

第 47 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 45 年 6 月 3 日 ~ 6 月 6 日

於 府 中 市 市 民 会 館

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

# 第47回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和45年6月3日(水)・4日(木)・5日(金)・6日(土)

時 日	9:15	10	11	12	13:15	14	15	16	17
6月3日 (水)	太陽風惑星間磁場-I				太陽風惑星間 磁場-II	磁気圏-I			
	太陽輻射	電離圏構造-I			電離圏構造-II				
6月4日 (木)	電離圏構造 -III	電離圏運動-I			磁気圏-II				
	岩石磁気-I				岩石磁気-II	地球内部-I			
6月5日 (金)	地球内部-II				特別講演	総 会	見 学 会	懇 親 会	
	電離圏 運動-II	大気光							
6月6日 (土)	磁気圏-III				磁気圏-IV				
	機器開発	電離圏伝播-I			電離圏 伝播-II	大気電気			

講演会場：府中市市民会館

府中市8174番地 電話0423(61)4111

懇親会場：都政省電波研究所内

## 第1日 6月3日(水)

太陽風惑星間磁場(9:15~12:15) 於 第1会場

### 開会の辞

1. 森 覚・安江新一・鷲坂修二(信大理)・之瀬匡興(信大教養) 宇宙線異方性の解析 (15分)
2. 長島 男(名大理) 藤井淳次郎(理研) A loss cone model for the cosmic ray pitch angle distribution along interplanetary magnetic field. (15分)
3. 上野裕幸・藤本和彦・藤井淳次郎・近藤 一郎・長島 男(名大理) 多方向宇宙線中間子計 (15分)
4. 北村正函(気象研) 宇宙線非等方性の時間的変動(II) (15分)
5. 千葉敏躬(岩手大) 小玉正弘(理研) 地上および山上の宇宙線日変化の比較 (15分)

6. 小玉正弘・井上葵 (理研) Neutron monitorのmean multiplicityと一次宇宙線スペクトル (15分)
7. 須田友重 (気象研) 宇宙線日変化の解析 (10分)
8. 石田喜雄・菅野常吉 (福島大教育) 斎藤俊子 (福島医大物理) 宇宙線日変化と太陽活動度について (I) (15分)
9. 和田雅美 (理研) 調和解析誤差と宇宙線日変化 (15分)
10. 奥谷晶子・和田雅美 (理研) 宇宙線強度の逐日解析— $\frac{1}{2}$ 日及び $\frac{1}{3}$ 日変化— (15分)
11. 一之瀬匡典 (信州大教養) 森 覚・安江新一・鷺坂修二 (信州大理) 地下30m. w.eにおける宇宙線の強度変化 (15分)

太陽輻射 (9:15~10:20) 於 第2会場

12. 鷹尾和昭 (京大工) IASY期間中のSR-9衛星による太陽X線の観測結果 (20分)
13. 小玉正弘 (理研) 小倉紘一 (日大習志野) 楠瀬昌彦 (高知大理) 田中春夫・鵜目信三 (名大空電研) 塩見靖彦 (東京天文台) 1970年2月11日の太陽X線バーストと太陽電波バーストとの関係 (20分)
14. 近藤一郎・長瀬文昭・安江洋志 (名大理) 気球による太陽中性子及び $\gamma$ 線の測定結果 (15分)

電離圏構造—I (10:20~12:15) 於 第2会場

15. 新野賢爾・東村政市 (電波研) 電離層吸収および成層圏昇温の関係 (II) (15分)
16. 広野求和・内野修 (九大理) レーザ・レーダによる上層大気成分観測に対する下部エアロゾル層変動の影響 (15分)
17. 佐藤哲也 (京大理) Nonlinear Theory of the Cross-Field Instability-Explosive Mode-Coupling- (20分)
18. 藤高和信 (東大理) Wind shearによるE-F1中間層の生成 (20分)
19. 大林辰蔵 (東大宇宙研) 松浦延夫 (電波研) 電離層嵐のモデル (20分)

太陽風惑星間磁場—II (13:15~14:30) 於 第1会場

20. 渡辺成昭 (東北大理) 太陽風熱的異方性 (15分)
21. 十市勉 (東大理) 太陽風プラズマの熱的性質 (20分)
22. 武井恵雄 (東北大理) Kinetic properties of an Olbertian plasma (15分)
23. 久保治也・矢守章・伊藤富造 (東大宇宙研) 太陽風—惑星相互作用における電場生成のモデル実験 (15分)

磁気圏—I (14:30~17:15) 於 第1会場

24. 鶴田浩一郎 (東大宇宙研) 磁気圏尾部の力学的考察 (I) (15分)
25. 前沢冽 (東大宇宙研) 磁気圏境界面におけるField Reconnection (15分)
26. 渋谷仙吉 (山形大理) 磁気圏尾部における粒子加速 (10分)
27. 鶴田治雄 (東大理) 静穏時における極光の分光特性 (その1) (15分)
28. 鶴田光子・飯島健 (東大理) 極光H $\alpha$ 線の出現と磁場変動 (10分)
29. 金田栄祐 (東大理) 極光の分光特性の時間変化 (15分)
30. 金田栄祐 (東大理) 極冠に於ける極光の出現と磁気圏磁場変動 (20分)
31. 小川忠彦 (京大工) 佐藤哲也 (京大理) 多重オーロラ・アークの生成 (15分)
32. 竹屋芳夫・奥本隆昭・鈴木裕・松村政美 (阪市大工) 超低周波音波の観測—第10次南極観測— (5分)



電離圏構造—II (13:15~17:15) 於 第2会場

33. 竹之下裕五郎 (電波研平磯) プロトンフレア強化観測期間中の太陽活動度 (15分)
34. 大塩光夫 (電波研) 土屋清実・石井隆広雄 (電波研犬吠) 観測期間中のSPA'S (15分)
35. 桜沢晃・石井隆広雄・土屋清実・羽倉幸雄 (電波研) プロトンフレア強化観測結果 3. VLF位相にあらわれた極冠擾乱 (15分)
36. 羽倉幸雄 (電波研) プロトンフレア強化観測結果 4. June1969プロトン現象のまとめ (20分)
37. 森洋介 (東北大理) ハワイにおける全電子数の変化について (I) (15分)
38. 上山弘 (東北大理) D層の負イオン分布 (15分)
39. 米沢利之 (電波研) F2層電子密度季節変化, 非季節変化および半年変化の太陽活動ならびに緯度特性 (20分)
40. 大塩光夫 (電波研) 石井隆広雄・寺島良子 (電波研犬吠) SPA負効果 (15分)
41. 江尻全機 (東大宇宙研) プラズマ中インピーダンスプローブ特性 (I) L-3H-6による観測 (20分)
42. 伊藤富造・中村良治・向井利典 (東大宇宙研) スペースシェンバープラズマ中のイオンのエネルギー分析 (15分)
43. 伊藤富造・山田弘善 (東大宇宙研) 前田浩五郎 (電気試験所) 畚野信義 (電波研) ミニQ型質量分析計 (15分)
44. 畚野信義 (電波研) 前田浩五郎 (電試) 伊藤富造 (宇宙研) 上層大気中性分子測定用質量分析器 (15分)

第2日 6月4日(木)

電離圏構造—III (9:15~10:30) 於 第1会場

45. 梶川実・竜宮寺修 (電波研) 電波研のISISプロジェクト I. Alouette/ISIS衛星のData Acquisition System (20分)
46. 西崎良・永山幹敏 (電波研) 電波研のISISプロジェクト II. Alouette/ISIS衛星のデータ処理 (20分)
47. 松浦延夫・北条尚志・犬木久夫 (電波研) 電波研のISISプロジェクト III. Alouetteデータの解析 (20分)

電離圏運動—I (10:30~12:15) 於 第1会場

48. 丸橋克英 (電波研) 極地電離層粒子の磁気圏尾部へのEscape III (15分)
49. 村田宏雄 (岐阜大工) 大気潮汐振動・伝播におよぼす摩擦の効果 (15分)
50. 加藤進 (京大工) 電離雲の運動と電場・風 (20分)
51. 藤原玄夫 (九大理) 電離層の大気潮汐振動による鉛直電流の効果について (10分)
52. 中村純二 (東大教養) L・4Sによる発光雲実験 (15分)
53. 津田孝夫・深尾昌一郎 (京大工) Reexamination of the Magnetoionic Electrical Conductivity or Mobility (15分)

岩石磁気—I (9:15~12:15) 於 第2会場

54. 河野長・木下肇 (東大理) 岩石磁気用の方位絶対測定及び磁化測定用スピナーの回路の改良 (15分)
55. 青木豊 (東大理) 降下火山灰の帯磁機構 (15分)
56. 堂面春雄 (山口大教育) 第四紀火山灰層の磁化 (III) (5分)

57. 永田武 (東大理) B.J.CARLETON (ピッツバーグ大理) アポロ11号月岩石  
残留磁気と粘性磁気 (15分)
58. 永田武 (東大理) R.M.FISHER (USスチール中央研) アポロ11号月岩石の磁  
氣的性質と含有磁性鉱物 (15分)
59. D.Dunlop (東大理・トロント大) Intrinsic and structure sensitive ferro-  
magnetism in fine-particle hematites and some red sediments. (15分)
60. Y.B.オシポフ (モスクワ大) 木下肇 (東大理) Magnetism of Some mono-  
mineralic days. (10分)
61. 青木豊・木下肇 (東大理) 熱磁気分析の異常を示す岩石群に関する考察 (10分)
62. 小嶋美都子・ (東大理) 坂本信彦 (電気試験所) Magnetic Properties of  
Synthetic Titanomaghemite (20分)
63. 小嶋稔 (東大地物) 小嶋美都子 (東大地質) “海山玄武岩の磁氣的性質” (15分)

磁気圏-III (13:15~17:15) 於 第1会場

64. 荒木徹・内藤悠史・加藤進 (京大工) ホイッスラーモードVLF標準電波観測 (15分)
65. 田中義人・西野正徳 (名大空電研) VLFヒスの偏波, 入射角について (15分)
66. 鎌田哲夫 (名大空電研) ロケットによるVLF帯雑音スペクトル観測結果につ  
いて (15分)
67. 松本絃・宮武貞夫 (京大工) Plasma Wave Experiments in Space Chamber (20分)
68. 松本絃・橋本弘蔵・木村磐根 (京大工) Nonlinear Bunching Process in the  
Cyclotron Resonance -Generation Mechanism of VLF Emissions-  
(Part I) (20分)
69. 松本絃・松本壮夫 (京大工) Nonlinear Evolution of Cyclotron Instability  
-(Generation Mechanism of VLF Emissions)- (20分)
70. 木村磐根・松尾敏郎 (京大・工) Resonance-Striations of Whistlers (15分)
71. 斎藤尚生・森岡昭・桑島正幸 (東北大理) Pc型地磁気動と降下粒子 (10分)
72. 森岡昭・斎藤尚生 (東北大理) 極光帯地磁気脈動PidとMagnetospheric subs-  
storm (17分)
73. 加藤愛雄 (東海大航空宇宙) SSCに伴うPulsation並びにpi2及pc Pulsation (15分)
74. 並川富一 (阪市大理) Sc時の地磁気脈動 (20分)

岩石磁気-II (13:15~14:40) 於 第2会場

75. 島田昌彦・久米昭一 (阪大教養) 小泉光恵 (阪大産研) 花崗岩の磁性とその地  
質温度圧力計への応用 (15分)
76. 安川克己・広岡公夫 (阪大基礎工) 過去における地球磁場の強さを推定する新  
しい方法の可能性について (20分)
77. 安川克己 (阪大基礎工) S.A.VINCENZ (St.Louis University) オクラホマ  
産先カンブリア紀花崗岩の磁性について (15分)
78. 今田正 (山形大) 倉沢一 (地質調査所) 荒牧重雄・清水妥道・山川稔・河野長  
兼岡 一郎・木下肇 (東大) インド・デカン高原の総合調査とPaleomagnetism (15分)

地球内部-I (14:40~17:15) 於 第2会場

79. 田中稯 (地理院) Energy transfer by Cross Current Instability in the  
Earth (15分)
80. 行武毅 (東大震研) 地球主磁場の変動によって期待される地球自転速度の変化 (15分)
81. 並川富一 (阪大市理) ダイナモ理論 (20分)

82. 西田泰典 (北大理) 北海道における地磁気短周期変化 (I) (15分)
83. 加藤愛雄 (東海大航空宇宙) CAより見た「東北日本異常」と地殻変動 (15分)
84. 瀬戸孝夫・田中稔・田島稔 (地理院) 水沢周辺のCA観測について (10分)
85. 本蔵義守 (東大震研) 三宅島に於ける地磁気変化異常 (10分)
86. 笹井洋一 (東大震研) 伊豆大島に於ける地磁気変化異常 (3) (10分)
87. 地磁気移動観測班 (東大震研) 房総半島南部全磁力測量 (10分)

特別講演 (13:15~14:45) 於 電波研

- 「未定」 赤祖父俊一 (アラスカ大)
- 「The New Global Tectonics」 上田誠也 (東大震研)

総 会 (14:45~16:15) 於 電波研

第3日 6月5日 (金)

地球内部-II (9:15~12:15) 於 第1会場

88. 井内登・関口昌雄・藤田尚美 (地理院) 西南日本における航空磁気測量 (12分)
89. 歌代慎吉・近藤忠 (水路部) 日本周辺の海上磁気測量について (15分)
90. 水野浩雄 (地理院) 一等磁気測量の資料による地磁気年変化量の分布について (15分)
91. 行武毅 (東大震研) 日本における全磁力月平均値の変動 (15分)
92. 柳原一夫・白木正規 (地磁気観) 地球内部地磁気変化検出に影響する外部磁場変化 (15分)
93. 藤田尚美 (地理院) 地磁気経年変化異常から求めた日本における地下応力分布 (10分)
94. 力武常次・山崎良雄 (東大震研) 比抵抗変化計で観測した Strain step (15分)

電離圏運動-II (9:15~10:15) 於 第2会場

95. 福島直 (東大理) 地磁気Sq三次元ダイナモ理論における地球磁場水平成分の影響 (15分)
96. 鈴木亮・前田坦 (京大理) Sqの一解析法とその結果について (II) (15分)
97. 太田柁次郎 (京大教養) 夜間の地磁気Sq変化について (15分)

大気光 (10:15~12:15) 於 第2会場

98. 矢野教 (新潟大) 高橋久夫 (新潟大理) 中緯度域夜間大気光におけるOH分子 (9,4), (5,1) 帯スペクトル強度比の日変化の観測 (15分)
99. 小川利紘 (東大理) 極紫外大気光の励起 (OI1300Å, OII833Å) (15分)
100. 鈴木勝久・小川利紘・等松隆夫 (東大理) 駿原における大気光分光測光 (15分)
101. 斎藤文一 (新潟大理) 低緯度オーロラ (15分)
102. 牧野行雄・広野求和 (九大理) 下部電離圏における流星金属元素の可視近赤外光共鳴散乱断面積 (15分)
103. 永田武・等松隆夫・小川利紘 (東大理) 中間圏オゾンの観測 (K-9M-28号機) (15分)
104. 松岡猛・中村純二 (東大教養) 低圧における炭化水素と酸素原子の反応 (15分)

第4日 6月6日 (土)

磁気圏-III (9:15~12:15) 於 第1会場

105. 山口又新 (地磁気観) SSC storm諸量間の統計的關係 (10分)



106. 山下喜弘 (地磁気観) 再起性磁気擾乱とAE-Indexの関連について (15分)
107. 前田力雄 (電波研平機) 地磁気の27日周期成分について (15分)
108. 上出洋介・福島直 (東大理) Auroral Electrojetの勢力範囲 (3) (10分)
109. 上出洋介 (東大理) DR-field解析のための一つの試み (20分)
110. 小口高 (東大理) Iono-magnetosphereの電流系とAuroral Breakup及び極磁気擾乱 (20分)
111. 亘理宣夫・上山弘 (東北大理) A mechanism for generating a large scale electric field in the magnetosphere (20分)
112. 玉尾孜 (東大理) Induced electric field, particle precipitation, and plasma instability associated with large scale magnetospheric plasmamotion (20分)
113. 玉尾孜 (東大理) Radial diffusion of particles by the large scale electric field in the magnetosphere (15分)
114. 宮崎友喜雄・竹内一・今井喬 (理研) Quasi-trapped electronのpitch angle distribution (15分)

機器開発 (9:15~10:10) 於 第2会場

115. 等松隆夫 (東大理) 赤外水平線検出器の開発測定結果 (15分)
116. 塚田紀昭・藪崎努・小川徹 (京大工) 微小磁場測定の一方法 (10分)
117. 北村泰一・大道萬男 (九大理) 超伝導物性の磁力計への利用予備実験 (その1) (15分)

電離圏伝播-I (10:10~12:15) 於 第2会場

118. 荒木喬・森洋介 (東北大理) Whisther waveの電離層突抜け (20分)
119. 早川正士 (名大空電研) ホイッスラの電離層突き抜け特性I (15分)
120. 早川正士 (名大空電研) ホイッスラの電離層透過特性II (15分)
121. 橋詰庄一郎・徳田八郎衛・田中敬史 (防衛技研) Multi-frequency Backscatterによる電離層の観測 (15分)
122. 藤井周・大内長七・若井登 (電波研平機) Loran-C(100kHz)電波強度測定 (速報) (10分)
123. 大内長七・根本長四郎・若井登 (電波研平機) IASY中のLoran-A(1850kHz)電波吸収 (20分)
124. 筒井稔 (京大工) 電離層の日出時におけるHFドップラー観測 (15分)

磁気圏-IV (13:15~16:00) 於 第1会場

125. 村山喬 (名大理) 昼側高緯度のRADIATION TRAPPING ZONEの構造 (15分)
126. 恩藤忠典 (電波研) 磁気圏で観測されたSIについて (15分)
127. 田辺弘道・桜井亨・武井恵雄 (東北大理) 惑星間空間磁場変化と極域磁場擾乱 (20分)
128. 国分征 (東大理) S.S.C SiとSolar wind discontinuity (15分)
129. 国分征 (東大理) 極磁気嵐の発達と惑星間磁場変動 (20分)
130. 西田篤弘 (東大宇宙研) DP2と極磁気嵐 (15分)
131. 北村泰一・光行博志 (九大理) IMP-3によるInterplanetary Fieldの観察 (15分)
132. 桜井亨 (東北大理) 地球磁気圏近傍における惑星間空間磁場変動 (15分)
133. 飯島健 (東大理) 磁気嵐と磁気圏尾部の磁場構造 (18分)
134. 山下喜弘 (地磁気観) 前田坦 (京大理) Magnetosheeth磁場構造朝方側と夕方側の非対称性について (15分)

電離圏伝播-II (13:15~14:00) 於 第2会場

135. 松本紘・橋本弘蔵・木村磐根 (京大工) K-9M-29 親子ロケットによるVLF電  
波伝播実験報告 (10分)
136. 木村磐根・平石謙治 (京大工) K-9M-29-VLF Doppler実験報告 (15分)

大気電気 (14:00~16:20) 於 第2会場

137. 田中良和 (京大理) 阿蘇に於けるELF帯電磁波の日変化 (15分)
138. 小川俊雄・田中良和 (京大理) 本州を横断して測定した成層圏での電場変動に  
ついて (10分)
139. 石川晴治・高木増美・森田恭弘 (名大空電研) 大気の電気伝導度・小イオン密  
度の気球観測結果 (20分)
140. 久保木忠夫 (地磁気観) 洋上における電位傾度観測結果 (8分)
141. 久保木忠夫 (地磁気観) フィールドミルについて (8分)
142. 小川俊雄・半田駿・田中良和 (京大理) 地球電離層空洞共振追跡装置による観測 (10分)

閉会の辞



# 宇宙線異方性の解析

宮田新一, 森 覚, 鷲坂修二, 一之瀬匡興  
(信大理工) (信大教養)

最近, 長島等<sup>1)</sup> により宇宙線の異方性に因る総合的な解析がでて来た。我々は中性子モーターのデータの解析のため長島の表式に従い各観測所における各「日変化成分」の理論計算を行った。長島の一般表式によれば, 空間の軸対称な異方性によりつくられた地上の日変化は次式で表わされた。

$$D(t) = \sum_{m=0}^{\infty} D_m(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n=-m}^m D_n^m(t) \right\},$$

$$D_n^m(t) = \{ \gamma_n P_n^m(\theta_n) \} \cdot d_n^m \cdot \cos \left\{ \frac{2m\pi}{24} (t - t_n^m) \right\}$$

ここで

$$d_n^m = \sqrt{(C_n^m)^2 + (S_n^m)^2}, \quad t_n^m = t_R - \frac{24}{2m\pi} \delta\psi_n^m, \quad \delta\psi_n^m = \tan^{-1} \left( \frac{S_n^m}{C_n^m} \right)$$

$$\begin{pmatrix} C_n^m \\ S_n^m \end{pmatrix} = \frac{1}{I} \int_{R_c}^{\infty} Y(R) \cdot G(R) \cdot L_n^m(\theta_{or}(R)) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} [m \{ \psi_{or}(R) - \psi_{st} \}] dR$$

地球磁場における粒子の曲がり, エネルギースペクトル等は上式の  $d_n^m, t_n^m, \delta\psi_n^m$  に等約されている。我々は各「日変化成分」  $D_n^m(t)$  に対する  $d_n^m, \delta\psi_n^m$  の計算を各観測所に対しておこなった。長島の理論によれば, 例えはいわゆる「半日変化」を起す異方性が空間に存在すれば, その異方性はいわゆる半日変化のほか更に通常の「日変化」成分とは異なる「特殊な日変化」  $D_2^1$  を生ずるはずであり, 二これは季節変化を示し年平均値とすれば消え去るべきである。又, 「半日変化」異方性があればいわゆる半日変化のほかには  $D_3^1$  を生ずる。すなわち観測された「日変化」は次式で表わされた。

$$D^1(t) = D_1^1(t) + D_2^1(t) + D_3^1(t) + \dots$$

したがって日変化について調べたためには,  $D_2^1, D_3^1$  等の寄与を考慮に入れたことが不可欠である。我々はいわゆる日変化  $D_1^1$ , 半日変化  $D_2^1$  のほかには  $D_2^2, D_3^2, D_3^3$  等も計算し, その特徴を比較する。理論計算は従来の我々のやり方は従い, スペクトルとして日中型及び指数型の2つを仮定した。一つの解析例として「日変化」を起す2方向の異方性,  $P_1^1$  ( $D_1^1$  に対応する異方性) 及び  $P_2^1$  ( $D_2^1$  に対応する異方性) を空間に仮定し ( $D_2^1$  は年平均値とすれば消え去る)。後述の観測例を含む現実世界の中性子モーターのデータを解析し, 1方向の異方性を仮定した場合との比較を試みた予定である。

1) NAGASHIMA AND NAGASHIMA ET AL., THREE DIMENSIONAL COSMIC RAY ANISOTROPY IN INTERPLANETARY SPACE, PART I ~ IV (TO BE PUBLISHED)

2 A Loss Cone Model for the Cosmic Ray Pitch Angle Distribution along the Interplanetary Magnetic Field

藤井善次郎 長島一男  
理化学研究所 名古屋大学理

宇宙線強度半日変化の成因として、次の二つの仮説が提唱されてきた。これらはそれぞれ異なる空間分布を持つ。

- 1) pitch angle distribution hypothesis      空間分布  $f(\chi) \propto \sin^2 \chi$   
 $\chi$ ; 宇宙線の方向と惑星間空間の magnetic line of force のなす角。
- 2) density gradient hypothesis      空間分布  $f(\chi) \propto \cos^2 \chi'$   
 $\chi'$ ; 宇宙線の方向と ecliptic plane 内の line of force と 垂直軸との間のなす角。

二つの仮説の空間分布のちがいが、日変化の年周変化にあらわれることが Nagashima et al. により指摘され<sup>11)</sup> Cheltenham & Christchurch の ion chamber 及び乗較高精度中同子計のデータ解析により<sup>12)</sup> 半日変化の空間分布は pitch angle distribution によるものであることが明らかにになり、去年の秋の学会で報告した。

以下、この  $\sin^2 \chi$ -type の pitch angle distribution が太陽方向から line of force (9hr L.T.) に沿って来る宇宙線の強度が少なくなる、(これは存在することと示す。これを loss cone model と云う。ここで loss cone model の空間分布を以下の ideal な分布で表わす。

$$F(\chi) = \begin{cases} 0 & \text{for } 0 < \chi < \chi_c \\ 1 & \text{for } \chi_c < \chi < \pi \end{cases} \quad (\text{Fig. 1})$$

この軸対称の分布  $F(\chi)$  を Legendre function で展開する

$$F(\chi) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\chi) = \sum_{n=0}^{\infty} \eta_n P_n(\cos \chi)$$

$$\eta_n = \frac{1}{2} \int_0^\pi F(\chi) P_n(\cos \chi) \sin \chi d\chi$$

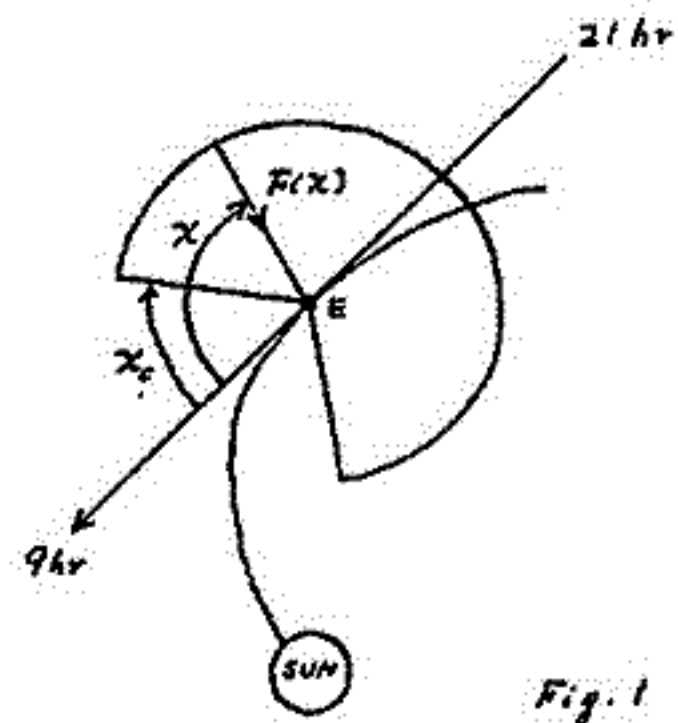


Fig. 1

展開係数  $\eta_n$  を  $\chi_c$  の関数として  $n=4$  までは Fig. 2 に示す。Fig. 2 より  $\chi_c < \pi/2$  の時には  $\eta_2 < 0$  であることがわかる。この時の空間分布  $F_2(\chi)$  は  $F_2(\chi) \propto -\eta_2 P_2(\cos \chi) = 3 \sin^2 \chi - 2$

となり  $\sin^2 \chi$ -type の空間分布が存在することとわかる。実際このような loss cone が存在する以上、一般に  $F_1(\chi), F_2(\chi)$  等の空間分布が存在するはずであり、これらから期待される daily variation の関係について述べられる。

- (1) (2); 論文発行予定
- 才 46 頁 予編集参照

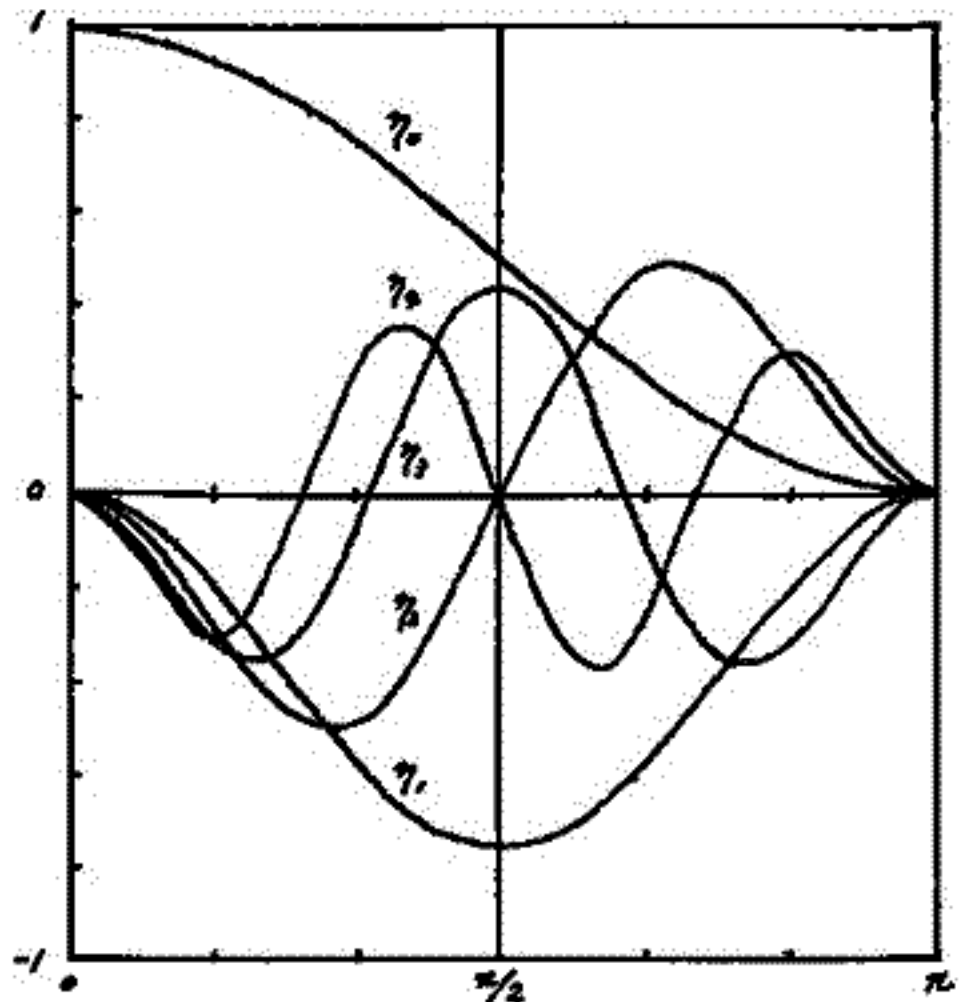


Fig. 2

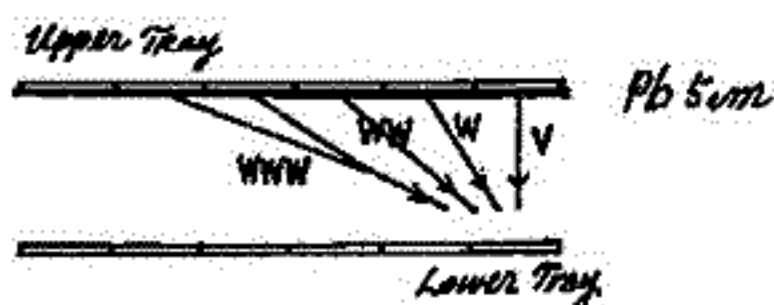
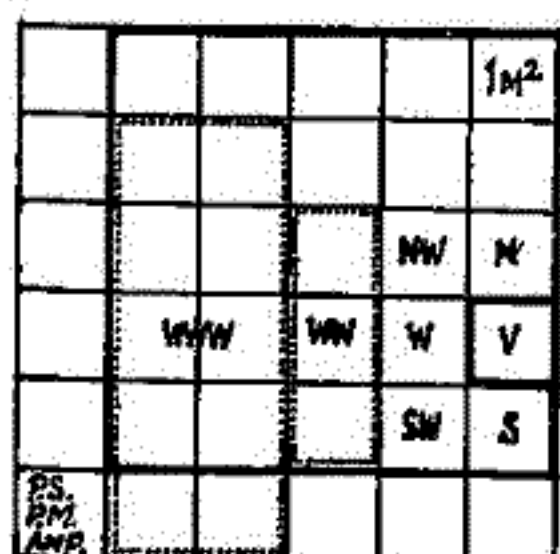
# 多方向宇宙線中間子計

上野裕幸 藤本和彦 藤井善次郎 近藤一郎 長島一男  
 名古屋大学 理学部 宇宙線研究室

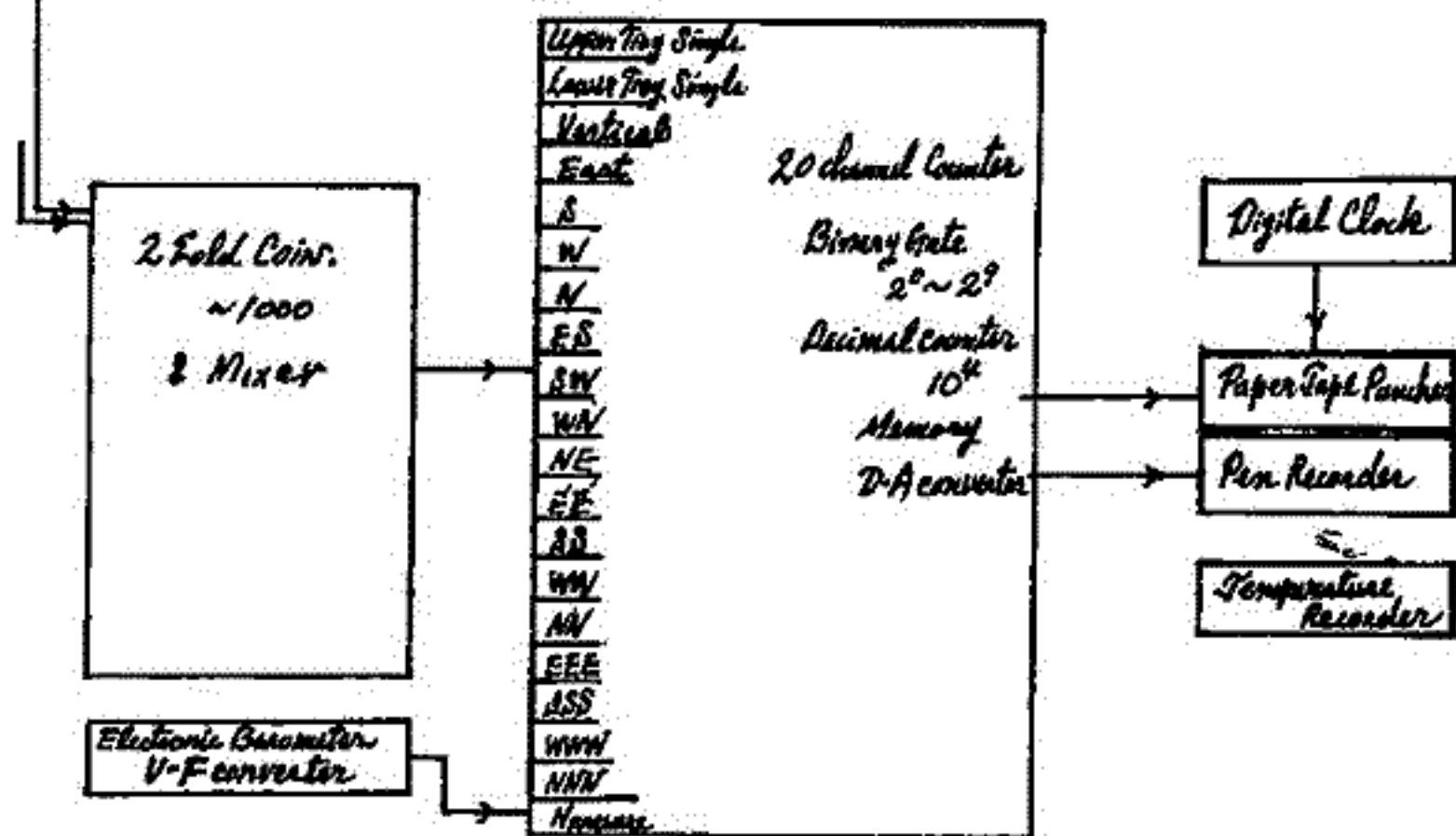
1968年より乗鞍岳で高精度宇宙線中間子強度測定を行って来たが、それと並行して地上の名古屋に於ても、ほぼ同型の中間子計の製作を終えて来た。昨年11月より、Detectorの面積  $4m^2 \times 2$  で測定を始め、本年5月に  $25m^2 \times 2$  で予備観測に入るこゝが出来、乗鞍との Duplicate System が完成した。尚道途中に当初の目標である  $36m^2 \times 2$  の測定面積で完成の予定である。

乗鞍の装置と比し、Detectorの面積では全く同じであるが、(1)電子成分を除くため鉛の吸収層が  $5cm$  入っている。(2)更に深い天頂角で入射する Component が測定出来る。これらは、Counting Rate が少ないので、他のものと同列の議論はもつが、より高いエネルギーでの情報が得られるものと期待している。(3)乗鞍に比して気象条件が簡便で、しかも冬期に積雪の影響がないので、より安定な Data が得られるものと思つている。

装置の安定性を上げるために電源変動の影響に注意しており、又数時間の停電にもたえられるものを製作した。又室温についてはエアコンにより Detector system は大凡  $0.2^\circ C/day$ 、記録装置では  $1^\circ C/day$  にして、その効率変動を少なくしている。以下に装置の概略図を示す。



P.S. :  $1m^2$  Plastic Scintillator  
 P.M. : 5 inch Photo-Multiplier 6364  
 Amp. :  $\times 10^3$  Amplifier & Discriminator





# 宇宙線非等方性の時間的変動(II)

北村 正 亟  
気象研究所

IGY及び1964年における宇宙線中性子成分日変化の緯度効果と解析し、その時間的変動を調べる。宇宙線太陽日変化の最大時刻(T<sub>max</sub>)及び振幅(A<sub>mp</sub>)の緯度効果について、IGY期間中の観測結果を夫々Fig. 1, 及びFig. 2に示す。1964年における傾向を同様に示す。後に述べた若干の变化が見られる。

この観測結果を、このモデルで検討する。惑星間空間における宇宙線のbidirectional anisotropy modelを用いて解析を述べた。Δj<sub>1</sub>, Δj<sub>2</sub>は惑星間空間における'anti-garden-haze' direction 及び 'garden-haze' directionの非等方性L, 及びそのenergy spectrumと次式

$$\begin{aligned} \Delta j_1(E, \psi) &= k_1 j_0(E) (E/E_1)^{m_1} \cos \psi & (E \geq E_1) \\ &= 0 & (E < E_1) \\ \Delta j_2(E, \psi) &= k_2 j_0(E) (E/E_2)^{m_2} \cos(\psi - \phi) & (E \geq E_2) \\ &= 0 & (E < E_2) \end{aligned}$$

で表わす。ここでψはφ ± 180°となる。Fig. 1における、実験的'garden-haze' directionは19hr L.T.、k<sub>1</sub>/k<sub>2</sub> = 10と仮定して地上中性子成分に対するT<sub>max</sub>の計算値であり、実験値はd<sub>1</sub>と(680°/h)に対するものである。Fig. 2におけるk<sub>1</sub> = 1, 2, 3, 10%に対する振幅の計算値を示す。実験値と計算値の相違はFig. 1と同様。

1964年におけるanisotropyの方向は20<sup>hr</sup>-8<sup>hr</sup> L.H.T.と仮定してこの観測結果を解析する。これは太陽活動期と静穏期の惑星間空間における平均的磁場の方向の变化に起因する。今、磁場の方向をsolar wind velocityを用いて決定する。1964年における、solar wind velocityは ~ 2 × 10<sup>7</sup> cm/sec と仮定し、これはIMP 1 (MIT) Solar Wind Dataと一致する。

尚、振幅については、太陽静穏期における、活動期と比較してk<sub>1</sub>の値が減少する傾向が見られる。

(m<sub>1</sub>=1, m<sub>2</sub>=0, E<sub>1</sub>=103eV, E<sub>2</sub>=103eV, φ=180°)

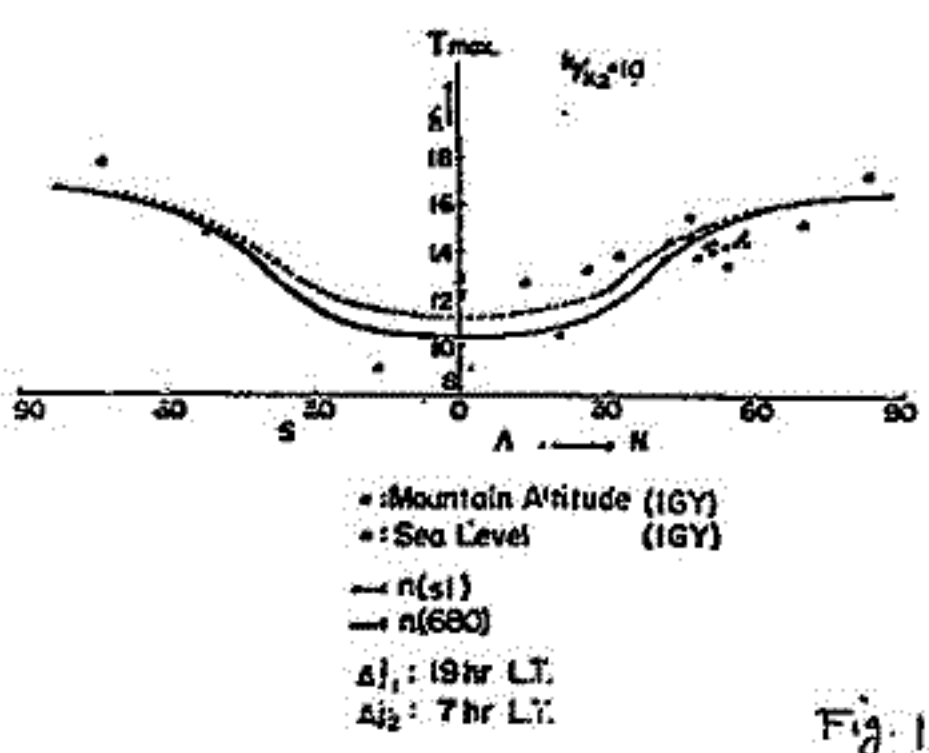


Fig. 1

(m<sub>1</sub>=1, m<sub>2</sub>=0, E<sub>1</sub>=103eV, E<sub>2</sub>=103eV, φ=180°)

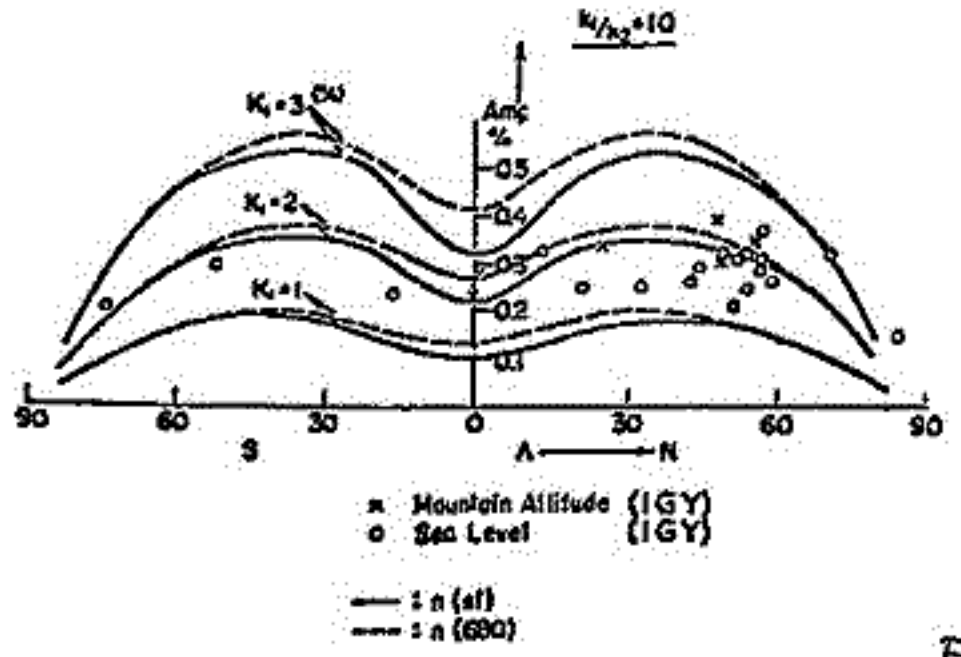


Fig. 2

6 Neutron Monitor の Mean Multiplicity と 一次宇宙線スペ

クトル

小玉正弘, 井上賢  
理化学研究所

中性子計に入ってきた宇宙線はそこで相互作用で evaporation neutron の multiple production を起す。入射宇宙線のエネルギーが 高いほど高い multiplicity は生ずるので、multiplicity 別の宇宙線強度を測定することによって、エネルギー別の一次宇宙線の modulation を知る事が出来る。60年代後半になって、世界各地で multiplicity の測定が開始され、日本でも乗鞍、昭和基地、2C 船上で観測が行なわれ、定量的に multiplicity 観測の有用性が検討されていく段階である。ここでは、主に昭和基地で測られた平均の multiplicity の変動と primary スペクトルとの関係や、solar proton event との Forbush decrease の際の観測結果が検討される。

現 solar cycle 中、地上で観測される宇宙線強度は 10% 程度の増加をみせた solar flare の発生を起している。1967年1月28日、1968年11月18日、1969年2月25日の各 event である。このうち1967年1月 event は diffusion type の increase であり、地球に入射する粒子の local time dependence を考慮して解析する事が出来た。世界各地にある中性子計の増大量と観測された multiplicity 別の増大量を比較して、各 multiplicity に対応する cut-off rigidity を知る事が出来た。結果は以下に示される様である。Multiplicity スペクトルと primary スペクトルを推定する事は、0.6 以下の multiplicity 区間の観測が困難である。multiplicity が大きくなるほど精度が小さく統計精度が落ちる。multiplicity による観測は、宇宙線のエネルギー部分の modulation を測るにはより適していると思われ。一般的に solar flare の後、solar proton の event によって銀河宇宙線より soft であるから solar proton event の際の multiplicity の観測は有効であると考えられる。N(m) と multiplicity m の counting rate とすると平均の multiplicity は  $\bar{m} = \sum m \cdot N(m) / \sum N(m)$  で現わされ、これも又 primary のスペクトルを反映していると考えられる。表1、2回は、1967年1月及び1969年2月の solar proton event の際の total counting rate と、その変動とを示す。Total counting rate に異常増加があった時に  $\bar{m}$  は減少した。つまり primary のスペクトルが soft になる様に変動があったと考えられる。表3、4回は、1967年6月、10月に起った Forbush decrease の際の同様の観測結果を示す。mean multiplicity の変動は、10月 event に比べて小さく、強度減少の大きかった6月 event には増大がみられた。primary スペクトルが hard になる方向の変動があったと考えられる。その変化量と primary の変動との定量的関係は、船上観測で得られた response function を使って計算出来るので、上記の変動例から一次宇宙線スペクトルの変動を推定する事が出来る。

表1 表

m	1	2	3	4	5	≥6
R	~1	~1	~1	~1.5	~2	~2.5

表1、2回は、1967年1月及び1969年2月の solar proton event の際の total counting rate と、その変動とを示す。Total counting rate に異常増加があった時に  $\bar{m}$  は減少した。つまり primary のスペクトルが soft になる様に変動があったと考えられる。表3、4回は、1967年6月、10月に起った Forbush decrease の際の同様の観測結果を示す。mean multiplicity の変動は、10月 event に比べて小さく、強度減少の大きかった6月 event には増大がみられた。primary スペクトルが hard になる方向の変動があったと考えられる。その変化量と primary の変動との定量的関係は、船上観測で得られた response function を使って計算出来るので、上記の変動例から一次宇宙線スペクトルの変動を推定する事が出来る。

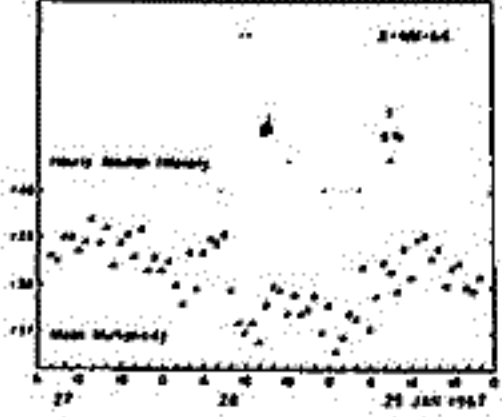


表1図

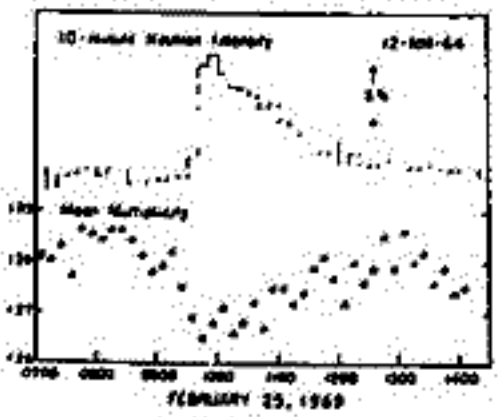


表2図

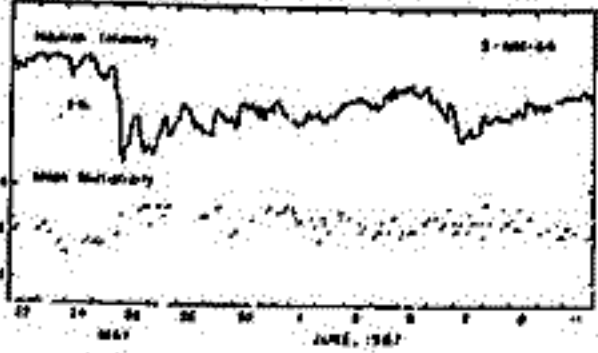


表3図

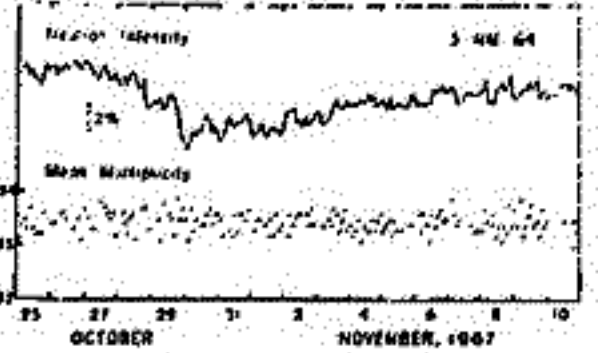


表4図

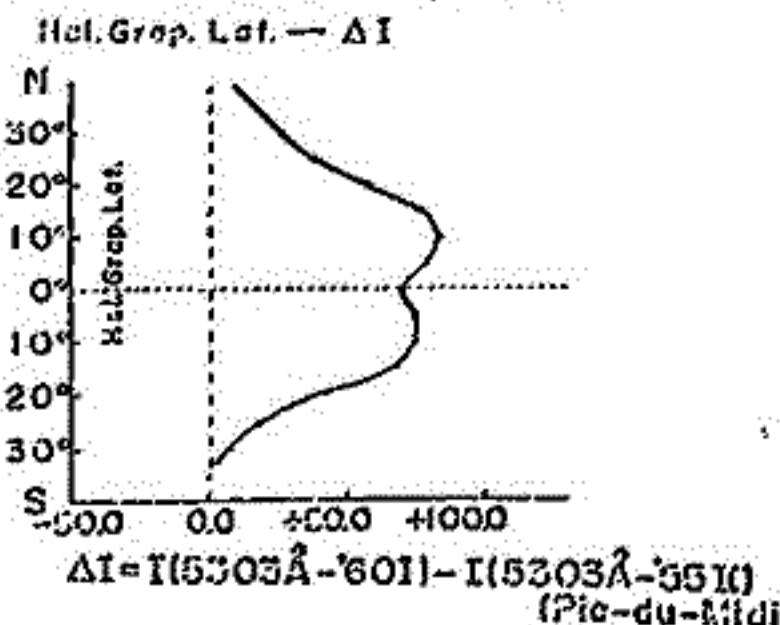
# 宇宙線日変化と太陽活動について (I)

石田喜雄, 菅野常吉, 斎藤俊子  
 福島大・教育 福島大・物理

## I. 太陽黒点数と太陽コロナ緑線(5303Å)強度について

19th Solar Cycleにおける太陽黒点数(R)と太陽コロナ緑線(5303Å)強度(I(5303))との関係について前に報告したが、使用したI(5303)の観測が不明であり、年平均しか使えなかったため、もっときめ細かな結論を求めるために半年平均値で直試する予定を述べた。今回は、Pic-du-Midiの半年平均値を用いて求めたR-I(5303)の関係を報告する。

結論としては、大体は年平均値について求めたものと同じような結果が得られたが、 $\Delta I = I(5303-'60) - I(5303-'56)$ の太陽緯度分布はやや異なる結果が得られた。即ち、年平均値の場合は0°附近に1ヶ所の山が現われたが、オイ図に示すように、半年平均値では0°附近に各と持った2つの山が存在するようである。やはり、低い太陽面緯度ではI(5303)はRに比べて遅れていることがわかる。



## II. $T_{mn2}$ と I(5303) の関係について

$T_{mn}$  (宇宙線中性子強度日変化極大時刻(地方時)) が太陽黒点数(R)と相関があり  $T_{mn} = a_0 + b_0 \times 10^{-2} \times R \dots (1)$  の関係が示まり、 $b_0$ の経度分布が或る特徴をもっていることは先ほど度々報告してきた。

最近宇宙線強度の半日変化が多くの人々によって取り上げられてきたが、著者達はこれが太陽コロナ緑線(5303Å)強度と関係があるのではないかと所究した結果について報告する。

$T_{mn2}$  と I(5303) (これをIと示す)との間には、略、次の式が成り立つ

$$T_{mn2} = a_2 + b_2 \times 10^{-2} \times I \dots (2)$$

ここで、 $T_{mn2}$  は宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(地方時)を示す。

$T_{mn2}$  と太陽面緯度5°毎に定められたI(5303)との相関をとると、次のことがわかった。(オイ図)

- (1) 正相関の地点と負相関の地点にわけられる。
- (2) 太陽面赤道附近のI(5303)と良い相関をもつ地点と、30°附近のI(5303)と良い相関をもつ地点とにわけられる。

観測地点の数が少ないので明確なことはいえませんが、中性子成層についていえば、一日変化は主に太陽黒点に原因をもつような modulation をうけ、半日変化は黒点より高い位置にあるコロナに原因をもつような modulation をうけると考えることも出来るようである。

		Heliographic Latitude	
		LOW	HIGH
CORRELATION	POSITIVE	Ottawa Resolute Bay Deep River	Rio de Janeiro Leeds Sulphur Mt.
	NEGATIVE	NERA	London Chicago Rosa Mawson Churchill Hermanus Uppsala

オイ図  $T_{mn2}$  と I(5303) の相関。中央線より上下に分かれるほど相関がよいことを示す。

1) オイ図講演会(1968)



9 調和解析誤差と宇宙線日変化

和田雅美

理研

日変化の誤差を扱うとき、2次元量なので、変化の有る場合と無い場合の分布の異なることに注意し分けねばならぬ。とくに高エネルギー宇宙線の日変化のように、測定誤差が大きく、その存在の有無に問題があるとき、この異なるはつきりさせねばならぬ。つまり、母集団としては周期性を持たないにもかかわらず、調和解析した結果の振中は、どれほど実験をくりかえしても、ゼロにならず、その平均値は或る値になる。この事につき、K. GREISEN (Prog. C.R. Phys. Vol. III p.1 (1956) op. 122) はつぎに次のように云っている。

"The usual method of analysis for the amplitude of a small periodic variation leads to a standard error about equal to  $\sqrt{2/N}$ , where N is the total number of events included in the analysis: but with data exhibiting only normal random fluctuations, the expectancy of the most probable amplitude that will appear in such an analysis is  $2/\sqrt{N}$ , 1.4 times the standard error."

そして、Moscow Conf. (1959)において、 $2/\sqrt{N}$  の係上に真の振幅とを求めた。S. SAKAKIBARA (J. Geomag. Geoelect. 17, 99 (1965)) も、真の  $\sigma \sim 2\sigma$  に振幅とを指摘している。以上の問題は、しかし、どの程度統計論的に扱われたかよくわからないので、こゝで改めて、式を展開してみる。

宇宙線のように Random な入射粒子数をかかえる場合、全数 N が誤差の measure として使われる。その標準偏差は  $\sqrt{N}$  である。しかし、調和解析の場合は半分の自由度になる。つまり平均値の計数率の  $\sigma$  の相対誤差は  $\sqrt{2/N}$  である。これを  $\sigma$  とし、Harmonic dialの各軸に對し、 $\sigma$  を  $\sigma \rightarrow$  正規分布とする。つまり

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

振中は  $R^2 = X^2 + Y^2$  なの？。  $dXdY$  の中の確率は

$$g(R) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2)$$

これを半径 R の円周の  $dR$  の中にはいる確率はすると

$$h(R) = \frac{R}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3)$$

R以上の積分的確率は

$$P(R) = \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4)$$

こゝまで来ると、 $R/2\sigma = K_2$  とした Chapman-Bartels の "GEOMAGNETISM" p.581 (1941) と同じ結果になる。彼らは2次元の Random walk から出している。

P(R)	50%	20%	10%	1%	0.1%	0.01%
R/ $\sigma$	1.18	1.79	2.15	3.04	3.72	4.29

この表から、あらためて、実験データの有意性を見るべきである。つまり、 $\sigma$  に対して、あまりに小さな振中を得ることも異常であることがわかる。

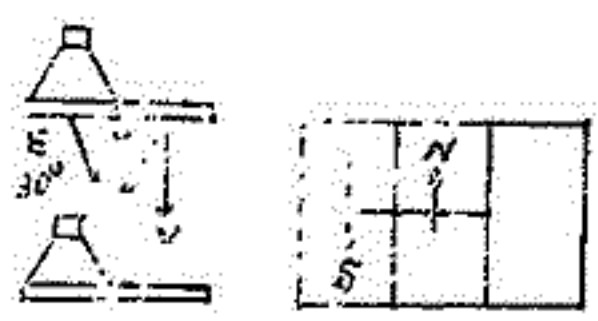
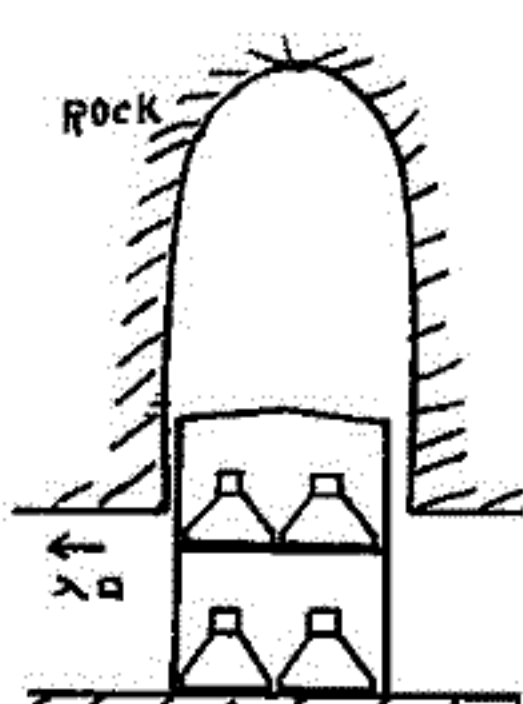
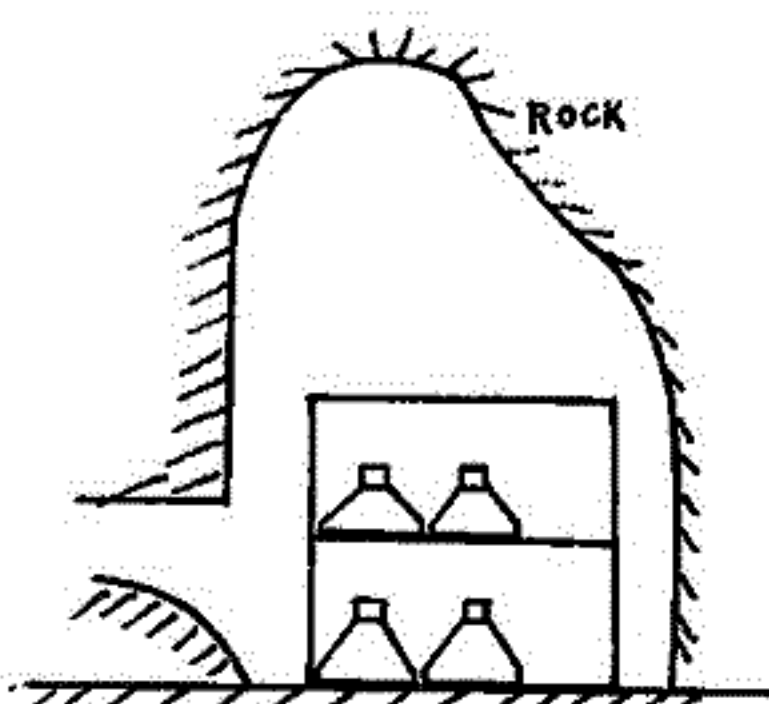
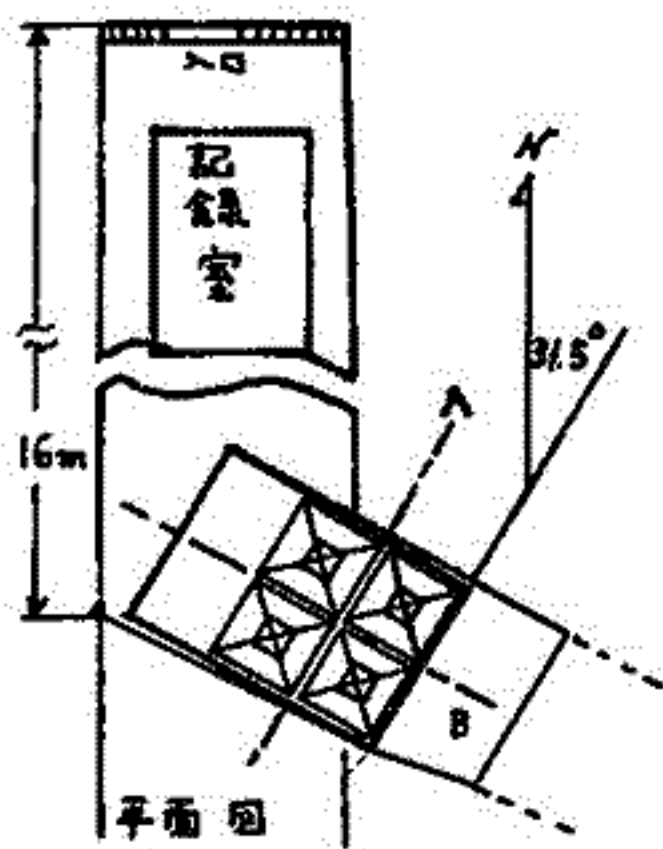
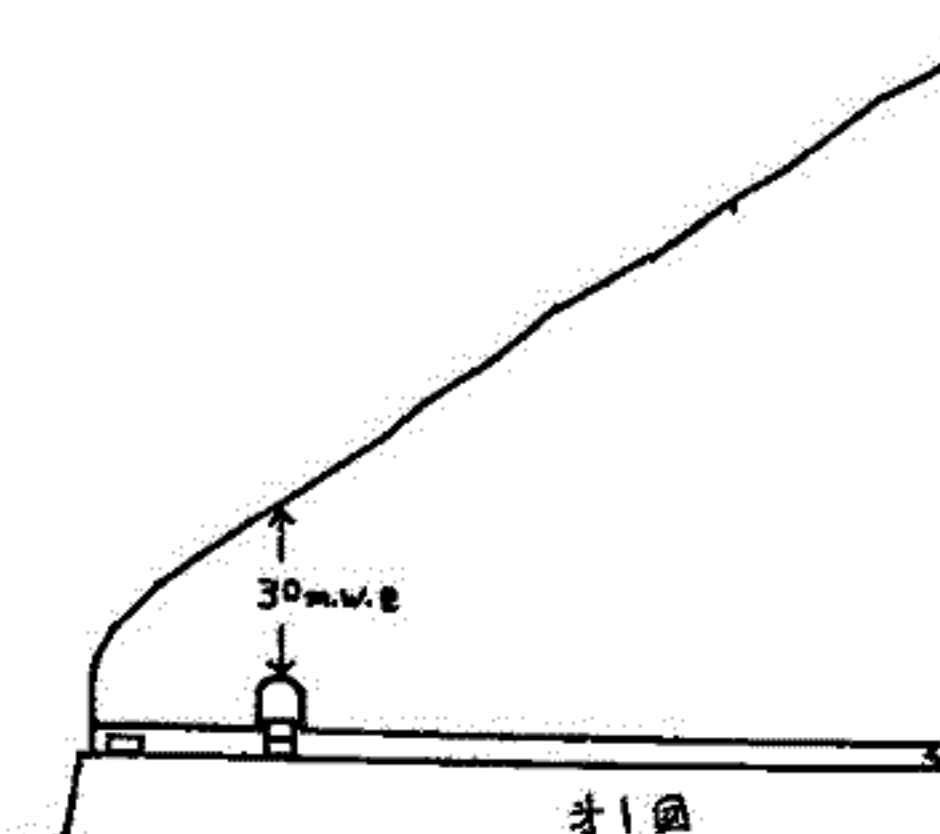
はじめにのべた  $1.4\sigma$  のあたりは peak という GREISEN の言は、(3)の分布からだと、peak はやはり  $1\sigma$  とすべきである。SAKAKIBARA の図からわかるように、上記の分布を手えて、実験と比べれば、ほとんどの真が、振中で  $1\sigma$  の設定をやはり得ないものである。いえよう。この真は誤差の大きい高エネルギー日変化の他、振中の小さい高周波を扱う場合にもいえることである。

# 地下30M.W.Eにおける宇宙線強度変化

へ之瀬巨興, 森 覚, 守正新一, 警坂修二  
信大教養 信大理

面積4m<sup>2</sup>の中向き計を地下30M.W.Eのトンネル内に設置し、宇宙線強度変化の連続観測を開始した。トンネルは松本市内の既存のものである。その断面図をFig. 1に示す。トンネルの入口近くに記録室を、入口から約16mの地点に観測室(2.2x3.2x3.1m)を設置した(Fig. 2)。中向き計は面積1m<sup>2</sup>のガラスケース、シンチレーター8個を上下二段にかさねたもので、垂直方向(V)及び北、東、南、西(N, E, S, W) (軸方向の天頂角はそれぞれ約30°)5方向の成分が同時に観測できる(Fig. 3)。これら5方向の成分を有効に組合せることにより、すでに石屋大で得られている結果の高エネルギー領域での解析をねらっている。

