

創立20周年記念

第42回講演会

講演予稿集

昭和42年10月29～11月1日

於 大阪市立大学 工学部

日本地球電気磁気学会

目 次

第 1 日 10 月 29 日 (日)

磁 気 圏 (9.00~12.00) 於 大講義室

1. 岩井 章, 大津仁助, 早川正士 (名大空電研) 磁気擾乱時のホイッスラ伝播特性 (10分).....1
2. 山下享子 (名大空電研) 層状化異方性電離層模型による E L F 帯電磁波の遠距離伝搬特性 (15分).....1
3. 林 幹治, 岡分 征, 小口 高 (東大理) 極地 V L F 放射 (Chorus) の特性 (15分).....2
4. 柳原一夫 (地磁気観) E L F のバースト状出現 (15分).....3
5. 木村磐根, 北一麻呂, 間宮 馨 (京大工) 仲野 資 (京大理) 低緯度における V L F エミッションについて (15分).....4
6. 荒木 徹, 来山征士 (京大工電離層) V L F モード伝播に及ぼすイオンの効果 (10分).....5
7. 永田 武, 飯島 健 (東大理) 極めて静かな時の極磁場変動 (10分).....6
8. 飯島 健 (東大理) IQSY 極磁気擾乱 (15分).....7
9. 加藤愛雄, 森 洋介 (東北大大理) Equatorial Jet Current 近傍における日変化磁場に対する日食効果 (1966. Nov. 12.) についての解析 (15分).....8

磁 気 圏 (13.00~18.00) 於 大講義室

10. 渡辺富世 (Univ. B. C.) 北村泰一 (同志社大工) HM Modulation on VLF Emissions (15分).... 10
11. 北村泰一 (同志社大工) HM Ducts (Magnetosphere) は必要か (Pc 1 Waves の Ray Paths) (15分).... 11
12. 北村泰一 (同志社大工) Pc 1 Waves (Pearl) の周波数時間特性は何故 Discrete (Dots) か (10分).... 12
13. 北村泰一 (同志社大工) Pc 1 Waves (Pearl) の周波数時間特性の "Dots" の微細構造 (10分).... 13
14. 佐藤哲也 (京大理) プラズマ中における Brillouin 散乱: I 理論 (20分).... 14
15. 佐藤哲也 (京大理) プラズマ中における Brillouin 散乱: II 電離層への応用 (20分).... 15
16. 佐藤哲也 (京大理), 津田孝夫 (京大工) Structure of Plasma Turbulence due to Nonlinear Cross-Field Instability (20分).... 16
17. 加藤愛雄, 渋谷仙吉 (東北大大理) Magnetic Tail における Magnetic Field Annihilation による加速 (20分).... 17
18. 玉尾 孜 (東大宇宙研) 非線形電磁流体波に伴う VLF Emission (10分).... 18
19. 佐藤佳郎 (東北大大理) 磁気音波の不安定条件 (15分).... 19
20. 大家 寛 (京大工) 磁気圏域プラズマ中の不安定現象 (II) ——非一様プラズマ中の電氣的プラズマ波 (15分).... 22
21. 武井恵雄 (東北大大理) 磁気圏プラズマ中のドリフト共鳴過程 (15分).... 23

第 2 日 10 月 30 日 (月)

磁 気 圏 (9.00~12.00) 於 大講義室

28. 恩藤忠典 (電波研), 佐野幸三 (地磁気観) 長周期地磁気脈動と降下荷電粒子 (15分)… 29
29. 岩崎 昇, 飯島 健 (東大理) 極地域における地磁気変動 (Ⅲ) ——短周期変動の解析 (15分)… 30
30. 国分 征, 小口 高 (東大理) 昭和基地における Pc 1 の解析 (15分)… 30
31. 斎藤尚生 (東北大理) 最近35年間における Solar M-Disturbance の性質 (15分)… 31
32. 佐野幸三 (地磁気観), 恩藤忠典 (電波研) 小規模地磁気 (DP), 電離層 ($f_{min} \cdot f_o E_s$) 擾乱の解析 (15分)… 32
33. 福西 浩, 国分 征, 小口 高 (東大理) 低緯度地磁気脈動の伝播特性 (10分)… 33
34. 斎藤尚生 (東北大理), W. H. CAMPBELL (ITSA, ESSA, USA) Pc 1 から Pc 5 に亘る地磁気脈動総合動スペクトラム (15分)… 34
35. 斎藤尚生 (東北大理) Digital Dynamic Spectrum と地磁気脈動の微細構造 (10分)… 34
36. 大林辰蔵 (東大宇宙研) 科学衛星 REXS 計画 (10分)… 35
37. 宮崎友喜雄, 竹内 一, 今井 喬 (理研) 放射線帯下部の電子のエネルギー スペクトル (15分)… 36

電 離 圏 (13.00~18.00) 於 大講義室

38. 岩坂泰信 (東大理) 5577Å の強度変化と超高層の温度変化 (10分)… 37
39. 古畑正秋, 中村 強 (東京天文台), W. STEIGER (Hawaii Univ.) (OI) 5577 Å 輝線および 5300 Å 連続スペクトルのロケット観測 (10分)… 37
40. 平尾邦雄 (東大宇宙研) 静穏時 F₂ 層の形について (15分)… 38
41. 米沢利之 (電波研) E 領域内における有効再結合係数の一考察 (15分)… 39
42. 広野求和 (電波研) 上層大気中の N₂ First Positive Band によるレーザ光共鳴散乱の考察 (15分)… 40
43. 等松隆夫 (東大理) 昼間大気光源および地球コロナ放射光源としての太陽 EUV 放射の性質 (10分)… 41
44. 川喜多光子, 金田栄祐 (東大理) 1966年昭和基地における極光活動 (Ⅱ) —— H α 線の出現に関して (15分)… 42
45. 安井 豊 (地磁気観) 松代群発地震に伴った発光現象について (20分)… 43
46. 田尻一彦, 山岡 誠, 渡辺昭二 (電波研) VHF 帯電波の赤道横断伝搬と電離層・地磁気との関連性 (20分)… 44

47.	橋詰庄一郎, 徳田八郎衛 (防衛庁技研)	Back Scatter による電離層の観測〔I〕	(10分)...	44
48.	前田 坦, 前川紘一郎 (京大理)	極地電離層電流に対する数値実験〔I〕	(10分)...	45
49.	前田 坦 (京大理), 村田宏雄 (岐大工)	電離層非周期風による電流系〔I〕	(20分)...	46
50.	松浦延夫 (電波研)	電離層におけるプラズマ拡散と上層大気の運動	(15分)...	47
51.	上山 弘 (東北大理), 磯 彰夫 (通研)	外部電磁場による電子温度の変化について	(15分)...	48
52.	前田 坦, 鈴木 亮 (京大理)	赤道地方のジェット電流構造について	(15分)...	49
53.	鈴木 亮, 前田 坦 (京大理)	地磁気日変化の一解析法とその結果について〔II〕	(10分)...	50
54.	加藤愛雄, 田村和士 (東北大理)	Pc 1 Micropulsation の高緯度地方から低緯度地方への伝播	(10分)...	51
55.	太田征次郎 (京大教養)	地磁気 Sq の地域的差異	(10分)...	52
56.	安原通博 (京大理)	地磁気日変化磁場の解析	(10分)...	52
57.	永井正男 (地磁気観)	中・低緯度における DS の変動	(15分)...	53

第 3 日 10 月 31 日 (火)

電 離 圏 (9.00~12.00) 於 大講義室

58.	竹屋芳夫, 村川亨男, 奥本隆昭, 堤 四郎, 福原敏行 (大阪市大工), 松本治弥 (神大工)	人工電子雲法による風の観測	(15分)...	54
59.	松本治弥 (神大工)	電子雲のレーダ断面積	(10分)...	55
60.	加藤愛雄, 青山 巖, 遠山文雄 (東北大理)	K-9M-18号機による磁場測定結果およびGAシミュレーターについて	(15分)...	56
61.	宮崎 茂, 森 弘隆 (電波研)	電離層観測プローブ〔II〕	(15分)...	57
62.	土手敏彦 (理研)	RFプローブによるプラズマ空間電位の測定法	(20分)...	58
63.	江尻全機 (東大宇宙研), 大家 寛 (京大工), 大林辰蔵 (東大宇宙研)	ロケット観測による電子密度測定の問題	(10分)...	59
64.	大家 寛 (京大工)	ジャイロプラズマプローブによる電離層微細構造の解明〔II〕——飛翔体による航跡効果について	(15分)...	60
65.	谷野信義, 相京和弘 (電波研)	周期的静電磁界による質量分析器	(20分)...	61
66.	松本治弥, 山口幸郎 (神大工)	ロケット塔載用低エネルギー電子スペクトル観測装置	(10分)...	62
67.	竹之下裕五郎, 木所常一 (電波研)	低緯度における短波受信強度測定によるPCAの検出	(10分)...	63
68.	小川 徹 (京大工)	電離層における再結合係数の測定	(10分)...	64

地球内部・磁気測量 (9.00~12.00) 於 会議室

95.	水野浩雄 (国土地理院)	新潟地震に伴う地磁気変化の可能性について〔III〕	(10分)...	92
96.	今 実, 大和田真一 (地磁気観)	松代地域における地磁気観測	(15分)...	92
97.	小松 禮, 来栖喜久男, 永野哲郎 (地磁気観)	桜島火山活動と地磁気変化	(15分)...	93
98.	藤田尚美 (国土地理院)	近畿地方南部における航空磁気測量	(10分)...	94
99.	藤田尚美 (国土地理院)	日本における磁気異常分布について	(15分)...	95
100.	笹井洋一 (東大震研)	伊豆大島における地磁気短周期変化の異常〔IV〕	(5分)...	96

第4日 11月1日(水)

中間圏・宇宙圏(9.00~12.00) 於 大講義室

69. 仲井猛敏, 沢瀉 清, 山口 隆(名大空電研) PHAによる空電雑音振幅確率分布の測定 (15分)… 65
70. 仲井猛敏, 山口 隆, 沢瀉 清(名大空電研) 近距離空電の統計的性質について〔I〕 (15分)… 66
71. 川野 実, 池辺幸正, 中島敬行, 下道 国, 鈴木茂彦(名大工), 倉田昭三(鈴鹿工専) 自然環境における放射線々量の測定〔Ⅲ〕——地表面付近における β 線によるイオン対生成率の測定 (10分)… 67
72. 岩田 晃, 石川晴治(名大空電研) 空電パルスの極性とその発生源としての雷放電の性質 (15分)… 68
73. 石巖 剛(電波研) 高層大気中の内部重力波と乱流発生について (15分)… 69
74. 藤原玄夫, 前田 坦(京大理) 電離層における太陽大気潮汐振動の減衰 (20分)… 69
75. 村田宏雄(岐阜大工) 大気振動の減衰〔Ⅲ〕 (15分)… 70
76. 高木 亨, 堤 捨男(京都工織大工芸) 赤外領域における雲の空間分布の数学的モデル (15分)… 71
77. 高木 亨, 堤 捨男, 松井松長(京都工織大工芸) 赤外分光測光における散乱太陽光の影響 (10分)… 74
78. 中段和宏, 鷹尾和昭(京大工) Explorer-30で観測された地球近傍の β 線源について (10分)… 75
79. 前田力雄, 荒木一則(電波研) エクスプローラ30号の1~8Å電離箱のレスポンス異常 (10分)… 75

宇宙圏(13.00~17.00) 於 大講義室

80. 鷹尾和昭(京大工) 1966年中のX線観測より見た太陽異常現象について (10分)… 76
81. 桜井邦朋(京大工) 太陽電波バーストの特性からみた太陽フレアの発達と構造 (10分)… 77
82. 郷 鉄夫(ミシガン大マクマス・ハルバート天文台) 回帰性磁気あらしに関連する太陽プラズマ流速の確率過程論的経度分布モデル (20分)… 78
83. 桜井邦朋(京大工) SIDのタイプと太陽フレアの構造 (10分)… 80
84. 早川幸男(名大理), 西村浩之(新潟大理) 月面類似物質のルミネッセンス (15分)… 81
85. 村上一昭, 宮川忠良, 宮崎忠國, 浮ヶ谷文雄, 宮崎友喜雄(理研), 三島靖(愛媛大) 武山における地下宇宙線観測 (15分)… 82
86. 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大教養) 太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum (15分)… 83

87. 石山喜雄, 菅野常吉 (福島大教育) 加藤静子 (福島医大物理) IGY-IQSY における宇宙線日変化の変動について〔II〕 (15分)… 84
88. 桜井邦朋, 小川忠彦 (京大工) ジャイロ, シンクロトロン放射特性〔I〕——加速電子の放射電力及び偏波両特性 (20分)… 85
89. 小川忠彦, 桜井邦朋 (京大工) ジャイロシンクロトロン放射特性〔II〕——太陽フレア領域及びコロナ中のプラズマの電波バースト放射に対する影響 (20分)… 86
90. 近藤一郎, 藤本和彦, 長島一男 (名大理) 太陽宇宙線の惑星間空間での Anisotropic diffusion〔II〕 (10分)… 87
91. 関戸弥太郎, 長島一男, 近藤一郎, 村山 喬, 奥田治之, 榊原志津子, 藤本和彦 (名大理) 高エネルギー宇宙線の恒星時非等方性 (10分)… 88
92. 奥谷晶子, 和田雅美 (理研宇宙線) Sunspot Minimum 附近の宇宙線日変化 (10分)… 89
93. 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎 (名大理), 一の瀬匡興 (信大教), 近藤一郎 (名大理) 乗鞍に於ける高精度宇宙線中間子計の設計 (10分)… 90
94. 北村正彦, 太田垣三和子 (気象研) 宇宙線日変化の緯度効果〔II〕 (15分)… 91

古地磁気・岩石磁気 (9.00~17.00) 於 会議室

106. 前中一晃, 笹嶋貞雄 (京大理) 近畿の鮮新・更新統の火山灰層の古地磁気 (10分)…101
107. 百瀬寛一 (信大理) 信州ローム層パミス中の強磁性鉱物の磁性予報 (15分)…102
108. 西田潤一, 増田康之, 笹嶋貞雄 (京大理) 京都府北部峰山の Boring Core の残留磁気について (10分)…103
109. 浅海英三, 岸武 保, 黒谷明嗣 (島根大文理) 鳥取県大山附近及び島根県浜田市附近の古地磁気 (5分)…103
110. 村田寛雄 (長野高) 長野・群馬県境に分布する火山岩の磁気 (10分)…103
111. 小嶋 稔, 河野 長, 兼岡一郎, 小林和男, 木下 肇, 大中康登, 永田 武 (東大理), 介沢 一 (地質調), 荒牧重雄 (東大農研) Paleomagnetism and K-Ar Ages of Successive Lava Flows (15分)…104
112. 兼岡一郎, 小嶋 稔, 小嶋美都子, 鮎川 勝, 岡分 征, 永田 武 (東大理) 南極昭和基地附近の K-Ar 年代と古地磁気 (15分)…104
113. 小林和男 (東大海洋研), 河野 長 (東大理) 深海底堆積物の残留磁化 (10分)…105
114. 河野 長 (東大理) 北九州玄武岩による古地磁場強度 (15分)…106
115. 木下 肇 (東大理) 深海底泥層の磁性 (10分)…107
116. 小嶋 稔, 上田 望, 鮎川 勝 (東大理), 田 溶元 (東大工) 朝鮮半島の Geochronology〔II〕 (10分)…107
117. 上野直子, 小嶋 稔, 久野 久 (東大理) 阿武隈地方花崗岩・変成岩の Geochronology II (10分)…108
118. 北沢一宏, 福田豪太郎 (学習院大理) 縄文土器による過去の地球磁場強度の推定 (10分)…109
119. P.J. WASILEWSKI, A. J. NALWALK, B. J. CARLETON (Dept, Earth, Planet. Sci., Univ. Pitts.) A Study on the Magnetization of the Oceanic Crust :〔I〕 Puerto Rico Trench Basalts and Samples from the Mid Atlantic Ridge and Caryn Seamount (10分)…110
120. P. J. WASILEWSKI, B. J. CARLETON (Dept. Earth, Planet. Sci., Univ. Pitts.) An Explanation for the Anomalous J_s-T Curves from Fresh Oceanic Basalts (10分)…111

121. T. NAGATA, B. J. CARLETON (Dept. Earth, Planet. Sci., Univ. Pitts.)
Piezo-remanent Magnetization of Basalts (10分)…112
122. 大 中 康 啓, 木 下 肇, 永 田 武 (東 大 理) 溶 岩 の 磁 化 の 圧 力 依 存 性 (10分)…113
123. 小 嶋 美 都 子 (東 大 理) 海 山 の 玄 武 岩 の 磁 気 的 性 質 に つ い て —— 熱 残 留 磁 気 の 反 転 現 象 (10分)…114
124. 木 下 肇 (東 大 理) 静 水 圧 下 の 磁 性 (10分)…115
125. 野 村 哲 (群 馬 大 教 養) 群 馬 県 本 宿 層 の 地 質 構 造 と 岩 石 磁 気 (15分)…116
126. 上 野 宏 共, 根 建 心 具 (東 北 大 理) 岩 石 磁 気 の 鉱 床 学 へ の 応 用 〔 Ⅲ 〕 —— 沼 尻 硫 黄 鉱 床 周 辺 の 変 質 (15分)…117
127. 島 田 昌 彦, 久 米 昭 一 (阪 大 教 養), 小 泉 光 恵 (阪 大 産 研) 高 圧 力 消 磁 の 岩 石 磁 気 へ の 応 用 (20分)…118

岩井 章 大津仁助 早川正士

名古屋大学 空電研究所

磁氣的に静穏時と擾乱時とは、ホイッスラの発生頻度や、その分散値にはかなりの差が現われる。つまり低緯度では擾乱時になると、ホイッスラ発生頻度は増加し、高緯度ではその逆である。又分散は中・低緯度では減少する。これは超高層の物理状態に変化が起こったためであると考えられる。ところで最近 Muldrew⁽¹⁾ は Alouette 衛星によって磁気圏には地球磁場にそって Irregularity が存在することを発見し、又その field-aligned irregularity が磁気活動と密接な関係があると述べた。つまり K-指数とともにその位置が移動する。従ってこれを超高層の物理状態の変化の主原因と予想し、これがホイッスラの伝播特性に影響を及ぼすものと考えられる。そこでこのような field-aligned duct のホイッスラ伝播に及ぼす影響について考察する。特にダクトによるホイッスラモードの捕捉に重点をおいて考察する。

2 層状化異方性電離層模型による E L F 帯電磁波の遠距離伝播特性

山下 亨子
名古屋大学 空電研究所

E L F 帯(1/3 から 3kV/s まで)空電は、波長が極めて長いので、電離層下端で反射するだけでなく一部は更に侵入して再びある高Eで反射すると思われる。換言すれば L F 帯に比べて反射率が高くなるから、地球磁場の影響を導入した方が望ましいのは当然である。そこで電離層 E 二層化して、下層は屈折率の表式で電子の衝突回数のみを考慮する。上層には一様な強Eをもつ動電方向の地球磁場を重ねて、電子のゲイロ周波数の項のみを考慮した。まず、E L F 帯での遠距離伝播における波の減衰係数を求めるために固有値を求めた。そのあと伝播の減衰係数を求め、更に太陽フレア中の E L F 帯の S E A 現象に対しては電離層のパラメータを種々の値に与えた時、~~一定距離の~~一定距離の空電源があったとした場合の S E A 周波数スペクトルかどの様に变化するかを計算し、簡単に実験結果と比較して、電離層の下層の厚Eに割合重要な役割を演じていることを示した。

3 極地 V L F 放射 (Chorus) の特性

林 幹 治, 国 分 征, 小 口 高
東 大 理

昭和基地での1966年4月~12月迄のデータによるVLF関係(Chorus)の基本的な解析結果と2.3の顕著な事実について述べる。

- (1) 昭和基地で観測されるChorusの大部分はいわゆるPolar Chorusと呼ばれるもので、*Riss type*であるが、Magnetic Bayの終り頃に現われるAuroral Chorusと呼ばれるものもしばしば観測される。
- (2) 現象の発生^{時間}は9ヶ月の平均で13400^均 LMTとなる。Polar Chorusの発生時間の平均値としては等しいものである。月平均の値の季節変化はあるようであるが、1年目の観測では即断すべきでわからない。現象の発生率は秋から冬にかけて少ないようである。
- (3) 他の現象との関連は、 ΣKp との相関がかなり良いことは従来言われて来た事実(Local ΣKp との相関が弱などという)と異なる様であるが Solar activity が異なると、 ΣKp を使ったことなど条件が違ふので一概に評価は下せない。
次に突発現象すなわち S_c, S_i などとの関連は positive S_c, S_i のときは Chorus がもし出ていけばその peak ^{intensity} frequency が higher frequency に移り intensity も増加すること、negative S_i (1例) のときは peak intensity frequency が lower frequency に移り intensity も減少するといふ興味深い事実が見付かった。これは emission の mechanism を考える際に重要である。

その他現在解析中のいくつかの事を発表する。

柳原一夫
地磁気観測所

1. Schumann resonance ELFの波型(振巾)記録は連続した波の形を示すが本質的にはバースト状の出現である。ソナグラムの上でみると8, 14... cpsという所に明らかに Schumann resonance を示すが、各バーストは散在する点々となつて現われる。この点であらわされる周波数は短い時間内(例えば10秒)でも決して一定でなく ± 2 cps位の間に分布する。ある時間間隔で積分したパワーではこの分布がQの値をきめる。この周波数のバラツキは偶然の擾動によるものとしては大きすぎ、又 cavityの特性の変化によるものとしても余りにも短時間に変りすぎる。原因の異なる場所の違いによるものとするなら平均周波数の日変化の同じ程度にあつてもよい筈であるが、それは ± 0.2 cpsにすぎない(Madden & Thompson)。従つてこれは原因となる雷放電の特性の違いによると考えねばならぬ。

均一電離層下の cavity 内の周波数レスポンスは

$$E(i\omega) = A \{ i\omega + d(i\omega)^{1/2} \} (i\omega) \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \theta) (2n+1) / \{ \omega_n^2 - \omega^2 + d(i\omega)^{1/2} \}$$

とあらわされる(Wait他)がこれによれば resonance 周波数を実測に一致させるとQは実測の半分位となる。Galejs は伝導度が exponential に増大する電離層を仮定して実測の resonance 周波数とQとの両方を満足させる式を導いた。これによつても resonance 周波数の近傍ではQを与えればレスポンス函数は

$$A(\omega) \propto 1 / \{ 1 + 4Q^2(1 - \omega/\omega_0)^2 \}$$

で近似できる。これは励振函数 $x(t)$ がわかつて実測される周波数レスポンス式えられるが peak 周波数が8 cps に対して ± 2 cpsも変化するのは $x(t)$ に原因があると考えられる。Median lightning flash の $x(t)$ の周波数スペクトラムとして $f(\omega) = 169 \times \exp(-9.1 \times 10^{-3} \omega)$ が与えられ(Galejs), これを使えば積分パワーのスペクトラムが求まるが個々のバーストに対しては $x(t)$ のスペクトラムが大いに違ふ。

雷放電は単一ばかりでなく100 msecの程度で繰り返す多重放電となることが多いがこのため励振函数 $x(t)$ の周波数スペクトラムが Schumann resonance の周波数近傍で max. をもち、その位置次第で個々のバーストの peak 周波数が変つてくる。今簡単に個々の放電の励振が $\exp(-\beta t)$ であつて t_i の間隔で2回あつたとすると総合レスポンスは

$$B(\omega) \propto (1 + \cos \omega t_i) / (\beta^2 + \omega^2) \left[\left\{ 1 + \frac{1}{4Q^2} - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right\}^2 + \frac{1}{Q^2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]$$

で与えられる。 $\beta \gg \omega$, $Q = 4$ とすると $B(\omega)$ の実効的 max. は $t_i = 0 \sim 4\pi/\omega_0$ の間で $\omega/\omega_0 = 0.8 \sim 1.2$ の間に分布する。従つて ± 2 cpsの変化は多重放電によつていふことが出来る。なお Schumann resonance は多重放電の繰り返しの周期が resonance 周波数の逆数に大体一致したときおこるともいえる。

2. Schumann resonance のオ/モード周波数以下のELF

この周波数領域にもバースト状のELFが沢山あり、それぞれ掃周波約半数が同時に出現している。従つて単なる雑音ではなすが、擾動、Kインデックス等には直接関連が強く原因について検討中である。

木村磐根・北一麻呂・問宮 馨・仲野 菁

京大(工)

京大(理)

観測： 1967年4月24日～5月8日

POGO-C (高度 1200 km ~ 1500 km, 極軌道)

観測範囲 地磁気緯度 $\sim 0^\circ \leftrightarrow \sim 50^\circ$

この期間中 15回の観測で 11回まで V.L.F エミッションが観測された。

特性： エミッションはヒス性で周波数は 1 kc ~ 2 kc, 殆んど緯度変化していない。あらわれはじめの緯度は多くの場合地磁気緯度 $40^\circ \sim 50^\circ$ であるが、5月4日は数度からあらわれている。この日は高緯度ではコーラス性のエミッションも起っている。

この低緯度での V.L.F エミッションについて、周波数の緯度変化がないことから、衛星近くで発生しているとは考えられない。従って発生源は磁気圏の比較的限定された所にあって、それが低緯度を含む広範囲の緯度の衛星の高さまで伝播してきたものと考えられる。

この期間中のショート・ホイッスラーの分散を調べると、低緯度までエミッションが観測されたときは、赤道近くでも $D \approx 50 \sim 70$ である。これは磁力線に沿った伝播を考えると、ほぼ地磁気緯度 40° の経路である。従ってこれらのホイッスラーはこの経路の途中で Q-T モード伝播に変わったと説明できる。

Thorne-Kennel (1967) によれば、磁気圏内で赤道面上に層波源がある場合、初期の伝播ベクトルのとり方によっては ray path は南緯度側へ入り得ることが示されているが、計算の結果、これだけでは地上 1000 km 程度で観測にかかる程低緯度までは入ってこられないことが明らかになった。

従って結論的には、これらのエミッション、分散の大きなホイッスラーは Q-L モード伝播の途中、適当な所から Q-T モード伝播で低緯度まで伝播していると考えられる。

尚、この期間の太陽活動は、29日から3日までやや活発で1日には Sc を伴う磁気嵐が起っている。この期間だけでは観測されたエミッションと活動度との関係ははっきりしない。また4日に低緯度までエミッションが観測されたことと磁気嵐との関係についても、磁気圏や電離層上部の乱れが Q-T モードへの変換を容易にしていることが考えられるけれども、これらは今後の問題である。

荒木 徹, 栗山 征士
(京大工)

地球電離層間導波管を伝わるVLF電波は、東から西へよりも西から東へ伝わりやすいという性質をもちている (Combie 1958)。

Barber and Combie (1959)は、水平磁場をもつ電離層に、磁場に直角に電波が入射する場合の反射係数が、磁場の向きによって変化するとして、Magnetoionic theoryを用いて証明し、これで上記東西伝播の差異を説明しようとした。

彼等は、ionは静止しているとしたが、プラズマ中の磁場に直角に伝播に対しては lower hybrid resonanceによるエネルギーの吸収という形で、ionの効果が表示される。VLF電波が反射される下部電離層では、衝突が lower hybrid resonanceを伴うおきには、衝突周波数の違いによって、ionの効果が変わることを調べることは有意義だと思われるので、ここでその計算を行った。

7 極めて静かな時の極磁場変動

永田 武 飯島 健
東京大学 理学部

永田-国分、永田-国分-飯島 は極地方の地球磁場変化 は S_g^D 場の上に DP 場が重なって居り、その DP 場は 極域全体に広がる SP 場と極光帯嵐場即ち AEJ 場とより成立していることを示した。すなわち

$$(DP) = (SP) + (AEJ)$$

きわめて静かな時の極地方には AEJ はないので SP 場だけが残る、これがいわゆる S_g^D 場である。すなわち

$$(SP)_0 = S_g^D$$

以上の結論は主として IGY 期間の観測材料についての解析から導き出された。SP 場の全電流量と \bar{K}_p との間に美事な直線関係があつて、全電流 I は

$$I = (5 \times 10^4) + (9 \times 10^4) \bar{K}_p \text{ アンペア}$$

という実験式で表現出来た。従つて $K_p = 0$ の時も 5×10^4 アンペアの SP 場が残存する。SP 場の発生機構は磁気圏内のプラズマ対流によると考えると半定量的に説明することが出来る。この際重要な点は $K_p = 0$ の時も SP 場が存在することである。静かな太陽風の時も SP 場が存在するという理由で、我々は AXFORD-HINES 流の磁気圏対流模型が好ましいと考えていた。

IGY 期間の静かな時では、 $\bar{K}_p = 1.1$ であつて、絶対に静かな時はなかつた。IQSY 期間は静かな時があるので、IQSY 期間の最も静かな時を選んで DP 場を詳しく調べた。静かな日の平均 DP 場と、特別に静かな個々の日の DP 場と両方の場合を調べた。平均の場合は $\bar{K}_p = 0.23$ であり、個々の場合では $K_p = 0$ 又は $K_p = 0_+$ 等の場合を調べた。その結果、 $K_p < 1$ では SP 場が急激に減少し

$$\lim_{K_p \rightarrow 0} (SP) = 0$$

であることが判つた。但しほんの僅かでも地磁気活動が起るとたちまち極地方には SP 場が現れる。以上の結果から、SP 場は DUNGEY 流の模型に従つて、太陽風内の磁場と地球磁場とが結合する時に生じる磁気圏プラズマ対流によつて起されると考える方が至当であると考えに至つた。この結論は、CAHILL-FAIRFIELD 及び FAIRFIELD による太陽風磁場と K_p との関係の調査結果によつても支持される。

飯島 健

東京大学理学部地球物理研究施設

I Q S Y (1964) 中で AEJ 場のほかに人々発見されたことを「極静穏時」において S_p^p , SP 場の存在性, 孤立性を調べ, 又, event 特性—静穏時に孤立して発生する polar elementary storm の微細構造を追求した結果 次の結論を得た。

[I] 極静穏時 ($\Sigma K_p = 26$, $K_p = 0.32$, 5 days) の平均的変動場の特性

- ・ 前報分析の主成分 vector ($m=1, 2$) は振幅一位相図において極地域と中低緯度で特性が全く異なる
- ・ 且変化場に対して永田—国分の思想を用いた分析方法を適用した結果, $K_p = 0.23$ 以下の極地域 ($\bar{\Phi}_m \approx 66^\circ$) には 3×10^8 amp. の強度を有する S_p^p 場が存在する。
- ・ $K_p = 0$ SP 場の強度と比較して $\lim_{K_p \rightarrow 0} (SP) \approx 0$ と考えられる。

[II] 極静穏時 (1964, Jan. 14^d, $\Sigma K_p = 20$, March 28^d, $\Sigma K_p = 1-$) の瞬間変動場の特性

- ・ 種々の geomagnetic meridian に沿って位置する観測所群での電流 vector の方向変化より完全には S_p^p 場は構成されておらずと考えられる。
- ・ $K_p = 0$ 時では変動の長周期成分 ($T_0 \geq 6$ hours) は ($S_p + S_p^p$) で構成されている。
- ・ 変動の短周期成分 ($T_0 < 6$ hours) は主として (S_p) で構成されている。
- ・ 短周期成分の event 的 SP 長周期成分の SP に対して elementary SP と考えられる。

[III] 最擾乱時 (9 events, $K_p = 4.6$, $Dst = -14^r$) の average D_p 場の解析より D_p 場の構成に対する概念 $D_p = (S_p) + (AEJ)$ を再確認した。

[IV] 静穏時に孤立して発生する geomagnetic bay の AEJ 場 ($T_0 \geq 10$ min) の動スプレッドを英後島対, Thule-Vostok ($\bar{\Phi}_m \approx 88^\circ$), Heiss-Mirny ($\bar{\Phi}_m \approx \pm 75^\circ$), Reykjavik-Syowa Base ($\bar{\Phi}_m \approx \pm 67^\circ$) で比較した結果, AEJ 場は同じくは地磁気共役性を制御する時間および energy の両 parameter に同じく微細構造がかなり異なることが確認された。

9 Equatorial jet Current 近傍に於ける日変化磁場に対する日食効果 (Nov. 12, 1966) についての解析

加藤愛雄, 森洋介,

東北大学 理学部, 地球物理教室

1966. Nov. 12. のペルーに於ける皆既日食に際し, 磁気赤道附近の Huancayo に於て地磁気日変化の観測を行なつたが, このほかペルー-地球物理研究所と協同して Ancón, Santa Innes, Vellile, puno, Arequipa の合計6個所で同時記録を取り附圖に示す様に Huancayo および Arequipa にかけて次第に緯度緯性を増大するとする顕著な日食に伴う地磁気の変化が得られた。この変化は勿論日食の部分食帯外の同経度上の他の観測所の記録とは認められず明らかには日食効果を示すものである。

附圖の変化は水平成分の変化であるが 緯角の方向には変化は殆んど認められ居ない。この事はこの地帯観測所が磁気赤道近くにおり水平成分が卓越して居る事は当然である。従つてこゝでは東西電流 i_y について G_{xy}, G_{xz}, G_{yz} を考慮に入れた日食効果を計算した。

即ち $\int \tilde{G}_y dh = \int G_{yy} dh + \frac{[\int G_{xy} dh]^2}{\int G_{xz} dh}$ の通り日食の影響でどのように変化するかを計算した。

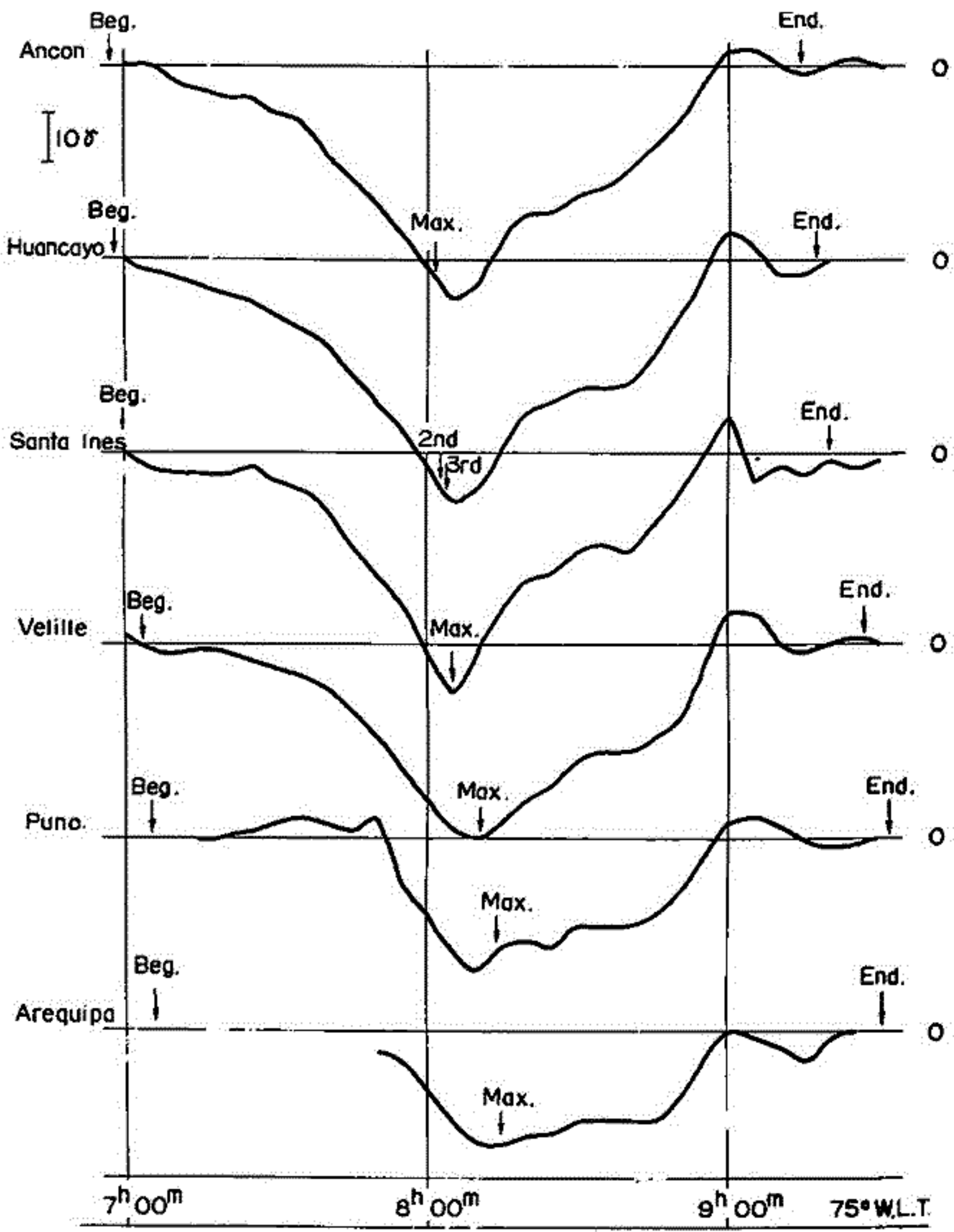
こゝで磁気赤道をばさんで, ある地磁気緯度 $\pm I$ までの範囲の電流 $j = \int i_y dI$ は conserve されて居り, 且つ任意の local time では equator から $\pm I$ までの範囲にわたる E_y が constant とする假定を用いると, 日食の間の任意の時間に equator 近くの任意の場所の流れる電流の日食による変化量 Δi_y は

$$\Delta i_y = \left\{ 1 - \frac{\sum [\int G_{xy} dh]_i}{\sum [\int G_{xy} dh]_0 - \Delta \sum [\int G_{xy} dh]_0} \times \frac{\int G_{xy} dh - \Delta \int G_{xy} dh}{\int G_{xz} dh} \right\} i_y$$

で与えられる。

こゝで $\sum [\int G_{xy} dh]_0$ は任意の時間に於ける $\int G_{xy} dh$ を $\pm I$ の範囲で積分し白置で, $\Delta \sum [\int G_{xy} dh]_0$ はその量の日食による変化量を表わす。計算の結果は附圖の観測結果の特徴を説明する事が出来た。

即ち日変化磁場に対する日食の影響は local 的 conductivity の変化に依りなく, 少くとも日食の及ぶ範囲に跨つての conductivity の変化に依り, その conductivity distribution に従つて電流分布を考慮して日食効果を求めらる。



(Time of each phase of eclipse is that of 100km height)

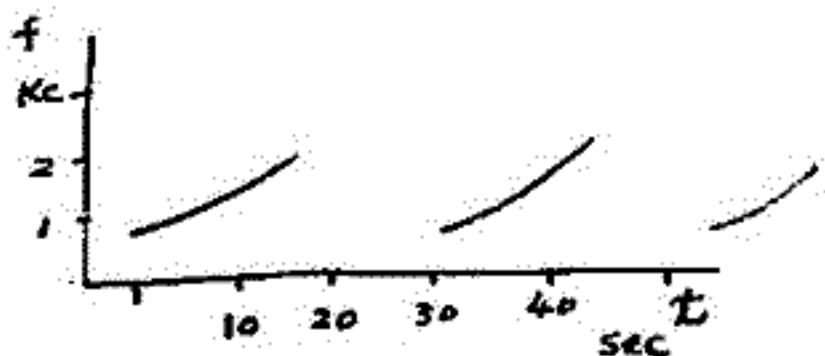
渡辺 富也*

* Univ. B.C.

