置の関係上電子プラズマ波およびイオン音波の波動性の確認に難点がみられた。そこで41号機においては波動性の確認に重点がおかれている。そのためK-9M-41号機は親子ロケットになっており、電離層にロケットが突入して、ロケットから子ロケットを飛ばし、子ロケットから高周波を送信し、親ロケットにおいて受信する方法を採っている。そして子ロケットから送信される高周波と親ロケットにおいて受信される波との位相の関係より受信される電子プラズマ波の波動性の確認を行う。これに関連し本実験では子ロケットからの高周波での波動の励起方法に考察を与え、またK-9M-35号機において、アンテナに印加する直流バイアスが、波の励起に関係していることが指摘されているので、この関係も実験で測定を行う。

実験装置 実験装置の概略図は下図に示す。子ロケットの模擬体としてアルミ円筒を使用し、このアルミ円筒に高周波を印加する。またこの円筒は中央で二つの部分に絶縁されており、チェンバー内を軸方向に一定速度で移動させることができるアルミ円筒で送信される波、及び励起される波は、ダイポールアンテナで受信する。プラズマのパラメータは中央の平板プローブで測定する。

実験の概要 本実験のテーマは、(1)励起される電子プラズマ波の波長の測定 (モードの決定) (2)子ロケットの送信アンテナの直流電位の変動及び直流バイアスを印加した場合の送信の効率、(3)高周波電界の印加による非線形現象の測定、におく。(3)のテーマにおいてはプラズマパラメータ、印加高周波電界を変え、波動の励起状況について測定し、又受信アンテナに印加する直流バイアスの関係も調べる。

本実験の詳細及び結果は発表において述べる。



奥沢隆志 山中馨
電気通信大学

ホイストラが地球磁力線沿いの電子密度の濃密(又は疎淡)部に沿って内部を蛇行式のダクト伝搬出来ることは最早、周知の事実である。ところで、①大きな磁気筋に際して、ソナグラム上、diffusenessが増すという観測事実がある。これは本来一本のダクト中が増したことによるものが、或いは隣接した多重ホイストラの集合であるのが議論の余地のあるところである(上山等、前回の本学会講演)。更に②Alouetteのトップサイドイオノグラム(0.5~2MHz)に現われる ducted echoの頻度の高い時には、ホイストラの diffuseness は通常程度ではない(Andoh et al, J. Radio Res. Lab. 15, 105, 1968)。各種周波数及び各種ダクト・パラメータ(濃度, 半値中等)を原走して、出来るだけ現実に近いモデルに基いて、各種モード次数に対する伝搬所要時間, 射線角度, トラック中等を計算しておく価値のある所なのである。

Ray theoryに拠らずにこの種の理論計算には phase integral法と full wave法がある。最近 Scarabucci & Smith (Radio Sci. 6, 65, 1971)は後者による局所的モデルの計算の末、仮令: 波長より短い半値中を持つた Bell-shaped duct についても、波の捕捉率は充分であり (locked modeだけを考えてよい)、phase integral法の有用性を再認識させた。対流圏伝搬で最近な modified refractive index を曲った地球磁力線沿い伝搬に持ち込んだ Gothard (Radio Sci. 3, 235, 1968)の計算技術 (phase integral法) (彼のは残念ながら背景の電子密度分布を地心距離の二乗に逆比例させた簡単なモデルなると、更に超越方程式の实根を得る過程でマシンタイムを長く取る為か、台形のダクト・パラメータでiが計算出来ない)を今回、改良拡張し、以下に列挙するモデルにつき、各種パラメータを組み合わせた数値計算結果を得たので報告する。

- 波はTE姿態とし、磁気子午面内の二次元伝搬として考える。
- 背景の電子密度は双極子磁力線沿いの三成分イオン(O^+ , H^+ , He^+)を考慮した等温(1,500°K)拡散平衡分布(Angerami & Thomasモデル)とする。
- b)に重畳される Bell-shaped irregularity は着目する磁力線に垂直方向の長さ独立変数とする四成分、整函数の一部で近似する(この結果、phase integralの上下限を決める式は高次代数方程式となり、比較的短いマシンタイムで済む)。

今回の報告は上記①の観測事実と焦点を合わせ、VLF領域の結果に言及する。最低次数モードと最高次数モードの伝搬所要時間差 Δt が diffuseness を決めると考えた時、 $\Delta t \sim 0.02$ 秒を得、観測される尚時の diffuseness と比べ、1オーダー低いことは隣接した多重ホイストラの集合を見ておるとする考えの方が合理的であろう。

鎌田 哲夫
名古屋大学空電研究所

ここに報告するのは、昭和47年2月22日15時00分に内之浦の東大宇宙空間観測所より打ち上げられたK-9M-38号観測ロケットにより行つたVLF電波(依佐美局、17.4 KHz 出力500 kW)の電離層内における電界強度変化の測定結果と、受信ホイップ空中線のインピーダンス変化の測定結果とである。

受信空中線のインピーダンスは、従来行なはれたブリッヂ型のインピーダンス計と、今回新たに筆者により開発された入力インピーダンス変化法による測定とによつて実施した。後者の特長は、空中線インピーダンスの変化を測定すると同時に受信電界の変化を測定出来る点にある。学会の席上で両測定法による結果を比較し、新測定法の問題点を述べる。使用した空中線は、地上では30 pFの等価容量を示したが、高度95 kmでは80 pFとなり、285 kmでは1300 pFに増大した。測定値のバラツキは、電離層突入直後から

100~130 km位までが大きく、それ以上の高度では極めて安定した測定値を示した。

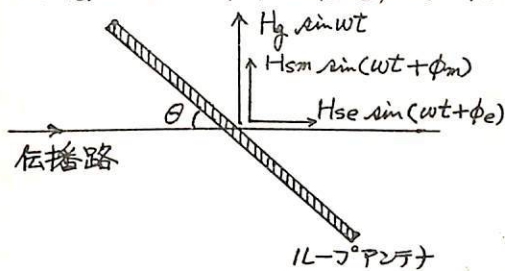
ホイップモードで電離層内に侵入するVLF波の電界強度は、地上で73 dB (0 dB = 1 μ V/m) で受信されていたものが、高度95 kmでは20 dB、285 kmでは4 dBへと減衰した。変化模様の詳細については学会席上でのべるが、このような波の電界強度変化の測定に成功したのは本邦で始めてのことである。

猶空中線等価容量の変化模様は、電子密度の変化模様と極めてよい比例関係を示した。

菊池 崇 荒木 徹
京都大学理学部

我々は、近距離伝播のVLF標準電波を供して、下部電離層の局所的な変動を推定する事を試みているが、それには必ず電離層で反射された空間波成分を、圧倒的に強い地上波成分から分離する事が必要である。ここではVLF電波の電界強度と位相の記録から、いま目的としている下部電離層の情報を得るために、空間波成分を解析的に抽出できる事を示す。

近距離伝播(依佐美(VDT)-京都:110km)であるために、地上波が強く、空間波はその約一割の強度である。理想的にいけば、伝播パスに垂直にループアンテナをおけば、地上波成分は消えてしまうが、アンテナの不完全さなどが、幾分かの地上波成分が混入する。その量的な評価が不可能である事と、空間波の地上波に対する強度比を求めるために、ループアンテナに伝播方向に対してある角度 θ をもちて観測を行う。



空間波のパスが、ほぼ伝播路に沿っていると考えると、左図のよう地上波と空間波の磁界成分は $H_g \sin \omega t$, $H_{sm} \sin(\omega t + \phi_m)$, $H_{se} \sin(\omega t + \phi_e)$ と表わされる。

ただし、電波の角周波数を ω , suffix sm, se はそれぞれ、空間波のTM, TE成分。地上波に対する空間波の位相のずれを ϕ_m, ϕ_e で表わしてある。

観測量で独立なものは、 $\theta = 0^\circ$ とした時のTM成分、 $\theta = 90^\circ$ とした時のTE成分、それ以外の磁界強度と位相で、合計4つである。したがって、この方法で決めうる未知量を4つである。

(1) まず簡単のために、空間波のTM成分が地上波に対して無視できるとすると、地上波の H_g を既知として、空間波TE成分の位相 ϕ_e と磁界強度 H_{se} は次のように表わされる。

$$\phi_e = \arctan \frac{R_0 \tan \phi}{R_0 - \cos \theta \sqrt{1 + \tan^2 \phi}}$$

$$R_0 = H_0 / H_g$$

H_0, ϕ はアンテナ角 θ とした時観測された磁界強度と位相である。

$$H_{se} = H_g \frac{\tan \phi}{\tan \theta (\sin \phi_e - \tan \phi \cos \phi_e)}$$

(2) 4つの独立な観測量を得るために、 θ_1, θ_2 の2つの角度で同時に観測を行う。地上波の H_g を既知とすれば、空間波TM, TE成分の位相 ϕ_m, ϕ_e と磁界強度 H_{sm}, H_{se} は次のように表わされる。($R_1 = H_{01} / H_g, R_2 = H_{02} / H_g, \phi_1, \phi_2$ は磁界強度と位相の θ_1, θ_2 に対応した観測量である)

$$\phi_m = \arctan \frac{R_2 \sin \theta_1 \tan \phi_1 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_1} - R_1 \sin \theta_2 \tan \phi_2 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_2}}{R_2 \sin \theta_1 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_1} - R_1 \sin \theta_2 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_2} - (\sin \theta_1 \cos \theta_2 - \cos \theta_1 \sin \theta_2) \sqrt{1 + \tan^2 \phi_1} \sqrt{1 + \tan^2 \phi_2}}$$

$$\phi_e = \arctan \frac{R_1 \cos \theta_2 \tan \phi_1 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_2} - R_2 \cos \theta_1 \tan \phi_2 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_1}}{R_1 \cos \theta_2 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_2} - R_2 \cos \theta_1 \sqrt{1 + \tan^2 \phi_1}}$$

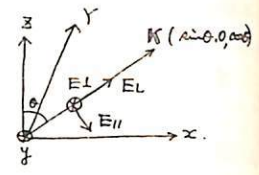
$$H_{se} = H_g \cdot \frac{(\tan \phi_1 - \tan \phi_2) \tan \phi_m}{\cos \phi_e \{ (\tan \theta_2 \tan \phi_1 - \tan \theta_1 \tan \phi_2) \tan \phi_e + \tan \phi_1 \tan \theta_2 (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) + (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) \tan \phi_1 \tan \phi_e + (\tan \theta_2 \tan \phi_2 - \tan \theta_1 \tan \phi_1) \tan \phi_m \}}$$

$$H_{sm} = H_g \cdot \frac{(\tan \theta_1 \tan \phi_2 - \tan \theta_2 \tan \phi_1) \tan \phi_e + \tan \phi_1 \tan \theta_2 (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) + (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) \tan \phi_1 \tan \phi_e + (\tan \theta_2 \tan \phi_2 - \tan \theta_1 \tan \phi_1) \tan \phi_m}{\cos \phi_m \{ (\tan \theta_2 \tan \phi_1 - \tan \theta_1 \tan \phi_2) \tan \phi_e + \tan \phi_1 \tan \theta_2 (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) + (\tan \theta_1 - \tan \theta_2) \tan \phi_1 \tan \phi_e + (\tan \theta_2 \tan \phi_2 - \tan \theta_1 \tan \phi_1) \tan \phi_m \}}$$

上の方法で解析した結果はスライドで示す。

満保正 長野 勇
金沢大学工学部

地磁気を含み、電子の平均衝突回数を含んだD領域へ、垂直平面波を照射し、D中及びそれより大気層へ、透過波を求めよ。K.G. Buddenの手法により、Dを均質平面波Dに分割し、各層内で、左図のように座標をとる。Tと号は、



$$(1) \begin{cases} E_z = \frac{1}{\mu} (\rho_L \delta + \frac{\rho}{\rho_T}) E_y \\ E_y = E_y \\ H_x = -\frac{\rho}{Z_0} E_y \\ H_y = \frac{n}{Z_0 \rho_T} E_y \end{cases} \begin{cases} \rho = \rho_L \delta, & E_y/E_x = \rho_T, & E_y/E_z = \rho_L \\ n: \text{屈折率} \\ \delta = n \sin \theta = n \sin \theta_0, & \rho = n \cos \theta \\ Z_0: \text{自由空間中の波数} \end{cases}$$

層mの $z_m \leq z \leq z_{m+1}$ のzにおける電磁界は、

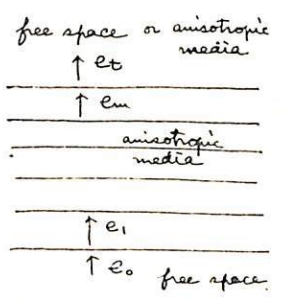
$$(2) \begin{cases} E_x = \sum_{i=1}^4 A_{mi} (\frac{1}{n_{mi}} \rho_{Lmi} \delta + \frac{\rho_{mi}}{\rho_{Tmi}}) e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m) + \delta y} \\ E_y = \sum A_{mi} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m) + \delta y} \\ H_x = \sum A_{mi} (-\frac{\rho_{mi}}{Z_0}) e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m) + \delta y} \\ H_y = \sum A_{mi} \frac{n_{mi}}{Z_0 \rho_{Tmi}} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m) + \delta y} \end{cases}$$

$z = z_m$ における界を $E_x = E_{xm}, E_y = E_{ym}, H_x = H_{xm}, H_y = H_{ym}$ とおくと(2)は次のように書ける。

$$(3) \begin{pmatrix} E_{xm} \\ E_{ym} \\ H_{xm} \\ H_{ym} \end{pmatrix} = a_m \begin{pmatrix} A_{m1} \\ A_{m2} \\ A_{m3} \\ A_{m4} \end{pmatrix} \quad (3) \text{ 式は } z = z_{m+1} \text{ には } \quad (4) \begin{pmatrix} E_{x_{m+1}} \\ E_{y_{m+1}} \\ H_{x_{m+1}} \\ H_{y_{m+1}} \end{pmatrix} = b_m \begin{pmatrix} A_{m1} \\ A_{m2} \\ A_{m3} \\ A_{m4} \end{pmatrix} \quad (3)(4) \text{ より}$$

$$(5) \begin{pmatrix} E_{x_{m+1}} \\ E_{y_{m+1}} \\ H_{x_{m+1}} \\ H_{y_{m+1}} \end{pmatrix} \equiv c_{m+1} = b_m a_m^{-1} \begin{pmatrix} E_{xm} \\ E_{ym} \\ H_{xm} \\ H_{ym} \end{pmatrix} \equiv b_m a_m^{-1} c_m$$

今 (5) $K_m = b_m a_m^{-1}$ とおくと。



(7) $e_0 = K_m \dots \dots K_2 K_1 e_1$
左図の例では、 $e_1 = e_0$ (境界条件) とあり、 e_0 は

$$(8) e_0 = \begin{pmatrix} C E_{11,0}^r - C E_{11,0}^t \\ E_{11,0}^t + E_{11,0}^r \\ -\frac{C}{Z_0} (E_{11,0}^t - E_{11,0}^r) \\ \frac{1}{Z_0} (E_{11,0}^t + E_{11,0}^r) \end{pmatrix} \quad \begin{cases} C = \cos \theta_0 \\ \text{etc. } \end{cases}$$

$$(9a) \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^4 (\frac{\rho_{Lmi}}{n_{mi}} \delta + \frac{\rho_{mi}}{\rho_{Tmi}}) A_{mi} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m)} \\ \sum A_{mi} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m)} \\ \sum -\frac{\rho_{mi}}{Z_0} A_{mi} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m)} \\ \sum \frac{n_{mi}}{Z_0 \rho_{Tmi}} A_{mi} e^{-jk_z z_{mi} (z - z_m)} \end{pmatrix} \text{ for anisotropic media} \quad (9b) \begin{pmatrix} C E_{11}^t e^{-jk_z z_{mi}} \\ E_{11}^t e^{-jk_z z_{mi}} \\ -\frac{C}{Z_0} E_{11}^t e^{-jk_z z_{mi}} \\ \frac{1}{Z_0} E_{11}^t e^{-jk_z z_{mi}} \end{pmatrix} \text{ for free space.}$$

とあり、未知数は $E_{11,0}^r, E_{11,0}^t$ と A_{m1}, A_{m2} (異方向の場合) 又は E_{11}^t, E_{11}^r (自由空間の場合) の4つとあるから、(9)式の4つの連立方程式より求めることができる。D中の界は(7)に相当する式より求めることができる。

平磁波受信機としての Lorentz C 電流の受信結果は、 \dots 、計算した結果は \dots と進む。

HF ドップラー観測 (E層の再結合係数)

田中 彰

(同志社大学工学部)

一ノ瀬 玲美

小川 徹

(京都大学工学部)

筆者等は、以前より標準電波(JJY)のドップラー効果を利用して電離層の研究を行なってきた¹⁾。ここではE層の電離に寄与する太陽放射の波長帯が2つに分かれ、SFD(Sudden Frequency Deviations) テータの形が大きく異なる事²⁾を利用してE層(120km付近)の電離波長帯に基づく2つの再結合係数を推定したので報告する。

さてFig.1,2は筆者等の観測した軟X線, EUVバーストによるSFDの一例であり、これらは正のピークから負のピークまでの変化率が大きく異なる。これはバーストが、軟X線はインパルスでありEUVはインパルスに始まりゆるやかに回復すること³⁾と、電離された電子のエネルギーに差があり、再結合係数が異なるためである。

次に再結合係数を求めるために電子密度の平衡式を電子の電離原因別(100Å付近の軟X線と1000Å付近のEUV)に分けて

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d(N_x + N_u)}{dt} = \delta_x + \delta_u - (\alpha_x N_x + \alpha_u N_u)(N_x + N_u) \quad (1)$$

ここにNは電子密度、 δ は電子生成率、 α は再結合係数であり、添字のXは軟X線、UはEUVを示す。軟X線のバーストが発生した時、eq(1)の平衡がくずれ、それぞれの変化量に Δ を付けて表わすと

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \Delta\delta_x - \alpha_x \{N_x \Delta N + (N_x + N_u + \Delta N) \Delta N_x\} - \alpha_u \{N_u \Delta N + (N_x + N_u + \Delta N) \Delta N_u\} \quad (2)$$

となる。EUVバーストの場合も同様に表わされる。またドップラー偏倚 Δf は dN/dt に比例するから、eq(2)よりパラメータを与えると Δf が求まる。それと電波バースト等と比較し、再結合係数を推定する。

ここで、擾乱時の正イオン組成比の変化が問題になる。E層ではOの電離は O_2 、 N_2 に比べて少ないので、 O^+ は無視し、 O_2^+ と N_2^+ に関して反応速度定数⁴⁾から考えると、 N_2^+ の寿命は短く無視でき、 O_2^+ は N_2 と反応し

NO^+ と NO を作るが、その反応速度はフレアによってはほとんど変わらないから、正イオンの組成比の変化は無視できる。

上述の方法で求めた数値は $\alpha_x \approx 8.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$, $\alpha_u \approx 5.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$, $\delta_x \approx 2.55 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $\delta_u \approx 3.85 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $N_x \approx 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $N_u \approx 7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $\alpha_{\text{eff}} \approx 6.8 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$ で電離波長帯に基づく電離層の諸定数が得られた。

文献

- 1) T. Ogawa, Proc. IRE Vol. 46 P. 1934 (1958)
- 2) 田中一ノ瀬, 小川, 昭和47年電子通信学会全国大会 512
- 3) J.P. Castelli and D.W. Richards; JGR Vol. 76 P. 8409 (1971)
- 4) 高柳, 東大宇宙研報告第4巻 P.26 (1968)

Fig.1 軟X線によるSFD

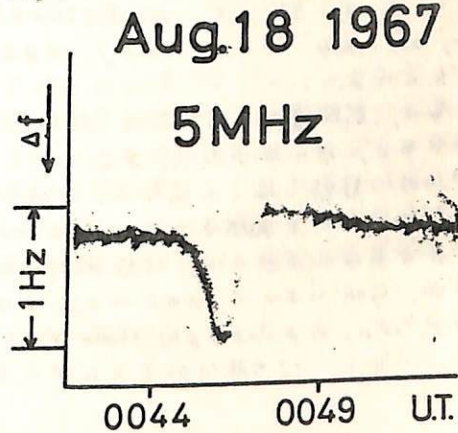
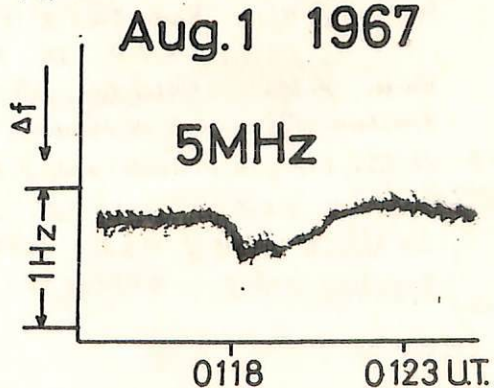


Fig.2 EUVによるSFD



荒木 徹
京大理

赤道地方を南北に横切る地表-下部電離層間と導波管モードで伝播するVLF標準電波には、以下に要約される異常があることが世界各地での観測により明らかになつてきた。

1) 日出時に現われる fading pattern について、

日出線と伝播経路の交点が磁気緯度 $\pm 20^\circ$ 内にある時、fading が深くなり、その間隔が長くなる。またこの時、いわゆる cycle slipping (位相が 360° 急に変わる現象) が起りやすい。

2) 電界強度と位相の日変化量 について、

18~20 MHz の周波数で夜間電界強度が昼間にくらべて異常に低く、かつ変動が大変しい。また位相日変化量が異常に小さい (NBA-アルゼンチン) 大まかに、NWC-日本) である。

1) についての観測は、主として、NPG/NLK (18.6 MHz エアトル) → ニュージーランド、オーストラリアの伝播経路で、Lynn や Kaiser 等によりかなり詳しく解析と解釈がなされてゐる。一方、2) については、主として、NBA (18.0 MHz ハワイ) → アルゼンチン と NWC (15.5, 18.0, 19.8, 22.3 MHz オーストラリア) → 日本の経路での観測があるが、まだあまり詳しくは語られていない。

著者は、電離圏シンポジウム (昭和45年度) で、夜間の低緯度地方下部電離層の電気伝導度分布が、18~20 MHz で、オ2モード現象を特に生じさせやすいからといふば、2) の異常を定量的に説明し得ると述べる。当時は、NBA → アルゼンチンの異常は、この伝播経路とほぼ等距離にある赤道越えての経路 NBA → ホールランドの観測結果と比較して、NWC → 日本の異常については、比較検討可能な他の経路での観測がなかった。

最近、Lynn により、NWC → 日本とほぼ等距離にある赤道越えての伝播経路 NWC (15.5, 18.0, 19.8, 22.3 MHz) → マダガスカル での電界強度の観測結果が発表されたので、これを 1) の解析結果とを用いて 2) を定量的に解析する。

参考文献

- Lynn, K. J. W., Radio Sci., 2, 521, 1967, 4, 203, 1969
J. A. T. P. 32, 57, 1970, 33, 951, 1971
- Kaiser, A. B., Radio Sci., 3, 585, 1088, 1968, J. A. T. P. 29, 73, 1967.
- Scarabucci, R. R. and F. de Mendonça, Radio Sci., 2, 313, 1967.
- Chilton, C. J., A. H. Dieck and S. M. Radicella, J. Geophys. Res. 69, 1319, 1964.
- Asaki, T., S. Kitayama and S. Kato, Radio Sci., 4, 367, 1969.
- 石井隆石雄, 山田啓啓, 中島敏夫, 船方隆信, 手島良子, 電波研季報, 14, 431, 1968.
- 荒木 徹, 加藤道 電離系研文会 (昭和45年度)

ATS-1より送信されるVHF電波の電離層異常吸収について

芳野 勉 夫 白田 繁
(電気通信大学)

昭和47年1月15日 LT. 12:35, 長野県菅平宇宙電波観測所において、衛星ATS-1のVHF帯テレメトリ信号(137.35 MHz)を受信し、垂直・水平アンテナ切換方式による電離層フアラデー回転の観測中、図1に示すようにその電界強度が急減する現象が発生した。此の時の減衰量は最初の瞬間に約8.5 dB 低下し、それに引続いて5分間で約18~20 dBの低下を示した。現象発生後約1時間後、次第に回復を始め、13:45 LT頃より再び信号が入感し始めた。(EL=7.1° AZ=104.6°)

上記のVHF電波の異常減衰の発生と同時に、当観測所内で連続観測中のVLF標準電波にも異常変動が発生した。オーストラリアのVLF標準局NWC(22.3 KHz)の電界強度および位相の変動が、図2に示すように認められた。この測定結果より算出したVLF波の変動量は

電界強度異常発生量と時刻 12時35分 増加量 0.3 dB
 立上り時間 約5分 回復時間 22分
 位相変化発生時刻 12時35分 最大変化量 約18°
 立上り時間 約5分 回復時間 35分

であった。

当時のATS-1の位置は1月5日 0000 UT現在の148.987°W, 3.500°S, 傾斜角3.9710° ドリフト0.014°/日である。この電波が菅平に達するまでの軌道は図3に示す通りで、斜めに低域電離層を通過するパスは約150 Km, 全電離層域を通過するパスは約1500 Kmに達する。若し上記の異常吸収が低域電離層内に発生し、また層内の電子密度増加が一様であるとすれば、減衰量は約0.2 dB/Kmとなる。また比較のVLF電波は南北回線であり、VHF電波はほぼ東西回線で互に直交して居り、VHF電波がD層領域を抜けた地真は菅平の東方104.6° 約550 Kmである。

以上、原因としてはいろいろの場合もあり、一例の観測例に過ぎないが、VHFの電離層による異常吸収現象を観測したので報告する。

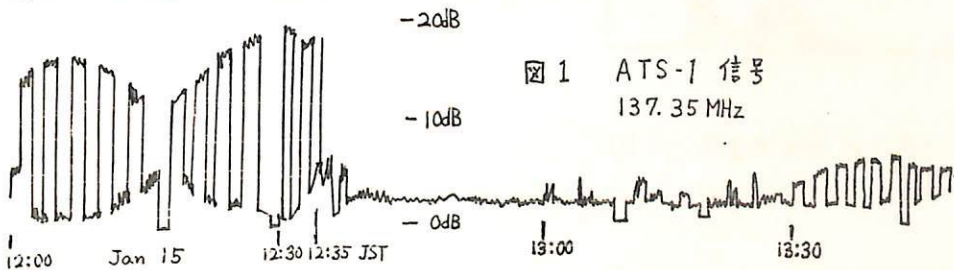


図1 ATS-1 信号
137.35 MHz

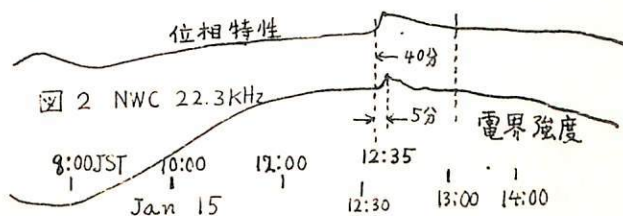


図2 NWC 22.3 kHz
8:00 JST 10:00 12:00 12:35 13:00 14:00
Jan 15

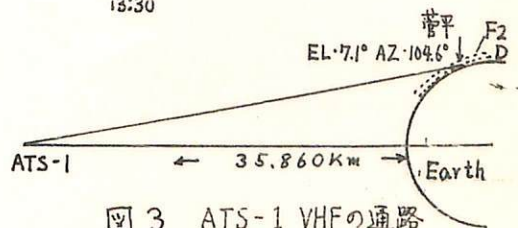


図3 ATS-1 VHFの通路

SWF の マグニテュード

前田カ雄 犬木久夫
郵政省電波研究所平磯支所

SWF の マグニテュード M は任意の遠距離短波回線における独立なパラメータ最大減衰量 e , 運用周波数 f , 実効太陽天頂角 χ によって

$$M = e + 43.3 \log f - 33.9 \cos \chi + 3.0$$

のように規定される。この式から IASY 期間中の SWF の マグニテュードが計算された。はじめこの式は補正インポーツンス (より正確には補正最大減衰) として導入されたが、マグニテュードは従来のインポーツンスとは本質的に別個の概念である。前者が電離層擾乱の原因の大きさを表わすものとすれば、後者は結果の大きさを表わすものである。したがって太陽地球間物理においてはマグニテュードはより有用な量となる。ここではマグニテュードと遠距離短波回線における電界強度や電離層最低周波数との関係において考察し、SWF 時の電子密度増加に関連させた。

バックスキッターの double focusing について

徳田八郎衛 田中敬史
防衛技研 1研 飯岡支所

バックスキッターアイオノグラムに現われるF層伝搬の大地後方散乱エコーは、図1に示す如く2つのモードに20~30MHzで分離する事が多い。空中線方位を変え、回転空中線による25MHzレダーと併せて一年間観測した結果を報告する。

この分離したエコーの出現は南方位に一番多く、夏至期以外は日照中及び日没後も2~3時間は分離し、夏至期にも南方位だけは14~16h(LT)は分離する。東、西方位では夕方南よりも早く分離が消滅し、図1(ロ)の如き形をとる事が多い。元々大地後方散乱エコーが弱い北方位ではこの様な分離は生じない。

この特徴は Duono (J.G.R. Vol. 65, No.6, 1960) が報告したものと類似しており、F層電子密度の irregularity による HF 電波の double focusing を示すものと思われる。遠いエコーは下記の如き特徴を持つ。

- (1) 近いエコーの無い方位では遠いエコーの距離が短くなる。
- (2) 近いエコーと遠いエコーの入カレベルの比は周波数によって異なるが、後者は常により低く、focusing effect も悪い。ある周波数で A スコープによりモニターすると、近いエコーは図2に示す如く focusing の良い V_1 型、遠いエコーは focusing の悪い V_2 型を示す。(筆者等, オ44 回講演会)
- (3) 遠いエコーの分散特性、拡がり は TEP モードのエコーと相似である事が多い。

これから推定される低緯度電離層の形状について議論する。

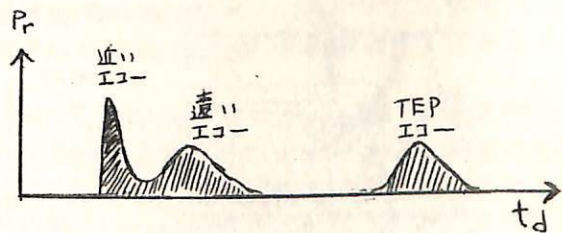
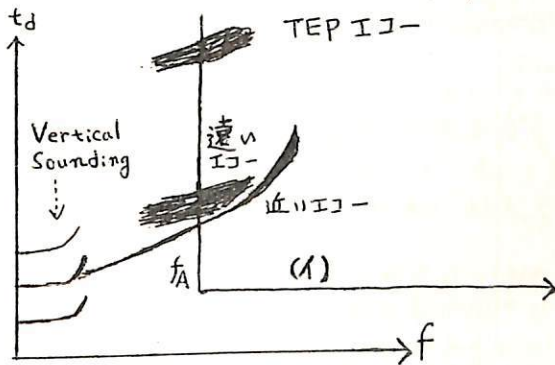


図2 ある周波数 f_A で見た A スコープ

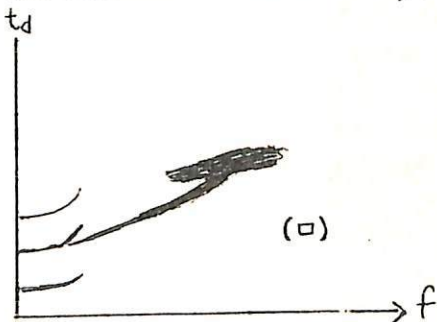


図1 Fモードエコーの分離の現われた
バックスキッターアイオノグラム

Field-Aligned Irregularities の存在を示すイオノグラムの一例

中村義晴 川浦延夫・西崎 良

郵政省電波研究所

Alouette II にあり Fig 1 のような一連のイオノグラムが得られている。筆者らは Alouette II の観測から求めた平均的な電離層 (*電波研年報 Nov 1967 松浦・大木) にガウス型の Field-aligned irregularity ($\propto \exp\{-\frac{(f-f_0)^2}{\sigma^2}\}$) を付加したモデルから得られるイオノグラムを Ray-Tracing で計算し、その結果と Fig 1 とを比較検討した。計算のパラメータは Fig 1 (c) に対応するものを選んだ。Fig 1 (c) でトレースは数本分かれているが最初のもは 1.4 MHz あたりから分れている。irregularity のない時 1.4 MHz の反射点の位置は Inv Lat 26.0° にくるのでこの位置に irregularity をつくった ($\sigma = 26.0$)。その大きさは A (σ : 基準高度 *600 km で背景の 50%, $2\sigma = 1^\circ$), B (σ : 5%, $2\sigma = 0.1^\circ$) とした。Fig 2 に計算結果を示す。A の場合は鉛直伝播によるトレースのほかにもループ状にサウンダに帰る電波によるトレースが一本だけ Fig 2 に示すごとく得られたが B の場合には見つからなかった。Fig 2 で注目すべきことは irregularity を電波が通過するときトレースがこぶ状に持ち上がることである。この観点から Fig 1 (c) を見ると A は大きすぎる。B 程度の irregularity が適切だったものと思われる。あうため Fig 1 (c) と Fig 2 を比較しこぶの位置を求めると 1.35, 1.4, 1.5, 1.7 MHz となる。これらの irregularity なしの時の反射点の位置から推定すると B 程度の大きさの irregularity が Fig 3 のように磁力線に沿って存在したものと思われる。Fig 1 でトレースが分かれた位置はイオノグラムの観測時間とともに高い周波数へずれているが、これも Fig 3 から定性的に理解できる。

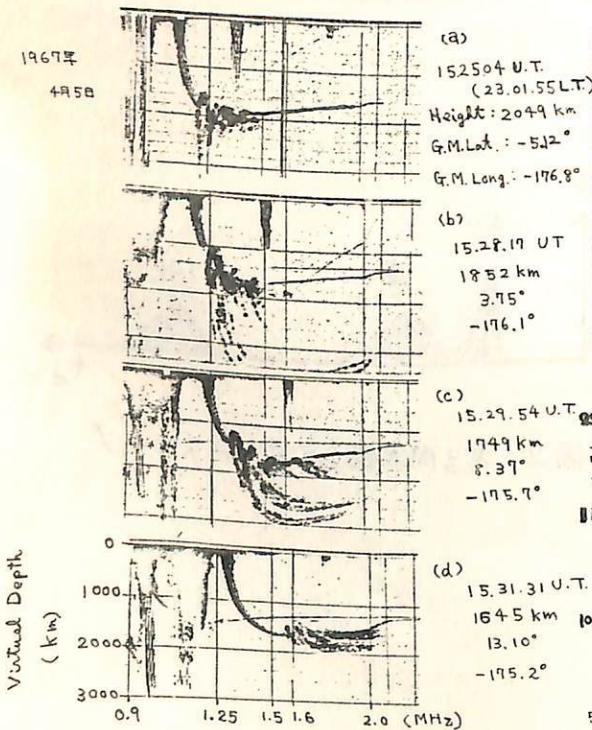


Fig 1 観測されたイオノグラム

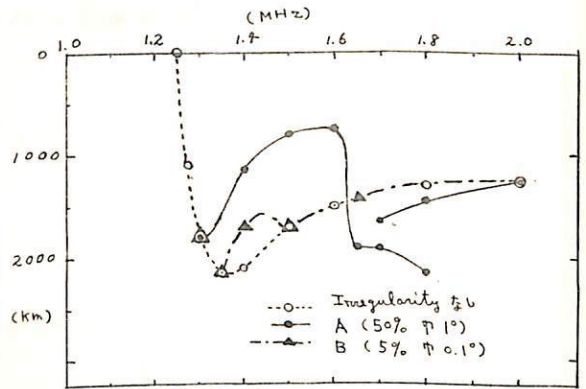


Fig 2 計算したイオノグラム

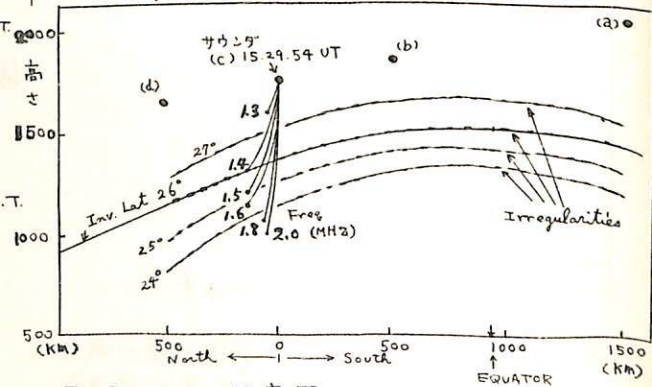


Fig 3 Fig 1 の推定図

Alouette II イオノグラムにみられる

共役ダクト・エコーの特性

西崎 良、松浦 延夫
郵政省電波研究所

トップサイド・サウンディングによって得られるイオノグラムには鉛直方向の電波伝搬による通常のエコー（O, X, Zモード）のほかに、ときどき磁力線に沿う電波伝搬によるエコーがみられる。磁力線に沿う電波伝搬は電子密度の磁力線に沿った不規則分布に起因すると考えられ、そのようなエコーを“ダクト・エコー（ducted echoes）”と呼んでいる。特に反対半球の反射点から磁力線に沿って戻ってくるエコーを“共役ダクト・エコー（conjugate ducted echoes）”と呼んでいる。

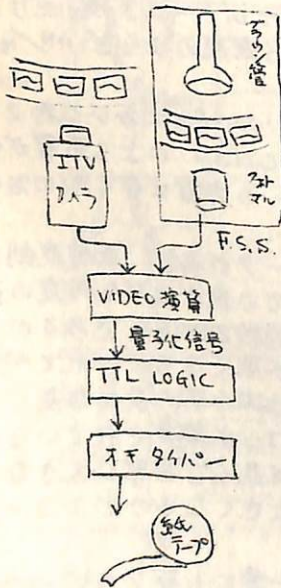
1966年10月から1970年12月までの期間に電波研究所鹿島支所で受信したAlouette IIのトップサイド・イオノグラムは約10,000個得られており、それに約5.5%の共役ダクト・エコーが含まれている。これらのダクト・エコーの統計的な特徴は次のとおりである。

- (1) ダクト・エコーは南北両半球の反射点間数往復程度まで見られ、ダクト・エコーの高次性と信号強度の減衰特性から見てサウンダーの周波数掃引だけではこの減衰が説明できず、衛星位置の移動とダクトからの電波エネルギーの逸散による影響が働いているものと考えられる。
- (2) ダクト・エコーが見られる周波数範囲は主に0.9 MHz ~ 2.5 MHzで平均値は約1.5 MHzであった。ダクトの平均的な上限の周波数 f_{Dmax} は $\Lambda = 30^\circ$ で1.65 MHz, $\Lambda = 55^\circ$ では1.30 MHzであった。またダクトの平均的な下限の周波数 f_{Dmin} は衛星位置における異常波のcutoff周波数の平均値 f_{Xs} より0.1 - 0.3 MHzだけ高くその値は高緯度ほど大きい。 f_{Dmax} から推定される電子密度のゆらぎ $\Delta N/N$ は $\Lambda = 30^\circ$ で0.7%, $\Lambda = 50^\circ$ で4%であった。
- (3) ダクト・エコー発生率は衛星高度によって変化し、高度1000 kmにおいて約2%, 高度3000 kmで約9%であった。高度分布には f_{Xs} のcutoffによる影響が含まれている。高度3000 km以上では f_{Xs} によるcutoffの影響はなく約10%の発生率が期待される。
- (4) ダクト・エコーの発生率は $\Lambda = 30^\circ \sim 35^\circ$ に約8%のピークがあり、低緯度側および高緯度側に向って発生率が低下している。低緯度側での減少は発生頻度の高度分布に起因すると考えられる（ $\Lambda = 30^\circ$ の磁力線は赤道高約2000 kmであるから）。高緯度側での減少は二つの理由が考えられ、一つは緯度が高くなるにつれて $\Delta N/N$ の大きな値が要求されるからであり、今一つは高緯度では磁力線の長さが長くなることによる。また $\Lambda = 55^\circ$ より高い所ではダクト・エコーが観測されていない。これはプラズマポーズより外側では赤道上空の電子密度が低く、非常に大きな $\Delta N/N$ を必要とすることと磁力線が非常に長くなり伝搬時間が大きくなるのでエコーが受信できないためと考えられる。
- (5) ダクト・エコーは早朝から午前にかけて発生率が高く、午後にも第2のピークがみられる。
- (6) ダクト・エコー発生率は $\Lambda \approx 40^\circ$ 以上では K_p との正相関が見られ、低緯度では K_p との関係は顕著でない。

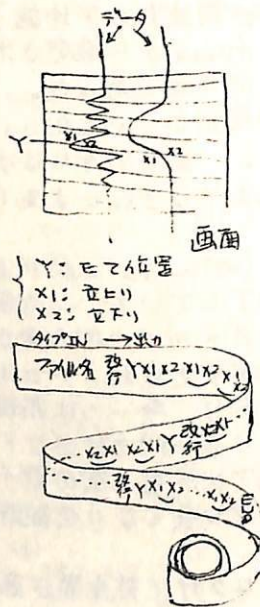
前田 恒, 鬼井 豊永
(京大 理)

地磁気テープはすでに厚う大量にのぼっている。しかし、そのほとんどがマイクロフィルムに撮られたグラフィックである。このテープは、人間が見て傾向を知るには便利だが、実際の解析には、デジタル化する必要がある。すでに色々読取装置があるが、タテマ、文字、テープ間の交叉等の問題を自動的に判断できる装置の試作をおこなっている。パターン認識が入ってくるので、読取装置のハードウェアより、計算機のソフトウェアが重要なのだが、ハードの製作に予定以上の時間がかかり、今回は、ハードを中心に述べる事にしよう。

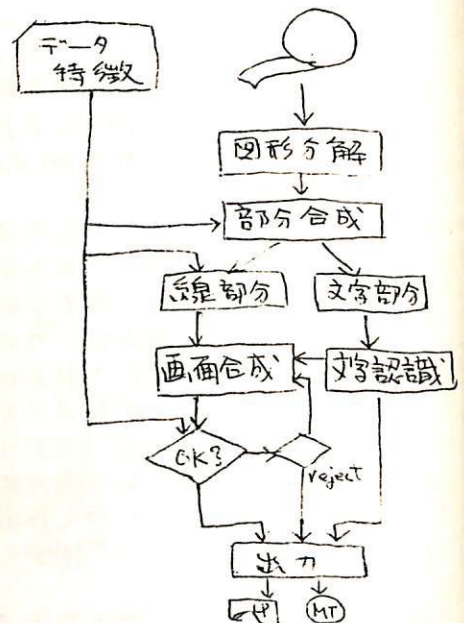
マイクロフィルムを直接読む方法には、FSS (フライングスポットスキャナ)、TVカメラ、デジタメータ (顕微鏡の変形) 等があるが、高速化を考慮して、TVカメラを使い、FSSを作っている。この出力を、質の良い信号を得る為、演算回路で変形し、高低2レベルの量子化信号を作り、これをTTLのロジック回路 (数個のカウンタから成る) で、四角の立上り、立下り位置を順に読みとってゆく。分解能は約750 x 200位であるが、読取速度は (ロジック出力で) 1秒に30組 (1組は、上り、下り、上りの3つ) 位で、FSSを使って、少々改造すれば、1秒に10,000組程にも出来る。しかし、今は出力装置 (紙テーププリンタ) にあつて、約2組/秒に抑えている。出力を直接計算機に入力すれば高速性が発揮出来る。解像度が低いので、1枚のフィルムを数部分に分けてソフトで合成する事を考えている。(これによって、0.5%位の精度で3分毎に読み取事が出来る。)



ハードウェア略図



紙テープフォーマット



ソフトウェア略図

青山 巖・遠山文雄・加藤俊雄
東海大学 工学部

K-9M-39号機は1972年2月18日18時28分内文浦実験所から打上げられた。

これに搭載された磁力計は、すでに実験を行い成功をおさめたK-9M-34号機のものをも更に改良を加えたフラックスゲート型磁力計である。装置はデジタル方式にアナログ測定の長所をとり入れたハイブリッド形式のもので、ロケット軸成分とこれに直角な成分を広い範囲(0~50,000γ)にわたり高い精度(~2%)で測定可能である。このほか、ロケットの姿勢測定のために太陽センサーもあわせて搭載してある。

測定結果はロケットの姿勢が予想以上に変動したため、充分な成果は得られなかった。今回はその中で利用出来る部分について解析した結果と今後の問題点等について報告する。特にロケットの揺れより姿勢については興味ある結果が得られたのであわせて報告する。

中緯度に於ける地磁気日変化のスペクトル解析 (I)

山下喜弘 山口又新
地磁気観測所

等価電流系中心附近の日本で観測される地磁気日変化の形状は、多くの研究者に依って、調べられ、季節的にも、毎日、毎日で、大いに変化していることが指摘されている。最近、柳原^{(1), (2), (3)}に依ると、その主原因は、

- (1) 電離層内電流系の中心緯度の変動,
 - (2) 垂直電流に依る附加場,
- これ以外に
- (3) DCF場及びDR場の双極子軸に対する傾きのため、と考えられている。

筆者等は、日本附近の等価電流系の推定(簡易に)する方法として、地磁気日変化の算形状の季節的に変化する原因として、

上述の(1)に依ると仮定した場合、マニラ(Mb), 柿岡(KA),

鹿屋(Ky)の3地点の水平分力H, 偏角Dを使って、相関・スペクトル解析によって、等価電流系の中心緯度を推定することを試みた。

<方法>

(a) 1964~1967年の1 Solar Cycle内で、3地点の各々の水平分力H, 偏角Dの変化をサンプリング間隔 $\Delta t = 1$ 時間、 ω として、ハイパスフィルタ(周期25時間以上遮断)した時系列=300 ~~(H=300)~~ 最大振幅=25、振幅スケールは $\cos^2(\frac{2\pi}{25}k\Delta t)$ のものをを用いて、KAを基準として Mb-KA, KA-Ky のクロス・パワー・スペクトル密度、位相差、コヒーレンスを求めた。

(b) 各地点の平均電力 $\overline{|i|^2}$ の推定は、パーサバルの等式⁽⁴⁾より、

$$\overline{|i|^2} \propto \Phi_{xx}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 e^{i\omega\tau} d\omega$$

τ : 振幅中.
 $\Phi_{xx}(\tau)$: 自己相関関数
 $F(\omega)$: スペクトル密度関数

<結果> 1965年の18例について、

- (1) 水平分力Hのスペクトル構造は、各地点共、一日周期が卓越とするが、equinox時に、パワー・スペクトル密度のピークに変化がみられる。
- (2) 偏角Dのスペクトル構造は、等価電流系の中心位置の季節的な変化に応じて、顕著なパワー・スペクトル密度のピークが、 $\frac{1}{3}$ 日, $\frac{1}{2}$ 日, 1日周期に現われる。

白木正規
気象庁・地磁気観測所

気象庁・地磁気観測所では、IASY協同観測として、1971年に小笠原村女島 (CHICHIGIMA; $27^{\circ}05'$, $142^{\circ}11'$) において地球磁場の変化観測を行った。これによって得られた資料と地磁気観測所のその他の永久観測点(女満別、栲岡、鹿屋)の資料を用いて、中緯度の地磁気日変化について若干の調査を行った。

1. 日変化は地方時に依存した現象であることから、栲岡の K-index を用いて、国際静穏日と決める方法で地方時による毎月五日の静穏日を決めた。
2. こうして決めた静穏日を、Winter, Equinox, Summer, Year の四つの期間に別けて、各地点、各成分の平均の日変化を求めた。
3. 個々の静穏日の日変化をみると、非常に変化に富んでいる。この Variability の主な原因として等価電流系中心の変動と電流系の強さの変動の二つのファクターが考えられる。これらのファクターの変動について、三つの季節に分けて調べてみた。

地磁気日変化等価電流系の中心位置

白木正規
気象庁・地磁気観測所

地磁気日変化は、形や位相が毎日いろいろ変化するが、これは等価電流系の中心位置と電流系の強さが変動するためと考えられる。これらのファクターは、地磁気日変化の球函数展開などの解析方法によって求められるが、この方法では、日変化、季節変化、11年周期変化などを調べるには困難である。これらのファクターをもっと粗、ぼくとも良いから、簡単に求める方法について考えてみた。

1. Chapman の教科書などに示されている水平成分の緯度効果を考慮して、中緯度のいくつかの観測点において次の量を計算する。

$$\gamma_1 = \sum H(\text{day time}) - \sum H(\text{night time})$$

2. この量と緯度間に直線性があると仮定して、

$$\text{電流系中心位置として、} \phi_s = \phi(\gamma_1 = 0) \quad (\text{ただし } \phi: \text{緯度})$$

電流系の強さの目安として、 $d\gamma_1/d\phi$ を考える。

これらの量を求める時の仮定などから、これらの量が実際の電流系中心位置、電流系の強さを示すかどうかという点について問題点は多いが、非常に粗、ぼい近似では一応の目安と考えられる。

この方法によって、Asia zone のこれらのファクターの太陽活動との関係も調べてみた。データは、地磁気観測所の「井満別、折岡、鹿屋」の三地点の1958年から69年までの国際静穏日変化である。結果は次のとおりである。

$$(i) \frac{d\gamma_1}{d\phi} = \left(\frac{d\gamma_1}{d\phi} \right)_0 (1 + m \times 10^{-4} R_z) \quad R_z: \text{sunspot number}$$

	$\frac{d\gamma_1}{d\phi}$	m
Winter	3.98	141
Equinox	6.73	101
Summer	8.42	83
Year	6.63	90

(ii) ϕ_s

	$R_z: \text{大}$	$R_z: \text{中}$	$R_z: \text{小}$
Winter	32.9°	34.9°	37.3°
Equinox	33.2	33.3	33.4
Summer	34.0	33.3	32.8
Year	33.2	33.8	34.0

山口又新
地磁気観測所

H. Wiese は、Potsdam-Seddin-Niemegk の S_g -variation の amplitude の seasonal anomaly について報じ、C. U. Wagner は、ヨーロッパの 16 の観測所 (緯度 $44^\circ N \sim 70^\circ N$) の資料を解析して、 S_g -variation の amplitude の semi-annual variation の存在を確かめた。そして、この変化は、April と September/October に maxima をもち、May に minimum をもち、中緯度観測所で顕著であり、又その amplitude は、sunspot number に依存することを示した。彼は、主として、ヨーロッパについて調べたが、おそらくは世界的現象であろうと考へている。

今回は、日本を中心とした観測所の資料により、この現象のアジア地域での位相を調べた。Wagner の指摘する semi-annual variation は存在するが、位相に多少の“ずれ”が見られた。すなわち、April/May と September に maximum になり、June/July に minimum になる。

又遠藤は、日本付近の S_g current system の focus の latitudinal position の季節変化を調べ、次の結果を報じている。 S_g の current system を日周部分と半日周部分に分解すると、日周電流系の focus は、比較的高緯度に位置し、季節により、著しく位置を変えろのに反し、半日周電流系の focus は、一年を通じて、低緯度にとどまる。