各成分の計数誤差等を表1に示す。その後の観測結果もあわせて述べる予定である。



断面図 (B)

断面図 (A)

Fig. 2

表 1

Component	Observed counting rate N (10 <sup>2</sup> /hr)	Standard error E/hr (%)	Barometric coefficient -β (%/mb)
Upper single	30.0	0.18	
Lower single	30.0	0.18	
V coin	5.2	0.44	0.11
N coin	3.6	0.53	
E coin	1.8	0.75	
S coin	1.1	0.95	
W coin	3.8	0.51	

Fig. 3

# IASY期間中のSR-9衛星による太陽X線の観測結果

鷹尾和昭, 辻井常男  
(京都大学工学部)

米国NRLが打上げている太陽放射線観測衛星のモリーズのオ9号(1968-17A)による Real Time Telemetry の受信結果について報告する。この SOLRAD-9 衛星は、1968年3月5日にお上げられ、①20-40 KeV, ②0.5-3 Å, ③1-8 Å, ④8-16 Å, ⑤1-20 Å, ⑥44-60 Å, ⑦1080-1350 Å, ⑧1225-1350 Å, の各波長帯に分かれたセンサーを持ち、衛星の1スピン当り1回の割合で太陽放射量を測定している。この衛星は、姿勢制御系が良好に動作し、太陽の Aspect Angle を常に±5.25° 以内に保って現在に至っているほか、フレア時に飽和することの多い1-8 Å と 8-16 Å については、自動的に増中度を切換えることが出来るなどの工夫がなされている。

ところが残念なことは、これらのセンサーのうち、①がお上げ後まもなく壊れ、また⑦と⑧は感度が急激に低下して1ヶ月後には動作しなくなった。さらに⑥は徐々に感度が変化していったが、ついに1969年2月に機能を停止した。このような事情から、本報告では主として②~⑤によって測定された1968年3月から1969年6月までの期間におけるデータにもとづいて、次にあげる諸点について論ずる。

1. X-ray の値からみた太陽活動期の盛衰
2. Optical Flare と X-ray との対応
3. SID と X-ray との対応
4. X-ray Burst の微細構造
  - a. 先駆現象(2段階バースト)
  - b. E-T Trace (スペクトラムの変化)
  - c. 回復期の時定数

なお1968年度の観測については、中込和宏氏(現在、計量研究所勤務)の御尽力に負うところが大きかったことを附記し、謝意を表する。



バーストとの関係

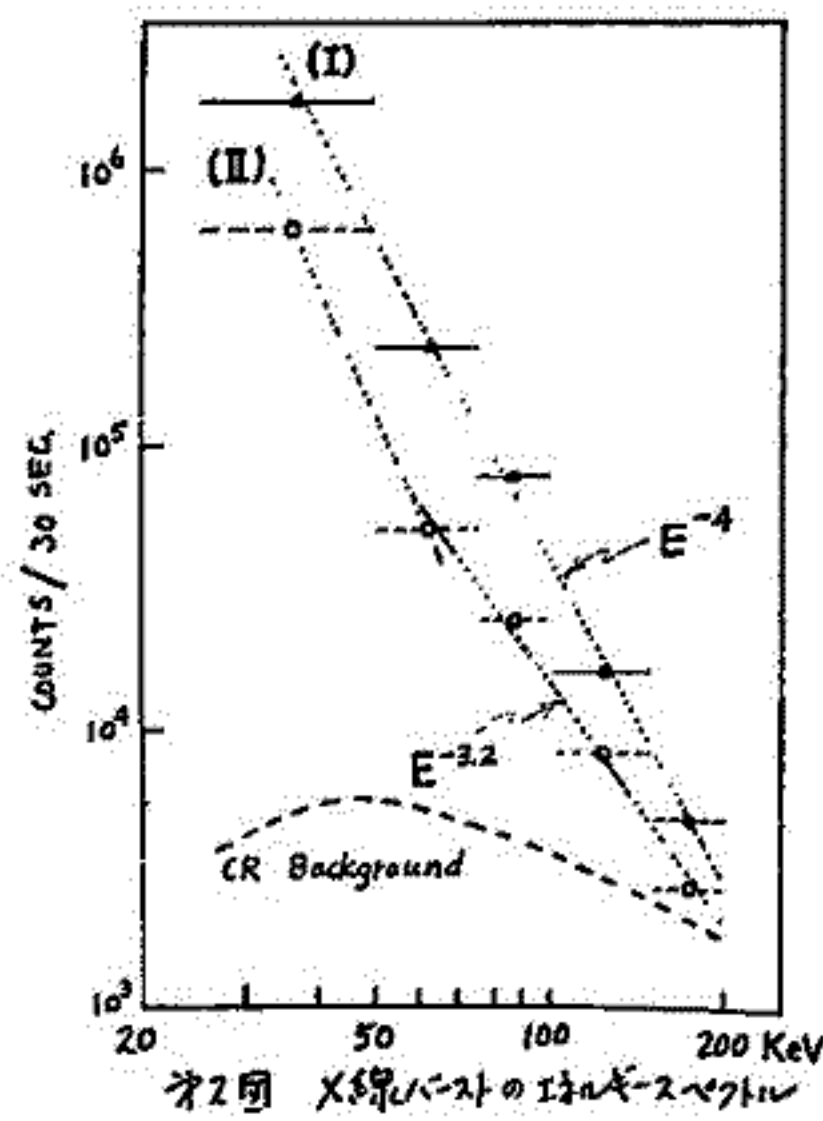
小玉正弘<sup>1</sup>, 小倉結一<sup>2</sup>, 楠瀬昌彦<sup>3</sup>, 田中春夫<sup>4</sup>, 齋田信三<sup>4</sup>, 塩見靖彦<sup>5</sup>

1. 理研 2. 日大習志野 3. 高知大理 4. 名大空電研 5. 東京天文台

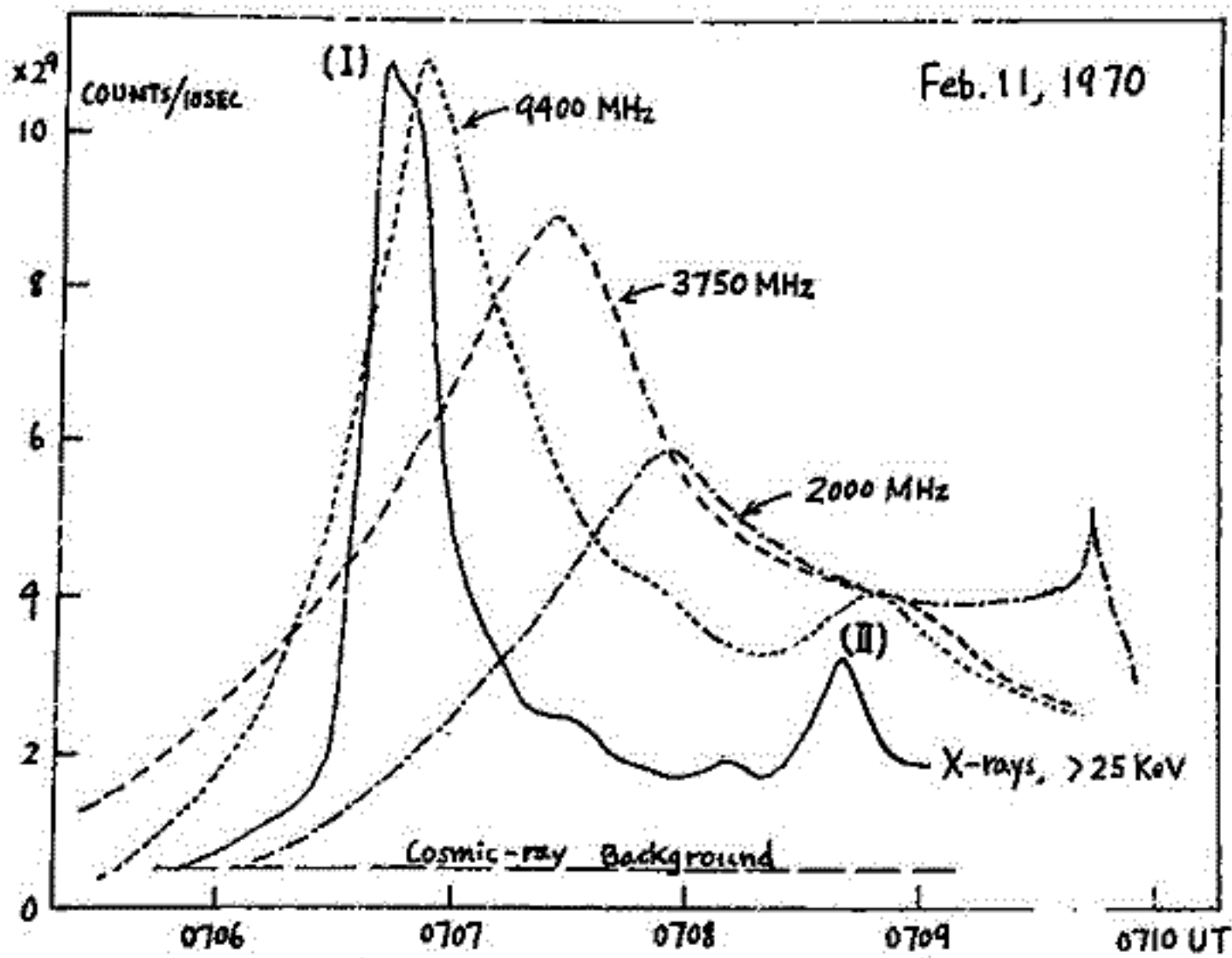
オ11次南極観測の大気球実験シリーズにおいて、オーロラX線観測用バルーン4ヶ中の1ヶが、高度7mbを浮遊中たまに Importance 2B の太陽フレアにぶつかり、最高で約100倍 background 強度のバーストを記録した。この増加は NaI X線検出器による 25 KeV 以上 6 channels の各エネルギー帯について見られた。

丁度この時刻と一致して太陽電波バースト, SID が起ったので、このX線バーストは太陽硬X線の直接入射によるものと考えられる。X線、電波の両バーストとも2つのピークを持つ極めて simple な time profile を示す(オ1図)。しかし両者の時間的關係をよく見ると、オ1ピーク(I), オ2ピーク(II)ともX線の方が先行し、豊川の 9.4 GHz より約10秒早く、天文台の 35 GHz とほぼ一致する。とゆうことはX線の発生が太陽表面のかなり深部で起ったことを意味する。又、今回のX線バーストの flux は過去の例に照しても最大級に属していることは、太陽大気中でのX線の吸収効果を考慮すれば、X線の発生能率は極めて高いものであったと想像される。

X線のエネルギースペクトルはオ2図に見るようにピーク(I)と(II)とでは明かに異なり、



オ2図 X線バーストのエネルギースペクトル



オ1図 X線バーストと電波バーストの time profile

これに対応して電波スペクトルもお互いに異なっていることが確認された。電波バーストとしては周波数によるピークの時間的ずれが極めて大きい(〜2.5分)ことは異例であり、X線バーストとの比較から両者の発生機構の関連性についての考察を試みる。

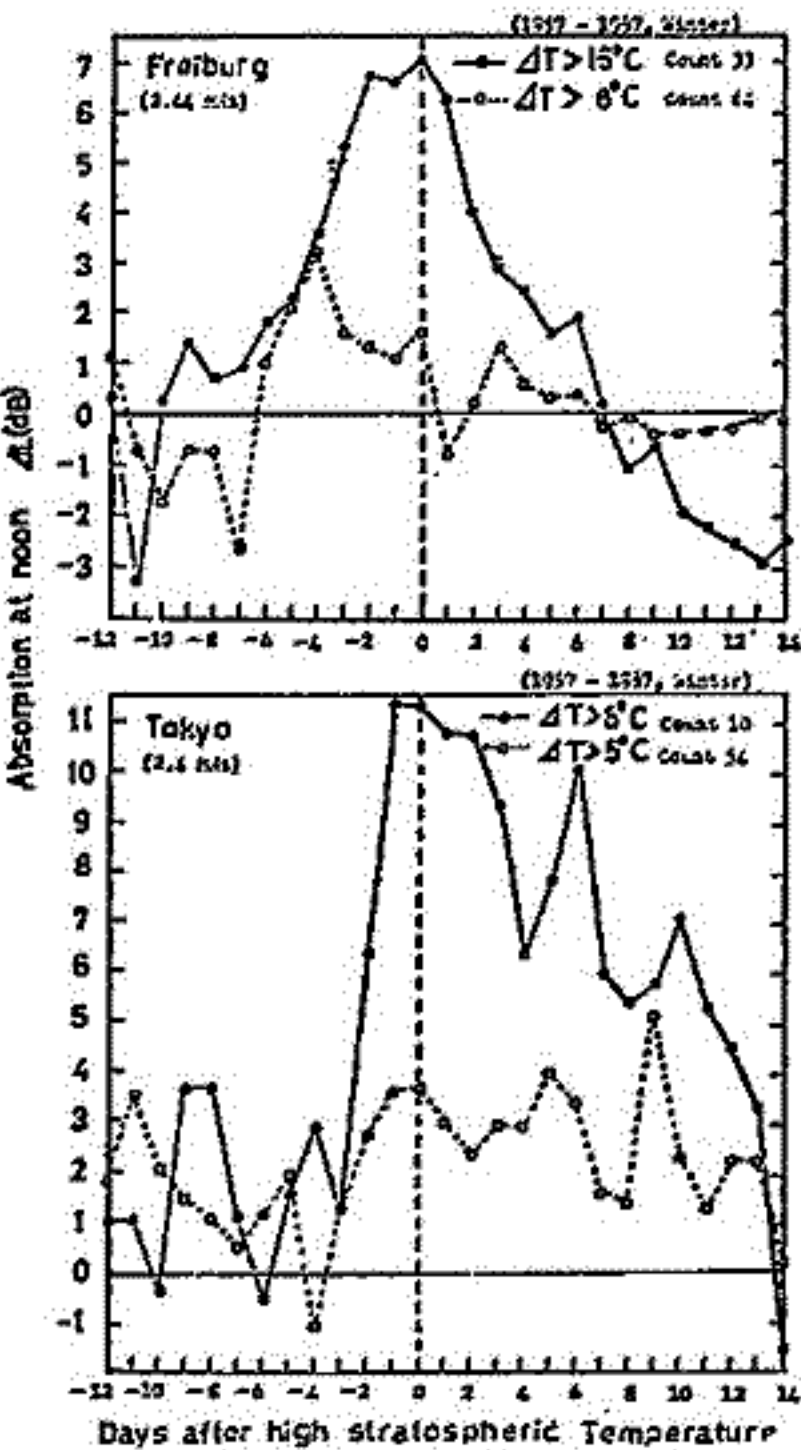
尚、ピーク(I)を更に時間的に細かく調べると、X線では周期約6秒の pulsative な変化が含まれている。残念ながら電波の記録にはそれだけの時間分解能は無かった。

電離層吸収と成層圏温度の関係(II)

新野賢爾 東村政市  
電報研究所

前回に引き続き、冬季特有の電離層異常吸収と成層圏温度の関係についてヨーロッパ地域(Freiburg)と日本地域(国分寺)の観測資料を用いて統計的に調べた。

その結果図に示したように、成層圏の温度が増加すると電離層吸収( $\Delta L$ )も大きくなることが明らかである。また、地磁気擾動( $\Delta SKp$ )は温度極大の約1週間前および3日後に増加しており、これは従来知られている Shapley et al. や Manson et al. の結論と矛盾せず、しかもこの関係はより低緯度の日本地域においても保たれることが確かめられた。



# レーザ・レーダによる上層大気成分観測に対する下部エアロゾル変動の影響

内野 侑 広野 求和

九大、理

大気中の原子や分子の密度をレーザ・レーダで観測する際に、伝送路の透過率(原子や分子による吸収と Rayleigh 散乱およびエアロゾルによる Mie 散乱によってきまる)が変動することによって誤差が生じる。Rayleigh 散乱は、波長の4乗に逆比例するから比較的とり扱いやすい。エアロゾルは地表から30 kmの高さ範囲に存在していて、その size distribution については, Junge は半径  $r$  の小球の分布函数によって

$$dn(r) = 0.434 C(n) r^{-(\alpha+1)} dr \quad (r = 0.1 \sim 1 \mu)$$

として表わされ  $\alpha = 2.5 \sim 4$  典型的な場合に  $\alpha = 3$  にとってよいことを示している。また Foltzick によればガウス分布にたることが示されているが、ここでは Junge の分布函数において、 $\alpha$  の値が3のまわりで変動したとき、次の3つの観測方法について変動の影響を考察した。

(1) 共鳴散乱による方法 (2) ラマン散乱による方法

(3) 二波長をつかったの吸収による方法

(1) では、波長が  $3000 \text{ \AA} \sim 8000 \text{ \AA}$  の範囲で、エアロゾルが1% ( $\alpha$  が3から0.001だけ変わったとき) 変動したとき、ほぼ0.6~1% 透過率は変る。そこで Na の密度を観測するとき、このエアロゾルの変動を消すために、エアロゾルが存在しない30 km以上の Rayleigh 散乱による受倍光から、それ以下の透過率を計算する方法が考えられる。

(2) で、例えば  $O_2/N_2$  比を求めるとき、 $O_2$  と  $N_2$  に照射したレーザ光のラマン散乱波の波長が  $O_2$  と  $N_2$  で異なるために透過率が変ってくる。エアロゾルが1%変化したとき、2つの波長による透過率の比が  $10^{-4}$  程度変化する。一方 Schwiesow と Derr の論文では  $O_2/N_2$  比が  $10^{-3}$  まで測定可能としているが、今の結果からすると二桁ぐらゐの精度が落ちそうである。

(3) の場合、レーザ・レーダを二波長  $\lambda_1, \lambda_2 = \lambda_1(1+\delta)$  で同時に動作させることにし、 $\lambda_2$  は例えば  $O_2$  の A バンドに吸収を受け、 $\lambda_1$  はそのような吸収を受けないように選ぶとき、誤差は  $\delta$  に比例することが示される。dye laser を用いて  $\lambda_1 = 7590 \text{ \AA}, \lambda_2 = 7600 \text{ \AA}$  ( $\delta = 0.01$ ) とすれば、ルビー・レーザとラマンレーザの組み合わせによる  $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}, \lambda_2 = 7600 \text{ \AA}$  ( $\delta \sim 0.1$ ) の場合にくらべて大略10分の1になることがわかる。したがって  $\delta$  をできるだけ小さくすることによりエアロゾルによる変動を小さくすることができ精度が上がる。

# Nonlinear Theory of the Cross-Field Instability

## - Explosive Mode-Coupling -

佐藤 哲也

京大理

今日お話しする内容は直接地球物理の現象に關係しては有りませんが、自然界によく現れ出る爆発的現象に対する一つの片断を暗示するたものものである。5, 6年前 スラバディックE層を説明するたために解けた クロス・フィールド不安定性の 最近再の電離層がラスマに因りとも、実験空プラズマに因りとも、興味を引いて居る。前者に因りては、極地域における人工雲(イオノ層)の実験の際の異常性の説明に用いられた、後者は因りとも Hooper<sup>(2)</sup> によつてかなり詳しく調べられて居る。理論的には、非線形理論の意味あり、我々の計算機解析<sup>(3)</sup>に始まり、準線形領域の解析は Kim & Simon<sup>(4)</sup> & Hooper<sup>(5)</sup> によつて最近行われて居る。

前者は準線形領域にとどまらず、更に強非線形状態まで記述するたためにモード間相互作用をも考慮して理論を作つた。その結果、後者の面白い現象が得られたが、中にはある領域(中程度の非線形性)においてモード間相互作用が不安定性を更に助長するたものがある Explosive Instability の発展するたことを示して居る。

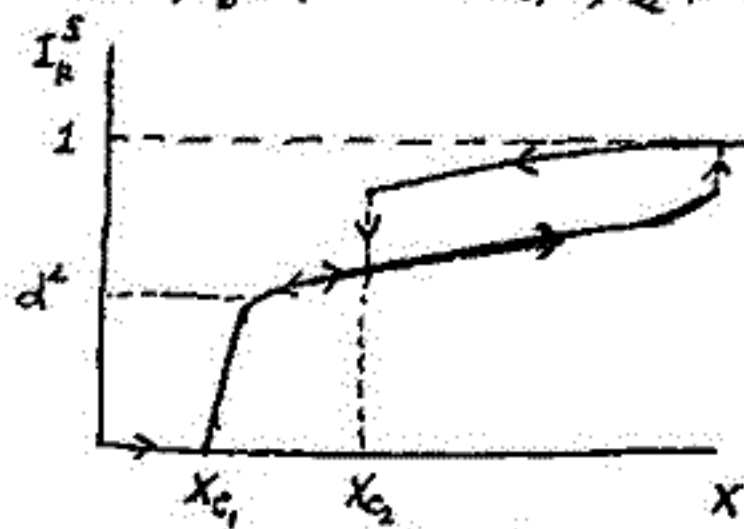
解析の結果、波の振中の時間発展を支配する方程式は1-2次式で得られる。

$$\frac{dI_k}{dt} = 2\gamma_k(t) I_k + 2 \operatorname{Re} \left[ \sum_{k'} \frac{A(k, k') V(k, k') I_{k-k'}}{1 - V(k, k') I_{k-k'}} \right] I_k \quad (1)$$

ここで左辺の一項は準線形項を表し、右辺の項はモード間の結合による項を示す、 $A(k, k')$  と  $V(k, k')$  は相互作用のトリップである。  $\gamma_k(t)$  と  $A(k, k')$  の中には外部電場の含みがあるが、この電場の大きさは非線形性の度合いを示す量と見做して居る。この電場の外部の臨界値を越すと系は不安定となり上式によつて記述される。今、この電場を適当に1-2 X の値と定義し、このXに対する saturation amplitude  $I_k^s$  とし (上式に  $dI_k/dt = 0$  の解が  $I_k^s$  である) 適当な仮定の下でこの  $I_k^s$  の方程式を求めると次式を得る

$$a(X)(I_k^s)^3 + b(X)(I_k^s)^2 + c(X)I_k^s + d(X) = 0 \quad (2)$$

ここで  $a(X), b(X), c(X), d(X)$  はXの多項式。 (2)式の解が  $X > X_1$  となる下図のように居る。即ちこの不安定性は  $X = X_1$  における soft type の transition を示す。  $X > X_2$  においては  $X > X_1$  における硬型 transition を示すことを暗示して居る。即ちXの値を増やしていくと、最初は「軟」遷移を示し、ついで「硬」遷移を示すことになる。



$$d^2 = \left( \frac{\mu_1^2 + \mu_2^2}{\mu_1^2 - \mu_2^2} \right)^2$$

1) Haerendel

2) Advances in Electronics, Vol. 27, 295-343 (Academic Press) <sup>1967</sup>

3) Physics Fluids 10, 1262 (1967), ibid. 11, 676 (1968), JGR, 24, 2923 (1969)

4) Physics Fluids, 12 895 (1969)

5) Physics Fluids 12, 96 (1970)



藤高 和信  
東大・理

夜間電離層の生成に関する近年の研究は、地磁気擾乱時に、通常の E 層の上側に電離の谷が形成され、その上部に E 層と Comparable な電離とした領域が存在することと示した。その現象論的記述については若井氏によってまとめられているが、今回は、その E-F1 中間層の生成を力学的に Wind Shear 理論によって説明しようとするものである。

通常、Sporadic E 層の生成の説明として用いられるこの手法も E-F1 中間層に適用する場合には、まずその領域に Wind Shear が存在することと確かめなければならぬが、一般に風の観測と電子密度の観測が同時に実行された例はその高さでは稀であった。1968 年 8 月に Wallops Island において 0009 MST から 0602 MST までの約 6 時間にわたって 1 時間おし 1 時間おきに 5 発の rocket が打ち上げられ、上昇時と下降時に別々に中性の風の水平方向の速度と電子密度が測定された。(Beddinger 他) Beddinger 連はその水平方向の風から Afrod 連の手法で鉛直方向の風を計算した。著者は水平方向の風の profile から分極電場による荷電粒子の運動も出してみたが、1%以下の寄与しかない為、Beddinger 連の profile をそのまま用いることにし、それから電子密度の連続方程式と Runge-Kutta 法を解いて密度の profile を計算した。

解くべき方程式は

$$0 = \frac{dN_e}{dt} = Q - L - T$$

但し  $Q = \text{EUV による photoinization rate (after Tschentsu & Ogawa)}$

$$L = \alpha_{\text{eff}} N_e^2 \quad \text{再結合による損失}$$

$$T = \text{div}(N_e W) \quad W \text{ は鉛直方向の風}$$

この様な電離層としては EUV による電子生成率の profile を用いる事にし、再結合係数としては、議論もあると思うが、一応実験室の値を用いる。(Beardi)

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha(\text{NO}^+) \frac{N_{\text{NO}^+}}{N_e} + \alpha(\text{O}_2^+) \frac{N_{\text{O}_2^+}}{N_e}$$

但し  $N_{\text{NO}^+}, N_{\text{O}_2^+}$  は Johnson の値、 $\alpha(\text{NO}^+), \alpha(\text{O}_2^+)$  の温度依存性は CIRA '65 の model 5 の温度分布を用いた。

又、境界条件としては高度 90 km で  $W=0, \frac{dW}{dz}=0$  とした。

計算結果によると、少くとも E-F1 中間層の生成と、それと E 層の間の電離の谷の生成、及び若井氏を示した様に local time に伴って中間層の peak の高さも下がってくる事については同時観測による電子密度の profile とかなりよく一致する。E 領域下部での相い構造の対応まではつかないが、金属イオンの存在を無視している事、観測上の誤差等を考えれば全体としてよく対応がしていると思える。一部の profile で、E 領域下部で電離が小さ過ぎる部分があるが、それは有効再結合係数が大き過ぎる為と思われる。上記の計算から出した  $\alpha_{\text{eff}}$  は、電波観測から出した値より一桁大きい。例えば Narcisi 連の出した金属イオンの profile の値の半分程度を入れてやると電離の残り過ぎは解消された。あるいは温度として CIRA '65 の Model 5 を用いたもの、E-F1 中間層の出現が地磁気擾乱時である事を考えると実際にはもっと温度は高いかも知れず、そうすると  $\alpha_{\text{eff}}$  の値は小さくできる。

結論として、E-F1 中間層の生成は Wind Shear 理論によって説明し得るものであり、その際、電離層としては特にその領域に何か特別なものを考えなくても EUV によるものだけでも十分であると思われる。

## 電離層嵐のモデル

大 林 辰 藏、松 浦 進 夫  
東大宇宙航空研究所、郵政省電波研究所

THEORETICAL MODEL OF F REGION STORMS

Large-scale F region disturbances, which are manifested by changes in the global electron density profile, are known to be accompanied by magnetic storms. The electron density in the F region is generally enhanced in low latitudes, while it is depressed in middle and high latitudes. Several mechanisms are considered to contribute to the electron density change, and it is shown that the abundance ratio of atomic oxygen to molecular oxygen or nitrogen is a dominant parameter to control the electron density change. A theoretical model of F region storms, which is compatible with the observed features, is proposed.

渡辺 茂昭  
東北大 理

これまで、太陽風温度異方性  $(T_{\parallel}/T_{\perp})_{\text{proton}} = A_p$  を和らげるものとして、波の伝播を考えた。又、その現象も不安定の非線型効果を利用したものであった。

しかし、

波の Damping による効果も考え合わせて論じる事も重要で、例えば、A. Barnes は、fast wave の Damping によって  $T_{\parallel}$  を増大させて、温度異方性の成因を述べている。しかし、この様にコロナの深部から放射される波だけでなく、サイクロトロン不安定、ホース不安定等による波の成長が、やがて、太陽からプラズマが遠ざかるにつれて、Damping せざるを得なくなり、それは heating として効く。図1。

これらを、おろしませながら、太陽を出発した太陽風が、 $\beta$  と  $A_p$  を変化させてゆく過程を考察する。地球近傍での  $\beta$  の値は、 $A_p$  を決める重要な要素となるが、 $\beta$  が高い時  $A_p$  は小さい事を観測から読みとれるようである。

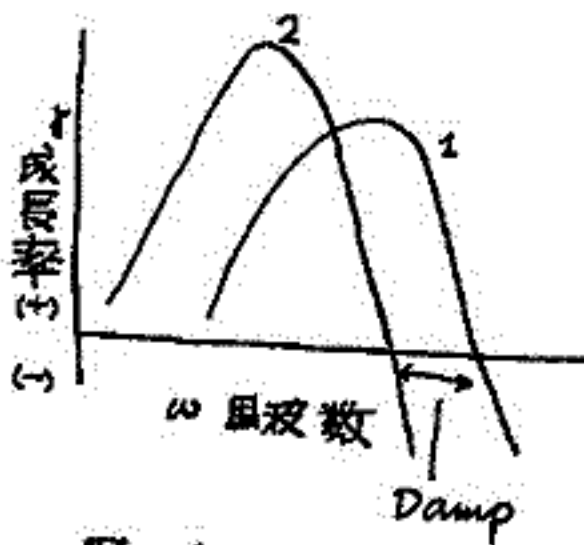


図 1

1. 不安定で成長する率。(太陽に相対的に近い)
2. 太陽から相対的に遠くなると、 $A_p$  が低くなり  $\gamma = 0$  を与える周波数が低くなり、1で記した波の一部は Damp する。  
 この時、 $T_{\parallel}$ ,  $T_{\perp}$  のどちらをより heat するかは、波の進行方向にもよる。

十市 勉  
東大理

太陽風中では、Forsslund (J.G.R., 75, 19) が示したように、種々のプラズマ波動が  
 励起される。しかし、イオン音波が励起される種、 $T_e/T_p$  は大きくはないし、また  
 magnetoacoustic wave や Electromagnetic Ion Cyclotron Wave は  $\beta \approx 1$  の region でのみ  
 重要だと考えらる。一方、Electrostatic Ion Cyclotron Wave は  $T_e/T_p$  が、それ程大き  
 くなくとも十分励起され、 $\beta \ll 1$  の領域で、励起されることになっている。その  
 為、太陽風中では、流れが、超音速に達する所で、Electrostatic Ion Cyclotron Wave が励起  
 される条件になり、この波は、プロトンを有効に加熱するだけでなく、プロトンの  
 温度異方性を小さくする上で重要であることが示される。

この波が、温度に対して、どのような影響を及ぼすかを考え子ために、non-thermal  
 proton heating rate をパラメータとして含み、 $T_e$ ,  $T_p^*$ ,  $T_p^{\perp}$  に対する温度方程式を  
 立て、1AU から コロナまでの温度分布を求めた。そして、このモデルから求めら  
 れたプロトン加熱の分布と、Electrostatic Ion Cyclotron Wave の linear growth rate の  
 期待されるプロトン加熱の分布が、定数を除いて、良い一致が得られた。又、effective  
 collision frequency として  $\nu_{pp}^*/\nu_{pp} = 1 \sim 10$ ,  $\nu_{ep}^*/\nu_{ep} = 10 \sim 100$  であ  
 ることが分った。さらに、1AU での  $T_e$  が  $1.5 \times 10^5$  K といふ typical coronal  
 temperature として  $T_e = 1.5 \times 10^6$  K が得られた。  
 その他 太陽-地球の間での  $T_e/T_p$ ,  $T_p^*/T_p^{\perp}$  の分布等についても言及する。



武井 恵 雄

東北大学理学部

表題の Olbertian Plasma とは、速度分布関数が次の形をとる plasma の呼称である。

$$f(v) = \frac{n}{\pi^{1/2} u^3} \frac{\Gamma(\lambda+1)}{\lambda^{1/2} \Gamma(\lambda-1/2)} \frac{1}{(1 + \frac{v^2}{\lambda u^2})^{\lambda+1}} \quad (1)$$

$\lambda = 1$  の場合は その簡単な解析性の故に plasma physics では demonstration の計算によく用いられてきたが、 $\lambda \rightarrow \infty$  の極限で Maxwellian に一致する。

$v \ll u$  では Maxwellian に近く、 $v \gg u$  では power law に等しくことから、一般に isotropic で high energy tail をもつ non-equilibrium plasma を近似的に記述するのに便利である。

Solar wind の場合<sup>[1]</sup>  $\lambda \approx 2$  Plasma sheet の場合<sup>[2][3]</sup>  $\lambda \approx 2-3.5$  である。名称については、この種の分布関数を solar wind plasma に対する実験式として採用して仕事をしたのが MIT の S. Olbert であるので<sup>[1][2]</sup> 著者は彼に敬意を表して、Olbertian と呼ぶ事にしている<sup>[4]</sup>。

さて、表示(1)は solar wind plasma や plasma sheet plasma の観測からその密度、平均エネルギーや flux を求める上で有効であるが、これを単なる実験式としてみるのではなく、仮に、表示(1)で記述される plasma が存在したとすると、理論的見地からするとはなはだ興味深い事が多い。<sup>[4][5]</sup>

plasma 中の wave-particle interaction は、stop-band におけるそれであることによる Coulomb interaction とともに、一般に Maxwellian distribution について調べられており、high energy tail の部分が、ambient plasma に superpose された shifted Maxwellian であるが、それとも一つの分布関数で記述される Olbertian である場合は、その interaction によって及ぼされる効果と進行の過程が非常に異なってくる。

そこで Olbertian Plasma に対する基本的特性を wave-particle interaction や Coulomb interaction について調べ、relaxation process について報告する。エネルギー交換時間、momentum exchange time についても述べる。

[1] 和田, IPPJ-44(J), 73-74, 1965.

[2] Vasyliunas, JGR, 73, 2839-2884, 1968.

[3] Montgomery, JGR, 73, 871-889, 1968.

[4] 武井, 44回講演予稿集 p.65, 1968.

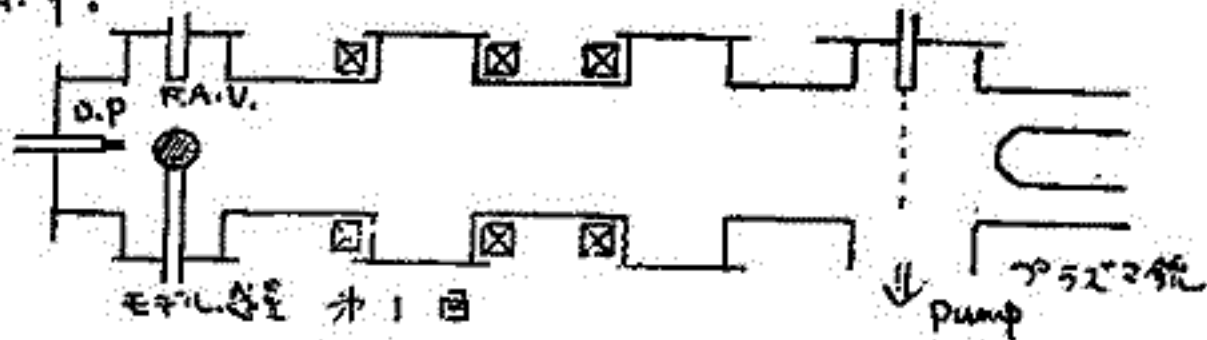
[5] 武井, 外周大気内のプラズマ波理論研究会予稿, 1969.

# 太陽風 - 惑星間相互作用に於ける電場生成 のモデル実験

久保治也 矢野幸 伊藤富造  
東京宇宙推進研

太陽風と惑星との相互作用で、磁場に関して種々のデータが得られている。地球の場合には荷電圏を作り、月の周囲の磁場は、Explorer 35 の測定に依ると、月の後側では、惑星間空間よりも磁場が增大している。Krisoferson 等、太陽風と月との相互作用のモデル実験を行い、同様の磁場変化を得ている。一方、電場に関して殆んどデータが得られていない。我々の所では電場に着目して、モデル実験を行った。

実験装置を才1図に示す。



太陽風は同軸型プラズマ銃からのプラズマ流を simulate する。プラズマは磁場に沿って打込まれ、相互作用領域に於ける磁場の乱さは95%程度である。

モデル惑星が置かれている相互作用領域に於けるプラズマ流の性質は下記の通りである：  
 持続時間  $\sim 60 \mu\text{sec}$ , 電子速度  $\sim 8 \text{ eV}$ , プラズマ密度  $\sim 10^{10} / \text{cm}^3$ , 流れの速度  $\sim 5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$   
 プラズマ径  $\sim 8 \text{ cm}$ .

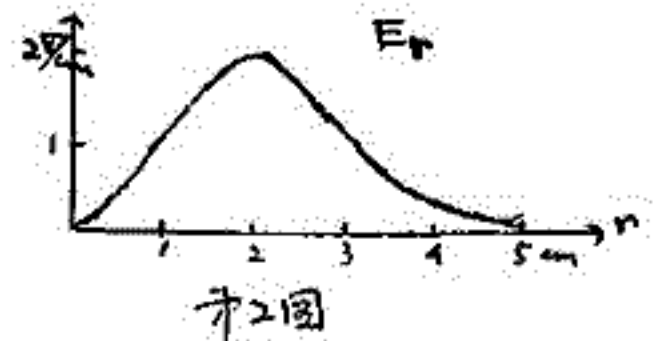
モデル惑星として、直径4cmのアルミニウムの及びガラスの球、直径3.5cmの空気の円柱を使用した。

プラズマ密度が低い時は、モデル惑星の後側には電場が生成される。これは荷電分離によって説明される。測定した電場の径方向分布を才2図に示す。

この実験の場合  $r_p \sim 4 \text{ cm}$   $r_e \sim 0.9 \text{ mm}$  である。

$r_p \sim R$  の条件を満足している様な惑星は、小惑星であろう。月の場合は、 $r_p \sim 80 \text{ km}$ ,  $R \sim 1738 \text{ km}$  であるから月の後側はプラズマのポイド領域が出来る。しかし、

$r_p > R$  であるから、境界領域には荷電分離による電場が生成されているであろう。地球の磁気圏尾部に於ても、荷電分離による電場が生成される。それが乱流に打ち壊されているのかもしれない。詳細は講演の際に報告する。



才2図

## 磁気圏尾部の力学的考察(I)

鶴田 浩一郎

(東大宇宙研)

磁気圏尾の成因、およびその内部でのプラズマの運動を説明することは、磁気圏物理の重要課題の一つと考えられる。磁気圏尾部プラズマは  $\beta \ll 1$  で特徴づけられる状態にあり、粒子、運動量、エネルギーの輸送を決定するためのミクロな過程はほとんど説明されておらず、しかし、人工衛星による観測から磁場の構造、プラズマの分布、圧力、平均エネルギーの分布がある程度わかってきているので、まず一歩として、このようなマクロな諸量の関係から、磁気圏尾に外部から働いている力、磁気圏内部のプラズマの運動を評価してみることと試みた。

観測された諸量の中で磁場の測定が一番豊富でまた信頼性が高いので、まず観測に基づき磁場のモデルを作り、これから電流密度を求め、更に、 $x$  方向のガモバラン入とせるプラズマ圧の分布を定め、次にこのようにして求めた  $B, \rho, p$  から  $x$  方向の力の不足分を  $f(x, y, z)$  と未知の力  $F$  に分配することを試みた。

前沢 洲, 西田篤弘  
東大 宇宙航空研

磁気圏内の large-scale 電場は、磁気圏及び電離層内の物理現象に非常に大きな影響を持つと思われるが、その有力な source として惑星間空間の電場がある。つまり、今太陽風の惑星間空間磁場  $B$  を中に凍結したから磁気圏の周回を速度  $v$  で流れているとすると、磁気圏に fix した系の観測者は  $E = -v \times B$  という電場を感じることになり、これは磁気圏内の large-scale 電場の source として十分の大きさを持っている。従ってこの電場のいかに磁気圏内に侵入するかを知ることが重要である。これは磁気圏境界面の構造に支配される。今 MHD 的に話を進めると、もし境界面  $(B \cdot n) = 0$  ( $n$  は境界面に垂直な単位ベクトル) を満たす tangential discontinuity であると、惑星間空間の電場は完全に shield されてしまう (closed magnetosphere model)。従って電場の侵入の可能性を追求するには  $(B \cdot n) \neq 0$  の reconnection model を考えるを得ない。今考えている様は非常に高い電気伝導度を持つプラズマでも、reconnection が効率よく起りうることは Petschek によって示された。彼のオリジナルモデルは非常に簡単な situation を仮定している。現実の問題に適用するにはもう少しモデルを拡張することが必要である。例えば、彼のモデルでは境界の両側の磁場が完全に互平行である。これは磁気圏境界面にあてはめると、惑星間空間磁場の純粋に南向きであることに対応する。それが故に、惑星間空間磁場の南向きの時に電場のしめこみ易い云々といわれてきたのであろうが、磁気圏内外の磁場の一般に相互に傾いていく場合の reconnection rate は計算されている。ほとんど Petschek のモデルでは境界面に slow shock が立つことポイントであった。この様な場合にはさらにその前面に磁場を回転させる不連続面である Alfvén shock が形成されるであろう。ここでは、境界面の構造として slow shock と Alfvén shock の組み合わせを採用し、境界両側の物理状態の対応の場合につき reconnection rate を計算して  $E \propto B^2 \sin \frac{\theta}{2}$  を得た。(ここに  $B$  は境界両側の磁場の大きさ、 $\theta$  は両側の磁場の相互に作る角と可する)。磁気圏境界面の場合について考えるときにはもちろん対応の条件を落とすわけにはいかない。試みにこの結果をそのまゝ適用してみよう。その際、磁気圏の nose で reconnection が起るものとし、 $B^2 \propto B_y^2 + B_z^2$   $\tan \theta = B_z/B_y$  ( $B_x, B_z$  は惑星間空間磁場の solar ecliptic 座標における  $Y, Z$  成分) とすると、DP-2 fluctuation の惑星間空間磁場  $B$  に対する dependence を説明することができると示される。すなわち、このモデルにおいては、磁気圏内に侵入する電場は常に morning to evening 方向でありこれも観測と consistent である。すなわち、このモデルで reconnection rate の上限を出す場合、Petschek の考え方をそのまま用いていく。最近 Yeh & Axford, や Sonnerup 等によって議論がなされておき、今後の問題点としよう。さらには今までのモデルにおいても流は incompressible とし、エネルギー方程式とかかれておき、これらの問題点に関する discussion もできればしてみたい。

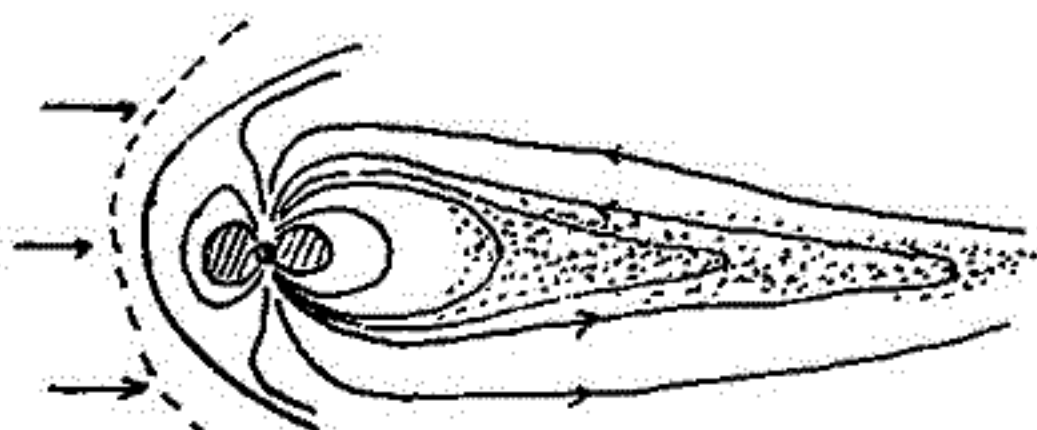


## 磁気圏尾部における粒子加速

波谷 仙吉  
(山形大理)

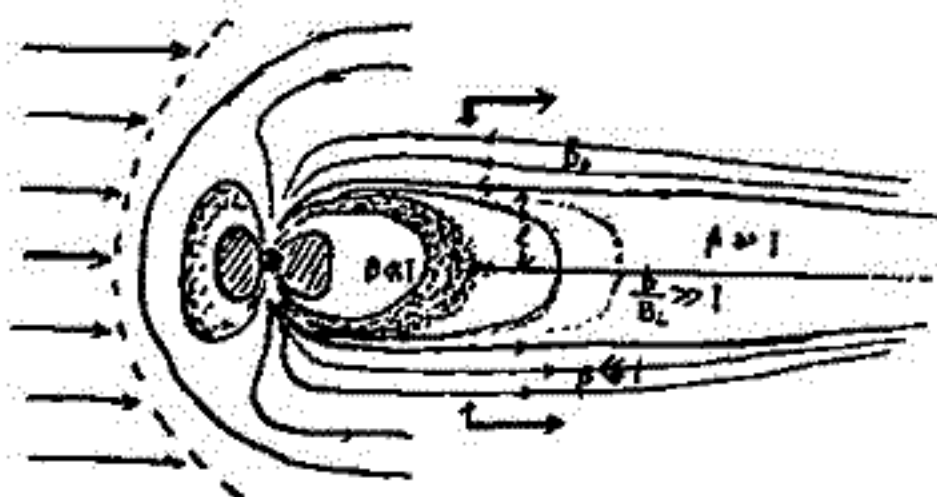
磁気圏嵐のエネルギー源は、いったん、太陽風によって磁気圏尾部にエネルギーが蓄えられ、それがなんらかの機構で爆発的に放出するものと考えられている。しかし、 $10^{22} \sim 10^{23}$  erg にもおよぶ巨大なエネルギーが放射されずに蓄積されるということは、エネルギーが蓄えられつつあるときは不安定現象によってエネルギーが流失するのを押えるような作用があり、蓄積がある限界以上の値に達したときにははじめて不安定現象が急速に成長して、エネルギーの爆発的な放出が起るような機構を磁気圏尾部に考えなくてはならないという必要にせまられている。今回はこのような機構に対して一つのモデルを考えてみました。

## ① Initial State



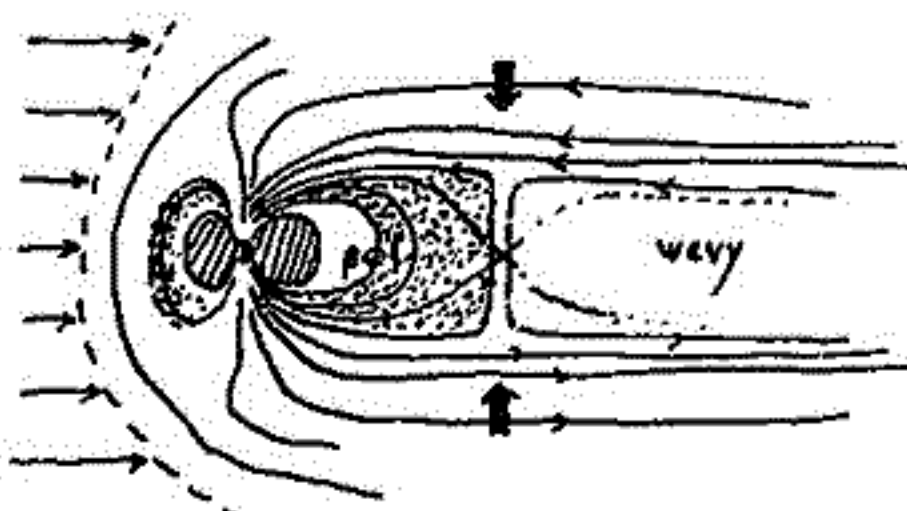
磁力線は安定なダイポール場。  
 $B_0$  小, 高温プラズマシート長く伸びている。

## ② Meta-stable State



太陽風が強くなり、磁力線は引き伸ばされエネルギーが蓄積される。対流が強くなり、高温プラズマシートの内側の限界が地球側へ移動。 $B_0$  大きくなるにつれ sheet の幅も大きくなり、 $B_0$  大, 密度  $\rho$  は小さくなる。

## ③ Marginal State



高温プラズマシートの内側の限界が  $\beta \sim 1$  で、 $b/B \sim 1$  の領域に入ったときは爆発的に磁場エネルギーの運動エネルギーへの変換が起る。  
( $b$ : MH-wave の振幅)  
( $B$ : 地球磁場)

$\beta \sim 1$  すなわち  $NkT \sim \frac{B_0^2}{\mu_0}$  の領域ではプラズマ運動が支配的になり、プラズ

マ運動によって、たやすく磁場が変型される。 $\beta$  の変化はなめらかでも  $b/B$  は地球からの距離  $R$  の 4 乗に比例して増加し、 $b/B \sim 1$  の領域は限られた狭い領域であると考えられる。

鶴田治雄

東大理学部地球物理学教室

1968年3月より1968年10月までの南極・昭和基地における極光観測の報告。  
[そのI]

## 1. 観測結果・内容の概略

本稿は photometer による観測の解析。用いた filter の中心波長は、6300 Å, 5577 Å, 5199 Å, 4861 Å, 4709 Å の5種類。

また解析をはじめたばかりで、詳しいことは次回にゆづらぬ。種々の興味ある結果がえられた。

ここでは、pre-break up stage から breakup 以降にわたる極光の分光特性と地磁気のパラメータとを合わせ、auroral zone への入射粒子との関係及び magnetosphere の構造の解明への一考を論ずる。

さらに、pre-break up stage 以前の静穏時の極光の諸特性を述べ、auroral oval との関係も述べていく。

鶴田光子 飯島健\*

\* 東大理

南極 Syowa Station での H $\alpha$  emission の出現と磁場変動の関係について、特に substorm 時における H $\alpha$  emission の振動を中心に分析及び地磁気観測 data の解析結果を報告する。

Hydrogen emission と auroral break up に関しては、従来、研究者によって auroral break up 以後 Hydrogen emission は急速に減少するという結果と、break up 以後も出現する、あるいは強まるという結果があり、一致をみていない。Syowa Station での観測結果を見てみると、この二つの Case は両方ともあることがわかった。一方 auroral break up と Bay type の disturbance の間には Bay の onset と break up がよく対応することが知られている。そこで地磁気観測 data から H $\alpha$  emission の出現がどのような状況と対応するのかを調べた。その結果、H $\alpha$  emission の出現特性は、ほぼ二つの Case に分類することにより従来の結果が統一的に整理できると考えられる。

Syowa Station での H $\alpha$  emission, 地磁気水平成分の変化、及び Auroral Electrojet 及び Ring Current field の動的変化を比較することにより、その特性は次の二つの Case に分類される。

Case (1): H $\alpha$  emission が出現している時、Syowa Station では比較的磁場変動が小さく、Syowa Station が westward AEJ (Syowa Station で見ていると negative Bay) の領域に入ると、通常の目変化が中断される形で H $\alpha$  emission が現れなくなる場合。

Case (2): Syowa Station が westward AEJ の領域に入っても H $\alpha$  emission が現れ続ける場合。

これ等二つの Case について、Ring Current field の変化を比較すると、Case (1) は Syowa Station の位置する経度付近の D(H) (local deviation of H, at low latitude) が停滞状態又は回復状態にある場合に対応し、Case (2) は D(H) が発達過程にある場合に対応する。これにより、この二つの Case を分けるものは、proton の reservoir と考えられる Ring Current の変化によるものと思われる。

即ち、D(H) を Partial Ring Current の measure と考えるならば、観測点の経度付近に Partial Ring Current を構成している trapped proton が増加している時は H $\alpha$  emission は、AEJ が発達しても出現するが、trapped proton の量が停滞値を取ると、あるいは減少している時には westward AEJ の発達に伴い、その領域では H $\alpha$  emission は減少するということが言える。このことは、westward AEJ の発達、即ち polar substorm 時には proton の入射はむしろ抑制され、この抑制効果に打ち勝つ proton source の供給が Ring Current 領域にある時にのみ substorm 時にも proton の入射が続くのではないかと考えることもできる。

## 極光の分光特性の時間変化

金田 稔 彦 (東大理)

1966年に昭和基地において観測した極光のスペクトルの解析と前回は述べて報告する。解析に使用した資料は線分数  $300 \text{ \AA}/\text{mm}$  のマイネル型パトリロールスペクトログラフに依って1時間の露光で観測したものである。

これで行った解析に依れば  $\text{N}_2^+ \text{ING}(0,1) 4278 \text{ \AA} = [\text{OI}] 8447 \text{ \AA}$  の強度比は、

1. 観測は Breakup の直前直後は殆んど一定であり  $J(4278)/J(8447)$  の値は大き。
2. Breakup のある夜は Breakup の前後で  $J(4278)/J(8447)$  は大きく変化する。Breakup 前には概しては Breakup の直前の値に同じである。Breakup 後は可成り減少し大体  $1/3$  から  $1/4$  に落ちる。
3. Breakup 以後 3~4 時間経過すると  $J(4278)/J(8447)$  は回復し稍々増加の傾向を示す。

これと McDiarmid 等による  $1 \text{ MeV}$  以上の Electron の rocket に依る直接観測の結果と比較した場合に Breakup 直後は Electron の Energy spectrum が変化する事は一致する。McDiarmid は Energy spectrum の hardening が起るとして居る。解析の結果は Kamiyama の計算から Exponential 型の Energy spectrum と仮定した場合に逆は softening が起るとなる。この相違矛盾は直ぐに何に起因するか断定して行く段階である。この点に同じ考慮を述べた。



## 極冠に於ける極光の出現と磁気圏磁場変動 金田栄祐(京大理)

極地域の磁気擾乱と惑星間空間での磁場の変動との間の関連は既に、これ迄多くの指摘がなされて来た。又極地域での磁気擾乱のうち *sub-storm* (DP-1) と呼ばれるものと極光帯に於ける極光の出現に因りてはその機軸が明らかになって来た。

しかし極地域磁気擾乱のうち DP-2 と呼ばれるものと極光との関係は明らかでない。たとひ言へば難い現状である。亦極冠に於ける極光の出現に就いても明らかでない所が多い。

今回は極冠の中に出現する極光の様相を明らかにする為に、IMP-C に依る惑星間磁場の観測記録と南極点 Amundsen-Scott ( $\phi_m = -90^\circ$ ) に於ける極光全天カメラの記録とを比較して解析を行った。結果に就いて報告する。

Amundsen-Scott は極冠内の極光の出現を解析するには緯度緯度側に寄って位置して居る為には所謂 *auroral-oval* に起源を有すると思はれる極光も大頂に達する事がある。その為の多少の不都合もあるが、冬期には24時間の極光資料が得られる利点がある。これ迄解析して得られた結果のうすを三述べると。

1. 極冠に於ける極光の出現に最も関連があるのは磁場の正成分と思はれる。概して言へば正成分の値が小さい時は極光は余り出現しない。
2. 磁場の正成分の南向き、北向きに依る極光の出現率の差は余り判然としない。
3. 概して言へば北向きの場合は *uniform* の *Veil type* の極光が多い。
4. 正成分の北向きに比較して長く流れた後、南向きになった時は *uniform* の *Veil* の中に *Band* が出現する例は2, 3ある。この場合天空の可視部の割合で極光の緯度は与えられては余り変化はない。

現在迄の段階では早計の結論より、解析を進める必要がある。

小川忠彦

(京大工)

佐藤雅也

(京大理)

最近、オーロラなる自然現象に大きな魅力を感じ、このテーマに力を入れている。地球上から見るオーロラは確かに人を魅惑するに足る魅力を持つており（未だ見たことは無いが）、山打けでも十分価値ある現象であるが、物理という立場から見た場合にも、更に多くの物質の物理的・化学的過程に対する暗示を与えてくれる。化学プロセスを別として物理的側面に関しては大きく、1°高エネルギー粒子のプラズマ 2°磁気圏と電離層の結合という二つの過程に分けようと思う。1°の問題は荷電粒子系（プラズマ）の加熱・加速あるいは磁場を横切るエネルギーの異常輸送という大問題に属する。2°の問題は非常に性質（電氣的）の異なる媒質間の荷電粒子の運動の解明へと導かれてくる。この二つは特に後者に属する二つの問題に着目する。非常に大きなスケールでの磁気圏と電離層との電氣的結合に関しては、小口流の考え方が非常に興味深い。我々の問題とするのはもっぱら向流的な結合であるが、出来るだけ不確しに終らせたい点に定量的解析を行なうことを試みてみる。

赤祖父氏はオーロラの発光現象をテレビジョンの映像管に力ぞらえるという非常に面白い点と見えさせてくれる。即ち磁気圏及び電子銃電離層を発光面とするものである。彼の考えの中には映像（画像）を制御するの完全な電子銃側に責任（制御）があるという立場がうかがわれる。従って我々の今問題にしようとするオーロラのもつ構造（スクリーンに写し出される画面）に関してはその原因は銃の構造（磁気圏）にあり、磁気圏の現象の写像であると考える（磁気圏中性面での tearing mode）しかしながら我々の立場は彼のものと少し違ってくる。彼のテレビ映像管のどちらかとすれば白黒の映像管であるが我々のクロマトロニクス式のカラーテレビ用の映像管を考へる。即ち発光面側にも電子ビームを制御する回路（偏向電極）を有するものとする。更に「」かえると写し出される画面の図柄は電子銃の性質だけでなく発光面側（電離層）の性質（電氣的）にも大きく左右するとするものである。具体的には電離層に何んらかの原因（この原因については後述する必要がある）で電子密度にむらが生じてくる（従って電氣伝導度にも空間的むらが生じてくる）とすると伝導度の異なる場所では磁気圏側のみならず、磁気圏（荷電粒子にとつては電線）の端にアーチ板がつけられる状態に近くなる。従って磁気圏の粒子にとつてはより流出易く、伝導度の異なる場所に対しては磁気圏の端の断線した状態に近く、粒子はその場所から降りてくる。従って伝導度の異なる場所では電子密度が増し、増え伝導度がよくなり、もともと一樣なビームであったとしても電離層の状態に応じてビームを層状にする。それによつて先ずオーロラアークにも多重構造の現れ出しと予測される。以上のような考察の下で現在あるモデルを整理し、二次元の数値解析を行つてみる。しかしながら非常に電氣伝導度の異なる媒質の粒子の運動を解析するということには種々の技術的困難を克服する必要がある。今後の研究の期間と必要とするように思われる。今回の予備的段階についてはお話しする。

## 超低周波音波の観測

## 第10次南極観測

竹屋若夫 奥本隆昭 鈴木 裕 松村政美

大阪市立大学工学部

1969年南極観測基地で行った超低周波音波観測の概要を報告する。

## 1. 観測項目

超低周波音波の音圧、周波数および地上入射角

## 2. 観測装置

特殊なコンデンサ・マイクロホンを含む検出回路により音波信号を電気信号に変換し、

この電気信号をケーブルで観測棟へ伝送して、フィルタ、直流増幅器を通してデータレコーダに記録する。

## イ. 受音点

受音点は観測棟を基準にして70°~210°方向に7ヶ所設けた。観測棟より受音点までの距離はケーブルの長さで100mが1ヶ所、600mが4ヶ所、800mが2ヶ所である。

## ロ. フィルタ

観測記録は風による雑音成分が多く信号対雑音比が悪いため低域フィルタを用いた。周波数10秒の長波長の音圧は周波数10秒の短波長の音圧より1桁程度大きいため、越冬途中より記録系統を短波長(数10秒)の系統と長波長(数100秒)の系統に分けた。

## ハ. 記録装置

記録装置はFMテープレコーダを使用した。

テープスピード 7.6mm/s

周波数特性 0~100Hz

記録時間 連続27時間

テープおよび各種資料がまだ手許に届いていないので、今回は2、3の受音記録例について報告する。

竹之下 裕五郎

電研研究所平磯支所

今回の太陽活動最盛期の太陽活動度は前回に比べてかなり低い。例えば太陽黒英相対数を比べると前回は月平均値が200以上に達したのに今回は138.5(1969年3月)がおそらく最高の月平均値であろう。また他の例として太陽電波2800 MHzの毎日の全放射電力密度を比較すると前回は数日の間350単位(1単位 =  $10^{-22} \text{ W cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ )以上にもなったのに今回は200単位以上に達した日が数10日ありその最高値でも254単位(1968年2月1日)に達したにすぎない。しかしそれでも過去19回の太陽活動最盛期の中ではむしろ標準的な活動度を示し太陽黒英相対数はその平均値よりやや高い。

このような今回の太陽活動最盛期の中にあつて1969年6月は高原状態に保たれている高活動度の中で太陽活動度がいくらか下降して、ある時期に相当している。例えば黒英相対数をみると月平均の最高が138.5(1969年3月)に対して6月の月平均値は102.1であり、また他の例として2800 MHzの太陽電波全放射電力密度をみると最高月平均値183.1単位(1968年1月)に対して6月の月平均値は167.3単位となつてゐる。6月はこのような下降期に當つてゐるが太陽電波2800 MHzでの全放射電力密度の日平均値をみると6月11日など246.6単位と今最盛期の中で3番目の高い値を記録してゐる。また5日-18日の2週間を重要度2以上のフレアだけでも24回発生してゐる。したがつて太陽活動度の面からみるとこの強化観測期間は今回の太陽活動最盛期中でも特に高い活動度を示した時期の一つに當るとみるべきであろう。

この期間の太陽面には二つのフレア観測領域が現われ重要度2以上のフレアをそれぞれ10回および11回発生させた。又これらの領域では数回デルト・コンフィグレーションが観測された。デルト・コンフィグレーション、太陽電波S成分の急増、3cm波と10cm波との比などフレア予報上重要な資料がこの期間について検討された。



## 2. 観測期間中のSPA's

大塩光夫 電波研  
土屋清実 石井隆広雄 電波研大吠

1969年のプロトンフレア観測期間(1969年5月1日~7月31日)中の総合的な地上観測の一環として、電離層突然擾乱(SIDs)の一つである急始位相異常(SPA)が、大吠に於いて観測されたVLF電波伝播の数回線上に生じた資料を基にして調べられた。該当する3ヶ月間の中、プロトンフレア強化観測期間(1969年6月5日~18日)中に、SPA'sの生起が多く、且つその前半に於いて太陽X線(1~8Å)増加最大放射強度も大きかった。この様相は下図に示されている。同期間の前半即ち6月10日迄に生じた数多くの太陽X線フレアの中、8日に他の地上events(Cutler-大吠間VLF電波伝播回線の位相変化から求められた極冠擾乱、及びResolute Bayに於ける $\Delta f_{min}$ )を惹起した低エネルギー太陽陽子は、5日約10時(世界時)に太陽X線フレアを発生したフレアの場合に射出されたものであろうと、観測されたSPA'sともこれらに対応する太陽X線フレアから、推察する事が出来るであろう。

## 参考文献

- (1) 大塩光夫、中島敏夫、土屋清実、石井隆広雄、プロトンフレア強化観測結果(1969年)、IV. 観測期間中のSPA's, 電波研季報, 16, No. 83, 1970.
- (2) Ohshio, M., Nakajima, T., Tsuchiya, K., and Ishii, T., Results of Special Observations for The Proton Flare Project 1969 IV. SPA's Observed During the PFP Interval, J. Radio Res. Labs., 17, 33-48, 1970.

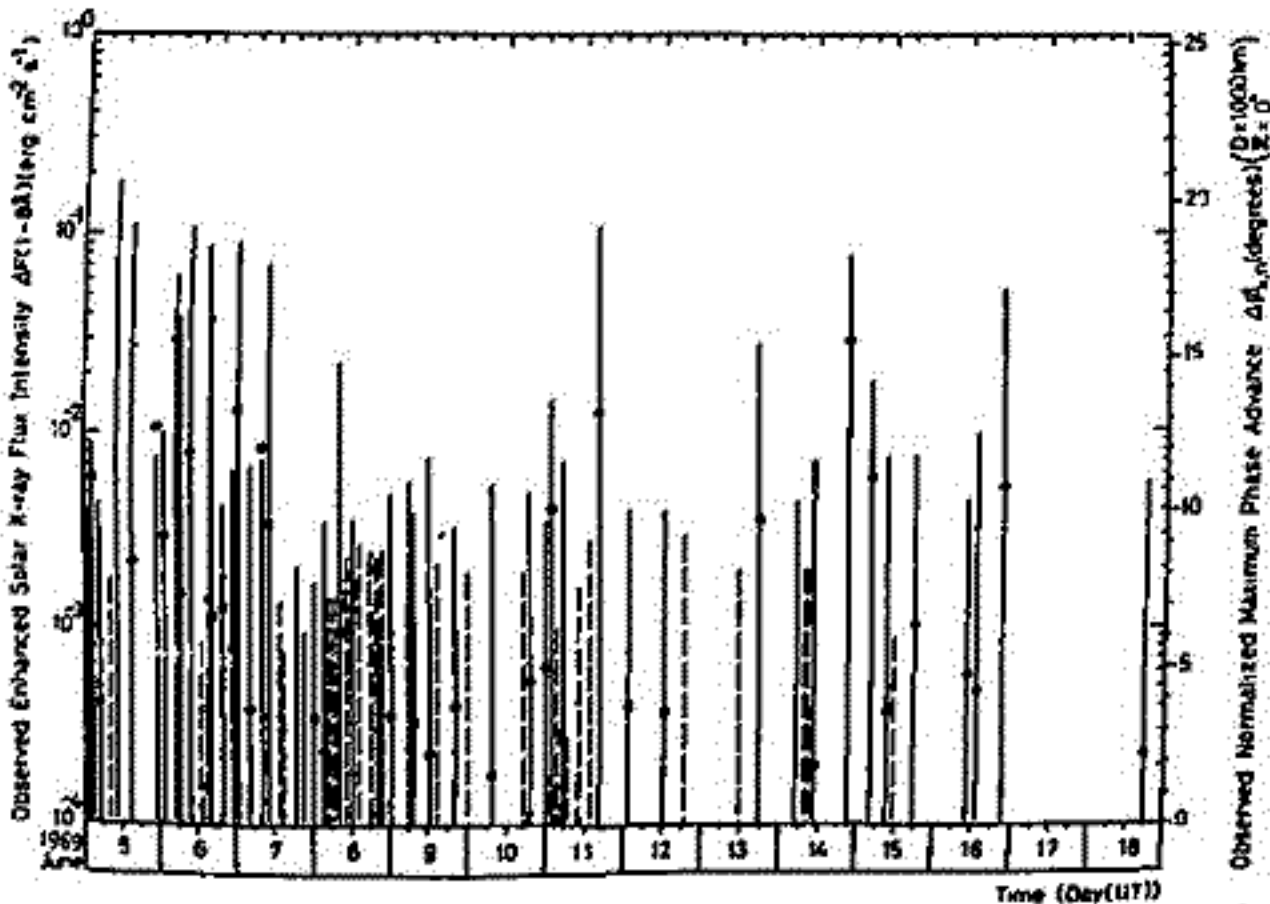


Fig. 9. Time variations in  $dF(t)$  and  $J_{max}(t)$  during the PFP Retrospective Interval 1969 (June 5-18).

