

第 45 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭 和 44 年 5 月 28 日 ~ 31 日

於 理 化 学 研 究 所 大 和 研 究 所

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

第45回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和44年5月28日(水)・29日(木)・30日(金)・31日(土)

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
5月28日 (水)			磁気圏 I (極域現象)					磁気圏 II (プラズマ波・太陽風)					
			電離圏 I (低域・伝播)					電離圏 II (高域)					
5月29日 (木)			宇宙圏 I (一次)	岩石磁気・ 古地磁気				古地磁気	磁気測定				
			磁気圏 III (構造)					特別講演	総会				
5月30日 (金)			地球内部電磁気										
5月30日 (土)			電離圏 III (大気光・ ロケット観測)										
			宇宙圏 II (宇宙線)										

講演会場：理化学研究所 大和研究所
埼玉県北足立郡大和町 電 0484(62)1111
懇親会場：大和研究所内

第1日 5月28日(水)

磁気圏 I (極域現象) (9.30~12.30) 於 第2会場

開会の辞

1. 鶴田光子 (東大理) 極光 H α 線の出現と磁場変動の関連 (12分)
2. 鶴田治雄 (東大理) 昭和基地における極光観測 (序報) (12分)
3. 金田栄祐 (東大理) Polar cap aurora の出現特性 (10分)
4. 金田栄祐 (東大理) 地磁気脈動 PC-5 と極光入射粒子との関係 (10分)
5. 平沢威男・等松隆夫・小口高 (東大理) 極磁気嵐時の極光 (15分)
6. 福西浩・平沢威男 (東大理) 極光帯地磁気脈動の特性 (12分)
7. 福西浩 (東大理) 極磁気擾乱と地磁気脈動 Sweepers (12分)
8. 西田篤弘・前沢列 (東大宇宙研) 惑星間空間磁場変動に対する極地域磁場変動

- のレスポンスについて (12分)
9. 岩崎昇 (相模工大工) 地磁気異常 (非 DP - 1, - 2) 変動——極点附近に局所的に現われるもの (15分)
10. 福島直 (東大理) Auroral Electrojet の勢力範囲 (12分)
11. 上出洋介・福島直 (東大理) Substorm における DP 一場と DR 一場の相互関係 (15分)
12. 飯島健 (東大理) Satellite Data をも考慮した磁気嵐の構造 (12分)

磁気圏 II (プラズマ波・太陽風) (13.30-17.00)

13. 木村磐根・松尾敏郎 (京大工) POGO -D で観測されたプロトンホイッスラー (15分)
14. 国分征・小口高 (東大理) VLF 放射と地磁脈動との関連 (20分)
15. 小口高・国分征・平沢威男 (東大理) ULF, VLF Wave の磁気圏内の分布 (15分)
16. 岩井章・田中義人・西野正徳 (名大空電研) 昭和基地に於ける VLF 放射の観測速報 (10分)
17. 早川正士・岩井章 (名大空電研) 磁気擾乱時の低緯度ホイッスラーの伝播特性 (15分)
18. 倉橋克典 (名大空電研) 電離層プラズマ内での人工的なイオン EK 波及び EM 波の発生 (II) (12分)
19. 松本紘・松本壯夫 (京大工) Computer Study of Quasi-Linear Theory of the Whistler Mode Cyclotron Instability (15分)
20. 河村謙・佐野幸三 (地磁気観) 中低緯度に於ける rising frequency 型脈動 (15分)
21. 加藤愛雄 (東海大工) 森岡昭 (東北大理) 地磁気赤道及び低緯度地方における地磁気脈動の特性 (10分)
22. 山口又新 (地磁気観) Rapid Variations の Quality (15分)
23. 田中稔 (国土地理院) Pi (不規則型脈動) の発生機構に関する一考察 (15分)
24. 桜井亨・斎藤尚生 (東北大理) Pi 2 の発生源について (15分)
25. 加藤愛雄 (東海大・航空宇宙) SSC に伴った地磁気脈動の周波数解析 (15分)
26. 加藤愛雄 (東海大・航空宇宙) Pi 2 に伴った地磁気脈動の周波数解とその発生機構について (20分)
27. 武井忠雄 (東北大理) Hydromagnetic Surface Waves and Giant Pulsations (20分)
28. 渡辺成昭 (東北大理) 太陽風中での波動とその効果 (15分)
29. 大林辰蔵 (東大宇宙研) 太陽爆発による衝撃波の伝播 (20分)
30. 西田篤弘 (東大宇宙研) 太陽風プラズマ中の有効衝突頻度 (10分)

第 2 日 5 月 29 日 (木)

電離圏 I (低域・伝播) (9.30~12.30) 於 第 1 会場

31. 津田孝夫・深尾昌一郎・前田憲一 (京大工) Gyromagnetic Effects on the Mobility of Charged Particles in a Weakly Ionized Gas. II (15分)
32. 加藤進・桜井秀時 (京大工) 電離層内の人工雲の動きについて (12分)
33. 佐藤哲也 (京大理) 散乱電波から見た赤道 E 層におけるイオン音波の構造 (12分)
34. 石川晴治・岩田晃・高木増美 (名大空電研) スローテール空電の源について (12分)
35. 岩井章・大津仁助・西野正徳・柏木瑞夫 (名大・空電研) 空電源位置決定について (15分)
36. 満保正喜・島倉信 (金沢大工) 2 乗分布の電離層の反射及び透過 (10分)
37. 鶴田浩一郎 (東大宇宙研) ホイッスラー波の電離層透過特性 (12分)
38. 荒木喬 (東北大) Extremely Small Dispersion Whistler について (12分)
39. 川野実・池辺幸正・飯田孝夫 (名大工) 各種放射線による大気中の電離 (15分)

40. 若井登・大内長七・根本長四郎 (電波研) 冬季異常吸収について (15分)
41. 大塩光夫 (電波研) SID's とそれに対応する太陽X線輻射 (Ⅲ) (12分)
42. 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) (12分)

宇宙圏 I (一次宇宙線惑星空間) (9.30~10.45) 於 第2会場

43. 本沢忠夫 (名大プラ研) 高速中性粒子の測定器 III (12分)
44. 本沢忠夫 (名大プラ研) 惑星間水素の空間分布 (10分)
45. 矢吹英雄・島誠 (理研) 宇宙塵の研究 (15分)
46. 近藤一郎・中島弘 (名大理) 境孝祐 (日大習志野) 一次宇宙線 α 成分の強度測定 (12分)
47. 近藤一郎・長瀬文昭・安江洋志 (名大理) 1968年9月28日の太陽フレアに伴う太陽中性子の強度の上限 (12分)

岩石磁気・古地磁気 (10.45~12.30) 於 第2会場

48. 木下肇 (東大理) 岩石磁気測定用の高感度振動型磁力計 (10分)
49. 石川義和・佐藤昭一・庄野安彦 (東大物性研) Fe_2TiO_5 の磁性と中性子回折 (20分)
50. 島田昌彦・久米昭一 (阪大教養) 小泉光恵 (阪大産研) 強磁性鉱物の圧力による抗磁力変化 (15分)
51. 永田武・B. J. Carleton (東大理・ピッツバーグ大理) Notes on Piezoremanent Magnetization of Igneous Rocks IV Comparison of Theory and Experimental Data. (15分)
52. 川井直人・広岡公夫・時枝克安・中島正志 (阪大基礎工) セイロンの Archaeomagnetism 第1報 (10分)
53. 広岡公夫・時枝克安・中島正志・川井直人 (阪大基礎工) 西南日本の Archaeomagnetism II. (10分)

電離圏 II (高域) (13.30~17.00) 於 第1会場

54. V. Agy (ESSA Boulder) A World-wide Ionospheric Disturbance of Short Duration (20分)
55. 荒木徹・采山征士・加藤進 (京大工) 磁気嵐時の低緯度下部電離層の振舞い (12分)
56. 丸橋克英 (東大理) 極地電離層粒子の磁気圏尾部への Escape II (12分)
57. 佐藤輝夫・K. L. CHAN (NASA, AMES, R. C.) 磁気嵐時の極地 Topside Ionosphere の電子密度変化 (10分)
58. 佐藤輝夫・L. COLIN (NASA, AMES, R. C.) 極地方電離層 1000km の高度における電子密度異常 (12分)
59. 上山弘・高木秀男 (東北大理) Topside Ionosphere の構造 (12分)
60. 中田美明・菅宮夫・合嶽垣礼子・入間田惇 (電波研) 静止衛星からの電波のファラデー効果の多点観測結果 (12分)
61. 田尾一彦・北條尚志 (電波研) Alouette II による観測データの解析 I. N (h) プロファイルから求めた上部電離層の構造 (15分)
62. 松浦延夫・大木久夫 (電波研) Alouette II による観測データの解析 II. レゾナンス・スパイクから求めた上部電離層の構造 (15分)
63. 松浦延夫・西崎良・永山幹敏 (電波研) Alouette II による観測データの解析 III. トップサイド・アイオノグラムにみられるプロトン・サイクロトロン・エコー (12分)
64. 羽倉幸雄・西崎良・田尾一彦 (電波研) Alouette II による観測データの解析 IV. ヘクト・デカメートル波帯太陽電波観測 (15分)

古地磁気 (13.30~16.00) 於 第2会場

65. 河野長 (東大理) Pleistocene 及び Pleiocene の地球磁場の強度についての考察 (20分)
66. 青木豊・賀勢秀史・木下崇 (東大理) 上州武尊熔岩による古地磁場強度の決定
および K-Ar 年代 (15分)
67. 乗富一雄・鈴木正明 (秋田大鉱山) 岩手県土畑鉱山付近の岩石の磁気について (15分)
68. 上野直子・小嶋稔 (東大理) Rb-Sr, K-Ar 法による日本列島変成帯の Geochronology. (15分)
69. 川井直人・広岡公夫・中島正志 (阪大基礎工) 日本列島の形成過程詳細 (15分)
70. 兼岡一郎・小嶋稔 (東大理) 太平洋地域の海山及び島の K-Ar 年代 (15分)
71. 伊勢崎修弘・上田誠也 (東大霞研) 安井正 (舞鶴海洋気象台) 日本周辺の海洋
の地磁気全磁力異常の特性 (15分)

磁気測量 (16.00~17.00) 於 第2会場

72. 田島稔・瀬戸孝夫 (国土地理院) 水沢測地観測所における地磁気観測のデータ
タル化について (15分)
73. 井内登・水野浩雄 (国土地理院) 阿蘇山の航空磁気測量について (20分)
74. 行武毅 (東大霞研) 地球磁場の移動性部分と停滞性部分 (20分)

第3日 5月30日(金)

磁気圏 III (構造) (9.30~12.30) 於 第1会場

75. 南部充宏・玉尾孜 (東大理) 磁気圏尾プラズマ・シートの運動に伴う Loss-
Cone 不安定性 (15分)
76. 広野求和 (九大理) 磁気中性面の考察 II (12分)
77. 渋谷仙吉 (山形大理) Frozen in の問題点 (10分)
78. 佐藤哲也 (京大理) Overthermal Electrons の役割りについて (12分)
79. 玉尾孜 (東大理) 足原修 (東大宇宙研) Bounce Resonance Interactin (12分)
80. 松本紘 (京大工) Generation Mechanism of Triggered VLF Emissions (15分)
81. 村山喬 (名大理) Energetic electrons beyond the earth's bow shock (12分)
82. 河島信樹 (原研) Magnetosphere 内プラズマ分布の Local Time Asymmetry (12分)
83. A. Nishida (U. Tokyo) E. F. Lyon (MIT) and N. F. Ness (NASA, GSFC)
Plasma Sheet at Lunar Distance (15分)
84. 上山弘・亘理宜夫 (東北大理) Adiabatic Theory に基づく磁気圏粒子のビッチ
角及びエネルギー分布の特徴 (15分)

地球内部電磁現象 (9.30~12.30) 於 第2会場

85. 藤田尚美・北田一雄 (国土地理院) 地磁気日平均値の変動の世界的分布につい
て (10分)
86. 久保木忠夫 (地磁気観) 日本北部の地磁気変化ベクトルの異常
一根本・礼文・稚内・豊原のパーキンソンベクトル (10分)
87. 西田泰典 (北大理) 北海道南部における地磁気短周期変化 (15分)
88. 今実 (地磁気観) 松代の地磁気特性について (15分)
89. 大地洗・柳原一夫 (地磁気観) 近接点の全磁力日変化の差異 (15分)
90. 荒木健 (地磁気観) 変化比の経年変化について (10分)
91. 森俊雄 (地磁気観) 吉野登志男 (東大霞研) 日本における地磁気全磁力日変化
等について (15分)

92. 水野浩雄 (国土地理院) 一等磁気測量による地磁気永年変化の考察 (20分)
93. 力武常次・山崎良雄 (東大震研) 比抵抗変化計と strain step (15分)

特別講演 (13.30~15.00) 於 第1会場

南極点旅行 (講演と映画) 村山雅美 (科博)

総会 (15.30~17.00) 於 第1会場

第4日 5月31日 (土)

電離圏 III (大気光・ロケット観測) (9.30~12.30) 於 第1会場

94. 三沢清敏 (東北大理) 奥田光直 (弘前大教育) [OI] 6300 A 大気光の薄明前増光現象について (II) (8分)
95. 奥田光直 (弘前大教育) 三沢清敏 (東北大理) [OI] 6300 A 大気光の薄明前一時減光について (12分)
96. 奥田光直 (弘前大教育) 三沢清敏 (東北大理) Post Evening 時に於ける [OI] 6300 A 大気光強度の時間的变化 (8分)
97. 岩坂泰信・小川利紘・等松隆夫 (東大理) O₂ Herzberg 大気光のロケット観測 (10分)
98. 江尻全機・大林辰蔵 (東大宇宙研) K-8-15 号機による電離層電子密度温度測定結果について (15分)
99. 加藤愛雄・青山巖・遠山文雄 (東海大工) K-8-15 号機及び K-9 M-25号機による磁場測定 (12分)
100. 大家寛・麻生武彦 (京大工) K-9 M-24, 25 による冬の電離層電子密度の測定 (12分)
101. 畚野信義・相京和弘・水津武 (電波研) ベネット型質量分析器による電離層イオン組成の測定 (K-10-4) (15分)
102. 小林喬郎・稲場文男 (東北大通研) 上山弘 (東北大理) レーザー・ラマン・レーザーによる分子密度の選択的測定法 (12分)
103. 宮崎茂・森弘隆 (電波研) 静電近似による磁化プラズマ中間筒電荷の電位分布に関する考察 (15分)
104. 平尾邦雄・小山孝一郎 (東大宇宙研) 二次高調波法、及び位相検出による空間電位決定法 (12分)
105. 小川徹・磯崎努 (京大工) 三成分光ポンピング磁力計 (12分)
106. 加藤愛雄・青山巖・遠山文雄 (東海大工) GAS によるロケット及び衛星の姿勢計算 (10分)

宇宙圏 II (宇宙線) (9.30~13.30) 於 第2会場

107. 池上比呂志・大島良三 (気象研) 宇宙線気圧補正の自動化についての試み (15分)
108. 北村正極・宮内正厚 (気象研) 低気圧による宇宙線変化の型 (15分)
109. 和田雅美 (理研) 宇宙線強度と高層気温 (15分)
110. 矢作直弘・手塚敏躬・高橋八郎 (岩手大理) 太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum (15分)
111. 石田喜雄・菅野常吉 (福島大教育) IGY-IQSY における宇宙線日変化の変動について (IV) (15分)
112. 安江新一・森覚・鷺坂修三 (信大理) 一之瀬昌興 (信大教養) 宇宙線強度の

- 「半日変化」の解析 (15分)
113. 奥谷晶子・和田雅美 (理研) 大型中性子計Data に見られる半日変化 (15分)
114. 上野裕幸・藤本和彦・藤井善次郎・近藤一郎・長島一男 (名大理) 一之瀬匡典
(信大教養) High Count Meson Telescope at Mt. Norikura (15分)
115. 藤本和彦・藤井善次郎・上野裕幸・近藤一郎・長島一男 (名大理) North-South
Asymmetry of Cosmic Ray Intensity (20分)
116. 小玉正弘 (理研) 石田喜雄 (福島大理) 昭和基地における宇宙線強度の連続観
測 II (15分)
117. 須田友重 (気象研) 小玉正弘 (理研) 昭和基地における宇宙線強度の連続観測 III (10分)
118. 小玉正弘・井上葵 (理研) Multiple Neutron の energy response について (20分)
119. 小玉正弘 (理研) 須田友重 (気象研) 小倉紘一 (日大習志野) 宇宙線異常増加
に関する Multiple Neutron Study (15分)
120. 須田友重 (気象研) 小森博夫 (東京水産大) 小玉正弘 (理研)
NOV, 18 1968 EVENT (10分)

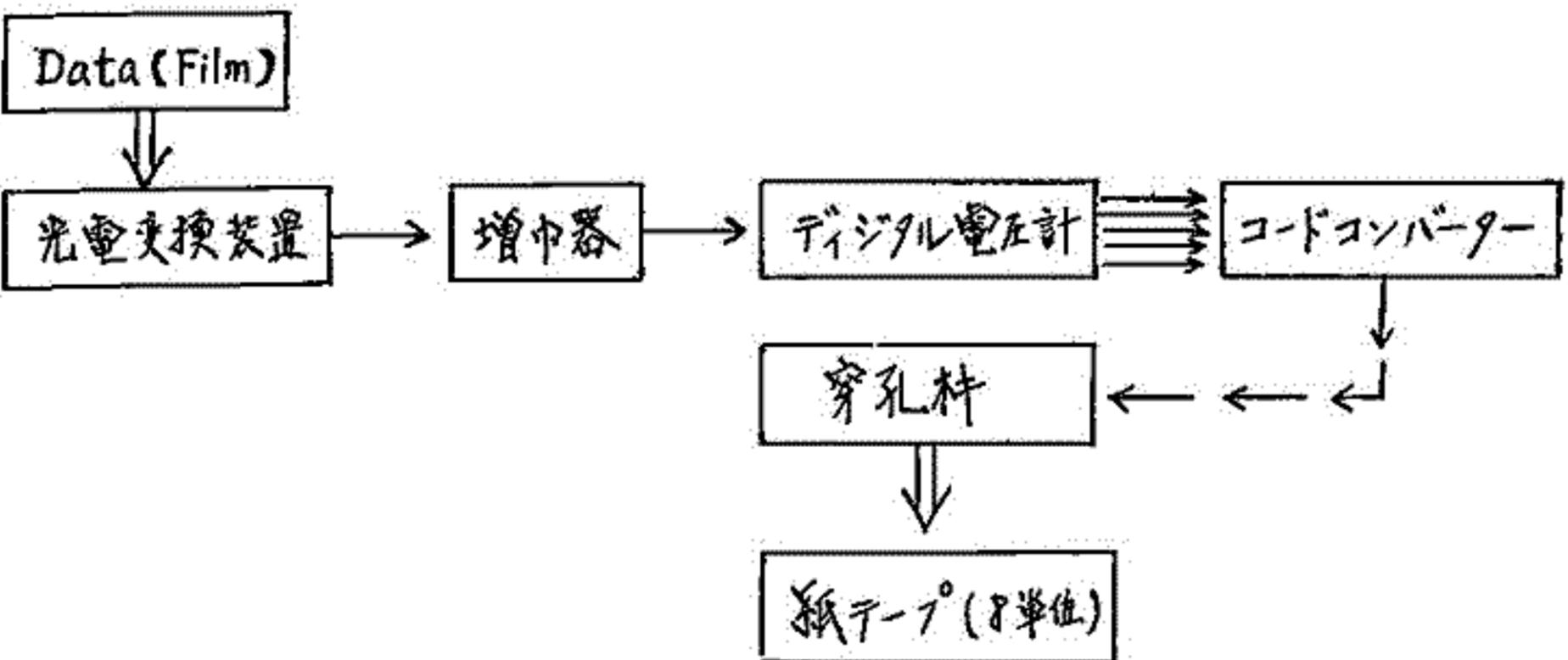
閉会の辞

3 Polar cap aurora の出現特性

東京理 金田京敏

この迄比較的地球磁気活動の静穏な時期に於ける polar cap での aurora の出現の auroral zone での擾乱の開始に先行する事と二、三の event に就いて調べて来た。 polar cap aurora に関しては、地球磁気活動との逆相関関係、arc direction の diurnal rotation 等 auroral oval とは直接結びつかない aurora に関してもその統計的特性は或る程度区別判って居る。又 Starkov 等に依れば“地球磁気緯度 75° 附近に出現する aurora は auroral zone で観測されるものと異なる population の粒子に依って発生して居る事”が明らかにされた。Feldstein 等に依れば“auroral zone での擾乱開始に先行して polar cap での aurora が出現する事”は定性的に指摘されて居る。

この様には aurora oval と形成する aurora と特性と異なると polar cap aurora のこの様な出現特性と有つたを新たに作成した ASCAPA-D (極光全大気真光電デジタル処理装置) に依って整理した data の解析に基づいて前回に続いて報告する。



Block Diagram of ASCAPA-D

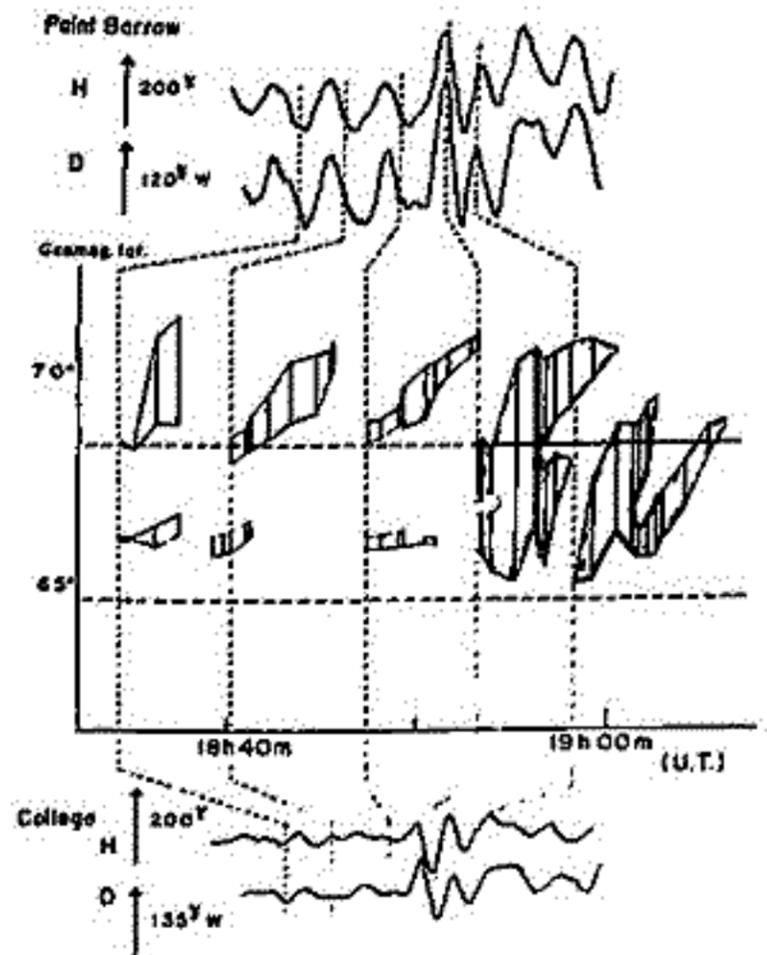
4 地磁気脈動 PC-5 と極光入射粒子との関係

東大 理. 金田 繁 著

地磁気脈動 PC-5 に関する研究は、これ迄数多くなされて来て居る。その中には PC-5 と入射粒子に依って起される現象 cosmic noise absorption, auroral radar echo との関係に就いて述べられたものもある。下図は PC-5 と radar echo との関係に例示したものである。この様に PC-5 と radar echo との関係は密接なものであり、PC-5 と粒子入射との間に存在する相関を解明する事は PC-5 の発生に就いて重要な手懸りを与える事が予想される。

PC-5 は正午から数時間離れた dawn, dusk に主として起る現象である。粒子入射の現象を光学的に観測して、PC-5 との関係に就いて解析する事は困難である。今回はこの様な立場では都合の良い、南極 Byrd, Little America, Hallet, South Pole, Scott 等の地理緯度の高い観測点での全天形データの記録と地磁気の記録とを併せて解析した結果に就いて述べる。

PC-5 と aurora とは大体に就いて良好な対応を示し、これ迄行った radar echo との解析で得られた関係が更に詳細に得られた。

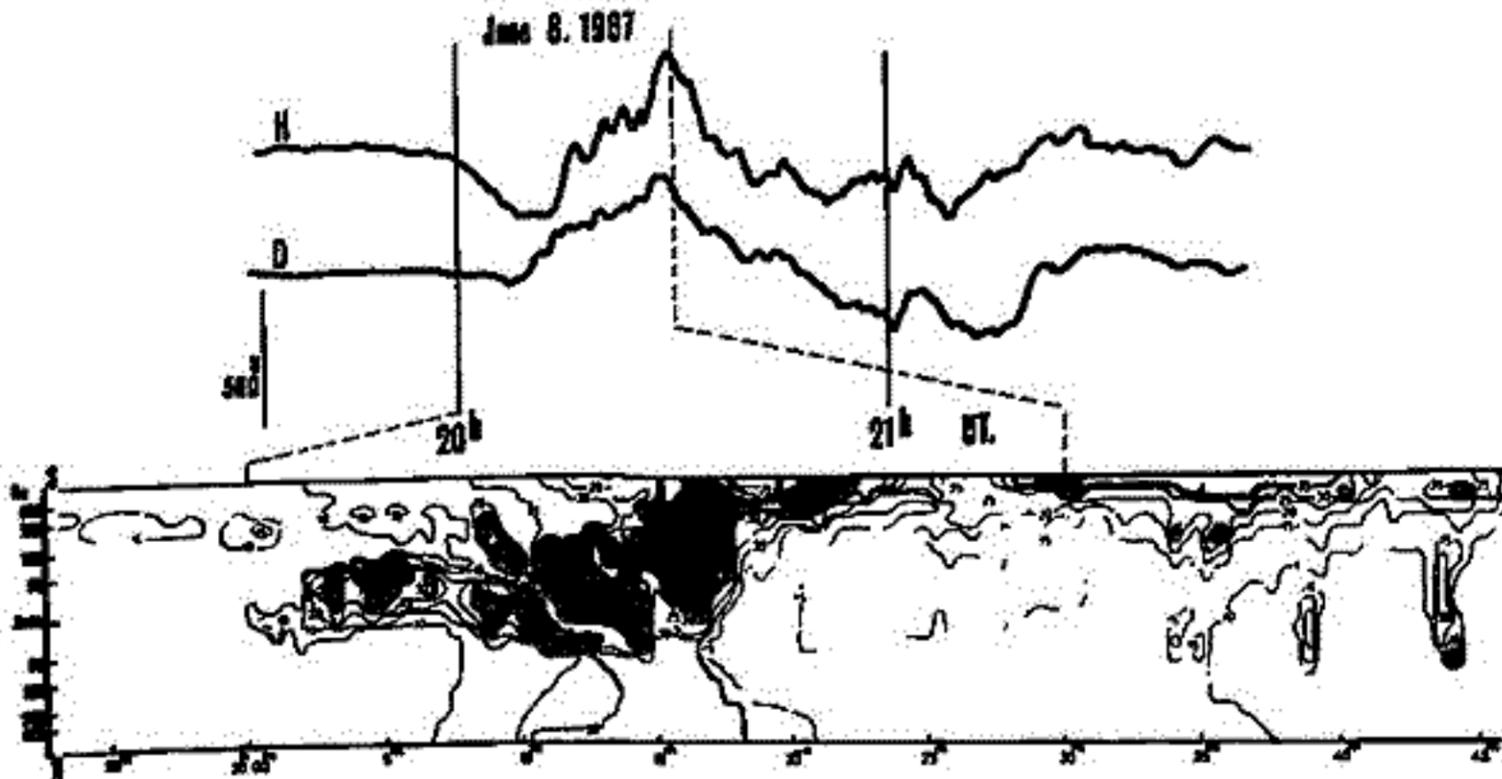


An example of range variation in ARE and corresponding variation on magnetogram in the event of Dec. 8, 1957.

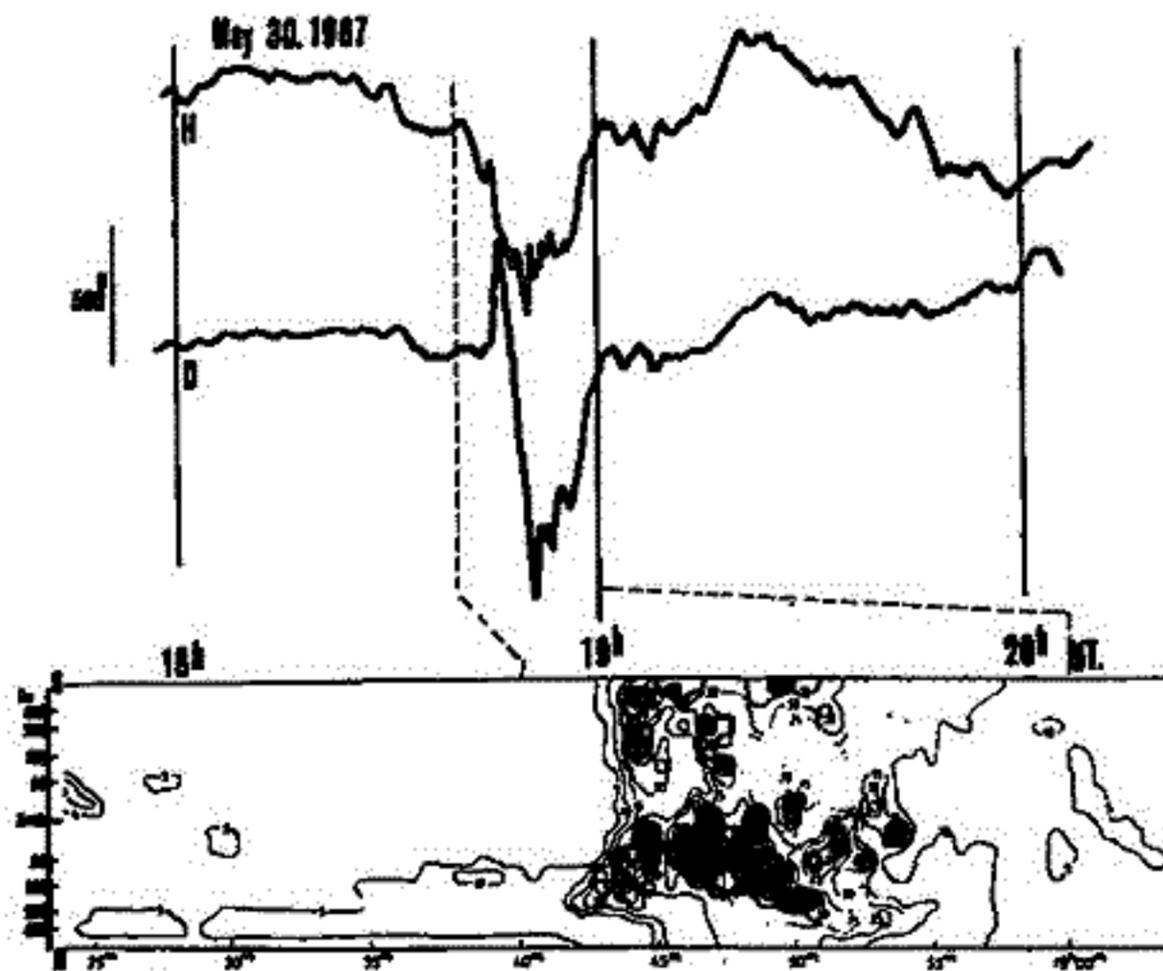
5 極磁気嵐時の極光

平沢威男 等松隆夫 小口 高
 東京大学理学部地球物理研究施設

1967年 昭和基地で観測を行、た極光輝度や磁気子午線観測装置 (meridian scanning photometer) による data から 極光輝度時間空間変化図を2月の影響が与
 暗れた日の25日分作製した。この図をもとにし極光帯に於ける 時に極磁気嵐時の
 極光の時間空間変化を詳しく調べた。



極光輝度時間空間変化図 (I)
 昭和基地の極側(南) 50km あたりから初ま、た極磁気嵐



極光輝度時間空間変化図 (II)
 昭和基地の赤道側(北)100km あたりから初ま、た極磁気嵐

6 極光帯地磁気脈動の特性

福西 浩, 平沢 威男

東大理. 地球物理学教室

極光帯地磁気脈動は、一般に下表のように分類できる。今回はこの中で極光帯 $P_i 2$ (Auroral break-up に伴う不規則な磁場変動と定義) の特性について調べ、中低緯度 $P_i 2$ との発生機構の違いを明らかにする。

中低緯度 $P_i 2$ は pulse-like な波形を始まるが、その後の変動のスペクトルは大きな peak をもつ resonance type の変動であり、これは、substorm の onset のとき発生した shock wave により plasma pause に発生した standing wave と考えられる (平沢 et al. 1966)。これに対し極光帯 $P_i 2$ の spectrum は、 f^{-k} の形をした noise type である。しかし、普通 f^{-k} 型 spectrum の上に重なり、周期 100 sec 前後、及び周期 10 sec 付近に、ピークが存在する。地磁気脈動 (dB/dt で観測) と、極光強度の変動 (微分回路を通し dB/dt に変換) と比較した結果、両者の波形および spectrum は非常によく類似しており、極光帯 $P_i 2$ は大部分 auroral origin と考えられる。100 sec 前後の peak は、auroral precipitation が断続的に発生するために見かけ上現われる周期性と考えられる。10 sec 付近の peak は、極光にも地磁気にも実際に存在する周期性と思われる。また、極光帯 $P_i 2$ のスペクトルが substorm の onset から時間的にどう変化してゆくかを求め、中低緯度 $P_i 2$ との比較を試みた。

Local Time	Geomagnetic Micropulsations	Frequency (Period)	Aurora, X-ray
2200 - 0200	noise bursts ($P_i 2$ $P_i 1$)	~ 0.01 Hz (~ 100 sec) 0.2 - 1.0 Hz (5 - 1 sec)	auroral break-up X-ray noise bursts
0200 - 1000	band-limited irregular pulsations ($P_i 1$ (SIP, ps) $P_i (c)$)	0.06 - 0.2 Hz (15 - 5 sec) 0.01 - 0.1 Hz (100 - 10 sec)	auroral pulsations X-ray pulsations
1000 - 1500	quasi-sinusoidal pulsations (polar- P_c)	0.025 - 0.05 Hz (40 - 20 sec)	X-ray pulsations
1500 - 2200	ULF emissions HM-Whistler (pearls, HM-emissions) HM-choruses (4-sec activity, (pLp)) sweepers (IPDP)	0.1 - 5.0 Hz (10 - 0.2 sec)	
2100 - 2300	premidnight pulsations	0.01 - 0.1 Hz (100 - 10 sec)	
☉: morning side	$P_c 5$ pulsations	0.0016 - 0.0066 Hz (600 - 150 sec)	

7 極磁気擾乱と地磁気脈動 Sweepers

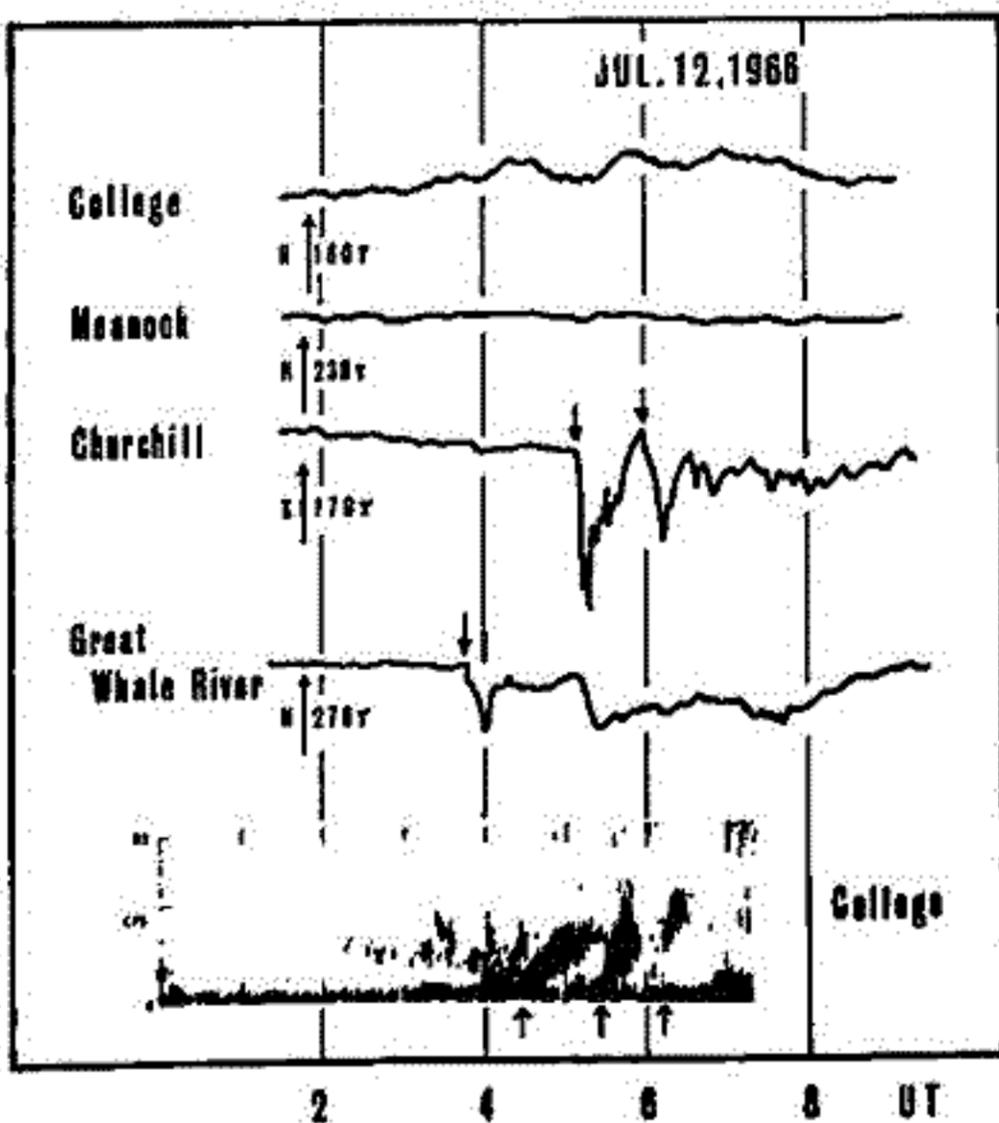
福西 浩

東大理学部、地球物理学教室

Sweepers と Polar Magnetic Substorms との関連を調べ、次の結果を得た。

- 1). Sweepers の occurrence は顕著な日変化を示し、1800 Local Time 付近に鋭いピークをもち。
- 2). Sweepers の出現 5-30 min. 前に midnight sector では必ず sharp negative bay が発生していき (図1)。
- 3). Sweepers の出現は positive bay の発生にはほぼ対応し、Cosmic Noise Absorption を伴う。
- 4). Sweepers の中心周波数は、0.1 Hz 付近から始まり、event の duration を通じて 0.5 Hz 付近まで上昇する。duration は一般に 0.5 ~ 1 hr. である。
- 5). Sweepers の rising frequency の傾き df/dt は、negative bay の onset から sweepers の出現までの時間差 ΔT に依存し、 ΔT が短くなるにつれ、 df/dt は急になる。

こうした解析結果から、sweepers の発生機構として次のモデルを考える。即ち magnetospheric substorms の onset の際、magnetosphere の tail 側に instability によって起こり出された high energy particles の一部は geomagnetic field-lines に trapped され、protons は evening sector に、electron は morning sector に向って drift する。この drift velocity は、粒子の energy に依存し、high energy はと速く drift する (100 keV proton が $L=8$ で地球を一周するのに約 80 min) ので evening sector の、ある meridian をまたぐには、substorm の onset 後、何分が $L=8$ まで drift した proton の energy は時間と共に減少する。従って、これらの protons によって proton cyclotron instability を通じて発生した HM-waves の周波数は時間と共に上昇する。即ち地上では、sweepers として観測される。



Sweepers broad-band noise に重なり、時々存在する rising tone elements の dispersion は、field-lines に沿って地上に伝播する際生じると考えられる。またこのモデルによれば、delay time ΔT が短いほど (即ち観測地点が source に近いほど) sweeper の中心周波数の傾き df/dt が急になることももうよく説明できると思われる。high K_p のとき中低緯度で sweeper events が観測されるのは、 K_p が高くなるにつれ、source region が内側に入りこるためと思われる。またこの中心周波数が高くなるのは、source region が内側に入ったため、minimum proton cyclotron frequency が上昇するためと思われる。CNA の増加は、sweepers の発生とはほぼ同時に起るため、この CNA は sweeper を起しているような数 10 keV の protons によって起ると考えられる。

8 極地域磁場変動の惑星間空間磁場変動に対する

レスポンスについて

前沢剛, 西田篤弘
東大宇宙航空研

地上の磁場変動の中には、惑星間空間の磁場変動と対応の良い部分があることは、すでに明白なことであり、特に DP-2 Type と呼ばれる変動は、惑星間空間磁場の、黄道面に垂直な成分（これを Z 成分とす）の変動と良い相関を示す。

惑星間空間磁場の、Z 成分の変動は、地球で見ると dawn-dusk 方向の電場変動を伴って見えるから、この電場が完全に shield できれば magnetosphere 内にしみこんで、内部のプラズマの運動を引きおこし、地球磁場を変動させるものと思われる。従って、惑星間空間磁場変動に対する地球磁場変動のレスポンスを調べれば、solar wind 及びそれに伴う電磁場と、magnetosphere との interaction の機構を知る手がかりが得られるであろう。

この様な立場から、我々は、地上磁場 DATA 及び IMP の惑星間空間磁場 DATA と共にスペクトル分解し、各周期成分ごとに、変動の power, その変動が両方の DATA に coherent に現れるか否か、レスポンスの仕方などにどのような変動があるか等について調べている。地上の磁場 DATA としては、DP-2 型変動と比較的明瞭に現れる極地域の DATA として Resolute Bay の DATA を用いた。地上での磁場変動は水平成分のみ考えても二次元的であるので、惑星間空間磁場の Z 成分と比較するのは少し無理があるが、DP-2 型変動の平均的電流系の電流方向を極地域では noon-midnight meridian 方向として、変動ベクトルを dawn-dusk 方向に投影し、その値をのぞいた。

さて、この様にして取ったスペクトルを見ると、数十分又は数時間の所に power の peak があるにしろ、長周期側の power が非常に大きく、短周期側の power がしだいに落ちていく形の事が非常に多い。これは一つには、地上磁場 DATA の場合自変化がかなり大きいので、特に長周期成分の power にそれかしみこんでくさという理由による。これを下げるため、Low cut filter をかけると同時に、スペクトルをあらかじめ flat に近くして、他周期成分の power の影響をできるだけ小さくするために、prewhitening を行った。(pre-whitening によらず一般に phase がずれれば両 DATA に平等にかければ問題はない)

ところでこの様に各周期成分に分けてしまうと、普通の意味での相関係数は使えない。この場合考えられる方法として ① 比較的短い長さの filter を使って特定の周期成分のみ取り出した DATA を作り、こうしてできに両 DATA について相関係数を取ることに、(この場合、phase 差が時間に関して random に値が小さくなる)、② $\frac{\text{power}(XY)}{\sqrt{\text{power}(X)\text{power}(Y)}}$ という量を 2 つの DATA (X, Y) について取ることに (この場合、power の大きさの時間的変化が X, Y 両 DATA に共通であれば値は 1 に近くなる)、等が考えられる。我々は今の所 ② の方を採用している。

この様にして、惑星間空間の磁場変動の Power と Resolute Bay の磁場変動の power, 及び Resolute Bay の磁場変動 Power と coherence (②の値) の間には各々正の相関を得ている。分散値がかかり大きいのが不満であるが、この様にして power spectrum を取る場合、time resolution の良さと、各 frequency の power が互に影響し合ってしまうことを同時に要求することは無理であるので、別の方法と併用しようと思っている。

10 Auroral Electrojet の勢力範囲

福島 直

東京大学理学部地球物理研究施設

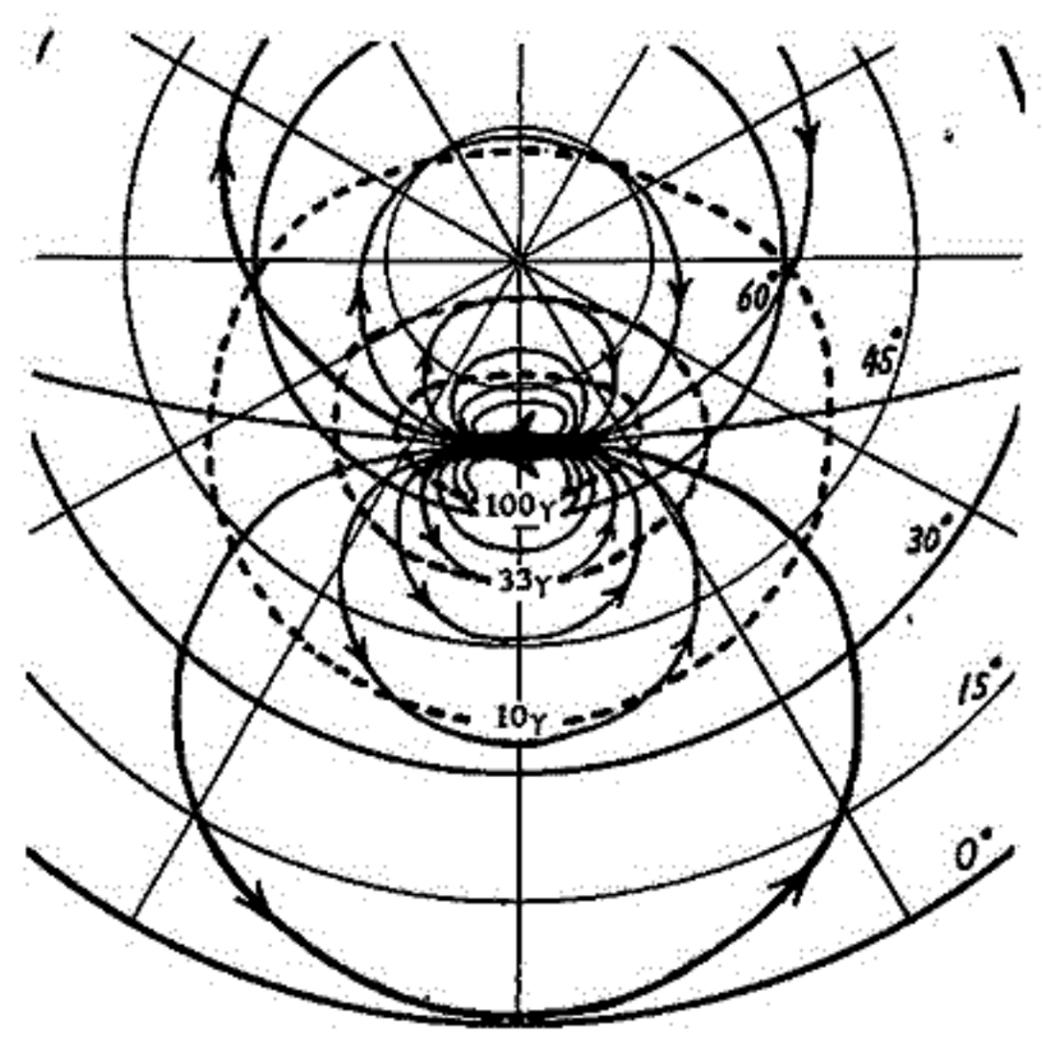
Polar substorm (geomagnetic bay) に対する等価電流系としては, auroral zone に沿って強い electrojet が存在し, その return current が polar cap 及び中低緯度領域に流れるという考えが従来持たれてきた。地上に北半の世界的地球磁場変動分布は定性的には electrojet とその return current と考えられるよりな形を示す。こゝではこの点を定量的に吟味した結果, electrojet の勢力範囲が従来想像されてきたより遙かに狭いことを指摘する。

Auroral electrojet として geomagnetic colatitude θ_0 のところから西向き電流を置く。AEJ が流れる経度中は $\lambda = 0$ を中心として $\pm 90^\circ/m$ ($m=1, 2, 3, \dots$) とし, この間で電流の強さは $\cos m\lambda$ に比例しているものとする。Auroral zone 以外では電離層電気伝導度は一定値 σ_0 であると仮定すれば, auroral zone 以外のところでの電流分布を求めるための電流密度 J は

$$J(\theta, \lambda) = \frac{\mu_0 \sigma_0}{2} \int_{-\pi/2m}^{\pi/2m} \frac{\sin \theta_0 \cos \theta + \cos \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)}{1 - \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)} \cos m\lambda_0 \sin \theta_0 d\lambda_0$$

で与えられる。こゝに μ_0 は $\lambda = 0$ の所に置かれた electric dipole の強さである。

右図は $m=3$ 即ち AEJ の中が $\pm 30^\circ$ の場合の電流分布図であり, AEJ が $\theta_0 = 20 \sim 24^\circ$ の中にわたって流れていてその直下で 1000γ の地球磁場変動がある場合には, $100 \gamma, 33 \gamma, 10 \gamma$ の地磁気変動があらわれる地点の contour を太い点線としてある。このような図から知られるように, 「AEJ の勢力範囲」とも称すべき領域は予想外に狭いものである。polar substorm 時の中低緯度の地磁気変動は AEJ の return current だけでなく, 中低緯度にも原因を持つ別の電流系が共存して生じていると考えなければならない。



上出 洋介・福島 直(東大理)

本論文では、地球磁場擾乱の基本的なものである geomagnetic substorm を構成する DP-場 (auroral electrojet とその return current) および磁気圏における DR-場の dynamical characteristics を調べる。

Substorm の始まる数十分前から、中低緯度で H 成分が増加する現象 (AEJ-precursor) があり次の諸特性をもつ。1. 継続時間 20~80 分, 2. Amplitude 5~15 γ , 3. 緯度 ϕ_m における amplitude は ϕ_m の余弦に比例, 4. 夜~昼の時間差 5~20 分, 5. AEJ-precursor とあとに続く AEJ のそれぞれの大きさはよい相関関係を示す, 6. AEJ-precursor が出現したときは、オーロラが全天に拡がる前に見られる赤道側への移動をする, 7. 静止衛星では地上と同形の磁場変動が記録され、同時に低エネルギーのプラズマ密度の増加も認められる。

この auroral electrojet の onset 前に見られる DR-場の発達を、地球側へ押し寄せたプラズマ・シートの内側の境界におけるプラズマ圧力勾配のため、地球周辺へ数 R_E のところを東向きに流れる ring current によるとすれば、地球表面 ($r=a$) 地磁気緯度 θ における H 成分の増加は、
$$\Delta H(a, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{i \, d}{c} \frac{r \cos \lambda \, dr \, d\varphi}{r^2 + a^2 - 2ra \cos \theta}$$
 で与えられる。ここで、 $\cos \lambda = \frac{r - a \cos \theta}{\sqrt{r^2 + a^2 \cos^2 \theta - 2ra \cos \theta}}$

$\cos \theta = \cos \theta \cdot \cos \varphi$, $i = c(\text{grad } P)_r / B$, $r_2 - r_1$: 圧力勾配のあるきより, c : 光速, d : プラズマ・シートの厚さ, P : 圧力, B : 磁場の強さ。 $B \sim 10^{-3} \text{ gauss}$, $r_1 + (r_2 - r_1)/2 \sim 5 R_E$, $(\text{grad } P)_r = 1 \text{ kev/cm}^2 / \delta R_E$ ($\delta: 0.2 \sim 1.2$) として数値計算をすれば、AEJ-precursor の order of magnitude は以上の仮定により説明できる。

次に substorm の onset 後、DP-場の主体をなす要素である AEJ は auroral oval に沿って発達するが、これに伴い、中低緯度の磁場変動は $\Delta H > 0$ と < 0 の二つの領域がある。night から morning にかけて AEJ の return current のように見える $\Delta H > 0$ の変動があり、低緯度ほど小さくなってはいるが $\phi_m = 0 \sim 30^\circ$ では、その大きさがほとんど一定である。一方、evening を中心とする領域では、AEJ の最大時より少し遅れて $\Delta H < 0$ の変動が最大に達し、低緯度ほどその絶対値が大きくなる。この傾向は、DP には合致せず、低緯度のものは、地球外 3~4 R_E で赤道面に西向きに電流があるとすれば説明できる。したがって、AEJ が発生したとき、従来は双世界的磁場変動分布は電離層中における auroral electrojet ならびにその return current だけで説明されると考えていたことは訂正を要する。すなわち、磁気圏における ring current、またはそれと等価な電流系が auroral electrojet と同時に現われているのである。

以上により、GEOMAGNETIC SUBSTORM の機構について次のように考えられる。

太陽風の変動などによって、平常 $\sim 12 R_E$ にあるプラズマ・シートの内側の境界が $\sim 5 R_E$ まで到達し、その付近にエネルギーがたくわえられ、かつ東西方向に拡がれば AEJ-precursor が地上で観測されるようになる。次いで、夜側の auroral zone に電子、プロトンが磁力線に沿って電離層まで降下し、電離層の電気伝導度を上昇させ auroral oval に集中電流 auroral electrojet を流す。AEJ 最中には、同時に昼間へ夕方側の磁気圏内に西向き電流が流れるようになるが、これは西向きにドリフトしてゆくプロトン粒子流によるものであろう、と思われる。

(May, 1969)

飯島 健

東京大学理学部

ATS-1 は 磁気 磁場, low energy ions (≤ 50 eV), energetic electrons (≥ 50 keV), IMP-C ($r \approx 36 R_E$) は 磁気 磁場. さらに 地上 約 50 stations の magnetograms の 同時記録を解析し magnetospheric storm と 地球 磁気 storm の 構造を 太陽風 energy の 侵入 と 関係づけ て 説明 した.