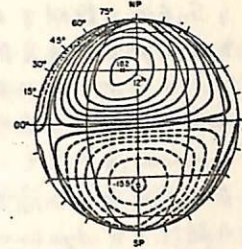
この点に関し、新しい資料にもとずき調査した。

中低緯度における静穏日地磁気日変化の特長とその解釈

福島直

東京大学理学部地球物理研究施設

地磁気静穏日日変化 S_q -field については、従来考えられている等価電流系では説明されない変化もある。その例として、赤道地域および低緯度地域で

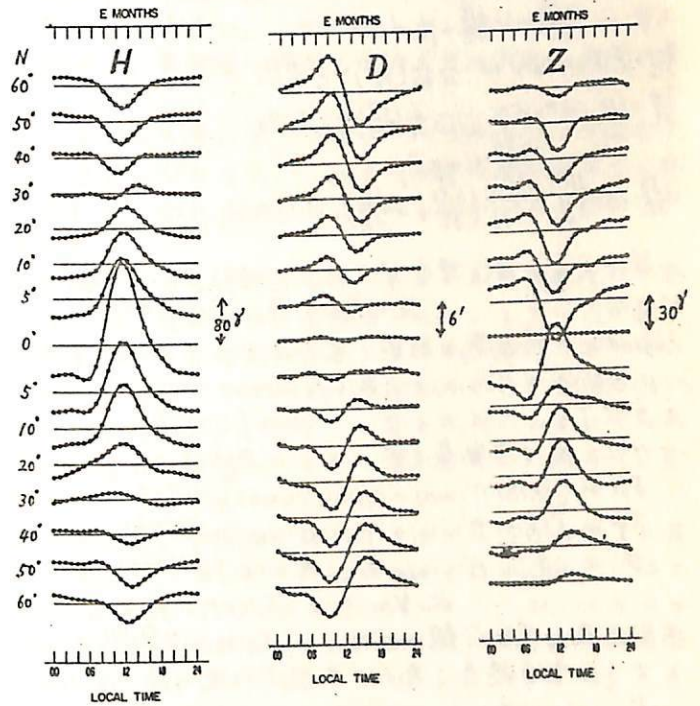


S_q 等価電流系 ($m=4, n=m+9$ までの展開)

水平分力 H については、晝間の equatorial electrojet 奔達前に、 H の減少がみられる。(朝夕対称な変化に、朝方では H 減少、夕方に H 増加の変化を加えた形とみることもできる。)

偏角 D については、北半球で eastward 変化が北極の時間がかなり早い。また午後の westward 変化が終る時間が遅い。南半球では D 変化の方向は逆であるが、偏角変動が日出前および日没後に及んでいる傾向は同じである。

鉛直分力 Z については、北半球で日中の Z 負変化の前に朝方 $\Delta Z > 0$ となる時間帯があり、夕方は $\Delta Z < 0$ 変化の回復が北極の符号が反対であり、日中の $\Delta Z > 0$ の前に $\Delta Z < 0$ の時間帯がある。



Equinox 1 における S_q -field (松下・前田による)

上記の変動は S_q 磁場を球函数展開した結果から等価電流系を画くときに表現しきれなかった変動である。このような電流系がつけられる原因として考えられることは、(1) Equatorial electrojet の三次元構造にもな

って発生している toroidal magnetic field (北半球で西向き、南半球では東向き) が晝夜の境界付近で地上にもれる、(2) Equatorial electrojet や低緯度地域での $\Delta H > 0$ の日変化を生じさせる電場による電離層内の Hall current、のいずれか、または両方が利いているのであろう。もし(2)が働いているならば、 S_q 磁場の原因の一部は、電離層内の dynamo 作用以外に磁気圏内の dawn-dusk 電場に求めなければならなくなる。

岐阜大学工学部

村田宏雄

Tarpley (1970) は diurnal first negative mode の大気潮の運動を予えの電流を計算することに より S_q 変化を説明することに十分な電流系を得たことを示した。これにより S_q 電流系生成に必要な大気振動の方向はこの first negative mode が最も適当であること [kato, 1957] の逆を示した。また Volland (1971) はこの first negative mode の運動により十分な S_q 電流系を得るに必要な電圧伝導度を求めた。しかしこの場合も運動の励起には小さい。dynamo 層が厚いより thin layer の仮定を用いる。今回は運動方程式にコリオリ力か一定という簡単な仮定を置いて等価的な diurnal first negative mode を作り、運動の励起及び dynamo 作用を同時に取扱う。Energy input と電場との間の関係について調べた。

1) Basic Eqs. 振動振幅 ϕ と ψ の次では大気は密度成層 $\frac{d\rho_0}{dz} = -g\rho_0$ をもち、理想気体 $P_0 = g\rho_0 H$ とする。以下 scale height H は一定とする。このとき線形方程式は

$$\frac{\partial \delta P}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0 \operatorname{div} V = 0 \quad [1] \quad \mathbb{J} = \alpha_0 E_0 + \alpha_1 E_1 + \alpha_2 (b \times E) \quad [6]$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \cos \theta_0 v = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{\rho_0} J_\phi B_0 \quad [2] \quad \operatorname{curl} E_S = 0 \quad (E_S = -\operatorname{grad} S) \quad [7]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \cos \theta_0 u = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\rho_0} J_\phi B_0 \quad [3] \quad \operatorname{div} \mathbb{J} = 0 \quad [8]$$

$$\frac{\partial \delta P}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = -g \delta \rho \quad [4] \quad \text{ここで } E = E_S + V \times B_0, \quad E_0 = (E \cdot b) / b, \quad E_1 = E - E_0 b$$

$$\frac{\partial \delta P}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial \delta P}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} \right) + (\gamma - 1) \rho_0 Q \quad [5] \quad b = \frac{B_0}{|B_0|}, \quad B_0 = -B_0 e_z \quad (B_0 = 2B \cos \theta_0, \quad \theta_0 = \frac{\pi}{2}, \quad B = 0.33 \text{ emu})$$

Q は大気か単位質量、単位時間に吸収または放出するエネルギーである。この diurnal first negative mode では $Q = Q(z) e^{i(\omega t + \phi)}$ [9] である。④-10) は Hough 函数である

Legendre の陪函数の級数で表わされ、この場合級数の収束は非常に速く

$$\textcircled{4}-10) = P_1'(\cos \theta) + 0.3066 P_3'(\cos \theta) + 0.02509 P_5'(\cos \theta) + \dots \approx P_1'(\cos \theta) + 0.3066 P_3'(\cos \theta) \quad [10]$$

と近似する。このとき $Q = [Q_1(z) P_1'(\cos \theta) + Q_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}$ [11]

となる。いま変動量 δ を下のよう表わすと

$$\delta P = [\delta P_1(z) P_1'(\cos \theta) + \delta P_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}, \quad \delta T = [\delta T_1(z) P_1'(\cos \theta) + \delta T_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}$$

$$\delta \rho = [\delta \rho_1(z) P_1'(\cos \theta) + \delta \rho_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}, \quad S = [S_1(z) P_1'(\cos \theta) + S_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}$$

$$V = [V_1(z) P_1'(\cos \theta) + V_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)}, \quad \mathbb{J} = [J_1(z) P_1'(\cos \theta) + J_3(z) P_3'(\cos \theta)] e^{i(\omega t + \phi)} \quad [12]$$

方程式系は変数分離から $\chi_n(z) - \frac{1}{gH} \frac{Q_n(z)}{gH} \equiv y_n(x) e^{\frac{x}{H}}, \quad x = \frac{z}{H}$ [13]

とすると垂直構造を表わす方程式は次の通りである。 ($n=1, 3$)

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{4} \right) \left(\frac{d^2 y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} y_n + \frac{1}{4} \frac{H}{h_n} \frac{\omega'}{\omega} y_n - \frac{1}{4} \frac{H}{g h_n} \frac{\omega'}{\omega} Q_n e^{-\frac{x}{H}} \right) + \frac{Q_1 H^2}{2g h_n} \left[(5^2 - \omega^2) + \frac{i\omega}{2\Omega} (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \right] \left(\frac{d^2 y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} y_n + \frac{1}{4} \frac{H}{h_n} \frac{\omega'}{\omega} y_n - \frac{1}{4} \frac{H}{g h_n} \frac{\omega'}{\omega} Q_n e^{-\frac{x}{H}} \right) = 0$$

$$\text{ここで } h_n = \frac{(\omega'^2 - \omega^2)}{2(1+\gamma)} \frac{a^2}{g}, \quad \Omega_i = \frac{\Omega_0 B_0^2}{\rho_0} \quad i=0,1,2 \quad \left| -\frac{Q_1 H^2}{2g h_n^3} \frac{(5\Omega_2 + i\omega \Omega_2)^2}{\omega \Omega_1} \left(y_n - \frac{Q_n}{gH} e^{-\frac{x}{H}} \right) \right. \quad [14]$$

このうち ω' は一定とする。 $\omega = 2\Omega \cos \theta_0$, $\omega' = \omega - i\Omega_1$, $\omega'' = \omega - \Omega_2$ である。 [14] の特解は Q_n を一定とすると $y_n = \frac{Q_n}{gH} e^{-\frac{x}{H}}$ である。 [14] に対する同次方程式の一般解は $\frac{Q_n}{gH} \ll 1$ の性質を依りて逐次近似法で求める。 $\delta \rho_n, \delta P_n, \delta T_n, V_n$ の値は Q_n と y_n とから求める。 S_n は [8] より求める。

ii) 境界条件 高さ方向に層を分けると各層の中で各種 $\omega \times \tau$ は一定とし、境界で $J_z, \rho, \delta P, y$ が連続となる。最上層では $x \rightarrow \infty$ のとき $y \rightarrow 0$ なる条件を加える。

iii) 結果 中性大気層 93km ~ 107km の間に $|\delta T| \approx 50^\circ K$ に相当する energy input (最大に達した時刻を L.T. 9.00) があつたとき $|E_{z0}| \approx 10^3 \text{ em.u.}$ と得る。電場の分布は以前から求められたものである。また $|J_z| \approx 10^{-10} \text{ Amp/m}^2$ である。

極地電離層電流の数值実験

前田 坦・前川 紘一郎
京大理学部 京都教育大学

極地方の電離層電流は二つの原因によつて誘導されるものと考えられる；それは電離層の風と太陽風とである。前者は静かな日の日変化磁場に関連して多くの人々により詳しく研究されてきた。そして乱れた日には電離層の異常電離によつて電流は強められかつ分布も変わるものと思われ。

乱れた日における地磁気変化が、異常電離による電気伝導度の増大を考慮に入れば、電離層の風で説明されるという可能性は過去20年間に多くの人々によつて試みられ、最近では Maeda & Matsumoto (1962) や Swift (1962) などの研究がある。しかし擾乱磁場がそのよくなる風だけでは説明出来ないという事も人々によつて指摘された。

特に最近に於て磁力線にそつ磁気圏からの電流が理論的にも観測的にも確かめられてきたので、こつよくなる効果を無視することは出来ない。しかし一方、磁気圏からの電流だけですべてを説明しようとするのも無理で、電離層の風がある以上その影響も無視出来ないかもしれない。

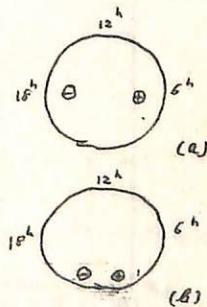
我々は数年前からなるべく現実に近いモデルに基づいて、これら二つの原因による極地方電流がお互いにどの程度のものであるかを明らかにして来た。つまり非常に静かな時から非常に乱れた時まで、これら二つの部分がどのくらいまいていゝのか、といふ事を明らかにしようとしたものである。

この問題の困難さは電離層に流れる電流が二つの性格をもち、その一つは電離層内の電流層のみで流れており ($\text{div } \mathbf{J} = 0$)、他は磁力線にそつて電離層に出入りしている部分 ($\text{div } \mathbf{J} \neq 0$) である。どの部分でもこれら二つの電流が存在するならば、問題は単純に3次元として取扱われなければならない。しかしこれはたとへば数値的にも不可能に近い。幸にも出入りする電流の場所は一般に分布してゐるのでなく、かなり局所的であるとみられるので、この場合にはこれら二つの部分を共に考慮に入れても準二次元的に解けようである。

今試みようとする方法は極地方の電離層電流は、電離層の風によるものと、二つの点に正負の電荷が入つてゐることによるものと考へて、その他部分は二次元的に流れてゐるものとする。つまり電流分布は $\mathbf{J} = \mathbf{C} \mathbf{J} (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_d + \mathbf{E})$ で与えられ、ここに \mathbf{E}_0 は外から加えられる電場、 \mathbf{E}_d は風による電流で、 \mathbf{E} が電流が流れて $\mathbf{C} \mathbf{J}$ の非一般性によつて出来た分極電場である。電流の出入りの所を除けば $\text{div } \mathbf{J} = 0$ とみられるので、 \mathbf{E}_0 と \mathbf{E}_d とを与えて \mathbf{E} が求められ、これ故 \mathbf{J} の分布が分る。

計算は二つのモデルに対して行われたいゝ；それは右に示すよつに CASE a (上) と CASE b (下) で、(a) は比較的静かな時、(b) は乱れた時に対応するものかもしれない。結果としては二つの電流が流れ (Pedersen 電流と Hall 電流) だが、これらは本質的に異なるので、合成した流線を描くことは難しい。これ故得られた結果は各点での電流密度をベクトルで示した。

計算はまた各種の $\mathbf{C} \mathbf{J}$ 分布についても行われたいゝ、得られた若干の結果について報告する。



鈴木 亮 ・ 前田 坦
(京 大 理)

中49回講演会で報告した方法を一部変更して、赤道ジェット電流の return current を計算した。方法の太筋は下記の通りで、結果と共に示す。

赤道ジェット電流 (j_e) は background の電流 (j_B) に附加されたものと考え、その和が全体の S_q 電流 (j) を作っているものとする。従って

$$\text{div } j_e = \text{div} (j - j_B) = 0 \tag{1}$$

を解くのであるが、赤道以外で上式は

$$\text{div} ([K](E - E_B)) = 0 \tag{2'}$$

となる。(こゝまでは49回講演会予講集の通りなので、式の変形は省略)

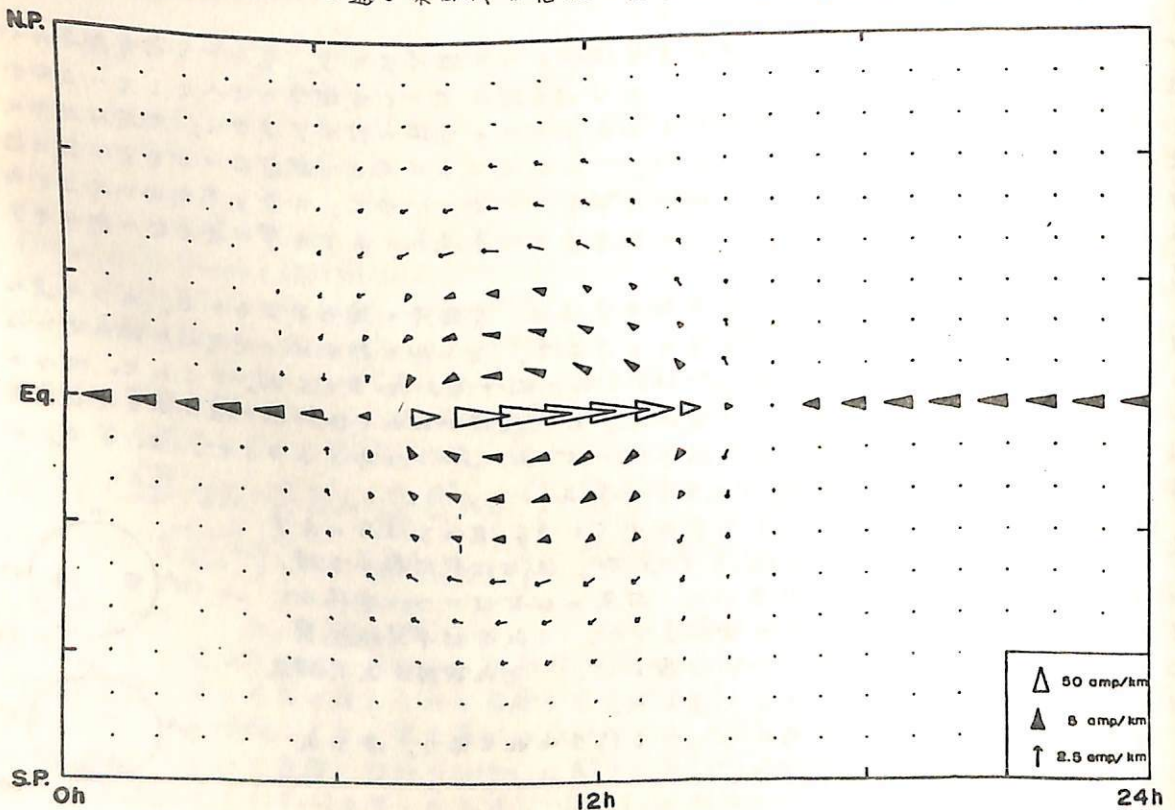
$E - E_B = S$ とおくと、結局赤道で S の適当な境界条件を与えて

$$\text{div} ([K] \cdot \text{grad } S) = 0 \tag{4}$$

を解けばよいことになる。

S の赤道での境界条件は普通には求まらない量であるが、いろいろの仮定をおくことにより磁場の観測結果より出すことにするが、その方法はこの予稿では省略する。

実際の計算では、このようにして与えた S の境界値で(4)式を解いた結果は、pattern としては正しくても、大きさの上で赤道と、赤道以外とでつじつまが合わなかった。11月17日 - meridian を通る東西成分電流の総和が0になるように調整した。



前田 坦
京大・理学部

電離層風によるダイナモ理論は多くの場合南北両半球対称として取扱われた。しかしたとへ Equinox といえども両半球の風系が異なるかもしれないし、また Solstice には電気伝導度の分布も異なるものと考えられ、その結果それぞれの半球の電流・電場分布が赤道に対して非対称となって、磁力線にそって電流が流れることになる。

このことは Dougherty (1963) が最初に指摘し、大ざっぱな方法で $J_{||} \sim 2 \times 10^{11}$ amp/cm² と推定した。そして間もなく Maeda (K) and Murata (1965) は簡単な非対称ダイナモを解いて $J_{||} \sim 4.41 \times 10^{-15} \sin 2\theta \cdot \sin(\varphi + 23^\circ)$ amp/cm² なる値を得た。その後 VanSabben (1966), Mishin (1968), Cocks & Price (1969), Stenning (1969), Matveev (1971) などが種々の方法で求めた結果は何れも $J_{||} \sim 10^{-12}$ amp/cm² のオーダーとなった。この問題は磁気圏の構造に対しても大切と考えられるので、なるべく現実に近いモデルに基づいて再検討してみた。

一般的を取扱いは三次元ダイナモ理論として大へん難しいので、ここでは Matveev の取扱いに準じ、 $\text{div } \vec{j} = 0$ を高さ方向に (電流層の厚さ k について) 積分して得られた近似式 $\vec{j}_r = -\text{div } \vec{j}_{\perp}$ による。(これから $J_{||} = j_r / \sin I$ が求まる)。二次元ダイナモ電流 $\vec{j}_{\perp} = [k] (\vec{E} + \vec{E}_a)$ であるが、 $k \cdot E_a$ 所以 E は対称項と逆対称項とからなるので $\vec{j}_{\perp} = \vec{j}^S + \vec{j}^A$ となる。 $E^A \ll E^S$ と考えられるので、

$$\vec{j}^S \approx [k^S] (E_a^S + E^S) + [k^A] (E_a^A)$$

$$\vec{j}^A \approx [k^A] (E_a^S + E^S) + [k^S] (E_a^A)$$

$\text{div } \vec{j}^S = 0$ だから、これから E^S が求められ、それを用いて $\text{div } \vec{j} = \text{div } \vec{j}^A$ が計算され $J_{||}$ が求まる。風のみが非対称、 $[k]$ のみが非対称、両方共非対称の3つを取扱った。

MICROMORPHOLOGY OF THE GROWTH OF MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS

飯島 健 · 平沢 威男 · 福西 浩 (東大・理)

Substormsの発達を概観すると、飯島、小口等 Tokyo 観測所 および McPherron 等 UCLA 観測所により指摘された growth phase と赤祖父、Davis 等 Alaska 観測所、Feldstein、Starikov 等 Moscow 観測所、と永田等南極観測所により発展させた Break-up 以降の段階等とに分けられる。本論文は growth phase の Grand (Grand) Break-Up にかつての生長過程をこまかく調査し growth phase と expansion phase と natural にあつた picture を確立することを目指す。前果は以下の通りである。

① Polar region を中心に「わが DP-2 電流系」を表す disturbanc field の発達過程が growth phase の一特徴である。この詳細は auroral zone を中心として生長する jet の electrojet である。可なり day side の DP-2 電流系は、polar cap を中心に発達し disturbanc の通常 auroral oval より少し南緯側 (50~60°) に jet まで eastward electrojet の構造をもち生長して「わが」特徴であり、night side の電流系は auroral oval を中心に発達する westward electrojet の生長したものである。この jet の jet の発達は「わが」連動せず独立である。

② Proton および Electron Aurora の growth phase 時期における特徴は Grand Break-Up 以降の jet の昇昇が週期的に赤道側に shift する。これは evening sector に関連する。これは前述の jet の weak electrojet の発達と関係すると思われる。

③ Feldstein DP2 の auroral zone の enhancement を受けた pattern と night side の auroral zone での enhancement を呈する。westward electrojet (両者を合わせたものが Iijima の modified SP) の Substorm up する disturbanc の特徴となる。Grand Break-Up 以降の Main-jet の基盤をなして「わが」を示す。

(この生長) 実際の disturbanc field を micro に調査すると、前記の DP-2 および SP の jet の構造を全く作らな「わが」は「わが」 auroral zone の Grand Break-Up 以降の enhancement を受けた「わが」 energy の中心は polar cap 側にあり「わが」 auroral zone での jet の構造を呈する。Bimodal electrojet の disturbanc の element と「わが」

(以上)

Growth phase of 脈動 (pre-breakup pulsation) と磁気圏電場

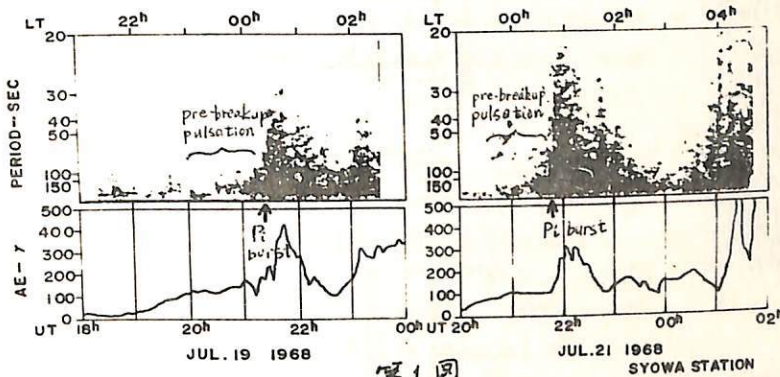
森岡 昭
東北大学理学部

magnetospheric substorm の growth phase において Pc 型地磁気脈動が出現することがある (pre-breakup pulsation と仮称)。

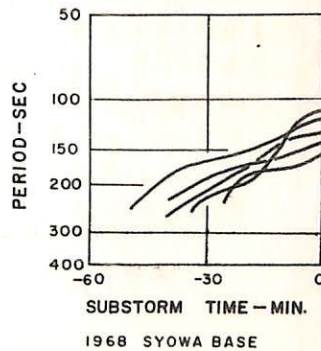
この脈動の特性は

1. 出現特性 Pc burst に先行して出現し、出現時刻は 18^hMLT ~ 24^hMLT に多い。(第1図)
2. 周期変化 pre-breakup pulsation の周期は 250 秒 ~ 120 秒であり出現してから次第に周期は短い方へ shift する。(第2図)
3. 振幅変化 pre-breakup pulsation の振幅は時間と共に大きくなる。
4. 継続時間 pre-breakup pulsation の継続時間は 20 ~ 50 分である。(第2図)
5. Kp との相関 pre-breakup pulsation は磁気活動度が次第に増大しつつある日に観測される。
6. VLF hiss との相関 pre-breakup pulsation は VLF hiss を伴うことがある。
7. CNA との相関 pre-breakup pulsation は gradual 段階の CNA を伴う。

以上の特性から pre-breakup pulsation は field line の torsional oscillation であるという model を立て、周期の変動から磁気圏内電場を推定する。



第1図

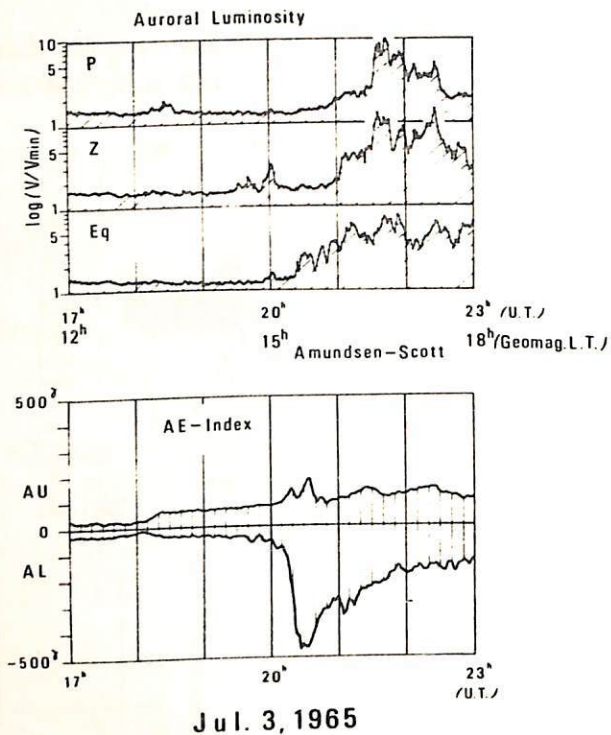


第2図

金田原 敏 (東大理)

dayside polar cusp の下に位置して居る South Pole (geomag. lat. -78.5°) の全天カメラの資料解析から、図に例示した極域典型的な auroral substorm では、惑星間空間磁場と成分の南向きへの変化に対応して、growth phase display の発生、低緯度側への display の移行、活動度の夜側への伝播等、固有の特性が存在する事が判明した。一方地磁気資料の解析から、これ等 growth phase display と密接な関係を保ちつつ、午後側の current vortex が成長して行く事も認められて居る。

更に乍ら dayside に於ける growth phase display の上記の極域典型的な scheme を持たないで、substorm の expansion phase に移行する例も統計的に無視し得ない数として存在して居る。この極域ケースが存在する事は、substorm の発生、発達に於いて現象の極相と複雑にして居る要因と対して居る事は明らかである。今回は、この極域 dayside display の growth phase での特性の相違は、地磁気に於ける growth phase の特性と、どの極域関連にあるかと言う点の究明に、South Pole の全天カメラ資料と、地磁気資料の解析を併せて行った結果に就いて報告する。



auroral substorm の dayside display の典型例。

丸橋 克英
電波研究所

高緯度E領域の電子密度の変化について、今後の研究課題となるいくつかの問題を指摘する。

1. 冬期正午におけるE層最大電子密度の緯度変化

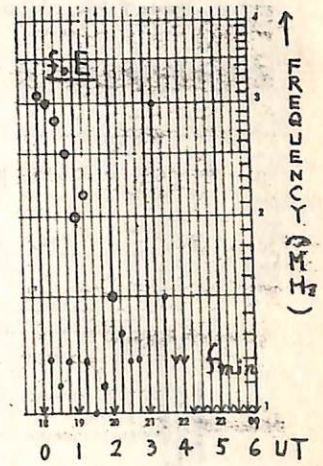
高緯度E領域の特性を調べる際の基礎資料として、冬期正午のE層最大電子密度 $N_m E$ の緯度変化を求めた。結果は、太陽天頂角 $\approx 100^\circ$ まで太陽天頂角とほとんど linear な関係をもつ $N_m E$ の減少を示す。ただし、地磁気緯度 $\geq 65^\circ$ では日々のばらつきが大きく、標準偏差は平均値の 30% 程度であり、低緯度では 10% 以下である。従って、基本的には Chapman の理論によって説明される中低緯度で観測されるようなE層が太陽天頂角 $\approx 100^\circ$ までひろがっているとは簡単に結論できないが、このような解析を長期間にわたって行なうことは興味深いことである。

2. Churchill における $f_o E$ の一日変化の統計

I G Y 頃、Canada の観測所では、夜間E層の臨界周波数を、ていねいに読み取っていた。このデータを用いて $f_o E$ の一日の変化を調べた。Nov. 22, '57 ~ Jan. 21, '58 の各時刻に観測された $f_o E$ 値の頻度分布をつくってみると、夜間には 2MHz と 3MHz 近辺に二つのピークをもつ分布が得られる。あるいは、この事は、二種類のE層の存在を示しているかも知れないが、毎日の激しい変動に物理的な意味づけを行なうことは重要な今後の課題であろう。

3. Substorm と関連した $f_o E$ の変化

Churchill における夜間の $f_o E$ の変化のうちで、Substorm と関連していると思われる現象を見出した。一例を図に示した。時々、3~4MHz の $f_o E$ が 2~3 時間間に急激に減少し、その瞬間に地磁気の急激な変動が起こることがある。この現象は、他の観測所にも同時に起こることがあり、偶然の一致とは考えられない。あるいは、この現象は Auroral Arc の動きと関連しているかも知れないし、また、高い $f_o E$ は、以前に起こった擾乱の after effect である可能性も否定することはできないが、多くの例を見ると、地磁気の急激な変化が起こる時刻には、 $f_o E$ が小さくなっていることが多いという一見奇妙な傾向がある。この講演では、この現象が、全天写真 (Aurora)、F層の運動、Worldwide な地磁気の活動度とどんな関係になっているかについて述べる。物理的に機構の説明は今後の課題にしたい。

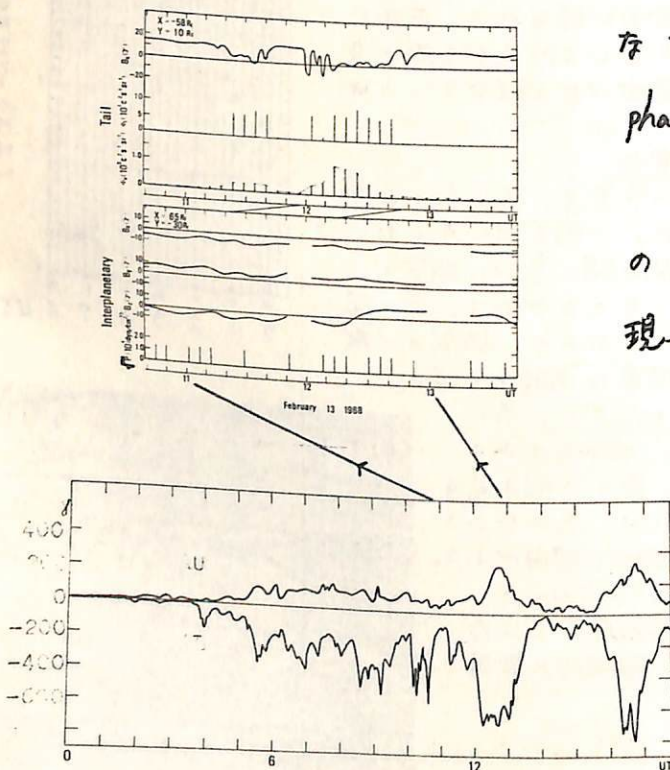


Dec. 31/57, Churchill の f -plot と magnetogram

Case Study : 1968年2月13日の磁気圏擾乱について.

十市 勉, 上出 洋介
林 幹治, 宮崎 光輝
(東大理)

1968年2月13日1200 UT 頃. 月軌道近くに位置していた Explorer 35 で plasma sheet の大振中の振動 (周期約5分) が観測され. 同時に. high energy (245 keV) electron flux の急激な増加も観測された. 惑星間空間では. 磁場及び太陽風の dynamic pressure は. 余り大きな変化を示していない. 一方. 地上では. 1200 UT 頃 大きな negative bay が始まっている. 又 inner magnetosphere ($X = -25 RE$) では. 1100 UT から 1200 UT にかけて. 典型的な tail field の増大が見られる. (Growth phase).

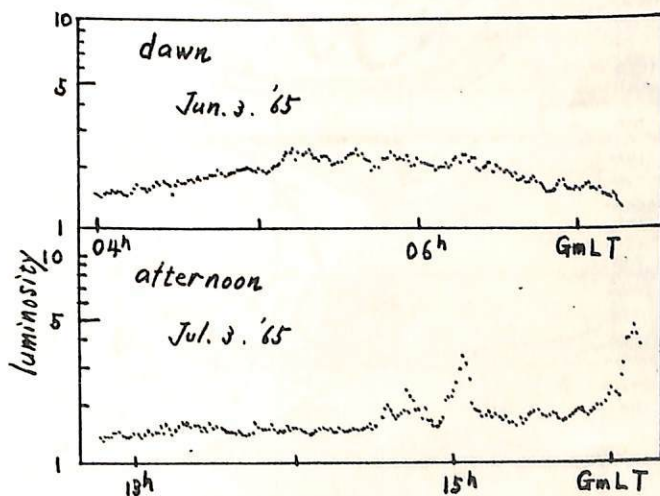


このような結果から. plasma sheet の振動は. substorm の break-up 現象の結果生じたものと考えられる. さらに. 地上での micropulsations や CNA との関連についても議論する予定.

金田景祐(東大理)

dayside に於ける auroral substorm の特性に関する検討を、dayside に於いて auroral oval に位置する South Pole (geomag. lat. -78.5°) の全天カメラの資料解析を通して行って来た結果、ここでは midday—early afternoon に於いては、auroral substorm にも geomagnetic substorm と同様に growth phase の存在が固有の display の出現に依って明らかとなった。この display は低緯度側への移行、夜側への伝播等、明確な特性を有して居る。然し乍ら dawn—midday に於いては auroral display 一般の様相は可成り複雑であり、その特性の把握には充分な量の資料の統計処理が必要とする。今回は 1965 年 6 月～8 月の間の 36 日間の間の資料の解析に基づいて報告とする。

dayside oval に於ける dawn—dusk asymmetry は非常に顕著であり、下図に例示した display の時間的变化に於ける様相の違い、更に display の緯度方向での空間分布等、display の構造に於ける asymmetry に加えて、display の発生そのものに asymmetry が認められる。この display 発生に於ける asymmetry は地磁気擾乱度との関連に於いて可成り明白であり、midday—early afternoon に於いては解析を行った 35 例中 display の発生を見た 22 例では AE-index は $\sim 240\%$ 以上、display の発生が認められた 8 例では AE-index は $120\sim 130\%$ 以下と云う程にその最大擾乱値でグループ分けが、明白に認められるに拘らず、dawn—midday に於いては 36 例中、display の発生を見た 26 例のうち AE-index の最大擾乱値が 70% 程度以下のものが数例あり、display の発生が認められた 10 例のうち AE-index の最大値が 200% 程度以上と云うものが数例あり、midday—early afternoon での成係と異り、一見規則性のある程に見える。今回はこの様相、dayside display に於ける dawn—dusk asymmetry に於いて解析を行った結果を報告する。



dayside oval での display の典型例。

Proton Aurora and Electron Aurora Substorms (I)

— Summary of Dynamical Morphology —

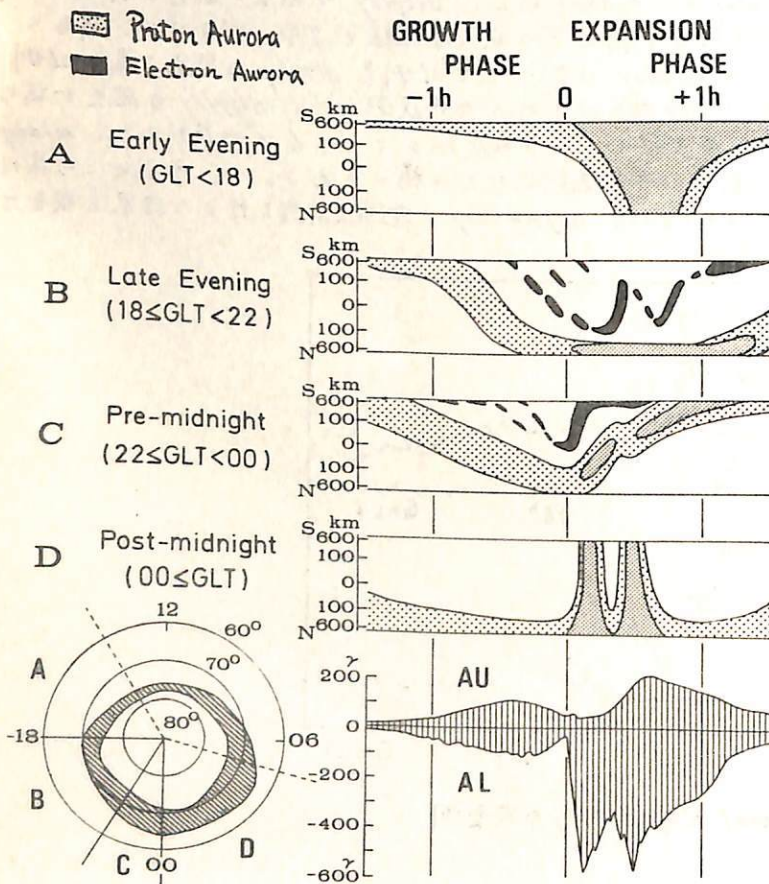
福西 浩 (東大 理)

磁気圏サブストームにおける Proton Aurora と Electron Aurora の発達過程は、図のようにまとめられる。即ち、

- 1) Early Evening Sector ($GLT < 18$) では、Growth Phase の進行と共に、Proton Aurora Belt は、中、 $<$ 、equatorward に広がってゆく。Expansion Phase に入ると、Positive bay の成長、及び Asymmetric Ring Current の発達とより相俟って、更に急速な equatorward expansion と、intensity の上昇が起る。
- 2) Late Evening Sector ($18 \leq GLT < 22$) になると、Growth Phase の発達に伴い、poleward に存在する Proton Belt の急速な equatorward shift が起る。Expansion Phase に入ると、Proton Aurora の intensity は、上昇するが、その位置は、equatorward にとどまり、その poleward に Electron Aurora の Westward Traveling surge が通過してゆく。Recovery Phase に入ると、再び Proton Aurora Belt は、poleward に戻す。
- 3) Pre-midnight Sector ($22 \leq GLT < 00$) では、Growth Phase で Proton Aurora Belt の equatorward shift が進行し、Expansion Phase に入ると、Electron Aurora の Breakup が生じ始める。

Electron Aurora は、equatorward に存在していた Proton Aurora Belt の急速な poleward movement と強度の上昇が起る。Growth Phase における Proton Aurora の equatorward shift の大きさは、Late evening sector に比べ、一般に小さい。

4) Post-midnight Sector ($00 \leq GLT$) では、Expansion Phase で、Electron Aurora の Breakup が生じ、代わりに、Proton Aurora は、急速な intensity の上昇と、poleward expansion を伴って、Breakup 現象が起る。Proton Aurora Belt の equatorward には、Expansion Phase の onset 後、diffuse な Electron Aurora が出現し始める。



巻田 和男 (康大理)

地上で観測されるオーロラ=ヒスとオーロラとの関係を調べてみるとオーロラが天頂附近で急激に動きを伴って明るく輝き出すような時には高い周波数帯まで卓越するオーロラ=ヒスが受信されるのに対して、オーロラが昭和基地より高緯度で arc 状に弱く輝いている時には低い周波数帯のオーロラ=ヒスが受信されることは、きりしたわけであるが、この点について更にこまかく調べてみた。

昭和基地の Geomagnetic Local time に近い南北両半球のオーロラル=ゾーンの観測点に於ける地磁気変動を比較してみると、低い周波数帯のオーロラル=ヒスが受信される時には昭和基地よりも、高緯度又は夜中に近い観測点で顕著な negative bay が見られる。すなわちその地点ではオーロラが明るく輝き出し、もしヒスの観測をしていれば高い周波数帯まで卓越しているものが受信されるものと思われる。これに対して昭和基地で顕著な break-up 現象が見られる時には当然のことながら天頂附近にオーロラが出現し、高い周波数帯までのびたオーロラ=ヒスが受信される。更に全世界的に見て地磁気変動が比較的小さい時ほどオーロラが天頂附近で明るく輝けば、高い周波数帯まで卓越するオーロラ=ヒスが受信される。

これらの事実からオーロラ=ヒスの発生にはオーロラ粒子のふり込みが基本的に関係しており地上で見られるオーロラ=ヒスのスペクトルの違いは、オーロラの出現領域と VLF 帯の観測点との相対的な位置関係により決まることが結論される。

これについて発生メカニズム、及び極波伝搬からの簡単な検討を行なった。ここでは Absolute な Cerenkov instability による growth rate の計算を試みた。若えた分布関数は [back-ground の cold plasma 成分] + [auroral particle による冷方向の成分] として

$$f = n_0 \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m(v_x^2 + v_y^2)}{2T} \right] + N_b \left(\frac{m_b}{2\pi T_b} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m_b(v_x - v_0)^2 + v_z^2}{2T_b} \right]$$

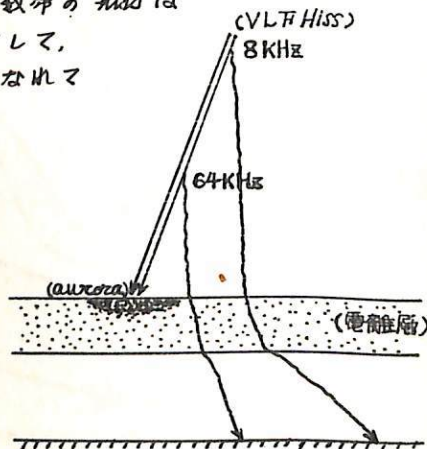
を与えた。大気 model として Banks and Holtzer の polar wind による値を用いた。又 auroral particles の分布については最近の Frank and Ackerson の観測結果の値を採用した。

この結果によると数 kHz の低い周波数帯の電波では数千 km の高度で励起されやすい傾向を示すのに対して、高い周波数帯の電波は数百 km 附近で一番励起されやすいことになった。更に地上への伝搬に際して高い周波数帯は狭い領域にしか伝搬しにくい傾向がみられることは wave theory から言えるのと同様に、高い周波数帯の hiss は

aurora が輝いている天頂附近でよく観測されるのに対して、低い周波数帯の hiss は aurora の輝いている領域からはなれていてもよく受信されることと定性的に説明できる。

但しここで計算した growth rate の値は Whistler mode の電波が発生領域から地上まで伝搬する時間と比べて 1/10 程度小さいという困難さがあり、更に発生機構については検討を加える必要であろう。

また down-side に見られる patch 又は コロナ タイプの aurora に伴う emission が何故観測されないのかという点は 1 つの重要な課題であろう。



昭和基地におけるQuasi-Periodic VLF Emissionの特性

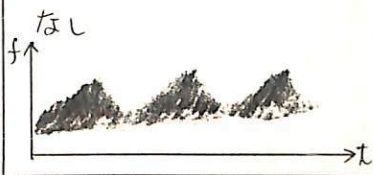
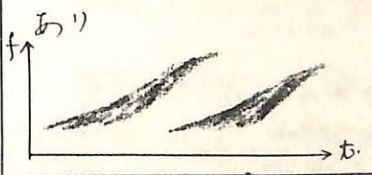
佐藤夏雄 林幹治 福西浩 国分征
東大理

Quasi-periodic VLF Emissionの特徴

- (1) Two-hop whistler group delayの周期よりも長く、かなり規則正しい周期でSignalの強さや、frequencyの变化をするVLF Emissionをquasi-periodic VLF Emissionと呼ぶ。
- (2) 周期は2秒~2分程度で数分~数時間続く。
- (3) 発生頻度最大となるのは、20~40秒の周期をもつ、middayに発生する場合である。
- (4) Quasi-periodic VLF Emissionの周期とこの時のgeomagnetic pulsationの周期とがほとんど一致している例が多く存在する。

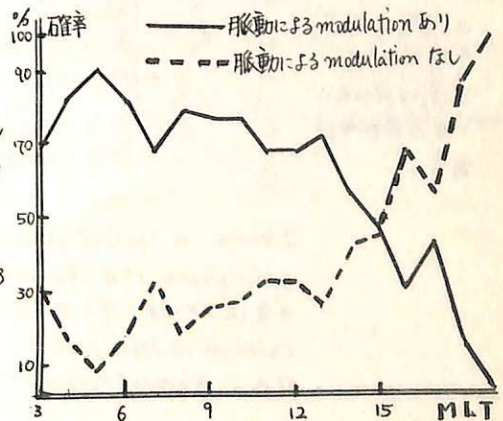
Quasi-periodic VLF EmissionとMagnetic pulsationとの関係

Kitamura et alはVLF Emissionがmagnetic pulsationによってmodulationを受けているらしいものと、いないものとの特徴を分類した。
その結果を簡単に示すと

	脈動によるmodulationあり	脈動によるmodulationなし
Emission spectrum	low-frequency hiss, "いほ" Chorusやperiodic emissionとちがう	discrete or diffuse emission
Emission frequency range	0.3 ~ 1.5 KHz	1.5 ~ 6 KHz
Emission frequencyの時間的変化	一定が、Signalの強さの変化と同時にemissionのupper boundary変化	1つのquasi-periodの間にfrequencyが増大する。
Magnetoconguacy spectrumの形	なし 	あり 

【方針・結果】

Kitamura et alの結果と比較検討しながら昭和基地での1970.2~1971.2の1年間のデータを用いてquasi-periodic VLF Emissionとその時の脈動の周期, modulated VLF frequency range, 脈動によるVLFのmodulationの有るorなし, Kp dependencyをmagnetic local timeに分けて統計を行った。
詳しい事は学会の時示すとして、結果の1例を上げると右図のグラフのように、magnetic local timeの14~15時を境にして脈動によるVLF Emissionがmodulationを受けるものと受けないものがはっきり分かれる。



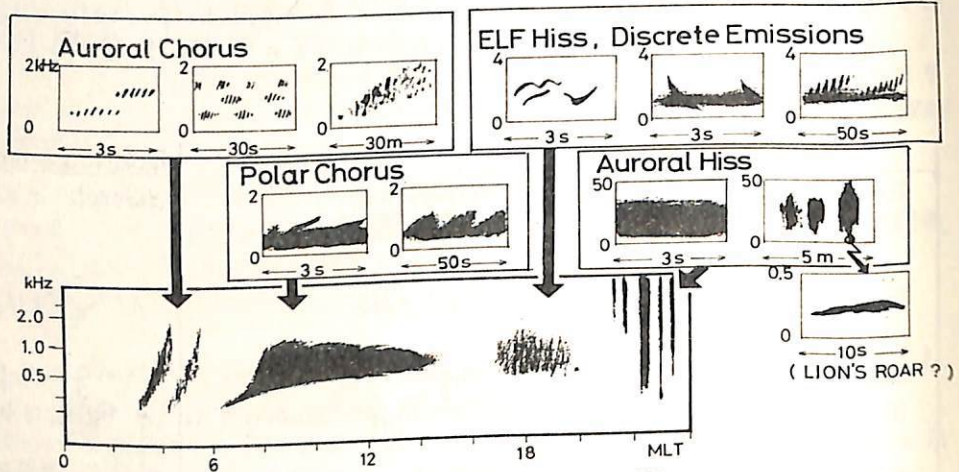
VLF-ELF emissions in the course of storm time

林 幹 治
東京大学理学部

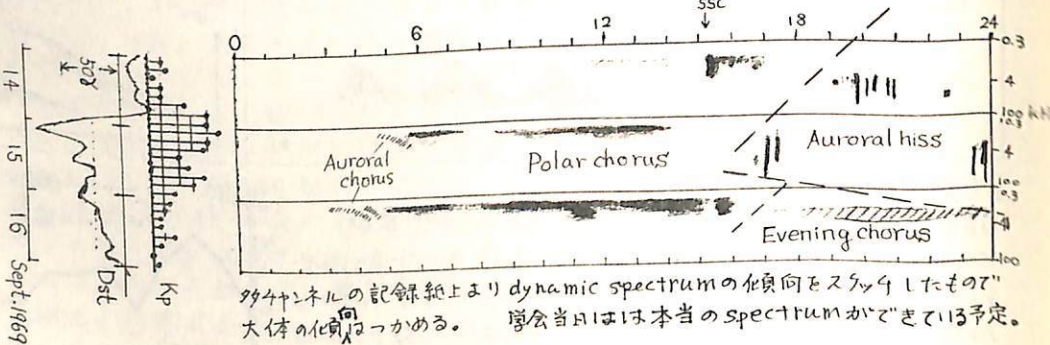
高緯度地方で観測される VLF-ELF emission についての統計的特性 (local time, 緯度分布, magnetic activity との関連など) については現在までかなりの程度まで明らかになっていて, Satellite による観測結果とも決定的矛盾は今のところまけていない。このように静的把握に対し, 日々, 時々多彩に変化する強度, 周波数 range, 継続時間などを考慮した現象の動的把握について ~~説明~~ はほとんど試みられていない。いろいろな type の emission 現象がどのような条件下で現われどのように変化するかというところが明らかにされて初めてこのような現象の地球物理学的意味が定まるわけであるが断片的なものを除いて, 満足すべき統一した説明は無いようである。

今回はこのような試みの出発点として昭和基地 ($L=6.4$) で観測される emission 現象の type 分けについてのまとめとそれぞれの type のものが storm time についてどのように振舞うかを示し, plasma sphere の dynamics との関連で説明を試みる。
(結果)

Emission は右図に示す四つの type に分けられ, 各 local time, あるいは storm time のある stage で特徴的に現われる。
(LION'S ROAR? は Gurnett & Frank が指摘しているものと思われるが magnetosheath からの伝播という点には多少疑問の現象である。)



いくつかの storm-substorm について, emission の振舞いを報告する予定であるが, 右図は storm のときの典型例である。



時々チャンネルの記録線上より dynamic spectrum の傾向をスキャンしたもので大体の傾向はつかめる。学会当日には本当の spectrum ができている予定。

Storm の initial phase, SSC で emission が enhance され, 周波数が高くなる。main phase 15日 Auroral chorus, があり, Polar chorus も 15日より強い。Auroral hiss の発は 17日ほど早くなっている。Recovery phase 16日は Kp も 1程度であるにもかかわらず emission は極めて強い。夕方や高い周波数に multi hop whistler を含む emission が現われて, Auroral hiss は 0.5 Hz ほど非常に弱いものが認められるのみである。

Auroral Electrojet に伴う Field-aligned Current と 極光帯磁場変化

上出 洋介 (東大理)

Substorm に伴う westward auroral electrojet に関して field-aligned current が存在することが最近の人工衛星観測で明らかになった(たとえば Cloutier, 1971)。従来の2次元等価電流系と3次元性の関連についての議論、モデル電流による磁場変動分布の計算の論文も数編ある。Field-aligned current には大別して次の2種類あり得る。

- (1) 東西 electrojet の両端電離層で磁気圏電流と結びついているもの、
- (2) Meridian 面内で電離層に出・入するもの。

地上の主として中低緯度磁場分布のマクロな構造を説明するために提出された field-aligned current モデルは (1) タイプであり、磁気圏赤道面内で東西方向の partial ring current と結合しているが、(2) タイプの極光帯の狭い領域に逆方向の field-aligned current があるモデル電流系は低緯度への磁場効果は小さい。