松沢 晃\* 土屋清美\*\* 石井隆広雄\*\* 羽倉幸雄\*

\*郵政省電波研究所 \*\*郵政省電波研究所大吠電波観測所

大吠電波観測所で受信している V L F 信号の位相は、1969年6月7日または8日に極冠擾乱現象が観測された。

アメリカの MAINE 州 CUTLER からの N A A / 7.8 KHz 信号は、楠玉地磁気緯度  $\phi = 79^\circ$  を通過するが、その位相は6月7日の2030 UT 頃に進み始め、8日0508 UT に発生した S S C の後位相の進みは急激になつて、1400 UT 頃に最大に遅れた。その後半日位急速に回復し、次いで緩慢に回復して、11日までには正常なレベルにもどつた。

ノルウェーの ALDRA からの O M E G A / 2.3 KHz 信号およびイギリスの R U G B Y からの G B R / 6.0 KHz 信号は、それぞれ  $\phi = 68^\circ$  および  $67^\circ$  を通過するが、同じような位相擾乱をうけた。しかし、N A A 信号に比べて、擾乱の開始は8日で、終了も N A A 信号より早くて、時間的に短かく、また擾乱の程度も小さかつた。

アメリカの COLORADO 州 FT. COLLINS からの W W V L 20.0 KHz 信号は、 $\phi = 56^\circ$  を通過するが、この期間に擾乱現象は全く見られなかつた。

4. June 1969 プロトン現象のまとめ

初倉奇雄  
電波研究所

ESCAPのPFP作業計画に従ってプロトンフレア観測期間(1969年5-7月)とくに強化観測期間に指定された6月5-18日の太陽活動とフレア現象、太陽X線バーストとSPH、太陽プロトンとPCDにわたる観測結果のまとめ(4)として、観測されたSolar-Terrestrial Events (STE's)の因果関係を述べた。

強化観測期間中多くの巨大フレアが発生したが、その大部分は6月3日頃東経100度付近の活動領域H17から発生した。この日午後3時の地球に到着した、X線バーストの観測結果はPCDの観測結果と一致して、粒子動向でもPCD、A20、地球磁場乱暴の規模が大きかった(Fig. 1)のPFP作業、この日の最大であったが、活動領域は太陽東経100度、即ちプロトン、プラズマ風が地球に到達し難い方位であったため、フレア強化観測期間中、このSTEの発生した中で、このEventの原因とプロトンフレア強化観測結果は、(1)STE [1034]は5日10時頃から12時に観測されたフレア現象のフレアを核としてあり、おおよそ4分プロトンフレアで終わると考えられる。この日午後プロトン現象はフレア発生から55.4時間遅く太陽距離1AUの地点で観測された。この遅延は太陽から地球までの距離と光速との差によるものであり、プロトンが地球に到達するまでに約2.5日ほど地球に近づき、その後地球に到達したと考えられる。まずATS-1は低エネルギープロトンの観測を行った。高エネルギープロトンスペクトルは64°E±50°Eの位置で観測された。Pioneer-7は64°Eを過ぎたところから地球に近づき、南緯30°で観測された。4日の23時は12 cal/cm<sup>2</sup>の値が観測された。72, 72-195, >195 MeVプロトンは5日のフレア現象の増加した。また0.6-13 MeVの低エネルギープロトンはSCの前後に増加し、地球磁場の観測と関係が認められたと見られる。

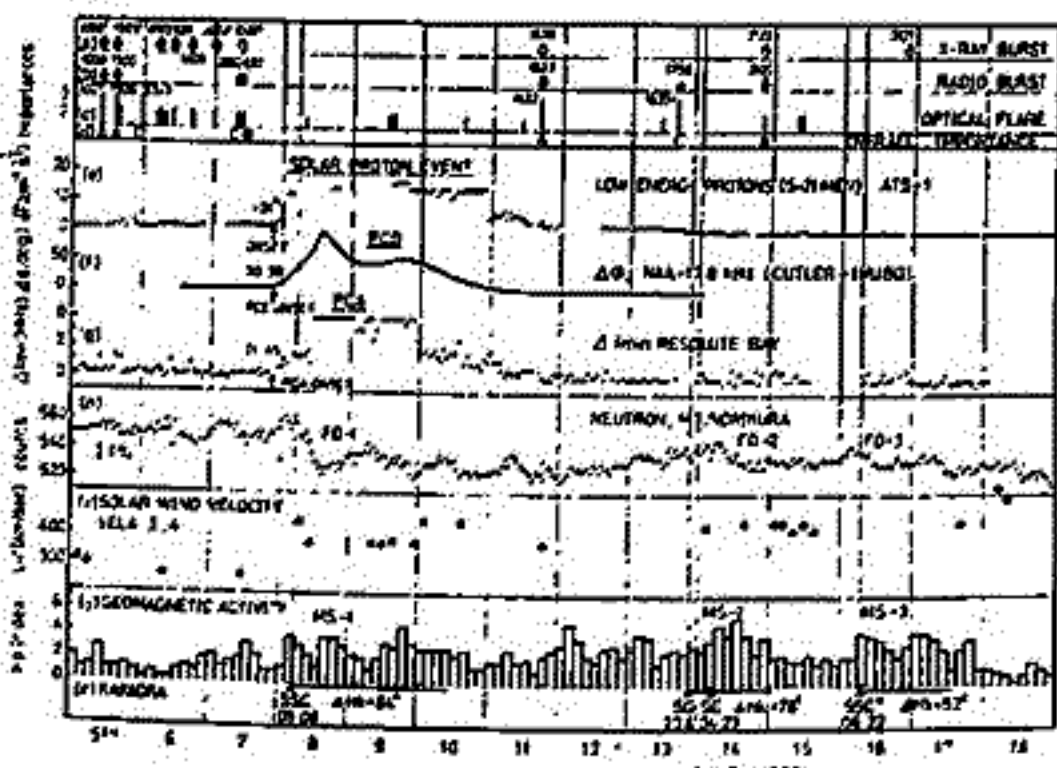


Fig. 1. Solar-terrestrial events observed during the PFP Retrospective Interval 1969 (June 5-18). (a) Solar X-ray bursts with enhanced flux (I-BA) exceeding  $5 \cdot 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . (b) Solar radio bursts. (c) Optical flares. (d) Overall importances of the flares. (e) 5.21 MeV protons as observed by the earth-stationary satellite ATS-1. (f) Phase deviations observed on NAA-17.8 kHz (Cutler-Inubushi). (g)  $J/\nu$  of vertical ionosphere sounder at Resolute Bay (When no data were available at Resolute Bay, the data at Churchill were used). (h) Neutron counts at Mt. Norikura (supplied by M. Wada). (i) Solar wind velocity observed by the satellites VELA-3 and -4. (j) Planetary magnetic three-hour-range indices,  $K_p$ . (k) Kakioka report of geomagnetic storms.

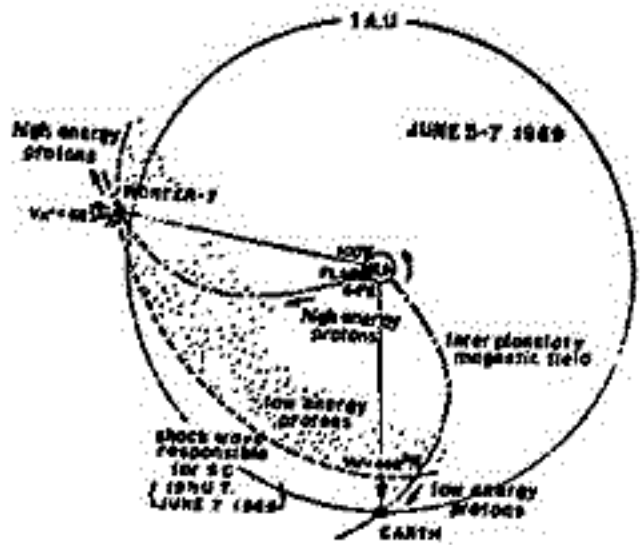


Fig. 2 STE 2474 (LAS-70, 1969)

森 洋介

東北文. 理. 地球物理

磁気嵐にともなう電離層域の擾乱に関しては、これまで数多くの研究があり、擾乱の形態について、多くの事実が明らかにされている。更に、最近の人工衛星による上部電離層域の観測により、擾乱の立体的形態も明らかにされてきている。その結果、特に中低緯度において特徴的な変動を示すことが指摘されている。

現在、この中低緯度における擾乱の形態という点に着目し、ハワイにおいて観測された全電子数の変化について解析を進めている。この data は、人工衛星 Syncom Ⅴからの電波の Faraday Rotation の観測から求めたものであり、"ionospheric point" (ray path が高度 400 km を切る位置) が  $19.7^{\circ}N, 159.8^{\circ}W$  に位置し、約 1000 km 以下の ray path に沿った電子密度の積分量の変動を示すものである。

今回は、その第一報として 1965 年 1 月から 11 月までの全電子数の変化量と、地磁気の変動とについて解析した結果を報告する。

この解析では、全電子数、地磁気とも hourly value を用い、全電子数の変化量としては、

$$100 \times \frac{(\text{27日 running median}) - \text{観測値}}{(\text{27日 running median})}$$

を定義した。地磁気の変化量についても reference level からの差の割合について同様の操作を行った値を定義した。



上山 弘  
東北大・理

In equilibrium,

$$[e] \{ \beta_1 [O] + \beta_3 [O_3] \} + k_3 [O_2^-] [O] = [O^-] \{ \gamma_1 [O] + \gamma_2 [N] + \gamma_3 [NO] + k_9 [O_3] + k_{10} [NO_2] + \mu_1 + \alpha_1 [X^+] \} \quad (1)$$

$$[e] [O_2] \{ k_1 [O_2] + k_2 [N_2] + \beta_2 \} + [O] \{ k_6 [O_3] + k_7 [CO_3] + k_8 [NO_3] \} = [O_2^-] \{ \gamma_4 [N] + \gamma_5 [O] + k_3 [O] + k_4 [O_3] + k_5 [NO_2] + \mu_2 + \alpha_2 [X^+] \} \quad (2)$$

$$[O_3] \{ k_8 [O_2^-] + k_9 [O^-] \} = [O_3^-] \{ k_6 [O] + k_{11} [NO] + k_{12} [NO_2] + k_{13} [CO_2] + \mu_3 + \alpha_3 [X^+] \} \quad (3)$$

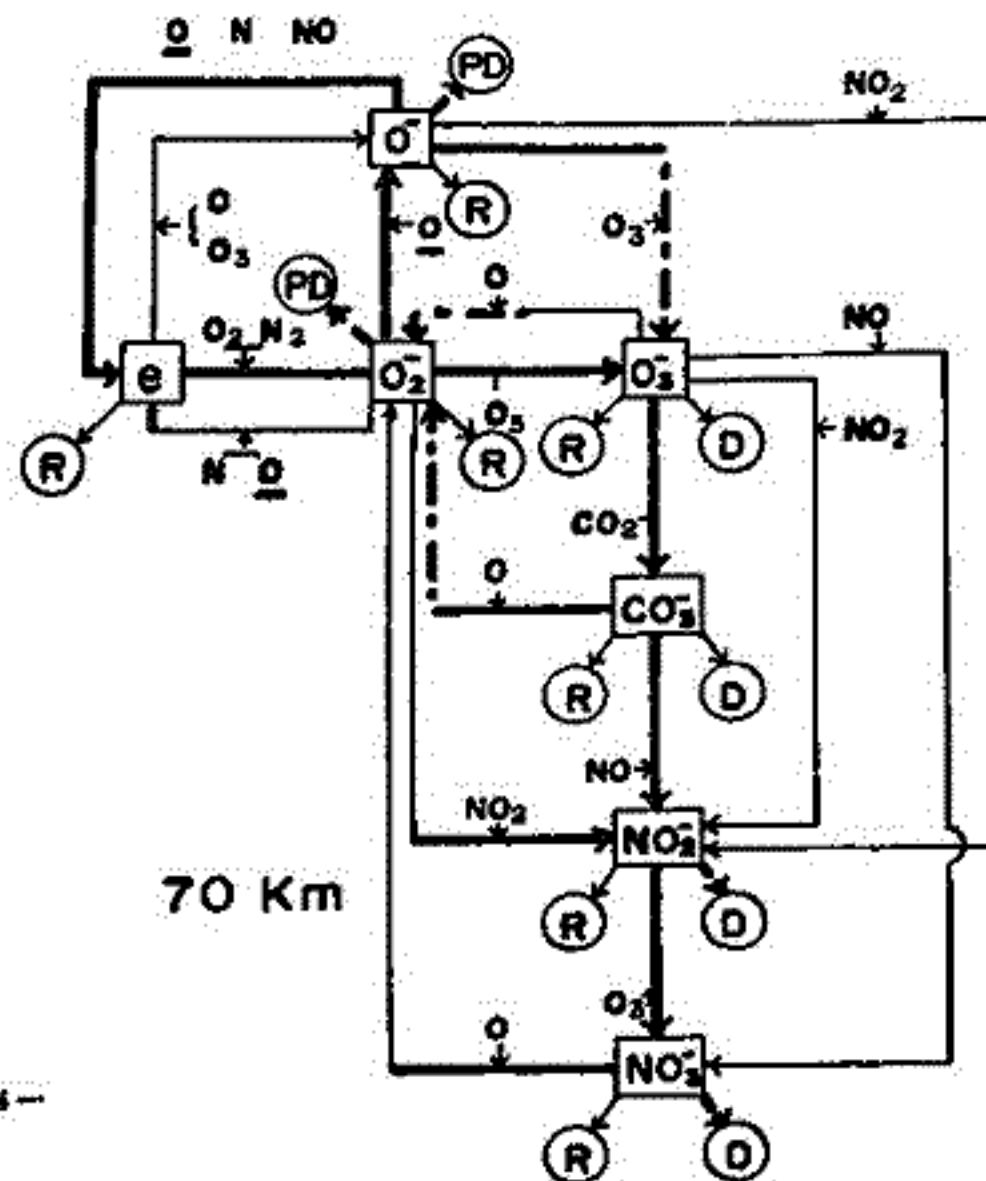
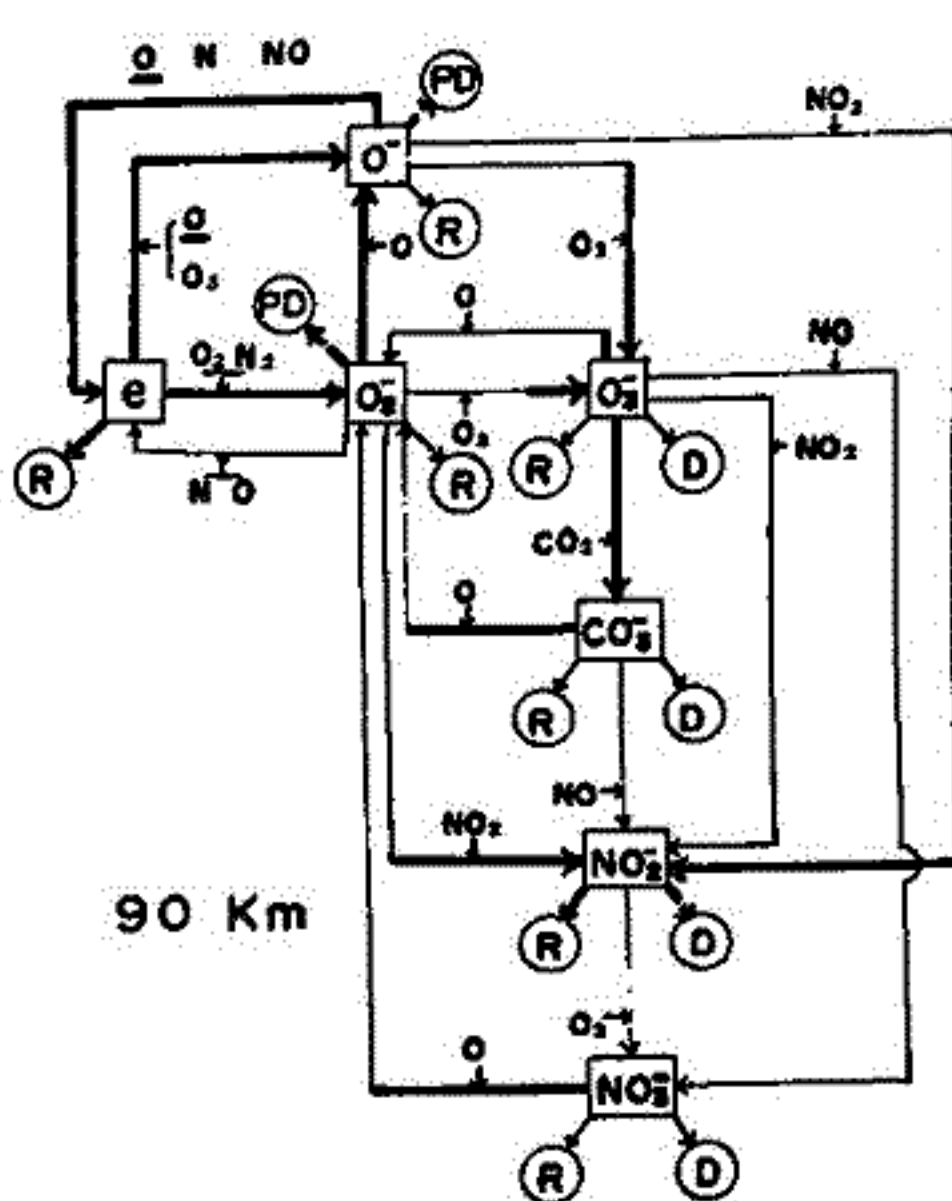
$$k_{13} [O_3^-] [CO_2] = [CO_3^-] \{ k_7 [O] + k_{14} [NO] + \mu_4 + \alpha_4 [X^+] \} \quad (4)$$

$$[NO_2] \{ k_{10} [O^-] + k_5 [O_2^-] + k_{12} [O_3^-] \} + k_{14} [CO_3^-] [NO] = [NO_2^-] \{ k_{15} [O_3] + \mu_5 + \alpha_5 [X^+] \} \quad (5)$$

$$k_{11} [O_3^-] [NO] + k_{15} [NO_2^-] [O_3] = [NO_3^-] \{ k_8 [O] + \mu_6 + \alpha_6 [X^+] \} \quad (6)$$

The electrical neutrality implies

$$[X^+] = [e] + [O^-] + [O_2^-] + [O_3^-] + [CO_3^-] + [NO_2^-] + [NO_3^-] \quad (7)$$



米沢 利之  
 (電報研究所)

F2層の正午および正午の最大電子密度の1年間にわたる変化を，次式のようには季節変化，非季節変化および半年変化の重畳合わせ（プラス年平均値）として表現するこゝにより解析を行ない，各成分の太陽活動特性および緯度特性を明らかにした。

$$N = \left\{ a + b \cos \frac{\pi}{3} (t - \beta) \right\} \cos \frac{\pi}{6} (t - \alpha) \quad (\text{非季節変化成分})$$

$$+ \left\{ c + d \cos \frac{\pi}{3} (t - \delta) \right\} \cos \frac{\pi}{6} (t - \gamma) \quad (\text{季節変化成分})$$

$$+ e \quad (\text{年平均値})$$

$$+ f \cos \frac{\pi}{6} (t - \epsilon) \quad (\text{半年変化成分})$$

こゝに  $N$  は F2層最大電子密度， $t$  は12月の半ばから月を単位として測つた時間， $a, b, c, d, e, f, \alpha, \beta, \gamma, \delta$  および  $\epsilon$  は定数であり，非季節および季節変化成分というのは，1年周期の变化成分で南北両半球でそれぞれ同位相または逆位相を持つものを意味し，それらの振幅は半年周期の振幅変動を受けているものと假定されている。

正午の電子密度の季節変化成分は，更に2つの成分から成っていて，1つは夏季に極大を有する普通のものであり，他は異常な成分であつて12月中まは1月にじめに極大をとり，緯度が高くなるほど，また太陽活動が増大すればする程，その振幅は顕著に増大する。この異常成分は，太陽活動が中程度以上であれば地磁気緯度の約40°より高緯度で他の变化成分を圧倒し，いわゆるF2層の季節異常を引起こす。しかし正午の電子密度では，その季節変化において正午の異常成分に對するものは見あらず，その極大は夏至の付近で起り，季節変化成分は一般に他の成分を圧倒する。しかし赤道地方では何時でも半年成分が卓越し，また低緯度においては特に太陽活動が盛な時期には半年成分が卓越することもあり，太陽活動静穏時には例外的に比較的緯度が高い所で他の成分の方が大きいこともある。

正午および正午の非季節変化成分は12月の終りと1月の終りの間に極大をとり，但し太陽活動が増大すればつれて漸次後へ行く。太陽活動が低い場合のそれの極大生起の時期は，超高度大気温度変化の1年周期成分が極大をとり時期と大体一致しているが，これは注目に値する事象であると思われ。非季節変化成分の振幅の緯度分布におけるピークは地磁気緯度15°~20°に存在しており，夜間の方が赤道に近い。振幅は太陽活動に伴つてふえすが，そのふえ方は電子密度の年平均値の場合程には顕著でない。かくて非季節変化成分は，正午においては太陽活動が（極めて）低い時期には中低緯度のほとんど全域で最も重要な成分であり，また赤道地方，および低緯度の一部では太陽活動の如何に拘わらずであろう。正午においては，赤道および低緯度地方，特に太陽活動静穏期においては，かなり重要な役割を演ずることが多い。

半年変化成分は，正午の場合には4月（10月）の半ばから終りの間に極大をとり，正午の場合には4月（10月）の初めと5月（11月）の終りの間に極大をとり。こゝの時間範囲が，超高度大気温度変化の半年成分が極大をとり時期と多少中に合んでいゝことは注目すべきであらう。半年変化の位相は太陽活動の増加と共に前進し，正午の場合の方が前進は著しい。半年変化の振幅は非季節変化の場合と同様に緯度依存性を示すが，ピークは何時も地磁気緯度または磁気緯度の15°付近に現われる。正午の振幅は，少なくとも個々の観測所における平均では，太陽活動と共に大体電子密度年平均値に比例して増加するが，正午では緯度によりその特性が果敢り，もっと複雑である。赤道地方の正午の半年変化は他の場合と果敢り動をとり，その場合の半年変化の動向が他の場合と果敢り異なることを見出す。

大塩光夫 電波研  
石井隆彦 寺島良子 電波研犬吠

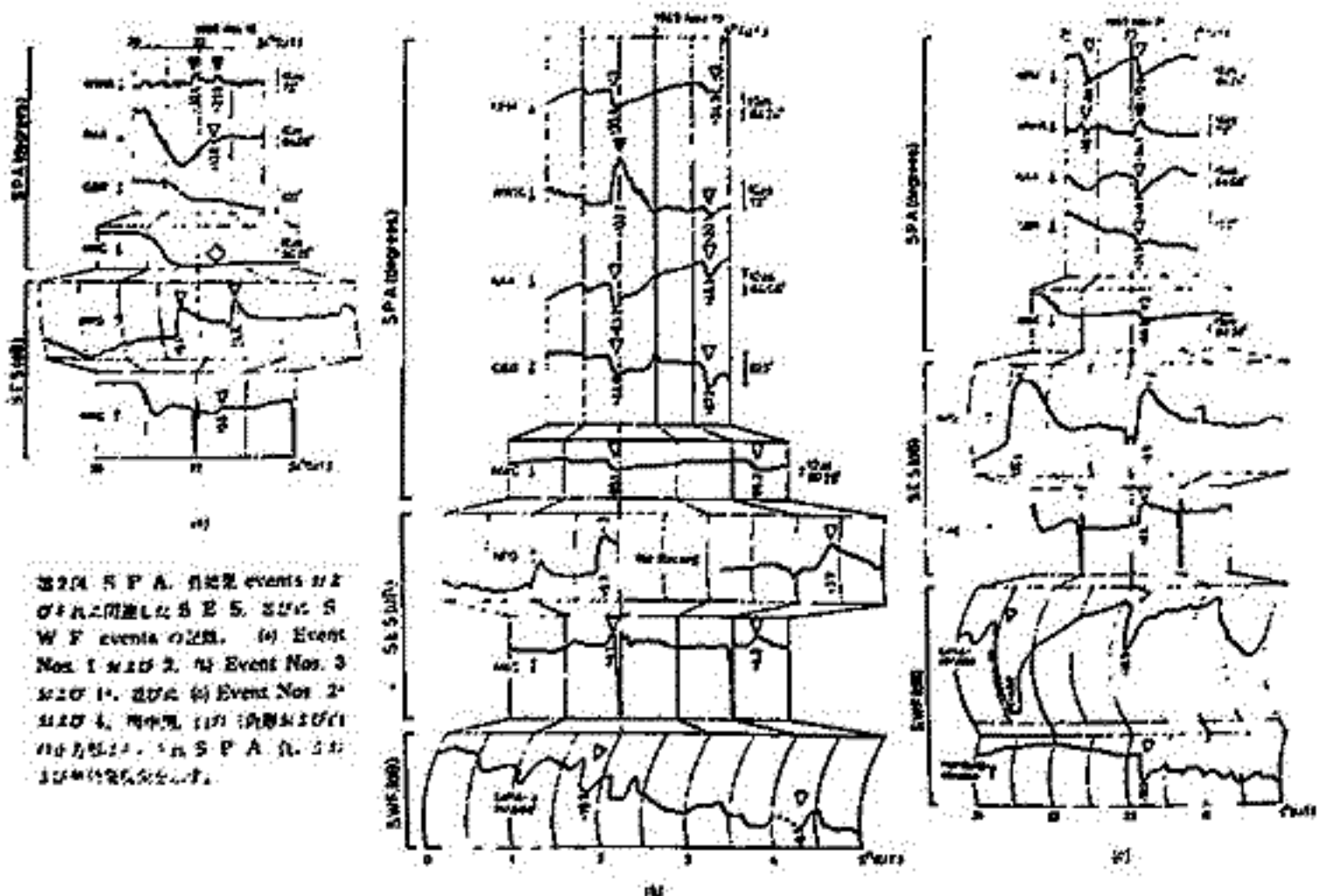
著者の一人大塩によって見出されたSPA無効果が実現する電離層内の物理学的状態が更にその傾向を強める場合には、即ち $\Delta\alpha$ がより小さいか又は $\Delta\beta$ がより大きい場合には、SPA負効果が存在する可能性がある事は同著者により予言されていた。茲に $\Delta\alpha$ が $\alpha$ の時との静穏時からの差、 $z$ は反射高度、 $\beta$ は電気伝導度因子 $\omega(z) = e^2 N(z) / m_e \nu(z)$  が $\alpha e^{\beta(z-z_0)}$ の形に書かれる時、現われる量である。 $\alpha$ は定数、 $z_0$ は $\omega(z) = \alpha$ を満足する高度 $z$ を表わす。

1969年11月16, 19, 及び21日に引き続き4個のSPA負効果がいずれもFort Collins—大塚間のVLF電波伝播経路(20.0kHz)の位相記録中に、著者の中、石井及び寺島によって発見された。これら4個のSPA負効果は、同時に観測された他回線のSPA正効果及び無効果、SES及びSWF(下図参照)、更に太陽地球間物理学的関連諸現象と対比・照合され、確認された。

SPA負効果は、太陽X線(1~数A)増加放射強度が小規模で、伝播経路の代表的太陽天頂角が大きく、回線が全体として高緯度に位置する場合に生起する様に思われる。

参考文献

- (1) 大塩光夫、石井隆彦、寺島良子、SPA負効果の存在の可能性の予言と発見、電波研年報、16, 1-9, 1970.
- (2) Ohshio, M., Ishii, T., and Terajima, Y., Negative Sudden Phase Anomaly — Its Prediction and Discovery —, J. Radio Res. Labs., 17, 69-82, 1970.



江尻全機  
東大宇宙航空研究所

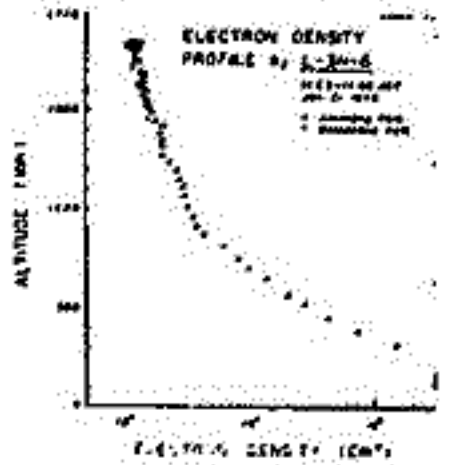
電離層プラズマ密度測定用として開発された、ジャイロプラズマ・プローブは、電子密度・温度測定の外に、実験プラズマ中では見いだせなかった、高周波プローブ特性の種々の現象を観測した。本年、1月21日、午前11時に打上げられた、L-3H-6観測ロケットに搭載したジャイロプラズマ・プローブは、プローブ・インピーダンス測定の外に、電波送受信の実験を行い、2本のプローブのカップリングを調べ、高域ハイブリッド共振周波数( $f_{UHR}$ )及び、電子ジャイロ共振の第2高調波( $2f_H$ )での変化が得られた。

I. 電子密度分布。 図-1は、ロケット上昇時及び下降時に測定された、300km~1850kmの電子密度分布を示す。上昇時、下降時の差はほとんどなく、ロケット軌跡による乱れが大きい。約300kmを境に、Scale Heightが200kmより950kmに変化してゐる。これは大気組成の変化を示し、本来イオン温度を1200°Kとすれば、 $O^+ \rightarrow H^+$ の変化として、Angerami & Thomasの拡散平衡の理論で説明出来る。

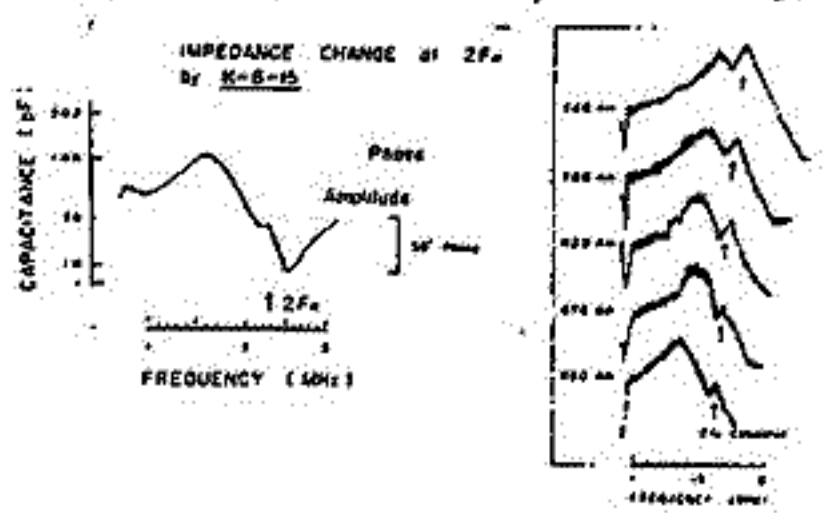
II.  $2f_H$ でのプローブ・インピーダンスの変化。 K-8-15号機によって初めて観測された、 $2f_H$ でのプローブ・インピーダンスの変化が、今回も確認された。図-2に、K-8-15で観測された1例、及び、今回の実験で得られたものを示す。矢印は、計算で予想される $2f_H$ の周波数を示している。3 $f_H$ 以上での変化は検出されなかった。

III. プローブのカップリング。 ロケットより2本のプローブ(アンテナ)を出し、掃引周波数0.2-14MHzの送信をし、受信機でカップリングの強さを測定した。図-3は上昇時のデータを示す。高度により電子密度の変化に伴って変化するdipは、アンテナ・インピーダンスと比較すると、 $f_{UHR}$ で大きな吸収を示している事がわかる。

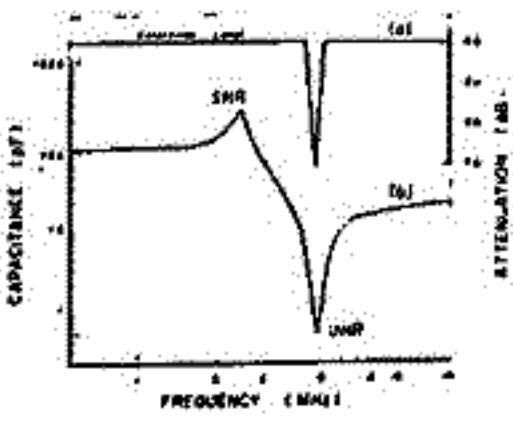
1500km以上では、 $2f_H$ でも吸収のspikeが現われて来る。これを図-4に示す。周波数は、地球磁場の強さより計算される $2f_H$ と非常に良く一致している事がわかる。理論的な説明はまだなされてゐない。



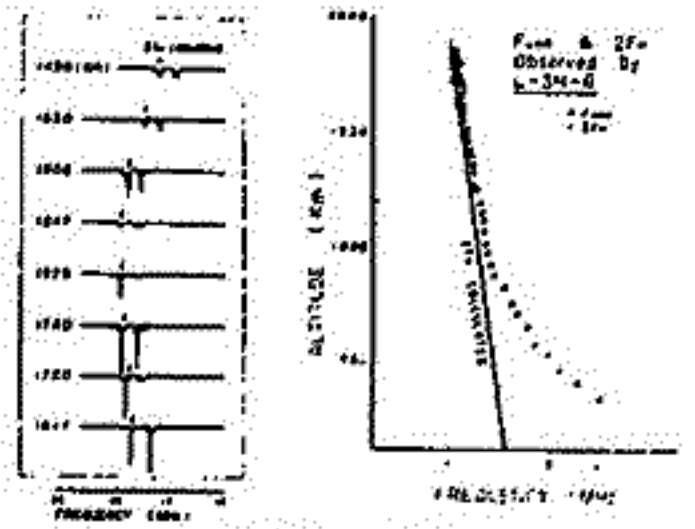
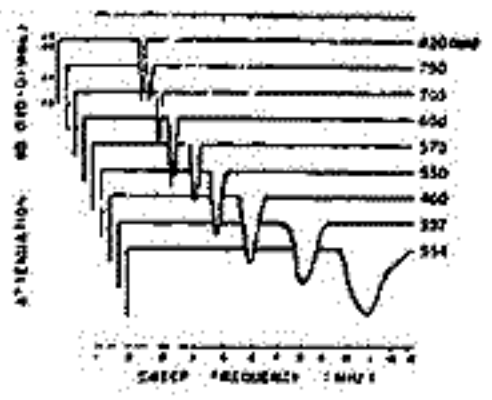
[図-1]



[図-2]



[図-3]



[図-4]



# スペースチェンバープラズマ中の イオンのエネルギー分布

伊藤富造, 中村良治, 向井利典  
東大宇宙研

東大宇宙研に設置されているスペースチェンバーには現在プラズマ源として後方拡散型プラズマ源とリーラーウインドシミュレーターの2種のものを使用されている。これらのプラズマ源によって生成されたプラズマビーム中のイオンのエネルギー分布を測定したので報告する。

使用したイオンエネルギー分析器は Spherical Electrostatic Analyzer でエネルギー分解能を  $\Delta E/E$  ( $\Delta E$ : FWHM,  $E$ : エネルギー) とすれば  $\Delta E/E \approx w/2R_0 = 1/100$  である。ここで  $w$ : 入口と出口の aperture の直径 = 1.0mm,  $R_0$ : 同心半径の平均半径 = 50.0mm. 測定は Analyzer の出口の後にチャンネルトロンを置き counter により pulse counting を行った。なお、本測定器の collimator-Analyzer 系の Geometrical Factor は計算機の計算によると  $10^{-6} \text{E (cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV)}$  である。Flux の Directional intensity を  $F$  ( $/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}$ ), 出力の count を  $F_c$  (/sec), チャンネルトロンの効率を  $\alpha$  とすると  $F_c = F \cdot \Omega \cdot \alpha$  である。

Analyzer をチェンバーの中心に置いて測定した。Solar Wind Simulator は前回報告したように Bennett 型質量分析器を用いてプロトンのみをえらんでいる。プロトンエネルギーは Simulator の最終段の加速電圧に等しくエネルギー巾は 1% である。これは分析器の分解能でおさえられている可能性がある。エネルギー巾はチェンバー内圧力によるが Flux はガス圧に敏感でガス圧と共に急激に減少し  $1 \times 10^{-5} \text{Torr}$  より大きいガス圧ではイオンビームはでてこない。Fig. 1 は水素のチェンバー内圧力一定, 放電 Power 一定 ( $0.8 \text{kV} \times 100 \text{mA}$ ) で加速電圧を変化した時のエネルギー巾と Flux の変化を示した。

後方拡散型プラズマ源の電極電圧を Fig. 2 に示す。ガスはアルゴンを用いた。イオンのエネルギーは  $V_A$  によるが  $V_{Q2}$  でさまるがエネルギーは 40V 程度  $V_{Q2}$  より小さい。エネルギースペクトルの一例を Fig. 3 に示す。エネルギー巾は 30~40% であるがガス圧が高くなり放電した場合には更に広がる。Fig. 4 は  $V_{Q2}$  一定で  $V_A$  を変化した時の  $E$  と  $\Delta E/E$  を示す。

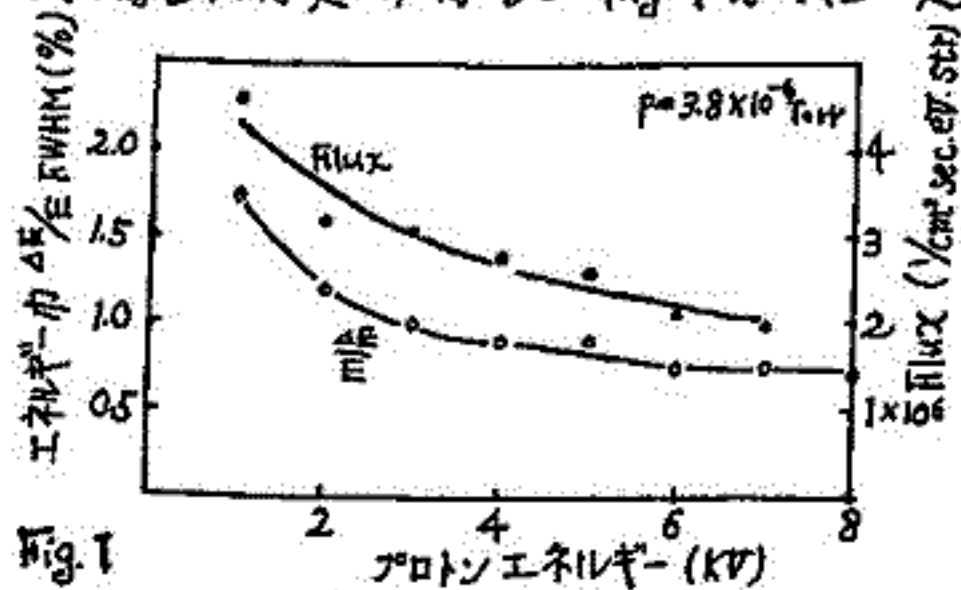


Fig. 1

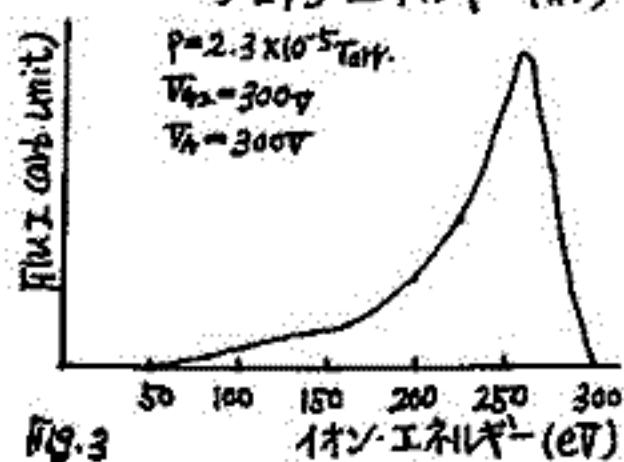


Fig. 3

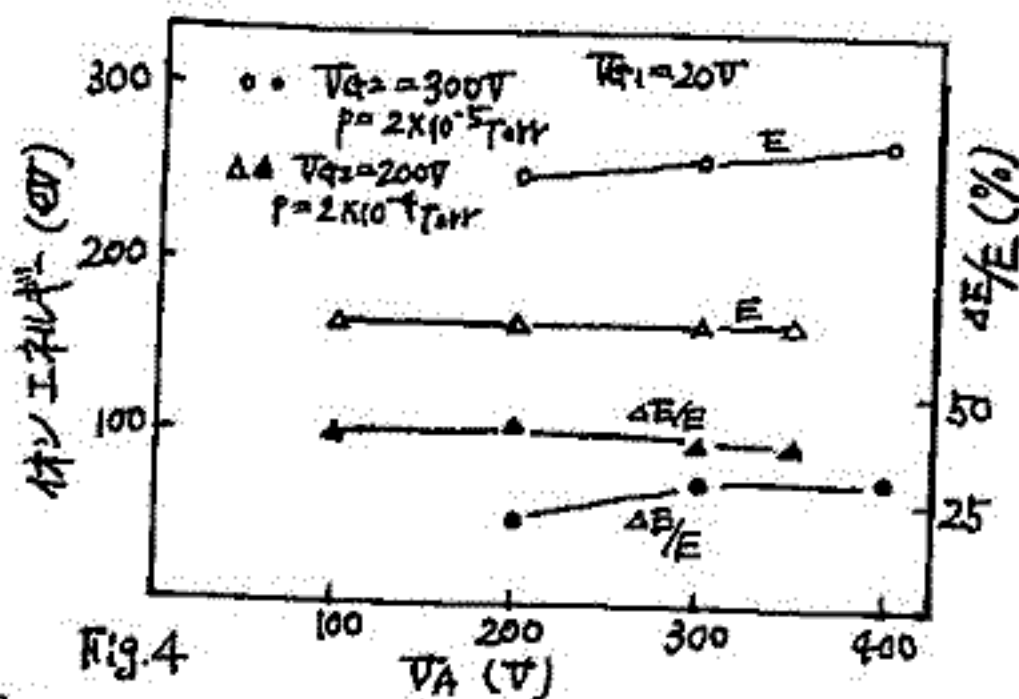
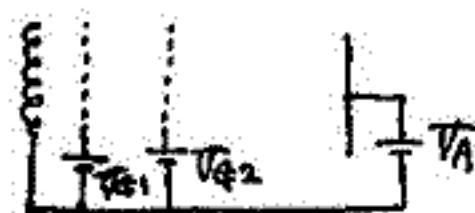


Fig. 4

# ミ=Q型質量分析計

伊藤富造 山田弘善 前田浩五郎 春野信義  
 東大宇宙研 電気試験所 電波研究所

従来ロケット、紅星搭載用中性分子組成分析計としては磁場偏向型、マスフィルター、オメガトロンの等が使用されているが、最近開発されたミ=Q型分析計はこれらのものより小型、軽量化が可能であり、しかも高感度、無指向性など搭載用機器として多くの利便が期待できるので試作研究を進めている。

ミ=Qの電極はFig.1 にその断面が示されているように 回転1葉双曲面と回転2葉双曲面の組合わせでできている。この電極間に高周波電界を印加するとイオンはMathieuの微分方程式に従うような運動をする。

$$\frac{d^2R}{dt^2} + (a - 2q \cos 2\xi)R = 0$$

$$a = \frac{8eU}{m r_0^2 \omega^2}$$

$$q = \frac{4eV}{m r_0^2 \omega^2}$$

$$2\xi = \omega t$$

この方程式の解はa, qの値により安定又は不安定となる。a, qの値を適当にとれば電極間空間内にあり特定のイオンを閉じ込めておくことが可能である。しかしこの検出は容易でなくそのまま試みられたのは共振法、パルス法であるが共に電子回路がかなり複雑になる。われわれはa=0とし高周波電圧の振動のみを導引し安定領域から不安定領域に移ったイオンをチャンネルロンで検出する方法を試み、Fig.2に示すようなスペクトラムを得た。この方法は回路的に簡単でありしかも分解能もよい。

今後 high mass range の分析、S/N の改善等を行なう予定である。

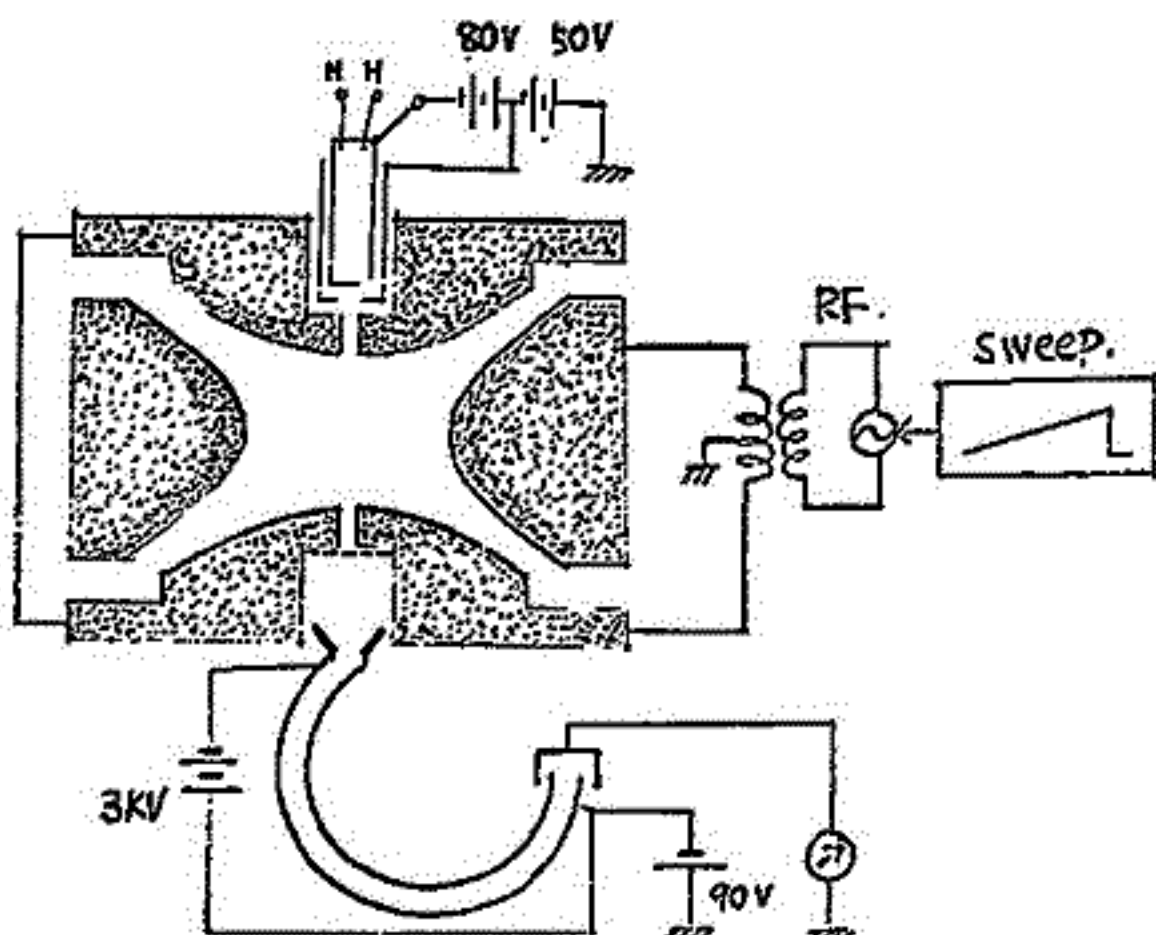


Fig. 1

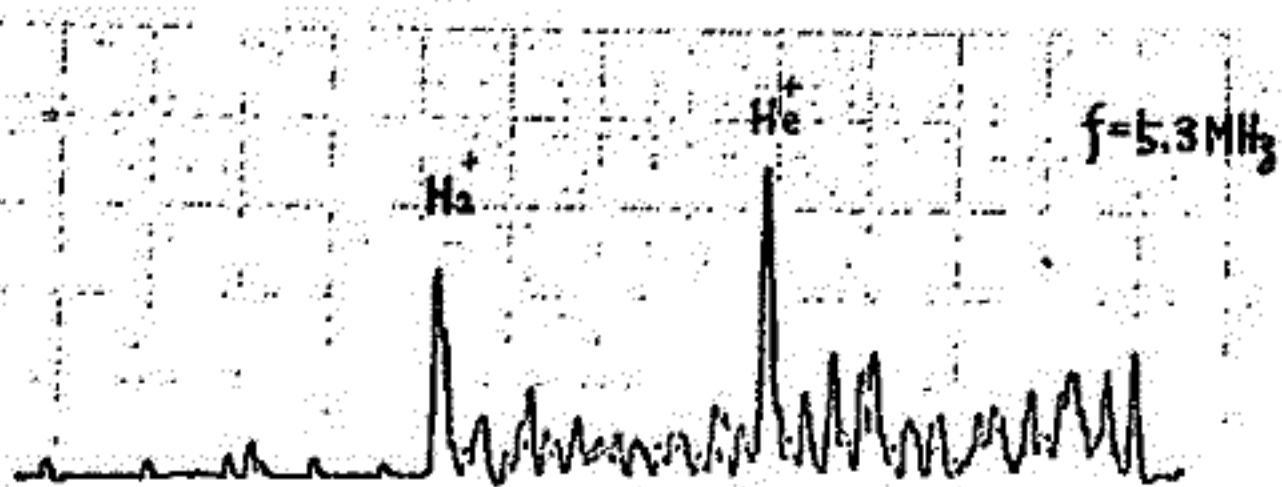


Fig. 2

# 中性大気組成測定用質量分析器

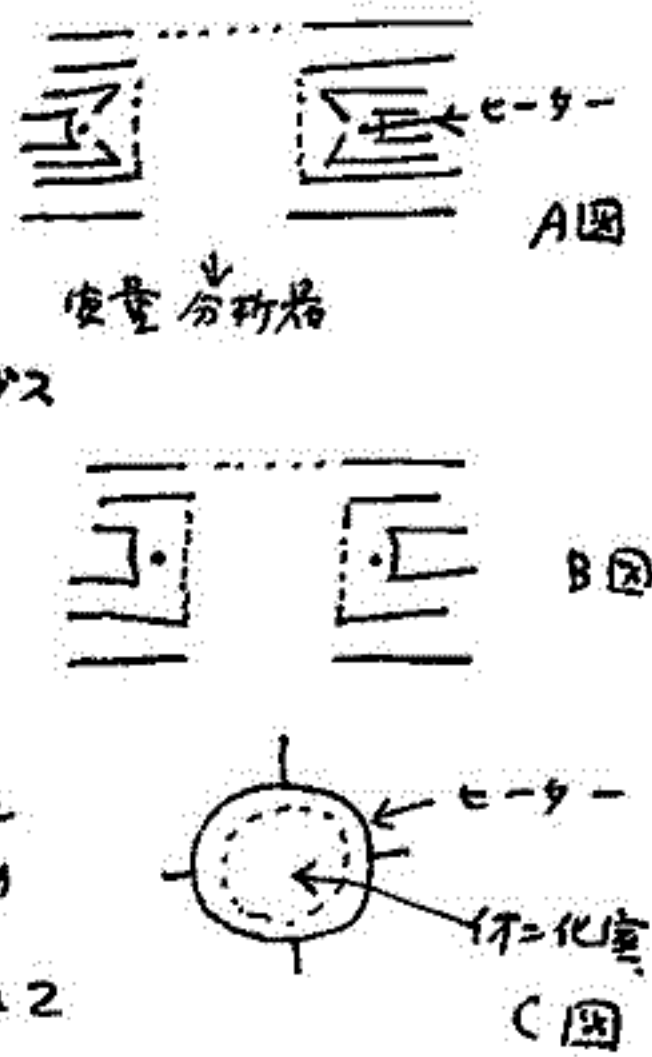
巻野信義 前田浩五郎 伊藤高造  
電研所 電研所 宇宙研

上層大気組成を測定するため、ロケット搭載実験可能な中性大気測定用質量分析器の開発を行った。

測定器として、イオン源に *Quadrupole* 型質量分析器を組合せたものを用いるが、質量分析器に用いるのは下層電離層のイオン組成の測定を行うための同一ものを用いる。中性大気組成の測定は、最も問題となるのは、イオン源の酸素原子に対する特性である。これについてはイオン源中の酸素原子の密度を厳密に他の組成と同程度にするには非常にむづかしく、その定量的な測定は不可能であるので、損失を正すに十分な構造を工夫することにより、既知量の酸素原子流を作ることに本眼を置き、これによる質量分析器出力特性について正確に校正する手法を採用することにした。既知量の酸素原子流を定量するには、既知密度のフニクの圧力変化と流量計の併用により差動真空装置中の高圧側の流量を正すと共に、低圧側は金属薄膜面への吸着による抵抗変化を測定することによりその正確さを高めることができた。

実験に用いたイオン源は、A図とB図の2種であるがA図の方は、イオン化される物質が高圧部から完全に切離される真空中の不安定な形であるが、イオン化の効率は下り、送電率というところの飛翔体用に対する条件に合致しない。B図のものによる実験では、十分なイオン化効率を得られた。A、B両型共に、イオン化室のフニクヒーターがとりかた、熱電子が有効に利用されるようになった。質量分析器については実験の結果では、カソードのエミツシヨニ電流  $50 \mu A$ 、真空中  $1 \times 10^{-5}$  Torr のとき、出力イオン電流として、残留ガス  $H_2O$ 、導入アルゴンガスがそれぞれ  $10^{-10} A$  程度、が得られた。従来の用いられていた地上用質量分析器用クロスビーム型イオン源では同一雰囲気中で、 $50 \mu A$  のエミツシヨニ電流のとき出力は、約  $10 \mu A$  であり、エミツシヨニ電流対出力イオン電流の効率では約100倍の感度を有することになった。イオン源本体の消費電力は現在約6~8Wattであるが、現在オクシゲンガス線のほかに、トリウムオクシゲンガス線の使用により電力は約半減できることが期待できる。

これらの実験結果の詳細と、酸素原子に対する校正装置について述べる。





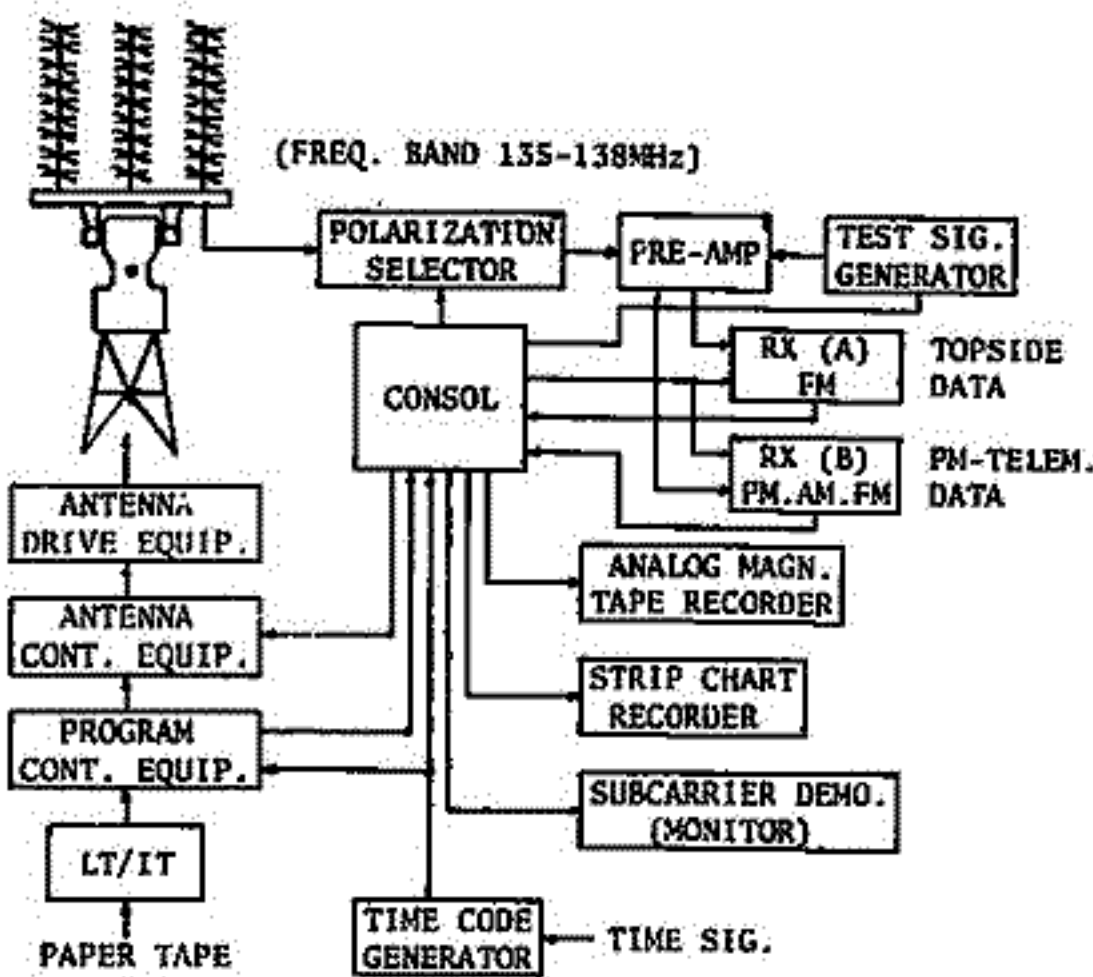
I. Alouette/ISIS 衛星の Data Acquisition System

梶川 実・竜宮寺 修  
電波研 鹿島支所

電波研究所では、ALOUETTE/ISIS 衛星からのテレメータ信号を鹿島支所において受信している。ここではその Data Acquisition System についてのべる。図は受信システムブロックを示す。ALOUETTE/ISIS 衛星のテレメータ信号は 136 MHz 帯 (ISIS は 400 MHz 帯も含む) で地上に送られてくる。表はその諸元である。

受信アンテナは、9素子直交八木アレ-8スタック、利得 20 dB、マウント形式 X-Y 型、電気油圧駆動方式、最大角速度 (X 軸、Y 軸共) 5°/sec、角加速度 5°/sec<sup>2</sup> である。追尾方式はプログラムトラッキング方式で、予報値により衛星を捕捉する。アンテナの受信偏波は、X (Y) 軸平行直線偏波および左 (右) 旋円偏波の 4 種類を選択できる。

このシステムでは、プログラム制御により通常のオペレーションを自動化している。制御項目は、偏波の選択、受信周波数の選択、受信機 AGC 修正、テープレコーダ駆動制御、ストリップチャートレコーダ駆動制御、アンテナ油圧電源 ON/OFF 制御、アンテナブレーキ ON/OFF の各項目である。この制御とトラッキングのための角度情報を電子計算機によりあらかじめ計算し、プログラムテープを作成しこれを読み込みオペレーションを実行する。受信されたテレメータデータは、計測用テープレコーダに記録され、電波研究所本所に送りそこでデータ処理をおこなう。



ALOUETTE/ISIS TELEMETRY SYSTEM OF RRL

	ALOUETTE-II	ISIS-I
Launch Date	29 Nov. 1965	30 Jan. 1969
Orbit Apogee	2982 km	3522 km
Perigee	502 km	574 km
Inclination	79.8 deg.	88.42 deg.
Period	121.4 min.	128.3 min.
Spin Rate	2.25 rpm.	2.939 rpm.
Telemetry		
TX No.1		
Freq. & Power	136.080MHz, 4 W	136.080MHz (BW=100kHz), 4 W
Modulation	FM Sounder	FM Sounder
Subcarrier modu.		PAM/FM SCO essential house-keeping & clock
FM/FM	(a) Langmuir probe	FM VLF
PAM/FM/FM	(b) S/C operation or freq. markers	
TX No.2		
Freq. & Power	136.590MHz, 1 W	TX No.3 (TX No.2 = 401.75MHz) 136.590MHz (BW=50kHz), 2 W
Subcarrier modu.		Modu. PCM/PM (Experimental data & housekeeping)
PAM/FM/FM	(a) 22kHz S/C operation	
	(b) 5.4kHz Particle counters	
	(c) 14.5kHz scintillation counters	
	(d) 3.9kHz cosmic noise	
Beacon (CW)		
Freq. & Power	136.980MHz, 100 mW	Beacon (CW) Freq. & Power 136.410MHz 100 mW



## II. Alouette/ISIS 衛星のデータ処理

西崎 良・永山 解 敬  
電波研

電波研究所では1966年8月以降Alouette-1, 2号の受信を続けており、更に本年1月からISIS-1号の受信テストが行われ、近い将来これの受信も本決まりになる見通しである。今回はこれまで重点的に観測を続けて来たAlouette-1号のデータ処理を中心に報告する。Alouette-2号の主要測定項目を下記する。

- 1, 上部電離層の観測 (Top side Ionogramsを得る)
- 2, 銀河系および太陽電波雑音の測定 (Cosmic Noise の観測と云われ、電離層観測受信機のAGC電圧、即ち0.12~14.5 MHzのバックグラウンドノイズの記録から太陽バーストおよび銀河雑音の変化を測定する。
- 3, 雷もしくはその他の可聴域の雑音によるホイスラーの観測 (VLF観測とも云われ50 Hz~30 KHz 通帯帯域のVLF受信機を搭載しており、73mのダイポールアンテナからローパスフィルターを介して、この受信機につながれ出力は電離層観測の信号と同じチャンネルに記録される。
- 4, エネルギー粒子の測定 (プロトン, エレクトロン, アルファ粒子の測定)

これらの情報は136 MHz帯の二つのテレメトリー送信機で地上に送られ、鹿島支所においてこれを受信し、鹿島の時刻信号発生装置からのその時の時刻信号を加えて、7チャンネルの磁気テープにそれぞれレコードされる。レコードされた磁気テープから研究所において、イオノグラムの再生、Cosmic Noiseデータの作成、ハウスキーピングデータと呼ばれる多重信号の解読が行われる。

トップサイドイオノグラムの作成はサウンダーのビデオ信号からフレーム同期信号、ライン同期信号を検出して、フレーム同期によって1コマ毎のデータの区切りをつけ、又定められた個所に時刻信号を打ち出す。ライン同期信号は一本毎の走査線を発生させ、又高度目盛を発生するためのもので毎秒30本の走査線で、1コマのイオノグラムは約32秒、即ち960本の走査線で出来上がっている。周波数目盛は通常22 KHzのサブキャリアで送られて来るが、時としてビデオ信号と合成されて送られて来ることもある。その周波数は0.2, 0.5, 0.55, 0.9, 1.25, 1.5, 1.6, 2.0 MHz, 2.5 MHz以上は13.5 MHzまで1 MHzおきに入っており、その外に7 MHzの目盛が入っている。周波数スイープレートは、2 MHz以下は300 KHz/s, 2 MHz以上では1 MHz/sである。フィルムデータを作成するとき時刻信号も同時に復調し、1秒信号、5秒信号と1コマ毎に15個の数字が記録される。恒星番号、地上局番号、年、日(Number day)、時、分、秒の順で日(Number day)が3桁の外はすべて2桁の数字で表示されている。

トップサイドイオノグラムの整理方法として現在二つの方法、プラズマレゾナンス読み取り法と、N(h)プロファイル法が行われており、前者はイオノグラムから恒星高度における電子密度を直接求めるもので、 $fN$  を求めることにより電子密度  $N_e = 1.24 \times 10^4 fN^2$  (MHz)/cc で簡単に求めることが出来る。後者はZ, O, X, のエコー・トレースを読み取り、電子計算機で計算することにより、恒星高度からF層最大電子密度の高さまでの各高さにおける電子密度を求めるもので1966年10月から12月までの分は既に印刷出版され、1967年の分も本年度中に出版の予定である。この外多重信号として送られて来るSolar aspect sensor, Magneto meterからは恒星の姿勢計算が(情報処理部、奥田氏ほかにより)報告されており、又Cosmic Noiseの記録から、(電波部、羽倉氏ほかにより)いくつかのSolar burstが報告されている。今後パーテクルデータ、VLFデータの解析も進めたい。

## 電波研の ISIS プロジェクト

## III. Alouette データの解析

松浦 延夫・北条 尚志・犬木 久夫  
電波研

電波研究所における ISIS (International Satellites for Ionospheric Studies) 活動は、1965年  
の ISIS Working Group への参加に始まり、1966年8月以降鹿児島支所へ Alouette I および II  
のデータを受信し、さらに同年10月より ISIS-I のデータ受信もはじめることになっている。

電波研究所におけるデータの解析は主に Alouette II について行ってきた。その解析内容を  
大別すると、(1) 上部電離層における電子密度分布 と (2) 上部電離層における電波現象  
という二つになる。これらの解析結果について報告する。

## (1) 上部電離層における電子密度分布

トップサイド・サウンダーデータから電子密度分布を求めたものに二つの方法を用  
いてきた。一つは、イオノグラムからプラズマ・レゾナンス周波数から衛星位置から電子密  
度を求め、統計処理によって上部電離層の平均的な電子密度分布を知ることにできた。ま  
う一つは、 $N(h)$  解析によって衛星と F2 レイの間の電子密度分布を求めた方法で、 $N(h)$   
解析のシステムは昨年よりスタートした。

## (1-a) プラズマ・レゾナンス周波数から求めた電子密度分布

プラズマ・レゾナンス周波数から電子密度分布を求めた方法は比較的簡単で、 $N(h)$  解  
析がや、難しくなる高高度について有効である。1966年10月から1968年9月までの2年  
間のデータを用いて、夏季および冬季の半年毎に上部電離層の電子密度分布を求めた。そ  
の結果によると、赤道地磁気緯度  $55^\circ$  附近と遠くにして上部電離層の構造が大きく異なっ  
ている。赤道地磁気緯度では電子密度は可成り低くならず、特に冬季の12月、1月、2月の期間に  
は、赤道地磁気緯度  $65^\circ \sim 70^\circ$  附近で電子密度が  $10 \sim 100 \text{ elec/cm}^3$  程度に低くつづいた領域  
がみられる。