Solar wind energy が magnetosphere に 侵入 した magnetic storms を 発生 させた の に 必要 な 条件 は 次の 2 つ である.

- (a) magnetospheric low energy plasma の 対流 の 加速
- (b) energetic plasma belt の asymmetric growth

この 2 つ の 条件 は 通常 polar SP-field, (b) は DR-field に 対応 する.

さらに, Auroral electrojet (AEJ) は 2 つ の process を 通じて 生成 される. (a) は 加速 された plasma flow の earthward surging が 磁気 磁場 の 強弱 変化 に 関与 する. 夜側 の plasma sheet の inner boundary 付近 に 磁気 磁場 の 非一様性 が 発生 する. これは 現象 (b) の plasma 不安定性 が 生成 した 結果 と 考えられ, この 不安定性 が magnetospheric 及び auroral flares を 引き起こす. polar ionosphere は electrical high conductive area を 形成 する. (b) については SP-electric field と (b) による DR-polarization field と polar high conductive area が polar ionosphere を 通じた discharge current の 主因 と 考えられ. SP, AEJ, DR の 形成 を 通じて 磁気 磁場 を 介して storm-time discharge current circuit が 形成 される と 考えられる.

さらに すると, auroral zone の evening hours (13h ~ 22h LT) に 通常 出現 する positive bay (これは eastward AEJ) の 機構 は 十分 説明 され ない ことが 知られる. この 解析 により, thermal plasma convection (SP-formation) と asymmetric growth of ring current (DR-formation) の coupling が 主因 と 考えられる.

木村 繁根・松尾 俊郎
(京都大学工学部)

京都大学では、これまでPOGO-C, D衛星のテレメータを受信してVLF雑音(ホイスターやVLF放射)の観測を行ってきたが、昨年夏頃迄に気付いたことの1つに、これまでプロトンホイスターが全く発見されなかつたことがあった。GurnetteらのInjun 3による観測結果では、緯度 $20\sim 30^\circ$ の中低緯度に多いことにはつており、京都で観測されなかつたのは非常に不思議に思われていた。しかし昨年9月の1ヶ月間の観測では、急に数多くのプロトンホイスターが発見された。この理由の1つは、今までの観測では真夜中の観測が比較的少なかつたので、9月からは観測を夜間に重点をおいて行ったためと考えられる。プロトンホイスターが昼間より夜間多いという傾向はGurnetteらの報告にもでてゐるが、日本付近では特にその差が顕著にでてゐることを意味してゐると思われ、電離層通過の際の減衰の昼夜間の差がやはり大きな原因となつてゐるのであらう。

現在までにこの外本年(1969年)2月にも多数観測されてゐるが、必ずしも季節的に均等に現われてゐないことがわかつてゐる。ここでは特に1968年9月の約1ヶ月間の観測結果を主に解析した結果を報告する。すなわち、1968年9月2日~30日の1ヶ月間に観測を行つたPOGO-D衛星の93 passesのうちVLF雑音の観測が満足に行はれたのは65 passesであつたが、この中にプロトンホイスターが含まれてゐるのは10 passesで合計約40ヶのプロトンホイスターが見つけられた。この40ヶについては観測時刻は $23\sim 02^h$ LTの間に限られ、高度 $590\sim 830$ Kmの間、磁気緯度は $14^\circ\sim 38^\circ$ の間で観測されてゐる。

この報告では、これらの観測されたプロトンホイスターの特性について述べる。

14 VLF放射と地磁気脈動との関連

岡分 征・小口 高
東大理・地球物理研究施設

VLF放射は複雑なスペクトル構造をもっているが、そのうち同期的構造を示すものと1713. ホイッラーモード伝播によると考えられている periodic emissions, 及び QP emissions とは VLF pulsation と呼ばれているものが知られている。QP emission のあるものに地磁気脈動と良好な相関をもつといわれているが詳しくは必ずしも明らかでない。ここでは 1966 年の昭和基地の VLF, ULF データを用いて両者の関連について調べた結果を報告する。

1. 解析装置 解析装置は、同波数エンバーター、2004チャンネルフィルター、クロックパルス発生部、FETアナログゲート及び3つの CRT display 部より構成された実時間スイスイコンナライザーである。フィルターは30~40kHzの間に50Hzおきには配列されており、バンド中は50Hzである。解析し得る同波数帯域は0~70kHzであり、10kHzずつ7つに分けてカバーできる。1回のスweepは約5msで、フィルター部での振幅時間定数は10msである。3つのCRTは動スペクトル記録、スペクトルセグメント表示、及び残光性CRTによる直視動スペクトルモニターである。動スペクトルは35mmフィルム又はロール印画紙に記録され、送り速度は1.5, 3, 6, 15, 30, 60cm/minの6種ある。昭和基地の脈動波形は3cm/minで記録されているので、同じ時間スケールでVLFスペクトルと脈動波形を比較できる。

2. 解析結果

- 1) QP emission と脈動とは必ずしも良い相関を示さなかったが、数例その同期性がよく合ったものが見られた。最も顕著なものは 1966, Aug, 13, 13^h10~14^h10^m に観測されたもので $T = 10.3 \text{ sec}$, VLFの同波数帯は 600~1300Hz に現われたものである。脈動は1時間以内で7強んが帯中一定であり、あまりみられなかったものである。PC-3レベルのものも対応を示すものがあるが、脈動の数に比べて少ない。どういふ条件のとき両者が同期を示すのかはいまのところよくわかっていない。
- 2) 甚向同期数秒付近に観測された irregular burst 状の脈動は、強い VLF riser の group (1~2kHz 帯の chorus) とほぼ同時に現われた。
- 3) aurora の post breakup phase 際、 P_i が昇越お時期にあるものは chorus は甚向の auroral zone に特徴的な polar chorus にくくべると idios background は34mV程度、riser の1つ1つの立上り幅はくくりかえしが早い。

以上は最終的結論にはなっていないので、更に詳しく検討する予定である。

15 ULF, VLF 波の磁気圏内分布

山口 高 国分 征 平沢 敏男
東大 理

従来研究が行われてきた ULF 及び VLF 波の分布をまとめた時に、全体の分布状態を知ることはこれらの波の発生機構を推定する上に重要な手掛りとなる。今回は、この様な立場で VLF, Hiss, Chorus, Polar Chorus, Pc-5, 4, 3, 2-1 及び Pi-2, Pi-1 について、それぞれの大体的な分布領域をまとめ、ほぼ四つの種類に分類した。第一図に示すものは、主として極光帯近傍に起源をもち、夜間から夕方にかけて卓越するグループであり、これには Pc-5, 4, Pi-2, Pi-1 が含まれる。第二図に示すものは、VLF 領域の波の分布で、これには二種類のグループ、つまり極光帯と夕方から夜間にかけて卓越する Chorus 及び Polar Chorus のグループと極光帯より高緯度側の Oval 近傍で夕刻から夜にかけて卓越する Hiss のグループがある。第三図に示すものは Pc-1~2, 又は Pi-1~2 領域に属する Sweeper, HM Chorus, 及び PP のグループで、これは極光帯近傍で午後から夜間にかけて卓越する。これは第一巻の様にまとめることができる。

次にこれらの地上における波と磁気圏内のプラズマ分布を比べるために、第四図にプラズマシート及びプラズマポーズを示す。1~4 図と比較して直ちに判る様に、

- 1) VLF Hiss は夕側側のエレクトロマグネティックシートに沿って卓越し
- 2) VLF Chorus 及び Polar chorus は夕方側のエレクトロマグネティックシートに沿って起る。
- 3) プラズマポーズの内側では VLF emission は稀である。
- 4) Pi-2, Pi-1 (Ps) は夜間の極光帯に沿って卓越し
- 5) Pc-5, Pc-4 は夕方側の極光帯に顕著に見られ、
- 6) Pc-3 は昼間の極光帯及び中緯度にあくみられる。
- 7) Pc-1~2, Pi-1 領域の変動は夜間の Pi-1 を除いては夕方から昼間の極光帯にあくみられる。

これらの結果から発生領域、及び関与すると思われる粒子のエネルギーについて考察すれば次の様にまとめられる。

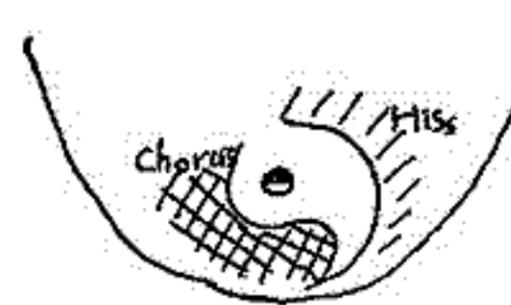
Auroral Oval	soft electron	dusk	ULF Hiss
Auroral Zone	energetic electron	dawn-daytime	chorus, Polar chorus, Pc-5, Pc-4 (Pc-3), Pi-2, Pi-1

Auroral Oval	Soft proton	dawn	?
Auroral zone	energetic proton	dusk-daytime	Pc-1~2 (Sweeper, HM Chorus), (Pc-3) P.P.

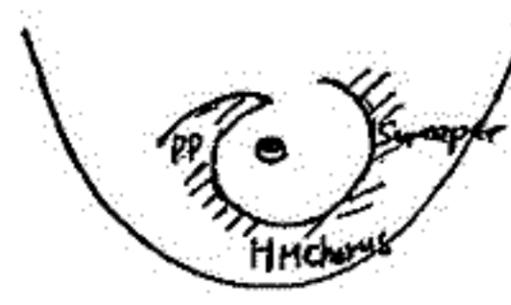
尚且これらのプラズマシートの dawn-dusk 非対称性は夜間の Auroral Break up に伴う energetic electron 及び proton の drift によるものと考へられる。



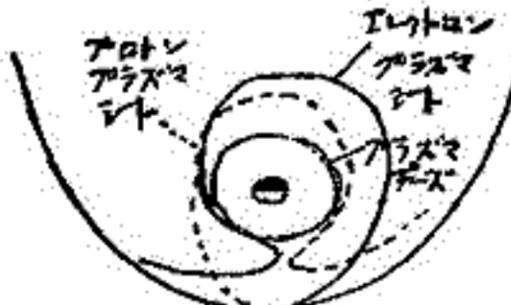
第一図



第二図



第三図



第四図

16 昭和基地における V. L. F. 放射の観測速報

岩井章, 田中義人, 西野正徳
名古屋電研所

八次以来, 昭和基地で V. L. F. 放射の偏波, 入射角, 強度の観測を坦々としてきたが, 今回は観測方式の概要をのへ, 次々九次で得られた結果について速報する。

主な結果

1. 強いオーロラが天頂方向に出現する場合, 此のレベルは $1 \sim 100$ kHz にわたって同時に上り, オーロラの最盛期直前に急激に減衰する。
2. 中程度の擾乱時 (Mag.) には 5 kHz 又は 12 kHz 中心にぼろぼろと 1 現象が起る。
3. 12, 25 kHz の偏波観測による流は明らかに R-wave である。
4. オーロラ入射時 750 Hz の偏波は普通直線であり時に R-wave である。

より詳しい解析は今後行う。

18 電離層プラズマ内での人工的なイオンEK波 及びEM波の発生(II) — EM波

倉橋克典

名古屋大学 空電研究所

言うまでもなく飛翔体から得られた観測結果を解釈するには注意深い扱いが必要である。それは飛翔体の運動により周囲の媒質が乱されたり、媒質が自由空間と異なるため塔載機器の特性が変化したりすることにより観測量が変化したり又は別の量を観測する可能性のあるからである。従って観測量がどの様に変調されているかを知ることは結果を解釈する上で極めて重要である。又技術上の問題を検討する資料を得る上でも重要である。

プラズマ波を考える場合、媒質の変化や乱れは誘電率の変化や乱れ及び雑音源の存在で等面的に置換えることができる。電離層ではVLF及びそれ以下の周波数は電子のプラズマ周波数に比べて極めて低く自由空間に比べて誘電率は充分高くなる。又質量の大きいイオン及び中性分子の存在により飛翔体の表面及び近傍の媒質の乱れが大きくなり、従って誘電率の乱れや雑音源の存在も大きくなることが予想される。そしてそれに伴い地上では観測されない種々の人工的なプラズマ波が発生することが考えられる。前回この様な状態で発生する人工的なプラズマ波を調べるためマックスウェルの式と流体近似の式に5つの等面的な雑音源を導入して検討した。その結果イオンEK波のモードの波とEMモードの波が存在することが示された。今回はより詳細な検討結果として後者のEMモードに限定して述べる。前者については次回以降、順を追って報告する予定である。

人工的な電磁波が発生する原因には誘電率の乱れによると考えられるものと誘電率の値が自由空間よりも増大するため地上では微少であった塔載機器の雑音源による電磁場が拡大されると考えられるものとに大別できる。数学的にこれを取扱うには前者は誘電率を $\epsilon(\omega, \mathbf{r}) = \epsilon(\bar{\omega}) + \delta\epsilon(\omega, \mathbf{r})$ とおいて、後者は電流源 \mathbf{J} , 磁流源を $(-\mathbf{K})$ とおいてマックスウェルの式と結びつけられはよい。しかしながら前者に起因する電磁場は波長の長い低周波領域では後者に起因する電磁場に比べて殆んど無視できる程強度が弱いので実際問題として後者の場合について検討すれば充分である。そこでここでは後者の場合についてのみ述べる。計算の概要を示すとマックスウェルの式

$$\nabla \times \mathbf{E} - j\omega\mu\mathbf{H} = (-\mathbf{K}), \quad \nabla \times \mathbf{H} + j\omega\mathbf{D} = \mathbf{J} \quad (1)$$

より級数展開の方法を用いて飛翔体近傍の電磁界を求め(結果、並びに誘導方法についてはスライドで説明する予定)その結果を用いてアンテナに誘起する電磁界を求める。例として半径 a の円筒又は球状の飛翔体に取り付けられた長さ l の棒状アンテナに誘起する電界を示すと次の様になる。

$$\begin{aligned} E_{in} \approx & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 2^{2n} n!}{8\sqrt{\pi} (2n)! \rho(-n+\frac{1}{2})} \left[2j\omega\mu \int_V \mathbf{J}(x', y', z') \xi^n P_n(\cos\theta) dV + \left\{ \left(\frac{2n+1}{2n} \right) \frac{1}{k_0} \int_V \mathbf{K}(x', y', z') \times \xi^{n+1} P_n(\cos\theta) \right. \right. \\ & \left. \left. \times dV \right\} \epsilon^{-\frac{1}{2}} - \left\{ \left(\frac{2n+2}{2n+3} \right) \frac{1}{k_0} \int_V \mathbf{K}(x', y', z') \times \xi^{n+1} P_n(\cos\theta) dV \right\} \epsilon^{\frac{1}{2}} + 2 \int_V \mathbf{K}(x', y', z') \times \xi^n \frac{P_n'(\cos\theta)}{P_n(\cos\theta)} dV \right] \\ & \times \left\{ \frac{1}{a^{n+1}} - \frac{1}{(a+l)^{n+1}} \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

但し、積分は全て飛翔体内の雑音源が存在する領域 V にかたり $\mathbf{J}(x', y', z')$, $\mathbf{K}(x', y', z')$ は雑音源の分布関数, ξ は円筒の中心軸、又は球の中心点から雑音源までの距離を表わすベクトル、 θ は ξ とアンテナ軸とが張る角度である。又 $P_n(\cos\theta)$ はルジャンドルの関数、 $\rho(-n+\frac{1}{2})$ はガンマ関数、 ϵ, μ は媒質の誘電率及び透磁率、 k_0 は自由空間の伝播定数である。(2) から誘電率 ϵ の増加に伴う誘起電界 E_{in} の増大の大きな要因となるのは磁流源 $(-\mathbf{K})$ であることが推察できる。詳細については会場で述べる。

19 中低緯度に於ける rising frequency 型脈動

河村 謙・佐野幸三
地磁気観測所

1968年11月前半に、2例の同波数上昇型の短周期脈動が女満別・産屋で同時に観測された。この期間にはまた同波数下降型の脈動、比較的は高い3 Hz附近に中心同波数を持つ顕著な hydromagnetic emission も観測された。

我々は1964年以來短周期脈動の観測を経ているが、特に最初の同波数上昇型は、これらの中緯度観測所では今回初めて記録された新しい型の脈動である。

今回はこれらの3つの型の脈動のスペクトル的特性と他の地磁気現象との関連について解析した結果を報告する。

22 Rapid Variations の Quality

山口 又 新
地磁気観測所

地磁気急変化の報告には、国際規約で、現象の起時、振中、継続時間、quality 等を記述することになっており、それらが若どが定量的に表現されるにはモカ、カ、イ、Quality の表現は次のように定義されている。

A: very remarkable, B: fair, ordinary but unmistakable
C: very poor, doubtful D: decidedly not observed, although records were satisfactory
E: because of heavy disturbance the phenomenon cannot be discerned X: record missing

これだけの定義では、Quality 決定のルーチンワークで複雑な現象を取り扱う場合、迷うことが多く従って観測者の主観も入り入ってくる。そこで補脚では、各 Quality の振中陪界、Background field の静穏、じょう乱、形のみずれ等に際しては、補助的規定を与え、I G Y 以降一貫して使用してきたが、かなり便宜を得ている。~~補脚規約10年~~
~~資料が不足したため、この成果をかりかり、更によりよいか、易い quality~~
それから約10年の年月が経つたので、この成果をかりかり、更に意味の明確な、よりつかい易い Quality 決定法を決めるために、先ず Quality に寄与する要因を、各現象について分析し、~~Rapid Variations~~ の Quality が、何を表現しているかを明らかにした。今回は、主に SSC, Si, Bay についてのべらる。

方法は、1) 各要因毎の度数分布曲線を決め、2) 変数変換により、現象数と各要因の線型回帰モデルをつくり、3) 重回帰分析をするという手法による。

23 地磁気不規則脈動 Pi の発生機構に関する 一考察

田 中 穰
建設省 国土地理院

地磁気不規則脈動 Pi の発生機構に関しては今まで理論的になされた研究は唯一つである。即ち 10 keV の電子束を磁気圏 dusk side plasma 付近で磁力線に沿って流すことにより、オーロラ領域で観測される Pi とこの理論より出される Pi とが比較され、かなり良い発生機構を示している [Nishida, 1964] が電磁流体近似では、Pi の強度が出るか出ないか問題があると思われるので、磁気圏の電流系、Boström (1964), Piddington (1964) 及び Swift (1965) のモデルを考慮しながら、電磁流体近似で

(1) dawn—dusk 面では、0 次のプラズマ圧力勾配によって電流 j_{\parallel} が流れる。

(2) 方位角磁場 $B_{\theta} \ll B_r$ 、磁力線に沿う一様磁場、を満たす程十分に弱い電流 j_{\parallel} が表面電流的に流れる。

とこのことを仮定し、運動方程式、熱伝導式、オームの法則より Current Convective 不安定の分散式が求められる。[スライド]

温度勾配を伴った電流 j_{\parallel} 及び j_{\perp} によって励起される周波数を ω^+ , ω^- とすれば、ある角度で伝播する波に対しては $\omega^+ \ll \omega^-$ となり不安定となり、波は急に成長することになる。[スライド]、 $\omega^+ \approx \omega^-$ のときは減衰を示すので安定である。例えば、 $4 \sim 5 Re \tau$, $T \sim 10^6 K$, 熱伝導率 $\chi \sim 1.0 \times 10^{16}$, Alfvén wave $C_A^2 \sim 1.0 \times 10^{16}$, $\omega^+ \sim 1.0$, $\omega^- \sim 2.0$, Wave number $k \sim 10^{-7}$, とこの値を採用するならば、磁力線とのなす角度 $20^\circ \sim 40^\circ$ の間で減衰から成長する波になり、そのとき $\omega_2 \sim 0.1$ (60 秒) で成長し、 $\omega_1 \approx 3.4$ (2 秒) の波が存在する。

Pi の観測 [Kato et al., 1952., Kato and Salto, 1958., Saito and Matushita, 1968] によればこのときの立上りは、約数分乃至 60 秒ぐらいであり、周波数成分は数秒から約 100 秒ぐらいまで有している。このことから、上記の計算と比べてみると、Pi の発生機構の一つとして、Current Convective 不安定が考えられるであろう。又、Pi の偏光は Piddington (1964) のモデルを考慮しているのだから一致し、反時計回りとなることが考えられる。しかしながら、これは電流の向きが逆になれば、時計回りとなる可能性もある。更に、 j_{\perp} の効果が弱まること、つまり圧力勾配が小さくなるときは、 ω_1 の値は小さくなり、 j_{\perp} の値が大きくなる(圧力勾配が大きくなる)とき、 ω_1 の値は大きくなり周期は短い方へ移る。即ちもしこれが地磁気擾乱の指標である K_p Index に比例するとすれば、 K_p が大きくなると周期は短い方へ、 K_p が小さくなると周期は長い方へ移る傾向がある。

他方、 j_{\parallel} 及び j_{\perp} の流束の向きが逆になるようなことがあれば、不安定となり易く、この事に関しては今後の静止人工衛星の観測結果並びに地上の観測網を充実させ、調べる必要がある。又特に高緯度オーロラ領域でイオン音波及び磁力線に沿った電流を観測することが希望しいと思われる。

尚、温度に関しては前回(於仙台 1968.10.28.)の参考にしたが、又、唯今意味中ではあるが、地球の Core—Mantle の問題、例えば Secular variation の成因の一つとも、この種の不安定が大抵であると思われる [Rikitake, 1966.]。この際には Coriolis force を考えなければならぬ。

梶井 亨・齋藤尚生
 東北大学理学部地球物理学教室

Pi型地磁気脈動が *magnetic substorm* と殆んど同時に発生するという事実から、*magnetic substorm* の発生機構を解明する上、Pi特にPi2 Pulsations は重要な手懸りを有している。ここでは汎世界的規模で発生するPi2の性格を、現象面から明らかにする事により、*magnetosphere* のどの領域にPi2の発生源が位置するかを検討する。この為に、ここでは3つの方向からの解析を行う。即ち、第1にPiの *dynamic spectrum* の構造を検討し、次にPi2の振中緯度分布を調べ、第3にPi2の *polarization* の地理的分布を求める。

1. *Dynamic spectrum*

地上で観測されるPiの *dynamic spectrum* が、*auroral zone* で *white noise* となり、中、低緯度でPi2に相当する *spectral peak* を示すならば、Pi2の振動に加担している領域は *auroral zone* ではないとの推定も可能であろう。然し実際の観測では、*auroral zone* 付近でPi2の周期に相当する *spectral peak* を有している。更に第1図に示す様に、*auroral zone* における *conjugate stations* である Great Whale River と Byrd では、Pi2は共に80秒付近に *spectral peak* を持ち、互いに非常に良く似た *pattern* を示している。此の事から、*auroral zone* 付近における *conjugate field line* が、Pi2の振動に加担していると推定できるとであろう。

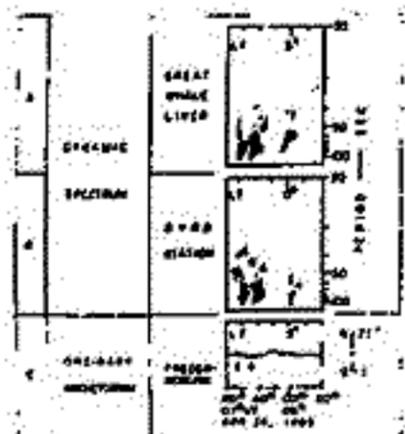
2. 振中の緯度効果

Pi2の振中は *auroral zone* 付近で *peak* を示す。Pi2の振中を Fairfield の結果を用いて、*magnetosphere* の *equatorial plane* 上に投影すると、その *peak* は真夜中近くの $L=5\sim 8$ の領域に位置する。

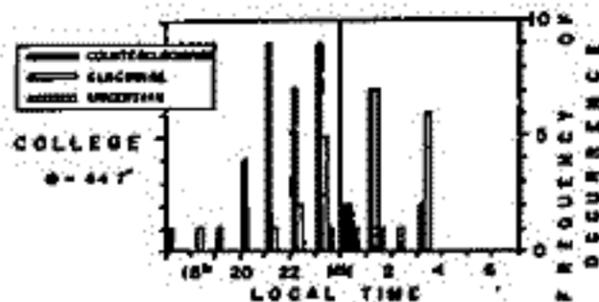
3. Pi2の *polarization* の地理的分布

auroral zone 付近におけるPi2の *polarization* の地理的分布を得る為に、1964年前半に発生した弱い *substorm* に伴う、比較的 *regular* なPi2が選ばれた。之等のPi2 event に就き、College と Point Barrow の La Cour magnetograms を使用して、*polarization* の日変化を統計的に求めた。特に *auroral zone station* である College では、第2図に示す様に真夜中以前及び以後で、夫々反時計及び時計廻りの *polarization* を示した。

又、College におけるPi2の *polarization* は、その *near-conjugate station* である Macquarie における *polarization* に対して、明瞭な逆転関係を示した。此の *conjugate stations* における同時現象の解析結果と、Canada (Rostoker) 及び New Zealand (Christoffel et al.) における統計的結果とを併せると、Pi2は、*polarization* においても良い *conjugacy* を示すと結論して良いであろう。以上の解析からPi2は主に *auroral zone* 付近での磁力線の *torsional oscillations* によるものであると推察される。



第1図



第2図

27 Hydromagnetic Surface Waves and Giant Pulsations

武井 恵 雄
東北大学理学部地球物理学教室

最初 Rolf によつて報告された GIANT PULSATION は、変わった波形と長い継続時間を持つ特徴的な脈動であるが、高緯度の極く狭い領域にのみ観測される事、同じ緯度で観測される pc 5 に比べてその周期はかなり短かい事、及び GIANT PULSATION の出現頻度は同一観測点とみられる pc 4.5 に比べて非常に小さい事等、一種奇妙な脈動である。

この GIANT PULSATION について Annexstad-Wilson は数観測点間の記録を比較対照し、それが、理論的には、"field-line-guided hydromagnetic waves" に帰着しようとする論を下したが、"field-line-guided hydromagnetic waves" とは何であるか、如何にして波動が、ある緯度附近の極く狭い領域のみに限定されるのか、が実は内題である。

この論文においては、GIANT Pulsation を説明する機構として、plasma-pause 上の磁気流体表面波の理論を呈出する。

理論的取扱いの結果は次のように述べられる。

- 1) イオニ音波に対する法則を無視するならば、plasma-pause の運動は巨視的な方程式系によつて十分正しく記述される
- 2) その方程式系の解として、plasma-pause の極く近傍に有限されるような運動の解がある。
- 3) その解は、通常の磁気流体波の Alfvén 波の位相速度、群速度(図1の細線)と良く似た位相速度、群速度(図1の太線、及び図2、 α は質量密度の比)をもつて面内を伝播する特性をもつ
- 4) 群速度の方向は位相速度の角散れが約 18° を取る角で、磁場方向にむけられている(図3)

以上のような特性から、このモードを磁気流体表面波と呼ぶ事は適当であり、この磁気流体表面波の特性の詳しい解析とともに、GIANT Pulsation の機構について述べる

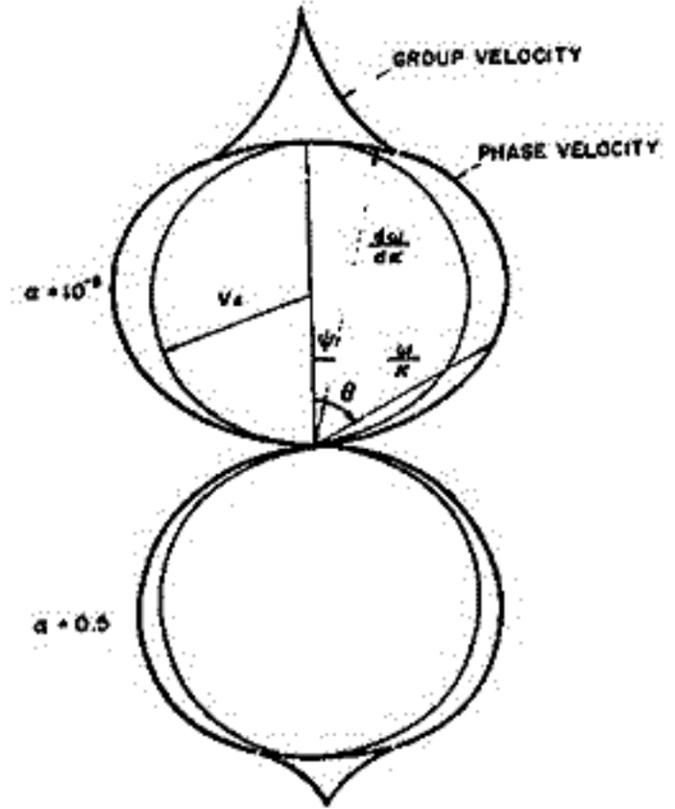


図 1

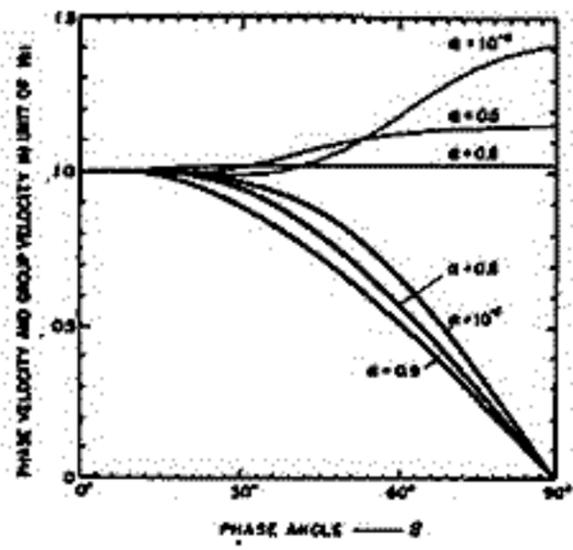


図 2

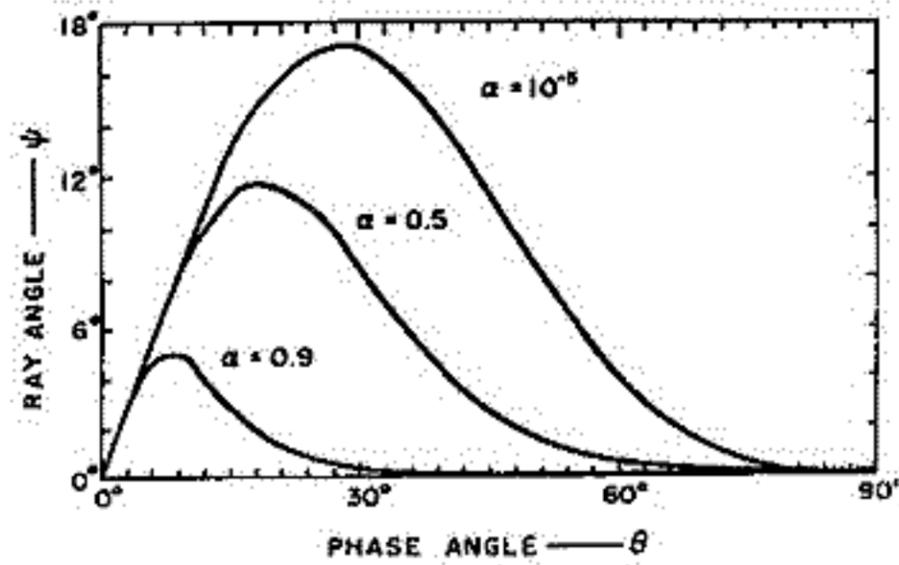


図 3

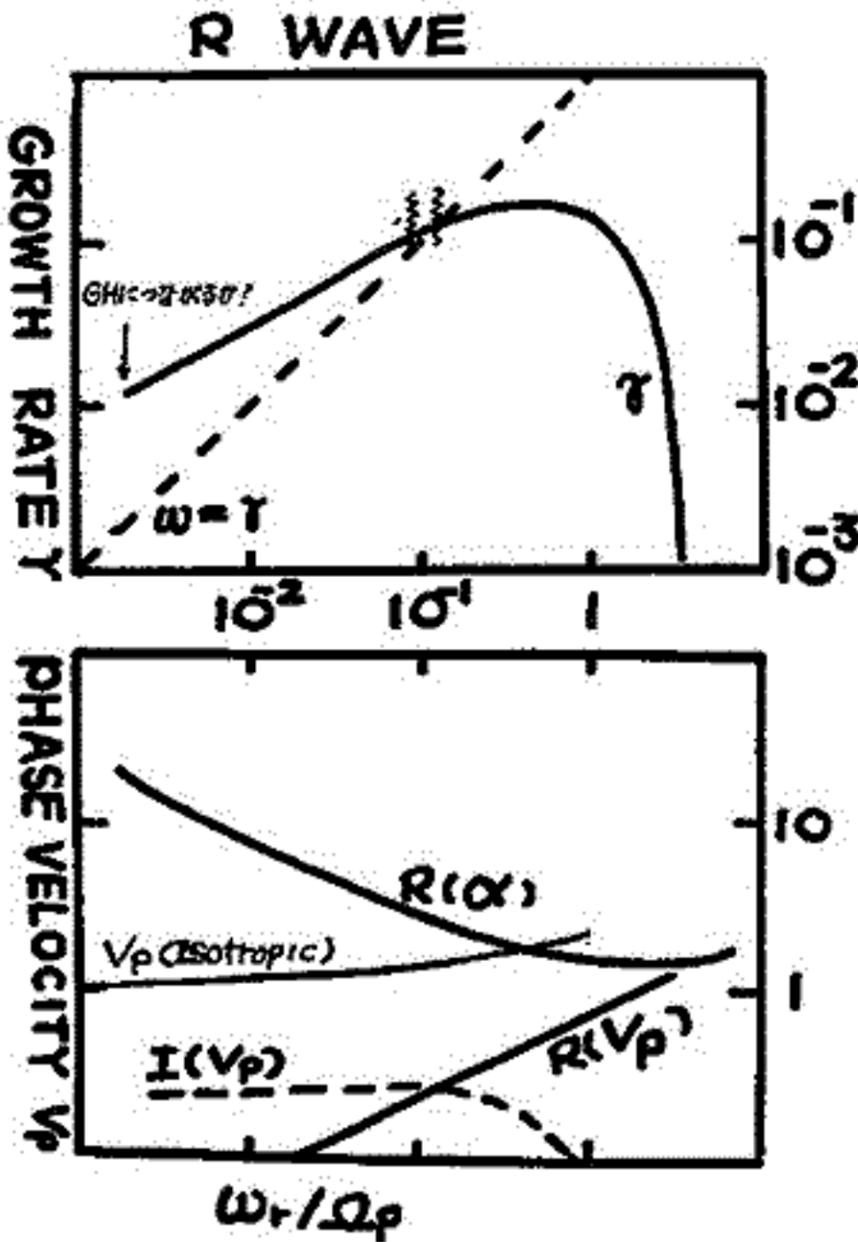
28 温度異方性を持つ plasma 中での 波動とその効果

藤 辺 茂 昭
東北大 理

太陽風中での wave-particle interaction を調べる立場から, R mode (Cyclotron Insta.) L mode (G-H Insta.) を数値解析して来た。又, 向く合えば, pitch angle diffusion の解析も発表したい。

扱ったのは, 温度異方性を持つ proton, electron より $\beta \sim 1$ の Hot な plasma である。このような時, 波は, Cold, 温度等方性を持つ plasma 中と異なり, 種々の興味ある現象を示す。

$k \parallel B_0$ の波, k ついては, $\pm E_x/E_y = \pm 1$ で判定される, 波の polarization は変らないが, その位相速度 v_p が大きく変化する。すなわち, 下図に示される如く, R-mode の Isotropic-Temperature の時は, 周波数 $\omega_r \rightarrow 0$ に近づけば位相速度 v_p はアルファベータ速度 v_A に近づくが, anisotropic-Temperature の時は, はるか手前で $v_A = v_p$ になり, どんどん v_p が遅くなる。この事が, R-mode の Instability が非常に大きくなる原因ともなっている。これらの諸現象を, $\omega_{real} \gg \gamma$ ($\gamma = \omega_{imaginary}$) の従来の近似式では求められない所を, 数値計算で示す。



図は, $(T_{H1}/T_L)_{\text{proton}} = 5$
 $(T_{H1}/T_L)_{\text{electron}} = 3/2$
 $T_{H1p}/T_{He} = 1/4$
 $\beta_{H1p} = 1$

$$\alpha = \frac{\omega + \Omega_p}{k a_{H1}} \quad a_{H1} = \text{熱速度}$$

$R(\cdot), I(\cdot)$ は 実部, 虚部

29 太陽爆発による衝撃波の伝播

大林辰藏

東京大学宇宙航空研究所

太陽フレアにともなう2放出されたプラズマ衝撃波は、平均速度 1000 km/sec で地球に到達する。これは統計的に知られている。ところが最近、粒子計量で捉えた地球近傍での速度は $400 \sim 800 \text{ km/sec}$ で、上記の値よりも著しく小さいことがわかった。この事実を説明するために、次の2つのモデルを考へて衝撃波の減速効果を考へよう。

1) インパルス性の衝撃波

全エネルギーが時間的に一定であると仮定すると

$$K = 4\pi \int_0^R r^2 \left(\rho u^2/2 + p_{\alpha}/\beta-1 \right) dr = \text{constant}$$

これから

$$V(R) = V_0 \left(\frac{r_0}{R} \right)^{3/2} \quad ; \quad \frac{V(R)}{V_{av}} = \frac{2}{3} \approx 0.67$$

2) 定在波性の衝撃波

プラズマ磁場の全運動量を MV 、断面積を S とすると

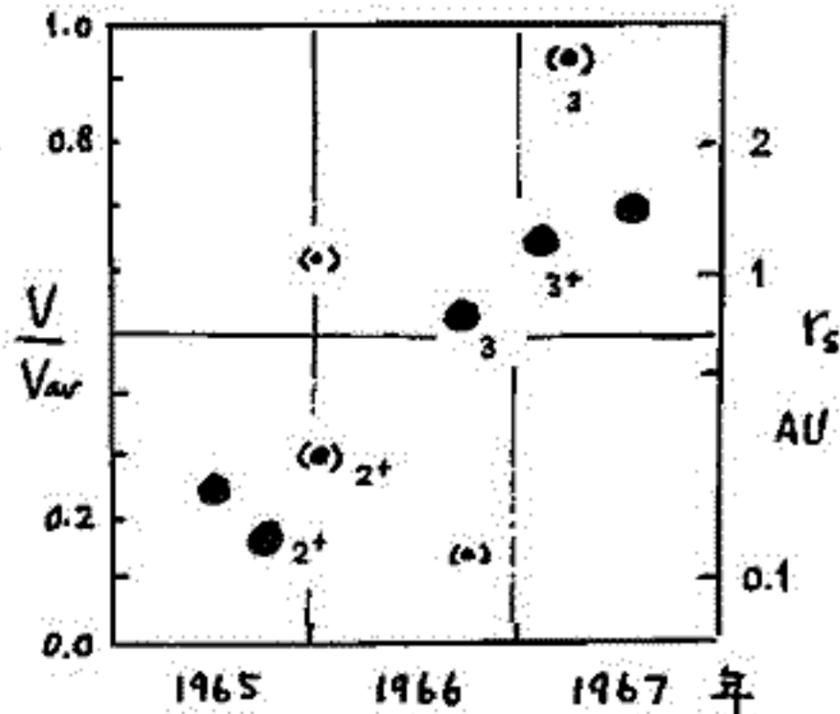
$$\frac{d(MV)}{dt} = -\rho S V^2$$

これを $dR = V dt$ 、変換を行って解くと

$$V(R) = V_0 \exp\left(-\frac{R}{r_s}\right) \quad ; \quad r_s = \frac{M}{\rho_0 S_0}$$

つまり

$$\frac{V(R)}{V_{av}} = \left(\frac{r_s}{R} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{R}{r_s}\right) \right]$$



これらの理論式と観測結果をくらべて、流星間プラズマの振舞、衝撃波の減速効果の意義について述べる。

西田 篤弘

東大宇宙研

高温稀薄なプラズマには、single particle 同志のクーロン力による衝突では説明の出来ない強い相互作用があることが知られている。このような相互作用は粒子の拡散やエネルギーの散逸をうながし、実験室におけるプラズマの閉じこめに大きな障害となっている。宇宙空間で観測される現象にも、このような強い相互作用の結果生じたものと考えられるものがいくつもあるが、太陽風プラズマの速度分布が示す非等方性の値もその一つである。

太陽風プロトンの温度は、磁力線方向 (T_p^{\parallel}) と磁力線に直角方向 (T_p^{\perp}) と異なり、平均的には $T_p^{\parallel}/T_p^{\perp} \sim 2$ である。この値は、クーロン衝突だけが粒子間相互作用であると考えた場合に予期されるものよりもかなり小さい。そこでサイクロトロン波動の発生に伴うポツ子角散乱で観測値を説明しようとする試みがなされている (たとえば Scarf et al., 1967)。この考え方の基礎をなしているのは、太陽風イオンがエネルギー的に孤立した系をなしているという仮定である。しかし、その後太陽風電子の観測が可能になった結果、太陽風内の電子の温度は、イオンの温度にくらべて3倍ほど高いことが判った。もしもクーロン衝突だけが相互作用であれば電子とイオンの間の熱エネルギー交換は無視できるが、実際には何らかの強い相互作用が熱エネルギーを電子からイオンへ輸送しているかも知れない。その場合には、イオン系だけをとりだしてその温度非等方性を論ずることは無意味になる。

ここでは Hundhausen (1968) の与えた太陽活動極小期近くにおいて観測された太陽風の平均的な状態から、イオンとイオン、及びイオンと電子の相互作用の強さを示す有効衝突断面積を empirical に求めて、これをクーロン衝突の断面積と比較してみた。用いた値は、

$$T_p^{\perp} = 2.0 \times 10^4 \text{ K}; \quad T_p^{\parallel} = 4.0 \times 10^4 \text{ K}; \quad T_e = 1.2 \times 10^5 \text{ K}$$

(電子温度の非等方性は一応無視する。)

1 A. U. の状態は定常的と仮定し、次の関係を用いる

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{T_p^{\parallel}}{T_p^{\perp}} \right) = 0; \quad \frac{d}{dr} \left(\frac{T_e}{T_p^{\perp}} \right) = 0$$

更に電子-電子の衝突頻度はクーロン衝突の場合と同程度と仮定して $\nu_{ee} = \nu_e^c$ とおく (添字 c はクーロン衝突を示す)。その理由は、この仮定のもとにコロナ温度から導かれる太陽風電子の温度が観測と一致する (Hartle and Sturrock, 1968) からである。また $Q_p \ll Q_e$ であるので、 Q_p は無視する。これらの値をエネルギーフラックス保存式に代入した結果は、

$$\nu_{pe} = (10 \sim 100) \nu_{pe}^c$$

$$\nu_{pp} = (1 \sim 10) \nu_{pp}^c$$

となり、イオンと電子の相互作用の重要性を示す。

Hartle, R. E., and Sturrock, P. A., *ApJ*, **151**, 1155, 1968. Hundhausen, A., *Space Science Rev.*, 1968.

Scarf, F. L., J. H. Wolfe, and R. W. Silva, *J. Geophys. Res.*, **72**, 993, 1967.