ここでは Fig. 1 に示すようなモデルを考え、地上で期待される磁場変化を計算する。Field-aligned current は $r=7.1 R_E$ の磁気圏赤道面より dipole field-line に沿って sheet 状 (その longitudinal width を α とする) に流れこみ、極光帯の緯度巾 2度の電

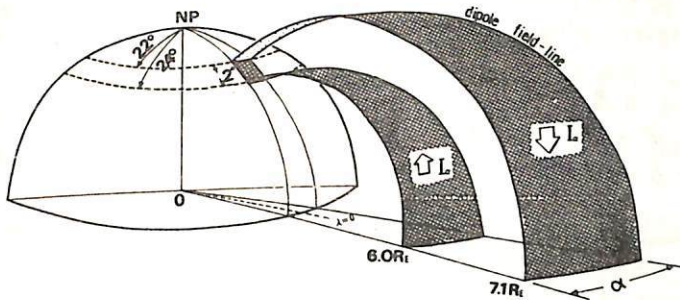


Fig. 1. (2) タイプのモデル field-aligned current system

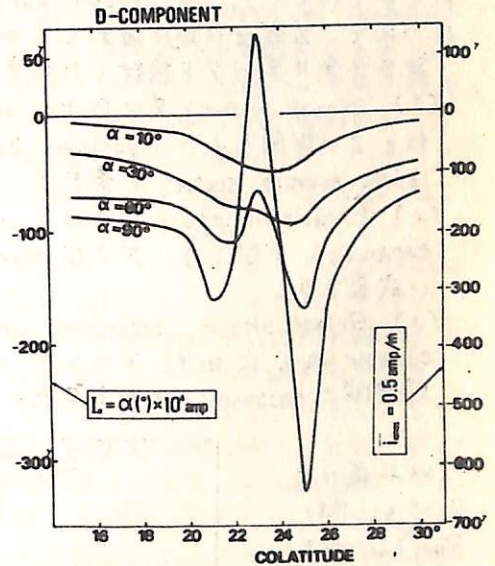


Fig. 2. 計算結果の一例 ($\lambda=0^\circ$)

離層 $0.017 R_E$ ($\sim 110 \text{ km}$) height を北向きに流れ、また field-aligned current として流れ出す系で、電流密度は経度方向には一様であるとする。

Fig. 2 は結果の一例で、 α の中心 $\lambda=0^\circ$ meridian での緯度効果である。極光帯付近での D 成分のふるまいは electrojet の経度方向の拓がり角に大きく依存していることがわかる。したがって、いままで総合的にほとんど調べられていなかった極光帯 D 成分の individual case での複雑な変動の原因の一つとして、この aurora band の経度巾の変化も考えられる。

上出 洋介・福西 浩(東大理)

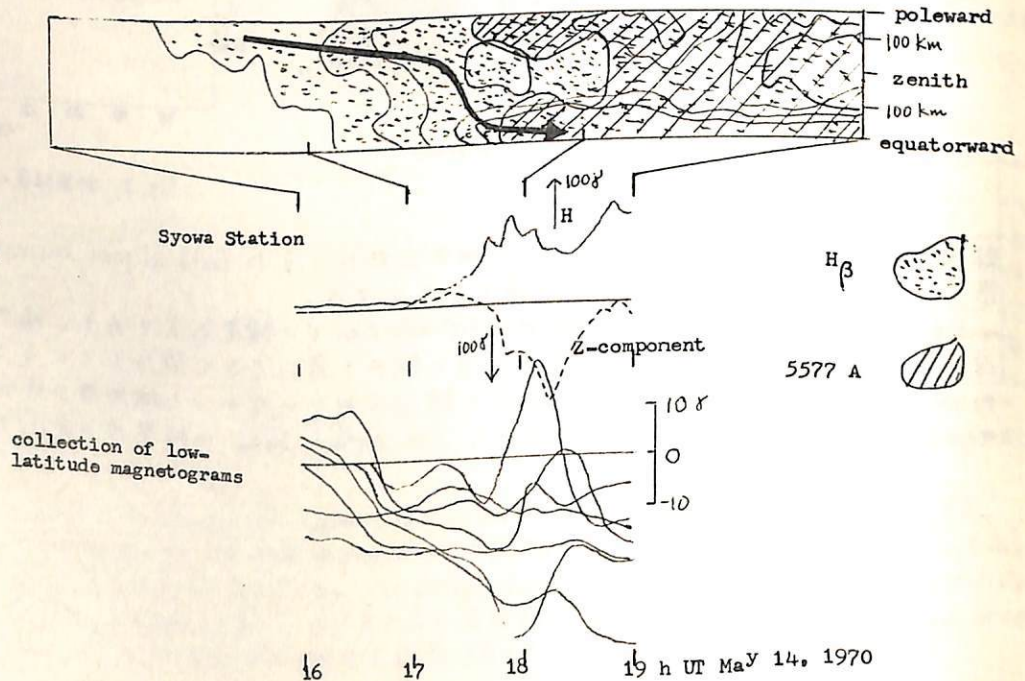
Polar magnetic substorm の電流系に代表される磁気圏サブストームの午後側における発達特性は複雑で、特に極光帯で観測されるいわゆる positive bay の物理的意味についての統一的解釈はない。今回はこの positive bay のふるまいを、同じく午後側で特徴的な発達をする proton aurora, ring current 場、および同時の worldwide AE, PC indices との関連において調べ、substorm に伴う磁気圏プロトンについて考察を行なった。

下図は Syowa Station で観測された $H\beta$, 5577 Å emission の space-time diagram、磁場変動、中低緯度 H 成分の collection を示している。proton aurora が極側に弱く現われると、positive bay が成長し始め、同時に E 成分が減少し、東向き電流が極側に流れていることがわかる(17h~)。さらに proton aurora が enhance しながら天頂を通り、赤道側へ移動するにつれて、E 成分は逆に増加して quiet level から最大に達する。

計8日分のデータを検討した結果、次のことが明らかになった。

- (1) Growth phase と共に Proton aurora belt の急速な equatorward shift がおこり、これとよい相関をもって positive bay、ring current 場が発達する。Proton aurora belt の shift は late evening sector で最大で、positive bay、ring current 場もここで最大になる。
- (2) Expansion phase に入ると、午後側で proton aurora の intensity の上昇と equatorward expansion が起こり、大きな asymmetric ring current および positive bay がこれに伴い成長する。
- (3) Growth phase、expansion phase を通して、proton aurora が天頂を横切って pole → equator ward に shift するとき ΔE が - から + に変化することから、proton aurora の出現領域に eastward の集中電流があると考えられる。

以上述べた Positive Bay、Ring Current Field、Proton Aurora の発達過程は、ring current proton belt の inward shift と、その belt への plasma sheet からの proton injection によって統一的に説明される。

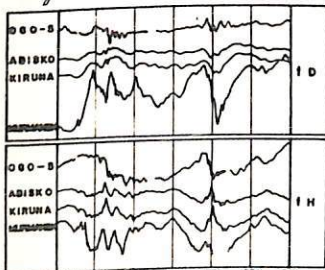


齋藤 尚生
(東北大学理学部)

Substorm を記述する電流系として、今日では電流系を流れる電流の他に、磁気圏と電流系と繋ぐ field-aligned current を加えた三次元的な系を常に考える必要があり、此の field-aligned current の影響が相対的に大きく出る D 成分の変化が、此の見地から最近着目されている。 斯くして substorm の発生に伴って、地上の極域及び磁気圏内で、特に D 成分に卓越した磁場の fluctuation が観測され、之を Ps6 の名のもとに解析してきたが、今回は此の Ps6 に寄与する field-aligned current が、substorm time の経過と共に磁気圏内と移動するその動特性について報告する。

是が磁気圏内において、地上の Ps6 と同様な characteristics を持つ磁場変動が層々観測されるが、本 1 頁は之の一例で、substorm に伴って $\pm 30^\circ$ に及ぶ declination の減衰型 fluctuation が見られ、且つ midnight sector で観測された此の Ps6 の onset には、substorm の onset に対して時間差が見られるのが特徴である。 磁気圏内で観測される此の様子は Ps6 の onset time には、midnight sector から離れたら従って substorm onset との間に時間差を生ずる傾向があり、譬之は Haerndel が dawn sector における Heos による観測資料を基に報告している "field-aligned current の fluctuation に関係している。 周期凡そ 13 分の declination のゆらぎ" 現象は、その特徴からしてまさに Ps6 と云えるが、その onset time は midnight sector の substorm onset より約 40 分遅れている。

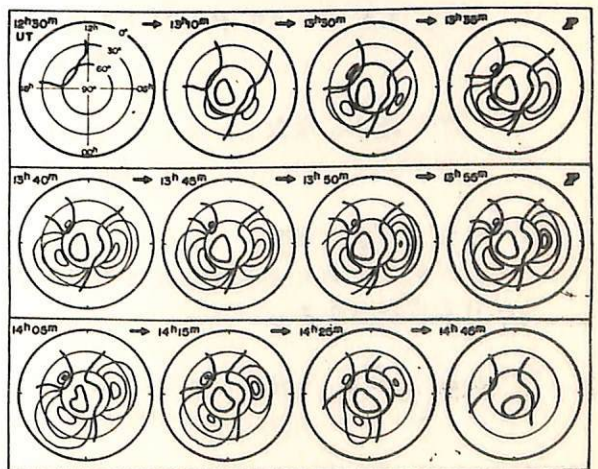
一方地上における資料からは、磁気圏における直接観測より更に詳しく single substorm event についての Ps6 の追跡が出来る。 其処で substorm event として Dec. 16, 1964 の 12h 57m UT に発生した顕著な substorm を選び、北半球の 73 観測点における ordinary magnetogram から刻々の ΔH 及び ΔD を読取って解析を行なった。 本 2 頁は之の中、代表的な時刻における ΔD の contour である。 至 $> 60^\circ$ の region では Ps6 が激しい場合に contour line として表示するには無理があり、demarcation line のみが表示されているが、至 $< 60^\circ$ の region については総体的に、更に W ($\Delta E < 0$)、E ($\Delta E > 0$)、及び W の三つの sub-region に大別され、大々の中心が substorm の進展と共に独特の移動をみる事が解る。 此の large-scale の field-aligned currents の移動に対して、至 $> 60^\circ$ における Ps6 に寄与する local 的 field-aligned currents の、substorm の経過と共に systematic な移動をみるので、之等ふた組の field-aligned currents の移動を比較追跡する。



本 1 頁



本 2 頁



地磁気擾乱の統計的性質について

富田 宏・上出 洋介
東大・理学部

近来、Magnetospheric substorm の生起、発達機構についての観測並びに理論的研究が著しい進展を遂げつつあるが、ここでは、その一つの manifestation である地磁気の変動について統計的側面から若干の考察を示し、あわせて問題点を指摘してみたいと思う。

1° 惑星間空間の諸物理量と substorm との関連

惑星間磁場 B_z と substorm との相関については再三議論がなされているが、他の物理量 B_x , B_y , V 等の substorm との関連ははたして単二義的なものであろうか。諸研究の結果を参照して考える。

2° 地球磁場擾乱の LT dependence

地球磁場擾乱の LT dependence は従来平均的には消えてしまうものと思われて来たが、Meshin & Nemtsova (1963) では K index について、夏は 4.6 時 UT 冬は 16.6 時 UT に最大となることが統計的に示されている。この事は如何に解釈されるべきか、また K, AE 等の index を如何に扱ったらよいかである。

3° 地磁気擾乱の再来時間について

地磁気擾乱の指標として AE index をとり、その極大値の頻度分布を長期間につき統計してみると、指数分布になることがわかる。一方 200% 程度の AE を生じる稀な擾乱が時間的に random に生起し、且つ、大規模の擾乱 (storm) は小さな擾乱が重ね合わされし結果であると仮定すると次の様式が成り立つはずである。

(1) 時間 $t \sim t + \Delta t$ の間に k 回の現象の生起する確率

$$P(k, t) = \frac{1}{k!} \left(\frac{t}{\lambda}\right)^k \exp(-t/\lambda)$$

(2) $0 \sim \Delta$ 内に k 回生起した時の AE の大きさが $(200k)\%$ とすると、その様な大きさの AE が生起する確率は、 $\lambda/\Delta = \mu \gg 1$ とおいて、

$$P(k, \Delta) = \frac{1}{k!} \mu^k e^{-\mu}$$

(3) 擾乱の全数を N とし、 $(200k)\%$ の頻度分布は

$$\log N \cdot P(k, \Delta) = \log N - C_1 k - \log k! - C_2$$

但し $C_2 \ll 1$

4° 地磁気擾乱の周期について

AE の時間変動に 4 時間程度の周期が認められるとの報告があるが、その問題点について述べる予定。

5° AE index を使う上での注意

AE index とはどのような問題点を示すものであるかと検討する。

平沢威男 飯島 健
東大理

平沢・永田 (JARE Scientific Report, Series A, No 10, 1972) によれば, 極域に於ける地磁気変動は Breakup type Aurora (discreteな Arc または Band 状 Aurora) の極赤道への運動に伴う地磁気変動 (Breakup magnetic disturbance, AEJ-1) と diffused surface または, Rayed Arc 状の Aurora で 全体として 漸次 赤道方向へ移動する post-breakup type Aurora に伴う地磁気変動 (post-breakup magnetic disturbance, AEJ-2) で構成されること指摘されている。(ref. 図1).

Magnetic disturbances H-Comp. Breakup magnetic disturbance (AEJ-1) solid line and Post breakup magnetic disturbance (AEJ-2) dotted line

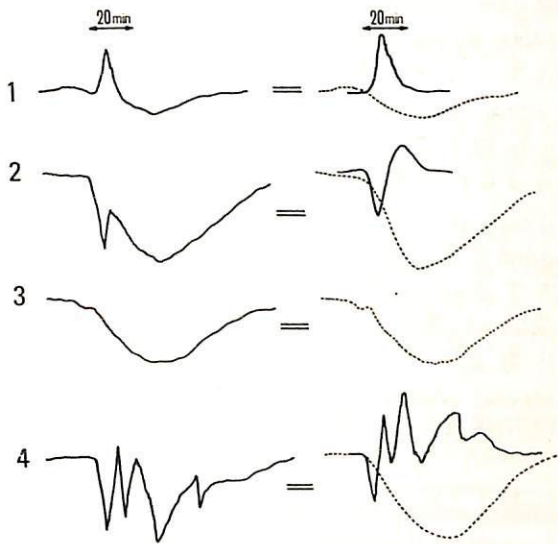


図 1.

今回の報告は, この立場にたつて, 各々の地磁気変動の南北半球共役性を, 昭和基地とレイキビックの data を利用し調べてみた。その結果として。

- (1) Breakup magnetic disturbance の南北共役性は比較的悪い。
- (2) Post-breakup magnetic disturbance の南北共役性は非常に良い。
- (3) 従って, Breakup magnetic disturbance の出現頻度が高い 18h ~ 24h (LT) Sector の地磁気変動の南北共役性は, 他の Sector に較べ悪くなる。

以上

SCに伴う長周期地磁気脈動(Psc5)について

桑島正幸

地磁気観測所

SCすなわち磁気圏の急激な compression と同時に、sinusoidal な波形とした oscillation が、約数10分の duration をもって発生する。これは周期帯が P5 range にありかつ波形が sinusoidal で P5 と similarity があるところから「Psc5」と classified されている。(才1図)

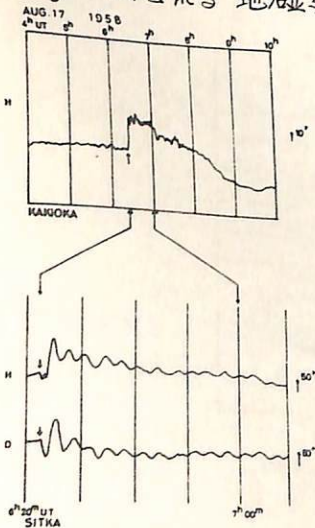
前回は P5 が数時間の duration をもって continuous な現象であるのに対して Psc5 は damped type の oscillation で transient な現象であることからこの両者の発生機構は互いに異ると考えるべきであることを示唆した。さらに前回は auroral zone, sub-auroral zone に於いて Psc5 の発生状態をみたところ Psc5 は SC と同時に auroral zone のほぼ全域にわたって発生することが示唆された。又 Psc5 は 経度方向に沿っては比較的近い station (Point Barrow - College) (College - Sitka) 間でも必ずしも周期 波形が一致していないが一方緯度方向に沿っては遠く離れた2点間でも (Byrd - Reykjavik) 周期 波形に correlation があるようにみえる。

今回は前回到引き続き Psc5 を auroral zone subauroral zone の他に middle-low latitudes から equatorial region さらに polar region に至る world-wide に発生領域を調べる。Psc5 の criteria としては次の条件を満足するものを選ぶ。

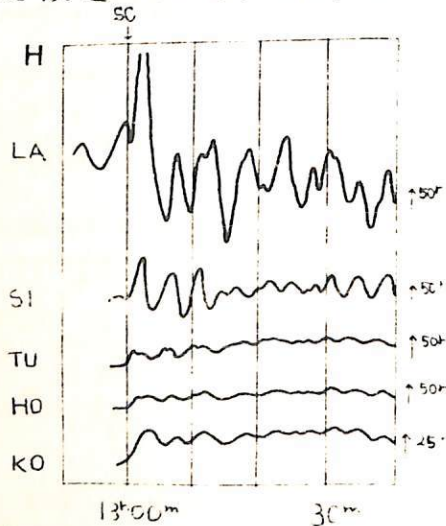
- (1) 周期 100 秒 ~ 600 秒 (2) 2 つ以上の wave train をもつ (3) それらの peak 間の time interval は 20% の範囲内で一致する (4) 振幅は 5 μ 以上
- 使用する data は主として Jul. '57 ~ Dec. '58 の IGY の期間に於ける rapid-run magnetogram を使う。

その結果 Psc5 は、ある場合には auroral zone から equatorial region に至る広い領域にわたり coherency をもって発生する(才2図)。しかし、99% の場合同一 SC に伴って発生し Psc5 の criteria は満足していても 何々にみると互いに周期波形が一致しない傾向にある。

さらに、今回は Psc5 が Sc* (preceding reverse change) 及び following reverse change と呼ばれる地磁気変動と、どのように関連しているかを調べる。



才 1 図



Sep. 4 '57

才 2 図

Si型地磁気変動と極光帯における CNA fluctuation

高橋富士信, 青藤尚生, 森岡 昭

東北大学 理学部 地球物理教室

一昨年の学会において, 低緯度における '広義のSi' 型地磁気変動と, 極光帯における *particle precipitation* とが, しばしば良い相関を示すことを述べた。この広義のSiに伴う *particle precipitation* を起こす機構を把握するために, 次の(A), (B)の様な解析をした。

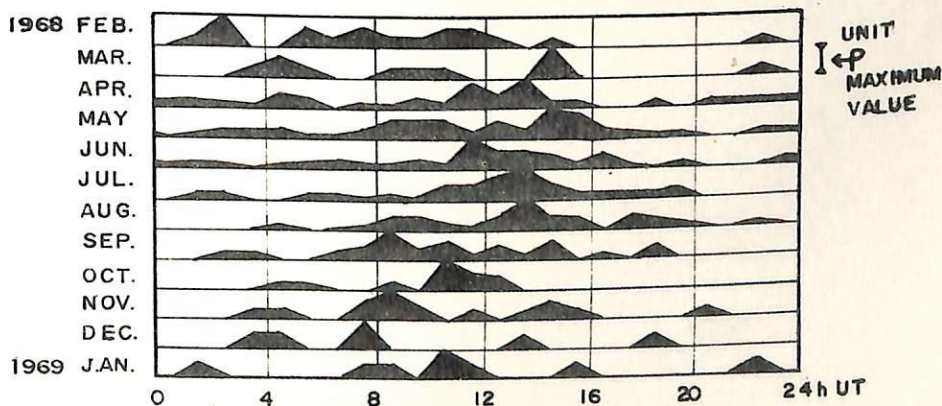
(A) 低緯度観測所, 女川(地磁気緯度 28.3°) の Ordinary magnetogram から Si 型磁場変動を選び, 極光帯観測所, 昭和基地(地磁気緯度 -69.7°) の riometer 記録から CNA fluctuation を選んで両者の相関の良い時間帯を, 各月別に 1年向 (FEB. 1968 ~ JAN. 1969) にわたって集計した結果, 下図の頻度分布を得た。(それぞれの頻度は最大頻度で normalize してある) この図よりわかることは,

- (1) 8h UT ~ 16h UT (昭和基地の LT では 11h ~ 19h) の 8 時間の発生頻度の総和は全体の約 63% を占めており, 昼向から夕方にかけての現象であるといえる。
- (2) この発生頻度の高い時間帯は, 昭和基地における local winter において午後側に shift し, local summer において, 午前側に shift している。

(2) で述べた季節変化をひき起こす原因の一つとして, 昭和基地を通る磁気子午面が sub-solar point を通りすぎる時の UT (or LT) が季節変化することが考えられる。

(B) 極光帯付近の緯度の異なる数箇の観測所について, その場所における CNA fluctuation と, 女川での Si 型地磁気変動との相関の良い時間帯を求め, それを緯度毎に解析して, *particle* の降り込む位置を推定し, その位置から *particle* の起源を磁気圏の外に求めるか, 中に求めるかについて検討した結果を報告する。

OCCURRENCE FREQUENCY OF CNA FLUCTUATIONS
ASSOCIATED WITH Si



加藤愛雄 高橋隆男 森岡昭*

東海大学 航空宇宙学科 * 東北大学地球物理教室

1968年に昭和基地で誘導磁力計を用いて磁気記録された地磁気脈動について(観測者、森岡昭)周波数解析を行なった。

これを filter を通し、適当な遅延で磁気記録を廻し再生を行なった。それによつて周期 400, 320, 220, 180, 120, 100, 80, 64, 40, 36, 24, 20, 16, 8, 6.3, 5, 3.2, 2.5, 2.0 各秒に相当する波動を各々同時に再生記録して波の模様を比較する事が出来た。記録は上記の期間に行つた磁気嵐の ΔI の後に現れる $\pi/2$ の脈動に注目した。その何れについても、その出現の最初の時刻に極めて明瞭な *sahok type* の pulse が短同期の部分に明らかに現れて居る。この事はこれらの現象の機構を明らかにする上において非常に重要である。この等の解析結果ともいふとついで考えられる機構について述べる。

第 2 会 場

天 台 山 志

大塩光夫
電波研究所

人工衛星ヴェラオ三號によって観測された、1966年3~4月に生じた太陽X線フレアの、利用し得る35 events に就いて、太陽X線フレアの減少期に於ける性質が調べられた。その主なものが箇条書きにされるならば、以下の如くである。

1. 大部分のX線フレア放射強度 $\Delta F(0.5-5\text{\AA}, t)$ は、1時間以内の減少時間 τ_d を有するが、これらは小乃至中フレアに対応する。又 $\tau_d = 1 \sim 2$ 時間を有する events は少くなるが、時には $\tau_d > 3$ 時間を有する event が例外的に存在する。これらは大フレアに対応する。
2. 1. の性質にも拘らず、尚も大フレアは速やかに減少する ($S_d = \Delta F_m / \tau_d$ 大)。
3. 増大時間 τ_c は、種々の類型に分けられる様に區々ではあるが、(i) 緩行後急上昇型、(ii) 急上昇後緩行型、(iii) 緩上昇型、(iv) 波状上昇型、(i) ~ (iv) の分類は本學會前回講演會に於いて発表された。減少時間 τ_d は 1. に關する圖表が表わす様に、齊一性は比較的良好である。相對的に緩慢に増大して、相對的に緩慢に減少する events はない。 $\tau_c > \tau_d$ なる特異な events が少数 (17%) を占める。
4. 減少段階が考慮されて、單調減少 (51%) 及び多段減少 (49%) に分類される場合、それらの頻度は互角である。 ΔF_m が大なる場合、單調減少する事は少く、多段減少 events が多くなる。 ΔF_m が大きい場合、 τ_d は相對的に大きく (1. の記述)、その間に太陽X線活動領域が、一つのフレア惹起後、一樣な物理學的條件を保持出来ず、變動するとの考察が許容されるかも知れない。この保持時間は1時間以内 (平均 24.9 分間、標準偏差は 0 分間) と推察される。
5. 多段減少の第1段階は、同一 event に於いてその後の段階に於ける減少より、急速に減少する事が多い (65%, 時定数 $\tau_1 < \tau_2$ ($n = 2, 3, \dots$))。これは同一 event の平均的減少より急速である事 ($\tau_1 < \tau$) は勿論であるが、フレアの大きさに無關係に、或る範囲内の一定な値を採る傾向にある。この點は、單調減少 events が一般に、フレアが大きくなるにつれて緩慢に (τ 大) 減少する傾向を有する點と對照的である。
6. 増大期の類型と減少期の類型との關係
 - (i) 廣義の單調増大 (純急上昇型と準急上昇型とを共に含む) と廣義の單調減少 (完全及び不完全減少とを共に含む) とを以て、一生涯を終える太陽X線フレアには、最大期に長く留まる事も無く、中規模のものが多 (37%)。
 - (ii) 廣義の單調増大と多段減少とを有する太陽X線フレアには、最大期に長く留まる事もあり、中規模、次いで大規模のものが多 (34%)。
 - (iii) その他の増大期の類型と廣義の單調減少乃至多段減少とを有する場合には、フレアの大きさは區々である (29%)。
7. 上記のフレアの波長 $\lambda = 0.5-5\text{\AA}$ に隣接の $\lambda = 5-15\text{\AA}$ のフレア放射強度の時間的變動 $F(5-15\text{\AA}, t)$ は、測定器が十分に動作しているならば、殆どの場合 $F(0.5-5\text{\AA}, t)$ に並行し、全く獨自の變動をする事はない。

以上の太陽X線フレアに關する性質は、比較的少い資料に基いて導出されたので、その普遍性への試練は今後の多くの資料の検討を経なければならぬであろうが、基礎的提起とはなるであろう。

太陽X線フレア強度の時間的變動の諸種の形態の解明は、太陽地球間物理學の一現象としての電離層突然擾亂へのより良き理解を生むであろう。

前田 憲一

京都大学工学部

1. 緒言 電離層電子密度の垂直分布を求める事については、E層に関する筆者の研究、F₂層に関する実験的研究 (Becker)、理論的研究 (米沢) があるが、ここではF₁層のN(*h*) プロファイルを求めることについて述べる。この場合も種々のケースをカバーする為には理論の助ける措りなければならぬ。F₁層は電子消滅過程が再結合型と附着型の混合した領域であるので、理論考察に若干の困難が伴う。

2. 実験結果から求めたプロファイル 資料はロケット観測結果が主体であるが、利用し得るデータは少く、太陽活動度の低い時の冬、夏、中間季節に比較的信頼性のあるプロファイルが得られ、活動度の中位で冬と夏に若干の資料があるという状態である。これにfoF₁の資料を併せ用いて、上記ロケットによる結果の信頼性をたしかめた。

3. プロファイルの理論計算 大気モデルの設定であるが、CIRA 1965 も CIRA の新しいモデル (1971) も同題となる領域では凡て夏型である。また太陽活動度によるモデルの変化も、この領域では誇張された嫌いがある。このような観測からモデルを適当に設定した (しかし CIRA 新モデルを基本とする)。太陽からの電離放射線は Hinteregger の値を用いた。電子消滅過程は米沢氏の研究と助言により次の如くした。

$$\text{附着係数 } B = K \{ [N_2] + \alpha [O_2] \} (1-g) \quad (1), \quad g = \{ [NO^+] + [O_2^+] \} / N \quad (2),$$

$$\text{連続方程式 } \partial N / \partial t = Q - \frac{B}{N + \frac{B}{\alpha}} N^2 \quad (3), \quad K, \alpha \text{ は 常数}$$

$\partial N / \partial t = 0$ と見做し得るときは次の式でNが計算される。

$$N = \frac{Q}{2B} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{4B^2}{\alpha Q}} \right\} \quad (4)$$

(4)式を基礎とすれば、Q, α , 気温上昇率の大小によつてF₁プロファイルの明確なピークが出現するか否かを理論的に議論することが出来る。得られた実験的、理論的プロファイルや理論考察の結果は当日に示す。

電離圏熱圏大気数値モデル

田中高史
東大宇宙研

電離圏の定常的な形態、および非定常的なふるまいを定量的に調べるため、電離圏熱圏の数値的なモデルを作ってみた。この方面の理論に関してはいままでに Herman, Chandra kohl, King, Stulpe, Rishbeth 等の人々によって研究されているが、その中でも Stulpe の研究はみごとなものである。ここで試みたモデルは大局的には上述のモデルと同じである。

まず対象とする領域は 100 km ~ 1200 km のはんい、座標は linear である。用いる方程式は 7 つであり以下に示す通りである。

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = Q_j - L_j - \nabla \cdot (n_j v_j) \quad j=7 \sim 10 \quad 7 \dots O_2^+ \quad 8 \dots O^+ \quad 9 \dots NO^+ \quad 10 \dots H^+ \quad 4 \text{ つ}$$

$$Hv \frac{dT_i}{dt} = Q_i - L_i + \nabla \cdot (k_i \nabla T_i) \quad i=1 \sim 3 \quad 1 \dots \text{electron} \quad 2 \dots \text{ion} \quad 3 \dots \text{neutral} \quad 3 \text{ つ}$$

$$\frac{dV_{nh}}{dt} = \sum \Delta v_{nh} - \frac{1}{P_n} \nabla p - 2(\Omega \times v_{nh}) - \frac{1}{P_n} \sum_{j=7}^{10} n_j R_j (V_{nh} - v_{jh}) \quad v_{nh} = \begin{pmatrix} v_{nhx} \\ v_{nhy} \end{pmatrix} \quad 2 \text{ つ}$$

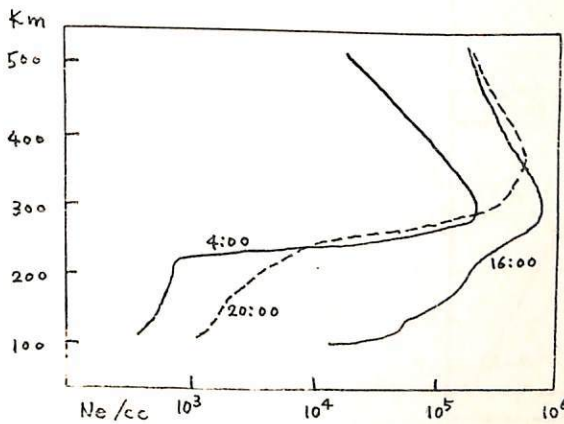
この他 N_2^+ の密度 v_{n2} , v_j に関しては解析的に積分した形もしくは近似形を用い、中性大気密度は静力学近似を用いる。与えるデータは Solar flux, および中性大気の境界条件である。また多くの項の中で minor であると思われる項のいくつかを省略したが、これらは結果にはほとんど影響はないと思われる。

数値解法としては $\Delta z = 10 \text{ km}$, $\Delta t = 10 \sim 30 \text{ 分}$ の格子を取り差分化した方程式を解く。その際前の時間の値を用いた線形化を行い、方程式は順々に解く方法を用いる。線形方程式はマトリクスを漸化式にして解く。

以上の計算で最も不確定な要素は $-\frac{1}{P_n} \nabla p$ であり、この項のモデルとして多くは Jacchia のモデルを採用している。ここでも Jacchia モデルを用いたが、 v_{nh} を与えてしまって計算してみると、F₂ layer は、中性大気の風の状態で大きく変化することがわかる。また、電場として 3 mV/m 程度のものがあればこれも大きな影響があるが、これは特に非定常過程において重要であると思われる。

これらのほか差分のとり方、発散のとめ方等のテクニカルな問題がいくつか生じたが、これは trial and error 的に修正した。その数学的理論については不勉強のためよくわからない。

電子密度の一例



- (1) neutral wind (eq → pole)
 - 50 m/sec day } given
 - 100 m/sec night }
- (2) B.C.
 - $T_n = T_e = T_i = 355^\circ \rightarrow$ at 100 km
 - $[N_2] 4.65^{12} [O_2] 1.25^{12} [O] 5.0^{11}$
 - $[He] 2.5^8 [H] 1.0^5 \rightarrow$ at 100 km
- (3) S. flux → Hintersberger flux
- (4) $v_j = 0, \frac{\partial T_i}{\partial z} = 0$ at 1200 km (i=1~3)

Theory of the time variations of the ionosphere

T.Tanaka and K.Hirao

Institute of Space and Aeronautical Science University of Tokyo

Simultaneous time dependent solutions of the continuity equations for the ions O^+ , H^+ , O_2^+ , NO^+ and the heat conduction equations for the electrons, ions and neutral particles are obtained assuming the neutral wind velocity observed at St.Santin. Calculated daily variations of the electron density are compared with observed values at Kokubunji station for summer and winter case respectively. It is shown that differences of the daily variation of the electron density between in summer and in winter can be successfully explained by assuming a decrease in atomic oxygen concentration in summer at the turbopause level.

References

- | | |
|---|--------------------------------|
| Bailey G.R., Moffett R.J. and Rishbeth H. | (1969) J.A.T.P. <u>31</u> 253 |
| Chandra S. and Herman J.R. | (1969) P.S.S. <u>17</u> 841 |
| Eccles D., King J. and Kohl H. | (1971) J.A.T.P. <u>33</u> 1371 |
| Evance J.V. | (1972) J.A.T.P. <u>34</u> 175 |
| Stubbe P. | (1968) J.A.T.P. <u>30</u> 243 |
| Stubbe P. | (1970) J.A.T.P. <u>32</u> 865 |
| Vasseur G. | (1969) J.A.T.P. <u>31</u> 397 |
| Yonezawa T. | (1971) J.A.T.P. <u>33</u> 889 |

熱圏大気と電離圏プラズマの力学的相互作用

松浦 延夫
電波研

地球の超高層大気において起電力が存在する領域として、E領域の所謂ダイナモ領域が古くから注目されてきており、また磁気圏における起電力も考慮されている。ここでは、熱圏大気の運動に起因するF領域での帯電作用についての考察がなされており、それによつて誘起される電場が見逃すことができない重要なものであることがわかった。

起電力の基となる力学的な力は、太陽EUVの加熱による熱圏大気温度の非一様（高度120 km以上と仮定）分布によるもので、ここでは Jacchia (1965) の外気圏温度モデルを少し変えた次のようなモデルを用いている。

$$\begin{cases} T_{\infty}(\theta, \phi, \pm, Kp) = T_{min}(\pm) \left[1 + \frac{R}{2} (1 + \sin\theta \cos 2\tau) \right] + \left(\frac{RT_{\infty}}{2Kp \cdot pole} \right) \cdot Kp \cdot \left[1 - \frac{2}{3} \sin^2\theta \right] \\ T_{min}(\pm) = 418 + 3.6 \pm \\ \tau = \frac{1}{2} (\phi - 225^\circ + 12^\circ \sin(\phi - 135^\circ)) \end{cases}$$

ここで、 θ, ϕ は余緯度 (θ), および地方時 (ϕ ; 0° or 0°), \pm は 10.7 cm の太陽電波強度 ($10^{22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), $R = 0.28$, $(\frac{RT_{\infty}}{2Kp \cdot pole}) = 90 \text{ K/Kp}$. このような温度分布による圧力勾配で、熱圏大気は運動するが、簡単のため慣性力は省略して、次の様な準定常状態の運動方程式を取扱う。

$$\begin{cases} F_i + N_i e [E + V_i \times B] + \rho_i K_{in} (V_i - V_n) + \rho_i K_{ie} (V_e - V_i) = 0 & (\text{正イオン}) \\ F_e - N_e e [E + V_e \times B] + \rho_e K_{en} (V_n - V_e) + \rho_e K_{ei} (V_i - V_e) = 0 & (\text{電子}) \\ F_n + 2\rho_n V_n \times \Omega + \rho_n K_{ni} (V_i - V_n) + \rho_n K_{ne} (V_e - V_n) = 0, & (\text{中性原子}) \end{cases}$$

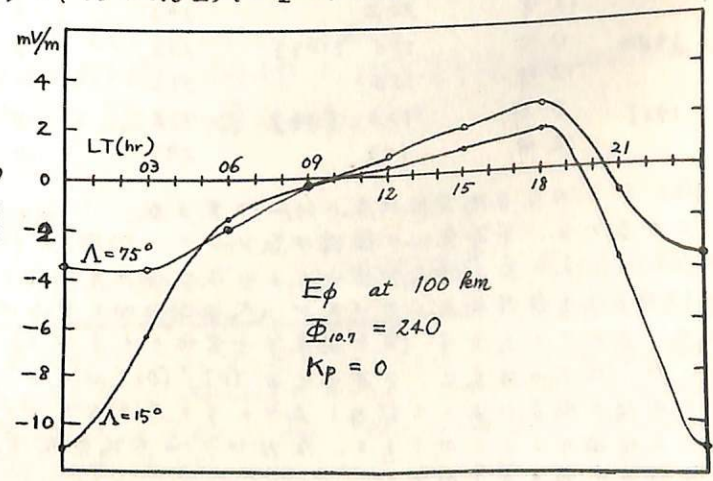
ここで、 $F_i = -\nabla P_i + \beta_i \mathcal{D}$. この運動方程式から、力学的な力によつて誘起される電流 j が求まり $\text{div } j = 0$ になるような電場が誘起される。磁力線に沿う電気伝導度が良いために誘起される電場は磁力線に直角な成分のみにあつてもよいと考へられる。電場による電導電流 j_c は電気伝導度の良いE領域を主として流れる。ここでは、 $\text{div} \int (\beta_n + \beta_e) s dl = 0$ を解く代りに、簡単のため特別な条件として $\int (\beta_n + \beta_e) s dl \equiv 0$ (但し、積分は各磁力線に沿つて高度 70 km から 1000 km まで行つた) を満足するよう電場を求めた。

電離圏の電子密度の高度分布として4層モデルを用いた。つまり、F層およびE層は Chapman 層とし、両者の間を二つの放物線分布でつないだ。F層については、

$$\begin{cases} N_m F_2(\theta, \phi, \pm) = 1.24 \times 10^6 \left[0.22 \pm^{0.6} + (\pm^{0.5} - 0.22 \pm^{0.6}) \left(\frac{1 + \cos 2\tau}{2} \right) \sin^2 \theta \right]^2 \\ h_m F_2(\theta, \phi, \pm) = (240 + 0.4 \pm) + (60 + 0.6 \pm) \left(\frac{1 + \cos 2\tau}{2} \right) \sin^2 \theta \\ H F_2 = \frac{R T_{\infty}(\theta, \phi, \pm)}{m_0 \cdot g} \end{cases}$$

E層については $h_m E \equiv 105 \text{ km}$,
 $H E = 12 \text{ km}$,
 $N_m E = 1.34 \times 10^5 \left[1 + 0.01 (\pm - 50) \right]^{1/2} \left(\cos^2 \theta \right)^{0.6}$
 $N_m E = N_m E (\lambda = 90^\circ) - (N_m E (\lambda = 90^\circ) - N_{min E}) \sin^2 \theta (1 - \sin^2 \phi)$
 $N_{min E} = 1.6 \times 10^3 \left[1 + 0.01 (\pm - 50) \right] \dots (\cos^2 \theta)$

中間層 (F1 または Valley) については $h_v \equiv 150 \text{ km}$, $N_v = N_m E (1 + \cos^2 \theta)$.
 得られた経度方向の電場の結果例が右図に示されている。



これまで2回にわたりF2層(およびE層)ピーク電子密度の年変化に関して報告したが、今回はF2層のピークの高度の年変化に関して報告する。F2層ピークの真の高度に関しては、長い期間にわたるデータがないので、電子密度の場合に行なったように、1年中の各月各日、月中央値と太陽活動度との統計的な関係から、太陽活動の影響を差し引くという方法を採ることができない。それで1年間にわたる毎日の値に、次に述べるような統計的な操作をほどこして、年変化を求めようと試みてみた。その結果は、統計的誤差がかなり入り込めたため、十分な成功をおさめようとできなかったが、このような方法を多数繰り返せば、正しい結果に到達する可能性もあるという見通しを得ることはできたように思われる。

毎日の一定時刻(以下では0時および12時)の $h_m F2$ (F2層ピークの真の高度)を取り、その27日移動平均を作って、先ず27日同期を取り除く。次に1年間に年の初めから10日毎の37個の期間に分けて(最後の期間は5日または6日—閏年の場合—から成る)、各期間毎に上記の27日移動平均を更に平均する。かくして年の初めから終りに至る37個の平均値の系列が得られる。同様な統計的な操作を10.7cm太陽電波強度についても行ない、得られた二つの系列を比較して見ると、その間に正の相関が存在することが認められる。そこでこの関係が直線であると仮定して、最小二乗法で直線のあてはめを行なうことにより、ある一定の太陽電波強度に引き連された $h_m F2$ が1年間にわたる37個の値として得られる。これを調和解析することにより、ある特定の太陽電波強度に対する $h_m F2$ の年変化の振幅と位相が得られる。

Puerto Rico (地理緯度 $18.5^\circ N$, 地磁気緯度 $30.0^\circ N$) の1959-1961年にわたるF2層ピークの真の高度のデータをを用いて、上記のような解析を行なった結果は表に示す通りである。

年	時刻	10.7cm太陽電波 強度 平均値 ($10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1}$)	($h_m F2$)	年変化 振幅 (km)	年変化 位相 (最大出現日)	太陽電波(10.7cm)と F2層ピーク高度の 相関係数
			F2層ピーク 高さ 平均値 (km)			
1959	0時	202 [158]	359	4.4	3月 20日	0.37
	12時	202	345	3.5	3月 30日	0.44
1960	0時	156 [109]	346	6.7	4月 26日	0.59
	12時	156	316	14.4	5月 4日	0.64
1961	0時	103 [49]	338	8.0	4月 2日	0.56
	12時	103	297	14.9	4月 24日	0.55

(注) [] 内は太陽電波強度に対応する黒点数。(程度)

この表から、年変化の振幅は数kmから10数km(程度)であり、太陽活動が増すとかえって減少していること、極大が現われるのは大体4月頃で、電子密度の場合と反対に0時の方が12時より位相が進んでいるが、大体同位相と見なせよらしいことがわかる。これだけのデータだけでは、(電子密度年変化とくらべて) 確実な結論を引き出すことはできないが、以上の結果は、年変化を $[O]/[O2]$ 比(または $[O]/[N2]$ 比)により、または一日同期の風系によって説明しようとする考え方に比べて、都合の悪い(変化)いものであることを推論することができるとおもわれる。なお10.7cm太陽電波強度と $h_m F2$ の相関がかなり高いことは注目されるであろう。

北村泰一
九大理学部

中性大気中でよく知られている感星波が、電離大気中にも存在するのではないかとの疑問を明らかにすべく、先ず現象面からの解析を試みられた。使用した資料は全世界25ヶ所、各約1ヶ年のf_oF₂のデータで、1日4回のサンプリングをしてフィルターにかけ、1日変化と27日変化を除去したものを使用した。

I 時間的変動

F領域の周日周期の電子密度変化は定常的に存在するのではなく、むしろ非定常という表現の方が適当であるように思われる。ただし1周期が5日~10日なので1つのeventは1週間としては1~2ヶ月続く。従ってスペクトル解析を試みると、半年とか1年を平均的にみることは、かえってその性質をあいまいにしてしまう可能性がある。そこで3ヶ月のサンプリング期間、1ヶ月のずらしのタイムリッジパワースペクトラムを求めた。

[変化の大きさと周期に因りて]

1. オーロラ地帯では変化がもっと大きく且長周期(6~13日)のものが存在する。
2. 中低緯度では短周期のものが混入してくる。
3. いわゆる赤道異常が存在する。このことは Huancayo (0.6°S), Chimbote (2.2°N), Talara (6.6°N) のスペクトラムを比較すれば明らかとなる。又この赤道域には短周期(2.2日)程の変化もみられる。

[Seasonal & Year to Year change に因りて]

1. 夏冬にはeventは消滅し春秋にはactiveとなる。
2. マクロにみた太陽活動との相関が明瞭でIGY期間中には大きな変化もIGSY期間内にはほとんど消滅した。

II 空間的变化

現象は非定常的であるので1つのeventについては移動速度を求めた。高緯度地方例えば Churchill (68.7°N) と Narsarsuaq (71.2°N) の場合では、実際の波形もタイムリッジパワースペクトラムのパターンも良く似ているのでeventの伝播が容易にidentifyされる。1958年3月のeventでは、両者のeventの時間差は平均11hrs. これを外挿すると地球一周には44時間余りになり地球自転周期との比は1/6.8 西→東への伝播である。

2-8 K-9M-39号機によるセシウム電離管の電波観測.

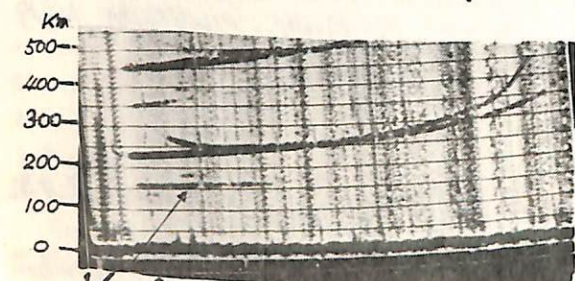
堤 四郎, 鈴木 裕, 福原 敏行, 竹屋 浩夫

(大阪市立大学 工学部)

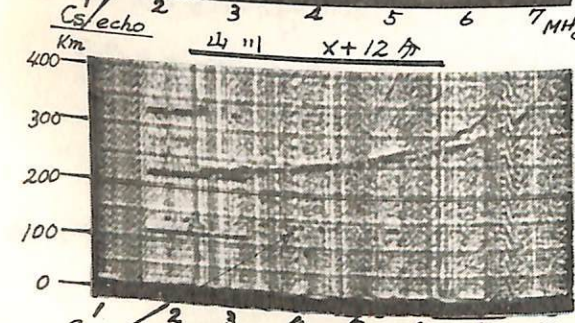
電離管の周を中心としたダイナミクスに関する諸量の測定を目的としてセシウム電離管の観測実験が K-9M-39号機によって実施され成果を得たので報告する。

今回の実験は K-9M-33号機に続く2回目のものであり基本的には同じ相らゝをもつたものである。とくに周中心のもたれたセシウム電離管の電波による検出及び追跡については前回充分な成果が得られなかったので、前回の経験を基に改善を行ない何ご満足出来る結果が得られた。また同時に今後改のるべき問題点も提起されこれらの点についても報告したい。

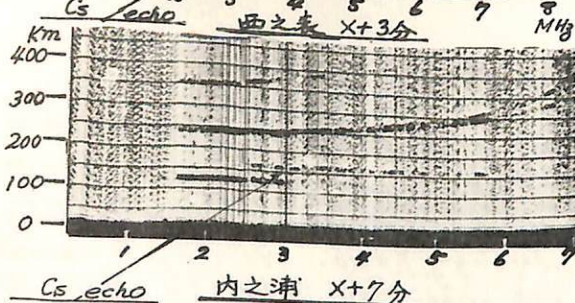
K-9M-39号機は昭和44年2月18日 18時28分 (太陽傾度角 -6° 前回は -10°) を内之浦 KSCより上下角 9.5° 方位角 142° で発射され最高高度 310.4 km に到した。この周切頭切折等が行なわれセシウム管の放出は予定通り $+80$ 秒、高度 126.5 km で行なわれ、太陽光の照射によって青色 (4555 \AA) の球型の電離管となり その後拡散、消滅まで約20分以上目視によって確認された。



これに対する地上観測としては中村純二氏らのグループによる5地長からの同時写真撮影およびスペクトル分光観測が行なわれすべて成功し解析が進められている。つぎに電波観測としては内之浦、山川、西之表において ionosonde を中心に実施した。各観測長に見られる電離管の echo 持続時間



西之表 $X+31$ 分 (18:59 JST)
 内之浦 $X+20$ 分 (18:48 JST)
 山川 $X+26$ 分 (18:54 JST)
 であつた。(各観測長での ionogram の一例を左に示す)



また反射波の周波数範囲から放出後約5~10分程度で最大の電離管高度となり、その後拡散による sig の増大によって低周波側に移行している。さらに一部ではあるが2回反射による下層 M 型反射が現れる場合も見られ、電離管の形状と散乱効率の指向性の関係等興味ある記録が現われおり、光学観測結果と併せて今後検討を進めたい。もし当り電離管の動き等について報告するとともに今後の問題点等についてもふれたい。

電離発光雲による電界の測定

中村純二

東大教養

K-9M-33号機によって230 kmの上空に中性Sr雲と電離Ba雲が作られ、その移動速度が地上の5観測点からの同時撮影によって求められた。人工発光雲の動きから上空における電界を導く試みはDungey (1958), Haerendel, Lüst 等 (1967) 並びに Kato 等 (1969) により行なわれたが、それらの観測をこの場合にも適用して、電界の零次近似の値を求めた。

仮定の主なものをあげれば次の通りである。発光雲の近傍で電子密度や温度は一様であり中性分子も一様な方向に移動している。そこに作られた発光雲の中では電子密度が一様であり、周囲の密度の λ 倍である。また電子、イオン並びに中性分子の温度はすべて熱平衡によって T に等しく、電子密度とイオン密度も等しい。従って発光雲内部の分極は外部電界に比べて無視でき、発光雲の境界ではイオンの移動によって動く。今、発光雲内での Pedersen 並びに Hall 伝導率が周囲の大気のそれぞれ λ^* 倍並びに λ 倍、また大気中での Hall 伝導率と Pedersen 伝導率の比が γ 、さらに Ba イオンの gyro 周波数と大気分子との衝突回数比を n_i とする。このとき中性大気の移動速度を v_n 、電離雲の移動速度を V 、これらの境界 B に垂直な成分をそれぞれ $v_{n\perp}$ 、 V_\perp また B 方向の単位ベクトルを b とすれば、外部電界 E^0 は次の式で与えられる。

$$E^0 = E_\perp^0 + \frac{B}{c} [v_{n\perp}, b]$$

$$E_\perp^0 = \frac{B}{c(a^2 + b^2)} \{ a(V_\perp - v_{n\perp}) + b[b, V_\perp] + (b - a^2 - b^2) [v_{n\perp}, b] \}$$

$$\gamma = \frac{\lambda^*}{\lambda} \quad a = \alpha\gamma - \beta\delta, \quad b = \alpha\delta + \beta\gamma$$

$$\alpha = \frac{2(1 + \lambda^*)}{(1 + \lambda^*)^2 + (1 - \frac{\gamma}{\lambda})^2 \gamma^2}, \quad \beta = \frac{2(\frac{\gamma}{\lambda} - 1)\gamma}{(1 + \lambda^*)^2 + (1 - \frac{\gamma}{\lambda})^2 \gamma^2}$$

$$\delta = \frac{n_i}{1 + n_i^2} \frac{\lambda - \lambda^*}{\lambda - 1}, \quad \gamma = \frac{n_i}{1 + n_i^2} \left(n_i + \frac{\gamma - 1}{\lambda - 1} \gamma \right)$$

K-9M-33号機の場合、 $\lambda = 4$ 、 $\lambda^* = 1.5$ 、 $\frac{\gamma}{\lambda} = 1.2$ 、 $\gamma = 0.2$ 、 $n_i = 100$
 $v_n = (+4.16, +19.56, -80.0)$ 、 $V = (+51.9, -33.7, +66.0)$ さらに
 $b = (-0.062, +0.705, -0.707)$ を代入すると (z軸は3次元は東向き北向及上向き)

$$E_\perp^0 = (0.53, -0.60, -0.65) \text{ mV/m} \quad E_\perp^0 = 1.03 \text{ mV/m}$$

$$E^0 = (1.14, -0.49, -0.59) \text{ mV/m} \quad E^0 = 1.37 \text{ mV/m}$$

が得られる。この場合 Haerendel 等の $\lambda^* \ll \lambda$ の仮定は成立をなかつた。また上の近似が適用できた時定数は約10%であり、8方向の観測が導いた結果は略近似値と見られる。

松岡 猛 中村純二
東大教養

K-9M-39号機は、昭和47年2月18日18時28分、内之浦KSCより上下角79.5度で発射され高度310 kmに達した。K-9M-39号機には、電離層内の風と電界を測定するための、バリウム弾、セシウム弾、ナトリウム弾、及び各種のプロープが搭載され、X+65秒にナトリウム弾が、X+80秒にセシウム弾が、X+188秒にバリウム弾が着火された。ナトリウム雲及びセシウム雲は長時間(約20分)観測されたが、バリウム雲は、極めて短時間しか観測できなかった。

地上に設けられた5観測点でこれらの発光雲の同時観測が行なわれ、すべて成功した。また、内之浦では、分光観測も行なわれた。

今回は、比較的早い時刻(太陽高度-6度)に実験が行なわれたため、長時間にわたる発光が認められたが、観測初期のフィルムには、レフレックスとなる星が、撮らず、解標不可能となった。今日の解析は、16コマ目(X+5m2.5s)、24コマ目(X+9m2.5s)、31コマ目(X+12m32.5s)のフィルムについて、発光雲の位置を求めそれから、風向、風速を求めた。これらの場合の位置の誤差は±0.5 km程度であった。

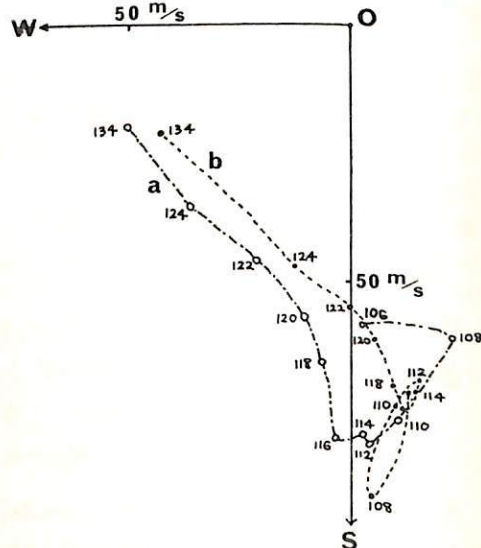
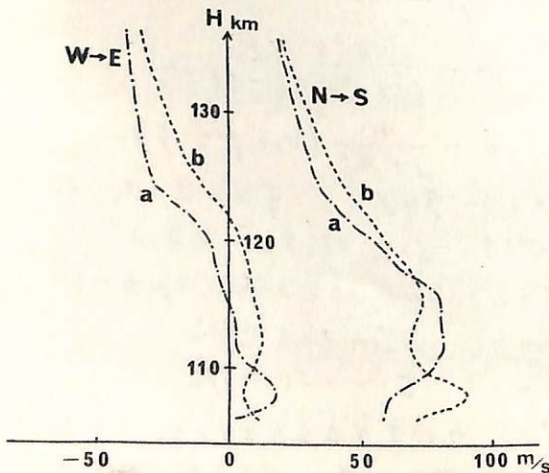
図1, 2に結果を示す。図中、aは、16コマ目と24コマ目の発光雲位置から求めた結果で、bは24コマ目と31コマ目から求めた結果である。aとbでは、殆ど差が認められず、一様な風が吹いていたものと考えられる。高度106~124 kmはNa雲の動きで、高度134 kmはCs雲の中心の位置の動きである。31コマ目において、Na雲は、直径2~4 kmの太さに、Cs雲は、直径、約10 kmの大きさになった。

114 km付近に、強い風速のshearが認められ、発光雲のくびれの原因になっている。この付近の風速は、約80 m/sである。また、垂直成分の風速は、16コマ目と31コマ目から、3%以下と出た。

分光観測の結果は、終始強いNa-D線が認められた。またCs雲の着火後かなり強いN₂-Vegard-Kaplan bandが認められ、CsI-4555, 4593 Åも認められた。また粒子の散乱と思われる、7000~5000 Åにわたる連続光が観測された。

図2 数字は高度(km) W:西方向 S:南方向 O:原点

図1 N→S 南北成分 W→E 東西成分



Cross-field instability for the formation of sporadic *E*

Susumu Kato

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Kyoto, Japan

(Received October 28, 1971.)