(1-b)  $N(h)$  解析から求めた電子密度分布

1966年10~12月の3ヶ月間の Alouette II のデータから  $N(h)$  プロファイルを求めたデー  
タ出版を行った。トップサイドの  $N(h)$  解析には若干の問題が残っており、人工衛星の高  
くになると、 $N(h)$  解析の収斂が悪くなるが、エコー・トレースが不明瞭、検出できず、  
得られる  $N(h)$  プロファイルの幅広さや歪みになる。電波研では、イオノグラムから O, X, Z の  
各モードのトレースを用いて相互に予備がわりかたを調べた方法をとっている。 $N(h)$   
解析の方法を改良すべく努力している。

## (2) 上部電離層における電波現象

トップサイド・イオノグラムから“フォトン・サイクロトロン・エコー”が観測され  
たが、これは電子とフォトンの両者が関係したプラズマ・エコー現象と考えられるが、そ  
の機構についてはまだ明らかでない。

イオノグラムに現れる ducted echoes の研究や Ray Tracing にあつた echoes の研究  
等も進められている。

一方サウンダーからの AGC 電圧を用いた Cosmic radio noise のデータ解析も行われ  
ている。

丸橋 克英  
電波研究所

下層から上昇してくるH粒子が電離層において、 $H + O^+ \rightarrow H^+ + O$  の反応を通して  $H^+$  になり、磁力線に沿って磁気圏尾部へ逃げ出す過程について検討した。 $H^+$  の流れを記述する基礎方程式は

$$\left\{ \begin{array}{ll} m_1 n_1 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} (n_1 kT) + m_1 n_1 g_s = R_1 + n_1 e E_s & : H^+ \text{運動方程式} \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_2 kT) + m_2 n_2 g_s = R_2 + n_2 e E_s & : O^+ \text{ } \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_e kT) = -n_e e E_s & : \text{電子} \\ \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (n_1 v_1 A) = g_1 - l_1 & : H^+ \text{連続方程式} \end{array} \right.$$

とし、定常状態を扱う。

この方程式を解くのに必要な3つの境界条件は、(i) 下層での  $O^+$  の密度 (ii) 下層での  $H^+$  の密度 ( $H + O^+ \rightleftharpoons H^+ + O$  の平衡状態で与える。) (iii) 遠方での  $H^+$  の流速であり、(iii) は、遠方での  $H^+$  の密度を与えることに対応する。これによって、supersonic, subsonic の2通りの解が得られる。ここで得た解を検討し、 $H^+$  の運動に対して、次の様な点を明らかにした。

- (1) 磁気圏尾部への  $H^+$  の流れは、supersonic になる。
- (2) 下層での  $H^+$  の運動は、本質的には拡散現象である。
- (3) 定常状態になるのに要する時間は、主として、下層で拡散平衡が達成される時間によって決定される。
- (4) F領域の電子密度増加によって、(i)  $H^+$  の Escape Flux 増加 (ii) イオン組成中の  $H^+$  の割合の増加が期待される。

最後に、上記の扱いは、完全に連続体としてのものであり、これがどこまでゆるされるかは、大きな問題であるが、この段階までの問題点として、

- (1)  $O^+$  の運動を無視してよいか。
- (2) 下層での  $H^+$  の速度に何らかの制限をつけるべきではないか。

等があげられる。しかし、これらの影響は、結果を本質的に変えるものではないことが、予想される。

村田 宏 雄 岐阜大・工

電離層領域,特にE層附近における大気潮げ振動の伝播に於て摩擦は主に中性粒子同志の間に於て粘性・熱伝導によるものと,荷電粒子と中性粒子との相互作用によるアンペア力  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$  とに分けられる。アンペア力によるものは電離層ダイナモ理論と密接に関係するものであつてコリオリ力が無視できるところではほぼ解決されてゐる。すなわち,この場合の大気振動は正の固有値を持つ故に高さ方向へ伝播するモードであり,それが電磁気的な意味に於て一日程度の固有周期を持つ電離層では吸収されたり反射がおこなわれる。アンペア力によつて大気の運動が減衰を受けると同時に大気の運動に回転を与へ,その周期が振動の周期と一致するところで共振が起り強力な波のエネルギーの吸収がある。荷電粒子の運動が衝突を通して中性粒子に伝へる現象である。

一方 粘性・熱伝導の効果はこれもコリオリ力が無視できるところでは,昨年秋の序文でも述べたように重力波として一般に取り扱つた。今回は大気潮げ振動に限つて熱伝導のおよぼす効果に於てもう少し詳しく調べてみた結果に於て報告する。数学的にはコリオリ力を考慮したままで熱伝導の効果を検討することが可能である。すなわち大気振動の水平構造は Hough Function で与へられ,垂直構造のみに熱伝導の効果が入つた形をなしてゐる。この場合熱伝導波のモードが新たに加へるのである。粘性の効果はコリオリ力を考慮した形で数学的に展開することが困難である。それは水平面上の各方向への粘性の影響がコリオリ力を通して互に他方向に作用することになり,摩擦のない場合の振動の水平構造を變形することになり Hough Function で与へられぬ。この意味で大気潮げ振動におよぼす粘性の効果と熱伝導の効果は異なる。



加藤 進  
京都大学 工学部

(1) Irregularity の運動

Ionization, Irregularity の動きから電場や風を推定する方法は、流星レーダー、人工電離雲実験の基礎になっている。この Irregularity の動きに関する従来の理論の discrete モデルは余りにも unrealistic であるので、中心から外に向ってガウス分布を有する continuous モデルを用いて従来の理論の修正をした。その結果、修正はきわめてわずかであり、実際には従来の discrete モデルでよい事がわかった。

(2) 電場・風

地磁気  $S_q$  変化から求めた風は、主として diurnal tide の first negative mode である事を著者は発見したが、最近の Jarpley と Stenning の研究によってこれが確かめられた。では風の観測の現状はどうか。著者はフランスの Spizzichino の流星レーダーの最近の観測結果を紹介したい。更に negative mode が大きくなっている事は注目すべきことである。更に positive mode については上下に伝播するものが発見されており、これは meteor height 以上に反射層がある事を示している。この事は tidal theory の発展に多大な information である。しかし以上の観測も信頼性についてはまだ疑問も多い。その最大の理由は、一處での測定結果という事である。現在、アメリカ、ヨーロッパには各々長年の観測史があるが、これ等が皆、Spizzichino と同様な結果を示しても信頼性はあまり高くはなれない。何故なら、アジア地域のデータが欠けているに因りてある事は簡単な考察から明らかである。日本での流星レーダーの観測が望ましいと IUCSTP で報告されている事ゆえんである。

## 電離層の大気潮汐振動による鉛直電流の効果

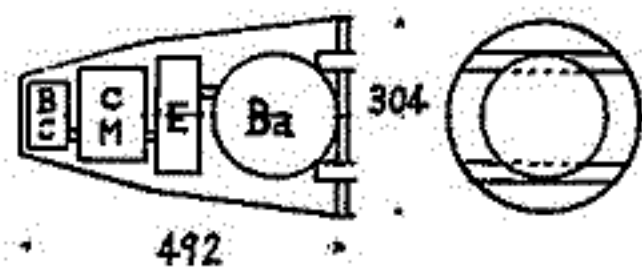
藤原玄夫  
九大・理

電離層内の大気潮汐振動、電離層の電気伝導度は高さと共に顕著な変化を示すため、鉛直方向にもポテンシャル差を生じて、定常電流を流す。(N. Fukushima 1968) 電離層はその厚さが小さいから、鉛直電流は水平電流と比較すれば小さいが、水平電流の発散を0とすることはできない。(A.C. Cook and A.T. Price 1969) 従って大気潮汐振動による、水平方向の電離層電流、静電場の分布も、従来の電離層ダイナモ理論では無視していた鉛直電流を考慮することによってその様相を変える。南北両半球の磁気共役点間にポテンシャル差があれば、これによる磁気圏電流も加わることになるが、ここでは両半球間のポテンシャル差がなりとすまでも大気潮汐、伝導度の高度変化によって鉛直方向にも定常電流が流れることを想定して、従来の2次元の取り扱ひを簡単な3次元モデルに拡張し、前回に引き続き、特に電気伝導度の高度変化による鉛直電流とその効果について考察し、計算した結果を報告する。

# L-4S による発光雲実験

中村純二\* 石谷 久\*\* 大林辰蔵\*\*  
 \*東大教養 \*\*東大宇宙研

L-4S-5号機により人工衛星「おおすみ」が打上げられたが、この型の衛星は図1に示すように重量が厳しく制限される上、電池の寿命も短かく、観測を行なおうとしても、テレメーターに重量の半分を食われ、極めて能率が悪い。そこでテレメーターを必要としないバリウム弾による発光雲実験を行なうことを提案する。これによればその時刻の人工衛星の位置と高度を、100~200mの精度で正確に決めることも可能である。



L-4S-n		L-4S-5	
	kg		kg
ビーコンBC (136MC)	0.20	TM (テレメータービーコン)	4.91
コマンド受信機CM	1.80	MX (特殊速度計)	0.38
バッテリー-E (YAI)	0.30	TX (温度計)	1.12
同上ケース	0.40	TMアンテナ	0.12
アンテナ	1.00	ビーコンアンテナ	0.75
ビスナット	0.30	その他	0.11
Ba弾	薬(Ba,CuO等)	構造	1.50
	管体		
	水銀電池		
構造	1.50	計	8.89
計	8.89		

図1

nominalなL-4S-nとして、L-4S-5と大きさ重量の全く等しい図1のような4段目を方位角95°で水平に発射した場合を想定すると、発射後2時間5分20秒で地球を一周し、高度547kmの図2のA点に達する。このとき直距離836kmの内之浦からコマンドによりBa弾を点火すれば、図2の太線の円内にある各点からは、仰角30°以上でBaイオン発光雲とCs中性発光雲を観測することができる。

内之浦などの発光雲観測点の他、名瀬・那覇・宮古島・南大東島などの測候所にファインダーつき35mmカメラを設置し、これら測候所ではJ.J.Y.により1秒以内の精度であわせた時計にしたがい、

又分0秒より5秒まで、15秒より20秒までなどの1分間4駒撮影を繰返せば、十分観測結果を解析することができる。大気の状態が良好ならば、九州全域及び四国から、肉眼で発光雲を認めることもできるはずである。

L-4S-nの周期には数分の不確定さが予想されるが、宮古島で太陽高度が-9°になる時刻の2時間5分前にロケットを発射すれば、この時刻にはすべての観測点が観測可能な薄明状態におかれ、且A点での日照下限は高度200kmとなるので、人工雲は十分に輝く。万一「おおすみ」のように発射後2時間35分を要して高度361kmのB点に達した場合でも、B点の日照下

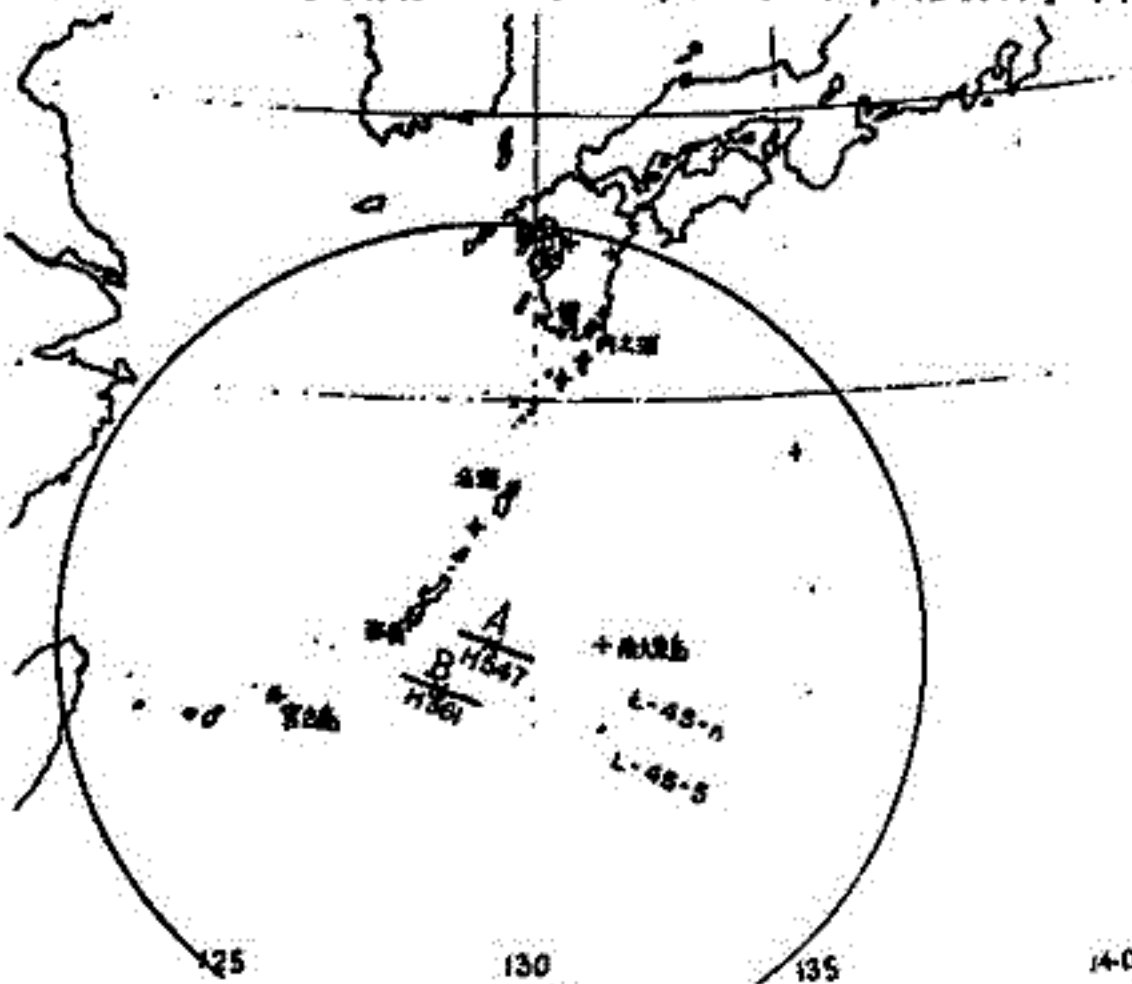


図2

限は約350kmであるから発光可能であり、またその際の仰角30°以上の観測地帯は、図2の細い円で表わされるが、内之浦からのコマンド指令や発光雲の観測は十分可能であって、他緯度における大気力学の観測を行なうことができる。

REEXAMINATION OF THE MAGNETOIONIC ELECTRICAL CONDUCTIVITY OR MOBILITY

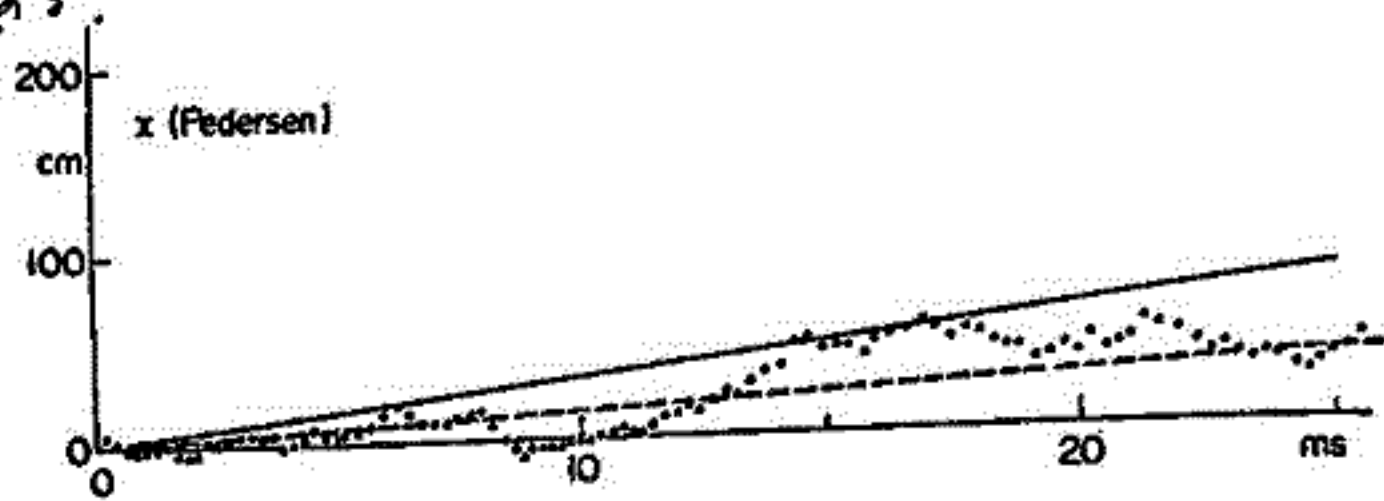
深尾昌一郎・津田孝夫  
京都大学工学部

Sen and Wyller [1960]は、弱電離磁化プラズマ中で、電子対中性粒子衝突周波数が速度依存性を持つ場合の Appleton - Haree の公式について議論をした。一方、先に、我々は最近よく電磁場が透過した弱電離プラズマについて論じ、荷電粒子が電場によつて加速・減速を交互に受けた効果か荷電粒子から見た中性粒子の衝突断面積の変化によつて現われ、ペダーセン移動度が従来 Chapman - Cowling の式で与えられるよりも大きく与えられる場合があることを示した [Tsuda et al., 1969]。この効果 (Gyromagnetic effect) は荷電粒子の旋回軌道上での加速・減速に起因するものであり、上式の Boltzman eq. から得られる解に包含される。その理由は、後述の Sen and Wyller と Schweitzer and Mitcher [1967] 等によつて得られた Boltzman - Enskog 型の解では、collision-dominant の平衡状態の解から出発するに、荷電粒子の軌道に及ぼす情報は消えてしまうことによる。

図1, 2はペダーセン方向の電子の時間的変化を示すものであり、その傾きが、ペダーセン移動度を与える。電場はxの負方向、磁場はzの正方向に印加されている。実線は Boltzman eq. から得られた値を、破線は粒子の旋回をも考慮した計算機シミュレーションから得られた値を示すが両者の差は、Boltzman eq. の解に、粒子の旋回軌道に及ぼす情報が含まれていないことを示すものである。

parameter

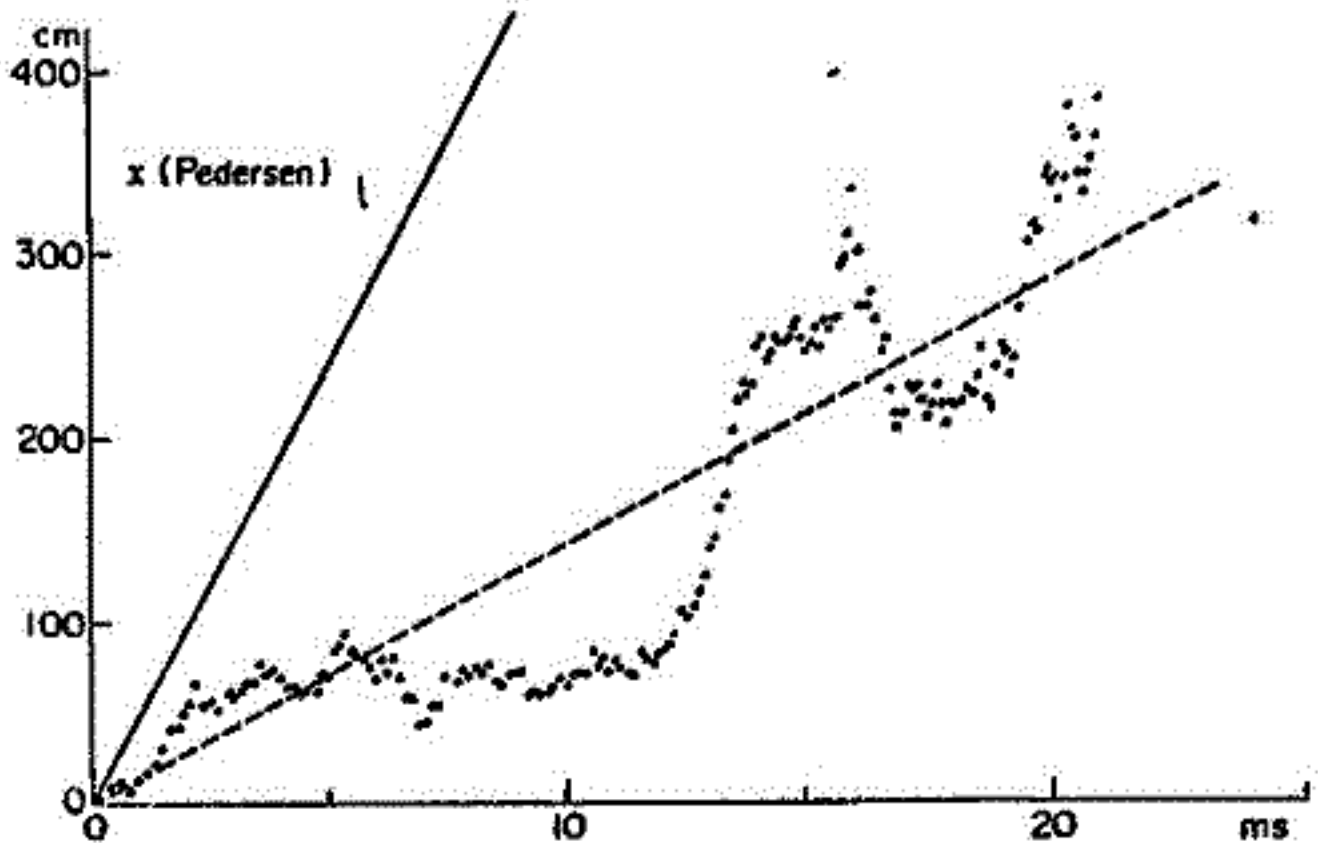
Figure	$\frac{V_0}{v_{te}} \frac{dn}{dv}$
1	1.28
2	0.12



references

Sen, H. K., and A. A. Wyller,  
J. Geophys. Res. 65, 1960.

Tsuda, T., S. Fukao, and  
K.-I. Maeda, J. Appl.  
Phys. 40, 1969.



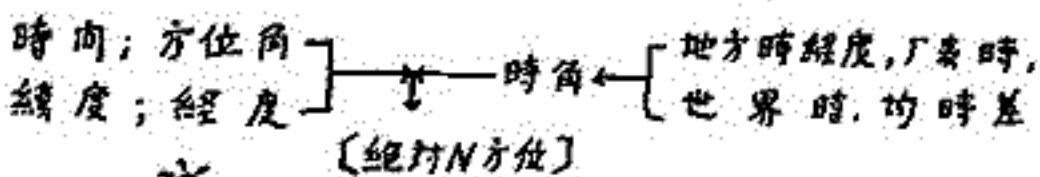


# 岩石磁気用の方位絶対測定, 及び 磁化測定用スピナー回路の改良

東京大学理学部 河野 長, 木下 肇

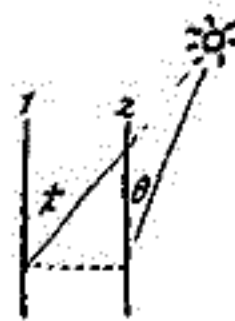
## 1. ポトラル (方位測定)

本機は野外調査時の方位決定及び簡易測地の目的で作られた小型トランシットを多少改良して、古地磁気学的な作業にも使えるようにしたものである。野外で方位づけの為に測るべき量としては、時間(地方時, 実用上±30秒で充分), ドリルコアの定真に対する太陽の方位角(傾角不要)及びコア中心軸の鉛直からの偏角である。前二者から地方時・緯度経度及び時間軸の日々の歪などを(教表により)補正して, コアの定真と, 地理的北との向の角度を求めることが出来る。従って観測された方位が, 地磁気異常等の影響を受けない利点がある反面, 太陽がない時には使えない等が難点である。これを補う目的でポトラルは単純なコンパスとしても使用でき, 精度を奪わず, 早く知る時にはクリノメーター代りにもなる。ポトラル自身の測定精度は±0.05°, 3分時間以内で1分秒まで行くが, ドリルコアとポトラル脚台の遊びを考慮して, 角度で±1°, 時間に1分±30秒までで充分であろう。実際の場合下の如く右枠内の各量は教表により与えられる。



リ, 左枠内の諸量を観測すればよい。角中を0°とし, 西方向を正方位に与えた場合, 才正時角, δ正視赤緯, B正緯度として次の式で与えられる。

$$\text{真方位} = \cot^{-1} \{ \cot \delta \sin B - \operatorname{cosec} \delta \cos B \cdot \tan \tau \} - \text{観測経}$$



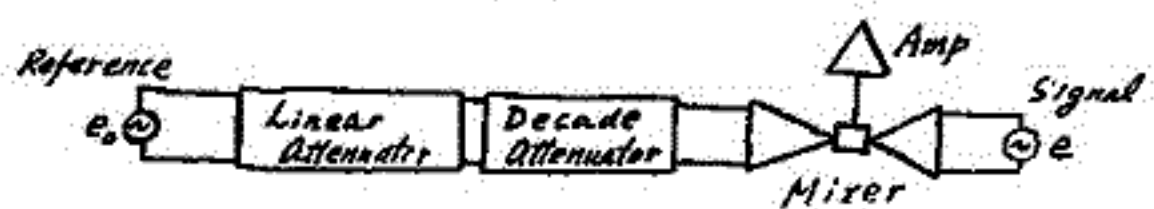
- 1: 地方時標準子午線
- 2: 観測点 θ: 観測方位 (この概念図)

## 2. スピナー

著者等はスピナー回路を用いて磁化の絶対値を決める場合, すべてのシグナルを増中する以前にその値を定める, USGS型の種々の意味で有利であると判断してその作製を進めて来た。この回路は増中器の感度の中らぎに左右される利点があるが, 前段階での比較回路の設計はかなり面倒であり, 市販のユニットを組み合わせただけでは構成できない。この回線子回路の改良は少なくとも最近のUSGS型のスピナーでは克服されているが, 我々はその改良を進め, 設計を改めて来たが, ほぼ最終結論に達したと思われるのでその問題点と改良点を述べてみたい。我々の考えは, 極く一般的に Impedance の整合と, 見かけの Impedance の考えから従って回路を接続したもので別段新方式ではない。



シグナル及びスタニガードコイルは出力のみを重視に置いて内部抵抗は二の次にした為に回路は一見複雑になるが, 本質的には左下のダイオグラムに従ったものである。





# 降下火山灰の帯磁機構

青木 聖  
東大 理

火山灰堆積物を用いたの古地磁気学は、現在までいくつも行われてきているが、これらの多くは水中堆積物と見られており、残留磁化の起源は、堆積残留磁化であると見られる。一方陸上の火山灰堆積物については、行方らによって伊豆大島の火山灰を用いて地球磁場の偏角、伏角の永年変化を求める試みが行われてきた。しかし一般に、火山灰は帯磁機構がはっきりしなかったため、帯磁年代等に不確定性が残り、古地磁気学の普通の試料である熔岩程、重要視されてこなかったのが実状である。火山灰の帯磁機構、帯磁年代及び安定性が確認されるならば、噴出頻度が熔岩に比べ高い火山灰を古地磁気学のデータとして利用できることにより、比較的短周期の磁場変動が求められる可能性が大きい。特に火山灰の保存の状態のよい比較的若い年代については、その意義が大きいであろう。ここでは降下後の移動を考えた一次堆積物に当たり、伊豆大島に於いて一般に認められる火山灰について調べた。

火山灰の磁的性質は以下の通りである。

- i) 一律に帯磁し、磁化方向は磁場に平行である。
- ii) 自然残留磁化は  $10^{-4}$  emu/g のオーダーであり熱残留磁化の数%である(磁場一定)
- iii) 磁化の安定性は熔岩(TRM体系)に準ずる。(交流消磁、熱消磁、低温消磁)
- iv) 残留磁化は堆積後獲得された。
- v) 堆積時の温度は  $300^{\circ}\text{C}$  以下である。一方 NRM は  $300^{\circ}\text{C}$  では完全に消磁される。
- vi) NRM は自然残留磁化の約 20% (数百年前噴出物の場合)
- vii) 帯磁性鉱物は、熔岩の場合よりも酸化されている。

以上のすべてを説明しうるものとしては、火山灰の堆積後の降雨等による、水の影響が考えられる。(但し i) については除く)。この場合火山灰に対する水の相対的運動が重要になり、いわゆる“しみこみ”によって帯磁が起こる。しみこみによる帯磁の様子には、

1) 強度は、同じ火山灰の NRM にほとんど等しい。

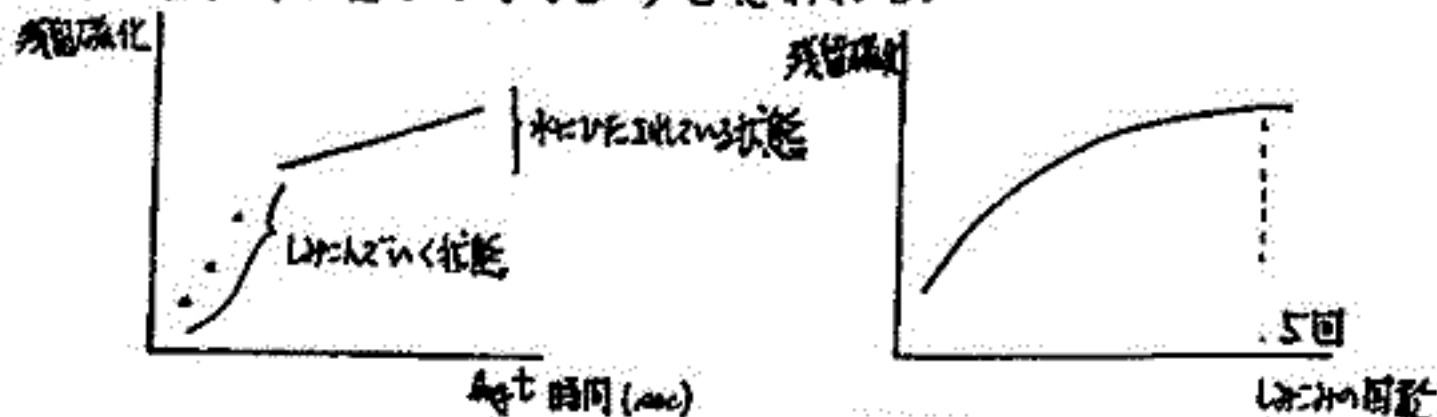
2) 数回のしみこみで、磁化強度は飽和する

という性質をもつが、(下図) また

3) 磁場方向に比べ、伏角が残る。

という結果も得られた。

自然界に於いて、水の影響は受けられないものもあり、その結果として“しみこみ”による磁化獲得は、かなりの大きさになると思われる。i) と iii) の相違は、今後解明されなければならぬが、すべての磁化が水のしみこみによる場合、実験と比較して、帯磁は、降灰後数年以内で完了してしまうと思われる。



堂面春雄

山口大学教育学部物理学教室

前回までに(68年5月, 69年10月), 山口県中南部全域および北九州地区の一部に分布する第四紀火山灰層の磁化方位について主に報告してきたが, 今回はこれらの磁化の担い手としての含有強磁性鉄物について行っている 熱磁気分析・X線解析 の結果の一部を報告する。

これらの強磁性物質は, 主として, ケタノ・マグネタイト・シリーズのものと考えられるが, これらに化学消磁の手法を応用して, 熱磁気曲線と対照しながら, 物質を固定する。

すなわち, conc HCl に浸す時間をしだいにまして行き, 熱磁気曲線にみられる, いくつかの Curie点 の存在を示すクニックを明瞭にして, 次々におさえていく試みである。

永田 武 · B. J. CARLETON  
 東京大学(理) · ピッツバーグ大学(理)

アポロ11号の採集した月岩石試料3種類について、それ等の残留磁気とその安定性を測定した。試料は(1)結晶質火成岩(NASA番号#10024.22)、(2)強凝固角礫岩(#10085.13)、(3)弱凝固角礫岩(#10021.32)の3種類である。既に報告されている如く、これらの月岩石試料中には、重量比にして12~16%のFeをふくんでいるが、その大部分は $Fe^{2+}$ の形で、常磁性又は反強磁性の鉱物を形成して、月岩石試料の強磁性は金属鉄微粒(Ni及びCoの少量を含む)に由来している。

金属鉄の含有量重量比は、火成岩中には約0.1%、角礫岩及び細砂中には0.5~1.0%の程度である。金属鉄粒には極めて微粒のものも含まれて居り、特に細砂及び弱凝固角礫岩中には $100^{\circ}C$ 以上にて、ほとんど完全な超常磁性の性質を示すものがある。従って、常温においては無視出来ない大きさの磁気粘性を示すものがある。

この研究に於いては、3種の試料について、磁気粘性を先づ調べ、粘性残留磁気を除いたと考えられる安定残留磁気を測定し、更に安定残留磁気の交流消磁に対する安定性を調べた。地球磁場内における粘性残留磁気( $\Delta I_r$ )の安定自然残留磁気( $I_0$ )に対する比、 $\Delta I_r/I_0$ ；交流消磁によつて自然残留磁気方向が( $\pm 5^{\circ}$ )の範囲のちらぼりより大きく外れ始める磁場と定義した交流消磁臨界磁場( $\bar{H}^*$ )、及び交流消磁により自然残留磁気強度が初期値の $1/e$ になる磁場と定義した交流消磁有効磁場( $\bar{H}_0$ )を用いて自然残留磁気の信頼度及び安定度の目安とする。測定結果は次の如くである。

	火成岩 (10024.22)	強角礫岩 (10085.13)	弱角礫岩 (10021.32)	単位
$I_0$	$8.9 \times 10^{-6}$	$1.53 \times 10^{-4}$	$1.5 \times 10^{-5}$	emu/g
$\Delta I_r/I_0$	0.093	0.22	8.3	
$\bar{H}^*$	~30	>500	~40	Oersteds
$\bar{H}_0$	27	~800	35	Oersteds
初帯磁率( $\chi_0$ )	$2.6 \times 10^{-4}$	$4.3 \times 10^{-3}$	$8.6 \times 10^{-3}$	emu/g
飽和磁気	0.155	0.44	0.74	emu/g

試料 10085.13の自然残留磁気は強度が強く、又きわめて安定である。この様に安定な残留磁気の発生機構について、種々の見地から可能性を論じてみたい。然し試料10021.32のように粘性磁気が著しく大きい角礫岩の残留磁気については、地球到着後の地球磁場の影響が完全に消されているかどうか疑が残ると思われる。

# アポロ11号月岩石の磁氣的性質と 含有磁性鉱物

永田 武 · R. M. FISHER  
東京大学(理) U. S. スクール中央研究所

すでに報告した如く(永田, その他, SCIENCE, 167, 703-704, 1970), アポロ11号採集の月岩石試料中, 結晶質火成岩と細砂は重量比12~16%のFeを含んでいるが, その大部分は PYROXENE (常磁性), 純粋な Fe-PYROXENE (FERROSILITE, 反強磁性), ILMENITE (反強磁性), TROILITE (反強磁性) 等の中の  $Fe^{2+}$  であって, 残りは金属鉄粒となっている。この論文に於いては, (1)結晶質火成岩(#10021-32), (2)強凝固角礫岩(10085-13), (3)弱凝固角礫岩(10021-32)及び(4)細砂(10084-89)の4種類の試料について, 磁氣的諸性質とその造岩磁性鉱物に対する関係についてさらに詳しく実験し結果を報告する。測定は磁気諸量の測定のみでなく, 高圧電子顕微鏡, X線マイクロアナライザー, Xスプアー効果測定装置等を用いて, 微粒の磁性鉱物の組成をも出来る限りくわしく調べた。

- (i) Mössbauer 分析によると, 月岩石のFeは, PYROXENE, ILMENITEの鋭い RESONANCE PEAKの他に, 少量のFe, FeS 及び OLIVINE の PEAKが検出出来る。Fe<sup>3+</sup>はFe<sup>2+</sup>に比べて無視出来る程度に少い。
- (ii) X線マイクロアナライザーによつて, 月火成岩中の金属鉄の多くはFeSから晶出していること, およびその金属鉄はCo & Niの少量を含んだ合金であることが判る。
- (iii) 磁化-温度曲線から, 火成岩は FERROSILITE 及 ILMENITE の反強磁性ネール点を示すが, 細砂には, FERROSILITEのネール点は見出せない。X線マイクロアナライザー(分解能約1 $\mu$ )では FERROSILITE の单相を火成岩中に見出せないが800KVの透過電子顕微鏡写真によれば, PYROXENE結晶の周縁部において約500Åぐらいの縞状構造が見られFeSiO<sub>3</sub>と(Mg, Ca)SiO<sub>3</sub>とが交互に縞状構造を形成していると考えられる。
- (iv) 火成岩以外の3試料については, 磁気履歴曲線をかなり正確に測定することが出来た。常温において, 4試料とも磁化曲線は強磁性成分と常磁性成分(反強磁性成分をもふくむ)との重なりである。
- (v) 4種類試料の磁氣的性質は次表の如くである。

	火成岩 (10024-22)	強角礫岩 (10085-13)	弱角礫岩 (10021-32)	細砂 10084-89	単位
初帯磁率	$2.6 \times 10^{-4}$	$4.3 \times 10^{-3}$	$8.6 \times 10^{-3}$	$8.8 \times 10^{-3}$	emu/g
常磁性帯磁率	$3.4 \times 10^{-5}$	$4.4 \times 10^{-5}$	$2.7 \times 10^{-4}$	$3.5 \times 10^{-5}$	emu/g
飽和磁化	0.155	0.44	0.74	1.17	emu/g
飽和残留磁化	$1.5 \times 10^{-3}$	$6.7 \times 10^{-2}$	$5.0 \times 10^{-2}$	$8.4 \times 10^{-2}$	emu/g
抗磁率	~	125	19	36	Oersteds
残留抗磁率	~	670	~	460	Oersteds



INTRINSIC AND STRUCTURE-SENSITIVE FERROMAGNETISM IN  
FINE-PARTICLE HEMATITES AND SOME RED SEDIMENTS

D. J. Dunlop

University of Tokyo (now at University of Toronto)

Magnetization curves of a synthetic fine-grained ( $0.2-0.7 \mu$ ) hematite measured between  $-196$  and  $710^{\circ}\text{C}$  showed hysteresis only in the spin-canting range,  $-20$  to  $680^{\circ}\text{C}$ . In contrast to single-crystal results (Smith and Fuller, 1967), the spin-canted ferromagnetism of these fine grains was very hard, with coercivities extending up to 20 KOe at least. The sample had been preannealed several hours above  $900^{\circ}\text{C}$ ; the absence of isotropic or "defect" ferromagnetism below  $-20^{\circ}\text{C}$  could therefore be a result of the relaxation of internal stress during annealing.

Annealing experiments support this interpretation. Hysteresis and isothermal remanence curves of 7 synthetic powders (including the original material) having average grain sizes ranging from  $0.5$  to  $5 \mu$  were measured at  $20^{\circ}\text{C}$  before and after successive anneals at  $700$ ,  $800$ ,  $880$  and  $950^{\circ}\text{C}$ . The amount by which the magnetic properties changed varied from sample to sample and was not clearly correlated with grain size. In all cases, however, there was a progressive decrease in saturation magnetization  $\sigma_s$  and saturation remanence  $\sigma_{rs}$  and an unexpected increase in remanent coercive force  $H_{cr}$ , from  $2.3-6.0$  KOe in the unannealed state to  $4.8-8.8$  KOe terminally (after 1 hr at  $950^{\circ}\text{C}$ ). If the part of  $\sigma_s$  that anneals out is a defect moment, it evidently has lower magnetic stability than the spin-canted moment.

Similar, generally small, coercivity increases were found in the remanence curves of 8 red sandstones and 3 argillites, but only if annealing was carried out between  $600$  and  $850^{\circ}\text{C}$ . Production of secondary magnetite and hematite masked changes in the primary hematite for coercivities below 3 KOe and for annealing above  $850^{\circ}\text{C}$ .

## Magnetism of Some Monomineralic Clays

早稲田大学工学部 Ю. Б. ОСИПОВ\*  
 東京大学理学部 木下 肇

“粘土”という用語の定義は仲々の難問であるが、ここではそれについては考えない。我々がここで用いた試料は、非常に強い風化脱色作用を受け、その結果試料の殆んど全体が、非晶質並みに所謂粘土鉱物のみにより占められて居り、当然脱鉄作用も進んだものと考えられた。使用したものは、Kaolinite, Halloysite, Bentonite, Illite (Hydromica) 又は Sepiolite などである。

著者は従来より、粘土・粘土鉱物の磁化・磁気異方性を測定したり、或は風化作用の進みつつある火山岩・火成岩などの磁性を研究してきたが、オシポフがモスクワ大学から早稲田大学に約1年間(1969.2~)研究員として来日して居た間に共同で行った実験の内の一部の結果について紹介する。測定は  $J_s-T$ , E.P.M.A, X-ray diffraction, X-ray fluorescence, Microscope, NRM, IRM などにあたり、行われたが、粘土特有の難しい事が多く、結局多少嬉しい結果が出たのは  $J_s-T$  の結果程度である。しかも全部の試料に含水量(15~18%)が多く  $J_s-T$  測定中の S/N の劣化を招いた。例えば Kaolinite の場合には R.T. での  $J_s$  (400 G) に対し 100~150°C での重量変化は 5~7 倍にもなる状態である。この重量変化(99%脱水による)のピークは更に高温になり、こゝで現われ 400~500°C の辺にも小さなピーク(重量の減少、量的には不明)が現われこの温度附近での  $J_s-T$  の異常に関係があるものと思われる。ここでは、99%のものは  $J_s$  の異常な増大が認められる。この変化は周囲の大気圧(1.0~10<sup>-3</sup> Torr)に多少影響されるが、本質的には皆同じものである。これは海底から採集した玄武岩などの  $J_s-T$  に見られるものと見同じものに見えるが、変化の内容は更に複雑である。今までに考えられて来た原因論によると

- ①  $\delta-Ti$  MHz の歪変態      ② Goethite の分解      ③ 鉄等原子の結晶化
- ④ FeO 方向からの酸化      ⑤ 全く未知の結晶磁気的作用

等が考えられる。著者等も原因解明の為、粘土中の強磁性鉱物を抽出する試みは行なつて見たが、今までの所不成功に終わって居る。

青木 聖・木下 肇  
東 大 理

熱磁気分析の際、加熱過程と冷却過程における飽和自発磁化( $J_s$ )の相違は、加熱による磁性鉱物の変化を示すものと考えられている。これらの変化は、多分は一般に認められるものであるが、特に顕著なものとして、玄武岩の岩石(管等)に、また最近ではかなりの割合で、海洋底の玄武岩が異常な熱磁化曲線を示すことが知られてきた。この場合、加熱とともに $J_s$ の急増をもちて特徴とされるが、同様のパターンは、程度の差はあれ比較的多くの場合にも見い出されることがわかった。これらに区別すると、

- ① ある種の粘土鉱物
- ② ある種の海底堆積物
- ③ Island Basalt

とみる。

現在までに、 $J_s-T$ の異常な irreversibility を示すサンプル

- ④ 海洋底 Basalt
- ⑤ 玄武岩 他
- ⑥ マンガンノジュール

は、それぞれ④の phase の熱分解 ⑤ Titanomagnetite の高温酸化 ⑥ Mn-Fe の化合物で Ferromagnetic 相 (Jacobite) の析出と解釈されているが、④⑤の場合には、Fe の水酸化物 (Limonite) の脱水に対応して  $J_s$  が変化して下り、脱水とともに、強磁性鉱物の析出が考えられる。また⑥は⑤と同じく Titanomagnetite の高温酸化と考えられるが、この型を示す岩石の分布は、伊豆諸島—伊豆半島—本州内部を考えた場合、伊豆諸島の異常な  $J_s-T$  曲線を示す岩石群から、本州内部の Magnetite と近い、比較的 reversible な  $J_s-T$  曲線を示す岩石群とはほぼ漸移して下り、陸上の岩石に比べ、海洋地帯の玄武岩は較低角圧の低い状態で生成され、結晶していることが推定される。

## Magnetic Properties of Synthetic Titanomaghemite

Mituko Ozima  
Geological Institute, Univ. of Tokyo

and

Nobuhiko Sakamoto  
Electrotechnical Laboratory, Tanashi

Three titanomagnetite samples, of composition  $x=0.7$ ,  $0.9$ , and  $1.0$  ( $x$ =ulvöspinel molecular fraction), were oxidized according to the method of Sakamoto et al : jet-grinding followed by heating to  $200 - 300^{\circ}\text{C}$ . Like those of Sakamoto et al our samples showed reversal of saturation

magnetization during alteration of titanomagnetite to titanomaghemite. Our experimental results seem to be compatible neither with the ionic model of Verhoogen nor with that of O'Reilly and Banerjee.

The Curie point gradually increased and the lattice parameter decreased during low-temperature oxidation (titanomaghemitization). On heating above  $300^{\circ}\text{C}$ , the  $\gamma$ -titanomaghemites underwent high-temperature oxidation (unmixing into magnetite, pseudobrookite (only formed during heating to  $600^{\circ}\text{C}$ ), rutile phases). The unmixing results in a sudden increase in Curie point and decrease in lattice parameter and saturation magnetization. On further heating, the saturation magnetization reverses for a second time. Therefore, double self-reversal of remanent magnetization in naturally oxidized rocks is considered a real possibility.



小嶋 翁・小嶋 美都子  
東大・地物 東大・地質

Temperature variation of magnetization at high magnetic field ( $H = 3,000$  Oe) were measured in vacuo of  $10^{-3}$  mmHg for 26 submarine basalts from 17 sites in the Pacific ocean.

All samples which were questioned to be in situ have reversible change of the magnetization on heating and cooling, showing a typical thermomagnetic curve for titanomagnetite with  $\theta = 530-560^{\circ}\text{C}$ . Other samples which are believed to be in situ from petrological examination show irreversible change of the magnetization on heating, in which both the Curie point and magnetization increase markedly.

The irreversible change of the magnetization can be explained that Ti rich titanomaghemite which appears to be a major ferromagnetic constituents in the 'in situ' submarine basalts decomposes to  $\alpha$  and  $\beta$  phases on heating in vacuo. The extremely fine grain size of the ferromagnetic minerals (generally less than  $1\mu$ ) and suboceanic environment (existence of  $\text{H}_2\text{O}$ ) may accelerate the oxidation of the primary Ti rich titanomagnetite to titanomaghemite. The whole processes may be very much similar to those visualized in the 'wet-grinding method' which is employed to produce titanomaghemite in a laboratory.

Preliminary X-ray microprobe analyses confirmed that the major ferromagnetic constituents in the submarine rocks are titanomaghemite.

It is suggested that thermo-magnetic analysis may be useful to identify 'in situ' submarine basalt.

荒木 徹 牧野 悠史 加藤 進  
京大工

ホイッスラモード電波は Storey による理論的考察に由来するプラズマ中の波動伝播の理解と、磁気圏の診断に大きな貢献をなしている。人工衛星の進歩によりその重要度は相対的に減らされ、各地の同一地点で定常的に観測できる利点があり、その観測の意義はますます大きくなっている。今までのホイッスラモード観測の弱点の一つは、波源の位置、パワー、発振頻度とその時間変化が確定しづらいことである。この弱点を補うためのオーストラリア北西岸から定常的に発射される VLF 標準電波 (NWC, 22.3 kHz, 1000 kW) のホイッスラモードを夕方に検出する試みを行い、その結果を報告する。

ホイッスラモードの NWC 電波が日本上空にまで来ていることは Kimura のロケット観測 (1970年1月) により確かめられているが、地上では左側的に強い帯電層モード (地表-電離層間を伝播する波) にマスクされ通常の手段では観測できない。したがって克服すべき困難の第一は帯電層モードの強度を下げることであり、第二は S (ホイッスラモード) / N 比を小さくして上げるかということになる。この第二の困難は受信する電波の位相を定度の極小より第一モードの波である受信機のバンド幅に狭くすることであり、ある程度まで解決可能である。第一の困難を克服するには種々の工夫が必要になるが、最初の段階として位相直交受信機のループアンテナと帯電層モードの強度が ①最大になる向き (オーストラリア-夕方の大圏コースに平行) と ②最小になる向き (直交) を直りに置き換え、その位相と電界強度記録がどのように変化するかを比較した。(②の向きは NWC の magnetic conjugate pt. と夕方に船の軌道はほぼ平行になり conjugate pt. から伝播してくる電波の検出は困難である) その結果次のようになる。

- (1) ①の場合の位相記録は日出没時を除いて全天同様にほぼ等しいと記録されることに反して、②では全天は①と同じであるが、夜間は月期 5~10分程度で変動し、電界強度もそれに応じて変化する。
- (2) 変動の中心は正弦波に似たような形のものがあがり、電界強度と位相の変動は約 1/2 だけずれている。

以上のことは夜間には帯電層モードの他にわずかに月波数の少ないもう一つの電波 (これをホイッスラモードとみる) が存在して、二つの波の干渉により変動が生じていると考えるべきである。今  $E_1 = E_{10} \sin \omega t$ ,  $E_2 = E_{20} \sin[(\omega \pm \Delta\omega)t + \theta]$  とする二つの波があるとして、これを合成した場合は次のようになる。

$$E = E_1 + E_2 = E_0(t) \sin[\omega t + \phi(t)]$$

$$\left( \begin{array}{l} E_0(t) = [E_{10}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\pm\Delta\omega t + \theta) + E_{20}^2]^{\frac{1}{2}} \\ \phi(t) = \tan^{-1} \frac{E_{20} \sin(\pm\Delta\omega t + \theta)}{E_{10} + E_{20} \cos(\pm\Delta\omega t + \theta)} \end{array} \right)$$

$|\theta| \ll 1$  とすると、中の変動の周期が  $\Delta\omega$  であり、中の極小が  $E_{20}/E_{10}$  になる。又  $\phi$  は  $E_{20}$  とは  $1/2$  だけずれて変動し、そのずれが  $E_{20}$  の月波数を示す向きを決定できる。中の変動の周期を 5分とすると  $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{300} \text{ Hz}$ , 中の極小を 5% とすると  $E_{20}/E_{10} = 0.088 = -21\text{dB}$  とする。この程度の  $\Delta f$  はホイッスラモードの伝播路上の媒質が時間変化するということになり、ドップラーシフトを考慮して不自然である。また  $E_{10}$  がループアンテナを直交に向けたことにより、すなわち  $20\text{dB}$  の減衰を受けられていることを考えると、ホイッスラモードと帯電層モードの電界強度差は約  $40\text{dB}$  となり、これは充分に許容できる値となる。

# ロケットによる V L F 帯雑音スペクトル観測結果について.

鎌田 哲夫  
名古屋大学 空電研究所.

こゝで報告するのは、1969年8月24日17時03分に九州内之浦の東大宇宙空間観測所から打ち上げられた電波観測専用ロケット K-9M-26号機による3~18kHzの周波数帯における電高層内での雑音電波スペクトルの観測結果に関するものである。当日内之浦地域は朝から可成りはげしい雷活動があり、雷放電よりの空電がホイスラーモードで電高層内に侵入し、フラクショナルホイスラーとしてロケットの飛翔中数多く観測された。スペクトル観測では之等のフラクショナルホイスラーのスペクトルを観測した。之に因しては学会で詳細を報告するが、概略をのべてると、可成り強い空電に源を察したと考えられるものは、高度90kmから346kmにわたって3~18kHzの成分が観測されている。この雑音電波に対して受信空中線として、ループとホイップと球アンテナを使用し、受信される雑音電波の性質の判別をこゝろみた。この結果電界が強く磁界が極めて弱い静電的な雑音電波が存在するらしいことが、数は少ないが観測された。これがいわゆる静電波であると思われるが確たる決め手はない。このような振動は特にホイップ空中線による観測出力に層々ありはれており、球アンテナの出力では少くない。またホイップ空中線の出力で時々3~18kHz全域に亘って振動波形が観測された。この振動がどのようなものかについては広帯域増信機の出力と比較検討を試みつつもりであるが現時点では不明である。

之迄に行つて来た電高層内での雑音スペクトル観測にくらべて、3~18kHz帯での雑音電波強度は極めて低く、従つて今迄は相乗り他機器からの雑音を受信していたことが判明したと思はれる。学会では雑音スペクトルの変化様様、強度等について報告する。

京都大学工学部

松本 詠 宮武 貞夫

宇宙空間プラズマ、特に電離層、磁気圏、太陽風中には千差万別の波動が存在するが、プラズマ音波のように未だロケット実験で十分確認されていないものや VLF・ULF エミッションのように発生機構の不明なものなど未解決の問題が多い。この種の問題は理論と実験の相補によって解決されるべきものであるが、従来、実験面は実験回数の少ない、再現性の困難なロケットや衛星実験に依存してきた。しかし最近、宇宙空間プラズマ就中電離層プラズマを模擬できるスペース・チェンバーが東大宇宙研で共同利用に開かれ、いわゆる Laboratory Space Science の一分野として、これらの問題も実験的に研究できるようになった。

我々はこれらの問題を地上実験面でも追本したいと考えているが、昨年度は初年度でもあったため、スペース・チェンバー内でどの程度の波動実験が可能であるか、プラズマ自身の波動的特性は如何などを調べることに重点を置き、できるだけ多くの実験項目を広く試みた。

実験項目は大別してチェンバー内の自然ノイズを測定する Passive Exp. と能動的に波動を励起する Active Exp. の二つに別れる。実験項目を表1に掲げる。各実験については紙面の都合上説明を省き、講義のときに申し上げます。

実験結果を簡単に述べると Passive Exp. においては、チェンバー内の VLF 領域の波はほぼ、イオン音波であることが理論との対比(図1)で判明。……モード解析より

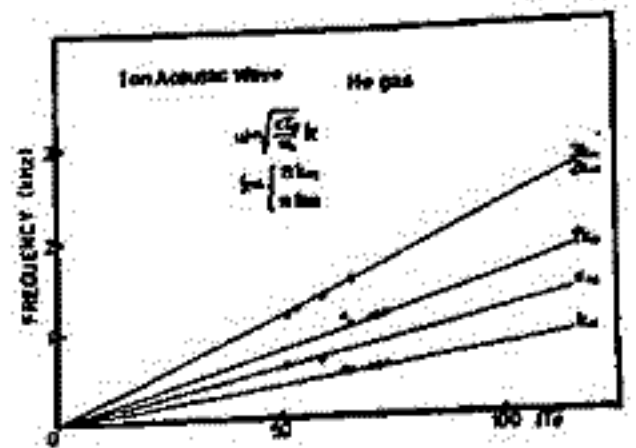


図1 イオン音波の実験値と理論値の比較

Active Exp. としてはいろいろ興味ある現象、例えば、イオン音波のラングミュアプローブによるモジュレーション、電子音波(?) によるイオン音波の励起などが見つかっている。後者はプラズマの微細情報を担っている様子で大へん興味深い。

終りに東大宇宙研、平尾教授、大林教授、伊藤助教授及びチェンバー室の方々へ感謝します。

表1 Wave Experiments in Space Chamber --- 1969

PASSIVE EXPERIMENTS	ACTIVE EXPERIMENTS
1) Dependence of Natural Waves on $N_0$ , $T_e$ and $B_0$ (JUL.; He <sup>+</sup> ; Ar <sup>+</sup> )	1) Transmission of Continuous and Pulsed Waves (JUN.; He <sup>+</sup> )
2) Modulation of Natural Waves by Langmuir Oscillator (JUL.; He <sup>+</sup> )	2) Transmission Characteristics when $B_0$ sweeping (JUN.; He <sup>+</sup> ; AUG.; Ar <sup>+</sup> )
3) Dependence of Natural Wave Spectrum on position of Receiving Antenna (JUL.; He <sup>+</sup> )	3) Triggered Emission Experiments (AUG.; Ar <sup>+</sup> )
	4) Wave-Wave Interaction Experiments (AUG.; Ar <sup>+</sup> )
	5) Some Instability or Modulation Experiments (AUG.; Ar <sup>+</sup> )

図2 EXCITED WAVE SPECTRA in VLF RANGE by WAVE-WAVE INTERACTION

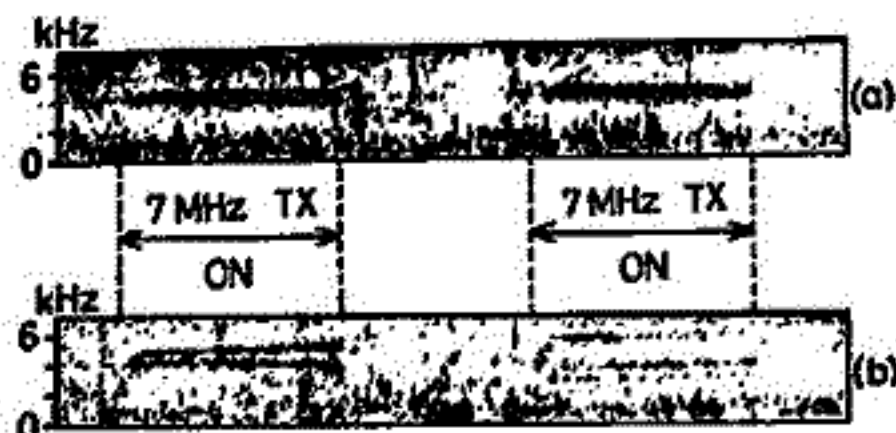


図2



# Nonlinear Bunching Process in Cyclotron Resonance

- Generation Mechanism of VLF Emission - (Part 1)

松本 紘, 橋本弘蔵, 木村磐根  
京都大学 工学部

磁気圏を Whistler mode で伝搬する電磁波によって trigger される VLF Emission について、種々の解析が行なわれているが、いわゆる triggering プロセスの物理機構を明らかにするために、我々は単粒子モデルを出发点として、解析を行なった。

磁場に沿って進行する粒子（ここでは、電子ビーム）の並進速度  $v_z$  を動く系での、電磁場中の粒子の運動を記述する非線形方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \dot{v}_z &= \delta (v_z / v_{ph}) \sin \phi \\ \dot{v}_\perp &= \delta (1 - v_z / v_{ph}) \sin \phi \\ \dot{\phi} &= \omega_H - \omega (1 - v_z / v_{ph}) + \delta (1 - v_z / v_{ph}) \cos \phi / v_z \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

と表わされる。ここで

$v_z, v_\perp$ : 粒子の定常磁場  $B_0$  方向, およびそれに垂直方向の速度 ( $v_z < 0$ )

$v_{ph}, \omega$ : 電磁波の phase velocity, 周波数 ( $B_0$  方向に進む)

$\omega_H = \frac{eB_0}{m}$ ; cyclotron freq.

$\delta = -\frac{eE}{m\omega}$ ;  $E$  は, 波の電界強度

$\phi$ :  $-B$  方向と  $v_\perp$  とのなす角 ( $B$  は波の磁場, 図2参照)

$\cdot \equiv \frac{d}{dt}$

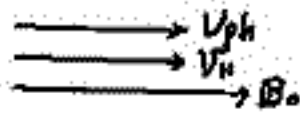


図1

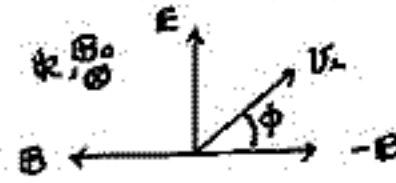


図2

なお, 波と粒子は 反対方向に進むから  $v_z < 0$ .