31 Gyromagnetic Effects on the Mobility of Charged Particles in a Weakly Ionized Gas. II

津田孝夫・深尾昌一郎・前田憲一
京都大学工学部

昨年度春の学会で述べた内容について、さらにその後計算機シミュレーションをおこない検討を加えた。

今回の報告で前回と異なる点はつぎの通りである。

- [1] 前回では代表電子を計算機シミュレーションにより追跡し、移動度を求め、ある場合には gyromagnetic effect のため Chapman-Cowling 型の公式の係数は相違が有ることを示した。そこで今回新しく速度分布をもつ電子集団について計算を行なった。電子軌道の二次元モデルがもとになっている。
- [2] 上記の二次元モデルでは、運動の自由度が実際と異なり、エネルギーの等分配について制約を与えているので、3次元モデルについて各種の場合について計算をした。この際、負相関法 (method of antithetic variates) という分散低減の技法を用いた。その結果収束のはやい良好な結果が得られ、二次元モデルと同様、われわれの考えが正しいことが裏書された。
- [3] われわれが行なってきたシミュレーションでは、圧倒的多数を占める中性粒子集団の統計的な反作用を無視している。この点について詳しい検討を加え、計算機シミュレーションの結果の成り立つ範囲を明確にした。しかしこのように制約のもとでも、test particle による解析とシミュレーションの結果をあわせて考えると、 $\tau \rightarrow \infty$ の状態での dc Pedersen 移動度に関し十分な議論ができる。

以上要するに結論をまとめるとつぎのようになる。

$(\omega_e \tau_e)^2 \gg 1$ を満たす E 層程度の弱電離気体では、(a) $\omega_e \tau_e \gg 1$ の周波数よりは低い、しかし $[(m_n/m_e)\tau_e + \tau_n]^{-1}$ よりも高い周波数の ac 電場が直流磁場に垂直に加わると、 $\tau_e^{-1} d\lambda/dv \gg 1$ ($\lambda =$ 平均自由行程, $v =$ 電子熱速度) を満たす気体では gyromagnetic effect のため不安定性が起りうる (Pedersen 移動度が負になる)。 (b) この同じ気体に dc 電場を磁場に垂直に加えると、Pedersen 移動度は Chapman-Cowling の公式の係数よりはるかに小さくなる。 (c) 逆に $\tau_e^{-1} d\lambda/dv < 1$ のときは、一般に Pedersen 移動度は $\tau_e =$ 一定という通常の近似の場合より高まる。中性粒子集団の反作用も含むような計算機シミュレーションは現在計画中である。

32 電離層中での人工雲の動きについて ——分極電界の数値計算——

加藤進 桜井秀特
京都大学工学部

電離層(プラズマ)中での *irregularity* の運動を *computer* を用いて数値的に計算した。 *background* の *conductivity* は高さのみに依存するが水平には一様であるとし、 *irregularity* 内部では中心からの距離に対して正規分布するものとする。

人工的に Ba や Cs 等で電離雲をつくり、これらの動きを知ることによって、電離層中の静電界 E_A を求めようとするのが、人工電離雲の実験のねらいであるが J は E_A の他に分極電界 E_p に関係している。この E_p の推定が目的である。

さて *irregularity* の移動速度 V は *wind velocity* を w とし

$$V = w + C$$

$$C = \frac{J \times B_0}{\lambda n_e (m_e \nu_e + m_i \nu_i)}$$

$$J = [\sigma] (E_A + E_p)$$

$$E_A = E_0 + w \times B_0$$

ここで B_0 : 磁束密度, n_e : 電子密度 m_e, m_i : 電子及びイオンの質量
 ν_e, ν_i : 電子及びイオンの衝突周波数 $[\sigma]$: *conductivity tensor*

ここでは下記の条件のもとに E_p を計算する。

(1) 考えている *time scale* では下式が成立する。

$$\text{curl } E = 0$$

$$\text{div } J = 0$$

(2) *irregularity* 内部では電子密度が e^{-1} 倍になる点は中心より 10km あるいは 20km とする。

(3) *irregularity* の外部で水平には充分遠い所 (実際には中心より 60km あるいは 120km) で $E_p = 0$ (*potential* = 0) とし、垂直上方にはかなり遠い所でも (500km 程度) *potential* は一様とする。

33 散乱電波から見た赤道E層におけるイオン音波の構造

佐藤 哲也
京大 理

以前にこの学会において電磁波と横波(プラズマ中の)との相互作用(ブリロアン散乱と名づけた)についてお話ししたことがあるが今日はこの理論を少し手直ししCohen and Bowles⁽¹⁾の赤道E領域における散乱実験から得た同波数スワクトル図を詳しく調べ、そこから得た情報を理論に用いることにより赤道E領域に存在していると言われているイオン音波⁽²⁾の構造を推論してみたのでその結果を報告致します。

今一般に横波の空間的構造(packet)を記述するものとして波の空間的フーリエ成分(理論化しただけ)を $S(k)$ で表わすことに対する(form factorに相当)。この量を用いて電波と横波とがどうよく整合(右の場合の後方散乱断面積を求めると次式で表わされること)が理論的に導かれる⁽³⁾。

$$\begin{cases} \alpha(\omega_0 \pm \omega_d) \approx \pi^2 r_e^2 \delta n^2 \ell^2 L^2 k_0^{-2} \\ \alpha(\omega_0 \mp \omega_d) \approx \pi^2 r_e^2 \delta n^2 \ell^2 L^2 k_0^{-2} \{S(k_d L)\}^2 \end{cases} \quad (\text{複号同順})$$

ここに ω_0, k_0 は入射電波の周波数及び波数, ω_d, k_d は横波(packet)の中心周波数及び波数を示す。又 δn は横波の屈折率, ℓ は入射波のFresnel距離, L はpacketの代表的長さを示す。 r_e は電子の古典半径である。

上式から ω_0, k_0 及び ℓ は既知の量であり, $\omega_d, k_d, \delta n, L$ 及び S の形が未知である。横波の構造を知る上では前者を知ることが $S(k)$ の周知であるが、これは知るには種々の同波数に対する散乱実験が必要であり、現在ある実験データからこれを定めることが出来る。この S の仮定の下では $S(k_d L)$ は次式で表わされる。

$$S(k_d L) = \text{sinc}(k_d L) / k_d L$$

実験データから $S(k_d L) \approx 0.1$ 又 $\pi^2 r_e^2 \delta n^2 \ell^2 L^2 k_0^{-2} / r_e^2 n_0^2 L \approx 10^9$ である。この値から推定する $L \approx 6m$ $\delta n/n \approx 3\%$ ($2\pi/k_d \approx 3m$) であることが推論される。この $\delta n/n \approx 3\%$ という値はWeinstock⁽⁴⁾の求めた結果と一致しており前仮定した方形packetの仮定がかなり正当なものであることが裏書きされるように思う。

結論として言えることは赤道E領域に存在するイオン音波は非常に乱れた状態に達していることである。

- (1) R. Cohen and K.L. Bowles, JGR 72, 885 (1967).
- (2) D. T. Farley, JGR 68, 6085 (1963).
- (3) T. Sato, JGR 73, 2941 (1968).
- (4) J. Weinstock, JGR 73, 225 (1968).

34 スローテール空電の源について

岩田晃, 石川晴治, 高木増美

名古屋大学空電研究所

1968年, 栃木県今市市において, 半径約20km以内の距離での雷放電から発生するVLF空電(1Hz~100kHz), 及び静電場変化(0.01~1000Hz)の観測を行い, それと同時に約400km離れた所にある, 愛知県佐久島で, スローテール空電(1Hz~1kHz)の観測を行い, 近距離(20km以内)で観測されるVLF空電と中距離(約400km)で観測されるスローテール空電とは, 可成り良く対応する事を, 主として波形を調べて前報報告致しました。

しかしながら, 波形については他の雑音(主として電源周波数, 及びその高調波)が強くて, 判別が困難な場合があるので, 更にくわしく調べる為に, ミキサライザー(周波数分解器)を利用して, 周波数スペクトル, リナグラム等を得て, VLF空電と, スローテール空電が, どの様に対応しているかを調べました。

前報も報告しました様に, VLF空電とスローテール空電とは良く一致しており, 特に落雷の帰還雷撃に対応するものについては, 両者とも強度が強いことが多いので, 主として, その性質を調べ, 次の様な結論を得られました。

- i) その周波数スペクトルが, 低い周波数から高い周波数にかけて連続的で, 且つ急激にその強度が減少するVLF空電を発生させる様な帰還雷撃は, 中距離(約400km)でのスローテール空電の強い発生源となる。
- ii) その周波数スペクトルが, 低い周波数から高い周波数にかけて, 連続的で一様に弱い近距離VLF空電を発生する帰還雷撃から発生する, 中距離スローテール空電は余り強くない。
- iii) 周波数スペクトルに細かい波が多い近距離VLF空電を発生させる帰還雷撃は, 余り強くない中距離スローテール空電を発生させる。

35 “空電源自動位置決定”について

岩井 章, 大津仁助, 西野正徳, 相木瑞夫
名古屋大学空電研究所

空電の性質の研究は、1950年以來続けられていた。最近ホイッスラ、ELFの詳細な研究のため、空電源の位置を正確に、迅速に求めることが要求された。従来までの空電源位置決定には、3点を測定された方位角を写真で撮り、2、3点交点法により、人力で解析を行なう方式をとっていた。これには、莫大な労力と日数を要し、現在の大気現象の理論的研究や、気象観測等の実用的な業務のSupportに足りぬ状況であった。しかるに今度、当研究所の北海道幌子里、佐久島、鹿児島観測所が完備され、3点方位測定網がルーテンベースで得られる状態になり、豊川に電子計算機が導入された。したがって、これらの装置を用いて、空電源の位置を正確即時に得られるシステムが、新しく確立された。このシステムを用いて、1968年7月から10月まで、月に2週間、主に遠距離空電を対象とした観測が行われた。

システムのOutlineは下図に示すように、Watson-Watt typeの2 channel radio direction finderで得られた方位角は、空電発生の日時時間と共にデジタル化され、パンチヤーでテープコードに穿孔される。そして各3点の観測所からRadio linkによって豊川中央局にデータ伝送され、電子計算機によって解析され、空電源の位置が即時にX-Yプロッターに記される。

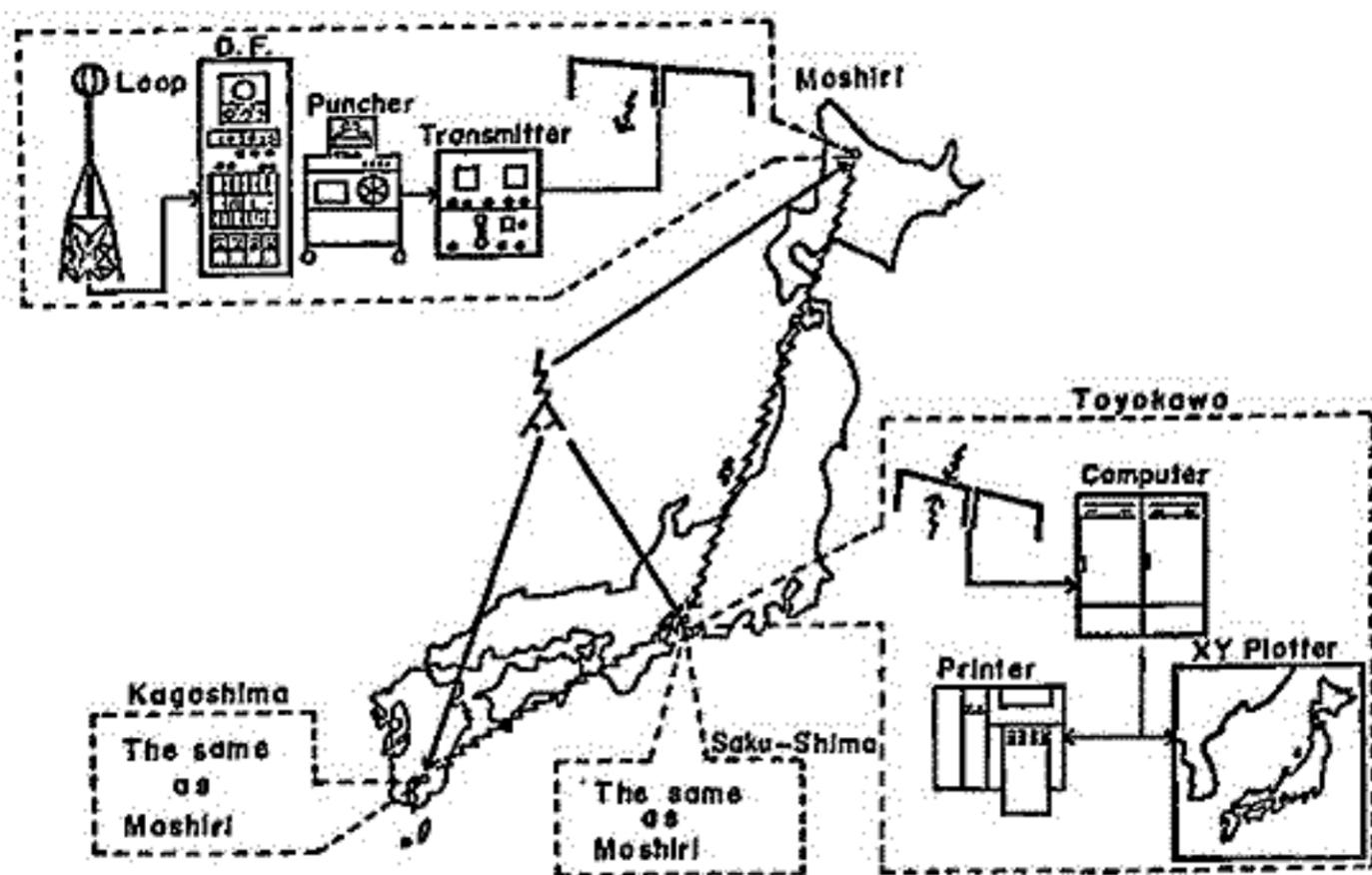


Fig. 1 Automatic locator system of atmospheric sources

満保正喜 島倉信
(金沢大学工学部)

1. はしがき 最近、誘電率及び導電率に変化する不均質媒質中の電波伝搬について波動論的に研究が行われている。^{1), 2)} ここでは電離層の誘電率及び導電率が放物線状に分布するとして、電離層の電磁界の式及び反射係数、透過係数を求めた。これにD層の具体的な数値³⁾を適用して電子計算機による計算結果を合せて報告する。

2. 電離層中の電磁界 電波をTE-Modeとすれば、層中の波動方程式は次の形に表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E_x(z)}{dz^2} + (\alpha z^2 + \beta z + \gamma) E_x(z) &= 0 \\ H_y(z) &= j \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_x(z)}{\partial z} \end{aligned} \right\} (1)$$

$$\alpha = \frac{k_0^2 \beta^2 N_{max} (1 + j\nu/\omega)}{m \epsilon_0 (\omega^2 + \nu^2) z^2}$$

$$\beta = \frac{-2k_0^2 \beta^2 N_{max} (1 + j\nu/\omega)}{m \epsilon_0 (\omega^2 + \nu^2) z_d}$$

$$\gamma = k_0^2 \cos^2 \theta_i$$

(1)を変換して、

$$\frac{d^2 E_x(u)}{du^2} + (\lambda + \frac{1}{2} - \frac{u^2}{4}) E_x(u) = 0 \quad (2)$$

ただし、 $u = \sqrt{2\alpha} e^{j\pi/4} (z + \beta/2\alpha)$, $\lambda = -\frac{1}{2} + j(\gamma - \beta/4\alpha)/2\sqrt{\alpha}$
(2)の解は放物柱関数 $D_\lambda(u)$ で与えられる。

$$\begin{aligned} E_x^i(y, z) &= [(A) D_\lambda(u) + (B) D_{\lambda+1/2}(ju)] \exp\{(-jk_0 y \sin \theta_i)\} \\ E_x^r(y, z) &= [(C) D_\lambda(u) + (D) D_{\lambda+1/2}(ju)] \exp\{(-jk_0 y \sin \theta_r)\} \\ H_y^i(y, z) &= j \frac{1}{z} [(A) D'_\lambda(u) + (B) D'_{\lambda+1/2}(ju)] \exp\{(-jk_0 y \sin \theta_i)\} \\ H_y^r(y, z) &= j \frac{1}{z} [(C) D'_\lambda(u) + (D) D'_{\lambda+1/2}(ju)] \exp\{(-jk_0 y \sin \theta_r)\} \\ E_x^e(y, z) &= [E \cdot D_\lambda(u) + F \cdot D_{\lambda+1/2}(ju)] \exp(-jk_0 y \sin \theta_i) \\ H_y^e(y, z) &= (j/z) [E \cdot D'_\lambda(u) + F \cdot D'_{\lambda+1/2}(ju)] \exp(-jk_0 y \sin \theta_i) \end{aligned}$$

$$\text{反射係数 } R = \frac{E_r}{E_i} = \frac{(a_1 - a_2) + j(b_1 - b_2)}{(a_1 + a_2) + j(b_1 + b_2)}$$

$$\text{透過係数 } T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \exp[j\{k_0 z_k \cos \theta_i - (\lambda + 1)\pi/2\}]}{(a_1 + a_2) + j(b_1 + b_2)}$$

ただし、

$$a_1 = D_\lambda(u_0) D'_{\lambda+1/2}(ju_0) - D'_\lambda(u_k) D_{\lambda+1/2}(ju_0)$$

$$a_2 = (Z_0 \cos \theta_i / Z_1 \cos \theta_r) \{D_\lambda(u_0) D'_{\lambda+1/2}(ju_0) - D'_\lambda(u_0) D_{\lambda+1/2}(ju_0)\}$$

$$b_1 = (Z_0 \cos \theta_i / Z_1) \{D_\lambda(u_0) D_{\lambda+1/2}(ju_0) - D'_\lambda(u_0) D'_{\lambda+1/2}(ju_0)\}$$

$$b_2 = (Z_0 / Z_1 \cos \theta_i) \{D_\lambda(u_0) D_{\lambda+1/2}(ju_0) - D'_\lambda(u_0) D'_{\lambda+1/2}(ju_0)\}$$

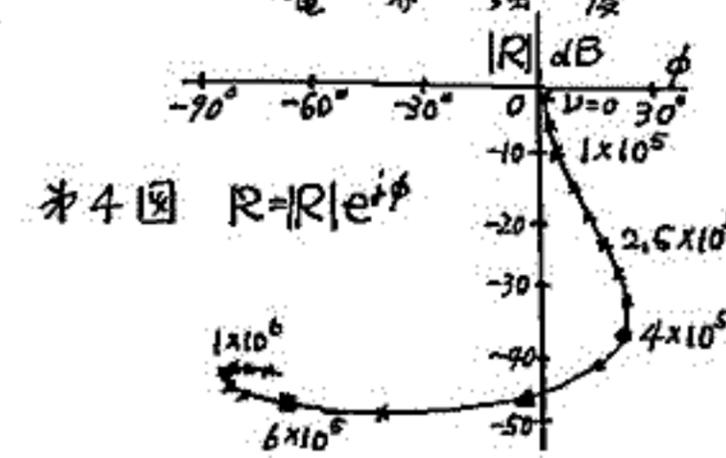
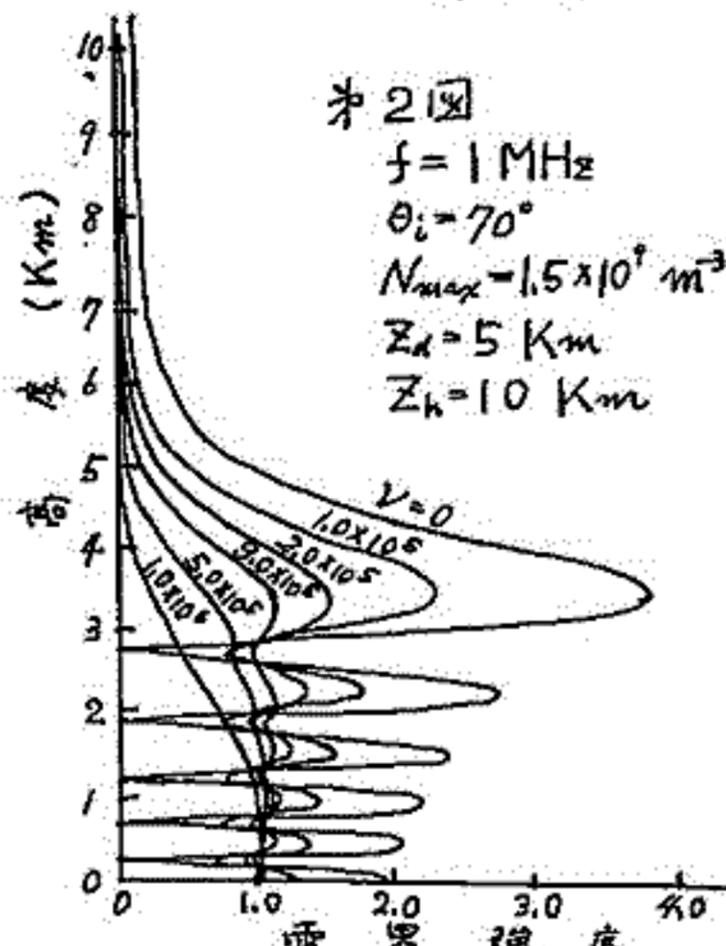
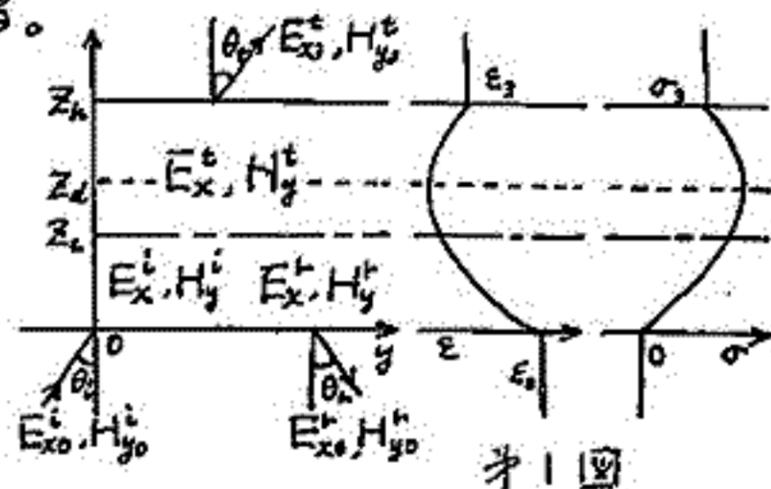
$$u_0 = \sqrt{2\alpha} e^{j\pi/4} (-z_d), u_k = \sqrt{2\alpha} e^{j\pi/4} (z_k - z_d)$$

$$1/z = (4\alpha)^{1/4} e^{j\pi/4} / \omega \mu_0$$

3. おまけ 誘電率及び導電率が放物線状に分布する電離層中の電磁界は放物柱関数で表わされ、平均衝突回数 ν の変化による反射係数、透過係数が求められた。その結果、線型分布の場合と同様に、層中の全反射点を通過した領域にも電波が減衰波として存在し、全反射点以下には定在波が存在することが明らかになった。

$$\text{#3図 } T = |T| e^{j\phi}$$

収束作用と



参考文献

- 1) 上崎, 安達, 虫明: 信学誌, p.709 昭41-4
- 2) 満保, 島倉: 金大I紀 vol.5, No.3, p.11
- 3) 大塩: 電波研季報 p.368, vol.12, No.43

鶴田 浩一郎

東大宇宙航空研究所

ホイッスラー波の電離層における透過度・反射率は電離層パラメターの高度による変化がホイッスラー波の波長と同程度である場所があるため、数値積分を行って求めるのが適当である。数値積分の方法と実際の電離層モデルによる計算例は既に Pitteway 等によりなされておるが、実際のホイッスラーの観測を説明するにはより多くのモデルに因じた計算が必要がある。

ホイッスラーの緯度特性、周波数特性、導波管モードとの結合度を ~~考慮~~ 考察する基礎資料となるために、イオンの初束、地面の反射を取り入れて、計算を始めた。現在のところ完了してはいないが、計算の経緯と結果の一部を報告する。

荒木 喬
東北大 理学部

Extremely small dispersion whistler の微細構造に基づいて、低緯度 whistler の伝播 mode について考えてみた。この whistler (E.S.D.W) については、今まで種々の議論がなされて来ているが、whistler 波の source を定めた上での議論はされていらない。さういらい、E.S.D.W に Tweek 型先行空電と見られるものが件々受信されたので、電離層と地表の間を wave guide mode で伝播して来たと考え、source の位置を求めてみると、ほとんどが磁気赤道付近に位置している事がわかった。

この事は、whistler 波が磁力線に沿って伝播するという事を考える時、ますます Extremely small dispersion whistler (E.S.D.W) 伝播の説明を困難にしたが、Sonograph の時間軸を Expand する事によって、次の事がわかった。

即ち、source が一つであるにもかかわらず、A, B の二重構造を有している事であり、その特徴を調べてみると、A, B いずれも 3~5 KHz 付近で cut off 又は分散が大きくなっている事などからして、Wave guide mode で伝播していると思われる。加えて A より B (後者) の方が 3~5 KHz 付近での分散の増加が大きく、intensity は前者よりかなり弱くなっている。この事は、電離層と地表間の wave guide mode の伝播距離が A より B の方が長い事を示している。

以上の事象を説明するため、下図の様な model を考えて数値計算を行なった。

この total time delay は

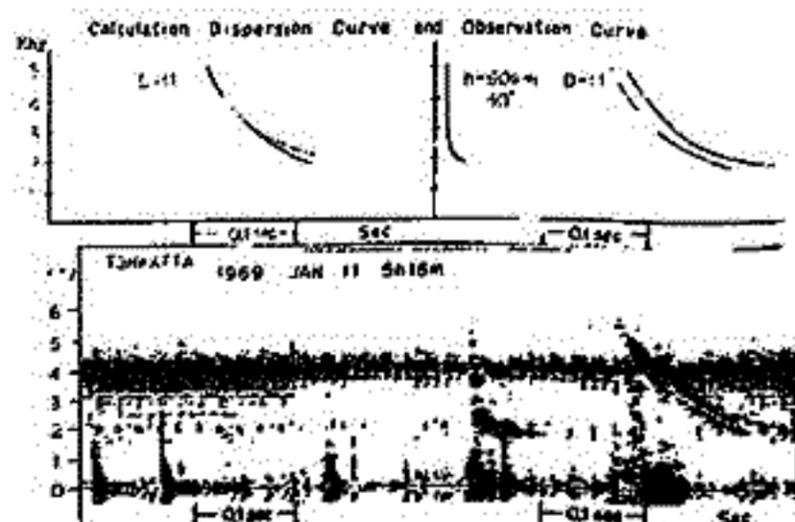
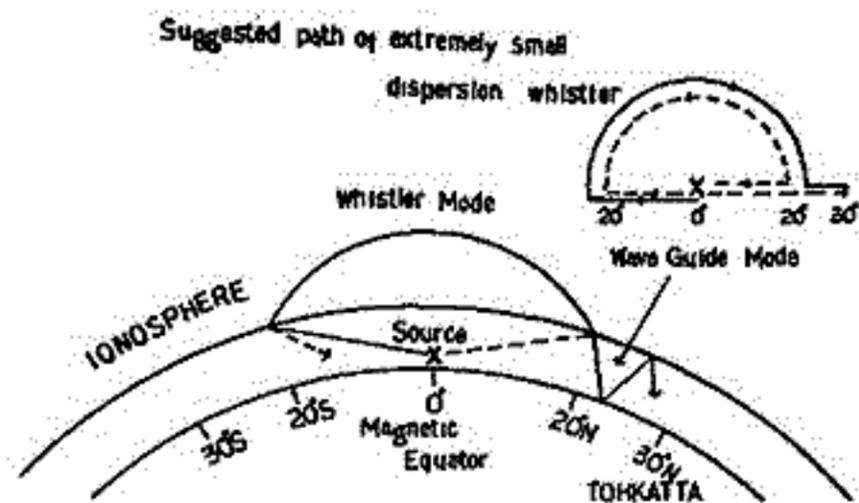
$$t = t_T + t_w + t_T'$$

$$t_w = Df^{-\frac{1}{2}} \quad \text{whistler mode}$$

$$t_T = \frac{d}{c \left\{ 1 - \left(\frac{c}{2Rf} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad \text{wave guide mode}$$

つまり、磁気赤道に源を発生し、wave guide mode と whistler mode の結合で伝播して来たと考え、 f curve を描くと観測とよく一致するという結果を得た。

しかし、E.S.D.W の観測データがまだ不十分のため、磁気嵐などの影響で伝播 path が変わるのか、duct が二つできるのか、或は QL 近似そのものに原因があるのか、又、毎日の出前(5分)頃しか受信できないのか等についての議論を今後に残す。



川野 実, 池辺幸正, 飯田孝夫
名古屋大学工学部 原子核教室

大気は主に、地中から散逸する R_n , T_n からの α 線と、地表からの β 線, γ 線, そして上空から来る宇宙線によって電離されている。今回はそれらの放射線の測定方法と、それらによる電離の高度分布について報告する。

R_n からの α 線によるイオン対生成率は、活性炭法、またはフィルター法で R_n の濃度を測定することによって求められる。(フィルター法は R_n とその娘核の平衡を仮定している) R_n の濃度は気象条件によって非常に違うが、例として、放出率が $1.5 \text{ atom/cm}^2 \cdot \text{sec}$ の時の電離の高度分布を *Jacobi* と *Andre* による計算式を使用して求めた。その結果を Fig. 1 に示す。

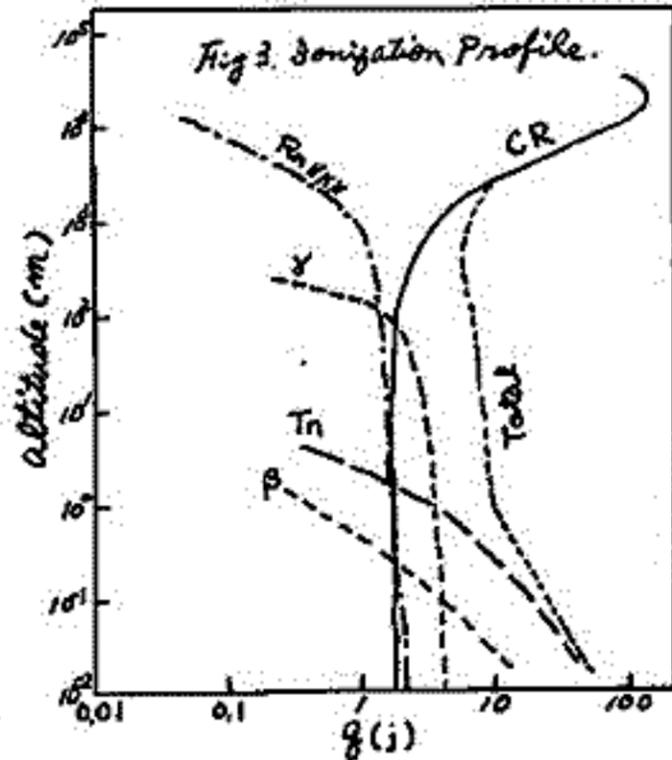
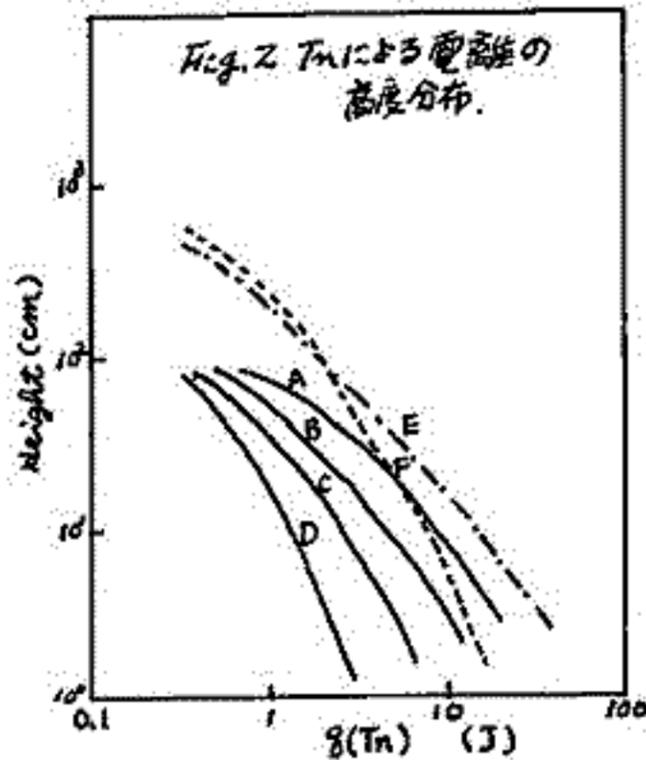
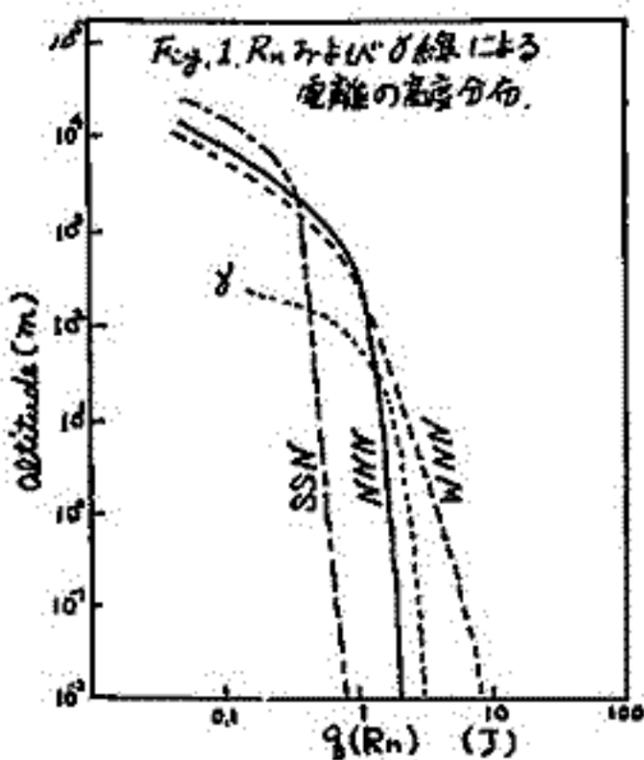
T_n からの α 線によるイオン対生成率は、フロータイプ電離箱で直接測定された。測定値は *lawn area* と *soil area* (場所による違い)、そして風速によって大きく異なる。測定結果の例を Fig. 2 に示す。

β 線によるイオン対生成率は、円筒型と箱型の電離箱で求められた。測定はいろいろな地点で行なわれた。測定結果から、 β 線による電離は、'63年頃、まだ *fall out* の影響があったため 1メートルの高さで10丁程度であったが、最近では1丁前後に落ちていることがわかる。

γ 線によるイオン対生成率は、電離箱と NaI シンチレーターで求められた。地表近傍でのその値は3~4丁程度であり、そして両者の値は大體一致している。 γ 線による電離の高度分布は *build up factor* を考慮して計算された。その計算結果は、Fig. 1 に R_n からの α 線による電離とともに示してある。

宇宙線によるイオン対生成率の測定は、過去2回(1967年、大洋村、1968年、原町市)電離箱をバルーンに搭載して行なわれた。測定結果は前報報告してある。

以上、個々の放射線によるイオン対生成率とその高度分布を述べてきたが、これを全体としてみると、1メートル以下では T_n からの α 線による電離が主であり、1メートルから100メートルの間では、 γ 線、 R_n からの α 線、宇宙線の電離が同程度寄与しており、そして100メートル以上では宇宙線による電離が主になる。(Fig. 3 参照)



若井 登 大内長七 根本長四郎

電波研究所 平磯支所

平磯で観測されたロラン電波 (1850 KHz, パルス変調) を用いたの電離層吸収の正午値は、IQSY期間全体を通じて求められた関係 $L = 39 (\cos \alpha)^{0.96}$ の曲線から 1964~65, 1965~66 の冬に大きくはづれており、明瞭に冬季異常吸収現象を呈している。また受信パルス (1-hop-E) の遅延時間から、吸収増加に対応して反射高の低下が観測されている。

I 冬季異常吸収の日変化

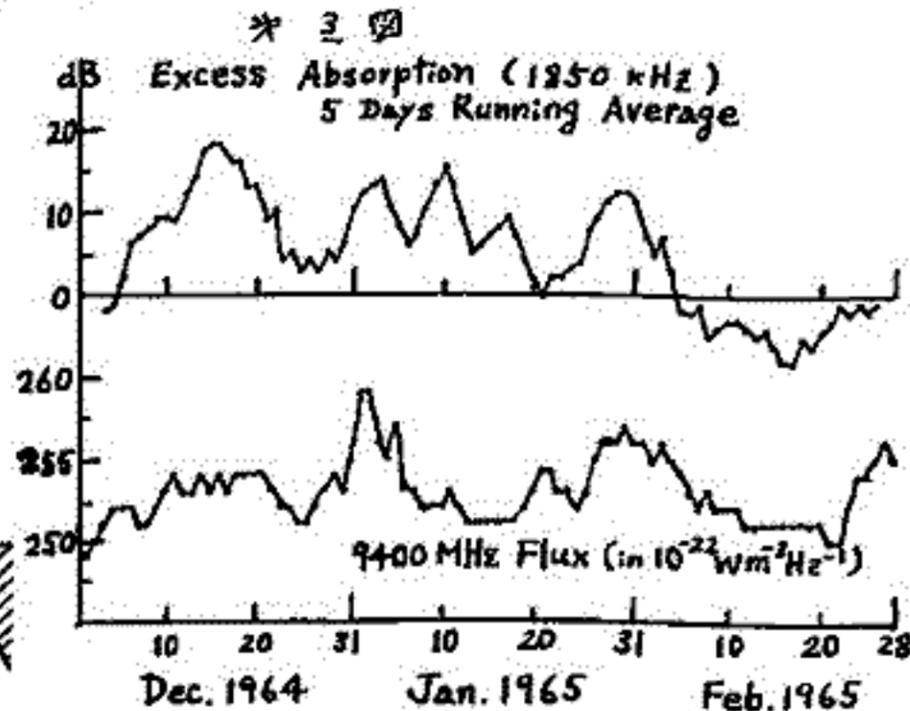
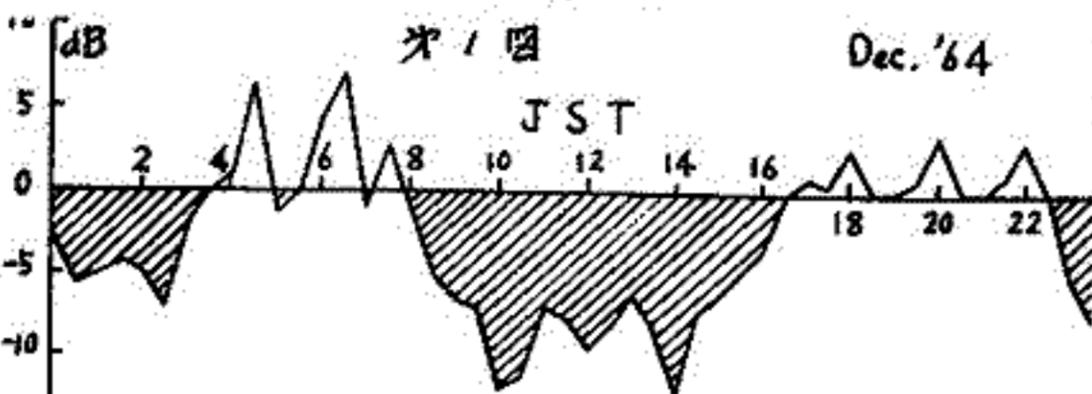
従来報告された異常吸収はすべて正午の吸収値から求められたものであつて、その他の時刻における様子は明らかでなかつた (Umlauf, 1965, は異常吸収が10~15時の間観測されたと報告した)。そこで冬季異常吸収の日変化をしらべるため、30分毎のロラン電波の正午吸収値の高い日を1ヶ月から10日えらんで中央値を求め、月中央値からの差を計算した。その結果を才1図に示す。冬季異常吸収は正午だけでなく、8~16時にわたつて起つていふことが分る。

II 成層圏昇温との関係

成層圏突然昇温現象 (約30kmの高度で) の起つた日に電波吸収が増加することは Shapley (1965) その他によつて報告されている。これを確かめるため、突然昇温が日本近辺で観測された1966年1月26日の前後の高層気象のデータと電波吸収とを比較した。温度は根室 (稚内もあるが、データが揃つていない。温度変化の傾向はよく似ている) における30mb, 20mb, 15mbのデータ、吸収はロラン電波と秋田におけるA3吸収 (25MHz) と稚内の f_{min} とを用い、才2図に示した。1月26日の突然昇温に対応して吸収は増加しているが、他の日の同程度の温度上昇と吸収とは必ずしも対応していないようである。

III 太陽活動度との関係

電波吸収が長周期 (11年) の太陽活動度に強く支配されることはよく知られている。しかし冬季異常吸収はほとんど太陽活動と関係がないといわれきた。1964~65の冬の異常吸収は太陽電波放射 (墨川の9400 MHz flux) と定性的にはあるが非常によく対応していることが才3図から分るであろう。しかしこのことだけで冬季異常吸収の原因は太陽からの放射であると遑断することはできない。というのは、Thomas (1962) は冬季異常吸収は約1000kmをこえる2地点間ではあまり相関はないといつていふこととも矛盾するし、その他にも太陽からの放射の増加により吸収が増えるということでは単純に説明できない事実が数多くあるからである。これらの事実から冬季異常吸収の機構として次の事を考へている。冬季異常吸収は、冬季に大気構造がある状態になつた時、太陽からの放射がいわば引金の役割を果たしてはじめ発生し、このどららかがスけた時に消滅する。



大塩光夫
電波研究所

VELA人工衛星によって得られた太陽X線輻射強度の時間的変化を基礎資料として、1966年3,4月に起こった太陽X線フレアによって惹起された北米大陸を主とした回線上のSPA'が計算された。

SPA現象が比較的長時間持続し、且つその時間に対応する太陽X線輻射が観測された場合に、太陽X線増加輻射強度の時間的変化と、その時刻に或る回線に生じたSPAの位相差・反射高度差・反射高度電子密度等の一連の時間的変化とが因果関係を一にして如実に示され得る。これより一般にX線フレアが終わらなくとも、會う赤い過剰電子が生成されていても、SPAは終わる。SPAの終わりは電気伝導度因子の反射高度に於ける勾配の擾乱・静穏時の差 $\Delta\beta$ によって支配されていると帰結される。X線フレア時の反射高度対反射高度電子密度の時間的軌跡 Z_{ref} , N_f のダイアグラムから、時刻の経過に対して、X線フレア極大期直後では Z_{ref} の復調よりも N_f の復調が著しいが、終相期では Z_{ref} の復調はなされているが、 N_f は余り変化しない事がわかる。

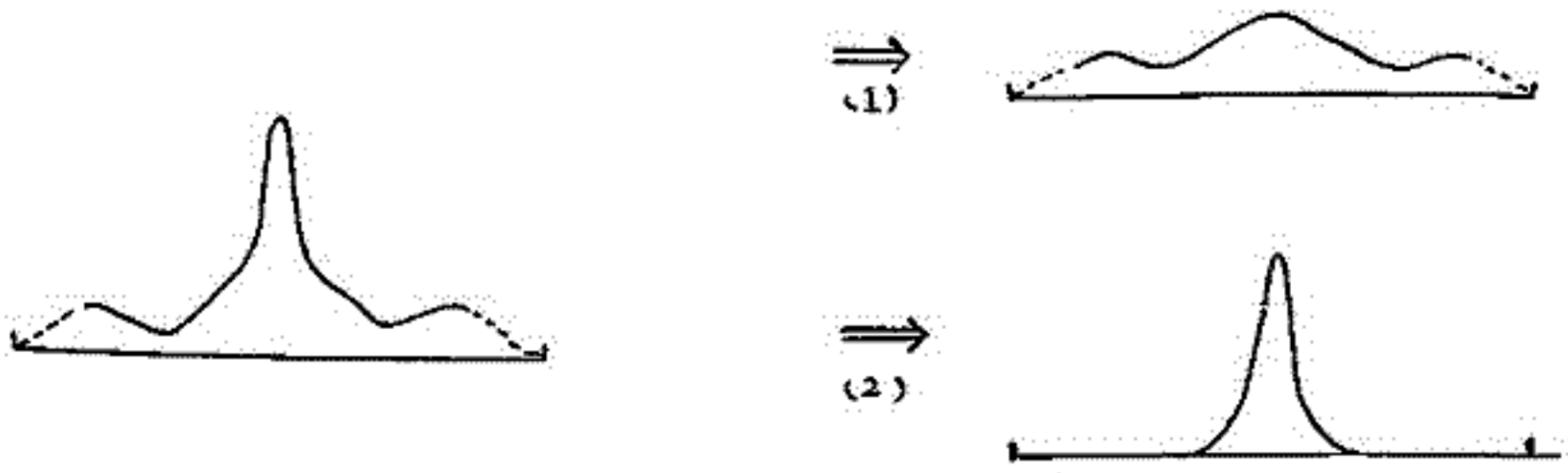
前回主として極大期の様子調べ、SPA効果の大きさは反射高度差 Δz と共に $\Delta\beta$ にも依存し、 $\Delta\beta$ が Δz より敏感に寄与すること論じた。今回は $\Delta\beta$ の性格を Δz の性格と対比しつつ調べた。 $\Delta\beta$ も Δz も増加輻射強度 $\Delta F(0.5\sim 5A)$ と回線上の平均太陽天頂角 α とに依存し、位相速度と光速の比の擾乱・静穏時の差 $\Delta\frac{v}{c}$ を通して位相差 $\Delta\beta$ に反映する。 $\Delta\beta$ は伝播距離 D に比例するから、異なる回線間の $\Delta\beta$ の比較には、 $\Delta\beta$ は D で規格化されるなければならないのは当然である。この量を $\Delta\beta_0$ とする。 $\Delta\frac{v}{c}$ と $\Delta\beta_0$ には強い直線関係がある(ばらつきは使用周波数 f の大きさに依存するのみ)から、結局 $\Delta\beta$ と Δz の性格は、両者が ΔF と α に依存し、 $\Delta\frac{v}{c}$ に反映する機構を知ればよい事になる。 ΔF 大ならば $|\Delta z|$ は大、 ΔF 小ならば $|\Delta z|$ は小であるが、 α 大となれば ΔF の大小に拘らず、 Δz はや、大きくなる。一方 ΔF 大ならば $\Delta\beta$ 大、 ΔF 小ならば $\Delta\beta$ 小なる傾向があるが、 α 大の場合 $\Delta\beta$ は大小を ΔF に対して著しく大きくなる。又 Δz と $\Delta\frac{v}{c}$ の関係は $|\Delta z|$ 小ならば $\Delta\frac{v}{c}$ 小、 $|\Delta z|$ 大ならば $\Delta\frac{v}{c}$ 大の主系列がある。小なる場合 ΔF 小に、大なる場合 ΔF 大に対応する。この主系列以外に ΔF 大、 α 大なる場合、 $|\Delta z|$ は大となり、 $\Delta\frac{v}{c}$ は中程度となる。一方 $\Delta\beta$ と $\Delta\frac{v}{c}$ の関係は、 ΔF 小、 $|\Delta z|$ 小なる時、 $\Delta\beta$ は小で $\Delta\frac{v}{c}$ 小乃至中程度を占める。この場合 $|\Delta z|$ 小に対応する。又 ΔF 大、 $|\Delta z|$ 大なる場合、 $\Delta\beta$ は大で $\Delta\frac{v}{c}$ は中程度から、 $\Delta\beta$ は中程度で $\Delta\frac{v}{c}$ は大に及ぶ。この場合 $\Delta\beta$ 大は α 大に、 $\Delta\beta$ 中は α 小に対応する。

$\Delta\frac{v}{c}$ の大小は、 ΔF 大、 α 小、 $|\Delta z|$ 大、 $\Delta\beta$ 小ならば大、その反対ならば小なる事が理論的にわかっていいる。然るに上述の α 小ならば同程度の ΔF でも $|\Delta z|$ は小という $\Delta\frac{v}{c}$ も大とする理論的背景と相反する性格から、 $\Delta\frac{v}{c}$ の大小決定因子の採り方は錯綜する。これによって現実に実現されている決定因子の大小が理論図上に採用領域・不採用領域として図示される。その結果 ΔF 大で $|\Delta z|$ が大となっても $\Delta\frac{v}{c}$ が中程度にしかならない。これは α 大なるため $\Delta\beta$ が小さくなるためである。又フレア極大期の ΔF に対してさえ無効果を示す場合は、 ΔF 中乃至小で、たとえ α 小でも $\Delta\beta$ 大なるため $\Delta\frac{v}{c} \approx 0$ となる条件の場合である事が説明される。

以上SIDのの一つであるSPAの時間的・空間的性格の電離層内部の構造変化をも通して明確化は、~~また~~、SID'sの電離源体の資料の解析によって初めてなされ得るところであろう。

鈴木亮、前田坦
(京大・理)

Sq の一つの新しい解析法として、我々は赤道地方のジェット電流による局地的磁場変化を一時のけて調和解析する方法を提案した。このようすを図で表わすとたとえば水平成分(H)では下図のようになる。



磁場の振幅の緯度変化

- (1) ジェットによる影響を除いた background
- (2) ジェットによる磁場

このうち (1) に対しては Gauss による従来の方法で解析を行ない、(2) に対してはこれにありようの電流系を求める。(2) にあり電流系としては近似的に振幅が三角形の緯度分布を有するものがよいことを既に発表した。今回はこの新しい方法によって求めたポテンシャルの係数、等価電流系等を Matsushita & Maeda (J.G.R. Vol. 70 No. 10) の結果等とも比較しながら示すつもりである。

昨年来、我々は、超高層において高速中性水素を測定することを目標に、そのための測定器の開発研究を進めてきた。その場合に、最も問題になるのは、その中性水素をいかにうまく電離させるかである。我々は、その電離の方法として、中性粒子を金属表面に斜めに衝突させ、その衝突で電離させる方法を採用してきた。この実験については幾度か報告してきたが、ここでは前回の学会以降に我々が実験で得た結果について述べてみる。

I. 新しい装置の特徴

今度の新しい装置は、これまでのものに較べてかなり小型になっているだけでなく、次の如く大きな違いがある。

- a. 入射粒子流に対する金属面の傾きの角度(入射角)が変えられること、
- b. エネルギー分析器(検出器付)を金属面の中心のまわりに回転させられること等々。

II. 実験の結果

金属面への粒子の入射角とエネルギー分析器の位置を変えることができるようになったため、次のような実が明らかになってきた。

- 1) 金属表面での電離に伴う粒子のエネルギー損失に関して
 - a. 入射角を大きくすることにより、エネルギー損失をかなり減らすことができる。
 - b. 入射粒子のエネルギーが低い時の方が、電離の際のエネルギー損失は少ない。
- 2) 電離効率に関しては 数 100 eV では $\sim 10^{-6}$ 程度。
- 3) 金属表面で double stripping を受けたと思われるイオンも観測される。
- 4) 入射粒子によって金属表面から叩き出されたものらしい低エネルギー(10 eV 程度)イオン群も観測される。
- 5) strip されて生じた energetic なイオンの放出される時の角分布は反射角の近傍に集中した形になっているが、4) で述べた低エネルギーイオンは等方的に近い角分布をしている。

44 惑星間水素の空間分布

名大プラズマ研 本沢忠夫

惑星間空間におけるライマン・アルファのグローの観測から惑星間水素の存在が確実性をもつことが示され、それらを基に、その起源や空間分布などについての理論的検討がなされるようになった。

Patterson ら¹⁾は上記のライマン・アルファのグローは太陽系をとりかこむ領域で星間水素と太陽風陽子とが荷電交換衝突を起し、その結果生じた *energetic* な水素が主に寄与しているのだと考え、その惑星間空間内の空間分布を求めた。Hundhausen²⁾はこの議論を更に深めた。しかし、いずれの理論でも太陽系は星間ガスの中に静止していることを前提にしている。

ところが、一般に恒星は夫々固有のランダム運動をしていることが知られている。このことから太陽系も周囲の星間ガスに対して相対運動をしていることが充分考えられる。我々は、そのことを考慮に入れた場合に惑星間水素の分布にどのような影響が現われてくるかを検討してみた。

その結果、太陽系が進む方向において、その前面では星間ガスの風圧のためにそれを包む HII 領域 (電離ガスが支配的な領域) はかなり圧縮されることになるのに反し、後側では HII 領域はかなり遠方まで吹き流されるということが明らかとなった。このことは、惑星間水素の空間分布についてみれば、その発生量と発生源の位置が前後でかなり非対称的になっていることを意味している。このことから地球軌道近傍においても惑星間水素の分布に多少の非対称性は期待される。もし、その非対称性が観測にかかる程大きいとすれば、逆にその観測から太陽系の運動に関する情報が得られるであろう。この意味からももっと精度のよい観測がなされることが望まれる。