北村 泰一**

** 同志社大工

高緯度の観測される VLF の強度は、時々周期数十秒の脈動的変化をする。これは周期数秒で変化する *periodic emissions* と区別され *Quasi-periodic emissions* 又は *VLF long period pulsations* と呼ばれる。この *Quasi-periodic emissions* (QP と略す) については、1965年 Gustaffson et al によつて、大体 700 cps あたりはその現象の *maximum* があることが認められ、且 QP が存在する時は、同時に同じ程度の周期をもつ地磁気脈動が存在するらしいことが報告された。同年 1965年 Carson et al によつてもこの QP の研究がおこなわれ、VLF QP のうち、周波数が時間と共に上昇するタイプ (Fig. 1) の QP と地磁気脈動とが共存することが示され、果してそのタイプの QP が共存する地磁気脈動の周期と略等しい周期でくり返されることが示された。



筆者等はこの VLF QP と地磁気脈動との関係を、1964年度 Byrd, Great Whale のデータを引用し、より詳しく調べる。次の結果を得た。

- (1) *low frequency hiss* (2 Kc 以下), *periodic emissions*, *chorus* etc. or P3-5 の地磁気脈動と共存する時、*low freq. hiss* etc. の上段周波数は、共存する地磁気脈動の周波数周期とほぼ等しい周期で変化する (*hydromagnetic modulation*)。この変化は *peak to peak* の一致を示すことがある。Carson et al の報告に Fig 1 に示されるタイプの QP は、調べた限りにおいて地磁気脈動の周期とは一致しない。
- (2) HM modulation は P3 の周波数領域で最も起りやすいが、P4, 5 の領域にも起こることがある。
- (3) HM modulation は daytime の現象で、月に数回の頻度で起るが夜間、例は 1例も見られなかった。
- (4) HM modulation 現象の *Conjugacy* は要しない。十数例の内、一例のみ *Conjugacy* が認められた。

以上の結果から

- ① 地磁気脈動に直接の関係があるものは、*low frequency hiss*, *periodic emissions*, *chorus* である。
- ② *daytime low frequency hiss* と *night time auroral hiss* (8 Kc 以下) とは区別して考へなくてはならない。
- ④ HM modulation に関係のある場所は、地表附近つまり電リテラはその上部であり、*magnetosphere* の深部ではない。

等のごことが推察される。この研究は UBC と Stanford 大学との共同研究による。

11 H M ducts (Magnetosphere) は必要か (Pc 1 Waves の Ray Paths)

北村 泰一
同志社大工

Pc 1 class (period 0.2~5 sec) に含まれる pearl micropulsations の周波数時間特性は、一般に rising frequency の繰返しとして持続づけられてはいるが、これは現在、rising frequency の度合が時間的に一定のものとして扱われてきた。この内、後者は、magnetosphere 中の地球磁場に沿って伝播する ion cyclotron waves の dispersion によるものとして説明されてきた。(Jacobs-Watanabe 1964, Obayashi 1965)。以来、Pc 1 領域の地球磁場の伝播に関する研究は、すべて waves は磁場に沿うものとの仮定のもとにすゝめられてきた。しかしながら厳密に云えば、これらの waves も場合によっては、わずかながら磁場からはずれて伝播する筈である。そこで "Magnetosphere 伝播にせし、Pc 1 waves は具体的にどのくらい磁場から deviate するか?" これがこの研究の動機である。

計算の基礎となる諸量は

- (1) Cold Plasma を仮定
- (2) 磁場は dipole field
- (3) Plasma Density Distribution としては $N = N_0 B$ (Gyro-freq. model) ととり、赤道面 5.6 earth radii における plasma density は $100 \text{ } \mu\text{ec}$ を仮定
- (4) wave frequency が $0.9 \Omega_i, 0.5 \Omega_i, 0.1 \Omega_i$ の場合を計算した。但し Ω_i は ray paths が赤道面を横切る地奥の ion cyclotron frequency.
- (5) ray trace は Haselgrove の考え $1 \leq \mu \leq 1$ を使用。

求められた結果は

- (1) $f = 0.2 \sim 0.3 \Omega_i$ より周波数の高い waves は 或特定の磁力線から かなりずれて伝播し、一般的には $\mu > 2$ 高緯度側の磁力線にずれる。(Polar Creep)
- (2) 赤道面又は南半球の電リテ上部と本発した waves は、北半球の電リテに達するまでは wave normal が 90° に達し伝播はとまる。

以上の結果のうち、特に (2) は重大である。この (2) の結果と、現実には Pc 1 waves が地上で観測されてはいる事実との矛盾は、ray paths の計算における仮定 (plasma density は距りに対し滑らかに変化する) から生じていると考えられる。つまり矛盾をなくする為には、magnetosphere の plasma density は距りに対し単調に減少するのではなく、whistler 研究から要求される ducts の如きもの、つまり field align proton ducts とか、又は plasma sheet の如く密度が急激に変化する $\mu < 2$ の層を $L = 4 \sim 6$ の領域に仮定せねばならぬ。

何故 discrete (dots) か

北村 泰一

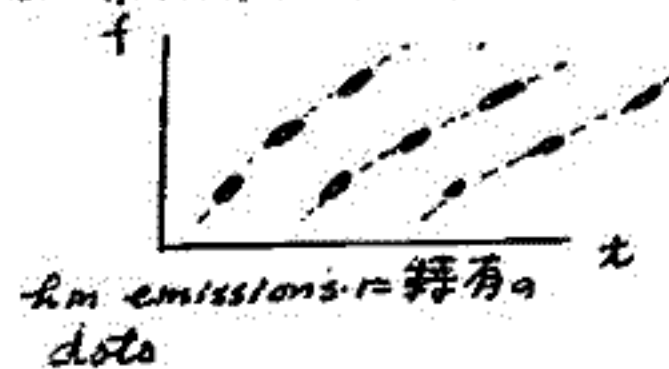
同志社大工

hydromagnetic emissions と呼ばれる Pc 1 class (0.2-5 sec) に属する地球気圏外の振動は、VLF のそれと酷似しており多くの共通点があることから、両者は鏡の両面の現象と考えられる。hm emissions の周波数時間特性は、一般に rising freq の線図として waves の dispersion curve に酷似しているが、詳細にみるとそれは決して連続ではなく、上下 = 10 又は数 10 の dots (ゴツゴツ) で形成されており、今迄これらの dots を結んで dispersion curve とみなしてきた。この特長は VLF にはない現象であり、数少ない VLF との相違点の 1 つと考えられる。

これらの dots は探査による人工的なものではなく、自然現象らしいことはかなり前から推量されてきたが、1966 年 Fraser-Smith はこれらの dots は magnetosphere の一種の filter の作用によっておぼろげなものであるとの説を提唱した。筆者はこの説に疑いを持ち、hm whistler の数例について Ampligram を利用し Fraser-Smith の説を実験的に検討した。結果は

『少なくとも扱った数例について、dispersion curve による一連の dots は互に独立であり、各 dot は或一連の frequency band の一部ではない』。

つまり Fraser-Smith の如く、各 dot は magnetosphere の filter 作用によっておぼろげなものであるのではなく、何故かによって trigger された互に独立なものであると考えられる。しかしながら、では trigger するのは何ものか？ 何故 trigger するものが見えないか (観測手段の問題)? 筆々の疑問が残るが、これらは未だ明らかではない。



13 Pc 1 Waves (Pearl) の周波数時間特性の "dots" の 微細構造

北村 泰一
同志社大工

別稿 (Pc 1 waves の周波数時間特性はなぜ discrete の?) と同じく, km emission
におけるもっとも明らかな形での Trigger 現象が見つけられたことにより報告する。

km emissions における dots は一般に「不鮮明」であるが (拡大すると雲の如く
モヤモヤしている)。この不鮮明さの原因を、筆者は, Sonagraph のとり方を工夫す
ることにより resolution をあげ、"モヤモヤ"の解離に一部成功した。得られた結果は、

- (1) 1つに見える dot は、実はいくつもの dot の集合である (不鮮明さの原因)
- (2) 異なる 2 つの dot には因果関係がある。(ある dot が他の dot を trigger する)
- (3) 示される例 (周波数が全体としてゆっくり時間と共に下降する) では、Trigger
されたものは、Trigger したものより若干周波数が高い。

以上のことから、示される例は、以下掲げる物理像は、

- (1) 最初 非常に狭い freq. band で km emission + excite される (D1)
- (2) D1 は 3~4 周波場に沿って bounce する中に消滅するが、2~3 回目には再び発生 (D2)
- (3) D2 は energy を供給されながら 3~4 回 bounce し、殊 D3 を殊に消滅。
- (4) 以下同様の現象の受けかわりして全体として一時間程度の現象として持続する。
- (5) 新しい Trigger された wave は必ずしも Trigger したものより周波数が高い。
これが全体としてゆっくり周波数を下降する原因である。

以上の話は現象面のみで、特物理的解析については後述。

I. 理論

佐藤 哲也

(京大・理)

固体物理の分野においては光(電磁波)と acoustic フォノン(音波)との相互作用のゆえにブリュワーン散乱が物質を調べる有用な診断法として確立されておりました。理論的研究もさかんである。プラズマ物理の分野においてもプラズマ乱流の診断法として発達することが見込まれる。電離層プラズマにおいては既にこの方法が独自に用いられており赤道地域に現われる *irregularities* の診断に非常な成功をおさめている¹⁾。しかしその診断結果の解析には右の如くは定量的議論の基礎となるべき理論が乏しいために全く定性的議論にとどまっていた。

本報告はプラズマ中におけるブリュワーン散乱のゆえに電磁波と右へ波(右へ波不安定性により励起された右へイオン音波やドリフト波など)との間の非線形相互作用により励起される combination 散乱波を理論的に取扱うこととを目的とする。その詳細は行合の報告することとし、予稿²⁾は理論の要旨と後述散乱の場合の結果について簡単に紹介することにとどめる。

プラズマ中に励起されている波の周波数を ω_1 、入射電磁波の周波数を ω_0 とすると両者の相互作用の結果 $\omega_0 \pm \omega_1$ なる周波数の電磁波が励起されることを見込まれる。もし一方の散乱波(今後これをこの波の周波数を $\omega_0 + \omega_1$ とする)と右へ波、入射波の二つの波の間に運動量保存則が満たされることとするとこの散乱は強くおこさるであろう(これは共振散乱と呼ばれる)。しかし右へ波の他方の散乱波($\omega_0 - \omega_1$)に対しては右へ波の運動量保存則が満たされないので、この散乱強度は前者に比べてかなり小さくなる(非共振散乱と呼ばれる)。従って散乱スペクトルは ω_0 を中心に非対称になることを見込まれる。更に一次散乱波と右へ波との結合、二次、三次と高次の高次散乱も励起され得る ($\omega_0 \pm n\omega_1$)

解析結果によると一次共振散乱波の強度は次式で与えられる。

$$\frac{P_{IR}}{P_0} \approx \frac{\pi^2 v_e^2 \delta n^2 L^2}{k_0^2} \tag{1}$$

非共振散乱波の強度は

$$\frac{P_{IN}}{P_0} \approx \frac{\pi^2 v_e^2 \delta n^2 L^2}{k_0^2} \left\{ \frac{\sin(\Delta L/2)}{\Delta L/2} \right\}^2 \tag{2}$$

とある。ここで v_e は電子の音速半径、 k_0 は入射波の波数、 δn は右へ波の振幅、 L は右へ波の平均生存距離、 Δ は位相のずれの度合である。

n 次共振散乱強度は次式で与えられる。

$$\frac{P_{nR}}{P_0} \approx (\eta L)^{2n} / (n!)^2, \quad \eta^2 = 4\pi^2 v_e^2 \delta n^2 / k_0^2 \tag{3}$$

文献

- 1) 例として K. L. Bowles, B. B. Balsley and R. Cohen, JGR 68, 2425, 1963.
R. Cohen and K. L. Bowles, JGR 72, 885, 1967.

II. 電離層への応用

佐藤 聖也

(京大・理)

最近 Cohen and Bowles¹⁾ は赤道地域に於いて非常に興味ある散乱実験を行つた。この実験から少くとも三つの特徴(散乱波の)を認めらるゝことかできる。その一つは既に Bowles - 派によつて散乱波の性質が報告された事であるが、特に散乱パワースペクトルに現れる主要エコーの周波数は入射電波の周波数と一定に(またはほぼ)一定周波数に等しいと云ふ事である(入射周波数が 50 MHz の場合その差は 120 Hz 程度)。この散乱エコーと云ふ原因は Farley²⁾ により議論された流体不安定性ともよくイオソ音波によるものと確認された³⁾。ブリュワンの散乱の場合には、このエコーはイオソ音波と入射電磁波とによる一次共鳴散乱波と云ふこととなる。その特徴は(3)の項も指摘した通り)入射周波数に対し主要エコーと周波数優関係に於いて周波数に依りて微弱ではあるが、このエコーと散乱エコーとの差が認められることである。これは既に(理論)の項で述べた非共鳴散乱によるものと考へることかできる。もしこの仮説が正しいとすれば、主要エコーの強度とこの鏡像エコーの強度とを比較することにより散乱特性中のエコー波(この場合イオソ音波と考へらるゝ)の生存時間を知ることかできる。エコー波の非線形性のみならず、これに対する情報を得ることかできる(理論)の項の(1)式及び(2)式参照)

その特徴は主要エコーよりも若干低い周波数領域にイオソ音波と反射波とによるものと考へらるゝ散乱エコーが現れることと云ふ事である。Dougherty and Farley⁴⁾ はこの散乱エコーと云ふ原因はイオソ音波の非線形波である decay wave であることと云ふ定性的説明をしたことである。この議論は全く定性的なものであり、理論的根拠とは何れも無い。この疑問を正倉んが持つ。従つてイオソ音波の非線形波よりもむしろ他の不安定波動の流体不安定波動と共存したと云ふ考へ方が可能である。その有力の一つの候補として cross-field 不安定性を上げることかできる。先に述べたブリュワンの散乱理論の立場からこの不安定性の可能性を考へた結果、この主要エコーの原因として cross-field 不安定性を考へることか十分可能であることか判明した。その理論的根拠は、この周波数特性が若干一致するところ、この散乱強度も実験と矛盾しないことと云ふことである。またこの考へ方が、この観測結果を説明できることか考へらるゝ。恐らく種々の現象が入り込んでゐることと考へらるゝ。

文献

- 1) R. Cohen and K.L. Bowles, JGR 72, 885, 1967
- 2) D.T. Farley, JGR. 68, 6083, 1963.
- 3) K.L. Bowles, B.B. Balsley and R.Cohen, JGR 68, 2485, 1963
- 4) Dougherty and D.T. Farley, JGR 72, 1967

Structure of Plasma Turbulence Due to Nonlinear Cross-Field Instability

佐藤哲也・津田寿夫 (京大・理) (京大・工)

プラズマ物理学において非線形理論時代は既に去ろうとしており 最大の関心事は非線形現象へと移りつつある。電離層・磁気圏プラズマをプラズマ物理学の最大の漁場とみる立場からすると この応用分野において非線形理論へと進むのが当然の成り行きであり すでに実験的にも非線形現象をとらえるに充分なほど観測技術が進歩してきている。

電離層電子密度の irregularities のおけるスホラダイヤ7E層の理論・実験において最も詳細な議論にまで立ち入る必要に迫られてきた。従来から我々はこの irregularities の発生機構の一つとして 直流磁場に沿った弱電離プラズマ中に発生する cross-field 不安定性¹⁾ が有力な候補にあり得ることを提唱し 更にその非線形的なふるまいを電子計算機を用いて解析した結果 irregularity の振幅が30%にも達する strong-turbulence になることを見出し²⁾ この序章において報告した。一方最近の高精度のプロファイルによる観測結果でも振幅が20~30%に達する波動状の irregularities の存在が実証された³⁾⁴⁾。この点も観測された irregularities の原因が我々の提唱した cross-field 不安定波動によるものと断定するよりは早急であるが 少なくとも否定的根拠は乏しく 肯定的根拠は多くあり cross-field 不安定性が有力な候補と見るように思える。現在までこの他の理論では この現象を説明するに十分困難である。

今回は 前に報告した cross-field 不安定性の非線形解析を更に詳しく解析した結果得られた結論を報告する。詳細な解析の結果 前に報告した非線形解析の十分収束した解析の信頼性もまたあることを確認した。更に cross-field 不安定性は波-波相互作用のみによる通常の乱流 即ち定常エネルギー・スペクトルに達し得ることも明らかになった。この結果は流体力学的に非線形興味ある結果である。この点に於ける定常乱流の存在と数値的に実証した一例とあり得る。即ち 波数空間において小波数側にエネルギー源(不安定領域)が存在し 大波数側にエネルギーの漏れ込み口(散逸領域)があるからである。エネルギー(平均的)の流出が単方向的で 小波数側から大波数へと流出 するとエネルギー平衡が成り立つて定常乱流に達し得ることを示した。

このような irregularities の定常スペクトルを見出すことは単に流体力学的興味だけにとどまらず irregularities の診断にとり重要な情報を与える。電離層 irregularities の診断法として電波散乱を用いる方法が古くから行われてきたことはよく知られている通りである。一方理論的にもおもしろく人達により irregularities の散乱の研究は散乱強度が散乱強度、irregularities のエネルギー・スペクトルに比例するといわれてきた⁵⁾。従って irregularities のスペクトルを知るといふことは理論と実験とを比較する上にも重要な役割を演じている。

文献

1) T. Tsuda, T. Sato and K. Maeda, Radio Sci. 1, 212, 1966.
2) T. Sato and T. Tsuda, Physics. Fluids 10, 1262, 1967.
3) L. G. Smith, Radio Sci. 1, 178, 1966.
4) H. Oya and T. Obayashi, Contribution to COSPAR Symp. July, 1967.
5) 加えは F. Villars and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 92, 232, 1954.

Magnetic Field Annihilation による 加速

加藤愛雄 渋谷仙吉

東北大学理学部 地球物理学教室

1964年 IMP-I の観測にもとずき, Ness が Geomagnetic Tail の Neutral Sheet の存在を発見以来, 急速に観測, 研究が進み, 磁気嵐, オーロラ のとき Tail の磁場が急激に減少するなどにより, Neutral Sheet が磁気圏内での粒子加速, とくにオーロラ粒子の生成源として重要な役割をしていることがわかってきた。

そこで Neutral Sheet を通って磁気エネルギーがプラズマエネルギーに変換される機構や, それが行われる位置が Axford et. al. はじめいろいろ論じられている。

われわれはまずこれらの問題について吟味する。そして Model Investigation を行う。次に S.I. Syrovatskii の "Dynamic dissipation of magnetic Field" の原理を Magnetic Tail に応用し, 粒子の加速される割合を計算する。

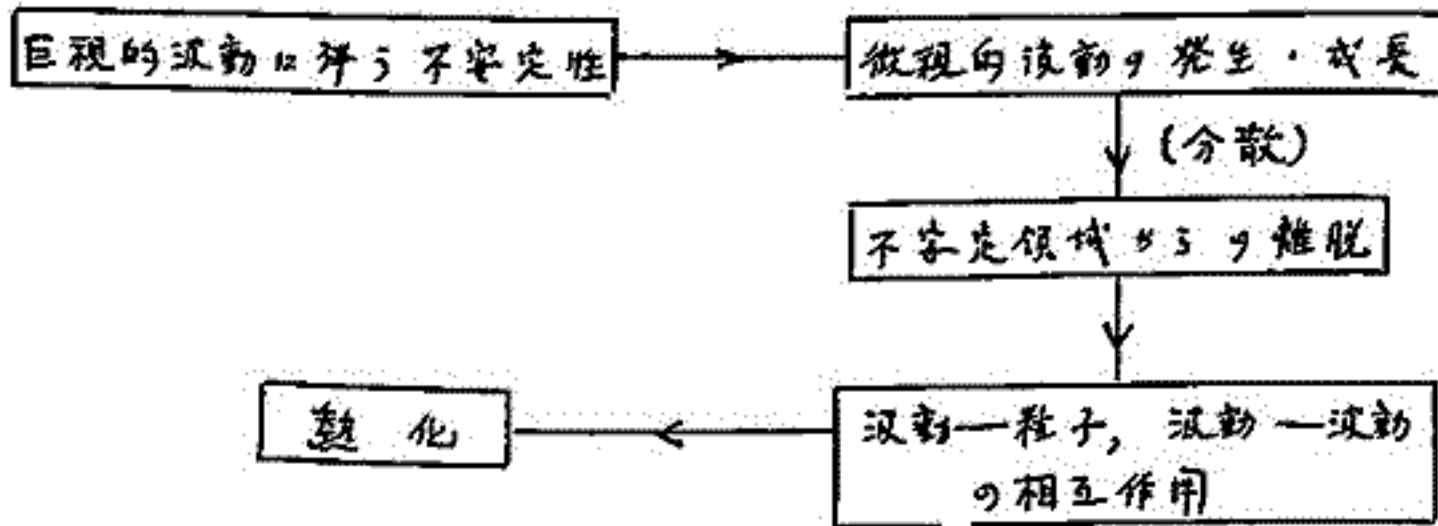
$H_0 = 50 \gamma$, $L = 10^9 \text{ cm}$, $n_0 = 50 \text{ cm}^{-3}$, $l_0 = 600 \text{ km}$ で 温度が $10^4 \text{ K} \sim 10^5 \text{ K}$ に変わるにすぎない charged particle は $3 \times 10^4 \text{ eV} \sim 2 \times 10^5 \text{ eV}$ energy up される。(ただし Upper limit だ)。ここで Neutral sheet をつぼすものとして, 10 km/sec 以上で $\delta = 4R_e$ だけ medium が移動することを仮定している。

Collision less にちかい高電導度のところで, 短い時間に強い電場を作る見地からも Joule dissipation 等の加速機構よりも, 反対方向から結合している Neutral point による磁場の rapid dissipation (or annihilation) が有効であることを強調する。

最後にこれらの粒子がオーロラをはじめ, magnetosphere のいろいろな現象と関連する可能性が大きいことを論ずる。

石 尾 敦
(宇宙研)

先に我々は磁気圏内の有限振幅電磁流体力学の励起・伝播に Neumann 粘性係数を導入
 する事に依り、数値的に求め、外部磁気圏では 100 eV 程度迄プラスマを加熱し得るとい
 う結果を得た。併し、磁気圏プラスマ内の波動の熱化の機構は肉しては気体論的取り扱
 いが必要である。磁気圏衝撃波の形成は、その内部の微細波動の本質的であるといふ事
 は現在良く知られている。その間の物理的過程を模式的に示すと



磁気圏 ($\beta \leq m_e/m_i$) に考えられる微細波動としては Whistler 帯 ($\Omega_e \ll \omega \leq \Omega_{ce}$)
 の電磁波がある。 $\beta > m_e/m_i$ のプラスマでは、斜め伝播の電磁流体力学成長は Cerenkov
 型の粒子-波動相互作用の押さえている。 Whistler 波は短波長側では、長波長帯に
 なる分散を示すから、巨視的波動成長の程度は位相速度領域の不安定性の問題
 である。 非線型電磁流体力学に伴う不安定性としては、

- (i) 電子の drift motion, (ii) pressure anisotropy, (iii) 密度, 温度, 磁場の急変に伴う drift instability 等が考えられる。 (iv), (v) は low- β である事を期待出来る。 今回は (i) の不安定性について考える。

本誌として、巨視的波動の物理量 (マッハ数, 電子のドリフト速度等) に依り、
 微視的波動の成長率を求め、非線型近似を用いて粒子-波動相互作用を求めれば、局
 所的熱化の係数が得られ、これを巨視的方程式に導入する事で、磁気圏内の電磁流
 体力学・粒子加熱を系統的に論ずる事が可能である。

19 磁気音波の不安定条件。

佐藤佳朗
東北大 地球物理教室。

地磁気外圏内に於て、磁気音波と荷電粒子との相互作用により磁気音波の不安定が可能である。特に定常磁場に対して60以上の角度方向に伝播する磁気音波に対しては、inverse transit time damping が主な役割をはたしている事は前回述べた。しかるに beam が Maxwellian type である時、複素変数の確率関数積分が含まれ数値解析困難である。今回、我々は、ambient plasma を Maxwell, beam plasma を定常磁場と直角方向には Delta function, 定常磁場と平行方向には shifted resonance function の分布を仮定し移動度 $\tau = \tau_0$ と分散式を求めた。そして、Marginal state ($\omega_i = 0$) に対する Normalized beam density \bar{N} と drift velocity \bar{v} との関係式を求め、磁気音波が不安定なるための条件を求めた。

移動度 $\tau = \tau_0$:

$$M_{xx} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[-f_{||}^{(0)} W_T \left\{ \frac{i\pi}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi}{\alpha_{-1}} + \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi}{16} f^2 \right\} + \frac{K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{i\pi}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi}{\alpha_{-1}} + \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi}{16} f^2 \right\} \right. \\ \left. + \frac{K_x}{2\omega} W_T^3 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{i\pi/2}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi/2}{\alpha_{-1}} \right\} \right]$$

$$M_{xy} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[-\frac{K_x}{\omega} W_T^2 \varepsilon f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{1}{\alpha_{||}} \left(\frac{\pi}{2} f - \frac{3\pi i}{2} f \right) + \frac{1}{\alpha_{-1}} \left(\frac{\pi}{2} f + \frac{3\pi i}{2} f \right) \right\} - W_T f_{||}^{(0)} \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi \varepsilon}{4} f^2 + \frac{K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi \varepsilon}{4} f^2 \right. \\ \left. + \frac{K_x}{\omega} \varepsilon W_T^3 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{\pi/2}{\alpha_{||}} - \frac{\pi/2}{\alpha_{-1}} + \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi}{16} f^2 \right\} \right]$$

$$M_{xz} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[W_T^2 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{\pi f/2}{\alpha_{||}} + \frac{\pi f/2}{\alpha_{-1}} \right\} - \frac{K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{i\pi}{\alpha_{||}} - \frac{i\pi}{\alpha_{-1}} + \frac{i\pi f^2}{16\alpha_0} \right\} - \frac{K_x}{\omega} W_T^3 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{i\pi/2}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi/2}{\alpha_{-1}} \right\} \right]$$

$$M_{yx} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[\frac{\varepsilon K_x}{\omega} W_T^3 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \left(\frac{\pi/2}{\alpha_{||}} - \frac{\pi/2}{\alpha_{-1}} - \frac{1}{\alpha_0} \frac{i\pi f^2}{8} \right) \right\} - W_T \varepsilon f_{||}^{(0)} \frac{i\pi f^2}{4\alpha_0} + \frac{\varepsilon K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \frac{i\pi f^2}{4\alpha_0} \right]$$

$$M_{yy} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[-W_T f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{i\pi}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi}{\alpha_{-1}} + \frac{3i\pi f^2}{16\alpha_0} \right\} - \frac{K_x}{\omega} W_T^2 f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi f^3}{16\alpha_0} + \left(\frac{i\pi f/2}{\alpha_{||}} - \frac{i\pi f/2}{\alpha_{-1}} \right) + \left(\frac{3\pi f/2}{\alpha_{||}} + \frac{3\pi f/2}{\alpha_{-1}} \right) + \left(\frac{5i\pi f/8}{\alpha_{||}} - \frac{5i\pi f/8}{\alpha_{-1}} \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{i\pi}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi}{\alpha_{-1}} + \frac{3i\pi f^2}{16\alpha_0} \right\} + \frac{K_x}{\omega} W_T \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{i\pi/2}{\alpha_{||}} + \frac{i\pi/2}{\alpha_{-1}} \right\} \right]$$

$$M_{yz} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[\varepsilon W_T^2 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ -\frac{\pi f}{2\alpha_0} + \frac{i\pi f/2}{\alpha_{||}} - \frac{i\pi f/2}{\alpha_{-1}} \right\} - \frac{\varepsilon K_x}{\omega} W_T^3 \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{\pi/2}{\alpha_{||}} - \frac{\pi/2}{\alpha_{-1}} - \frac{i\pi \varepsilon f^2}{8\alpha_0} \right\} - \frac{K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \frac{i\pi \varepsilon f^2}{4\alpha_0} \right]$$

$$M_{zx} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[-V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi f}{2\alpha_0} + \frac{\pi f}{4\alpha_{||}} - \frac{i\pi f}{4\alpha_{||}} + \frac{\pi f}{4\alpha_{-1}} + \frac{i\pi f}{4\alpha_{-1}} \right\} + \frac{K_x}{\omega} V_{||}^2 f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi f}{2\alpha_0} + \frac{1}{\alpha_{||}} \left(\frac{\pi f}{4} - \frac{i\pi f}{4} \right) + \frac{1}{\alpha_{-1}} \left(\frac{\pi f}{4} + \frac{i\pi f}{4} \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{K_x}{\omega} W_T^2 V_{||} \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{i\pi f}{4} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} - \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) + \frac{\pi f}{2} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} + \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) \right\} \right]$$

$$M_{zy} \sim -\varepsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[-\varepsilon V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi f}{2\alpha_0} - \frac{3\pi f}{4} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} + \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) + \frac{1}{\alpha_{||}} \left(\frac{\pi \varepsilon f}{4} - \frac{i\pi \varepsilon f}{4} \right) + \frac{1}{\alpha_{-1}} \left(\frac{\pi \varepsilon f}{4} + \frac{i\pi \varepsilon f}{4} \right) \right\} \right. \\ \left. - \frac{\varepsilon K_x}{\omega} W_T V_{||} f_{||}^{(0)} \left\{ -\frac{i\pi f^2}{4\alpha_0} + \frac{\pi}{\alpha_{||}} - \frac{\pi}{\alpha_{-1}} \right\} + \frac{\varepsilon K_x}{\omega} V_{||}^2 f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi f}{2\alpha_0} - \frac{3\pi f}{4} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} + \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) + \frac{1}{\alpha_{||}} \left(\frac{\pi f}{4} - \frac{i\pi f}{4} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\alpha_{-1}} \left(\frac{\pi f}{4} + \frac{i\pi f}{4} \right) \right\} + \frac{\varepsilon K_x}{\omega} W_T^2 V_{||} \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{-\pi f}{4} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} + \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) + \frac{i\pi f}{2} \left(\frac{1}{\alpha_{||}} - \frac{1}{\alpha_{-1}} \right) \right\} \right]$$

$$M_{zz} \sim -\epsilon \Omega \int_{-\infty}^{+\infty} dV_{||} \left[\frac{2\pi i W_T}{\alpha_0} V_{||} \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} - \frac{k_x}{\omega} V_{||}^2 f_{||}^{(0)} \left\{ \frac{\pi \rho}{2\alpha_0} + \frac{1}{\alpha_{+2}} \left(\frac{\pi \rho}{4} - \frac{i\pi \rho}{4} \right) + \frac{1}{\alpha_{-2}} \left(\frac{\pi \rho}{4} + \frac{i\pi \rho}{4} \right) \right\} \right. \\ \left. - \frac{k_x}{\omega} W_T^2 V_{||} \frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \left\{ \frac{i\pi \rho}{4} \left(\frac{1}{\alpha_{-1}} - \frac{1}{\alpha_{+1}} \right) + \frac{\pi \rho}{2} \left(\frac{1}{\alpha_{+2}} + \frac{1}{\alpha_{-2}} \right) \right\} \right]$$

但し

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{f_{||}^{(0)}}{\alpha_n} \right) dV_{||} = \frac{1}{2\pi W_T} \left[\omega + n\Omega - k_z V_z - i |k_x| V_T \right] / \left[(\omega + n\Omega - k_z V_z)^2 + k_x^2 V_T^2 \right]$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(V_{||} f_{||}^{(0)} / \alpha_n \right) dV_{||} = \frac{1}{2\pi W_T} \left[(\omega + n\Omega) (V_z - \frac{i k_x}{|k_x|} V_T) - k_z (V_z^2 + V_T^2) \right] / \left[(\omega + n\Omega - k_z V_z)^2 + k_x^2 V_T^2 \right]$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(V_{||}^2 f_{||}^{(0)} / \alpha_n \right) dV_{||} = \frac{1}{2\pi W_T} \left[(\omega + n\Omega)^2 (V_z^2 - V_T^2) - k_z V_z (V_z^2 + V_T^2) - \frac{i k_x}{|k_x|} (\omega + n\Omega)^2 \right] / \left[(\omega + n\Omega - k_z V_z)^2 + k_x^2 V_T^2 \right]$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial f_{||}^{(0)}}{\partial V_{||}} \right) dV_{||} = \frac{|k_x|}{2\pi W_T} \left[4i k_x V_T (\omega + n\Omega - k_z V_z) - (\omega + n\Omega - k_z V_z + i |k_x| V_T)^2 \right] / \left[(\omega + n\Omega - k_z V_z)^2 + k_x^2 V_T^2 \right]^2$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_{||} \partial f_{||}^{(0)} / \partial V_{||}}{\alpha_n} dV_{||} = \frac{|k_x| (\omega + n\Omega)}{2\pi W_T} \left[4i V_T (\omega + n\Omega - k_z V_z) - \frac{1}{k_x} (\omega + n\Omega - k_z V_z + i |k_x| V_T)^2 \right] / \left[(\omega + n\Omega - k_z V_z)^2 + k_x^2 V_T^2 \right]^2$$

$$f^{(0)} = \frac{V_T}{2\pi^2 W_T} \int (V_{||} - W_T) \frac{1}{(V_{||} - V_z)^2 + V_T^2} \equiv \int (V_{||} - W_T) \cdot f_{||}^{(0)}$$

- $\alpha_n \equiv \omega - k_z V_z + n\Omega$
- W_T : thermal velocity $\perp B_0$
- V_T : " " " $\parallel B_0$
- V_z : drift velocity $\parallel B_0$
- $B_0 = \hat{z} B_0$: 定常磁場
- $k = k_x \hat{x} + k_z \hat{z}$: wave vector
- $\beta \equiv W_T k_x / \Omega \ll 1$

分散式 (transit time effectのみ考慮した磁気音波の分散式):

$$\frac{\Omega_i^2 c^2 k^2}{\pi c^2} \sim \omega^2 + k_x^2 V_T^2 \left(\frac{i\sqrt{\pi} \omega \sqrt{k_x}}{|k_x| V_T^{ic}} - 1 \right) + U \left[-\frac{9}{16} k_x^2 V_T^{ib} + \frac{i k_x^4 V_T^{ib}}{16 \Omega_i} \left(\frac{1}{\omega_r' + i\omega_{i+}'} + \frac{1}{\omega_r' + i\omega_{i+}' + i |k_x| V_T^{ib} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}} \right) \right. \\ \left. + (\omega_r' + i\omega_{i+}')^2 - k_x^2 V_T^{ib} - i(\omega_r' + i\omega_{i+}') \left(\frac{3}{2} + \frac{4 |k_x| V_T^{ib} k_x^2}{\Omega_i} \right) \frac{k_x^2 V_T^{ib}}{\Omega_i} \right. \\ \left. - \frac{|k_x| k_z V_T^{ib}}{\Omega_i^2} \left\{ \Omega_i^2 + 6 i k_x V_T^{ib} (\omega_r' + i\omega_{i+}') - 4 (\omega_r' + i\omega_{i+}') (\omega_r' + i\omega_{i+}') \right\} \right]$$

- 但し
- $W_T = V_T, \quad \omega_r' = \omega_r - k_z V_z, \quad \omega_{i+}' = \omega_i + |k_x| V_T, \quad |\omega_r' + i\omega_{i+}'| \ll \Omega$
 - $V_z^i = V_z^e, \quad |W_T / V_T^{ic}| / V_T^{ic} \gg 1, \quad |W_T / V_T^{ic}| / V_T^{ic} \ll 1, \quad U \equiv \pi b / \pi c$
 - π_c : Plasma frequency of ambient plasma. V_T^{ib} : thermal velocity of ion beam
 - π_b : " " " " beam plasma. V_T^{ic} : " " " of ion cloud
 - Ω_i : ion cyclotron frequency

Marginal State ($\omega_i = 0$) に対する条件 (U と V_z との関係):

分散式の实数部と虚数部とゼロとおいて

実数部=0より

$$\begin{aligned}
 \Pi = & \left[\left(\frac{c^2 k^2 \Omega_i^2}{\pi_i^2} + k_x^2 V_T^{ic} - \omega_r^2 \right) (\omega_r - k_z v_x)^2 + \sqrt{\pi} (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) k_x^2 V_T^{ic} V_T^{ib} \omega_r (\omega_r - k_z v_x) \right. \\
 & - \left. \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} k_x^2 V_T^{ib} \left(\frac{c^2 k^2 \Omega_i^2}{\pi_i^2} + k_x^2 V_T^{ic} - \omega_r^2 \right) \right] / \left[\left(1 + \frac{4|k_x| |k_z| V_T^{ib}}{\Omega_i^2} \right) (\omega_r - k_z v_x)^4 \right. \\
 & - \left\{ \frac{9}{16} k_x^2 V_T^{ib} + (4 + 3\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) k_x^2 V_T^{ib} - (2 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) \left(\frac{3}{8} + \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{4|k_x| V_T^{ib}}{\Omega_i} \right) \frac{|k_z| k_x^2 V_T^{ib}}{\Omega_i} \right. \\
 & + \left. \left(\Omega_i^2 + 4k_x^2 V_T^{ib} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) \frac{|k_x| |k_z| V_T^{ib}}{\Omega_i^2} + \left. (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) (4|k_x| - 6k_x) \frac{k_x^3 V_T^{ib}}{\Omega_i^2} \right\} (\omega_r - k_z v_x)^2 \right. \\
 & + \left. \left(\frac{9}{16} k_x^2 + 2k_x^2 \right) \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} k_x^2 V_T^{ib} - (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) \frac{|k_x| k_x^2 V_T^{ib}}{16\Omega_i} - \left(\frac{3}{8} + \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{4|k_x| V_T^{ib}}{\Omega_i} \right) \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{k_x^2 k_z |k_z| V_T^{ib}}{\Omega_i} \right. \\
 & \left. + k_x^3 |k_z| \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} V_T^{ib} \right]
 \end{aligned}$$

虚数部=0より

$$\begin{aligned}
 \Pi = & \left[\sqrt{\frac{m_e \pi}{m_i}} \frac{k_x^2 V_T^{ic} \omega_r}{k_z} (\omega_r - k_z v_x)^2 + (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) (\omega_r^2 - k_x^2 V_T^{ic} - \frac{c^2 k^2 \Omega_i^2}{\pi_i^2}) |k_x| V_T^{ib} (\omega_r - k_z v_x) - \sqrt{\pi} k_x^2 |k_x| \omega_r V_T^{ic} V_T^{ib} \right] / \left[\right. \\
 & \left\{ \left(\frac{3}{8} + \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{4|k_x| V_T^{ib}}{\Omega_i} \right) \frac{k_x^2 V_T^{ib}}{\Omega_i} + \frac{|k_z| |k_z| (6k_x - 4|k_x|) V_T^{ib}}{\Omega_i^2} - (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) \frac{4k_x^3 V_T^{ib}}{\Omega_i^2} - (3 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) |k_z| V_T^{ib} \right\} (\omega_r - k_z v_x)^3 \\
 & + \left\{ \left(\frac{9}{16} k_x^2 + 2k_x^2 \right) (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) |k_x| V_T^{ib} + 2k_x^2 |k_z| \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} V_T^{ib} + (1 + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) k_x^3 V_T^{ib} - \frac{k_x^4 V_T^{ib}}{2\Omega_i} \right. \\
 & \left. - (1 + 2\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}) \left(\frac{3}{8} + \frac{k_x^2}{k_z^2} \frac{4|k_x| V_T^{ib}}{\Omega_i} \right) \frac{k_x^2 k_z^2 V_T^{ib}}{\Omega_i} - \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} (6k_x - 4|k_x|) \frac{k_x^3 |k_z| V_T^{ib}}{\Omega_i^2} \right\} (\omega_r - k_z v_x) \left. \right]
 \end{aligned}$$

この2つの曲線: $\Pi = \Pi(v_x)$ の交点 (v_{xc}, v_{xc}) より Π が大きくなければ波は成長しないと解釈される。

大 家 寛
(京大工)

◆ 従来、磁気圏域あるいはBow Shock域プラズマは、主としてMHD. の分野から追求されていたが、電氣的プラズマ波(Electro-Static Plasma Wave)がエネルギー伝播に重要な役割を果たすことが最近明らかにされつつある。たとえばBow Shockに対する理論もAxford⁽¹⁾ Kellog⁽²⁾ 等のMHD的なものから、Tidman⁽³⁾ Kennel⁽⁴⁾ のように、熱的プラズマの運動に重点をおいたものに変っている。

ここでは、プラズマのしごこめに関連して検討されてきた、プラズマの安定性の研究結果のうち、磁気圏外域でのプラズマ状態、特に熱輸送のメカニズムの説明に活用できる理論を調査し、人工的プラズマのしごこめの分野と、自然のあたえた磁気圏域モデルとの有機的な関連の上に向題解決を求めた。