(1) は, 一般には解けないが,  $(1 - v_z / v_{ph})$  が, 時間的にほとんど変化しないと仮定できるとき, (磁気圏内のホイッスラーモード波については, 仮定を許される) (1) の解は, analytic に求まり, 次式を得る。

$$v_z (2 \cos \phi + A v_z) = v_{z0} (2 \cos \phi_0 + A v_{z0}) \quad (2)$$

$$A = \frac{1}{\delta} \left\{ \left( \omega_H / (1 - v_z / v_{ph}) \right) - \omega \right\}$$

$v_{z0}, \phi_0$ ;  $v_z, \phi$  の初期値

この解(2)の軌跡は,  $v_z - \phi$  の極座標で表わすと, 図3のように,  $-A$  を中心とする円となる。

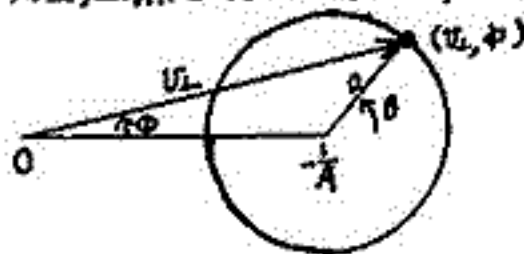


図3

り, そのとき

$$\omega_B = \omega_H - \omega (1 - v_z / v_{ph}) = \dot{\phi} \quad (3)$$

という, 一定の角速度で回転してゆくことを示される。

これにより, Phase Bunching の時間的変化の様子, Bunching 周期 ( $T = 2\pi / \omega_B$ ) 等を, 求めることができる。

さらに,  $B_0$  方向の粒子の運動状態の分布より, coherent to emission の条件を求め, 単粒子モデルで, 放射電界が粒子の運動に影響を及ぼさない範囲での, VLF emission の解明のすべかりとする。

## Nonlinear Evolution of Cyclotron Instability

## (Generation Mechanism of VLF Emissions)

京都大学工学部

松本 紘・松本 壮夫

地球周辺の環境の探索という意味で多くの科学衛星が、磁気圏プラズマの情報をもたらした。しかしこれらの衛星による直接測定は、電子群、イオン群のミクロな振舞や、これらの分布、ミクロな変化の測定には、むしろ無力で、その奥は、波動現象を通して見るべきであろう。

磁気圏内には種々の波動現象が起りうることが指摘され、事実、数多くの観測が行なわれている。これらの波動は磁気圏プラズマとランダウ型及びサイクロトロン型の相互作用を行ない、磁気圏のエネルギー交換過程に一役を担っている。今、我々が注目するのは、これらのうち、後者のサイクロトロンタイプの相互作用で、就中、ホイッスラーモードの横波と電子群とのカップリングである。これについては、線形理論の範囲で随分研究されており、いろいろの可能性が指摘されてきた。しかし、これらの議論の多くは、インスタビリティの生長率を求め、生長率の大小の比較や増巾率の計算に留まり、点睛を欠いている。Hellwllらによつて主張され、現在ほぼ確実と思われている wave-triggering に関して言えば、サイクロトロン・インスタビリティは VLF 放射の機構としては有望だが、ASE などのように何故、時間因子が励起に重要な factor かどうかという問題にも見られるように、結局、非線形効果が、これらの定量的議論には必要不可欠な課題であり、新しい理論的研究のトリガーの役目も十分果たすと思われる。

今回は OGO-1, OGO-3, IMP-1, Vela, IMP-2 などの衛星の観測データに基づき、もっともらしいと思われる電子の分布関数の具体的モデルとして Thermal, Quas-Thermal 及び Relatively Low High-Energy Beam から成る三重構造分布 (Loss-Cone 分布)

$$g(v_z, v_\perp) = \frac{N}{\pi} \left[ \frac{1}{\Gamma(n+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_\perp}} \left(\frac{m}{2k T_\perp}\right)^{n+1} v_\perp^{2n} e^{-\frac{m v_\perp^2}{2k T_\perp}} - \frac{m v_\perp^2}{2k T_\perp} \cdot \eta_T \right. \\ \left. + \frac{1}{\Gamma(n_0+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_{0\perp}}} \left(\frac{m}{2k T_{0\perp}}\right)^{n_0+1} v_\perp^{2n_0} e^{-\frac{m v_\perp^2}{2k T_{0\perp}}} \eta_0 + \frac{1}{\Gamma(n_{01}+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_{01}}} \left(\frac{m}{2k T_{01}}\right)^{n_{01}+1} v_\perp^{2n_{01}} e^{-\frac{m(v_z - v_0)^2}{2k T_{01}} - \frac{m v_\perp^2}{2k T_{01}}} \eta_{01} \right] \quad (1)$$

を採用して  $\frac{1}{2}$  fH 山傍トリガーされている Discrete VLF 放射についてサイクロトロン・インスタビリティの生長率の吟味を行なった。この結果から最適の分布関数を初期分布とし、ホイッスラーモード・サイクロトロン・インスタビリティの非線形発展過程についてのコンピュータ・シミュレーションを Quasi-Linear Expressions を用いて行なった。

このシミュレーションの結果と観測結果とを比較検討し、今回考察した電子の分布関数の細微な変化による、いわゆる QL プロセスが、どの程度磁気圏内部の波動(ホイッスラーモード波)と電子群との相互作用に重要な役割を果たしているかを吟味する。

# Rising Striation of Whistlers

木村繁根・松尾敏郎  
(京大工学部)

前回(第46回講演会)において報告した whistler の Striation について、その発生メカニズムをホイッスラー電波の伝搬路の周波数依存性によって説明しようとし、そのモデルとして一部ダクト伝搬、一部 non duct 伝搬によるものと考えた。このモデルで rising striation を説明するにはダクトを去った後の wave normal angle がかなり大きく(60°以上)なければならぬという難点があった。そこで今回は南半球から全通路にわたって non duct 伝搬を考えると考え、赤道近傍の低緯度地方で認められている F2 層の赤道異常を考慮に入れて ray tracing を行なってみた。電離層の電子密度の磁力線に沿った分布としては拡散平衡形の分布を用いてその高さ 500 km レベルにおけるイオンの相対密度を  $H^+ 0.025$ ,  $He^+ \sim 0$ ,  $O^+ \sim 0.975$ ,  $Ti = Te = 1000^\circ K$  とし、1000 km における電子密度を  $10^{11} cm^{-3}$  とした。又赤道異常として高さ 300 km レベルの電子密度が相対的に緯度によって次のように変化するものとして simulate した。

$$N = 1 + A \exp\left\{-\left(\frac{\theta - \theta_0}{8.5^\circ}\right)^2\right\} - B \exp\left\{-\left(\frac{\theta - 90^\circ}{6.5^\circ}\right)^2\right\} \quad \begin{cases} 0^\circ < \theta < 80^\circ \\ 100^\circ \leq \theta < 180^\circ \end{cases}$$

$$N = 1 + A - B \left\{-\left(\frac{\theta - 90^\circ}{6.5^\circ}\right)^2\right\} \quad 80^\circ < \theta < 100^\circ$$

但し  $\theta$  は colatitude で  $0^\circ < \theta \leq 80^\circ$  に対応しては  $\theta_0 = 80^\circ$ ,  $100^\circ < \theta < 180^\circ$  に対応しては  $\theta_0 = 100^\circ$  とする。F2 層以下に対応しても分布を適当に仮定した。

この様なモデルでは赤道異常の程度を上の A と B の大きさで表わすことができ  $A=0, B=0$  は異常が全くない場合に対応する。実際 Alouette を観測された電子密度の profile からは  $A=14, B=3.5$  程度の異常が観測されている。第1図の実際は  $A=3.2, B=0.8$  の場合の 25°S から出発した電波 (0.7~6.0 kHz) の通路であり、実際は  $A=0.8, B=0.2$  に対応した通路の一部を示す。

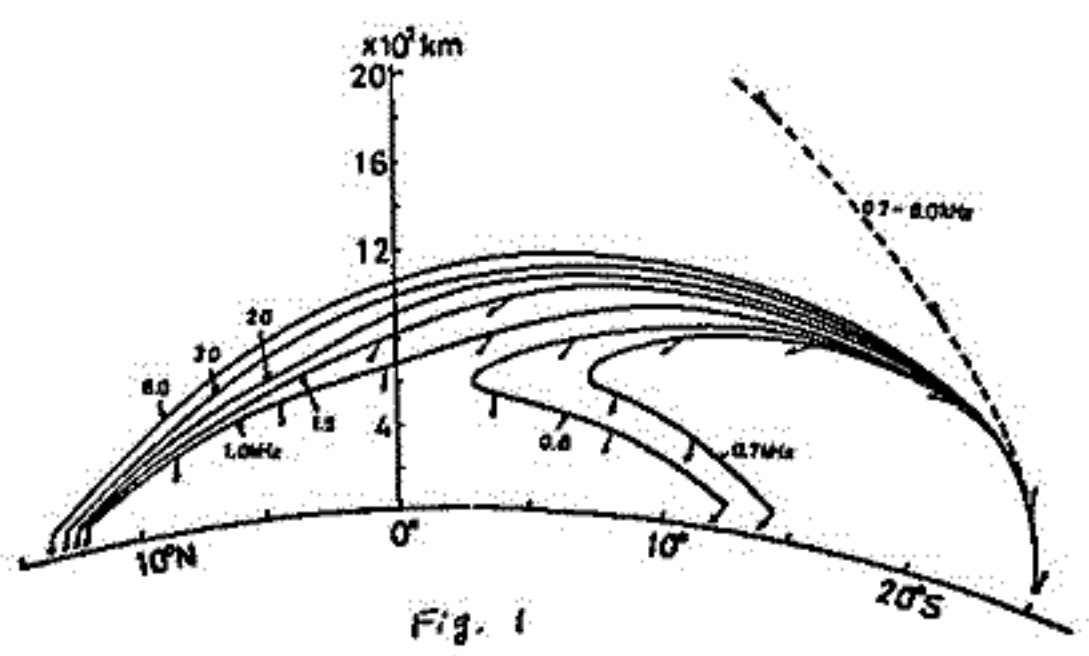


Fig. 1

この結果によると「赤道異常度」が小さい場合には電波は北半球の衛星の高さ(1000 km 以下)には達することはない。  $A=3.2, B=0.8$  に対応した Fig. 1 の通路については衛星の高さ 500, 600, 700 km において受信される電波の周波数と緯度の関係を示すと第2図の如くなり、striation の観測結果が十分説明できることがわかる。

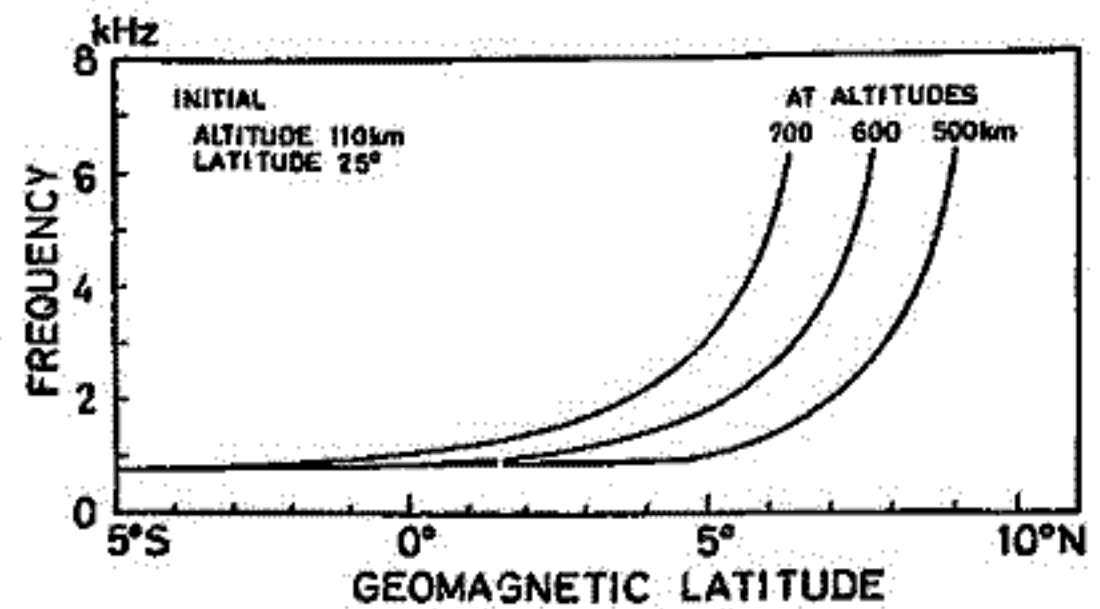


Fig. 2

## Pc型地磁気脈動と降下粒子

斎藤 尚生 森岡 昭 桑島 正幸  
東北大学理学部 地球物理学教室

南極昭和基地における地磁気脈動及びCNAのdataに基づいてPc型脈動に対する降下粒子の奇手の問題に着手した。この目的のために、高性能のdynamic spectrum analyzerが試作された。

即ち従来のsona-graph type spectrum analyzerでは周期軸歪みが非常に大きいという致命的な欠点を有しているために長周期領域までcoverするspectrumが事実上得られなかった。そこで此の周期軸歪みを自由に補正し、且つPcの周期帯(0.2~600秒)の殆んど全域をcoverし、しかも高速処理能力を有するanalyzerを試作してこれをHISSA (high speed spectrum analyzer) と名付けた。

HISSAを用いて上記のdataを解析したところ、Pc型の脈動の中に降下粒子が重要な役割を果たしている部分がある事が知られた。

又、昭和基地におけるCNAは、同じ昭和基地における磁場変動よりも、むしろ中緯度における磁場変動と極めて良い相関を示すことが明らかにされた。

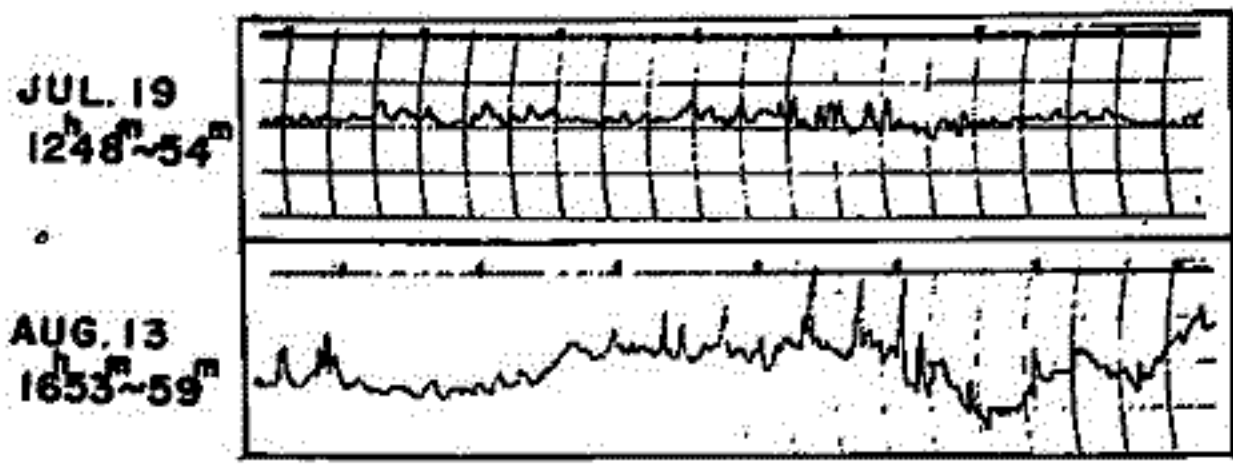


森岡 昭 斎藤 尚生  
東北大学理学部 地球物理学教室

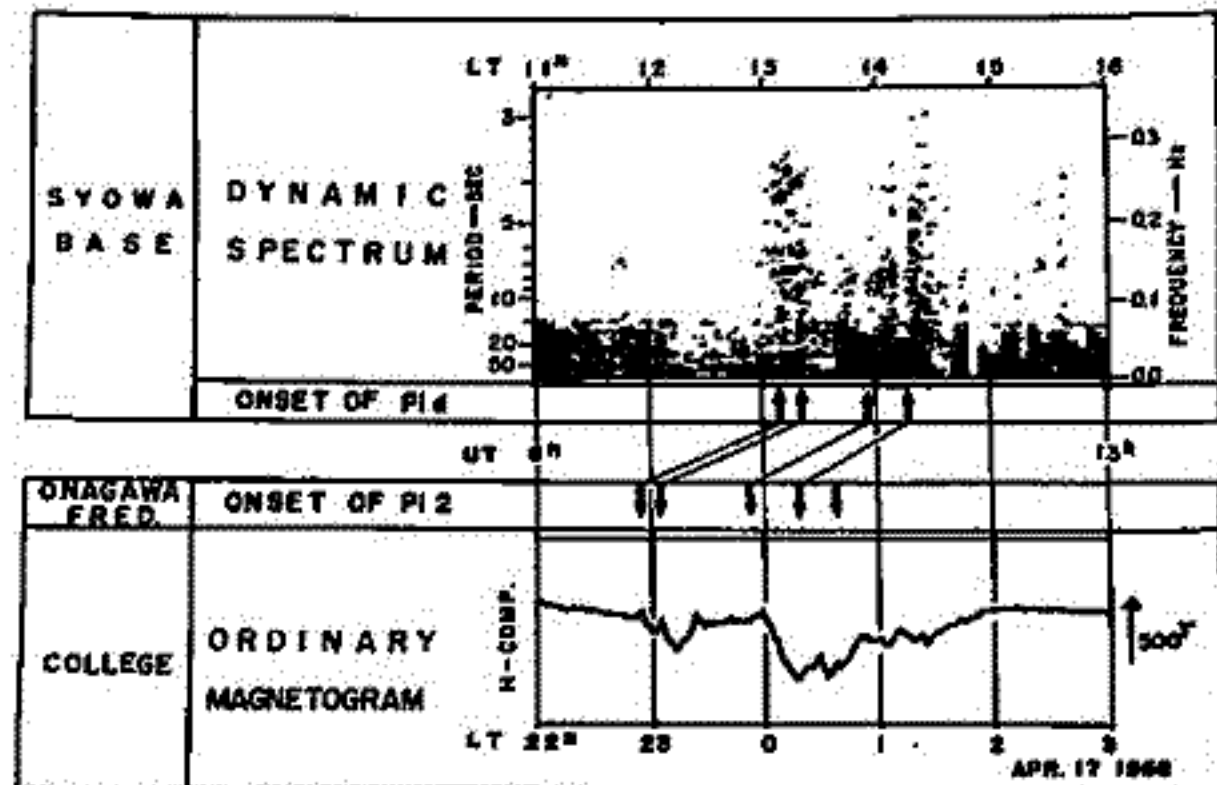
南極昭和基地に於て 1968年に観測した資料に基づいて昼型の  $Pi$  型地磁気脈動の解析を行う。この脈動は daytime における最も大きい特徴の一つとする  $Pi$  型地磁気脈動のうち  $Pi d$  と仮称され、次の事が明らかになった。

- 1). 波形は、片振れ (impulse) で pulse 中 2~5秒、pulse 間隔は不定で数分~数十分続く。(第1図)
- 2).  $Pi d$  は CNA 現象を伴い、X-ray microburst との対応もよい。
- 3).  $Pi d$  は  $Kp$  が大であるほど観測されやすい。しかし観測表に於ける地磁気の変動は小さい。
- 4).  $Pi d$  が昼側で観測される時、夜側では magnetic substorm が発生している。(第2図)
- 5).  $Pi d$  の発生時刻と、夜半球で substorm を伴った領域にわたって観測される  $Pi 2$  の発生時刻との間には systematic な time lag が存在する。即ち time lag の大きさは  $Pi d$  の発生時刻の地方時にはほぼ比例する。

これ等の観測事実から  $Pi d$  の発生機構に関して次の様なモデルが考えられる。即ち、磁気圏尾部で magnetospheric substorm を伴い加速された粒子のうち、一部の加速電子は磁力線に trap され東向きに drift する。この電子が昼側まで回り込み dayside auroral zone に降下するとき X-ray microburst と CNA を起し、同時に電離層E層附近の電流を局部的に enhance しこれが  $Pi d$  として観測される。



第1図



第2図

ΔC 及  $\nu$   $\pi$  2 と伴った地磁気脈動 及  $\nu$   $\pi$  C 脈動  
について。

加藤 愛 雄

東海大学 航空宇宙学科

Alaska, College と宮城野々川観測所に於て同時に同じ型の誘導磁力計を用いて地磁気脈動の観測を行って得た磁気記録(加藤, 櫻井)を用いて Band pass filters を用いて同位分解を行なうと同時に Dynamic spectrum 及  $\nu$   $f-t$  Diagram (斎藤 方法)を取って両者を比較した。

そのうち ΔC, 及  $\nu$   $\pi$  2 と伴った地磁気脈動については既に報告済みである。今回はこれ以外の  $\pi$  C 及  $\nu$   $\pi$  C pulsation について比較して見よ。今までの結果をまとめると次の様なるものになる。

A) ΔC と伴った地磁気脈動

- 1) College 及 野々川 が緯度及経度(local time)が異なるに拘らず, Band pass filter を通じて得た各周期(200秒~18秒)の波型は全く一致する。
- 2)  $T=200$  秒の明らかな減衰形波型を示す。
- 3) Dynamic spectrum の形も全く同様。
- 4) 発生機構, 周知の様は solar flare に伴った plasma cloud の前面の shock front の solar wind pressure の magnetopause の前面に広く大規模に impact する事によって生じた hydromagnetic oscillation である。

B)  $\pi$  2 と伴った地磁気脈動

- 1) College と野々川で緯度及経度が異なるに拘らず, Band pass filters を通じて得た此の各周期(200秒~18秒)の波型の中で  $T=100$  秒附近の波は波型が両者とも全く一致し且つ明らかな減衰形波型を示すが, 他の周期の波は一致が見られぬ。又  $T=200$  秒の波型は全く不規則である事。
- 2) College では高緯度地帯で見られる短周期の  $\pi$  C が有る事は勿論。
- 3)  $\pi$  2 の初めの立ち上りの所で, 明らかな Impulse 波が見られる。
- 4) 発生機構,  $\pi$  2 は夜側の磁気圏内  $L=5.5$  附近に source が存在し, その内側の磁力線(Auroral zone に通ずる)に impact した事である。Impact するものは magnetotail 内の plasma の particle pressure の増加によつて,  $L=5.5$  附近に (partial Ring Current) の存在する附近) の instability によつて生じた hydromagnetic burst による。

C) 野々川以外の  $\pi$  C 及  $\nu$   $\pi$  C

- 1) College 及  $\nu$  野々川での同時観測による同位分解によれば, その両者は何等の共通性も認められぬ。
- 2) 従つて両者とも全く独立に存在し, hydromagnetic oscillation の波長はこの両者の距離(緯度及経度)よりも, 是るかに小さい。
- 3) 発生機構, 此等の脈動は ~~magnetosheath~~  $\rightarrow$  bow shock に於て solar wind pressure によつて生じた Irregularities によつて magnetosheath の中で増幅された micro-structure と考えらる。

D) 高緯度地帯の  $\pi$  C 及  $\nu$   $\pi$  C は全く別個に既に発生機構は各々面々明らかな事になる。

## Sc 時の地磁気振動

並川 啓一  
阪市大 理

外部磁場と夾撃運動の下で冷いプラズマの磁気流体力学長性 $\omega$ の充分条件が求められ、その結果がSc時の地磁気振動に適用される。Sc初期には磁気圏は圧縮されその形状変化は係数変化より大で脈動が励起される。初相に於いて磁気圏の磁流場は赤道に於いて速度の符号は正となり脈動は減衰する。このようにScは特徴的な振動と彼と対流との相互作用の結果と考えられると示す。

# 過去における地球磁場の強さを推定する新しい方法の可能性について

安川 克己・丸岡 公天  
大阪大学基礎工学部

昔の地球の磁場の強さを推定する方法としては、いわゆる Thellier の方法があげられるが、これは全く異なる新しい方法を開発すれば、両者による結果を比較する事によつてより信頼性の高い値を算出する事が出来る。

一般に、ある岩石試料の自然残留磁気を測定したとき、これを分割して、その各々について再び自然残留磁気を測定し直すと、分割された各試料の自然残留磁気は、必ずしも元の岩石試料の自然残留磁気と同一の方向を示さず、この違いについては、測定誤差を充分考慮する必要があるが、必ずしも測定誤差だけではない問題ではあると思われよう。

この事については、 $K$  は目下 precision constant  $K$  也、岩石試料の大きさ  $V$  の関係について議論される。この実験結果について報告し、これを利用して岩石が磁化された時の磁場の強さを求める事が出来るかどうか、考察を行ふ。

## オクラホマ産原生花崗岩の磁性について

安川 克己 S. A. Vincenz  
大阪大学基礎工学部, St. Louis 工大

米国 Oklahoma 州, Arbuckle 山地東方に露出する花崗岩は、Tilted である。12.5億年とその年齢を決定された。この花崗岩体については、全体的にわたって採集された試料の磁気測定の結果は、この花崗岩の自然残留磁気の方向は、全体としてみると、極度の傾斜を示す。しかし、この結果は、花崗岩中の磁石物の結晶の粒度別に合して考えると、比較的よくまとまっている。この結果は、花崗岩中の磁石物の結晶の粒度別に合して考えると、比較的よくまとまっている。この結果は、花崗岩中の磁石物の結晶の粒度別に合して考えると、比較的よくまとまっている。



東京大学地質研究所  
 山形大学理学部  
 工業技術院地質調査所  
 東京大学理学部

菅牧重雄  
 今田正  
 倉沢一  
 小嶋稔・河野長  
 清水孝道・兼田一郎  
 山川稔・木下肇

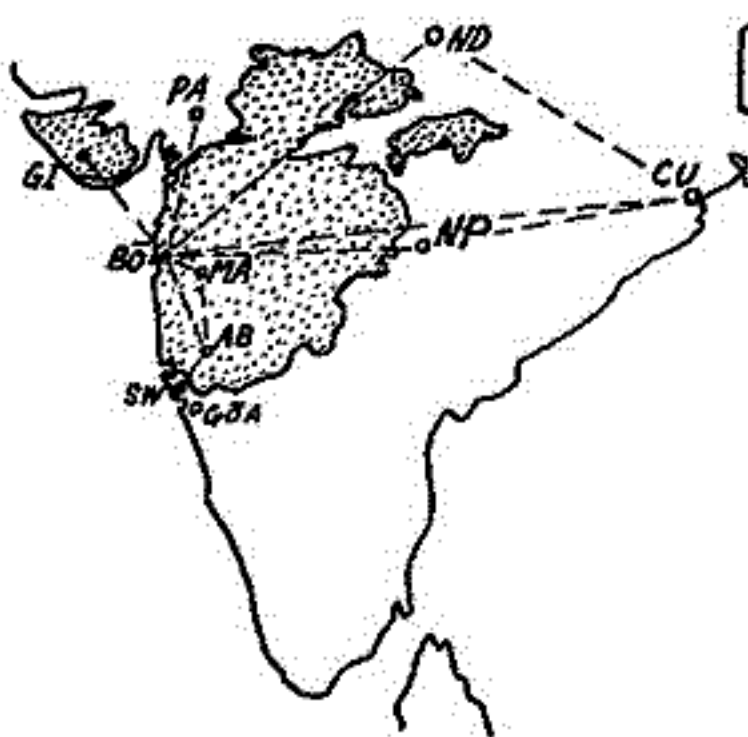
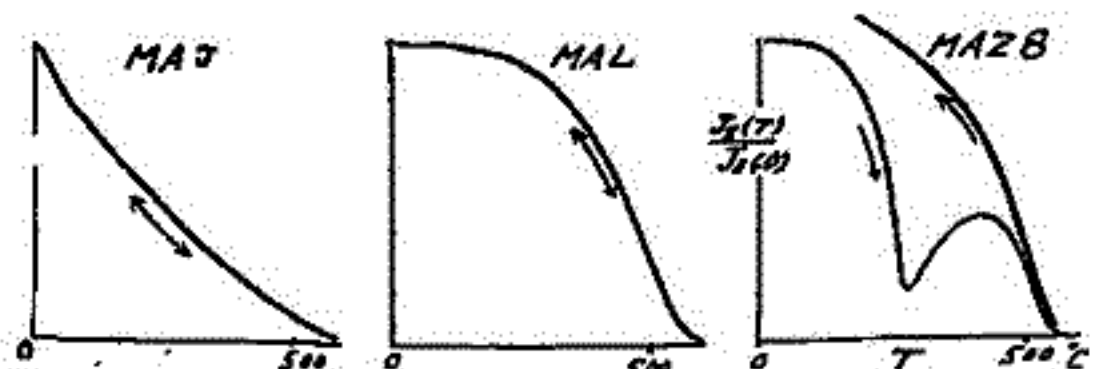
この調査は文部省科単研究・海外調査費補助金を受けて、1969年12月

14日より1970年1月15日まで、デカン高原を含むインド

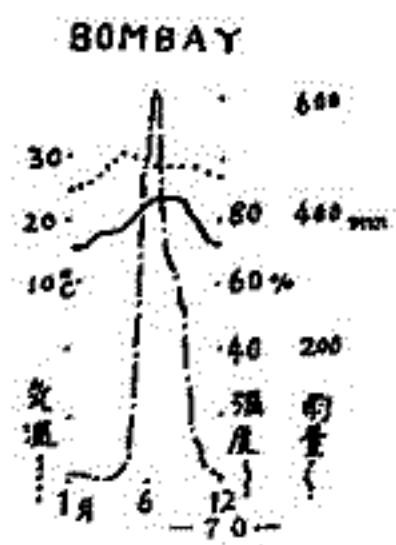
和国北西部に於て日印科学協力の下に「インド・デカン高原玄武岩の総合調査」として行なわれた。この計画は故久野久（東京大学理学部）教授の指導下に定められていたが、出発手続の開始直前に不幸にして久野教授が他界されたので、実際の調査研究は菅牧重雄が主体となって推進している。

本調査の課題は、地質・岩石・同位体・古地磁気・年代決定及び補足的に微小地帯の各分野に渡っている。日本側から小嶋を除く上記8名と印度側からサハスラアデ地3名が参加により北の方からパバカド・ヒル、ギルナ・ヒル、ボンベイ、マーバレニユバール、アニホリ並にスワントワディの各地帯でデカン玄武岩台地の最上部から、前カンブリア紀の基盤に至るまで中量の採集を行なった。地質・岩石・同位体については他で詳しく述べられよう予定なので、当学会では古地磁気と年代決定について経過等と述べる。この目的で、マーバレニユバールとアニホリの大絶壁（1100メートル、2101メートル）から全部で40枚程度の岩石を道が合計8204の円筒状サンプリングを採集し、同時に岩石学・地質学用岩石も並行して採集した。コアの採り方はエンジンドリルにより、その方位決定には太陽と地方標準時を参考とする新方式を採用した。これらのサンプリングに対し磁気と年代の測定を行なう予定である。年代決定はK-A方式によりまた磁気についてはNRM, VRM, ACD, Th.D, L.T.D, Thellier, X-ray, E.P.M.A並にJ<sub>s</sub>-Tの測定を行なう。特にデカン高原の流岩は長石の方向に散見されるRed Bedが示す如く熱帯性風化作用が激しい。またJ<sub>s</sub>-Tに見られる熱的弱さ、大きいVRM、磁化率の高さなど各種の難向をかかえて居る。特に予リエ式の実験や、アスタティック磁力計には不向きな材料なので、測定にはスピナー型フル回転させよう予定で、今その改良にも手をつけている。

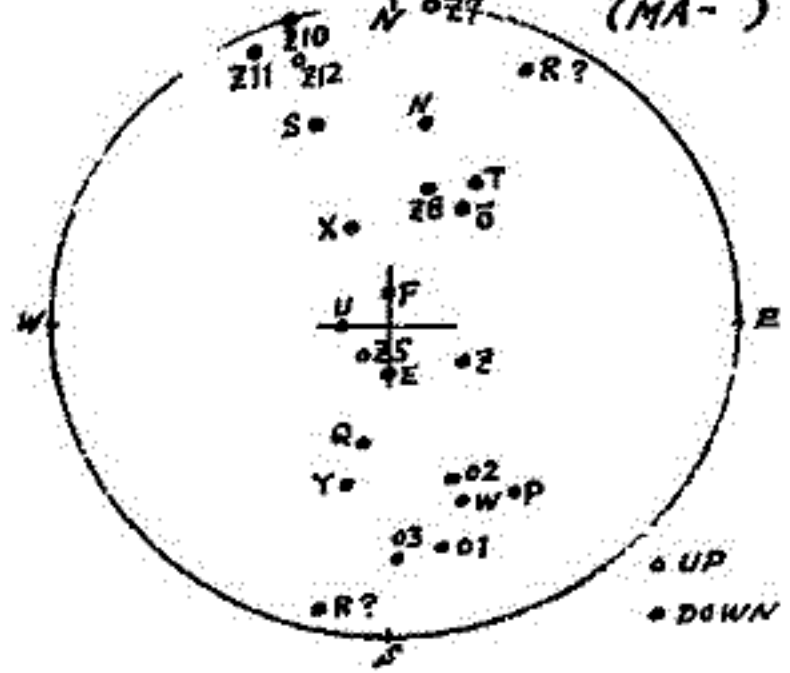
〔代表的なJ<sub>s</sub>-T曲線：空気中で加熱〕



〔主な地名と西海岸の気候〕



〔現地での測定によるNRM方向 (MA-)〕



## Energy transfer by Cross-Current Instability

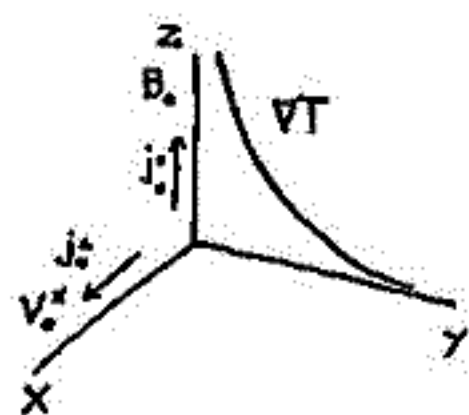
in the Earth

田中 穰

建設省 国土地理院

地球内部の dynamics を最近、重要になりつつある Mantle Convection hypothesis 及び Core-Mantle Interface の Convection について Solid Plasmas でよく使われる Cross-Current (or Field) Instability (Special Case では Current Convective (Screw) Instability) を通して、H.M. 近似で考察せられてくる。但し、Coriolis 力は無視して来る。

運動方程式、熱伝導の式、オームの式より  $y$ -方向の偏位  $\delta y$  と Conductivity の摂動から求められる温度  $T'$  との間で二元連立方程式をつくり、分散式を求めた。モデルは左図の如し。Density Gradient は無視して来る。



## (1) Marginal State

$$\chi k_z^2 = \nu_0^{\perp} + \frac{\nu_0^{\parallel} c^2 k_z^2}{\omega_p^2 K_{xx} - c^2 k_z^2} + i \frac{\omega_p^2 I_m K_{xx}}{\omega_p^2 K_{xx} - c^2 k_z^2} \quad (1)$$

$$\chi = \text{thermal conductivity}, \nu_0^{\perp} = \frac{c J_0^2}{B_0 \sigma_0} \frac{d \ln T}{dy} \sim \frac{c E_0^2}{B_0} \frac{d \ln T}{dy}, \nu_0^{\parallel} = \frac{c J_0^2}{B_0 \sigma_0} \frac{K_z}{k_z} \frac{d \ln T}{dy} \sim \frac{c E_0^2 K_z}{B_0 k_z} \frac{d \ln T}{dy}$$

$K_{xx}$  = dielectric tensor,  $k_z$  = wave number in  $z$ -direction,

(2) Effective diffusion coefficient,  $T_0 \gg T_i$  とする

$$\chi_T \sim D_T \sim \left( \frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_z^2} \left\{ \nu_0^{\perp} + \frac{\nu_0^{\parallel} c^2 k_z^2}{\omega_p^2 + \omega_c^2 \omega_p - c^2 k_z^2} + i \frac{\omega_p^2 I_m K_{xx}}{\omega_p^2 + \omega_c^2 \omega_p - c^2 k_z^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

ここで  $\lambda_{\perp}$ ,  $\lambda_{\parallel}$  は磁力線に沿う、横切りの mean free path である。  $\omega_c^* = \frac{k_z c}{m_e \Omega_e} \frac{dT}{dy}$  は drift frequency で、重力 ( $y$ -方向) と釣り合っていると考えた時には、落してよい。

(3) Heat Flow  $q$ , Energy Flux  $Q$ , Energy  $E$  は次式で与えられる。

$$q = n \chi_T \times \frac{dT}{dr} \quad (3)$$

$$Q \sim \pi R^2 q \quad (4)$$

$$E \sim Q t (\text{time}) \quad (5)$$

以上の諸式を用いて、Mantle Convection, Core-Mantle Interface の Convection による Total Energy  $E$  (4.5 Gy 中と (2)) が Order Estimate された。重力ポテンシャルによる Core-Mantle の分岐の際のエネルギーは  $\sim 10^{38}$  erg, このエネルギーが Core-Mantle での Convection に使われたとすると、本分岐は same order, このエネルギーが Mantle-Convection になると思われるがこのエネルギーは  $10^{38}$  erg より一桁小さいか何故か不明。以上のことについて報告する。

## の変化

行 武 敏

東京大学地震研究所

地球の自転速度の変動の中には、20年ないし30年の期間で、不規則に変化するものがあるが、これは大部分、地球主磁場の変化にともなう、地球核とマントルとの電磁的相互作用の変動によつて、ひき起されると思はれるといふ。これに對して、過去2000年間の地球の自転は次第に遅くなりつゝあり、これは主として、海水の潮汐摩擦によるとされている。

ところで最近の古地磁気学の進展によつて、地球の双極子磁場は、約8000年の周期で変動していることが明らかになった。その振幅は現在の磁場の約50%にも達している。このように大きな磁場の変動が地球核内で起ると、核とマントルとの間に働く電磁的結合力も、大きく変化して、マントルの回転速度に影響を及ぼすと想像される。このような考えから、地球核としていわゆる剛体球モデルを採用し、双極子磁場が周期的に変化した場合の電磁誘導を計算し、マントルに働く電磁的力と回転速度の変化を見積らした。

地球核を等しい体積の球と球殻に分け、両者が異なる速度で回転しているとする。双極子磁場が変化すると、球と球殻の境界で発生する  $T_2$  型のトロイダル磁場も変化する。またマントルの回転速度も、核の回転速度と異なるためには、その境界にも同様のトロイダル磁場が発生する。僅かではあるが、マントルは有限な電気伝導度ももっているために、これらのトロイダル磁場をつくる電流の一部が、マントル内に洩れ出し、ホロイダル型の磁場と作用し、マントルに力を及ぼすことになる。現在の双極子磁場が強められた場合、核内で発生するトロイダル磁場は、その電流がマントル内に洩れ出すと、双極子磁場と作用して、マントルを加速する力を生ずる。また核とマントルの境界で発生するトロイダル磁場は、マントルを減速する力を生ずることになる。定常状態では、この両者が釣り合つて、マントル内には電流が流れないが、双極子磁場が時間的に変化する場合には、両者の均衡が破れて、マントルを減速または加速する。

双極子磁場が、約1万年の周期で、現在の磁場の強さの50%の振幅で周期的に変化しつゝ、今から2000年前に最大値をもつたとするとき、この2000年間に  $10^{-22}$  rad/sec<sup>2</sup> の程度のマントルの減速が期待される。これは潮汐摩擦によつて起るとされる変化と、ほぼ同じ大きさの量である。このことから、観測によつて得られる、過去の2000年間の地球自転の減速の中には、地球磁場変動による影響も、かゝる含まれていると推定される。

並川 富一  
政市大理

地球の磁場、恒星磁場の維持に関するダイナモ方程式の性質を調べた方程式がある。その下で渦無し速度場にフリーで自己共転であることが示される。即ち異常ダイナモ方程式は advection 項が零又は curl free の条件で curl free velocity に対し実の固有値を有する。又推測するトロイダル磁場のダイナモの可能性の論じられる。更に一様な状態では星では異常ダイナモがトロイダル磁場の維持を成すが、ポロイダル磁場の維持不可能性が指摘される。異常ダイナモ方程式の adjoint 方程式も示される。

「東北日本異常」と地殻変動。

加藤 愛雄  
東海大学 航空宇宙学科

地磁気短周期変動(周期約4時間以内、湾型変化～周期約50秒、地磁気脈動)の  $\Delta H$  の異常分布から東北日本の地殻及びマントル上部に特異の構造を有して居る事を発見し「東北日本異常」と名付けた事は既に友を報告した通りである。東北日本に於て電気的良導体の層が地殻に浅く上昇して居り、反対に三陸の宮古八戸沖から南西方向に三陸地域のマントル上部に電気的不良導体の物質が深さ200km以上深く落ちて居る事が明らかになった。このような構造は所謂プレートテクトニクスの局所的運動と見られる。且つこの様な運動は地質時代(Cretaceous時代と想像される)から既に現在もその名残が認められる。即ち東北日本で過去50年間の三角点の移動、水準点の変動は全てこの「東北日本異常」の地下構造に関連して起って居る。又、 $\Delta H$  の積年変化を見ると(宮城早女川観測所の1個所であるが)30年以内の起った  $\Delta H = 40 \pm 6.5$  の地震活動に伴って若干の变化が認められた。この事は地震による地殻の歪みや電気導率の変化と考えられる。



西田 泰典

北海道大学理学部

著者は北海道各地において地磁気変化観測を行っているが、現在までの観測結果を発表する。

観測点は下図の如くであるが、30分〜60分の変化に際し、北海道南部の海岸線に沿って、その観測結果をみてみると、

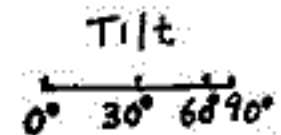
- ・函館、伊達においては、水平成分の変化に対し、Z-成分はほとんど変化しない。
- ・平取でのZ-成分の変化はほとんどD-成分の変化と良く相関がある。
- ・静内でのZ-成分の変化はH-成分とD-成分にも相関がある。
- ・浦河でのZ-成分の変化はH-成分と良く相関がある。

そして、平取から海岸線にほぼ直角に内陸部に入っていくと、

- ・日高ではパーキンソンベクトルの方向での  $Z/R$  ( $R = \sqrt{H^2 + D^2}$ ) の値が小さくなりながらも、やはり平取の場合と同様にZ-成分の変化はD-成分と良く相関がある。
- ・白登ではZ-成分はほとんど変化しない。

という結果が得られた。なお、下図の矢印は各観測点でのパーキンソンベクトルを示す。原因として、地殻熱流量の結果から推定される等温線の凸凹によって説明が出来るようであるが、海や石狩原野での厚い堆積層によっても説明出来るようであり、今後の問題として残されている。

又現在浦河で観測中であるが、学会の際にはその結果もあわせて発表する予定である。



## 水沢周辺のCA観測について

瀬戸孝夫, 田中 穰, 田島 稔  
建設省 国土地理院

水沢を中心にして東西約10数キロメートル離れた, 赤金, 石湊 においてCAの三点同時観測を行なった結果, 次のことが明らかになったので報告する。観測期間は1970年1月15日~3月7日までで, Eventは約40個観測した。観測器はフラックスゲート磁カ針を用いた。

	A	B	パーキングゲートル	$\tan \theta = \sqrt{A^2+B^2}$	$I = \sin \theta$
赤金 (Ak)	-0.03	0.33	S 84°50' E	$\theta = 18^{\circ}29'$	0.32
水沢 (Mz)	0.11	0.28	N 67°50' E	17°0'	0.29
石湊 (Ib)	-0.03	0.32	S 84°40' E	17°52'	0.31

これらのことから, 水沢のパーキングゲートルは西向き<sup>\*</sup>とわかっていたが, 我々の解析では東向き, 西向き<sup>\*</sup>のEventは観測されなかった。解析した周期は約30~40分のものが多い。短周期地磁気脈<sup>\*\*</sup>についても, 目下調査中である。

このことから, 日本全体のCAのモデル<sup>\*\*\*</sup>を参考にしながら, 水沢周辺のモデルをつくる必要があると思われた。

次に三点同時観測故, 時間と三点とも指定して, 三点の振幅比, 及び, 赤金からみた水沢像 (Mz-Ak) と石湊からみた水沢の像 (Mz-Ib) を調べた。これらについて報告する。尚, 湯沢市成沢において目下観測中であるので, この結果についても報告する予定である。

\* 加藤・有賀 日本におけるCAの研究, 東北日本異常 p.19~33

\*\* データは, 小口先生, 国分さん, 飯島さんより借用致しました。

\*\*\* 力武 日本におけるCAの研究, p.123~139.

Undulation of Electrically Conducting Layer beneath Japan Islands.

本蔵義守

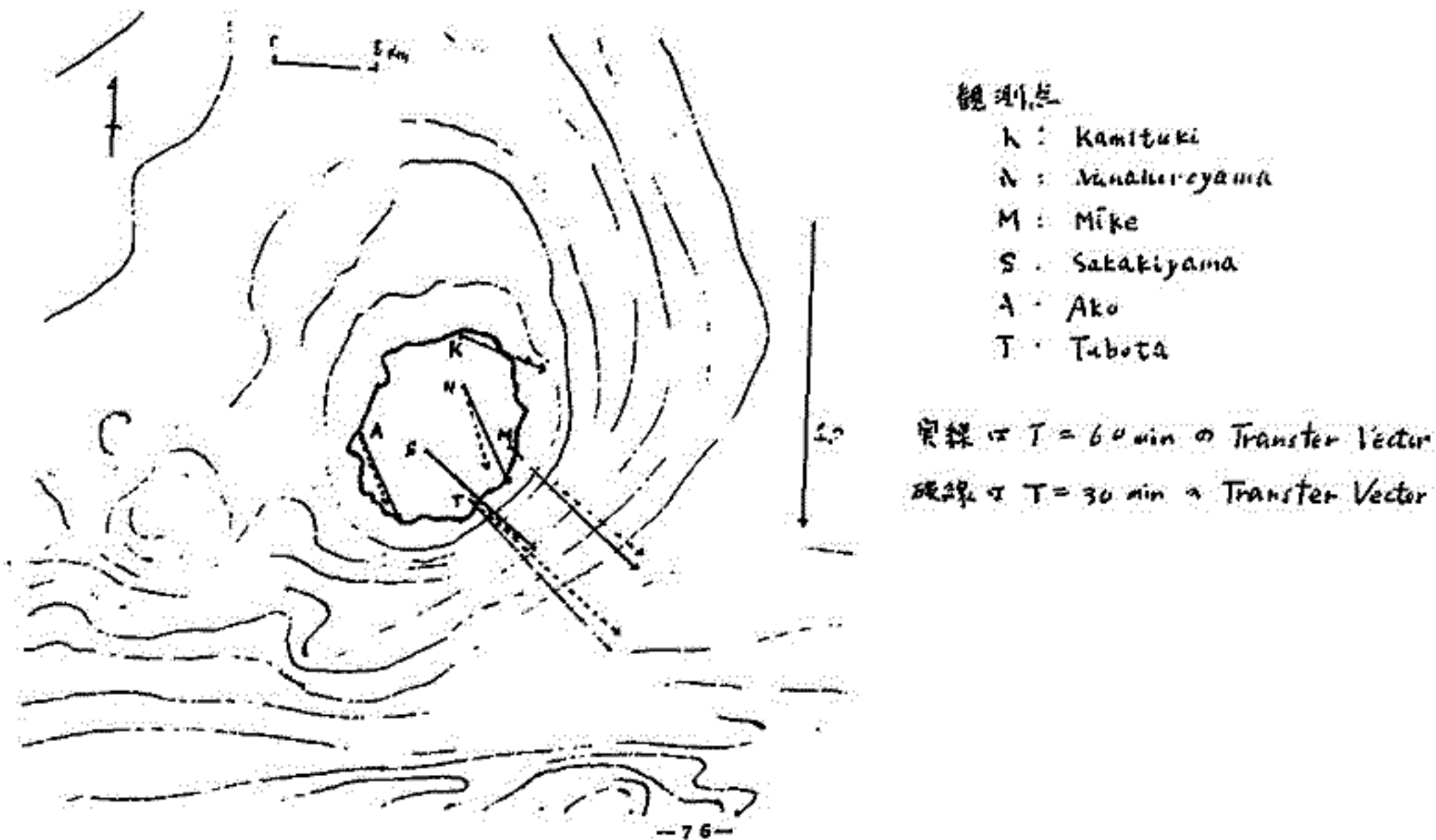
東京大学地震研究所

東大地震研究所では、昨年11月より三宅島に於いて地磁気変化の連続観測を行っており、現在も続行してゐる。毎日はスベクトル解析を中心にデータ解析を行つて、こゝで、簡単に報告する。

伊豆諸島のうち、大島と八丈島に於いてはすでに観測結果が公表されてゐる。三宅島における観測の目的は二つある。一つは、すでに各地で報告されてゐる Island Effect を三宅島において確認することであり、一つは、Central Japan Anomaly の南の方への拡がりを探ることである。このうち Island Effect に関しては、笹井（東大震研）によつてモデル計算がなされておゝり、理論的には明らかになつてゐる。（日本における Conductivity Anomaly 研究）

三宅島に於いては、Central Japan Anomaly 型の地磁気変化異常と Island Effect 型の異常が重なつてゐると考えられるので、Island Effect と Central Japan Anomaly の拡がりを探つて論じようためには、両者を分離する必要があつた。更に、Geomagnetic Variation Anomaly を論じる際には、周波数特性あることは周知の通りであるが、周期による変化をも考慮に入れる必要があつた。これらの問題点を解決するものとして Transfer Function が考えられる。Transfer Function については、笹井によつて説明がなされておゝり、これを用いて解析した三宅島の地磁気変化異常について報告されてゐる。ここでは省略する。（日本における Conductivity Anomaly 研究）

現在までの所、5つの Magnetic Storm についてスベクトル解析を行つて、Transfer Function を求めた。下図は、Transfer Function より求めた各点の Transfer Vector である。



笹井孝一

東大地震研究所

伊豆大島の島内各所で地磁気短周期変化の鉛直成分が著しく異なり、南北端では逆転も起ることはすでに報告した。この現象は海洋誘導電流が不良導体である島によって反射されるための、いわゆる Island Effect であり、海陸分布を模した導層導体の電磁感応を計算することによって、実際の観測量も説明できる。

最近木路部の秋代等によって八丈島での観測が行なわれ、大島と同様に島の南北端では鉛直成分が逆転することが確かめられた。ところが島の北部では周期が1時間程度より長い変化になると、逆転は起らず  $\Delta Z/\Delta H$  は正になる。又ハワイのオアフ島でハワイ大学ウクレイナがホノルルの記録を解析したところ、Z成分は短周期ではHとよく似るが長周期ではD成分と似ており、そのゆり変りの周期は45分位であると報告している。

この様な周期依存性は従来の Island Effect のモデル計算からは説明できない。この原因は地下良導層の異方性が最も考えやすいが、その前に我々がモデル計算を行なう時に無視している自己誘導の影響を吟味しておく必要がある。今回、大島の場合について自己誘導を考慮したモデル計算を行なったのでその結果を報告する。

基礎方程式は次の通りである。

$$\nabla \cdot \psi = -f_0(x,y) - i\omega z_0 \quad (1) \quad (\psi = \Psi - \Psi_0, z_i = Z_i - Z_{i0}, \nabla \cdot \equiv \rho \nabla^2 + \text{grad} \rho \cdot \text{grad},$$
  
$$* f_0(x,y) = (\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 + \text{grad}(\rho - \rho_0) \cdot \text{grad} \Psi_0)$$

今までは(1)式右辺の第2項(自己誘導の項)を無視して計算を行なっていた。その場合(1)式は定常電流の current function を求める式になる。海電流の強さは十分広い海の平均的構造と周期でさまるが、パターンそのものは外部磁場の周期によらず一定であって、 $\Delta Z$ の振巾は周期によって変っても符号が変わることはない。

そこで第一近似として定常流の場合に得られたZ成分を(1)式の  $z_i$  に代入する。

$$\nabla \cdot \psi = -f_0(x,y) - i\omega z_0 \quad (2) \rightarrow \nabla \cdot \psi_0 = -f_0(x,y) \quad (\text{定常流部分}) \quad \nabla \cdot \psi = -i\omega z_0 \quad (\text{補正})$$

この  $\psi_0$  は  $\psi_0$  を求めた時と全く同様に緩和法で数値解が得られる。 $\psi_0$  より得られるZ成分を  $z_1$  として次々に(1)に代入してやると

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n + \dots \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \psi_n = -i\omega z_{n-1} \quad (4)$$

(3)が収束するならば、自己誘導を考慮した正しい解が得られる。(3)が収束する条件は  $\beta = \frac{z_0 \omega}{\rho_0} < 1$  である。ここで  $\rho_0$  は島の周囲の平均的な海深を与える Total Resistivity、 $d$  は数値計算の際のメッシュ間隔である。 $\beta$  が1より小さい程自己誘導の補正項は小さくなる。 $\beta > 1$  の時(3)は発散するので、海を完全導体とみなすモデルで計算しなくてはならない。

大島の場合は  $\beta = 1$  を与える周期は5秒位で、周期30分程度では自己誘導の影響はほとんど無視できる位小さい。

八丈島の場合を考えると、島の大きさ、平均海深は大島と同程度であり、周期1時間前後の  $\Delta Z$  の反転は自己誘導の影響とは考えられない。従ってこの反転はより長周期になって Island Effect そのものが小さくなり、地下の良導層の(おそらくは Central Japan Anomaly)の影響が出ているものと思われる。

島が大きい程、又海が深い程、より長周期でも自己誘導(の効果)が出てくる。従ってオアフ島の場合は比較的長周期(数十分)の変化でも、ここにのべた方法で自己誘導の補正を行おう必要がある。



## 房総半島南部の地磁気全磁力調査

東大地震研究所 地磁気移動観測班

地震予知計画の一環として我々は房総半島南部における全磁力測量を2年间隔でくりかえしている。この程、2回にわたる観測を終えたのでその結果を報告する。

観測期間は下記の通りである。

Survey I 1968年1月29日 - 2月1日

Survey II 1970年3月11日 - 3月14日

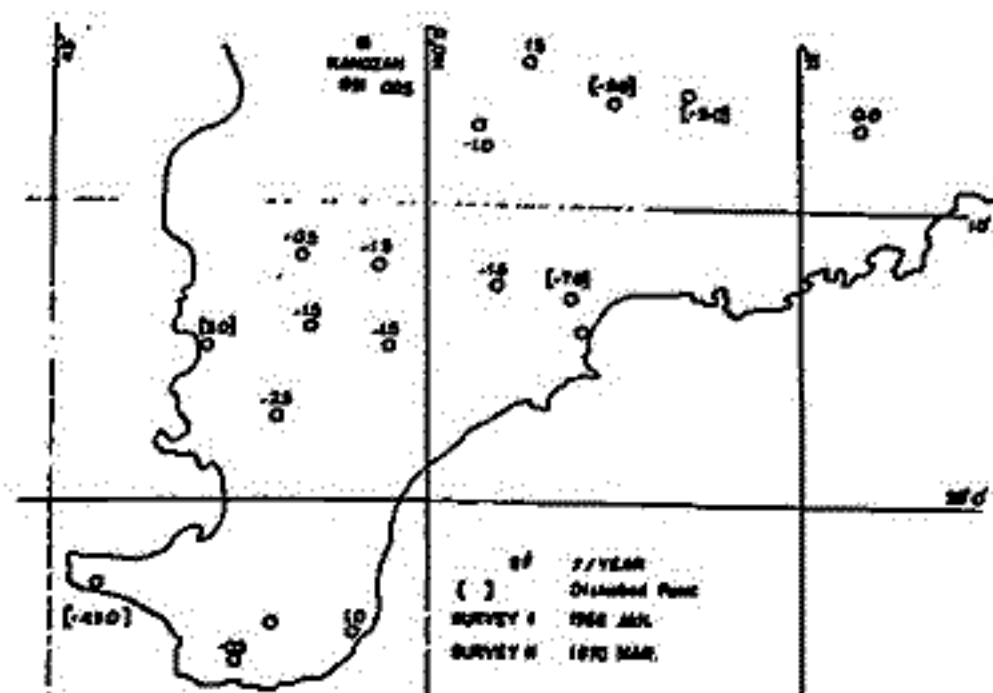
いずれも地磁気静穏日の夜間にプロトコル磁力計を用いて観測した。同時刻の柿岡における全磁力値で日変化を補正し、柿岡を基準としたこの間の経年変化の異常を単一図に示した。(単位:  $\gamma/\text{year}$ ) 観測域では、ほぼ一様にごくわずかながら全磁力が減少している。しかし半島南部の中での局地的な異常は見出されなかった。

国土地理院地殻変動調査室によって1952~53, 1962~63, 1967年の南関東磁気測量の結果がまとめられ、62年を境に鉛直分力が減少に転じたことが報告されている。地理院より資料をいただき、全磁力を求めて比べてみた。全磁力の経年変化も62年以降はわずかに減少を示す。従って今回の我々の結果は62年以降の鉛直分力減少という傾向を反映しているものかも知れない。

いずれにせよ変化量は2年間で3 $\gamma$ 程度というわずかなもので、現在の観測水準での種々の誤差と同程度である。従って地殻変動その他の観測結果と対応づけて論ずるのほ、将来のデータの蓄積を待たなくてはならない。

## \* 1 図

房総半島南部の全磁力異常(柿岡を基準)



井内 登, 岡口昌雄, 藤田尚天  
国土地理院

W.M.S. 以後、国土地理院では5回の航空磁気測量が実施された。今回の測量結果をとりわけて、西南日本の航空磁気測量結果としてまとめた。資料整理としては、等磁力分布図、I.G.F.との比較による磁気異常図の作成及び10km上空で予想される磁気異常を計算により求めた。その結果次の事が考えられる。

1. 中部地方、紀伊半島、四国及び九州東部に於いて $-40\gamma$ より小さい異常地域が存在する。中部地方、九州東部は Bouguer anomaly とも一致し、crust 起源であると考えられるが、全体として中央構造線に沿う変成岩帯の磁性が小さいために負の分布に等しいものと思われる。
  2. 磁気異常値の頻度分布を調べると、九州上空を除いて $-40\gamma \sim -90\gamma$ のところに集中する。九州地方は $-10\gamma$ のところに頻度が一番高いのは火山が多く存在する為全体として正の異常値が多くなるものと思われる。
  3. 九州西北部及び四国南方の海域近くには igneous rock が上昇しているためと考えられる。
- この他、各地域の磁気異常について若干の考察を試みたのでそれを発表する。

歌代慎吉, 近藤 忠  
水路部

水路部では日本周辺の上磁気測量は航空機及び船舶により実施している。航空機による上磁気測量はYS-11機にプロトン磁力計及び三成分測定用 Fluxgate 方位測定装置、水準ジャイロ、位置測定用ロラン受信機を取り付け日本列島周辺沿岸約1,600kmの上磁気連続測定を行っている。飛行高度は約7,000mである。測量は昭和44年45年25年が実施しているが其の結果について一部を報告する。又船舶による上磁気測量は水路部所属の測量船「明洋」(500トン)に電機式プロトン磁力計を搭載して上磁気の Total Intensity の測定を昭和42年より秋田沖から開始したが今回は昭和44年度に実施した能登半島の大陸棚についてその測量成果を報告する。能登半島周辺海域には非常に大規模な磁気異常が local と多数存在する特に船倉島、七ツ島の周辺には $500\gamma$ 以上の磁気異常がある。この磁気異常の分布は海底下の地質構造と密接な関係があることが解った。

# 一等磁気測量の資料による地磁気年変化量分布

永野 浩 雄  
国土地理院

一等磁気測量の成果を用い、1955, 60, 65の三期について、静岡に相対的及地磁気年変化量の分布を考察した結果は、二度にわたり報告した。今回はそれとさらに詳しく検討した。

一等磁気点の中には、一年おさていかに数多くの観測がなされた点もあり、極めて少い観測回数のある点もある。それで、これらの資料を合理的に用いて、すべて残らず、年変化量分布図の作成に専念せしめようとの目的を以て、次のようにした。

観測年月日別の観測値と静岡の資料により epoch 元に化成して reduced value  $M'(x_0, t)$  と得る。この  $\frac{\partial M'(x_0, t)}{\partial t}$  は静岡に相対的の点での年変化量とす。

一等磁気点と A, B, C の三クラスに分ける。A クラスは 2-3 年向隔で 5 回以上の観測があり、永年変化の様子ともっともよく連続できる点、各点はほぼ 4-5 年おきに観測のある点、これはその他である。まず A のグループについて各点毎各成分毎に reduced values と観測年月日に対してプロットして、それらと求め得るものに結ぶ曲線と画く。その曲線の切配を一年毎に大みとす。これを地図上に展開して equal line と画かせ、各年毎、各成分毎に静岡に相対的の年変化量分布図と得る。こゝして、1951 年から 1968 年に至る D, H, I, Z の各成分の年変化量分布と作成した。これを primary charts とす。尚、各年毎に次に B グループの点の reduced values とおりに対してプロットす。今、おに観測がある点、primary charts から期待されるおへの向の永年変化量と実際に観測値から求められた永年変化量と比較することにより、primary charts の信頼性の目をと得ることができる。同時に、観測値の向と結ぶ、おの primary charts から期待される永年変化のカーブに沿うように曲線と画かせば、観測回数が多い点と primary charts で補いつつ、 $\frac{\partial M'(x_0, t)}{\partial t}$  と一年毎に大みとすこととができる。これを (2) 欠 A グループから求めた (B グループに於いて) のに代して年変化量曲線と画かせ、secondary charts とす。C グループの点について、secondary charts から期待される永年変化量と観測から求められたとを比較して secondary charts の信頼性と評価することとができる。

以上の方法により primary charts については  $\frac{\partial M'(x_0, t)}{\partial t}$  の一規定の S.D. は 2.45, secondary charts については 2.35 と評価される。

これらの図面の equal lines は 年変化量と意味するが、年変化量の絶対値は判らない。この図から判るのは 年変化量図上の高部、低部の配置と、その時間的変動状況である。

この配置はすでに前の構想のとおりのものであるが、時間的に急速に、しかも地域的に全国的規模で、変動する。その急速なことと、空間的の広がりからみて、その原因と地殻の中に (2) 求めたことは無理があるのでは無いが、むしろ case の中に求めたものとでは異なることと考へる。

行 武 毅  
 東京大学地震研究所

1965年以來、地震予知研究計画が実行に移され、地磁気関係でも、多くの研究機関が協力して、同一規格のプロトン磁力計を各地に設置し、全磁力の観測を実施している。今回は、これらの観測結果の一部を整理して報告する。

現在すでにプロトン磁力計の設置されている場所と、観測に当たっている研究機関を述べ、次の通りである。

女満別, 樺岡, 鹿屋	気象庁地磁気観測所
男鹿, 仁別	東北大学理学部
水沢, 鹿野山	国土地理院
伊豆大島(野増, 泉津)	東京大学地震研究所
八丈島, 下里	海上保安庁水路部
島取	京都大学防災研究所

これらの観測で得られた全磁力の中、夜間の値だけ ( $1^{\text{h}}00^{\text{m}}$  JST を押んで、 $0^{\text{h}}40^{\text{m}}$  から  $1^{\text{h}}20^{\text{m}}$  までの10分間の値) を平均して日平均値とし、さらにその月平均を計算して、各地域間の全磁力差を調べた。

当初は、月平均をとれば、外部磁場の影響を除去でき、地震に伴う地磁気の局地変化を、十分検知できるといった予想であった。しかしプロトン磁力計を用いて、高精度で長期間観測してみると、1968年7月から1970年初めまでの約1年半の間にも、場所によつて、数%から10%に達する変動の違いがあったことが判明した。このような地域差が何によつて起るのかは、現在まだ明らかでないが、外部磁場の違いによるものもあるのではないかと推測される。地震現象に関連した局地変化の検出には、さらに詳しい平常時の地域差の研究が必要である。



## 地球内部地磁気変化検出に影響する 外部磁場変化

柳原一夫, 白木正規  
地磁気観測所

地震予知研究のためプロトン磁力計による全磁力測定が各地で行われ、その差等の解析が行われてきた。その1969年についての予備的結果によると、全磁力差(各地-柿岡)に数%もしくはそれ以上の大きな変動がみられ必ずしも永年変化の差のみとは考えられない。一見した所季節による変動とDR(Dst)の変化によるものがありはしないかとの印象を受けるので、この効果について検討した。

行武等の解析ではK&Iの夜間値(01h)を用いているので日変化とDP(DS)の影響はないものとして無視する。主要な影響はDCFとDR(Dst)から来るものと考えられる。calm状態にあっても太陽風は存在するのでDCFは存在する。そのときその太陽風によるDRの存在については明らかでないが、現実のcalm状態はpost-perturbationの影響下にあるのでDR(その時より以前に起った擾乱によるもの)は存在する。従ってK&Iの時のみを取り出してDRの影響は存在する。

全磁力差をとる地点間距離が近ければDR(DCFを含む)の影響は両地点とも同一であるから差には影響しない。DRのH成分が $\cos\theta$ ( $\theta$ :磁気緯度)に比例するとすれば、柿岡(26°)と女満別(34°)の間でH成分の差は8%の影響を及ぼす。全磁力については、

$$\begin{aligned} \Delta F_1 - \Delta F_0 &= \Delta H_1 \frac{H_1}{F_1} - \Delta H_0 \frac{H_0}{F_0} + \Delta Z_1 \frac{Z_1}{F_1} - \Delta Z_0 \frac{Z_0}{F_0} \\ &= (k_H \frac{H_1}{F_1} - \frac{H_0}{F_0}) \Delta H_0 + (k_Z \frac{Z_1}{F_1} - \frac{Z_0}{F_0}) \Delta Z_0 \end{aligned}$$

1: 女満別  
0: 柿岡

ただし  $\Delta H_1/\Delta H_0 = k_H$ ,  $\Delta Z_1/\Delta Z_0 = k_Z$  (いずれも常数と考える)

となる。DRのH成分から来る柿岡女満別間全磁力差は $\Delta H_0$ (柿岡)の-16%になる。この際 $\Delta H_1/\Delta H_0 = k_H$ の値は実測と $\cos\theta$ の比とが大体一致する。Z成分については誘導の影響(DRの急変化部ではbayなどと同様に $\Delta H_0$ と $\Delta Z_0$ は平行してゐるが、post perturbationでは正負反対となる)のため単純に $\sin\theta$ に比例せず複雑であるが、実測の統計からは $\Delta Z_1/\Delta H_1 = 0.23$ ,  $\Delta Z_0/\Delta H_0 = 0.16$ の値がえられる。これを用くとDRの影響は全体で、

$$\Delta F_1 - \Delta F_0 = -0.22 \Delta H_0$$

となる。1969年のK&I, 01hの月平均値の水平成分最大較差(柿岡, 永年変化分は除く)は13 $\gamma$ であるから、これが全部DRによるとするところのために生じた全磁力差、 $\Delta F_1 - \Delta F_0$ , は2.9 $\gamma$ に達する。この年のそれぞれの年変化をみても全磁力差変動はこのDRによる部分があることは明らかである。なおDRの影響は全磁力差の方が水平成分差よりも大きく受ける(女満別-柿岡の場合 0.22:0.08)ことに注意を要する。

次に季節による変動であるがDRの年変化は従来Dm(日平均値)のdisturb-calm, あるいはall-calmの統計から実証されているが、今回calm day自身について統計しても同様かつall-calmと同程度(H成分で振巾数%)の年変化がえられた。これは一面前述のcalm状態でのDRの存在を支持したことになる。また夜間値(01h)についてもほぼDmの場合と同様であった。全磁力差への影響を考える場合前述の1969年の変化についてはこまこまに入っているが、しかし季節によって太陽風の到来角が違ふことは考慮に入っていない。これを考慮に入れてDRによる全磁力差の年変化を検討した。

93 地磁気経年変化異常から求めた日本における

地下応力分布

藤田尚美  
国土地理院

1960-65年の日本における地磁気経年変化の異常を1等磁気測量結果を用いて求めた。

基準観測所として静岡を選定、各所の観測値にC<sub>i</sub>補正を求めた。

$$C_i = (\text{静岡の1960年値}) - (\text{観測時にある静岡の値})$$

を加之、 $\dot{P}_{obs} - K_{obs}$  を求める。

次に経年変化の世界的分布から求めた経年変化の正常値の差、 $\dot{P}_{nor} - K_{nor}$  を求め、 $\Delta\dot{P} = K_{nor} - K_{obs}$  と仮定して、

$$\Delta\dot{P} = \dot{P}_{obs} - \dot{P}_{nor} = (\dot{P}_{obs} - K_{obs}) - (\dot{P}_{nor} - K_{nor})$$

とした。

1960-65年の日本において、 $\Delta\dot{P} < -2\gamma$  の磁気異常を3以上全領域が2,3存在する。この5年間の変化量の絶対値は100以上となる。これは、地震時の予想される変化量と同程度である。この原因を、水平方向の引張りと考えた。この領域付近には1960年頃のM2.7の大地震が追加し、地震後の地磁気変化と一致する。

例えば、マグネティック効果により、日本の地下応力分布を求めると、太平洋の応力も、太平洋側に存在する Japan Trench, Nankai Trench に面した方向を示すこと興味深い。

力武常次・山崎良雄

東大地震研究所

非常に高い感度をもつ大地比抵抗変化計が山崎<sup>1), 2), 3), 4)</sup>により製作され、神奈川県油壺において同変化計による観測が1968年5月以來実施されている。この変化計は電気探査の4極法と同じ原理にもとづいているが、比抵抗変化に比例する出力電圧(交流67 C/s)を増中し、サーボモーターによつて出力をゼロにするように可変抵抗を自動調整する方式となつてゐる。変化計構成の詳細は既に報告されてゐるので、ここには省略する。油壺に分布している火山礫凝灰岩は、きわめて特異な電気的性質をもつていて、力学的変形を受けると、歪の数百倍に達する電気抵抗変化率を示すことが、山崎<sup>1), 2)</sup>の史験によつて明らかにされてゐる。したがつて、力学的歪そのものを観測する場合にくらべて、電気抵抗変化を測定することにより、遙かに高感度で地殻歪の観測を実施することができるとの利点がある。1968年5月以來の観測によれば<sup>5)</sup>、この変化計は、平常は海水の潮汐荷重による変化を記録してゐて、油壺湾の浮振に伴つたと思われる土地の変形に対応する変化なども観測される。特に注目すべきことは、比較的遠い大規模地震に際して、この変化計が step 状の変化を示すことである。第一回は1968年5月16日の十勝沖地震に際して得られた電気抵抗変化である。一見地震の時に急激に変化したようにみえるが、この記録は打点式記録方式で、打点間隔は30秒であるので、数分間にわたつて変化したことがわかる。なお地震発生の約2時間前から異常変化があるように見えることは興味深い。この変化量を歪に換算するならば、 $2 \times 10^{-7}$ ということになり、地震発生のもととなつた地殻内の破壊が約700 kmを距つた地点においても、いわゆる strain step とよばれる永久変形として観測されたことになる。この種類の比抵抗変化は、約1年半の観測期間中、日本およびその近海に発生した magnitude (M) 7以上の大地震の際には必ず観測された。7 > M > 6の地震については、震央距離が100 km程度の場合のみ step が観測された。第1表は観測された strain step を列記したものである。

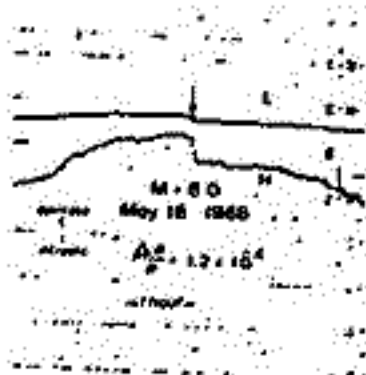


Fig. 1. Change in the resistivity at the time of an earthquake of magnitude 8.0 on May 18, 1968 as recorded by high (H) and low (L) sensitivity channels. The epicentral distance amounts to 680 km.

Table 1. Residual strains estimated from the Wideman-Major graph and resistivity changes.