The cross-field instability is an important process in the explanation of small-scale sporadic *E*. Differences in the theories presented by different authors are apparent. It is true that there is no one-to-one correspondence of each Fourier component of perturbation between the electric field and the electron density about the direction of the ambient density gradient. The question arises as to how to choose properly the perturbation in the ambient charge gradient; but the difficult does not seem serious. Computer experiments using realistic perturbations are desirable for the final answer on this question. The short-circuiting effect along the geomagnetic field does not damp the electrical polarization with small transverse size, i.e., small east-west wavelength. The upper limit of this size is a few hundred meters.

2-12

Es Wind Shear 理論における金属

イオンの役割 (III)

広野求和, 藤原玄夫

九大 理

下部電離圏の Es Wind Shear 理論は観測事実をもとづいて多くの支持を受けているが、未だよく説明のできない点が残っている。Gravity Wave による大気の南向きの水平速度を

$$U = -U_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (h - V_1 t) \quad (1)$$

とし V_1 は垂直方向の波の位相速度とする。 V_1 が余り大きくないとき Es 層の最大電子密度は

$$N_H = (U_0 \lambda m_i \omega_i \cos I / kT)^{\frac{1}{2}} \cdot N_\alpha \quad (2)$$

となる。ここに m_i, ω_i は金属イオンの質量とジャイロ周波数, I は Dip, N_α は Wind Shear のないときの金属イオンの密度をあらわす。この式の右辺で最も重要な量は N_α であつて Es 存在するときとしないときでは又桁も異なる値をとる。それではまず大気大循環に伴うイオンの垂直運動と Chimonas and Azford (1968) の Corkscrew 効果の二つが存在するとき N_α がどの様な分布と変化を示すかを考察してその結果を述べることにする。とくに季節変化と地球気水平分力による変化が検討されている。

2-13

Es Wind Shear 理論における

金属イオンの役割 (IV)

藤原玄夫, 広野求和

九大 理

(III) に引き続いて、 N_α に対する大気潮汐振動(および大気大循環)の効果を検討し、これらの影響の下での wind shear (重力波) による Es 層生成を議論する。

潮汐風 U とそれによつて電離層内に生ずる電場 E_p によるイオンのドリフト速度は

$$V = \frac{\omega_i \nu_i}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \cos I \cdot \frac{E_p}{p_0}$$

で与える。ここで E_p は total の電場 $E = E_p + \omega \times r$ の南向き成分で、電離層電気伝導度を仮定して、地磁気の太陽、太陰日変化から決定する。

Es 層発生頻度、及び最大電子密度の太陽、太陰日変化及び季節変化が検討される。

Precipitation に伴う二次電子の Outward Flux について

高橋忠利
東北大理学部

Precipitation に伴い、電離層において生成される二次電子の振舞は種々の観点から興味ある問題を含んでいる。下部電離層においては local な加熱、中性大気成分の電離、励起、等。又 F 層上部では二次電子の energy loss が non local に行われ、一部の flux は磁気圏へ escape する。ここでは上部電離層に着目して、適当な大気モデルのもとに、precipitation に伴う二次電子の outward flux の計算をした。

電離層で生成された光電子の輸送の問題についてはいくつかの仕事がなされており、二次電子についても扱いは本質的に変わらない。ここでは Nisbet⁽¹⁾ と同様の扱いをした。但し、二次電子の生成が、等方的な一次粒子の precipitation により、等方的ビッチ角分布に作られるとし、direct に escape する部分も考えに入れた。まず outward flux の基本的性質、それから実際的な大気モデルを用いて計算した結果を示す。

この結果を参照して以下の諸点を議論する。

(1) 高緯度電離層、磁気圏における、数 eV ~ 数十 eV range の電子 flux の source としての役割。近年 1000 km level でこの energy range の flux の観測が可能になり、auroral latitude で high flux が観測されている。energy spectrum, ビッチ角分布、flux の絶対量等からこの flux を precipitation に伴う二次電子の outward flux に直接結びつけることは必ずしも難しいが、磁気圏での pitch angle diffusion による trapping, energy の modification を考え、二次電子の寄与を量的に estimate して行くことが必要であろう。

(2) オーロラ電離層の熱構造において、磁気圏からの熱伝導、或は low energy (数 eV) の particle の precipitation が相当の意味をもつてあることは推察出来るが、一や、keV 程度の energy をもつ粒子の precipitation に伴う二次電子による non local な加熱の寄与も無視出来ない。又二次電子の outward flux は結局は磁気圏からの feed back として意味をもってくるので、オーロラ電離層のトリアサイドの熱構造を決める上でも、二次電子の outward flux の estimate は必要である。

(3) precipitation に伴う field aligned current を考えた際、二次電子の outward flux は primary とは逆センズの current を induce するので、field aligned current の定量的議論にはこの観測が必要である。例えば Walker + Rees⁽²⁾ は precipitation に伴う reverse current の熱構造への影響を計算してはいるが、二次電子の outward flux はこの影響を弱めることになった。

1) Nisbet, J. S. (1968) J. Atm. Terr. Physics 30 1257-1278

2) Rees, M. H., R. A. JONES, & J. C. G. Walker (1971) Planet. Space Sci. 19 313-325

放射線帯下部の低エネルギー荷電粒子フラックスとエネルギースペクトル

松本治彦
(神戸大.工)

昭和46年9月3日内え浦から打上げられたL-3H-7号機に搭載された静電偏向型荷電粒子エネルギー分析器による観測結果の報告である。Fig. 1 (a) は 0.2, 1, 15 keV のエネルギーの電子フラックスの高度変化を、(b) は Positive ion のエネルギーを、観測高度範囲は約 800 km ~ 1800 km であるがこの範囲に関する限り有意な変化は認められない。Fig. 2 (a), (b), (c) は各高度における 0.2 ~ 15 keV の電子フラックスを

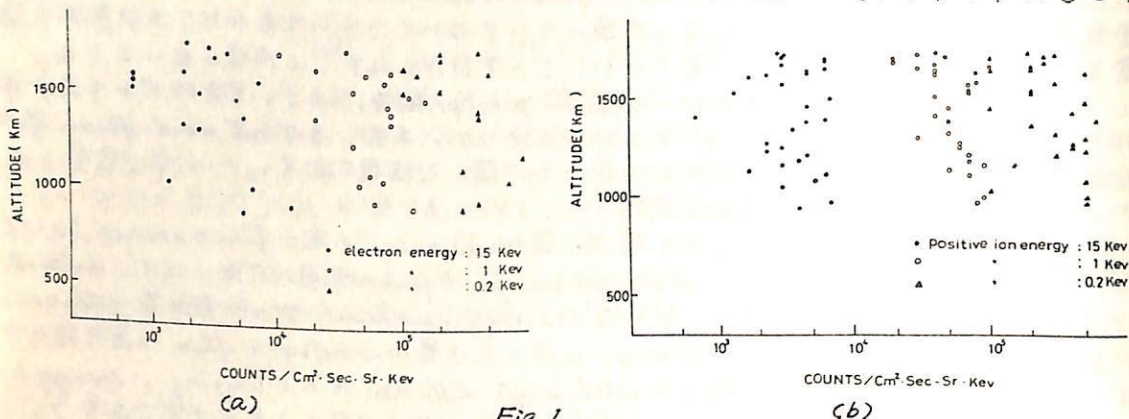


Fig. 1

左の図の破線は $\propto E^{-1}$ の線である。図から見られるようにエネルギースペクトルの形も顕著な変化は認められない。この観測器の粒子流入口はロケット側壁に軸と垂直方向に取りつけられており、ロケットのスピンのともにピッチ角にして $\alpha \approx 90^\circ \pm 40^\circ$ の範囲の粒子を観測していることになるがスピンの各 phase に対する計数率の差異については統計的に確かとは言えない。この観測は地磁気静穏日の L.T. 21.00 のものであるが今後のロケット、衛星による同種観測に対する基礎資料を提供するものと思われる。

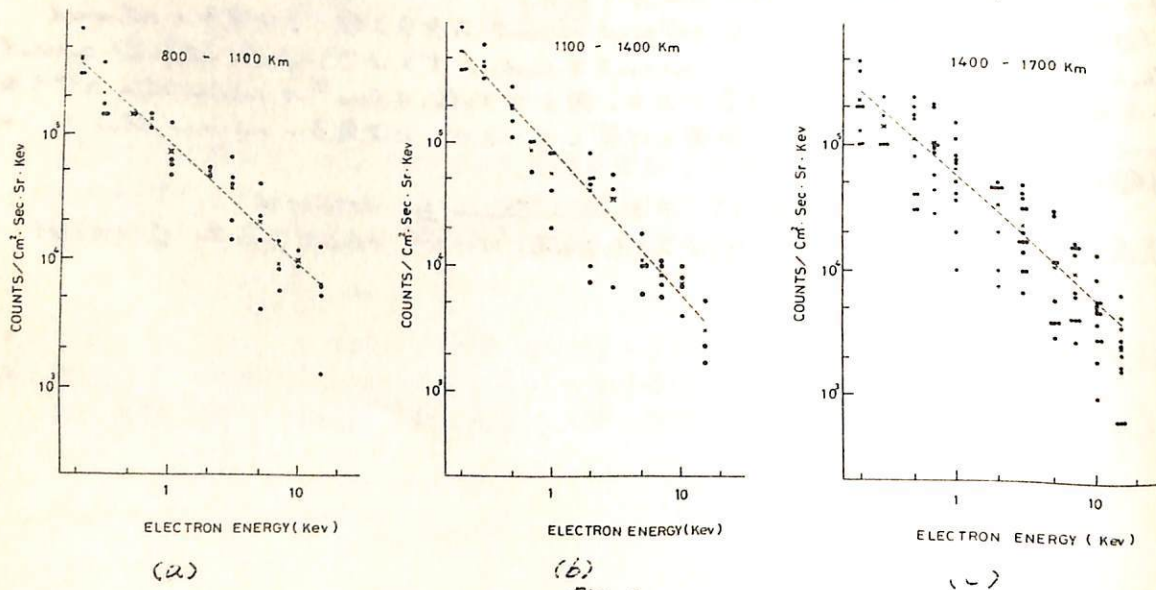


Fig. 2

Low-energy electron-impact study of N_2

向井利典, 平尾邦雄
 東京大学宇宙航空研究所

低エネルギー電子と窒素分子との inelastic collision cross sections は上層大気の種類々の物理現象の解釈の際、重要である。(ここで低エネルギー電子というのは、数 eV ~ 100 eV のエネルギー領域の電子として筆者らは用いている。) 例えば、これらの電子の直接関与する process として、photoelectrons の slowing down の 1 つの process、 N_2 の airglow がある。

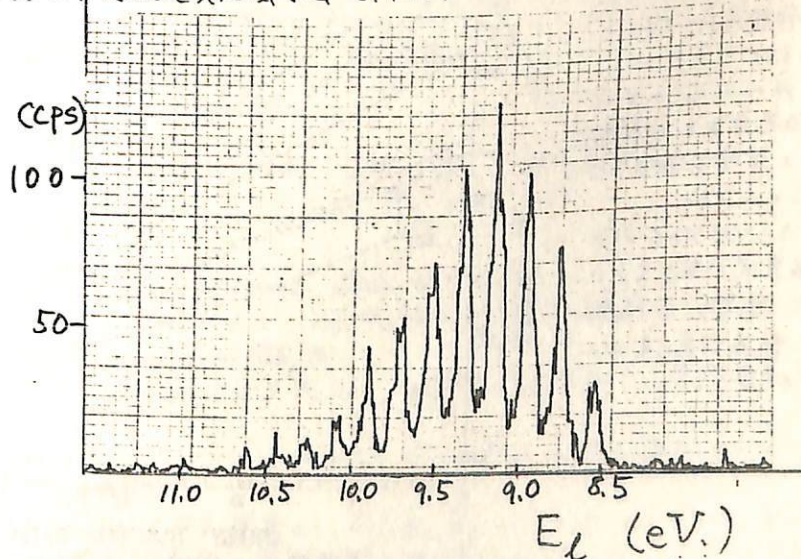
低エネルギー電子と気体原子又は分子との衝突の実験技術は過去 10 年程の間に非常に進歩してきた。 N_2 と電子との衝突に関しても多くの実験(例えば(1), (2))があるが、50 eV 以下の低エネルギー領域での衝突断面積の測定は必ずしも充分ではないようである。筆者らの実験装置は、Simpson 型⁽³⁾とほぼ同様の構成になっていて、本学会でも報告してきた⁽⁴⁾。主要部は電子銃、2つの hemispherical electrostatic analyzer (1つは selector, 1つは analyzer), 電子レンズ系, 衝突室, channel electron multiplier から成り立っている。衝突角度は $-5 \sim 90^\circ$ 連続的に可変である。

得られた実験データの一例を下図に示す。impact energy が約 50 eV (= 加速電圧, cathode 等の接触電位差があって実際には 48.2 eV)、散乱角はほぼ 0° の時の $a^1\Pi_g \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ transition の energy-loss spectrum である。横軸は loss energy, 縦軸は scattered intensity である。それぞれの peak は vibration の level に対応 (ground state は 8.55 eV)、intensity の比はほぼ Franck-Condon factor の比に等しい。

最後に、筆者らの実験装置の特性の解析を行ってくれた松村正三君に感謝します。

Ref.

- (1) E. N. Lassette, *Can. J. Chem.* **47**, 1733 (1969)
- (2) S. Trajmar, et al., *Adv. Chem. Phys.* **18**, 15 (1970)
- (3) J. A. Simpson, *Rev. Sci. Instr.*, **35**, 1698 (1964)
- (4) 向井, 松村, 平尾, 才50回日本地球電気磁気学会 (1971)



熱圏のエネルギー変換素過程

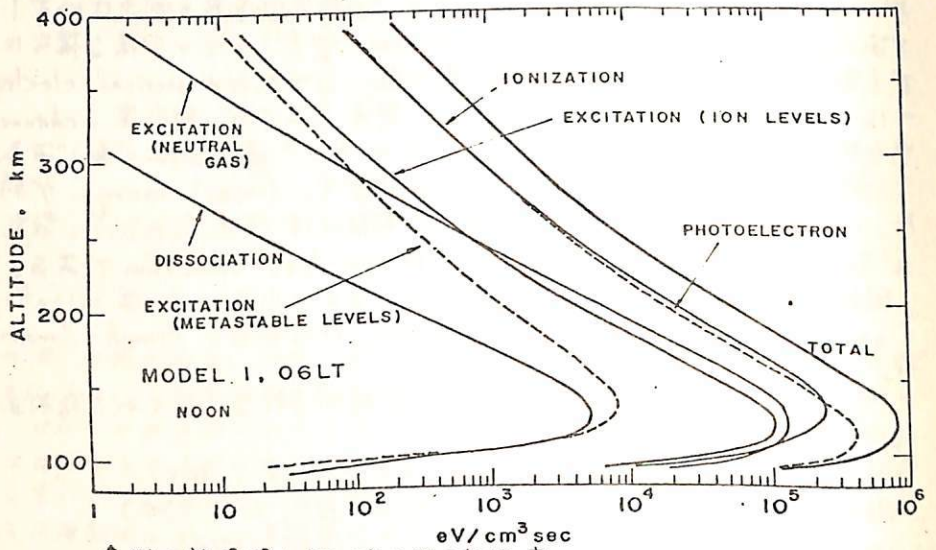
小川 利 紘 (東大理)

超高層大気には太陽極紫外線が入射し、その作用の結果として、そこにいわゆる熱圏が形成される。熱圏のエネルギー変換過程は、(1) 大気原子分子による極紫外線の吸収と、それに伴う、電離、解離、電子状態への励起と、(2) (1)の電離によって生じた光電子と中性原子分子や電子・イオンとの電離、解離、電子状態および振動・回転状態への励起等の非弾性衝突および弾性衝突、以上の(2)つに加えて、(3) 中性原子分子や電子・イオン間の化学反応に伴うエネルギー移動、に大別される。以上の過程はエネルギー

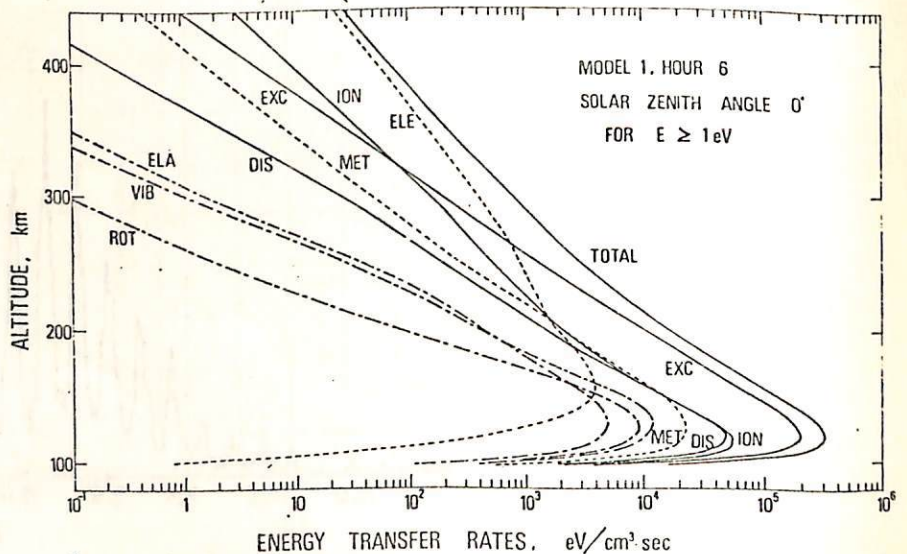
領域として eV 以上の所で起っているものであり、これらの諸過程を経て、最終的には、電子・イオン、中性原子分子の、いわゆる熱エネルギーへと移っていく款がある。

したがって熱圏での中性ガス、電子・イオンの温度を求める際の一つのファクターである加熱率をちゃんと推定するためには、以上の素過程をたねねんに調べてみる必要がある。特に電子状態の励起に行くエネルギーは殆ど大気光として系外に放出されるので大気光強度が加熱効率と密接な関係を持つことになる。

ここでは(1)と(2)の諸素源に焦点を当てて、定量的な議論を計算結果に基づいて行なう。



↑ (1)の諸過程によるエネルギーの変換率



↑ (2)の諸過程によるエネルギーの変換率

中間圏・下部熱圏の CO₂ 分布

岩坂 泰信 ; 堀井 晴雄
名大・理

熱構造を決定する上で CO₂ の分布を決定することは、きわめて大切な作業であることは論を待たないであろう。今回の報告は、前回のモデルに乱流拡散の項を代入して CO₂ の分布を決定した。なお輻射伝達によって Space へ逃げ出す分は、逆似的には CO₂ 濃度を比例するだけ減少することから、完全な輻射伝達式は解いておかないため、より正確な結論は次回にゆずりたい。

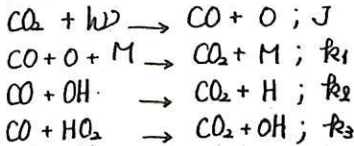
計算上用の仮定1 (CO₂ 分布決定)

1. 定常状態
2. z 方向のみ問題をとする。
3. EDDY DIFFUSION CONSTANT は図のようにとする。
4. 温度分布、全粒子密度は CIRA 1965 モデル
5. CO₂ の吸光係数は Nakata, Watanabe, Matunaga によって求められたものを使用。
6. Solar flux については Prag & Morse の求められたものを使用。

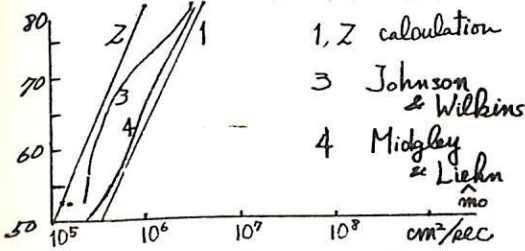
計算上用の仮定2 (15μ cooling 決定)

1. Thermodynamic equilibrium は成立していると仮定。
2. Simple harmonic oscillator として振動子と見做す。
3. 温度分布は CIRA 1965 を使用。

CO₂ 分布を決定する方程式は次のようになり、X=0 の場合の結果を図に示してある。



$\phi_i^m = -D_i \left\{ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_i}{H_i} \right\}$; 分子拡散流量
 $\phi_i^e = -K \left\{ \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_i}{H_{ave}} \right\}$; 渦拡散流量



1, 2 calculation
3 Johnson & Wilkins
4 Midgley & Liehn

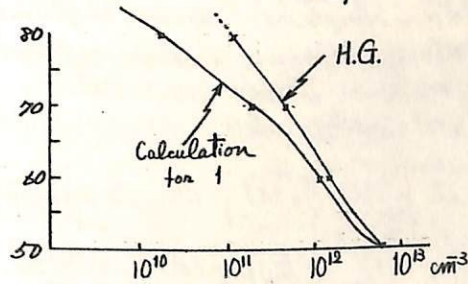


Fig. 2 CO₂ distribution

15μ band による放射によって伝達式の dominant term を考えよと

z₀ における heating rate は $h(z_0) \cong -2\pi n J(z_0) \left(\int_{\Delta\nu} \sigma_\nu(z_0) E_2(u_0(z, \nu)) d\nu \right)$

上記の仮定を用いると Source function は

$J_\nu = B_\nu + \frac{1}{4\pi} \frac{I_c}{I_\nu} \frac{h(z_0)}{n \nu}$ と与えられる。これより J を消去して整理すると、

$h \cong -n h_\nu \frac{g_2}{g_1} \frac{1}{I_c} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$; これによって cooling rate を推定できると

100km 近くでは ~ 数度/day とはり従来の 数十度/day よりはるかに小さくなる。但し u₀ は光学的厚さ; I_c, I_ν は衝突及放射の特性時間; S は band intensity; g₁, g₂ は重み

熱圏下部の酸素原子濃度と62μ輻射過程

岩坂 泰信 名大・理

熱圏下部で行われていたOI 62μ線の放射は、この領域の大きな冷源として働いている。筆者は、高層大気の大規模運動を議論する前段階としてこの領域の熱構造を決定する要因について再検討を行っている。前回はOzoneを主として heating rate のみならずを示し、それのみに基づきOI 62μ線による影響を考えた。OI 62μの輻射伝達の問題は、Craig & Gill (1969) と Bates (1971) の理論の修正を行うことになっては、足りてきた。つまり下部熱圏では伝達式をきちんと解かなくてはならないことである。そしてその場合、Oの分布あるいは温度分布をいかに入れて考えることが必要である。ちなみに Craig & Gill (1969) は、CIRAの大気モデルを使用しており特に Boundary での条件の与え方に大きな影響を与えている。今回の発表は表1に示す3つの91%の大気Modelに対して計算を行い、その結果について述べる。Oの分布の決定は、いわゆる滑拡散

Model	average	high	low temperature
80 km	186K 3.6x10 ¹⁰ cm ⁻³	186 2.5x10 ¹⁰	186 2.5x10 ¹⁰
100	208 1.9x10 ¹¹	206 2.0x10 ¹¹	206 1.9x10 ¹⁰
120	355 6.8x10 ¹⁰	440 5.5x10 ¹⁰	291 6.6x10 ¹⁰
140	573 1.7x10 ¹⁰	970 1.6x10 ¹⁰	315 1.7x10 ¹⁰

温度 酸素濃度

Model を仮定し、対流のえいごうを除いてある。

滑拡散方程式については、多くの人が研究しているが、この学会でも教度示すことができた。OI 62μの放射伝達式は

$$dI_{\nu} = -N_2 (b_{21})_{\nu} I_{\nu} ds + N_1 (b_{12})_{\nu} I_{\nu} ds + N_1 (a_{12})_{\nu} ds$$

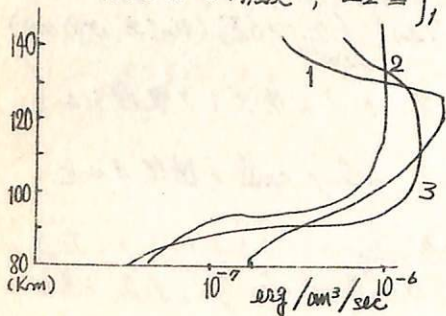
ここで $(b_{21})_{\nu}$ = absorption coefficient
 $(b_{12})_{\nu}$ = stimulated emission coefficient
 $(a_{12})_{\nu}$ = spontaneous emission coefficient

N_2, N_1 はそれぞれ $O(^3P)$ の $J=2,1$ に対応する酸素原子濃度

吸収の shape function は Doppler type を仮定し、Energy 分布は Boltzmann 分布を仮定する。上記の伝達式より heating rate は、Z をあいて次の式で計算される。

$$h(z) = 2\pi \int_{\Delta\nu} \kappa(z) k_{\nu}(z) \left[(B_{\nu}^* - B_{\nu}(z)) E_2(\tau_{\nu}(z)) - \int_{z_1}^z E_2(\tau_{\nu}(z) - \tau_{\nu}(z')) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz' + \int_z^{z_2} E_2(\tau_{\nu}(z') - \tau_{\nu}(z)) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz' - B_{\nu}(z_2) E_2(\tau_{\nu}(z_2) - \tau_{\nu}(z)) \right] d\nu$$

$\tau_{\nu} \equiv \int_{z_1}^z \kappa_{\nu}(z') N(z') dz'$
 $\kappa(z)$ は O の濃度 ; $E_2 \equiv \int_1^{\infty} t^{-2} e^{-xt} dt$; B_{ν} は黒体放射の Planck function



1: light
 2: low
 3: average

下部熱圏での O のみよりの変化のみをみる。これが大気 Model は拡散係数と一定としているので必ずしも温度 ~ $N(O)$ のちかいは直接討論できない。くわしいことは会場で発表する。

一応 80 km で $I=0$ を考えて有効温度を決める。

中間圏オゾン密度分布の観測 (K-9M-38)

小川利紘・渡辺隆 (東大理)

K-9M-38号機 (Feb. 22, 1972, 1500 JST, ぬ之浦より打上) による中間圏オゾンの観測結果について報告する。われわれは従来から、中間圏外域でのオゾンによる太陽紫外線の吸収を利用して中間圏オゾンを測定してきたが、今回は次の目的を以て実験を行なった。 (1) 長期にわたる中間圏オゾン分布データを取得すること。 (2) 太陽紫外放射のオゾンによる吸収の様相を詳しく調らべ、オゾン測定法としての太陽紫外線吸収法の最終的な確立をはかる。 (2) の目的のため、K-9M-38では、従来2500 Å帯と2900 Å帯とで行なっていた測定に加え、2300 Å帯での測定もつけ加えた。

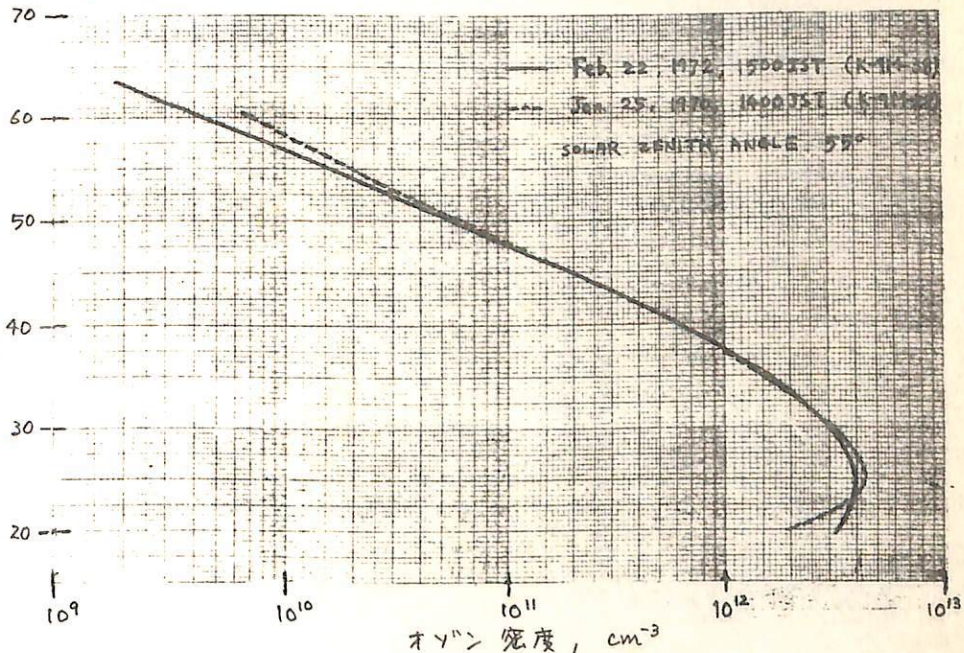
この実験は太陽紫外放射の測定を行なう試みであるが、この測定は太陽放射の測定器への入射角、即ちロケットの姿勢に影響されるので、サンプロワを用いる前に測光器がまぎれなく太陽の方向を向いておられ、かつ測定結果がロケットの姿勢に影響されないという条件をある程度満たす方法を従来から採用している。しかしそれでもなお、ロケットの姿勢の影響が入ってきて、それをいかにして除くかが、データ解析上の最も困難な点であった。今回の実験は、ロケットの飛行が良好であったので、従来からの測定結果よりも一般に高い精度の結果が得られた。

データの解析に際して、次の点を今回新しく考慮した。オゾンの測定は、ロケットの加速飛行中に行なわれるので、現在まで密着から出されている RADAR のデータによるロケット高度表示だけでは精度が落ちるので、0.1秒毎にサンプリングしたデータのちぎって、これからロケット高度を決めた。これによってロケット高度の精度を100mの精度近くまで追いこんだと思われる。

- (1) 測定値は K-9M-28 とほぼ一致する (図参照)。精度は 30~50 km 2" ± 10%、30 km 以下、50 km 以上 2" は ± 100% 近くなるものと考えられる。30 km 以下、50 km 以上 2" の二つの結果のずれは、むしろ測定誤差によるものかと思われる。
- (2) 2900 Å帯と2550 Å帯の結果はよく一致させることができる。一致させることができるという意味は次の通り。測光器のフィルタの透過率がスリの方まで尾を引いているので、可視光の混入が避けられない。2550 Å帯の方がこの影響が強いので、このマージン分を差し引くと両者の結果はよく一致するということである。K-9M-28 でも同じ傾向があった。
- (3) (2) で述べたことは、むしろ測光器の特性によるものと考えられるので、2500 Å帯、2900 Å帯とも異常吸収はない (正

常なオゾンの吸収
に対して無視でき
るものと判断
される。

- (4) 2300 Å帯では O₂ の吸収の影響が 60 km 以上 2" 以上ある。この帯域での測定はオゾン観測には不向きである。この帯域でも O₂ 以外の吸収の異常はないようである。



内野 脩・藤原 玄夫・広野 求和
 九大・理

前回に引き続き、九州大学理学部構内で行なっている予備観測の結果を報告する。対流圏エアロソール、大気の透過率の外に、今回は成層圏のエアロソール層を調査することと目的として観測を行なっている。成層圏内での大気の運動を知るための *tracer* としてエアロソール層は重要である。レーダ系の概要は下表に示すようにほぼ前回と同様であるが、今回はルビースの蛍光を遮断するために送信系に回転ミッターを附加している。これにより前回2.39データを示してその存在を示唆するにとどめた成層圏エアロソール層のより詳細な議論を行なうことができる。

送信系	レーザー	Q-スイッチルビレーレーザー ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$)
	出力	1 J/pulse (単一パルス)
	パルス幅	50 ns
	最大くり返し	0.2/sec (水冷式)
	送信望遠鏡	屈折型 口径: 10 cm
受信系	受信望遠鏡	カセグレニ式 口径: 30 cm
	干渉フィルタ	7 Å (Baird Atomic 社製)
	フォトマル	EMI 9558QB ($\delta-20$)

成層圏での気球による重力波の観測

前田佐和子*, 半田駿*, 小川俊雄*, 三浦輝夫**, 川平浩二*

* 京大理, ** 阪市大理

§ まえがき Hines (1961) によって指摘された如く, 対流圏にエネルギー源を持つ内部重力波は, 電離層擾乱の原因として, 大きな関心を寄せられてきた。しかし, 成層圏レベルにおける内部重力波が, 大気電気要素に対してどのような影響を及ぼすかについての研究は, 理論面及び観測面からも不十分である。

1971年10月7日, 三陸沖での気球による電場・電流観測の際, 高度約28kmでのレベルフライト中に, 垂直電場・電流, 及び速度に周期約2時間へ10分を持つ変動が見られた。我々は, これらの変動が, 内部重力波によるものではないかと考えて, 観測結果を整理し, 若干の解析と考察を試みた。

§ 観測結果と解析 ○ 大気温度の高度プロファイル — 高度16km (-67°C) まで減少し, その後1.3°K/kmの割合で増加する。この高度プロファイルに, 波状の変動が見られる。なお, 太平洋上に前線が存在することやESSAのデータでわかった。

○ 風速 — 高度12kmにおいて最大(176 m/sec)になる強い西風が存在し, レベルフライト高度では, 数m/secのほぼ一定した西風となる。

○ 温度変動の1/fワースペクトラム — 周期90分を中心とするブロードなピークが存在する。さらに, 約20分付近に急傾斜が見られるが, これは内部重力波に特長的な, カットオフであるかもしれない。タイナミックスペクトラムについても, 同様のことが言えるが, 特に継続時間1~2時間の波束的構造を示す率は興味がある。

○ 温度と電気伝導率の変動 — 両者の対応関係は良く, ほぼ逆相関を示す。位相解析によれば, 周期2時間へ20分の変動については, 約120度の位相差で温度が先行する。

電離平衡にある成層圏大気温度と電気伝導率と関係づける理論に, Thompson理論がある。この理論では, 電気伝導率と温度は同位相変化になる筈で, 今回の観測結果を説明するには, さらに大気運動を考慮する必要がある。

§ あとがき 以上の様な観測結果より, 内部重力波を観測した可能性が強いが, 今後さらに, 観測と検討を繰り返してゆくつもりである。なお, 内部重力波と電気要素との関連についてもさらに検討したい。

図1 温度, 電気伝導率, 気球高度の変化

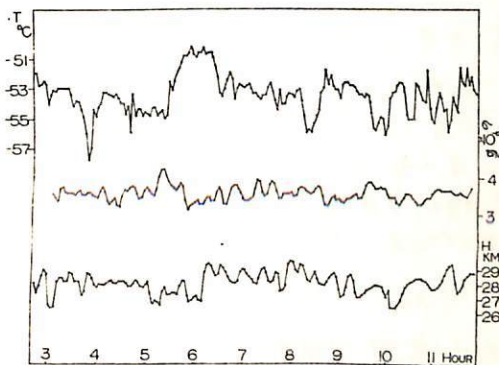
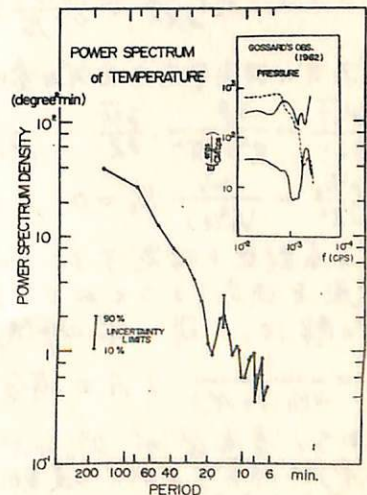


図2



強い磁場のもとでのHM波と重力波・音波との相互作用

三浦輝夫
(阪市大理)

磁気圏・電離層プラズマでは磁気圧が他の2つの力(重力・ガス圧)に較べて圧倒的に大きい。そのためHM波と重力波・音波との通常のモード間結合は起らないと考えられる。しかしながらHM波の作り出す磁場は充分小さく、 $V_A^2 \equiv \mu^2 / 4\pi\rho_0$ は音速 $a^2 \equiv \gamma P_0 / \rho_0$ と同程度になり得る。したがってHM波の作り出す磁場と重力波・音波との相互作用を考えることができる。これは本質的には非線型相互作用である。ここでは電離層内に存在するHM波と重力波・音波との可能な相互作用を探る目的で特別な場合を考える。簡単のためにまず Alfvén 波と重力音波を取り扱うが、その際 Alfvén 波は重力音波に影響されなるとする。一方重力音波に与える Alfvén 波の影響は、一周期に渡って時間平均する(ゆりこぶ)ことにより取り入れる。すなわち Alfvén Sea 中の重力音波の伝播特性を調べる。

いま背景の磁場 H_0 は x 軸方向、重力 g は $-z$ 方向にとる。重力音波(波(1))と Alfvén 波(波(2))はそれぞれ x 軸方向に進むとし、波の振動数・波数を ω_i , k_i ($i=1,2$) とすると、 $\omega_1 \ll \omega_2$, $k_1 \gg k_2$ である。波(1)と(2)は通常のモード間結合はしないので、Alfvén 波は密度 ρ , ガス圧 P , エントロピー S には影響を及ぼさない。すなわち Alfvén 波にとってプラズマは冷いとし、かつ完全電離とする。また温度 T_0 は一定とする。

次に波による擾動を考え、 $H = H_0 + h$, $h = h_1 + h_2$;
 $E = E_1 + E_2$; $J = J_1 + J_2$; $v = v_1 + v_2$, $v_i = \bar{v}_i + v_{i2}$;
 $\rho = \rho_0 + \rho_1$; $P = P_0 + P_1$; $S = S_0 + S_1$;
 ここで添字はそれぞれ波(1), (2)に対応する。 \bar{v}_i は Alfvén 波の一周期に渡ってとらえた時間平均を表わす。すなわち、

$$\overline{\phi(x)} = \int_0^{2\pi/\omega_2} \phi(x) dt, \therefore \bar{v}_1 = \bar{v}_1, \bar{v}_2 = \bar{v}_2 = 0, \bar{v}_2^2 \neq 0 \dots (2)$$

0次の平衡状態は $g \text{grad } P_0 = \rho_0 g$, v に關する波動方程式は次のように得る。

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} - a^2 \text{grad} \text{div } v_1 - \text{grad} (v_1 \cdot g) - g(\gamma - 1) \text{div } v_1 + \frac{h_2}{4\pi\rho_0} \times \text{rot rot} (v_2 \times h_2) + \frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} + \frac{H_0}{4\pi\rho_0} \times \text{rot rot} (v_2 \times H_0) = 0 \dots (3)$$

いま(3)式の時間平均を(2)式の意味でとると、波(1)と(2)は分離され、結局次の式になる。

$$\frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial x^2} - \frac{\gamma g}{a^2 + V_A^2} \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z} + \frac{\omega_1^2}{a^2 + V_A^2} \bar{v}_1 = 0; \bar{v}_1 = (0, 0, \bar{v}_1) e^{i\omega_1 t} \text{ (重力音波)} (4)$$

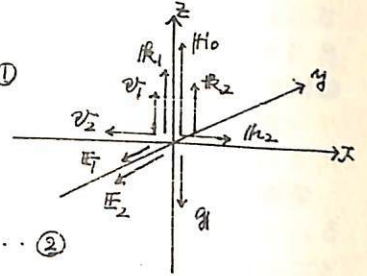
$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + \frac{\omega_2}{V_A^2(z)} E_2 = 0, V_A^2(z) \equiv \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}; E_2 = (0, E_2, 0) e^{i\omega_2 t} \text{ (Alfvén 波)} (5)$$

$V_A^2(z)$ の函数型を指定するに依り、(5)式から E_2 に対する k_2 を決まり、 $V_A^2(z)$ の函数型を決定することになる。いま特別な場合として $V_A(z) = \text{const}$, とすると、

$$(5) \text{ 式の解は, } \bar{v}_1 = \bar{v}_0 \exp(k_1 z) \cdot \exp(i(\omega_1 t - k_1 z)); k_1^2 = \frac{\omega_1^2 - \omega_1^2 / (1 + A^2)}{a^2 (1 + A^2)} (6)$$

$$k_{1z} = \frac{1}{2H_0(1+A^2)}; A \equiv \sqrt{\gamma/a}, \omega_a = \gamma g / 2a, H_1 = a^2 / \gamma g \text{ と得る。}$$

すなわち、音速 a が $a^2(1+A^2)$ に依りた減断周波数 ω_a^2 , スタール高 H_1 がそれぞれ $(1+A^2)$ 倍に付て波の波動特性を示している。Alfvén 波は全体として媒質の特性と変化する役割を演じていると考えられることとなる。



温度勾配を考慮した粘性大気中の重力波

並川 富シ 高島 正樹
阪市大理

重力波の上層大気中の伝播は電離層の擾乱に因り近年漸く
され、研究が行われてきたが、数学的困難をさしよめ、非粘性、等
温大気で主に議論されている。粘性、熱伝導、重力波伝播の
影響は、方々に村田、加藤に於いて論じられて等温大気の假定で行な
れた。ここでは温度勾配の変化による波の伝播性の変化を粘性、
熱伝導を考慮して調べる。フランドル物が1より小さい流体中では
回転や磁場の存在下では通常の定常熱対流の代りに振動熱
対流が励起される事が判っている。この事から温度勾配の存在する
フランドル物が1より小さい粘性流体 (air はその1例) では等温
の場合に重力波の減衰率が伸びる可能性があるかと推察される。
鉛直方向の波長が短かくて運動方程式中の温度を一定 (温度勾
配 γ_0) とおいた場合に於いて調べた時、温度勾配の増加に伴って
減衰率と波長の比が増える事が判った。しかし勾配が 10^{-3} 以上では
この近似が使えないので更に詳しく調べてみたい。

Two-Dimensional Nonlinear Cross-Field
Instability小川 忠 彦 ・ 佐 藤 哲 也
電 波 研 NOAA

過去数回、佐藤等は当講演会において弱電離プラズマ中のドリフト不安定 (Cross-field instability — ここでは略してCFIと呼ぶ) の計算機による非線形解析の結果を報告してきた。CFIは電離層下部で見られる density irregularities や、多重 auroral arcs の生成及び変形の一原因として重要であることが佐藤、津田、松田、小川等によって指摘されている。最近のロケット実験 (Prakash et al., P.S.S. 18, 1307 (1970)), 人工プラズマ雲のレーダーによる探測 (Davis, J.G.R. 26, 5292 (1971)) によると、観測された density irregularities やこの時間的変動は我々の非線形解析でかなり説明できることが明らかになった。一方、室内では Hooper (Plasma Phys. 12, 855 (1970)) によってCFIの一連の詳細な実験結果があり、得られた density wave の時間的振舞いも非線形解析と定性的に一致している。

上述の様に、1次元の非線形解析によって現象的に多くの事実を説明し得たが、CFIはその発生機構を考へると本質的には2次元の現象である。つまり流体的取り扱いが可能な弱電離プラズマ中での非線形効果としては (1) background 量へのフィードバック (準線形効果) と (2) モード間結合 があるが、1次元的な扱いでは (1) が無視されてきた。実際には、(1) は不安定な波を飽和させる効果として (2) だけでも飽和するか) 考慮する必要がある、これは2次元の非線形解析によって可能となる。最近、佐藤 (Phys. Fluids 14, 2426 (1971)) によって上記の2つの効果を取り入れたCFIの理論的解析がなされており、両者の役割がかなり明白になった。2次元の計算機による非線形解析は既に primitive な形で佐藤等によって行われており、準線形効果は background の電場を消す様に作用することが判明している。ここでは2次元の数値解析を更に進めたので報告する。詳細は講演で述べるとして、主な結果を記すと、

- (1) 準線形効果は境界条件に応じて background の密度勾配 (∇n_0) 又は外部電場 (E_0) を減らす様に働く。電離層では E_0 を消す様に、実験室では ∇n_0 を平らにする様に作用する。後者は Hooper の結果と一致する。
- (2) $E_0 < E_c$ (critical 電場) では弱い、 $E_0 > E_c$ では強い turbulent 状態になる。前者では sawtooth 状、後者では soliton 状の波形となる。
- (3) 不安定波の飽和レベルに関して佐藤の非線形理論 (1971年) と我々の結果とはよく一致する。
- (4) 準線形効果とモード間結合の競合プロセスによって density wave の展開は、時間に関して再帰的な振舞いを示す。これは上述の Davis (1971) の実験結果と一致し、佐藤等による以前の2次元解析を元にした予測と一致する。

その他、波数空間でのエネルギーの流れ、density wave のエネルギー・スペクトル等についても言及する。(4) で述べた様に、境界条件にもよるが電離層中の density irregularities が、外部電場を消す事によって保たれているかどうか、今後の観測が行われる。

久保木忠夫, 大和田真一

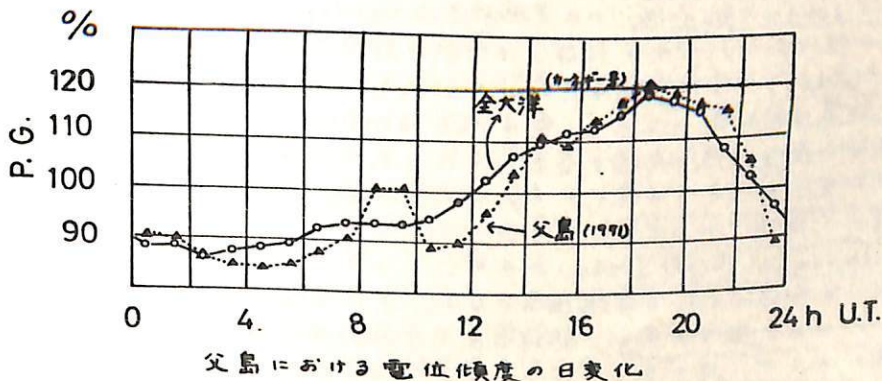
(地磁気観測所)

陸上の大気電気の大気傾度の日変化は地表面付近の空気の状態に支配される部分が大きく、大洋の上における大気の大気傾度の日変化は汎世界的なものであるといわれており、古くはカーネギー号による大洋での観測、また最近では名大空電研のグループによる広範囲の観測が行なわれた。今回父島で観測する機会を得たので結果を報告する。

著者らは父島の二見湾に面した気象観測所の西側の自衛隊で管理している広場で海岸より約30mの地点で大気電気の大気傾度の測定を行なった。測器は著者の試作したフルドミルである。記録は高感度用は full scale が $\pm 250 \text{ V/m}$ 、低感度用は full scale 1000 V/m で記録紙の送りは 60 mm/hour である。観測期間は1971年3月5日～5月4日の約2ヶ月間で、わかれわかれが用いている柿岡の基準で選んだ静穏日は13日であった。大気傾度の静穏日の日平均値は柿岡では 113 V/m (1970年)、これに対して父島での観測期間中(1971年)の同平均値は 111 V/m で大差ない。

しかし父島における大気傾度の日変化は柿岡と比較すると非常に異なっている。世界時 $8^{\text{h}} \sim 10^{\text{h}}$ の部分の変化を除けば大洋上で観測されたカーネギー号の結果と殆んど一致しており、大気傾度の日変化が世界時に支配されることがわかる。4時頃に最小が起り日平均値より 18 V/m (16%) 位小さく、19時頃に最大が起り 23 V/m (21%) 位大きくなっている。これは Whipple らによって求められたいわゆる汎世界的雷活動の世界時に依存する変化とほぼ一致している。