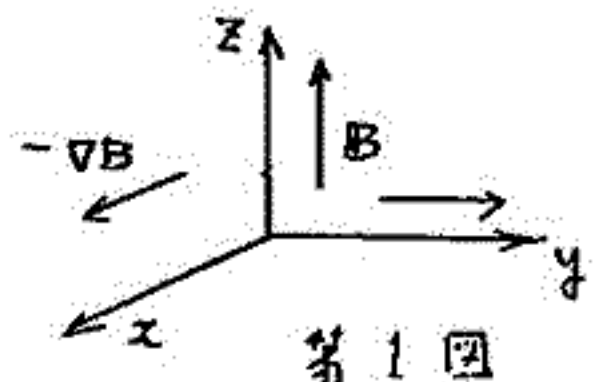
◆ 磁気圏域プラズマの熱エネルギー状態を解明するには、磁界の不斉一を含む不均一プラズマ中の不安定現象を明らかにすることが重要で、これに因しては第1表に示すような研究成果がまっかけとなり、すでにプラズマ物理の分野では浸透を示している。しかし磁気圏域の熱エネルギー状態を支配する重要なものとして、第1図に示すように磁力線に直角方向でかつ磁力 ∇B の変化方向に伝播するIon Acoustic Waveの寄与は大きいと考えられるが、その却方は従来検討されていない。この波動によるCollisionlessメカニズムで、磁力線に直交する、熱エネルギー伝播を明確にするため、理論的検討を進めておく必要がある。

第 1 表

Instability	Authors
Universal drift instability without longitudinal current	L. I. Rudakov and R. Z. Sagdeev (1960) (5)
Current-driven universal drift instability	B. B. Kadomtsev (1963) (6)
Drift-cyclotron resonance instability	A. B. Mikhailovskii and A. V. Timofeev (1963) (7)
Drift-dissipative instability	S. S. Moiseev and R. Z. Sagdeev (1963) (8) P. F. Chen (1964) (9) A. Simon (1963) (10)

◆ 文献

- (1) Axford, W. I., J. Geophys. Res., 67, 3791 (1962)
- (2) Kellog, P. J., J. Geophys. Res., 67, 3805 (1962)
- (3) Tidman, D. A., J. Geophys. Res., 72, 1799 (1967)
- (4) Kennel, C. F. and R. Z. Sagdeev, J. Geophys. Res. 72, 3303 (1967)
- (5) Rudakov, L. I. and A. Z. Sagdeev, Soviet Physics tech. Phys., 10, 952 (1960)
- (6) Kadomtsev, B. B., Soviet Phys. JETP, 16, 1191 (1963)
- (7) Mikhailovskii, A. B., and A. V. Timofeev, Soviet Phys. JETP, 17, 626 (1963)
- (8) Moiseev S. S. and Sagdeev R. Z., Soviet Phys. JETP, 17, 515 (1963)
- (9) Chen, F. F., Physics Fluid, 7, 949 (1964)
- (10) Simon, A., Phys. Fluids, 6, 382 (1963)



第 1 図

武井 恵 雄

東北大学理学部地球物理学教室

磁気圏物理学の一つの重要な課題は、磁気圏プラズマ中の準定常的な波動スペクトルを求めらる事である。変動する太陽風の中に置かれた磁気圏は必然的に非定常であるが、地上の波動観測及び空向に於ける粒子の観測が示すように、その中には、磁気圏の刻々の状態に従って、準定常的なスペクトルが現出される。

波動、つまり場のゆらぎのエネルギーは、それと coherent にゆらぐプラズマ粒子群の、自律的な集団運動のエネルギーと同等であるから、このスペクトルは、その状況下にある磁気圏プラズマ中に存在が許される乱れ、乃至はゆらぎの一面的表象である。局所的なプラズマ粒子群のエネルギーは、この自律的な集団運動のエネルギーの他に、(それよりは一般的にはむしろ大きく変動する他律的な集団運動のエネルギーもあるが) 個々の粒子の独立なエネルギーがある。この個々の粒子のエネルギーのうち、磁場方向の自由エネルギーはすでに良く知られているように、波動-粒子相互作用を通して、波動、つまり自律的な集団運動と、容易にエネルギーを交換するものである。従ってある状況の下で、この過程を通して、粒子のスペクトル分布と波動のスペクトル分布を求めらる事が内題となるわけで、この方面の仕事として、例えば、Kennel-Petschek による high-energy trapped radiation と magnetokinetic waves との平衡の内題をおけることが出来る。

だが、最も基本的な過程は、高エネルギー粒子群と相互作用する magneto-kinetic waves のそれではなく、いわゆる熱的粒子と呼ばれる(多分に非熱的であろうと思われる)低エネルギー粒子との相互作用が強い electro-kinetic waves の範ちうに属する波動で記述されるものである。

この問題においては、結局個々の粒子の独立なエネルギーと自律的な集団運動のエネルギーとのやりとりが問題になるわけであるから、自由エネルギーの源とそれに肉迫する相互作用の型と効果を論ずる事になる。

通常言う波動-粒子相互作用は、殆んどすべて前述の局所的な磁場に平行な方向の運動エネルギーを取り出すものであるが、エネルギー交換過程として最も重要と思われるところの「共鳴」(ここでは $\nu \rightarrow \infty$ の意味)にある波動、(従って殆んど従来であるが) に対してはこの他にもエネルギー源があり、やはり一種の波動-粒子相互作用を通してエネルギー交換が行われる。これは磁場に束縛されているところの、磁場に対しては直交方向のエネルギーであり、それが、ある種の波動に対しては自由化される事を示す。

加藤 愛雄 田中 穰

東北大 理 地球物理学教室

磁気圏の密度勾配及び温度勾配による各々のモードの波の成長率を地球のモデルにあわせて調べるのが目的であるが、今回は磁気圏を低密度プラズマの近似が成り立つ領域で Mobility tensor 及び dispersion の式が求められてゐる。

Boltzmann の Operator を \mathcal{D} とすると

$$\mathcal{D} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{ZeE}{M} \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 \cdot \nabla$$

zero-order kinetic equation は static の場合, $\mathcal{D}f^0 = 0$

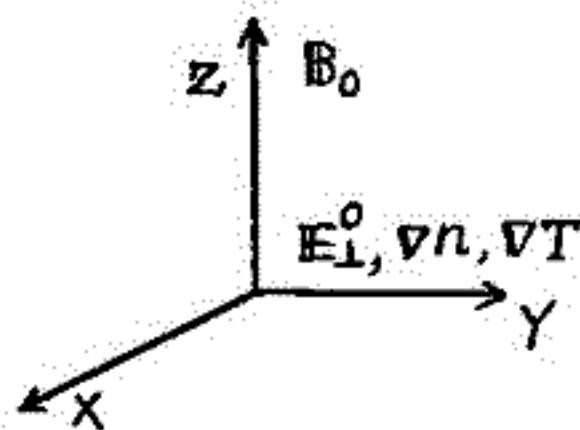
ドリフト速度 \mathbf{u} としドリフトのため分布がわずかに偏位したと

して $\mathbf{v} \rightarrow \mathbf{v} - \mathbf{u}$ とすると

$$f(\mathbf{v}) = f_0(\mathbf{v} - \mathbf{u}) + f' \rightarrow f_0(\mathbf{v})$$

\mathbf{u} と f' は無限小とす。 \mathbf{u} は

$$\mathbf{u} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{E}'_1 \times \mathbf{B}'_1}{B_0^2} + \left(\frac{c \omega \mathbf{u}}{e B_0} \right) \mathbf{B}_0 \times \nabla B_0 + \left(\frac{m c^2}{e B_0} \right) \dot{\mathbf{E}}_1$$



$\beta \ll 1$, curvature drift, ∇B_0 drift は無視す。 ∇B_0 により ring current plasma 付近で flute instability が生じたとき磁気圏を有限として切ったとき生じる電場を \mathbf{E}'_1 とした。上の諸式と Maxwell の式, Boltzmann の式より擾動を用いて Stix 法に計算する。

$$\mathcal{D} f_1 = - \frac{ZeE}{M} \left(\mathbf{E}'_1 + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}'_1 \right) \cdot \nabla f_1 + \left(c \frac{\mathbf{E}'_1 \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{E}'_1 \times \mathbf{B}'_1}{B_0^2} + \frac{m c^2}{e B_0} \dot{\mathbf{E}}_1 \right) \cdot \nabla f_1 + \frac{ZeE}{M c} \left(c \frac{\mathbf{E}'_1 \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{E}'_1 \times \mathbf{B}'_1}{B_0^2} \right) \cdot \nabla f_1$$

第一項は Stix の教科書に詳しく計算されてゐるのでこれを引用することにする。第二項第三項、五項を計算する。第四項は第一項の \mathbf{E}'_1 に含められるので省く。 k_y 方向を与える式は省く。以上 Mobility tensor が求められる。

$$M_{xx}^{2A} = \frac{1}{k_z} \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_{\perp}}{m} \right) G_y (1-\lambda) F_{00}$$

$$M_{xy}^{2A} = \frac{ik_x}{2k_z} \frac{\omega}{\Omega^2} G_y \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_{\perp}}{m} \right) (1-\lambda) (F_{01} - F_{-1})$$

$$M_{yx}^1 = -i \frac{eG_y}{\Omega} \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_{\perp}}{m} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\lambda) (F_{01} - F_{-1})$$

$$M_{yy}^3 = \frac{k_x}{k_z} \frac{\omega}{\Omega^2} G_y \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_{\perp}}{m} \right) \left(1 - \frac{3}{2}\lambda \right) F_{00}$$

$$M_{yx}^1 = - \frac{1}{k_z} G_y \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\lambda) \left\{ -i \left(\frac{2kT_{\perp}}{m} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\omega}{k_z} F_{00} \right\}$$

$$M_{yy}^3 = - \frac{i}{k_z} \frac{\omega}{\Omega^2} G_y \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ -i \left(\frac{2kT_{\perp}}{m} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\frac{\lambda}{2}) + \frac{\omega}{k_z} (1-\lambda) F_{00} \right\}$$

$$M_{xy}^s = \frac{ieE}{2M} E_y \frac{k_x}{k_z} \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\lambda) (F_{01} - F_{-1})$$

$$G_y \equiv \left(\frac{\partial \ln n^0}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{kT}{m \Omega^2} \frac{\partial \ln T}{\partial y} - \frac{3}{2} \frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)$$

$$M_{yy}^s = - \frac{ZeE}{2M} \frac{k_x}{k_z} E_y \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (1-\lambda) (F_{01} - F_{-1}) - 4\lambda F_{00} \right\}$$

$$F_{\pm 1} \equiv -i \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{\omega \pm \Omega}{k_z} \right) F_{0 \pm 1}$$

$$M_{yy}^s = -i \frac{Ze}{M} E_y \frac{1}{2\Omega} \frac{k_x^2}{k_z} \left(\frac{m}{2kT_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (F_{11} - F_{-11}) - \lambda (F_{11} - F_{-11}) \right\}$$

詳しくは Stix を見よ。

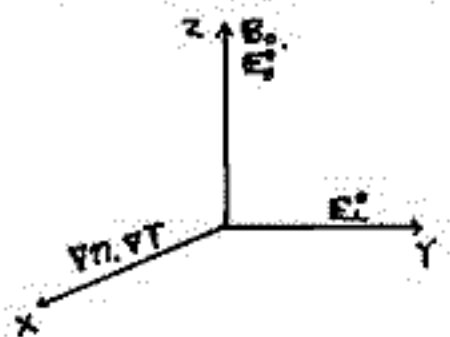
以上の式を用いて electro static mode 及び Magnetosonic (ion acoustic) mode の分散式と成長率が求められる。(今回は分散式のみ示す。)

23 磁気圏のドリフト不安定 - 拡散の問題 - についで

part II

田中 様
東北大 理 地球物理

磁気圏の熱及び粒子の磁力線を横切る拡散の問題は、part I のドリフト不安定によつては伝播方向が磁気圏の勾配に直角な方向なので、熱及び粒子は直接的には入らず oblique な波として磁気圏に入ってくる。ここでは密度及び温度勾配に平行な伝播方向を与え、拡散及び分散式が与えられている。



左図の如くモデルを置き、part I と同じ方法で計算されている。

尚 E^0 はオ-4 の式で

$$E^0 + E^1 + v \times B_0 - \frac{F^1}{\sigma_0} = - \frac{\int_0^{\infty} d \ln \sigma_0}{\sigma_0} \frac{T}{T_0} - \frac{c M_i}{e Z \rho} \left[\nabla \rho_0 - \frac{2 m_e}{M_i} \nabla \rho_i \right] \quad (1)$$

より $E^1 + v \times B_0 \approx 0$ としてできる電場である。

R_x による Enhanced diffusion from ion wave insta. では

$$\frac{1}{\omega^2} \approx \frac{m_e}{k_x^2 2KT_0} + \frac{1}{\pi^2} + \frac{k_y^2}{k_x^2} \frac{1}{\Omega^2} \quad \text{この拡散係数は } \sim \frac{1}{B_0^2} \text{ 故に磁気圏では余り問題にならない。}$$

λ を anomalous diffusion を考えるとき E^0 によるドリフト不安定向題が考えられる。

摂動を用いて

$$\nabla^2 f^0 = 0 \quad (2)$$

ドリフト速度は

$$u = c \frac{E^1 \times B_0}{B_0^2} + c \frac{E^0 \times B^1}{B_0^2} + \left(\frac{c \omega \lambda}{e B_0^2} \right) B_0 \times \nabla B^1 + \frac{m_e c^2}{e B_0^2} \dot{E} \quad (3)$$

R_x 方向を与える式は

$$\nabla^2 f^1 = - \frac{2eG}{M} \left(E^1 + \frac{1}{2} v \times B^1 \right) \nabla_x f^0 + c \frac{E_1^1 \times B^1}{B_0^2} \nabla_x f^0 + \frac{2eG}{Mc} \left\{ \frac{m_e c^2}{e B_0^2} \dot{E}_x + c \frac{E_1^1 \times B^1}{B_0^2} \right\} \times B_0 \nabla_x f^0 \quad (4)$$

第一項は Mobility tensor は Stix. にあるのと同じでは $\lambda = \dots$ の項を求めると

$$M_{xx}^e = - \frac{c E_0 G_x}{k_x B_0} \frac{k_x^2 G_x}{\omega \Omega} \left(\frac{k_x^2}{m} \lambda \frac{2KT_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2} (1-\lambda) (F_{01} - F_{02})$$

$$M_{xx}^i = \frac{2\omega}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{(1-\lambda)}{2} (F_{01} - F_{02}) \dots \right\}$$

$$M_{yz}^e = \frac{i6c}{k_x B_0} E_y \frac{k_x^2 G_x}{\omega \Omega} \left(\frac{k_x^2}{m} \lambda \frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (1-\lambda) F_{00} + \frac{\lambda}{2} (F_{01} - F_{02}) \dots \right\}$$

$$M_{yx}^i = \frac{i\epsilon}{2} \frac{2\omega}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} (-2\lambda F_{00} \dots)$$

$$M_{xx}^i = \frac{c E_0 G_x}{B_0 \omega k_x} k_x \left\{ -i(1-\lambda) + \frac{\omega}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\lambda) F_{00} \right. \\ \left. + \left(\frac{\omega + \Omega}{k_x} F_{01} + \frac{\omega - \Omega}{k_x} F_{02} \right) \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{2} \dots \right\}$$

$$M_{xx}^i = \frac{k_x}{k_x} \frac{2\omega}{\Omega} \left\{ (1 - \frac{3}{2}\lambda) \left(-i + \frac{\omega}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} F_{00} \dots \right) \right\}$$

$$M_{xx}^e = \frac{c E_0 G_x}{B_0 \omega} \left(\frac{k_x^2}{m} \lambda \frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{k_x}{\Omega} \left\{ \frac{(1-\lambda)}{2} (F_{01} - F_{02}) \dots \right\}$$

$$M_{yy}^i = - \frac{2eG}{2M} \frac{k_x}{k_x} E_y^0 \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (1-\lambda)(F_{01} - F_{02}) + \lambda F_{00} \dots \right\}$$

$$M_{yx}^i = - \frac{i6c E_0 G_x}{B_0 \omega} \left(\frac{k_x^2}{m} \lambda \frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{k_x}{\Omega} \left\{ F_{00} - \frac{\lambda}{2} (3F_{01} - F_{02} - F_{03}) \dots \right\}$$

$$M_{zy}^i = -i \frac{2e}{M} E_y^0 \frac{1}{2\Omega} \frac{k_x^2}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (1-\lambda)(F_{01} - F_{02}) + \dots \right\}$$

$$M_{xx}^e = - \frac{c E_0 G_x}{B_0 \omega} \left\{ -i(1-\lambda) + \frac{\omega}{k_x} \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} (1-\lambda) F_{00} \right. \\ \left. + \left(\frac{\omega + \Omega}{k_x} F_{01} + \frac{\omega - \Omega}{k_x} F_{02} \right) \left(\frac{m}{2KT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{2} \dots \right\}$$

以上の Mobility tensor の electrostatic mode, magnetosonic (ion acoustic) mode, 等が計算される。

武 貞 良 人

京都教育大学

Superfluid stream と steady state な normal fluid との境界面で温度波の存在することは L. Tisza によつて述べられた。そこでの温度波の式は $\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - \frac{S^* T}{C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \dots\dots(1)$

S^* は shock wave によつて transport されたエントロピー。

温度波の速度は $S^* \sqrt{K}$, C_p は定圧比熱。

他方、熱が増加するときの式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho C} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \dots\dots(2)$$

但し、 k は heat conduction の degree で $\frac{k}{\rho C} = K$ は thermal diffusivity.

(1) と (2) より $\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - M T \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \dots\dots(3),$

但し $M = \frac{S^*}{K C_p}$

(3) は不連続面の thermal particles の相互作用を示す式であり、super fluid stream が normal な stationary stream に没入したときの温度変化を示す。

(3) より $\frac{d}{dt} \int \frac{dT}{T^2 + C_2(z)} = \int dt \dots\dots(4)$

但し $C_2(z) = \frac{2}{M} C_1(z)$, $C_1(z)$ は $t=0$ での $\frac{\partial T}{\partial t}$ の値。

$C_2(z) > 0$ のとき(4)から

$$\frac{d}{dt} \int \frac{dT}{T^2 + A^2} = \int dt \dots\dots(5),$$

但し $A = C_1(z)$.

(5) から $\frac{2}{M A} \tan^{-1} \frac{T}{A} = t + t_0,$

但し t_0 は積分常数。

それ故 $t = \frac{M A}{2} (\tan^{-1} \frac{T}{A} - \tan^{-1} \frac{T_0}{A}),$

但し T_0 は $t=0$ での T の値。

従つて $T = A \frac{\sin(\frac{M A}{2} t + \epsilon_1)}{\sin(\frac{M A}{2} t + \epsilon_2)} \dots\dots(6),$

但し $\tan \epsilon_1 = \frac{T_0}{A}, \tan \epsilon_2 = \frac{A}{T_0}$

又 $A = \sqrt{C_2(z)} = \sqrt{\frac{2}{M} C_1(z)} = \sqrt{\frac{2}{M} (\frac{\partial T}{\partial t})_0}$.

$(\frac{\partial T}{\partial t})_0$ は $t=0$ での $\frac{\partial T}{\partial t}$ の値。

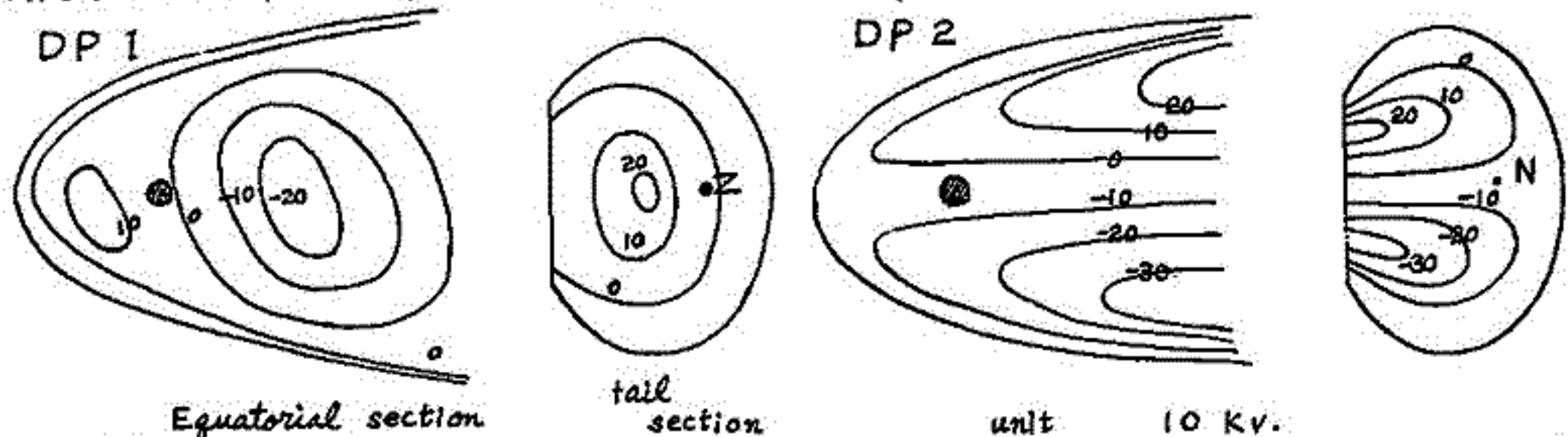
(6) 式から初期の温度変化が緩やかである限り不連続面での温度上昇は急激に起る。

西田 萬弘

東大宇宙航空研

磁気圏内の大規模な電場を求めるときの資料としては、極磁気変動(DP)の記録が現在のところ最も有用である。極磁気変動の形態から、電離層内の電場分布を求め、これを更に磁力線に沿って投影して磁気圏内の電場分布を求めるとわけである。

さて、極磁気変動には、DP 1とDP 2の二種がある。DP 1はいわゆる bay, DS 等で、auroral electrojet を中心とする。これに対し DP 2は S_p^+ 等で、その電流系は二つの電流渦から(南北両半球で)成るといえる。また、極冠内での電流の方向は、DP 2では11時位なものに対し、DP 1では9時またはそれより早くなるといえる。この二つの極磁気変動の差異は、単に電離層電気伝導度の差によるものとは考え難く、磁気圏内に生じられる電場自体に、基本的には異なる二つの型があるものと思われる。DP 1, DP 2に対応する磁気圏内のポテンシャル分布は、概略下図の如くである。



従来の電場形成の理論では、二種の DP の存在に注意が払われていない。DP 1電場の成因としては、(1)磁気圏境界面で太陽風の及ぼす摩擦力(Axford and Hines, Piddington)による電荷分離、(2)惑星間空間の電場の侵入(Dungey)が唱えられているがこれらは auroral electrojet の形成を直ちに説明するものではなく、むしろ DP 2を導く機構である。更に(3)磁気圏尾における磁力線の再結合(Atkinson, Axford), 又は不安定(Akasofu, Piddington)も、現在主張されている形では低緯度の DP 1 Return current の説明にできない。むしろ DP 2型の電場を作るものと考えられる。

従って DP 1電場を説明するためには、何らかの附加的な機構を導入する必要がある。現在提唱されているものの中には、磁気圏アラスマ対流と放射能帯の相互作用(Fejer)が使えぬかも知れない。放射能帯の粒子数が小さい時には、この相互作用は小さいが、粒子数が高くなると、相互作用によって生ずる電場が強まり、DP 2型が DP 1型に変わるといふモデルが考えられる。対流の原因としては、自転だけでなく、DP 2型電場の下での対流そのものが考えられる。

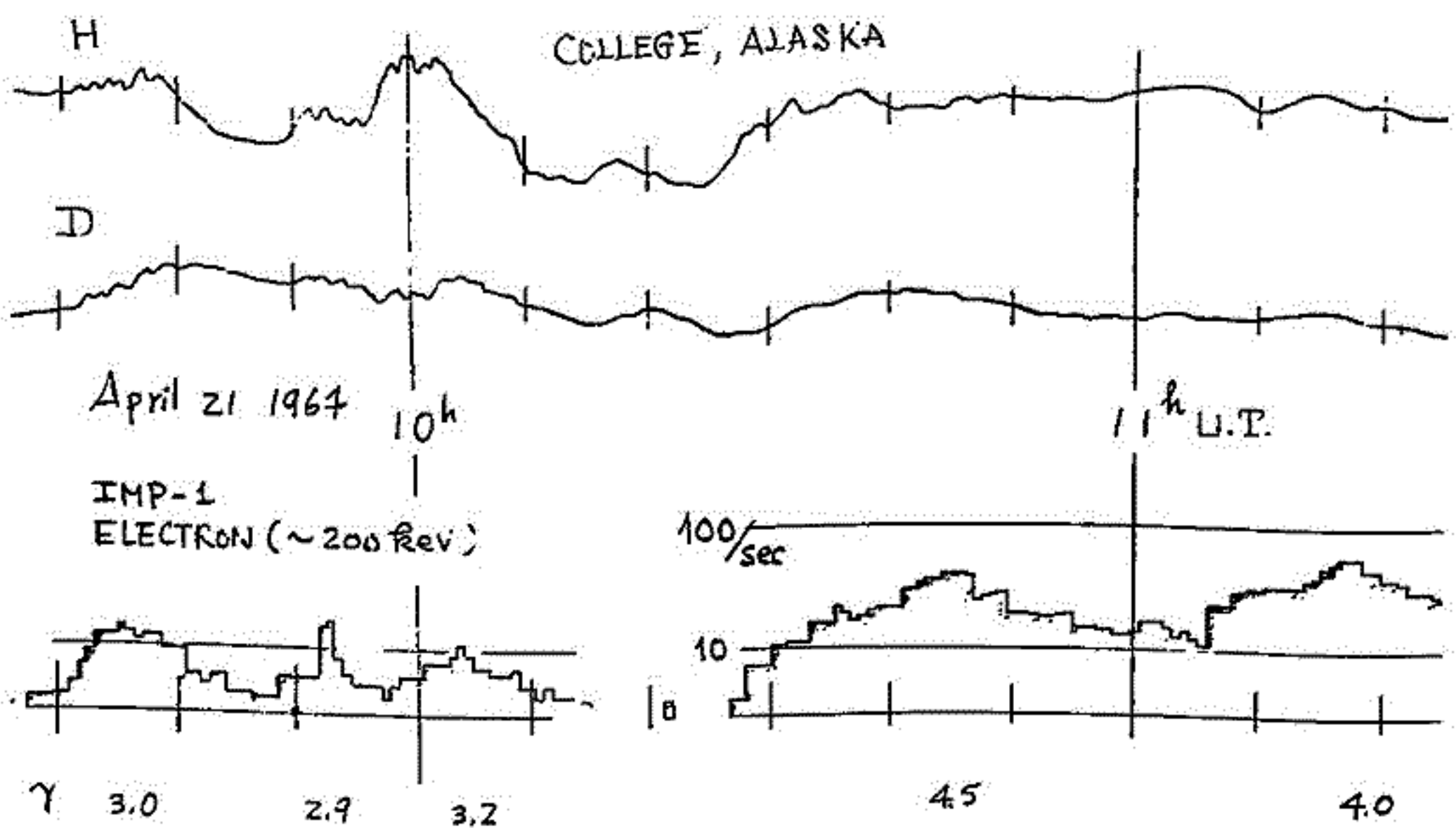
なお、DP 1の電流系については、近年 Akasofu and Chapman の批判があり、eastward electrojet は存在しないと唱えられている。しかし、昼間側赤道域では、高緯度の bay とほぼ同時に、 $\Delta H < 0$ の変動がみられ、これが dip 20 の地域で enhance されている。この事からみて、eastward electrojet は存在し、低緯度の negative bay は実は ring current によるものであるといふ彼等の主張は誤りであると思われる。

26 MAGNETOTAIL 中の ELECTRON ISLANDS と
地磁気 PULSATION との関連

村山 喬, 小口 高
(名大理) (東大理)

MAGNETOTAIL 中の ENERGETIC ELECTRONS の出現 (K. ANDERSON によつて ELECTRON ISLANDS と呼ばれる) と地磁気現象との関連については、今年春の学会で KAKIOKA で観測された P_2 にほぼ常に対応して出現する γ と報告したが、その後 College の RAPID RUN MAGNETOMETER の測定結果との比較を試みはじめた。

現在のところはまだ数日間のデータを処理した程度であるが、先に KAKIOKA で得られたと同様な傾向が見られる。下図はその一例で、9:30 ~ 10:10 UT の ELECTRON ISLANDS の二つの PEAK は P_2 と思われる PULSATION によく対応している。両者は時間には殆ど一致しており、場合によつては P_2 の方がやや早い傾向がある。一方、10:30 UT から始まる二つより大きい PEAK は P_2 との明らかな対応がなく、結局 ISLANDS は異なる性質 (従つて異なる成因?) を持つべくとも二種類のものに分類出来るようである。二つは他にもいろいろ相違点があり、 P_2 に関連する方の group は比較的エネルギー・スペクトルが flat で、50 ~ 200 KEV の範囲をインテグラル・スペクトル $E^{-\gamma}$ の形で近似したときの γ の値が図の下端に見られるように 3.5 以下である。一方他の group は $\gamma \geq 3.5$ で、又前者が平均的により sharp な PEAK を持ち、後者は broad で FLUX が大きい。



小口 高 村山 喬
東大 理 名大 理

前回の報告に引きついで 磁気圏尾における高エネルギー粒子フラックスの増加と極磁気擾乱の関係を主として時間的な面で検討した。その結果

- (1) 高エネルギー粒子フラックスの増加は極光帯における顕著な湾型変化の後半に著しく発生すること。
- (2) 発生の時間的遅れは観測点の位置、主として中性面からのはずれの距離による様に見えるが必ずしも規則的ではないこと。
- (3) 統計的にフラックスの増加が見られる領域は activity とともに中性面の南北に拡がり
- (4) 且つ 或位置でみたフラックスの増加は K_p とともに増加すること。

が判った。この結果を Bame et al (1967) Frank (1967) 等のプラズマシートの観測と比較することにより

- (1) プラズマシート内の monoenergetic な電子フラックス増加(フラックスピークのエネルギーは 数百 eV から数 KeV の間に存在する) と極光粒子との関係
 - (2) それぞれの粒子群のエネルギースペクトルの構造の間の関係
- などを推定することが出来る。これから
- (1) プラズマシート内のフラックス増加は見掛け 一般に 地上の極光帯への粒子の入射より数ノ分程度遅れる。
 - (2) にもかゝわらずそのスペクトル構造は入射粒子のスペクトル構造に極めてよく似ている。 ことが知られる。

* 恩藤忠典, ** 佐野幸三
* 電表研究所

** 地磁気観測所 札幌別出張所

1957年7月から1958年12月までの間に Big Delta で観測された54回の Pc5 について Point Barrow (補正緯度 $69.7^\circ N$), Fairbanks ($64.9^\circ N$), Anchorage ($60.8^\circ N$), Adak ($46.9^\circ N$) における f_{min} の増加を調べた。

その結果 f_{min} が Blackout になる発生率は Point Barrow における 10 LT で最大になる。又 Pc5 に伴う f_{min} の増加は Adak でも僅かながらその傾向が認められる。

この統計結果は小口(1963)が求めた Pc5 の発生率の“緯度-地時”分布とよく一致している。又金田等(1964)が発見した Pc5 とオーロラレーダーエコーとの同時発生地域とも一致している。

Pc5 は太陽風と磁気圏との境界における HYDROMAGNETIC KELVIN-HELMHOLTZ INSTABILITY によって発生された表面波のうち、その伝播速度が Alfvén 速度に等しいものが磁力線に沿って伝播して来たものと考えられている。(Sen, 1962) このでほこうして発生された長周期地磁気脈動によつて外部磁気圏の捕獲粒子がふるり落ちるといふ観測から上述の統計結果について議論する。

29 極地域における地磁気変動 (III)

——短周期変動の解析——

岩崎 昇, 飯島 健
東京大学 理学部 地球物理学教室

(i) 極地域では、周期 $T_0 \approx 3 \sim 10 \text{ min}$ とみよされる不規則な脈動的な大きな変動が現われることがしばしばある。今回は、Thule の data を中心として、この変動を調べた。

1957年9月1日における、この変動は特に著しく、極地域を重点として、汎世界的にいくつかの station からの data を周期分析してみた。

この変動が各時刻の瞬間に、汎世界的にどのような形態をもっているか、同時性が在るか無いか、などについて調べた。

この種の変動は、その発生の様子(強度)について調べてみると、Dst または K_p の増大直後の回復期に、その変動の振幅も大となる。極地域に現われるこの種の変動を、Magnetotail の Fluctuation と結びつけることはできないであろうか。また、Island と関係があるのではなからうか。

(ii) 同じく、極地域における脈動 ($pc-3, -4$) について、汎世界的に比較し、発生源について他の緯度地域との関連性をみた。そして、脈動の振幅を求めてみた。

30 昭和基地における PC-1 の解析

小口高, 関分征
東大理

1966年南極昭和基地において観測された地磁気変動 PC-1 の解析結果を報告する。主な結果を次に示す。

1. 出現の日変化: 午後2時頃に最大になり、これはすでに得られている極光帯附近での結果と一致する。
2. 地磁気活動との相関: はっきりとした1対1の相関は認められなから、磁気嵐開始日に PC-1 活動が高くなる傾向は認められる。PC-1 をスペクトル構造で分けると、同期的なものは概して $K_p = 1, 2$ の比較的静かなときに現われ、地磁気活動の高さと現われるものはスペクトル構造のはっきりしないものが多い。
3. SSC 時の PC-1 enhancement: PC-1 出現日変化の最大時刻、午後2時附近に SSC が起った場合だけ殆んど PC-1 enhancement が認められる。特に SSC 前数時間以内に PC-1 が現われている場合は例外なく enhancement があり、振幅は前のものにくらべて2倍から大きいときは10倍以上に達する。SSC と PC-1 enhancement の時間差は20秒から3分程度であり PC-1 がおくれる。又、中心周波数は1.5倍程度増加しバンド幅も数倍になる。
4. Periodic type PC-1: Periodic type の recurrence period と、中心周波数との関係は Campbell が College の観測結果をもとにして出した $T_{rec} = 8.6 \text{ min}$ とほぼ一致したものが得られた。

その他 CNA に伴う PC-1 等については報告する。

齋藤 尚生
(東北大・理)

地磁気擾乱指数の毎日の値を長期間に亘つて調べると、太陽の平均自転周期(約27日)の他に約29日の周期性がある事が知られて居る。此の周期が朔望周期(29.53日)に近い所から、moon wake に依る影響の有無が議論されて居る。

此の事を調べる為、Kp 創設(1932年)以来1966年迄35年間、約3 solar cycles に亘つての ΣKp を基に、次の様な解析を行った。4 solar rotations の向の ΣKp の auto-correlation coefficients を27日ごと running して求め、周期対年月(solar rotation)の座標の上に等 auto-correlation の contour を引いた。その結果

1. 29日周期性は各 solar cycle の最初に出易い。
2. solar cycle の位相が移るに従つて29日周期は概して次第に短くなり、太陽活動下降期の27日を全て最小期の26日周期にと移行する。
3. auto-correlation の値は太陽活動最大期で最小、最小期直前で最大となる。
4. auto-correlation の値は概して equinox に大きい。

之等の性質は、M-region の現れる緯度が太陽面上を solar cycle の phase に従つて移行すると仮定すれば説明出来る。従つて moon wake よりも solar M-region の方が29日附近の周期性に大きく寄与して居るであろう。又此の様な仮説に基けば、radial theory の少くとも一面は否定される。

尚、上記の結果を言付ける為、1890年以來6 solar cycles の C-index の解析に就いて述べる。

32 小規模地磁気(DP)及び電離層(f_{min} , f_oE_s)擾乱の解析

佐野 幸三

思藤 忠典

地磁気観測所 女満別出張所

電波研究所

要旨

地磁気小規模SC嵐に伴なう地磁気, 電離層(主に f_{min}) 擾乱パターンの比較及び地磁気DP擾乱の構成と形態について報告する。

1) 地磁気擾乱と電離層 f_{min} 増加のパターンの比較

前回までは極光帯で単独に出現した湾型変化について調査してきたが, 今回は小規模SC嵐に伴なう同様の擾乱について調査してみた。結果はSC嵐に伴なう擾乱であろうとなかろうと両者には当然のこととして予想された如く, 相違はなく前回の結果と同様の形態を示している。即ち, 地磁気DP擾乱時変化の主なる構成は極光帯の Broad negative, positive bay に伴なう一つのパターンと Sharp negative bay に伴なうもう一つのパターンの二つであるが, f_{min} 増加のパターンもこれら二つの地磁気DPパターンに対応して, 前者の場合は西向き極光帯電流の流れる領域の東側を中心にして, 即ち朝方から日中頃に発達して出現する。出現の時間的関係は一般に f_{min} 増加が遅れて出現し 消滅も遅れるような場合が多い。一方, Sharp negative bay に伴なう場合は西向きの electrojet の流れるほとんどの領域に, f_{min} 増加領域が出現する。

2) 地磁気DP擾乱の形態について

地磁気擾乱の形態は古くから多くの人達によって研究されて 大体同じような結果が報告されているが, 最近 Akasofu 等はこれらの結果の持にDP成分(DS)のパターンに疑問を投げかけて, 新しいDPパターンを報告している。このパターンは特に午後側の領域で本質的な相違がある。しかし, 今までに報告されてきたDPパターンが誤りであり, この Akasofu 等の新しいものがより真実に近い一般的なDPパターンであるというには大きな問題があるように思われる。筆者等の調査結果によれば, 前述した様にあくまでもDP擾乱時変化の主なる構成は Broad negative, positive bay に対応するもの (Chapman 等のDS-成分に近い) と, Sharp negative bay に対応するものとに分類するのが妥当であると思われる。両者が重なったような場合に Akasofu 等の示したパターンに近いものになると考えられる。このことは中低緯度地方における湾型変化の出現分布を調べてみる結果からも明さらかであると考えられる。

33 低緯度地磁気脈動の伝播特性

福西 浩・国分 征・山口 高

東大理工・地球物理

低緯度地磁気脈動の伝播機構を明らかにするために、国内に於ける多点同時観測を行った。

1. 観測期間 1967年8月28日～9月3日
2. 観測点 宗谷, 下北半島, 柿岡, 八天島のほぼ等経度上に並んだ4点。
3. 観測装置 10-マロイロアモマイ2ゲージョシヨシコイルと、DCアンプを用いた方式で、2ゲージはPWM方式のデータレコーダ、1ゲージはパルレコーダに接続。磁気テープとファート紙に記録。DCアンプのゲインレベルは0.1 μV 以下

4. 解析結果

- (1) 観測された脈動の波形は、全観測点に於いて非常によく似ている。
- (2) simultaneous な脈動の ~~時間~~ 位相のずれは、宗谷柿岡間(1000 km)で約2秒、柿岡八天間(350 km)で約0.5秒とある。
- (3) $Pc3.4$, $Pi2$ の振幅は低緯度ほど小さく、その減衰曲線は、周波数と距離に依存し、ほぼ $\exp(-\gamma \cdot d \cdot \sqrt{f})$ の形をしている。但し f は周波数(c/s)、 d は2点間の距離(m)。
- (4) 減衰率 γ の値は、~~local~~ local time に依存し、日中は約4.0、夜間は約2.0とある。
- (5) 夜間に観測される周期十秒程度の脈動の減衰率は、非常に小さく、 $\exp(-\gamma \cdot d \cdot \sqrt{f})$ の曲線上にあらう。

以上のことから、 $Pc3.4$, $Pi2$ は高緯度から、低緯度に向って転散型の電離層伝播をしていると思われる。また同期5秒程度の脈動 (continuous emission) は、減衰が小さいことから、多分F層の導波管伝播をしていると思われる。

34 pc1からpc5に亘る地磁気脈動総合動スペクトラム

齋藤尚生・W. H. Campbell
(東北大理) (ITSA・ESSA・USA)

1958年頃 Sona-graph法に依る地磁気脈動同期分析の論文が出版されて以来現在迄 Missilizer, Vibrilizerを含む Sona-graph の脈動解析に果した功績は極めて大きい。然し、元来音声周波数を特用に設計された Sona-graph は、同期に対して強い歪みを持つて居る為、解析し得る有効周波数帯域が狭い。その為、地磁気脈動の同期範囲全体(0.2~600秒)の中、今迄は例之は pc1 式という様に、殆ど部分的な動スペクトラムしか得られなかった。Sona-graph の、濃度による脈動振幅の表示法は、直観的ではあるがその反面甚だ定性的で、厳密な定量的研究をする上には困難がある等々、Sona-graph法に限界が現れ始めて来た。

其処で Sona-graph法に代るものとして、電子計算機に依る地磁気脈動の総合動スペクトラムの開発が試みられた。ITSA, ESSA の誘導磁力計で得られた地磁気脈動の磁気テープを A-D 変換機で数値化し、24 時間に亘つて 1 分毎の移動フーリエ解析を行った。此の様にし得られた動スペクトラムは、0.3~600秒という広い同期範囲を、歪み無く cover して居る。