1) T.N.L.Patterson et al.: Planet. Space Sci., 11 (1963) p.767

2) A.J.Hundhausen: Planet. Space Sci., 16 (1968) p.783

島 誠, 矢吹英雄

理化学研究所

§ Introduction 我々が cosmic dust と呼んでいるものは、主に約 100μ 以下の black magnetic spherule, 及び glass spherule で、隕石、アイトと共に、現在我々が入手できる数少ない宇宙物質の一つであり、その地表への降下量は $10^4 \sim 10^6 \text{ tons/year}$ とされている。ここに我々が現在までに種々の方法で行ってきた cosmic dust の降下量についての data 及び化学成分、そして今後の課題について紹介する。

現在までに、我々は次の様な種々の方法によつて採集を行ってきた。

- ① 気球, 航空機に collector を搭載
- ② 南極氷を溶解, 口過
- ③ 空気, 雨水中の塵
- ④ 海産堆積物

§ Results

- ① 年間降下量 スライドグラス法, 南極氷について行つたが, 前者は 10^7 tons/year , 後者は 10^4 tons/year の order である。
- ② 季節変化及び年変化 スライドグラス法で 1957年~1967年の11年間にわたる連続観測を行い, それを集計した。8~9月に peak が認められる。年変化としては, 3~4年の同期性が見られるが, 今の所, は, 定めた事は言えない。
- ③ 緯度効果 南極観測「ふじ」上で, 空気口過法による測定を, $34^\circ N \sim 70^\circ S$ にわたつて行つたが, 緯度による顕著な差異は見られなかつた。
- ④ 化学成分 種々の方法で得られた cosmic dust に対し X-ray probe microanalyzer による化学成分の測定を行つた所, それぞれの成分は類似しており, Fe, Ni を主成分とするもの, 及び SiO_2 を主成分とするものが殆んどである。

§ 今後の課題 我々が cosmic dust と呼んでいる物質が本当に cosmogenic なものであるという確証を与える事は, 一つの最大の課題を置いている。その為には次の三つの方法が考えられる。

- ① rocket, satellite により sampling したものの identification
- ② 宇宙鉱物の検出
- ③ cosmogenic nucleids の抽出

次いで, 宇宙塵の成因, 及び, 運動について考察する心算である。

46 気球による一次宇宙線α粒子の測定

境 秀祐* 今井和貴** 中島 弘** 辺藤一郎**

* 日大習志野 ** 名大理

気球に搭載された counter, emulsion, ionization chamber などを用い、また地上の neutron monitor や meson telescope による観測結果によつて、一次宇宙線が太陽活動の 11 年変化の影響を受けて変化することが明らかになつてきた。一次宇宙線の 11 年変化は、磁気嵐や太陽の自転に伴つて短周期変動とともに、太陽系空間での電磁的状態の large scale の特徴を究明する手段として多くの研究者によつて実験的、理論的に解明されつつある。

実験的には近年、人工衛星による一次宇宙線の直接測定が可能になつたこと、また気球に搭載する測定器の改良がなされて精力的に測定が繰り返されてきたことなどにより、とりわけ数 GV 以下の rigidity 領域でのデータが多く集積されてきている。しかし数 GV 以上の高エネルギー部分における実験データには、modulation mechanism を議論するに耐えるだけのデータの積み重ねはまだない。

われわれのグループは、日本の地理的条件を利用して 10 GV 前後の高エネルギー部分の一次宇宙線の 11 年変化を観測することを目的として、気球による観測を 1966 年の 9 月と 1967 年 9 月に東京大学宇宙航空研究所の太洋村実験場において行なつた。われわれの使用した測定器は Čerenkov-scintillation counter system で、geometric factor は 1966, 7 年にそれぞれ 8.29 と 35.7 cm²·ster であつたが、機揚条件が予定より悪くなつたので統計精度は十分でなかつた。

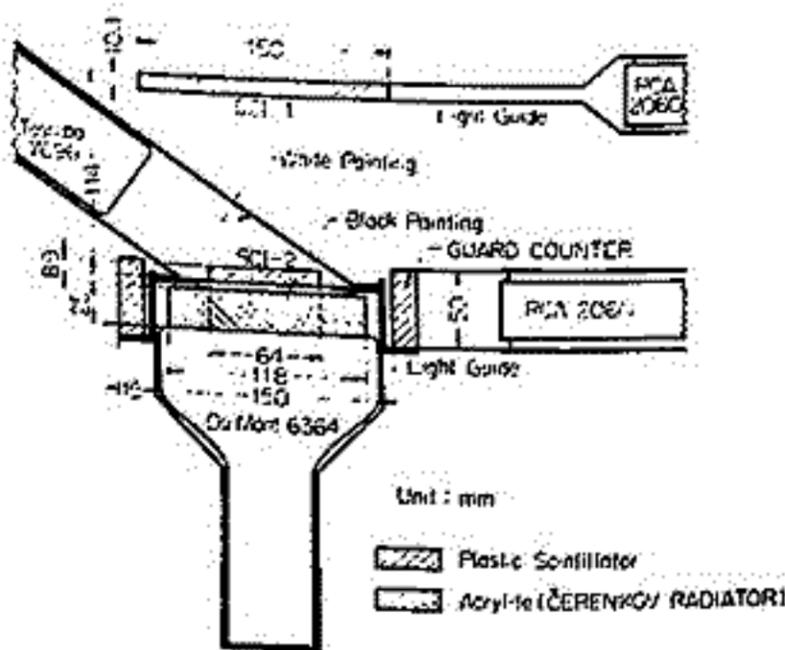
この結果一次α粒子の大気頂上での 11.5 GV 以上の積分値として

$$27.1 \pm 3.1 \text{ m}^2 \text{ ster}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} \text{ (1966年)}, \quad 23.0 \pm 1.6 \text{ m}^2 \text{ ster}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1} \text{ (1967年)}$$

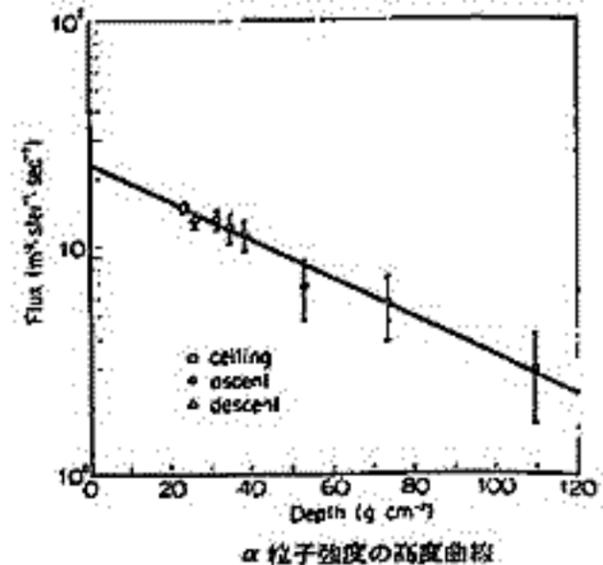
であつた。また 0.1 Mc² 以上のエネルギーを持つ splash albedo の大気頂上での値として、

$$38.1 \pm 5.6 \text{ m}^2 \text{ ster}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$$

を得た。以上の結果と地上での宇宙線中性子モニターの観測結果とを比較して議論を行なう。



SCHMATIC DRAWING OF TELESCOPE



太陽中性子の強度の上限

近藤一郎 長瀬文昭 安江洋志
名大・理

太陽フレアの際加速された陽子、ヘリウム核等の粒子が太陽大気中または光球中で核反応を起して作る二次的産物である太陽中性子を測定する目的で、一昨年に続いて行なわれた昨秋の気球実験の結果について報告する。測定器はオノ目のような構成になっており、内部の中性子検出器は直径約10cm、長さ約13cmのガラス容器に有機液体シンチレーター(NE213)を封入したものに14段の光電子増倍管が取付けられている。これを完全に被っているス組のプラスチックシンチレーターは荷電粒子を除去するためのものである。さらに有機液体シンチレーターよりの波形により粒子の種類を区別するいわゆる *pulse shape discrimination* の技術を用いて中性子とγ線とを弁別して両者を同時に測定した。

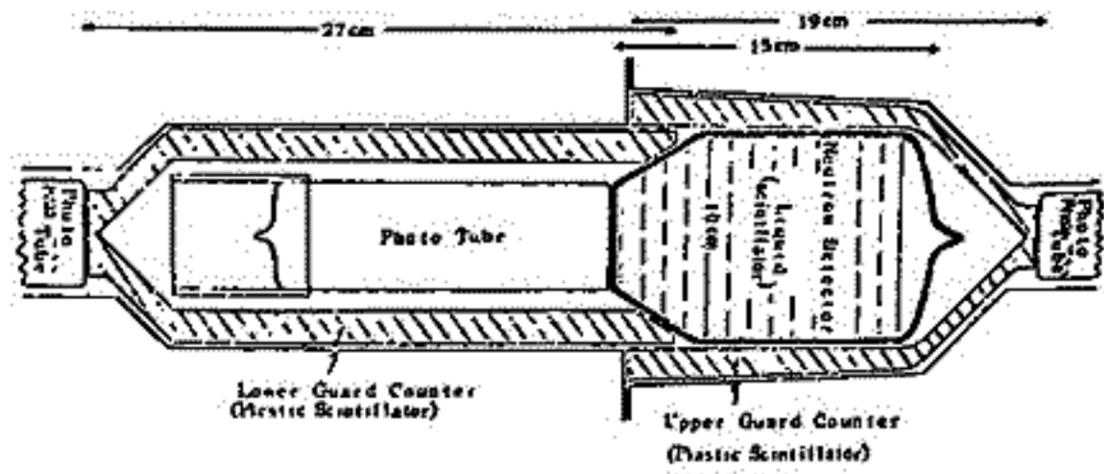
気球は1968年9月28日の午前7時40分に福島県原町市の東大宇宙航空研究所気球実験場より放球され、約1時間30分後に高度13gcm²に達しその後約7時間水平飛行を続けた。この間10時50分(J.S.T.)に importance 28の太陽フレアが起り、豊川空電研などの電波望遠鏡でもこのフレアに伴う電波バーストが観測された。

気球の飛行中測定器は正常に動作し、中性子とγ線との弁別も予定通りにできた。水平飛行中に高エネルギー中性子が測定器中で弾性散乱を起し6MeV以上の反跳陽子を出した場合の *counting rate* と20MeV以上の反跳陽子を出した場合の *counting rate* についてその時間的な変化を調べた。その結果 flare中とその他の時刻とで *counting rate* に有意な差はなかった(オノ表)。

オノ表

中性子エネルギー	(a) 静穏時平均 counts/sec	(b) フレア時平均 counts/sec	(b)-(a) counts/sec
> 6 MeV	1.081±0.012	1.123±0.024	0.024±0.026
>20 MeV	0.134±0.004	0.151±0.014	0.017±0.014

オノ図



木下肇

東京大学理学部・地球物理学教室

最近とみに岩石磁化の測定量が増加し、同時にそれらの測定精度の向上と、その結果の取捨選択に対する規準のようなものが必要になって来た。特に古地磁気学や、有史時代のそれによって過去の地球磁場の方向や強度を詳しく決めようとするとき、勿論自然残留磁化・交流消磁・熱消磁やその他の結果から測定結果に対する信頼度を定めることは言うまでもない。しかし、上述の目的に比べて現在の所唯一の信頼出来る実験であるテリエの熱実験にとっては、これらの検定方法は有利なものではない。

そこでテリエの熱実験に対する補助検定として、抗磁力・残留抗磁力及び初透磁率の温度変化（又は残留変化）を利用することが必要であろう。その為、多量の試料を短時間に処理する目的で、岩石（通常形のまま）の履歴曲線と初期磁化率の測定を目的とした振動試料型及び振動磁場型磁力計を試作した。内容は次の如きものである。

- 1). 振動試料型磁力計（磁化履歴・抗磁力・残留抗磁力）
 振動数；30 c/s, 振巾；0~5 mm 可変（固定），
 回転式磁力計電子管回路と共通で増中，絶対値の変動なし，
 位相検波回路で磁化の正逆を判定，
 磁場の安定化の為，高精度安定電源回路を接続，
 測定感度； 10^{-3} CGS emu （現在の所，室温測定のみ可）
- 2). 振動磁場型磁力計（初期磁化率）
 振動数；800 c/s, 振巾；0~1.0 Oe 可変（固定），
 L-Rブリッジの平衡互利用，狭帯域増中，
 位相検波回路で S/N 増加と自動記録化（温度変化用）
 測定感度； 10^{-4} CGS emu/cc（室温）， 10^0 以上（一定温度・室温以外）

以上現在の所，室温以外での感度は落ちるが，これは測定用コイルの熱雑音等によるもので，改良の為に温度効果の小さい導線を使用する予定にしている。

SINGLE CRYSTAL OF Fe_2TiO_4

by

Yoshikazu Ishikawa, Shoichi Sato and Yasuhiko Syono
 Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo
 Roppongi, Tokyo 106, Japan

Abstract

A single crystal of almost pure Ulvöspinel $\text{Fe}_{2.05}\text{Ti}_{0.95}\text{O}_{4.00}$ was grown by Bridgman method. Magnetic and crystal structures of the crystal were studied by both neutron diffraction and magnetization measurements.

Fe_2TiO_4 is a perfect inverse spinel with oxygen parameter of $u = 0.261$ at room temperature. Below 142°K , the crystal becomes ferrimagnetic with the spontaneous magnetization of about $0.2 \mu_B$ per molecule at 4.2°K . The sublattice magnetic moments of iron on both octahedral and tetrahedral sites were determined by neutron diffraction to be $4.2 \pm 0.2 \mu_B$ and $4.2 \pm 0.2 \mu_B$ respectively. These values suggest that the orbital moment is almost quenched in the crystal. The sublattice magnetization on the octahedral site decays with temperature faster than that on the tetrahedral site. The result is consistent with the expected from the current crystalline field theory¹⁾ The field dependences of the magnetic scattering by neutron measured in the three crystallographic directions $[100]$, $[110]$ and $[111]$ suggest, however, that the direction of the spontaneous magnetization is not parallel to the sublattice magnetization.

The crystal distorts below 115°K . The distortion is close to tetragonal with tetragonality $(c-a)/a$ of the order of magnitude 5×10^{-3} . The distortion axis was found to be changed by the external magnetic field, suggesting that the magnetostriction is the origin of the distortion. The crystal analysis at 4.2°K indicates that the average oxygen parameter does not change with the distortion.

A peculiar time effect was observed at 77°K in the hysteresis curve of the crystal. The magnetoelastic coupling between the magnetic moment and the distortion may play an important role on this phenomenon. The results obtained will be discussed in connection with the peculiarity of magnetic properties of the solid solution of $\text{Fe}_2\text{TiO}_4\text{-Fe}_3\text{O}_4$ previously reported²⁾.

1) K. Ono, L. Chandler and A. Ito, J. Phys. Soc. Japan 25 174 (1968)

2) Y. Syono, Japan. J. Geophys., 4 (No.1) 71 (1965)

小泉光恵*、久米昭一**、島田昌彦**

* 大阪大学産業科学研究所、** 大阪大学教養部地学教室

岩石や鉱物が過去に経験した温度、圧力の大きさを知ることはできようが、その成果が
 解明される自然現象は多く、またこのようにして得られた知見は、それに続く新しい問
 題を次々提起するとはになり、地球科学の発展に果た役割はきわめて大きい。このような
 意味で *geothermometer*, *geobarometer* としてどのような物を選べばよいかというについ
 て、多くの人がいろいろの角度から検討してきたことは衆知のとおりである。*geothermometer*
geobarometer のどちらにしても定量的に取り扱う場合には基準となる物指しの尺度は実験
 的に決定しなければならない。今日まで *geothermometer* が *geobarometer* に較べて、はるかに
 詳しく設定されているのは、一般に加熱実験の方が加圧実験より容易なために、岩石
 物の生成時に及ぶ温度について、我々にはかなり正確な知識を持つていたためである。こ
 れら *geothermometer* の尺度として用いられている原理は次のようなものと考えられる。①造
 岩鉱物の熱安定性：この分類の代表的なものには SiO_2 であり、 SiO_2 が $CaSiO_3$ 、 $MgSiO_3$
 $CaSiO_3$ 、リンケイ石、クリストバル石の多形の温度に対する平衡を用いる方法。②造岩鉱物
 の物理化学性質：例えば、セミアン鉱中の Zn^{2+} を Fe^{2+} が置換する量が温度に依存するこ
 とを利用して生成温度を推定する方法。③造岩鉱物の機械的性質：実例としては、セキエ
 イ中の *liquid inclusion* が加熱による膨張のために母結晶を機械的に破壊する温度から逆に
 母結晶晶出時期を推定する方法。これらの方法に対し、*geobarometer* として現在ある程度実
 際に用いられているものは上記①に対応する方法であり、鉱物生成時に作用した圧力を、幾
 つかの多形のうちのどれかを決めるものである。例を同じく SiO_2 にとれば、コ
 ーサイト、ステイショバイトの安定領域の決定がこれに相当するが、温度の場合に較べて、
 確立された実例の数は少ない。①以外の②或は③の分類に属する実例の数は更に少なく、
 これらの方法が *geobarometer* として使用されることは現在ほとんどない。深成岩や変成岩の
 P-T から過去の地球磁場の方向、大きさを求める場合にはこれらの岩石の冷却時に作用し
 た温度のみならず、圧力も考慮しなければならないことは当然であり、我々の研究グル
 ープではこの線にそって強磁性鉱物の残留磁化の方向、大きさが静水加圧によるもの
 影響をうけるかを調べてきた。この研究途上には、ある種の鉱物の持つ磁気性質のうち、
 加圧に極めて敏感なものの存在することが認められ、これが前に述べた②の場合に相当す
 る *geobarometer* になりうることを着目された。その一つの試みとしてジテツ鉱の抗磁力が
 加圧によりどのように変化するかについての基礎実験を行い、その結果が上述の目的にそ
 うかどうかについて検討した。まず実験方法として、(i)天然のジテツ鉱：500°C で数時間
anneal し、その試料を piston-cylinder 型高压装置及び tect-tube 型 bomb を用いて、1 kb、
 3 kb、10 kb の静水圧下で30分加圧した後、それぞれ B-H 測定を行つた。(ii)片岩中のジ
 テツ鉱：500°C *anneal* したものと天然に産したものの B-H 測定した。実験(i)の結果、*anneal*
 したものの抗磁力を $H_c(P=0)$ とし、加圧した後の抗磁力を $H_c(P)$ とした場合、それらの比は
 $dH_c(P)/dP = 2.00 \text{ oe/kb}$ の関係で加圧と共に直線的に増加する。一方、(ii)のジテツ
 鉱についても同様に、 $H_c(P)/H_c(P=0)$ を求めると、その値は前に得たものと
 ほぼ等しいことが判明した。

Comparison of Theory and Experimental Data

永田 武

東京大学理学部

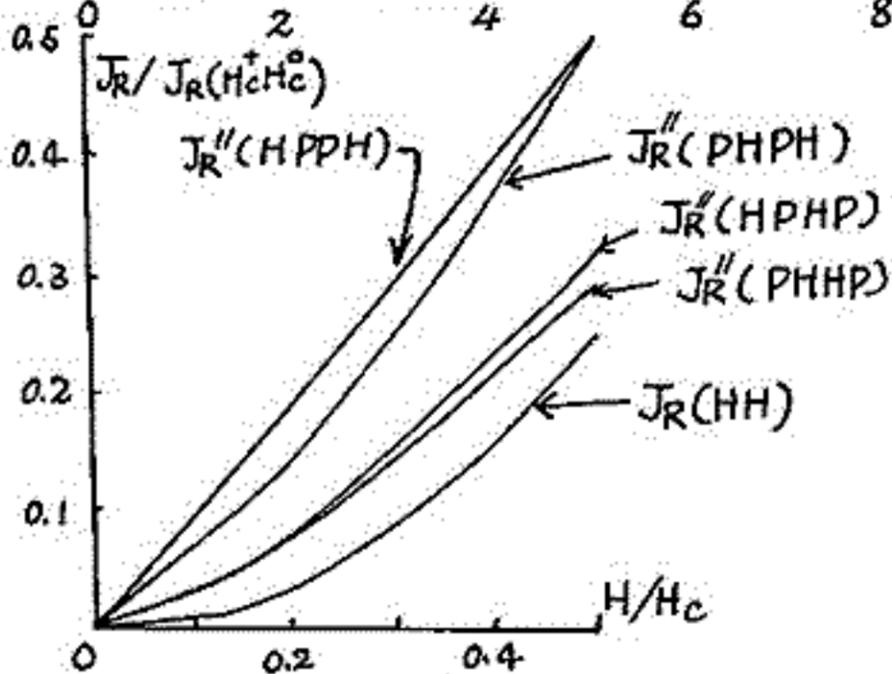
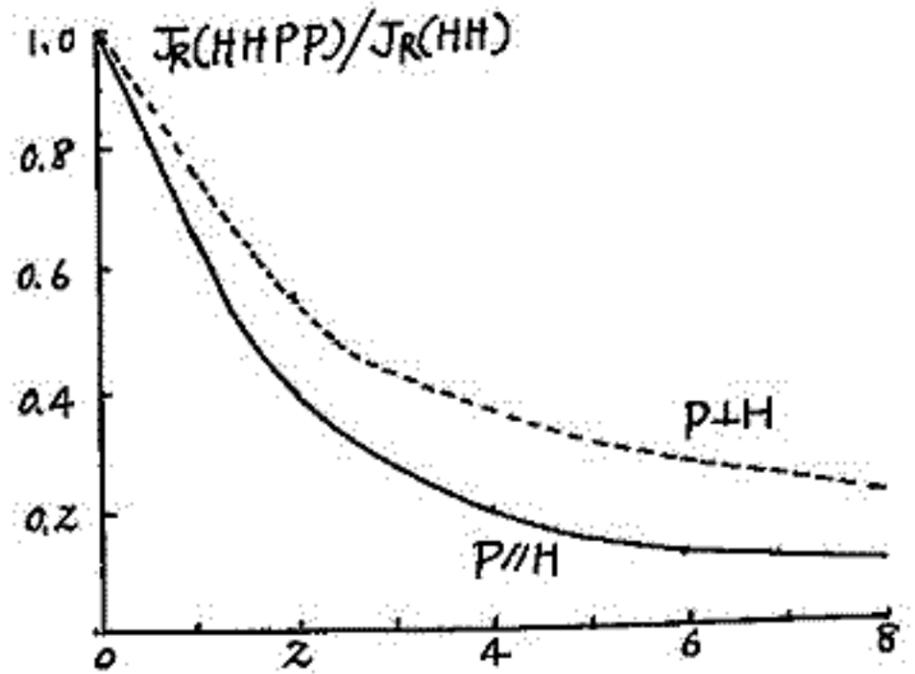
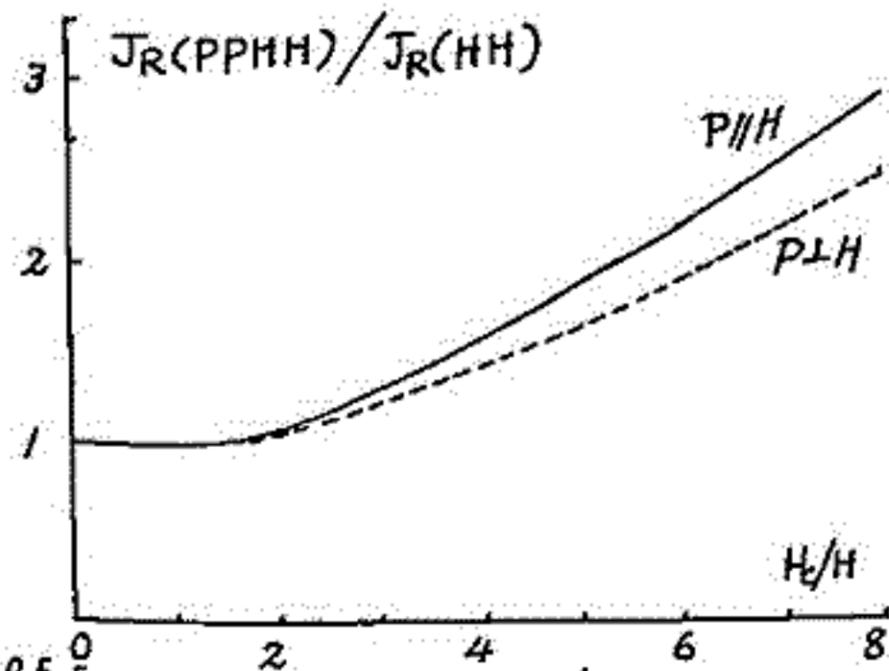
B. J. Carleton

ピッツバーグ大学理学部

岩石試料に単軸圧 P を加え (P_+) 後、除去し (P_0)。又磁場 H を加え (H_+) 後除去することによって得る残留磁化 J_R は、 P と H の加える順序と除去する順序を異にする組合せによって6通りある。即ち、 $J_R(H_+P_+H_0P_0)$, $J_R(H_+H_0P_+P_0)$, $J_R(H_+P_+P_0H_0)$, $J_R(P_+H_+P_0H_0)$, $J_R(H_+P_+H_0P_0)$ 及び $J_R(P_+H_+H_0P_0)$ である。この場合は P_0 は必ず P_+ の後に、又 H_0 は必ず H_+ の後になければならないのはいうまでもない。

岩石の残留磁化に対する上記6種類の圧力効果については、才1報、及才2報において、かなり詳しい実験結果を報告した。今回は、岩石の強磁性鉱物 α 等方磁歪を α と仮定し、又残留磁化は *Rayleigh* 磁気履歴曲線から与えられると考えて、上記6種類の残留磁化の特性を理論的に導き、実験結果と比較する。但し実験手続は弱い磁場 ($H = 1 \sim 10 \text{ Oe}$)、又弱い単軸圧 ($P = 0 \sim 120 \text{ kg/cm}^2$) であるから、自発磁化の不連続回転による残留磁化の獲得又は、損失はないと考えられるので、 90° 磁壁面の移動に関する単軸圧の影響のみを考えればよい。又、試料中における 90° 磁壁面の方向の分布は全く一様であると仮定する。

理論計算の結果、 $J_R(P_+P_0H_+H_0)$ は才1図、 $J_R(H_+H_0P_+P_0)$ は才2図、 $J_R(H_+P_+P_0H_0)$, $J_R(P_+H_+P_0H_0)$, $J_R(H_+P_+H_0P_0)$ 及び $J_R(P_+H_+H_0P_0)$ 等は才3図に示す如く理論曲線を得た。ここに $H_c = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\lambda_s}{J_s} P$, $\lambda_s =$ 等方磁歪係数、 $J_s =$ 自発磁化強度である。



これらの理論曲線は実験結果をうまく説明することが出来る。少なくとも実験結果のすべての定性的結果を説明出来る。

川井直人、広岡公夫、時枝光幸、中島正志、
 大阪大学基礎工学部

今までの intensity に関するもの以外、archaeomagnetism についての研究が行われていない東進地域で、ヨーロッパと日本の中間の経度に位置し、且つ、歴史の古い国として、セイロンを選ば、文部省科学研究費補助金（海外学術調査）を得て、昨年12月より、今年1月にかけて、archaeomagnetism のための試料採集を行った。この試料採集に際しては、セイロン考古学局の協力的な援助と協力に負うところが大きい。

セイロンでは、煉瓦や陶器を焼くために特別の窯を作ることはせず、地面に直接積んで焼いたため、日本に見られるような窯跡は存在しない。そのため、編年、炭角の両方を知らないと出来る是方位試料は、おろか3ヶ所より得ることが出来たこととまとめた。今回はこれらの是方位試料を測定した結果を報告する。

3ヶ所のうち1ヶ所は、考古学的に年代の判定がつかず、B.C. 3世紀以後の時期としか分らない。

測定結果を次に示す。

site	Age	D	I	θ_{jr}	V.P.P.
Dādīgama	1053-1086 A.D.	2.3° W	24.3°	3° 54'	84.1° N, 71.4° E
Polonnaruwa	1215 A.D.	8.3° E	17.0°	2° 03'	81.8° N, 164.7° E
Ambolantota	?	1.5° W	21.4°	2° 38'	84.8° N, 64.9° E

11世紀末か13世紀には、virtual pole position は現在より多少とセイロンに近づいていたこととなる。（現在の炭角は -4.5°）。これは川井、広岡（1967）の dipole axis の wobbling motion の仮説によく合う。

53 西暦日本の Archaeomagnetism . II.

広岡公夫, 時敏克安, 中島正志, 川井直人

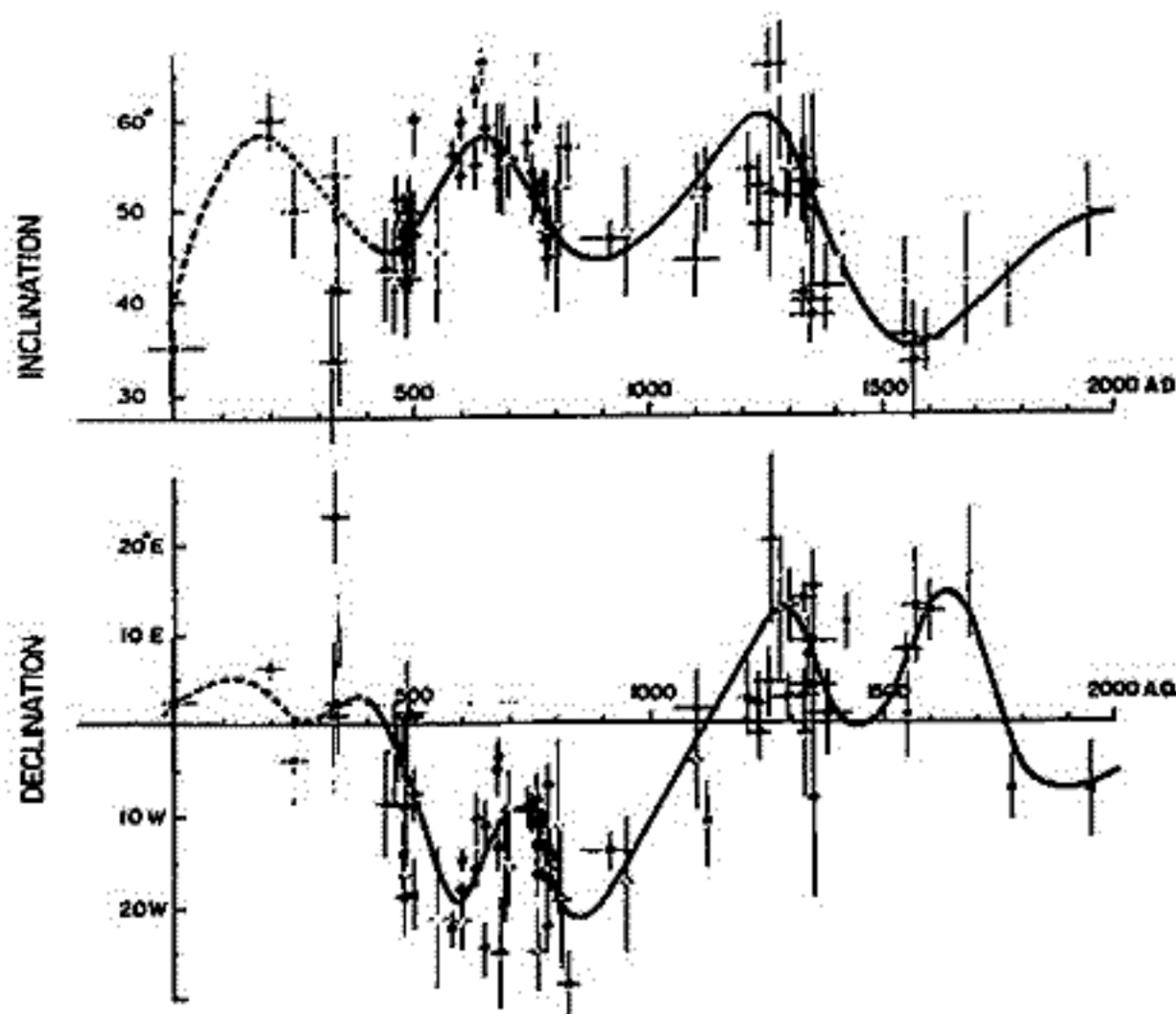
大阪大学基礎工学部

大阪府堺市河辺の陶器古窯跡群を中心に備前, 信濃, 明石等の古窯, 約70基, 若干の跡生炉跡の測定結果を報告する。

8世紀後半の時期は測定値がほらっがす, よい結果を得ている。

尚, 窯壁又は天井部は埋没中に周囲の土圧によって内側に押し込んでいる例が見られた。このため, 今回のデータは窯の床面より採取した試料, 又は, 床面の結果と磁化方向に, 差違の認められない窯壁部の試料のみを用いている。

なお, 編年の年代による変化は次回に示す。



Vaughn AGY

Institute for Telecommunication Sciences, ESSA, Boulder, Colorado

An unusually brief world-wide F-layer disturbance occurred on February 11, 1958. Except for duration, it had characteristics usually attributed to ionospheric storms.

The day-night similarity of the F-layer event (at Adak as compared with Puerto Rico, for example) rules out electromagnetic drift due to fields associated with the DS current flow as the principal mechanism. Fields induced in the F region by the changing D_{st} are unlikely cause since both development and recovery (of the F-layer effect) occur during growth of the main phase D_{st} . Simultaneity over most of the earth suggests that the event cannot be described as a "travelling ionospheric disturbance" and that gravity waves, for example, are not involved nor is large-scale lateral flow of plasma. For this disturbance, then (and by implication, for ionospheric storm), ionospheric heating is suggested as the prime cause, but the mechanism is not known.

Disturbance variations in the $N(h)$ profiles at a number of widely separated stations are shown in a motion picture produced, in part, by use of a digital computer. The motion picture presents, in a relatively unbiased way, a large amount of detailed information on this specific disturbance.

黒木 徹, 栗山 征士*, 加藤 進
京大工

磁気嵐時の下部電離層の振舞いは 主として LF, VLF 電波の伝播特性の変化から推定されている。Lauter et al (1967) は 245 kHz の電波の電界強度と送信点から 180 km の地点で受信した結果 次のような結論を出した。

- (1) SC 時には電界強度は変化しない。
- (2) 主相時には夜間の電界強度に fading が現われる (primary effect) が夜間には変化が小さい。
- (3) 強い磁気嵐の開始後 3~4 日ごろから電界強度が異常に強くなり、その状態が数日間続くことがある (after storm effect)。

Belrose et al (1968) も 200 kHz の電波の電界強度観測から同様の結論を得た。同時に 16 kHz の波の位相と電界強度にも顕著な変化が現われることを発見した。

しかし、今までに大工の観測は主として中高緯度地方に限られ、磁気嵐時の低緯度下部電離層の振舞いについてはよくわかっていなかった。

我々は 1968 年 6 月から オーストラリア北西岸より発射される VLF 標準電波 (NWC, 22.3 kHz) の位相と電界強度を連続して観測してこるが、1968 年 10 月下旬~11 月上旬と 1969 年 1 月下旬~2 月上旬の磁気嵐時に 正常日変化からのずれが現われることを見つけた。その結果を要約すると次のようになる。

- (1) SC 時及び昼間には位相電界強度共にずれは見られず。
- (2) 主相時には夜の位相にずれが現われる。このずれは電波の突効反射高が低くなる向きに起る。
- (3) after storm effect は認められず。

以上のことから 緯度の高低にかかわらず

- (1) 磁気嵐の全期間を通じて ^{VLF/VLF} 電波の全期反射高以下には顕著な変化が生じない。
- (2) SC 時の磁気圏圧縮の効果は 全期反射高付近以下には伝わりない。

という二つの結論を導くことができる。

中高緯度での主相時の位相変化は突効反射高が下がる向きに起り、これは磁気圏からの荷電粒子降下による電離増加とに説明できる。低緯度を通る伝播路と併せて我々の観測は、これは送信点の位相変化を示しておらず、これは主相時の磁気圏膨張の直接の効果は下部電離層にまで及ぼしていることを示している。これは、又はもう少し限られた高度範囲に生じる電場によるドリフトの結果と表わしていると思われる。

VLF 電波の位相変化には 反射高の高さと電子密度の変化の他に、電子密度の配分の変化も重要な役割を果たすことが理論的にわかっている。この点をももう少し詳しく吟味する必要がある。

(* : 現在は国際電気株式会社)

丸橋 克英
東大 理 地球物理

電離層に巨視的な流れが存在する場合、これを連続体として扱うことが許されるならば、流れの速度、イオン・電子密度は次の方程式で記述される。

$$\text{連続の方程式} : \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial s} (n_j v_j S) = g_j - l_j$$

$$\text{運動方程式} : m_j n_j v_j \frac{\partial v_j}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} (n_j k T) + m_j n_j g_s = R_j + n_j e_j E$$

極地域の電離層粒子の ESCAPE の問題は、電離層が H^+ , O^+ で構成されており、下層から上昇して来る H が、 $H + O^+ \rightarrow H^+ + O$ の反応で H^+ になり上部へ逃げ出すという描像でこの方程式系を解くことにより考察できる。前回の学会では O^+ の分布を予じめ与え、 H^+ の運動が温度分布によってどう変化するかについて調べたが、その際上の反応の逆反応を無視した。その結果上の方程式系は、 H^+ の運動方程式のみに帰着して、簡単に解くことができたが、これはいかにも粗雑な扱いである。

今回は、 O^+ の運動は無視するが、 n_{H^+} , n_{O^+} , v_{H^+} を未知数とした連立方程式の形でこの問題を扱う。基礎方程式は

$$\left\{ \begin{array}{ll} m_1 n_1 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} (n_1 k T) + m_1 n_1 g_s = R_1 + n_1 e E & (H^+ \text{ 運動}) \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_2 k T) + m_2 n_2 g_s = R_2 + n_2 e E & O^+ \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_e k T) = - n_e e E & \text{electron} \\ \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial s} (n_1 v_1 S) = g_1 - l_1 & (H^+ \text{ 連続}) \end{array} \right.$$

この扱いでは、 O^+ の分布は静的な拡散平衡と比較した場合 H^+ との collision による friction (R_2) の効果だけのちがいが生ずることになる。

この方程式を解く際の境界条件として i) 下層での O^+ の密度 ii) 下層での H^+ の密度 ($H + O^+ \rightleftharpoons H^+ + O$: 平衡状態) を与え、残る1つの境界条件によって、運動と密度分布がどのような変化を示すかについて調べ、それらが地球の場合、どのような状況に対応するかを検討した。

PHER の電子密度変化

佐藤輝夫, K. L. CHAN

所属, NASA AMES R. C.

INVARIANT 緯度 60° から 90° に至る極圏における地磁気擾乱時の TOPSIDE IONOSPHERE の電子密度変化を, ALDRETTE I の資料をもとにして調べた。この衛星が極地方全域の資料をとりながら約3箇月分ずつあるのを、擾乱日変化と導出したため、その擾乱日にあたる近隣の静穏日の資料を用いた。解析したものは1962年11月から1963年11月までの間、また擾乱日(24 PASS)の資料である。各 PASS ごとに地上 200 km から $10,000\text{ km}$ に至る間の擾乱時電子密度変化の百分率を算出した。このうち24例をもとにして電子密度変化が高い、INVARIANT 緯度及 MAGNETIC LOCAL TIME に依存するものが示された。又その変化の原因が、 1 keV 以下のエネルギーの電子の地球入射位置の変化と関係があることが推定された。

58 極地方電離層 1000 Km の高度に於ける電子密度異常

岸

佐藤 彦夫, L. COLIN

無所属, NASA, AMES R. C.

アリエ-エットIサテライトで観測された、極地方1000 Kmの高さに於ける電子密度異常(中緯度地方より高密度)を密度、異常増加と考へ、統計的に調べた。用いた資料は、1962年から1964年にかけてアリエ-エットIサテライトの1200 PASSES (約60,000 IONOGRAM)である。主特性は次の様である。

(1) 異常増加は連続的に廣範囲に生ずるのではなく、部分的に点在する。この増加はみかけ上三つの独立したZONEのうちのいづれか、又はその全部に同時に、現れる。三つのZONEはINVARIANT 緯度にして大体80°以上(ZONE I), 47°と48°の間(II), 44°と68°の間(III)の地域(いづれもMAGNETIC NOON 側)である。各ZONEの幅及び廣がりには季節や地磁気活動度によつて変る。

(2) 各ZONE内での電子密度の異常増加の最大発生速度は、夫々ちがつたMAGNETIC LOCAL TIMEに現れる。又各ZONEを通じて、異常増加の発生する速度は季節及び地磁気活動度によつて異なり、特にZONE I及びIIではこの傾向が顕著である。

(3) 1000 Km以下の高さでも同時に高度の異常増加のみとみられるか、F2層電子密度のピーク位置に至るまでに増加が消滅するものがある。

(4) 電子密度異常増加の場合、 f_{Es} , f_{min} の増加及び地上に於ける磁場強度の変化は右の様に見える。

以上のべた特性と最近に於ける他極の極地方地球物理現象の研究、低エネルギー荷電粒子の磁気圏内分布観測及びその粒子の地球内入射能測とをこゝして、電子密度異常増加が1 KeV以下のエネルギーの電子入射によつて生ずると推定した。

59 Topside Ionosphere の構造

上山 弘 高木秀男
東北大学理学部

ALOUETTE 1 によつて観測された topside ionosphere の data (1962年12月~1964年1月) を使つて, $50^{\circ}\sim 70^{\circ}$ latitude の topside ionosphere の構造を解析してみ、次の事がわかつた。

1. 昼側 電子の scale height は $350\sim 1000$ km の高さで約 $150\sim 400$ km ぐらいでこの高さにおける ion の主成分は O^+ であることを示す。
2. 夜側
 - イ. 高緯度と低緯度では topside ionosphere の構造が異なる。
(以下この高緯度と低緯度の境界を transient latitude と呼ぶ)
 - ロ. 高緯度での scale height は $200\sim 400$ km で高さと共に僅かずつ増加し、主イオンが O^+ であることを示す。
 - ハ. 低緯度での scale height は高さ 600 km 以下では $200\sim 400$ km であるが、 600 km 以上では急速に増加し 1000 km 以上の値を示す。これは主イオンが O^+ から H^+ への transition を 600 km 附近の高度で起していることを示す。
 - ニ. transient latitude は K_p と相関があり、 K_p が大きい時は低緯度へ移動し、 K_p が小さい時は高緯度に移る様に見える。

日中及び夜間につき、夫々適当な大気モデルに基づいて、拡散平衡にある O^+ と H^+ の理論的分布を求めると、夜側では 1000 km より低い所で O^+ から H^+ へ main ion が変わるのが普通である。従つて夜側の高緯度で scale height が小さく、 1000 km に於ても O^+ が main ion である事実は、 H^+ の outflow を考慮してのみ説明することは可能である。

適当な outflow がある場合の ion density の理論的分布と観測結果と比較して out flow の下限値が推定される。

transient latitude が平穏時には 58° 付近にあり、 K_p index の大きな時には数度低緯度に移ることは plasma pause の位置が K_p と共に内側に移動することに対応し、plasma trough と電離層からの H^+ の outflow とを関連している事を示すものと考えられる。

61 Alouette II による観測データの解析

I. $N(h)$ プロファイルから求めた上部電離層の構造

田尾一考・北條尚志

電波研究所

電波研究所鹿島支所で受信した Alouette II のトツアサイドイオノグラム解析から

NEAC 2200/500 を用いて $N(h)$ プロファイルが求められているが、1966年10月より1967年9月までの期間について計算された $N(h)$ プロファイルの解析を行なった。

高度 600 km から約 2600 km にいたるいろいろな高度における電子密度およびホールハイトの解析から、日本上空を含む低緯度から中緯度についての上部電離層の電子密度、組成についての高度分布、日変化、季節変化、緯度変化などについて報告する。

更にトツアサイドイオノグラムから得られた数多くの $N(h)$ プロファイルの中から、緯度と季節について代表的ないくつかの例を選び出し拡散平衡の理論 (Matuura and Ondoh; 1967) から求められた $N(h)$ プロファイルの理論値との比較を行ない、上部電離層の温度ならびに組成を推定した。また1967年5月から6月にかけての地磁気擾乱時における $N(h)$ プロファイルの様相についても述べる。

62 Alouette II による観測データへの解析

II. レゾナンス・スパイクから求めた上部電離層の構造

松浦 延夫・犬木 久夫
電波研

電波研鹿島支所で受信した 1966 年 10 月から 1968 年 9 月までの 2 年間のトッド・ブライド・サウニディングのデータ解析から得られた結果について報告する。

衛星位置でのプラズマ周波数は, Alouette II (perigee 502 km, apogee 2982 km, inclination 79.8, period 121.4 min.; sweep frequency range 0.20 ~ 15 MHz) のブライド・プログラムの特性的なレゾナンス・スパイク周波数から求めた。鹿島から受信される領域での種々の衛星位置でのプラズマ周波数から上部電離層構造を, 高度 (500 ~ 3000 km) および地磁気緯度 (20°S ~ 70°N) に対する電子密度分布の形で求めた。

観測から得られている電子密度の高度分布と理論計算から得られたものを比較して, 両者の一致するような上部電離層モデルを求めた。理論的な電子密度分布を求めるときは次に述べるような数々のパラメーターを与える必要があり, 観測との比較によってこれらのパラメーターを数値的に決めた。

理論モデルを求めるとは, 中性大気の Exobase (高度 600 km とする) での温度 T_{∞} を与えることにより高度 120 ~ 600 km での密度分布が求まるが, その中 600 km での H, O の密度から $[H^+]/[O^+] = 9[H]/8[O]$ の関係により, $[H^+]/[O^+]$ を得る。また, 高度 600 km での He⁺ の相対密度を $X(He^+)$ とする。更に, 高度 600 km 以上の上部電離層は拡散平衡の状態にあるものとし, 高度 600 km でのプラズマ温度 $T_p = \frac{1}{2}(T_i + T_e)$ およびプラズマ温度勾配 $dT_p/dz = 0 \sim 0.5^\circ K/km$ を考慮することによって電子密度分布を求めた。

観測と理論の電子密度分布を合致させるようなパラメーター, T_{∞} , $X(He^+)$, T_p , dT_p/dz が得られたが, このうち $X(He^+)$ および dT_p/dz が電子密度分布に及ぼす効果は T_{∞} および T_p の効果程著しくないので, $X(He^+)$, dT_p/dz の値は明確には決まらない。 T_{∞} および T_p は緯度から緯度に向って, 夫々, 約 1000°K から 1500°K, および約 1000°K から 2500°K の変化をしており, この T_p の緯度変化は Explorer 22 の T_e の変化と類似したものである。

Invariant latitude > 60° での電子密度は特に冬季に低く, 太陽によるコントロールを受けていると思われる。

63 Alouette II に よる 観測 データ の 解析

III. トップワイド・アイノグラム と み ら れ る フォトン・サイクロトロン・エコー

松浦 延夫 ・ 西崎 良 ・ 永山 幹 敬
電 波 研

鹿島で受信してゐる Alouette II のアイノグラムに、しばしば特殊なエコーがあることを見出したのでその結果について報告する。

エコーの見掛けの浮き (d') は周波数帯列に対して殆んど一定であり、エコーのパルス中は送信パルスの中と同じ程度である。エコー出現の周波数範囲は主に f_{NS} (衛星位置でのプラズマ周波数) と f_{NS} (衛星位置での電子のサイクロトロン周波数) の間であるが、 f_{NS} 以下にも見られることがある。 f_{NS} より高い周波数範囲では殆んどみられない。また、このエコーはしばしば多重エコーを伴つてあり、最高多重エコーがみられる。

このエコーはついでに特徴ある特徴は、パルス送信からエコーの受信までの時間 τ 、即ち $\tau = 2d'/c$ (d' は一次エコーの見掛けの浮き、 c は光速) は衛星位置でのフォトン・サイクロトロン運動の周期 τ_{pg} 、即ち $\tau_{pg} = (m_p/m_e)/f_{NS}$ (m_p, m_e はプロトンおよび電子の質量)、に正確に等しいという点である。このことから、このエコーを“フォトン・サイクロトロン・エコー”と呼ぶことにする。

電子のレゾナンス・スパイクに重畳したフォトン・サイクロトロン現象が King 等 (1967) にあつて報告されてあり、そのような現象を“Spur”と呼んでゐるが、ここで述べたフォトン・サイクロトロン・エコーと Spur とは幾つもの異なる点がある。フォトン・サイクロトロン・エコーはむしろレゾナンス・スパイクが存在しない周波数範囲で現れるエコーとして現われ、また spur と異なるスピンの偏極 (各分極場とアンテナの向きの間接と関係がある) に余り依存しない。

フォトン・サイクロトロン・エコーは高緯度より赤道付近に多く現れており、このことは上新電離層で低緯度地方にフォトン・サイクロトロン現象が盛んであることを示すものと思われる。

64 Alouette II による観測データの解析

IV ヘクト・デカメートル波帯太陽電波観測

羽倉幸雄・西崎良・田尾一彦

電波研究所

ヘクト・デカメートル波帯の太陽電波は電離層による遮蔽のため地上観測はできない。電波研究所では1966年以降、人工衛星 Alouette II のトツアサイドサウンディング受信機の AGC 電圧を記録することにより 0.2 ~ 6 MHz の宇宙雑音を観測してきた。すでにえられた多数の観測から宇宙雑音の周波数スペクトルが求められ、これをベースとして太陽電波アウトバーストのダイナミックスペクトルをうる。今回は受信設備、すでに得られたアウトバーストの一例を紹介し、IASY における観測計画について述べる。

65 Pleistocene 及び Pliocene の地球磁場の強度についての考察

河野 長
東大・理

私達はこれまで、特に Pleistocene 及び Pliocene に連続的に噴出した溶岩を試料として、これらの岩石が生成した当時の地球磁場の強度変化の様子を調べてきた。今回とりあげるのは、箱根百期外輪山に属する長尾峠の 28 枚の連続溶岩で、現在までのところこのうち 9 枚について paleointensity を決定することおできた。これらの磁場強度はいずれも現在とくらべてかなり大きな値を示す (F/F_0 が 1.30~4.00, VDM 強度では $11.5 \sim 41.5 \times 10^{25} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^3$)。最近多数報告されている sea floor spreading による海上磁気異常の解釈において、中心部の有効磁化率を周囲の 2 倍程度にしなければならぬことが世界的に認められている。これは岩石の磁気的性質の差や磁化の decay などによって説明することは困難であり、磁場強度の変化によって説明するのが妥当と思われるが、箱根の試料はこの可能性をほゞ示したもののとして注目される。

最近 paleointensity のデータが急速に増加しているので、これらの review と統計処理によって過去の地球磁場の変動を特に Pleistocene 及び Pliocene の時期について論ずる。

および K-Ar 年代

青木 量・質勢 義久・木下 肇
(東京・理)

上州武尊(群馬県)西俣梁の *Dacite* の古地磁気については、前回の講演会の際、北関東燔岩の中で簡単に述べたが、今回 K-Ar 法による年代が測定されたので、岩石磁気の若干の連続性を含めて、古地磁場強度について考察した。

用いた Sample は 50m 程離れた 2ヶ所より採取したもので、いずれも逆帯磁しており、その他の magnetic な性質もほとんど同じである。Thellier 法による古地磁場強度も同じで、同時噴出物であることには、ほぼ間違いはない。古地磁場強度については 0.17 Oe という低い値が得られ、また K-Ar 法による年代も 1.9 ± 0.1 m.y. B.P. を示しているが、低い磁場強度が Polarity の Transition と相違しているのがわかりやすい。

Sample は熱残留磁化、熱消磁、交流消磁に対しては、自己交換の可能性は示さず、また安定性も一応よい。熱実験に際しても、 $J_s - T$ curve はほとんど reversible で、この点については、変更は起きなかったと考えられる。

以上により、本 Data は Matuyama 期の Olduvai の時代の古地磁気区表れを示すものとして利用できよう。

67 岩手県土畑鉾山付近の岩石の磁気について

乗富一雄 鈴木正明
秋田大学鉾山学部鉾山地質学教室

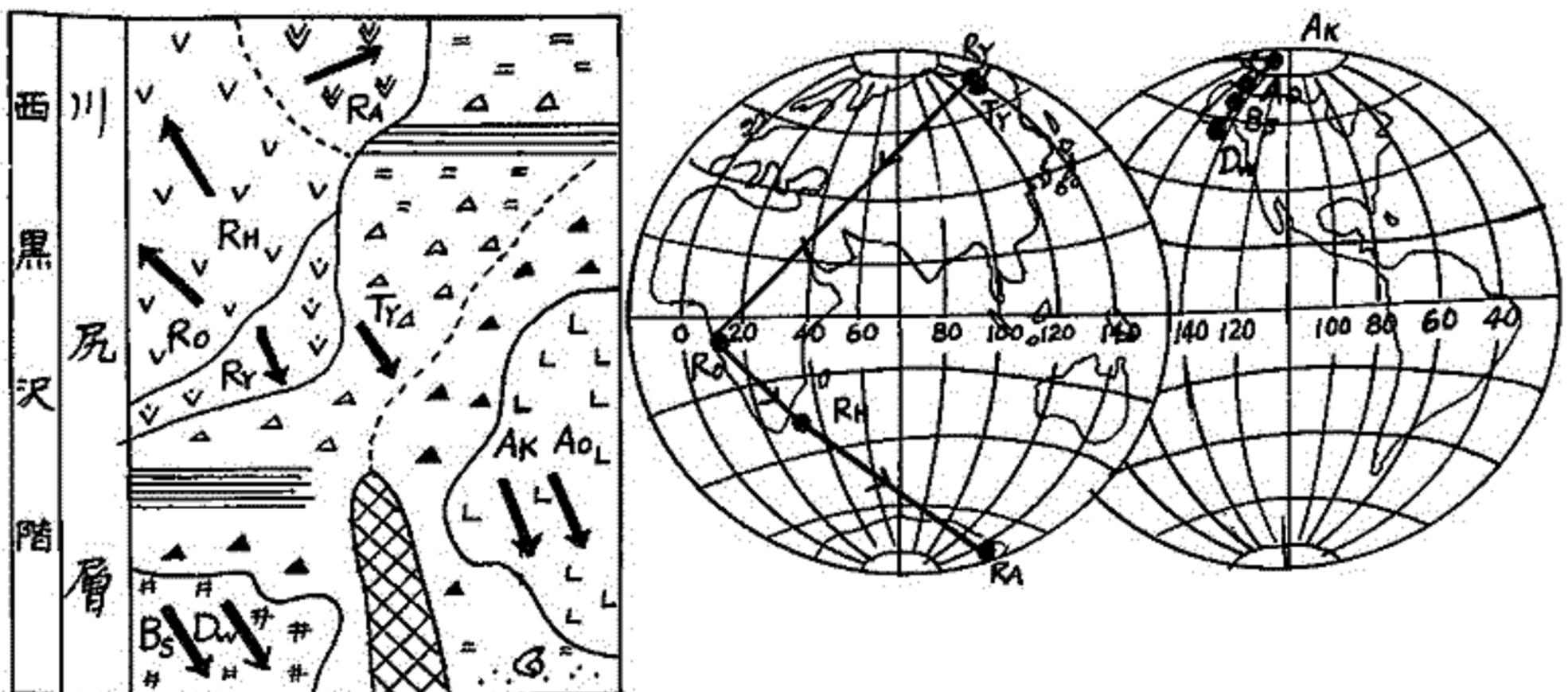
背稜山脈中に位置する土畑鉾山の坑内および周辺の火成岩を採集しNRMを測定した。採集した試料を大別すると次の通りである。

- 玄武岩類： 白土沢玄武岩 (番号Bsとす。以下同義)
 鷲の巣川粗粒玄武岩 (Dw)
 安山岩類： 大野山安山岩 (Ao), 甲子安山岩 (Ak), 湯川流紋岩 (Ry),
 川尻層凝灰岩礫岩 (Ty), 畑平流紋岩 (Rh), アイピラ流紋岩 (Ra),
 新沢流紋岩 (Ro).