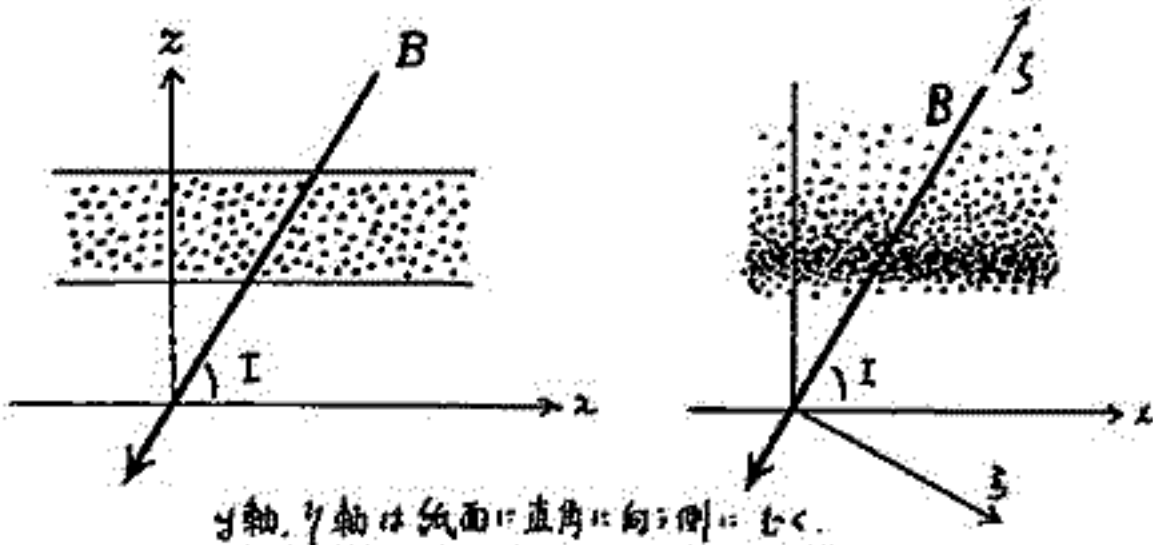
Magnitude	Epicentral distance	From W-M graph	From resistivity change
8.0	680 km	$0.8 \times 10^{-7}$	$2.2 \times 10^{-7}$
7.5	700	$0.4 \times 10^{-7}$	$0.7 \times 10^{-7}$
7.3	680	$0.6 \times 10^{-7}$	$1.5 \times 10^{-7}$
6.4	100	$0.6 \times 10^{-7}$	$3.3 \times 10^{-7}$

- 1) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 43 (1965), 783
- 2) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 44 (1966), 1553
- 3) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 45 (1967), 849
- 4) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 46 (1968), 953
- 5) Rikitake, T. and Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 47 (1969), 99

福島 直

東京大学理学部地球物理研究施設

地球磁場日変化 \$S\_q\$ を説明する従来のダイナモ理論においては、大気の水平運動が地球磁場鉛直成分を切るために生ずる起電力がもとになり、電離層中の電流が生ずると考えている。この条件では induced e.m.f. は常に水平方向にあるが、電離層内で二次元的  $\text{div } \mathbf{i} = 0$  を満たすために生ずる static electric field は鉛直成分を持つ。従って電離層の上部が絶縁体でない限り、磁気圏内にも電流が流れる。最近では地球磁場の方向に特に電流が流れることとを考慮に入れ、また電離層の電気伝導度の高さによって著しく異なることを考慮してダイナモ理論を三次元的に拡張する試みがなされている。ここでは従来のダイナモ理論で用いられている二次元 conductivity tensor を三次元の場合にはどう利用しうべきかを述べ、次に三次元ダイナモにおける地球磁場水平成分の役割を考察する。



左図に示す場合では

$$(\sigma) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}$$

であらわれ、

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yz} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \\ \sigma_{yy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 I + (\sigma_0^2 + \sigma_1^2) \cos^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \end{aligned}$$

である。右図の場合には、ダイナモ起電力により \$E\_z, E\_y\$ が生ずる時、 $\text{div } \mathbf{i} = 0$  を満たすように電荷分布が生ずる。すなわち、x及びy方向には無限に広がっている場合

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{i}_x &= -\frac{\partial \sigma_1}{\partial z} \cos I \cdot E_z + \frac{\partial}{\partial z} \{ (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) E_1^*(z) \} = 0, & E_1^*(z) &= \left\{ \frac{\sigma_1 \cos I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \right\} E_z \\ \text{div } \mathbf{i}_z &= -\frac{\partial \sigma_0}{\partial z} \cos I \cdot E_y + \frac{\partial}{\partial z} \{ (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) E_2^*(z) \} = 0, & E_2^*(z) &= \left\{ \frac{\sigma_0 \cos I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \right\} E_y \end{aligned}$$

であらわれ電場 \$E\_1^\*(z)\$ 及び \$E\_2^\*(z)\$ が生じる。\$z \to \infty\$ とは \$E\_1^\*(z) \to 0, E\_2^\*(z) = 0\$ となるが、低いところでは \$\sigma\_0 \to \sigma\_1\$ とすれば、\$E\_2^\*(z) \to (\sigma\_0 \cos I / \sigma\_1) E\_y \to 0\$ であるが、\$E\_1^\*(z) \to E\_z \cos I (= -E\_x)\$ となる。このような電場が生じることを考慮に入れると、effective conductivity tensor の各要素は上記の \$\sigma\_{xx}, \sigma\_{xy}, \sigma\_{yy}\$ と同じ値になる。

次に水平成分の磁場を無視して従来の二次元ダイナモ理論と双極子磁場中の三次元ダイナモの式を比較してみた。両者で  $\text{div } \mathbf{B}, \text{rot } \mathbf{B}, \text{div } (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \text{rot } (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  の値が違っているが、結果として電流分布が地球表面に及ぼす磁場の様相は両者極めて似ている。

また地球磁力線に沿う電流の影響が中低緯度における偏角値の季節変化に現われようと考えられる解析的結果をあわせて報告する。



鈴木亮, 前田坦  
(京大・理)

以前学会で話した新しい方法による  $S_2$  の解析結果が出たので、そのうち特徴ある事を書き出す。新しい方法は一口で言えば、赤道ジェット電流による非常に狭い領域に起る磁場変化は一時除けておいて、磁場の振幅の緯度変化を球函数で展開し、除けておいたジェットの効果はあとで再び考慮に入れようという方法である。この発想はジェットの影響が非常に局所的であるが故に、本来は非常に高次の球函数でしか表わし得ない筈のものを限られた個数の低次の球函数で表わそうとするために、それらの係数を異常に大きくしている悪影響を除こうとするためのものである。

$S_2$  は Matsushita, S. and Maeda, H. (On the geomagnetic solar quiet daily variation field during the IGY, *J. Geophys. Res.*, vol 70, 2525-2552, 1965) のものをそのまゝ、つまり 1958 年の地磁気  $S_2$  をつかっている。そこで Matsushita and Maeda と今回の結果を比べてみると次のように言える。

- jet current の取扱ひ方法の違いによる影響は、水平成分、鉛直成分の緯度分布をそれぞれ

$$\begin{aligned}
 h_{na}^m(\theta) &= \sum_{n=m}^{m+1} a_n^m X_n^m(\theta) & h_{nb}^m(\theta) &= \sum_{n=m}^{m+1} b_n^m X_n^m(\theta) \\
 z_{na}^m(\theta) &= \sum_{n=m}^{m+1} a_n^m P_n^m(\theta) & z_{nb}^m(\theta) &= \sum_{n=m}^{m+1} b_n^m P_n^m(\theta)
 \end{aligned}$$

と表わすとき

$$\begin{pmatrix} m=1 \\ n=6 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=1 \\ n=10 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=2 \\ n=7 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=2 \\ n=9 \end{pmatrix}$$

等の項によくちか。

- 上記の係数によくちかといういう事は、その絶対値を小さくするという事である。そのための電流系の電流の量が 1~2 割減少する傾向がある。
- 極地方を流れる電流が減少した。——これは jet を除いたためと 1 日項において極にかける磁場変化を 0 と指定したためと両方の効果と思われる。
- jet は赤道上で最大、南北緯度  $4^\circ$  の地点で 0 に陥るようは三角形型の強さ分布を仮定している。これを電離層の電流系の図に書き加えると、赤道附近の電流線が赤道に平行に陥ってくる事がわかる。

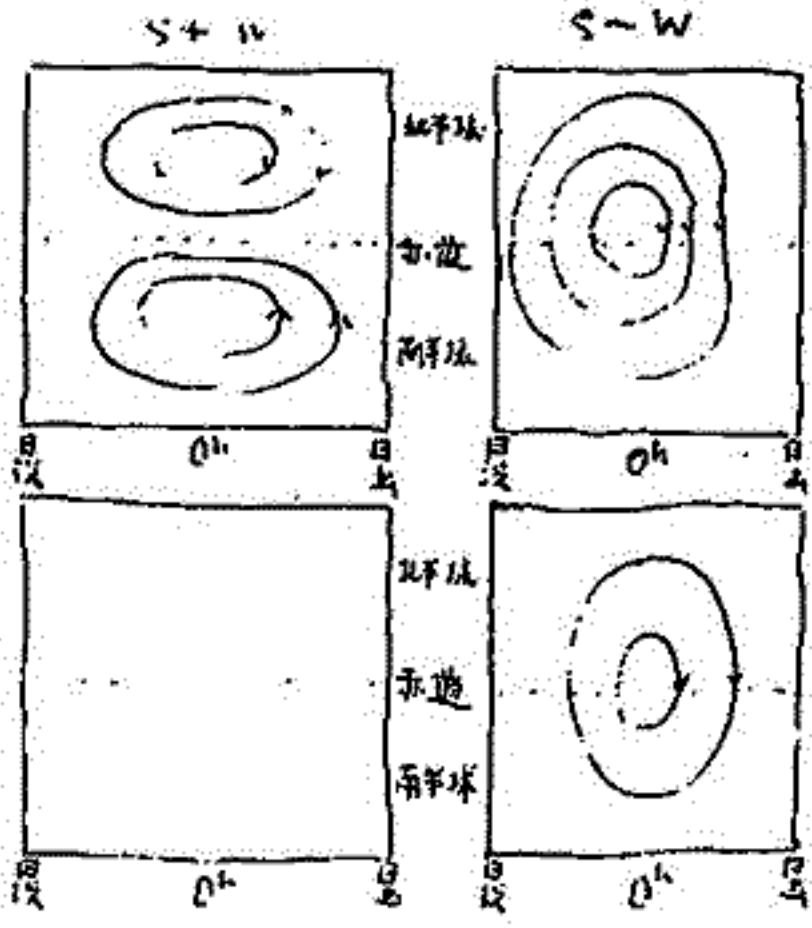
# 夜間の地磁気 $S_y$ 変化について

太田 祝次郎  
京都大学・教養部

静かな日間の夜間の地磁気変化については、ダイナモ理論の面から夜間の電離層の電流は、高度の分布、或は地中に誘起される電流の考察から処理されている。また、資料処理の研究手法として球面調和解析法によって得られる等価電流系  $\vec{J}_{eq}$  を表現されている。この解析法に採用される地磁気観測値 (raw value  $\times$  10<sup>10</sup> datum line) については尚ほ未だの系統があり、この基礎決定法に立脚してこの研究が行われた。即ち夜間の地磁気観測値を引上り際に季節性的に修正しておいた日平均値の夜間の平均値などを採用せず、特殊の方法で検討して算出した結果を報告する。このように特殊の方法というものは、昼間の変化を全無と見做すところから出発して、夜間というときは日出後のはじめの大きい日変化が小さく影響しているから、地方時  $t^h$  を中心として  $t^h$  前後で見られる時局 (約 3 時局) は昼間の影響を無とし、それより日出後のはじめの時刻の急激なこの変化の特殊なことにした。

処理した資料は 1957 年 4 月 1 日から 12 月 31 日までの中低緯度約 20 所の水準二成分の観測資料で、それは June Solstice (北半球、Northern Summer) から December Solstice (北半球、Northern Winter) の間、4 月 1 日から 12 月 31 日の全日平均値である。全日平均値については、極端な影響、Non-Cyclic Change の除去などについて予備調査を行っている。

統計の結果 "S" から "W" の変化形態を調査してみると "S+W" 即ち年平均変化については組織的なものはみられない。これに反して "S-W" 即ち季節特徴がかなり明瞭とみられる結果が得られている。これを従来の以前に観測された結果と比較すると同様に示すように "S-W" は形態的に一致して見られる。"S+W" は全く異なるがみられない。このことは一つには "S-W" は Non-Cyclic Change 極端な "S" と "W" は共通の傾向に相対されるが、"S+W" は逆に加算されるからとも考えられる。また、 $\gamma$  成分として季節変化の大きいことは指摘されることである。



ホフニシヤ〜南緯10°の結果(北半球)

夜間地磁気の変化による結果(南緯10°)

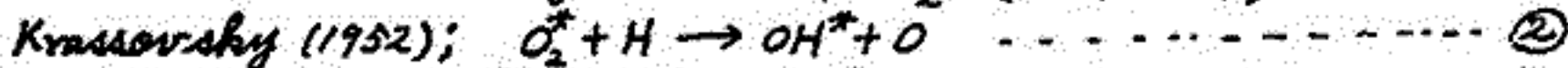
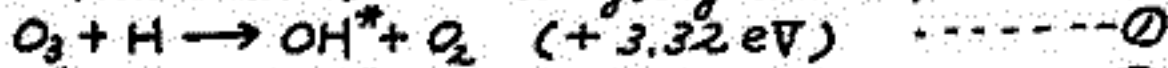
最後の地磁気観測値の二成分のみから、この結果が得られると、基礎として夜間(特殊な)と見做すこと、この図から明かかなる「季節」と「総量」との関係を示すこと、また、 $\gamma$  成分は比較的容易に決定出来ること(これは既に知られたことではあるが)を示す。また、極端な影響の法... は特別に考慮されることである。

帯スペクトル強度比の日変化の観測

矢野 敏  
新潟大学農学部

高橋 久夫  
新潟大学理学部

夜間大気光に於ける OH 分子帯スペクトルの放射は、OH 基の基底状態の振動-回転準位の遷移によるもので、その発光層の高さは最近のロケット観測等から大体地上 80~90 Km と推定されている。この OH 分子の生成および励起の機構に關して従来主として次の化学過程が議論されている。Bates and Nicolet (1950) および Herzberg (1951) ;



①によつて生成された OH\* は  $v=9$  の振動準位へほぼ選択的に励起される可能性があり、一方②の  $O_2^*$  (基底状態の励起振動準位にある  $O_2$ ) の生成に種々の過程が考えられることから、この②による OH\* の生成は種々の振動準位への励起が可能である。Chamberlain and Smith (1959) は当時観測されていたいくつかの OH 帯の強度から見て、各振動準位へほぼ均等に励起されるはずと考えられると云っており、Kvifte (1961) は各準位への励起における“曇り”をつけてやれば強度の観測値をかなりよく説明すると報告しているが、この“曇り”は決して  $v=9$  の選択的励起に非寛的なものではない。一方 Krassovskiy (1961) は OH 発光層附近の高さ(70~80 Km) に於ける H 原子の数密度のロケット観測値と上記①または②のいずれかの単一過程とによつて OH 発光の全強度の推定値(約 400 KR)を説明するにはその高さ附近であまりにも多くの  $O_3$  または  $O_2$  の数密度を仮定しなければならぬことを指摘し、別にいくつかの可能な反応過程を提唱している。これらのことは、地上 80~90 Km 附近の夜間大気中に於ける OH 分子の生成機構は種々の過程から成り立っており、従つて各振動準位への励起の有様も単純ではないと云ふことを示唆しているように見える。そこでもし各準位への励起の割合の時間的、空間的变化を知れば単一過程かどうかの確証をつかむことになり、またどの過程がどの程度の役割を果しているかを判断する手がかりになるだろう。具体的にはある二つの OH 帯スペクトルの強度比に变化があるかどうかを観測すれば、強度比は二つの帯スペクトルの各上方振動準位に於ける存在数の比に比例するので、これらの準位への励起の割合の変化の様子を知らることが出来るはずである。

今回の仕事では、OH(5,1)/(9,4) 帯強度比の時間的変動を干渉フィルター、木ハルおよび直流増幅器をもちいた簡単な装置で観測した。これは OH 帯の発光中に従来見いだされてゐる最高の励起振動準位 ( $v=9$ ) と、より低い準位 ( $v=5$ ) への励起の有様のちがいを知る手段となりうるものである。1968 年 11 月から 1 年間観測した資料を概観すると;

1. 観測された (5,1)/(9,4) 帯強度比の値は 1.4~2.0 の範囲にある。これは  $v=9$  への選択的励起の結果として期待される値 0.24 とはかなりちがっており、むしろ均等励起を仮定した値 1.3 に近い。
2. 一晩中強度比がほぼ一定している日が多いが(約半数)、10~20% 程度の变化を示すこともある。
3. 一晩の平均的な値を比較すると 10~30% 程度のちがいが連続した数夜のうちに起ることがある。

結論として、OH 分子の生成に寄与するであろういくつかの反応過程に於いて、数時間乃至数日の characteristic time をもつて各過程の果す役割の程度が変ると云う可能性を考へる必要がある。



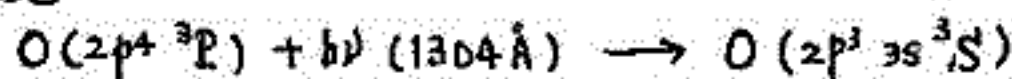
小川 利 紘

(東大・理・地球物理研究施設)

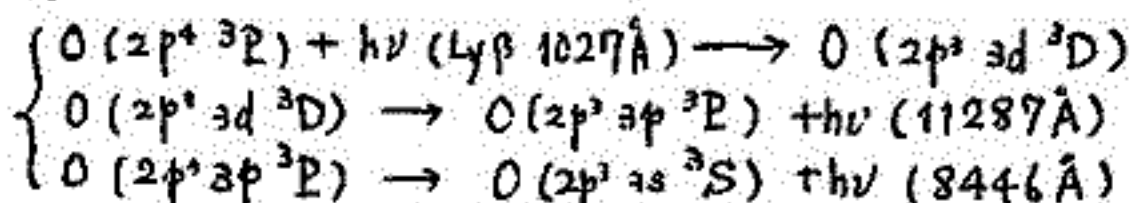
OI 1304Å ( $2p^3 3s^3 S \rightarrow 2p^4 3P$ )

極紫外大気光としては最もよく観測されているものの1つである。励起機構としては、次のものが挙げられる。

## (1) 共鳴散乱

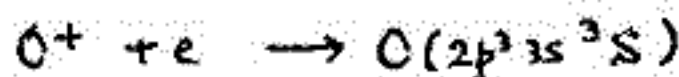


または



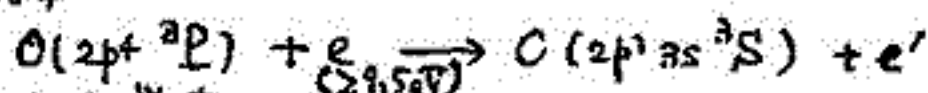
Lyβ 蛍光は 1304Å 共鳴散乱の 1/10 程度の励起力である。

## (2) 再結合



これは再結合係数，乃至  $O(2p^3 3s^3 S)$  の有効励起率がはるかに大きい。しかし，最も大ま目に見積ると，(1)と同程度の励起力以下である。

## (3) 光電子衝撃



## (4) 光解離による蛍光

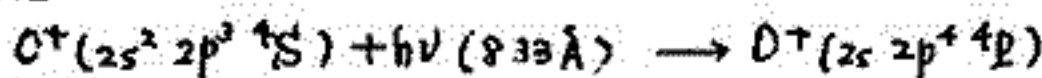


1304Å に対して超高度大気は非常に光学的に厚く ( $\tau \sim 10^5$ )，atomic albedo がほぼ 1 に近いので輻射のほとんどが非常に顕著である。励起率から輻射強度を計算する際には輻射輸送の式を用いることはもちろんである。従来 (1) および (2) では高度 200 km 以下で強度が足りないことから (3) が提案され，ほぼ大勢としてはこれで説明がつく。しかしまだ高度 100 ~ 150 km で (3) では不足している。(4) は長さ  $O_2$  の光解離断面積が実験室で求められ，その値を用いて計算すると高度 200 km 以下では (3) と同程度の励起力がある。(4) も励起機構として重要であることが判った。

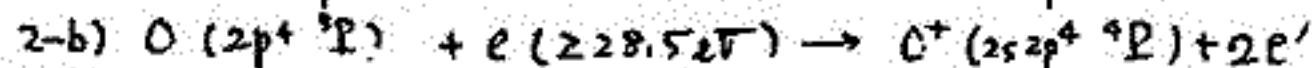
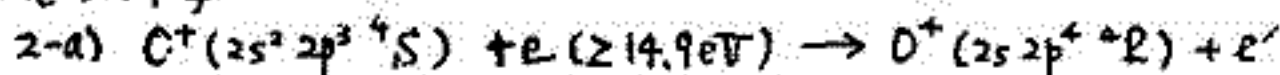
OII 833Å ( $2s 2p^4 4P \rightarrow 2s^2 2p^3 4S$ )

観測が行われたが，wide band filter を用いたために他の lines, bands (OI 1027Å, OI 989Å, OI 878Å, OI 811Å,  $N_2$  Birge-Hopfield 等) の混入が考えられる。従って詳細な励起機構の検討はまだといていない。励起機構としては，

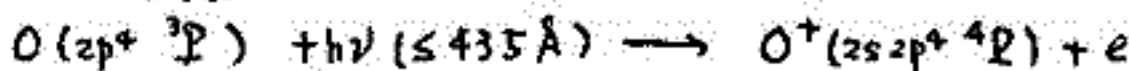
## (1) 共鳴散乱



## (2) 光電子衝撃



## (3) 光電離による励起



高度 250 km 以上では (1) が，高度 250 km 以下では (2) が如く。2-a) は 300 km 付近，2-b) は 150 km 付近に peak があるが，いずれも (1) および (3) に比べて 1 桁以上小さいことが判った。

2つの光線線とも高度 300 km 以上では共鳴散乱が効くので  $O$ ,  $O^+$  の密度定量は比較的容易に定まる。従ってこの2つの光線線を測定することは電離層上部の構造を知る上で有効であろう。



# 藪原における大気光分光測光

鈴木勝久, 小川利純, 等松隆夫  
東京大学理学部

すでに1969年のIASYシンポジウム(第2回)の中でも述べた。地球コロナ中のH $\alpha$ のグローの観測計画の体制がほぼできあがり。データのとりかた状態になったのでこゝらの概要について報告する。

通常地球周辺の水素原子によるH $\alpha$ エミッションの強度は $1 \sim 10 R$  ( $1 \sim 10 \times 10^6$  photons/cm $^2$ /sterad/sec)とみられている。そしてこの強度を決定する要素として(1)太陽L $\alpha$ の強度(2)地球周辺のHの密度分布が考えられる。

この観測システムのブロック図を第1図に示す。大気光による光電子の生成率はこのシステムでは次のように計算される。

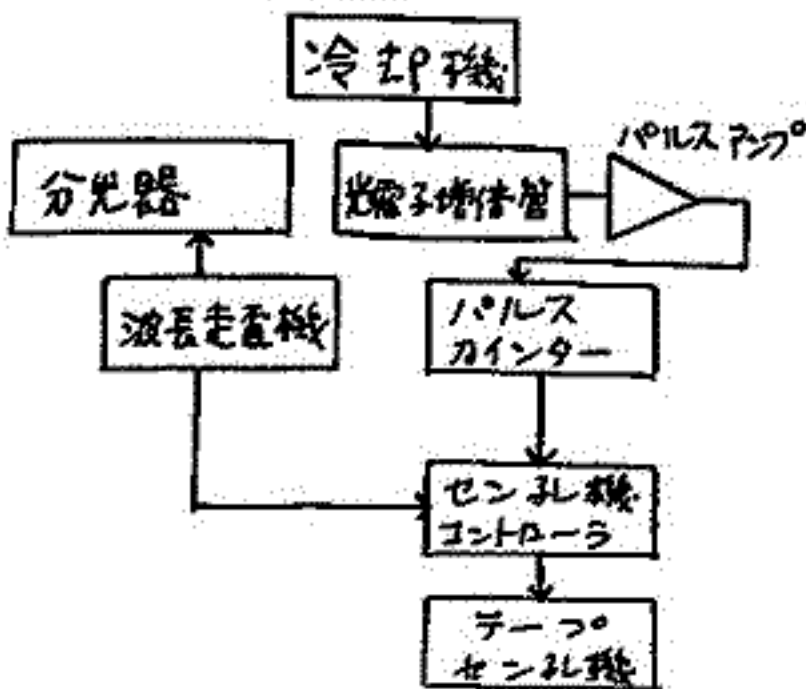
$$N_p = R \times T \times S \times \Omega \times \eta \times \text{重} \sim 20 \text{ electrons/sec}$$

R: 光学系の反射率  $\sim 0.2$ , T: フィルターの透過率  $\sim 0.7$ , S: スリット面積  $0.2$

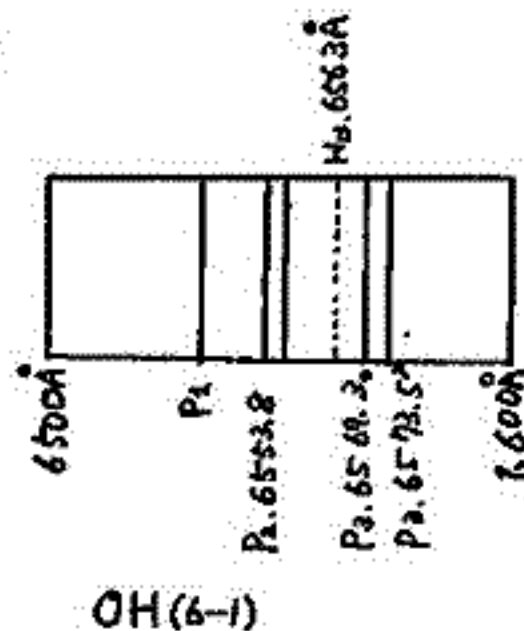
$\Omega$ : 視野の立体角  $\sim 0.0086$ ,  $\eta$ : 光電面の量子効率  $\sim 0.08$ , 重: 大気光の強度  $\sim 10^6$  (Hu)

OI 5877Å等の代表的な大気光にくらべH $\alpha$ の強度は1桁以下と小さく、観測が困難であるが、強度の空間的变化、時間的变化、ドップラーシフト等の観測が(1)(2)に対し重要な情報を提供してくれるものと考えられる。

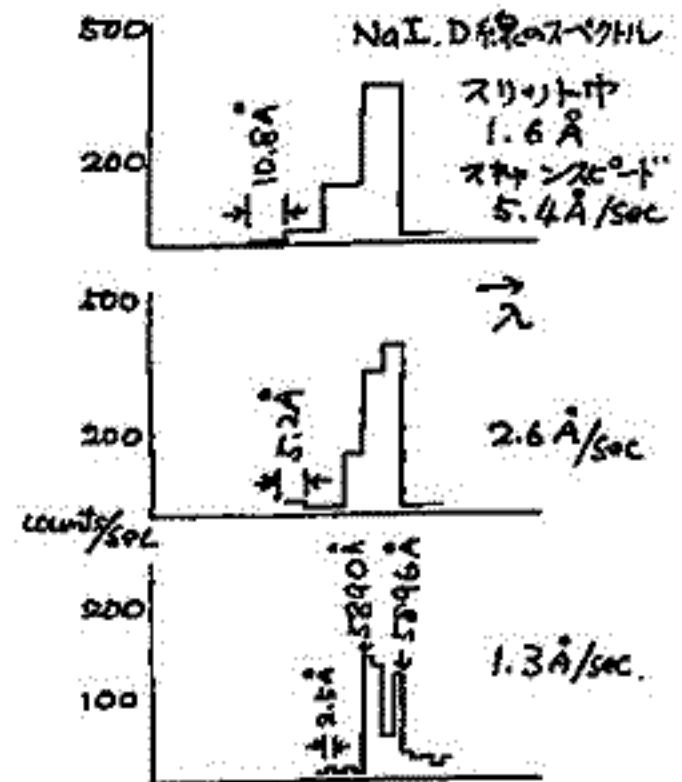
第2図にH $\alpha$ (6563Å)の近傍の波長域のOHのバンドスペクトルを示した。これから、よくなくとも6Å間隔のラインの分離が必要となる。第3図にNa光源を観測した結果を示す。これは5回スキャンした平均値である。これによれば、1.3Å/secのスキャンスピードでD線の分離ができることが分る。



第1図



第2図



第3図

斎藤文一  
新潟大・理

大磁気嵐の際に、通常の極光帯域よりもはるかに遠方でオーロラの出現することがしばしば報告されてはいるが、その光強度、空間分布、スペクトル等の諸特性を統一的に論じたものは多くはない。

1958年2月11日～12日の大低緯度オーロラは、最近の顕著な例であり、この真に Great Red Aurora と呼ぶにふさわしい大オーロラの主要な成分である酸素赤線 OI Red Doublet  $\lambda 6300, 6364$  の出現空間分布、スペクトル特性などを詳しく述べている。

この時の磁気嵐主相時には、よく知られているように4日の Large Negative Bay が発生し、この時極光帯では通常の極光活動の強化が見られたが、これとほぼ同時にはるか低緯度でもオーロラ活動が強化された。例えば強度の増し、より低緯度にひろがり、Xマンベツ (磁緯  $37^\circ 4'$ ) の天頂でも観測が見られた。第1回は、第3回目の UT/0:50 の Negative Bay の際に見られた Great Red Aurora の分布を示したもので、M: Xマンベツ, SP: サクソメントピーク, T: トナンツトトラ, L: マキルクエイン・パラメタ, KR: OI 赤線のキロ・レーリー値である。

低緯度オーロラのスペクトルの特徴としては、

- (1) OI Red Doublet  $\lambda 6300, 6364$  の異常強化,
- (2)  $N_2^+$  の 1st Negative Band ( $^2\Sigma_u^+$ ) の強化および higher vibrational development,
- (3) 原子線 a Nebular Line の一般的強化,
- (4) H 線の異常強化,
- (5) 帯制多重線の強化

等があげられるが、これらは単一の機構によるとは考えられず、低緯度オーロラ (Low Lat. Aurora) は、

$$LLA = M + P + E$$

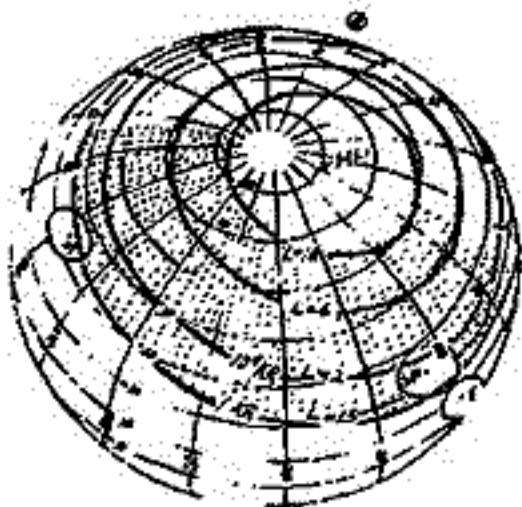
の三成分から成ると考えられる。

M: OI  $\lambda 6300, 6364$  の Monochromatic 成分で、Diffuse Arc や Surface 状をとり、Eほど激しい動きはみられないが、強度、空間分布とも磁気活動とコントロールされる。

E: 電子による効果と主とする通常の OI  $\lambda 5677$ ,  $N_2^+$  1st Neg. Band の強化と Ray をともなう成分。たゞしはるか低緯度にも出現する。

P: プロトン効果と主とする成分。

こからの中 M, P は上記スペクトル特性中、主に (1), E により、(4), (5) は P によって説明されると考えられる。E の説明は、(2), (3) は M,



1958年2月11日10:50 (UT) における Great Red Aurora.

# 下部電離圏における流星金属元素の可視、近赤外光共鳴散乱断面積

牧野行雄、広野求和  
丸大理

最近 dye laser などの利用により可視、近赤外の殆んどの波長で狭帯域で、強力なレーザ出力がえられるようになったので、これを利用して流星金属蒸気の原子やイオンを共鳴散乱法で観測しうる可能性を検討した。これらのイオンはスプラッシュEの出現の時や流星雨の時などにロケットに搭載された質量分析器の観測で、下部電離圏に相当高密度でしかも広範囲に検出されている。ここでは、基底状態にある原子やイオンによる共鳴散乱を考える。

レーザ光の周波数スペクトルに関しては、幅  $\Delta\lambda_L$  の内では一定の強度をもち、それ以外の周波数では強度ゼロのものを仮定した。光共鳴吸収線の幅がりの原因としては、この場合ほとんどドップラー幅を考慮するだけでよいことが明らかであり、有効共鳴散乱断面積は、

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\Delta\lambda_L} \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} = \frac{1}{\Delta\lambda_L} \frac{\pi e^2}{mc} \lambda_0^2 f_{12}$$

となる。ここで、 $e$  と  $m$  は電子の電荷 (e.s.u) と質量、 $c$  は光速、 $f_{12}$  は振動子強度、 $\Delta\lambda_L$  はレーザ光の波長幅、 $\lambda_0$  はその中心波長を表わす。この数値は、NBS Monograph 53 に示された振動子強度  $f_{12}$  の値と、 $\Delta\lambda_L = 0.1 \text{ \AA}$  という仮定を用いて求められた。

さらに、スプラッシュEの出現している時の高さ 100 km 付近の、ロケット観測から得られた各種金属原子の密度の値を使って、レーザ方程式中の  $(\tau T N \sigma_{\text{eff}})$  の値を計算し、静徳日の 100 km の高さ付近にあるナトリウムの場合の値との比を求めた。但し、 $\tau$  は受信装置の光電子増倍管の光電面量子効率、 $T$  は大気中での光の透過率、 $N$  は原子の個数密度である。計算の結果、各原子について代表的な波長は次の通りで、

Fe I (3719.94 Å), Na I (5889.95 Å), Ca I (4226.73 Å), Al I (3944.03 Å),  
Cr I (4254.35 Å), K I (7698.98 Å), Ti I (3981.76 Å), Ni I (3369.57 Å),  
Mn I (4030.76 Å), Ca II (3933.67 Å), Co I (3474.02 Å)

などが、略この順序で、静徳日のナトリウムに比し割合に容易に観測が可能であり、Fe I (3719.94 Å) の場合、51.1 倍、その他は大体、0.1 ~ 50 倍の程度で観測が容易であることが分った。

## 中間圏オゾンの観測 (K-9M-28号機)

永田 武・等松 隆夫・小川 利雄

(東大理・地球物理研究施設)

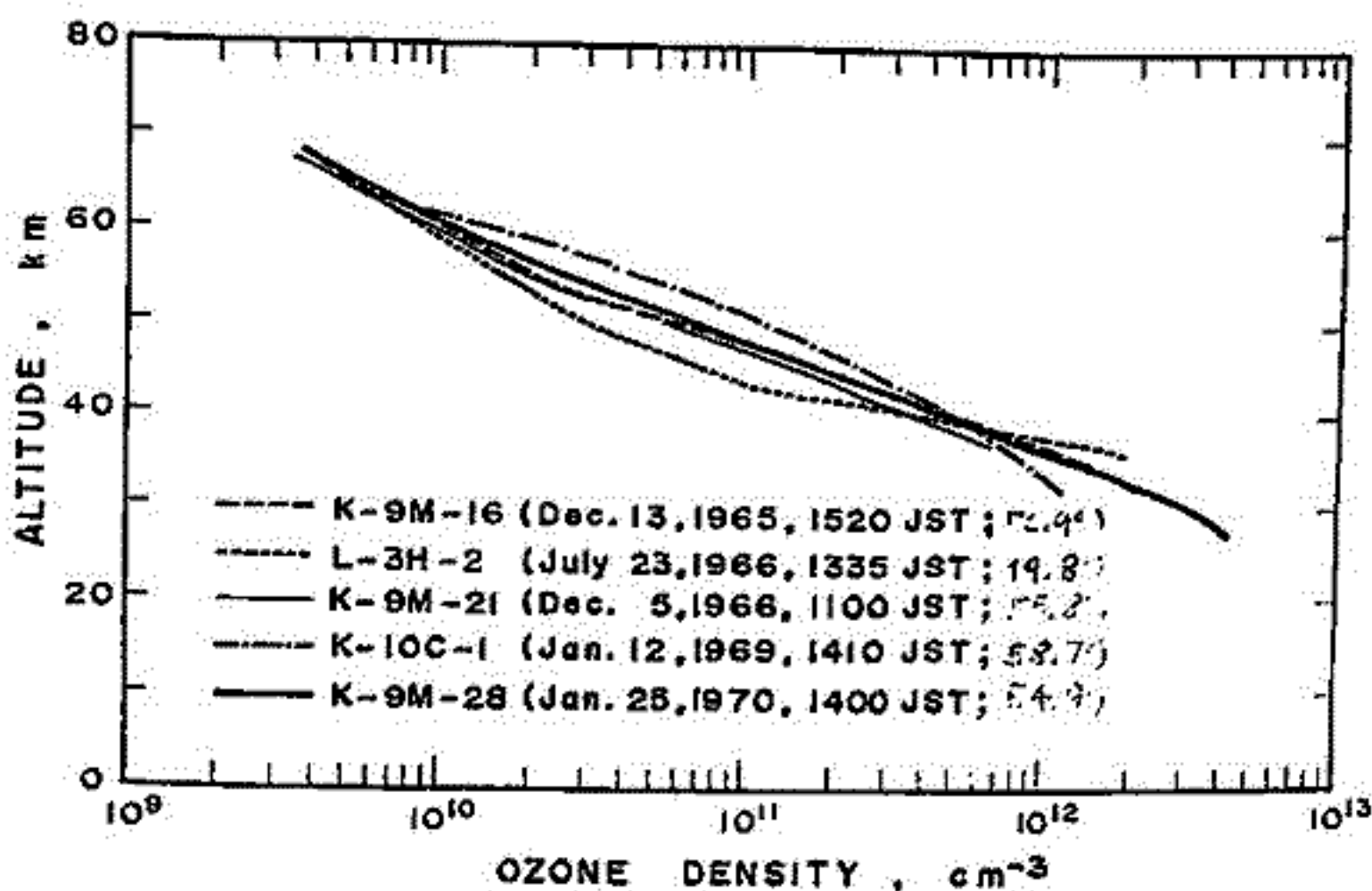
太陽紫外線の吸収を用いて、上部成層圏・中間圏のオゾン密度を測定するロケット実験は、1965年から行なってきたが、1965, 1966年の実験の結果 (K-9M-16, L-3H-2, K-9M-21) についてはすでに報告した。今回は、これに引続いて行なった、1969, 1970年の2回のロケット実験の結果、特に K-9M-28号機の結果を中心に報告する。

この2回の実験では、従来のように、ロケットがオゾン層を突破した直後に観測・他項目の観測に切換えて telemetry することをしてもらったので、ロケットの姿勢変化による中継機の変化の様子を明らかにすることができた。このデータから、ロケットの姿勢変化による見かけ上のオゾン密度の変化の様子を明らかにすることができたので、この結果の補正を十分考慮してオゾン密度を求めた作業を行なった。また以前のデータも、この点を考慮しつつ、再解析した。

その結果、Ⅰ. 65 km 付近に存在するとされたオゾン密度の「ヤ2のピーク」は、誤差の範囲に入ってしまった。その存在は疑わしい。ただし、66 km 以上では明らかに、オゾン密度の減少の仕方がゆきゆがみに近い値があること (SCALE HEIGHT の増加)。

Ⅱ. 上部成層圏・中間圏では、オゾン分率は水素化合物を含む化学反応でほぼ説明できること。

以上の事が明らかになった。





松岡 猛 中村純二  
東大教授

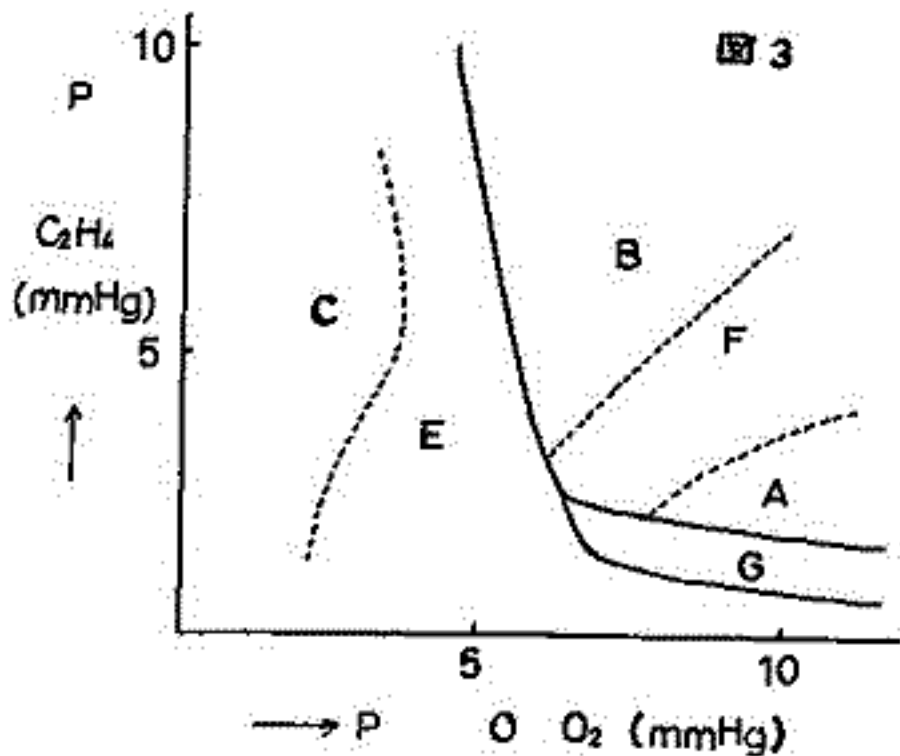
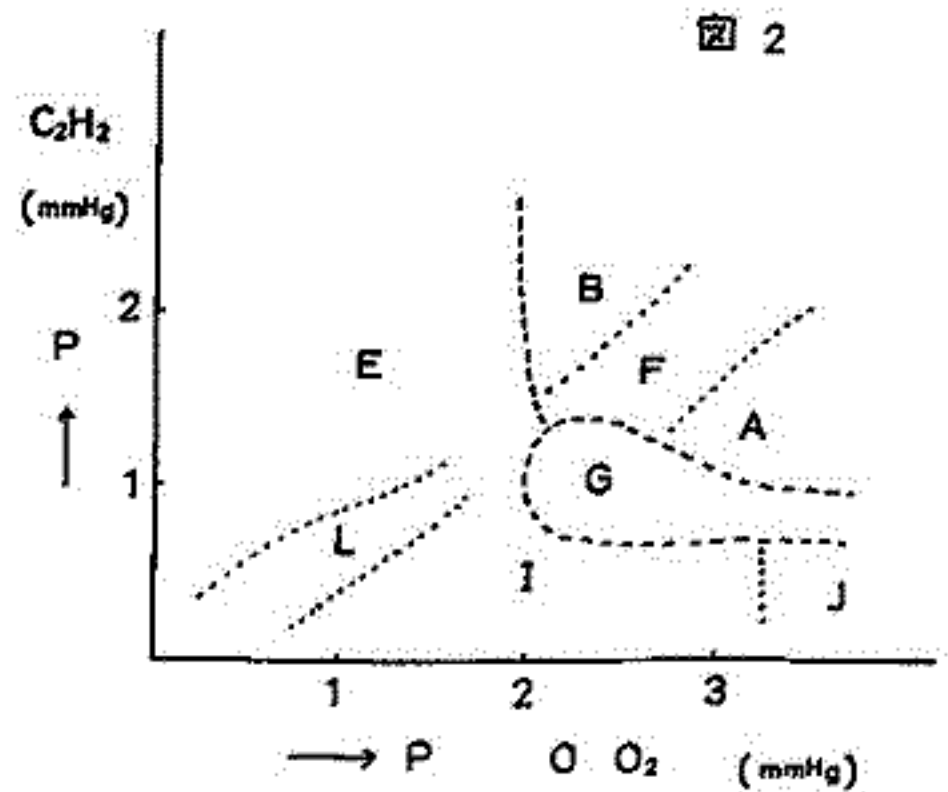
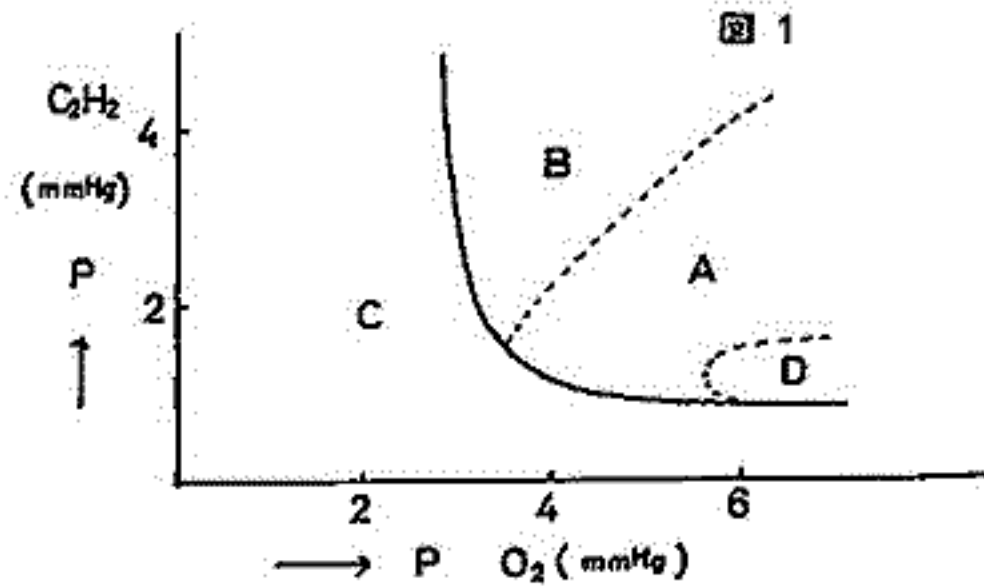
夜間上空において、ロケットより炭化水素を放出し、酸素原子および分子と反応を起させ、その時の発光スペクトルを地上において観測し、上空の空気の組成あるいは密度を求める計画である。今回はその基礎実験として、 $C_2H_2$  および  $C_2H_4$  と  $O$ 、 $O_2$  の低圧下における反応を起させ、その際の発光の様子と、発光スペクトルを調べた。

酸素原子は酸素分子を無電極放電により解離して発生させた。(解離度約4%) その混合ガスに、直径100mm、全長600mmの反応容器内で  $C_2H_2$  あるいは  $C_2H_4$  を周囲から吹きつけ反応を起させた。一例として、①  $C_2H_2$  と  $O_2$ 、および②  $C_2H_2$  と  $O$ 、 $O_2$  の反応の圧力依存性を図1, 2に示した。各領域に反応の様子とスペクトルにより、A~Gの区別をつけたが、領域の境界はかならずしもはっきりしていない。①  $O_2$  のみとの反応の場合は、領域Cでは反応は持続せず、またA, B, Dにおいても電極による点火を必要とする。② 一方  $O$ 、 $O_2$  の混合ガスの場合には、すべての領域で自発的に反応を起し領域Cはなくなる。  $O_2$  との反応の場合Cであった領域には、E, L, I, J という、A, B, F に比較して弱く発光する領域があらわれる。これは

実験の最低圧0.4mmHgまで発光が認められている。また断続的に反応する cool flame の領域Gもあらわれる。スペクトルは、図1, 2ともほぼ同じで、A, B, Fでは、 $CH$ ,  $C_2$ ,  $OH$  が観測される。(以下、強度順) Gにおいては、 $OH$ ,  $CH$ ,  $C_2$ ,  $HCO$ 。 Eではほとんど  $OH$  のみ。

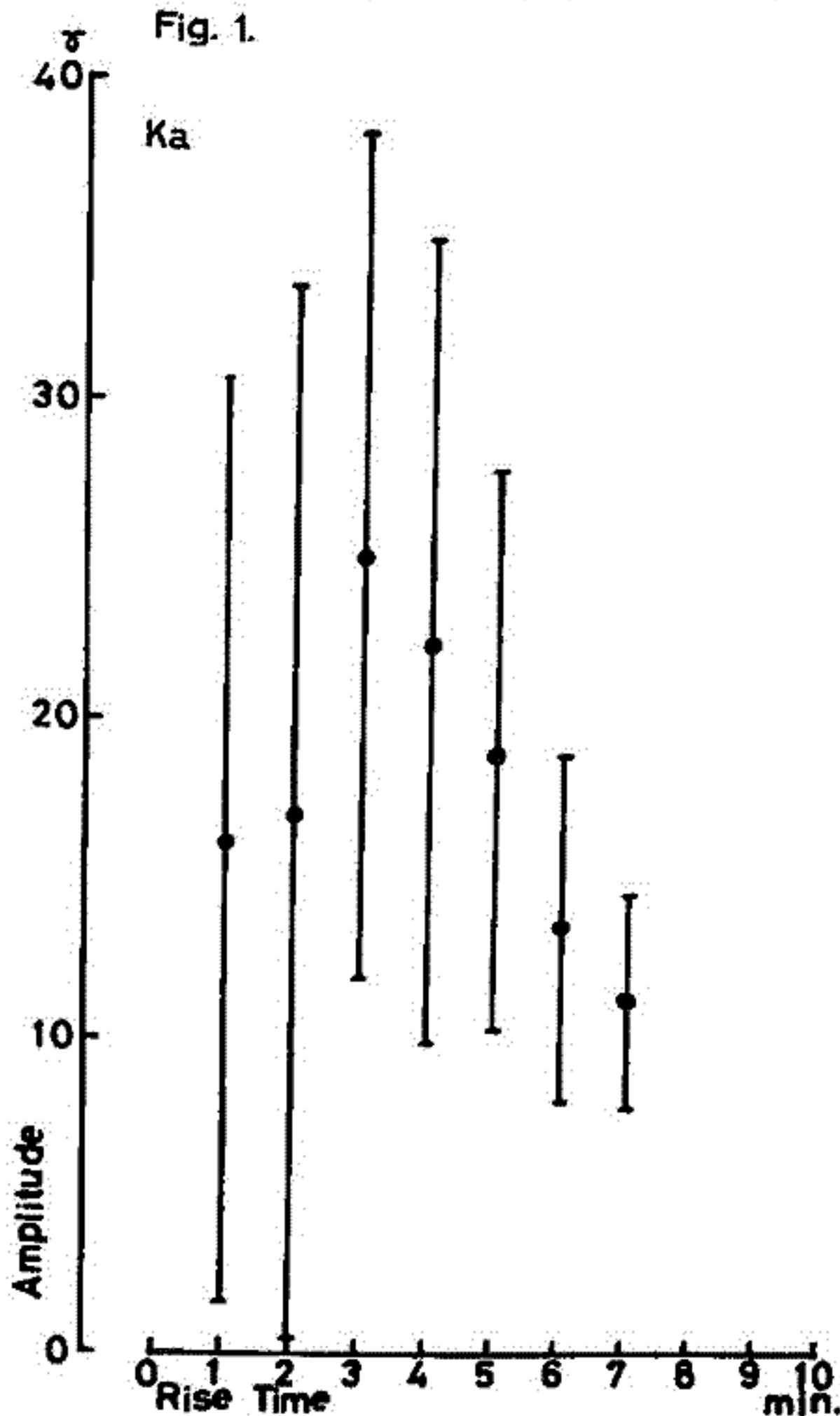
I, L, J, では  $OH$ ,  $CH$ ,  $HCO$ ,  $C_2$  となっている。Dの領域では赤い光が認められるが、まだスペクトルはわかっていない。比較のため  $C_2H_4$  と  $O$ 、 $O_2$  の反応を図3に示す。スペクトルは、ほとんど変わらないが、領域Cがあらわれることと、圧力が相対的に高くなる点が違っている。これらの事から、ロケット実験には  $C_2H_2$  の方が適している。

今後  $C_2H_2$  について、圧力をさうに下げた実験と、酸素原子のみとの反応実験を行う予定である。



山口又新  
地磁気観測所

1958~1968年間の、柿岡、鹿屋、女瀬別の磁気嵐資料について、SSCの大きさ、*rise time*, *storm range*, *maximal activity on K-scale* 等の相互關係を調べた結果について報告する。比較的明瞭な關係の見られる量もある。3観測所間の差異は余りなかったが、例えばSSC magnitude vs. *rise time* の關係は、カノ岡の如くなり、P. R. Pisharoty & B. J. Srivastava が Alibag の資料から得たような簡單な *inverse relation* は見られるなかった。



山下 義弘

地磁気観測所

Akasofu, S. I. に依ると, DR-磁場は異,  $T$ : *life-time* を持つ二つの部分 DR-1,

DR-2 から成り立っている。そこで, 磁気圏に原因を有する変動と極電離層内電流に主

因を有する DP-磁場との関連を調べるために, 1964年1月より約27日の間隔で連続して,

数回出現している DR-2型地磁気擾乱と, その時の AE-Index (*global auroral electrojet activity*)

との関係について検討してみた。その前に, AE-Index の特性を調べるために1時間ご

300  $\mu$ T. (12日半) の時系列をとって, その周期分析をしてみた。

## Reference :

- ① Davis, T. N. and Sugiura, S. : 1966, *J. G. R.* 71, 785
- ② Davis, T. N. and Parthasarathy : 1967, *J. G. R.* 72, No. 27.
- ③ Haurwitz, M. W. : 1969, *J. G. R.* 74, No. 9.

上出 洋介・福島 直 (東大理)

Auroral Electrojet (AEJ) に伴う worldwide な current 分布の研究は、magnetospheric substorm の機構を知る上に非常に重要なことである。従来、その current pattern は定性的には AEJ とその return current からなるいわゆる DP-1 field のみで説明されてきたが、本論文では前回に続き、さらに realistic な仮定のもとに AEJ の勢力 (return current) の空間的拡がりの定量的計算を行なった。

**仮定** (1) AEJ を南北両半球におく。

(2)  $\theta$  方向 ( $\theta$ : colatitude) にも拡がりのある auroral zone (oval) に沿って AEJ を流す。

**計算**  $(\theta_0, \lambda_0)$  に moment  $\mu(\theta_0, \lambda_0)$  の doublet の分布があるとき、任意の点  $(\theta, \lambda)$  における current function  $J(\theta, \lambda)$  は

$$J(\theta, \lambda) = \frac{\sigma_0}{2R} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{C \cos \alpha + S \sin \alpha}{1 - A} \mu(\theta_0, \lambda_0) R^2 \sin \theta d\theta_0 d\lambda_0$$

$$\theta_1 = f_1(\lambda_0) = \theta_c(\lambda_0) - w(\lambda_0)/2$$

$$\theta_2 = f_2(\lambda_0) = \theta_c(\lambda_0) + w(\lambda_0)/2$$

$w(\lambda_0)$  AEJ の lat. width

$\theta_c(\lambda_0)$ : auroral oval の centre

$$A = \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)$$

$$C = \sin \theta_0 \cos \theta - \cos \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)$$

$$S = \sin \theta \sin(\lambda - \lambda_0)$$

で与えられる。今回は次の3つの場合について、 $J \rightarrow i$  (current)  $\rightarrow X_m, Z$ -成分の計算を行なった。

Model 1.

$$w = 14^\circ, \theta_c = 23^\circ \text{ (auroral zone)}, \alpha = 0$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[ \frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cdot \cos \lambda_0$$

Model 2.

$$w = 20^\circ, \theta_c = 23^\circ \text{ (auroral zone)}, \alpha = 0$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[ \frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cdot \cos \lambda_0$$

Model 3.

$$w = 20^\circ, \theta_c(\lambda_0) = \theta_1 + (\theta_2 - \theta_1)(\cos \lambda_0 + 1)/2, \theta_1 = 15^\circ, \theta_2 = 23^\circ \text{ (auroral oval)}$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[ \frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cos \lambda_0, \alpha = \tan^{-1} \left( \frac{\partial \theta_c}{\partial \lambda_0} \right)$$

**結果** 少なくとも AEJ と同時に night ~ morning hours に中低緯度で観測される  $\Delta H > 0$  の変動については、AEJ の return current として十分説明できることがわかった。また、auroral zone および sub-auroral zone における  $X_m, Z$ -成分の latitudinal profile は Walker (1964) の sheet current, Bonnevier et al. (1970) の 3次元 current によるものと類似の form である。



## DR-field 解析のための一つの試み

と出 洋介  
(東大理)

Magnetic storm の main phase に磁気圏内の ring current (DR-field) が enhance することは、地上の磁場変動観測、人工衛星による荷電粒子、磁場分布の実測、モデル計算によって確かめられている。従来、DR-field の大きさを近似的に  $Dst(t) (= \frac{1}{2\pi} \oint H(\varphi, t) d\varphi$ ,  $\varphi$ : 経度) で表わしてきたが、最近報告されているその asymmetric development を含めて記述する適当な scale はまだつくりだされていない。ここでは一つの試みとして、DR-index のつくり方を提出し、実例について議論する。

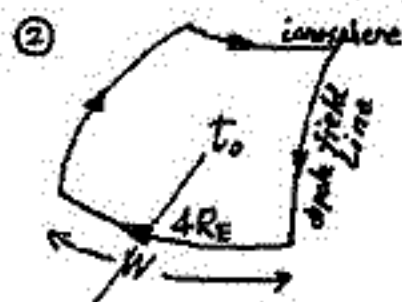
\*\*\* DR-index 作成法の概要 \*\*\*

- ① 地磁気緯度  $\varphi_m$  が  $20^\circ \sim 40^\circ$  の local time に広く分布する  $n$  個の観測点のある UT における  $\Delta H$  を  $\varphi_m = 30^\circ$  における値に補正する。

$$H(\varphi_m = 30^\circ) = H^s(30^\circ) + H^p(30^\circ)$$

$$\text{但し、} H^s(\varphi_m) = \beta(\varphi_m) \cdot H^s(30^\circ), \beta(\varphi_m) = B(\varphi_m)/B(30^\circ), B(\theta) = \frac{I}{c} \frac{r(r \cos \theta - a \cos \varphi)}{(r^2 + a^2 - 2ra \cos \theta \cos \varphi)^{3/2}}$$

$$H^p(30^\circ) = H(\varphi_m) - H^s(\varphi_m) - 0.0075 \cdot |DRP^*| \cdot (\varphi_m - 30^\circ)$$



② 左のような current loop (Fejer, 1961; Cummings, 1966; and Parker, 1966) の各  $W$  (partial ring current の longitudinal width) に対する  $\Delta H$  の分布を  $\varphi_m = 30^\circ$  について計算し、longitudinal dependence を求める。

$$H(\varphi_m, \lambda) = \oint \underline{dF} \cdot \underline{e}_\theta, \quad d\underline{F} = \frac{I}{c} d\underline{s} \times \underline{e} / r^2$$

- ③ その分布と①で計算した補正値  $H(\varphi_m = 30^\circ)$  を  $H = a \exp(-b \tan^2 \frac{\varphi - \varphi_0}{2}) + c$  で近似した値とを比較し、最小自乗法により未定係数  $a, b, c, \varphi_0$  を決定し、DRS, DRP,  $t_0$ ,  $W$  の最確値を求める。

DRS —  $4Re$  を longitude に関して symmetrically に流れる電流に比例する量で、単位はそれによって生ずる  $\Delta H$  の地球上赤道における値  $\gamma$  であらわす

DRP — 上の current loop に流れる電流に比例する量

$t_0$  — 上の loop の中心の local time

$W$  — 上の loop の存在する longitudinal width (単位は degrees)

この方法で ( $n=9$  について) DR-index をいろいろな type の magnetic storm について 15 分毎に計算した。主な結果は次のとおりである。

- (1) DRS をつくる energy input は AE (Auroral Electrojet) の発達と関係がある。DRS の decay const. は  $\sim$  a day である (大きな storm の main phase では  $\sim$  数 hrs. も卓越する)。
- (2) DRP と AE の相関がよい (とくに  $AU = E - AE$  と)。
- (3) DRP の中心 ( $t_0$ ) は evening sector にあり、DRP の発達と共に Westward に動く。その speed は  $0.3 \sim 1 U_E$  ( $U_E$ : 地球の自転速度)。
- (4)  $W$  は  $< 180^\circ$  にあり、DRP の発達と共に狭くなる傾向がある。

乱

小口 高  
東大 理

従来の極磁乱の理論は主として与えられた電場の下で Conductivity の増加領域を考へることによつて説明されて来た。その電場を作る原因としては磁気圏内部では 1) ダイナモの風, 2) 磁気圏に及ぶ磁気ドリフト, 3) 粘性的結合, 4) 入射粒子に伴う polarization drift 等が考えられ, 外部からの supply としては, 1) magnetic field reconnection, 2) 太陽風中の polarization drift, 3) magnetic field anihilation 等が考えられている。これらはいわば internal DC Model, 及び External DC Model と呼ばれるものでいづれも DC Model である。

DC Model に対してここでは AC Model を提案する。AC Model においては電場を与える起電力はほとんどが太陽風及び磁気圏の polarization drift によって与えられることになり, 電離層の Pedersen Conductivity と結合した磁気圏の等価容量が与える現象の時定数を与えることになる。最も簡単な Dp-2 型の電流については磁気圏及び電離層における電場変動は

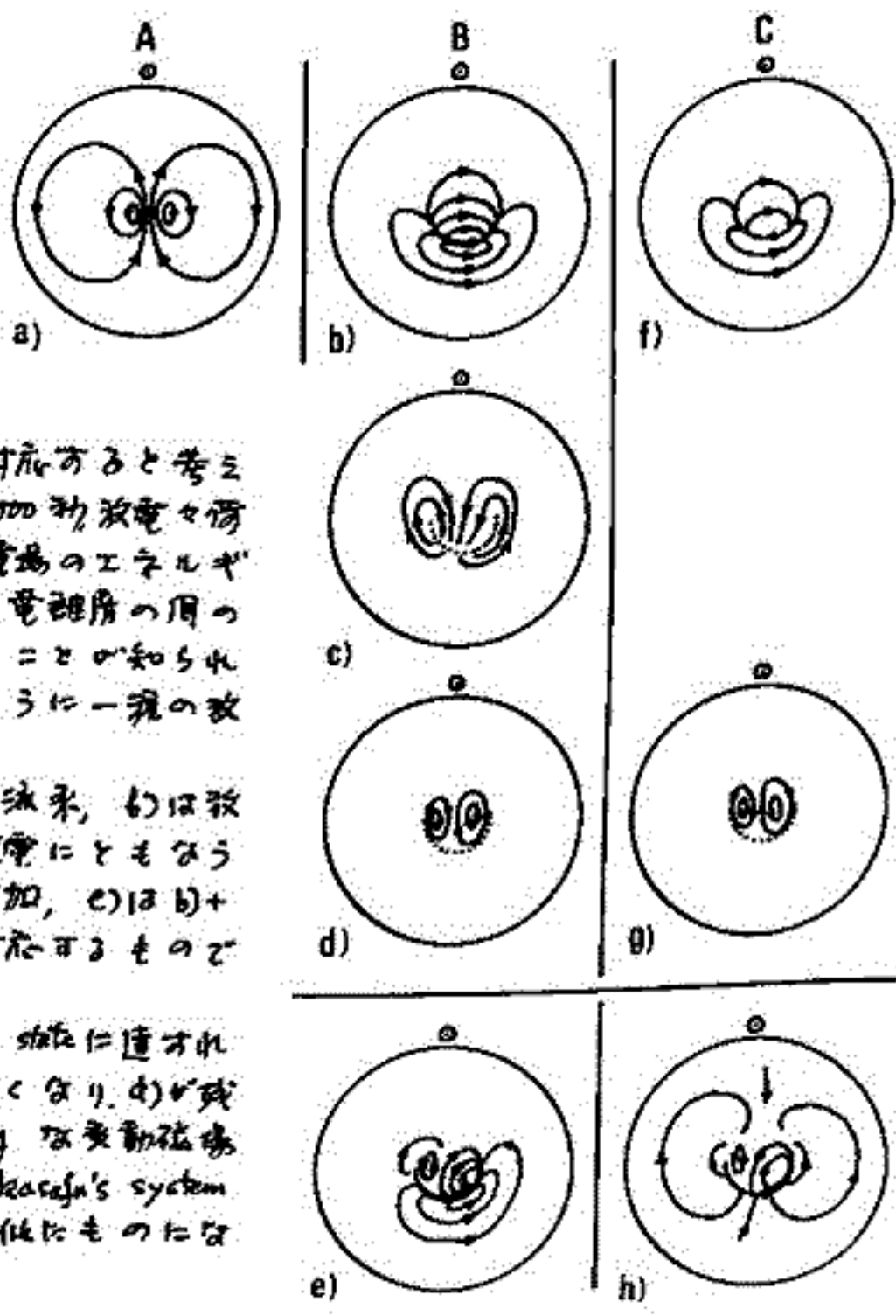
$$\frac{E}{R_1} + C_M \frac{\partial E}{\partial t} = c \text{rot } B_{sw}$$

で与えられ,  $C_M R_1$  という時定数が大なる役割を演ずることになる。B<sub>sw</sub> の変動に対する位相おくれは 10分~15分となり, 西田前記の結果と一致する。

Dp-2 型電流はいわば Iono-magnetosphere の charge up に対応するもので, これに対して Dp-1 はこの電流の Iono-magnetosphere 内に至る Short circuit を通じて discharge することに相当するものと考えられる。放電の時定数は約 1000 秒放電電荷は  $10^9$  coulomb max である。precipitation は電場のエネルギーによって惹きおこされ, Magnetosphere と電離層の間の電位差が 1KV 以上の時に不安定となること知られる。Break up とともなる Dp-1 はこのように一種の放電現象として主とする。

図 a) は charge up の状態の Dp-2 電流系, b) は放電電流と equivalent return current, c) は放電にともなう Hall current d) は shunt に伴う極域電流増加, e) は b) + c) + d) で放電中の transient current に対応するものである。

放電の進行して最後の quasi-steady state に達すれば, b) は弱まり f) になり, c) は弱くなり d) は残る。従って h) = f) + g) - a) は quasi-steady な変動磁場に対する current system になる。e) は Akasaka's system に似たものになり, h) は古典的な DS に似たものになる。



亙理宣夫, 上山 弘  
東北大学 理学部

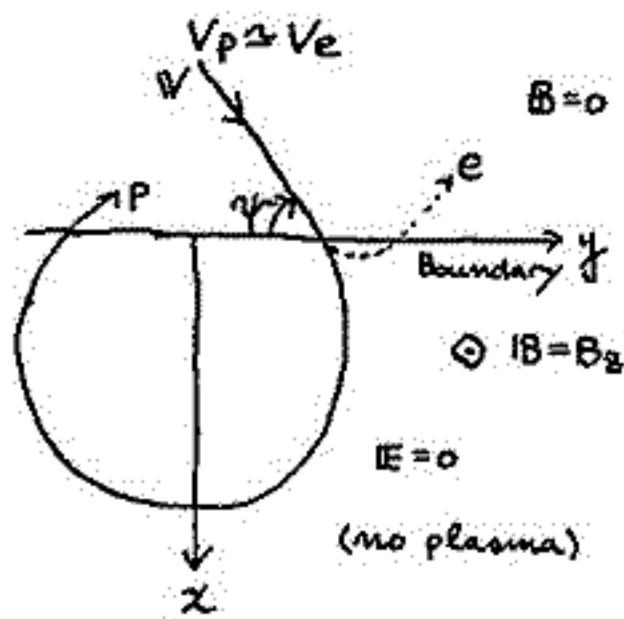
磁気圏内に大規模な電場が存在するという事実は各方面の観測結果から明らかになっているにも拘わらず、その発生機構については未だいろいろ問題が残っている。今までに提唱された機構としては、