今回は Byrd Station の 1965 年 7 月 28 日の動スペクトラムを主に示し、1965 年 10 月 2 日に於ける Byrd - Great Whale, Baie St. Paul - Eights の 2 対の conjugate station の結果の一部を添える。

35 Digital Dynamic Spectrum と

地磁気脈動の微細構造

齋藤尚生
(東北大理)

別掲(齋藤-Campbell, "pc1からpc5に亘る……")の如く、地磁気脈動の同期解析に用いられる Sona-graph には、同期軸に対して強い歪みを持つという欠点がある。脈動解析に於けるその一つの大ききは Sona-graph の粗所として、分解能が限定され、特に長同期脈動の微細構造を調べる事が困難な事が挙げられるのである。譬之ば pc4 の同期分解能は、pc1 のそれの約 1/100 であり、若し同期分解能を pc1 程度に上げようとするとき、時間分解能が 1/100 に落ちて、動スペクトラムの微細構造を調べる事が困難になる。此の様な分解能の悪さから、長同期脈動のスペクトラムに關して、時として誤った推諍が導かれた事もあった。

其処で、電子計算機を用いた動スペクトラム (Digital Dynamic Spectrum) と次の長同期脈動現象に適用した。

	1	2
脈動の種類	Giant Pulsation	pc3
日付	Oct. 4, 1963	Aug. 11, 1958
観測地	Fredericksburg	女川
移動解析単位	5 秒	1.7 秒
同期範囲	20 ~ 150 秒	7 ~ 50 秒

両者共、同期の近接した 2 種類の脈動の重畳現象が動スペクトラムに認められた。

大林辰蔵

東京大学宇宙航空研究所

この計画は1968年以後に行なわれる東京大学宇宙航空研究所における科学衛星第2号として企画された電離層および磁気圏内のプラズマおよび電波現象を観測する電波探測衛星 (Radio Exploration Satellite) に関するものである。

目的: 科学衛星 REXS は大気圏のプラズマ組成、電子密度、大気温度分布などの測定とプラズマ内に生起している自然界の電磁波、プラズマ波等の輻射についての、長時間、広範囲にわたる観測を行ない、宇宙空間の状態を電波探測によって解明しようとするものである。これらの測定によって得られるデータは、電離層および磁気圏内における地球大気の諸性質およびそこに発生している電磁波動現象を理解するうえで本質的な役割を果たすものと見られる。また、ここで明らかにされる内容は宇宙科学の成果のみに止まらず、電離気体内での電波と粒子の相互作用その他のプラズマ物理学における重要な課題をも包含している。

衛星飛翔体および軌道: 科学衛星を観測軌道にのせるために現在開発中であるミューロケット M-4 S 型を使用し、これによって衛星を遠地点 3,000 Km 以上、近地点 500 Km 程度の楕円軌道に打ちあげる。衛星本体は直径 750 mm のほぼ球型の多面体で構成され、その全重量は 60 Kg になる予定である。

観測項目:	電磁波測定	(電磁波雑音)
	プラズマ波測定	(イオン音波)
	高周波掃引型インピーダンスフロー	(電子密度、温度)
	低周波掃引型インピーダンスフロー	(イオン組成、その他)
	静電型粒子ビームフロー	(ビーム、粒子線)
	電磁波励起実験	(電波輻射機構)
	地磁計およびサン・センサー	(衛星姿勢)

1. 電磁波およびプラズマ波測定 0.1~30 Kc/s の範囲の15の固定周波数において、球フローおよびルーファアンテナを用いて電波雑音、プラズマ波雑音の電界、磁界ベクトルとそれらの周波数スペクトルを分離して測定する。15周波数の内、1周波数は地上のVLF局の信号を受信する。受信機はヘテロダイン式の2チャンネルにより、これらの周波数域を不連続的に掃引する。全周波数の掃引時間は約20秒である。

2. インピーダンス・フロー 高周波のインピーダンスフローでは 200 Kc/s から 16 Mc/s の範囲を 2 band にわけて掃引し、この範囲で upper hybrid resonance, sheath resonance の周波数を測定し、電子密度、電子温度を測定すると共に、3つの周波数におけるインピーダンスを測定する。一方低周波のインピーダンスフローでは 0.1 Kc/s から 15 Kc/s の範囲を掃引し、lower hybrid resonance を測定することにより、イオンの組成を知ると共に、6つの周波数におけるインピーダンスを測定する。

3. 静電型粒子ビーム・フロー 静電型エネルギー分析器と特殊二次電子増倍管を組合せた粒子ビーム測定器で 0.1~20 kev のエネルギーの電子フラックス およびそのエネルギー・スペクトル分布、方向分布を測定する。

4. 電磁波励起実験 衛星より 100~200 Kc/s の範囲のインパルス電波を放射し、衛星近傍のプラズマ、特に粒子ビームにあて、それからのサイクロトロン共鳴による電波の再放射を調べる。前記の粒子ビームの測定結果と比較してビームによる電磁波の励起の機構を調べる。

5. 地球磁場変動の観測および衛星姿勢測定 感度10%程度のフラックスゲート磁力搭載して地磁気変動を観測すると共に衛星の姿勢を測定する。

プラスチックシンチレータを用いて測定した結果を報告する。乗物は L-3H 型ロケット (2機) である。

これらの trajectory の中上記の解析に使用できる場所を Fig.1 に示す。

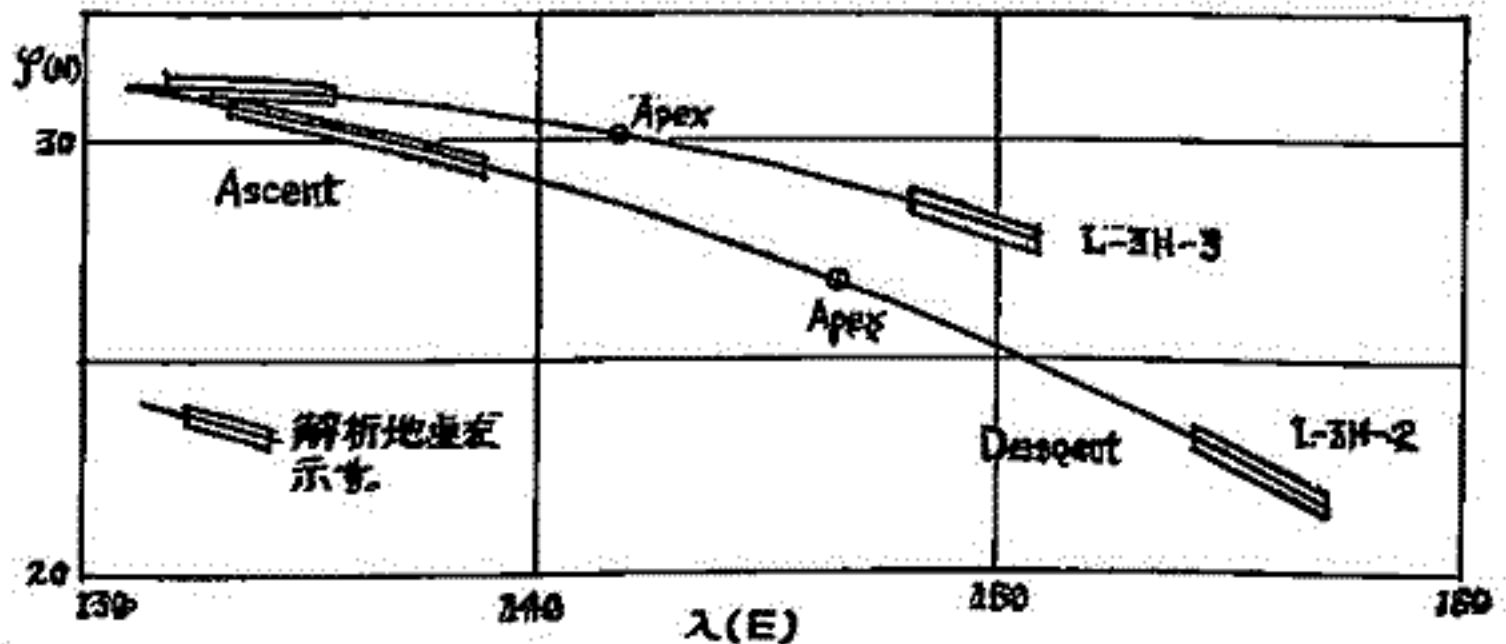


Fig. 1 Trajectory

3. 検出器。
薄い Al の窓。
広角のコリメータ
をもつプラスチック
シンチレータを
使用した。

入射窓厚は 5.4 mg/cm^2 である。検出しう
る最低エネルギー
を変えようため、出力パルスについて波高弁別を行った。電子の薄膜透過では散乱の影響
が大きく、重粒子のように飛程でエネルギーを測ることは難しいので

$$\int_{E_c}^{\infty} N(E) dE = \int_0^{\infty} T(E) N(E) dE$$

となるよう E_c を定め、これを threshold energy とした。ここは $N(E)dE$ は微分スペ
クトル。 $T(E)$ は relative transmission で、入射エネルギー、波高弁別エネルギーの
関数で、単色の電子線を用いて実験的に定めることができる。スペクトルは、ここでは
Power law $E^{-\gamma} dE$ と仮定して、測定値をにらみなが
ら逐次求めることにした。

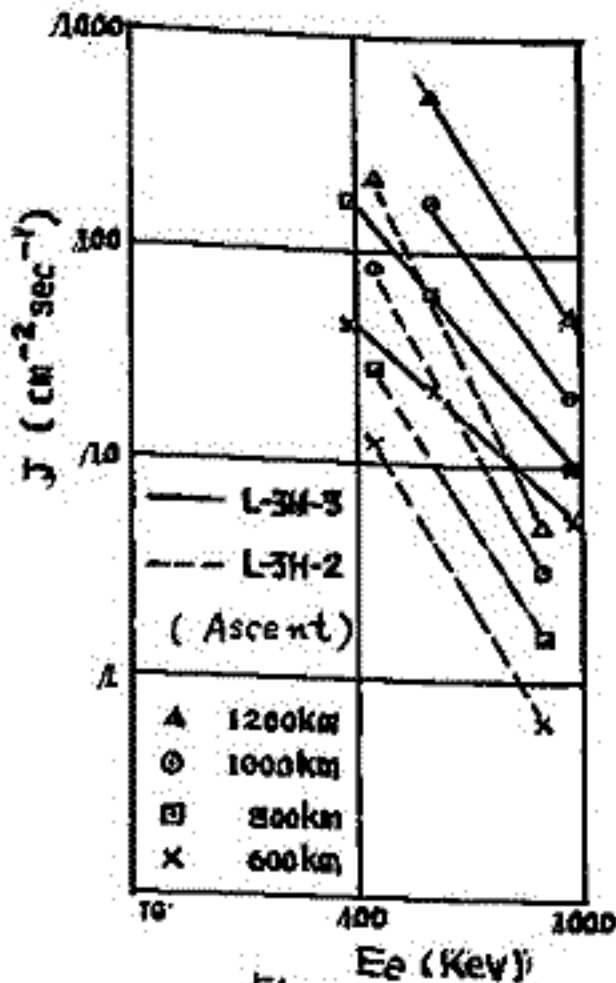


Fig. 2

§ 測定結果

前の学会で報告したように、同時に測定した Mica Window GM counter の結果 (L-3H-3) によれば、磁力線
に対する Pitch Angle Distribution が著しいようである
が、ここではここでは相当部分が含まれるような方向
についての平均的な値 (生の値) を用いてスペクトルの
形をみると Fig. 2 のようになる。即ち Power law 近似で
は、積分スペクトルとして $\gamma = 1 \sim 2.5$ とする。磁力線
に垂直な方向について言えば flux はもう少し大きくなる
であろう。

L-3H-2 と L-3H-3 の測定では、略同じ条件で測定
を行っているが顕著な差がみられる。測定は殆ど同じ場
所で行われているので、この差は多分時間変化と思われ
る。

岩 坂 泰 信

東京大学 理学部

高度100KM Region における力学的な研究が、近年さかんなロケット観測によって行われているが、特に100KM Region の乱れの成分については、Vertical scale として10KM前後、Horizontal scale として数100KM という報告が多い。

一方5577A は力学的な運動のトレーサーとして考えられるのだが、この緑線の強度変化をみるとまた小さな乱れを考へる方が都合が良いように思われる。今回は、前回に引き続き、この発光層を大きな化学反応系として扱った場合、系の温度変化と $n(O)$ の変化のむすびつきについて考へてみる。特に温度は系の化学反応熱というものを通し化学反応 ($n(O)$ の変化) とむすびつけているが、この領域の Viscosity が急速に増すことか、乱れを熱に $Hines$ の言う Internal Gravity Wave のエネルギーが熱に変換するため、熱的にはきわめて複雑なようすを示していると思える。

ロケット観測

吉畑正秋: 中村強: W. STEIGER

* 東京天文台 ** ハワイ大学

1966年12月10日夜の K-10-2 に光電測光磁を載せて測定した結果である。このロケットでは 4500, 5300, 5577A の3つの波長について上方および下方に向けて測定したものである。上方に向けたものは主として星跡光の輝度および色指数の測定を目的としたものであり、この測定は現在進行中である。5577 および 5300A の測定から夜光の強度が測定できたので、その結果を報告する。5577A については従来のアメリカ (White Sands) 及び秋田にて測定した高さより数km低い値が得られた。これは今回の測定が最も低い緯度で行われたためであるかとも思われる。下方向けの測定には地表面におけるアルベドの影響が入っているが、アルベドの値として 0.30 を採用したものとよく一致した結果が得られている。

平尾 邦雄
東大宇宙研

I Q S Y 期間中に2基のK-9Mロケットと3基のLロケットによって電離層の荷電粒子密度の観測が行われた。このうち3回の観測は12時から14時の間で、2回の観測が17時の夕方であった。この5回の観測結果を比較すると夕方のLロケットの結果を除いて他の4回の結果は200 Km以上で非常に似かよっている。例外的なLロケットの結果も絶対値はやゝ小さいが、その分布の形は非常に似ている。それでこの5回の観測値を使って平均的なF層を求めた。

一方この中に用いられたK-9M-20は略200 KmがXUVのShadow lineになるという特殊な時間をえらんで実験が行われた。K-9M-20による実験結果から見るとShadow lineは195 Kmであったと考えられる。更にこのShadow lineの極く近傍の電子密度の減少度から再結合係数を求めると略 1×10^{-7} という大きな値が得られる。大家大林両氏によって得られた同じ資料から得られた再結合係数は $3.4 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{sec}$ であるのでこれにくらべるとかなり大きな値であるが、両氏によって求められた値は180 Km以下の電子密度が略一定の所のデータを用いて得られたものである。ここで求めた値はShadow lineのごく近くの電子密度のデータを用いて得たものであるから二つの値を直接に比較することは困難であるが、再結合係数を求める時には、再結合以外の諸条件を更にくわしく吟味する必要があることをSuggestしていると考えられる。

E領域内の有効再結合係数の値は従来色々の方法により求められていたが、それらの間には大きな食違いがある。E層電子密度の時間的な動き、即ちE層最大電子密度日変化における最大時刻の正午からのおくれ(E層のSluggishness)、その日変化の形の正午のまわりの非対称性、日食の際のE層最大電子密度の時間的な変化、日没後のE層電子密度の減少の割合、太陽フレアの際のE層電子密度変化などから求めると、大抵 $0.5 \sim 4 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の範囲の値が得られすが、普通は $1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の近辺の値が多いようである。一方太陽放射のロケットメトロ人工衛星観測結果に基づいて推定されたE領域内の電子生成率がその電子捕獲率と釣り合うためには、有効再結合係数は $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の程度でなければならぬことが見えてきた。またE領域内の主要なイオンと考えるべきNO⁺およびO₂⁺イオンの再結合係数は実験室内の測定によればそれぞれ 5×10^{-7} および $2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の程度である。このような食違いを説明するため、前回の報告では基底状態にあるイオンと励起状態にあるイオンとでは再結合の速度が著しく異なるものと考え、後者の方が遙かに大きい再結合係数を持つものと仮定した。その結果上記の食違いはどのように説明できようであったが、この仮定の下ではE層電子密度の日変化の形やその他の点で観測結果と合致しなくなったので、今回は基底状態にあるイオンの再結合は非常に速いが、励起状態にあるイオンは極めてゆっくりと再結合を行なうものと仮定してみた。

基底状態~~から~~励起状態にあるイオンの再結合係数をそれぞれ 5×10^{-7} または $5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ と採り、正午の電子密度が $1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、また全イオン生成率 Q 、基底状態イオン生成率 Q_0 、励起状態イオン生成率 Q_1 、基底状態イオン密度 n_0 、励起状態イオン密度 n_1 、電子生成捕獲のバランスから求めらる有効再結合係数 $\alpha_{\text{eff, bal}}$ 、E層のSluggishnessから求めらる有効再結合係数 $\alpha_{\text{eff, slug}}$ は第1表に示す如くになる。また日没後の有効再結合係数

励起状態から基底状態へのイオンの遷移確率 A の色々の値に對して $\alpha_{\text{eff, night}}$ は A および電子密度 N の色々の値に對して第2表に示す如くになる。第1表から遷移確率 A が 0.001 sec^{-1} の程度であらば $\alpha_{\text{eff, bal}}$ と $\alpha_{\text{eff, slug}}$ の訂正値は観測値にかなり近いことがわかる。Aのこの程度の値は、2原子分子の振動励起のDeactivationの確率が1衝突当り 10^{-6} 程度であり得る。

第2表 $\alpha_{\text{eff, night}}$ (常温では) と、およびE領域

A (sec ⁻¹)	0.001	6×10^{-4}	5×10^{-4}	2×10^{-4}	1×10^{-4}	5×10^{-5}	
N (cm ⁻³)	3×10^4	3.59	2.40	2.10	1.15	0.83	$0.66 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$
	2×10^4	5.00	3.30	2.86	1.47	0.99	" " "
	1×10^4	8.75	5.80	5.00	2.40	1.47	" " "
	5×10^3	14.64	10.08	8.75	4.17	2.40	" " "

第1表 $N = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $\alpha_0 = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $\alpha_1 = 5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

A (sec ⁻¹)	0.01	0.005	0.002	0.001	0.0005	0.0002	0.0001	
Q	6.88	5.14	3.23	2.30	1.74	1.37	1.25	$\times 10^3 \text{ elec cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$
Q ₀	6.25	4.67	2.93	2.08	1.58	1.25	1.13	" ions " "
Q ₁	0.63	0.47	0.30	0.21	0.16	0.13	0.11	" " " "
n ₀	9.12	6.78	4.20	2.94	2.19	1.70	1.53	$\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$
n ₁	5.88	8.22	10.80	12.06	12.81	13.30	13.47	" "
$\alpha_{\text{eff, bal}}$	3.06	2.29	1.44	1.02	0.77	0.61	0.55	$\times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$
$\alpha_{\text{eff, slug}}$	7.80	3.51	1.51	0.99	0.76	0.63	0.59	$\times 10^{-8}$ " "

この値は高さが高く衝突が少ないためであろう。

42 上層大気中の N_2 First Positive Band に よる レーザ光共鳴散乱の考察

広野 求和

郵政省 電波研

レーザ光の分子やダストによる非共鳴散乱を利用した上層大気成分の観測は各地で始められているが、次の段階としてこれよりも遙に能率的な共鳴散乱を用いた大気微量成分の観測も次第に基礎研究やレーザ出力の強大化が進められつつある。さきに筆者により $N_2^+(\lambda=9180\text{\AA})$ や $K(\lambda=7665\text{\AA})$ に よる 共鳴の考察されたが¹⁾、この外にも $He^+(\lambda=6560.1\text{\AA})$, $Ne^+(\lambda=3582\text{\AA})$, $Li(\lambda=6707.9\text{\AA})$, $O_2^+(\lambda=5973.4\text{\AA})$, $Na(\lambda=5889.95\text{\AA})$, $K(\lambda=7698.9\text{\AA})$ の共鳴²⁾ $NO^+(\lambda=8704\text{\AA})$ ³⁾ やここにのべる N_2 First Positive Band の検討がなされている。⁴⁾ 実験室では種々のありふれた気体を用いた Gas Laser が 繰返成功しているが、その中 N_2 は I. P. と E. P. Band とで強力なパルス増幅が成功し前者は 100W 後者は 200kW の出力が得られている。Young⁴⁾ は前者のパルス—尖頭値 100W, エネルギー 10^3 erg/p., 繰返えし数 10^3 p./sec.—を用いてレーザ・レーダを作り高速電子の侵入によって生じる上層大気中の metastable state $A^3\Sigma$ における分子 [N_2^*] の存在を検出しようことを示した(以下 ㉑ と略称する) 然し彼の計算には不十分な点があり又同様の観測は Raman Laser によっても行なうことが出来る(以下 ㉒ と略称する) と考えられるので、これらの点を詳しく検討してみる。㉒ で用いられる Raman Laser はベンゼンを Ruby Laser の Giant Pulse によりポンピングして得られるもので $\lambda=8817\text{\AA}$ (Ruby 常温), Ruby の温度を変えることにより $\pm 5\text{\AA}$ 位は波長可変であり、パルス幅 30ns, エネルギー 1 j./p. 繰返えしは 1 p./s が可能である。 N_2 分子は光電子の存在により⁵⁾ 又地球外部からの高速電子の侵入により励起されて $A^3\Sigma$ state を相当多数の分子が占有していることは予想されることで、このことは Gas Laser の実験においても確かめられている。 $B^3\Pi_g(v=1) \rightarrow A^3\Sigma_u(v=0)$ の遷移によって生じる First Positive (1, 0) Band は head が 8912.4\AA にはあるが、今気体の温度を 2000°K とすれば分子振動の外に回転, スピン微細構造の準位算のために上記レーザの波長付近にも充分多くの ($v=0$) 分子が存在し共鳴散乱させることが出来る Band を形成する各スペクトル線の間隔は 0.3\AA の程度でレーザの線幅は約 1\AA である。このようなことを考慮して数値計算によって散乱の断面積を求めると $\sigma = 10^{-17} \text{cm}^2$ が得られる

㉑ の場合は完全に共鳴するので $\sigma = 10^{-15} \text{cm}^2$ が得られている。 $h = 200 \text{km}$ の高さ, $\Delta h = 10 \text{km}$ の分解能で 1000 秒間の連続観測により $S/N=10$ の条件で検出できる量は

$$N_t = \int_h^{h+\Delta h} [N_2^*] dh \sim 3.6 \times 10^6 / \text{cm}^2 \text{ であり } [N_2^*] \sim 3.6 \times 10^6 / \text{cm}^3 \text{ となる。 したがって}$$

受光面積は 40cm^2 , 光電面量子効率 1% とし又同時に入射する夜光は 4 photons/s にとつてある。これは ㉑ に対して出した値であるが ㉒ に対しても略同い値が得られる。然し ㉑ の場合 1 パルスによるエュームが ㉒ よりも遙に多いのでパルス電力を増大すれば ㉑ と反対に入射光は夜光より遙に大となるので受光面積を S_R , パルスエネルギーを $W_T/p.$ とするとき ㉑ では $N_t \propto S_R^{1/2} W_T^{-1}$ に対して ㉒ では $N_t \propto S_R^{-1} W_T^{-1}$ となり S_R を増大したときは ㉑ が有利であり又 W_T の上限も ㉑ の方が遙に多いとみられるので多分 ㉑ の方が有利であろう。このようにして観測された N_2^* の地球物理学的意義が論じられる。

文献

- 1) M. Hirano, J. Rad. Res. Lab. 11, 251 (1964), 2) G. Frocco et al. QPR No. 84 (1967)
- 3) L. J. Nugent, Nature 211, 1350 (1966), 4) R. A. Young, Disc. Farad. Soc. 32, 118 (1964)
- 5) A. E. S. Green et al. JGR 72, 3975 (1967), 6) L. E. S. Mathias et al. A.P. Letters 3, 16 (64)

43 昼間大気光源および地球コロナ放射光源としての 太陽EUV放射の性質

等松隆夫

東大・理・地球物理研究施設

I 序論

木素ライマンアルファ (1216\AA) などEUV地球コロナ, および酸素 1300\AA など昼間大気光の生成機構としては, 太陽からの同種EUV輝線放射の地球超高層大気による共鳴散乱が重要であることが知られている。EUV地球放射の強度分布の予測或いは逆にその高度分布から大気組成を求める場合, 光源としての太陽放射について調べておく必要がある。各輝線の絶対強度については最近のロケット・人工衛星による測定で可成信頼すべきものが得られているが, スペクトル輪かく(線巾)については, 木素のライマンアルファ・ベータを除いてはデータが無い。しかしながら超高層大気温度 ($\leq 3,000\text{K}$) が太陽コロナ ($10,000 \sim 1,000,000\text{K}$) に比して著しく低いことを考えると, 大気放射として散乱される太陽EUV放射は線心の部分のみであり, したがって, 光源(太陽)のスペクトル輪かくに依存することになる。そのために太陽EUV輝線生成機構に立ちもどって, その輪かく生成に関する推察をすることにした。

II 太陽大気モデル

各輝線の絶対強度およびスペクトル輪かくは大気モデル, 特に励起温度と光学的深さによって決まる。ここではPottasch (Ap. J. 137, 945, 1963) の方法にしたがって, 輝線強度のみを既知として, 太陽定数 (Solarabundance) および温度分布はすべての輝線について self-consistent になるようにモデルを設定した。

III 輪かくの推定

各輝線の輪かくについては, (A) 均一大気 (B) 不均一大気の両者につき検討した。吸収係数は Doppler broadening と仮定し, 彩層の乱流速度 (20km/s) を使用した。この場合の吸収係数は, 太陽大気モデルに適用した場合, 輝線の線巾を求める目安となる。又別法として Multiplet lines の強度比から光学的深さを推定する方法もとった。

IV 計算結果

計算はEUV大気放射荷電上電量を次の輝線についておこなった。

$$\left\{ \begin{array}{l} H: \text{Ly-}\alpha (1216\text{\AA}), \text{Ly-}\beta (1026\text{\AA}) \\ He: 584\text{\AA}, 304\text{\AA} (HeII) \\ O: 1300\text{\AA}, 1027\text{\AA}, 844\text{\AA} (OII) \\ N: 1200\text{\AA}, 1085\text{\AA} (NII) \end{array} \right.$$

結論としては, H Ly- α , H Ly- β , HeI 584 \AA , OI 300 \AA , に関しては Optically thick な取扱が必要であるが, 其他については Optically thin であり, 線巾として, 乱流巾をとればよいことが分かった。

川喜多光子 金田榮祐
東京大学理学部

前回の学会に於いては、1966年昭和基地に於いて行ったマイネル型分光器及び目視に依る観測の記録から強度的には *sub-visual*、形態的には *non-discrete* のオーロラの出現及びスペクトルの特性に就いて述べた。

今回は更に、極光のスペクトルの中に発見される水素原子の発光に依る H α 線 (6563Å) の出現に就いて、全天カメラの記録と解析を加へて得られた結果に就いて述べる。

磁気圏から超高層大気へ突入するプロトンに依るオーロラの H α 線はプロトンの磁気圏内部及び極地域擾乱現象に対する重要な役割を考へる時にその出現の極相を知る事に依って極地域擾乱現象の推々の三か明らさるる筈である。近年 Montalbetti, Montbriand, Vallance Jones, Yevlashin, Galperin 等に依って極々側面からこの問題の追求を続けて居るが、ここでは出現するオーロラの形態、位置、明るさ、運動等との関連に主として注目して述べる。

安井豊

地磁気観測所

松代群発地震に際しては34例の地震に伴う発光現象へ報告され、14例のスケッチの他に栗林享氏の世界で始めて撮影した2例の普通窓光と8例の色鮮明な窓光へ寄せられた。筆者はこれらの観測例を詳細に吟味してそのうち薄明・薄電・林虹・黄道光・流星・光柱・~~星~~・人工発光及び灯火などの誤認の可能性のあるものをすべて除去し、なお少なくとも18例は錯覚乃至他現象の誤認の可能性を無いものと認め、もつとん残りの16例はこれらもこれら他現象の誤認と断定するものではなく、なおその可能性のあるものがあるのである。総括すれば次の如くなる。

- (i) 発光現象は冬期に多く、時刻的には午前4時前後と午後8時前後に多い。
- (ii) 継続時間は数十秒のものが多い。発光の最初のみより次第に増光し、終盤期に急激に減光する。
- (iii) もっとも明るいのものは発光個所より約5km離れた地点まで12ユルクスの照度であった。
- (iv) 発光は雲前・雲中・雲後のどれにもあった。しかし地震の無一瞬には発光が無い。
- (v) 地震の強い時は発光が強いというふうな相関は無い。
- (vi) 発光個所と震央は無関係であり、奇妙山一帯、大南山一帯、地蔵峠一帯の山頂に多い。
- (vii) 発光現象にはおおよそ10~20kmの空高が付随して見られる。
- (viii) 発光現象は不連続線通過の前合点風速5m/s以下の時に多い。
- (ix) 発光現象の形や色は圧電であるが、大体は晴天の白く白色半球状のものが多い。曇天の白く帯赤色夕焼け、朝焼け、帯状のものが多い。地上高度は低く、山頂上せいぜい数十m程度のものがある。
- (x) 磁力計には発光現象に該当するごく短期変動が現れられる。
- (xi) 地震観測所構内には設置した同種集電器により地震の際の電位低下が現れられる。

筆者の次のように推論した。

- (i) 発光現象の本体は直径数十mの層状包接地高平半球状のものである。これは周囲の雲に反映するが帯赤色、帯黄色、ピンク色の夕焼け、朝焼け、曇天に見え、雲がちらちらある場合は部分部分の光が柱状に見える。半球状本体の位置は低く、近隣の山が重なって観測点から見えぬ時はその上方の白く帯赤色の夕焼け帯状に見えるのである。
- (ii) 発光個所の電位低下の大きき山頂で、特に地震時にラドンが放出される酸性気象と関連の存在個所であるから、ここには空地電流の大きくなる。これはこの発光現象の発生源の電位低下の電位低下の現象である。清水角野の地磁気現象ともよく、但し空地の電気現象である。
- (iii) ここに空地電流の強くなることも、これは4~1気圧の空気内で発光に至ると考えられる。地震に伴う大地と空気の振動や共振の何れと作用して巨大な Point Discharge が生ずるのであるまいかと思ふが、その点は今度と地震時の電位変化を実験するにまつて、この探求を続けた。

要するに球電と同様に地震に伴う発光現象の存在するが、これはその機構が不明な球電の発生と同様である。

VHF帯電波の赤道横断伝搬と電離層および地磁気との関連性

田尾一彦 山岡誠 渡辺昭二
電波研究所

VHF帯(主として50MHz)の電波が磁気赤道を超えて5000~10000kmにも及ぶ遠距離まで日没から真夜中にかけて異常伝搬することが古くからアマチュアによつて報告されてきた。その後太陽黒点極大期の1QY期間中には各国で実験が行われ、赤道横断遠距離伝搬(Trans-equatorial propagation: TEP)と呼称されるようになった。1QSYの実験計画の一環として日本とオーストラリアとの間でTEPの実験が実施され本報告では1965~1966年の二年にわたる受信結果について、その特性と電離層及び地磁気との関連性について述べる。送信はオーストラリア北部ウダーウインから32, 48, 72MHzの三周波数が連続送信され、受信は山川電波観測所で行われている。

受信電波のフェージングは昼間と夜間とでは異なり、昼間は干渉性で夜間は散乱性である。日変化については32MHzでは夏季は16~18時ころ受信率が極大となり、春、秋の季節は14~16時および20~23時頃に極大がある。48MHzと72MHzについては昼間は殆んど受信されず、日没から夜間にかけて受信される。季節変化については各周波数ともequinoxの頃に極大となる。これらの受信特性は赤道地域の電離層の諸特性と非常に関連があり、両者の関係を調べるために伝搬路中央に近いフィリッピンのマニラで観測されている電離層の資料を解析してみると32MHzの受信率と $f_oF_2 > 8\text{MHz}$ の回数との相関は14時から19時にかけては極めてよく、更にマニラから南北15°位の所には所謂赤道異常として知られている高電子密度領域があり、電波はこれらの赤道異常に支配され 2F モードによつて伝搬するように考えられる。夜間の受信信号は赤道地域のF層の上昇、スプレッドFなどと関連がある。地磁気擾乱日には電離層の要素も複雑に変化しそれがまたTEPの受信率にも著しい影響を与える。これらについての議論を述べる。

Back scatterによる

電離層の観測(1)

松詰庄一郎 後田八郎衛

防衛庁技研本部 オシ研究所 飯岡支所

尖頭電力約40kW、周波数25.54MHzのback scatterを製作し、これによる電離層の観測を7月より、千葉県海上郡飯岡町において実施している。空中線は5素子4段並設の八木アンテナを回転駆動させ、完全同期信号処理方式(ideal coherent detection system)を用いてS/N比を改善し、40%までのドップラー成分を有する信号を抽出できる。現在までに観測された結果について報告する。

48 極地電離層電流に対する数値実験(1)

前田 坦
(京大・理)

前川 弘一郎
(京大・理)

極地方での地磁気擾乱は直して電離層電流によつておこされるものと考へられる。この電流をおこす起電力に關して今まで二つの考へ方がある；一つは電離層の風によるダイナモ作用、他は磁気圏から伝はる電場である。この中前者は1960年以前に直して日本でもくわしく議論されたが、結果は、このうちでは観測事実の説明が大へん困難となつてしまつた。1960年以後には擾乱が多い同時に多くの人にまつてしまつた。その内定量的にまともに計算したものは disturbed を対象とした Fejer (1964) と、尚ほ quiet を対象とした Iwasa & Nishida (1967) とである。

これらの計算結果は大へん興味深いが、計算の都合上若干不自然な仮定がある。たとえば conductivity の変化を直線たり、またダイナモ電流を直線たりしてある。この研究の目的は實際におこると思われよういくつかの場合についてなるべく仮定を少く、又現実に近い仮定を用いて多くの数値実験を行い、観測された現象の理解に役立つとす。

電場 (E) と電気伝導度 (σ) とに關する仮定は次のようである：

(E)		(σ)	
External	LE型 (+)	quiet 型 (日変化 緯度変化)	disturbed 型 (日変化 緯度変化) { Cap-enhance Auroral-enhance
	HE型 (-)		
Internal	V_p のみ	$\sigma_{xy} > \sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$ $\sigma_{xy} \approx \sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$	
	$V_p + V_{np}$		

49 電離層非周期風による電流系 (1)

前田 坦, 村田 宏雄
(京大・理) (岐大・工)

電離層の非周期風によって作られる電流系が、超高層のより現実的モデルにもとづいて計算された。このヤーパーでは地球の自転軸と磁軸とが一致しない場合についてしらべられ、次の結果を得た。

- 1) Universal Time と共に変化する S_y 型の電流系が作られ、主な電流渦の強さは凡そ S_y 磁場を作る電流系の $1/10$ (10 m/sec の風) となる。
- 2) 非周期風の二つの成分の中、meridional 成分の方が電流系をつくるのにより有効である。
- 3) 主な電流渦の出来る場所は、電離層の electric conductivity と wind velocity の両方の分布に依存する。そしてその影響のし方は wind profile によって異なる。
- 4) 主な電流渦の強さは緯度変化し、南北アメリカ地帯で極大となり、アジア太平洋地帯で極小となる。この傾向は S_y の一般的傾向と一致する。
- 5) 地磁気座標を用いても、地理座標を用いても得られた結果に著しい違いはあらない。但し電流系の形が若干異なる。

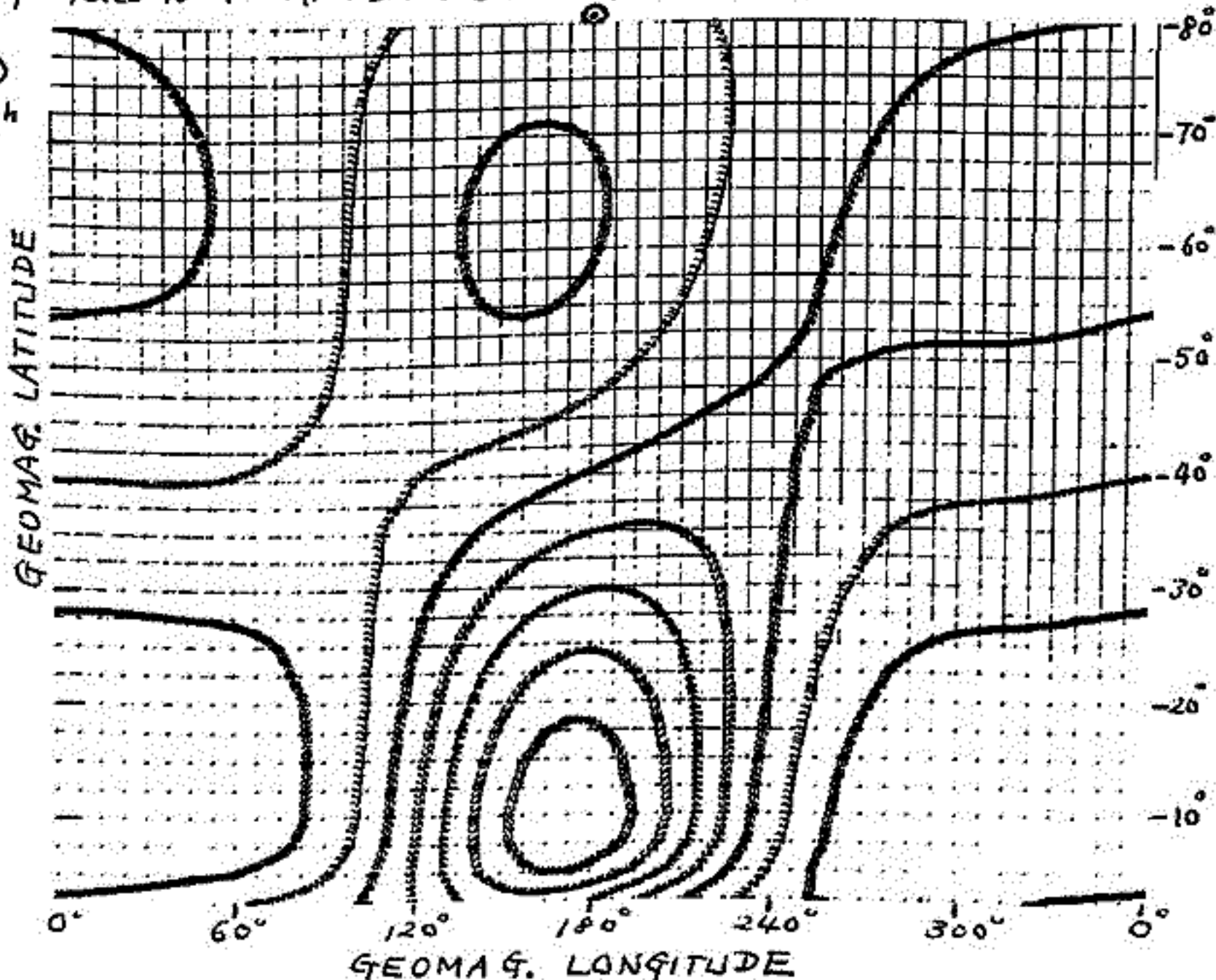
このように 10 m/sec の風ではおこされる電流系、これが又地磁気変化は通常の S_y の $1/10$ 位であるか、もと強い風もあり得るから必ずしも常に無視出来るとは言えないであろう。なお風の profiles は 4 つ用いた。その一例を下に示す。