これらの岩体のNRMの偏角および伏角の平均値を次に示す。

岩体	Bs	Dw	Ao	Ak	Ry	Ty	Rh	Ra	Ro
偏角	N32°E	N47°E	N5°E	N5°E	N2°E	N20°E	S72°W	S4°E	N72°W
伏角	+65°	+59°	+73°	+64°	+68°	+61°	-49°	-36°	-50°

これら火成岩の生成時期は新第三系の西黒沢階に属し、殆んど同時代のものと考えられているが、地質学的に序列をつければ、古い方から、Bs ≈ Dw, Ao ≈ Ak, Ry ≈ Ty, Rh ≈ Ro, Ra の順となることが明らかにされている。(ここに ≈ は同時代と見做されることを表わす。) すると西黒沢階の初期のものは正帯磁であるが、後期になつて逆帯磁を示していることも意味する。同様な現象は秋田県北部地帯の火成岩についても見受けられたことであり、西黒沢階の後期において逆帯磁を示すという事実が異なつた地帯において確かめられた事になる。地質模式断面図と帯磁の方向、および上記データによるVirtual Poleの移動を下に示す。



日本列島変成帯の Geochronology

上野直子・小嶋 稔
(東大理)

領家変成帯では、設楽地方の黒雲母片岩と高遠地方の粘板岩、片麻岩について分析した結果、黒雲母片岩については、雲母-全岩による Rb-Sr isochron 年代も、黒雲母の K-Ar 年代も共に、68 m.y. を示したのに対し、高遠地方の変成岩は、天龍川の西側の粘板岩は、全岩が 150 m.y., 全岩-黒雲母が、60 m.y. の isochron をつくり、東側では、粘板岩と片麻岩の全岩が、70 m.y., 全岩-黒雲母が 60 m.y. の isochron をついている。設楽地方の花崗岩は、すべて 70 m.y. 程度の年代が得られた。以上の結果から、中部領家帯では、150 m.y. 前後に、広域変成作用が起り、その後 70 m.y. 前後に大規模な花崗岩の貫入があり、ほとんどの変成岩は、この花崗岩の貫入の際、再変成されてしまったと考えられる。

阿武隈変成帯は領家変成帯と同じ、低圧・高温型の変成作用を受け、その時期も、領家変成帯と同じであるとされ、花崗岩も従来、新・旧に区別されて来た。新期とされた花崗岩から、上遠野岩体の花崗閃緑岩、田人・宮本・鮫川・石川の各岩体から古期とされている花崗閃緑岩、高床中大却から黒雲母片岩を採取し、分析した。その結果、Rb-Sr 法による黒雲母-全岩 isochron では 150 m.y. から 90 m.y. まで全体として、西側は古く、東側は比較的新しい年代を示し、K-Ar 法による全岩の年代は 110 m.y. から 70 m.y. まで一般に東側が古く、西側が新しい年代を示す。しかし西側に Rb-Sr 年代の新しいものもあり、東側に古いものもある。黒雲母片岩は Rb-Sr, K-Ar 法ともに 100 m.y. 前後であった。地質学の見地から、花崗岩の貫入する前に、広域変成作用があったとされており、阿武隈高原でも、広域変成作用にひきつらき、花崗岩の活動が、全体としては西側に古いものが多い。東側に新しいものが多いが、全域にわたって、70 m.y. 前後まで起り、古い花崗岩は新しい花崗岩の貫入により、熱の影響を受け、若い K-Ar 年代をもつようになったと考えられる。また、広域変成作用で出来た変成岩も、広大な花崗岩の貫入に伴い、接触変成作用を受け、花崗岩と同世代を示すようになった。Rb-Sr 法で 150 m.y. から 90 m.y. まで連続した年代が得られたことから、新と旧の2組に花崗岩を区別するのは適当でないと思われる。

飛騨山地では、船津花崗岩、高清水千枚岩及び天生地方の花崗岩と変成岩について、Rb-Sr 法による分析を行った。その結果、飛騨山地には、少なくとも3回の変成作用が区別される。天生の花崗閃緑岩に示される 300 m.y. 位前、2回目は、船津花崗岩、天生片麻岩高清水千枚岩によって示される 180 m.y. を中心に 200~150 m.y. 前に起り、最後に、天生のアタメロ岩に示されるように、領家花崗岩の活動と同時期に変成作用があったと思われる。

領家・阿武隈・飛騨変成帯の花崗岩類についての Sr^{87}/Sr^{86} 初期値は、明らかに、周囲の岩石から出来たことが見られる天生アタメロ岩以外は、すべて 0.706 附近で、朝鮮半島で見られる 10 億年の Rb-Sr 年代をもつ花崗岩類の Sr^{87}/Sr^{86} 比が現在 0.78 になっていることを考えると、日本の花崗岩は、このような古い花崗岩が再び、花崗岩になったものではなく、各々の変成作用ごとに新しく生みだされたものと思われる。

日本列島中央部では、以上のよう、古生代の中頃には飛騨山地に、すでに変成作用が起り、次に 200 m.y. 前後から、飛騨山地に花崗岩の貫入と変成作用が起った。この変成作用は太平洋側にのびて、領家・阿武隈に広域変成作用を起し、ついで花崗岩活動が盛んになった。阿武隈高平では 150 m.y. 前から 70 m.y. 前まで、ほぼ 1 億年にわたる花崗岩活動の年代が保存されているが、中部領家帯では、ほとんど 60 m.y. から 70 m.y. を示す。その時生じた、巨大な花崗岩は古い花崗岩が、再変成されたのではなく、新に生産されたものである。

69 日本列島の形成の過程

川井 直人、広岡 公夫、中島 正志

大阪大学 基礎工学部

中生代後半～才三紀前半に日本列島は、フネツクマクマクのお天うで折れまがり、現在の形状の形成したと説か川井、伊藤、久本(1961)によって、発表された。その後、河野、植田や柴田等によって、東北日本の花崗岩のK-Ar法による絶対年代の測定の研究が進められ、北上山地は100～120 m.y.、所沢巖山地は90～100 m.y.の年代と示された。

この結果、岩石磁化方向の年代による変化を調べると、詳細な折れ曲りの過程を知ることが出来るようになった。

東北日本の花崗岩の古地磁気的研究は、上記の川井等の他に、加藤、堂井(1965)があるが、今回は以工のテーパーと最近、筆者等が新たに行った測定の結果を発表する。方位角に関しては、年代による変化は顕著なものは認められず、強いていえば、100 m.y.頃、一番深く60°から110°となり、それより古い時代は新しい時代と50°から110°の方位をとった。方位角に関しては、年代による変化は明らかであり、古いものは大きく西偏して110°、120 m.y.頃はN 60°Wに近く、110 m.y.頃はN 35°W、90 m.y.以後は東偏する。これに對して、西南日本の白亜紀の岩石には、このように大きく西偏したものはなく、多くなじみか、N 30°Eから110°の方位と折った。このことは、西南日本は比較的動かない(回転せず)東北日本が反時計回り回転し、徐々に回転したことを示す。もし、一緒に回転したとすると、その速度は、2.9°/m.y.と示すか、回転速度は遅い時と速い時があったようである。

兼岡 一郎・小嶋 稔
東大理学部地球物理学教室

最近大洋底岩石の放射年代の測定が盛んに行われてきているが、海山の起源等の問題の重要性の比して、まだ不足のデータが数少ない。

我々は、今までの Scripps 海洋研究所、東大海洋研究所より入手した試料について、その K-Ar 年代を求めてきている。今回は、昨夏東大海洋研究所小嶋教授より、Shatohy Rise 及び樺古海山から採られた試料について K-Ar 年代の結果を報告する。

結果を表の通りであるが、全般的に試料の放射能が低く、これは岩石の噴出後の minimum age と考えらるべきである。特に Shatohy Rise の試料については、顕微鏡観察により変質の痕跡が見られる年代が若くならず、これらの試料は同一年代の海山中の噴出物として、その年代は 50 m.y. 以内と考えるのが妥当である。

樺古海山の試料については、同様のトロンチウム含有率の岩石中の表面の腐食した堆積物も含まれていることから、これらの岩石は火山帯のこの地点に運ばれた可能性があり、本下しに樺古海山付近の岩石と一致しない。特に 9-8, #16 は、two-pyroxene andesite であり、変質度は basalt 9-8, #6 の試料と全く異なる年代の岩石と一致しない。その地点の試料と異なる可能性が多い。

又、地質調査所の一色直記氏より採取された硫黄島元山東海岸の alumin-angite-trachyandesite 及び東海大佐藤隆七氏より採取された、一色直記氏より提供を受けた小笠原母島北港付近の two-pyroxene andesite について K-Ar 年代を求めた結果は、表の通りである。一色直記氏の試料については、地質学上の Eocene と相違しているものがある。その相違を一致する。硫黄島の試料については、非常に若い年代であったことが明らかで、地質学上の相違は約 0.1 m.y. 以下の年代であることが予想される。

表

Locality	Sample No.	depth (cm)	$(^{40}\text{Ar})^e$ (mole/g)	$(^{40}\text{Ar})^{40}\text{K}$ (%)	K (%)	$(^{40}\text{Ar})^{40}\text{K}$	Age $\times 10^6$ yrs
Shatohy Rise 37°07'N 162°39'E	16-2, #13	2400 -2900	2.118×10^{-10}	57.4	2.04 ± 0.04	3.415×10^{-3}	57.5
	16-2, #10	"	1.879	51.6	1.96 ± 0.05	3.154	53.0
	16-2, #22	"	1.813	61.3	2.19 ± 0.01	2.723	45.9
樺古海山 44°33'N 170°17'E	9-8, #6	1195 -1232	1.095	42.0	1.46 ± 0.03	2.467	41.8
	9-8, #16	"	0.2501	47.5	0.673 ± 0.003	1.257	21.2
	9-9, #12	1275 -1290	0.6875	38.8	0.945 ± 0.001	2.393	41.4
小笠原 母島北港	NIG902/002	—	1.147×10^{-10}	48.2	1.63 ± 0.01	2.315×10^{-3}	39.3
			1.233	53.6		2.487	41.4
硫黄島元山東海岸	NIG101/2304	—	1.693×10^{-10}	98.3	2.61 ± 0.01	1.524×10^{-6}	0.83

$\lambda = 5.305 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$, $R = 0.124$, $^{40}\text{K}/\text{K} = 1.19 \times 10^{-4} \text{ mole/mole}$

71 日本周辺の海洋の地磁気全磁力異常の特性

伊勢崎修弘・上田誠也(地震研究所), 安井正(舞鶴海洋気象台)

日本周辺の海上で、プロトン磁力計、ルビジウム磁力計によって測定された地磁気全磁力を、カードにパンチし、航海毎に整理した。

日本海、オホーーツカ海は安井等により、太平洋は上田、反田等により測定がなされた。これに若干の筆者の測定と、米国との交換によるデータとを加えて、5分~15分おきの約10万個のデータを選択した。

Cain等によって得られたGSC(12/66) model を reference field に選択し、異常を求めた。それによると、日本海、オホーーツカ海の異常分布は、海底地形との対応が良い。正の異常は地形の高まり、特に(海盆へ移行する斜面に)対応し+100 γ 程度の振幅を卓越している。全体的には、-200 γ 程度の負の異常が優勢である。帯状分布を示す異常は少なく、緩慢な変化が特徴である。水深が小さいにも関わらず、異常振幅はほど大きくないのが特徴である。

北西太平洋の異常は帯状分布を示し、東太平洋海嶺の帯状異常が、北東太平洋の Great Magnetic Bight を通って東西方向に、東経170度の天皇海山まで連続し、天皇海山を越えると、方向を少し千島島弧に平行する様に変え、日本海溝まで続いている。天皇海山により、異常分布は乱さ小であるが、天皇海山の東側と西側の異常は異なると考えられる。従って海洋底拡大説に従うと、北太平洋の地磁気異常を伴った時の海底の向きは、島弧側から海洋側への方向であることが示される。帯状異常を示す海域の水深は、5000 - 6000 mであり、日本海、オホーーツカ海よりも深いにも関わらず、異常振幅は300 - 500 γ であり、非常に大きいのが特徴である。

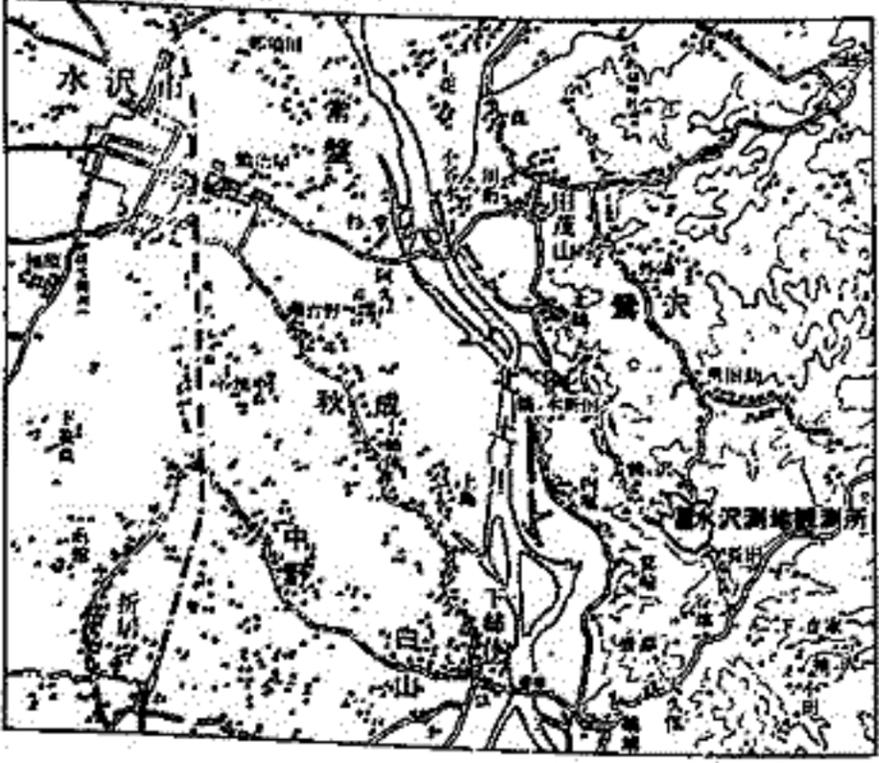
72 水沢測地観測所における地磁気観測

のデジタル化について

田島 穂, 瀬戸 友夫
建設省国土地理院

昭和43年3月、水沢市黒石町熊ヶ沢に建設省国土地理院の測地観測所が新設された。これは千葉県鹿野山の測地観測所における地磁気観測業務の一部に房西線直流通電化による支障が生じたためである。水沢測地観測所は水沢市の東方（東北線沿線より5km）にある市の採集地1万5000坪を購入し（第1図参照）総額5000万円あまりで建設した。観測所構内配置は第2図に示した通り、南から正門を入ると事務室兼記録計室があり、さらに構内道路を北に向くと、絶対観測室、変化計室、リレー室、プロトン(H)磁力計室、プロトン(F)用ブロック、方位標が配置された。絶対観測室ではGS I型一等磁気儀により傾角と偏角を測り、オート記録方式のプロトン磁力計で全磁力を測っている。地磁気変化の記録方式については、少数の取量（現在は3名）でも維持運営できるように多少の工夫をこらした。まず変化計室（半地下方式）内の直視型変化計（サスペンション2マグネットタイプ）とラックスタート型変化計の2種の記録を事務室内の記録計室内でアナログ方式でとり、プロトン磁力計によるFとHの1分間ごと（又は36秒ごと）の測定値を同じ記録計室内でデジタル化して1枚を印字している。さらに偏角用直視変化計の出力もA-D変換しF・Hと共に1分間隔で印字する。プリンターはさらにF・H・Dの1時間の総算値も印字する様にしてあるため、毎時の三成分の平均値が簡単に得られる。また従来の印画紙記録方式を止め、長期記録方式にしたことと合計する組の独立した記録を行っていること、年間白黒写真の数が多少あってもデータの欠測は避けられる。今回はこれらの観測装置の紹介と、現在までの記録が得られた磁気成分の変化の異動（A）の様子について報告する。

構内配置図

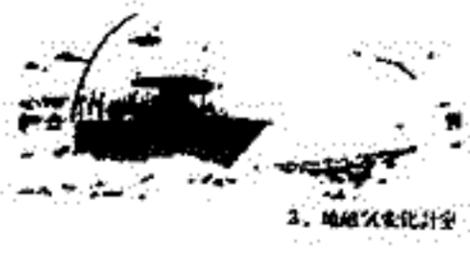


第1図



- ① 正門
 - ② 事務室兼記録計室
 - ③ ホンツ小棟
 - ④ 地磁気絶対観測室
 - ⑤ 地磁気変化計室
 - ⑥ リレー室
 - ⑦ プロトン(H)磁力計室
 - ⑧ プロトン(F)用ブロック
 - ⑨ 方位標
- 総面積 52,349m²

第2図



2. 地磁気変化計



1. 地磁気絶対観測室



7. プロトン(H)磁力計

73 阿蘇山の航空磁気測量に關して

井内 登, 水野 浩雄
(国土地理院)

国土地理院が本年行つた航空磁気測量に關して、阿蘇上空では、ごく稀にコース間隔を5kmとして測点密度を他より高しめた。この成果を用いて、Vacquierの方法により、阿蘇山体のmagnetizationの決定を試みた。若干の考慮の結果では、阿蘇附近のtotal forceのanomalyは一見標準的にみえながら、阿蘇山体中央部での單一のmagnetizationを仮定しただけでは、それ外にまく決定できぬことが判つた。そこで、外輪山と中央部はそれぞれ別のmagnetizationを仮定すゝ等して、阿蘇の構造との対比を試みた。

74 地球磁場の移動性部分と停滞性部分

行武 毅

東京大学地震研究所

1. 地球磁場非双極子部分の永年変化

地球磁場の球函数展開係数を用いて、17世紀にさかのぼって地球磁場の時間変化を調べた。従来は、非双極子磁場全体が一様に西方移動すると考えられてきたが、過去3~400年の磁場変化を調べてみると、かなりの部分が同一場所に停滞しているのが明らかになった。

2. 地球磁場経年変化の西方移動

地球磁場の経年変化も、前と同じ方法で過去300年にわたって調べると、時間的に変化しながら、全体が西に移動していることがわかる。このことより非双極子磁場中移動性部分は、局地的な現象ではなく、全世界的に広がりをもちと推定される。

今仮に停滞性磁場が、全く時間変化をしないとする。観測される地球磁場の経年変化は、移動性磁場の移動による効果と、振幅の時間変化によることになる。経年変化の運動が移動性磁場の動きをもつともよく表すとして、経年変化の移動速度を求めた。

まず(1)全体が一様な速度で自転軸のまわりを回転しているとする。0.30°/yearという速度が得られる。次に(2)磁気ポテンシャルを緯度圏に沿うフーリエ級数に展開し各波数毎に移動速度を求めると $m=2$, $m=3$ については、ほとんど緯度による変化が認められず、それぞれ 0.34°/year, 0.27°/year となる。しかし $m=1$ については、赤道で東向きに 0.14°/year の速度が得られる。また(3)経年変化の球函数展開項のそれぞれが固有の速度で移動するとしてその速度をも計算した。いずれも 0.2 ~ 0.3°/year の速度を有するが、注目すべきは $m=3$, $m=1$ について東向きの速度が得られたことである。これは(2)の方法によって赤道地方で $m=1$ に対して東向きの速度が得られたことに対応する。

3. 移動性磁場と停滞性磁場の分離

磁気ポテンシャルの各項 (g_n^m, h_n^m) が、停滞性部分 (F_n^m) と、移動性部分 (K_n^m) とからなるとして、

$$g_n^m(t) = F_n^m \cos \vartheta_n^m + K_n^m \cos m \nu_n^m (t - \tau_n^m)$$

$$-h_n^m(t) = F_n^m \sin \vartheta_n^m + K_n^m \sin m \nu_n^m (t - \tau_n^m)$$

とおき、さきに得られた移動速度を用いて、移動性部分と、停滞性部分の分離を実施した。移動性磁場は球函数の依次の項で構成され、比較的単純な分布をしている。これに比べると、停滞性磁場は複雑な分布になる。

ここで分離された2種類の磁場を重ね合わせることによって、過去数世紀にわたる地球磁場の変化を、充分よく近似できることが確かめられた。蒙古地方の磁気異常の年間50%におよぶ急速な成長も、2種類の磁場の単純な重ね合せで説明できることがわかった。移動性磁場と停滞性磁場との間に、相互作用が認められないのは注目すべきことで、両者の発生機構が異なるためではないかと考えられる。

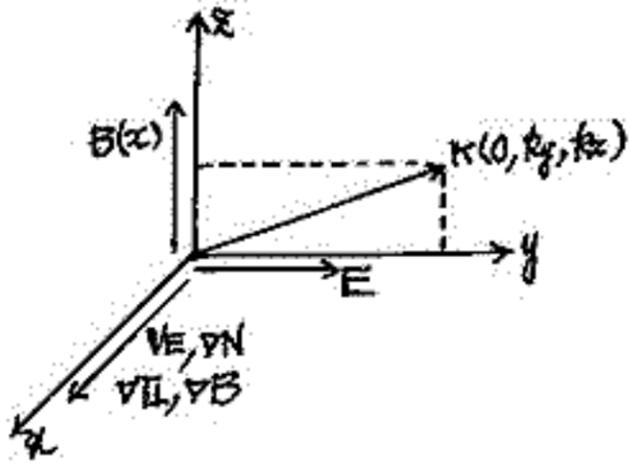
75 磁気圏尾プラズマ・シートの運動に伴う Loss-Cone 不安定性

南部 充宏, 玉尾 政

東大理

従来、磁気圏尾、磁気鏡、オーロラ粒子の素に與して多くのモデルがあるが、それらは巨視的か単一粒子像が静的であるため不十分であり従来より更に微視的、動的な追求が必要である。前回には極域現象に関連して Tail-Plasma-Sheet の地球方向への Compression Flow に伴って発生する素過程を解明する為、プラズマ・パラメーター (B, U, N) に全て空間的非一様性がある場合に一樣な巨視的な電場が作用した場合のプラズマ波動の一般論を

左図の如くのモデルを用いて計算し、かなり複雑な誘電率テンソル $\epsilon_{\alpha\beta}$ を求めその Limiting Case 1. ($\omega \ll \Omega_i, k_{\perp} r_{Di} \ll 1$) として Compression Flow があるに於ける従来の Mirror 型, Fire-Hose 型の他に不安定になり得る事を示し、cold, hot の各場合について成長率を求め、hot の場合でもプラズマ・シートが速く動くと考えられる領域の中いかに Landau 減衰を克服してプラズマ波が成長する事が可能である事を明らかにした。又このメカニズムは弱い Shock Wave の一原因とも思われる。



今回は前回の一般論に含まれていた Loss-Cone 分布に注目して Limiting Case 2. ($\Omega_i \leq \omega \ll \Omega_e, k_{\perp} r_{De} \ll 1, k_{\perp} r_{Di} \gg 1$) として現実にプラズマ・シートがどこまで侵入したら不安定波動が発生するかを推える為 Loss-Cone 不安定性の Marginal State を求めた。

一般論から無擾動の分布函数 f_{0j} , 速度空間異方性を指定するパラメーター α として

$$f_{0j} = N_j \left(\frac{m_j}{2\pi T_{j\perp}} \right)^{1/2} \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)} \left(\frac{m_j}{2T_{j\parallel}} \right)^{\alpha} v_{\parallel}^{2\alpha} \exp\left\{ -\frac{m_j v_{\parallel}^2}{2T_{j\parallel}} \right\} \exp\left\{ -\frac{m_j v_{\perp}^2}{2T_{j\perp}} \right\}$$

$$\alpha_s = \frac{B(L=L_s)}{B(L=L_0)} (1 + \alpha_{10}) - 1$$

ここで静電的近似 ($k \cdot \epsilon \cdot k = 0$) を仮定し、 $T_{\perp j} = T_{\parallel j} = 1 \text{ keV}$, $N_j = 1$ をとり、 $k_{\perp} r_{Di}$, α をいろいろ動かして、分散式を満足する解を見つけた。(オーロラの中や磁気鏡の長さ等から現実にとり得るのは $k_{\perp} r_{Di} \gg 1$, $100 < k_{\perp} r_{Di} < 1300$) $L=10$ 付近では電子による Landau 減衰が強く作用し、速度空間異方性が弱い ($\alpha \approx 0$) のため安定だったプラズマも地球に近づくにつれ速度空間異方性が強化 ($\alpha_0 \rightarrow 0, B(L=10) = 30\gamma, B(L=L_s) = 90\gamma$ の場合 $\alpha_s = 2$) して Loss-Cone 不安定性が引き起こされる事が予想されるが、計算機による結果確かに $\alpha \ll 1$ まで安定であるが、 α の増加と共に不安定部分が急速に増加する事が判明した。尚 $k_{\perp} r_{De} \ll 1$ のため電子の Loss-Cone の効果は全くきいていない。又 Precipitation の原因として考えているのは電子は Landau 減衰による加速であり、陽子は Pitch Angle Diffusion である。発生する波動の周波数は数拾ヘルツであり、位相速度は地球付近で 10 km/sec 程度である。これは Conjugacy が非常に良く、Aurora Breakup の少し前が最中に発生し周波数 ~ 10 ヘルツ、東平方向の運動速度 $> 5 \text{ km/sec}$ 程度の Flickering Aurora の一つのメカニズムを示していると考えられる。但し静電的の近似がどこまで有効かはわからないので Loss-Cone 不安定性のモード変換を調べる事は必要である。又不安定の多くの Branch のうち最も早く成長する部分を押えるには成長率を知らねばならない。更に一つの可能性として二段階の Loss-Cone 即ち α には $\omega \ll \Omega_e, k_{\perp} r_{De} \ll 1$ の範囲で電子のラーモード運動との共鳴を起させ、 α には通常の方法で電子の磁気鏡方向の速度を増加させて、より有効に Precipitation を起させる事ができるであろう。

広野 求和
九大理 物理

Geomag. Tail の理論的取り扱いとしてまず考えられるのは定常状態

$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ (1) \times adiabatic theory に基づいて

Ohm's law $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j} + (ne)^{-1} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \mathbf{v} \times \mathbf{B} - (ne)^{-1} \nabla n$ (2) を用い、進

めてゆく方法である。電流は x 方向, neutral sheet は $-\delta < y < \delta$ にあり, x, z 方向には uniform で $\mathbf{v} = 0$ とすれば $E_x = \eta j_x = (1/\sigma_0) j_x$ (3)

$y > \delta, y < -\delta$ では $|B_z| = b = 20\gamma, \delta = 500 \text{ km}$ とすれば Maxwell

の式より $j_x = (1/4\pi) \frac{\partial B_z}{\partial y} \sim 3.18 \times 10^{13} \text{ emu}$ (4) Spitzer によれば

$\sigma_0 = 1.315 \times 10^{14} T^{3/2}$ であるので $T = 10^6 \text{ K}$ として 4.15×10^{-10} と有り

$2.0 R_E (\equiv 2L_x)$ の距離に亘って電位差 ϕ を計算しても $\phi = E_x \cdot 2L_x = 9.76 \times 10^6 (= 9.76 \times 10^2 \text{ V})$

となり $2L_x$ の距離は sheet によって短絡されているように見える。然し、他方

の隣の電離層内電流系の研究などから $2L_x$ の間の電位差 $\phi \sim 50 \text{ kV}$

が推定される。二次元定常状態を仮定すれば $\partial E_x / \partial y = 0$ となり、したがって ϕ は y に無関係になる。上記二つの見解りにあてくる ϕ の比は 10^6

であり余りにも大きいのでこの比を違反してみる。

磁界は $\mathbf{B} = b(\eta \hat{e}_y + \zeta \hat{e}_z), \eta = 10^7, \text{ sheet 内では}$

$\zeta = y/\delta, \text{ 外部の } y > \delta \text{ では } \zeta = 1, y < -\delta \text{ では } \zeta = -1 \text{ とする。}$

電界は x 方向をむいていて $\mathbf{E} = a \hat{e}_x, a = 3.92 \times 10^2 \text{ emu}$ とする。

Speiser によれば sheet 内の荷電粒子の運動は adiabatic theory に従わない。彼の

理論に基づいて電流を計算してみると $j_x = \sigma \cdot a, \sigma = \frac{2}{\pi} \frac{n_e + n_p}{\eta b} = 10^{15} n_e$ (5)

となり (4) と (5) を等置すれば上掲の a の値に対し $n_e = 0.796 / \text{cm}^3$ がえられ観測

値とよくあう。1 eV の程度のプロトンは sheet に突入してから放出されるまでに

$7.9 \times 10^2 \text{ eV}$ に加速されるが、電子は殆んど加速されない。 $n_e \sim 1$ としたときの σ の

値は 1 eV ($T \sim 10^4 \text{ K}$) のときの $\sigma_0 = 1.3 \times 10^8$ にくらべると 実に 10^7 の比で減少して

いる。電流によって生じる Joule heating は $w = \sum n_i e_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v}_i$

$= \sum n_i e_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_i = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ となり $\epsilon_i = \frac{1}{2} (\langle v^2 \rangle + v_i^2), \epsilon_p = \sum f_i \epsilon_i$ とおけ

ば $\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_p + \nabla \cdot (\sum f_i \epsilon_i \mathbf{v}_i) = w$ となる。また $w = j^2 / \sigma$

とかくことができて、 σ_0 に比し σ は遙に小さいので、 w は大きな値になる。

今後は sheet の幅りは $-L_x < x < L_x, -L_z < z < L_z$ であるとし

conservation of mass としては $\int \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \cdot d\Sigma = 0$ の定常状態を考える。

sheet 内では $W = \iiint w dx dy dz = 16(L_x L_z) |V_E| \cdot (b^2 / 8\pi) |V_E| = a/b$

であり $W = 2 \times 10^8 \text{ erg/sec}$ がえられ、この値は極光現象を説明するに充分な大きさ

となる。このように、(1) 式のような静力学平衡でなく、慣性項とローレンツ力との

平衡に基づいて計算された Speiser 理論によって考察すれば、 $\phi = 50 \text{ kV}$ の電界

があっても差し支えないことになる。solar wind によって選ばれてくる磁界が南向

向の成分をもつ場合 magnetopause に沿うても neutral sheet が考えられる。

その sheet によって短絡されることはないとするれば polarization field

$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_s \times \mathbf{B}$ (\mathbf{v}_s は wind の速度) は magnetosphere に浸透して略

$\phi \sim 50 \text{ kV}$ の電位差に達している可能性がある。



77 Frozen-in の問題点

山形大・理 渡谷仙吉

Frozen-in の概念は電磁流体力学の根本的な特徴であり、宇宙空間物理学にとって重要な物理的概念である。

しかし、この物理学的概念は、質量、磁力線、電子等の本質、またそれらの運動の解明ともからんで再検討する必要がある大切な問題を残している。そこで、今回は Frozen-in の定義、限界などを再確認しそのとき生ずる問題を考える。

Frozen-in field lines の定義として

【定義1】 磁力線とその流体(プラズマ)が同速度で動く
という「もの(質量)」と「磁力線」の二つの概念をバラバラにしていっしょに
動くという相対的概念だった。

磁力線のまわりを電子が回っているのをマクロの見地から見れば、磁力線に電子が捕えられ Frozen-in していると言うなどはこの考え方である。これをプラズマエネルギーが低く、密度も希薄になった状態をミクロな立場で考えると問題が生じてくる。

もし一般的な定義ならマクロでの定義はミクロの世界でも対応するはずである。そこで電子、質量、磁力線などの基礎概念を深くほりさげると、いろいろ重要な問題が生じ、Frozen-in の定義として

【定義2】 $H\rho = \text{const.}$ ここで H : 磁界, ρ : 質量密度
がより基礎的物理概念として本質的であると考えられる。

(という物理状態を与えることが)

79 Bounce Resonance Interaction

玉尾 致 ・ 足原 修
(東大理) (東大宇宙研)

Mirror 型磁場内の particle acceleration, precipitation の機構として、磁力線に沿う電場による加速の問題を考えた。具体例として

- 1) 準線型近似での速度空間に於ける拡散係数
- 2) 与えられた擾乱電場の下での単一粒子の軌道の数値解
を bounce resonance に重点をおいて調べた。

(仮定)

- 1) 電場の時間変化は粒子のラマゼー周期に比して充分に長くとし、磁力線に沿う方向の粒子の運動方程式は

$$d\tilde{v}_\parallel / dt = -(q/m)\delta E_\parallel(s,t) - (\mu/m)dB/ds \quad (1)$$

と近似する。μ は粒子の magnetic moment.

- 2) 定常磁場として簡単のため

$$B(s) = B_E [1 + (s/a)^2] \quad (2)$$

と仮定すると、粒子の運動は bounce frequency, $\omega_b = 2\mu B_E / ma^2$, の単振動となる。

[A] 擾乱電場の広帯域 band 幅を持つ場合の bounce resonance diffusion

$$\delta E_\parallel(s,t) = (s/b) e^{-(s/b)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \delta E_\omega e^{-i\omega t} d\omega$$

とすると、準線型近似での kinetic equation は non-dimensional form で

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \tilde{v}_\parallel \frac{\partial f}{\partial y} - \tilde{\mu} y \frac{\partial \tilde{v}_\parallel}{\partial \tilde{v}} \frac{\partial f}{\partial \tilde{v}} = -\frac{i}{4\pi} \left(\frac{b \delta_j}{m_j v_j} \right)^2 \frac{a}{b} y \tilde{v}(t) e^{-(a/b)^2 y^2} \int_{-\infty}^{\infty} \delta E_\omega \delta E_\omega e^{-i(\omega + \omega')t} dt d\omega d\omega' \quad (3)$$

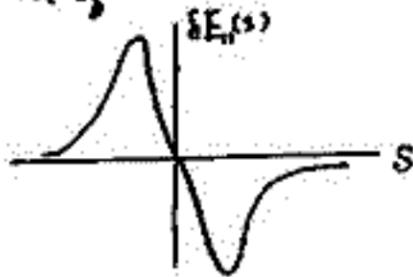
$$\times \frac{1}{\tilde{v}} \frac{\partial}{\partial \tilde{v}} \left[\frac{1}{\tilde{v}} \frac{\partial f}{\partial \tilde{v}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n\omega_b}{\omega - n\omega_b} J_n(x\tilde{v}/\tilde{\mu}^{1/2}) J_{n-m}(x\tilde{v}/\tilde{\mu}^{1/2}) e^{im\tau} \right]$$

$\omega \gg \omega_b$ の higher harmonics の場合の interaction を考え、random phase の平均として

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} = \frac{1}{\tilde{v}} \frac{\partial}{\partial \tilde{v}} \left(D \frac{1}{\tilde{v}} \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial \tilde{v}} \right) \quad (4)$$

但し、

$$D(\tilde{v}, \tilde{\mu}, y) = 2\pi^{1/2} \left(\frac{b \delta_j}{m_j v_j} \right)^2 \frac{a}{b} \frac{a v_j}{\tilde{v}} \sum_n y e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i n^2 \omega_b^2}{\omega - n\omega_b} |\delta E_\omega|^2 d\omega \times \int_{-\infty}^{\infty} J_n^2(x\tilde{v}/\tilde{\mu}^{1/2}) \chi(\sin x y/x) e^{-(b/2a)^2 x^2} dx \quad (5)$$



(6)

[B] 単一粒子の非線型加速

$$\delta E_\parallel(s,t) = E_0 (s/b) e^{-(s/b)^2} \sin \omega t$$

$$\text{粒子の運動方程式 ; } \frac{d^2 x}{dt^2} + 4\pi^2 x = 2\pi^2 \frac{e a E_0}{\omega a^2 4\pi} \cdot \frac{a}{b} x e^{-(a/b)^2 x^2} \sin[2\pi(\omega/\omega_b)t] \quad (7)$$

$\omega = 2\omega_b$ の場合の非線形加速の解を示す。 $\omega = 1 \text{ keV}$, $E_0 = 1 \mu\text{T/m}$ の電子は 20 回程度の bouncing motion の間は 100 倍の加速を得る。解の数値解を示す。

80 Generation Mechanisms of Triggered VLF Emissions

京都大学工学部

松本 紘・木村 馨根

[1] まえがき

VLF 放射は磁気圏プラズマ中の波動・粒子相互作用の研究に有力な手掛りを与えてきた。周知のようにVLF放射にはHiss型とDiscrete型とが存在するが、共に約10年前頃から理論的研究が始められている。最近では前者のHiss型の定量的研究が Kennelらによって意欲的に進められ、ある型の波動・プラズマ相互作用並びにそれらとホイッスラー・モード波との関連が明らかにされている。

ここでは、後者のDiscrete型、それもいわゆるTriggered放射に注目し、それらの発生機構を特に波動・プラズマ相互作用の観点から考察し、どのような物理機構と自然現象とが対応しているかを明らかにし、又、それを通じて波動・プラズマ相互作用の理論を確立していきたい。この事は、将来の磁気圏並びに太陽風中のマイクロ・ダイナミックスの実験的説明とも関連して是非必要と考えられるからである。

[2] サイクロトロン・インスタビリティ

考察の対象となる現象に適した理論としては、現在最も有望視されているホイッスラー・モードにおけるサイクロトロン・インスタビリティを取上げる。今回は前回報告した準線型理論までを含め、線型・準線型理論の範囲で議論を進める。理論の展開は、紙面の都合上省き、それらのKey Wordsの列挙にとどめる。

(1) 線型理論

① サイクロトロン・インスタビリティのタイプ

A型インスタビリティ (Anisotropic Temperature)

B型インスタビリティ (Beam Kinetic Energy)

② A型インスタビリティの特徴と問題点

(1) Growth Rate (2) 分布関数 (3) 周波数特性 (4) 場所

③ B型インスタビリティの特徴と問題点

(1) Beam のモデル (2) Convective (3) Phase Bunching (4) 場所

(2) 準線型理論

① A型 ----- QL stage におけるサイクロトロン・インスタビリティの特性

② B型 ----- 未解決

[3] Triggered Discrete VLF放射のメカニズム

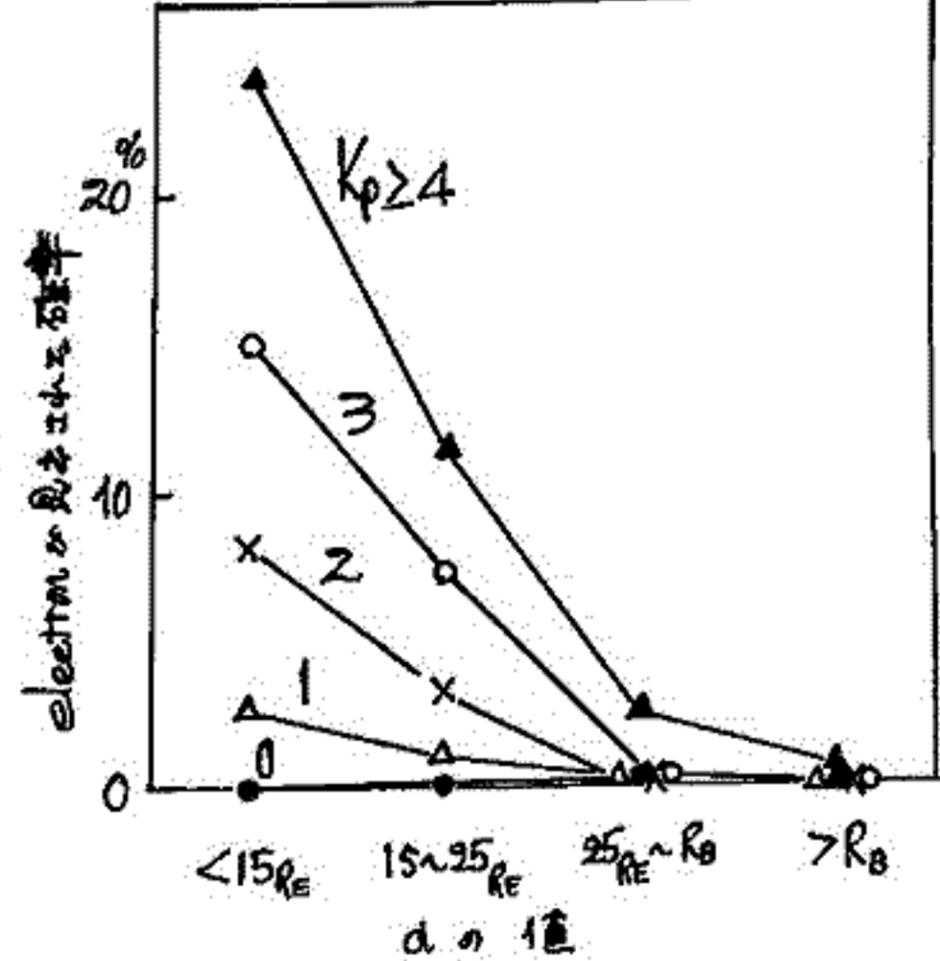
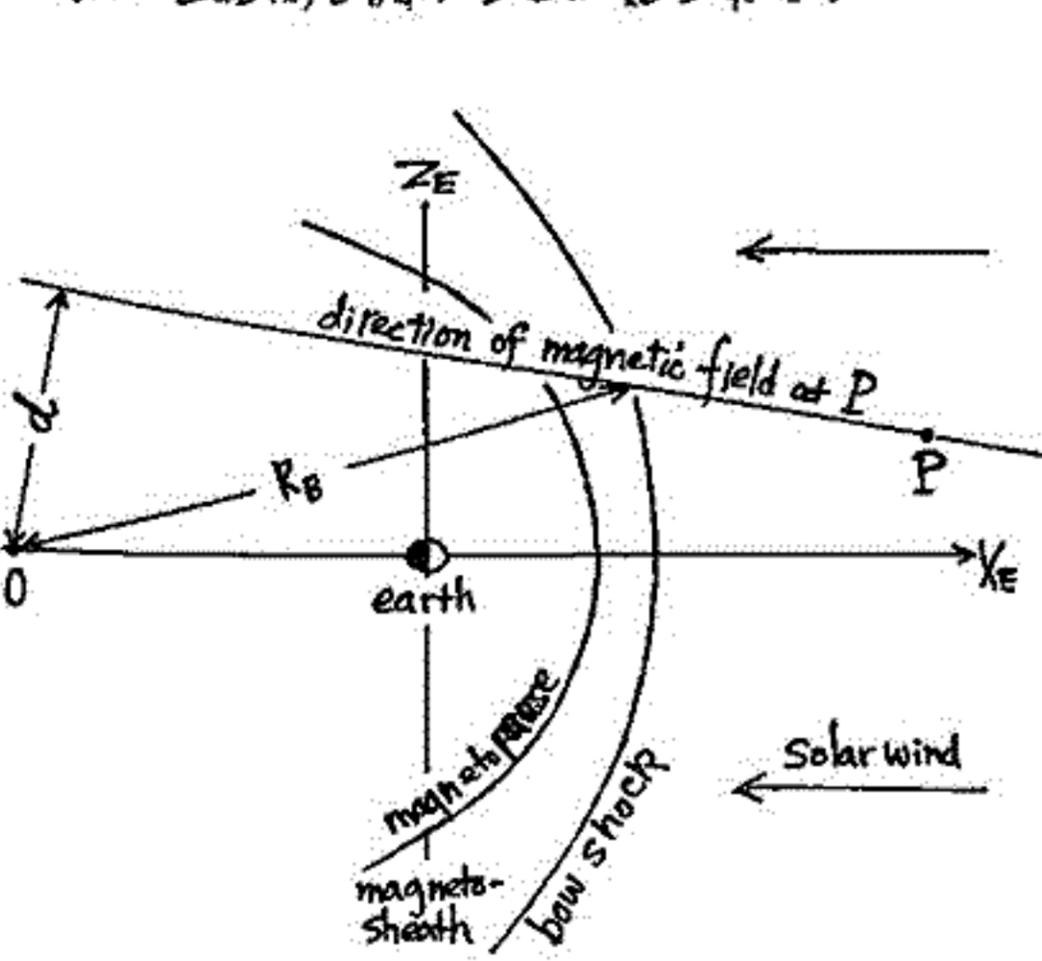
Discrete VLF放射の発生機構を考える場合は、その周波数対時間特性、強度、発生条件などがキー・ポイントである。これらがどんなモードのプラズマ・インスタビリティ(広義)と関係があるのかは、磁気圏物理学説明上重要且つ興味深い。ここでは上記サイクロトロン・インスタビリティのみを考慮する。このインスタビリティと密接に関連すると考えられるVLF放射としては、良く知られたASE, Whistler Triggered Discrete Emissionsの他多くのDiscrete放射などが考えられている。ここでは特にTriggeredタイプを取上げるが、これはそれらがインスタビリティの初期トリガ-説明上重要だと考えられるからである。これらが、どのタイプのサイクロトロン・インスタビリティとどのようなstage(線型・準線型 etc.)で関係するかを考えたい。