$8^{\text{h}} \sim 10^{\text{h}}$ の変化は東南アジア地区の雷雨域が影響しているが父島の特性なのか分らないが今後、調査の必要があると考え、同期間の父島の大気傾度の静穏日は柿岡のそれと比べて約3倍多々。柿岡の静穏日は年々減少し1930年代の年間80～100日に比べて現在は年間30日きりない。これに比べて父島は静穏日が多い。今回の観測は短期間でありしかも大気傾度のみのものであるが興味ある結果が得られたので、今後大気の大気傾度ならびに空地電流も含めたもう少し長期間の観測をやりたいと考えている。



新藤文一
新潟大・理

今度ゆれゆれのところで10年間(1960-1969)の夜間大気光線(5577Å)強度を編集した。ここでは先ずその内容, 特徴, 問題点とくにキャリブレーションの問題点やアイテアについて紹介する。

(1) 内容

5577Å強度変化というものは, 夜光測光上もっとも精度の高いもので, 他の波長の測光のベースとして不可欠のものである。ゆれゆれは30分ごとの天頂の5577Åと5245Åのレーリー値を表であらわすことにした。観測装置はIGY次第のもので, 2枚の干渉フィルターとフォトマルチplierとで測るものである。ここに5245Åのレーリー値(スヤクトル幅100Åに含む)を測ることは第一の特徴である。これは星光, 黄道光, その他散乱光, 夜光連続スヤクトル, その他をいふ。従来これは夜光輝線強度の背景としてのみ考えられ, とくにこの自体をとりあつかうことはほとんどなかった。しかし少くとも夜光成分を持つこと, さらに後にの理由で, 絶対測定上重要な情報を与えること, また夜光輝線強度を示す上でどのような背景が現にあるかを示すということは有用である。

(2) 測光上の問題

長期一夕の編集にあたって最大の問題は, いろいろもろくキャリブレーションである。従来夜光レーリー値は, 天空の中の標準星として選択された星の明るさを測定し, それを大気外に補正したものを基礎として使用する。この他に人工的に蛍光灯質を使用するが, とくに長期ということにすれば結局補助光源ということになる。しかも予想以上の輝度変動がみとめられるようである。星光測定を基礎とするキャリブレーションは, 夜光測定上問題点が多く, 何らかの有用な光源が, 人工光源以外に欲しいところである。

(3) Mean Astronomical Light (MAL)

天空上に広がった光源といえは Integrated Star Light がある。これが標準光源に等しいであろうか? しかし黄道光(太陽光の散乱)の混入が大きいことが疑点である。しかしそれはどのような混入度であり, また変動を示すか? これを天頂方向にかかって測定すれば, 5200Å~5300Å域での Integrated Star Light (以下 ISL) 以外の成分は, 時間的にもかなり一定である。その平均輝度は新潟の場合 $ISL = 99$, $MAL = 245$ となり, これは Roach (Boulder) のものと非常によく一致する。ここで単位は視等級10等星数/平方度である。測定は快晴夜について, 夜半時(薄明効果を除く), いろいろ季節にわたって行なったが, 夜光強度の大幅な変動をみしつても, またいろいろ時刻(L.T.)にわたって見ると一定であるように見える。しかしMALが標準光源たりうるならば, この傾向はさらに詳しく解析される必要がある。

(4) Mean Astronomical Light (MAL) の分布

MALがISLと関係がよい(直線関係と等しい)。これはISL以外の成分がほぼ一定であること(を示す)のほゞ整光であるが, 銀河の近くでは外れる。これはISLの散乱の効果によるものと見られるが, はっきりしたことはいえない。

(5) その他

長期にわたる大気光強度の一定をえられたので, 時間変化, 季節変化, 地球物理現象との関連等について, 今後基礎的な議論が出来ると思われ。

奥田治之 舞原俊憲 杉山卓也 長沢尚美
京都大学理学部

1971年10月9日、我々は気球高度に於いて近赤外放射線の観測を行い、OH夜光が短時間

に微細な fluctuation をしている事を観測した。

気球に搭載された Radiometer は、16cmφの球面鏡で集光しその直接焦点に PbS 検出器を置いたもので視野は $2 \times 3^\circ$ である。赤外線微弱成分の観測を目的としたため、波長域は $1.5\mu - 2.5\mu$ の広い帯域を撮んであり、検出器の検出能力を上げるため液体窒素で予冷を行なった。測定は elevation angle を 30° に固定しゴンドラのよりもどし回転による掃天を2分がら3分の週期で行なっている。観測は高度27kmの level flight で9時間に渡って行われこの間の気球自身の運動は南北に 1 km/h 以下、東西に $5 \sim 10\text{ km/h}$ と安定した状態であった。

図1に夜光の短時間変化を示してある。横軸は西から南回りの 360° であり上段から下段に至るまで連続した時間のデータである。中央東方向のピークは月の残影である。(月齢19.5) 図の上のたて棒は Calib. 月の残影に対する Response の大きさを示しこの強度は $4 \times 10^{-10}\text{ W/cm}^2\text{str}$ である。大局的には Pattern を変えていながら、fluctuation が顕著に存在しその angular size は 5° から resolution の値子に及んでいる事が判る。発光層を 90 km 高度と仮定し微少変化分の奥長を求めると 6 km から 13 km となり、これを単位とする或いはこれ以下の単位の乱流の存在が考えられる。強度の変動は $6.5 \times 10^{-10}\text{ W/cm}^2\text{str}$ (天頂) の大きさが150秒の時間で起っている。 $1.5 - 2.5\mu$ の夜光の絶対値は $10^{-8}\text{ W/cm}^2\text{str}$ と考えられるのでこの fluctuation は 1% 程度のものである。図2は全天に広がる Pattern のものとなっている。大きな Pattern の変化、及び微少変化を追っている。大きな Pattern の変化、及び微少変化が月の方位とは相関をもっていない事から月の Scattering の影響は少ない事が判る。大きな Pattern の変化が、例えば北東のピークが南東のピークに移る時隙が1時間程度でありこれを cloud の水平移動とすれば 220 km/h となり夜光層高度での Wind の速度と大差はない事からかなり一方向的な流れによる成分が存在しているようである。

21時から27時に渡る平均値の変化は 25時に Minimum をもつ単純な谷型で、この間の変動は $\sim 10^{-10}\text{ W/cm}^2\text{str}$ 程度である。

図1. 夜光の短時間変化

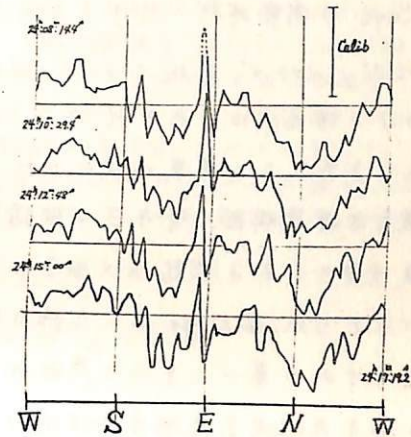
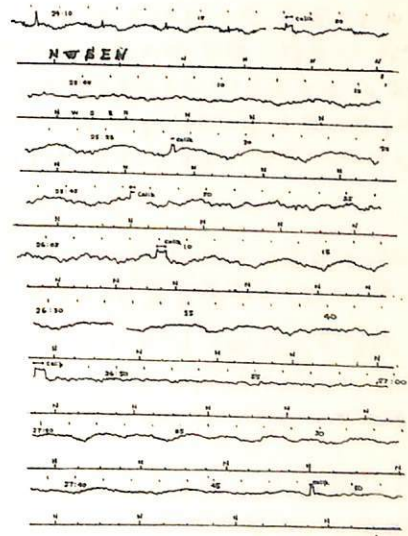


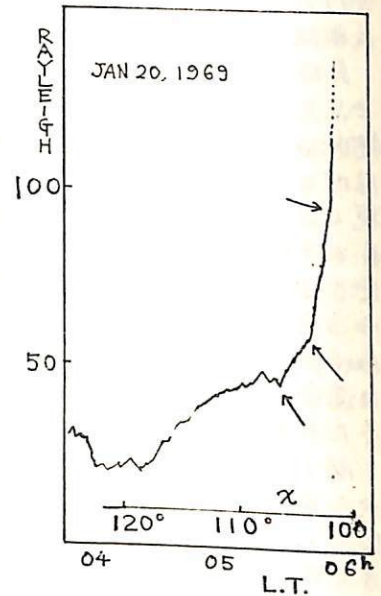
図2. 夜光の長時間変化



三沢清敏
防大物理奥田光直
弘前大

薄明時における酸素赤線大気光強度変化をくわしく解析した。右に典型的な例を示す。図に示した様に薄明時増光は三つの stage に分けることが出来る。各 stage の開始時刻に於ける太陽の天頂距離はそれぞれ約 107° , 104.5° 及び 102.5° であった。又各 stage における増光率はそれぞれ約 5, 12 及び 20 R/deg であり季節により差異が認められる。

酸素赤線薄明光に寄与する機構としては酸素分子の光解離、光電子による励起及び酸素分子イオンの解離再結合等が考えられ、各 stage はこの様な機構の卓越し始める時刻のずれに基づくものと思われる。これらの機構による酸素赤線大気光強度の理論的計算の結果、前者は薄明光に充分寄与することが示された。尚酸素赤線薄明前増光現象の解析結果と比較して、 107° あるいは 104.5° に始まる薄明増光は Local Ionosphere 内の光電子流に寄与するものと思われる。

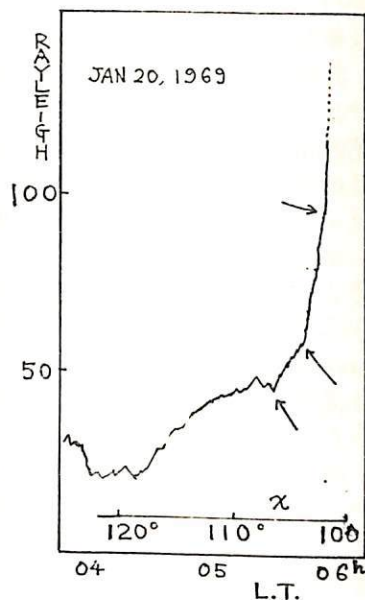


三沢清敏
防大物理

奥田光直
弘前大

薄明時における酸素赤線大気光強度変化をくわしく解析した。右に典型的な例を示す。図に示した様に薄明時増光は、三つの stage に分けることが出来る。各 stage の開始時刻に於ける太陽の天頂距離はそれぞれ約 107° , 104.5° 及び 102.5° であった。又各 stage における増光率はそれぞれ約 5, 12 及び 20 R/deg であり季節により差異が認められる。

酸素赤線薄明光に寄与する機構としては、酸素分子の光解離、光電子による励起及び酸素分子イオンの解離再結合等が考えられ、各 stage はこの様な機構の卓越し始める時間のずれに基づくものと思われる。これらの機構による酸素赤線大気光強度の理論的計算の結果、前二者は薄明光に充分寄与することが示された。尚酸素赤線薄明前増光現象の解析結果と比較して、 107° あるいは 104.5° に始まる薄明増光は Local Ionosphere 内の光電子流に寄与するものと思われる。



薄明時における OI 6300 Å の光解離と O₂ 分布

小川利純・鈴木勝久 (東大理)

薄明時の O(1D) の励起メカニズムとしては、

- (1) O₂ の光解離に伴う励起
- (2) 電子とイオンとの解離的再結合による励起
- (3) O への光電子衝突による励起

がある。ここでは特に、O₂ の光解離が主要な励起機構となる、太陽天頂角が 105° 以下の場合について言及論ずる。実際、光電子衝突による成分は、太陽天頂角 95° 以上では無視できる程小さい。また解離的再結合の成分は、太陽天頂角 105° 附近^{以下}は光解離成分と同程度になるが、この成分は定量的に estimate できないので、これを取除いた光解離成分だけを取り出したものを、測定値として取扱える。即ち、電子密度分布がわかれば解離的再結合の成分は計算できると、あとはまた、Barbier 流の empirical formula を用いて（夜中の 6300 Å の励起は解離的再結合のみによると考えてよいので）、夜中のデータを empirical formula を使ってこれを薄明時まで外挿する）estimate できる。

O₂ の光解離による 6300 Å の強度は次のように表わされる。

$$4\pi J(\chi) = \omega \int_0^{\infty} \frac{1}{1+k n_M(z)/A} J(n_{O_2}(z), \chi) n_{O_2}(z) dz \quad (1)$$

with

$$J(n_{O_2}(z), \chi) = \int_0^{\infty} \sigma^*(\lambda) F(\lambda) \exp[-\sigma(\lambda) \int_0^s n_{O_2}(z) ds] d\lambda$$

ここで χ : 太陽天頂角, ω : 地球の 6300 Å の albedo, k : quenching rate constant, $n_M(z)$: quenching agency の密度 (z は高度), $1/A$: 1D の life time, $\sigma(\lambda)$: O₂ 解離断面積 (λ は波長), $F(\lambda)$: 太陽の flux, $n_{O_2}(z)$: O₂ の密度, 等々 である。O₂ の解離は Schumann Runge 領域だけを考えればよいから $\sigma^*(\lambda) = \sigma(\lambda)$ ($\sigma(\lambda)$ は吸収断面積) である。

ここで $J(n_{O_2}(z), \chi)$ の値 であるが、model 的に与えた $n_{O_2}(z)$ と χ だけ計算してみると $J(n_{O_2}(z), \chi) \approx J(z, \chi)$ の形になっていることがわかる。これは太陽天頂角が 95°~105° に対しては、O₂ 密度の 100~180 km 附近だけが割合に効いてくること、この高度の O₂ 密度は通常範囲の柱構造に等しいに定まるとしてよいからである。(1) 式の quenching を含む factor は総光路が 200 km 以上にある場合 ($\chi > 98^\circ$ のとき) は 1 になる。これらのことから (1) 式は

$$4\pi J(\chi) \approx \omega \int_0^{\infty} J(z, \chi) n_{O_2}(z) dz \quad (2)$$

と表わすことができる。(2) 式は限られた条件 ($\chi > 98^\circ$) でのみ成立しないけれども、この式を用いて $4\pi J(\chi)$ と $n_{O_2}(z)$ を結びつけようという訳である。(2) 式はさらに、次のように書き表わすこともできる。

$$4\pi J(\chi) \approx \omega J^*(\chi) \int_{z^*(\chi)}^{\infty} n_{O_2}(z) dz = \omega J^*(\chi) N_{O_2}(z^*(\chi)) \quad (3)$$

即ちある χ に応じた高度 $z^*(\chi)$ から上にある O₂ の column density と 6300 Å の強度が対応づけられることになる。 $J^*(\chi)$, $z^*(\chi)$ の関係は $J(z, \chi)$ の形からあらかじめ定めおくことができる。

これらの以上の方法によって、薄明時の 6300 Å の強度変化と O₂ 密度分布を求める方式を作り、神谷で行なっている Ebert spectrometer による測定データを用いて O₂ 密度分布を実際に求めてみた。結果は、まだ preliminary なものであるが、この方式が O₂ 密度分布を地上観測によって定める一つの方式として available なものであることを示している。

渡谷 邦彦
鳥取大, 教育

今まではNe, Ar, Xe等のグロー放電内で、少量のO₂ガスを混入した場合のOI 25577の発光機構を継続して検討して来ていますが、今回はO₂グロー放電内に少量のH₂ガスを混入して上記スペクトル線を強く発励することが出来たので速報する。

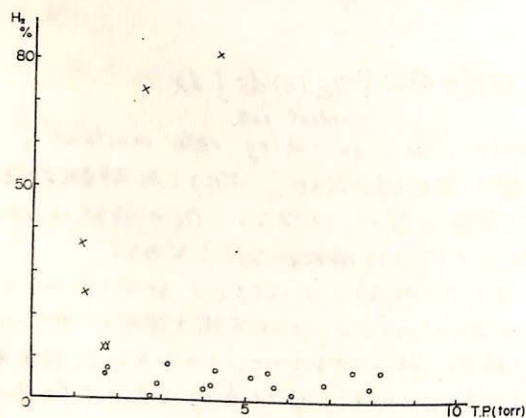
実験：兀型放電管(長さ40cm, 径2cm, Pyrexガラス) Al電極使用。

電源 10,000V, 80mA. A.C. 間欠放電。

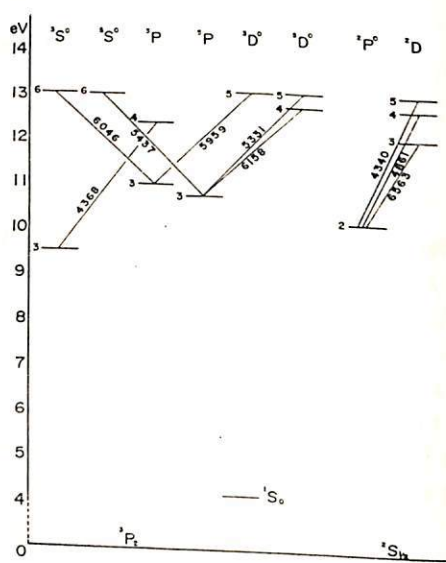
管内圧力 2~8 torr, 管内電流 50~60 mA, 露出 1μ

- 結果：1) 25577の発光に適するH₂ガスの混合率は10%以下に限る。(第1回)
 2) 検出されたスペクトル線(25577以外) (第2回)
 O; 226158 (M.I.T. 1000), 6046 (150), 5959 (100), 5437 (200)
 5331 (500), 4368 (1000)
 H; 226563 (2000), 4861 (500), 4340 (200)
 3) 帯スペクトルは検出されない。
 4) 平均波長 5577.3 Å

1 回



2 回



本実験はOI 25577の発励に水素分子場の影響が強く表われるのではないかと云う観測より進めている。また以前に実施したH₂ガス中に微量のO₂ガスを混入したグロー放電によるOI 25577の発励に関する研究¹⁾の追試も兼ねている。

1) Miyanishi, M and K. Wataolani: The Effect of Hydrogen Gas on the Excitation of Auroral Green Line 25577 in Discharge Tubes, J. Phys. Soc. Japan 7, 69-72 (1952).

野村雅史・小林和男

東京大学 海洋研究所

太平洋深海底の堆積物中の強磁性鉱物を調べるにあたり、熱磁化曲線及びX線回折計による結晶構造、格子定数を求めるとともに、今回は蛍光X線分析計によって、これらに含まれる金属元素の量を求めることを行った。

これらの強磁性鉱物はX線回折から $TiFe_2O_4 - Fe_3O_4$ 型の構造であり、格子定数は $8.37 \sim 8.40 \text{ \AA}$ であることが分る。又、キュリー温度は $565 \sim 595^\circ\text{C}$ といづれもほぼ純粋なマグネタイトに近い。

一方蛍光分析から求めた、チタンの鉄に対する比率は、およそ 10% であり、これは $TiFe_2O_4 - Fe_3O_4$ 系で $TiFe_2O_4$ 25 mol% にあたる。これと、キュリー温度、格子定数を合わせ考えると、これら堆積物中の強磁性鉱物は、かなり酸化したチタノマグネタイトであろうと考えられる。

蛍光分析から求めたチタンと鉄の比と、熱磁化曲線、X線回折像とを比較することから、強磁性鉱物の酸化を推定すること、例えば、 $TiFe_2O_4 - Fe_3O_4$ 系にあるとして、チタン量から出した、キュリー温度、格子定数と、熱磁化曲線、X線回折から求めたキュリー温度、格子定数との差が、これらの酸化度を示す、指標となるのではないかと思われる。また、これらには少量のマンガンが含まれ、あるものには少量のクロムが含まれていることが分った。

深海底堆積物中のチタノマグネタイト

coreing station	場所	格子定数(Å)	Curie温度(°C)	Mn (mol%)*	Ti (mol%)*	備考
KH 68-3-11	北西太平洋海盆	8.403		0.6	8.5	
	15	8.385	585	0.9	9.5	
KH 68-4-5	赤道太平洋	8.360	585	0.6	24.0	Crがある、 Fe_3O_4 以外の鉱物あり
	22	8.374	565	0.5	21.0	" "
	25	8.389	560	0.5	7.0	
	31	8.390	580	0.5	10.0	
KH 69-2-20	日本海盆	8.397	595	0.5	12.5	
	23a	8.370	585	1.7	7.0	
	23b	8.388	595	0.3	5.0	
	25	8.396	595	0.7	7.0	FeS_2 がある
Vityaz Deep, Mariana trench (rock)		8.450	180	0.5	22.0	

* Mn, Ti は Fe に対する mol %

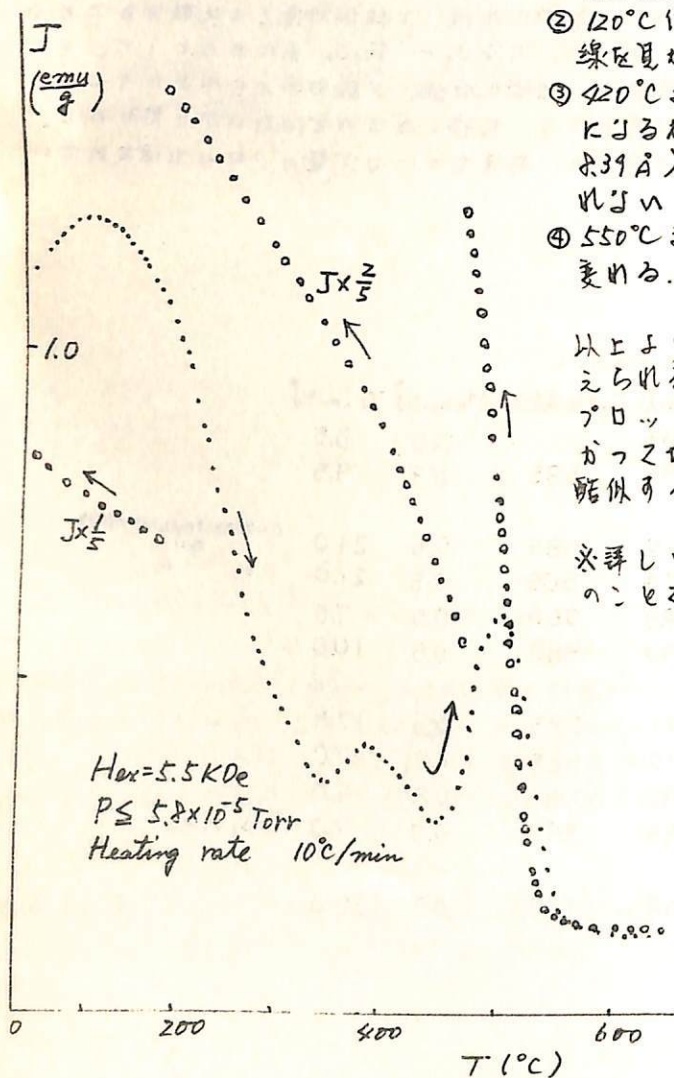
青 不 豊
東 大 理

海嶺より噴出した Basalt 中の磁性鉱物が、海嶺より離れるに従って次第に酸化するという観測 (Irving, 1970)。あるいは考え方が示されてきている (Ozima, 1971)。磁性鉱物の酸化状態を最もよく反映するキュリー点 (T_c) のよび熱による分解を調べてみると、確かに熱磁化曲線のパターンと岩石の年代とはよりよい相関を示す。すなわち海嶺付近の若い物質はチタノマグネタイトは、海洋底において最も一般的にチタノマグネタイトに変わるようである。この意味で古い年代の海洋底岩石の磁性を調べることは興味深い。ここでは 360 m.y. という異常に古い結果 (K-Ar 法)* の得られた Makarov 海山の磁性について調べた。その結果得られたことは Original 物質について

- ① 磁性鉱物は物質のスピネル相で $a = 0.39 \text{ \AA}$, $T_c \approx 300^\circ\text{C}$ である
- ② 120°C 付近にピークをもつ P type の熱磁化曲線を見かけを示す。
- ③ 420°C までの加熱でキュリー点は 420°C 以上に上がるが格子定数はほとんど変化しない。 ($a = 0.39 \text{ \AA}$) スピネル相以外 (イルチト他) は認められない
- ④ 550°C までの加熱でキュリー点は $\sim 540^\circ\text{C}$ に変化する。 $a = 0.40 \text{ \AA}$

以上より Original 物質はチタノマグネタイトと考えられるが $\text{FeO-TiO}_2\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ダイアグラム上にプロットすることはできない。またこの結果はかつて化液 (48 頁講演) によって得られたものに類似する。

* 詳しい再測定によると年代はもう少し若いとのことである。



西田 均一 監 監 貞雄
京大、理 地質

前回の報告で陸上の basalt 中に室温下で N 型の磁化-温度曲線を示す岩石試料が存在するを示した。強い外部磁場のもとでは補償温度を通過した後には磁化は再び外部磁場に平行に出現する。この N-型の反転が、どの程度の外部磁場に抗して出現するかを推定した。推定はこの試料に常温で飽和磁化(外部磁場 10 kOe)を与え、その後異なる磁場強度での磁化測定によって行った。この結果、温度-磁化曲線にみられた極小点は測定磁場 2000 Oe 以下では消滅することが確認された。この 2000 Oe の磁場は、この反転現象が成分の静磁気相互作用では説明できないことを示している。またこの 2000 Oe の磁場は磁化-磁場曲線から推定された保磁力の強さと考えられる。

補償温度で磁化-温度曲線がかなりの強さの磁化を示すことは Shull (1968) の予想したように成分の不揃いのせいではなく、N 型以外の強磁性鉱物が共存しているためであると説明できる。共存している強磁性鉱物は同一岩体の他の部分に普通にみられる P-型のチタノマグネタイト相と考えられる。

この試料を真空中で (10^{-4} Torr) で加熱しその磁化-温度曲線を測定してみよう。300°C 以下の加熱では、磁化曲線がわずかに上昇するのみであり N-型の磁性には変化を生じない。300°C 以上に熱したとき急激な磁化の増大がみられ、その低温での磁化-温度曲線はこの同一岩体中の他の部分と同様の P-型の磁性を示す。このことはこのように N-型の磁性を示す強磁性鉱物がチタノマグネタイトであり 300°C 以上で極めて不安定で転移によってより安定なチタノマグネタイトへと変化した結果であると考えられる。

5

美ヶ原熔岩中のチタノマグネタイトの 熱磁氣的性質

百瀬 寛一
信州大学理学部

一般に lava flow 中の titanomagnetite の Curie 点は同一 flow でも一様でないことが知られている。この原因は、さきほどの Curie 点をえた成分の titanomagnetite が混在していること、二次的酸化をうけている場合などが考えられる。筆者は酸化がその大きな要因になると考えて美ヶ原熔岩中の titanomagnetite を真空中で Annealing し、Curie 点の変化を調べた。試料は同一 flow の三ヶ所より約 1 m 間隔で sampling したものである。試料は Silica glass 中に真空封入し、600°C ~ 1000°C まで段階的に熱処理した。処理温度が高くなるにつれて、各試料の Tc は降下し、950°C で三つの試料の Tc は一致した。この結果から美ヶ原熔岩の場合には、Tc の不一致は岩石生成以後低温酸化を受けて各種の Tc をもつ titanomaghemite が、生じたことが原因であると結論した。

黒鉱々床に伴う“鉄石英”の磁性と鉱床生成期

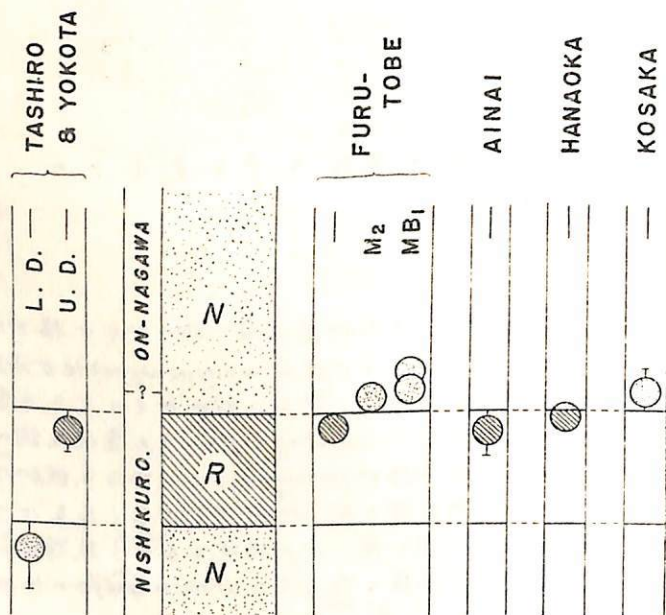
上野 宏共
(東北大・理)

黒鉱々床生成の末期には微細な赤鉄鉱が石英中に散在するいわゆる“鉄石英”が沈殿し、かつこの鉄石英は多くの黒鉱々床に伴う。

秋田県北部地域の古遠部鉱床・相内鉱床・花岡鉱床の鉄石英は花岡鉱床の一部のものを除いてすべて逆帯磁しており、地球磁場逆転期に生成したことになる。古地磁気編年に照らすと西黒沢末期の逆転期に符合する(地質鉱床の立場では黒鉱々床の生成はネオ三紀、中新世、西黒沢期の末期であると認めている)。

古遠部鉱床の鉄石英の直上の泥岩(M₂)や玄武岩(MB₁)は正帯磁しているし、小坂鉱床の場合には鉄石英は泥岩(M₂)中に含まれていてこの鉄石英はすべて正帯磁している。このことは鉱床生成後のごく短かい間に地球磁場の逆から正への変動があったことになり、各々の鉱床の生成期や胚胎順序と比較する上で有力な手掛りとなる。

一方、会津地域の田代鉱床・横田鉱床では胚胎順序を異にする上部鉱床と下部鉱床の存在が知られている。上部鉱床に伴う鉄石英は逆帯磁しており、秋田県北部地域と同様に西黒沢末期の生成が示される。下部鉱床の鉄石英は正帯磁しており、西黒沢末期の逆転期に入る前の時期での生成が推定される。



*島田昌彦・*小泉光恵・**久米昭一

*阪大産研・**阪大教養

天然におよぼす。岩石が生成された時又は生成後にうけた温度、圧力条件を知ることは、地球科学の分野におよぼすに重要なことである。現在まで、このうち温度条件に関するものは多く知られてはいるが、圧力条件に関する知識はほとんど知られていない。

そこでもし圧力に関することが岩石又は鉱物に付随して化石化したものにより、それが測定して取り出すことが出来れば、圧力の geobarometer として、有用なものとなるだろうと考えられる。

著者は、今までにこの強磁性鉱物に与える静水圧効果として、残留磁化の強さ、及び方向について研究してきた。最近になり、これらの研究の一環として、抗磁力に与える静水圧効果について実験をおこなった。

今回は実験方法および片麻岩、花崗肉緑岩中の Fe_3O_4 、超塩基性岩中のチタノマグネタイト、ジテツ鉄の磁石に適用して得られた結果について報告する。

1. 実験方法

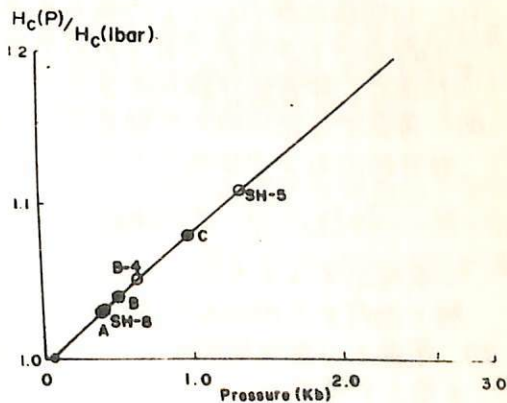
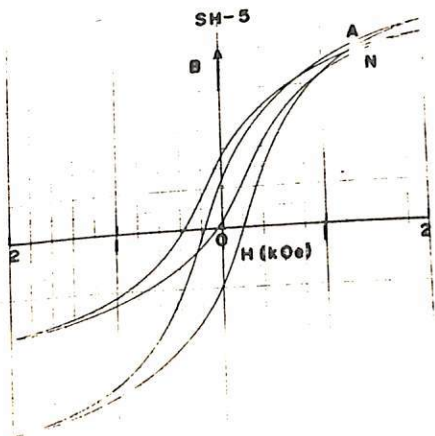
(i) 天然のマグネタイトを $450^\circ C$ を数時間アニールし、その試料をピストンシリンダ型高压装置及びテストチューブ型ポンプを用いて、1 kb, 3 kb, 10 kb の静水圧下で30分加圧した後、それぞれ $B-H$ 測定をおこなった。

(ii) シスト及び超塩基性岩中のマグネタイト、マグネタイト磁石は、 $500^\circ C$ を数時間アニールして、そのアニールしたものと天然に産したものを、それぞれ $B-H$ 測定した。

2. 結果

実験(i)の結果、 $P=0$ の抗磁力を $H_c(P=0)$ とし、加圧した後の抗磁力を $H_c(P)$ とし、この比を圧力に対してプロットするとよい直線性を示し、これらの比は $dH_c(P)/dP = 2.00 \text{ c/kb}$ の関係に加圧とともに直線的に増加する。そこでこの関係を基にして天然産のマグネタイトについて実験方法(ii) のようにして $H_c(P)/H_c(P=0)$ を求め、この値を $dH_c(P)/dP = 2.00 \text{ c/kb}$ の直線上にプロットしてその圧力値を求めた。図1には代表例として超塩基性岩(SH-5) についての測定を示し、図2には、それぞれこの測定値を横軸に圧力を縦軸にしてプロットした結果を示す。

図中のAはジテツ鉄の磁石、Bは花崗肉緑岩、Cは片麻岩、B-4, SH-5, SH-8は超塩基性岩についての得られたものである。



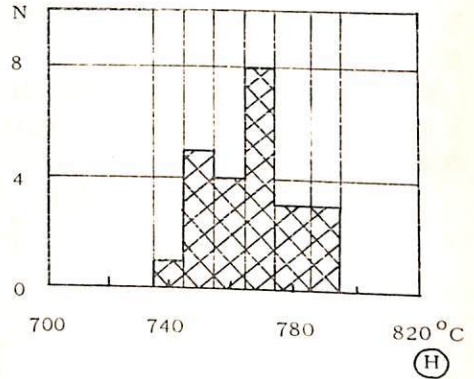
永田 武

東京大学・理学部

アポロ月岩石の磁性研究は、アポロ11号、12号、14号 および 15号による4回の採集試料の研究成果が集まったので、一般的な“月岩石磁気学”として、ある程度まとまった序論が出来る段階に入ったと思う。

(1) 月岩石中の強磁性物質 ; 24試料の

Curie 温度 (Θ_c) は右図に示す如く 730°C から 790°C の間に分布している。このうち月火成岩の Θ_c は 750°C から 790°C の間に分布し、最頻度値は 770°C で、純鉄の Θ_c と一致する。又、月細砂および凝灰岩の Θ_c は、 730°C から 760°C の間に分布し、最頻度値は 750°C となつて明らかに低い。別論文(永田・青木)で詳説するように、後者には磁石及磁鉄の FeNi 合金が混入しており、Ni の混入量は、0-7% の範囲にある。月火成岩中の本采の強磁性物質は、Co および Ni の混入量 1% 以内の純粋に近い Fe τ である。月火成岩中の金属鉄含有量は、0.02-0.1% の範囲、月凝灰岩及細砂中の金属鉄は、0.2-1.0% の範囲にある。



(2) 月岩石中の反磁性 並びに常磁性物質 ;

月岩石中の Fe イオンは、すべて Fe $^{2+}$ であり、Fe $^{3+}$ は見つけられない。4.2°K から 1100°K の温度範囲での飽和磁化-温度曲線の測定結果から、反強磁性 FeTiO $_3$ 相を半定量的に見積ることが出来るが、反強磁性 FeS 相は微量の為検出できない。常磁性成分は、CLINOPYROXENE, ORTHOPYROXENE 及び OLIVINE であり、それ等の含有量は相対的に多く、特に月火成岩の磁化を正確に調べる場合には無視できない。5°K と 50°K の間の温度範囲に Néel 温度をもち反強磁性成分が普遍的に存在し、これ等は、FERROSILITE 及び PYROXFERROITE を含む PYROXENE 系の鉱物であると推定されるが、未だ確定されていない。

(3) 月岩石中の金属鉄極微粒子 ;

月岩石磁気学の一つの持長は、金属鉄の単磁区微粒子群の磁化が大きく影響することである。特に細砂及び凝灰岩に於いてその傾向が著しい。磁気各要素における金属鉄極微粒子の影響は次の如くである。

(i) 初期磁化率 (χ_0) ; 多磁区金属鉄粒子群の室温における χ_0/I_s (I_s は飽和磁化) は 1.4×10^{-4} であるが、月火成岩では $\chi_0/I_s > 1 \times 10^{-3}$ 、月凝灰岩及細砂では、 $\chi_0/I_s \sim 5 \times 10^{-3}$ に達し、超常磁性磁化を示す。

(ii) 常温では粘性磁化が顕著で、なかには殆んど完全な超常磁性を示す凝灰岩とある。粘性磁化 I_v が無磁場空間中にて時間と共に消磁する過程は、

$$I_v(t) = \int_0^\infty \varphi(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau \quad \left(\begin{array}{l} \tau = \text{微粒子磁化緩和時間} \\ \varphi(\tau) = \tau \text{ の分布函数} \end{array} \right)$$

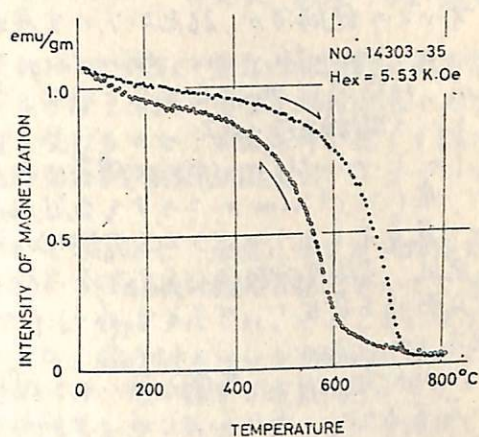
で表現出来るから $I_v \sim t$ の測定から、逆ラプラス変換によって $\varphi(\tau)$ を求め得る。この種の実験と解析から微粒子の直径は 50~200 Å の間に極大をもちこととされる。

(iii) 常温では飽和残留磁化 (I_R) と抗磁力 (H_c) を小さく低温になるに従って I_R と H_c も著しく増大し τ の $\exp(\chi/kT)$ の関係に従う。

永田 武 · 青木 豊
東京大学 · 理学部

月凝灰岩の Curie 温度は、一般に 770°C よりも低く 730°C と 760°C との間にあるものが多い。熱磁気曲線を測定すると、右図の例に示すように、加熱曲線と冷却曲線とは非可逆性を示し、またこの非可逆変化は再現性がある。

図に矢印で示す如く、加熱及び冷却両曲線の明らかな折点を見かけの Curie 温度 Θ_c 及 Θ_c^* とすると測定値は下表のようになる。



試料	No. 14301	No. 14303	No. 14311	No. 15418	単位
Θ_c	760 ± 5	735 ± 5	760 ± 5	760 ± 5	($^{\circ}\text{C}$)
Θ_c^*	640 ± 5	620 ± 5	710 ± 5	670 ± 5	($^{\circ}\text{C}$)
KAMACITE 中の Ni 含 有量	5.5 ± 0.5	7.0 ± 1.0	3.0 ± 0.5	4.0 ± 0.5	(重量%)

これ等の岩石試料中の金属鉄は Ni を少量ふくんでいる事は、MICROPROBE による分析からわかる。例えば、No. 14301 金属鉄粒の一つは、 $5 \sim 8\%$ の Ni をふくんでいると見られた。

これ等の事実から、月凝灰岩中の金属鉄の大部分は KAMACITE であり、非可逆な熱磁化曲線は、KAMACITE の $\alpha \rightleftharpoons \beta$ 変態を示していることは確かである。すなわち Θ_c は $\alpha + \beta \rightarrow \beta$ 変態点を代表し、 Θ_c^* は $\alpha + \beta \rightarrow \alpha$ 変態点を表わす。一方 Fe/Ni 比の分析値が判っている岩石中の KAMACITE の $\alpha \rightleftharpoons \beta$ 変態点の測定結果は次の実験式でほぼ代表できる。

$$\Theta_c = 770^{\circ}\text{C} - 4.5^{\circ}\text{C} \times m(\text{Ni}), \quad \Theta_c^* = 770^{\circ}\text{C} - 2.3^{\circ}\text{C} \times m(\text{Ni})$$

但し $m(\text{Ni})$ は KAMACITE 中の Ni 重量比を % 単位で表わした量である。この実験式を基として、月凝灰岩の Θ_c 及び Θ_c^* の実測値からそれぞれの試料の $m(\text{Ni})$ 量を求めた結果を上記の表に示してある。これ等の Ni 含有量は MICROPROBE による直接測定の結果とほぼ一致している。

注意されることは、KAMACITE は、月凝灰岩にのみ出現し、月火成岩中には存在しない事実である。月火成岩と月凝灰岩のそれぞれに含まれる金属 Fe の量、Ni および Co の量を対比した結果、月凝灰岩中の金属鉄の $70 \sim 90\%$ は、月面に落下した岩石中の KAMACITE が混入したものであることが結論される。

超高压下での Olivine の 金属転移の可能性

安川 克己
大阪大学基礎工学部

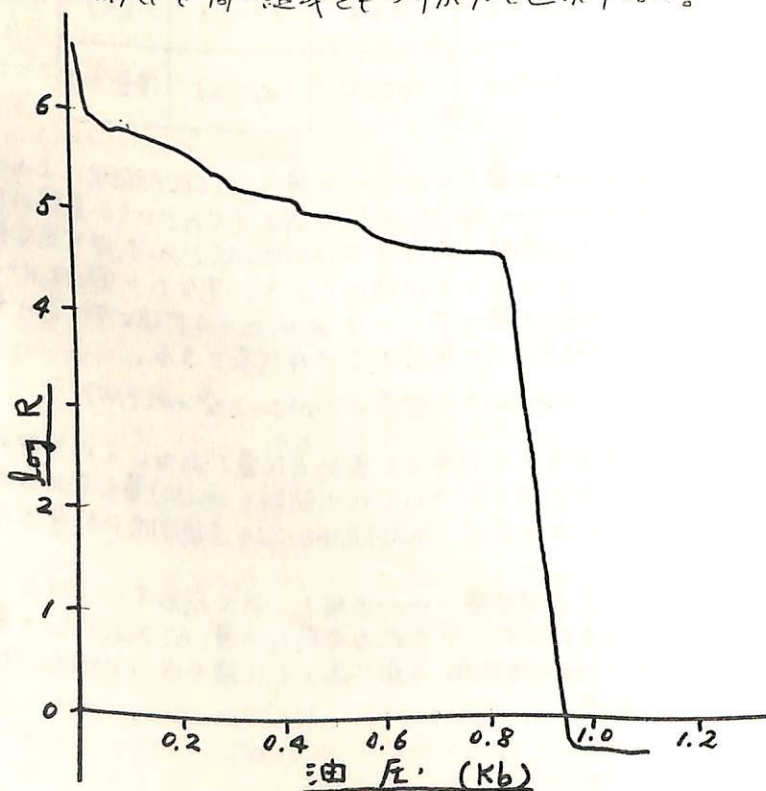
可成りの絶縁体が、超高压下の金属転移の可能性は、理論的には予想されている。
Olivine と mantle-core boundary に相当する圧力の下では、金属転移の可能性も予
想され、地球核は mantle と同じ成分、即ち Olivine によって構成されているのでは
ない。という議論が行われた。

しかし mantle と core の境界における圧力は 100 万気圧に達していると考えられる
ので、果して Olivine がこのような超高压下の金属転移の可能性も、又密度が約 5% 程
約 9 に急変する可能性があるかどうかが実験的に確かであることは、その中の困難であった。

最近、多段階分割体による加圧方式を用いて、川井らは hematite の超高压下における
金属転移を発見し、加圧装置の densification から、その圧力が 2 Mega bar に達している
と推定している。

しかし全く同一の装置を用いて Olivine の電気抵抗の圧力依存性と銅への結果、下
図に示すように、ある圧力から急に抵抗が急減するのを見られた。その圧力は hematite
の金属転移とほぼ同じで、約 1 ~ 1.5 Mega bar と考えられる。

しかし、抵抗測定回路に短絡があるかどうかを吟味するとは多論であるから、この電
阻圧力が、Olivine の組成と関係するかどうか、又この転移圧力に於いて Olivine の
density が、果して 2 倍程度に急増するかどうか、なども精しく吟味する必要がある。
地球の核は mantle と同一組成とすることが可能性を追求する。



試料: ハワイ島産
Olivine

分割体の半径:

920 mm

加圧室:

一辺の長さ (a)

$0.5 < a < 1.0$ mm

の正三角形

無定位磁力計自動化について

新妻信明 稲葉武史
東北大 教養, 理・地質

$1 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$ オーダーの残留磁気を測定するには、現行、無定位磁力計が最も安価であり精度も高い。しかし無定位磁力計の感度を上げると測定に要する時間が長くなり、外部からの雑音(磁氣的・機械的・熱的)の影響を受けるので、測定能率が著しく落ちた。そこでこれらの点を改良する為、および多量の堆積岩の残留磁気測定をルーチンワークとして行なう為、無定位磁力計をできるだけ自動化した。

測定感度は読取部において充分増大することができるので、測定に要する時間を短縮する為には磁石系自身の感度はあまり上げない。外部からの磁氣的雑音の影響を小さくする為、磁石系を3個の磁石を使うテリエ型(parastatic type)にした。このことにより、外部からの磁氣雑音の影響を $1/10$ にすることができた。磁力計のフレを自動的に読み出し記録する為、ランプスケールの部分に太陽電池を付け、光の動きを電気信号に変え、それをペンレコーダーに自記させる。また、その電気信号をV-Fコンバーターを使用して周波数に変え、10秒間のカウント数をデジタルカウンターで読みとれるようにした。このような方法によって、読み取り部の感度は従来が目によるものに比べ、電氣的増大が可能である為、 $100 \sim 1000$ 倍近く向上させることができる。試料の測定は1試料について3軸方向に回転して行なう為、試料を手で置き換えねばならなかった。磁力計の感度を上げると、試料を置き換える為には磁力計に近づく毎に体温の影響を受けドリフトするので、測定中磁力計に近づくことは好ましくない。そこで試料置換および回転を自動的に行なうことのできる試料台を作製した。この磁力計によって得られる感度は $1 \times 10^{-8} \text{ oe}/100 \text{ counts}$ であり、堆積岩の残留磁気の測定には充分である。

現行、この磁力計を2台使用して1日に40~70個の試料の残留磁気測定を行なっている。

日本およびイタリヤにおける
古地磁気層位と堆積速度

新妻信明 木村勝弘
東北大学 教養, 理・地質

火山岩の K-Ar dating と残留磁気の測定、および中央海嶺付近の地磁気異常の観測によって、正逆する地球磁場の変化に時間軸曲を入れることがなされてきている。堆積岩の残留磁気についても同様な変化があったかどうかを確かめる為、連続的に堆積してできた地層でもって、しかも堆積速度があまり変化せず、堆積の中断がない地層の残留磁気を測定する必要がある。

日本およびイタリヤに分布する新第三紀～第四紀の堆積岩層から 50cm ~ 25m の間隔で試料を採取し、残留磁気を交差消磁 (90%) 後、無定立磁力計で測定した。残留磁気の強度は、 $1 \times 10^{-7} \sim 1 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$ であり、 $1 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$ より強い試料には、正逆する磁極方向の変化を捉えることができた。正逆する地磁気の変化は、残留磁気測定用試料中から見い出される化石によって地質時代を決定することができ、火山岩や中央海嶺の地磁気異常から求められたものと矛盾しない変化を Epoch まで認めることができた。

地磁気逆転の年代を K-Ar dating および地磁気の縞模様から推定すると、古地磁気層序のわかっている地層についてかなり正確な堆積速度を決定できる。世界各地における堆積速度の変遷は Plate Tectonics と関連し興味あるところであるが、地中海地域では 5.5 ~ 3.0 my の期間に堆積速度がほとんど 0 に近くなっており、その前後では 60 ~ 110 cm/1000y. である。日本では、5.0 ~ 4.0 my. にかけて堆積速度が 10 cm/1000y. から 100 cm/1000y. ほどに増大している。これらの堆積速度の変化する時期は、従来言われてきた中新世と更新世の境界に一致している。

新妻信明 北里洋 中山一夫 野口達雄
東北大 教養, 理・地質

堆積岩の残留磁気は火成岩のそれより弱く、 $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$ である。このように弱い残留磁気は古地磁気学的に信頼できるものであるかを検討した。

堆積物の残留磁気はVRMの影響を受け、地球磁場中に一昼夜放置しただけでも残留磁気の方は変わるが、このVRM成分は60~100%の交流消磁で容易に除くことが可能である。また、Hand Magnetを試料の表面5mm位まで近づけてできるVRMも同程度の交流消磁で除くことができる。

測定した残留磁気が双極子磁場とみなせるかどうかを知る為の係数として、ER(3軸方向について求めたそれぞれ2組の磁気ベクトルの差)、SD(1軸について得られた測定値の正弦曲線からのずれ)を各試料について算出している。これらの数値をまとめたみると、試料を磁力計から5.5 cm離れた状態では $1 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$ より弱い残留磁気は一般にSD, ERが共に増大し、求められる方向は古地磁気学的信頼性が減少する。

現在使用している無定地磁力計のノイズレベルは 5×10^{-8} 程度である。これを5.5 cm離れた試料についての磁気強度になおすと、 $2 \times 10^{-7} \text{ emu/cc}$ であり、前述のSD, ERのとき $1 \times 10^{-6} \text{ emu/cc}$ とは有意の差がある。これは堆積岩中に含まれる強磁性鉱物のもつ磁気モーメントのばらつきが測定に表われている為と考えられる。このことは試料を遠ざけることによって、SDが減少することによって示される。

10^{-7} emu/cc オーダーの残留磁気しかもたない堆積岩から古地磁気学的に信頼できる測定値を得ることが可能であるかどうかを検討した結果についても述べる。

木村勝弘 新妻信明 稲葉武史
東北大 理・地質, 教養

堆積岩の残留磁気はどのような鉱物によって担われているかを知ることは、残留磁気の安定性、信頼性を検討する為に必要なことである。

日本およびイタリアの新第三紀~第四紀の堆積岩から水中で電磁石を使って強磁性鉱物を取り出し、それをX線回折、反射顕微鏡、熱磁気天秤、熱消磁によって検討した。

一般に弱い残留磁気しかもたない堆積岩には、強磁性鉱物が少ない。含まれる強磁性鉱物は、Magnetite, Ilmenite, Hematite, Pyrrhotite, 等であり、粒径は、一般に10~50μmである。これらの鉱物が堆積岩の残留磁気に関与しているかについて述べる。

山陰および九州地方における古窯跡 の考古地磁気

浅海英三* 時坂克安* 岸 武保**

* 島根大学文理学部物理学教室

** 鳥取大学工学部機械工学教室

前回報告した佐賀県多久市の「大山窯跡」有田市の「天狗谷窯跡」唐津市外の「岸岳飯桐庵下窯跡」島根県安来市の「山口邸新造院瓦窯跡」につづいて、このたび佐賀県武雄市の「額谷古窯跡」(1601~?)伊万里市の「椎の峯窯跡」(~明治16年)有田市の「掛の谷窯跡」(1643~1658)「藤の本窯跡」(1622~1637)西有田町の「近の原古窯跡」(1624~1643)長崎県波佐見町の「畑の原窯跡」(1599~?)熊本県宇土市の「網田皿山焼窯跡」(1792~?)鹿児島県伊集院町の「苗代川釜の平窯跡」(1843~?)加治木町の「龍門司焼瓦窯跡」(1718~?)島根県益田市の「芝窯跡」(?須恵器)次田市の「石見口分寺瓦窯跡」(?~170)鳥取県東郷町の「中の谷窯跡」(550吹?古噴後期)の計16ヶ所から試料を採集し測定した考古地磁気の結果と近畿地方を主として得られた川井・広岡の標準曲線と比較して見た。

堺市梅地区の須恵古窯群に おける考古地磁気

中島正志, 鳥居雅之, 安川克己, 川井直人

大阪大学基礎工学部

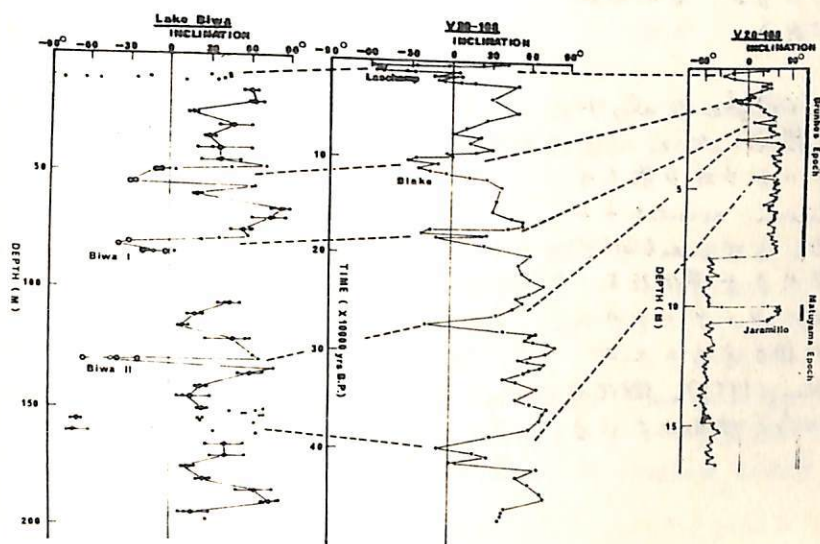
堺市郊外にある泉北丘陵は日本書記にみえる「茅渟果陶色」にあたり、5世紀ころより須恵器が大量につくられ所である。現在、この地域に泉北ニュータウン建設事業がすすめられており、それと並行して大阪府教育委員会より埋蔵文化財の発掘調査が行なわれている。古地磁気永年変化からの遺跡の編年を目的として、現在までに約150基の古窯跡の焼土の磁化方向を、測定した。結果の一部はすでに川井、広岡等によって発表されているが、今回は梅地区よりの約50基の測定結果を発表する。又あわせて、昨年12月より本年3月にかけて梅地区で行った、須恵器古窯復元実験の結果を発表し、考古地磁気学的編年に対する若干の考察を行う。

琵琶湖堆積物より発見された

地磁気の反転振動

川井直人, 安川克己, 中島正志, 鳥居雅之,
大阪大学基礎工学部

京都大学大津臨湖試験所の堀江等によるボーリングにより、湖底より約200mまでの琵琶湖底堆積物が採集された。この試料を5m間隔にSampleを3個ずつ取り、その伏角を測定した。その結果は下図に示す。深さ200mまでに、非常に短期間ではあるが、上向きの伏角をもつ期間が5回ある事がわかった。始めの2つは、Laschamp event と Blake event にそれぞれ対応しているものと思われ、あとの3つはまたeventとして報告されていないが、Lamontで測定された。太平洋からのボーリング試料の伏角変化の様子とよく対応している。上述の5回の Reverse field についてはさらに詳しく、連続的に測定する事により、3カ所については、相対的ではあるが偏角の変化をおう事ができた。現在、他の研究者によって花粉分析粒度及び密度の測定などが行なわれており、それらの結果の地磁気変化と傾向の似ているものについてあわせて報告する予定である。



Kawai et al.
Pro. Japan Acad.
48 (1972)

Wollim et al.
E.P.S.L. 12 (1971) 175

Ninckovich et al.
E.P.S.L. 1 (1966) 476

最近5百万年間の地磁気反転の標準ダイアグラム

小林 和男
東京大学 海洋研究所

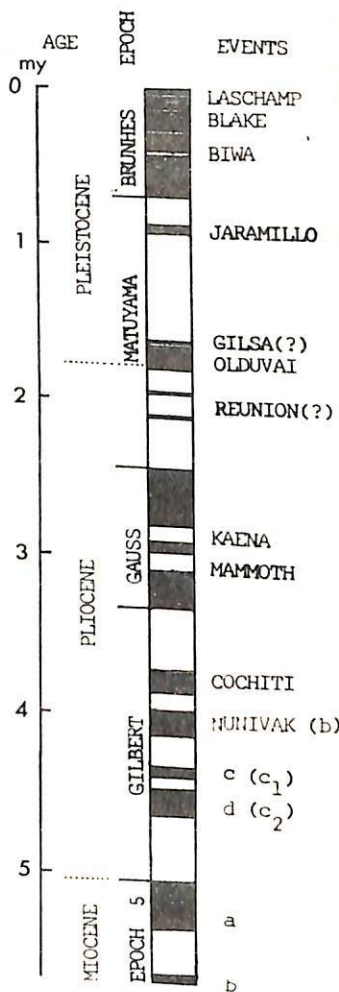
最近の約5百万年にわたる地球磁界の反転を示す年表は、世界各地の岩石の自然残磁磁化の方向の測定値と、そのK-Ar年代にもとづいて Cox (1969) によってまとめられている。しかし、主としてK-Ar年代値の誤差のために、一部未確定な部分があり、とくに、約4百万年よりも古い時代については、よくきめられたとは云えない。

このような磁界反転年代の不確定さは、深海底堆積物のコアの自然残磁磁化を詳しくしらべることによって、かなり補うことができると思われる。

本講演では、白鳳丸によってわれわれが太平洋各地で採集したコアの磁化方向の測定結果にもとづいて、ハラミロ、オールドバイ、カエナ、マンマス等の event の年代を推定する。

同様な報告は、Opdyke (Rev. Geophys. 12, 213-1972) によっても、ラモント研で測定した多数のコアについて出されているが、われわれの結果ともほぼ合うようである。

各 event の名称は Cox, Opdyke et al, に従って、右図の如きものを提唱したい。とりわけ、Matuyama 期前半にみられる最大の N-event については、Olduvai event とよぶのが適当であると思われる。この event 名は、オ三紀、オ四紀の境界を定める標準化石を産するの有名なアフリカ・タンザニアの Olduvai 峡谷の岩の年代に相当することは再確認され (Gronné and Hay, 1971)、微化石研究者の多くによっても広く使われている名称だからである。



伊豆・小笠原・マリアナ諸島における古地磁気研究

伊豆・マリアナ古地磁気研究グループ

東大・理. 大阪大基礎工, Univ. of Washington, Univ. of Colorado.