CASE (AM)
at UT = 0h



wind profile:

$$V_x = 10 \text{ m/s} \sin 2\theta$$



電離層におけるプラズマ拡散と上層大気の運動

松浦 延夫
 郵政省 電波研究所

電離層下領域におけるプラズマ拡散に及ぼす中性大気の影響とコリオリ力の効果を調べて論じ、更に上層大気の東向き Zonal Motion の定量的な説明を試みる。

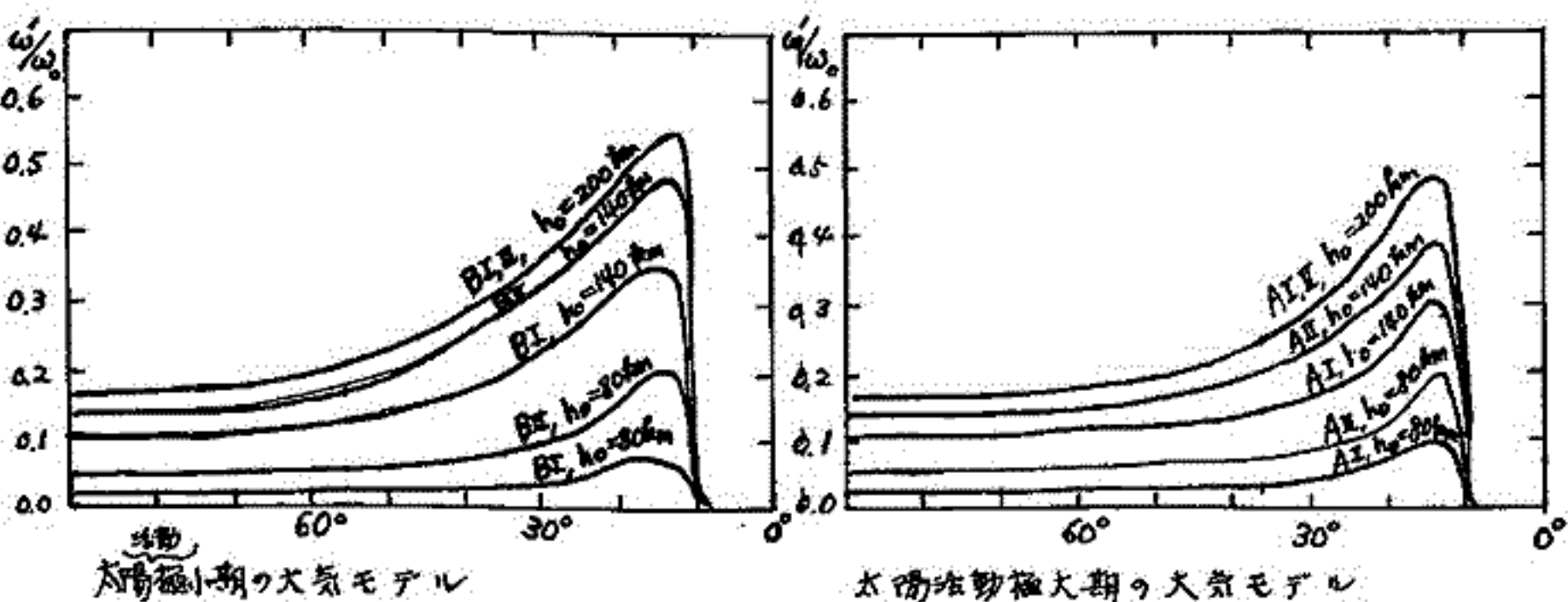
F領域における荷電粒子は重力を反りて磁力線に沿って下方に拡散する。この際、ion-drag は Dougherty (1961) によって議論されている様に中性大気の運動を引き起す。中性大気の運動の速さは、拡散速度と同程度で約 100 m/sec である。中性大気の運動によって勿らくコリオリ力は荷電粒子に勿らく重力と同程度の大きさとなる。つまり、 $\rho_e g / \rho_n V_0 \omega_0 \sim 1$ である。ここで ρ_e と ρ_n は夫々荷電粒子と中性大気の密度で、 V_0 は拡散速度、 ω_0 は地球の自転角速度 ($7.2921 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$) である。従ってプラズマ拡散の向類には ion-drag の効果と同時にコリオリ力を考慮する必要がある。

上層大気に於いての運動方程式を次の様な単純化或は仮定を付けて解く。

- (1) 上層大気は中性大気、イオンと電子の3種の混合気体である。
- (2) 定常状態で且つ経度方向には状態は一斉である。
- (3) 地球磁場は centered dipole field で、その軸は自転軸と一致している。
- (4) 磁力線は夫々固体の様に軸のまわりに回転する。
- (5) 二次の慣性項および粘性は省略する。
- (6) 荷電粒子に勿らくコリオリ力は省略する。
- (7) 中性大気の沿直方向の運動は抑制される。
- (8) 沿直方向の電流はあるレベル h_0 で零である。 ($h_0 = 80, 140, 200 \text{ km}$)

更に、 $\text{div } \mathbf{j} = 0$ と満たすためには、夫々の Magnetic shell を通過する電流の総和が零でなければならない (Gauss の定理) から、この条件下用いると夫々の Magnetic shell の地球に対する相対的な回転の角速度が求まる。附図には相対的な角速度 ω' と Magnetic shell の Invariant latitude との関係が、2つの大気モデルについて示されている。

結論として、E層の電子密度が 10^4 cm^{-3} 以下ならば(表向)、この機構によって King-Hele (1964, 1966, 1967) が示している上層大気の東向き Zonal Motion が説明できようである。



上山 弘

東北大理学部

磯 彰夫

電通研

電離層中のエネルギーの伝播、損失を微視的に理解するための、熱的に非平衡なプラズマ粒子を統計力学的に取り扱い、電子温度を計算した。弱電離プラズマ中の電子に関するボルツマンの方程式を解き、電子の速度分布関数を、外部電磁場、大気温度、衝突過程に、いかに依存するのをおさきうかにした。解析の結果、電子の速度分布は

$$f^{(0)}(v) = A \exp \left\{ - \frac{ \left\{ m \left(\sum \frac{\nu_j^2}{M_j} \right) v + \left(\sum \frac{8W_j \nu_j^2}{m} \right) \frac{1}{v} \right\} dv }{ \frac{1}{3} \left(\frac{e E_0}{m \sqrt{2}} \right)^2 \left[\frac{(\omega^2 + \nu^2)(\omega^2 + \nu^2 + \omega_H^2) + \omega_H^2(\nu^2 - 3\omega^2 + \omega_H^2)(E_{\parallel}/E_0)^2}{(\omega^2 + \nu^2)\{(\omega^2 - \omega_H^2)^2 + \nu^4 + 2\nu^2(\omega^2 + \omega_H^2)\}} \right] \nu + \sum \frac{kT_j \nu_j}{M_j} } \right\}$$

となる。従って電子温度は、 $\frac{1}{3} N m \overline{v^2} = \frac{1}{3} N m v^2 + N k T_e$ の定義を用いて

$$kT_e = \frac{1}{3} \left(\frac{e E_0}{m \sqrt{2}} \right)^2 \left[\frac{(\omega^2 + \nu^2)(\omega^2 + \nu^2 + \omega_H^2) + \omega_H^2(\nu^2 - 3\omega^2 + \omega_H^2)(E_{\parallel}/E_0)^2}{(\omega^2 + \nu^2)\{(\omega^2 - \omega_H^2)^2 + \nu^4 + 2\nu^2(\omega^2 + \omega_H^2)\}} \right] \frac{\nu}{\sum \frac{\nu_j}{M_j}} + \frac{\sum \frac{kT_j \nu_j}{M_j}}{\sum \frac{\nu_j}{M_j}}$$

但し $\nu_j^2 = 0, \nu = \text{constant}$

と与えられる。ここで

m : 電子質量

v : 電子の速度

ν_j : 電子と j 粒子の弾性衝突周波数

ν_j^2 : 電子と j 粒子の回転励起衝突周波数

T_j : j 粒子の温度

k : ボルツマンの定数

M_j : j と " " 中粒粒子の質量

ν : 平均の電子の速度

ν : $(= \sum \nu_j)$

W_j : j 粒子の rotational const.

$\omega_H = \frac{eB}{m}$: 電子のサイクロトロン周波数

$E = E_0 \cos \omega t$: exciting electric field.

結果 (1) N_2 の弾性衝突、回転励起を考慮して、得られた分布関数は、Maxwell 分布 Drayvestine 分布と異なり、0.2 eV 付近のくぼみと、豊富な high energy tail とよび、特徴づけられる。

(2) Maxwell 分布を仮定した場合の電子温度 $T_e(M)$ は、高度 200 km で、exciting electric field が、磁場に垂直なとき、サイクロトロン周波数 ω_{ce} 付近のみで著しく上昇し、 $E_{\perp} = 1 \text{ mV/m}$ とすると、 $T_e(M) = 10^4 \text{ K}$ に達する。

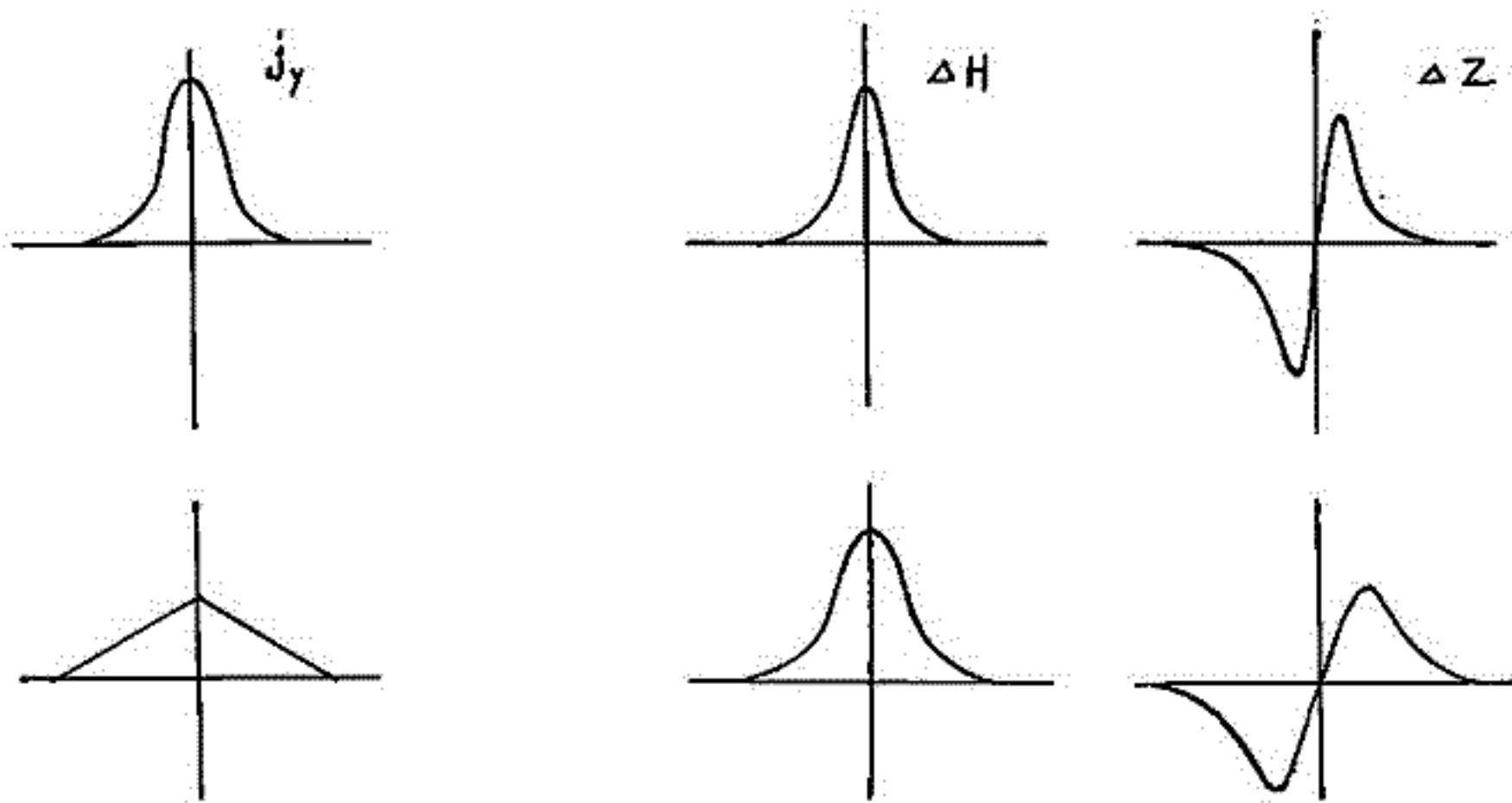
$E_0 = 1 \text{ mV/m}$ で磁場方向にも $E_{\parallel} = 0.1 \text{ mV/m}$ の成分があるときは、 ω_{ce} で $T_e(M) = 10^4 \text{ K}$ に達するほか、数 Hz 以下で $T_e(M) \geq 10^4 \text{ K}$ となる。

電場が磁場方向にあるとき、 $E_{\parallel} = 1 \text{ mV/m}$ とすると、 $\omega_{ce} = \text{数百 kHz}$ で $T_e(M) = 2500 \text{ K}$ 、数 Hz 以下で、 $T_e(M) \geq 6000 \text{ K}$ などの値が得られた。

(3) 大気温度 $T_g = 910 \text{ K}$ 、密度 $N_g = 4.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の場合(高度 200 km に相当) static electric field が、磁場に直角に存在し、 $E_{\perp} = 10 \text{ mV/m}$ のとき Maxwell 分布を仮定すれば、 $T_e(M) = 1500 \text{ K}$ に過ぎないが、我々が求めた分布関数にしたがえば $T_e(\text{elast} + \text{rot. exc.}) = 18000 \text{ K}$ に達し、 T_e の E_{\perp}^2 の関係がみられるようである。

前田 坦, 鈴木 亮
 (京大・理) (京大・理)

赤道地方のジェット電流の構造に関して Sugiura (1966) は $j_y = \sigma_{yy} E_y$ の近似でくわしい計算を行って、赤道地磁気変化の経度変化の説明を試みた。しかし、この近似は赤道のごく近くでしか適用されないことが K. Maeda (1965) によって指摘されており、最近 Davis et al (1967) によるロケット観測の結果はやはり K. Maeda によって指摘されたように赤道のかなり近くから σ_{xy} の影響を考慮に入れないと観測にあわないと結論している。我々は別の立場、即ち地上で観測される地磁気の変化 (ΔH と ΔZ) から、ロケット観測と同じような結論にたどり着くことを見つけた。つまり、もし $j_y = \sigma_{yy} E_y$ とすると、これから得られる地磁気の変化 ΔH と ΔZ とは観測とあわない。観測とあわせるためには、 j_y の緯度分布をほぼ三角形に近いようなゆっくりに分布にしなければならぬとの結論を得た。このことは $j_y = -\sigma_{xy} E_x + \sigma_{yy} E_y$ として電流分布を考慮しなければならぬという事である。この式を $j_y = [-\sigma_{xy}(E_x/E_y) + \sigma_{yy}] E_y$ と書いて、前に求めた E_x, E_y を使って j_y の緯度分布を計算すると、やはり三角形型の分布が得られた。従ってロケットで観測された結果と同じ結果が地上の観測からも得られるわけで、今後は jet 電流の分布に $j_y = \sigma_{yy} E_y$ の近似は使えない。



53 地磁気日変化の一解析法とその結果に
ついて (2)

鈴木亮 前田坦
(京大・理) (京大・理)

春の学会で地磁気日変化を解析する一つの簡便法を述べた。その意図するところは、Gaussの方法において生じる赤道附近の磁場のような局所的なものに限られた数の球函数で表わそうとするための不正確さを除き、一方正確ではあるが手数のかかる表面積分法の長所をとり、簡単でかつ十分正確な解析をしようとするところにあった。具体的には、磁場を赤道ジェットによる影響である部分とそれ以外の部分とに分けてそれぞれを別々の方法で解析し、あとで合成するという方法であった。今回の講演においてはその具体的な方法と若干の結果について報告する。

Pc1 Micropulsation の高緯度地方から低緯度地方への伝播

加藤愛雄 田村和士

東北大学理学部地球物理学教室

電離層内のF層付近に、電離流体系をよく *guide* する領域がある。この *duct* での減衰は夜間は小さいが、昼間は大きいので夜間によく伝播する。この事は Pc1 Micropulsation が夜間によく中緯度や低緯度に観測されるという事とも関係がある。今回の計算では約0.5~5 %の電離流体系が何らかの経路によって高緯度地方のF層内に侵入した時に、その波がそこでどの程度の角度を持つならば考えている *duct* を透過する事なく中緯度地方へと伝播してゆけるかを求める。

仮定 (i) 磁場は垂直上向きに一様である。

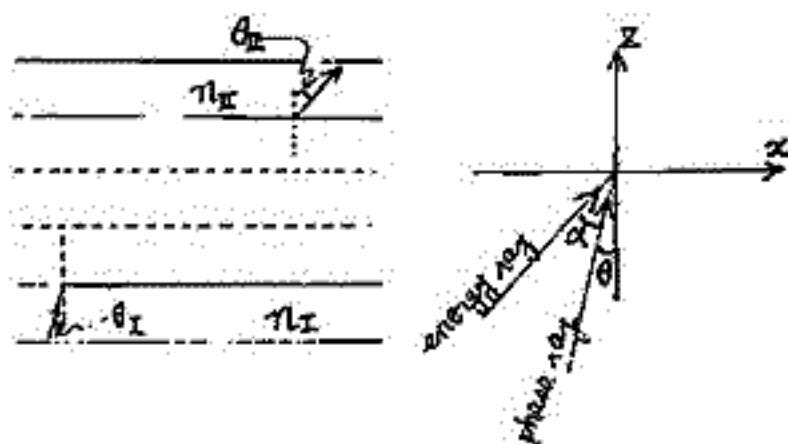
(ii) 大気組成は H^+ , He^+ , O^+ , e , N_2 , He , H , O , O_2 で水平内では各成分密度は一様で高さによってのみ変化する。

$$\pi_{II} \sin \theta_{II} = \pi_I \sin \theta_I = \text{const} = \delta \quad \dots (1)$$

$$\pi^2 = \frac{B-F}{2A} \quad (\text{Stix, 1962}) \quad \dots (2)$$

(1)と(2)より $\sin^2 \theta_{II}$ の値が求まる

$$\cos(\delta + \theta) = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \theta} + \frac{1}{2} \frac{\sin^2 \theta}{\delta} \frac{\partial \pi^2}{\partial \theta}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \frac{\sin^2 \theta}{\delta^2} \frac{\partial \pi^2}{\partial \theta}\right)^2}} \quad \dots (3)$$



各点での値を入力して、(3)の値を求めると各点での *energy ray* の傾きが判る。(3)式が零となる点で波は反射されるのであるから波が *duct* に *guide* されるかどうかを判断するには *duct* 中で(3)式の値が零となる点があるかどうかを見ればよい。

計算における今後の課題は

- (i) 一波長内で屈折率が大きく変化することを考慮し近似を高める
- (ii) *ordinary mode* との *coupling* を考慮する。
- (iii) 水平面上で大気組成密度の変化を考慮する。

55 地磁気 S_g の地域的差異

太田 征次郎
京都大学 教養部

地磁気 S_g 変化の型態は地球内部の電磁氣的性質によって異常地域がある。磁気計の開発によってその析まで議論するようになると、磁気測量の整理に関する問題、地磁気変化論での基値の問題などに必要のため、地磁気変化の地域差を予め調査しておく必要がある。この報告では磁気測量の資料、常設観測所の資料などによって S_g の地域差を表現し、併せてその原因を追究しようとするものである。

プロトン磁気計による観測資料は全磁力に重点をおかなければならない。このために資料として ~~全磁力の変化型態~~ 日本各地の全磁力の変化型態について調査した。その結果、航空磁気測量による磁気異常（これは 30 km. 以上の深さ起因すると考えている）と関係あるように見える。このことから S_g 変化異常のなかには磁気誘導の考えを入れることがある。

56 地磁気日変化磁場の解析

安原 通博
(京大理)

1958 年以降の太陽活動下降期に於ける地磁気日変化の逐年的変化について解析を試みた。

資料の取扱いについては、1) *selected five days* 或は *ten days* では、擾乱の影響が不均一に入る恐れがあるので、特に *all days* の年平均を用いた。

2) 赤道附近の値については、特に *Jarvis Is.* は、三つの赤道（地理、地磁気及び磁気赤道）が略一致しているためこの地域については赤道値の標準とし、他の地域については、中緯度からの変化の傾向をも考慮に入れた。

結果の処理にあたっては、球面調和係数により、更に *potential* を満足させるための一つの試みを行った。

以上の結果、1) 1958 年から 1964 年までの間に、例えば $a_1(x)$ については約 40% に減少した。2) しかし各係数の逐年的変化は必ずしも同一の傾向でない。

3) アフリカ地域の赤道附近に於ける値はかなり小さい、等のことが分った。

永井正男
地磁気観測所

杉浦によって求められた1947年期中における Equatorial Dst の毎時値を使い、Dst の大きさは各観測所における地磁気緯度中の cosine に比例するとして、女満別 (Lat. ϕ 34.1, Long. Λ 208.3) 栂岡 (Lat. ϕ 26.0, Long. Λ 206.0) 鹿屋 (Lat. ϕ 20.7, Long. Λ 198.1) 3ヶ所の DS を 5擾乱日から求めた。又このようにして求めた栂岡における DS と、Dst が 0 と考えられる Thule (Lat. ϕ 88.0, Long. Λ 0.0) における DS の値とを比較し、次のような結果が得られたので報告する。

1. 栂岡における DS の Amplitude は 19° で、午前は +、午後は - を示し、Max は LT 9 時、Min は LT 19 時にあらわれ、横内によって求められた SD (1925 ~ 1951) によく一致している。
2. 女満別、栂岡、鹿屋 3ヶ所における DS の Amplitude の平均の値はそれぞれ 16° , 19° , 21° で、Max 及び Min のあらわれる時刻はほぼ一致している。
3. 栂岡における DS と Thule における DS との Amplitude の比は大約 $\frac{1}{10}$ で、位相は 4~5 時間栂岡における DS の方が進んでいる。
4. Dst と DS の関係は、Dst が大きくなるに従って DS も発達する傾向が見られるが、個々の地磁気嵐によってその比には相当の差異が認められる。特に Dst が 100° 以下の地磁気嵐においてこの傾向が著しい。

竹屋芳夫 村川亨分 奥本隆昭 堤 四郎 福原敏行
(大阪市大五)

松本右弥
(神戸大五)

電離層の風の観測法として各種の試みがなされ相応の成果が得られたが、その昼間の風の観測については有効な方法が少なくその開発が望まれている。

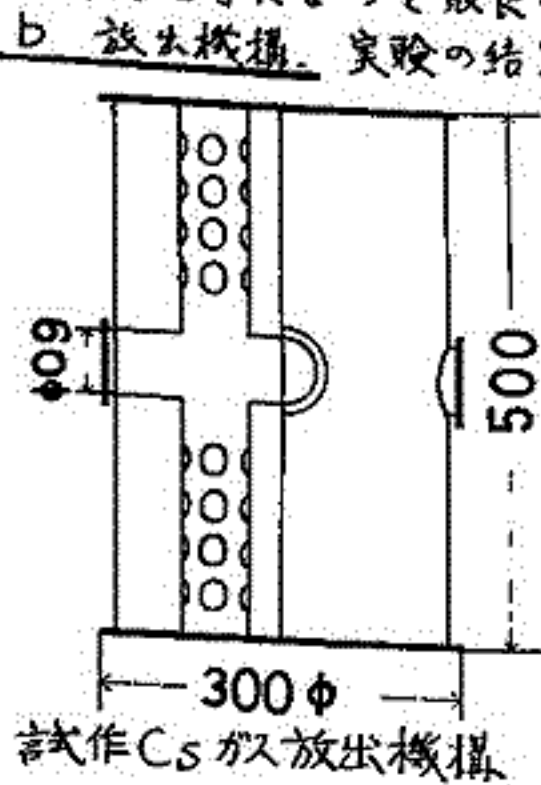
ロケットによって放出されたアルカリ金属蒸気は太陽光紫外領域によって電離をうけ人工的な電子の雲を作る。これを地上より放射した電波で追跡して電子雲の位置、拡散状態、電子密度等の時間推移を知り電離層中の風と共に irregular 現象の解明を行なうものである。特に磁場中における荷電粒子の運動については他の中性ガスの資料と併せて興味ある結果が得られるものと期待される。

観測実験を実施するに当っては鹿児島島内之浦での既存の施設を利用し本法の有用性と将来の観測体制を探ることを目的として計画を樹て基礎実験と検討を行なった。

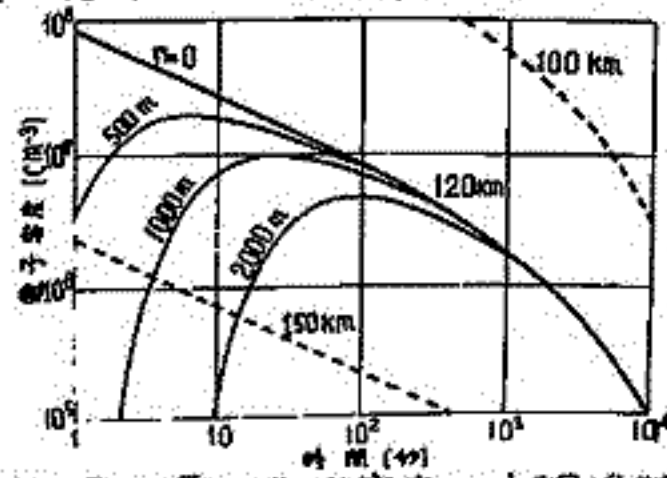
1. 電波観測 — Ionogram などの送信電波(搬送周波数 0.55~20 MC, パルス波掃引方式)の電子雲による反射および散乱波を数台の同期受信機によって受信する。受信アンテナは広帯域対数周波アンテナを用いる。これによれば上記周波数に亘り 10 db の利得が得られる。また可変周調型受信機で受信し連続撮影装置に記録する。電子雲検知の限界としては受信地点での電力密度を $5 \times 10^{-11} \text{ W/m}^2$ 必要とすると送信出力 10 kW に対して散乱断面積 σ は $8 \times 10^3 \text{ m}^2$ あれば良いことになる。いま放出高度をパラメータとして電子密度の変化を下图に示した。

2. 電子雲材料と放出方法 — 各アルカリ金属の太陽光紫外領域に対する電子生成率は単位重量当り Cs が最も高く、これを長時間に大量に気化させるための化学組成および燃焼機構について実験により検討した。

a. 薬品組成および反応式 安全性と有効率の増大を主眼としてテルミットの燃焼熱によって重クロム酸セシウムを還元して Cs ガスを発生させる。(1) 式は還元方程式 $\text{Cs}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 + 2\text{Al} = \text{Cs}_2\text{O} + \text{Cr}_2\text{O}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3$ — (1) であって充分の Al があればさらに(2)式の反応によって Cs が発生する。燃焼速度および到達温度はテルミットの組成および混合方法によってかなり影響をうけ温度および容器内圧力測定や真判定等によって最良の条件を見出した。



b. 放出機構 実験の結果密閉容器内で反応させた場合未反応のまま放出され温度上昇も少ないことが判明したので筒型の導出管を通して外部に放出する機構を採用した。このさい全量燃焼に要する時間の延引はさけられず多数臭炎にまり改善出来た。また真空槽内での燃焼実験を行ない、反応進行率は残さ物の定量分析によって 90% 以上であることを得ている。ロケット塔或うして左図の装置を試作した。薬量として約 20 kg (Cs; 1.8 mol) であり 3 mol 以上の有効放出が期待される。



人工電子雲の電子密度の時間推移

松本 治 弥

(神戸大学 工学部)

電子密度が中心部を最大として周辺にむかってガウス分布をする電子の雲に対するレーダ断面積は次式で与えられることはすでに発表した。

$$\sigma = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \left(\frac{f_p}{f}\right)^4 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha^2 L^6 \exp \frac{L^2}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 D(\theta, \theta_0, \theta_1) \quad (1)$$

$$D(\theta, \theta_0, \theta_1) = (1 - \alpha^2)(\cos \theta + \cos \theta_1)^2 - 2(1 + \cos \theta_0) \quad (2)$$

ここで N は電離層 (あるいは一般に周辺の均一媒質) の電子密度, ΔN は雲の中心における電子密度増加分, f_p は N に対応するプラズマ周波数, f, λ は電波の周波数および波長とする。また L は回転円筒の円形部の半径, αL は軸径とし, θ, θ_0 はそれぞれ観測方向と軸方向, 入射波方向とのなす角で, θ_1 は軸方向, 入射波方向との角である。

特に電波の入射方向と観測方向が一致する場合は $\theta_0 = 0, \theta = \theta_1$ で

$$D = 4 \{ (1 - \alpha^2) \cos^2 \theta - 1 \} = -4 \{ \alpha^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \} \quad (3)$$

雲が球形の場合は $\alpha = 1$, また球形でなくても入射波方向が軸方向と直角の場合は $\theta = \frac{\pi}{2}$ でいずれも $D = -4$ となる。

電波の周波数が一定のとき最大の σ を与える L は (1) 式より

$$L = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{6}{-D}} \quad (4)$$

と求められる。このときの σ は

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 \left(\frac{f_p}{f}\right)^4 \left(\frac{3}{-D}\right)^3 \lambda^2 \alpha^2 \exp(-3) \quad (5)$$

以上の式より、特にロケットより放出された人工電子雲に対する電波の反射波の諸特性を検討する。

60 K-9 M-18号機による磁場測定結果及び

G A シミュレーターについて

加藤象雄、青山巖、遠山文雄

東北大学 理学部

フラックスゲート型磁力計をロケットに搭載して、電離層内の磁場測定及びロケットの姿勢測定を行なっていたが、今回は、K-9 M-18号機によって得られた電離層の磁場測定の結果及びロケットの姿勢測定結果を迅速に算出する為に試作したシミュレーターについて述べる。

i) 電離層内の磁場測定

K-9 M-18号機に搭載したフラックスゲート型磁力計は、K-9 M-7号機において初めて電離層内磁場を測定した磁力計と、ほぼ同じものである。二成分方式で、各成分共に、磁場測定範囲を自動的に選択して、測定精度を上げる事を目的としている。磁場測定に於ける検出感度は、約5γである。測定は、ほぼ全飛行時間に行われ、ロケット上昇時においては、開頭後、高度101 kmより、全磁力に対して約20%の変化を検出した。又、下降時における変化は、明瞭ではないが認められた。

したがって、電流系の存在については明らかになされたが、この分布状態を磁場の三成分の点から測定する事が要請されるので、この計画についても述べる。

ii) ロケットの姿勢シミュレーター

ロケットの姿勢測定は、現在まで約40回行い、2~3回程完全なデータがとれなかったが、他はすべて目的を達する事が出来た。偏しより回数増加に伴って、データ処理の一段階として、シミュレーターを試作して、ロケットと地球磁場とのなす角度(θ)を計算する様にした。装置は座標変換計算機の一機であり、これを用いる事により、リアルタイムでロケットの飛行姿勢を知り事が可能となる。

この測定結果について二三述べる。

高崎 茂、森 弘隆
電波研

去1年5月の学会で述べた如く、従来電離層プラズマの諸量(密度、温度、イオン質量、混合比等)の測定は各々別々の測定電極による、行われてきたが、プラズマ諸量の精密の相互比較をする場合とか、複数の種類のイオンが存在する場合などにおいては同時測定を行う必要がある。従ってトラップ方式の複数の電極を有する単一の電極系でプラズマ諸量を同時にかつ self-consistent に測定し得ればならない。前回は平面電極でかつ簡単な場合について述べたが、ここでは種々の場合の電極の形状について主としてイオン電流の特性について述べる。

電極の形状として実際的には平面形、円筒形、球形が考えられ、更に図に示すように対向平面形、半球面形等が考えられる。次に各々の場合における Retarding Potential におけるイオン電流-電圧特性および微分イオン電流-電圧特性について示す。



種々の測定電極

[平面]

$$i_i(V) = i_{i0} \left[\exp \left\{ - \left(\frac{V_i - V_0 \cos \theta}{V_p} \right)^2 \right\} + \frac{\sqrt{\pi} V_0 \cos \theta}{V_p} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{V_i - V_0 \cos \theta}{V_p} \right) \right\} \right]$$

$$\Rightarrow \left(\frac{M V_i^2}{2} = eV \quad V_p = \sqrt{\frac{2kT_i}{M}}, \quad i_{i0} = S N_i e \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi M}} \quad \operatorname{erf}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X \exp(-S^2) dS \right)$$

$$\frac{di_i(V)}{dV} = - \frac{i_{i0}}{V} \left(\frac{V_i}{V_p} \right)^2 \exp \left\{ - \left(\frac{V_i - V_0 \cos \theta}{V_p} \right)^2 \right\}$$

[円筒]**

$$i_i(V) = 2e N_i l r_p \sqrt{\frac{2kT_i}{M}} \int_0^{\alpha_0} S^2 \exp \left(-S - \frac{eV}{kT_i} - \alpha_0^2 \right) I_0(2\alpha_0 \sqrt{S + \frac{eV}{kT_i}}) dS \quad \alpha_0 = \frac{V_0 \cos \theta}{V_p}$$

$$\frac{di_i(V)}{dV} = + 2e^2 N_i l r_p \sqrt{\frac{2}{kT_i M}} \exp \left(-\alpha_0^2 - \frac{eV}{kT_i} \right) \left[\int_0^{\alpha_0} S^2 \exp(-S) \left\{ \frac{\alpha_0}{S + \frac{eV}{kT_i}} I_1(2\alpha_0 \sqrt{S + \frac{eV}{kT_i}}) - I_0(2\alpha_0 \sqrt{S + \frac{eV}{kT_i}}) \right\} dS \right]$$

[球形]***

$$i_i(V) = \sqrt{\pi} e N_i r_p^2 V_p \left[\exp(-\alpha^2 - \alpha_0^2) \left\{ \frac{\alpha}{\alpha_0} \sinh(2\alpha\alpha_0) + \cosh(2\alpha\alpha_0) + \frac{1}{\alpha_0} \left(\frac{1}{2} + \alpha_0^2 - \alpha^2 \right) E(\alpha - \alpha_0, \alpha + \alpha_0) \right\} \right]$$

$$\frac{di_i(V)}{dV} = - \frac{e^2 \sqrt{\pi} N_i r_p^2 V_p}{kT_i \alpha_0} E(\alpha - \alpha_0, \alpha + \alpha_0)$$

$$\Rightarrow \left(\alpha_0 = \frac{V_0}{V_p}, \quad \alpha^2 = \frac{eV}{kT_i}, \quad E(a, b) = \int_a^b \exp(-S^2) dS \right)$$

電離層プラズマ測定の場合には複数の種類のイオンが存在するので、夫々の質量に対して上式を加えるものについて考察し得なければならない。さて飛ぶ体の速度がイオンの熱運動速度に比べて大きいときは上述の微分イオン電流は質量および飛ぶ体の速度による、と著しい特徴を示す。即ち平面電極の場合には一般に各質量に対して極大値をもつ。更に対向平面電極あるいは半球形電極を用いることにより那等方向成分も測定できる。

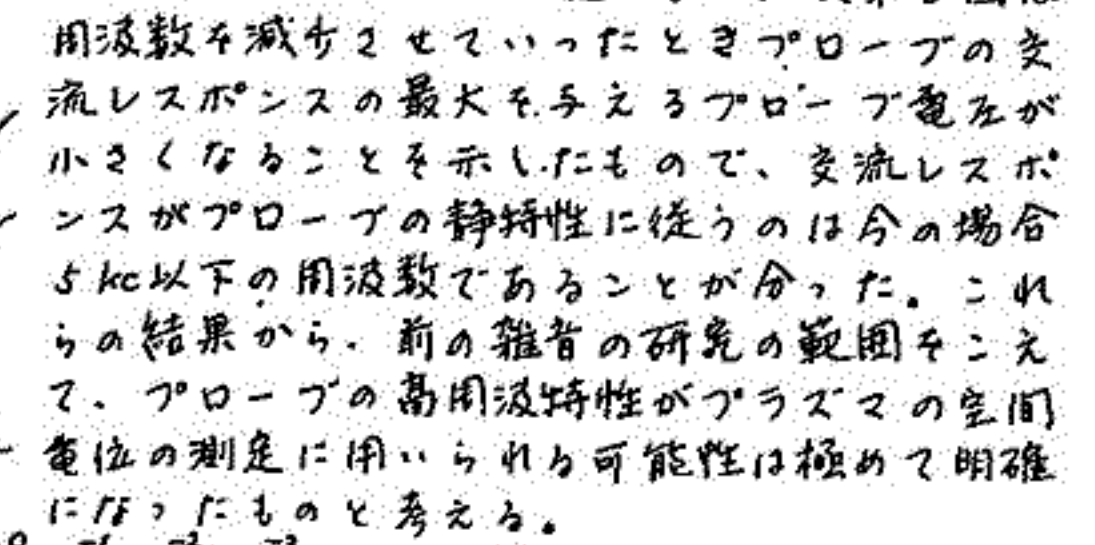
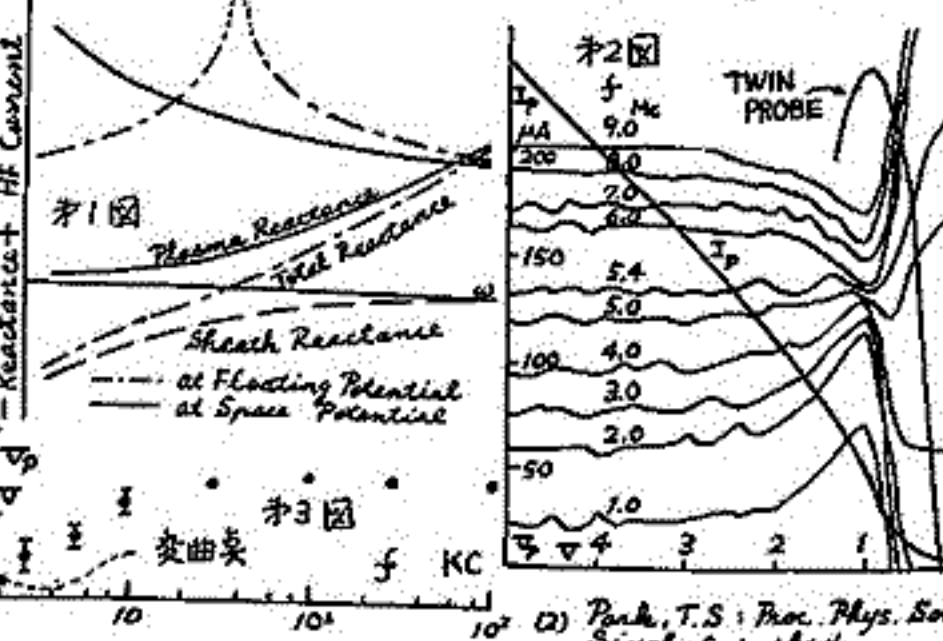
* 高崎茂、電波研季報、10巻67号(昭42.7)予定。 ** M. Kanal, J. Appl. Phys. Vol. 35, No. 2, P. 1697, 1964
*** G. Medicus, J. Appl. Phys. Vol. 33, No. 10, 3094, 1962.

プラズマの空間電位を求めることは非常に困難であるがその新しい試みとして先に“TWIN PROBE”法の提案を行なった⁽¹⁾。今回はアローブ周囲のシースの高周波特性を利用する空間電位の測定法について報告する。アローブ-シース-プラズマ系の高周波インピーダンスについては、レゾナンスアローブ又はインピーダンスアローブのいくつかの研究において極めて明らかにされたことは周知の如くである。これを利用するプラズマの空間電位の測定法の原理はアローブが空間電位にある時、プラズマに因りて負又は正にあるときのアローブ-プラズマ系の高周波インピーダンス、従って一定の高周波電圧に対するアローブへの高周波レスポンス電流の差異を観測することにある。この原理に因りては放電プラズマ内に発生する雑音をアローブによりピックアップする場合、アローブが空間電位にあるときにその雑音が最大になることを利用して空間電位を求める可能性について論じた研究が以前に行なわれたことがある⁽²⁾。しかしこれらの研究は定性的な議論にとどまり、その裏が空間電位であるとする物理的根拠が極めてあいまいであった。

アローブが負又は正の電位にあるときのシースのインピーダンスは、電子の速度の勾配に比例する抵抗と、変位電流成分を表わす静電容量との並列回路で与えられる。印加される交流の周波数が極めて低いときはシースのインピーダンスは抵抗だけで表わされ、アローブの交流レスポンスはアローブの静特性即ち通常のアローブ特性に直接に従う。従ってこのときに得られるアローブ電圧に対する交流電流は特性の変曲点で最大となる。微小交流のオス次高調波が零になるのは正にこの裏である。交流の周波数をプラズマ周波数近くに遠増加させるとシースのインピーダンスは近似的に静電容量だけとなり、プラズマ周波数で共振する共振回路で与えられるプラズマのインピーダンスがそれと直列に入ってシース-プラズマ系の全インピーダンスが形成される。

アローブが空間電位にあるときは、全インピーダンスはプラズマのインピーダンスだけとなりアローブで観測されるアローブ電圧に対する高周波レスポンスは、より低い周波数の領域では最大を示し、より高い周波数の領域では却って最小を示すことになる。(オ1図)。

オ2図は水銀拡散プラズマ(20°C)で行なわれた実験結果で陽極-陰極間に印加された高周波電圧に対するアローブからの高周波電流を、周波数をパラメータとし、アローブ電圧の函数としてプロットしたものである。同図にはアローブ特性と、アローブの極く近くに置かれた小さな測定アローブ(Sounding probe)によりとられたTWIN PROBE特性も示されている。高周波電流の最大又は最小を示すアローブ電圧がプラズマの空間電位を与えるであろうことは疑いない。又オ3図は



オ3図は周波数を減少させていったときアローブの交流レスポンスの最大を与えるアローブ電圧が小さくなることを示したもので、交流レスポンスがアローブの静特性に従うのは今の場合5kc以下の周波数であることが分った。これらの結果から、前の雑音の研究の範囲をこえて、アローブの高周波特性がプラズマの空間電位の測定に用いられる可能性は極めて明確に示されたものと考える。

(1) Dole, T. et al: J. Phys. Soc., Japan, 21, 2426, 54
 (2) Park, T.S: Proc. Phys. Soc., B62, 292, 54
 Singh, C: Lond. 24, 42, 59
 Zaitsev, A.A et al: Soviet Phys., - TETP, 2 '59

江尻金枝, 大塚寛, 大林辰蔵.