村山 喬
(名大理工)

地球の bow shock の外側 (惑星間空間) で時々 energetic electrons の強度の短期間 (≦ 10分) の増加がみられる。この現象が 1964 年に Fan et al. による報告以来多くの人々により検討が加えられた。最近に至るまでこの現象についての種々の解析が行なわれて来た。K. Anderson によれば、この electron は bow shock の近辺の instability による加速されたもので、それが惑星間空間磁場の磁力線に沿って外へ流れて来たものとされている。この問題について、IMP-3 にのせられたシカゴ大学 particle detector (≧ 230 KeV の electron を感ずる) のデータと同じ人工衛星にのせられた Ness 等の magnetometer のデータを用いた解析 (J.A. Simpson (シカゴ大) との協同研究) の中間結果について報告する。

この electron と bow shock との関連を調べると、先づ bow shock 面の day side での球面を近似出来ることを考え、その中心を solar ecliptic coordinates で $X_E = -22.5 R_E$, $Y_E = 2.1 R_E$, $Z_E = 0$, その半径を R_B とおく。IMP-3 の magnetometer で実際に観測された bow shock の位置から得られる R_B の値は平均値が約 $35 R_E$ でその分散は $\pm 2 R_E$ である。次に惑星間空間を測定した磁場の方向の 5.5 min. 平均値を用い、その測定が行われた位置を通り且つその磁場の方向に沿った直線を描き、この直線と bow shock 球面の中心との最短距離を求め、これを d とする。惑星間空間磁場の直線を近似出来るならば、この直線は electron の源と成る a guide line と成る。即ち $d < R_B$ となるならば、若し electron が bow shock 又はその内側に源を持つならば、electron が見出されたとする。常 $d < R_B$ の関係が成立し、逆に $d > R_B$ のときは electron は観測されないとする。

第 2 回は June 1965 ~ Jan. 1966 に於ける electron の観測された確率の d の値を付けた存在を確率の K_p 値の期間に分けて示す。また、 K_p が特に大きいときを除く $d > R_B$ の場合は electron を見出す確率がゼロとみなす。このことから、これらの electron は bow shock 又はその内側に源を持つことが結論出来る。同時に energetic electrons の生成率は K_p 値とよく正相関を持つことが知られる。

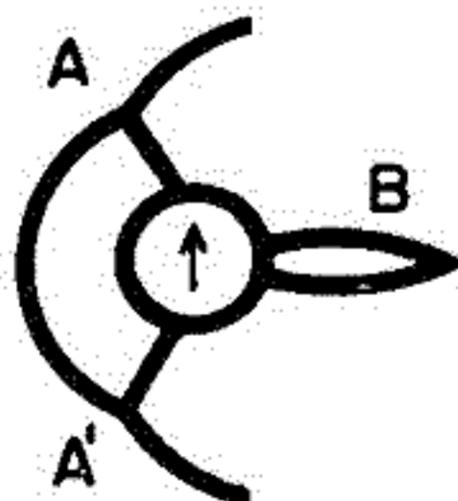


河島信樹
原研

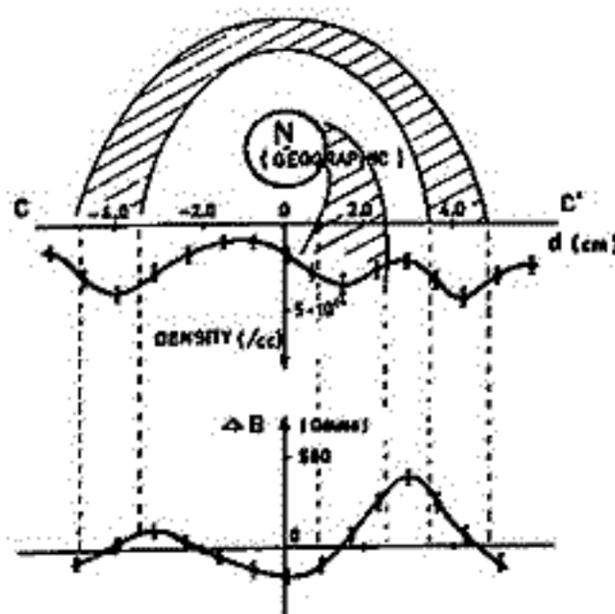
最近の人工衛星による Magnetosphere 内部のプラズマ分布の測定結果は、地球背後には、著しい Local Time Asymmetry が存在している事を示している。例として、Montgomery 等の Vela による電子 ($E_e > 64 \text{ keV}$) の分布の測定では、 $17 R_E$ の所で、ほぼ等しい電子の朝側に多く分布している事を示している。又 ATS による Freeman Jr. et al のイオンの分布 ($6.5 R_E$) の測定も同様な local time asymmetry を示している。既に良く知られている様に、地球背後には neutral sheet と呼ばれる Current sheet が存在しているが、これと共に最近の測定では、これよりやや厚い層の plasma sheet と呼ばれるプラズマ層が存在している事が報告されている。Vela や ATS によるこの様なプラズマ分布の local time asymmetry は、おそらくこの plasma sheet の分布を示しているものと考えられる。

一方、実験室実験では、むしろ地球の前面に出来る Magnetopause と共に地球背後に侵入して来たプラズマが存在する(才一図、B)事は既に示した。このプラズマの分布については、磁気探針、ラングミュア・プローブ等で測定すると才二図の様には非対称で、いわゆる西向き電流をもつたプラズマが存在している。上述の最近の人工衛星と同じ様な結果が得られた事は、実験室実験で行った一つの裏付けになるものと考えられる。

この非対称性の原因については、今の所明らかではないけれども、実験室実験では、このプラズマの前面の Magnetopause を横切って侵入して来た事を示している。これは、地球の場合には、Solar wind に含まれる interplanetary magnetic field の平均として太陽-地球を結ぶ線に対して太陽の自転に起因する傾きをもつてくる事を考慮しなければいけないのであろう。



(才一図) 実験室におけるプラズマ流と反極子磁場の相互作用による境界の様式図



(才二図) Magnetosphere (simulated) 内のプラズマ及磁場分布

A. Nishida (University of Tokyo), E. F. Lyon (MIT), and
N. F. Ness (NASA, GSFC)

Explorer 35 (AIMP-E) 衛星は、はじめて月と同回する軌道に乗せられた科学衛星で、1967年7月に打上げられた。月にはほぼ固定されているため、この衛星は約1ヶ月の周期で半径60 R_E の円に近い軌道をまわり、満月の頃に磁気圏尾部の中央を貫く。この研究の目的は(1)地球磁場の影響の弱い遠隔領域における尾部の構造を見ること、及び(2)地心距離がほぼ一定(60 R_E)の点における磁気圏尾部の状態と、惑星間空間の状態や地上で観測される諸現象との関連を調べること、である。今回は、主として(1)に関する結果を報告する。使用したデータは、0.1~3 KeV 電子の積分フラックス(MITによる)と磁場(GSFCによる)である。

地心距離60 R_E でも磁気圏の境界は明確であり、0.1~3 KeVの電子フラックスは境界の内側ではるかに大きく、磁気中性面の周辺に集中している。磁気中性面には次の諸性質が見られる。

- (1) 激しく南北に運動しており、地心距離30 R_E 以内の領域で平均的に成立つ $Z_N = R_0 \sin \alpha$ (Z_N は中性面の太陽・磁気圏座標、 R_0 は定数、 α は Subsolar point の緯度) は有効でない。
- (2) $|B_x| \leq 2.5 \gamma$ の領域の平均の厚さは2 R_E である。
- (3) 中性面での B_z は全体の25%の場合に南向き、他の75%の場合に北向きであり、 $|B_z|$ の平均値は1.4 γ である。

プラズマシートについては

- (1) 平均の厚さは8 R_E である。
- (2) 磁場圧力と低エネルギー電子の圧力は反比例する。電子の平均エネルギーを0.5 KeV とすると、プラズマエネルギー密度中の約25%が低エネルギー電子によって与えられていることになる。
- (3) プラズマシートの境界は磁力線に平行であり、switch-off shock に伴う Kink は認められない。
磁力線の

プラズマシートの中心は、磁気中性面にあるが、 $|B_x| < 2.5 \gamma$ の領域内の低エネルギー電子フラックスは、

- (1) 平均 $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ で15~25 R_E における値と同程度である。
- (2) 朝側と夕方面のフラックスに有意な差は認められない。
- (3) 低エネルギー電子フラックスは中性面を貫く B_z の値や符号に依存しない。

これらの事実から、中性面に沿って太陽風プラズマの侵入が、プラズマシート形成の原因として有力であると思われる。南向きの磁場は大規模な磁場構造の一部ではなく、プラズマシート上の密度不均一によって生じた小規模な磁力線ループの一部であろう。

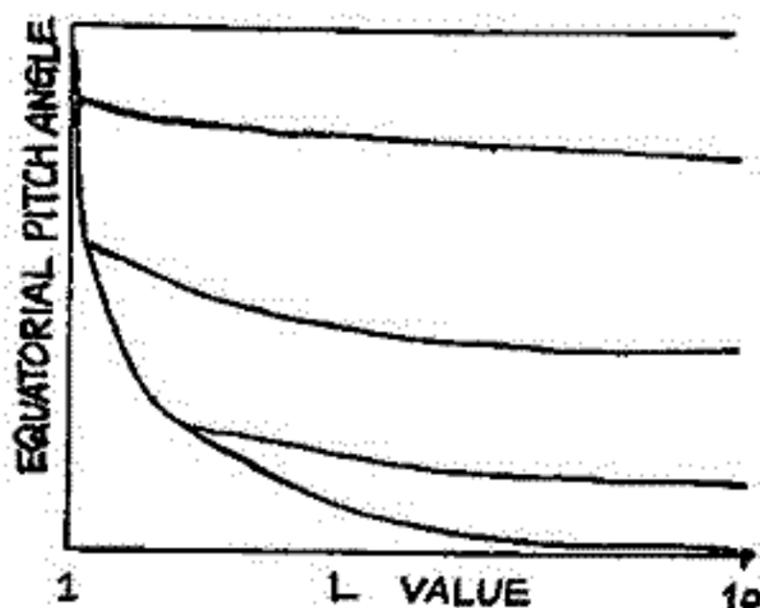
84 *Adiabatic Theory* に基づく磁気圏粒子の
ピッチ角及びエネルギー分布の特徴 (1)

上山 弘・巨理宣夫
東北大学理学部地球物理学教室

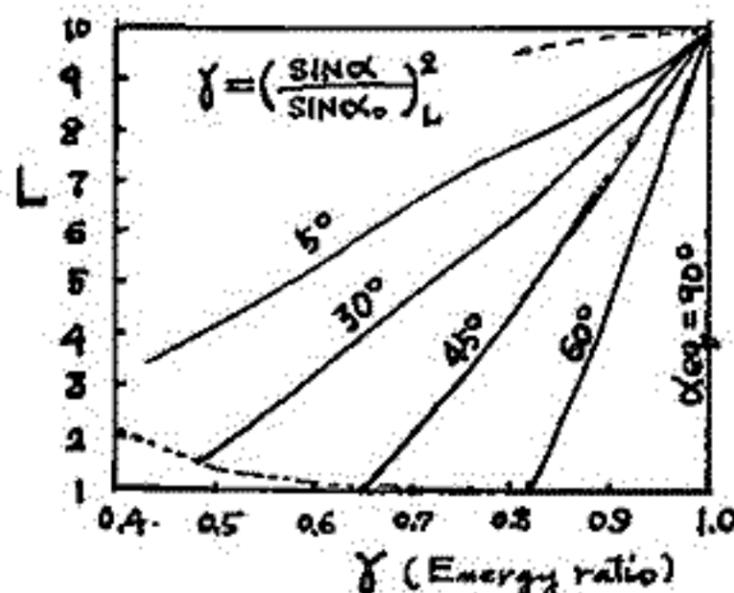
放射線帯を構成している高エネルギー粒子(主に陽子と電子)の Flux、エネルギー分布、エネルギースペクトル、Pitch angle 分布などの空間分布を知ることは、放射線帯の成因やダイナミクスを考える上に非常に重要な要素を与えることになる。

今回は Outer Radiation Belt の形成に与かる粒子が磁気圏境界から内側へ ψ の断熱不変量を破って運びこまれるという考えに立ち、双極子場を磁気圏モデルに使った場合の Pitch angle 及びエネルギーの変化を調べてみた。

計算の結果言えることは、もし ψ 、 $\psi =$ 断熱不変量 μ 、 J 値が保存され、 $L=10$ で mono-energetic な粒子源を考えた場合には、 L が小さい程 pitch angle は大きくなり $L=10$ で equatorial pitch angle $\alpha_{eq} \approx 40^\circ$ 近辺の粒子が最も大きな変化を示す。もし たとえ、 $L=10$ で粒子が同一のエネルギー E を持っていたとしても pitch angle の変化によりエネルギーの増加量は異なり pitch angle が小さい程小さい。このことは pitch angle 分布が energy dependent になることを意味し、エネルギースペクトルが exponential type i.e. $\exp(-E/E_0)$ で与えられるなら E_0 は L が小さくなると大きくなり、pitch angle の小さい程小さくなる。粒子束の変化は phase space 中の粒子密度の変化におき換え、各 pitch angle 別に観測値を配列した。これらの結果を磁氣的静穏時における観測結果と比較し、粒子源や加速機構などを調べた。



μ, J 保存から期待される α_{eq} の L 変化



$L=10$ で各 Pitch angle を持つ粒子が中に入る場合、Pitch angle に対しエネルギー増加量が異なる。

85 地磁気日平均値の変動の世界的分布について

藤田尚美・北田一雄

□土地理院

磁気測量の精度を向上させるため、また地球内部の電気伝導度の異常の地域性を明らかにするために、地磁気日平均値の変動 H , Z , D を調べ、次の事柄が判った。

- i) 日平均値の変動は、ring current による D_R 磁場が大部分と見られる。
- ii) 磁気ポテンシャルの球函数展開に依り、各成分の初項 (global effect) について、 H は $\cos \phi$ に比例し、 Z は $\sin \phi$ に比例する。 D は複雑な振相を呈する。初項を除いた $m = m = 2$ までの最大項 $\sqrt{(A_1')^2 + (B_1')^2}$, $\sqrt{(A_2')^2 + (B_2')^2}$ は初項 A_1' の約 2% である。
- iii) 日平均値の変動値から ii) の global および regional の影響を除いた local anomalies は、Eurasia, South Africa, Melanesia, Oceania および Central America 附近に見られる。
- iv) 各観測所毎の Z/X はほぼ $0.36 \tan \phi$ で表わされる。これから i_1/e_1 を求め、 0.27 ± 0.01 を得た。これは、27 日周期の解析から求めた

$$i_1/e_1 = 0.25 \pm 0.03$$

に誤差の範囲内で一致する。

27 日周期に対する effective depth 1200 km を考慮すると、日本の地下 1,200 km 附近の深さにおける電気伝導度は、世界の平均に比し、特に異常とは思われない。

86 日本北部の地磁気変化ベクトルの異常
 —根室・礼文・稚内・豊原のパーキンソンベクトル—

久保木 忠夫
 (地磁気観測所)

本年3月3~14日 鹿野山測地観測所で用かれたCAニンボデュムの布上で同じ題目で
 発表した内容のものに、2,3の追加調査したものを報告する。

根室の資料は1943年2月5日の皆既日食、礼文は1948年5月9日の金環日食、稚内は
 IQSY期間中の電波研究所の稚内観測所での資料、豊原は1957年7月から12月まで
 の記録のマイクロフィルム資料を用いて解析した。普通に用いた式でA, Bを求め、
 変化ベクトルを求めた。

$$\Delta Z = A \Delta H + B \Delta D$$

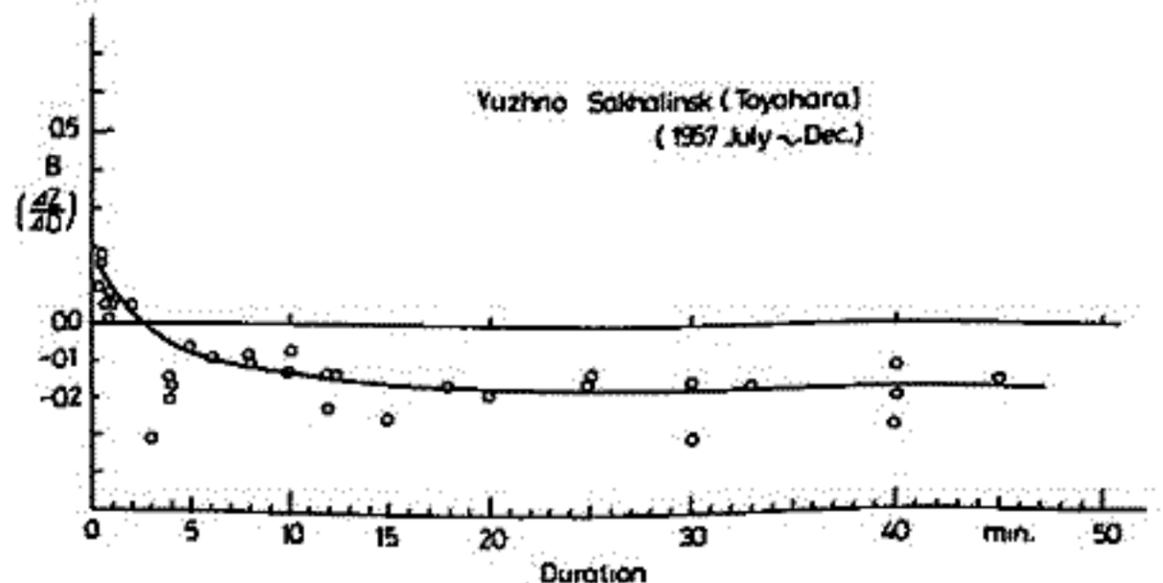
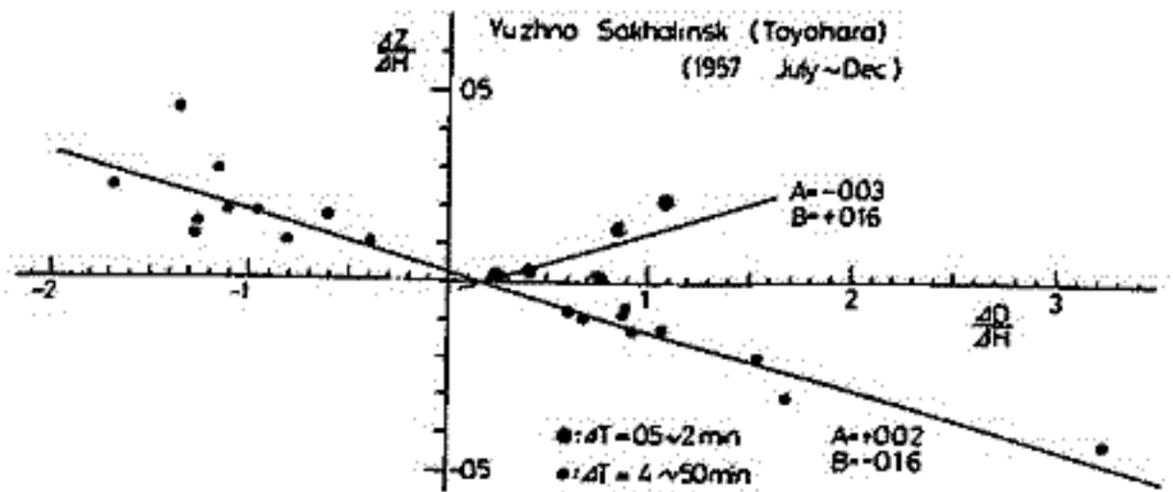
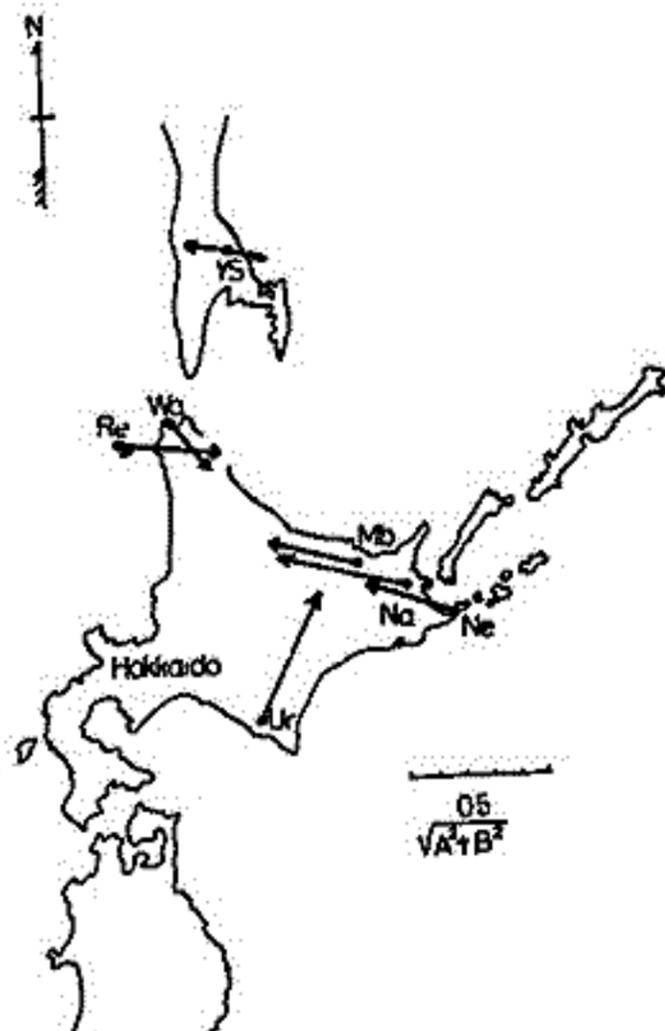
対稱とした現象は Duration 0.5~60分の範囲で、 $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$, $\frac{\Delta D}{\Delta H}$ の関係からA, Bを求
 めた。

変化ベクトルを求めて示したのが下の左図である。いづれも北海道の内陸部に向かっ
 て、森俊雄(1948)の求めた値も含めて示した。

Yuzhno Sakhalinsk(豊原)は短周期($\Delta T = 0.5 \sim 2$ 分)では変化ベクトルが急転している。
 他の観測所では周期特性が知られていない。またYuzhno Sakhalinskの鉛直分力は水平分力に
 比べて位相が甚しく遅れる。

また地電流の主方向と変化ベクトルのなす角は豊原 161° 、稚内 84° 、礼文 109° 、根室
 33°と、直交性のあるものは、稚内と礼文のみである。

なお豊原(Yuzhno Sakhalinsk)の周期特性と下の右側の図に示した。



西田 泰典
北海道大学 理学部

北海道における地磁気変化の観測結果としては $\Delta Z/\Delta H$ の値が臨時観測を含まず5点で得られているが、それのうち長期の観測で、なおかつかなり広い領域をカバーできず観測は夕張別、稚内、浦河の3点に止まっている。この程度の観測密度では日本の如き複雑な地下構造を持つ地域での地下電気伝導度に関する議論をより厳密化してゆくことは不可能であり、観測の充実に望まれる状況であるが、その為、暫くして北海道南部の函館、伊達紋別、平取で地磁気変化観測を行ったので報告する。

函館：1968年10月から11月にかけての約1ヶ月間、直立式G.I.T.磁力計を用いて観測した。感度は2 γ /mm、記録紙の送りは50mm/分である。3分～120分の変化では、比較的短い周期ではZの変化はHの変化とよく平行してはいるが、周期が長くなるほどはほとんど変化しなくなる。後に周期を7分以下、7分から60分、60分以上と分けてみると、 $\Delta Z/\Delta H$ の値はそれぞれ0.48, 0.20, 0.01となった。ところが東北大学による浅密の観測結果では4分以下の変化では $\Delta Z/\Delta H$ がマイナスの符号を持つており、短い周期では津軽海峡を挟んでZの符号が反転していることになる。これは比較的良導体である海に誘起される電流が、ほぼ東西を走る津軽海峡に集中して流れた為には起る現象であると解釈することによって説明出来るであろう。

伊達紋別：1969年2月から3月にかけての約1ヶ月間観測を行った。周期の短い変化では $\Delta Z/\Delta H$ の値が大きく周期が長くなるほどはZの値が0になるという傾向を持っており、函館の場合とよく似ている。 $\Delta Z/\Delta H$ の値は3分～15分では0.3, 40分以上では0.03となっていた。15分以下の変化での $\Delta Z/\Delta H$ の値は函館のほぼ同じ周期の値と比べるとかなり小さくなっている。津軽海峡の影響が距離とともに小さくなっていることを示すと思われた。

平取：1969年3月から4月にかけての約1ヶ月間観測を行った。平取でのZの変化はむしろDの変化と平行してはいるようである。又、函館、伊達紋別のような周期特性はみられない。20～30分の変化ではパーキニニベクトルは西南西を向き、その方向での $\Delta Z, \Delta R$ ($\Delta R = \sqrt{(\Delta H)^2 + (\Delta D)^2}$)の値は0.5である。



今 実
地磁気観測所

松代における地磁気3成分の連続記録(1966年8月~1967年9月)を使用して、地磁気の特性を調査した。

柿岡と比較した結果を下表に示した。短周期変化における $\frac{\Delta Z_{Ma}}{\Delta Z_{Ka}}$ が非常に小さいことと、 $\frac{\Delta D_{Ma}}{\Delta D_{Ka}}$ がかなり大きい実を除けば、柿岡の特性に似ている。日変化の型も、鉛直分力以外はほとんど同一である。

		$\frac{Ma}{Ka}$						
		H		D		Z	F	
Si, SSC		1.08 ± 0.006		1.66 ± 0.033		0.45 ± 0.017		
Bay		1.11 ± 10		1.45 ± 17		0.47 ± 28		
Daily Range		1.07 10		1.07 18		0.99 39		
Daily Mean	all day	0.98	6	0.98	17	0.94	17	0.93 ± 0.008
	calm day	0.96	10	0.97	38	1.00	33	0.91 19
	dist. day	0.98	3	0.98	23	0.93	21	0.92 10

		$\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$				
		A		B		
Ma	Si, SSC	0.19 ± 0.011		0.06 ± 0.022		N 17° E
	Bay	0.25 10		0.01 14		N 03° E
Ka	Si, SSC	0.64 9		-0.04 24		N 04° W
	Bay	0.64 8		-0.05 14		N 05° W

大地 流, 柳原一夫
地磁気観測所

柿岡の南々東約7 Kmの千代田村に設置したプロトン磁力計と柿岡の全磁力の日変化の差について1968年4月中旬から5月中旬の約1ヶ月の資料を調査した結果を報告する。

(1) 全磁力日変化の2地島の差 ΔF を静穏日, 擾乱日, 全期間について調べてみるといづれも同じような日変化を示している。この差の大きさは全期間平均で1.2 γ で全磁力日変化に対し約4%を示し, 位相は柿岡のFに対して約3時間程度おくられている。

(2) この ΔF の原因についてはその大きさからみて外部磁場の違いとして説明することはできない。行武氏等の発見した磁気誘導の効果と思われるものは0.1%のオーダーであり, また両地島を含む地域には大きな磁気異常もないので7 Km離れても磁気誘導の効果が一桁も上るとは考えにくい。また地下深所の電磁誘導をも考えることはできはいいから, もっとも可能性のある原因としては地下表層の電流である。即ち筑波山塊と島とを考えた場合のIsland Effectである。

柿岡の全磁力日変化の時間微分 dF/dt と2地島の全磁力日変化の差 ΔF を比較すると両者は極めてよく一致している。また柿岡の地電流東西成分日変化も位相は少しずれているが大體一致している。地下表層の水成層を考えるといまより扱っている日変化程度では磁場の減衰は小さいから磁場の時間微分が誘導電流に相当する。この水成層が筑波山塊によってIsland Effectを受け柿岡と千代田の日変化の差を生じているのと思われる。

(3) 次に水成層電流とそれの作る磁場を推算してみると筆者等の一人柳原はこの地域の地電流Island Effectを調べて島中央部の柿岡の電場は水成層地域の電場の約6.7倍に達することを示した。今回の柿岡の地電流日変化の振幅は25.3 $\mu\text{V}/\text{km}$ であるから水成層地域の地電流日変化の振幅は3.8 $\mu\text{V}/\text{km}$ のはずである。また水成層の厚みは約2 Km, 電気比抵抗は4 $\Omega\text{-m}$ と推算されているから水成層内電流密度は $9.5 \times 10^7 \text{ A}/\text{m}^2$, この水成層内電流の作る磁場が1.2 γ であれば: 北沢島の存在によって強められたり弱められたりする: とを考えると同じオーダーの差があらわれることは十分考えられる。

荒木 健
地磁気観測所

昨年秋の学会で変化比を用いて補正した地磁気3成分の日平均値の地真差の偏差が季節変化まじりといふことを報告した。

今回は1958年から1967年までの柿岡・女満別・鹿屋, 1962年から1967年までの柿岡・鹿野山の資料を用いて, 変化比を計算し, その経年変化を調べてみるので報告する。(一部; CAシンボジウムで報告)

調査の結果

1. 柿岡・女満別, 柿岡・鹿屋の組合せから, 明らかに経年変化があり, Kp -インデックスと関係があることが判った。(水平成分)
2. 鉛直成分においては変化比の変動が大きく, ほとんど云えない。
3. 柿岡・鹿野山の組合せでは期間が短いのでほとんど云えないが, 調査期間では, 柿岡・鹿屋の変化とよく似ている。又鉛直成分についても変動の大きいことは他の組合せと同様である。

この変化比の経年変化は赤道環流によるものと考えられるので, 季節変化も当然あり昨年報告した偏差の変化もこれによるものと思う。

1962年について, 毎月の変化比を計算し, 変化比の季節変化を調査し報告する。

以上

森 俊 雄

地磁気観測所

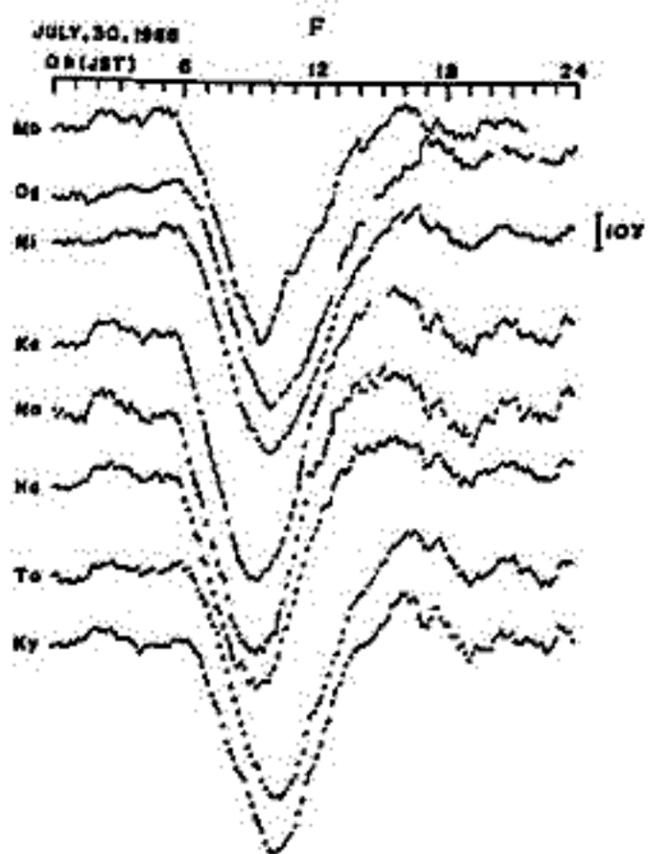
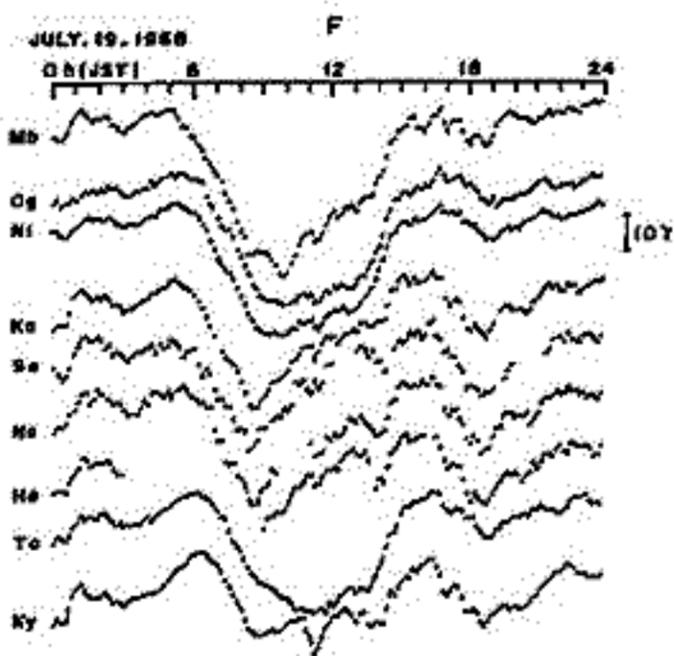
吉 野 登 志 男

東京大学地震研究所

地震予知計画の一環として、地磁気永年変化精密観測のためのプロトン磁力計が各地に設置された。しかし、地磁気全磁力値を用いて地震予知を精度よく行うためには、地震に關係のない通常の日の変化を知っておく必要がある。地震に關係のない通常の变化を *noise* と考え、通常の *noise* がどの程度あり、またどのようにして *noise* を小さくすることが出来るかを研究するため、各地に設置されたプロトン磁力計によって得られた全磁力値の整理を始めた。地点は各満洲、東北2点(男鹿, 仁別), 樺岡, 伊豆大島2点(泉津, 野増), 八丈島, 鳥取および鹿屋の9地点で、期間は1968年7月1日から31日までの1ヶ月間である。

各地点の1日変化を比較すると日々によつて、日変化の形、位相のずれ、振幅が大きく異なる。例えば、樺岡と男鹿の間では、標準偏差が位相のずれでは46分、振幅比では0.18となる。このような1日変化の相違は、日変化等価電流系の中心が日本の上空を通過するか、日本の南を通過するかによつて大きく異なり、また日本各地点で日変化の成分の位相のずれが大きいため、1日変化の形をさらに複雑にしていく。また、さらに局地的磁場が加えられたと考えられる日もある。

次に、日本時間0時~12時と12時~24時の時間帯について1ヶ月間の標準偏差等について調べた。1日変化と合わせて観測所間でいくつかの分類や組合せができる。



92 一等磁気測量による地磁気永年変化の考察

水野清雄

国土地理院

国土地理院の磁気測量の成果は、すでに20年余の蓄積がなされ、それによつて永年変化の *anomaly* の概観と論議される段階となつた。筆者は前回の学会で一等磁気測量の資料を用ひ、D, H, I, について、1955, 60, 65年の三つの時期に対する永年変化の分布を求めた。その結果、永年変化の *anomaly* はかなり広範な地域でなされておゝり、かつ5~10年の *time scale* でくりかゝる（変動を伴してゐる）ことを示した。これは *reference observatory* として神岡を用ひ、いわゆる *reduced value* について求めたものであり、*normal* の永年変化についてもおおむね暫定的なものによつてゐる。今回は静止点日夜同値の変化として各磁気点毎の変化を求める。normal の永年変化について新しく IAGA で定められたものを用ひて考察する。

力式常次・山崎良雄

東大震研

著者らの製作した比抵抗変化計は神奈川県油壺に於て作動中であるが、1968年5月16日の十勝沖地震およびその余震、6月12日の三陸沖合、さらに7月1日の埼玉県中部の地震に伴って特異な変化を記録した。

これらの変化は、2~5分の間に大地比抵抗が 10^{-5} ~ 10^{-7} の変化率で階段状に急変するに特徴づけられる。この比抵抗変化計はその構造上、著しい *over-damping* に行っているため、このような地震に際しての残留歪があると考えれば、通常の伸縮計、傾斜計などに比して、永久歪の記録に適していると考えられる。

変化量を歪に換算すると 10^{-8} ~ 10^{-7} のオーダーとなり、Press や Wideman-Major によって推算されている残留歪のオーダーと一致する。これらの地震の発震機構との関連については、じゅうぶんな考察がなされたが、このような比抵抗変化計の記録によって震源の状態を推定するこの可能性が示されたということができよう。

奥田光直・三沢清敏
 (弘前大・教育) (東北大・理)

冬期間、[OI] 6300 Å 大気光の強度が薄明前に急増大を示す現象は、電子温度の急上昇と共に、磁気共軸光から飛来する光電子の効果であると考えられる。前回は、この効果と共軸光の太陽高度の関係、及び太陽活動度と地磁気擾乱度がこの効果に及ぼす影響について報告したが、今回はこれらの関係について考察したことを報告する。

この効果が、太陽活動度の増加と共に増大する主たる原因は、EUV flux の増加であると考えられるが、その他に大気温度の上昇による層々での中性分子密度の増加の効果も問題になると思われる。中性分子密度の増加は、ray path に沿うEUVの減衰や光電子の散乱を考慮しても、薄明前増光を増加させることがわかり、これらによって太陽活動度依存性を示すことが出来る。地磁気擾乱度 (K_p) との関係は、夜間における電離圏の全電子数と K_p との関係に類似して居り、薄明前増光と全電子数の間に何らかの関聯がありそうに思われるが、太陽活動度の影響を補正することにより増光と K_p の間に関係が直らぬことがわかり、したがって全電子数と増光とは直接的な関係をもたない様である。

奥田光直・三沢清敏
 (弘前大・教育) (東北大・理)

[OI] 6300 Å 大気光は、通常、薄明前増光ののち増光傾向がにぶり、やがて Local dawnの傾向を示す様になる (図・破線) が、winter solstice 頃には図に実線で示す

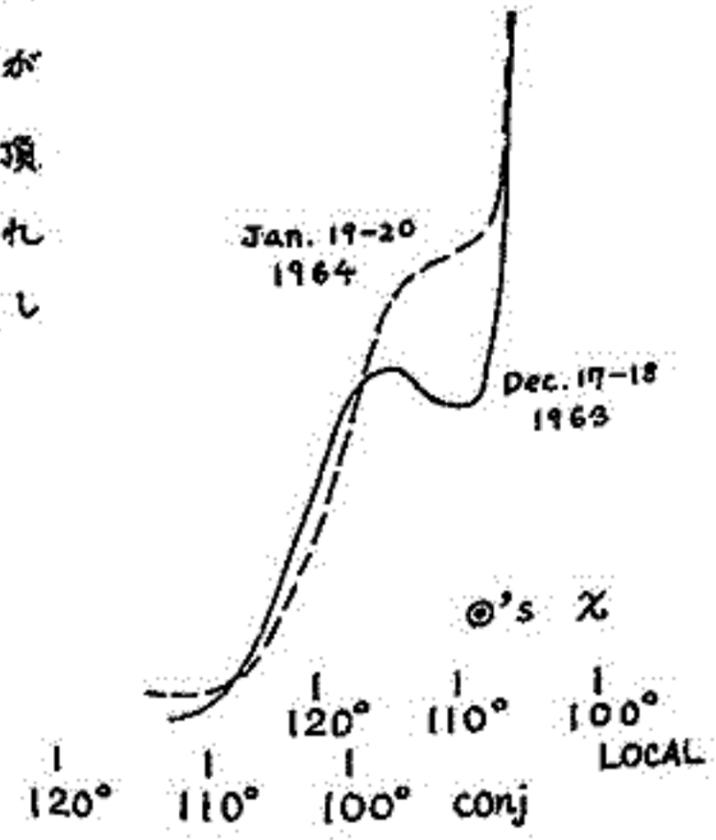
様に、薄明前に一時的に強度の減少する現象のあることが見出された。この現象は、次の様に考えることが出来る。

即ち、地磁気共軌面に於いて、太陽の天頂距離 χ の減少と共に、下層で光電子の創造が行なわれる様になり、中性粒子密度の増大と共にその数が増加して反対半球での増光量を増大させる。しかし、

日射が更に下層に及べば、中性粒子の散乱のため光電子は脱出しにくくなり、薄明前増光傾向がにぶっていき、やがて saturate する。冬至頃は Local と Conjugate Point の太陽天頂距離の差が最も大きいので Local Dawn の初

まる前に反対半球では充分 T_e 及び n_e が増加

しクーロン散乱のため反対半球に向う electron flux が減少するため冬半球の [OI] 6300 Å 大気光強度が減少するものと考えられる。一時減光の現象は、薄明前強度変化が光電子の反対半球への直接侵入によることを示すものと考えられる。



96 Post Dusk 時に於ける [OI] 6300 Å 大気光強度変化

奥田光直・三沢清敏
(弘前大・教育) (東北大・理)

薄明前増光現象は、F領域の落ち付いた状態から急激におこるために、夜光成分を全人だま、の生の記録の上でもかなり明瞭に認めることが出来るが、Post Dusk 時には、F領域の電子密度も大きく、又変化の途中の状態であるため、記録の上で特に mark 出来る様な傾向は見出し難いが、薄明前の場合と同様に Barbier 式により夜光成分を除去し、残余の成分を抽出した。この成分は、地磁気共軌道における太陽の天頂距離が 110° に達する頃まで存在する様であるが、大気温度の変化や風を考慮し、磁力線に沿う電子密度の分布をしらべない中は conjugate photo electron の effect と考えることは、避けなければならぬ。今回は主として現象の報告を行なう。

97 O₂ HERZBERG 大気光のロケット観測 (序報)

岩坂 泰信, 小川 利紘, 等松 隆夫
(東大理)

K-9M-24号機に搭載した紫外線測光器による観測結果の報告(1969年1月19日, 2100 JST 飛しよう)。

波長域 2,600 Å 附近 — (7,1), (6,1), (5,0) バンド, と 2800 Å 附近 — (7,3), (6,2), (5,2) バンドでの O₂ Herzberg 大気光の高度分布を明らかにすることができた。この大気光の発光率が最大となる高度は, ロケットの上昇時で 96 km, 下降時で 104 km で, 分布の広がり(半値巾)にして 8 km 以下と推定され, 酸素原子の 5577 Å 大気光と非常によく似た様相を示すことが確かめられた。

また上昇時と下降時の強度を比べてみると, 下降時の方が 70% 程度上昇時より小さくなっている。これは, 上昇時と下降時のロケットの位置の違い — 約 500 km — によるものである。すなわち北の方が南の方より強度が強いことを示しており, この緯度に対する効果は中緯度における 1月の 5577 Å の様子と同じ傾向を示している。

測定データは 60 km 以下でオゾンの吸収による強度の減衰を表わしており, 夜間の中間圏のオゾン密度を求めることができる。この結果と K-10C-1 (1969年1月12日 1410 JST) による昼間のオゾン密度の測定結果と比較する。

江尻全機・大林辰蔵
東京大学宇宙航空研究所

K-8-15号機によるインピーダンス・プローブの実験により、電離層電子密度・温度の日没時付近の変動が得られた。亦、電子音波によるインピーダンスの変化が観測され、Electrostatic Cyclotron Wave の Bernstein Mode である事が説明された。

1. 電子密度分布。 図-1に示すのは1969年1月9日16時40分のロケット上昇時の電子密度分布である。昼より夜にかけての遷移状態で、観測された様をE層よりF₂層にかけての大きな Irregularity が存在する事は、電離層中の平衡状態に擾動の項が大きくなる結果、電子密度の変化をもたらし、E層よりD層にかけての減少が、上昇時、下降時で著しく異なり、有効再結合係数の高度分布を示し得ることを考えられ、又、D層の peak は上昇下降で、高度反が電子密度が一致し、電離層が高くなる ($N_e \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$)、D層の電離維持機構を考慮しなければならぬ。

2. 電子温度分布。 図-2に、インピーダンスプローブの低周波領域に於けるアドミッタンスより電子温度を求めたものを示す。E層付近で電子温度が高く、これは、D・E層の電子密度が高くなる事と合せ、Winter Absorption Anomaly に関係してゐると思われた。亦、電子密度分布と同じ様に空間的 Irregularity が有る。但し、電子密度の変化とは一致してゐない。

3. Electrostatic Cyclotron Wave。 図-3に示すように、 $2f_H$ (f_H : プラズマ周波数) で、プローブのアドミッタンスの振中周波数が位相が変化してゐる。(a~g は高度の差を示す) これは、プローブアドミッタンスが小さい所 (i.e. 高域ハイブリッド周波数付近) に在り、高度の低い所では、あまり大きな変化はみられぬ。

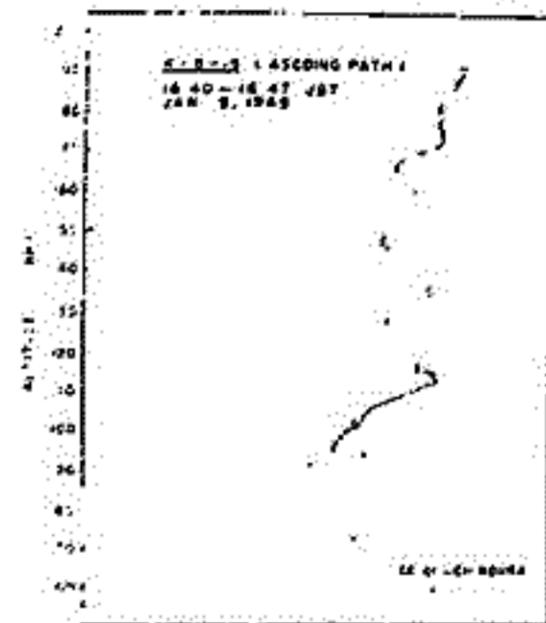
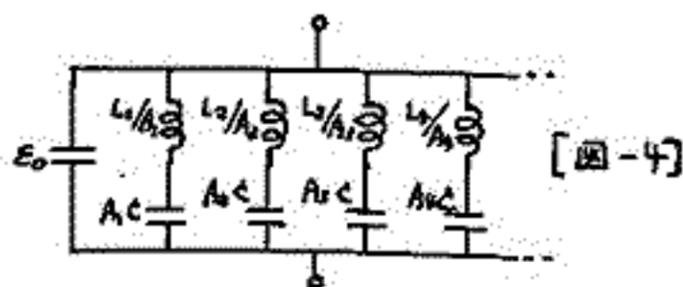
Electrostatic wave の Bernstein Mode を考え、比アドミッタンス \tilde{Y}_L (磁場は垂直成分) を求めると次の様になる。

$$\tilde{Y}_L = j\omega\epsilon_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(j\omega L_n + \frac{1}{j\omega C} \right)^{-1}$$

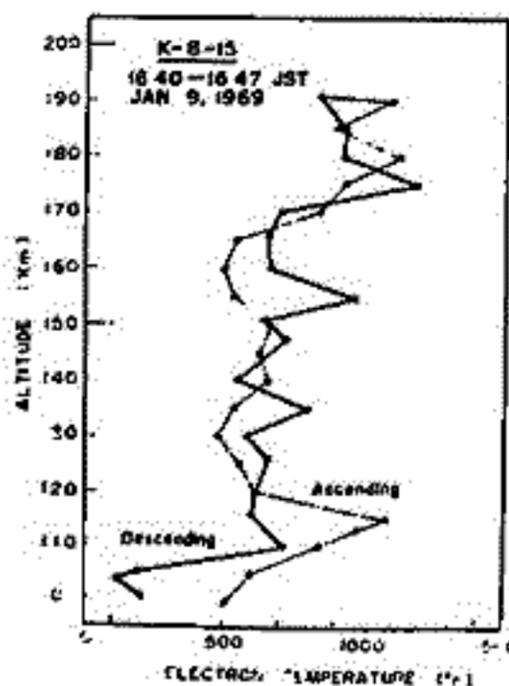
where $A_n = \frac{2}{\pi} e^{-\lambda} I_n(\lambda) \sim \frac{1}{\pi} \left(\frac{\lambda}{2}\right)^{-1} + \text{higher order in } \lambda$ (for small λ)

$$L_n = \frac{1}{n^2} \epsilon_0 \omega_p^2, \quad C = \epsilon_0 \omega_p^2 / \omega_c^2, \quad \lambda = k_z^2 \cdot k T_e / \omega_c^2 m$$

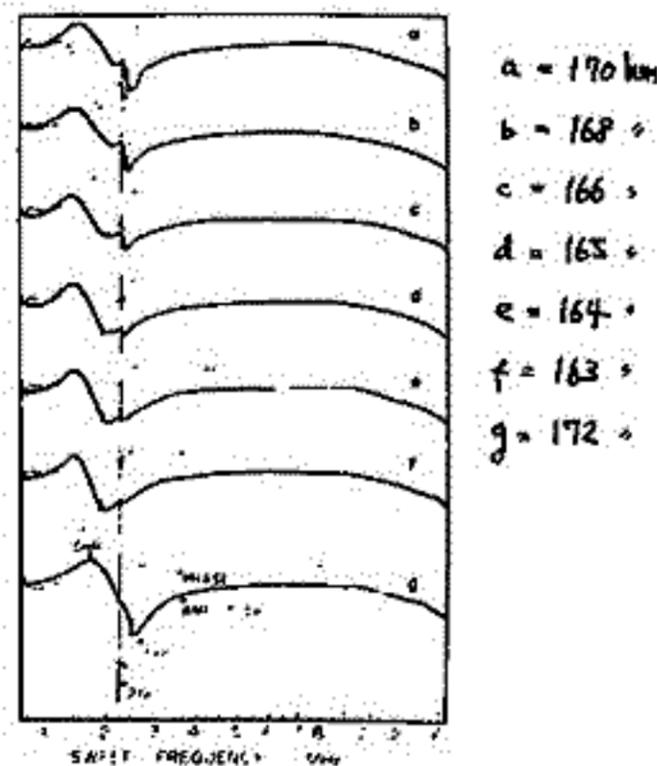
\tilde{Y}_L の電氣的等価回路を示すと図-4のようになり、これによつて、インピーダンスの変化が説明された。



[図-1]



[図-2]



[図-3]

99 K-9M-25号機及びK-8-15号機による磁場

測定.