福井大

西太平洋地域の島弧における古地磁気研究の例は、まだ少ない(eg. 小林 昭男 1971年春-地磁気学会予稿集)。西太平洋海底地殻の運動の理解は、グローバル・テクトニクスを考へる上でのひとつの重要な鍵とも言える。他方、Doell-Cox等の提唱する“Central Pacific quiet S.V. region”が、はたして西太平洋地域まで広がっているものかどうか、地球磁場起源を論ずる上での重要な地域と思われる。筆者等はこうした見地から、1971年度より日米科学協力研究として、伊豆-小笠原-マリアナ島弧につき、古地磁気学研究とくに、(i)地殻運動、(ii)S.V.の研究を行なっている。本報告はその中間報告である。

(1) マリアナ諸島の地殻運動: Guam島からは7枚の流岩層(各層から7~10ヶの試料)を採集した。K-Ar年代は22~38m.yと示す。又 Saipan 島からは4枚の流岩流を採集した。K-Ar年代は45.8m.yである。これらの試料について200 Oeで交流消磁を行なった。次表に各島における平均のNRM方向を示す。結果はこれらの bedding correction を行なったものである。

	No. of flows	I (200 Oe)	D (200 Oe)	α_{95°	K-Ar age (m.y)
GUAM	7	22.4°	49.8°	24.3°	22 - 38
SAIPAN	4	-11.7°	24.4°	49.3°	45.8

これらの島も、東向きに偏角を示す。我々は一応の結論として、Guam, Saipanを含む地域全体(プレート?)が、オセアニアの初期(~50m.y)から現在までの間に、時計廻りの回転を行なったと解釈した。

(2) Secular Variation: サイパンと硫黄島のほぼ中間に位置する Pagan 島より、新しく(0~10⁴yr程度)流岩層2枚を採集し、これらにつきV.G.P.の地球回転軸に対する標準偏差: ST を求めた。この結果、ST=5.8~7.0°であり、0~10⁴y.B.P.の Hawaii の流岩層における ST=10.4°(Doell-Cox, 1972)に比べて更に小さい。現在の所、採集した流岩層の total time span が不明のため、この異常に小さい ST は、直ちにこの地域での low S.V. を意味するかどうか結論することは難しい。今年度の予定として、更に多数の流岩層を測定し、又 fission track dating 等も試み、最終的な結論を得たい。

日本における過去 9,000年間の地球磁場 永年変化.

青木 董・小嶋 稔
東京大学理学部地球物理学教室

Doell-Cox 等は, Hawaii 諸島火山岩についての古地磁気学研究結果より, 中央太平洋に於いては過去数百万年間にわたる地磁場永年変化が異常に小さい事実をくり返し主張している。筆者等は, こうした「異常に小さい地磁場永年変化(以下 *low S.V.* と略す)」が, 果して中央太平洋にのみ特有のものなのかどうかを検証するため, 日本で今迄求められた現在より約 9,000 年前までの古地磁気データを用い, 地磁場永年変化を計算した。

地磁場永年変化を数値的に示すため, 現在の地球自転軸に対する, $V&P$ の標準偏差 ST を計算した。上記の 0~9,000 年間に於ける日本での ST は 10.4° であり, Doell-Cox が求めた Hawaii での $ST = 10.4^\circ$ に比へてもさらに低い値となる。

この解釈として, 我々は, 次の三つの可能性をあげた。

(1) *low S.V.* は中央太平洋に特有のものではない。もし *low S.V.* が Hide が指摘する様にマントルコア境界層の特別な topography 又は, 下部マントルに於ける特別な温度分布によるものと考へると, この様な特殊な領域は唯単に中央太平洋下のみでなく, 日本列島に於けるコア-マントル境界面にも存在することに成る。

(2) *low S.V.* は地球磁場の空間的な特性ではなく, 時間的な特性を示す。亦たわち, 日本や Hawaii のデータはいずれも現在から約 1 万年前までのもので, この期間だけ *S.V.* が異常に小さかった。因みに同じ Brunhes 紀に於けるデータでも, 初期 ($> 10^5$ yr) のものは, いずれも Hawaii や日本のデータより大きい ST を示す。

(3) 地殻擾乱の影響による。(2) で指摘した様な, 絶対年代と共に $S.V.$ が大きくなるのは, 地殻擾乱の下での NRM のバネツキが年代と共に増大し, したがって見かけ上大きな ST つまりは大きい $S.V.$ を与える。

現在のところ, 上記三つの解釈のうちどれが最も妥当であるか結論するのは難しい。今後さらに, いろいろな地域で 0~10⁴ 年間の $S.V.$ をしらべることが望ましい。

秋田県内新第三紀火山岩の磁気について。 (男鹿半島と内陸部との対比)

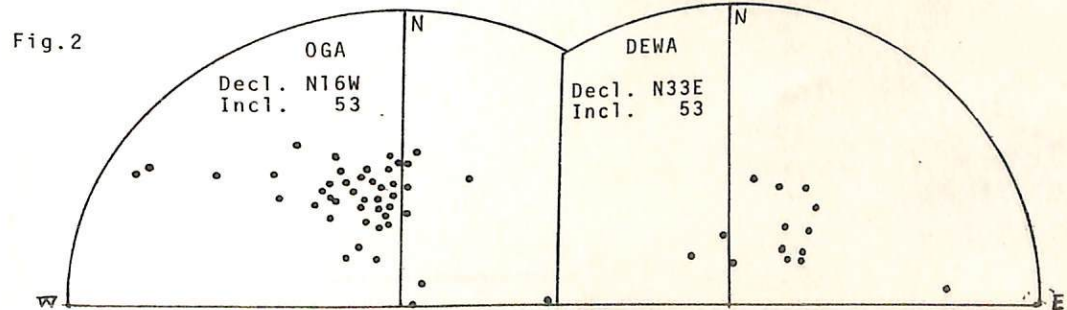
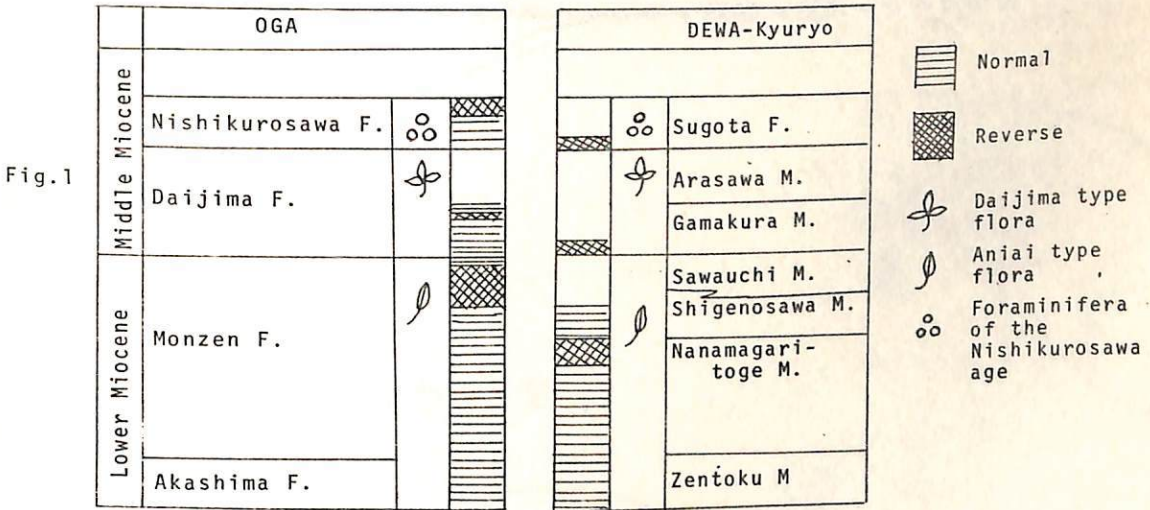
乗富一雄, 村上敬助, 中村研治
秋田大学 鉱山学部

男鹿半島は秋田県内の地質の模式地としてよく研究されている所である。この地区には第三紀下部中新世の火山岩が分布しており、そのNRMについてはすでにこの学会で発表して来た。これと対比する目的で秋田県内陸部に分布する火成岩のNRMを調べた。今回発表する試料の採集地区は出羽丘陵のものであり、男鹿半島の門前層群に相当すると思われる横根峠層、台島層に相当すると思われる畑村層、および西黒沢層に相当すると思われる須郷田層より、火成岩の熔岩と思われるものに限って採集した。

この出羽丘陵については、すでに野村(1967)によって研究がなされているが、今回の結果も同氏のものと殆んど同じであり、新しい知見は得られていない。

男鹿半島と出羽丘陵との対比はFig. 1に示す通りである。この対比を見限り古地磁学的層序のパターンは類似していると云えよう。しかし細部については多少のズレが見出される。

なお、両地区の門前、台島階に相当する岩石の正帯磁のもののみとまとめて、それらのNRMを回示すればFig. 2の如くなる。この図を見限りでは、両者の間には僅肉のズレが見出される。若しも両者が同時代であれば、男鹿半島は、内陸部を基準にした場合、反時計回りに40°以上回転したことを意味する。しかし、この点に関しては今後検討すべき問題が残っている。



伊藤晴明 時枝克安

島根大学・文理学部

地球磁場は第三紀において幾度となくその方向を変えていたと報告されてきたが、その反転周期と詳細な反転機構は未知の部分が多い。我々はこの未知の部分を探明するため、西南日本に分布する年代の決定された花崗岩類岩(野沢, 1970)の古地磁気学的研究を行っている。今回、主として採集、測定した両山陰、九州および四国地方に分布する13~15 m.y. および30~60 m.y.の花崗岩類岩体である。その結果、次に示す地域の岩体は比較的安定なNRMをもち、しかもReverseに帯磁され、一つの岩体内でも興味あるNRM方向の変化を示すので、これらの測定結果について報告する。

宮崎県屋鈴山

(花崗閃緑岩
流紋岩)

13 ± 2 m.y.

15 ± 2 m.y.

この岩体の磁化はContact附近でReverse, 中心部ではNormal(?)である。

高知県足摺岬

(花崗閃緑岩
トダマロ岩)

13 ± 2 m.y.

13 m.y.

この岩体はContact附近でNormal, 中心部(岬の先端)ではReverseに磁化されている。

島根県横田町

花崗閃緑岩

46 m.y.

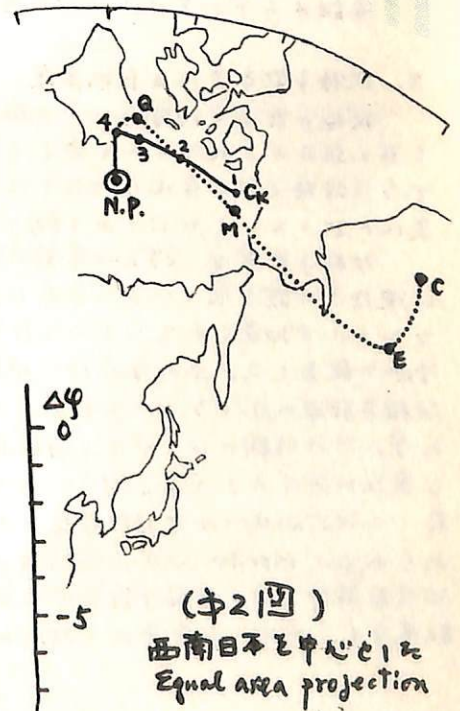
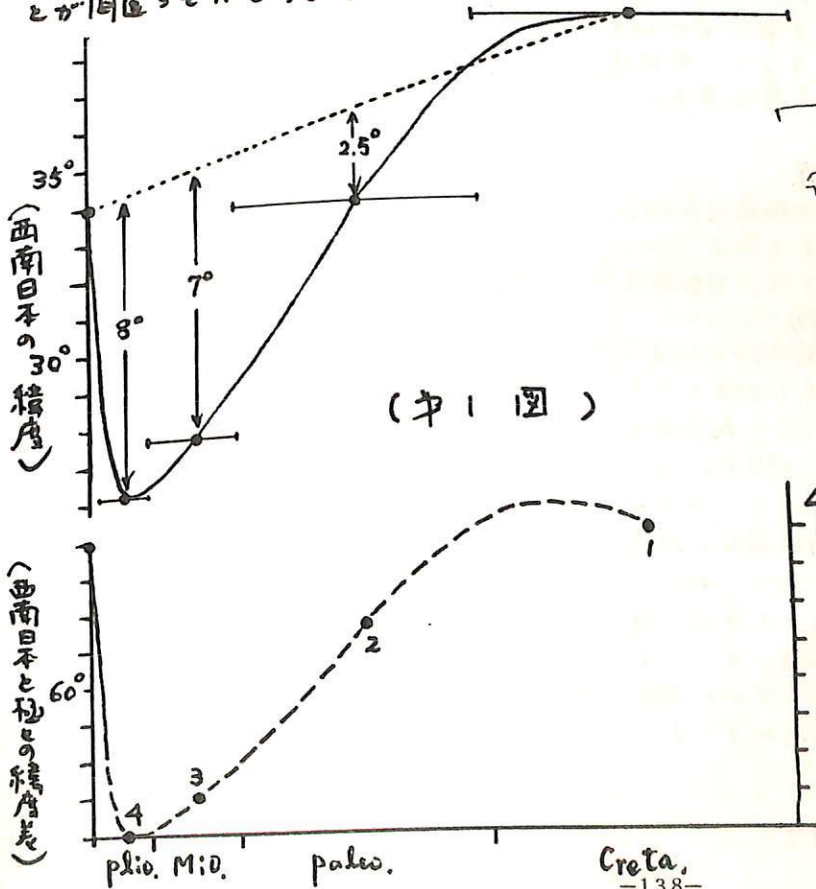
岩体内のこの場所の試料もReverseに磁化している。

極移動と日本の古緯度

各川 克己・中島 正志
大阪大学 基礎工学部

現在までに報告されたあらゆる古地磁気学の資料から、西南日本のものを選り出し、平均古緯度を求めた。集計に用いた資料は $\alpha_{95} < 20^\circ$ のものがある。結果は第1図に実線を示すように、白亜紀から更新世にかけて、緯度は減少しつつ、その後突然増大して現在に到っている。このように緯度変化の向きが突然逆転するとは、西南日本の動きによって説明しうとすることは自然であって、これはむしろ極移動のしるしと考へるべきである。第2図に、Köppen によって与えられた極移動の軌跡(長線)が示すところから、丁度日本に対して北極の反対側 80° 辺りから突然向きを変えている。

新第三紀から現在に到る間の極の動きに、このように方向変化を認めるとして、第1図を考へてみる。西南日本の緯度が、現在まで、時代とともに一律に減少しつつあり、残りの破線線に示した緯度変化が極移動によるものとすれば、極移動の軌跡は第2図の虚線のようになる。但し長Cは朝鮮半島南部の資料から求められた白亜紀に到る北極の位置である。図から明かきように、西南日本の緯度変化の曲線は、更新世に到るまでは、西南日本の一極を南下とし、比較的一律に極移動の合成を表わしている。しかし、その後緯度現在に到る異常な増大は、極移動のせいでなくとも不規則な感じを醸成している。これは「叙百五十年にわたって、ありり方向と変えることもなく移動した果て極が何故突然方向と変えるのであろうか。恐らく、現在の Virtual pole と回転軸の極とすることが同座とされているのである。



東京大学 地質研究所
行 武 毅

1. 偏心双極子磁場と地球自転速度

地球核とマントルとの間の電磁的相互作用が地球自転速度の不規則変化を起す主要な原因の一つであると考えられている。その際、重要な役割を果すとみられるトロイダル磁場は、地表では観測されない。核-マントル間の電磁結合を未だ観測事実としては、従来は、偏心双極子磁場の西方移動速度変化と、地球自転速度変化との間に、よい対応関係が見られる点が挙げられていた。

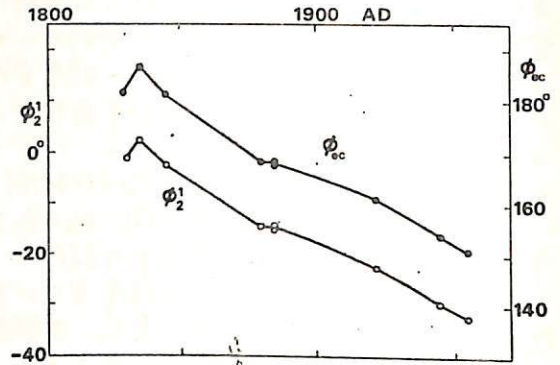
しかし、偏心双極子磁場の経度を調べると、第1図に示すように、地球磁場を球函数展開した場合の $n=2, m=1$ 項の動きと本質的に異なることがわかる。偏心双極子磁場は、地表で観測された磁場エネルギーの大部分を含むために、その動きは地球磁場全体の動きを代表すると考えられた。しかしこれが単に $n=2, m=1$ 項にすぎるとすると、電磁結合を裏証するデータとしては再考を要する。

2. 双極子能率変化と自転速度

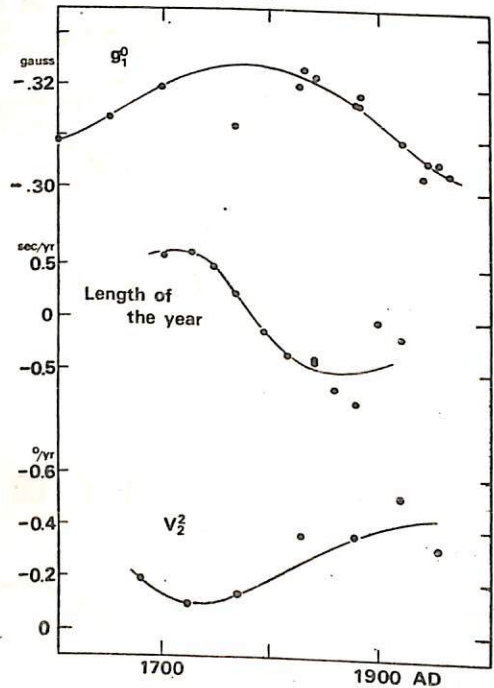
双極子能率の時間変化が自転速度の变化を起すのではないかと考えられる。ここでは、双極子能率変化に対応して、自転速度変化が起っているかどうかを調べてみる。

双極子能率は、約2000年前に極大に達し、以後次第に減少している。これに対応して、マントルが加速されていることは、既に前の学合で報告した。このほかにも、1800 A.D. 頃、双極子能率の小マナーブがあると考えられる。この時期には、やはり自転速度の顕著な変化がみられる(第2図)。またこれに対応して地球磁場の西方移動速度にも変化が認められる。1900 A.D. 以降の観測所のデータに

球函数解析して、双極子能率のこのかゝる変化を調べると、数十年の尺度で変化していった自転速度も、双極子能率変化と対応がよいように見られる。



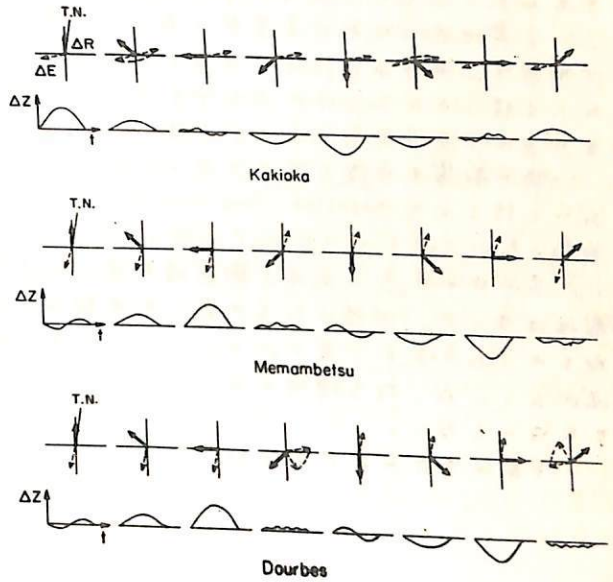
第1図



第2図

横山 泉
(北大理)

柿岡、女満別及び Dourbes (ベルギー) の3観測所における地磁気短周期変化をその水平成分の向きで8方位に分類して、これに対応する地電位差変化及び地磁気鉛直成分の変化をまとめてみると、図に示すような結果になる。女満別と Dourbes とは殆ど同じように振舞う。既に周知のように、地電位差の変化方向は、それぞれの場所で特有な方位をとる (こゝではこれを Preference arrow と稱する)。また、地磁気鉛直成分の変化値が大きい値をとるのは、地磁気変化がある一定の方向を向いたときであり、この方向はそれぞれの場所で特有である (これに関しては Induction arrow が定義されている — いわゆる Parkinson vector とは逆向きである)。Preference arrow E と Induction arrow H とは、図に示した3観測所では略直交している。すなわち、各観測所は特有な Preference arrow に直交するよ



うに、地磁気変化ベクトルが向いたとき、地磁気鉛直成分は最大値をとる。こゝで Energy の流れを表わす Poynting vector $P = E \times H$ を考えると、上記の3観測所では地球内部へ向っている。そしてその値が最大のとき、地磁気鉛直成分 ΔZ が最大値をとる。多くの観測所について Poynting vector を調べてみると、必ずしも上記3観測所のようにではない。いま、数10分程度の周期の変化について、日本各地の観測所を分けてみると、次のようになる:

P が内向き: 稚内, 女満別, 浦河, 柿岡, 大島(野増), 麻屋; P が外向き: 浅虫, 鳥取
 少くとも、Poynting vector が外を向く観測所は異常である。これが内を向く観測所の中にも異常があるであろうが、Poynting vector の向きでは判別できない。

鳥取については、Induction arrow は概略であるが、宮腰(1969)が指摘しているように、その異常は日本海の効果と考えられる。これに対応して、太平洋岸には Poynting vector を内向きに強めるような異常の存在が予想される。浅虫については、長谷川(1961)が既に指摘しているように、地電位差変化が異常に大きい。このことと P vector の異常とは関係があると考えられる。

Poynting vector がゼロになつたり、外向きになるのは、いわゆる "induction-conduction process" によって、観測所の E とは別な電流による磁場が付加されるためと考えられる。

(文献)

長谷川淳, 地電流の空間的異常変動, 1-100, 1961.

宮腰潤一郎, 山陰地方における地磁気, 地電流変化(II), 鳥取大紀要, 3, 199-204, 1969.

本麻義寺

東京大学地震研究所

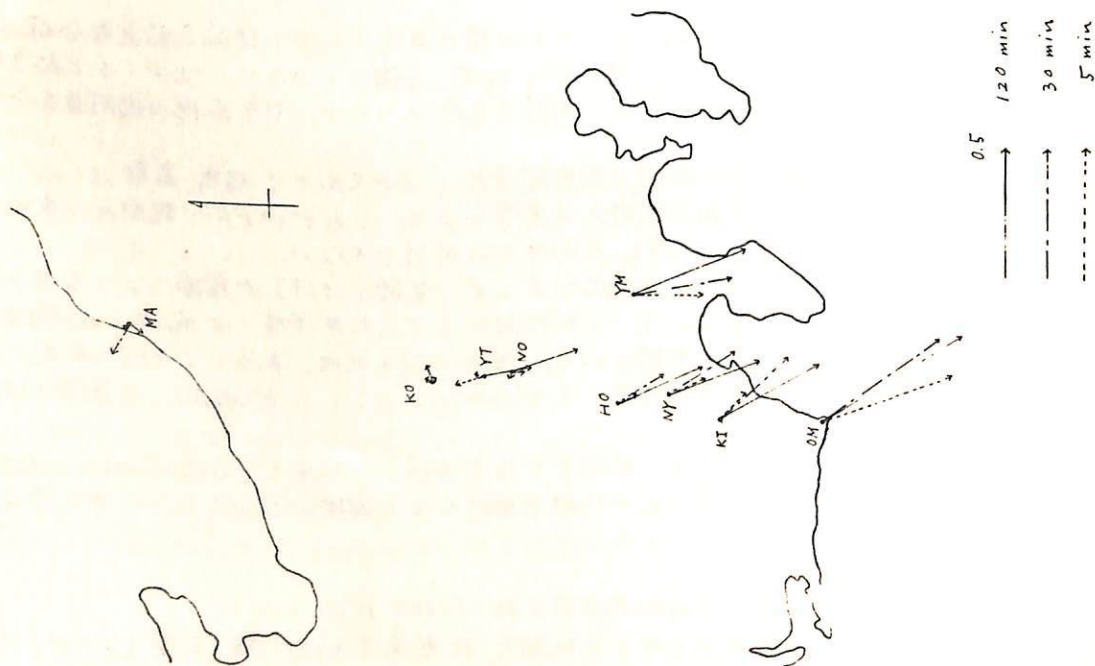
前回の学会で観測の概要は報告したが、その後解析が進んだので、各観測点における地磁気変化異常の周期依存性を中心に議論したい。今回の観測点の記録の他に、以前の観測で得られている他の観測点の記録も用いた。中部日本の太平洋側から日本海側まで合計9点のばりて transfer function を求めた。

この地域は中部日本異常に属し、力武モデルによつて説明がつかうとされている。しかしながら、周期依存性をも考慮に入れたモデルを考えることが必要となっている。各点において得られた transfer function をみると興味深いのが、これらには海の影響が含まれていると考えられるので、これらを用いてそのまゝ地下のモデルを考えることはできない。

海の影響を考慮した上で地下のモデルを考えることは別の機会にして、今回は各点において得られた transfer function を用いて、中部日本異常の周期依存性について考えてみたい。

Au についていえば、御前崎付近では周期120分から5分にかけて、実際には周期依存性はないが、内陸に入ると従つて周期依存性が顕著になり、八ヶ岳付近では周期が短くなるにつれて正か負に移る。さらに日本海側に近づくにつれて、再び際立つた周期依存性が見られる。なる傾向がある。しかし、日本海側については観測点が少ないので正確なことはわからない。

下図は各点における周期120分、30分、5分に対する transfer vector を示す。



磯代慎吉

海上保安大学校

昭和43、44、45年の3ヶ年間にわたり能登半島周辺及び北海道の小樽沖より稚内沖迄の日本海沿岸、精密海上磁気測量が海上保安庁水路部測量船「明洋」により実施された。測線間隔は約2哩の地磁気の全磁力を電行式プロット磁針により測定した。海上位置はロランA・C Systemの電波による位置決定方式を用いた。但し北海道の沿岸海域にはデック Systemを併用した。其の結果次の様子が解けた。

- (1) 能登半島周辺には富山湾内の磁気異常が、能登半島の北端より東側20哩の海上及び北側40哩、西側10哩の能登半島に沿った沿岸に最大800ガウスの異常及び400ガウスの異常が数多く発見された。これは能登半島を形成している安山岩等磁性の多い岩石が能登半島周辺海域と連続して伸びている事を示している。
- (2) 北海道の小樽沖より稚内沖迄の沿岸には、小樽沖近にある積丹半島沖9.5哩の海上迄及び増毛一帯稚内沖の沿岸並に十勝、天賣島、利尻島周辺海上に300ガウスの異常の磁気異常が数多く存在する。

以上二地域に於ける磁気異常の共通点は共に火成岩で形成されている半島又は島の周辺に磁気異常が有り且、複雑な分布を示している事である。之により半島又は島を形成している火成岩の海域と連続して伸びていると推定された。

(以上)

磁気偏角図 (1970年) について

水野 浩雄

(国土地理院)

1970年の磁気偏角図が完成したので概要と報告す。

国土地理院では1950年以來、一、二等磁気測量をおこなってきた。現在全国に一等磁気点98点、二等磁気点約800点が設置され、その他若干の補点がある。この向1955年のD, H, Iの分布図、1960年の偏角図を作成した。また測量の進行とともに、各成分の磁気図を地方別にそのつど作成し、Bulletin of G.S.I. に発表してきた。1969年に北海道の二等磁気測量とあわり、ここに全国的に四の二等磁気測量と完了した。(北海道は三回)。今回の磁気偏角図は、これらの一、二等磁気測量のすべての資料を用いて作成したものである。利用できた測定地点の合計は約1700地点にのぼり5万分の1地形図一面当り1.3点強のほりあいで分布している。epoch reductionは、まず柿岡地磁気観測所の資料によりC₁補正を加え、柿岡の1970年値としては6°27'3"と採用した次に一等磁気測量の資料から各年毎に作成した柿岡に相対的多年変化量分布図によりC₂補正と求めた。観測値にC₁, C₂補正を加えて1970年のreduced valueを得た。こうして得られた値を50万分の1の地図上に展開し、コンターを画き、それを250万分の1に縮小のうえ印刷した。コンターは10'おきに画いたがこれは国土地理院の磁気図としてははじめのころみである。コンターを画くにせよしては、水平分力の図と同時に作成し、 $\text{not } H=0$ の条件とてきまだけ満足すよようにつとめた。しかし、ここによつては、それはつとまだかなりの不充足せとのこしてゐる。測定地点におよぶ図からの読みとり値とその点のreduced valueの差がどのつとにならよかによつて、図の精度と評価できる。全測定数の約88%はこの差が10'以内であり、20'以内のもの合計は全測定数の95%にのぼる。それ以上の差を示すものは、これはanomalyの極度に大きい地域とみられる。将来はこいれ地域も $\text{not } H=0$ の条件の充足が不充足な地域で、重疊的に二等磁気測量を実施すよと、今後の磁気測量の進め方によつても、一定のみとあしを得られよものと考えてゐる。

なお昭和47年度中にはD, H, I, Z, Fの五成分の磁気図と一組として、同じ手段により完成すよ予定である。

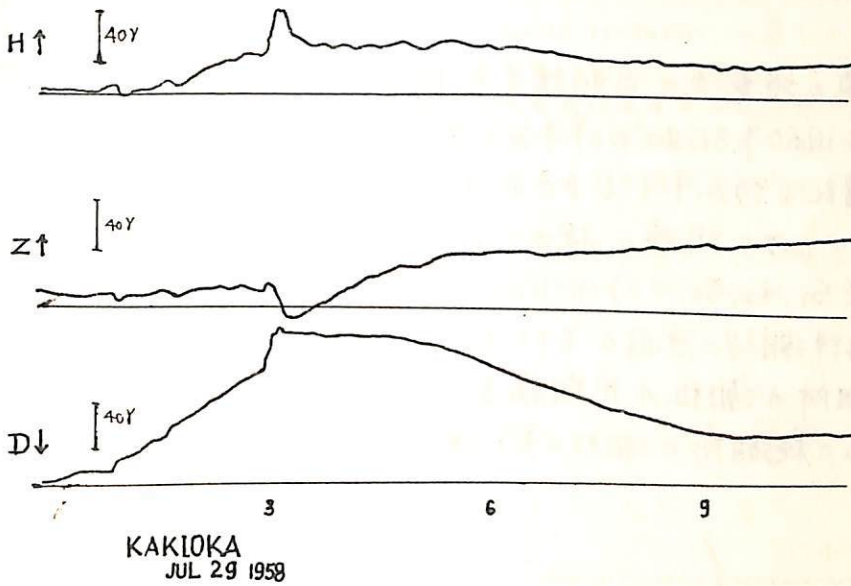
5万分の1地形図、2.5万分の1地形図などに記載されてゐる偏角値は順次今回の偏角図によよものに改訂されてゆくことになつてゐる。

乙 - 成分変動を伴う地磁気変化と
電磁感応について

富田 宏 · 福島 直
東大・理学部

先の学会(1970秋・京都)で報告した様に、 Gsf の発達に際して、柿岡に於いて $\Delta H > 0$ に対して $\Delta Z < 0$ となる場合がある。これは柿岡附近の地下の *conductivity anomaly* の状況、殊にカ武モデルの見地からみると、非常に不思議な現象である。

今回はその後、解析を進めた結果及び経過を報告し、更に一般に Gsf の如く、強い乙成分を *inducing field* と含み、且つ電流系(電離層の)の非一様性が強い場合の地下導体(カ武モデル等)の電磁感応に関する計算結果を併せて述べてみたいと思う。



鹿屋における地電流日変化と海洋潮汐

白木正規
気象庁

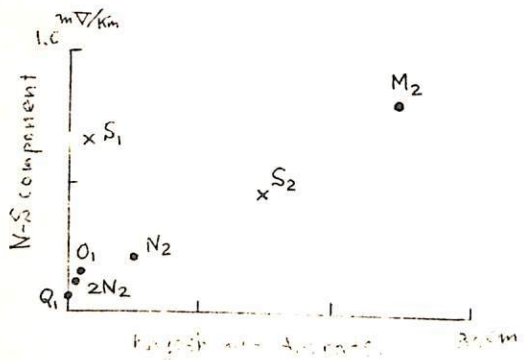
田中靖章
CRC

地電流は地磁気の変化によつて地下に電磁誘導されたものであると考えられる。地磁気の日変化では、太陽項が太陰項と比べて非常に小さいことから、誘導で生じた地電流の日変化についても同じことが期待される。

ところが、鹿屋 (KANOKA ; 31°25'N, 130°54'E) で観測された地電流では、太陰日変化が太陽日変化より数倍も大きいことが以前からいわれている。この原因として考えられるものに海洋潮汐 (あるいは潮流) がある。海洋に原因があるならば、海洋潮汐などにみられるいろいろな潮汐項が地電流に検出されるはずである。

このことから、鹿屋の地電流の周期構造を調和解析によつて調べた。データとして、1959年10月から1960年3月までの半年分である。この期間は太陽活動がかなり強く、地磁気擾乱も多かつたにもかかわらず、地磁気では非常に小さい M_2 , O_1 , N_2 , $2N_2$ 項がかなり明瞭に検出された。また、従来からいわれているように M_2 項は太陽項 (S_1, S_2, S_3, \dots) と同じくらいの大きさである。

これらの項が海洋潮汐に原因があると考えて、鹿屋の近くにある油津、鹿見島の二つの検潮所の潮流の周期構造と比べてみた。これによれば、潮流と地電流との間、二つの検潮所の潮流の差と関係があるとみられる。



本蔵義彦

東京大学地震研究所

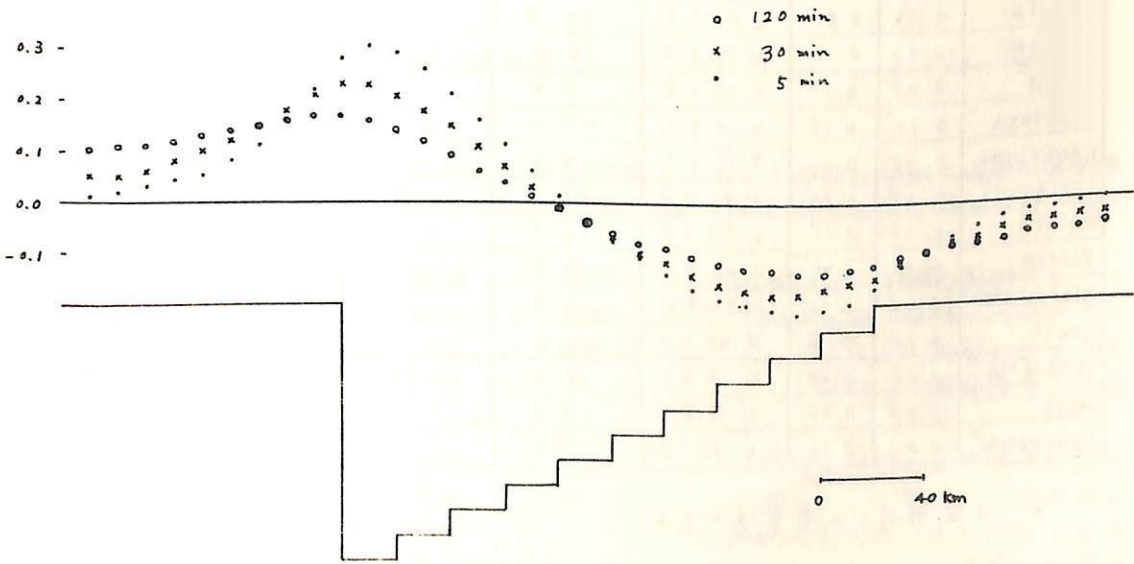
三成分の異常を特徴とする中部日本異常は、最近重要視されてきたCA研究の端緒を
なすものであり、古くから研究されてきた。始めは頃、 $\Delta Z/\Delta H \approx 1.0$ という大きな異常を
説明しうるモデルを考へ出すことは困難であつたが、半島効果の存在が笹井によつて詳細
に報告されてから、 $\Delta Z/\Delta H \approx 0.5$ が中部日本異常の最大の値であることがあつてきた。

力武は日本各地の $\Delta Z/\Delta H$ の値を説明しうるモデルを考へ出し、しかもこのモデルは地
殻熱流量の結果と調和している。このため力武は、中部日本異常は日本列島下における
1200°Cの等温線の起伏で説明しうるという結論を得た。

最近の世界のCAは、データ解析において transfer function を用いる方法が一般化し
つつあり、異常の周期性が注目されつつある。著者は三宅島において興味ある中部日本異
常の周期依存性を発見した。一方、力武モデルは perfect conductor を考へてゐるの
で周期依存性は導き出されなかつた。そこで、finite conductor に置きかえて力武モデルの周期依
存性を調べることは興味あることであらう。

最近、Jones と Price は横方向に電気伝導度の不連続面がある場合、一様磁場がどの
ように影響を受けるかを数値計算によつて求めた。この Jones と Price の理論は様々な電気
伝導度分布に適用されているが、ここではこの理論を力武モデルに適用して周期依存性を
調べてみることにする。

モデルは計算の都合で力武モデルと少し異なるが、大体同じものと考えてよい。下図
は周期 120分、30分、5分に対応する Au ($\Delta Z/\Delta H$ の in-phase part) を示している。



瀬戸孝夫, 田中穰, 行武毅
 国土地理院, 東大震研

水沢を中心とした東西線上でのフラックスゲイト型磁カ計による観測は, これまで9ヶ所で実施され, パーキンソンゲクトルは いずれも東を向き, ゲクトルの大きさは, 太平洋側程 大きいことがわかった^{1), 2)}.

水沢周辺の高温流量地域と低温流量地域の境界をCA観測から見つけ出すことはパーキンソンゲクトルに着しい変化が見られないうのでできなかったが, 東向きゲクトルの面的分布を調べるため, 今回, 更に南北方向に観測点を三ヶ所加え, 観測を行なったので報告する. 期間は1971年11月~1972年3月までである. ここまで観測された場所と結果は以下の表で示されてゐる. 選んだ現象の周期は30分~2時間である. $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ の係数A, B, を求め, パーキンソンゲクトルを定める.

- 1) 水沢周辺のCA観測(工), 瀬戸孝夫, 田中穰, 田島稔
 測地学会誌, 第16巻, 第1, 2号, 34~39頁, 1970
- 2) 東北地方水沢周辺における地磁気短周期変化の観測, 地球電磁気学会予稿集
 東大震研, 国土地理院, 東北大理学部地磁気研究観測グループ, 1971, 6

	A	B	$\tan^{-1} B/A$	$\tan^{-1} \sqrt{A^2+B^2}$	$\sin \theta$
SANRIKU	0.05	0.61	S 85.3 E	31.5	0.62
SUMITA	0.05	0.42	S 83.2 E	23.0	0.39
AKAGANE	-0.03	0.33	N 84.8 E	18.3	0.32
YANAI	0.20	0.51	S 68.6 E	9.8	0.17
MIZUSAWA	0.11	0.28	S 68.4 E	17.0	0.29
HANAIZUMI	0.25	0.22	S 41.4 E	18.4	0.32
ISHIBUCHI	-0.05	0.38	N 82.5 E	21.0	0.36
MASUDA	-0.06	0.19	N 72.5 E	11.3	0.20
YUZAWA	0.02	0.36	S 86.8 E	19.8	0.33
HIGASHIYURI	-0.02	0.22	N 84.9 E	12.5	0.22
HONJO	-0.15	0.14	N 43.0 E	11.6	0.20
TAMAYAMA*	-0.15	0.23	N 56.8 E	15.4	0.29
SUGO*	-0.08	0.24	N 71.6 E	13.5	0.23
KURIKOMA*	0.0	0.16	S 90° E	9.1	0.16

* 今回観測した暫定値を示す.