東京大学宇宙航空研究所, 京都大学工学部.

ロケット観測による電離層及び磁気圏の電子密度測定は、サイロプラズマプローブが非常に有用な方法である事は、イオン圏の存在、プローブの形状、磁場の影響等によらずに電子密度が求まる等、以前に発表されている。昨年7月に打上げられた、L-3H-2号機による観測で、ほぼ完成したが、さらには観測データより種々の微細事項が判明して来た。ここでは、(1)プラズマ共振、(2)共振特性、(3)飛翔体の周囲のプラズマ擾乱、(4)ロケット観測による高度分解能、以上4項目について、L-3H-2号機の観測結果の解析より明らかになった諸点について述べる。

(1) プラズマ共振.

前回、円筒プローブのプラズマ中に於ける共振は、高域ハイブリッド共振周波数とプラズマ固有周波数の間に、変形されたプラズマ共振が表われる事が発表された。これは、Balmann et al.による理論式と一致する。L-3H-2号機の観測で、初めて定量的な観測結果が得られたのでここに示す。図-1にプローブアドミッタンスの共振特性を示し、次に、次式で定義される量 δ とプローブの磁場と変角 θ との関係を図-2に示す。

$$\delta = \frac{f_{UHR} - f_M}{f_{UHR} - f_N}, \quad \begin{cases} f_{UHR} = \text{Upper Hybrid Resonance Frequency.} \\ f_N = \text{Plasma Frequency. } f_M = \text{Modified Plasma Frequency.} \end{cases}$$

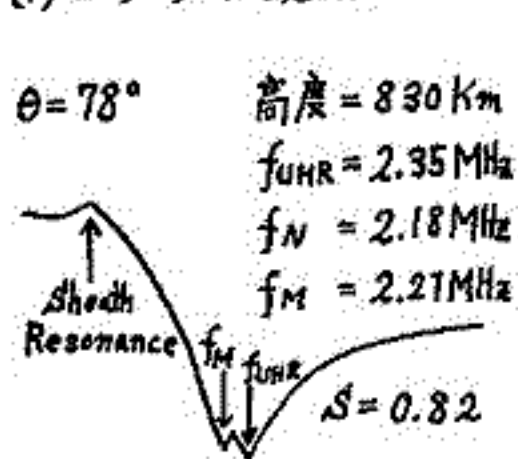
(2) 共振特性.

共振現象に於けるQ値の低下は、共振時のエネルギー損失を意味する。L-3H-2で観測された共振特性より、各々の高度に対してQ値を求めたのが、図-3である。300 km付近でQ値が一時的に低下しているのは、電子密度の増加により衝突が増えた為であり、理論的な傾向と一致する。500 km以上では衝突以外のエネルギー散逸の機構を考慮しないと、Q値の低下は説明出来ない。

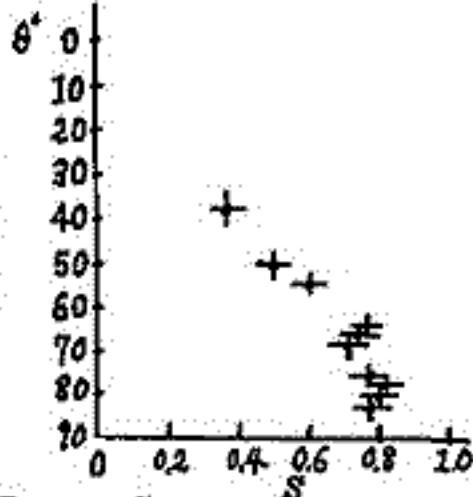
(3) 飛翔体の周囲のプラズマ擾乱.

下降時に於けるロケットのウェイクによる電子密度の低下は、前に大塚により発表された。L-3H-2号機では、上昇時に於いても著しい電子密度の低下が観測された。L-3H-2号機による700 km ~ 1000 km附近の観測データを図-4に示す。電子密度の低下は、全て、プローブがロケットのランチャー方向側にある時である。又、その時(1)で述べたプラズマ共振は雑音と区別出来ず、又、(2)で述べたQ値も低下する。これは、ロケットが超音速で飛ぶ為、まわりのプラズマがかなり乱されているからである。これを定量的に説明しないと、電子密度の正確な測定は出来ない。

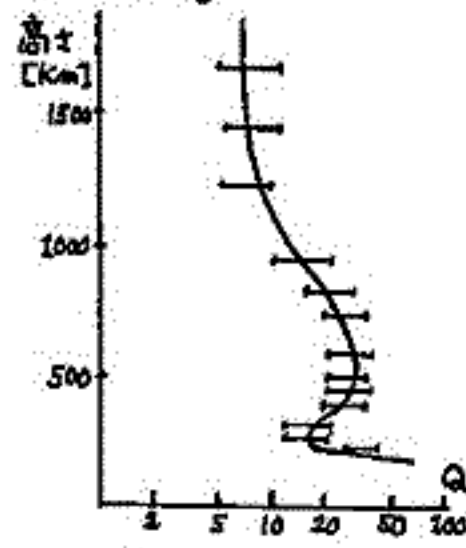
(4) ロケット観測による高度分解能.



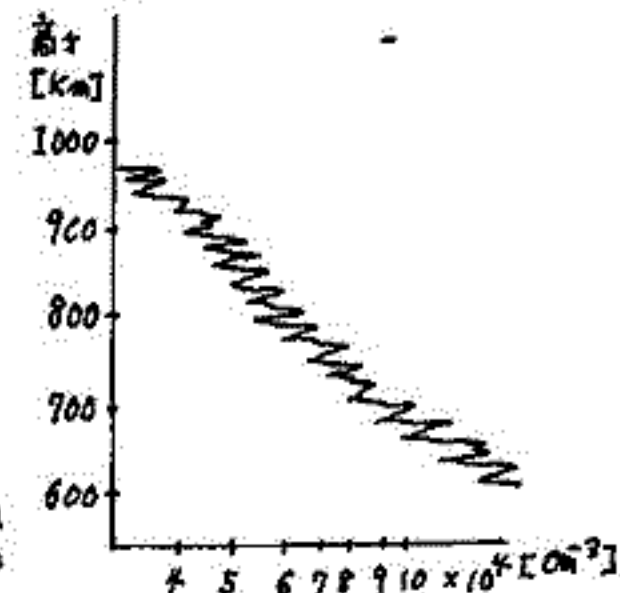
[図-1] プローブのアドミッタンス特性



[図-2] θ vs. δ



[図-3] Q vs. Height



[図-4] 電子密度

— 飛翔体による航跡効果について —

大 家 寛
(京大工)

1. 序 超電層プラズマの直接測定において、飛翔体によってひきおこされる擾乱を明らかにすることは、プラズマ力学上の問題のみならず、擾乱を受けないプラズマ状態の分離測定に重要である。ここで、ロケット搭載されたジヤイロプラズマプローブにより、実験的に擾乱の構造が解明された。

2. 実験結果 すでに発表されをよむに⁽¹⁾、使用するセンサーは長円筒形で、スピン運動により、ロケット軸のまわりの空間を掃引測定する。センサーの長さよりも短い領域の不均一がある場合にも、長軸方向の平均密度を測定する。

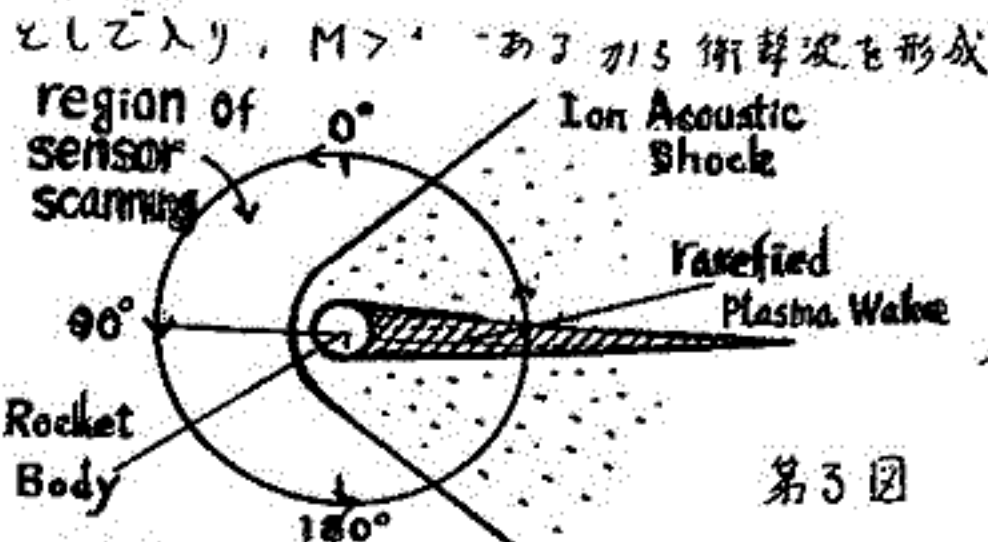
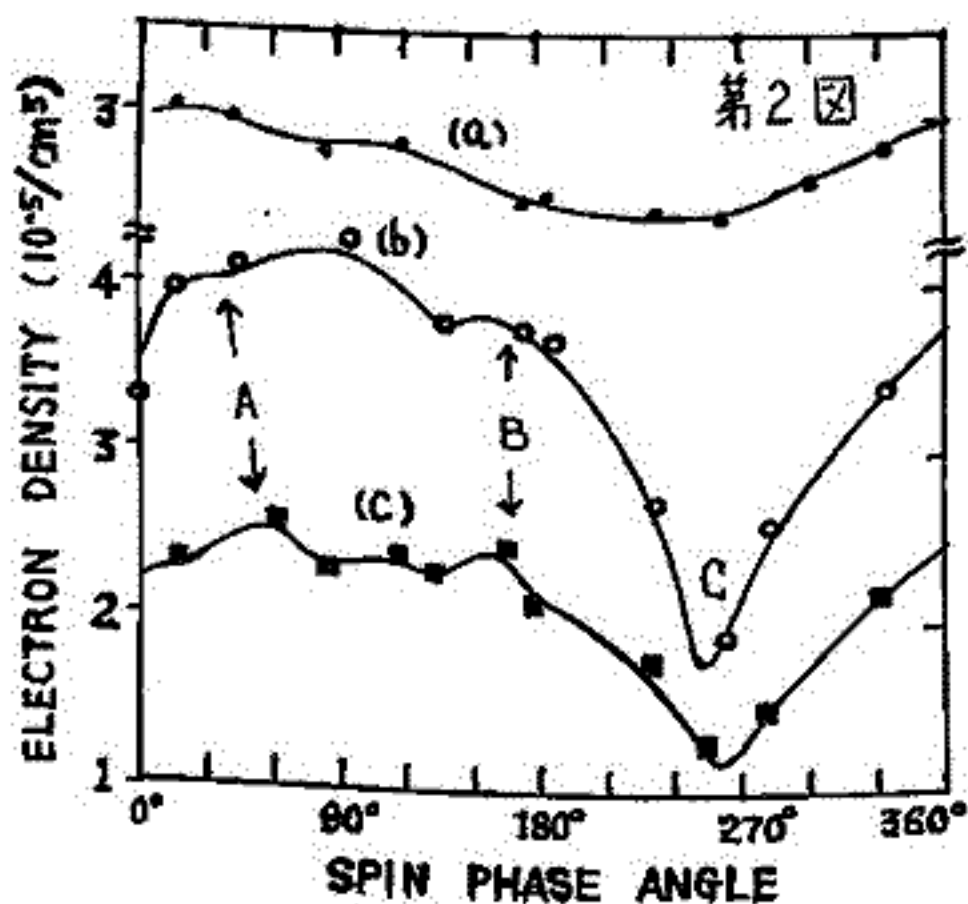
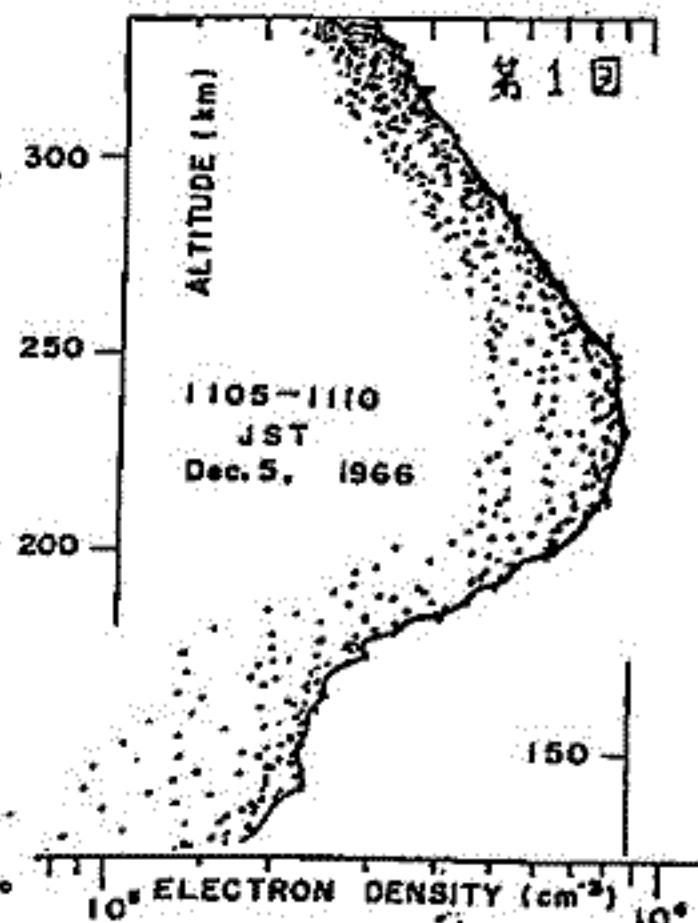
ロケット軸とロケット進行方向の幾何学的関係から、観測が擾乱の影響を大きく受けるのは、ロケット下降時で、特に第1図に示すような極めて大きな航跡効果が、K-9M-21号ロケットの下降時に得られた。ロケットのスピン位相角に対して、実測された電子密度を a) 334 km 附近、b) 183 km

附近、c) 160 km 附近の高度について示したものが第2図である。各点は高度変化を補正している。

3. 検討

およそ結論 高速飛翔体によりプラズマが排除される効果が、特にプラズマ密度が高く、かつマッハ数 ($M \equiv v_0 / \sqrt{\kappa T / m_i}$; 但し κT , 熱エネルギー; m_i , イオン質量; v_0 , 飛翔体速度) の高いところで明瞭になっている。この排除作用による航跡は領域 γ が $\gamma \ll v_0 / \Omega_i$ (イオンジヤイロ周波数) であるため、磁場の影響は無視することができると考えられる。

電界の影響はプラズマの中核をよぶ擾動として入り、 $M > 1$ であるから衝撃波を形成してゆくと考えられる。第2図の A または B の部分はその存在の可能性を示し、BC 部では Ion Acoustic Shock の首部で擾乱により密度が低下してゆく部分に対応する。これはプラズマの排除効果による航跡の境界を、本来の鋭いものではなく、なめらかにしている。結局、プラズマの排除部の航跡と、Ion Acoustic Shock が第3図に示すように共存している。



文献 (1) H. Oya and T. Obayashi, Rocket Measurement of the Ionospheric Plasma by Gyro-Plasma Probe, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 21, 1-8 (1967)

谷野信義 相京和弘

郵政省電波研究所

第38回講演会において、周期的な静電磁界中を通過する荷電粒子の直角方向の運動方程式の解が Mathieu 函数になったことから、これに適當な條件を予えてやることにより、イオンの質量分析に用いることの可能性について報告したが、電界のみの場合には、本質的にエネルギー分析器となり、これを質量分析器として用いるためには、イオントラップ用共振器の構造等を利用しなければならぬ。又磁場のみの場合も、分解能の改良はハーモニクスの上現に任意に制御することが出来ない。そこでこれらを組合したものを、そのような欠点をすべて除くこととする。従つて共振器搭載用として適當な構造をもつものとして、第1図のような構成について検討した。

この静電磁界中を通過するイオンの半径方向の運動方程式は、通常近似の下では、

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{eV_0}{\pi^2 m_0 M r_0^2 v^2} (2V_0 + r_0 B_0 v \cos 2\tau) x = 0 \quad \dots\dots (1)$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} - \frac{eV_0}{\pi^2 m_0 M r_0^2 v^2} (2V_0 + r_0 B_0 v \cos 2\tau) y = 0 \quad \dots\dots (2)$$

となる。但し、

$$\tau = \frac{\pi z}{l} = \frac{\pi v t}{l}$$

m_0 : 水素原子の質量 M : 質量数

v : 質量数 M のイオンの速度、 r_0 : ビームの半径、
 B_0 : 磁場の強さ、

今 V_A : イオンの加速電圧 (volt)、 ($eV_A = \frac{1}{2} m_0 M v^2$)

l : 2cm r_0 : 0.2cm

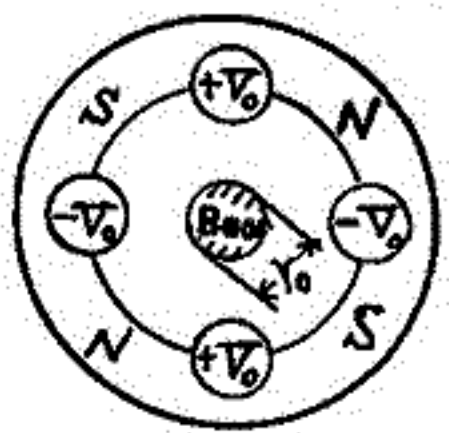
とすると Mathieu eq. $\frac{d^2x}{d\tau^2} + (a + 2q \cos 2\tau) x = 0$ の各係数は、

$$a \approx 10 \frac{V_0}{V_A} \quad q \approx 0.5 \times 10^6 \frac{B_0 \sqrt{1.9}}{V_A M} \quad \dots\dots (3)$$

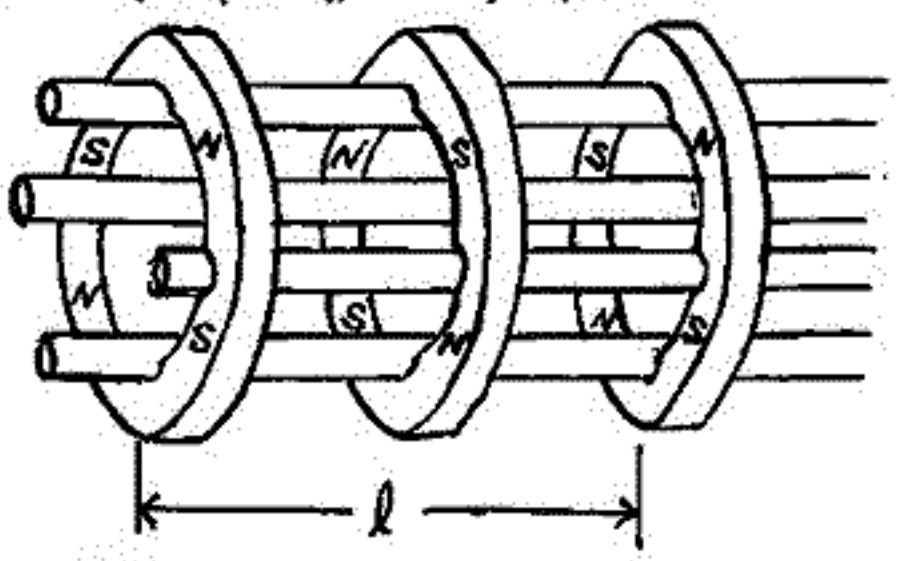
V_0 : volt B_0 : Wb/cm²

従つてこの係数による (1), (2) 式の解の存在領域は、第2図の斜線部分となる。

この方法は、共振器搭載用として、磁場を用いることに難点があるが、その消費電力が非常に小さく、又磁場やイオンの質量に無関係に、分解能を上げ、又 V_0 を固定したまま V_A を大中に掃引して、 M を変えることも



第1図



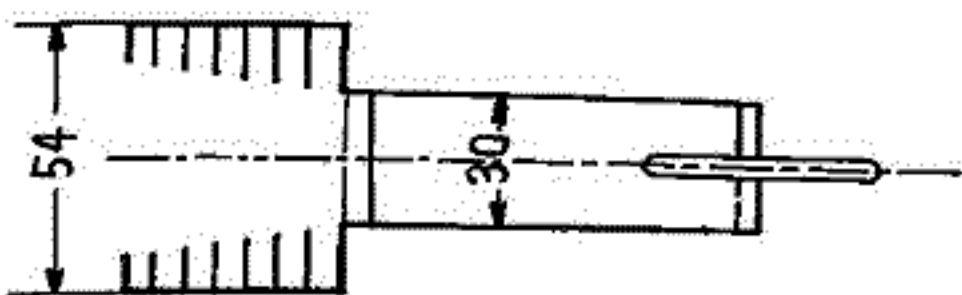
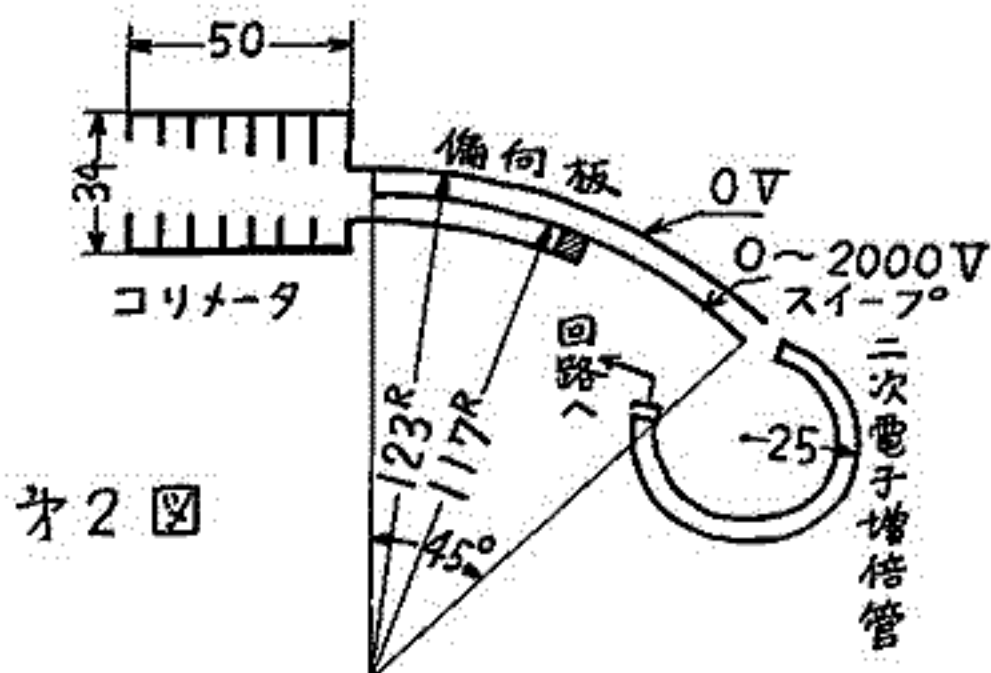
第2図

実用上十分可能であると見られる。従つて掃引の同期等が必要でなく、又一定のイオンの外周モーターに用いる場合、高周波共振器を用いる方式では、消費電力はほとんど必要としないので人工衛星等の搭載にけりて有利であると思われる。

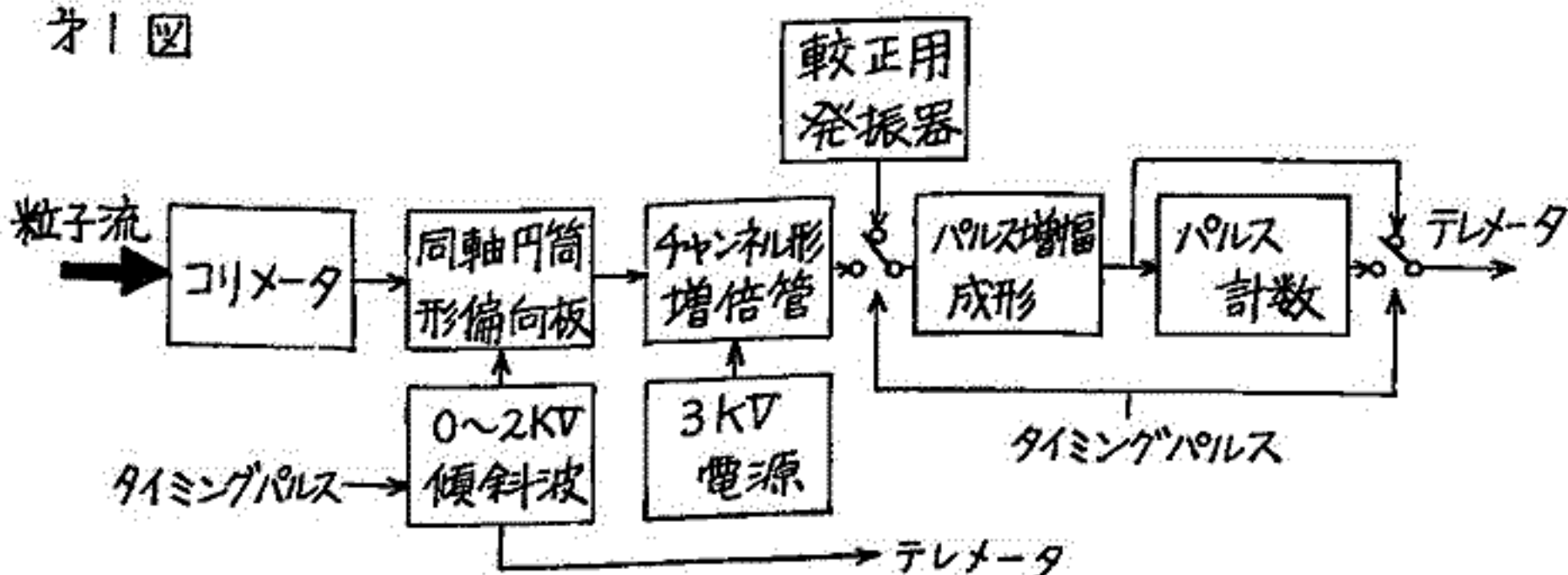
ロケット搭載用低エネルギー電子スペクトル観測装置

松本治弥 山口幸郎
(神戸大学 工学部)

ロケット搭載用としてわねわねが肉をこいりみてきた低エネルギー電子のエネルギースペクトル観測装置は元の試作を完了し、地上実験も良好な結果を得たのでその概要を発表する。装置の構成はオ1図に示すようなもので、まず到来粒子をコリメータでコリメーションしたのち同軸円筒形静電偏向板からなるエネルギー分析器で粒子の荷電の極性、エネルギーを弁別する。弁別された粒子はチャンネル形の二次電子増倍管で検出、増幅する。この増倍管の出力は、入射粒子1ヶにつき、パルス幅数 μs 、パルス高0.3V以上の電圧パルスとして取り出されるのでこれを増幅成形してテレメータで伝送する。コリメータ、偏向板、増倍管の諸元および配置をオ2図に示す。偏向板には繰り返し4秒、尖頭値2kVの傾斜波を加えることにより、20keVまでのエネルギーの電子を順次通過させるようになっている。計数はこのエネルギー範囲にわたって連続的に行なうが、計数のダイナミックレンジを広くとるため計数回路は2系統とし、一方は計数すべきパルスを元のまゝテレメータで伝送し、他方は2連計数回路でパルス数を、てい減して 2^8 につき1ヶのパルスを出してテレメータで送る。この2種の系統は偏向板の電圧掃引1回ごとにスイッチで切り替える。このほか装置に高圧を使用することによる放電に対しては細心の注意を払って製作し、またコリメータ、偏向板等からの二次電子放射、増倍管への軟X線、紫外線領域の放射線の入射を極力防ぐようにしてある。



オ1図



低緯度における短波受信強度測定 によるPCAの検出

竹之下裕五郎，木所常一

郵政省電波研究所 千磯支所

1963年羽倉は地磁気緯度の極点に近いThuleから発射されている短波を受信することにより低緯度地帯においても直接PCAの検出が可能であることを提唱した。電波研千磯支所においてはその後引き続きThuleからの12.0365MHz波を受信して来たが1966年後半に入り新しく今度の太陽活動周期におけるPCA現象が観測され始めた。当地のような低緯度においてPCA現象の発生を直接検出し得ることはその後引き続き起る諸現象の予知に極めて有意である。しかし短波遠距離伝播波を測定対象にする限り種々の障害はまめかれない。

調査は1966年7月7日，8月29日，9月2日，1967年1月28日，2月1日，7日，3月11日，5月23日，25日，28日，に夫々発生したPCAについて主としてカナダの観測所のデータを，併して人工衛星，リオメーター等の観測報告を用いながら受信強度の変化についてPCA開始以前27日間の中央値と比較しながらなされた。受信強度の変化は他の観測結果と時間的によく一致していた。そして次のような結論が得られた。

1) 極点から発射される短波を受信することによるPCA現象の検出は低緯度においても十分に可能である。

2) しかし

- 2.1 混信やFade outも含めたS/N比の小さい時間
 - 2.2 既に強い地磁気嵐が起っている時
 - 2.3 日変化の推移の大きい期間
 - 2.4 冬期の狭い地域でのPCA
- についてはPCAの検出は困難になる。

3) 反対に

- 3.1 混信も含めたS/N比の大きい時間
- 3.2 日変化の推移の小さい期間
- 3.3 夏期

においては地磁気が少し乱れていても受信強度は減衰を受けながら観測されPCA検出は容易になる。

小川 徹
京都大学工学部

ドップラー効果の観測により、電離層内の電子イオンの再結合係数が測定可能なことは前日に報告したが、より詳細な結果が得られたので、その結果を報告する。

この方法は、E層反射の場合のドップラー効果が主として反射点の高度変化によって生じ、それより下部の電子密度の変化には殆どよらばいことを利用して、Solar Flare後のドップラー周波数の時間的変化より再結合係数を求めるものである。即ち

$$\frac{d(Sf)}{dt} = -2\alpha_{eff} N_0(Sf)$$

ただし Sf : ドップラー周波数
 α_{eff} : 有効再結合係数
 N_0 : 平穩時の電子密度

観測例は Solar Flare の際の Radio Burst が比較的単一パルスに近い場合について取った。得られた結果は次の通りである。

	$(\alpha_{eff})_1$	$(\alpha_{eff})_2$
Oct. 2, 1965	8.0×10^{-8} cc/sec	4.2×10^{-8} cc/sec
Oct. 14, 1966	9.4	5.8

係数の値は、従来の種々の方法と比較して実験室での値 (10^{-7} cc/sec のオーダー) に近いが、まだ一致したとはいえない。

α_{eff} に 2 種類あるのは、再結合係数の異なる 2 種類のイオンが存在するためと考えられる。この方法は、従来のものに比較して再結合の細かい経過が明らかに出来る点が優れていると考えられる。反面、単一パルスに近い Solar Flare の場合以外は結果が得られにくい欠点がある。

仲井 猛 敬 沢 淳 清

長 谷 正 博

名古屋大学 空電研究所

雑音(空電雑音を含め)の中間周波エンベロープの振幅確率分布は、狭帯域受信機出力で、つぎのようにして測定できる。

振

て雑音エンベロープの周期的サンプリング値が、任意チャンネル区間、 $E_i - \Delta E/2 \leq E < E_i + \Delta E/2$ に落ちる確率 $P(E_i) \Delta E$ を測ると

$$\text{時間率 } P(E \geq E_s + \Delta E/2) = \sum_{i=s+1}^{\infty} P(E_i) \Delta E \quad (1)$$

$$\text{平均値} = \sum_{i=1,2,\dots} E_i P(E_i) \Delta E \quad (2)$$

$$\text{実効値} = \sum_{i=1,2,\dots} E_i^2 P(E_i) \Delta E \quad (3)$$

現在広く用いられている方法は、雑音エンベロープが、連続的にスライスレベル S を越える部分の長さ、 Δt_i を加算し、測定時間 T で割るに等しい。すなわち

$$\text{時間率 } P(E \geq S) = \sum \Delta t_i / T \quad (4)$$

の値を直接に測定している。回路方式としてアナログ的、デジタル的の別はあるが、いづれも(4)にしたがう測定である。

(1) および(4)の測定方法を比べると、振幅確率分布だけを測る目的に対しては、(4)の方が簡便である。しかし加えて、平均値、実効値を求めることを目的とすれば(1)にしたがう方法が便利である。

さて、(4)にしたがい、アナログ的回路方式をとるもの、例えば *Sullivan* 式回路の欠点は、

(1) 時間率の測定範囲が十分でない、とくに1%ないし0.1%以下の時間率を測定できない。このため分布曲線が不完全にしか求まらず、したがって(3)の実効値を分布曲線の積分から求めることが出来ない。1つの大切なパラメータである実効値/平均値を求めることが出来ない。

(2) 観測対象が遠距離空電か近距離空電であるか、にしたがって、観測場所、受信機等が当然変わってくるが、装置(*Sullivan* 式)の移動、受信機との接続は必ずしも容易ではない。

上述のようなアナログ的回路方式の *Sullivan* 式装置に比較して、PHA (*Pulse height analyzer*) は、分布を完全に測定できる点、装置の移動が容易な点、さうに任意受信機との接続が容易な点で有利であると考えられる。反面において、使用温度に制限があること、零レベルのドリフトのため低時間率の測定に誤差が生じることは、重要な欠点である。

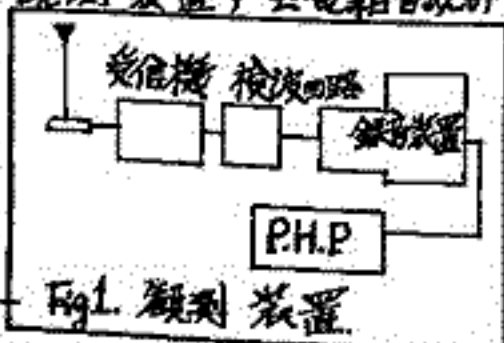
ここでは空電雑音の測定法、零レベルドリフトの影響等、PHAによる空電雑音振幅確率分布の測定結果に基づいて検討する。

70 近距離空電の統計的性質について (I).