加藤賢雄, 青山巖, 遠山文雄
東海大学 工学部

ロケットによる磁場測定の目的でK-9M-25号機及びK-8-15号機に搭載したフラックスゲート型磁カ計の測定結果について発表する。

i) K-9M-25号機について

使用した磁カ計は今回初めて試みたデジタル化したフラックスゲート型磁カ計で、ロケット軸方向に一成分使用し、これと直交成分には従来までのもの、すなわち測定範囲自動選択方式によるものを使用した。したがって測定量は全磁カとして観測される。

このデジタル方式の磁カ計は現在計画中のREXS衛星に搭載する予定のものとはほぼ同じ形式の磁カ計で、実験の目的は同時に機能試験の意味もあった。

実験結果はデジタル化した成分では一部データの欠けた部分も生じたが、飛行時間の大部分にあたって測定する事が出来た。測定精度はロケットの飛行中の姿勢によって若干異なるが、スピンの影響を含めて $\pm 5.7\%$ から $\pm 24.4\%$ と考えられる。

したがって、更に改良して使用するREXS衛星に搭載用としては十分にその機能をはたす事が出来ると考える。尚、他のデジタル化しない成分は切接え装置の不調のため、目的とした精度が得られず全磁カ測定としての観測局内を流れる電流系による磁場測定は出来なかった。一方、地磁気姿勢計による結果からは、スピンは約 1.2 Hz 、70レセツエヨは周期100秒、振巾 $\pm 20^\circ$ であった。

ii) K-8-15号機について

電離層内磁場の三成分測定を行なう目的で測定範囲を自動的に選択測定する方式のフラックスゲート型磁カ計による観測を行なった。又今回の実験は次に予定されている更に高精度($\pm 1\%$)で地球に固定した座標で記述する磁場の三成分測定の基礎資料を得る目的もあわせている。

観測結果によれば全磁カ及びロケット座標系での三成分ともに 20% をこえる異常はみとれなかった。尚、この場合の測定高度は160 km ほどであった。

一方、得られたデータを検討した結果、K-8型程度のロケットをもちい、K-9M-25号機に搭載したデジタル化した磁カ計とこの種の磁カ計をくみあわせれば、高精度の三成分測定も可能になると考える。

大冢 寛, 麻生武彦
 京都大学工学部電離層研究施設

本年一月の鹿児島におけるロケット実験に於て、サイロプラズマプローブによる冬の中緯度電離層の電子密度の微細構造の測定がなされ、こゝの興味ある結果が得られたので、それらについて報告する。測定器は天竺、1月8日1110 JST, 1月9日1640 JST並びに、1月19日2100 JSTに打ち上げられたK-9M-25, K-8-15, K-9M-24に搭載され、±1%の精度でD層からF₁層に至る領域の電子密度の測定を行つたが、こゝでは主としてK-9M-25, 24の観測結果について述べる。

夜間電離層の電子密度分布

図1は、K-9M-24による夜間の電子密度の測定結果である。図2に示されたK-9M-25による昼間の電子密度のプロファイルと比較すると130 km ~ 170 kmの領域では、上昇下降両方に密度が顕著な減少を示し、分布に谷を生じている一方それより下の領域で昼間の値 $\sim 10^4$ cm⁻³がほぼ維持されている事が判る。一般に下部電離層の電子密度は、日没後再結合過程により急速に減少するわけであるが、E層下部で夜間に電離が維持されることはV L下の伝播実験により Cartwright (1964), Kimura (1967) 等によつても既に報告されている。今回の実験はこれを直接測定によつて明白にしたわけであつて、この事からこの現象が太陽の輻射に帰せられる一般の電離機構とは別なメカニズムによるものであることが示唆され、その理論的な説明が必要である。

冬季異常の探査

図2の結果に於て、高度88 km ~ 100 kmのD層領域における観測値が、その領域での冬の平均の電子密度の3 ~ 10倍の値を示している、謂はばスホラディックD層を形成している事が特徴的である。これと対応して、電波研平磯支局で受信している1.85 MHzのロマン電波が、発射の前日から異常吸収を受けており、更に山川で観測された ionogram から算出した f_{min} は、正午近くに、一月のメジアン値を上回る値を記録している。発射の日も太陽活動並みに地磁気は静穏であり、この異常増加がそれらの影響とは考えられない。これらの諸事実から、このロマン電波の吸収の増加が下部電離層電子密度の異常増加による、いはゆる冬季吸収異常 (Winter Absorption Anomaly) と呼ばれるものであると考へられる。この異常は冬の数日間に亘つて中緯度地方が広い範囲に於て生起すると言われらる (Mechtly et al 1968, Thomas 1961) ことに關する理論は多い。(Sechrist 1967, Marchum 1967) 今回のK-9M-25の実験では、我が国初めての異常中の直接測定が行なわれたわけにて、これと上述の side evidence から Anomaly が地磁気緯度20°に及ぶ広い領域に広がっていることが認められたのである。

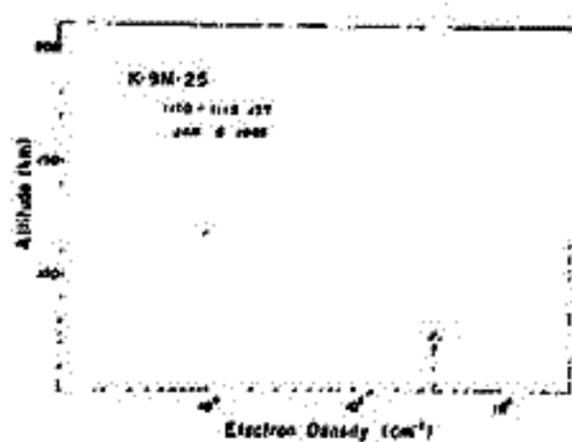


図 2

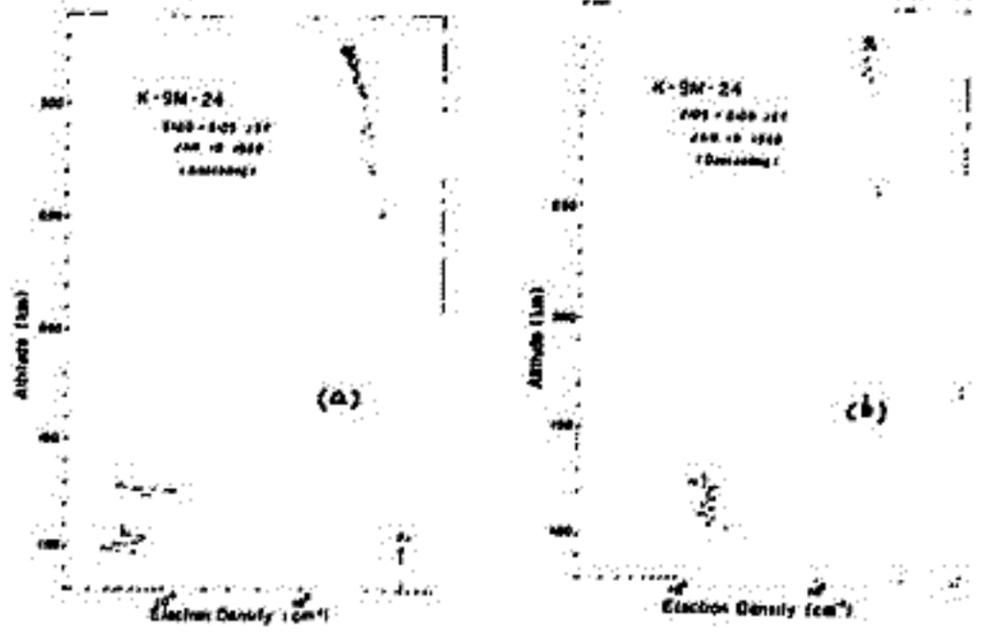


図 1 (a), (b)

101 ベネット型質量分析器によるイオニ組成の観測
(K-10-4)

菅野信義 相'京和弘 宇田可諒悦 水津武
電波研究所

K-10-4号機は 1969年1月13日 19時に発射された。これに搭載したベネット型質量分析器は、高度約140 km から 230 km のイオニ組成の測定を行なった。ベネット型質量分析器により観測されたイオニの質量数 M は、加速電圧 V (volt)、グリッド間隔 S (cm) 印加周波数 f (MHz) とすると

$$M \approx \frac{0.2636 V}{S^2 f^2}$$

と知られたが、飛翔体に搭載された行なう測定では質量分析器中を通過するイオニの速度は、印加電圧により加速された速度の他に飛翔体の速度、飛翔体自身の \pm 速度 v_0 による加速等による名称の影響を受けるため、その質量数の決定には相当な困難を伴う。

すなわち

$$V = V_s + K$$

V_s : 真の加速電圧

K : 未知のエネルギー

となり一見観測された質量数を示し M のままではあやまら結果を得ない。

そこで故意に高周波成分が出力に現われるような測定を行なった。これを利用して質量数の決定を行なった。

高周波成分を近似的に

$$M \approx \frac{0.2636 V}{S^2 f^2} (1 \pm k_i)^2$$

と知られた。 ($k_0 = 0$ は k_i ではないが基本成分)

k_i は質量分析器の構造等によって決まる。異なる値をとり、これを実験的に求めたい場合、高周波の現れたときの印加電圧を V_{sh_i} とすると

$$M \approx \frac{0.2636}{S^2 f^2} \frac{V_s - V_{sh_i}}{1 - (1/1 \pm k_i)^2}$$

と未知の値 K に関係なく M が求まることになる。

この方法を用いて K-10-4 による観測を行なった。

102 レーザー・ラマンレーダーによる分子密度の選択的測定法

小林 喬郎 稲場 文男 上、山 弘[†]
 東北大学電気通信研究所 [†]東北大学理学部

はじめに 従来の光源と比較して極めて高出力、高輝度で時間幅の狭いジョイント・パルス・レーザー光を用いる事により高度10~150 km での高層大気の地上での計測・診断が種々試みられて来た。これらの観測はレーザー光が大気により散乱された成分のうちレーザー光と同一波長成分を検出する方式である。しかしながら、この方式では大気中の気体による Rayleigh 散乱波とエアロゾルによる Mie 散乱波が重畳しており、それらの混合割合も空間的に変動しているので散乱体の種類あるいは密度を精度良く求める事は不可能に近い状態である。そこで、我々は高出力の短波長レーザーおよび極微弱光検出技術を用いて高層大気中の分子のラマン散乱成分を検出し、分子の種類および密度分布を選択的に測定するレーザー・ラマンレーダーの可能性を検討したので報告する。

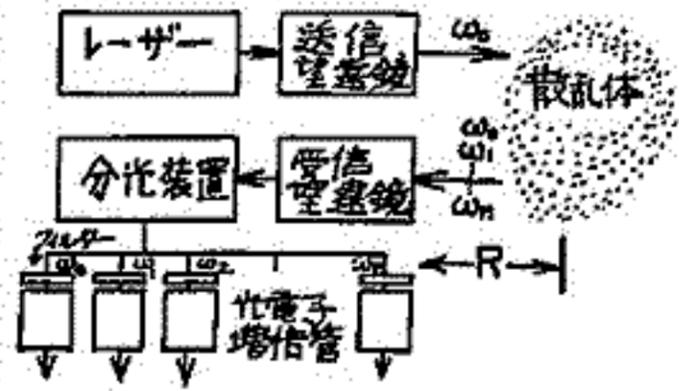


図1 レーザー・ラマンレーダー装置のブロック図

装置の概要 図1に装置のブロック図を示す。大気分子により後方散乱された周波数 ω_b の Rayleigh 成分の他に、分子固有の Raman 振動周波数 $\Delta\omega_i$ だけ変移した $\omega_i = \omega_b - \Delta\omega_i$ (i : 分子の種類)成分を分光して光電子増倍管で検出する。表1は大気中の主要な分子のラマン周波数変移を示している。

分子	ラマン周波数変移 cm^{-1}
N ₂	$\Delta\omega = 2330.7$
O ₂	1556
H ₂ O	3651.7
CO ₂	1285.5, 1388.3
NO	1877
H ₂	4160.2

表1. 大気中分子のラマン周波数変移

レーザー・ラマンレーダー方程式 距離Rに離れたところからの散乱波の受信電力Pは次式で与えられる。

$$P = P_0 K \frac{L}{T_L T_R} A_r N(r) \sigma_{R(i)} / R^2 \dots (1)$$

ここで、 P_0 : 送信レーザー電力, K : 送受全光学系の効率, L : レーザーパルス長の長, T_L, T_R : レーザーおよびラマン波長での大気透過率, A_r : 受信開口面積, $N(r)$: 分子の密度, $\sigma_{R(i)}$: 分子のラマン後方微分散乱断面積。

検出可能分子密度 この様なレーザー・ラマンレーダーの性能を示すパラメーターとして検出可能な最小分子密度(MDC)を求めた。現在実現が容易な装置の諸定数は表2に示した。微弱光検出法としてA-スコープ表示法および光子計数法の二つを考察した。距離分解能 ΔR および測定回数 m は、前者の検出法では $\Delta R = 5m$, $m = 1$, 後者の場合は $\Delta R = 1 \text{ km}$, $m = 100$ である。図2にMDCの値および大気中分子密度の高度依存性を示す。

項目	値
レーザー出力	1J
パルス幅	30ns
波長	3471Å
ラマン波長	~3720Å
光学系効率	0.2
量子効率	0.27
受信波長幅	30Å
受信視野	10° str.
受信口径	50 cm
最小受信電力	6.2x10 ⁻¹¹ W
光子計数	3x10 ⁻¹⁴

表2. レーダー装置の諸定数

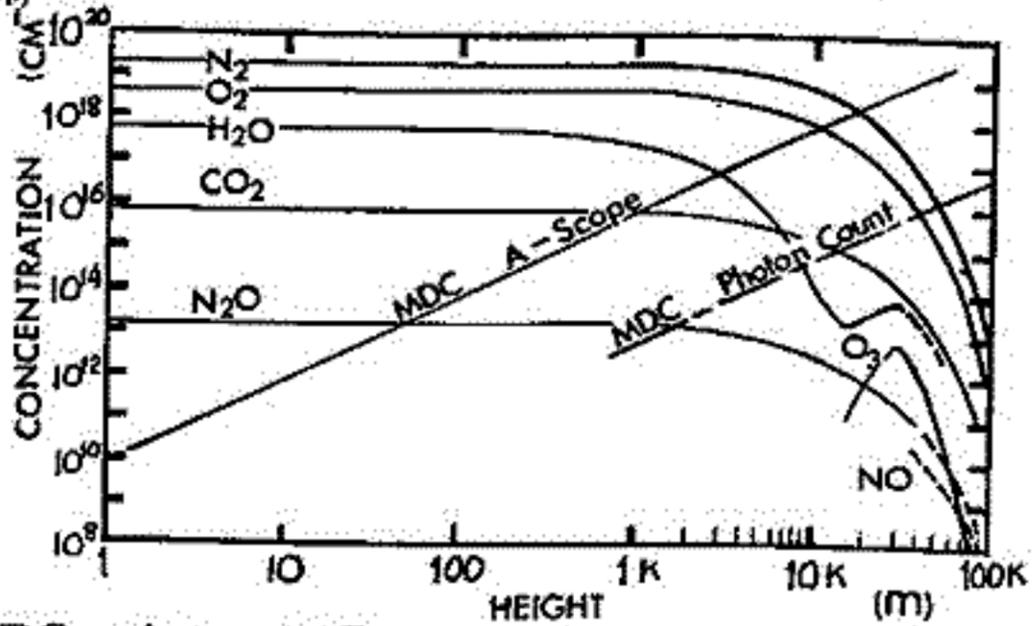


図2. 検出可能最小分子密度(MDC)および大気中分子の高度依存性

おすび 大気中の分子のラマン散乱波を検出するこのレーザー・レーダーにより、はた高度50kmまでの分子密度分布を選択的に測定できる。さらに装置の小型軽量化の試みにより、ロケット搭載の可能性もあり、この場合、NOやO₃その他の minor 成分の観測も可能となるであろう。

文献: (1) R.T.H Collis et al, Nature, vol.203, 1278(1964)
 (2) G. Fiocco et al, Nature, vol.199, 1275(1963)
 (3) H Inaba et al, IEEE J. & E., QE-2, 46(1966)
 (4) J.A Cooney, J. A. P., vol.12, 46(1968)

103 静電近似による磁化プラズマ中円筒電荷の電位分布に関する考察

(電波研) 宮崎 茂, 森 弘隆

境界が存在する場合の磁化プラズマと交流電磁界との相互作用はアンテナからの電磁波放射、プラズマ診断に適用される高周波プローブ、さらにプラズマ物理の理論にとっても興味ある問題である。これらの問題を記述する基礎方程式は Boltzmann の運動方程式と電磁気に関する Maxwell の方程式である。通常これらの式を境界条件に従って解くことは甚だしく困難であるが一般的に解は磁化プラズマ中に存在する交流電磁界として静電場成分、電磁波成分、(電子)音波成分の三つに分けて考えることが出来る。しかし一般にある注目する系の特性長に比してプラズマ中に存在する波の波長が充分大きいときは(準)静電場のみの考慮でも十分精度の高い近似と見られる。

さて静電近似については従来多くの人々によって調べられているが、いわゆる Hyperbolic region における静電近似の解は種々の異なった見解があり未だ物理的に妥当な解が提出されていない。ここでは特にこの異に注目して議論する。

静電近似においてポテンシャル ϕ を規定する式は磁化プラズマを非等方性誘電体と見なした場合の Laplace の式である。すなわち

$$S \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + S \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + P \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

$$\text{ここで } K = \begin{bmatrix} S & -jD & 0 \\ jD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix}, \quad S = 1 - \frac{XU}{U^2 - Y^2}, \quad D = \frac{XY}{U^2 - Y^2}, \quad P = 1 - \frac{X}{U}, \quad U = 1 - jZ$$

ここで磁化プラズマ中に於ける無限長円筒導体によるポテンシャル分布について考える。円筒の如く座標軸を z 軸に半径 ρ の円筒導体が存在するとする。

磁場の方向は $y-z$ 平面内にあるかつ z 軸と仰角 θ をなしているとする。

このときの Laplace 方程式は (1) 式を変形して次の如くなる。

$$S \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (S \cos^2 \theta + P \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (2)$$

これを解くと

$$\phi = \frac{\delta}{2\pi \epsilon_0 S (1/A^2)^{1/2}} \ln \frac{1}{(\xi + \rho^2)^{1/2} + (\xi + \rho^2/A^2)^{1/2}} + \text{Const.}$$

$$\text{ここで } \frac{1}{A^2} = \frac{S \cos^2 \theta + P \sin^2 \theta}{S}, \quad \frac{x^2}{\xi + \rho^2} + \frac{y^2}{\xi + \rho^2/A^2} = 1 \quad \dots (3)$$

次に図 2 図に示す如き平行円筒導体間のインピーダンス Z を求めよう。

$$Z = \frac{1}{j\omega} \frac{1}{\pi \epsilon_0 S (1/A^2)^{1/2}} \left\{ \ln \frac{1}{\rho (1 + 1/A^2)^{1/2}} - \ln \frac{1}{(\xi d - \rho + \rho^2)^{1/2} + (\xi d - \rho + \rho^2/A^2)^{1/2}} \right\} \quad (4)$$

ここで $\xi d - \rho$ は (3) 式に於いて $x = (d - \rho) \cos \varphi, y = (d - \rho) \sin \varphi$ とおくとよい。さて (4) 式を見ると Collisionless hyperbolic region における抵抗成分としての Loss が存在する。これは非等方性プラズマでは存在しない現象であり、非等方性プラズマに特有のものである。この物理的意味は Hyperbolic region における Capacitive space と Inductive Space が存在し、その境界が共振面であるというこゝろで説明することが出来る。

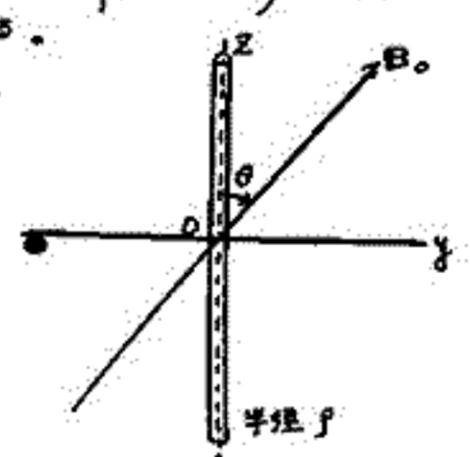


図 1

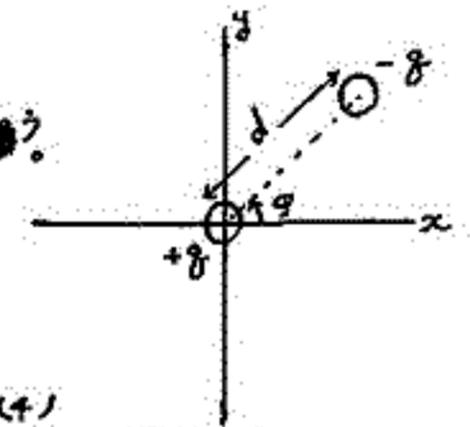


図 2

104 二次高調波法及び位相検出法による 空間電位決定法について

平尾邦雄, 小山存一
東京大学宇宙航空研究所

Dray Vestern にほじり Energy 分布測定 (S. Twiddy, Boyd 等) より, 電子回路的なこともあつた方向へと発展した。即ち $\omega_0 - \omega$ 電圧の高周波電圧を重畳させ、 $\omega - \omega_0$ の非直線性による ω 成分電流の中から, 二次高調波をとりだせば, ω_0 が $\omega_0 - \omega$ の二次微分がえられる。

しかしながら, エネルギー分布測定の強に属点となるべき空間電位の問題は, うやむやのままにたつてゐる。

そこで, 二次高調波法による空間電位決定法について, あわせて, 土手代の方法, および新しく, 発着する位相検出法との相関係を明らかにする。

塚田紀昭, 藪崎努, 小川 徹

京都大学工学部

筆者等は以前より光ポンピング磁力計を用いてロケット搭載用磁場観測装置を計画中であるが、ロケットのアリセクション、残留磁場等の影響をより詳細に検討し、また若干の予備実験を行ったので合わせて報告する。

装置の重要な部分は、磁場の絶対値の精密測定に用いられてきた光ポンピング磁力計と、バイアス磁場を与えるバイアスコイルから成っており、バイアス磁場の新統により得られる観測値からベクトル磁場を知ろうとするものである。Fig.1に示す様にスピン軸に垂直にバイアス磁場 B_b を与える。このバイアス磁場は Fig.2 に示す如く、solar sensor による信号により断続させる。磁力計の出力は周波数適倍し実効的な感度を上げ、更に周波数合成させ、テレメータに送る。

アリセクションの影響は大きくわけて三つの面から考えられる。また磁場中を飛翔する導体がアリセクションによって生ずる電流による磁場である。この電流による磁場は

$$\Delta B_p = K \omega_p \sin \alpha \sin \gamma \sin \omega_p t \quad (1)$$

但し K はロケットによって決まる定数で α はアリセクション半角 γ はアリセクション軸と磁場との成す角である。例えば $\alpha = 5^\circ$, $\gamma = 135^\circ$, $f_p = 1/30 \text{ Hz}$, $K = 30 \text{ Gauss/rad/sec}$ とすれば ΔB_p は最大で 1γ 程度となりセンサーの突出し機構を併用すれば誤差は無視できる程度になる。次にアリセクションによリスピン一周期中の各瞬間向におリてスピン軸の方向が空間的に変ってくる効果である。この場合の誤差は次式で現わされる。

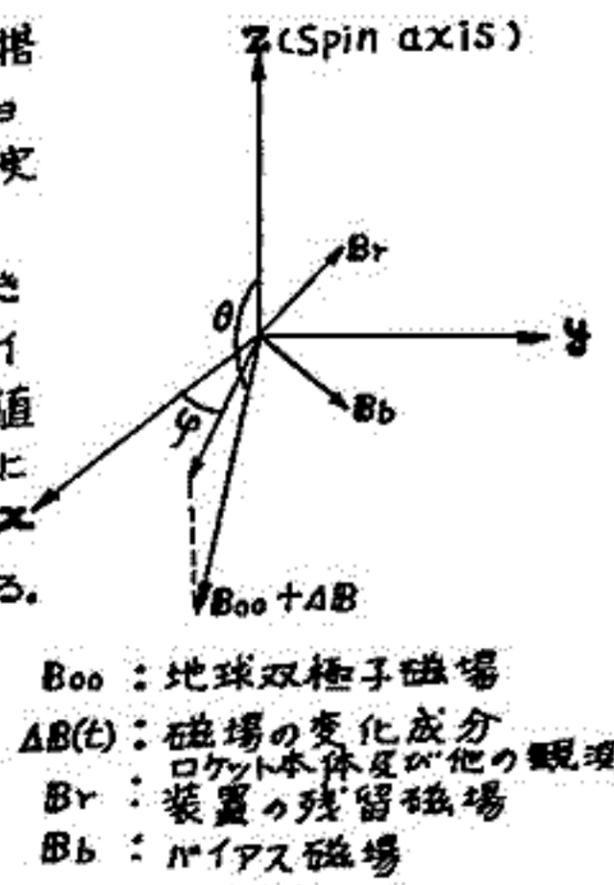
$$d\theta/dt = \omega_p \sin \alpha \sin \gamma \sin \omega_p t / \sin \theta \quad (2)$$

例えば $\alpha = 5^\circ$, $\gamma = 135^\circ$, $f_p = 1/30 \text{ Hz}$ とすればスピン一周期中に生じる誤差は $10'$ 程度となり内挿法を用いれば誤差を充分小さくできることがわかる。またロケット搭載の種々の機器による残留磁場の方向がアリセクションのため変化する。残留磁場は地上におリて予め測定出来。特にスピン軸に垂直な方向について精度よく知る事が可能である。スピン軸に平行な残留磁場成分による誤差は、 $B_g = B_{00} + \Delta B$ とすれば

$$B_z^2 = B_g^2 + B_{r//}^2 - 2B_g B_{r//} (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \gamma \cos \omega_p t) \quad (3)$$

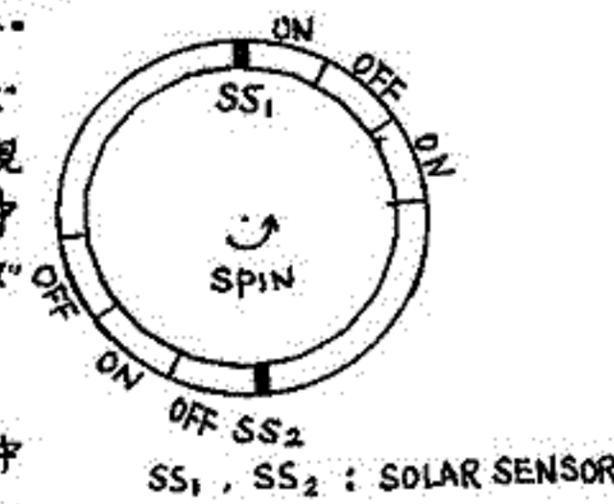
なる式から求められ、例えば $\alpha = 5^\circ$, $\gamma = 135^\circ$, $B_{r//} = 10 \gamma$ とすれば約 1γ の誤差となり θ に及ぼす誤差は $1'$ 程度で充分小さいことがわかった。

予備実験として先ず2次元的な実験を行なった。Fig.3に示す様な装置でスカラーマグネトメータにバイアスコイルによって既知のバイアスを作りバイアスをオン、オフしたときの全磁場の大きさの変化から地球磁場の方向を測定した。



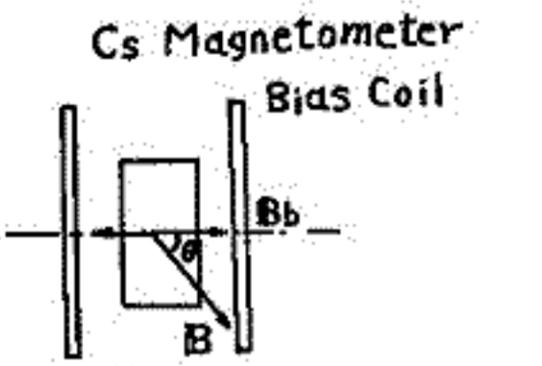
B_{00} : 地球双極子磁場
 $\Delta B(t)$: 磁場の変化成分
 ロケット本体及び他の観測
 B_r : 装置の残留磁場
 B_b : バイアス磁場

Fig. 1



SS_1, SS_2 : SOLAR SENSOR

Fig. 2 Bias Field



Example

$\Delta t = 3 \text{ min.}$
 $\Delta B = 0.1 \gamma (B = 0.44 \text{ G})$
 $B_b = 0.12 \text{ G}$
 $\theta = 44^\circ 06' 29'' (\pm 3'')$

Fig. 3

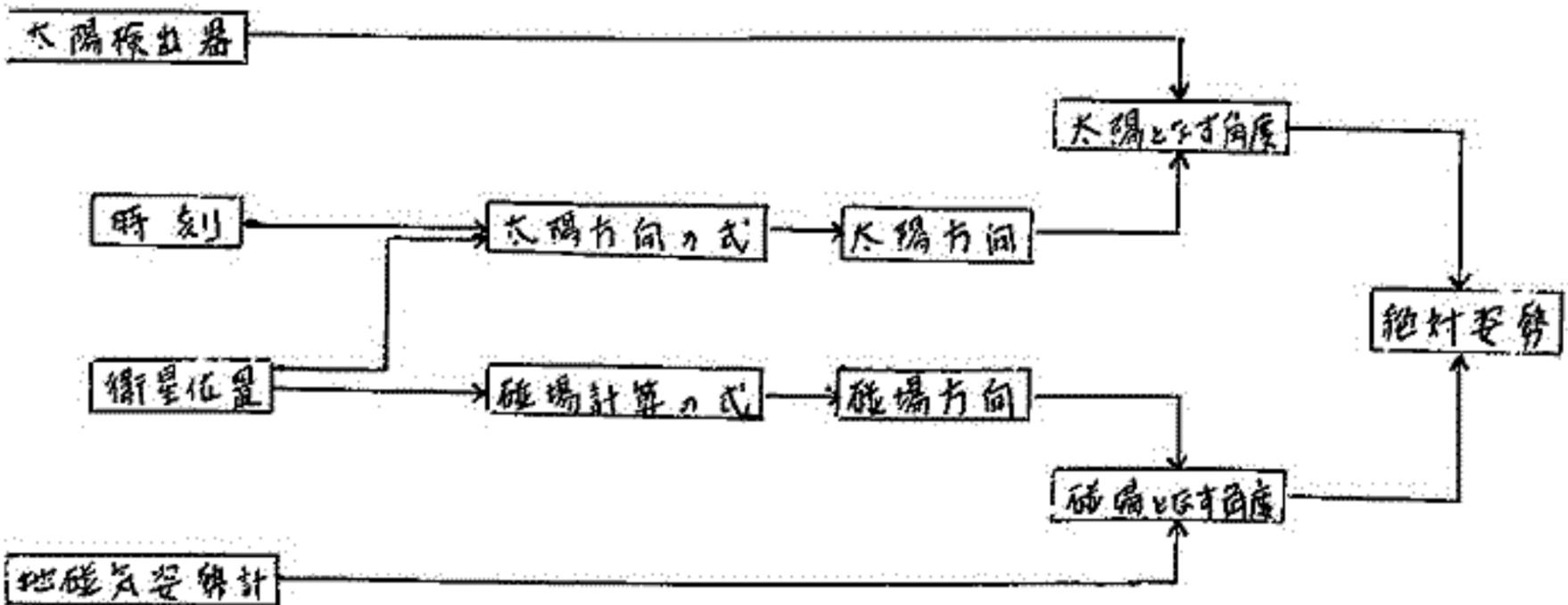
加藤象雄、 青山 徹、 遠山文雄
 東海大学 工学部

ロケット及び衛星における飛行中の姿勢測定的重要性は言うまでもなく、各方面からも要請されて来た。現在までロケットにおいて、空間に固定された座標でロケット軸のどの方向を向いて飛んでいるかという、いわゆる絶対姿勢を測定し、又解析して来た。その方法は、地球磁場を基準として、ロケット軸と地球磁場方向とのなす角度及びロケット軸と太陽とのなす角度を天々検出し、両方の値からロケット軸の天球上での方向を作図によって求めてプロットするものだった。しかし、今後衛星の飛行によってデータ数が増大し、それに伴ってのデータ処理も迅速に行わなければならない事が予想されるので、計算機を利用して絶対姿勢のデータ処理方法を検討して来た。今回、そのソフトウェアの一部が完成したのでここに報告する。

下図の様な系統図に示す如く、衛星の空間位置と時刻が与えられれば、その場所に於ける太陽方向の簡単な計算式で求まり、又一般に用いられる地球磁場ポテンシャルの式を使ってその場所での磁場の方向を近似的に知る事が出来る。(現在のプログラムには、Gaussian 添数 $n = m = 10$ のものを用いている。) 一方、衛星に搭載される地磁気姿勢計及び太陽ヒンクから衛星軸の磁力線方向及び太陽方向とのなす角度が夫々検出されるから、天球上に宿かれる2つのコーンの交点を球面三角法によって計算する事が出来、この交点が衛星軸、天球上での方向である。一般に、この交点は2つあるがソフトウェア又はハードウェアで、そのいずれかを決定し得るものである。

磁力計の精度は、デジタル型を使えば約10ガンマであり、計算による磁場の値の信頼度は全磁場で200ガンマ以内と考え、衛星位置の誤差を磁場に於て約100ガンマとすれば姿勢の精度は高度500~1000km位で約5度位であろうと思われる。しかし、衛星上での磁気検出部周辺に於ける磁気的擾乱は免れせず、これが測定精度に大きく影響する恐れがある。

尚、テストデータとしてロケットの場合も計算すると作図による結果と完全に一致し、計算時間はすべてを含めて、データ数100当り約60秒であった。



107 宇宙線強度気圧補正の自動化についての試み

大島良三 池田昌志
気象研究所

気象研究所でIGY以来行われてきた水平断面積1.2m²の電離室による宇宙線強度の測定に於て、従来行われてきた気圧補正の方法を電子回路によって自動化する事を試みた。電離室から振動容量型電位計においてとり出される出力と上利式水銀気圧計からの気圧の信号を右図に示すように、アナコン方式による気圧補正装置として試作した。(オ1図)

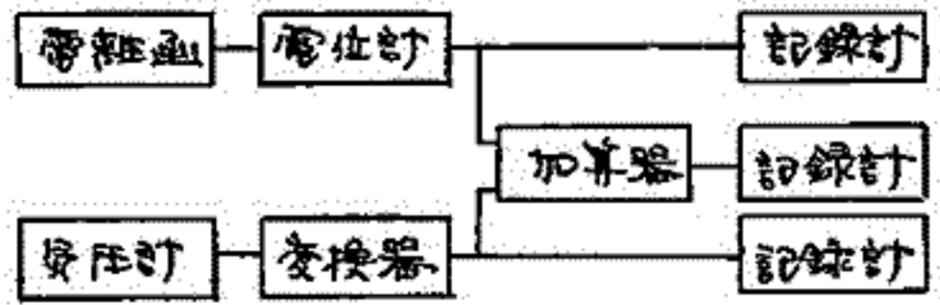
気圧計から信号としてとりだされる抵抗値と電圧に変換する為の装置は、抵抗をD.C.アンプのフィードバックの部分に入れる方式をとった。気圧の変化範囲におけるリニアリティは充分である。

これらの出力を加算して補正を行う回路は入力抵抗の変化による加算比を自由に選択出来る方式を用いた。(オ2図)

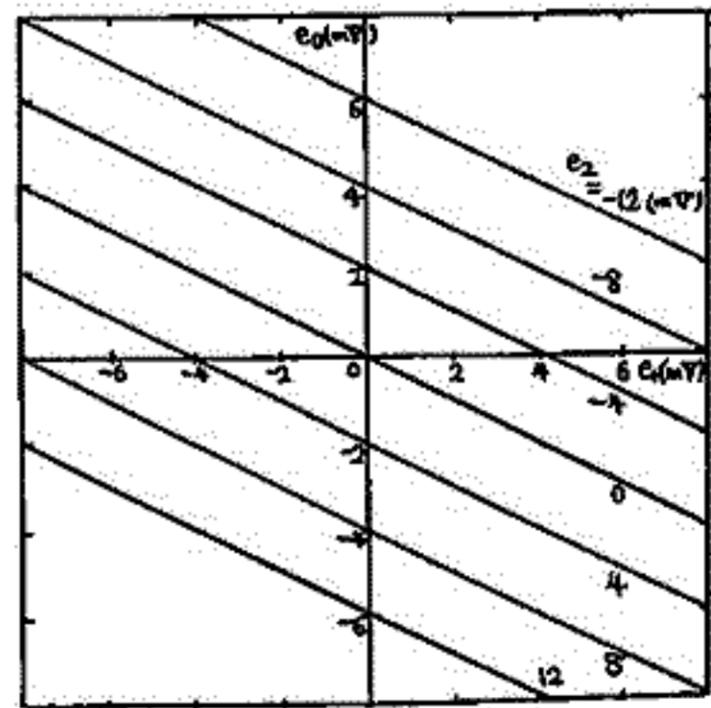
この方式によって、今まで

$$I_{pm} = \int_0^{t_2} i(t) dt - \alpha P_1$$
 の計算式に示されるようなものであったが、この装置による方式は

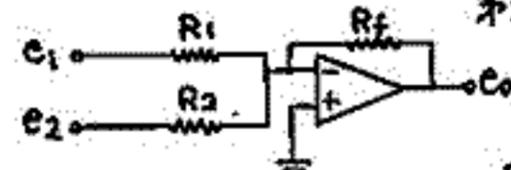
$$I_{pa} = \int_0^{t_2} i(t) dt - \frac{\alpha}{2} (P_1 + P_2)$$
 となる。これは補正の際により緩やかに気圧の変化に対して追従するという観点より行ったものであり、この装置による改善されたものと、従来のものをプロットすると、右の図のようになる。(オ3図)



オ1図

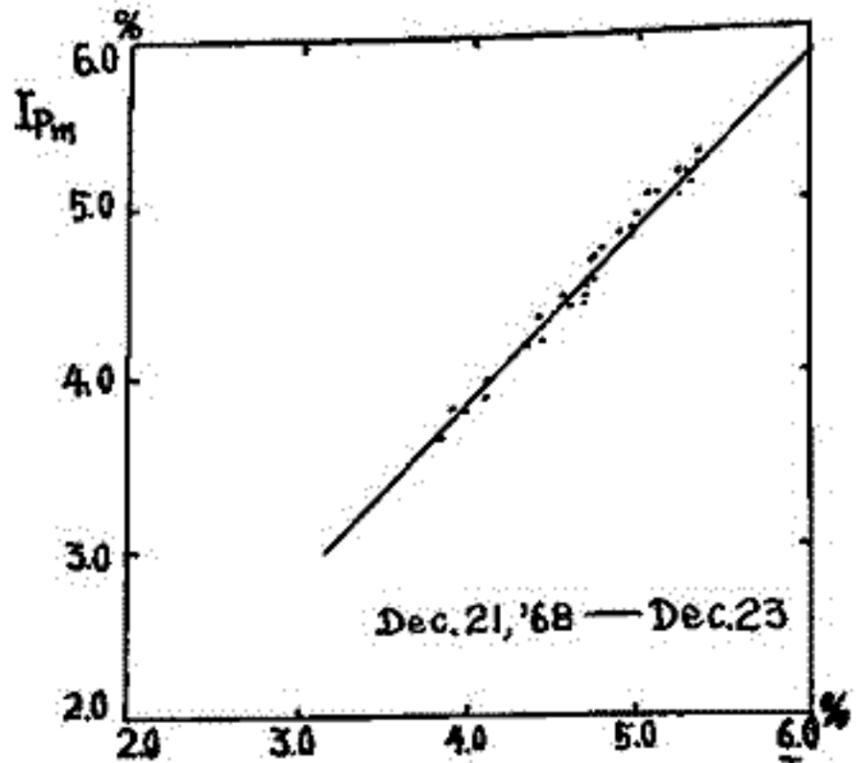


オ2図. 加算器特性



$R_1 = R_2 = 20K, R_f = 10K,$

$$e_0 = -\left(\frac{R_f}{R_1} e_1 + \frac{R_f}{R_2} e_2\right) = -\left(\frac{1}{2} e_1 + \frac{1}{2} e_2\right)$$



オ3図 気圧補正值比較

北村正通, 宮坂正厚
(気象研究所)

低気圧と地上宇宙線(中間子成分)強度との関係は Fig. 1 9 標の三通り型の分類がある。(type A, B, C とす)。各型は高気圧の低気圧の気圧減少量 (Δp) の総量に依り不連続 Fig. 2 9 標の如し。次に $\langle \delta T_{100} \rangle = \int_{100mb}^{1000mb} \delta T(x) dx$ と $S_{100} = \int_{100mb}^{1000mb} \delta H(x) dx$ ($\delta H(x)$ は x mb における高気圧率) の2量との関係は図示す如し Fig. 3 9 標の如し。Fig. 3, 2 標の type A は典型的な低気圧で規模が大きい。type C は規模が小さい。距離が近い。type B は Y 字の中間の規模の低気圧である。又 Fig. 3, 2 標の資料の分析から。type B は典型的な低気圧で地上から上空まで全体的に高度が上昇して $\delta H(x)$ は下層と上層では符号が逆になる。全体の $\int_{100mb}^{1000mb} \delta H(x) dx \sim 0$ となる。最後に各 type での低気圧の発達、衰弱過程及び通過時間について説明する。

type A は発達途上又は十分発達した低気圧。

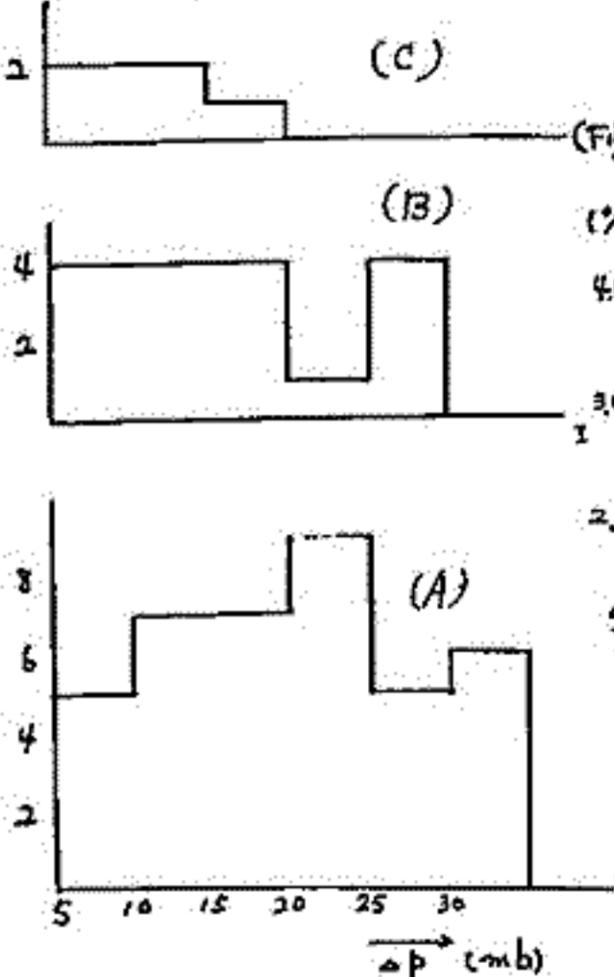
type B は遠距離又は規模の小さい低気圧で、通過後暖気団が停滞している場合。

type C は遠距離又は規模の小さい低気圧で、或は衰弱した低気圧。

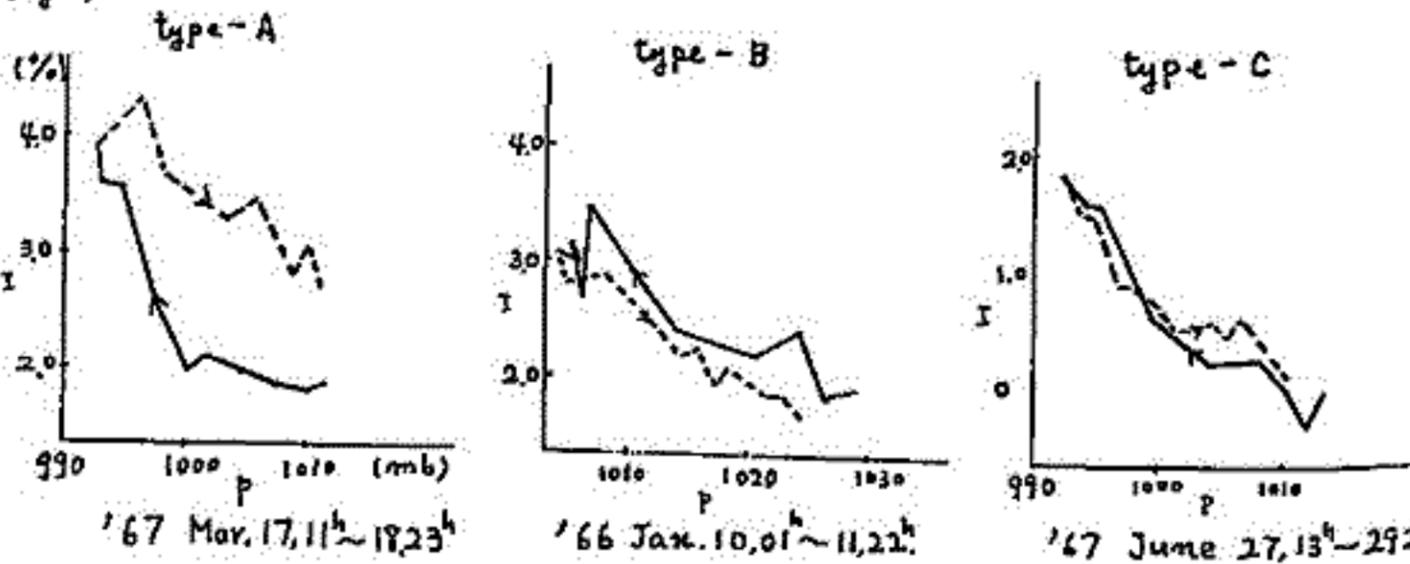
この様な低気圧の発達衰弱過程に依り前述の規模の大小、及び距離の type へ反映して来る。

Fig. 4 には各層の $\delta H(x)$ と地上宇宙線強度との相関関係を示す。500 mb 以下最大となる。

(Fig. 2) Δp histogram.