(a) Viscous-like interaction (Axford & Hines, 1961)

(b) Interplanetary electric field の磁気圏内への侵入  
(Dungey, 1963; Alfvén 1964)

の二つに大別される。しかし、いずれも一長一短で、必ずしも観測と理論との一致を見ていない。

ここでは電場の発生機構として Ferraro (1952) によって示された、magnetic field boundary 近傍における Solar wind particle の dynamics を再検討してみる。



今、左図の様な model を考へると、初め boundary に入った neutral plasma flow (Solar wind) は mass ratio の違いにより proton は electron より非常に深く、又非常に長い間 boundary 内に留まることができ、その結果  $x > 0$  の region には proton の excess charge region (ion sheath) ができるとになり、 $x$  方向の電場が形成される。次に来た Solar wind の proton は boundary に達すると、電場の影響を受け、軌道の修正が起るため最初の電場を弱め子様になるが、最終的にはある値に落ち着くはずである。一方

電子も電場の影響を受けるが侵入の深さは、そう大きくなれないから、boundary 内の電場の構造を変えるまでには至らない。

これらの結果を磁気圏境界にあてはめると、dawn, dusk side での非対称性から、磁気圏内に大規模な電場を発生させる可能性がある。

# Induced Electric Field, Particle Precipitation, and Plasma Instability associated with Large-scale Magnetospheric Plasma Motion

玉尾 敦

東大 理 地球物理研究施設

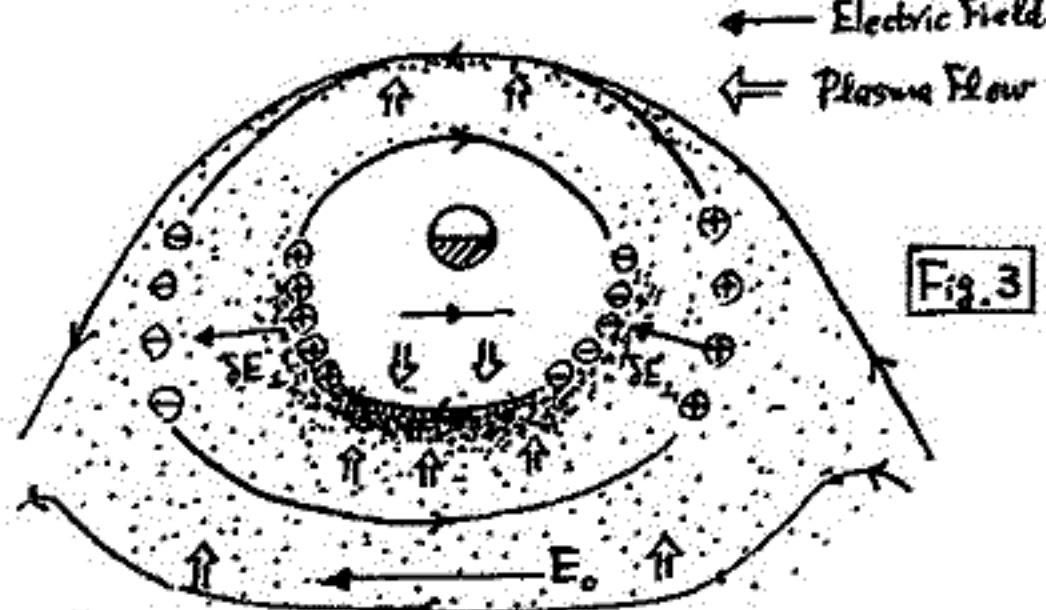
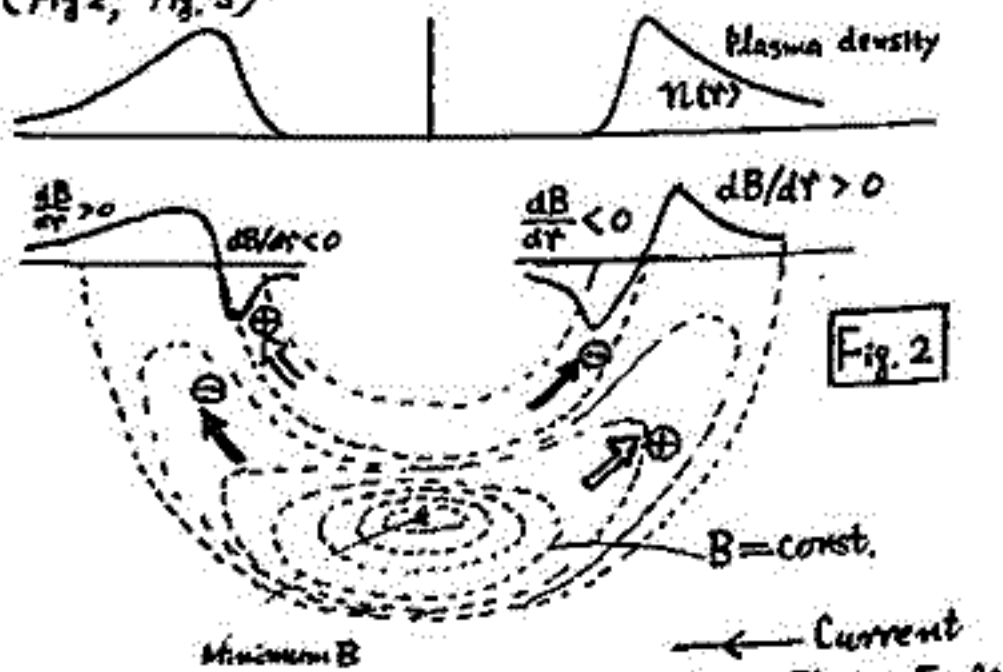
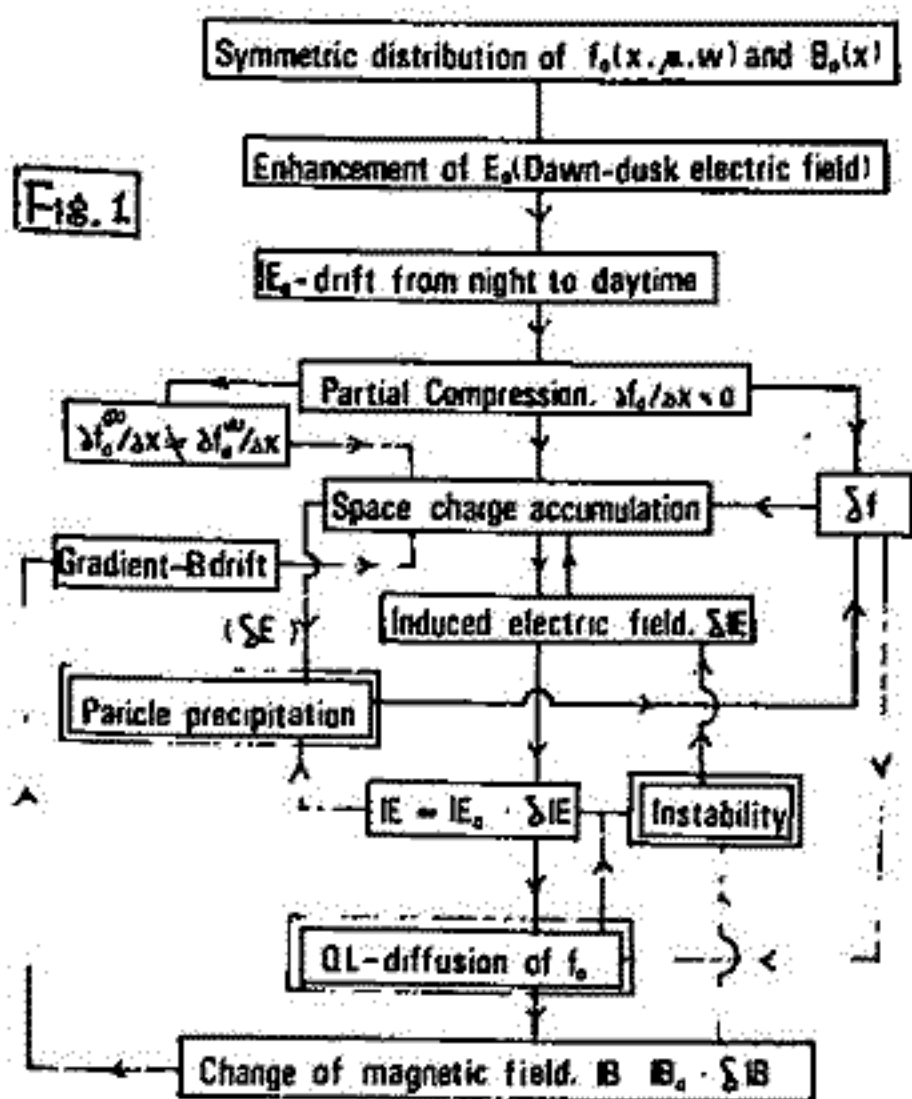
冕流磁気圏内の大規模電場の効果は主として定常プラズマ対流として理解されてきた。併し、実際には数時間以内の変動であり、keV ~ 10 keV の粒子に対しては grad-B による粒子のドリフト時間 ( $10^4 \sim 10^5$  sec) に比して短き寿命と考へるべきではある。磁気圏全域にわたる様な電場の朝方から夕方向に数時間存在した場合、その磁気圏及び磁気圏尾プラズマシート内の粒子の分布を著しく変へるであろう。此の様相は極磁気圏、環電流の機構を考へる際に重要な手がかりとなり得るであろう。単一粒子が双極磁場及び巨視的電場の下に動く軌道の解析は Alfvén layer を予告してゐる。併し、この考へは、サハバシロフの重要要素は荷電粒子の分離運動による induced electric field の効果である。

此の電場の磁力線に沿う分系は粒子の磁力線方向への加速、落下を通じて、また磁力線に垂直な分系は polarization drift を通して、grad-B-drift による空間電荷の生長と阻止方向を替つてゐる。今回は上記の問題を二つの方法で考へてみる。

(I) 磁力線に沿う粒子の落下を考慮 (これに對して磁力線方向の電場  $\Delta E_{\parallel}$ 、及び磁力線方向の粒子の集団運動速度  $\Delta V_{\parallel}$ ) として断片的取り扱ひを perturbation の行ふ。この結果生ずる粒子分布の擾乱  $\delta f$ 、induced potential  $\Delta \Phi$ 、precipitation spectrum  $\langle v_{\parallel} \delta f \rangle$  等も inducing field  $E_{\parallel}$  の関数と求めらる。最初のプラズマ分布の擾乱  $\delta f$ 、磁場の空間分布  $\partial B / \partial r < 0$  によつて induced electric field は不安定とせらる (Fig. 1)

(II) 上記(I)でプラズマ粒子密度の変化による磁場分布の歪形を考慮してゐる。この欠を補うと共に、非線形効果を取り入れた為には磁力線の直角座標内での二次非線形問題として計算機による simulation を行ふ (Fig. 2, Fig. 3)

Schematic Diagram Showing Various Relationships





# Radial Diffusion of Particles by the Large Scale Electric Field in the Magnetosphere

玉 尾 敦

東大 理 地球物理研究施設

朝方より夕方に向き磁気圏内の大規模電場の存在は粒子の inward penetration に重要である。電場の enhancement time が数時間以内であることは問題に steady convection を与える。非定常な問題を 1 次近似として考える。inducing electric field  $E_0$  による夜側から昼側に向きドリフト及び grad-B ドリフトによる charge separation を生ずる inducing field の効果として drift kinetic equation を粒子分布函数  $f = f_0 + \delta f$  とした場合  $f_0$  の時間変化は拡散方程式で表わされる事を示す。但し、問題に粒子の grad-B ドリフト time に比して短い時間での議論をしていさる事が必要である。

### (I) Radial displacement of a test particle

inducing field potential  $\psi = (rE_0/2) \cos \psi$  と仮定すると粒子の radial 方向の drift is  $dL/dt = V_E \sin \psi$ ,  $L = (V/\omega_d) \int_{\psi_0}^{\psi_0 - \omega_d t} \sin \psi d\psi$   $\omega_d = \text{grad-B drift frequency}$   
 $\psi_0$  is particle's initial position

$L$  の mean,  $\langle dL^2/dt \rangle$  mean square derivative of  $L$  は  $\langle dL/dt \rangle = (E_0/B) \langle \sin \psi \rangle$

$$\langle dL^2/dt \rangle = (E_0/B)^2 \sin^2 \omega_d t / 2\omega_d, \quad \langle dL/dt \rangle = (E_0/B) (\partial \ln B / \partial L - \partial \ln \omega_d / \partial L) \sin \omega_d t / 2\omega_d$$

従って Fokker-Planck eq. は  $D_L \propto (E_0/B)^2$  の拡散方程式となる。

### (II) Solution of Drift-kinetic equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (v_{\parallel} + \delta v_{\parallel}) \frac{\partial f}{\partial s} + \text{div}(V_D f) + \left( \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial s} - \frac{\mu \partial B}{\partial s} \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} = 0$$

$f = f_0 + \delta f$  とした場合  $f_0(\omega, \mu, \nu, t)$  は

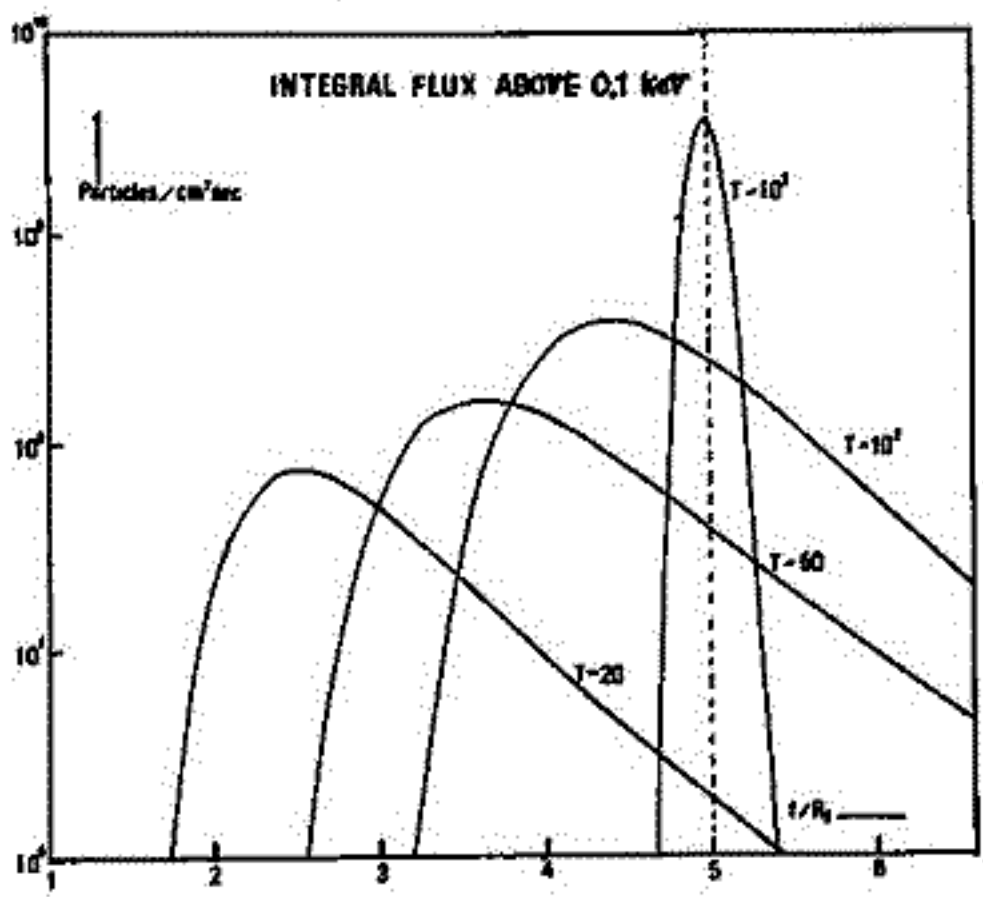
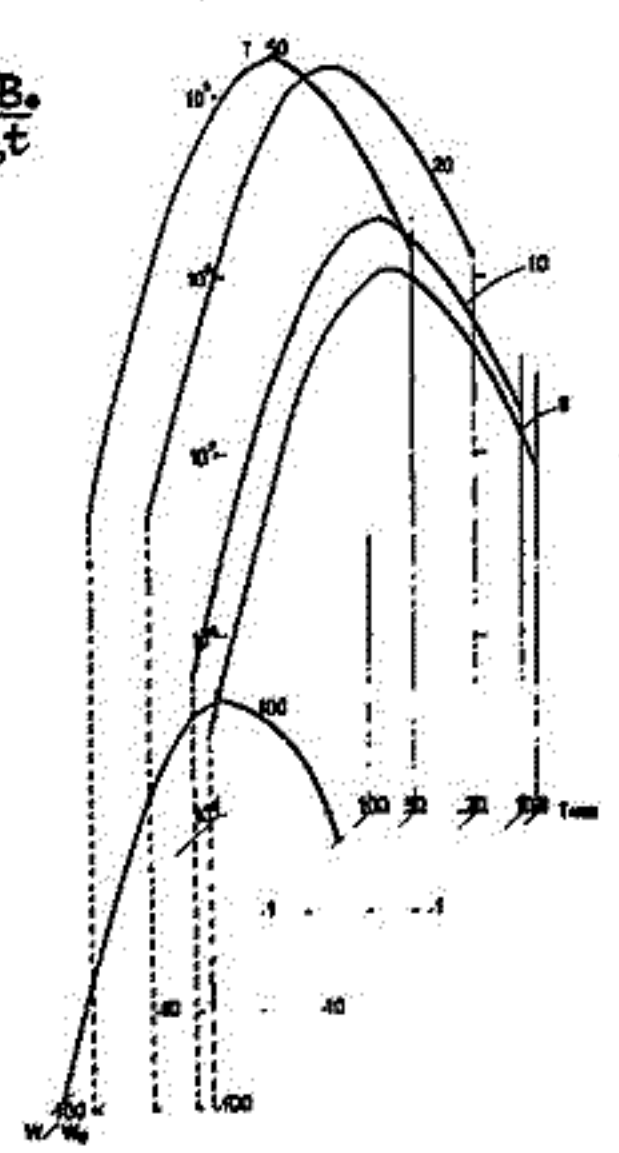
$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} \left[ \frac{V_E}{R} \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{V_E \sin \omega_d t}{R \omega_d} \right) f_0 \right] + \frac{1}{s} \frac{V_E}{R} \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{V_E \sin \omega_d t}{R \omega_d} f_0 \right) + \text{Accel.} - \text{Loss (precipitation)}$$

$$\langle D_L \rangle = \left( \frac{V_E}{R} \right)^2 \left( \frac{\sin \omega_d t}{\omega_d} \right)^2 \approx 10^{14} \text{ cm}^2/\text{sec} \text{ for } E_0 \sim 1 \text{ mV/m}$$

数値計算の結果を下に示す。粒子の分布函数  $f$  は電場  $E_0$  の存在時間  $t$  に依る。

DIFFERENTIAL ENERGY SPECTRUM OF PROTON (L 3.0)  $\omega_0 = 1 \text{ KeV}$  Particles/cm<sup>2</sup>secKeV

$$T = \frac{R_E B_0}{2E_0 t}$$



宮崎友喜雄, 竹内 一, 今井 高

理化学研究所

L-3H-6 (1100 JST, 21 Jan 1970, KSC) の測定結果を速報する。

主な検出器

- (1). プラスチックシンチレータ, Al 4mg/cm<sup>2</sup> (15μ) の入射窓, 約 60 KeV 以上の電子の検出, 有効面積 39.3 cm<sup>2</sup>, 平均開孔角 2θ = 40°, omnidirectional geometric factor G<sub>0</sub> = 2.94 cm<sup>2</sup>.
- (2). 入射窓 Al 4mg/cm<sup>2</sup> + Be 18mg/cm<sup>2</sup> (100μ) 以外 (1) と全くプラスチックシンチレータ。

測定法

ロケットのスピンドル軸 Z に垂直な平面内に検出系のコリメータ軸 D を置き, スピンドルに伴ってピッチ角 α の電子が入射するのを利用して角分布を測定する。スピンドル軸と磁力線のなす角を θ, コリメータ軸と磁力線のなす角を φ とすると, φ, α は

$$\cos \varphi = \sin \theta \cos \rho$$

$$\cos \alpha = \cos \varphi \cos \zeta + \sin \varphi \sin \zeta \cos \eta$$

ρ は, ρ は コリメータ軸の位相角を示し, η は

$$\frac{\pi}{2} - \theta \sim \frac{\pi}{2} + \theta$$

の角変化する。コリメータ開孔角が小さい場合は, α による計数率分布は直接的に知る必要がない。

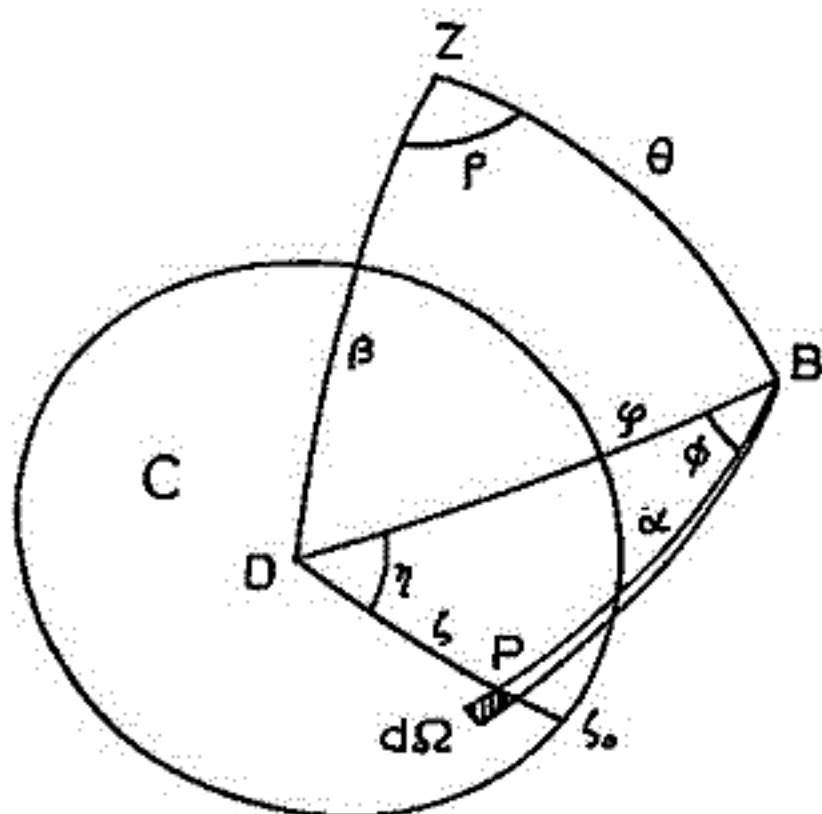


FIG. 1

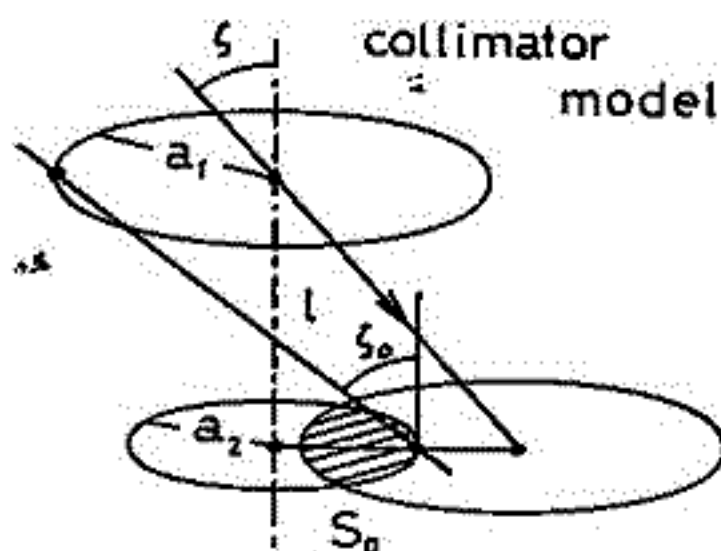


FIG. 2

無視できる場合は  $j(\alpha) = j_0 \sin^n \alpha$  により仮定して計数率を計算し, 実測と比較してパラメータ  $n$  を知る。

$$N(\rho; \theta, \frac{\pi}{2}) = \int_C j(\alpha) S(\zeta) \sin \alpha d\alpha d\phi$$

$$= j_0 \int_0^{\pi} \int_0^{S_0} \sin^n \alpha \cdot S(\zeta) \sin \zeta d\zeta d\eta$$

where  $S(\zeta) = S_0(\zeta) \cos \zeta$ ,  $S_0 = S_0(S; A, a_1, a_2, l)$

Fig. 1, 2 参照。

結果の一例, Fig. 3 を示す。

高度 350 ~ 365 Km, 検出器 (1) の結果。

SSM-AI

Alt. 360 - 365 Km Δt = 68.1 sec

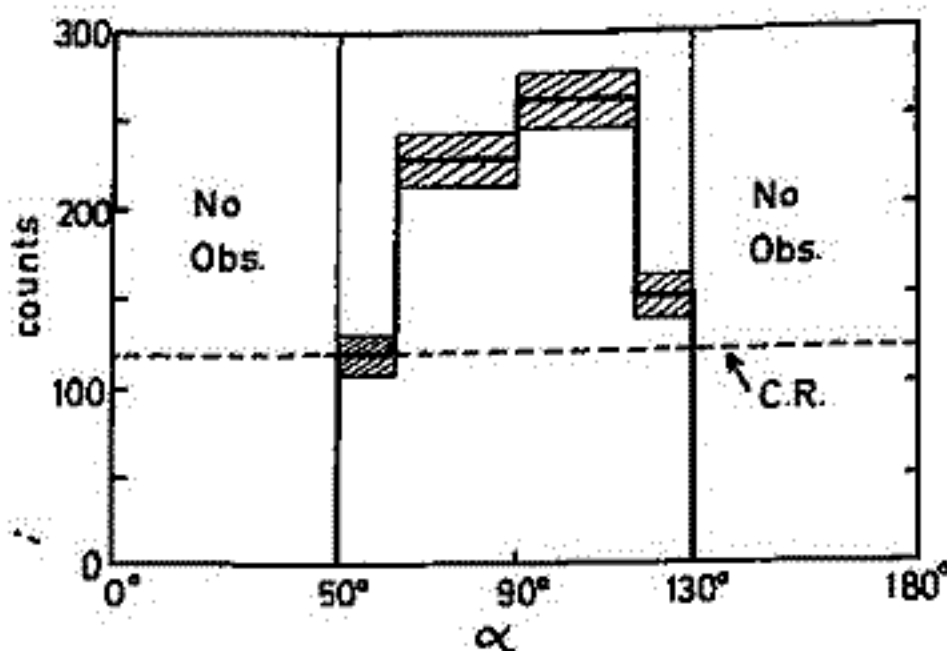


FIG. 3

# 赤外水平線検出器の開発 測定の結果

東大理 等松 隆夫

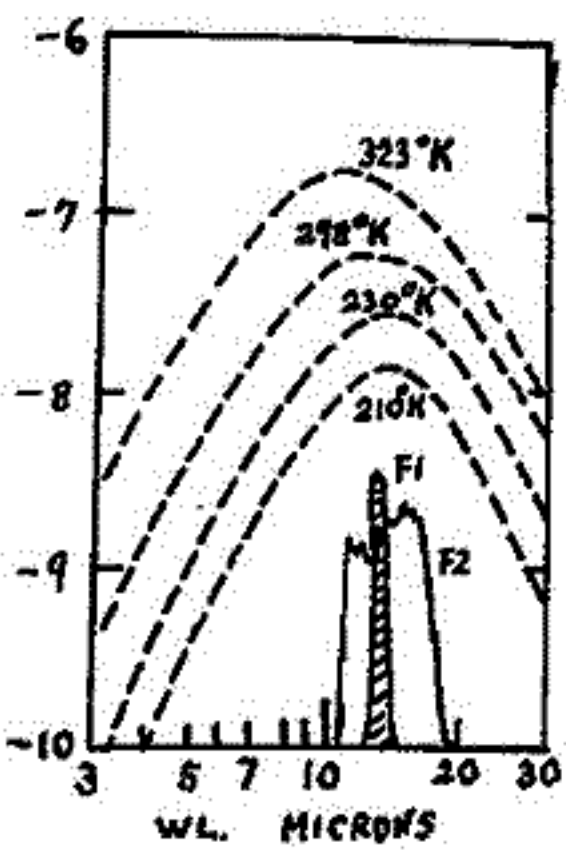
成層圏CO<sub>2</sub>が放出する15μ 近赤外大気放射を利用して水平線を検出する方法は厚  
視・気象条件の影響なく人工衛星やロケットの姿勢を検出するのに有用である。

1970年1月21日11:10 打上げられたL3HG, および1月25日14:00に打上げられ  
たK-9M-28の実験結果について報告する。

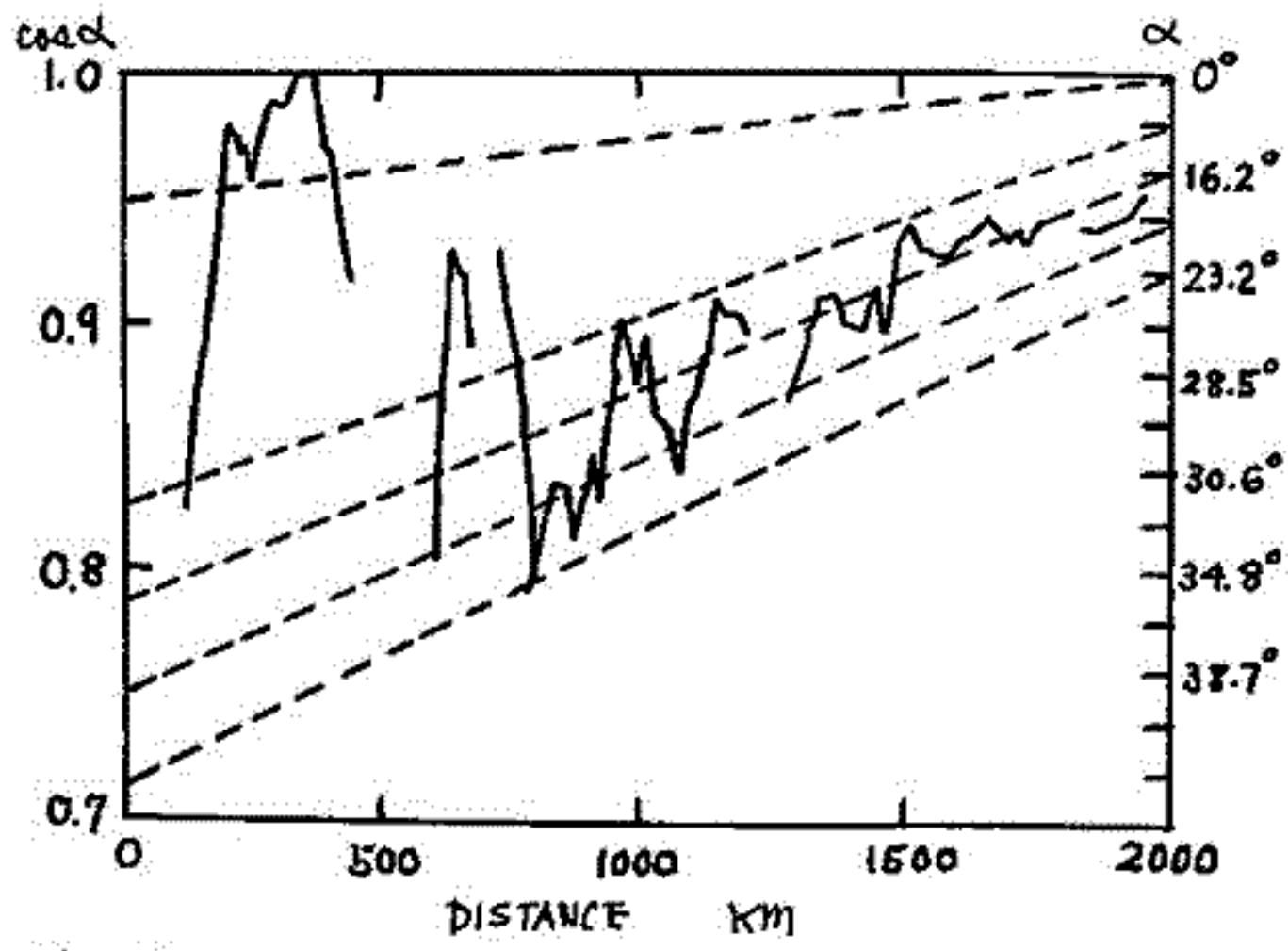
検出器としてはBarns社サーミスタボロメータ, 松下通工の集電素子のいおれについで  
も良い成績が得られた。第1図に使用した光学系の波長感度特性を示す。

第2図はL3HGの実験結果であり, 地心離角の変化にともなうピッチ角の立ち上り  
の状況が示されている。

観測された赤外放射強度は $230^{\circ} \pm 10^{\circ}K$ であり, 恐らく高度20~30 kmの成層圏に対  
応するものと思われる。



第1図 水平線検出器  
の波長感度特性。実線  
で示した曲線群は黒体  
放射のエネルギー分布  
を示す。



第2図 L3HG 水平線検出器によるピッチ角  
の測定結果(実線), 実線は地心角の  
変化による理論的ピッチ角変化曲線  
である。

# 微小磁場測定の一方法

塚田 紀昭 萩崎 努 小川 徹

京大・工

光ポンピングを用いた比較的弱磁場(0.1~100G)の測定は以前より行なわれているが現在地球近傍の磁場測定に使用されている自己共振型の磁カ計では数100G以下の測定に、いわゆる Bloch-Siegert のシフトが生じ精度が悪くなるので、これ以下の弱磁場測定にはポンピング光の吸収量が磁場ベクトルと光軸とのなす角度  $\theta$  に依存することを利用した磁カ計が使用されている。これらはいずれも縦ポンピングを利用したものであり、磁場の大きさ  $H$  が小さくなると出力も小さくなることからこれらの方法の測定限界を与える。そこで筆者らは横ポンピングを利用した微小磁場測定の一方法を提案する。

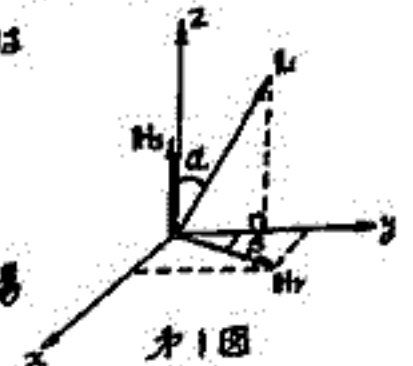
光ポンピング磁カ計の透過光の強度変化の割合はセル中のアルカリ金属蒸気の磁気モーメントの光軸方向の成分  $M_H$  に比例する。Bloch 型の式を解くことにより次式が得られる。

$$M_H \propto \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} \sin^2\theta + \cos^2\theta$$

ここで  $\omega$  は原子のラーモア角周波数、 $\tau$  はポンピング光の効果と考慮した緩和時間である。 $\theta$  はポンピング光と磁場ベクトルとのなす角度である。この式で右辺第1項はいわゆる横ポンピングによる効果を表わし、第2項は縦ポンピングの効果による項である。

零磁場近傍で第1図の様な方向に磁場を掃引すると透過光  $I_T$  の変化は次の様になる。

$$I_T \propto \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} \left\{ (\omega_r\tau)^2 (\sin^2\alpha \sin^2\beta - \cos^2\beta) + (\omega_r\tau)(\omega_s\tau) \sin\alpha \cdot \sin 2\beta + (\omega \cos\beta)^2 + 1 \right\}$$



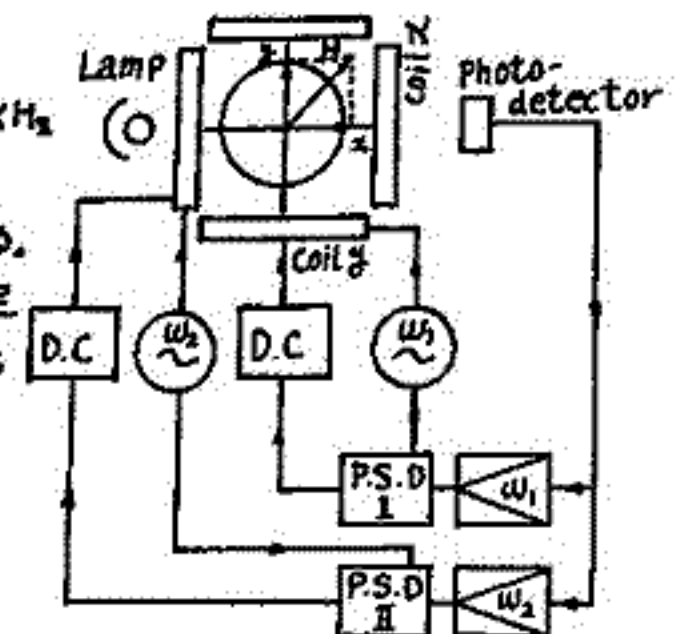
第1図で  $H_s$  は掃引磁場、 $L$  はポンピング光の方向、 $H_r$  は  $H_s$  に垂直な磁場成分である。 $\gamma|H_s| = \omega_s$ ,  $\gamma|H_r| = \omega_r$ ,  $\omega^2 = \omega_s^2 + \omega_r^2$ ,  $\gamma$  は磁気回転比。

磁場と光軸に平行に掃引する場合透過光の変化は磁場  $|H_r|$  が大きい場合 ( $\omega_r\tau \gg 1$ ) に大きい信号が得られるが  $|H_r|$  が小さくなると信号も小さくなる。一方光軸に垂直に磁場を掃引する場合に得られる信号は  $|H_r|$  が小さくなっても大きな信号を得ることが出来るため出力信号は磁場の大きさに依存しなくて、測定可能な最小磁場の値は緩和時間にかみ制限されることになる。また観測可能な透過光の最小変化は系の最大 S-N 比によって決まり、受信器のバンド巾 1 Hz で  $S \sim 2 \times 10^4$ <sup>2)</sup> とすると実際に測定可能な最小磁場  $B_{min}$  は近似的に次の様になる。

$$B_{min} \sim \frac{1}{\gamma S \tau}$$

ここで緩和時間として 0.1 秒、磁気回転比として  $Cs^{133}$  の 350 KHz / G を用いると  $B_{min} \sim 10^{-1} G$  となる。

第2図は微小磁場の測定のための装置のブロック図である。ブロック図は上述の様に磁場を掃引するものであるが、一定の大きさの磁場を光軸に垂直な面で回転させる方法を考えられる。



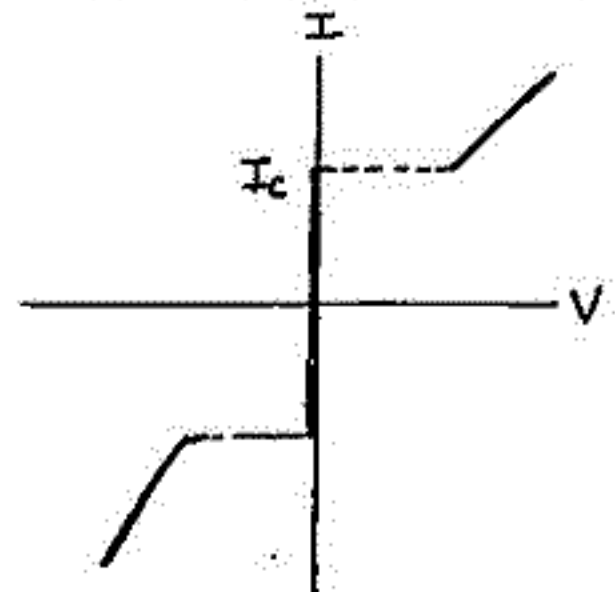
第2図

1) P.J. Coleman et al., Space Research VI pp.908~930  
 B.V. Connor, IEEE Trans. Magnetics MAG-4 391 (1968)  
 R.E. Slocum et al., IEEE Trans. Nuclear Science NS-10 165 (1963)  
 2) E.B. Aleksandrov et al., Opt. Spectry 23, 151 (1967)



北村 泰一 大道 富男  
九州大学 理学部

二つの超伝導金属(例えば Nb, Pb, Sn)を厚さ $\sim 10 \text{ \AA}$ 程度の酸化被膜をへたてて互いに接触させ、超伝導状態( $4.2^\circ\text{K}$ 程度)にして両金属間に電流を流すと、臨界電流値  $I_c$  迄は両金属間に電位差が現れない。しかし  $I_c$  以上の電流が流れると両金属間に電圧が現れ Ohmic 特性を示す。この  $I_c$  がその素子にかかる磁場の方向と強さに sensitive に関係するため、この性質を利用して高感度磁気計をつくり得る。



素子の I-V 特性

この原理による磁気計は、感度の広域性( $1 \mu\text{T} \sim 10^9 \mu\text{T}$ )、や background の磁場が塵ごも動作する等の長所がある。

反面 液体ヘリウムという不自然なものを使用せねばならないという短所があるが、一才これは磁気計のみならず高感度電位差計、遠赤外計へと応用範囲の広いことに魅力がある。

素子には所謂 フラク素子、蒸膜素子、接触素子等があり夫々一長一短があるが、筆者等にはこのうちフラク素子について実験の準備をすいめてきたので今回はそれについての予備的な結果について報告する。

## Whistler wave の電離層突抜け

荒木 喬, 森 洋介

東北大・理学部

昨年秋の学会で, whistler wave と tweed の解析から, whistler wave の源が, conjugate point に位置していい事を示した。(J. Ohtsu and A. Iwai の以前の結果と同じ)

更に, 解析に使用した whistler が全て diffuse している事から, 磁気圏内では duct 伝播と考えるのが妥当である。

従って whistler の源が conjugate point に位置していい原因として, 電離層内突抜けの効果を考える必要が生じてくる。

Booker quartic<sub>02</sub> を基礎方程式として, Snell の公式を使い, 電離層の model を仮定して 各層ごとの transmission coefficient を求めた。

又, wave normal と磁場とのなす角の函数として refractive index  $\mathcal{N}$  を iteration method で計算した。

## Booker quartic equation

$$F(\beta) = \alpha \beta^4 + \beta \beta^3 + \gamma \beta^2 + \delta \beta + \epsilon = 0$$

$$\alpha = U(U^2 - Y^2) + X(n^2 Y^2 - U^2)$$

$$\beta = 2LNSX Y^2$$

$$\gamma = -2U(U-X)(c^2 U - X) + 2Y^2(c^2 U - X) + XY^2(1 - c^2 n^2 + S^2 L^2)$$

$$\delta = -2c^2 LNSX Y^2$$

$$\epsilon = (U-X)(c^2 U - X)^2 - c^2 Y^2(c^2 U - X) - L^2 S^2 c^2 X Y^2$$

## Transmission coefficient

$${}_{nT_u}^b = -2\mathcal{N}_z \cos \theta_z (\mathcal{N}_a \rho_a \cos \theta_a + \rho_a \mathcal{N}_z \cos \theta_z) / D$$

$${}_{nT_z}^b = \rho_b {}_{nT_u}^b$$

$$\mathbb{T} = \frac{\mathcal{N}_b^2}{\mathcal{N}_z^2} \frac{\cos \theta_b}{\cos \theta_z} ({}_{nT_u}^b {}_{nT_u}^{b*} + {}_{nT_z}^b {}_{nT_z}^{b*})$$

$$D = \begin{vmatrix} -\cos \theta_z & 0 & 0 & \mathcal{N}_z \\ \frac{-2\gamma^{(1)}(\mathcal{N}_z^2 - 1)}{U - X} \sin \theta_z & 1 & -\mathcal{N}_z \cos \theta_z & 0 \\ \left\{ \cos \theta_a + \frac{-2\gamma^{(1)}(\mathcal{N}_a^2 - 1)}{U - X} \rho_a \sin \theta_a \right\} & -\rho_a & -\mathcal{N}_a \rho_a \cos \theta_a & -\mathcal{N}_a \\ \left\{ \cos \theta_b + \frac{-2\gamma^{(1)}(\mathcal{N}_b^2 - 1)}{U - X} \rho_b \sin \theta_b \right\} & -\rho_b & -\mathcal{N}_b \rho_b \cos \theta_b & -\mathcal{N}_b \end{vmatrix}$$

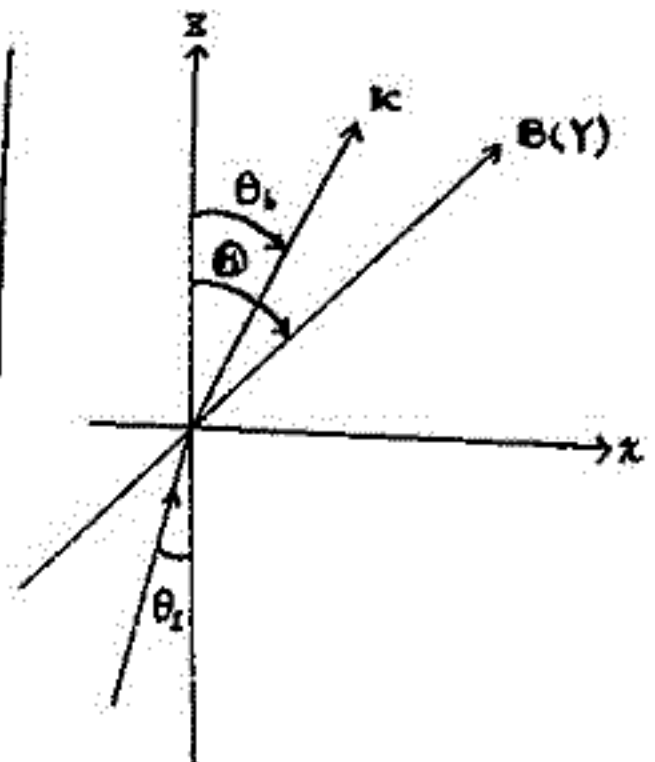
$$\rho_b = \frac{U + \frac{X}{\mathcal{N}_b^2} - 1}{-2\gamma^{(1)}}$$

$$\gamma^{(1)} = Y(L \sin \theta_b + n \cos \theta_b)$$

$$L = \sin \theta, \quad n = \cos \theta$$

$$X = \omega_p^2 / \omega, \quad Y = \omega_H / \omega, \quad U = 1 - i\nu / \omega$$

$$C = \cos \theta_z, \quad S = \sin \theta_z$$



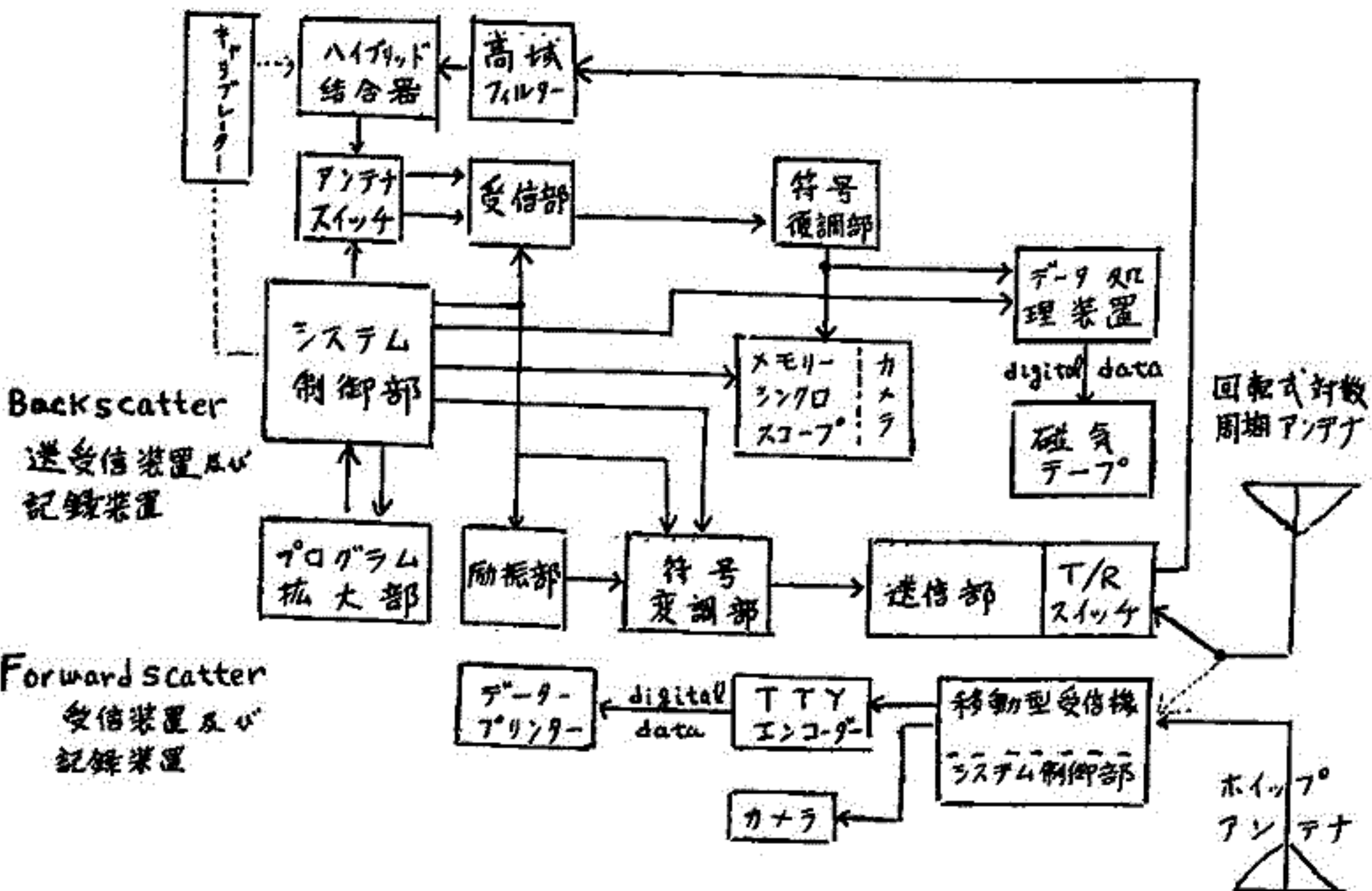
# Multi-frequency backscatter による 電離層の観測

梅路庄一郎 徳田八郎衛 石原昌幸 田中敏史  
防衛庁技研本部 オ-研究所 飯岡支所

4バンド160チャンネルに分割された 4.05~63.6 MHz の multi-frequency backscatter を作成し 1970年4月より飯岡において斜め入射電波による電離層の観測を開始した。装置の主な性能は下記の通り。

送信出力	30KW	周波数安定度	$5 \times 10^{-9}/日$
パルス繰返し周波数 (PRF)	10, 20, 50 又は 100	周波数掃引	手動で周波数固定 又は自動プログラム掃引
チャンネル毎パルス数 (PPC)	1, 2, 4 又は 8	掃引周期	1, 2, 5, 10, 20, 30, 60分 間隔で選択可能
パルス幅 (PW)	100 $\mu$ sec 又は 1000 $\mu$ sec	空中線	回転式対数同期型
	符号化パルスなら 1100 $\mu$ sec	偏波面	水平
受信帯域幅	4 KHz 又は 16 KHz		
同期方式	全電子式		

本装置は任意の方位、距離についての MUF, LUF がわかる事、プログラム掃引により 1/msec の精度で自動送受信が可能なる事、ground clutter の強度、距離、周波数を digital 化して磁気テープにオンラインで記録できる事が特長である。今回は短時間での ionogram の変化、発射方位によるちがひ、multi-frequency での TEP 観測について報告する。



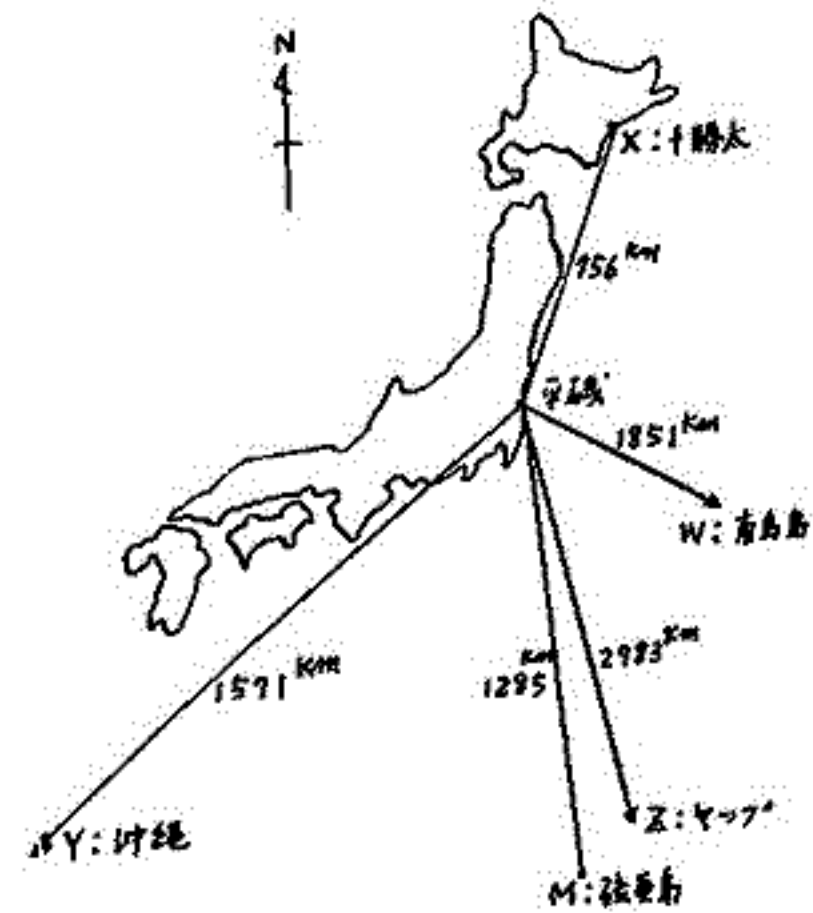
藤井 周, 大内 長七, 若井 登  
電波研究所 平磯支所

LF帯電波強度のモニターが, SIDを検出する方法としての諸現象(SWF, SPA, SEA, SCNA, SFE...)の中でも, 感度および精度の高い方法であることは, S.N. Mitra (1964) によって指摘されている。またLF帯電波の強度および位相が, Polar Cap Disturbance, 磁気嵐時に呈する様相についても報告されており (Belrose, 1963), 豊富なデータを用いたその実用を主とした解析は Doherty (1961, 1964, 1967) によって行なわれている。Johler et al. (1961, 1962, 1963, 1964, 1966) は理論的に克明にLF帯電波の伝搬を取扱っている。

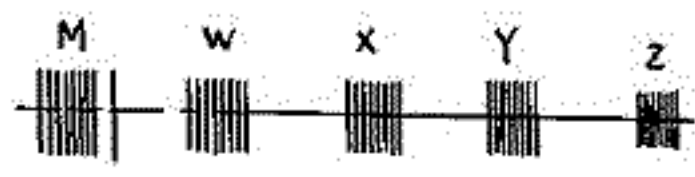
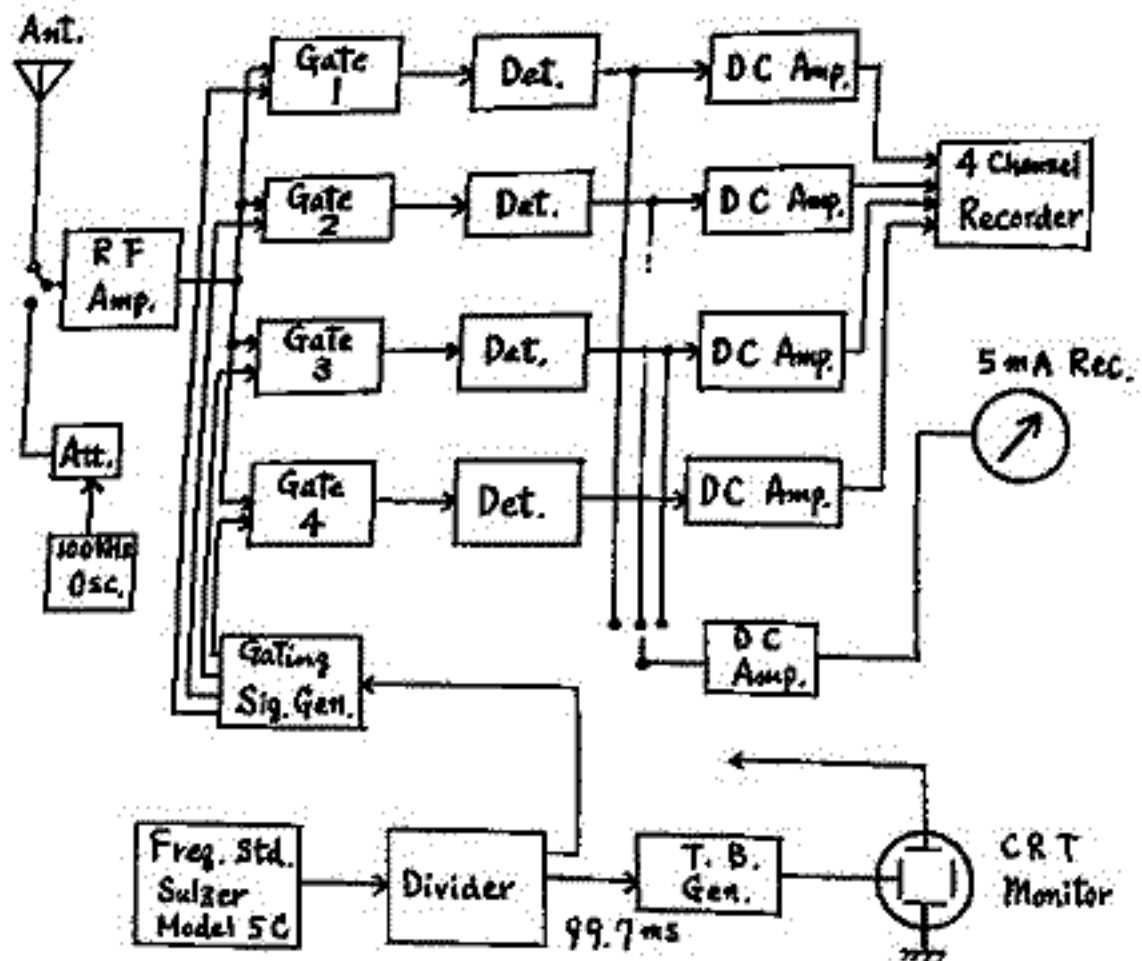
日本近傍には電波航法の一つとしてのLoran-C (100 KHz) ケーンがあるため, 平磯と佐々島(空電研)においてIASY項目として, この電波の位相と強度を観測することとを計画し (IASYシンポジウム, 1968), 平磯では1969年4月より準備を開始した。そして本年3月から電界強度のデータがとれはじめたので, 測定法の概略と, 現在までのデータの中から特長ある数例をあげて, 連報として簡単に報告する。今年度半ばには, 位相の測定も行なえるように準備を進めている。

第1図に, Loran-C ケーン (M主局, W, X, Y, Z 従局の5局 ケーン, SS3) とその所在を示す地図, 第2図に強度測定器のブロックダイアグラム (4局同時測定) を示す。スライドにより測定例を示す。

第1図



第2図



文献: Mitra, S.N., 1964, J.A.T.P. 26, 376.  
Belrose, J. S., 1963, AQARD ograph 74, 149.  
Doherty, R. H., Radio Science, 2, 645, 1967 参考  
Johler, J. R., Radio Science, 1961~1966 参考  
IASYシンポジウム, 1968, 石川, 鎌田, 若井, 180, 東大空電研.



大内 長七, 根本 長四郎, 若井 登  
電波研究所 平磯支所

I Q S Y 以後中断していた。Loran-A (1850 KHz) 電波による電離層吸収の観測は、1968年12月に I A S Y 項目の一つとして再開された。

太陽活動期の特徴を I Q S Y 時のそれと比較することが目的の一つであるから、測定波測定方法は I Q S Y 時 (Wakai et al., 1969) とほぼ同様にした。

更に I Q S Y 時の冬季異常吸収の研究から、その緯度的みろがりが必要な意味をもつことがわかったので、従来の大釜崎 ( $39^{\circ}25'N, 142^{\circ}02'E$ ) - 平磯 ( $36^{\circ}22'N, 140^{\circ}37.5'E$ ) (地表距離 361 km) の他に、1969年11月より、八丈島 ( $33^{\circ}05'N, 139^{\circ}49'E$ ) - 平磯 (距離 372 km) の測定を追加して観測を行なっている。これら二つの伝搬路は、平磯を中心に南北に対称的であるので、同時観測は非常に興味あるデータを提供してくれるものと期待している。これらのデータの解析がまだ十分に進捗していない現状なので、今回は次のいくつかの点に重点をしばって報告する。

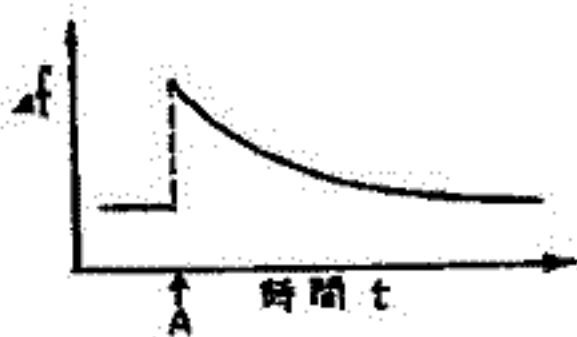
1. 太陽活動度の変化による電離層吸収の長期変動成分
2. 大釜崎-平磯, 八丈島-平磯の比較
  - a. 冬季異常吸収の継続期間
  - b. 冬季異常吸収の、太陽活動度、成層圏湿度上昇との関連

文献) Wakai, N., Ouchi, C. and Nenoto, C., Kogaku, T., and Echizenya, Y., J. Rad. Res. Lab., Vol.16, No. 83/84 pp1~16, 1969.