山口 隆, 仲井 猛, 沢田 清,
名古屋大学空電研究所

空電雑音は、いろいろの周波数で広く無線通信系へ妨害を生じ、特に長波帯周波数で広く無線通信系に対する雑音源となっている。空電雑音の性質が極めて複雑であることから、そのうちのどんな性質が、この雑音による通信妨害に対してもっとも関係があるか、世界各国で広く調べられて来た。当所では、通信妨害との関連について、空電の統計的性質を表わす各種パラメータ（振中確率分布、交叉率分布、パルス中分布、パルス間隔分布）を豊川の空電研究所で調べて来たが、主に空電源との距離が数kmにおよぶものであった。受信アンテナにおける空電雑音電界は源での雷放電機構、源の地理学的分布、電波伝播路特性などに依存するから、空電源についての統計的性質を調べる必要が生ずる、ここで報告する観測結果は、雷の多発地帯である北関東の栃木県今市市にて昭和42年夏季に実施して得られた結果である。

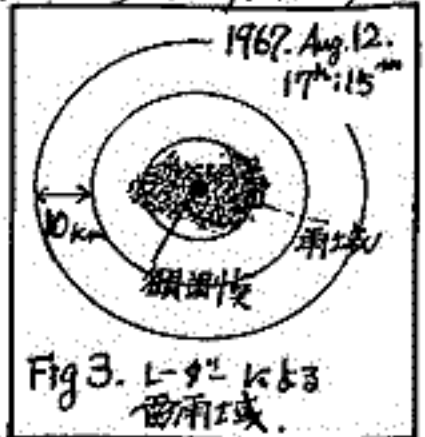
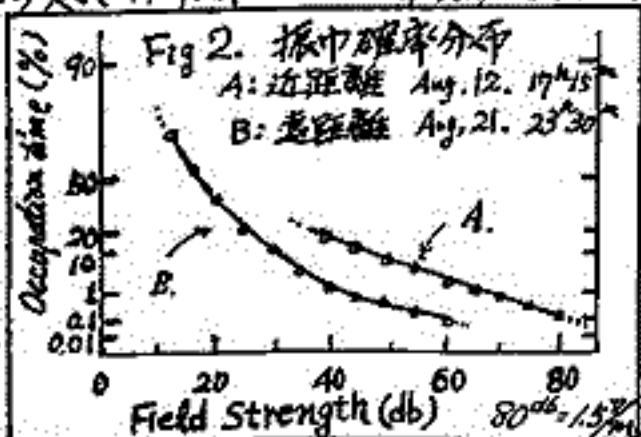
観測装置、空電雑音統計量測定に用いた装置の系統図は Fig 1. に示す。



使用アンテナは無指向性、垂直アンテナ (3.5m)、受信空電雑音は広帯域周波数特性のカソードホロワ型の前増中器を通り、約50mのケーブルを経て観測バス内に設置された主増中器 (受信周波数 10 KHz 帯域中 900 Hz 3db) に伝送され、終端検波された後、FM変調され磁気録音テープに記録される。観測バス内にはその他、校正用発振器、交流直流安定化電源を備える。観測は主に降雨域を調べる波長3cmのPPI表示

レーダにて降雨域を監視し、雷の位置については難しい問題を含んでいるが、観測点は半径30km以内にあるものを対象として考へた。近距離空電の統計性を解明する上から、雷の発生、移動、発達、消滅等がどのような意味を持つものであるかという事は甚だ重要であるので当所オズ部内石川研究班との同時観測を行った。解析、豊川の空電研究所に持ち帰った録音テープを復調した後、PHAにて主振中分布を調べた、PHAについては他の処(仲井、本会にて講演)で述べられるので詳細は参照されたい。

観測結果、空電雑音についての振中確率分布はよく知られているように電圧方向は Rayleigh 分布又電圧方向は、2-3 の log-normal 分布に従い、これらのものの合成として表わされている。今市における 10 KHz での近距離空電の振中分布を検討した結果では、近距離空電の場合、高電圧帯域で少くとも 2 つ以上の lognormal 分布の合成が必要であるが、近距離空電の場合時間率のかなり広い範囲にわたって単一の log-normal 分布函数の表現が適当と思われる場合が多い。Fig 2 の観測結果の一例を示す。Fig 3 は測定時に放ける降雨域を表わしはは今市上空 20 km にわたっていることがわかる。統計的性質の一つである振中確率分布が得られたのみであるが、これらの理論分布曲線との比較、また他のパラメータである交叉率分布、パルス中分布、パルス間隔分布等及びこれらの間の関連についても興味ある結果が得られると思われる。



7.1 自然環境における放射線量の測定(II)

地表面付近におけるβ線によるイオン対生成率の測定

川野 実*, 中島敏行*, 池田孝正*, 下道 國*, 鈴木茂彦*, 倉田昭三**

*名古屋大学工学部 原子核, **鈴鹿工業

空中電気現象を解釈する上で最も基本的な過程は大気中の電離であることは言うまでもない。過去数回にわたって、筆者らはいろいろな地点でのα, βおよびγ線(含宇宙線分)によるイオン対生成率について報告してきた。

α線によるイオン対生成率は主として、大気中に含まれる Rn^{222} , $Rn^{220}(Tn)$ およびそれらの崩壊生成物に起因するもので、気象条件によって、それらによるイオン対生成率は異なるが大体1Jの値を示している。

γ線によるイオン対生成率は地質の違いにより多少の変化はあるが、大体5から7Jの値で、一定の場所で測定を行えばほぼ一定の値を示す。

β線による電離量は、筆者らの1963年からの測定では、場所によってかなり違った値を示している。筆者らの観測開始の1963年頃は、10から20Jとかなり大きな値を示していたが、最近では大体1から2Jの値を示しており、過去には核実験によるFalloutの影響を大きく受けていたと考えられる。

β線によるイオン対生成率は最近では1から2Jと低い値を示すので測定が困難となってきた。また筆者らが今まで、測定に使用してきたβ線用電離箱では、気中の放射性物質からのβ線によるイオン対生成率と、地表面からのβ線によるイオン対生成率を同時に測定するよう構造になっており、気中および地表面からの寄与を分離測定することができない欠点があった。

このよう理由から、筆者らは今回、かなり大きな容積を持ち、しかも気中および地表面からのβ線によるイオン対生成率を分離測定できるような電離箱を試作した。試作した電離箱は全く同等の構造と電離容積を持つ2つの電離箱で、一方でγ線によるイオン対生成率を測定するようにし、もう一方ではβ線およびγ線によるイオン対生成率を測定するようにした。電離箱への印加電圧はそれぞれの電離箱で極性を逆にし、二つの電離箱を接続して電離電流を測定すれば、β線のみによるイオン対生成率が測定できるようにした。Fig. 1およびFig. 2に試作したβ線によるイオン対生成率測定用の電離箱の構造および、測定の際のBlock図を示す。実験室内で得られた両電離箱のイオン対生成率の差は約0.4Jで、この値は実験室内におけるβ線および低エネルギー電磁波分によるイオン対生成率と為される。屋外における測定結果については目下検討中である。

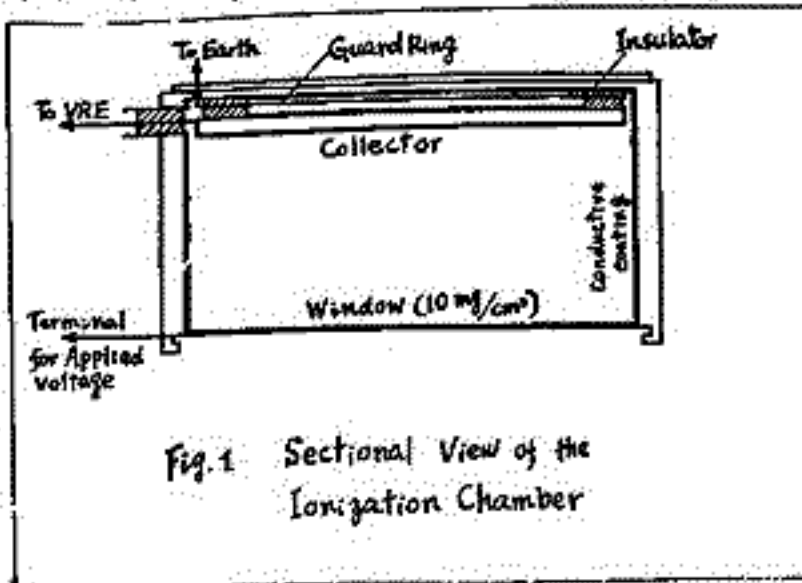


Fig. 1 Sectional View of the Ionization Chamber

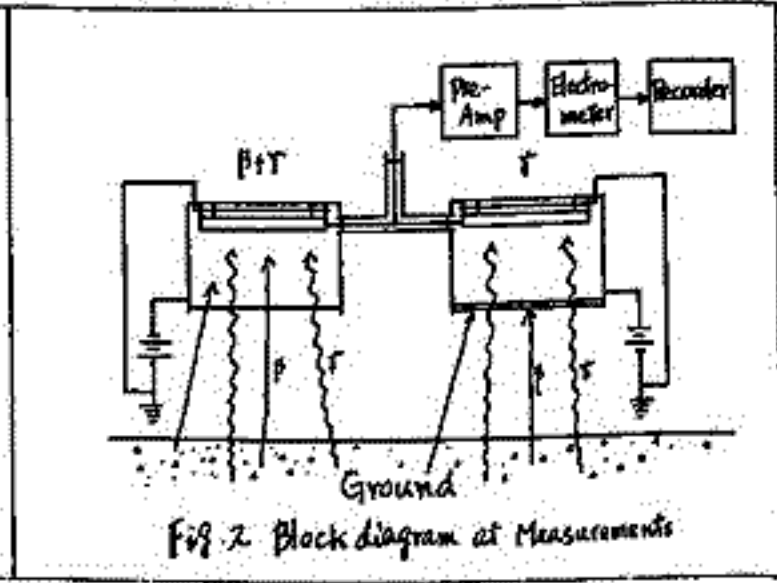


Fig. 2 Block diagram at Measurements

72 空電パルスの極性とその発生源としての雷放電の性質

石川晴治 岩田晃
名古屋大学空電研究所

遠距離(ここでは300 Kmから1000 Km)を伝播した空電パルスの地表波について、その極性を調べたところ、空電の源である雷放電の極性と可成り良く一致した。表1表に、雷放電に於て落雷と雲間放電との起る割合を示す。即ち、全放電の中で落雷の起る割合は23.1%であり、雲間放電の起る割合は74.0%である。一方近距離(30 Km以内)で発生した雷放電による空電パルスの極性を放電種類別に分類して表2表に示す。表より明らかに落雷の98.3%は正極性パルスを発生し、雲間放電の63.8%が負極性を示す。以上の2つの表から計算により、空電の地表波パルスの極性の割合が得られることとなる。即ち地表波パルスが単純なもの76.0%、複雑なもの24.0%となり、更に単純なものの中で正極性のもの、負極性のものとの割合を求めると各々37.6%、62.4%となる。一方遠距離を伝播した空電の内、Regular Peaked Typeについて、その地表波パルスの極性を調べたところ、表4表に示す様に、単純なもの87.8%、複雑なもの12.2%となり、単純なものの中で正極性のもの37.8%、負極性のもの62.2%となった。表3表と表4表とを比較すると両者は可成り良く一致してゐることがわかる。それ故、1000 km以下の距離ならば、空電の地表波パルスは伝播によりその極性を変えることが無いと言える。即ち空電地表波パルスが正のものは主として落雷から発生し、負のものは雲間放電から発生すると言える。一方空電の振幅が1 V/m以上のもの、それより小さいものに分けてその地表波パルスの極性を調べたところ、表5表を得た。即ち表3表の結果と照らし合わせてみると、明らかに1 V/m以上のものは正極性が非常に多い。以上の結果から大振幅パルスは主として落雷から発生すると統計的に結論出来る。

年号	1958	1959	1964	平均
落雷	30.0	23.0	20.2	23.1
雲間放電	70.0	74.1	69.7	74.0
その他	0.0	2.9	10.1	2.9

表1 落雷と雲間放電の起る割合

空電パルスの極性	落雷	雲間放電
正	98.3	7.9
負	0.7	63.8
複合	1.0	28.3

表2 落雷と雲間放電による空電地表波パルスの極性

地表波パルスの極性	割合
単純	76.0 { 正 37.6 負 62.4
複合	24.0

表3 計算による地表波パルスの極性の割合

地表波パルスの極性	割合
単純	87.8 { 正 37.8 負 62.2
複合	12.2

表4 Regular Peaked Typeにおける地表波パルスの極性の割合

	地表波パルスの極性	振幅	
		1 V/m以上	1 V/m未満
Regular Peaked Type	正	61.0	29.7
	負	39.0	70.3
Quasi-Sinusoidal Type	正	67.7	—
	負	32.3	—

表5 大振幅空電パルスの地表波極性の割合

石 嶺 剛
郵政省電波研究所

中緯度の *Mesopause* 附近 (高度 80~110 km) では常に乱流が存在することが報告されている。ところでこの領域では大気温度は高さと共に増大し、大気は熱的には安定状態にある。もし乱流発生が大気固有の性質でなければ、熱的に安定な大気中でどのような機構で乱流が発生するだろうか。又乱流発生が高度 80~110 km の領域に限定されるのは何故か。この疑問に答えるために *Navier-Stokes* の方程式を使って *Mesopause* 附近の内部重力波を議論し、波動の機械的エネルギーが粘性のため内部エネルギーに変換し大気温度の局部的変動が生じ、このため自由対流が起る可能性を論ずる。又乱流発生が高度 80~110 km の領域に限定されるのは動粘性が高度と共に増大し、従って内部重力波の減衰率は高さと共に増大し、110 km 以上には乱流をひきおこすほどの内部重力波が到達しないためであることが示唆される。

藤原まゑ・前田坦
京都大学理学部

前に行った計算によると、地磁気太陽日変化から要求される電離層の風系は、電離層モデルによって若干のちがいはあむが、およそ 10~15 m/sec であり、この程度の大きさの風は、月の引力による大気の潮汐振動として十分説明できることがわかった。

大気振動の運動エネルギーが上方に伝播するものと考えたとき、電離層における種々の減衰を考慮しないと、風の大きさは指数函数的に増大する。しかし、実際には電離層における電流と粘性によって運動エネルギーの一部は熱エネルギーに変わり、大気振動の減衰が期待される。従って、これを定量的に知ることは、このような大気振動がどの高さまで伝播可能かということ、そしてまた次の問題として電離層内の各種太陽日変化の説明に関して大切である。

この問題の一般的な取り扱いは極めて困難であるが、まず粘性のみを考慮した場合に平面的地球の仮定のもとに単純化された計算を行い、かなりの減衰(及び若干の位相の変化)が期待できることがわかった。更に同様の仮定による電流の効果についても議論したい。

村田 宏 雄
 岐阜大・工

電離層における風のデータより, solar の diurnal 及び semidiurnal 成分につき解析した結果明らかになったことは

i) 両成分とも, 120 km 附近まで時計廻りのバクトルを持つ。

ii) 100 km ~ 140 km で垂直方向に対し波動形を示し, semidiurnal の成分では

下に伝播することもわかった。

iii) この現象に対し2両成分共, 従来の潮汐理論の結果が適用されず, viscous

wave 的なもので説明されようである。但し amplitude に対しては この viscous

wave では説明されず。

仮にこの波動形が viscous wave だとした場合 damping または amplification が大きく

物理的に意味が失われるのであるが, 密度及び動粘性係数の高さに対する変化を考慮し

しかも境界条件のとりかたにより十分に意味がでてくる可能性がある。しかし, この

可能性もかなり不定的である。また viscous wave ではなくて従来の潮汐理論の解

をかなり変更するような形で viscous term を入れればよいがこれもあまり期待できない。

全く異なる様相が支配してはいるかもしれない。こうした問題を今回取り

使用する方程式系は次の通りである。

$$\frac{DP}{Dt} + \rho \nabla \cdot V = 0$$

$$\rho \frac{DV}{Dt} + 2\rho \omega \times V = -\nabla p + \rho g + \nabla \cdot S$$

$$\frac{kP}{m(N-1)} \frac{DT}{Dt} = \frac{kT}{m} \frac{DP}{Dt}$$

$$p = \frac{k}{m} \rho T$$

但し

$$S_{ij} = \eta \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot V \right)$$

ω ; 地球の自転角速度

S ; viscous stress tensor

高木 亨, 堤 捨男

(京都工芸繊維大学 工学部)

赤外線探知または追跡装置の最適設計を行うに当って、放射体目標を含む背景たとえば天空・海面・山林等の放射の輝き空間分布を知っておくことは、装置のパラメータ決定に必要なことである。本報告は特に天空背景を取り上げ、ランダムと考えられる雲の空間分布に關して、過去約2年間に亘って測定・解析して得た(昭和40年10月~昭和42年8月)それらの統計的性質より、天空背景の雑音空間分布としての数学的モデルを確立したので報告する。測定および解析方法に關しては已に報告してきたので省略する。

2.0~9.0 [μ], 5.0~7.5 [μ] および 3.5~5.0 [μ] の各波長領域に対して測定・解析したが、その中 2.0~9.0 [μ] に關する結果を図1に示す。同図(a)は1次元化ウィーナ・スペクトル $N(f)$, (b)は振幅分布 $P(r)$, (c)は幅分布 $P(d)$ を示す。すなわち、それぞれ次のような実験式で表わされる。

$$N(f) \approx \frac{B}{A^2 + f^2} \quad (f; \text{空間周波数}) \quad (1)$$

$$P\left(\frac{r}{\sigma}\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2} \quad (r/\sigma; \text{正規化した輝き}, \sigma^2; \text{輝き分布の分散}) \quad (2)$$

$$P(d) \approx \alpha e^{-\alpha d}, \quad d \geq 0 \quad (d; \text{輝き分布をパルスの集合と見做したときの幅}) \quad (3)$$

ただし A, B, α ; 統計的定数

しかし、太陽の照射を受けている場合は、振幅分布はポアソン分布に接近する傾向がある。表1は自己相関関数より算定した輝きの空間分布の分散 σ^2 を示す。分散は昼夜および天候によって広範囲に変化する。

実験の結果より 2.0~9.0 [μ] に対しては

$$\alpha \approx 15, \quad A \approx 1 \sim 2$$

$$B \approx \begin{cases} 1.5 \times 10^4 \text{ 以上} & ; \text{雲が存在している場合 (昼)} \\ 1.5 \times 10^3 \sim 8 \times 10^3 & ; \text{雲が存在している場合 (夜)} \\ 30 \sim 800 & ; \text{曇天または薄雲の場合 (昼夜)} \\ 10 \text{ 以下} & ; \text{晴天または雨天の場合 (昼夜)} \end{cases} \quad (4)$$

他の波長領域における統計的性質も 2.0~9.0 [μ] の場合と殆ど同様であって、Bの値のみが異なる。5.0~7.5 [μ] は H₂O vapor band, 3.5~5.0 [μ] は CO₂ band であって、前者ではBの値は 2.0~9.0 [μ] の場合と同程度で、昼夜の別は余りない。後者ではBの値は1桁で極めて小さく、したがって CO₂ ガスの密度分布の変動は余りないことになる。

上式(1)~(3)までを満足するランダム過程を代表するものとして、次のようなものが考えられる。すなわち、この過程を指数関数的に減衰する(ポアソン分布)幅分布をもとに、且つこれと独立にガウスの振幅分布をもつパルスのランダム集合と見做すことである。しめるときは、この種の雑音は式(2), (3)を満足し、自己相関関数は

$$\varphi(d) = \sigma^2 \cdot \exp(-\alpha d) \quad (5)$$

で与えられ、そのフーリエ変換 すなわち1次元ウィーナ・スペクトルは

$$N(f) = \frac{\alpha \sigma^2 / \pi^2}{(\alpha/2\pi)^2 + f^2} \quad (6)$$

天空背景を isotropic と仮定すれば、式(3)において $d = (x^2 + y^2)^{1/2}$ と置き、2次元ウィーナ・スペクトルの数学的モデルは

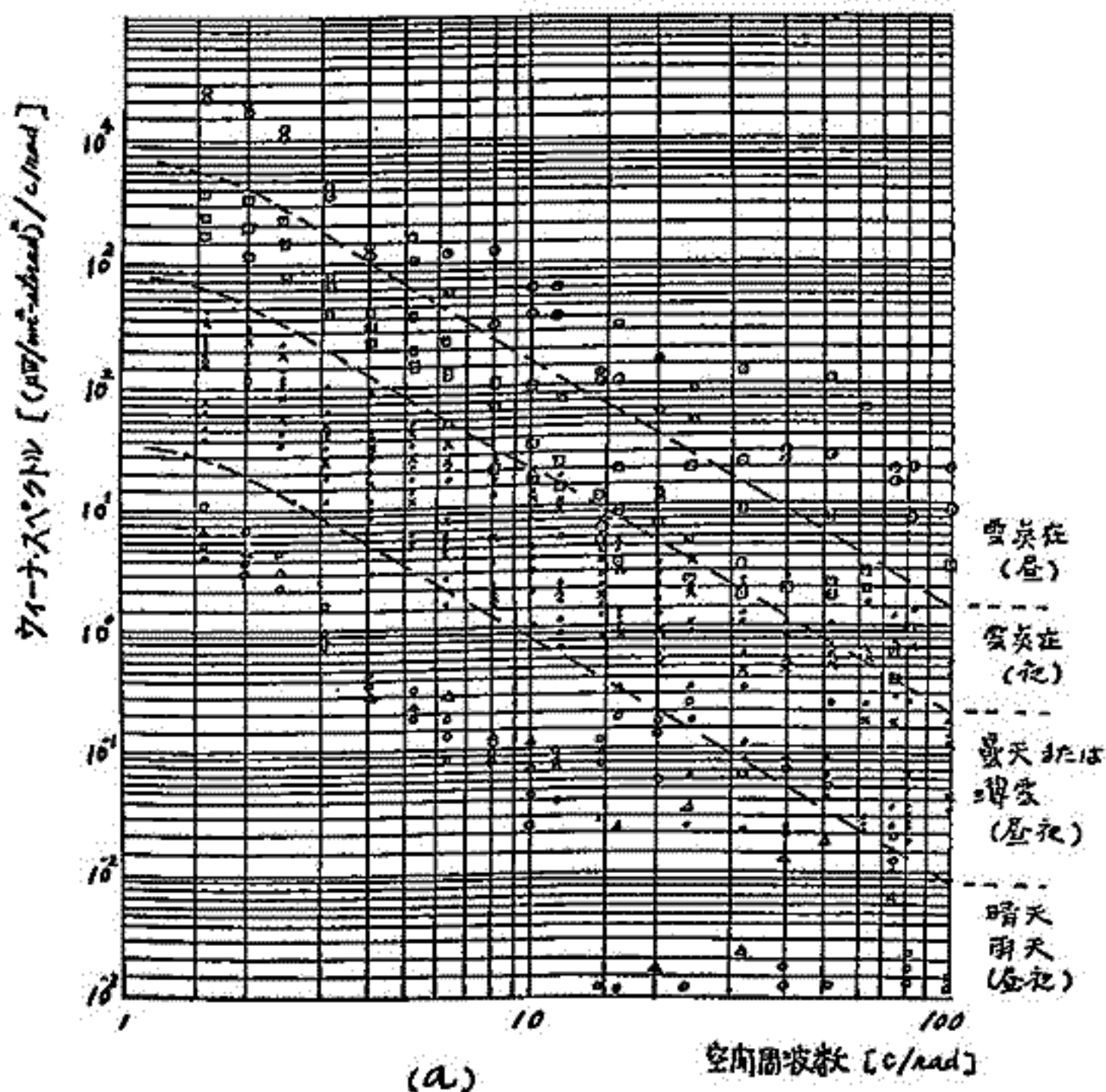
$$N(f_x, f_y) = \frac{\alpha \sigma^2 / (2\pi)^2}{[(\alpha/2\pi)^2 + f_x^2 + f_y^2]^{3/2}} \quad (7)$$

で与えられることを知る。

この結果は 天空背景のような2次元画面に対して、マルコフ過程が適用できることを示す。これは式(6)と同一の結果に導くことになるからである。

文献 (1) 高木, 堤, 日本地球電気磁気学会第38回講演会, 講演予稿

(2) 高木, 堤, "天空および山林背景の輝度空間分布の統計的性質", 電子通信学会誌 (掲載予定)



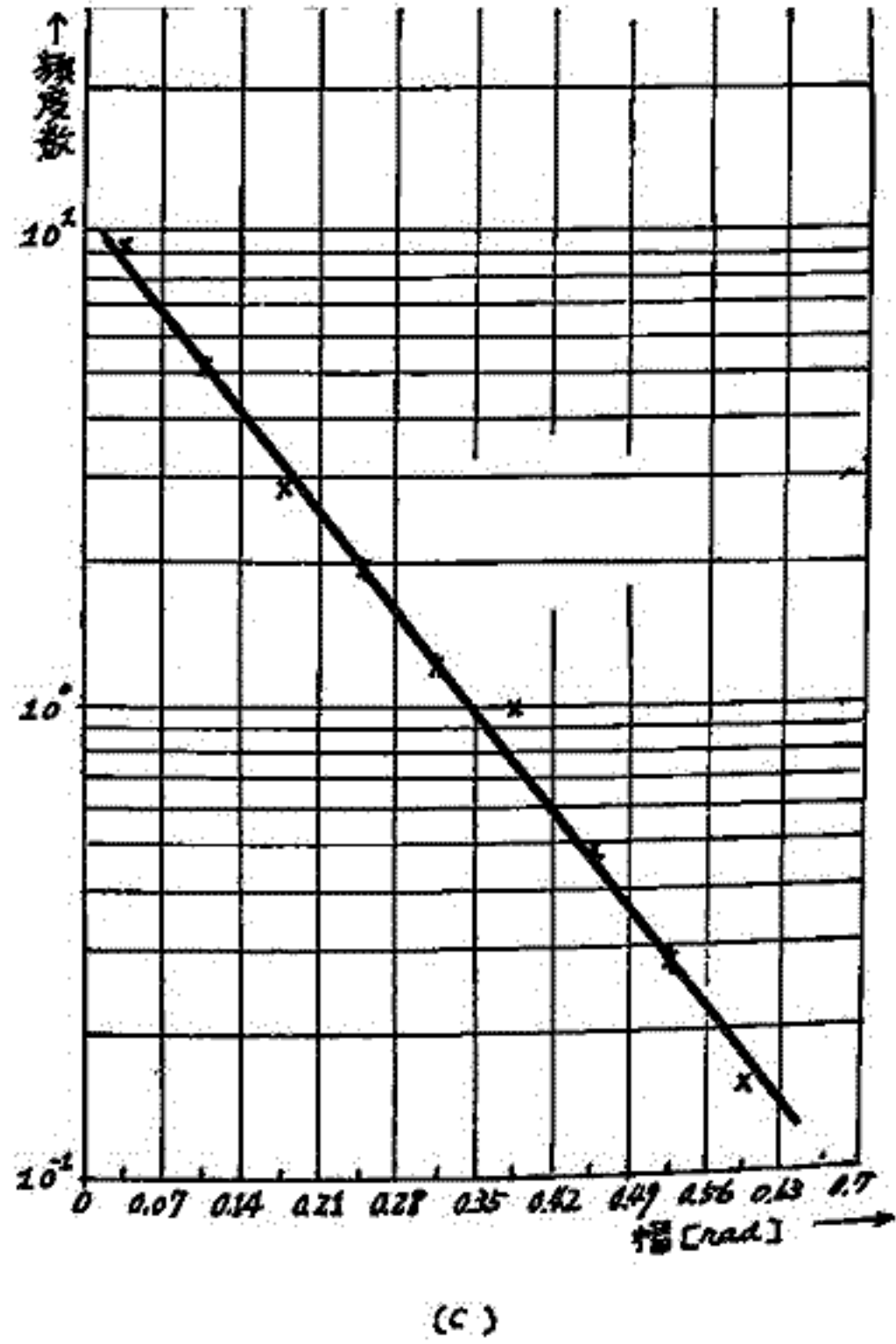
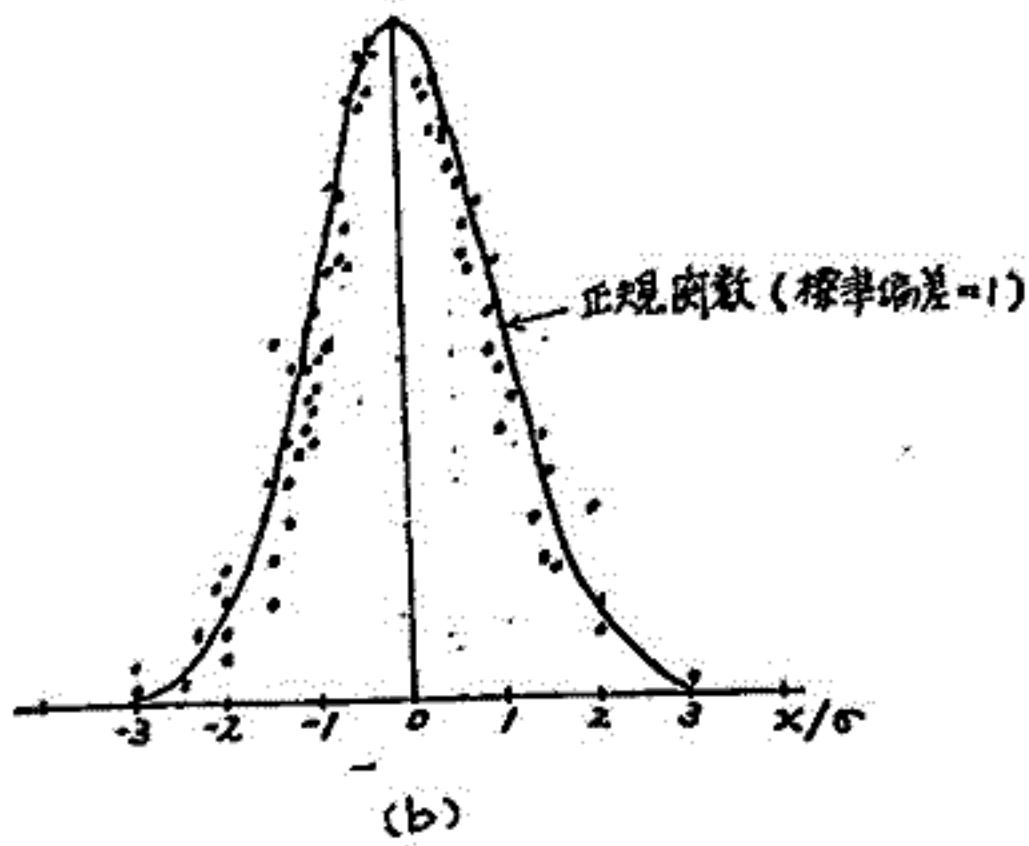


図1. 雲の空間分布の統計 (2.0~9.0 [μm])

表1. 雲の空間分布の分散

状態	分散 [μm ² /m ² -ster ²]
日中・曇天在	10 ⁴ 以上
夜間・曇天在	10 ³ ~ 5×10 ³
昼夜・曇天又は薄雲	20 ~ 500
昼夜・晴天又は雨天	〃 以下

77 赤外分光測光における散乱太陽光の影響

高木 亨 堀 裕男 松井 松長
(京都工芸繊維大学工学部)

1. まえがき

波長 $2.5\sim 15\mu$ の中赤外領域において分光測光の対象となるのは、主としてオゾン層以下の下部大気圏内の気体分子からの放射である。この場合その放射強度を支配するものは、気体の温度および密度であるが、昼間観測では散乱太陽光の分布についても考慮しなければならない。このことからわれわれは赤外分光放射計¹⁾を使用し、天空および地表方向からの散乱光の分光測定を行い、その分布ならびに散乱源について検討した。

2. 観測結果

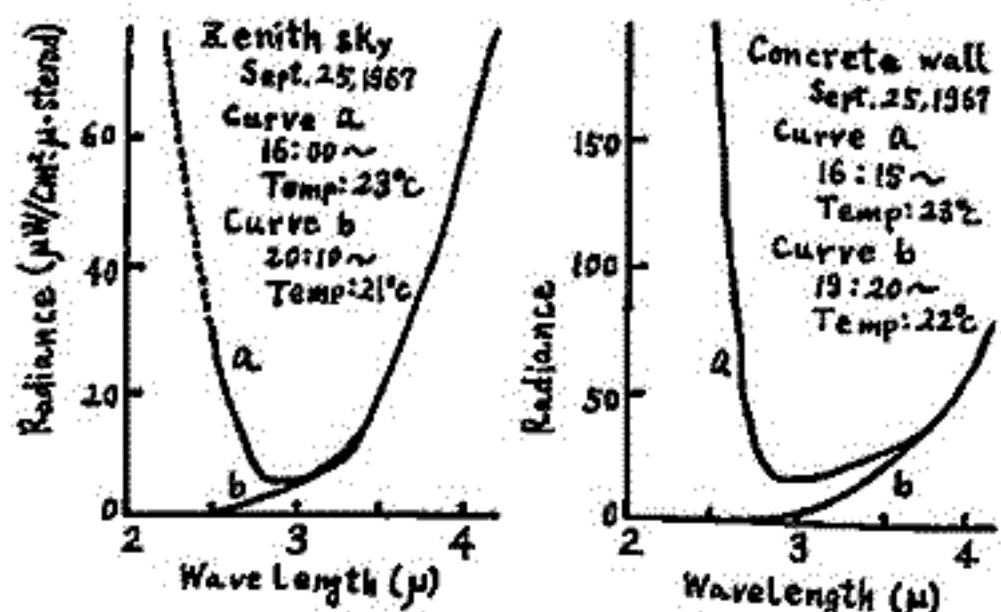
才1図は晴天時の天頂方向、才2図は晴天時の地表方向からの入射放射の分光分布曲線で、それぞれ曲線aは昼間、bは夜間の分布の1例を示す。才1図の波長域に分布する大気光の強度は大気放射に比して小さく、地上観測においてはその存在を確認することは困難である。従って本測定においては、曲線a, bの差は大気の温度変化がなければ、散乱太陽光の有無に依存するものと考えられ、波長約 2.8μ 以下において著しい増加を示している。これに関して、天空方向では太陽放射の近赤外における急激な増加、および大気中の微粒子によるRayleigh散乱がその原因とみることができ、Ginsburg²⁾, Bell³⁾等の測定結果とほぼ一致している。地表の場合は散乱光は一層増加しているが、森林地帯では殆ど観測されなかった。地上観測においては視野内に雲が入った場合、雲の周辺部においても強い散乱光が観測された(才3図a)。この散乱光は 2.8μ 以下において特に著しく、 $3.5\sim 4\mu$ にも分布していることが認められた。才3図bには比較のため 11μ における雲の放射分布を示す。

3. むすび

観測結果から赤外分光測光においては 4μ 以下の波長域で特に散乱太陽光の分布を考慮する必要がある。この外 2.5μ 以下の近赤外域における散乱光の分布、夜間観測における各種天体、特に月光の影響、更にこの種の観測に共通する観測点と太陽および観測目標との相互の位置関係等についても今後の観測をもとに更に検討を要する。

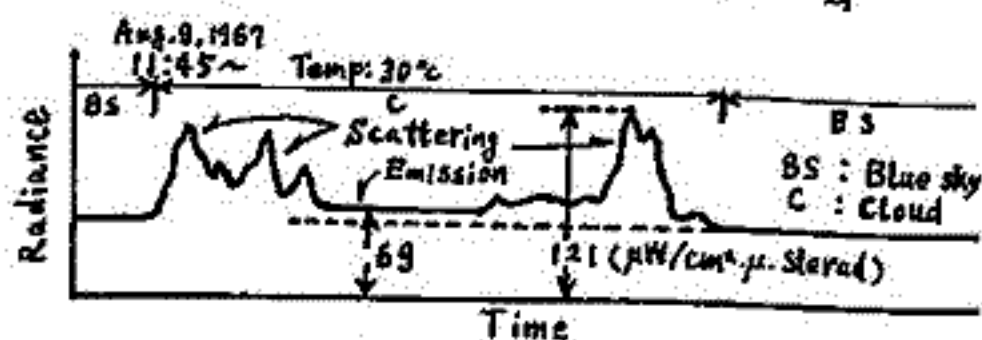
文 献

- (1) 高木, 堀: "中間赤外域における大気放射の研究" 東京大学宇宙線研究所シンポジウム講演集 p.77, 1967. 3.
- (2) N. Ginsburg, W. R. Fredrickson and R. Paulson: "Measurements with a Spectral Radiometer", J. Opt. Soc. Am. 50, 1176, 1960.
- (3) E. E. Bell, L. Eiserer, J. Young and R. A. Setzen: "Spectral Radiance of Sky and Terrain. II." J. Opt. Soc. Am. 50, 1313, 1960.

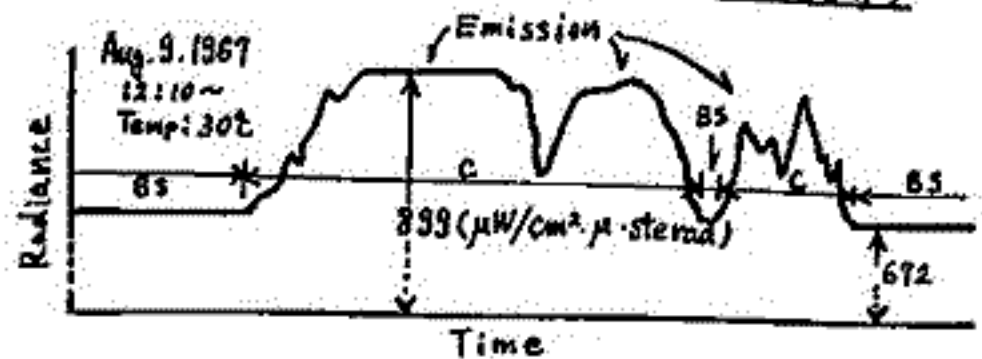


才1図

才2図



才3図 (a) $\lambda = 3.8(\mu)$



才3図 (b) $\lambda = 11(\mu)$

78 Explorer 30で観測された地球近傍の β 線源 について

中段和宏 鷹尾和昭
(京都大学工学部)

筆者等は人工衛星 Explorer 30 (SR-8) による太陽X線及び紫外線の観測を行なっている。この衛星の高度は700km-1000kmで、X線観測用として0.5-3.1-8ÅのGM counter photometerと1-8.1-20.8-16.44-66Åのphotometer、又紫外線観測用として1080-1350.1225-1350Åのphotometerが積み込まれているが、太陽によるX線の影響とは別に、1-8ÅのGM counterのチャンネルで時々信号が強烈なために飽和している。これは比較的長時間持続し、我々の観測期間(15分)中で回復する例は少なく、且つ回復するときには急峻である。これは衛星を打ち上げたNRL (U.S. Naval Research Laboratory) の説明によれば、South Atlantic Anomaly又はVan Allen Beltのhornを衛星がかすめ、強力な β 線源にさらされるためである。しかもGM counterのtime constantが大きいので通過後も回復するのに時間がかかるということである。この飽和の頻度は1966年3月～1967年7月までの全観測343回中49回にも及んでいる。これは衛星軌道の北から南へのpassに殆んど限られ、南から北へのpassでは数回である。

講演では次の諸点について検討した結果について論ずる。

1. 衛星が通過する場所的な影響
2. Local timeによる頻度
3. 太陽Flareとの関係
4. Cosmic Rayの異常との関係
5. Geomagnetic Stormとの関係

79 エクスプローラ30号の1-8Å電離箱のレスポンス異常

前田力雄 荒木一則

解任者 電波研究所

エクスプローラ30号には太陽活動の鋭敏なインジケータとして1-8Å電離箱が搭載されている。X線のリッフルイヤーはペニumbraとレコードに電圧パルスとして再生されるが、観測期間中(1965年12月1日—1966年9月24日)の信号の約2割が飽和に達するものであった。この飽和信号として2種類の型、すなわち数分以上にわたってレベルが飽和する型と太陽X線に応答する飽和パルスの幅が異常増加する型とが検出された。この2つの型は発生的に別種のものであらうことを統計的に推論された。

二、この後者、つまりパルス幅に顕著な時間的変動をみせしめる飽和の特性について考察する。おもな結果は次の通りである。

- i) ほとんど検出されない0.5-3Åの太陽X線硬成分が原因として現れる。
- ii) ほとんどの場合X線パーストが起っており、SIDの発生確率が高くなる。

電離箱研究のためには0.5-20ÅのX線測定が有効であることが知られるから

- i) 1-8Å電離箱の高感度間の自動切換。
- ii) 高感度の0.5-3Å計数管。
- iii) スピン軸の位置情報。

これらの今後改良すべき点がある。

鷹尾 和昭
(京都大学工学部)

京都大学宇宙電波受信所において、人工衛星 Explorer 30号のテレメータにより太陽X線の観測(0~60 Åを5チャンネルに分けて測定)を行なっているが、ここでは1966年3月~12月の期間中に観測されたX線異常現象と、太陽フレア、太陽電波、SID等の現象とを比較した結果について述べる。

衛星による太陽観測については、

- (1) 衛星電波を地上の受信所で受信できる時刻が、衛星軌道と地球の自転の関係で決る。
- (2) その際に、衛星が地球の蔭にあれば、太陽のデータが得られない。
- (3) 観測継続時間は、1回の衛星通過について、高々15分である。
- (4) 衛星の姿勢の関係で検出器が太陽方向へ向いていないことがある。

などの制約があるため、連続観測ができないので、太陽異常現象と遭遇する機会にはなかなか恵まれにくい。上述の幾々の観測においても、Importanceが2以上のフレアと一致した時刻のデータは得られなかった。

上記の約300日間に行なった観測は139回あり、そのうち太陽フレアと同時にX線でもburstを観測できたものは9例、太陽フレア後のX線強度の復帰的減少を認められたもの14例、太陽フレア最中に観測したがX線に変化の現われなかったもの12例、逆にX線に異常があっても、フレア、電波burst共に報告のないもの9例となった。

これらを調べると、まずフレアでも太陽面中央子午線から東西に離れた所で起ったものからは、地球に達するX線が出ていないことが推定された。

またSIDとの関連については、短い波長帯のX線burstが原因であると従来云われていたが、疑念を生じさせる結果が得られた。すなわち、SID発生中にX線で0~3 Åが $10^{-5} \text{ erg/cm}^2/\text{sec}$ 以上、或いは0~8 Åが $10^{-3} \text{ erg/cm}^2/\text{sec}$ 以上に出ているもの6例、認められなかったもの5例、逆に短波長X線の増加にもかかわらずSIDの起らなかったもの2例となっている。

次に0~3 Åの短いX線の発生状況を調べると、このチャンネルの検出器は約 $10^{-5} \text{ erg/cm}^2/\text{sec}$ の検知感であるが、この観測にかかったものは12例ある。そのうち6つは7月末~8月初めの期間に、4つは8月末に集中しており、残りの2例が単独に起っている。グループ発生は、太陽電波より見た太陽活動度の高い頃と一致し、単独発生はX線burstと同時である。他の波長帯のX線が強く出ていても、0~3 Åの現われなないことがしばしばある又は注目すべきものと思われる。

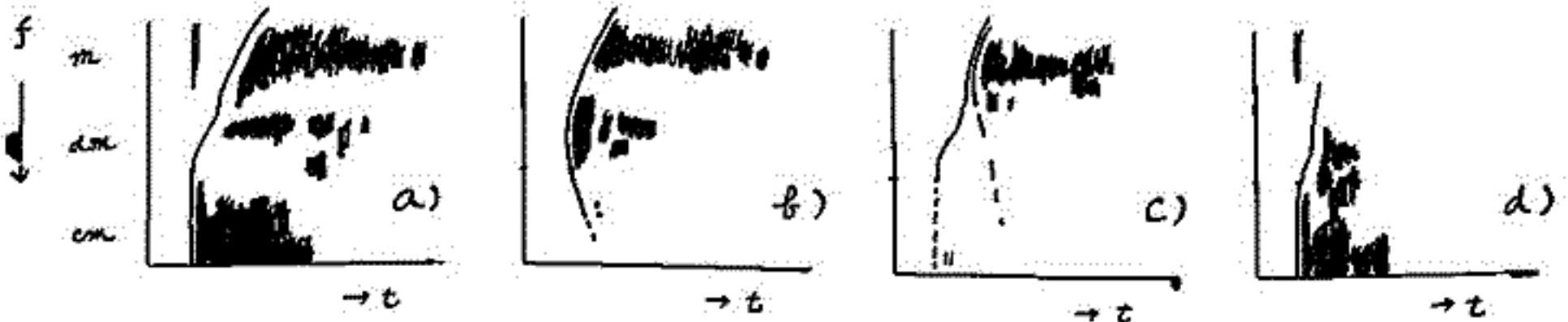
太陽電波バーストの特性からみた太陽フレアの 発達と構造

桜井邦朋

京都大学工学部 電磁気研究施設

太陽電波バーストのフレアに伴う発達のパターンにはいろいろある。特に、電波バーストの dynamic Spectra とフレアに伴う太陽宇宙線と SID の諸現象との関係は詳しく調べられている。この中で、太陽電波バーストの特性を再び検討して、これに基づいて太陽フレアの構造と発達を考察することができる。

典型的な太陽フレアはマイクロ波・Impulsive burst, Type IV burst (10μ, 10dm, 10m), Type II, III bursts, SID (従って X線バースト), 太陽宇宙線, プラズマ雲の発生を伴う。上に示した諸電波バーストの dynamic Spectra には、実際上、幾つかの種類のものが利用できる。特に著しいのはマイクロ波帯 Impulsive burst 及び Type IV burst の dynamic Spectra についてである。前者を伴うのは大抵のフレアである。また、後者については dm 波帯の下限周波数 50 MHz の、或は 10μ burst の非常に弱いものが利用できる。これを模式的に示す次のようになる。電波バーストの発達パターンは相異な太陽フレアの発達及び