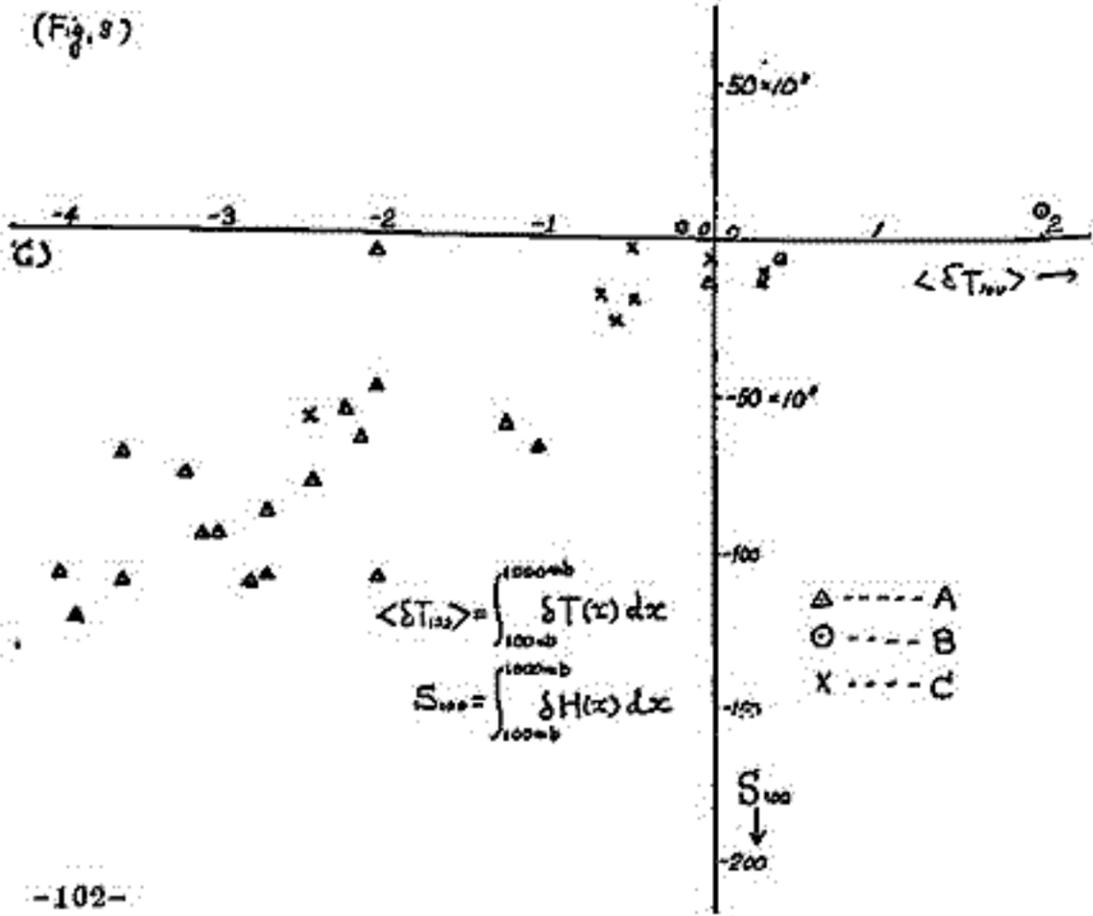
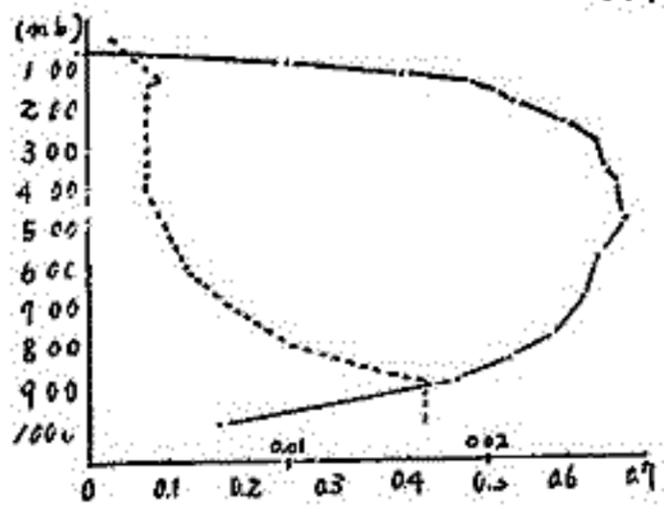


(Fig. 1)



(Fig. 3)

(Fig. 4) — CORRELATION COEFFICIENTS.
- - - REGRESSION COEFFICIENTS.
(%/m)



宇宙線強度の連続観測にさいし、中間子に対する気温効果の補正方法の確立は、中間子強度が一次線変化の役に立つかどうかの決め手ともいえる。たとえば較差約5%の季節変化は気温効果によるものであるが、これをのみみなければ、1/年変化をしらべるのに支障をきたす。逐日変化でも数%の気温による変動はじやまなものである。

一方宇宙線を用い、地上で高層の気温変化をモニターしようという、気温推定の考えが四半世紀前に関戸ら^{*}により出され、試みられている。さらには10数年分には、部分気温効果係数の理論的計算が行われており、もう一度気温推定の可能性をあたってみる意味が出てきた。これには1種類の中間子強度でなく、エネルギーを別けた数種を用いる。これにより、大気層を数層に別けて、それぞれの気温を推定できる。

現在は実際に地上の他地下での中間子観測がはじまっており、これを合せて、推定を試みることも出来るが、可能性の限界をみるため、ここでは simulation の方法を用いた。これにより、実際にある中間子強度に含まれる測定誤差、一次線による変化などをさけ、純粋に気温のみによる中間子強度変化分を扱うことが出来る。

$$\text{これには、} \quad I_i = \int_0^{h_0} W_i(h) T(h) dh \quad (1)$$

つまり、等圧面 h の気温変化分 $T(h)$ に、部分気温効果係数 $W_i(h)$ の荷重をかけて、積分し、中間子強度変化 I_i をつくる。ここで i 成分としては、(1) 0.20-0.35 GeV のエネルギー範囲の SLOW meson, (2) $\pm 45^\circ$ の仰角で、鉛10cm以上を通じたもののを測る CUBIC meson monitor によるもの、(3) 地下 55m.w.e. で > 14 GeV をはみる UNDERGROUND のものをとる。

まず館野高層気象台で毎日 21h U.T. に測っている各等圧面気温、1965年3,6,9,12月分を用いた。月ごと別け逐日変化についてしらべた。推定の可能性をみるには、(a) 推定誤差が充分小さいこと、(b) 係数 a_i がどの期間をとっても一定であること、(c) a_i が逐日変化、季節変化にかかわらず一定であること、等をしらべる必要がある。ここで a_i は

$$T(h) = a_1 I_1 + a_2 I_2 + a_3 I_3 \quad (2)$$

に用いられるものである。もちろんこれによって異なるものである。たとえば simulate したものをを用いるのであるが、これを最小自乗法的におめれば、 a_i の誤差が出る。又、(1) 式の T と、(2) 式の T は異なり、その差をみることも出来る。

結果は、各等圧面について、 $\sigma_T \sim 1^\circ\text{C}$ であった。気温変化の標準偏差は $3\sim 4^\circ\text{C}$ なの成分比は ~ 10 となり、推定精度の限界を示した。 a_i は σ_a/a が数分の1で得られ、その誤差の程度で、毎月同じ程度の値が得られた。季節による例は、まだしらべられてない。この段階では、気温推定の可不可をいうほどにはなっていないが、 $\sigma_T \sim 1^\circ\text{C}$ ということは、気象の方の要求精度がどの程度か、ということに関係してくる量であるといえる。

simulate した中間子強度は、気温推定の可能性の他にも用いられ、気温効果の解析法への指針を与えることが出来る。

* Y. Sekido, Y. Miyazaki & T. Masuda: Communications to IATME Meeting at Oslo (1948) 22~26. [和田、須田: 物理学会誌 21, 563 (1966) に紹介]

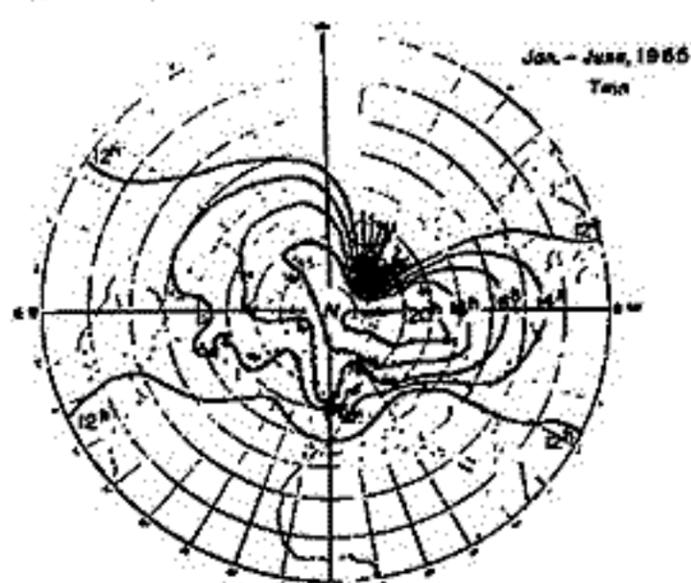
石田喜雄・菅野常吉
福島大・教育

斎藤俊子
福島大・物理

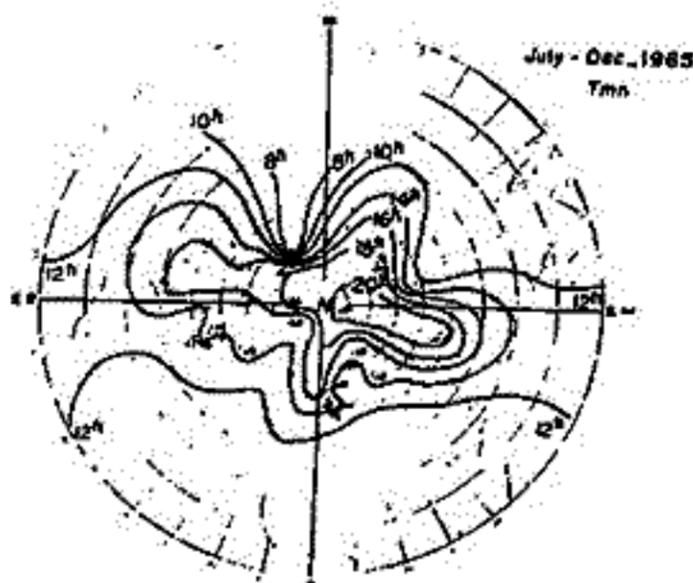
1965年1月~6月と同年7月~12月のそれぞれの半年平均の宇宙線中性子強度日変化の極大時刻(L.T.) (これを T_{mn} とする)の世界分布は第1図(a), (b)に示される。1964年1月~6月と同年7月~12月のそれぞれの半年平均の T_{mn} の世界分布(第2図(a), (b))は前回報告されたが、両図の contours の様子から次のことがいえる。即ち、

「IGYにおいては T_{mn} の分布が西方にずれていたが、IQSYにおいては東方にもどった。これによって、IGYのデータより著者達によって主張された「太陽活動期には T_{mn} の分布は西方にずれるが、太陽静穏期にはこれが東方にもどるだろう。」ということが正しかったことが示される。

さらに、IGY-IQSY期間中の T_{mn2} (半日変化の極大時刻(L.T.))と太陽コロナ線(5303Å)強度(Pic-du-Midi)との相関や、 T_{mn} と太陽黒点数との相関についても報告する予定である。

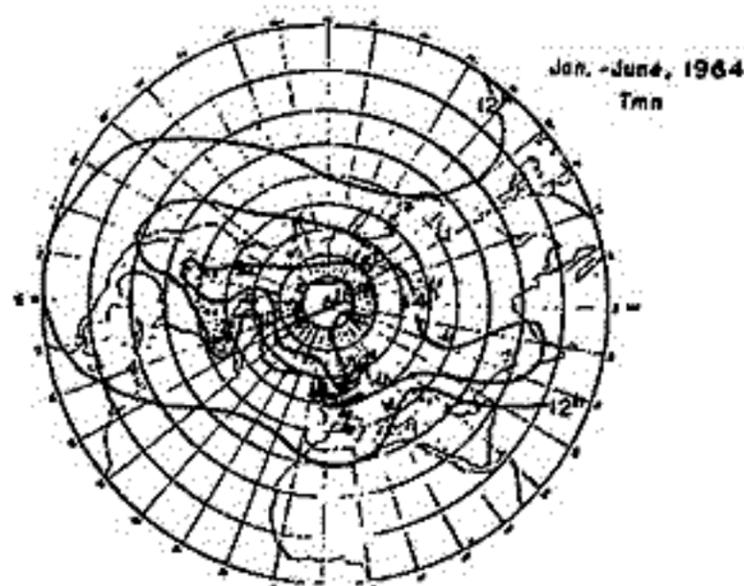


(a)

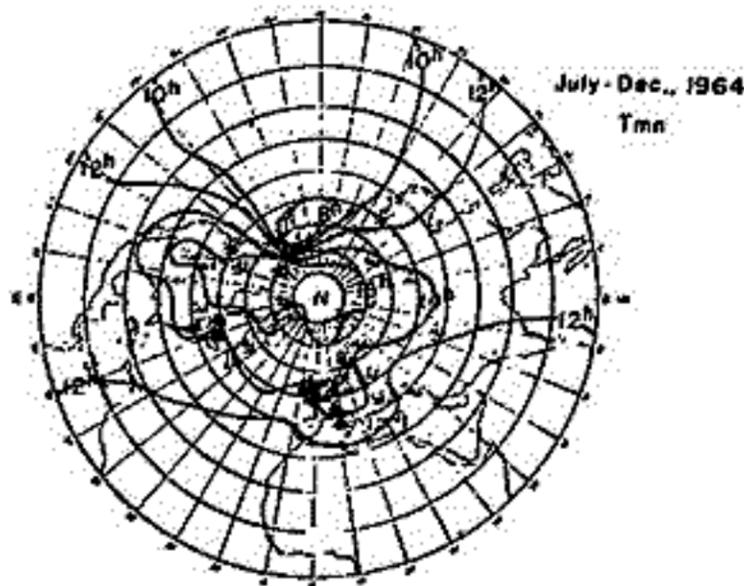


(b)

第 1 図



(a)



(b)

第 2 図

安江 新一 一之瀬 匡興* 森 寛 塩坂 修二
信大 理 *信大 教養

宇宙線強度半日変化の解析は永年な事柄であるが、その発生機構のモデル、そのスペクトル、方向性等については未だ確立されておらず。

最近 SARABHAI ET AL (1967) 及び QUENBY ET AL (1968) は半日変化の赤道面に垂直な方向の粒子密度分布の結果として示唆した。更に QUENBY ET AL (1968) は、彼らのモデルが半日変化異方性の RIGIDITY DEPENDENCE (POSITIVE EXPONENT) 及び方向 (~ 3 h L.T.) を説明出来ることを示した。

名古屋グループは乗鞍岳山頂の多方向高精度中間子計による観測から、半日変化は TERRESTRIAL なものによりおこなわれ、EXTRATERRESTRIAL なものではないことを示し、更に彼らは詳細な理論的検討を行い、半日変化の発生機構の新しいモデルを提出した。そのモデルによれば半日変化は惑星間空間磁場に垂直な方向での異方性による起るもの (従って異方性の方向は ~ 3 h L.T.)、そのスペクトルは POSITIVE EXPONENT が期待される。しかも重要なことは異方性の LATITUDE DEPENDENCE は $\cos^2 \lambda$ (λ : ASYMPTOTIC LATITUDE) である。

我々は名古屋グループの示唆に従い、半日変化の理論的計算を行った。更にその理論値と観測値とを比較し、BEST FIT により、半日変化異方性の強度、スペクトル、及び方向を決めることを試みた。その結果について報告する。

理論計算は日変化 + 理論計算のやり方に従った。

(i) スペクトルは次の二つの型を仮定した。

$$p^{+n}$$

$$p^{+n} \exp(-P/P_0)$$

(HIGH RIGIDITY CUT: $P_0 = 1000, 600, 300, 100, 80, 50, 30$ GV)

($P_0 = 1000$ GV: $P_{cut} = 50, 100, 150, 200$ GV)

(LOW RIGIDITY CUT: P_L は ~ 11 以前者の場合は $P_L = 0, 3, 5$ GV, 後者の場合は $P_L = 0$ GV のみ)

(ii) LATITUDE DEPENDENCE については $\cos^2 \lambda$ とした。(McCRACKEN ET AL の計算は $\cos \lambda$ とした)。

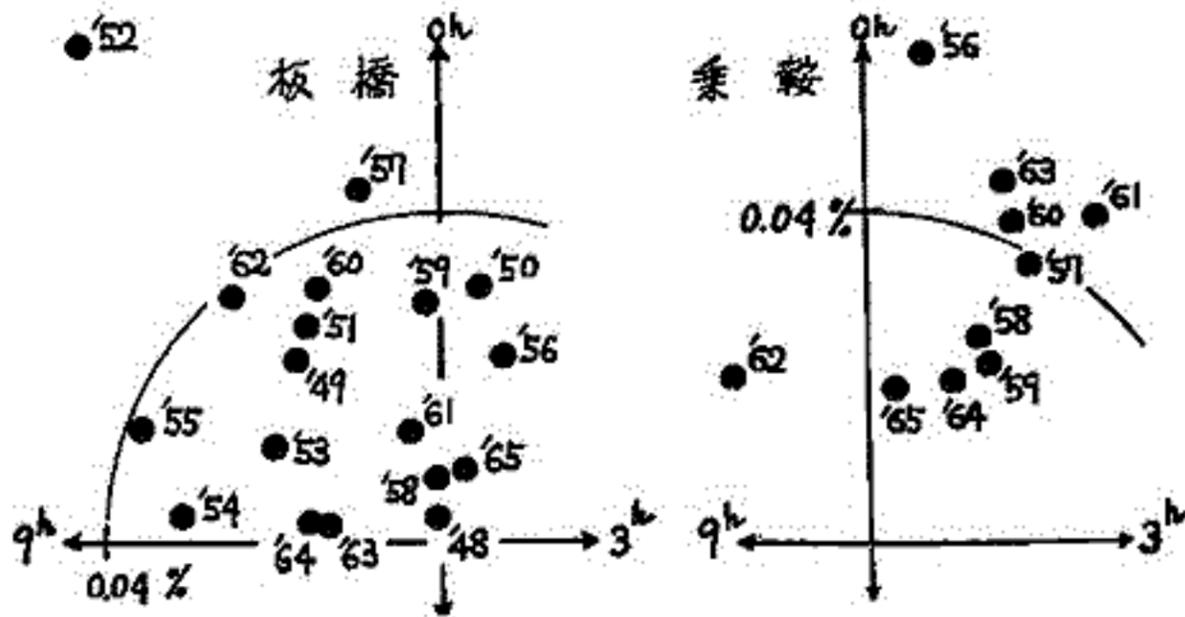
(iii) N.L. の計算は 35 の STATIONS について行った。

(iv) スペクトルの POWER INDEX は $m = -1.0, -0.6, -0.2, 0, +0.2, +0.4, +0.6, +1.0, +1.5$ である。

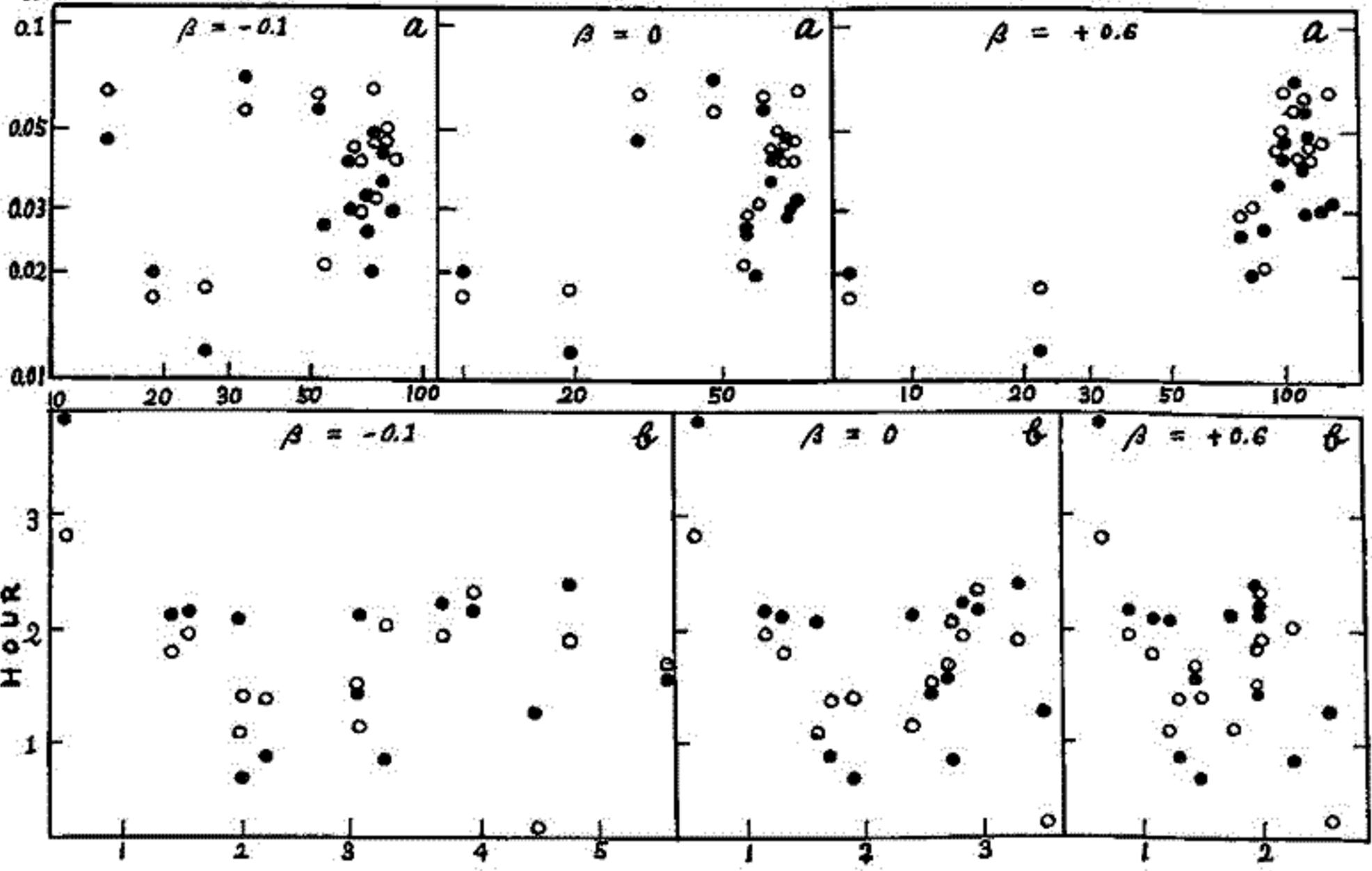
理 研 奥 谷 晶 子 , 知 田 雅 美

従来の Ion Chamber や IGY type monitor からの data に基づいて、半日変化の解析を行うことは困難であるが、高精度 neutron monitor からの data を用いれば可能かもしれない。その可能性を調べた。

右図は Ion Chamber で測定された meson 強度の半日変化である。この場合は各点の誤差が大きい() ので有意な結果が得られない。たゞ、分布の中心の位置の station



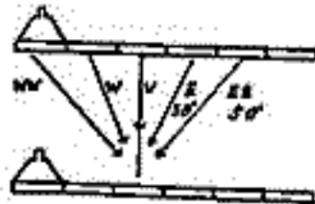
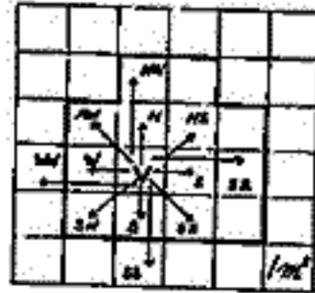
による違いは気温の半日変化で説明できる。下図は高精度 neutron monitor で測定された neutron 強度の半日変化である。●印は 65 年, ○は 66 年。横軸に McCracken et al. の計算値, 縦軸に観測値をとり, 振幅(a)と位相(b)とに分けて, 各 station についてプロットした。スペクトルのベキ β ($\Delta J/J \propto p^\beta$) が +0.6 の時に相関が最もよいことがわかる。day to day の半日変化には, 大きなエラーが付くが, 数 station において (Deep River, Kerguelen Is, Churchill) 振幅の大きい日を送れば, 意味のある半日変化が得られる可能性がある。(counting rate の error は月平均で $0.07 \pm 0.005\%$, 日平均で $0.2 \pm 0.03\%$ である)



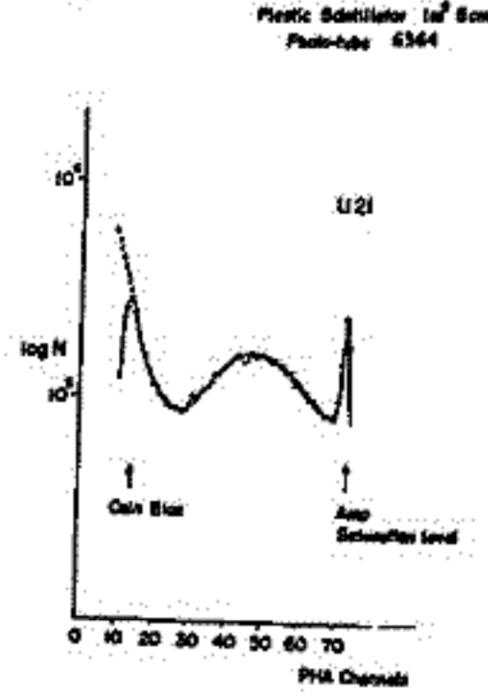
114 High Count Meson Telescope at Mt. Norikura

上野隆幸 藤本和彦 藤井善次郎 近藤一郎 長島一男 一瀬匡興
 名大理 信大 教授

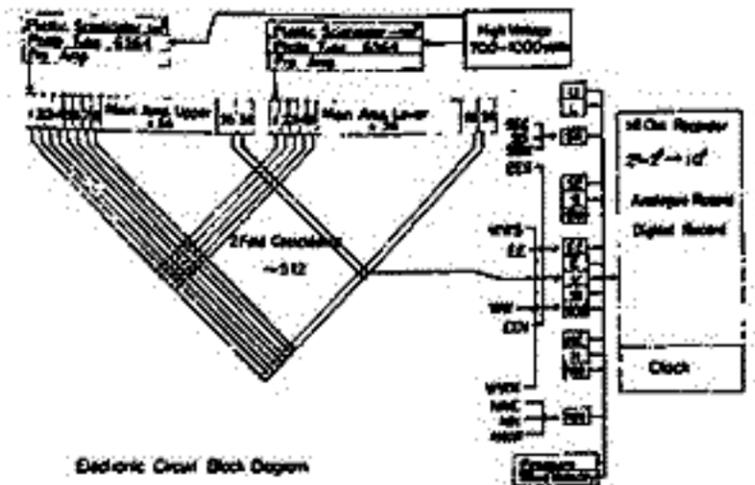
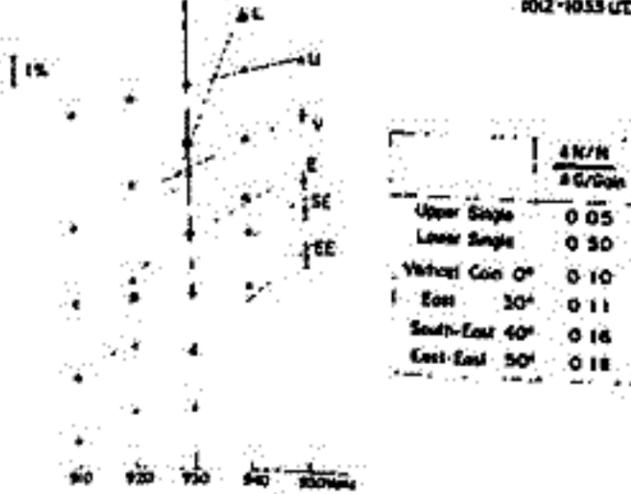
1967年12月より、有効面積 $14\text{ m}^2 \times 2$ で予備観測を始めたが、1968年11月
 に、当初の目標である $36\text{ m}^2 \times 2$ が完成し、13方向の coincidence counting rate
 及 Upper, Lower の single counting rate が自動的に記録出来るようにした。
 以下装置の諸特性について報告する。



Pulse Height Distribution



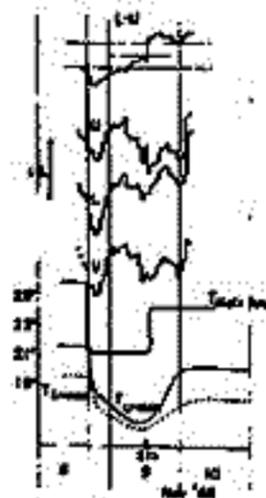
High Voltage Dependence of Counting Rate



Counting Rate and Stability

Counting Rate	Standard Error	Stat. Error	Stability of Counting Rate				Systematic Coefficient	
			Coin. Change	High Voltage		Room Temperature		
				SG/Don	SG/Don			SG/Don
Upper Tray Single 36 m^2	43.2	0.015	0.05	0.001	-0.002	+0.008	0.28	
Lower Tray Single	30.8	0.02	0.50	0.010	-0.017	+0.005	0.27	
Vertical Coin	8.5	0.04	1.2	0.10	0.002	-0.003	+0.011	0.33
East 30° Coin	3.0	0.06	3.3	0.11	0.002	-0.004	+0.012	0.31
South-East 40° Coin	1.6	0.08	3.4	0.16	0.003	-0.005	+0.008	0.30
East-East 50° Coin	1.3	0.08	7.1	0.18	0.006	-0.008	+0.020	0.34

Room Temperature dep. of Counting Rate



Dir.	PC	Rate	Temp. dep.	Rate	Temp. dep.
U	0.05	-0.15%	+0.001	+0.001	
L	0.30	-0.32	+0.011	+0.011	
V	0.10	-0.05	+0.002	+0.002	

11) North-South Asymmetry

of Cosmic Ray Intensity

藤本和彦 藤井善次郎 上野裕幸 近藤一郎 長島一男

名古屋大学理学部附属宇宙線望遠鏡研究施設

太陽フレア-のあと地球上で観測される宇宙線嵐 (Forbush Decrease) 時において、宇宙線の Intensity に南北非対称 (N-S Asymmetry) が存在することは今までいろいろ報告されている。これは惑星間空間における太陽フレア- Plasma stream の構造によると考えられている。

今回我々は乗鞍高精度中間子計のデータにより storm time のみならず、平常時においても宇宙線強度に南北非対称が存在することを確かめたのでここに報告する。

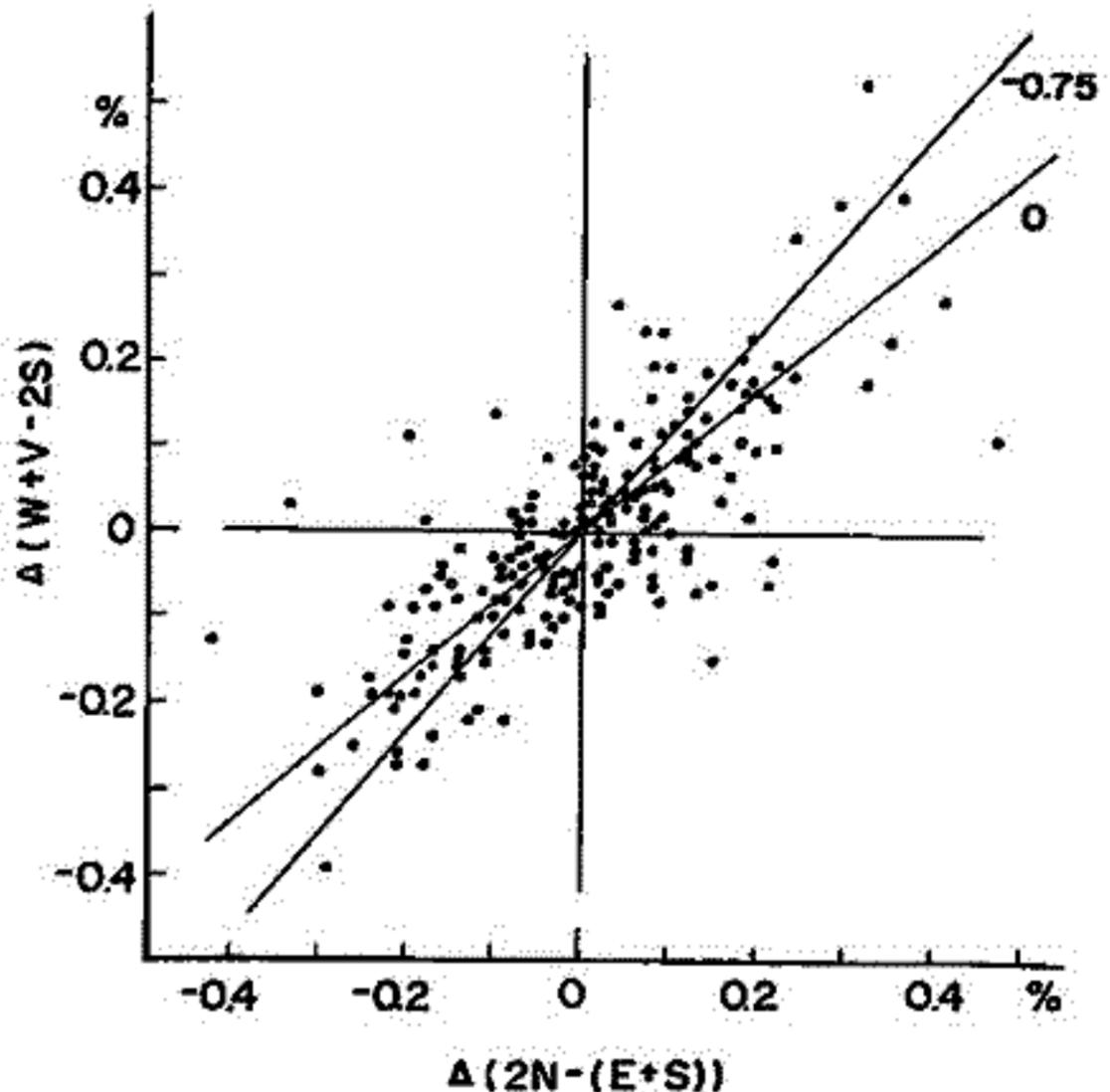
爾来、宇宙線の南北非対称解析においては、非対称変動が isotropic な変動によりマスクされてしまう困難があったが、今回多方向中間子計の利点を用い、isotropic な変動には不感で南北非対称変動に対して顕著な二つの独立な量 (F, G) を方向強度 channel の組み合わせで作成し、これにより解析をすすめた。この二つの量は東南西北及び垂直方向からの宇宙線強度をそれぞれ E, S, W, N, V とあらわすと

$$F = (W + V) - 2S, \quad G = 2N - (E + S)$$

で定義される。この F, G の日平均値の前日との差 ($\Delta F, \Delta G$) を理論的に予想される直線と共に rotation にわたってプロットした結果を Fig. 1 に示す。予想カーブのパラメータは非対称スペクトラムの power α を示す。

この結果より、平常時においても惑星間空間の宇宙線強度には $\sim \pm 0.2\%$ の南北非対称が存在し、かつそれが day to day で変動していると考えられる。

又、宇宙線の流れが惑星間空間にあれば、流れの方向と地球自転軸とのかたむきの為南北非対称と共に宇宙線変化が生じ、それらの量の間にはある相関が期待される。実際観測結果によれば、上記南北非対称量 G と日変化の振巾には可成り良い相関関係がみられる。



小玉正弘

石田長雄

理化所発行

福島大教育物理

昭和基地では1967年2月から宇宙線中電子成分の連続観測を開始し、現在に至るまで、1967年の観測は0-NM-64より16日より1969年には12-NM-64より2-NM-64までの観測のdataを得ている。multiplicity meter (第1回 block diagram of multiplicity) 方式により $n = 1, 2, 3, 4, 5, 25$ のチャンネルに分けてそれぞれ記録される。

今回は1967.2-1968.1までの期間に700程度のdataを整理しこれに基づいて解析を試み、その結果について報告する。この期間の例のForbach decreaseを観測された。(表1)

event毎のmultiplicity effectを調べることにあつて、energy spectrumを推論するの3程度可能になる。Total countに對する各multiplicityのintensityを1はットにgradientを求めて比較した。その例は上記の例の平均を示したものである。

第1回 Block diagram of multiplicity meter

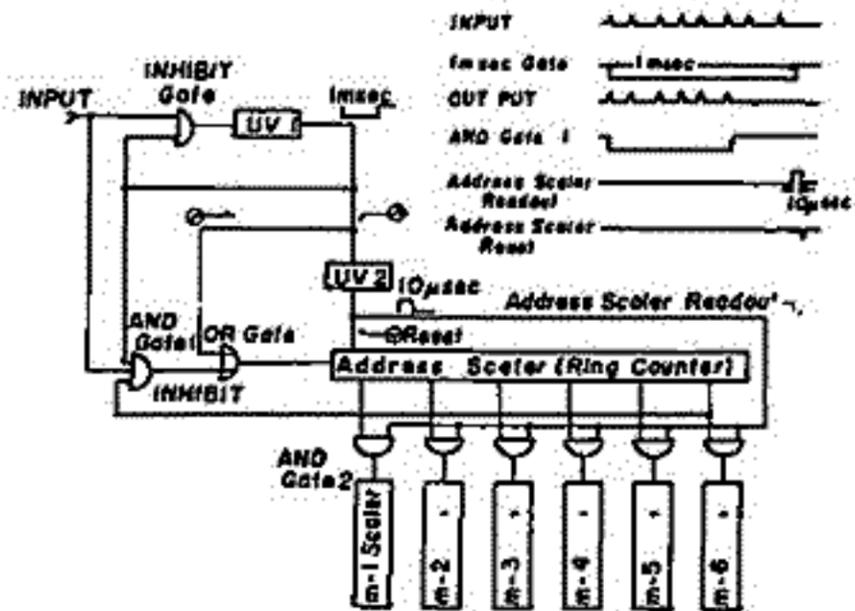
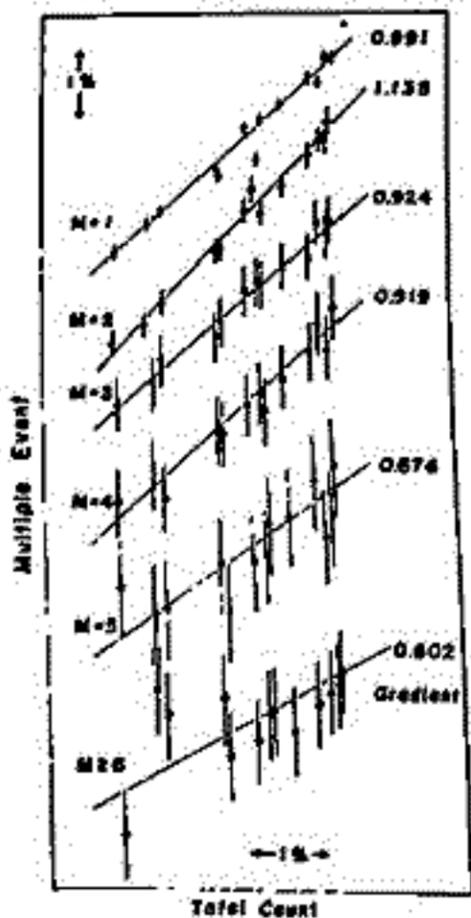


表1. 1967年に観測されたF.O.

Station	Duration	Amount of Maximum Decrease	Time of Maximum Decrease	Recovery Time
(1) Apr. 4, 1967	2h	3.6	Apr. 4, 1h	-
(2) May 1, 1967	2h	5.0	May 2, 22h	May 3, 0h
(3) May 26, 1967	2h	9.2	May 28, 2h	-
(4) Jun. 4, 1967	Jun. 6, 0h	4.8	Jun. 7, 0h	Jun. 11, 17h
(5) Sept. 10, 1967	2h	4.8	Sept. 21, 2h	Sept. 22, 11h
(6) Oct. 28, 1967	1h	4.8	Oct. 30, 1h	-
(7) Dec. 20, 1967	Dec. 20, 15h	8.7	Dec. 21, 0h	-



第2回. Total countに對する各multiplicityのintensityの平均。

event毎のmultiplicityのgradientを求めた例は上記の例の平均を示したものである。

例は May. 24 に700程度のstationを観測地とを比較する予定である。

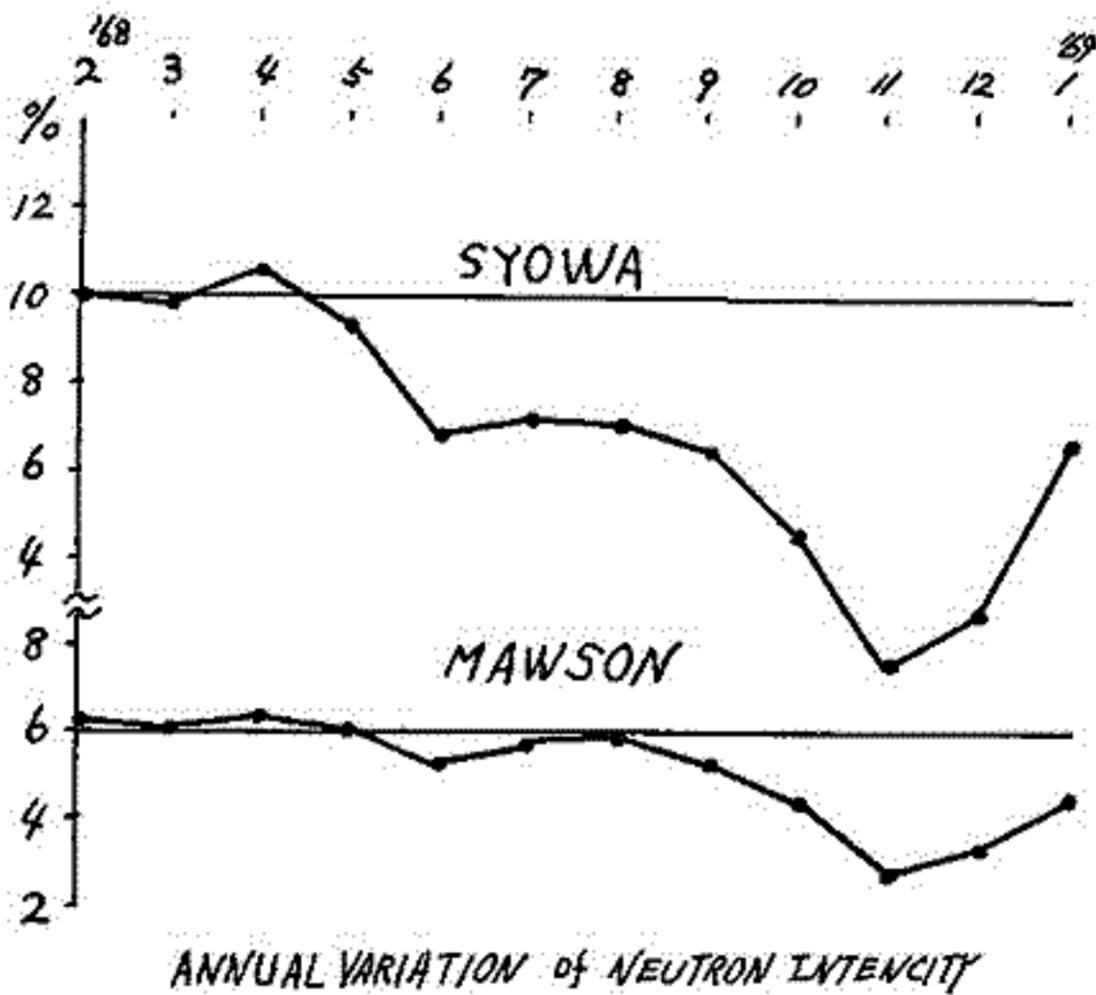
須田 友彦¹, 小玉 正弘²

1) 気象研究所 2) 理化学研究所

1968年2月より, 1969年1月までの観測結果を述べる。装置は前年の中性子計数管 NM-64 3本を, 10本に増し, 5本ずつの組にして測定した。有効面積は $2.2m \times 5m = 11.0m^2$ となった。毎時の計数は2台を合せると下表のようになり, 統計精度としては従来の約2倍になった。自動読み出し, 及び記録装置は前年と同様であり, 現象を発生中性子数, 即ち多重度毎に分類し, 1, 2, ..., 26 の6段階に分け, 10分毎に記録した。

多重度	計数/時間	標準偏差
1	2.5×10^4	0.2%
2	6×10^4	0.4%
3	2×10^4	0.7%
4	6×10^3	1.3%
5	2.5×10^3	2%
26	2.8×10^3	1.9%

下図に年変化をモーソンの資料と共に示した。昭和基地の方が変動が大きいのは, 多重度1のもののみをとったからで, 大勢として, 同じように動いてゐる事が分る。本年は, 太陽活動から云つてかなりおれり事が期待されたが, I.G.Y. に比べるとむしろ静かだったと云える。Forbush decrease とみられるものは, Oct. 28 に始つた -11% のものが最大であり, その他 2%以上の変化を示したものが, 14回起つた。特長あるものは, 上記 Oct. 28 のもので, このときは リオナーターの吸収の減少がみられた。又11月16日の前後の回復時には, 約10%の太陽爆発にともなふ増加がみられた。これら現象及大気効果についての概要を報告する。



1.18 Multiple neutron の energy response について

小玉正弘, 井上葵
理化学研究所

multiple neutron 強度についての latitude survey は、1966 年以來毎年 1 回、日本-南極向で行われている。これによって得られたデータから、いわゆる response function を異なる multiplicity m ($m=1, 2, \dots \geq 6$) に求めることができる。しかしこの過程において次の 3 つの問題点がある。

- (1) 気圧効果係数の緯度変化
- (2) gate time 効果
- (3) Overlapping event 効果

(1) は宇宙線の測定精度が向上してくると当然考慮されねばならないので、往路と帰路のデータ向に最小自乗法を適用して計算した。(2) と (3) は測定方法に関するもので、ある有限の (1 msec) ゲート中に入ってくる multiple neutron の個数を数えているために、測定された multiplicity 分布が、真の分布とは食い違ってくる。このための補正が必要となるが、その際 neutron の平均寿命 (パイル中での) が関係してくるので、その効果を乗数係数で測定したデータをもとに調べてみる。

以上の過程から得られた response function について、(2), (3) の効果、経年変化などが議論される。

119 宇宙線異常増加に関する multiple neutron study

小玉正弘、 須田友重、 小倉統一
理研 気象研 日大習志野物理

宇宙線中性子モニターの multiplicity 分布を測定することが、一種のエネルギースペクトロメータとして、一次宇宙線のスペクトル変動を直接知るのに役立つであろうことはよく知られている。しかしそれが定量的にどの程度有効かについてはまだ十分に調べられていない。

ところで新しい solar cycle に入ってから、これまでに顕著な太陽宇宙線——地上まで到達するような GeV order —— の例が3回起つている。即ち Jan. 28, 1967. Nov. 18, 1968. および Feb. 25, 1969 の3例。これらの場合、南極昭和基地ではいずれも10% 以上の異常増加を記録した。そこで夫々の event の multiplicity 分布から、その時の太陽宇宙線のスペクトルならびにその時間変化を求めた。その結果を従来の方法、即ち worldwide ネットワークを用いて得た結果と比較検討し、multiplicity meter の効用について論ずる。

120 NOV. 18 1968 EVENT

須田 友重¹, 小森 博夫², 小玉 正弘³

1. 気象研究所 2. 東京水産大学 3. 理化学研究所

昨年11月18日 10時50分^{LT} 前右に、宇宙線の増加現象がみられた。

- 1) 増加量は約10%で大体2時間位でdecayしてゐる。
- 2) 今の所、増加がみとめられてゐるのは、アメリカzoneと、昭和基地、モーソンである。開始時刻は Goose Bay で最も早く、Resolute とは20分以上の相違がみとめられてゐる。
- 3) ヨーロッパでは Qulu (0.81GV) を始め、どの Station でも顕著な増加はみとめられてゐない。

以上の事からこの増加は、*impact zone* 又はその周辺でのみみられたものであり、又現象としてかなり pure な型であつたとみられる。我々は 和田-小森の非算方性現象の理論を用い、この現象の解析を進めてゐる。

25 SSCに伴う地磁気脈動の周波数解析

加藤 愛雄

東海大学工学部航空宇宙学科

SSCに伴う地磁気脈動について、女川地磁気観測所とアラスカ、カリフォルニアに於て、行なわれた同時観測の結果や、女川地磁気観測所に於ける観測結果について、Band pass filterを通じて各周波数帯についての地磁気脈動の波動の振幅や位相等を比較すると共に dynamic spectrum (時間-周波数, 振幅-周波数)を取って比較した。

既に前の学会で報告した様に地方時で6時と1時との相異にも拘らず、各周波数帯の波動の様子は全く同様で、且つ明らかに *damped type* の波動であり且つ振幅は200秒周期の波で最大となつて居る。Solar flare による plasma cloud の前面の shock front に於ける solar wind pressure の増加が magnetosphere の太陽面側を外向側に compress して、hydro-magnetic damped oscillation を起す。これがその field line を通じて高緯度地帯に傳播すると同時に night-side の磁気圏にも直接に hydro-magnetic に傳播する。

尚 dynamic spectrum に SSC の後に明らかになる分散 (whistler type) が認められる。これは plasma cloud の shock front に於いて、hydro-magnetic の perturbation があり、惑星空間に傳播する途中で分散を起すものと考へる。これを前者は interplanetary hydro-magnetic whistler と名付けた。

番号 講演題目 26 pi2に伴う地磁気脈動の周波数解析とその発生機構について

著者名 加藤 愛雄

所属 東海大学工学部航空宇宙学科

要旨 pi2に伴う地磁気脈動について Band pass filter を通じて各周波数帯の波動の様子を解析すると同時に dynamic spectrum を取って特性を明らかにした。

先づ dynamic spectrum は SSC の直後は明らかになり ~~同様に~~ 同様に 100 秒前後の振幅最大であり且つ resonant oscillation を示して居るが 200 秒位の長周期の波では resonant oscillation を示して居ない。

又波動の傳播を見ると波動傳播の初期は shock type の波が先行して居ることが注目される。ATS satellite の磁場の結果等を加えて、pi2の機構として、磁気圏夜側の $L=5.5 \sim 7.0$ の付近で tail convection による partial ring current によって、磁場の減少が起る。これに対する tail convection による plasma flow の particle pressure との均衡が急に破れて、急激な hydro-magnetic perturbation が生じ内側の磁力線を compress して hydro-magnetic oscillation (周期 100 秒) を起す。pi2の波動の分岐もこれで説明が出来る。

鎌田 哲夫, 徳田 進
名古屋大学空電研究所 会長

南極昭和基地においては、基地再開以来 VLF 帯における自然雑音電波の観測が実施されているが、この観測が層々極めて強い空電の妨害をうけるとの報告が越冬隊員によりなされた。しかもこの空電は暴風雨圏を移動する低気圧と関係が深いらしいとのことであり、VLF 帯自然雑音電波の観測結果の整理の面からも、又極地気象の面からも、この空電の性質を調査する必要性が強調された。勿論南極昭和基地において自然雑音電波の観測を実施するに当っては、空電の妨害の問題も考慮したのであるが、空電源としては赤道地域の帯電地域のみを考えれば充分でありうとの予測の下に公発し、極地低気圧の電気的活性性に対しては予測していなかつたし、又之速に研究報告もなされたので、極地域における空電に対してこの際調査をすることは意義のあること、と考えて実施計画を進めた。

観測項目として、VLF 帯における空電の強度、到来方位、到来方位の移動、頻度を調査する計画である。しかも受信される空電に対して、赤道地域に源を有するものと、極地低気圧に源を有するものとを分離を考慮しなければならぬ。この点に対しては電波の伝播特性を利用して受信周波数を選択することにより可能である。この計画では VLF 帯内で 1 波を選ば、遠距離と近距離との空電を同時に受信し、LF 帯で 1 波を選んで近距離の空電のみを受信し、この両者を比較することにより極地低気圧にともなう空電を分離して観測する方法を採用する。

観測装置としては、10 KHz における空電の方位別強度自動測定装置と 100 KHz における空電の方位別頻度自動測定装置を用いて連続自動観測による計画である。この装置は空電研で開発された空電の方位測定装置を土台にし、ブラウン管上での方位指示像を 36 方位に分割して読み出し、XY 記録計により方位対強度図を描かせるよう加工したものである。

観測結果としては、10 KHz のものからは遠距離と近距離の空電に対する到来方位と強度分布、移動模様、100 KHz のものからは近距離の空電のみに対する到来方位と強度分布、移動模様を期待されるので、昭和基地における気象観測をも併用することにより、極地低気圧に伴う空電に対する資料が十分に期待されると考えている。猶この観測は第 10 次、第 11 次で装置を整備し、第 12 次で一志の成果を出すつもりで計画を進めており、第 10 次で 10 KHz についてはすでにスタートした。第 11 次で 100 KHz の装置を設置すべく努められている。