宮腰潤一郎

佐友則彦

鈴木亮

鳥取大学教養部

京都大学教養部

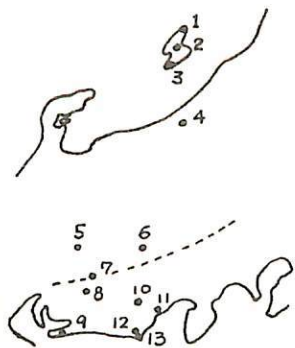
京都大学理学部

これまでに行われた Flux-gate 磁気計による観測結果から、鳥取における $|\frac{\Delta Z}{\Delta H}|$ が変化周期 10 分あるものはそれ以下のものについては極めて大きいことが知られている。その原因は大部分が日本海海水中を流れる誘導電流によるものと想像されるが、力武のモデルによれば日本海の一部に盛り上り、その地下に Conductor のためとも考えられる。より短周期変化領域を観測することにより、これらの関係を明らかにできるのではないかと考え、Induction magnetometer を用いて、海岸から内陸側へ 4ヶ所の観測点を設けて PC3~PC4 の移動観測を実施した。観測結果の解析は目下進行中であるが、概略の結果は以下の通りである。

- (1) 鳥取における ΔZ は既報の変化周期領域の場合と同様に殆んど ΔX に依存している。
- (2) 各観測点における $\frac{\Delta Z}{\Delta X}$ の値は既報の周期 10 分程度のじょう乱のそれにほぼ近い。
- (3) $\frac{\Delta Z}{\Delta X}$ の値は海岸から約 20 km のあたりから海側に向って急激に増大する傾向を示す。
- (4) 鳥取における ΔZ と ΔX の位相はよく一致している。
- (5) 津山における ΔZ の位相は、 ΔX に比してややおくれる傾向が認められる。

加藤愛雄・瀬戸正弘・早坂孝
(東北工大)

さき日本列島中央部の太平洋側から内陸にかけて(静岡, 愛知, 岐阜, 長野県下) 9ヶ所で地磁気短周期変化を観測したが、更に日本海側(新潟県下)で4ヶ所、観測を実施した。(下図)



- 1: 鷺崎, 11: 静岡
- 2: 金井, 12: 夾岡
- 3: 小木, 13: 御前崎
- 4: 安塚
- 5: 加子母
- 6: 長谷
- 7: 平谷
- 8: 設楽
- 9: 赤羽根
- 10: 中川根

佐渡では、北端の鷺崎において $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ が負、南端の小木が正となりその値は変化の周期によって異なりという明瞭な「離島効果」が観測された。

内陸の安塚では $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ の符号が周期によって異なり、約 5 分以下の継続時間を持つ変化においては負となる。また、H 成分と Z 成分の位相が大きくずれている。この位相のずれは図の矢線逆りで目立ち始め、

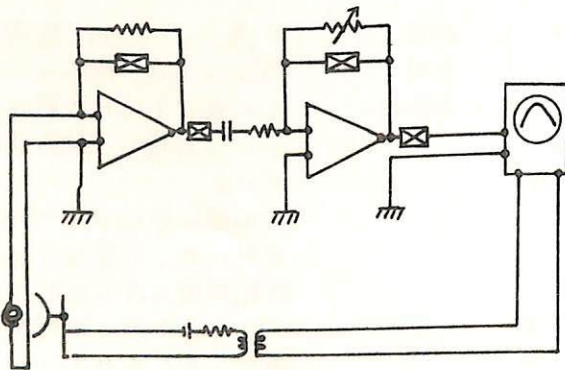
日本海側へ近づくにつれて大きくはる傾向があるようである。

久保木 忠夫 宮本 清
(地磁気観測所)

わが国が地球磁場の絶対観測に用いている磁気機用低周波増幅器の指示部は殆んどがマニツアイである。しかしこれは国内では製造中止に陥っている。また現在地磁気観測所で作られている新しい標準磁気機、角度測定器の低周波増幅器の性能を向上させるため、著者は新しい型のものを試作した。

前増幅器はユニタリな、あるいはオペレーショナルアンプと Twin T 回路を用いて狭帯域とし、出力はシンクロスコープに入力、サーチコイルの駆動ギャーと連動した接点から出る出力をトリガーとしてブラウン管上に示す。この増幅器の特長は次の通りである。

1. GS I-1 号と組合せの場合の分解能 (P-P noise) は $1 \sim 0.8^\circ$ である。(従来の増幅器を調査した結果では通常 3~4 $^\circ$ 、最良のものでも 2 $^\circ$ であり Band 幅が非常に狭い)
2. ハンドルを手で回した時の回転速度 (8~12 Hz) の幅では増幅率は -26 dB 以内で一定である。
3. 水平・垂直面の 11 つの軸が決められているが、またその量が大きい小さいのちも判別出来るので観測が非常にやりやすく、かつ高性能 (0.05' 以内) に合えられる。
4. 標準磁気機 A-56 の組合せでは分解能 (P-P noise) は $0.2 \sim 0.3^\circ$ であり $\pm 0.5'' \sim 1''$ までサーチコイル軸を合せらる。
5. シンクロスコープは大きな磁性があり、通常のものではその接点磁場を 0.1° 以下にするには 10 cm 以上離す必要があるが、改造するに依り、ブラウン管は 1.2 m、シンクロスコープは 7 m 以上離せばよい。
6. 移動用のために電圧-周波数変換器を用いサーチコイルの出力が 0 の時無音にする方式を用いた。重量は 2 kg (電池を含む) 以下である。無音帯は GS I-1 号との組合せで最高感度で 0.8° である。
7. GS I-1 号はハンドルを回すと水平面が 1 秒同期で $0.1 \sim 0.2$ 動くのだから。
8. 増幅器の製作は容易であるが noise は初段の素子ですべて決定されるので、これを避けるのは非常に重要である。
9. 製作費用も別に小さくできる。



柳原一夫・久保本忠夫・小池捷春（地磁気観測所）
谷口 武（岐阜県・古川町吉城高校）

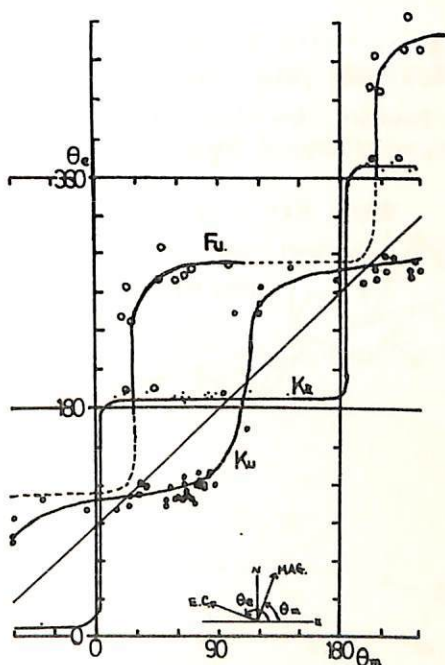
著者（柳原）は従来からいわれている地電流のいわゆる主方向。取扱いは、この磁場の方向に打する地電流。変化を求めるときは、日本列島に大なる海陸。分布による橋岡領域と局所的な小橋岡領域があることを述べた。日本の中部地方。中央付近での地球磁気観測はなく、その特性は全くわかっている。そのため今回静岡県岡部郡春野町熊切（ $\varphi: 37^{\circ}58'E$ $\lambda: 141^{\circ}N$ ）において1972年2月8日より3月13日まで地電流観測を行った。また著者の1人（谷口）は岐阜県古川町の吉城高校（ $\varphi: 37^{\circ}12'E$ $\lambda: 141^{\circ}N$ ）の橋岡で1971年11月より3月まで地電流の観測を行った。方法は基準線を100~200mとし、銅板又は鉛板の電極を用いた普通の手法である。

いずれの地点でも日中は直流電率、列車信号等によると思われる人工擾乱が20 μ V/km程度ある。この夜間の擾乱した時期、現象を利用した。

2つの観測点ともに概略のような主方向が卓越し、下図に示したような磁場の変化の方向に打した地電流の変化の方向が異なる。そしていずれの地点においても磁場と電場の位相差は常に $\pi/4$ になる、という認識は正しい。平均的には熊切は $\pi/4$ になる、古川(Fu)は $\pi/2$ だけ平均的地域より遅れている。

変化量の絶対値は熊切は約15 μ V/km/h、古川は4 μ V/km/h（概略は4 μ V/km/h）と、熊切は日本の平均よりやや大きい。古川は数倍大きい。

観測値が少なすぎると詳しく議論はできないが、古川と熊切では磁場の考慮しなくても地電流の変化の方向が異なる。つまり、日本中部の電磁気的構造が極めて複雑であることは示すものである。
今後更に観測点を追加して究明したいことを考える。



電気伝導度異常 CA の経年変化

柳原一夫
地磁気観測所

地下電気伝導度異常 CA のあらわれの一形式として、地磁気変化ベクトルが、

$$Z = aH + bD$$

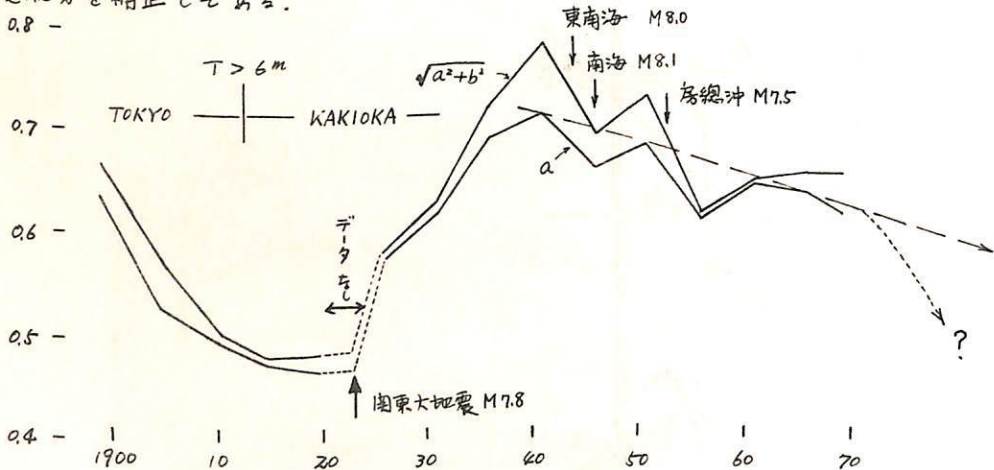
に束縛されるものがあることはよく知られている (Vector CA - 永田, Directional variation type - 上田, 力試)。中部日本異常はこの一つである。CA が急激に変化することはないという“常識的”観念から、時間的变化はあまり顧慮されないが、一部には Z/H の時間的变化と地震活動とを関連させた研究もある (吉松)。Z/H の変化をとることに、1) bD 項の無視、2) a, b の変化周期に対する依存性 (Frequency CA or High-cut Δα type の寄与) の批判もあり (久保木)、また 3) 地磁気変化の種類の違いの影響もある。

そこで CA に変化ありとすればまずゆっくりとした変化から調べるべきであるとの観念から、柿岡の 1924 ~ 1970 年の資料について、1), 2), 3) の批判を考慮して、

- i) SSC, s_i という単純な変化のみと見做す、
- ii) 周期 (この場合 duration だが) 別に、
- iii) 最小二乗法で a, b を求めた。

資料は既に発表されている SSC, s_i のリストを使ったので、CA の主観は入っていないが各成分の極値時刻の不一致などでバラツキはやや大きい。Duration は H 成分のものとした。この結果は Duration の区分 (1-3m, 4m, 5m, 6m 以上) に拘らず a, b は相対的に経年変化をし、特に a では 1920 年代の小さい値 (0.5 位) から 1930 年代後半の極大 (0.7 位) を経て以降徐々に減少する傾向がみられる。

この a = 0.5 と 0.7 の差は誤差とは考え難い。1924 年以前の magnetogram は関東大震災で焼失したが一部の写しが残存しているので、柿岡 (1913-1923)、東京 (1897-1912) について前記 i), ii) の条件をゆるめ、主として Duration 6m 以上の変化について a, b の時間的变化を追跡した。a および $\sqrt{a^2+b^2}$ について下図に示す。東京の値は関東地方堆積層の誘導電流分を補正してある。



中部日本異常は西南日本につながるものとして、柿岡-東京より南側で起きた大地震 (M ≥ 7.5) を記入してある。関東大地震 1923 との関連が注目される。

「しんせい」の姿勢測定

高橋 隆男 · 遠山 文雄 · 青木 巖
東海大学 工学部

科学衛星「しんせい」の姿勢検出を目的として搭載された太陽センサ付地磁気姿勢計は、テレメータの受信期間中を通じて正常に動作し、得られたデータは東京に送られ、そのための用意された処理プログラムを用い計算機により処理、解析がなされた。

[1] 測定方法

地磁気姿勢計は flux-gate 型磁力計を使用し、衛星のスピン軸成分(Z)とこれに垂直な水平成分(H)を測定し、磁場とスピン軸のなす角度(d_m)を検出するものである。(但し、 H 成分は衛星のスピンを利用して検出する。) 計測時の地球磁場は Spherical Harmonic Analysis による理論値を用いる。又、太陽センサはスピン軸と太陽方向のなす角度(d_s)を検出する。衛星の位置は NASDA から軌道 6 要素及 Epoch Time に基づいて計算出来るから、 d_m 及、 d_s が求まれば球面三角法により、スピン軸方向が決定出来る。

[2] 測定結果

衛星の軌道投入後、1543 周目までのデータ処理及解析が行われた。1543 周目までの衛星の姿勢変化を図-1 に示した。442 周目以降 1280 周目までは太陽が太陽センサの視野外となる為、スピン軸と太陽方向のなす角 d_s は推定値を用いた。又、太陽センサはアルベイトと思われる影響を受けており、100 周目位までは日陰前後で変化率は $\pm 5^\circ$ 以下であるが、それ以降次第に増加し、最大約 $\pm 27^\circ$ 位となっている。これは主に、センサに取り付けられたフィルターの劣化によるものと思われる。

1 周分 (113 分) のデータの内、計算に使用出来るデータ量は約 1% 前後、即ち、10 分前後のデータだけであり、全周期に渡って、磁気バイアスによる成分の飽和が顕著に現われていた。

[3] 今後の問題点

今回の姿勢計算を通して、今後、更に改善しなければならない点の問題点を主として次に示すものである。

- 姿勢精度に大きく影響する磁気バイアス補正の問題、
- センサの雑音対策、
- ソフトウェアの改良、
- 地手線センサ等の別種姿勢計との併用、

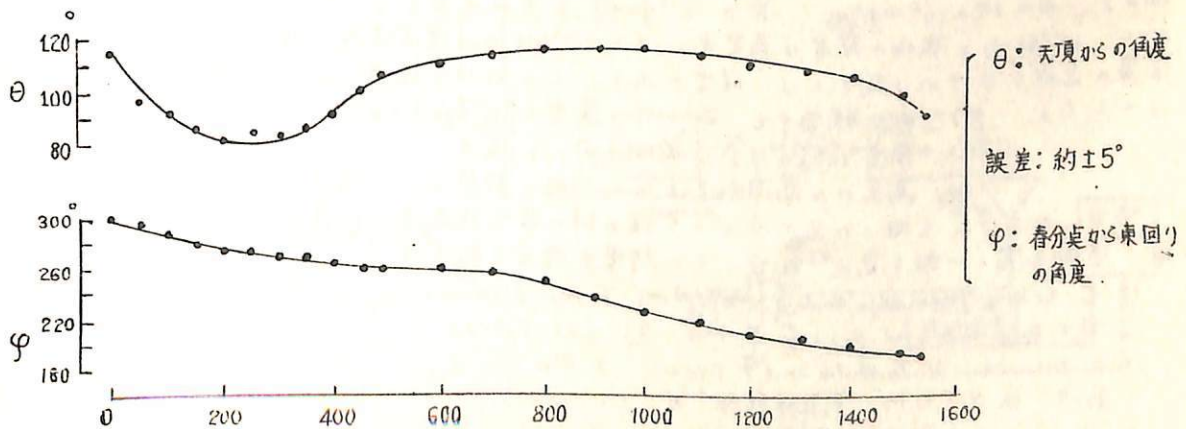


図-1. 姿勢変化図

非共鳴高周波磁場による光ポンピング磁力計の

誤差

藪崎 努, 塚田 紀昭, 小川 徹

(京都大学工学部)

光ポンピング磁力計は、アルカリ原子あるいはヘリウム原子のセマン効果を利用するものであるが、セマン周波数よりはるかに異なるとは異なる周波数を持つ非共鳴高周波磁場の影響はほかに考慮してきてきた。しかし最近、このよりな非共鳴磁場でもそれが強くなるればセマン効果に種々の影響が現れられる事が見出されたので、それら磁力計に与える誤差につき検討する必要があると見てきた。

非共鳴高周波磁場内におかれた原子のセマンレベルについては、Cohen-Tannoudjiらによる"dressed atom"¹⁾, Peggら²⁾による半古典的な取扱いはあるが、これらは各々高周波磁場と静磁場のなす角が直角の場合に限られている。ここでは等角の試みによる一般的な取扱い³⁾によって報告する。

ここでは理論結果の重要な点のみを述べる。非共鳴高周波磁場を $h(t) = h \cos \omega t$ と書くことにし

$$\omega^2 \gg (\gamma_0 H_L)^2 + (1/\tau)^2, \quad (H_L: \text{静磁場 } H_0 \text{ の } h \text{ と垂直方向成分, } \gamma_0: \text{磁気回転比})$$

τ : 原子の緩和時間

ならば、また h が大きければ、もはや媒質は isotropic でなくなり、磁気回転比は tensor 量として現れなければならない。即ち

$$\gamma_{\perp} = \gamma_0 J_0 \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} \right), \quad (J_0: \text{零次のベッセル関数})$$

$$\gamma_{\parallel} = \gamma_0,$$

となる。ここで $\gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ は磁気回転比の h と垂直及び平行成分である。従ってセマン周波数は

$$\delta H_0 = \gamma_0 H_0 \left\{ J_0^2 \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} \right) \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right\}^{1/2}$$

(θ は静磁場 H_0 と h とのなす角)

従って磁力計の誤差は δH_0 と可なり

$$\delta H_0 / H_0 = - \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} \sin \theta \right)^2$$

他磁気観測の典型的な場合として $H_0 \approx 0.5 \text{ Gauss}$, $\gamma_0 = 2\pi \times 3.5 \times 10^5 \text{ rad/sec/gauss}$ (Cs の場合), $\omega = 2\pi \times 10^6 \text{ rad/sec}$, $h \approx 10^{-2} \text{ gauss}$ とすれば誤差は $\delta H_0 \approx 10^{-5} \text{ gauss}$ となる。しかし、 10^{-2} gauss の磁場の強度は真空中では $3 \times 10^2 \text{ Volt/m}$ の電界強度に相当し、これは強力な送信機の近傍に於ける電界発生し得る程度である。しかしこの場合にはこの種の誤差は問題とならなくなる。(1) 地上観測でも、磁力計の感度は 10^{-7} gauss に向上させし時

(2) 高度 10^4 km 以上の観測に用いる場合

(3) 高出力の高周波送信器と同時に搭載される場合

なおセシウムを用いた光ポンピング磁力計に非共鳴高周波磁場を加える実験を行なったが、理論と良好一致を見られた⁴⁾ので、その結果も含めて報告する。

1) C. Cohen-Tannoudji and S. Haroche, J. Phys (France) 30, 15 (1969)

2) D. T. Pegg and G. W. Series, J. Phys B3, L33 (1970).

3) T. Yabuzaki, M. Tsukada and T. Ogawa, J. Phys Soc Japan 32, 1069 (1972)

藪崎 塚田 小川, 宇宙研報告 5, 150 (1972)

4) T. Yabuzaki, M. Tsukada and T. Ogawa, to be published in Japan J Appl. Phys

大道富男* 橋野 晴 北村泰一
 九大 理学部 * 三菱電機株式会社

前回まで素子として フロスワイヤー素子, フラ-フ素子を用いてきたが, 今回は point contact 素子を用いた。Fig.1に今回用いた point contact 素子と磁場コイルの配置を示す。我々の用いた素子では 磁場特性の1周期は約 5mG であった。今回は地球磁場を含む外部雑音磁場をシールドするためにはデュワーを二重の high μ metal の円筒内に入れて実験を行った。

Fig.1のコイルAに直線電流を流し一定磁場をつくる。今その強さを H_0 とする。Fig.2で電圧の点を1とする。コイルBに周波数 f の振巾の小エリ交流を流し, 一方直線電流を変化させて直線磁場を2に変化させたとき, 出力は周波数 f で入力と同位相の交流である。また同様にして3に変化させたとき出力は周波数 f で入力と同位相の交流である。また点1での出力は周波数 f の交流である。この各々の出力を周波数 f に同期した lock in amp に入れると 2に対応する点で+, 3に対応する点で- 1に対応する点で0の出力電圧が得られる。この電圧をコイルAに feed back してやると元の磁場 H_0 に固定されることになる。この feed back 電流を測ることによって磁場の H_0 が3%の変化分を知ることが出来る。この方式を lock on 方式という。この方式でレコーダのレンジを $0.5mV$ にすると1周期に相当する信号変化は今回の場合約 $1/100$ まで検出することが可能であった。故に上記の 5mG を $10^{-5}G$ まで感度を上げることができたことになる。

今回は感度 5γ ($10^{-5}G=1\gamma$) の実測例と将来の展望について述べる。

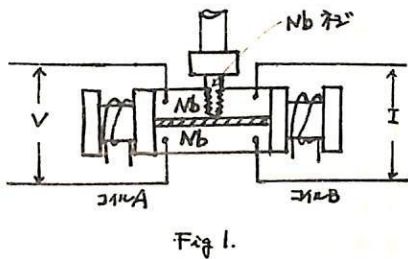


Fig. 1.

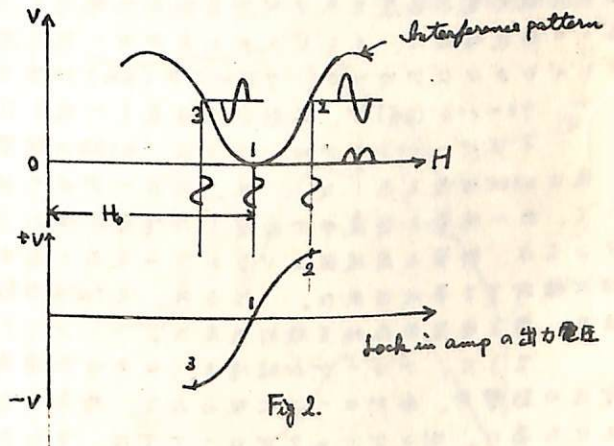


Fig. 2.

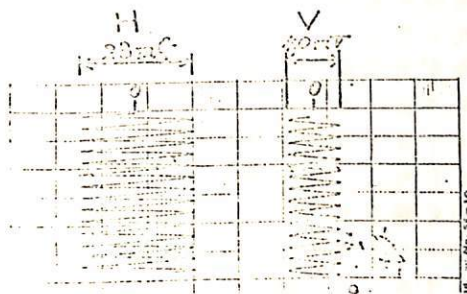


Fig. 4. 右の回路で得られた結果
 左: A.C. 磁場 $f=0.25c/s$
 右: feed back 電圧

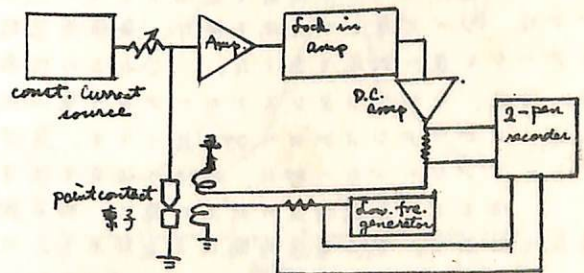


Fig. 3.

S-210-6号機による電離層電子密度の測定

江尻全機, 渡辺勇三
東京大学宇宙航空研究所

S-210-6号機ロケットは、1972年1月21日に、11:24-11:29 JSTの間、下部電離層観測の目的で打ち上げられた。これに搭載したインピーダンスプローブ、キャパシタンスプローブ、ラングミュアプローブは正確に動作して良質のデータを得られた。

インピーダンスプローブは、プラズマ中アンテナの高周波自己アドミタンスの周波数スペクトラムを、容量ブリッジの不均衡成分として測定する装置で、検出された高域ハイブリッド共鳴周波数と、地球磁場によるジャイロ共鳴周波数とより、プラズマ中電子密度を、非常に精度良く求める事が出来る。

キャパシタンスプローブは、ハートレイ型発振回路のLC共振タンク回路の容量として、二枚の平行円板金属メッシュを用いたもので、メッシュ間プラズマの状態によって発振周波数が変化するので、この変動分からプラズマ中電圧を連続的に測定出来る。

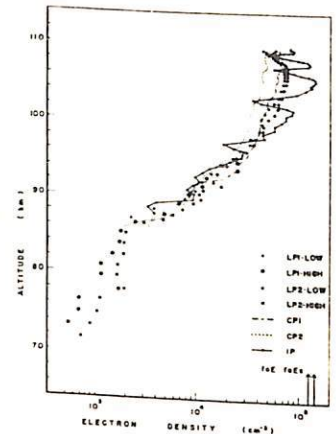
ラングミュアプローブは、プラズマ中の金属製プローブに電圧信号を与えて、その時のプローブ電流から、プラズマ中電圧を測定する事が出来るが、今回は約2.7VのDC固定電圧バイアスを加えて、飽和電子電流を得て、電子温度一定の仮定のもとで、プラズマ中電子密度を求める事を行った。

以上の各観測装置により測定された電子密度の高度分布を右図に示す。矢印は同時に観測されたアイオノグラムから求めた臨界電子密度を示すが、良好な一致をしている。又、各々の測定領域は、インピーダンスプローブ、88~110 (km)、キャパシタンスプローブ、75~110 (km)、ラングミュアプローブ、70~110 (km)で、各測定値は良く一致している。

インピーダンスプローブでは、WAKEの影響が現われ、図の様にWAVE構造を示した。又、プローブの一部がWAKE中に浸って、非一様電子密度中で応答した場合には、プローブアドミタンスは、特異な周波数スペクトラムを示したが、これを理論的に検討する事が出来た。さらに、2fHと3fHが同時に受信出来、電子密度依存性を検討出来た。

さらに、プローブが磁場を、(ロケット速度+スピン速度)で横切って生じる誘導起電圧の影響が、各プローブに現われて、約スピン周期で正弦波状に、プローブ電位を変動させた為に、ラングミュアプローブでは、ラングミュアカーブの傾斜部に変わった時には、プローブ電流をスピン周期で変化させたデータが得られた。又、キャパシタンスプローブでは、シース厚さの変化を受け、発振周波数がFM変調されて、ラングミュアプローブのデータと良い対応を示した。これらの現象を利用して、電子温度を算出したが、これは、将来、キャパシタンスプローブから電子温度を出す為には、極めて、有用である。又、インピーダンスプローブに於いても、スペクトラム中に丸い山を示した。又、ラングミュアプローブの一部に、WAKEの位置を示す凹みがあった。

今まで、測定精度の向上の為に、種々検討されて来たが、今回は、新たに、誘導起電圧の効果と、電子密度勾配による効果と、 $2fH$ による効果が検討出来た。



K-9M-38号機に於けるRFプロ-ブ測定

森 弘隆*, 江尻金機**, 渡辺勇三**

*電波研究所, **東京大学宇宙航空研究所

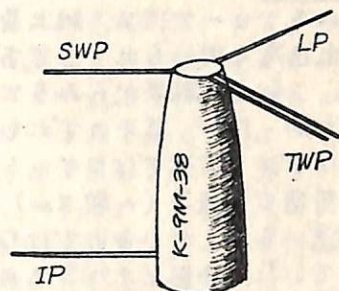
現在までに電離層プラズマ測定プローブとして各種のプローブが着陸しロケット, 衛星等に搭載されているが, それらのプローブ法の相互比較は重要な問題である。室内実験では46年度の宇宙研スペースステーション共同利用実験でスペースプローブの相互比較としてラングミヤプローブ, 電子温度プローブ, インピーダンスプローブ, Two Wire Probesの比較実験が行われたが, 実際はプローブを飛ばす体へ搭載して行う相互比較の例はあまりない。

今年の2月22日に上げられたK-9M-38号機には各種のプラズマ測定プローブが搭載されており上述の意味からも各測定結果の比較検討が期待される。本

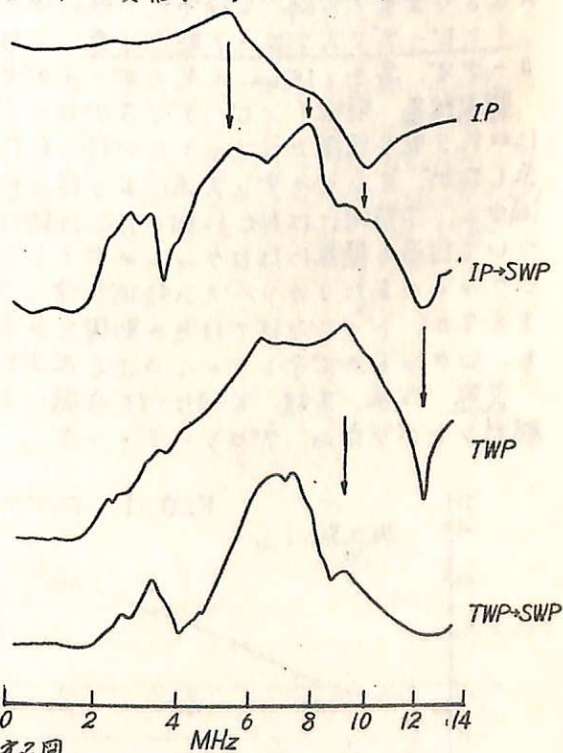
講演では電波研が搭載したTwo Wire Probes (TWP), Single Wire Probe (SWP), Langmuir Probe (LP) と東大宇宙研大林研究室が搭載したImpedance Probe (IP) による測定結果について報告する。

オ1図に上述のプローブのロケット上での配置図を示す。TWPとIPは共通の共振回路を持ち1秒毎の時刻割で測定を行っている。掃引周波数範囲は0.2~14MHz, 掃引周期は約0.25秒である。測定法は, TWPの2本の近接した平行線アンテナの一方に掃引高周波電圧を印加し, 他方のアンテナおよびSWPで受信した。IPは従来の測定法と同様である。LPには0~6Vの三角波電圧を1秒周期で印加し, ラングミヤ特性の測定も行われる。各プローブは正常に動作し良好なデータが得られた。オ2図は各プローブで得られた電離層プラズマの高周波特性の一例である。一番上の曲線はIPの特性である。従来知られていたシ-スレゾナンスと思われるピークの外にも小さいピークが存在し, これらの解釈には熱プラズマの誘電率も考慮する必要があるであろう。

二番目の曲線はIPの高周波電界とSWPで受信した特性である。矢印はIPのピーク又はティップとの対応を示している。三番目はTWPの特性である。TWPとIPとの特性の相違はスペースステーションに於ける比較実験によってかなり明確にはっきりしており理論的検討が行われているが, TWPのメインティップはUpper-Hybrid Resonanceに一致せずプラズマの温度効果により高周波側へずれていると予想される。詳しい議論は講演時に行う。一番下はTWP電界とSWPで受信したものである。LPのデータは目下計算機による基礎的処理の段階で結果はオ2回講演時に報告する



オ1図



講演時に報告する *スペースプラズマ研究会(1971)プロ-ブ相互比較実験-電子温度測定-

電子密度測定法の相互比較

— K-9M-38号ロケット実験 —

木村磐根・富本哲雄(京大工学部) 江尻全機(東大宇宙研)

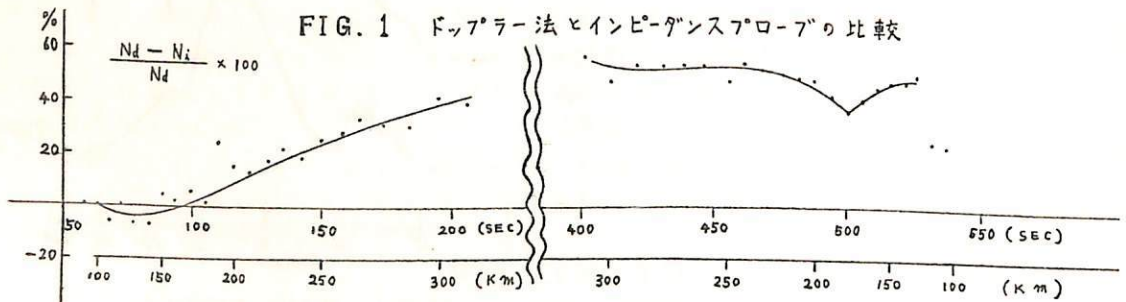
まえがき ロケットによる電離層電子密度の測定法としてインピーダンスプローブで代表されるプローブ法と、地上局電波(特にVLF)のドップラシフトから求める電波法とがこれ迄度々用いられてきており、その相互比較の実験もK-9M-29, 35と既に2回行われた。これらの結果からみると両測定法は電子密度について大体は一致した結果を示すことがわかったが、若干のずれもあり、その違いが測定原理そのものの違いによるもの。たとえばプローブ法ではロケットのごく近傍の電子密度を測っているが、電波法ではロケットの周囲で1波長(〜数km)程度の空間の平均的な密度を測っているといったことが結果の違いを与えているのではないかと考えられ、さらに注意深く調べてみる必要が感じられていた。今回1972年2月22日15時、K-9M-38号機により第3回目の両者比較実験が行なわれたのでその結果を報告する。

ドップラ観測装置 地上の依佐美局(17.4 KHz, 250 KW 入力)信号がロケットで受信された。今回は昼間の実験で減衰も大きいので、電離層下部で比較的大きい電界を受信するべくダイポールアンテナが用いられた。機上にLC発振器(10.0 KHz)をおきこれと信号とのビート7.4 KHzと先の10 KHzのローカルをそれぞれテレメータIRIG 11, 12で直接地上へ伝送するという簡単な方法をとっている。地上ではこれらの2つの信号から17.4 KHz信号を再現し、地上の安定な発振器により10Hz近傍にビートダウンされ、リアルタイムでデータレコーダに記録された。ロケット搭載機器はアンテナを含んで20φ×8(cm)の大きさで重量1.3 Kg と非常に小形になっている。

インピーダンスプローブ観測装置 これは従来と同じく0.2〜14 MHz 高周波掃引型プローブで、長さ115 cm のモノポールがセンサーとして用いられた。

観測結果 前記インピーダンスプローブ及びドップラ法共地上90 km〜350 km (apex) にわたり電子密度プロファイルが得られたが、その両結果は上昇時の初期には良い一致を示したが、インピーダンス法により得られた密度 N_i はドップラ法のそれ N_d より徐々に減少し、下降時には N_d に対し N_i は約50%少ない値を示した(Fig. 1参照)この原因については最も簡単にはロケットのポテンシャルが何らかの理由で段々沈んでいったため、ロケットの周りのシースの領域が増し、インピーダンスプローブで測ると低い電子密度を示すが、ドップラ法ではその影響をあまり受けないので正常な値を示したとも解釈される。ロケットのポテンシャルの沈む原因としてはいくつか考えられ目下検討中である。

文献 江尻、木村、K-9M-35号機による電離層電子密度測定結果、昭和46年度 宇宙観測シンポジウム プロシーディング



江尻全樹*・麻生武彦**・大塚 寛**

* 東大宇宙研究所 ** 京大工学部電離層研究施設

電子を主として問題とする高周波インピーダンスプローブは高域ハイブリッド共鳴(UHR)およびシース共鳴(SHR)の同定と相俟つて理論と実験の両面から研究が進められ今日ではほぼ確立するに至つたといふ。こゝらのプローブ、特にシヤイロプラスマプローブがプラスマのパラメータの測定に有効であることにより、UHRがSHRとは異なるプローブのまわりに形成されるイオンシースの存在に左右されることなく検出され、外側のシヤイロプラスマ領域の密度の精密な測定が行なれることにある。これに対し高周波プローブのアプローチから考へられるイオンに關連した特性同波数を覆う低周波領域のプローブインピーダンスの場合、特にイオン組成比に結びつく低域ハイブリッド共鳴(LHR)の検出は必ずしも容易とはいへずとされている。即ちこゝらの同波数帯では、同波数のプラスマの量よりインピーダンスは低くプローブインピーダンスは殆んどシースのそれと由来すると考へられるが、シース領域の有限なコンダクタンス分がそれに並列に入る高周波帯量に対し卓越してくる同波数帯であり又中性分子との衝突の影響も無視できない。従つて簡便度の低いプラスマに於ては低周波インピーダンスに於けるLHRの検出は困難であるとされる。

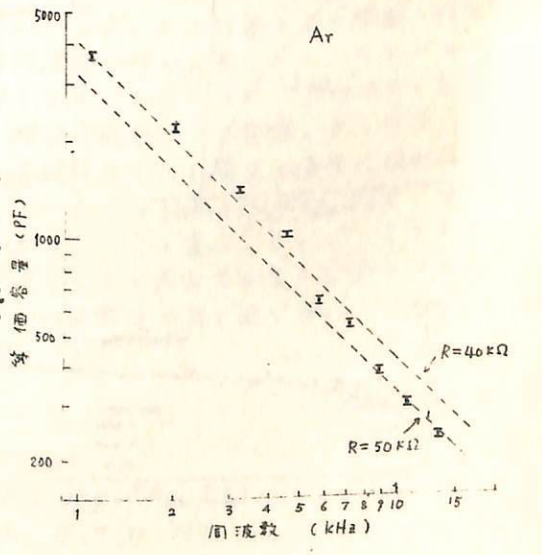
そこでこの辺の事情を明確に把握することとを目的としつつ、先ず第一歩として実際にステーパーを利用してVLF帯のプローブインピーダンスについて基本的な実験を行つたので本稿ではこの点について報告する。実験装置としては今年八月に研上げを予定されているREXS-F用IPSを用いたがこれはプラスマ中に突き出した長さ130cm、半径1cmの円筒プローブの等価容量の絶好適容量橋絡により1~15kHzの範囲で同波数掃引方式により測定するものであり、通常の高周波インピーダンスプローブと一体となつて作動した。スラッグミニアプローチをプラスマパラメータ測定のために併用した。測定結果の一例を図示する。この場合の条件は使用ガス:Ar, 圧力: 6.8×10^{-5} torr, 電子密度: $1.88 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 電子温度: 0.1 eV, 電子シヤイロ同波数: 1.17 MHz である。

デバイ長: 0.62 cm, LHR同波数: 4.15 kHz, シヤイロプラスマ同波数: 14.4 kHz である。1図がインピーダンスは概ね40~50 kΩの純抵抗分であると考へられる。これはスラッグミニアプローチのフローティング電位に於ける $\frac{1}{2}V_p$ に対する⁽¹⁾この読みとり値(約26μV(~38 kΩ))であり良好一致を示す。一方並列シース容量はたとへばGrand⁽²⁾によれば上の場合について~44.8 pFの計算値を得、コンダクタンス分にマスクされてしまうことが認められる。

実験はHe, Ne, Ar各種ガスについて種々のプラスマ条件に対して行つた。これらについて報告する。

参考文献

- (1) M. Iduosky, R. F. et al, Proc Intern Conf. Ionos. (1963), 484
- (2) Grand, R. J. L, SU-SEL-65-102 (1965)

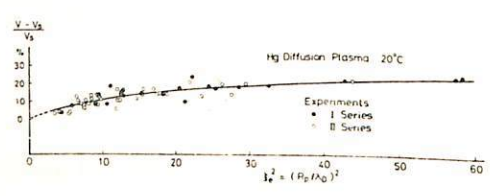
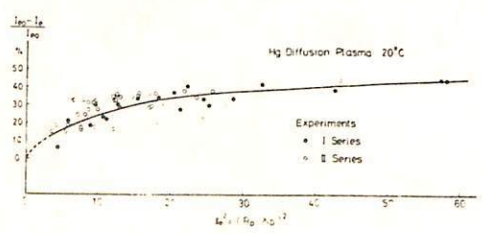
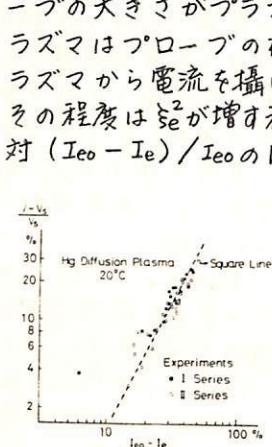
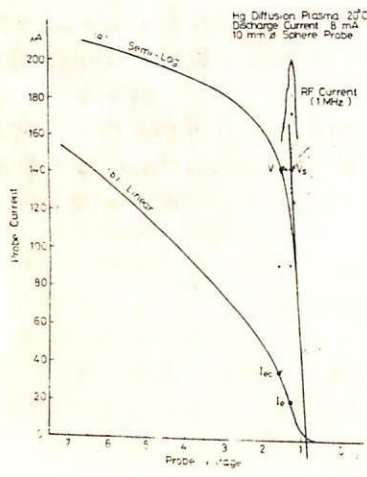


空間電位近傍におけるプローブ特性の歪

工手 敏彦 (理化学研究所)

プローブの電流電圧特性は理想的な形から歪むのが普通である。この原因については古くからいろいろと検討されているが、その決定打はない。その歪の程度が種々の実験条件といかなる関係にあるかを調べることは興味があり、ここではその実験結果について報告する。

直径20 cmの球型容器に、上下の管壁付近でつくられた水銀蒸気放電からの拡散プラズマを充し、その中に浸された球プローブの電流電圧特性を測定した。球プローブは直径10.8, 6.5 mmの大きさのものを用い、プラズマ密度を変えるために放電電流を15, 14, 12, 10, 8, 6, 5 mAと変化させた。蒸気温度は20°C一定であった。水銀拡散プラズマはMaxwellianプラズマであることが分っており、電子温度は1600~2700 Kの範囲にあった。歪の程度をあらわすのに、第1図に一例として示された特性において、セミログプロット上、空間電位 V_s (RFプローブ測定法⁽¹⁾)の電子電流 I_{eo} (電子飽和電流) とその電位におけるリニア特性上の電流 I_e との関係、および、空間電位 V_s と電流 I_{eo} におけるリニア特性上の電圧 V との関係を探った。 I_{eo}/I_e , および V/V_s は放電電流が小さい程またプローブの大きさが小さい程1に近くなるが、これらの関係を統一的にあらわすために、第2図、第3図に示されるようにそれぞれ $(I_{eo} - I_e)/I_{eo}$ と $(V - V_s)/V_s$ を、 $\xi^2 (= (R_p/\lambda_D)^2, R_p: \text{プローブ半径}, \lambda_D: \text{Debye半径})$ の函数として整理してみた。データのばらつきは決して小さくはないが、 ξ^2 が増加する程、これらの量が大きくなる一般的な傾向が認められる。 ξ^2 はプラズマから眺めたときのプローブの擾乱の目安を与える量と考えられるのでこの傾向はうなずける。即ちプローブの大きさがプラズマの特性長に比して大きいならばプラズマはプローブの存在を意識する。従ってプローブがプラズマから電流を攝ればその近傍のプラズマ密度は減少し、その程度は ξ^2 が増大程大きくなる。第4図は $(V - V_s)/V_s$ 対 $(I_{eo} - I_e)/I_{eo}$ の関係を示したものである。これはプローブ特性の歪の形を与える目安となる。即ち ξ^2 が大きい程電流電圧特性は電圧軸の方により大きく歪曲することを意味している。これらの関係を明らかにすることはプラズマ境界層の研究に貢献するであろうと思われる。



(1) T. Dote: J. Phys. Soc., Japan, 27, 1640 (1969)

麻生武彦

京都大学工学部電離層研究施設

前回の講演⁽¹⁾で、暖い等方的なプラズマ中の球プローブのインピーダンスについて、特に球対称な電子密度の inhomogeneity がある場合の流束近似による解析の formulation と数値解の一例を示した。今回はこの方法をプローブをとりまく連続的なシース構造に適用してその高周波インピーダンスに対する効果を示し、且、又得られた結果と通常行なわれる最も簡単な階段状シースモデルと比較しその妥当性について検討を加えたので報告する。

基礎方程式は流束の運動方程式、連続式、ポアソン式及び状態方程式をこれらに線型化して得られた0次と1次の式を連立して解き self-consistent な解を得る。この場合重要なパラメータであるデバイ長に対する球径の比を5に選んだ。先ずプローブが空間電位に対して負の電位にある時、シースはアイゼンバークに分布しているとして0次のポアソン式を Runge-Kutta 法により数値積分しシース・プラズマ領域の電子密度とポテンシャルの0次分布を求め、プローブ電位のパラメータ $-eV_p/kT$ (V_p : プローブ電位, T : 電子温度) は 1.6, 4.8, 10.1, 15.3, 19.7, 25.0 とした。次にこの background 電子密度分布に対して1次の方程式群を数値的に解き摂動電子電流の空間的パターンと各動作周波数について得た。ここで問題となる速度比に対する境界条件としては Cohen, Balmain⁽²⁾ によって示された rigid condition $v=0$ (at surface) を課した。電流分布から積分によりインピーダンスが算出された。

得られた計算結果について略述すると、電流パターンは一般にプラズマに対してと同様にプラズマ角周波数 ω_p 以下では摂動が一般に減少してゆく一方 $\omega > \omega_p$ では縦波成分の奇数がみられるがともにプローブ電位が更に深くなりシース領域が大きくなるにつれてその振幅が小さくされてゆく事が示される。又インピーダンスについては ω_p に於てインピーダンスは極大となりそれより低い周波数で所謂シース共鳴である極小を示し且つ後者のみがプローブ電位に対して変化し電気回路による近似の秀舞と対応することが確かめられた。

次に階段状モデルとの比較であるが、与えられたプローブ電位に対して Jastraw and Pearce⁽⁴⁾ に従ってシースの厚さを計算しその外側の一様プラズマに対しては cold 近似の場合と Fejer⁽⁵⁾ による結果の二つの場合について夫々全体のインピーダンスを計算しその結果と比較した。先ず前者の cold 近似と比べるとシース共鳴周波数は約10%高く与えられるが $\omega < \omega_p$ でのインピーダンス値一シース容量に対応する階段モデルによるものと $-eV_p/kT > 5$ の範囲でよい一致を示すことがわかった。又 $\omega > \omega_p$ での縦波の輻射による共鳴のダンピングについてはシース/Fejer の階段モデルの場合と比べて、連続的なシース構造の場合に Ω が低下することはなりのことが認められ、従ってデバイ長のオーダーの inhomogeneity に対しては階段状モデルでほぼ正しい記述が行なえると考えられる。この事は、インピーダンスが電界の積分として求められるので局所的な不連続にそう大きく左右されないであろうという Crawford⁽⁶⁾ の予見に結びついてくる。詳細については本講演に於て述べる。

文献 (1) 麻生武彦, 第30回若狭学会講演予稿集 (1971), 110.

(2) Cohen, M.H., Phys. Rev. 126 (1962), 389.

(3) Balmain, K.G., Radio Sci. 1 (1966), 1

(4) Jastraw, R and C.A. Pearce, J. Geophys. Res. 62 (1957), 413.

(5) Fejer, J.A., Radio Sci., J. Res. NBS/USNC UR5I 65D (1964), 1171.

(6) Crawford, F.W and R.S. Harp, J. Geophys. Res. 70 (1965), 507.

2-78

Electron temperature obtained by S-210-7 rocket

(Effect of contamination on Langmuir Probe)

平尾邦雄, 小山孝一郎
東京大学宇宙航空研究所

In situ measurement of electron temperature with a Langmuir Probe on a rocket is seriously affected by a contamination of a probe surface.

To verify the effect, two Langmuir probes which had been sealed in evacuated glass tubes after long duration of baking, and one exposed probe were installed onboard the S-210-7 rocket. All these probes were made of stainless steel cylindrical rods. The rocket went into the ionospheric E-region, where the effect of contamination was serious. An electron temperature probe were also simultaneously installed in the same rocket. The discrepancy of obtained electron temperature between cleaned and uncleaned probes was noticeable.

It is experimentally clarified that the Langmuir probe without any cleaning process is generally unreliable in the measurement in the lower ionosphere. However, it is expected that high-speed sweeping-bias Langmuir probe may give an approximate value in some cases, as will be described in another paper which will be published later.

279

2-79

ラングミニアプローブによる電子温度の測定
(汚染の影響)

小山孝一郎, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

Abstract

Electron temperature deduced from contaminated Langmuir probe is discussed. Laboratory and rocket experiments show that electron temperature is evaluated higher than the true value when the probe has a contaminated surface. It is concluded that high temperature observed with electrostatic probe in the ionospheric E region is also due to the use of such a contaminated Langmuir probe. Hysteresis phenomenon is well explained with the simple equivalent circuit for the contamination layer of the probe surface.