筒井 悦・小川 徹  
(京大工学部)

筆者らはHFドップラーによる電離層の観測を行なってきたが、今回は日出時におけるE層反射のドップラー効果について述べる。

JJYの5MHzを宇治で受信しているが、冬期におけるその記録を見ると、日出前においては電離層の電子密度が小さいためこの電波は電離層を突き抜けてしまい受信出来ない時間がある。そして日出と共に電子密度が増加を始めこれによるE層反射と思われる極端なドップラー効果が観測される。これが才1図で示すものA点においてE層反射開始である。この反射角の見かけの高さを求めるために、A点以後の  $\int f df$  を求めこれを基にして計算を試みた。データは1968年12月から1969年1月までの約1ヶ月間の平均である。

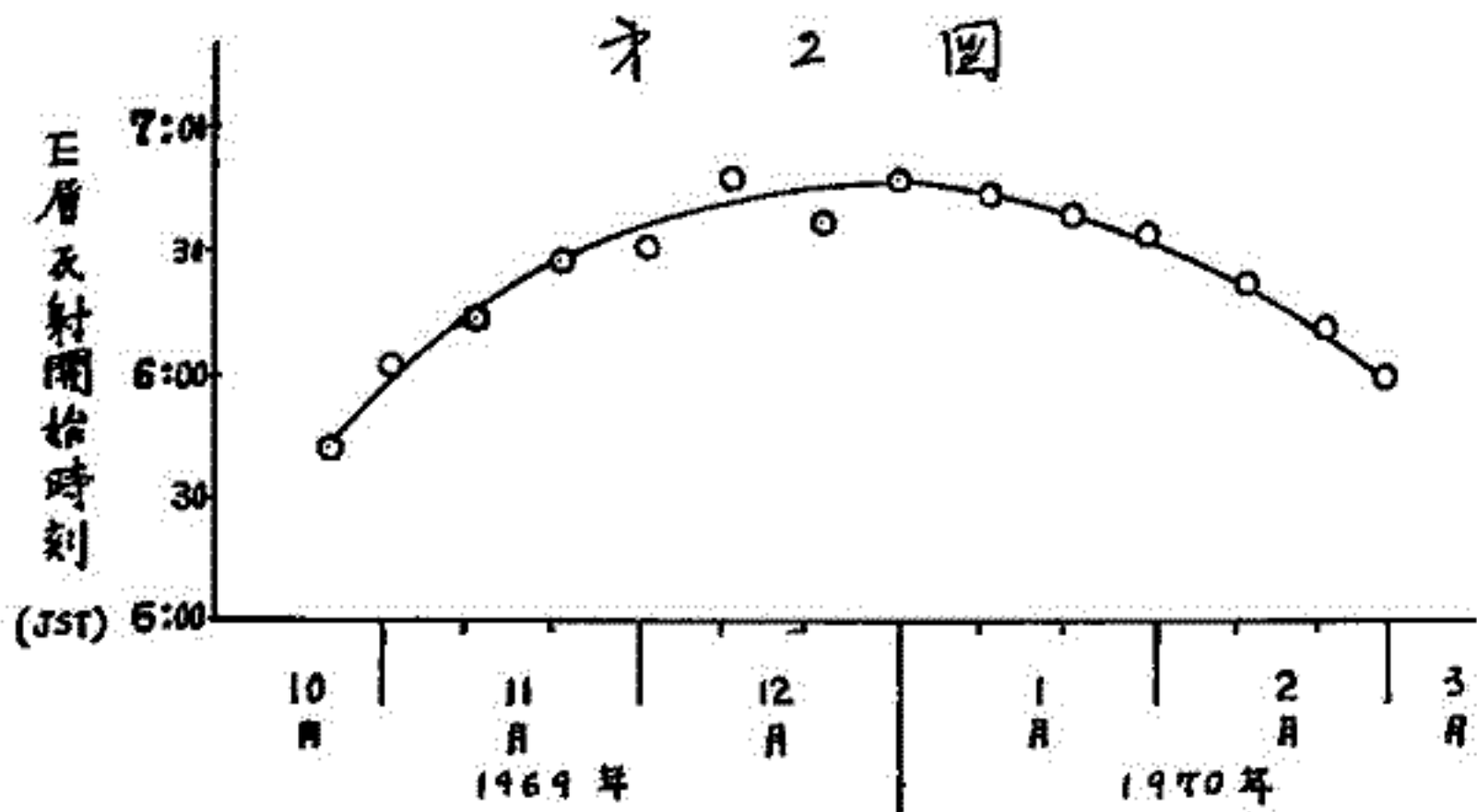


反射開始の { 見かけの高さ 約180(km)  
 必要最小電子密度 約  $1.6 \times 10^5$  (cm<sup>-3</sup>)  
 " 入射角 約45°

才1図

更にこの観測によりE層反射開始の時刻が月によつてどのような変化があるかと1969年11月から1970年2月までの4ヶ月間のデータをもとに調べてみた。その傾向は才2図に示してある。これらの反射も様々な高さにおけるのでその高さについても  $\int f df$  より計算し、又実際の電離層における日出時刻との差についても計算を試みた。

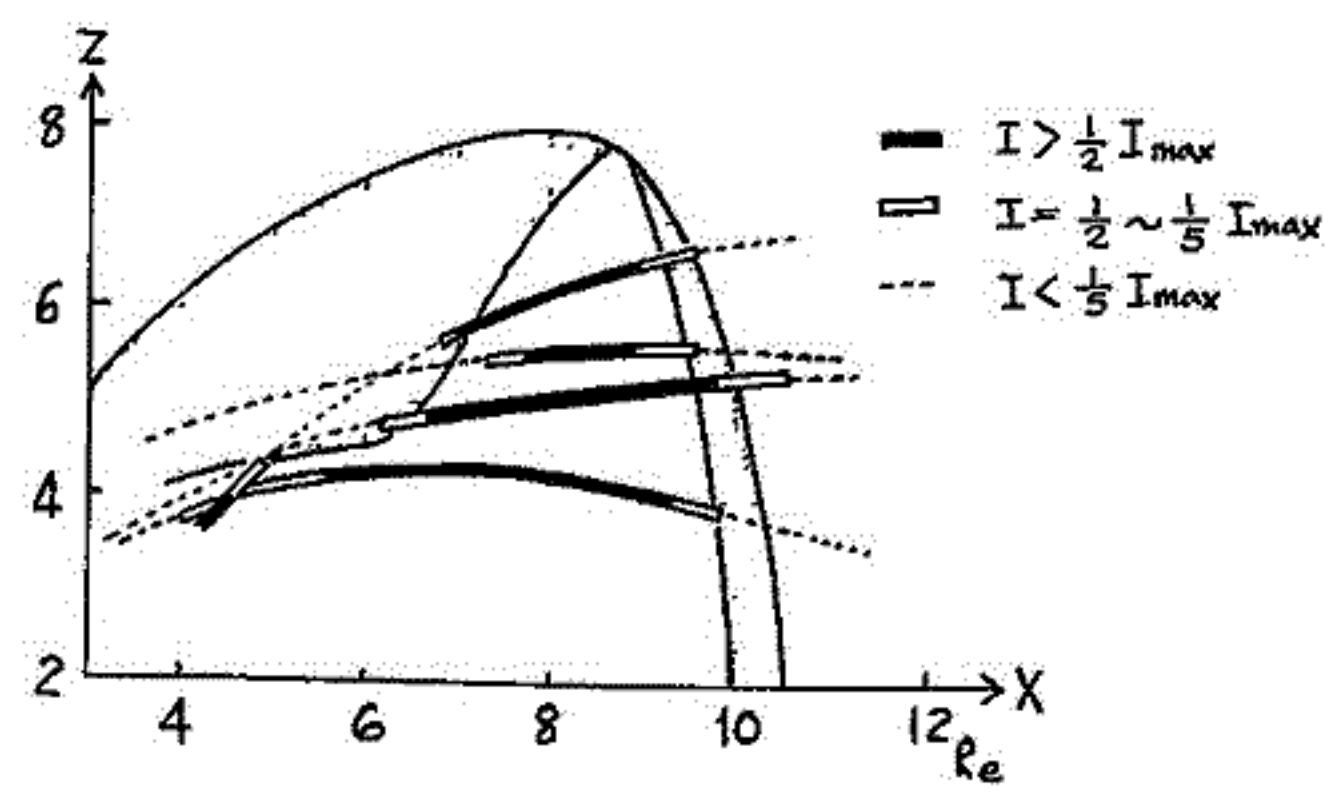
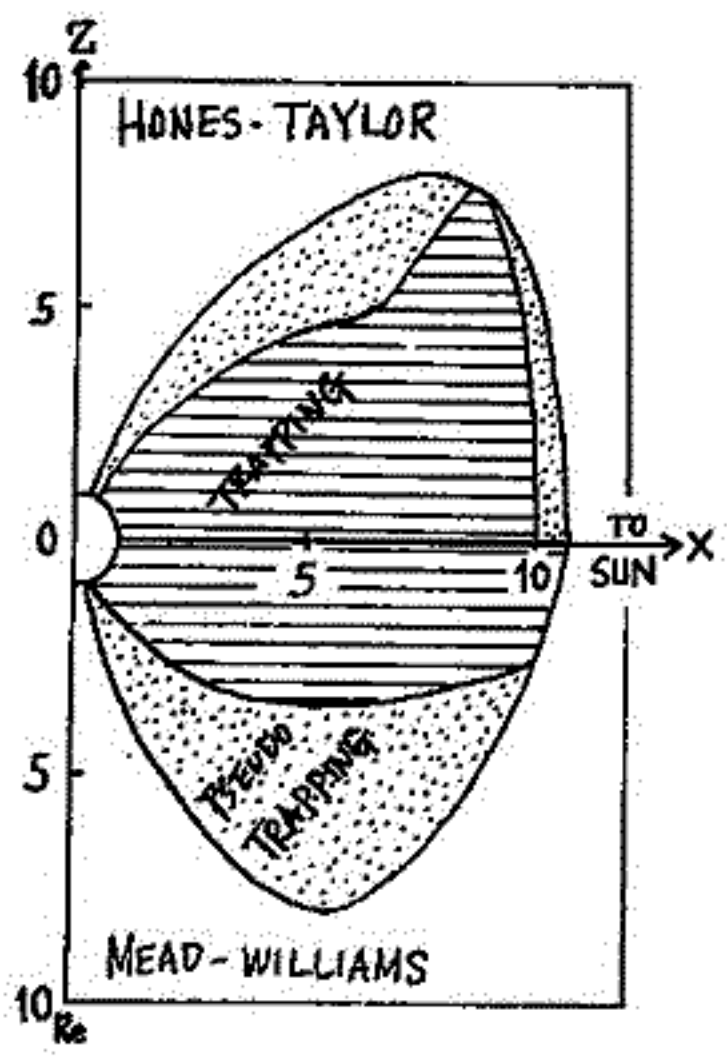
冬期においてE層反射が極端なドップラー効果を示すのに対し夏期においては才1図のような現象はほとんどない。この事から考えてE層及びEF中間領域の電子密度のプロファイルは冬期において高さに対して緩やかで、一方のに対して夏期においては、それが滑らかであるという事が判る。



村山 喬  
(石大理)

磁気圏内の磁場の構造を定量的に記述するモデルとして、現在 Mead-Williams モデルと Hones-Taylor モデルの二つが一般に用いられている。この磁場の中での粒子の運動は Roederer (MW モデル) と Shabansky and Antonova (HT モデル) が計算を行ない、粒子の trapping region と pseudo-trapping region を定めた。しかし昼側磁気圏では両者に大きな差違がみとめられる。(第1図) 即ち MW モデルでは  $r > 3.5 R_e$  に trapping region が無いのに、HT モデルでは高緯度まで trapping region が つの状に突き出している。HT モデルでは昼側磁気圏の磁気圏境界に近い部分では、磁力線に沿っての磁場極小の真が赤道面上になく、南北両半球の高緯度に存在し、これがこの つのつ部分に対応している。

従って磁気圏内の粒子の運動を記述するのにどちらのモデルが優れているかを調べるには、HT モデルの つのの附近の粒子の分布を実験的に調べてみるのが有効である。是れ、上述の計算結果は何れも noon meridian のもので、且つ地球の dipole の軸が solar wind の方向と垂直にある場合についてのものなので、比べるべき実験結果もなるべくその条件に近いものを選ぶ必要がある。2.1 では Imp-3 による  $r = 3$  での磁場の測定器による  $300 \text{ keV}$  電子の強度を用いてこの真の検討を行った。同緯度の領域と local time  $12^h \pm 2^h$  の範囲内で、比較的水平に近く横切る軌道で、しかもその領域を横切る期間内地球 dipole の傾きが  $15^\circ$  以内であるような軌道を見せさせ、その結果を第2図に示した。この領域の電子の強度の時向変動が著しく、なまじ比べることは難しいので、各軌道上での最大強度を基準にとり、その強度の  $1/2$  以上の部分、 $1/2 \sim 1/5$  の部分、 $1/5$  以下の部分を区別して示してある。同図より明らかなるように HT モデルから予期される領域とよく一致して粒子強度の高いところのみならず、HT モデルの方が磁気圏内の粒子の運動を記述するに、より有効であることが結論される。



## 磁気圏を観測された SI について.

恩藤 忠典  
郵政省電表研究所

OGO 3, 5 の Rb マグネトメーターによって測定された地上の SI に対応する  $4 R_E$  (地球半径) 以遠における空間の磁場変化の例を解析した。赤道異常をもたない位相度の 4 観測所 で起った SI 振動及び SI Rise time の平均値  $b_g$ ,  $\tau_g$  を使って空間の  $b$ ,  $\tau$  を  $10\%$  と  $4$  の 200 秒をもつ地上の SI に規格化した。(  $b_n = b \times \frac{10}{b_g}$  ,  $\tau_n = \tau \times \frac{200}{\tau_g}$  sec )

その結果昼側 (06-12-18 LT) における  $\bar{b}_n = 16\%$ ,  $\bar{\tau}_n = 91$  sec 及び夜側 (18-00-06 LT) における  $\bar{b}_n = 13\%$ ,  $\bar{\tau}_n = 166$  sec を得た。昼側では  $\tau_n < 200$  sec だが尾部では  $\tau_n > 200$  sec のものもみなりある。

$\frac{\bar{b}_n}{b_g} = 1.6$  は Mead (1964) の準静的圧縮モデルから推定される赤道面における正午の  $\frac{b(7 R_E)}{b(1 R_E)}$  の値によくある。しかし夜側における  $b_n > 10\%$  は Mead モデルでは説明できない。昼側観測される  $\tau_n$  は強化された太陽風の前面が静穏磁気圏の境界を押し、新しい圧力平衡の静止位置に達するまでの時間のオーダーと思われる。



田辺弘道・櫻井喜・武井恵雄

東北大学理学部

極域磁場擾乱に関して、西田等は、AEJの発達によるいわゆるBAYとは独立な擾乱場としてDP2場を同定してそのmorphologyを明らかにした。DP2場は、電流系を描くとその電流が極冠域を流れる事、惑星間空間磁場の南北成分 $B_z$ と良い相関をもつという少なくとも二重で、極光帯域のAEJによるDP1場と区別される。

極冠域にきわだつた波形のDP2場が数時間にわたってみられるときには、ほとんど必ずその間に孤立したBAYが極光帯域乃至それより少し高緯度にみられる。その逆の極光帯域にBAYがみられるとき、つまりDP1場が出現するとき、極冠域にきわだつた波形のDP2場がみられるかという必ずしもそうではないが、極冠域には何らかの擾乱がみられ、さきの特性からみるとやはりDP2場と考えることができる。

従って一般にDP2場がみられるときDP1場がみられるから、両者を一旦各々、独立な、そして各々独自性をもった擾乱場として区別した上で、両者の関連を調べる事は、磁気圏サブストームの特性をその機構とともに調べる上で、有意義なことと思う。IMP-Cによる惑星間空間磁場の記録と、1965年夏-冬の地上観測点30~35カ所の記録を対比して調べている。

解析の結果は、かなり一般的な傾向として、“惑星間空間磁場の南北成分 $B_z$ の変化——それと共変的なDP2場の発達——その中でのDP1場の出現”という、数時間にわたる一つの時系列があり、さらにDP1場の出現にいたる過程として、“昼側磁気圏中での変動——真夜中の極光帯でのcurrent-filamentの出現”という、1時間にわたらない時系列がある事を示している。

今回の報告では、この解析の報告とともに、DP1場出現の機構に対する考察を述べる。この二つの時系列があるとする見解は、DP2場がDP1場の原因であるという事は全く意味しない。磁気圏-磁気圏尾部の中で起こる大規模なプラスマ擾乱過程を地上でしかも磁場の変動としてのみ見ているのであるから、エネルギー的考察だけからでも、DP2場がDP1場の原因ないし唯一の要件であると考えるのは無意味であろう。それにもかかわらず、この時系列の存在は、サブストームの機構をさぐる上で有効なroot-findingの手段になりうると思われる。この立場から、この二つの時系列を矛盾なく説明するための、現象論的段階での理論的考察をおこなう。

國分 征  
東大 理

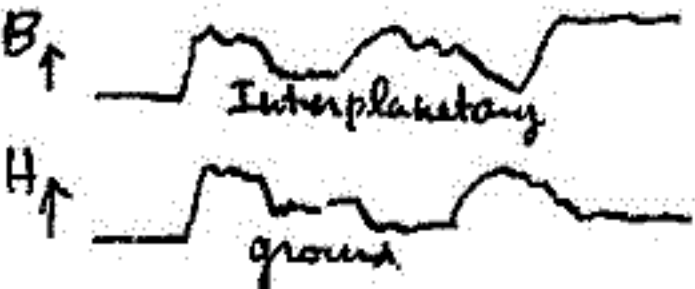
科学衛星による惑星間空間の探測が進むにつれて、太陽風や惑星間磁場の若干の特性が次々に明らかになってきた。磁気圏の SSC は太陽からの shock wave によるものはかなり以前から推定されていたが、最近の直接測定によってこれが定量化され、又、他の tangential discontinuity 等の不連続面の存在も実証されている。ここでは IMP 3 の磁場のデータを引いて、地上の磁場変動と shock 型・TD 型の惑星間磁場の不連続面との関係を探ってみた。

TD の場合は、理想的には  $\delta(\mu k(T_e + T_i) + \frac{B^2}{8\pi}) = 0$  であるから、磁場の方向はいろいろな場合があり得る。

	$\Delta H$ (ground)	$\Delta B$	$\Delta \theta$	$\Delta \phi$ (Interplanetary)
Shock	+	+	small	small
TD	+	-	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$
	-	+	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$

TD と考えられる変動に対しておしは  $\Delta B < 0$  に対しては  $SI^+$  であり、 $\Delta B > 0$  に対しては  $SI^-$  であることがいえるが、これは  $T_e$  が TD の前後で殆んど変わらないこと、 $\mu$  の変動は  $\mu$  の solar wind の kinetic pressure の変化を示すものと考えられ得る。Bip の方向の整理を  $SI$  に入れた場合、いろいろな組合せがあり得るが、特に興味のあるのは  $\Delta B < 0$ ,  $\Delta B > 0$  により地上の磁場変動に差がみられるかどうかである。前者については、 $SI^-$  の場合  $B_{\text{eq}}$  が大き、 $\Delta B > 0$  に対しては、 $B_{\text{eq}} > 0$  になる場合は、大きい  $SI$  が観測されることである。

Shock 型では  $SI$  をみると  $[SI(\Delta H, \Delta B)]$   $SI(+, -)$ ,  $SI(-, +)$  になっているが、impulsive ではない worldwide に coherent な変動をみると、典型的な  $SI$  の場合と同じように  $\Delta H > 0$  に対しては  $\Delta B < 0$ ,  $\Delta H < 0$  に対しては  $\Delta B < 0$  であり、惑星間磁場の全磁力と地磁の  $H$  は負相関を示していることもしばしばみられる。これは solar wind 中では local にみると (時間幅  $2 \times 10^4 \sim 10^5$  秒)  $\rho + \frac{B^2}{8\pi} \approx \text{const}$  が成り立っているという解釈である。SSC を起す shock が通過する場合は shock の後 300 ~ 1000 秒位の間は  $\Delta H, \theta$  は正の相関を示すが、その後は負になる。

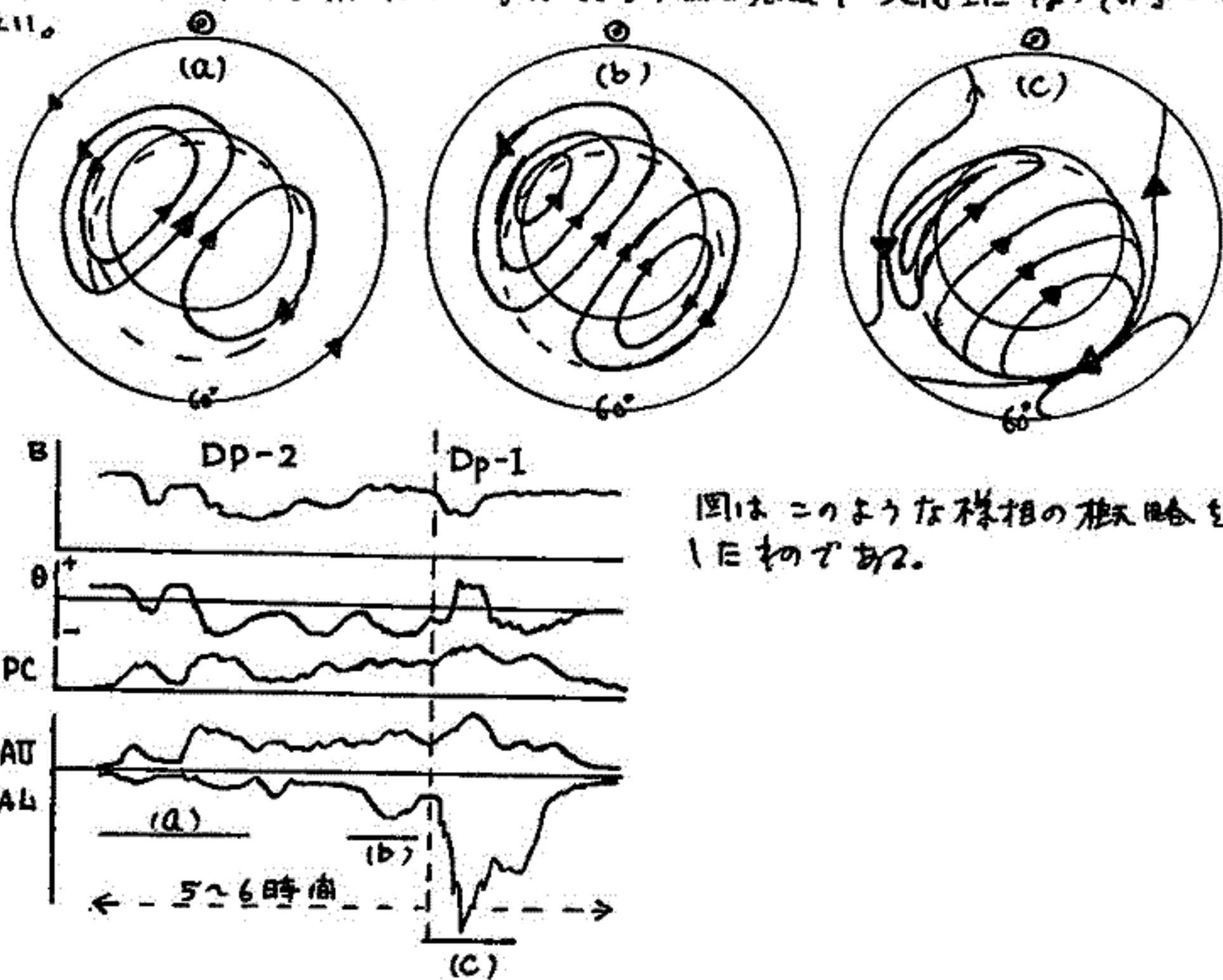


図分征  
東大理

Polar sub storm の発達過程についてはこれまでいろいろと研究されているが、最近では DP 1 と asymmetric ring current との関係、DP 1 の前段階には two vortex mode の polar part をもった変動 SP (DP 2) の存在が議論されている。一方、DP 1 は 惑星間磁場の南向成分  $B_{zs}$  と相関をもっているといわれており、DP 2 については  $B_{zs}$  と DP 2 の消長がきわめて密接に関連していることも示されている。ここでは IMP 3 (1966年) のデータを用いて、惑星間磁場変動と対比させつつ、polar sub storm の発達過程を調べた結果について述べる。

Electrojet を表わすものとして Sugiura & Davis と同様な方法で AE (AU, AL) index を定義し、更に polar cap の電流を表わすものとしては Th, Ae, RB の 3 station の  $\sqrt{(I_{AH})^2 + (I_{HOD})^2}$  を AE と同様に作成した。これらと 惑星間磁場 ( $B, \theta, \phi$ ) を比較し、更に汎世界的な地磁気データを解析した。

Polar sub storm の発達過程を 5~7 時間位の時間スケールで見ると、DP 1 の前段階にはいわゆる Si 的変動で始まる DP 2 型の変動が存在し、この段階では  $B_{zs}$  とこの変動は良く対応する。DP 2 → DP 1 の段階では ( $B, \theta, \phi$ ) のとびに対応する Si 的変動 (pulse) がしばしばみられる。典型的な例についてみると、DP 1 の前 30 分以内は sharp な Si があうられる。DP 1 の段階では  $B_{zs}$  は必ずしも南向きはなす。30 分の timescale で北向きには  $T$  になっている。



図はこのような様相の概略を示したものである。

西田 篤弘  
東京大学宇宙航空研究所

The morphological distinction between DP 2 fluctuations and Polar Substorms (DP 1) is explained by showing several examples in which DP 1 and 2 are superposed in different ways, and the relation between the occurrences of these two modes of the disturbance is examined. It is found that when DP 2 fluctuations occur DP 1 exists either as sharp intensifications or as a relatively smooth background field lasting for several hours. The form of time variations of DP 1 and 2 is different, however, indicating that they are driven by different electric field systems. The distinction between DP 2 fluctuations and sudden impulses is also discussed.



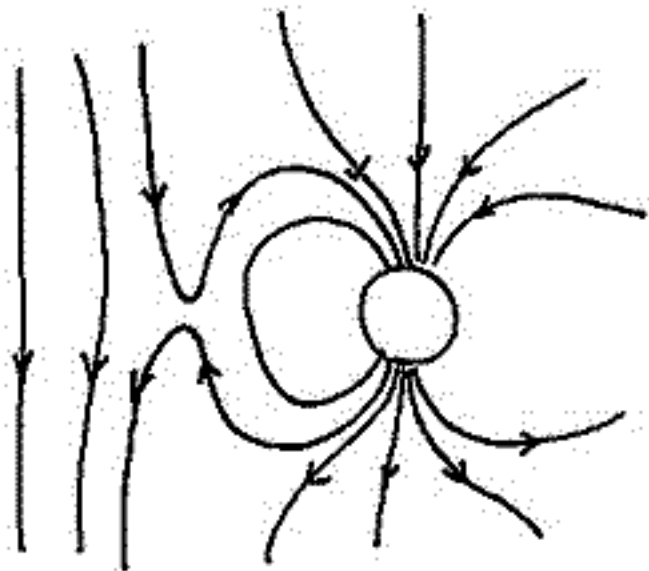
# IMP-3 による Interplanetary Field

— Magnetopause における中性領域について —

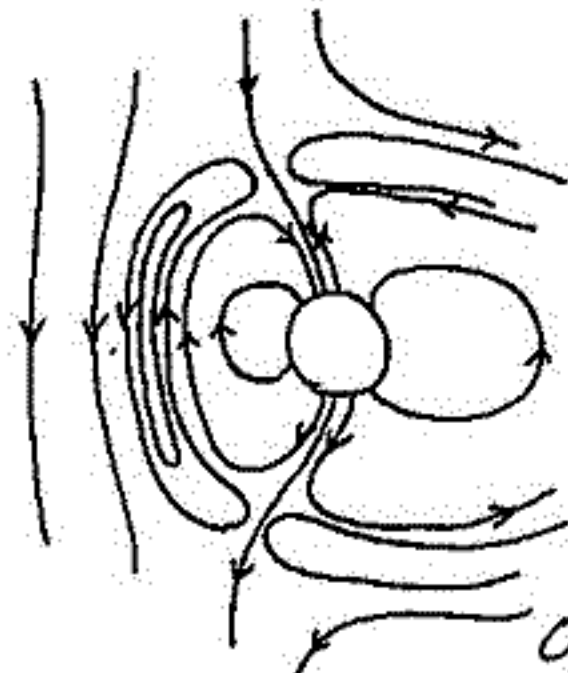
北村泰一 光行博志  
九州大学 理学部

Dungey が磁気圏の open model を提唱して以来、磁気圏は open か closed かをめぐって論議が続けられて来る。人工衛星の観測によると、惑星間磁場は統計的には黄道面内又はやや、南向きの成分が卓越するが、個々の場合には、かなり大角度での南向き成分が卓越する日もある。南向き成分が卓越する場合、それは地球磁場(北向き)と作用して、直ちに Dungey のいう X タイプの中性領域を造るかどうかは疑問である。O タイプの中性領域も形成し得るからである。(下図参照)

惑星間磁場の南向きの場合の可能な二つのタイプの中性領域



Xタイプ (Open model)



Oタイプ (Closed model)

Magnetopause におけるこの二つのタイプの中性領域が存在するかを定める為には(実際には南半球側) 時間的変動(213の2) Magnetopause 付近の磁場のこの側に対する normal と tangential components のいずれが卓越(213の3)をみることにその手がかりになるであろう。これは Magnetopause の両側の磁場の観測が求められる。入手された IMP-3 の観測値は約5分毎でこれは Magnetopause 付近では約 500 km の距離に相当する。現在 estimate されている pause の厚さ (100~300 km) に対して距離的にかなり離れた観測はあるがこれは2年間のデータの星々程度か、12ヶ月の観測値。今回の予備的な結果では、X、O 両タイプの中性領域が存在することになるが、磁気静穏日には X タイプと存する化傾向があるようである。

藤井亨  
東北大学理学部

Interplanetary magnetic field は scale の異なるいくつかの構造を有している事は既に指摘されているが、IMP3 で観測された 5.46 年平均の data の中、期間、June 1 - August 31, 1965 について調べると、次表の4つの time scale の構造に分けられる。

	時間中 (T)	名称	特徴
1.	$T \approx 4 \sim 5 \text{ days}$	Sectors	磁場の成分に顕著
2.	$T \approx 3 \sim 4 \text{ hrs}$	Discontinuities	" " " "
3.	$T \approx 1 \sim 2 \text{ hrs}$	Waves	" " " "
4.	$T \approx 30 \text{ M}$	Current sheets	" " " "

上記、磁場構造の安定性を、Solar rotation との対応で検討すると、1. は各 rotation で比較的安定に存在している。又は 1 に比較して不安定ではあるが 2 rotations 位は持続し得る。3 は、各 rotation で同じ phase 辺に出現するが何々の変動の仕方は異なる。4 の構造には殆ど対応はない。

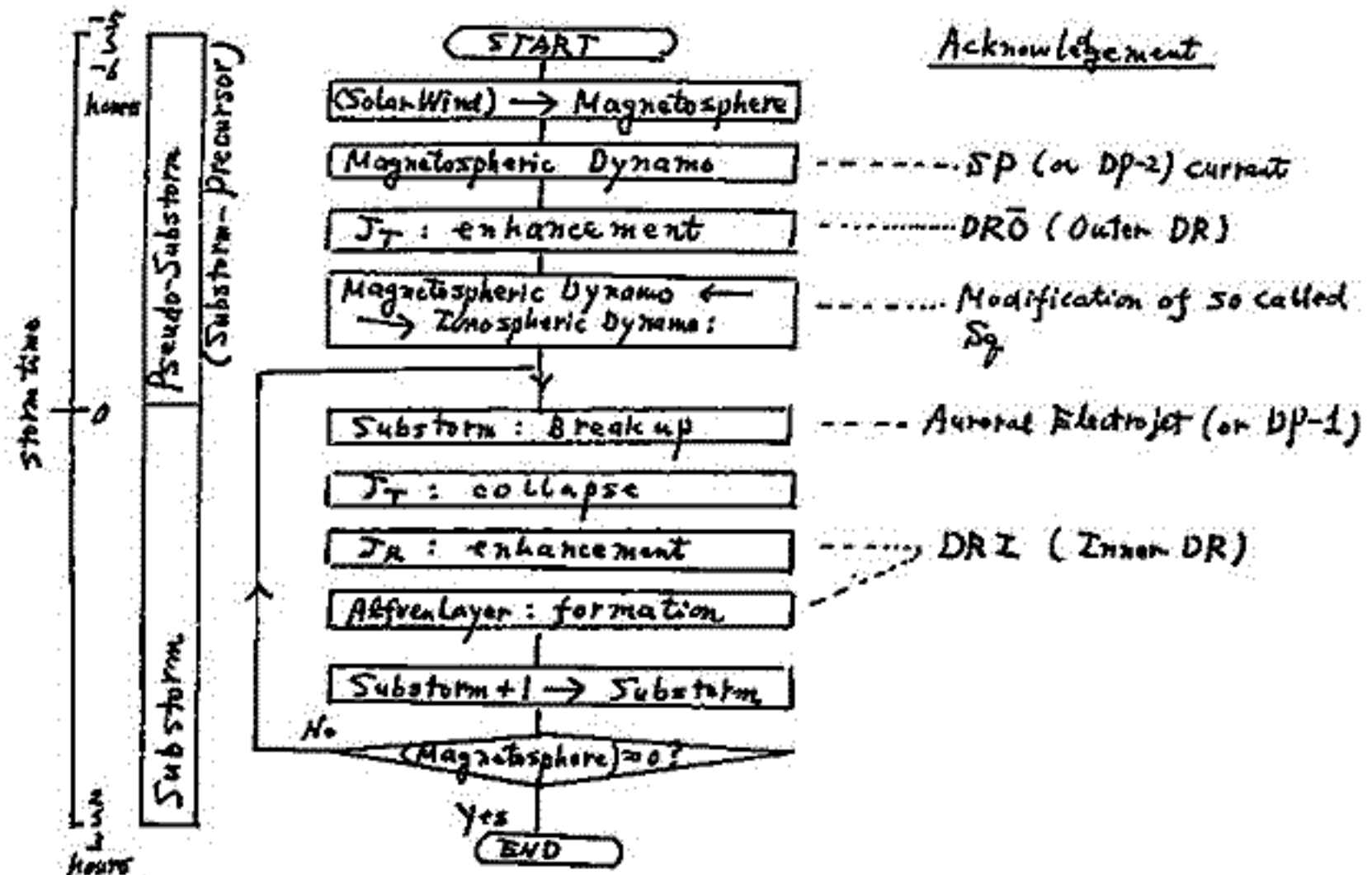
Discontinuities の発生機構について2つの異なる説が唱えられている。即ち discontinuities が太陽面で発生し、これが solar wind で connect されるとする説がある地方、太陽から遠くかに遠く隔たった interplanetary space で作られるとする説の2つがあるが、比較的静穏な期間に着目して、上記安定性を検討すると、次の可能性を指摘する事が出来る。

1. Discontinuities で 3~4 hrs 乃至はそれ以上の time scale のものは、太陽面上で、発生し solar wind で connect される。
2. time scale、30 m、乃至はそれ以下のものは interplanetary medium が大きな作用をする。

飯島 健

東京大学理学部

IMPの magnetometer data を用いて 1966, 67 両年 3 March と April にわたって polar storm の発達に伴う磁気圏尾部 (15~30 earth radii) の磁場構造の変化を解析し、その事実を判別した。  
 [1] 地上 T storm が発生して 11 時間 calm period には磁気圏尾部の磁場  $\Delta B$  (注1) は  $J_T$  (Tail current),  $J_R$  (ring current) および  $J_{cp}$  (Surface Current) が形成されて 11 時間。  $\Delta B$  の分布は午前と午後側で非対称で  $\text{grad} \Delta B$  が存在し午後側は磁場の inflated 領域に至る。  
 [2] Polar storm 時には地上の磁気圏尾部の磁場変動は音速  $c$  の遅延を伴って伝播する。



Acknowledgement

[1] 磁気圏尾部の calm period には真夜中 meridian 上の午後側には磁場の  $\Delta B$  が 10 時間以上  $5 \sim 25^\circ$  減少して 11 時間空間的に不連続な構造を形成する。これは Sugiura et al (1969) の OGO 3 and 5 の真夜中 meridian 近傍に発見した  $\Delta B$  の面類似している。これは  $\Delta B$  の plasma sheet の午後側には 11 時間範囲内に発見されることより plasma sheet 内には hot-plasma の filament 状の構造が noon より午後側に比べて 11 時間より Aurora arc に関連する可視性があると思われ。

[2] 磁気圏磁場の構造が午前と午後で非対称であることは地上観測の各種の Substorm (magnetic, auroral, pulsation, VLF etc) の発達や午前と午後で非対称であることと直接関連して 11 時間と想像される。従来より空間的に対称な model の定常的 convection model を用換する必要があると考えられる。

注1:  $\Delta B \equiv B_{\text{measured}} - B_{\text{reference}}$

## 磁気圏境界領域の磁場構造 (I)

・ 朝方側 - 夕方側の磁場の非対称性について ・

山下 善弘

(地磁気観測所)

前田 坦

(京大・理)

磁気圏境界領域内 (Magnetosheath) の磁場は、この領域に侵入して来た惑星間磁場と、

領域内で発生 (即ち電磁流体波によるもの) とから成り立っていると考えられる。そこで、

人工衛星 IMP - C の観測結果 (1965, 5, 29 ~ 1972, 4, 30) を紹介し、主に、境界領域の

朝方側と夕方側の磁場の非対称性について報告する。

## Reference :

① SPAD = 1-2, 1号, 2号

② fairfield, D. H. : 1967, J. G. R. 72, 5865

③ fairfield, D. H. and Behamon, K. W. : 1969, Planet. Space Sci. 17, 1863

④ Hundhausen, A. J., Bame, S. J. and Asbridge, J. R. : 1969, J. G. R. 74, 2799

⑤ Yamashita, Y. : 1970, 惑星間空間と磁気圏の変動現象シンポジウム



# K-9M-29 親子ロケットによる VLF 帯電波伝播 実験の報告 (速報)

京都大学工学部

松本 紘  
木村 第根

橋本 弘哉

K-9M-29号親子ロケットは相乗り枚巻の干渉を少なくし、又テレメータの利用の能率を良くし、電波関係の実験の成果を上げるための電波専用親子ロケットである。テレメータとしては従来の物の他、広帯域テレメータを搭載している。このロケットの目的は主に二つあって、一つは電波法による電子密度の測定とプローブ法による測定との比較を行なうことで、これについては、別講演で報告される。他の一つは、電波に関する Active 実験、つまり送受信実験を行なうことであつた。このロケットの搭載された実験項目を巻1にまとめる。

表1. K-9M-29 搭載 P.E.

略号	項 目	目 的
PWC	約 500kHz 固定周波数送受信 (子→親)	連続波の位相測定, 電子密度 (ループ)
PWA	0.5~5 MHz Sweep 送受信 (子→親)	各種イオンズ, リンギング, プラズマ波 (ループ)
RNW	DCインパルス, VLF 掃引送受信 (子→親)	各種イオンズ, VLF 放射, ホイッスラー (ループ)
PRW	22.3 kHz, 40 kHz ドップラー	電波の偏波, 電子密度, ダクト (ループ)
(MBC)	親子連絡	
NEL1	インピーダンス プローブ	電子密度
NEL2	ラングミュア プローブ	電子密度
TEL	ラングミュア プローブ	電子温度
GA	地磁気姿勢計	ロケットの姿勢

ここでは上記のうち、RNW (Radio Noise and Whistler Measurement) としう VLF 帯電波の伝播、励起実験を紹介し、結果を速報する。

RNW においては、イオンも関係するような低周波領域の電波・静電波現象を対象とし、自然に存在する電離層中の電波・静電波を観測するに留まらず、積極的に子ロケットから電磁エネルギーを周囲のプラズマに与え、その伝播特性や、それによる共鳴現象、二次波動の発生などを受信・測定する Active Exp. を試みられた。子ロケットは 80 km の電離層下部で発射され 2.44 m/s の速度で親ロケットから遠ざかっていった。この子ロケットから DC インパルスと 0.3~8 kHz の掃引電波を 2.3 s 間送信し、2.3 s 間休止している。受信は親ロケットで、ループ及びホイッスラーアンテナを切換え受信を行ない (4.6 s 毎)、アナログ量を Wide Band TM で送っている。

現在、データ処理の途中であるが、これまでに得られた種々の現象の速報を行ないたい。従って、現象の理論的解析は未決であることをお断りする。今までの結果は、

- 1) 親子間のスイープ送信 (0.3~8 kHz) は地上では 3 m を離れると受信不能であつたものの、約 50 m の距離を置いて受信されている。
- 2) 子ロケット発射後 約 10 秒間 (約 24 m)、多分、子ロケットからの電波で励起された、低周波 (~1 kHz) のエミッションが強く受信されている。
- 3) 22.3 kHz 付近に高度と共に特長の変化するエミッションがずっと受信されている。これはタイミング上、インピーダンスプローブ (0.7 MHz~10 MHz) の高周波と関連ありそう。
- 4) ホイッスラー etc.

京都大学工学部

木村繁根 平石謙治

1970年1月27日19時20分に打上げられたK-9M-29ロケットによりVLF · Doppler法による電子密度の観測がなされた。上昇時190Km~340Km, 下降時340Km~100Kmの電子密度分布を得ることができた。今回の実験では地上標準電波としてJG2AS-40KHz(千葉県 萩見川 35°38'N, 140°4'E)及びNWC-22.3KHz(Australia 114°10'E, 21°49'S)の2波を使用し、センサーはループアンテナを使用した。またロケットに搭載する標準信号の周波数安定度が実験の精度を左右するが、超高安定度発振器をロケットに搭載するのは困難なため、ロケット上の標準信号の周波数に関する情報とドップラー・シフトに関する情報と同時に地上に伝送する方法をとり、前回の実験よりもさらに観測精度を上げることに成功した。

さらに今回はQ-L近似をなす代わりにアップルトン・ハートレーの式を用いる。電離層下部の電子密度算出精度を上げている。当然のことではあるが、電子密度分布はJG2ASによる観測、NWCによる観測若しくはほとんど一致した結果を得ることができた。(図1)

NWC局はKSCの磁気共役点の近くに位置するため、地上伝播波は若しくはホイッスラー・モード伝播波が受信され、2つのモード、電波の到来方向の相違によりドップラー・シフトが逆センスとなり、ソナグラフによる解析により2つのモードの存在を確認することができた。(図2) このデータよりホイッスラー・モード波のWave Normal Angleを計算することが可能であり、これにより2モードを区別する予定がある。

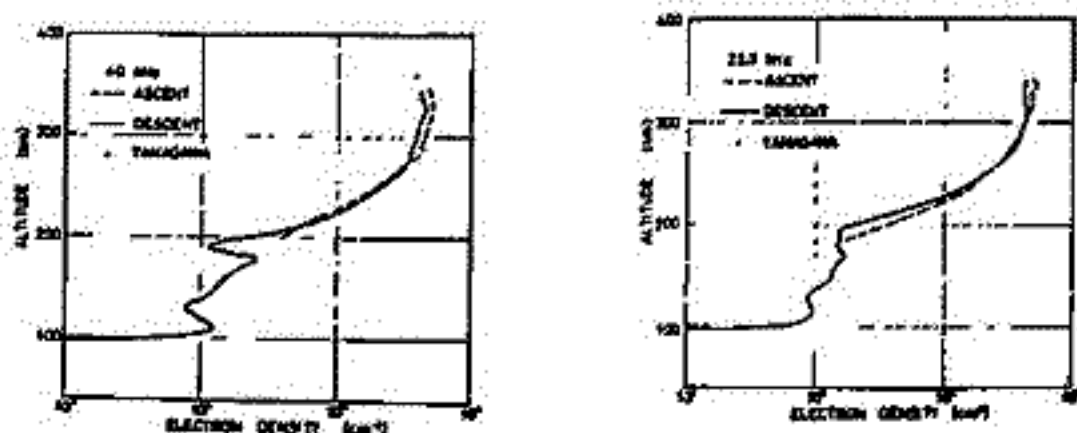


図 1 K-9M-29で観測された電子密度分布

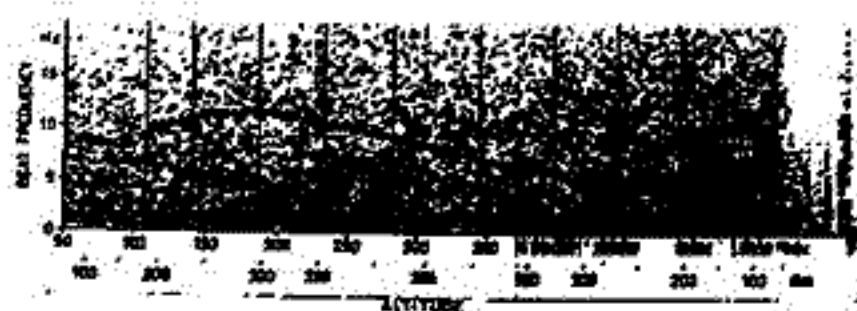
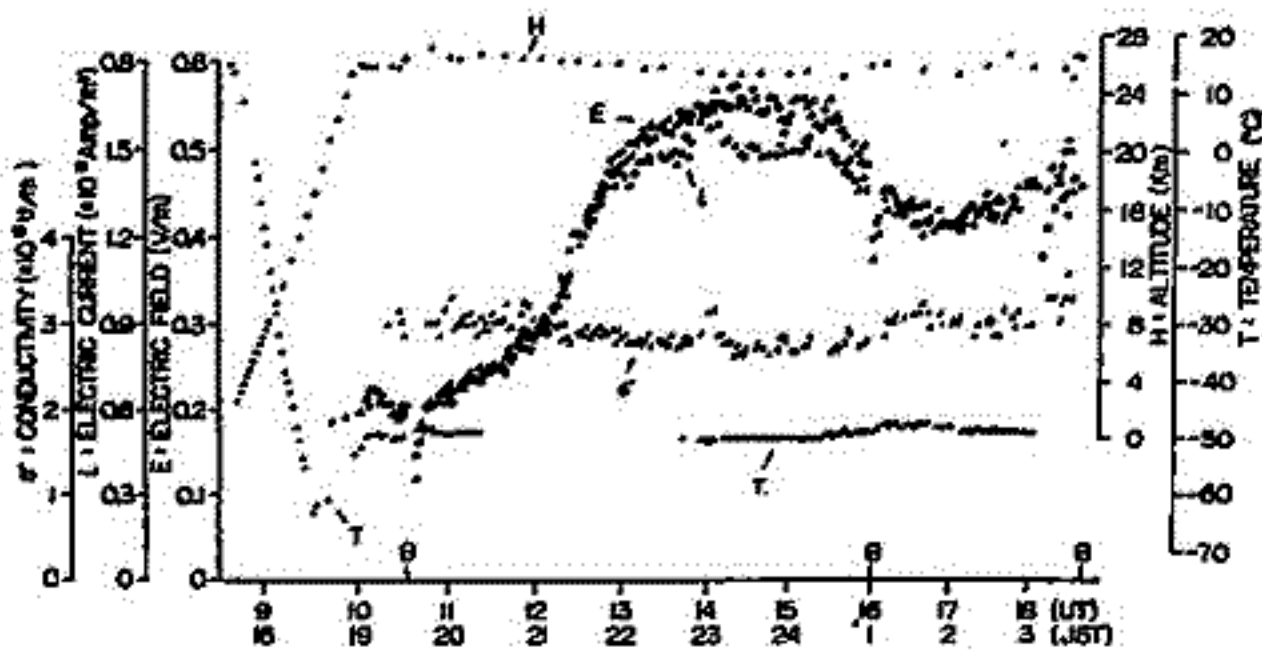


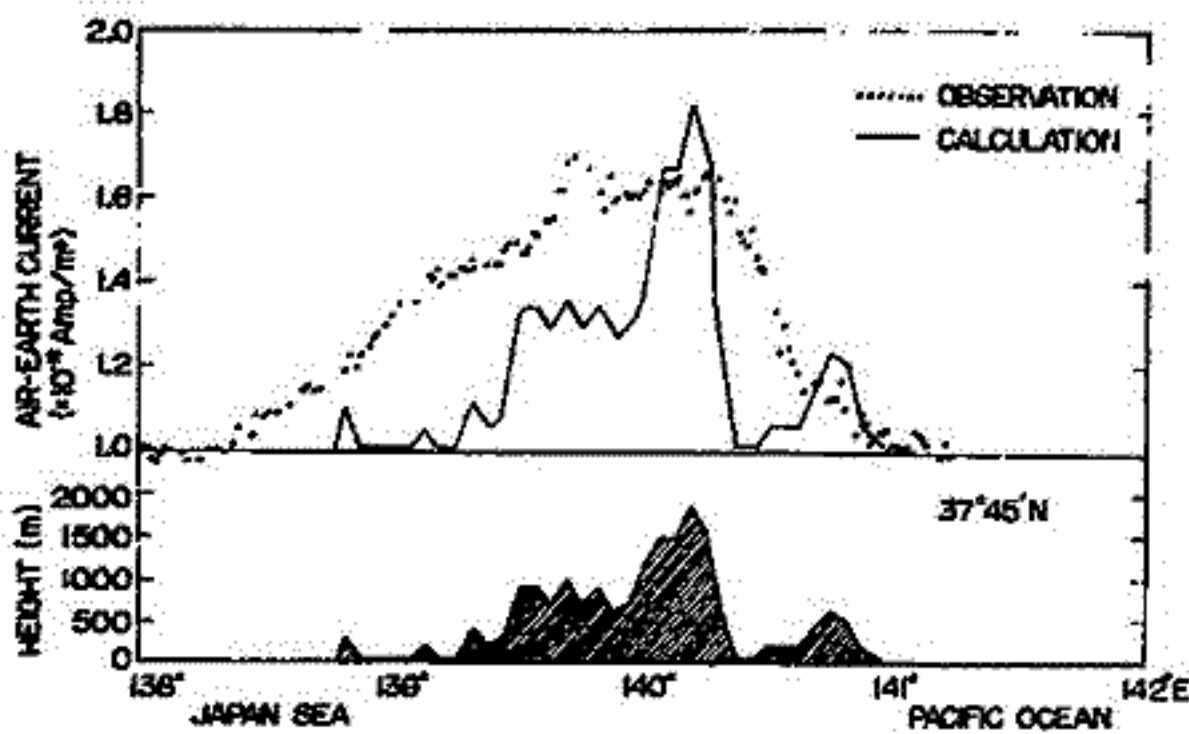
図 2 NWC局のソナグラフ  
A: 導波管モード  
B: ホイッスラーモード

小川俊雄・田中良和  
京都大学理学部

1969年9月8日-9日に、大気球を用いて成層圏での電場・電流・伝導度の観測を行った。気球は、太平洋から日本海に向けて本州を横断し、その間、電場・電流ともに異常増大を記録した(オ1図)。この変化のBack groundの値の3の差を、平均電流値  $1 \times 10^{-12}$  Amp/m<sup>2</sup> に normalize した変化量について検討した。気球飛翔航路の地形断面図から、最高1800mの高山地帯を含む山嶽地帯では、気柱抵抗が地形の高さに応じて減少しているものと解釈して電流密度の変化を計算したところ、近似的には観測値と一致する結果を得た(オ2図)。



オ1図 観測値



オ2図 気球航路の地形断面図と電流変化

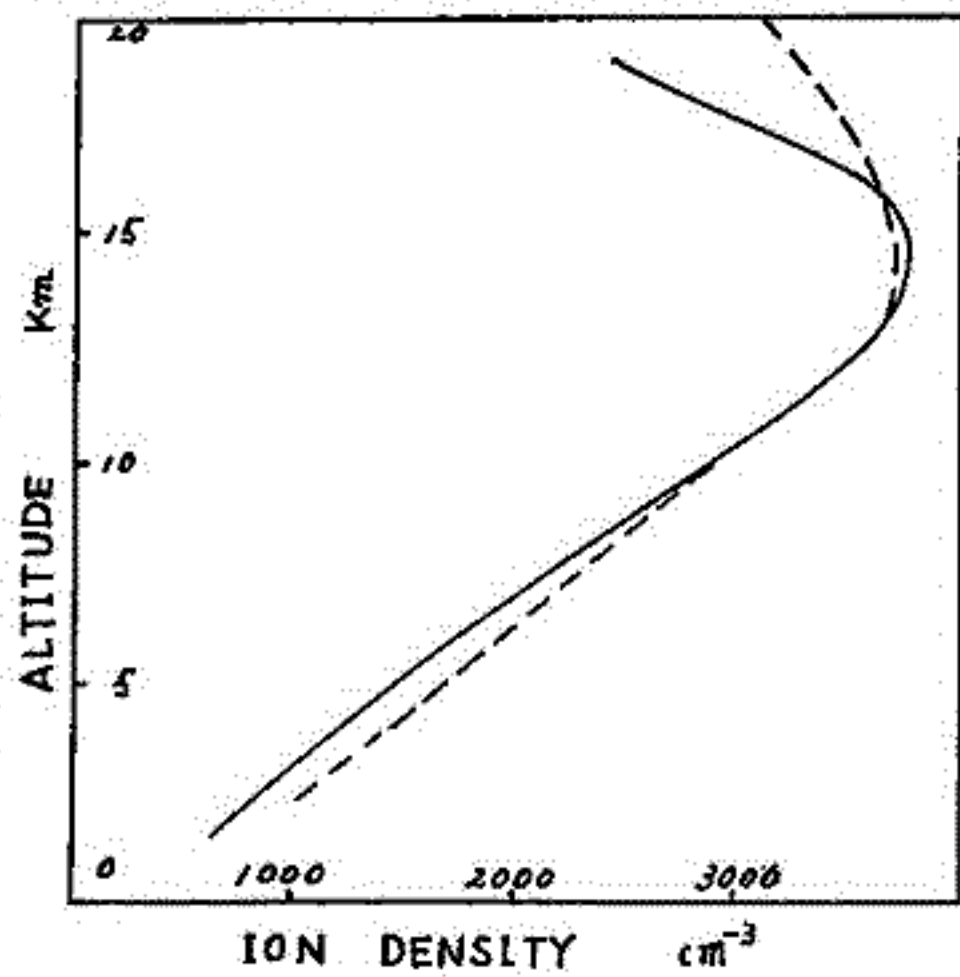
石川晴雄 高木増美 森田恭弘  
名古屋大学空電研究所

われわれは昭和41年度以降3回にわたる共同利用の気球観測施設(東大宇宙航空研究所)を利用する機会を得成層圏における大気イオンの電離平衡の状態を調べる実験を行った。今回は昨年9月福島県原町の気球実験場で実施された小型気球による大気イオンの観測結果を報告する。このたびの気球による観測項目は正の小イオン密度、正の電気伝導度および気球のゴンドラ内外の温度で高度15kmから19kmにわたって観測に成功した。

測定系は二種のGerdien円筒型コンデンサーより成る。一つは大気小イオン密度測定用で気球の上昇速度4m/secに対し、mobility  $2.2 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$  以上のイオンを完全に捕捉するようにしており、他の一つは電気伝導度測定用で気球の上昇速度4m/secに対し、mobility  $105 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$  以下のイオンを部分的にしか捕捉出来ないようにしてある。イオン密度、電気伝導度、およびゴンドラ内外の温度の4測定項目はtime shareによって一つのradio sonde channelに束せられ地上に伝送される。time shareによる1 seriesの観測に必要な時間は20秒で、気球の上昇速度は4m/secであるから、各観測項目は高度80m毎に1回観測出来ることになる。

小イオン密度測定の結果は第1図の実線を示している。点線を示している曲線は、われわれの気球観測後数日をおいて川野教授等によって同じく原町で行われた大気電離の観測の結果を用い、大気中で小イオンの電離平衡が成り立っているものとして求めたprofileである。それ故にこれはエアロゾルその他夾雑を含むきれいな大気中における小イオンのprofileを示している。図から明らかのように、10km以下の高度と13km以上の高度と両者の間に不一致がある。この中10km以下の部分の不一致はこの高度領域の大気中に含まれるエアロゾルの作用に帰するものと出来る。即ちわれわれの試みた計算によるJunge等(1961)によって観測されたのと同じ濃度のエアロゾルが下層大気中に浮遊しているとする。この大気の小イオン密度はエアロゾルを全く含まないきれいな大気と対比される時、約10kmの高度において約10%の相違を生ずることが言える。それ故第1図の高度10km以下における不一致はエアロゾルで汚された大気と考へればこれを説明することが出来る。又高度13km以上における不一致は同様にしてこの高度層におけるminor elementとしてのオソンの密度の変化によって説明出来ることをわれわれの計算の結果は示している。

今回の気球観測によって得られた電気伝導度のprofileを、第1図の点線を示されたprofile(計算値)を持つ小イオンが地上の値に引き直して平均  $1.3 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$  のmobilityを持つ大ささのものと考へた時、計算から求められる電気伝導度のprofileと両者を比較してみると、小さい不一致を無視すれば両者が大体会致することがわかった。このことは間接的に地上から約20kmの気球高度に及ぶ大気中に含まれる小イオンの粒径が粒子半径と同じであることを示している。





久保 忠 夫  
(地磁気観測所)

海上における大気電位傾度の日変化が地方時によらず全世界で同相で地球上の雷雨活動域の活動度の日変化と一致するといわれている。しかし観測例は少なく古くカーネギー号の行った観測にとどまり、ごく最近では名古屋空電研究所の高木増美・金田昌広によりかなり広範囲の測定が行われている。

著者は新しい型のフィールドミルを製作し、これの長期間の連続測定を行つてきたので、更に海上で電位傾度観測を行なふことを計画し、長崎海洋気象台の千風丸 267 トンに便乗する機会を得た。同船は東京港に3月に入港したので、3月4日に機材を揚げ、翌5日に岸壁に停泊中の甲板上のフィールドミルと、近くの陸岸の廣場にとりつけた放射能測定器と清水式電位計による同時比較観測により平面更正を行つた。

船上における感度は平面更正値を合めて、記録紙上で全尺で  $\pm 2500 \text{ V/m}$ ,  $\pm 500 \text{ V/m}$  の高低感度の2種のものをとした。記録計は2台であるが、ピツアップは1台である。

3月11日出港し、本州・四国・九州の沿岸を10~50kmへた海上を航海し、ついで長崎沖 50~100km の海上を回航し観測した。3月16日に長崎港に入った。

強い前線や雨などの異常気象を除くと、静穏日の値は  $200 \sim 500 \text{ V/m}$  とかなり大きい値であった。静穏日の日変化の得られたのは1日だけであるが、4~5 UT に最小値となり、16~18 UT に最大値となつてゐる。これは従来の観測結果とよく一致してゐる。しかし沖田のそれとは甚しく異なつてゐる。

また東京港内はスモッグなどで自然の状態を示してゐると思はれないが、長崎港では自然の状態を示すと思われ、値は  $80 \sim 100 \text{ V/m}$  で陸上の値に近い。

著者の航海中の値が従来のものより3~4倍も大きいことは非常に注目すべきことであり、更に観測を行なふ必要がある。

また著者の行った観測期間は短く、(a) 他の海洋観測の制限もあり、船体から小さいため観測は困難とせしめ、しかも3月はシケ易い航海であるため条件が悪かつた、本航海の経験によりフィールドミルの改造を考慮せねばならぬことが分り、多くの貴重な経験を得たのでまた機会を得て観測を行なひたいと思つてゐる。

## 久保木 忠夫 (地磁気観測所)

フィールドミルについては、数多くの研究があるが、地磁気観測所では Lane-Smith (1967) が考案したものの次近藤五郎・中山正らにより試作されている。著者は中山正と共にこれについてさらに改良を重ね、特性の調査・長期周の試験を行ったので、これについて報告する。

従来のフィールドミルは、アースとれた rotar が回転し、これにより電場の中で露出・遮蔽される stator が正負の交流電圧を出力し、これを回転と同期したカッパーにより一方をカットして正負の電場を判別し、増幅して記録するものである。

著者の試験したフィールドミルでは下図のように入力の所に抵抗  $R$  と容量  $C$  を入れておき出力波形を歪ませる。 $RC$  と回転数との関係から波形の正負の量は決まる。とくに stator の風根の中心角を適当にすれば決まる量は大きくなる。この出力を整流してやれば、電場の方向と値がわかる。



Lane-Smith (1967) によれば、 $RC$  を適当にすれば鋸歯状波が得られ、その出力の最大値は Rotar, stator の中心角が  $22^\circ$  のときであるという。

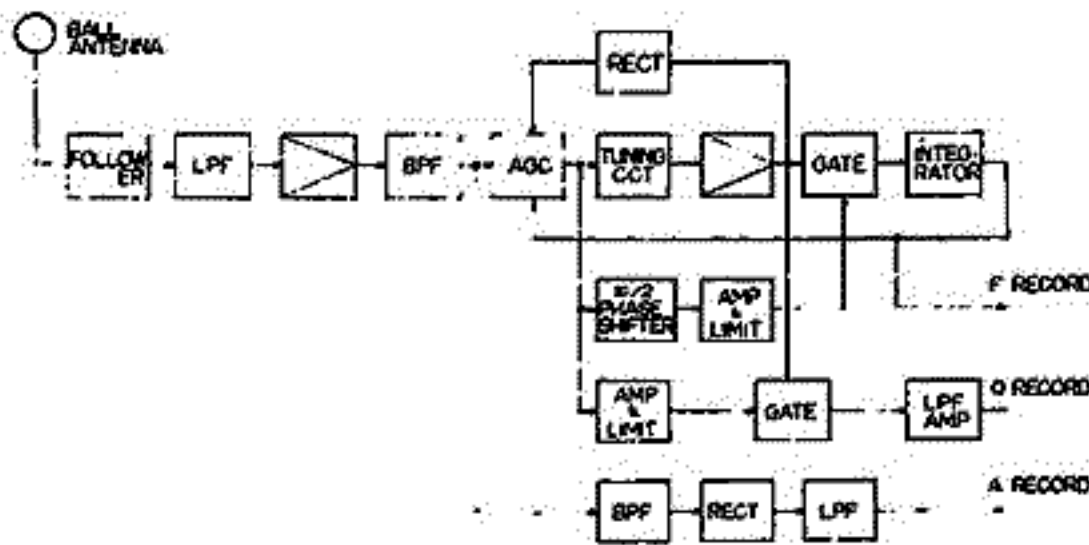
著者は  $R, C$  の値をみえ、回転数をみえ、また Rotar の中心角をいろいろみえて実験した結果、Smith のいうように単純ではな(複雑である)ことを知った。

また著者は入力抵抗が  $10^2$  まで許される FET トランジスタ回路を用いた増幅器を用い、いろいろな特性を求めた。とくに記録紙上で正負の感度が異なることや、零電位のとと残留電位があること、感度が正負でずれて、帯付近で不感帯を生ずる現象について対策を求めた。

これらの結果特性のよいものが得られ、また長期周の安定にも十分耐えられることが分った。このフィールドミルは従来のものより回路的には単純化されるが、大きな電場のとき scale out の記録に不都合を生じ易い軟点がある。

小川俊雄・半田駿・田中良和  
京都大学理学部

ELF電磁ノイズの5-23 Hz帯のシューマン共振現象を追跡することによって、太陽活動と電離層の関係モニターしようとした。装置は、第1図に示すように、phase sensitive な RC tuning circuit を用いて、常に到来信号のスペクトラム密度の最大値に追従するようにしてある。5-11, 11-17, 17-23 Hzの3つの周波数帯に分けて、それぞれの周波数帯内のピーク周波数、共振のQ値(を表わすもの)、および、振幅を自動追跡する。1970年2月から予備観測を始めたので、2月と3月のデータについて、太陽活動状況との関係について調べた結果を報告する。



第1図 ブロック ダイアグラム

# 花崗岩の磁性と其の地質温度圧力計への応用

島田昌彦\* 久米昭二\* 小泉光恵\* 泉産 小大 泉産 光研 恵\*

重が、いよ、にし  
 になりにマカ表  
 野しい力け磁発  
 分かマ圧抗に  
 のし、いのつびマ  
 学。さ物を及す  
 理。用磁究化は  
 物の、元性研磁マ  
 球マリ磁走留の  
 地、山、強、年、残、つ  
 はくある数、に  
 果マ、は、山、こ、マ、響  
 結、え、に、ま、こ、し、影  
 究、手、野、合、。、と、の  
 研、く、分、に、マ、つ、圧  
 の、多、の、中、の、一、水  
 元、を、学、石、つ、の、静  
 磁、識、質、岩、に、果、す  
 石、知、地、は、響、結、け  
 岩、な、。、々、影、の、よ、

い、く、を、よ、献、で、度、定、二  
 さ、い、割、の、貢、性、温、決、る  
 き、の、役、二、の、様、は、の、得  
 え、ち、な、。、へ、多、ら、向、を  
 演、う、導、る、学、つ、か、才、見  
 ら、の、重、あ、化、も、定、の、知  
 か、そ、マ、マ、球、の、現、場、る  
 定、も、め、り、地、性、の、気、す  
 割、か、わ、お、。、磁、度、磁、関  
 の、し、さ、と、学、。、温、地、に  
 質、。、その、理、は、古、格  
 性、の、野、知、物、つ、は、性  
 的、な、分、衆、球、一、Curie、は、性  
 気、く、の、は、地、の、ば、か、質、。、の、的、あ、二、題、圧、の、先、圧、々、ぼ、の、の、化、じ、磁  
 磁、な、学、と、の、由、之、位、異、る、学、較、時、の、課、た、い、。、な、種、よ、た、力、変、同、留  
 つ、く、料、ニ、気、理、と、方、く、あ、料、比、成、知、つ、し、難、は、う、。、お、め、圧、力、た、残  
 も、す、球、る、磁、いた、の、全、マ、球、の、生、を、も、用、し、い、よ、之、に、と、た、圧、ま、然  
 の、は、地、の、石、き、。、化、。、能、地、報、石、件、を、作、出、わ、の、考、カ、メ、レ、の、。、自  
 石、象、は、マ、岩、尤、了、磁、う、可、方、情、岩、条、連、に、見、い、こ、と、磁、を、用、力、た、と  
 岩、事、か、し、に、の、留、い、が、一、ら、。、力、関、去、を、わ、。、か、抗、と、作、磁、め、化  
 た、つ、果、う、度、あ、残、と、と、。、い、ら、圧、と、過、計、に、い、の、こ、に、抗、じ、磁



り成る。甲が花  
 生あ六、引集  
 下石に不布採  
 能岩すみのるを  
 可ははうたあ  
 がいるこつ不  
 とすきまな部  
 ニ合で、ニ一  
 る総定了おの  
 すを染いを、体  
 定果に用定る岩  
 推結的を決すの  
 をの義法件告中  
 度ら一方条報マ  
 温いをの成マレ  
 のニカと生いと  
 得了左のノ料岩  
 獲了度は岩に試  
 化が温マう果が  
 磁たのこニ結ま  
 留し時こ花のこ  
 エ、のこの、ら  
 キマ、こウもは  
 セ)ノ口た代が  
 (石570山年と  
 はンがはさるニ  
 物セ莫ら成よる  
 鉦ク一山生にあ  
 ナカリニに法不  
 主と一的Sr紀ツ  
 るモユが次一重  
 すンキるニRb白  
 成ウ、いらび部  
 樽口はマが及上  
 をクマ山石法不  
 岩、しまんA年  
 う石と含せ一  
 ニウ物がクKx  
 花ヨ鉦鉦力。8  
 の4性ツはさび  
 磁テ又あ及マ  
 イ強ジモマ69  
 と果の之料石の  
 Xenolithは  
 振たと生ほ之  
 告す

以上結果についで詳しく報  
 告す。

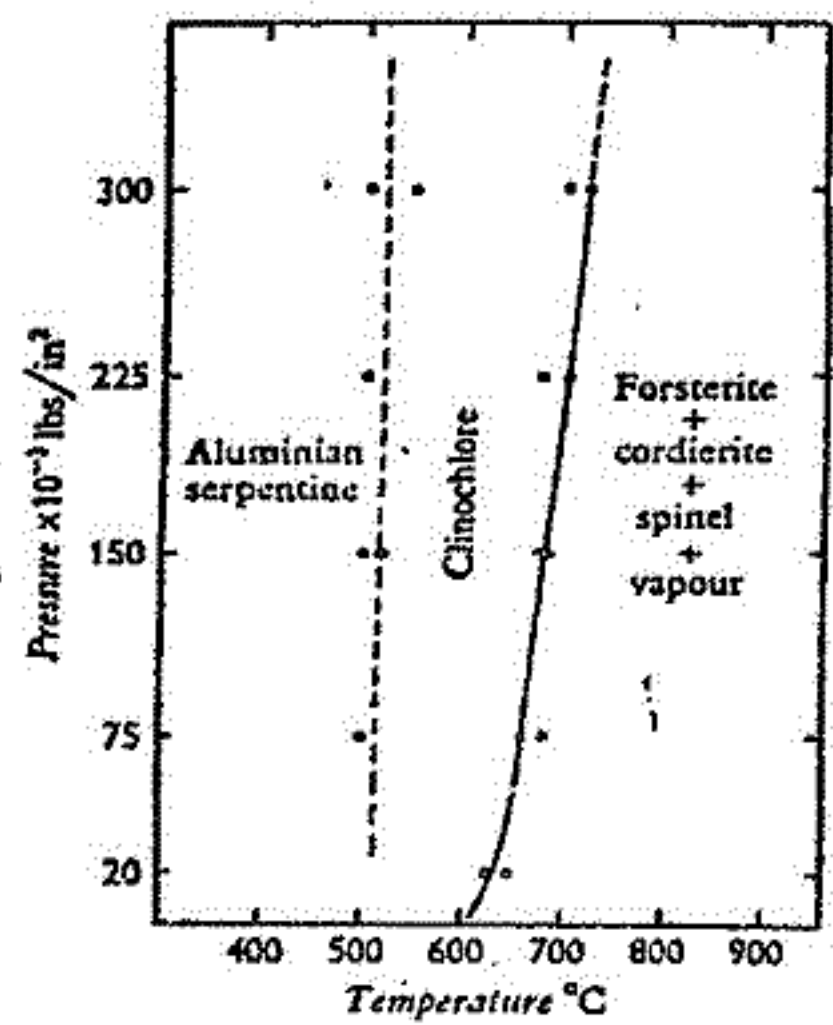


FIG. 37. Pressure-temperature curve of the transformation aluminian serpentine → clinocllore and of the reaction clinocllore = forsterite + cordierite + spinel + vapour (after Yoder, 1952).