References

- (1) Brace L.H., H.C. Carson, and K.K. Mahajan, Radar Backscatter and rocket probe measurements by electron temperature above Arecibo, J. Geophys. Res., 74, 1883, 1969
- (2) Carson, H.C., and J. Sayers, Discrepancy in electron temperature deduced from Langmuir Probes and from incoherent scatter Radars, J. Geophys. Res., 75, 4883, 1970
- (3) Brace L.H., G.R. Carignan and J.A. Findlay, Evaluation of ionospheric electron temperature measurements by cylindrical electrostatic probes, Space Research, XI, 1079, 1971
- (4) Hoegy, W.R., Probe and Radar Electron Temperature in an isotropic Non-equilibrium Plasma, J. Geophys. Res., 76, 8333, 1971

電子ビームによる衛星電位制御を用いた
プラズマパラメータ測定法

河島信樹

東京大学宇宙航空研究所

磁気圏、惑星間空間のプラズマの様に密度が低くなるほど Debye length が衛星の大きさよりよくなるに反し、衛星はプラズマミースの中にはいり込んで衛星近辺でのプローブ等による測定がプラズマそのものを測定してはいない事になる。又衛星の電位もプラズマの空間電位とはかたがたはばれていて事も予想されるがそれを直接に測定する事が出来ない。ここでは電子ビーム(又はイオンビーム)を用いて衛星の電位を制御する事により、磁気圏や惑星間空間への低密度プラズマ、中でもエネルギーの低い粒子の測定を行う新しい方法を提案する。衛星の電位が電子ビームを出す事によって制御出来る事は容易に理解出来るが、問題は衛星の電位を如何にして測定出来るかと言う事とそれによってプラズマのパラメータを如何にして知る事が出来るかと言う事である。今電子の速度分布を $g(u, v)$ (u, v : 速度の radial/tangential 成分) とすると、球状の衛星にはいりこくる電子電流 I_e は衛星とプラズマの電位差を V として $I_e = \frac{2\pi a^2 n_0 e}{u_0^3} \int_{u_0}^{\infty} u(u^2 + \frac{2eV}{m}) g(u, 0) du$ (1)

但し、 a : 衛星半径
 e : 電子の電荷
 m : 電子の質量
 n_0 : プラズマ密度
 u_0 : プラズマの特性速度

積分の下限
 $\begin{cases} 0 & (V > 0) \\ u_1 & (V < 0) \end{cases}$
 $u_1^2 + \frac{2eV}{m} = 0$
 与えられる

今電流 I_e 、パルス中での電子ビームを衛星から出すと衛星の電位は瞬時的に $\frac{I_e T}{\pi \epsilon a}$ T : 1ヶ
 エリ次の方程式に従って衛星はゆっくり元の電位へ戻る。 $\frac{dV}{dt} = -\frac{I_e}{\pi \epsilon a}$ (2)

(1),(2)式から $\frac{dI_e}{dt} / I_e = -\frac{4a\omega_p^2}{n_0^2} \int_{u_0}^{\infty} u g(u, 0) du$ (3) 但し ω_p : プラズマ周波数
 積分の下限 $0, (V > 0)$
 $u_1, (V < 0)$

(3)式から分かる様に衛星へはいつて電流 I_e を測定して行くと、衛星電位がプラズマの空間電位より高い時 ($V > 0$) には $|\frac{dI_e}{dt} / I_e|$ は一定であるが $V < 0$ になると $|\frac{dI_e}{dt} / I_e|$ は時間的に減少する。従ってこれからプラズマの空間電位が分かるので(2)式を積分で衛星電位を求めた時にその基準点が明らかになる。この様にして $V-I_e$ 特性が分ると即ち衛星自体を一つの探針として測定した事に相当しプラズマのパラメータを知る事が出来る。実際の例を第一図に示す。又電子ビームを定常に出しこれを少し交流で振幅変調してやると上に述べた方法と似た方法でプラズマの空間電位 V_s が求まりプラズマパラメータを知ることが出来る。更に変調周波数を掃引する事によりプラズマの特性周波数での共振も検出できることが期待される。

Figure Caption

Fig. 1 Time variation of V, I_e and $\frac{dI_e}{dt} / I_e$ for a plasma of $n = 10/cm^3$ and $T_e = 10$ eV when a 4 mA, 0.5 μ sec pulsed electron beam is ejected from a spacecraft of 1 m in radius

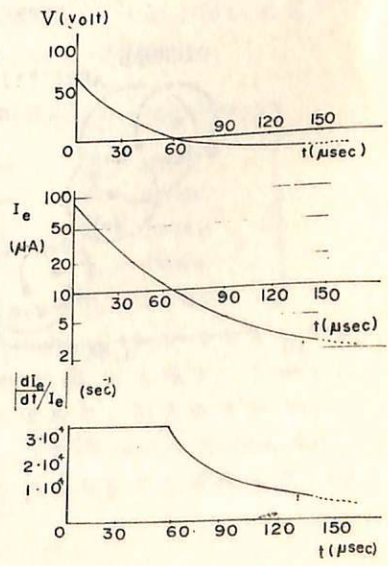


図 1

一之瀬巨興*, 森 覚**, 鷺坂修二**, 守江新一**
 信大教養*, 信大理**

我々は面積8m²の多方向μ-中間子計を用いて地下50 m.w.e.において宇宙線の連続観測を1971年4月以来1年間行ってきた。この間の観測状況及び得られたdataによる解析結果を報告する。

- 1) 気圧効果係数: 気圧変化の大きな日(15mb以上)及び日平均値を用いて求めた。両者の結果はよく一致しその値をFig 1に示す。
- 2) 1日変化, 半日変化: 求められた気圧係数を用いて得られた1日変化, 半日変化のdifference vector (APR('71)-JAN('72))をFig 2に示す。Dormanのresponse function(threshold energy 55 Gev以上)を用いたbest fitによれば1日変化, 半日変化の置方位の方向は15時及び1時とちり従来の18時, 3時とは合わない。このため現在1972年4月までのdataを用いて, threshold energyを20~40Gevにとつた場合のDorman, B & Anluwaliaの40, 60 m.w.e.におけるresponse functionを用いた解析を進めようとするので報告の予定である。

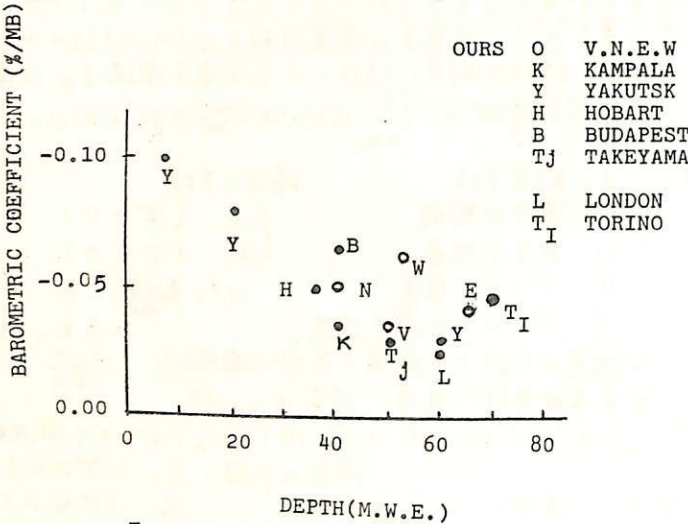


FIG 1

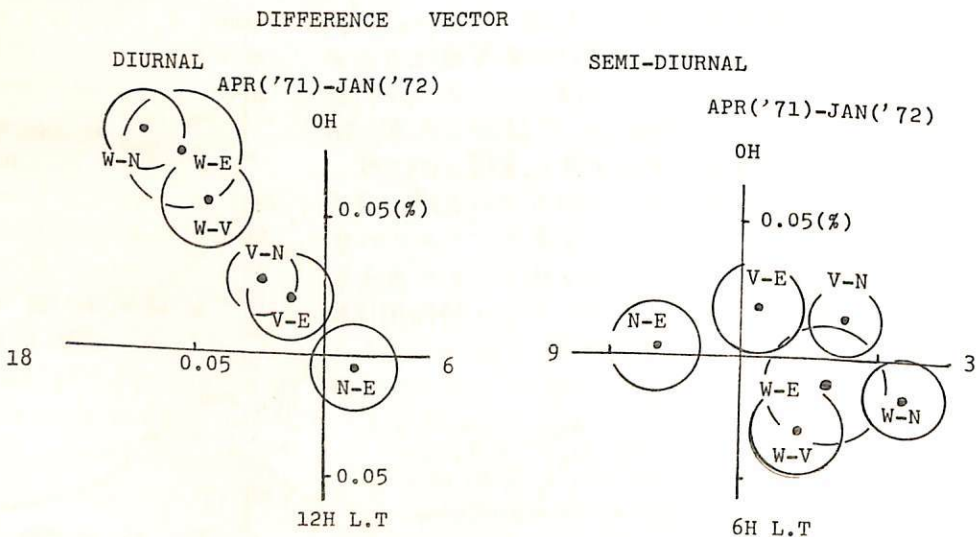


FIG 2

Spherical Zonal Components (P_0, P_1, P_2) of Cosmic Rays in Interplanetary Space

名大理 長島一男
岩手大 高橋八郎, 天作直弘

Interplanetary space における三次元宇宙線非導方程式解析の formulation が最近長島
によつて与えられた [Rep. Ionos. Space Res. Japan, Vol. 25, P. 189 (1971)]. この formulation
によれば宇宙線の zonal harmonic component は次のように与えられる。

$$D(t) = D^0(t) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^0(t) \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \{ \eta_n P_n^0(\cos \theta_R) \} C_n^0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで

$D_n^0(t)$: n-th zonal harmonic component

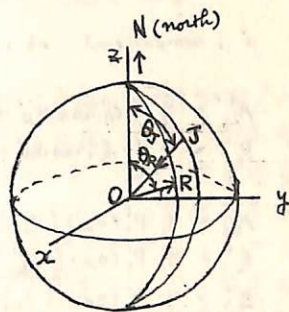
$$C_n^0 = \frac{\int_{P_0}^{\infty} Y(P) G(P) L_n^0(\theta_R) dP}{\int_{P_0}^{\infty} Y(P) dP} \quad \dots \dots \dots (2)$$

$L_n^0(\theta_R) = P_n^0(\cos \theta_R)$: declination distribution

$G(P)$: differential rigidity spectrum

$P_n^0(\cos \theta)$: spherical function by Schmidt

θ_R, θ_S は図に示す θ である。但し、図で \vec{OR} は Reference axis の方向を、 \vec{OS} は宇宙線の到来方向を、 N は北の方向を示す。



xy plane: equatorial plane

我々は、ここで、この (1) 式を用いて解析を行なった結果について報告する。
(1) 式における n は 2 また 3 (即ち $0, 1, 2$) とし、 C_n^0 は (2) 式による安江良孝の計
算結果 (Private communication) を用いた。採用した spectrum, 即ち $G(P)$ は

Power type spectrum	}	"P ₀ -P ₁ "	Power exponential type spectrum	}	5	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 15 \text{ GV}$	
1					$\gamma = 0$	6	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 20 \text{ GV}$
2					$\gamma = -0.2$	7	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 30 \text{ GV}$
3					$\gamma = -0.5$	8	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 50 \text{ GV}$
4	$\gamma = -1.0$		9	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 100 \text{ GV}$			

で、 P_0^0 は $1 \sim 4$ 番の power type の外、 P_1^0, P_2^0 は $1 \sim 9$ 番の spectrum のすべてとしてみた。
従つて、 P_0^0, P_1^0, P_2^0 の spectrum の異なる組合せは $4 \times 9 \times 9 = 324$ 通りとなり、こゝらに
ついで Least square method で与えられた term の大きさを決めた。判定は χ^2 の min.
である spectrum の組合せをもつて best fit とみなした。宇宙線 data (Neutron 成分)
は C_n^0 が与えられた 65 stations のうちの利用可能な限りの多くのものを採用した。解
析を行なった期間は次の通りである。

- ① 1964 年 11 月 1 日 ~ 30 日 (この年の物理学誌に報告)
- ② 1964 年 9 月 3 日 ~ 12 日

藤本和彦, 上野裕尊, 長島一男

石大理

宇宙線3次元量方性の解析法につらつら. Three Dimensional Anisotropy in Interplanetary Space Part I ~ Part IV に對して述べておらした。

この解析法に對して、東特高精度中の子計の Data を對稱して結果を報告する空間に2つの Anisotropy を考へた。1つは Co-rotational Anisotropy (未知数 η', α_R') と Loss Cone に起因する Anisotropy (未知数 $\eta_1, \eta_2, \theta_R, \alpha_R$) である。2つ目の Anisotropy を仮定して、次式が如く最小自乗法に於て、未知数 $\eta', \alpha_R', \eta_1, \eta_2, \alpha_R, \theta_R$ を決定した。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n w_i^2 \{ (A_{iob}^1 - A_{ii}^1)^2 + (B_{iob}^1 - B_{i1}^1 - B_{i2}^1)^2 \} + \sum_{i=1}^n w_i^2 \{ (A_{iob}^2 - A_{ii}^2)^2 + (B_{iob}^2 - B_{i2}^2)^2 \}$$

i : component ob : observed value w^m : weight

$$A_{i1}^1 = \eta' (C_{i1}^1 \cos \alpha_R' + A_{i1}^1 \sin \alpha_R')$$

$$B_{i1}^1 = \eta' (-S_{i1}^1 \cos \alpha_R' + C_{i1}^1 \sin \alpha_R')$$

$$A_{i2}^1 = \eta_1 P_1(\theta_R) (C_{i2}^1 \cos \alpha_R + A_{i2}^1 \sin \alpha_R)$$

$$B_{i2}^1 = \eta_1 P_1(\theta_R) (-S_{i2}^1 \cos \alpha_R + C_{i2}^1 \sin \alpha_R)$$

$$A_{i2}^2 = \eta_2 P_2(\theta_R) (C_{i2}^2 \cos 2\alpha_R + A_{i2}^2 \sin 2\alpha_R)$$

$$B_{i2}^2 = \eta_2 P_2(\theta_R) (-S_{i2}^2 \cos 2\alpha_R + C_{i2}^2 \sin 2\alpha_R)$$

C_{im}^m, S_{im}^m coupling coefficient

θ_R, α_R direction of reference axis

co-rotational anisotropy は power spectrum を仮定して Loss cone に起因する anisotropy に對しては power-exponential を仮定して得た結果を報告し報告した。

岸松隆夫
東京大学理学部

観測ロケットによる $\text{He}^+ 304 \text{ \AA}$ および $\text{He} 584 \text{ \AA}$ グローの測定結果⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾ をもちいて地球外圏および惑星間空間でのこれらのグローの分布が論議されてきた。⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾ これらの観測について新しい太陽放射束および大気モデル⁽⁶⁾、惑星間モデル⁽⁷⁾ などに基いて熱圏、プラズマスフェア、プラズマシートおよび惑星間空間の He , He^+ の分布について再考してみた。

$\text{He} 584 \text{ \AA}$

観測された強度の95%以上は外圏のヘリウム (Jackia-1970) モデルによって説明される。しかし、新しい惑星間空間の He モデル分布から計算すると、5レリー程度の惑星間グローの存在が予測される。残念ながら現在までの観測は地球のヘリウムコロナの中でおこなわれているため、惑星間成分を分離することは困難である。

$\text{He}^+ 304 \text{ \AA}$

新しい太陽放射束をもちいることによつて、グロー生成に必要な He^+ の量は従来考えられていたものの約3分の1で良いことになる。このため、いままでは不可能とされていた (1) 熱圏, (2) プラズマスフェア, (3) プラズマシート, (4) 惑星間空間起源として定量的に観測と計算が一致する可能性が生じた。しかしながら未解決の問題点として、 $n(\text{He}^+) \sim 300 \text{ cm}^{-3}$ 程度で $L \approx 5a$ まで広がるプラズマスフェアと、 $n(\text{He}^+) \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ で $R \approx 500a$ までのびた厚み $10a$ 程度のプラズマシートを仮定する必要がある。(4) の成分について新しい惑星間 He^+ 分布モデルについて計算すると、約5 Rayleigh とおぼろげに、観測の可成の部分と説明できる。

文献

1. Young, J.M. et al., Science, **160**, 990, 1968.
2. Ogawa, T. and T. Tohmatsu, J.G.R. **26**, 6136, 1971.
3. Paresce, et al., Preprint "Observations of HeII 304 \AA radiation" preprint, 1972.
4. Tohmatsu, T., Space Res. **8**, 608, 1970.
5. Young, J.M., Weller & Johnson, & Holmes, J.G.R. **26**, 3710, 1971.
6. Jacchia, L.G., "Revised static models of the thermosphere...", Preprint, 1971.
7. Holzer, T.E. & W.I. Axford, J.G.R. Letter, 6965, 1971.

太陽風の境界領域 (I)

大 林 辰 藏
東大宇宙航空研究所

太陽風によって満されている惑星間空間は Heliosphere と呼ばれるプラズマ圏を形成しているが、その境界領域はどのような構造になって、星間空間につながっているかはまだよく知られていない。最近惑星間ガスの観測が行なわれるようになってから、太陽系外域には星間風とも呼ぶべき中性ガスの流れがあることが発見された。この星間風は、 $V \approx 5 \text{ km/s}$, $N \approx 0.3/\text{cm}^3$ で銀河アームに沿って流れていると推定されるが、これと太陽風との相互作用について考察した結果について述べる。

星間風の存在によって提起される問題点は、

- i) 中性水素ガスと太陽風プロトンとのイオン交換反応によって太陽風のエネルギーは失われ、減速作用が与えられる。
- ii) 太陽風はショック・フロントをつくることなしに亜音速域に遷移することができると推定される。
- iii) 太陽風の減速によって、プロトンの密度分布は距離と共にゆるやかに減少する。
- iv) 太陽プラズマ域は距離 100AU を境にして低温のプロトンと中性水素ガスの領域となる。

このような太陽プラズマ境界域モデルにもとづいて予期される諸種の天文学的効果（宇宙線、電波、X線等）について検討する。

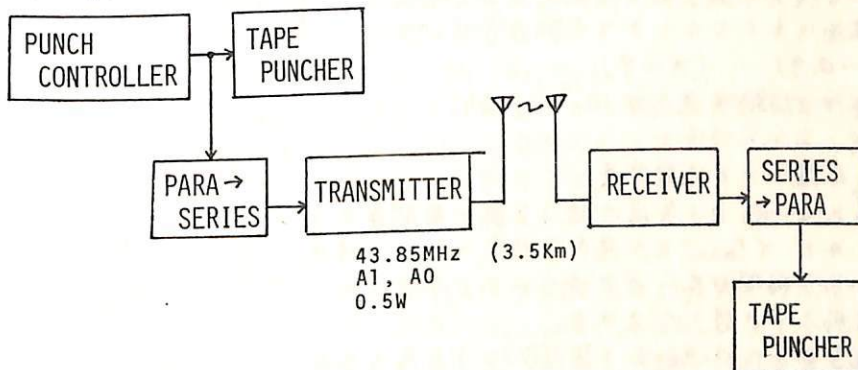
宇宙線連続観測用テレメータ系

安江新一, 森 覚, 鷲坂修二, 一之瀬匠興
信大 理 信大 教 養

松本の地下50 m.w.e のトンネル内で行っている宇宙線連続観測で得られるデータを無線で研究室に送り、記録やモニターを常時大学で行うことを計画し、そのためのテレメータ装置を製作した。その方法と結果について報告する。無線テレメータを設置すれば「地下観測所に出向く手向の軽減、故障の早期発見など」が可能になると期待される。また単向通信方式の採用と伝送速度を遅くすることにより、装置の簡略化と良好なS/N比を得ることが出来、経済的にもあまり負担にならないと期待される。

宇宙線計数は現在、毎時紙テープに穿孔記録されているが、このパンチシグナルを次のような方法で電送して3.5 km はなれた大学側で紙テープ穿孔させる。こうしてトンネル側と大学側で同時に穿孔テープを得ることが出来る。6チャンネルのパンチシグナルを、下図のように並直変換した後、A1電波にのせて送信する。搬送波の周波数は43.85 MHz、出力0.5 W として向もなく免許が得られる予定である。受信側ではこれを復調、直並変換して6チャンネルのパンチシグナルを再構成する。復調信号はノイズキラーを通り、5よりの早い、5 mSec 以上の幅をもつシグナルだけ通過する。この雑音除去回路により、良好なS/N比が得られた。1時間に1度のデータ送受信に要する時間は約8秒間で、その他の時間は搬送波のみのA0電波を出して停電のモニターに利用している。

3月中旬以来行っているテストでは、今回の装置が十分実用になりそうだという結果が得られている。



宇宙線_日変化について (III)

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

I. 前回までの報告で、宇宙線_日変化が存在すること、及び地球上の観測地点はるかに分類され、平均としては_日変化の異方向性が地球外でおおよそ 1^h (L.T.)方向、 5^h (L.T.)方向にあることが明らかになった。

II. _日変化位相の時間変化

Deep River について、1957~1970の期間、年平均の位相($\langle T_{mn3} \rangle$)が年と共に変化すること、及びそれが太陽黒点数(R_z)と関連あるが、 R_z の方が位相が1年進んでいることをこれまで報告してきた。

ところが、Deep River の neutron monitor が1962年に NM 64 に変更されたので、今回は1962~1970の期間について $\langle T_{mn3} \rangle$ と太陽面現象との関連について報告する。

1. $\langle T_{mn3} \rangle$ と R_z との関係

この期間について $\langle T_{mn3} \rangle$ と R_z との相関をとれば、やはり前回通り R_z を1年遅らせると大変良い相関があることがわかった(オ1図)。その相関係数(r)と $\langle T_{mn3} \rangle_c$ (地球外にもどしたときの $\langle T_{mn3} \rangle$)は次の通り

$$r = -0.91 \quad (n=9)$$

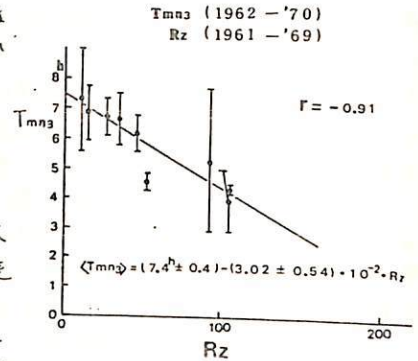
$$\langle T_{mn3} \rangle_c = 1.8 - 3.02 \times 10^{-2} \cdot R_z \text{ (h)}$$

2. $\langle T_{mn3} \rangle$ と太陽コロナ緑線強度

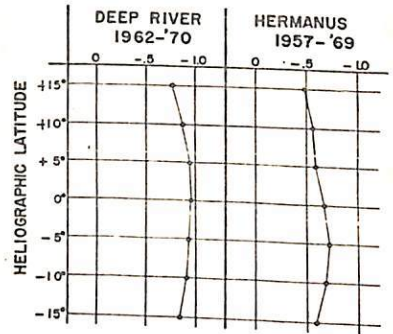
$\langle T_{mn3} \rangle$ と R_z とは、 R_z を1年遅らせると良い相関があることがわかったので、 $\langle T_{mn3} \rangle$ と太陽面低緯度のコロナ緑線強度(I(5303))との相関が良いのではないかと予想される。その結果はオ2図、オ3図に示される。

このことより_日変化は R_z よりもI(5303)(太陽面低緯度)に良い相関があることがわかる。

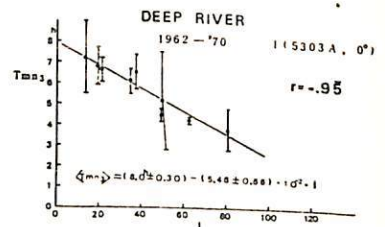
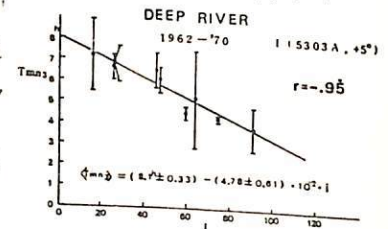
DEEP RIVER



オ1図



オ2図 相関係数(r)の太陽面現象分布。縦軸は相関係数。



オ3図

1968年2月5, 6, 7日に観測された
宇宙線異方性について和田雅美・奥谷晶子
理化学研究所

表記の期間は STAC-B にスペースデータのある時であり、宇宙線現象とスペース現象の関係をしらべるのに用いた。宇宙線には大凡太陽方向からの流れが減っているという現象が、この3日間くりかえしている。1地英の減少時間は短かいにもかかわらず、3日間見られるということは、スペースにおいて連続的に存在する現象であることを認めさせる。これを定量的に解析するため、次の方法を用いた。

1) 観測資料 (主として中電子を用いるが、一部の中角子も見る)

減少の中心時刻、減少量、減少時間中を各地英、各日について求める。出来るだけ客観的にするため、まず減少時間を中心とした2時間と、その隣の時間と別ける。後者の平均を連ねたものをレベルとし、それからの差を減少と定義する。そのうちプラス側には右尖を無視し、残りの英を正規分布近似し、先に示した子量を得る。

2) 仮定にもとづく期待値

観測地英からスペースに戻すための *asymptotic direction*, *response function* は所定のものを利用する。異方性の型は、主方向からの角 θ に対し、

$$f(\theta) \propto ((1 + \cos \theta)/2)^n$$

とする。 n は角分布のつるどさを示す。変化の *rigidity* 分布は、*rigidity*, R に対し、

$$g(R) \propto R^\beta \exp(-R/R_0)$$

とする。 R_0 は山のある分布である。さらに主方向の緯度 δ_s をおき、経度はとりあえず太陽方向とし、時刻を24時までの各時間につき、期待される強度変化を計算する。24時間の变化から、観測から求めたのと同様の子量を得る。

3) パラメタの選抜 ($n, \beta, R_0, \delta_s, \alpha_s$)

上記1)と2)を用い、2)のパラメタのある組合せにつき、誤差分散を求める。 α_s をのぞき各種 α_s を変え、組合せが500~1000になるが、とも前計算する。各パラメタごとの最小分散値に対し、他のパラメタによる分散のうごきを見ることにより、最もよく合うパラメタとその誤差をえ出す。以上子量につき独立に行ない、のうちその隣の一致度を見る。

4) パラメタの時間変化

3)は3日間を半日ずつからして5~6例につき行なうので、その時間変化がある。さらには α_s については、他パラメタで計算した平均 *asymptotic direction* から、各地英につき、それとれ減少の見られた時刻について得られる。又、計算した係数に対し、観測値の比により、各地英、各時間から、変化スペクトルの大きさの時間変化が得られる。

5) スペースデータとの比較

δ_s, α_s をスペース磁場の方向に対応させるため、 θ, φ をおし、比べる。測定した異方性の φ が、磁場のより、はるかに大きくうごいていることが、予備解析でわかっているが、上記の方法でどうなるかを示す。セクター境界の状態もみる。

6) 現象の考察

この現象がどの程度の頻度で起るかにより、スペース現象として比較すべきものも示はられて来る。一方では知られている、乱れた磁場内での宇宙線の輸送の定量的な結果との兼ねあいで、禁じられている解状が種々存在する。未だはっきりした解決は行なわれてないが、上記の方法による現象の定量的解析結果とともに報告する。

宇宙線日変化

須田 支重
気象研究所

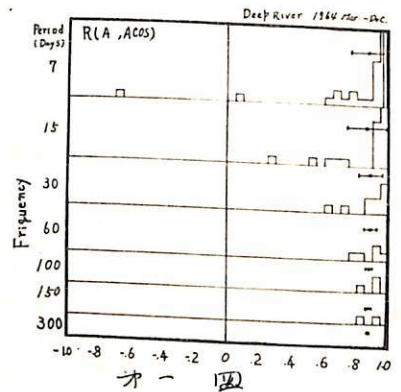
宇宙線太陽時日変化については、平均的な Character としてはかなり明確なものがあ
る。例えば Forbush 等は (J.G.R. Vol. 25, p. 1150, 1970), 永年変化として、太陽風
方向の成分が黒点とよい相関がある事や、18時方向成分が地磁気とよい相関にある事を示
した。しかし短い期間の変動は、かなり大きく、特定の場合を除いては、統一的にみる
事は困難である。前回に引続き宇宙線日変化と地磁気等の現象間の相関解析を、期間を
変えて繰り返した結果を報告する。

宇宙線日変化としては、振巾 (A), 18時成分 (Acos), 12時成分 (Asin),
年平均ベクトルと各日のベクトルの差 (ΔA),
地球近傍の磁場の状態を表はすものとして (ΣKp)

より振巾空間の状態を表はすものとして, Deep River の neutron 強度 (I_p)
統計期間 7日, 15日, 30日, 60日, 100日, 150日, 1年.

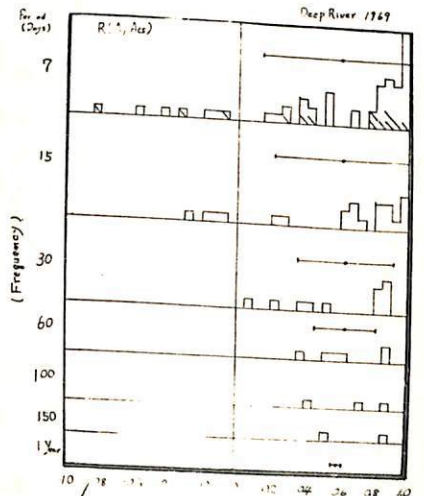
用いた資料は Deep River の neutron monitor で、前回報告した 1964年に、1967年
1969年を加えた。図及表(一年平均)に示すような結果を示した。

- (i) 1964年の静穏時には、振巾の変化は殆んど18時成
分の変化であった(第1図)。又振巾は、 I_p より
 I_p との相関がよかつた。
- (ii) 1969年の擾乱時には、振巾、各成分とも、 I_p との
相関が悪く、 ΣKp との相関がよくなつてゐる。



第一図

1st Harmonics Analysis Deep River									
	ΣKp	I_p	$A \cdot I_p$	$A \Sigma Kp$	$A \cdot \Delta A$	$A \cdot A_{cos}$	$A \cdot A_{sin}$	$I_p \Sigma Kp$	$I_p \Delta A$
1964	11.62	23.61	-0.29 ± 0.05	0.08	0.33	0.87	-0.01	-0.39	0.22
1967	15.81	18.98	-0.09	0.12	0.82	0.40	0.02	-0.38	-0.22
1969	15.73	14.20	-0.07	0.24	0.77	0.60	-0.16	-0.22	0.08
	$I_p A_{cos}$	$I_p A_{sin}$	$\Sigma Kp \cdot \Delta A$	$\Sigma Kp A_{cos}$	$\Sigma Kp A_{sin}$	$\Delta A A_{cos}$	$\Delta A A_{sin}$	$A_{cos} A_{sin}$	
1964	-0.40	0.20	0.01	0.06	-0.21	-0.09	0.02	-0.01	
1967	0.24	0.28	0.18	0.17	-0.24	-0.10	-0.17	0.30	
1969	-0.01	0.07	0.26	0.06	-0.27	0.05	-0.22	0.12	



第二図

池上比呂志, 北村正臣
 気象研究所

宇宙線のいわゆる気温効果は古くから多くの研究者によって研究され、気温効果の物理的素過程については殆んど明らかになつてきたが、遂に測定された宇宙線強度変化より高層気温を議論する試みは余り多くはない。こゝではこの点に目標を合せて気温効果の解析を行つてみた。

一般に宇宙線強度に及ぼす高層気温の影響は

$$\Delta I = \int_{x_1}^{x_2} w_i(x) \Delta T(x) dx \quad \dots\dots (1)$$

で表わされる。こゝで ΔI は宇宙線成分強度変化、 $\Delta T(x)$ は x mb における気温変化、 $w_i(x)$ は成分強度に対する Coupling Coefficient であり x_1 は観測地奥の気圧を表わす。こゝについては宇宙線硬成分、緩中間子成分及び地下中間子成分を考へるが、予稿においては硬成分の解析結果はついで記す。

宇宙線硬成分の資料としては、1966年1月気象研究所に於いて大型電離器で測定した値を用い、高層気温は高層気象台に於ける観測値(2 hr. J.S.T.) とした。

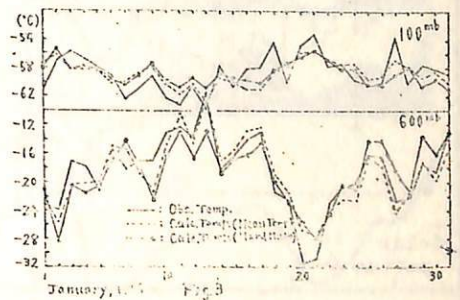
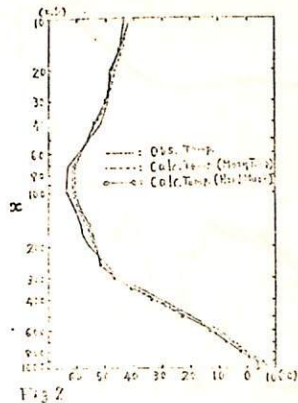
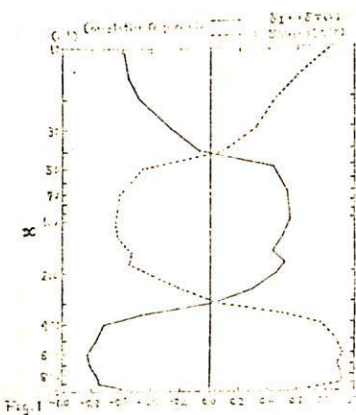
硬成分については(1)式は

$$\Delta I_H \approx w_H \int_{x_1}^{x_2} \Delta T(x) dx = w_H \Delta T_m \dots\dots (2)$$

と書ける。こゝで $w_H = w_H(x_2 - x_1)$ 、 $\Delta T_m = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \Delta T(x) dx$ 、 $x_1 = 100 \text{ mb}$ 、 $x_2 = 1000 \text{ mb}$ とある。(2)式に於ける ΔI_H と ΔT_m との相関係数は -0.98 とかなりよい相関を示す。今 ΔT_m と $\Delta T(x)$ との単相関係数を示すと Fig. 1 の実線を示すような値となる。 $\Delta T(x)$ の変動性がこの図から見られる。

この図と(2)とから、 ΔI_H と $\Delta T(x)$ との間にも同様の相関が得られることが予想される。実際両者の単相関係数を求めると Fig. 1 の実線のようなになる。 ΔI_H は 600 mb 付近で最大のよい相関を示し、 $300 \text{ mb} > x \text{ mb} > 50 \text{ mb}$ で正相関を示す。

これらの相関係数を用い、宇宙線より求めた $T(x)$ の高度分布及びその時間変化は Fig. 2, 3 及びそのようになる。他の成分についても同様の解析を試みる。



多重中性子スペクトルと一次宇宙線モジュレーション

1. Diurnal variations
2. Long-term and transient variations

楠瀬昌彦 (高知大文理), 小玉正弘 (理研), 小倉統一 (日大習志野)

昭和基地における宇宙線観測は、多重中性子スペクトル解析を目的として NM-64 型モニターを用い 1967 年にスタートした。当初は使用計数管は 3 本でありその後逐次増設されて 1969 年 2 月以降は最終目標の 12 本に達した。最初の 3 本によって得られた結果は既に報告発表されているが、ここでは 12-NM-64 による観測データからの解析結果をまとめて報告する。

6 本を 1 組としそれぞれを多重度スペクトルを独立に 2 台の記録計で測っているがこれらの平均計数の一例を下表に示す。'CORRECTED' は気圧およびゲート補正値で 'OBSERVED' に対する補正量が一番右側欄に示してある。No.1 と No.2 の間の若干の差はゲート中の差によると思われる。1-2 号持別々に補正したものを合計し以後の解析に使用した。期間はおよ 1 図に見るように、太陽極大期から下降にさしかかったあたりまで (sunspot No. は逆スケール)

SYOWA 12-NM64, HOURLY COUNTING RATES APRIL 1969

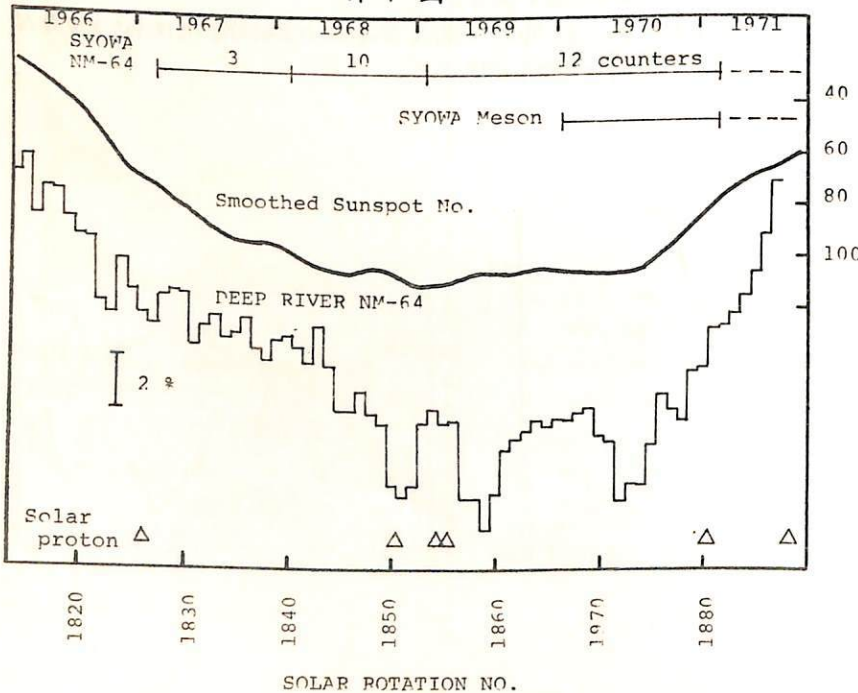
多重度	OBSERVED			CORRECTED			CORR. FACTOR (%)	
	NO.1	NO.2	Ratio	NO.1	NO.2	Ratio	NO.1	NO.2
m=1	142040	140475	1.0111	155797	153551	1.0146	+9.68	+9.31
m=2	34936	35715	0.9782	34038	35070	0.9706	-2.57	-1.81
m=3	10691	11173	0.9569	10544	11079	0.9517	-1.37	-0.84
m=4	3764	4002	0.9405	3897	4153	0.9384	+3.53	+3.77
m=5	1533	1655	0.9263	1651	1782	0.9265	+7.70	+7.67
m=6	1667	1722	0.9681	2060	2275	0.9055	+23.6	+32.1
Event Count	194633	194745	0.9994	208011	207921	1.0004	+6.87	+6.77
m	281043	280675	1.0013	293890	293522	1.0013	+4.57	+4.57
m	1.4265	1.4429		1.3926	1.4138			

観測データは次のような色々な現象の合成によって変調されたものである。

- a. 太陽宇宙線
- b. 太陽時日変化
- c. Forbush 減少
- d. 27日周期変化
- e. 11年周期変化

これらの変化スペクトルは必ずしも同じでないことは、多地長観測データ解析からある程度明かにされている。ここである程度と云わざるを得ないのは、観測点の分布が偏っているために避けられない uncertainty があるからである。一地域で見える多重スペクトル即ちエネルギースペクトルはこの uncertainty は無いが、統計精度によって求め得るエネルギーの上限

図 1



(つぎ)

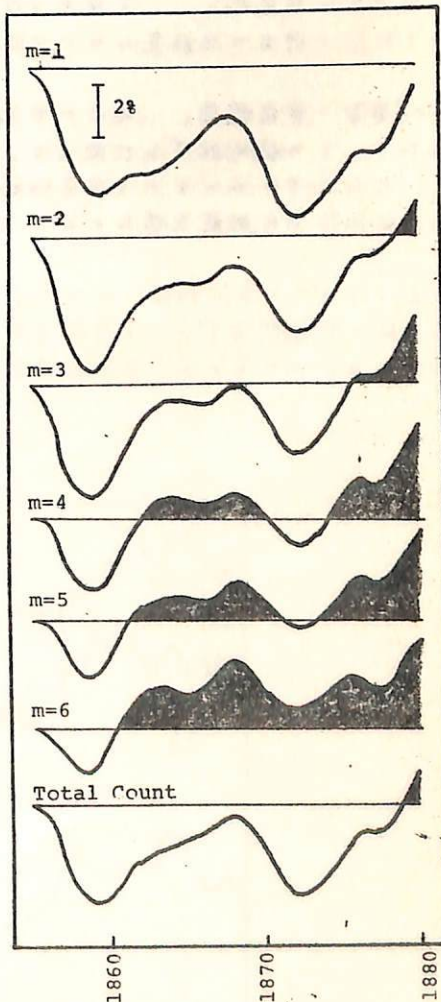
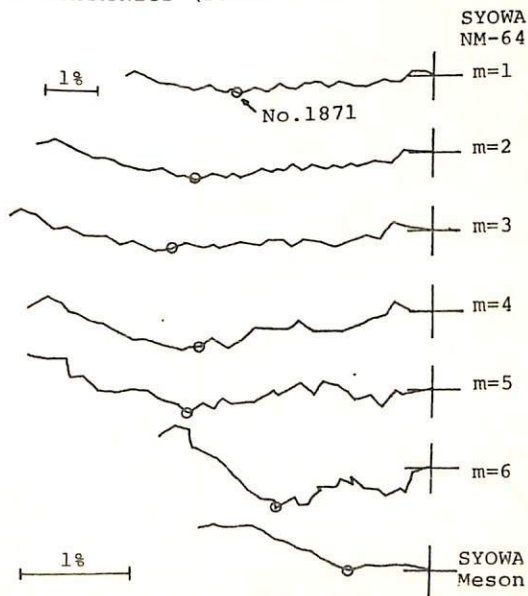
がきまり限界はある。その定量的な様子は α - β の現象それぞれによって違うだろう。そのあたりを明らかにすることがこの仕事の本来の狙いであるが、12-NM-64で果してどこまで conclude できるか？ 例えは α 2 図は b 、 α 3 図は c の例であるが、前者では solar rot. No. 1871 あたりからベクトルの方向が急変したこと、後者では強度レベルの増大(回復)と断片の前進が、ともに観測多重度と共に顕著になっていくことが見える。これらの観測例は、response function を使って一次宇宙線の変化スペクトルの形に焼き直すことができる。これから得たものが、従来の多角観測法からの結果とどの程度一致するのしなかりかが問題となる点である。解析はまだ最終段階に至っていないが、明らかになったところまでとりまとめる。

References

1. M. Kodama and A. Inoue, JARE Sci. Rept., Series A, No.9, 1-40 (1970).
2. M. Kodama and A. Inoue, Rept. Iono. Space Res., 24, 281-297 (1970).
3. Z. Fujii, M. Kodama and M. Wada, in press.

α 2 図

1st HARMONICS (SOLAR ROTATION NO.1854-1881)



α 3 図 SOLAR ROTATION NO.

村上一昭, 三島 靖*, 和田雅美, 宮崎友喜雄
理研, 愛媛大*

三浦半島武山の立教大学原子力研究所構内のトンネル内の地下54 mweの深さにおける宇宙線強度の連続観測を行なっている。装置は1×1 m²のシンチレータを上下に1.8 m離れたテレスコープ9台を正方形に配置してある。それで鉛直方向, 天頂角30°および天頂角50°でそれぞれ東西南北方向の合計9方向の観測を行なっている。

今回は1970年および1971年の観測を中心にして, 鉛直成分および天頂角30°成分のデータをを用い解析を行なった結果について報告をする。

(1) 気圧効果。 1971年3月~12月の10ヶ月の期間について, 宇宙線強度および気圧の各々の日平均値の間の相関より求めた。
係数は $-0.04\%/mb$ を得た。

(2) 日変化。 天頂角30°東西南北方向成分の差を用いる, 差引法を用い解析を行なった結果について述べる。

(3) 宇宙線嵐。 地上の中性子成分および中周子成分で観測された結果と地下成分の観測結果を比較する。比較は気圧補正日平均値で行った。その結果地下54 mweにも宇宙線嵐の影響の存在することを否定できないうちもしいという結果を得たのびさらに検討中である。その結果について述べる。

昭知基地における宇宙線強度の気圧補正に 及ぼす風の影響

楠瀬昌彦

小玉正弘

高知大文理

理化学研究所

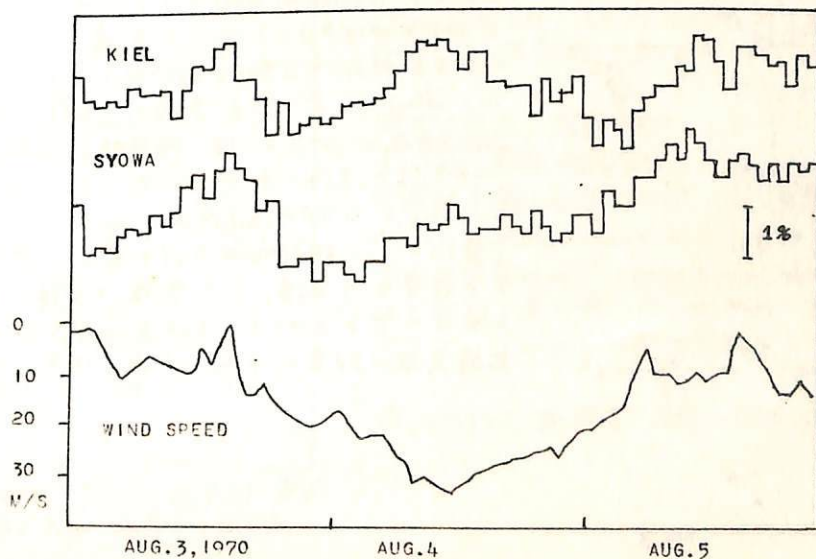
地上で観測される宇宙線強度はその上にある大気層の高さと示す気圧による影響をうける。よからえ一次宇宙線強度の変動を知るためには気圧変化に対する補正を要する必要がある。

風の強いとき建物内の気圧は一般に真の大気圧とは異なるので、室内におかれた気圧計は正しい値を示さないことが知られている。気圧測定精度は気圧効果係数の大きい宇宙線中性子成分の観測上より要求され、風の強い極地の昭知基地について須田・小玉(1964)により、山岳地の乗鞍については川崎(1966)(1972)により風による気圧測定値の変位が中性子成分観測の結果から指摘されている。

現在、昭知基地では風の影響を避けるため特に考案された気圧取り入れ口を屋外に設置し、パイプで室内の気圧計に導いて気圧を測定している。清水等(1967)によれば、風洞実験の結果では風速50 m/secのときでも気圧測定の誤差は0.6 mb以下であるとされている。しかし実際に気圧を測定するにあたっては地形による風の乱れや、強風によって飛ばされる雪や土砂などの影響による測定誤差が問題となる。

昭知基地においては1969年2月以降12本の計数管よりなるSuper Monitor(12-NM-64)による観測が行なわれており、宇宙線中性子成分の全計数 $\sim 5.5 \times 10^5$ counts/hrで、1時間値の統計精度0.27%となっている。昭知基地における中性成分全計数の気圧効果係数は $-0.74\%/mb$ でありから対応の気圧測定の精度が望まれるが、0.1 mb単位の1時間毎の測定値により気圧補正を行なっているのが現状である。

われわれは気圧測定値に対する風速の影響の有無を知りため、1969年2月から1971年2月までのうち、風速が30 m/secを越えた日は選んで、気圧補正をした宇宙線強度と風速の関係調べてみた。その結果、強風によると思われる宇宙線強度変化が若干みられたので報告する。



乗鞍における Small Air Shower の観測

長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 辻藤一郎, 柳原志津子, 名大理.

乗鞍の宇宙線観測所にある高精度宇宙線中間子計の一部を使って、1970年8月より Small AS の観測を始めている。中間子計は Fig. 1 の如く 36m² で上下2層あるが、その中から上層の4角の4m² を A, B, C, D とし、A, B, C, D のうちの何れかの3つに同時に粒子の入ったものを計数する。この 3-fold coincidence の rate (AS) は約 45,000/hour である。一方 A, B, C, D 各々のシンカルの計数は約 10⁵/min. 4m², τ ~ 0.2 μsec であるから、3-fold coincidence の accidental は ~ 2/hour と推定される。よって観測している Small AS の primary energy を正確に estimate していないが、density (1/4m²), area, counting rate 等から推定して ~ 2 · 10¹³ eV (median energy) であろうと予想される。

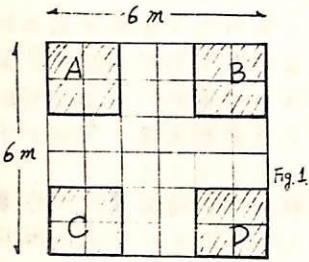


Fig. 1

観測結果の暫定的な整理は 1970年8月10日 から 1971年7月10日 迄のデータについて行われた。AS の気圧補正係数 β は AS の counting rate と乗鞍の気圧 (P) との決まった日平均値の相関から β ~ 0.75 %/mb と推定された。気圧 P の測定値に対する凡の影響の補正には、理研・川崎氏の式：

$$\Delta P = 0.1 v + 0.0022 v^2$$
 (v m/sec. は凡速) を用いて行った。Fig. 2 に示されるように、AS と P+ΔP のベクトルは Harmonic dial 上で同一線上から出ているため、β の値が ~ 0.1%/mb 程度まで日結果を大きく変えることは無い。

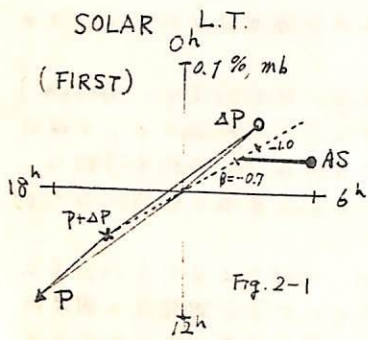


Fig. 2-1

上記の約一年間を 12 に分けて、各々 AS, P, ΔP の 1st および 2nd harmonic のベクトルを計算し、AS + 0.75(P+ΔP) のベクトルを求めた。気圧補正後の AS の 1st のベクトルをプロットしたのが Fig. 3 である。SOLAR の平均ベクトルは 6h L.T. (amp ~ 0.065 ± 0.008%) を向いており、この方向は太陽に対する地球の公転 (v ~ 30 km/sec) による Compton Getting effect から出て来る方向と一致している。次の SIDEREAL のベクトルは、恒星時約 1時 (amp ~ 0.073 ± 0.008%) の方向を向いており、平均 2nd harmonic は SOLAR, SIDEREAL とともに気のベクトルを小さく、統計的に見ても思われる。以上の結果は外気温、上層気温を考慮した上で得られたものである。次には、AS に対する地上層気温の効果について述べておく。

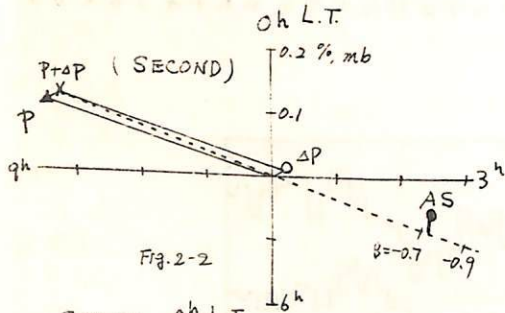


Fig. 2-2

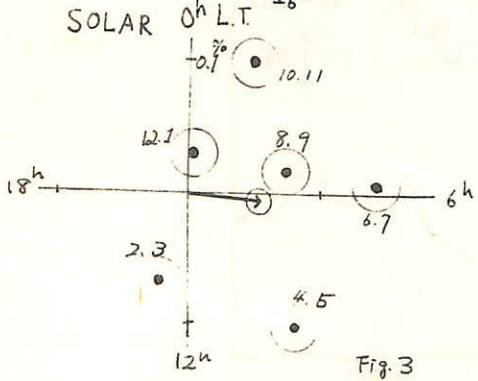


Fig. 3

太陽風内の波動解析

渡辺 茂昭, 高部 政雄
電波研究所

太陽風プラズマの波動現象をIMP-C, IMP-Dの磁場DATAを用いて

Dynamic Spectrumをもとに解析してみた。

惑星間空間プラズマは、High β , 湿度異方性, collisionless 等の特性がある。この中で実際の波動が如何様に舞うかを調べる事は、太陽風の物性、構造を知る上で重要な事と思われる。

IMP-C は1965年9月~12月, 700~7000秒の周期

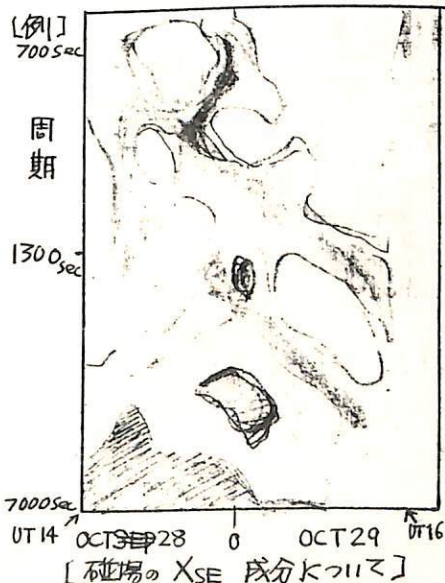
IMP-D は1966年12月3日より数日間, 約10秒より上の周期

の範囲のものを, McPherronの方法を改良した計量機を利用して, Digital Sonagram にもちいて解析する。その際、みかけの波の分散などが現れるが、太陽風が人工衛星に対し、数百 Km/sec (Alfven wave の位相速度より1オーダー程度速い) の相対速度をもつ事から, Doppler Effect が極めて支配的に効いてくる。この様に見かけの波の分散は、① 太陽風の速度変化, 媒質の変化による波の位相速度の変化による Doppler Effect の変化, ② Source の特性 ③ 波自身のもつ分散性 等が、からみ合っで生じる。現在こまかな太陽風の速度, 媒質のData が私達の手もとにないで、正確に Doppler Effect をのぞく事は出来ない。(但し, IMP-Dの早いサンプリングによるものは、太陽風を一定として、短期間、ある程度の議論は出来る。)

今回はKp Index 等をもとに、大まかな推量、定性的解析を行って見た。

IMP-Cの解析では、次の様な傾向を持つ様である。

Kp値が大きくなり初まる時、短周期まで power spectrum の Intensity が垂くまり、山の下降坂で、アルフベン波が目立ってくる。その見かけの周波数は、短周期から長周期にドリフトする。又 compressional waveらしきものも見い出された。



例の図は、更くまずい写図であるが、BXSE, BZSE (YSEは省略)は、28日14時Kは700秒のもの。29日16頃Kは、1300秒以上に見かけの周波数がドリフトしている。この時Kpも4.から0.まで落ちていく。実際には、1オーダー程度長い周期をもつ同一周期のアルフベン波が、太陽風の速度が半減したために起る分散ではないかと思われる。尚 Magnitude Kはこの様なものに対応するものはないので compressional wave ではないと判定。その後、Kpが大きくなり、High Stream きて、スペクトラムは高周波に広がって行く。

尚、IMP-C はほぼ、太陽、地球線とにある。

プラスマ空間電位の実時間測定法

竹屋 芳夫
大阪市大(工)

南 繁行

飛翔体のプラスマ中における電位(浮動電位)を機上で連続的に測定、記録せしめば、電離層プラスマの測定に有用であると考えられる。以下に示すのは、飛翔体搭載を目的としたプローブによるプラスマ空間電位計の試作結果及び動作原理である。更に述べるが、*Thin Probe*法を応用した場合、更に述べるが、プローブ間の交流インピーダンスの直感バイアス依存性を利用したものである。

1) 単一周波数を用いる空間電位計

図1における $V_p - I_p'$ は(プローブ電圧)対(補助プローブ電流)の静特性である。 V_p に交流電圧を重畳させると、 V_p によって、 I_p' の交流成分の位相が 180° 変化する。従って図2のブロック図に示す通り自動制御回路を位相検出出力で動かせることにより、 V_p は常に空間電位 V_s に一致する。

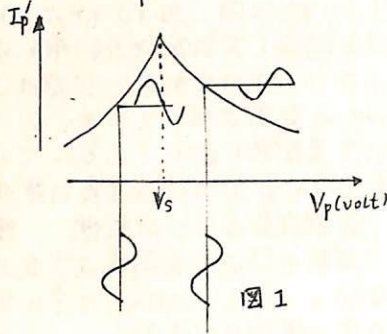


図1

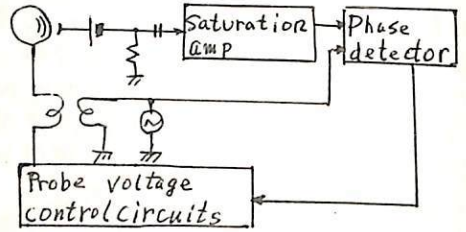


図2

2) 二周波数を用いる空間電位計

2つのプローブ P_1, P_2 間の交流インピーダンスは、プローブ周囲の電位の異なるため、各々のプローブ電位がプラスマ空間電位に等しくなった時最少になることを利用して、インピーダンス測定キャリアに f_1 周波数を用い、プローブバイアスを周波数 f_2 で変化させることにより、 f_2 成分出力は図1と同じ原理で位相が空間電位の前後で 180° 変化することを利用したものである。

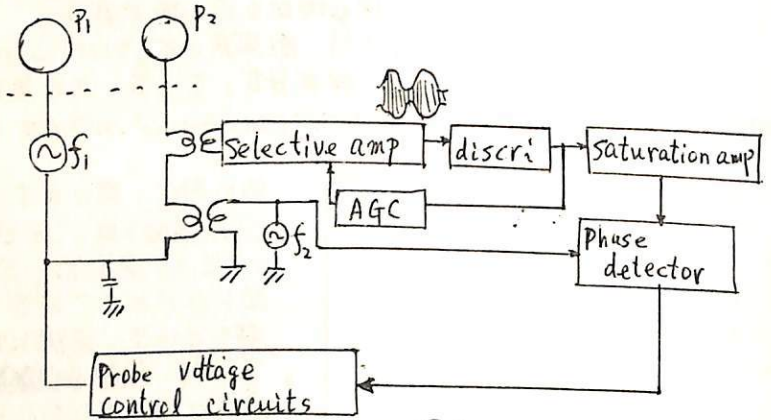


図3