構造を反映しているため、必然的にフレアに伴う太陽宇宙線, SID の他の現象との相異を形成する。マイクロ波帯 Impulsive burst (a), (d) の場合に発生しては、同時に X線バーストの発生し、前者と同様、時間変化を示す。SID の経過も急激型である。a) には BeV-UI 以下型 (F*型を含む) の太陽宇宙線が伴う。b) のときは、マイクロ波帯の電波バーストは G-R-F 型で、SID は slow-onset type である。c) には顕著な SID は伴わない。図から判るように、b) には dm 波帯 (10³ ~ 2x10³ Mc/s) の電磁放射が先を開始する。これに対し、a), (d) には om 波帯放射が最初を起している。電波バーストの放射高度が周波数に比例一般に下がっていくことが知られているから、放射開始時間の周波数による相異はフレア発生高度の相異に起因するにこれが推論される。Sudden-SWF 及び Slow-SWF の統計結果及びマイクロ波帯 Impulsive burst 及び X-ray burst 間の類似性をこの推論を支持する。従って、太陽フレアの発達と構造はフレアの発生高度に強く依存しているわけである。a), (b) には太陽宇宙線の発生を伴うが、その特性は全く異なる。フレア高度の低い方がより energetic な現象を伴うことは、これだけフレアの規模が大きく、粒子加速のエネルギーが高いことを意味する。このことは、フレアが起る場合、Active region の中心で起る不安定性の方がより急激で大きいことを示している。フレア領域を占めるエネルギー収束の大きさ及びフレア発生高度、更にはフレア領域を占める黒点磁場の分布に依存していることが推測され、不安定性のタイプが上述の結果から検討できるわけである。

柳 鉄夫

ミシガン大 マクマス・ハルバート天文台

Introduction — Mariner II experiment は、太陽プラズマ流の速度と地磁気活動度指数 ΣK_p との間に強い相関があることを示し、回帰性磁気嵐らしの仮想的発生源 M 領域とは高速プラズマの放射源であることを示唆した。Mariner II が測定したプラズマ速度の時系列は、この速度の太陽面経度分布に大きく依存することは間違いないが、注意しなければならぬのは、この測定データが同時にその時間的变化を両方とも含むことである。したがって、測定値の時系列より速度の同時的経度分布を得るためには、その時間的变化特性を知らなければならぬ。さらに、途中の惑星間空間における modulation も考慮に入れる必要がある。ここで最も重要なのはプラズマ流の undulation であろう。

さて、Mariner II experiment のようなものをわれわれは常時期待することはできない。しかし、 ΣK_p が太陽プラズマ流の速度に完全に対応するという仮定が許されるなら、 ΣK_p の時系列解析によってプラズマ流速の経度および時間的特性を調べることができよう。

一般に、ある確率過程からの標本系列と見なされるデータを解析する際には、その自己相関関数と電力スペクトルを求めることが普通に行なわれる。Solar-terrestrial relationships の分野でもこの種の解析はいろいろ行なわれて来たけれども、その結果を説明するモデルをつくる試みはまだなされたことがない。

ここでは、M 領域の物理的性質には立ち入らず、プラズマ速度の太陽面経度分布に対してどのような時間的特性を与えれば ΣK_p の時系列が説明できるかということを考えてみる。

Summary —

1. 回帰性磁気嵐しよう流の観測的な時間特性を説明する一つのモデルを考える。このモデルは、太陽面上のプラズマ速度の経度分布が二つの成分から成ることを考えている。一つは、経度に関して homogeneous な、そして時間的には gaussian Markov 過程に従う成分であり、他の一つは、その中心が gaussian Markov 過程に従って、ある特定経度のまわりには分布する permanent な長方形状高速異常域 (source) が持つ成分である。これらの成分から成る速度分布が太陽自転に従って回転すると、ある特定の meridian 上でこれを観測した場合のプラズマ速度の平均経度分布、自己相関関数、電力密度スペクトルを計算し、その結果を、モデルの想定する状態に最も近い条件をたたくと考えられる 1963 年における ΣK_p の時系列に対するものと比較する (図参照)。ただし、比較においては、太陽大気および惑星間空間におけるプラズマ速度の time-dependent なふるまいがもたらす効果一切をすべて太陽面経度分布に還元して考えると同時に、プラズマ速度と ΣK_p との間の相関を主として問題の単純化を行なっている。このモデルでは source の数がただ 1 つで、かつ寿命が無限であり、完全に定常であることを仮定していることを考えれば、比較の結果はきわめて満足すべきものであるといえる。

2. このモデルに課せられたいろいろの性質は、太陽大気および惑星間空間における太陽プラズマの実際のふるまいを物理的にとらえることにおいて理解されるべきであろう。2.7 日回帰性を説明するための速度異常域に対して確率過程的の位置の変動を考えたことは、たとえば、惑星間空間におけるプラズマ流束の "undulation" に対応させることができよう。

3. ΣK_p の時系列の電力密度スペクトルは、通常、2.7 日の基本週期のほかにいくつかのその高調波を含むが、ここに考えた単一 source モデルと観測との比較から、これらの高調波に含まれる power の大部分は、正弦波からのずれが大きい自己相関関数のフーリエ変換

の結果として現れるものであり、equi-distance spacing の sources を全く必要としないことが指摘される。実際には、二で論じるような性質を持つ source が、ある未知の物理的法則の下に定められる個数、寿命、配置を持って太陽面上に複数個分布し、これらの回復によって27日週期変化が観測されるものと考えられる。したがって実際の自己相関関数は、一般に、より複雑な形をとり、また、その電力密度スペクトルは、27日週期の高調波成分の数も増加し、その他高調波スペクトルの中も広くなるものと考えてよかろう。

今後の問題としては、“disturbed”領域すなわちM領域のほかは、“quiet”な領域が現実には存在するかどうか、そしてこれが回復するかどうか、あるいはほかと一般的に比べて、太陽面上のすべての経度について27日以上にわたって持続する何らかのeffectiveな速度成分が存在するかどうかを説明することが必要であり、その結果によってはモデルにこれを考慮する必要が生じよう。ただし、これを観測資料(夜間の)から説明できるとすれば、特別の統計的考察が要求されるものと思われる。

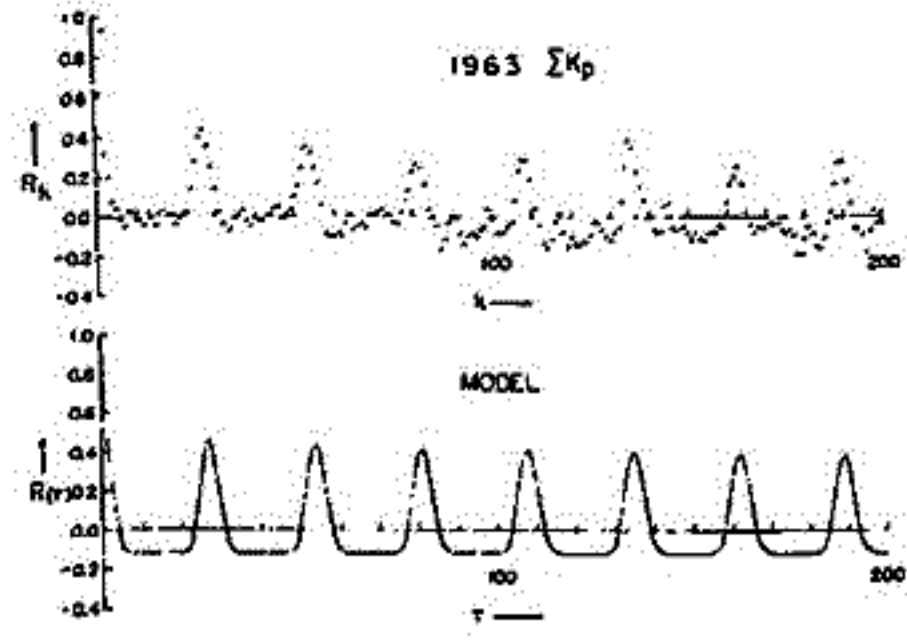


図2 相関関数

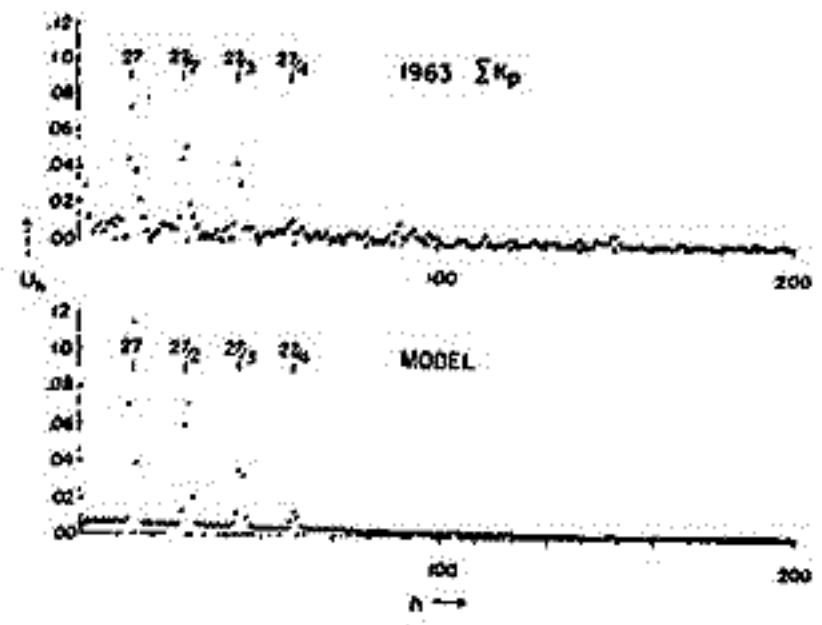


図3 電力密度スペクトル

桜井邦明

京都大学工学部電離気研究施設

太陽フレアに伴う電離気擾乱には、SWF, SEA, SPA などの諸現象がある。こゝでは総称して SID の方だけを述べている。こゝでは、SWF を取り上げ、SWF の発達パターンと太陽電波の dynamic spectra, フレアの発生高度との X線バーストのタイプとの関連を考察する。

SWF の時間変化パターンから、SWF は Sudden-SWF, Slow-SWF 及び Gradual-SWF の三つのタイプに分類されている。こゝのタイプは太陽電波のマイクロ波帯バーストの時間変化パターンと非常によく似ており、このバーストは電離気異常電離を作る X線バーストとは時間的によく似た発生を示すことが明らかになっている。

太陽フレアはコロナ活動領域の底の方で一般に発生し、その発生高度は 50 km 以上と有する。今、上記三つの SWF のタイプと起るフレアの高さを示すと、データの数が余り少く、その断定は難かしいけれども、

Sudden-SWF	中心高度(光球面上)	$(1 \sim 1.5) \times 10^4$ km
Slow-SWF	"	$(1.3 \sim 1.8) \times 10^4$ km
G-SWF	"	10^4 km 以下、或は 2×10^4 km 以上

のようである。こゝの三つのタイプと作り出す太陽電波バーストの dynamic spectra は、それぞれ次のような特徴を有する。Sudden-SWF 起るフレアには、cm 波帯の Impulsive burst があり、バーストの起り方は高周波 (cm 波) から低周波 (dm, m 波) へと時間経過に伴って順次移り、行くスペクトル型のバーストが伴う。一方、Slow-SWF (Gradual-SWF を含む) の場合には、cm 波帯の Impulsive burst はなく、むしろ非常に小さく、バーストの放射は先ず dm 波帯 ($10^3 \sim 2 \times 10^3$ Mc/s 帯) に始まり、その後バーストの放射周波数の範囲が cm, m 両波帯へと広がって行くスペクトル型のバーストが伴う。こゝの二つのタイプのスペクトル型の電波バーストの $2 \times 10^3 \sim 10^4$ Mc/s 帯の放射電力の時間変化は相互に非常に異なった季節を示す。前者は先ず cm 波帯の電波バーストが開始するのに対し、後者は dm 波帯で開始するに示すところから、この事実がフレア発生高度の相異を起る原因であると思われる。先んじて言うに、Sudden-SWF, Slow-SWF のフレア高度の相異は、その電波バーストの発達及び dynamic spectra の上に反映している訳である。

SWF のタイプが太陽電波マイクロ波帯バーストの時間的変動と密接に関連していることが、太陽フレアに伴う電離気異常電離 X線バーストが電波バーストの放射機構、更にはフレアの発生及び構造との密接なつながりがあることが判る。

早川幸男, 西村浩之
名古屋大理, 新潟大理

月の光が太陽光の反射によるものばかりでなく、ルミネッセンスによる部分が相当あるらしいことは、様々の証拠から推察されている。その明瞭なものは昼の面では反射光の一部強度、特に特定の場所での月のフレキターと呼ばれるような明るみに輝くことである。夜の面では強度が4桁も小さいが、それでも総強度は $1-10 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の大きさである。その原因として、太陽からの高エネルギー粒子、プラズマ粒子、地球磁場の尾端にある電子等が月面をルミネッセンスを起す機構が考えられている。ルミネッセンスの夜間の明るさを説明するのにも、入射エネルギーが全部光に変るほどの効率が必要である。

この問題は、月のルミネッセンスの機構そのものによらず、月面の物性、太陽からの粒子流の発生と伝播、地球磁場における粒子の加速と伝播にも関係するもので、さうルミネッセンス効率を実験的に調べてみた。結果は予想されたように、ルミネッセンス効率の上昇の希望の解釈が仮定されたものよりはるかに小さいことがたしかめられた。

[実験装置]

真空容器の中の布に資料を置き、資料の表面に 45° の傾きで電子ビームを当て、電子ビームと 90° の角度で出てくる光を観測した。電子はエネルギー 5 KeV から 10 KeV 、電流を $1 \sim 200 \mu\text{A}$ の範囲に変えた。資料から出てくる光のうち、可視部を光電子倍倍管 (RCA 6655A)、赤外線 (J & K) を PbS をフィルターをつけて測った。

[資料]

数種の岩石の大きき断片、およびその粉末を用いた。月面の表面が岩石の堆積、もしくは隕石に似た物質でできているとすれば、カンラン岩がそれに近い資料である。その中でも最も近いと思われるカンラン岩 (Mg_2SiO_4 90%, Fe_2SiO_4 10%) を使った。月面放射の分析から得られる知識では、月の表面は平均密度が $1/2 \text{ g cm}^{-3}$ くらいで多孔質の多孔質の岩石の粉末の状態でなっている。多孔質の例として Mg_2SiO_4 から成る人工カンラン岩と軽石とを用いた。それはこれを粉砕して $0.1 \text{ mm} - 1 \text{ cm}$ の大きさの粉末をつくらせた。

[実験結果]

資料に照射した電流にちなむルミネッセンスのエネルギー流量で効率を表わした。一般に (光のエネルギー) / (粒子のエネルギー流量) で効率を表わしているが、今回の実験では電子のエネルギーによる光の流量があまり変らなかつたのでこの表式を用いた。

- (1) 電子のエネルギー 5 KeV と 10 KeV とで光の流量は認められるほど変らなかつた。これは Darshan が数 MeV の陽子を用いて得たエネルギーに比例する結果と矛盾する。
- (2) 電流を増すと発光効率が下る。用いた数値の電流密度 $0.1 \mu\text{A/cm}^2$ 以下では発光効率は電流に無関係になる。また電子照射を始めた直後に効率が下る。可視と赤外線とで効率が下る。ルミネッセンスの強い場所が比較的新しいという観測事実と定性的には一致する。
- (3) 表面のなわらがな岩石について、効率は一新くはらつた。多孔質の軽石はそれより効率が下る。人工カンラン岩はそれより著しく下る。
- (4) 粉末状になると一般に効率が上るが、人工カンラン岩の場合には及ばない。
- (5) 人工カンラン岩の総効率は 1 watt/A 程度で、エネルギー効率にすると 9×10^{-4} に過ぎない。これはルミネッセンスを電子照射で解釈しようとするとき、非効率な大まな強度の電子が要求される。
- (6) 赤外線がもたらが細かくすると発光が弱まる。電子のエネルギーを増やしてもそれに比例した発光が見られる。

村上一昭, 宮川忠良, 宮崎忠国, 浮ヶ谷文雄, 宮崎友吾雄,
理化学研究所

三島 靖
愛媛大学

国際地球観測年を機にして, 宇宙線観測は地上及び山上において, 中間子計や中性子計を設置することにより, 著しく増強されたが, これらの観測は一次宇宙線のエネルギーにして主として 50 BeV 以下の宇宙線の変動を求めることに重要なものとなった。然し, 太陽系内における宇宙線の変動は, それ以上のエネルギーのものについても甚だ重要であることは明白であり, そのための観測として世界において数ヶ所で行われている。我が国においては先の IGY 頃より計画が練られて来たが, 今年夏, 標記の如く, 三浦半島武山において, 観測装置が完成され, テストランが始められたので, それについて報告する。

1. 観測地 横須賀市佐島 (通稱武山地下) 立教大学原子力研究所内の旧海軍の地下壕内。北緯 $35^{\circ}13'$, 東経 $139^{\circ}37'$, 海面上約 6 m, 上部吸収層 地層 27 m (54 m.w.e)

2. 観測装置

1 m² の plastic scintillator を使用し, 9 m² の layer を 2 段にし, その上部のものと下部のものとの同時放電による計数を記録する宇宙線計である。

3 測定成分

鉛直方向 (V)	9 m ² , ± 30°	約 35000 counts/hour
天頂角 30°	東西南北それぞれにつき	約 13000 "
天頂角 50°	"	約 2400 "
その他		

尚, この観測については, 一次宇宙線の研究者各位による御支援と, 特に立教大学中川原研究所長にいろいろと便宜を計っていただいたことと附記します。又, 地下壕内の建設について国鉄技研高橋孝治技師に指導していただいたことに感謝の意を表します。

高橋八郎 矢作直弘 千葉敏躬
岩手大学

我々は前回は1957年7月から1965年12月までのNorikuraの宇宙線中粒子
成分に中子成分を用いて太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum を調べた
結果を報告し、これが、一般に、以前に調べた宇宙線成分の Rigidity Spectrum と同様に
対応する期間内の地磁気擾乱と密接な関係を持つことを示した。

しかし、このとき次のような問題点が残された。

- (1) IGY期間の data からの結果は宇宙線成分についてのものおよびこのときの他の期
間のものと、かなり異なる。
- (2) 1964年のはじめから1965年の終わりまでの data では、中子成分と中性子成分
との間の相関が悪く、今回の解析方法では有意な関係(結果)が得られない。

今回は以上の問題点の検討を試みた。

(1) については、理論どまどめた IGY 期間内の World-wide な宇宙線の data book
の data を使用して前回同様な方法により応答を解析を試みた。結果は、一般には IGY
期間内の太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum も宇宙線成分の Rigidity
Spectrum と同様な傾向の地磁気擾乱との密接な相関を持つ、ことを示す。

(2) については、Norikura の Neutron, Meson の代りに仙傳 station の Neutron
と高嶺 station の Neutron とを用い (IGSY 期間の data) 前回の ~~Scatter~~ Scatter
diagram に相関する diagram を作り、そこから Rigidity Spectrum の measure を
求める方法を試みたが、やはり、仙傳 Neutron ~ 高嶺 Neutron 間の相関が悪く、有意
な measure が得られなかった。別の解析方法を考える必要がある。

87 IGY-IQSY における宇宙線日変化の変動につ
いて (II)

石田春雄*, 菅野常吉*, 加藤静子**

* 福島大・教育, ** 福島医大・物理

IGY-IQSY 間の宇宙線中性子強度の日変化の T_{mn2} [月平均値を調和解析した第
2項 \vec{R}_2 の最大時刻(L.T.)] の変動と太陽面現象との相関について報告する。

前に報告したように、毎月の \vec{R}_2 のベクトル和および半年平均の \vec{R}_2 のベクトル和を
とると各地は大体次の3つのグループに分けられる。

- 1) Normal Phase Deep River などのように、始め3^h方向を向いているが、1960
年頃より前進し、(1~2)^h 方向に向う。
- 2) Inverse Phase Uppsala などでは、逆におくれる傾向がある。
- 3) Random Phase どちらにも入らず、方向がバラつくものがある。

この3つのグループの各地の T_{mn2} と太陽コロナの赤線(5303 Å) の強度との関
係について研究し、G6(S) との相関が特に良いという傾向があることを報告したが、今
回はこの点を更に詳細に検討した結果と、 T_{mn2} と太陽緯度(10°毎)に分けた赤線強度との
関連、および各グループの世界分布を検討し、 T_{mn2} の要因を考察した結果を報告する。

ジヤイロ・シンクロトロン放射特性(Ⅰ)

加速電子の放射電力及び偏波特性

櫻井邦明・小川忠彦

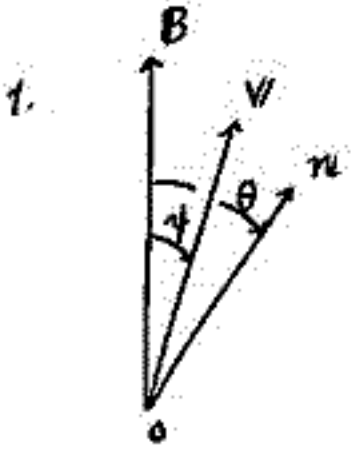
京都大学工学部 電離気研究施設

磁場内を加速運動する電子から放射されるジヤイロ・シンクロトロン放射の電力及び偏波について計算結果を示す。その応用が試みられる。この問題については既に多くの論文が発表されているので、今度は少し違った立場から扱って見た。これは放射電力の計算を左旋、右旋両内偏波からの電力の合成として求め、更にその電力の角分布、放射電子のラセン運動のピッチ角に対する依存関係を求め、更にこれらについて計算した。また、左右両内偏波の合成で発生する偏波モード、偏波面の回転方向についても求めた。

左、右両内偏波の Emissivity Function, $P_s(\gamma, \theta; \beta)$ は

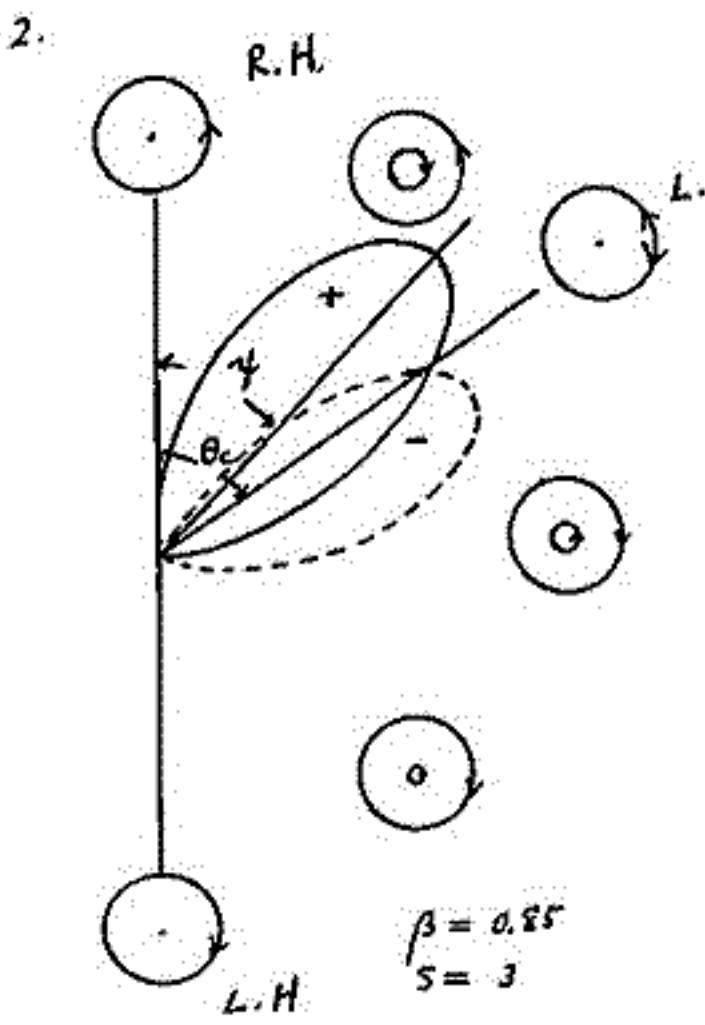
$$P_s(\gamma, \theta; \beta) = \frac{S^2(1-\beta^2)\beta^2}{(1-\beta\cos\theta\cos\gamma)^4} \left\{ \sin J_s'(X) \pm \left(\frac{S \sin \gamma \cos \theta}{X} - \cos \gamma \sin \theta \right) J_s(X) \right\}^2$$

と与えられる (+: 右旋内偏波; -: 左旋内偏波) であり $X = S\beta \sin \gamma \sin \theta (1 - \beta \cos \theta \cos \gamma)^{-1}$ である。 γ, θ は図 1 の通りであり、 $\theta = \theta_c(\beta, \gamma)$ の θ は



軸と X の内錐内部では両内偏波電力の和は右旋偏波と等しく、その外側では左旋となる。 $\gamma < \pi/2$ では右旋内偏波電力が左旋のそれより非常に強い、 $\theta = \theta_c$ の内錐の外側では左右両偏波の放射電力は非常に小さいが、左旋内偏波の方が強くなる。合成では左旋となる。

β が大きくなるにつれて、放射電力は基本周波数 $f_H S^{-1} (1 - \beta \cos \theta \cos \gamma)^{-1}$ の高調波成分 ($S > 1$) からの寄与が卓越するようになる。両内偏波の放射電力の θ に対する分布及びその両波の放射電力比 (= 図 1 同様に示す) の θ に対する依存関係を概念的に図示するに図 2, 2' を示す。



放射電力は左、右両内偏波成分と θ 及び $\gamma = \pi/2$ の θ とは最大となる。 γ が小さい所及び π に近い所では放射電力は非常に小さい。放射電子のエネルギー ϵ は monochromatic であり、その角分布は isotropic となる。放射電力は $\gamma \approx \pi/2$ の電子からの寄与が最大となる。 $\theta = \pi/2$ の方向からみれば、大抵直線偏波となる。 $\theta < \pi/2$ では右旋波が、 $\theta > \pi/2$ では左旋波が卓越する。

このように左、右両内偏波が放射される場合、その調製電子の途中に magnetoactive の物質があるとき、その物質で垂直的に反射、屈折されたりして、真空中の場合と著しく異なる結果を生ずることが期待される。例えば、太陽電波 IV 型心-ストへの応用がある場合である。

$\beta = 0.85$
 $S = 3$

太陽フレア領域及びコロナ中のプラズマの
電波バースト放射に対する影響

小川忠彦 桜井邦明

京都大学工学部

太陽電波の Type IV バーストは、太陽コロナあるいは彩層の磁場と高エネルギー電子との作用による Synchrotron 放射によって発生することが BOISCHOT, DENISSE によって、1957 年提示された。その後多くの人々によってその可能性が論じられ、実際にシンクロトロン放射のスペクトル分布が詳細に研究されてきた。

真空中でのスペクトル分布を理論的に調べると、放射強度は比較的低い周波数 f では f^3 に比例して増加しているが、ある Critical な f で最大になり、それ以上の f では exponential に減少する。実際に観測すると、低周波では cut-off が起こり、 f を増すと $f \sim f^5$ の割合で強度が増加してゆき、最大値に達する。この低周波での鋭い cut-off に関して、TAKAKURA (1960) は電子のジャイロ周波数、あるいはその高調波の近くの放射が、まわりの電子によって吸収されるという考えを示した。

1967 年 RAMATY と LINGENFELTER (J. Geophys. Res., 72, 879-883, 1967) はこの考えに対して、cut-off はプラズマが存在する為に低い周波数での放射が、抑圧されるという考えを示した。彼らは、プラズマ周波数のオーダーの低い周波数では、屈折率 μ が 1 より小さく、光のプラズマ中での位相速度が、真空中の光速より大きくなる為に、この現象が生じると考え、これを最初に取り扱った人にちなんで、RAZIN 効果と呼ぶことを提案している。彼らは、屈折率 μ を次のように仮定して、スペクトル分布を求めた。

$$\mu^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad \omega_p; \text{プラズマ角周波数}$$

我々は、屈折率として上記のものでは興味が無いので、Appleton-Hartree 型のものを使い、放射される電波を Ordinary と Extraordinary とに分けて、真空中の場合と比較し、プラズマの存在によってスペクトル分布が如何に変化するかを調べてみた。従来、多くの人々によって種々の方法で、プラズマ中での電子によるサイクロトロン運動の高調波の放射強度が求められているが、我々は Lienard-Wiechert のポテンシャルを使って、高調波の放射強度の計算式を求め、計算機を使ってスペクトル分布を求めてみた。なお、電子は普通磁力線を軸にしてラ旋運動をするが、今回は特に円運動を行なうものとして数値計算を行なった。プラズマの存在によって、 ω_p の近傍で X-モードは著るしく変化し、電子の運動速度によっては、鋭い谷をもつ。又 O-モードと X-モードの放射強度の比も、周波数によって著るしく変わる。これらの得られた結果について報告する。

近藤一部 藤本和考, 長島一男
名古屋大学理学部物理

前回の報告で惑星間空間において太陽宇宙線がどのように拡散を行なうかについて考察を行なった。すなわち惑星間空間に存在する garden hose type の磁場のため、磁力線の方角とそれに直角な方向とで異った拡散を行なうと考えた。そこでオ1回に示すごとく太陽から radial にのびる磁力線の方角とそれに直角な方向とでそれぞれ D_{\parallel} , D_{\perp} なる異った拡散係数をもつ空間と考えた。そして太陽宇宙線源の位置と太陽-地球方向とのなす角 (θ), 時間との関数として地球における宇宙線強度を求めた。前回は点源を仮定し地球で強度が最大になる時間 (t_{max}) の θ に対する関係と、太陽フレアの太陽面経度と地球での太陽宇宙線の到来時刻の観測値とを比較した。この比較から D_{\perp}/D_{\parallel} が 0.1~0.01 の場合に観測結果が説明されることが示された。

しかし地球で観測される宇宙線強度の θ に対する変化は実測に比してやや大きすぎるこ
とがわかった。

実際の太陽フレアにおいては太陽表面で加速された粒子は太陽面近傍で緯度、経度方向
に拡ったのち惑星間空間へ拡散することが認められている。そこで宇宙線の源がある拡り
を持っていてる場合について (1) の拡散方程式の解を求めてみた。

$$\frac{\partial P}{\partial t_e} = -\frac{1}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} (z^{p+2} \frac{\partial P}{\partial z}) + \zeta z^{p-2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial P}{\partial \theta}) \quad (1)$$

ここで $\eta_e = D_e t_e / r_e^2$, $z = r / r_e$, $\zeta = D_{\perp} / D_{\parallel}$,
 $D_{\perp} = D_e (\gamma / r_e)^p$ (2)

初期条件として $P(z, \theta, \eta_e) = \delta(z - z_s) \frac{\cos k \theta}{k+1} \delta(\theta)$ (3)
とおけば、(1) の解は次のようになる。

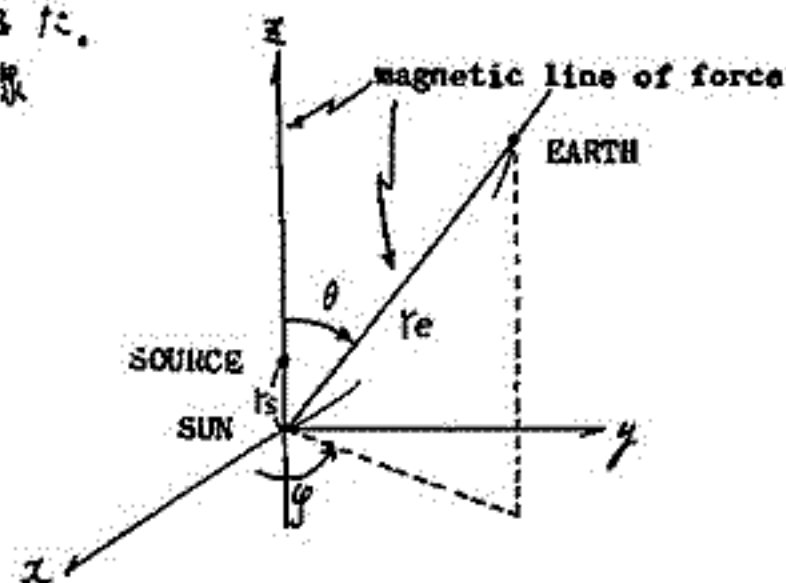
$$P(z, \theta, \eta_e) = \frac{r}{\pi} \frac{z_s^\alpha}{z_b^{2\alpha}} \sum_{n=0}^{\infty} (n + \frac{1}{2}) P_n(\cos \theta) G(n, k) \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{J_{\lambda n}(\beta_{\lambda} z_s^{\gamma}) J_{\lambda n}(\beta_{\lambda})}{J_{\lambda n+1}^2(\beta_{\lambda} z_b^{\gamma})} \exp(-\delta^2 \beta_{\lambda}^2 \eta_e) \quad (4)$$

ここで $\alpha = -(1+p)/2$, $\gamma = 1 - p/2$, $\gamma_n = \frac{1}{\gamma} \{\alpha^2 + \frac{1}{2} n(n+1)\}^{1/2}$ (5)
で、また β_{λ} は $J_{\lambda n}(\beta_{\lambda} z_b^{\gamma}) = 0$ の条件で決まる。

$$\begin{cases} \frac{k(k-2)(k-4) \dots (k-n+2)}{(k+n+1)(k+n-1) \dots (k+3)} & n: \text{even} \\ \frac{(k+1)(k-1)(k-3) \dots (k-n+2)}{(k+n+1)(k+n-1) \dots (k+2)} & n: \text{odd} \end{cases} \quad (6)$$

(4) に示した解を η_e と θ として η_e と θ との関数として数値計算し極大にな
る η_e (η_{max}) とその時の強度 P_{max} の θ に対する変化を求めた。

これらの結果を総合すると地球で観測される太陽宇宙線
強度の時間変化と太陽フレアの太陽面経度との関係は
 D_{\perp}/D_{\parallel} を 0.1~0.05 とし、 k を 10~50 ($\langle \theta \rangle = 10 \sim 20^\circ$) に
とった際 consistent に説明される。



岡戸弥太郎, 長島一男, 近藤一郎, 村山高, 奥田治之, 榊原志津子, 藤本和考
名古屋大学理学部物理

高エネルギー宇宙線の銀河系空間での流れについて最近いくつかの研究が行なわれ、(Jacklyn, Nagashima, Sakakibara)地球の北半球では恒星時18時, 南半球では6時の方向からの流れがあることが推測されている。これは銀河の腕の方向が地球の赤道面に対し約40度傾いていることを考えれば腕に沿った流れが互いに向かい合っていることを示唆するものである。

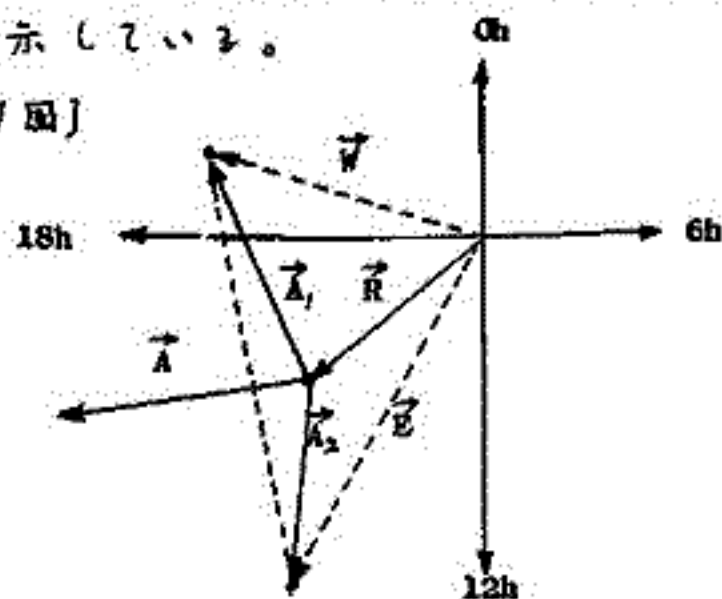
われわれは1960年以來宇宙線望遠鏡オ3号を用いてエネルギー(〜300 GeV)の宇宙線の非等方性の観測を続けてきた。今回は1964年1月から1966年3月まで約20年の観測結果を解析した結果を報告する。

今回の観測では望遠鏡の天頂角を60°に固定し、方位角は72°(E)と288°(W)とに隔週に向けたこれによって赤緯30±5°の同一の天球を二方向で観測することができ、このような観測による強度変化には、(1)望遠鏡の指向する天球の部分からの宇宙線の流れの変化、(2)望遠鏡オ3号は鏡筒内の空気中でのチェレンコフ光を利用していたり、空気の密度の変化による計数の変化、(3)光電増倍管等電子回路感度の温度による変化、(4)大気中におけるμ中間子の吸収、崩壊の気圧、気温による変化等を含んでいる。ところで(2)〜(4)に列記した変動は、望遠鏡の指向する方向にかかわらず観測を行なった時期の大気の状態によるもので、主として太陽時に従った変化をする。これに反し(1)に起因する変動は観測を行なった時期でなく、望遠鏡の指向する方向(それぞれ時角が±5.2hr)に従う。そこで二つの方位角での測定結果を比較することにより(1)と(2)〜(4)と分離することができ、また宇宙線の流れには銀河系空間内の磁場によるものと、惑星内空間磁場によるものがあるが、前者は恒星時、後者は太陽時に従って変化するので年間を通じた観測からこれらを分離できる。

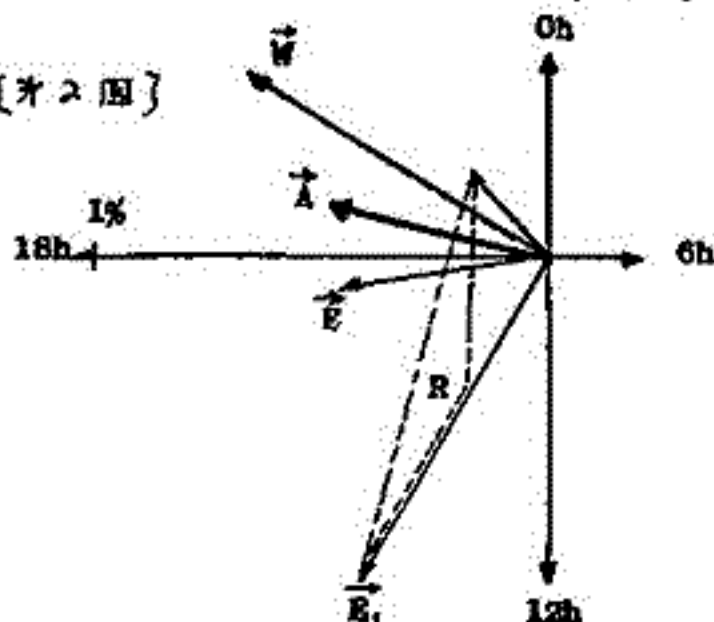
今回は観測されたdataの中、望遠鏡に含まれた10個の小望遠鏡がすべて正常に働いた日の分を選びフリー解析を行なった。今EとWとでの観測結果を観測が行なわれた時刻についての日変化ベクトルとして表わすとオ1図に示すごとくなる。すなわち大気状態によるものはE, W共通にRとよぶベクトルとなり、(1)の非等方性によるものは同時刻にE, Wそれぞれで望遠鏡が指向する天球の赤経の差(10.4hr)で定まる一定の角度を持つ2つの等長のベクトルA₁, A₂で表わされる。従ってEとWとで観測された日変化ベクトルの差(E-W)を求めると、それは真の非等方性ベクトルAの1.8倍の長さで90°位相が変化したものとなる。

このような解析方法を用いて実測のdataを解析してみると全体の平均としてオ2図に示すようにEとWとを得る。実際にはEとWとでは同一の日に観測を行なっていないため大気状態による変動は同じではないのでこの点を考慮して補正を行なうとE₁とW₁となる。(E₁-W₁)から求めた恒星時非等方性はAで示されたごとく0.05±0.017%の大きさを19±1hrからの流れを示している。

[オ1図]



[オ2図]



理 研 奥 谷 晶 子, 和 田 雅 美

宇宙線日変化の22年変化が vector diagram 上では時計廻りの11年と反時計廻りの11年とで構成されることを以前報告した。Sunspot Minimum 附近, 1933, '44, '54, '65年が廻転の turning point に当る。'33, '44, '54年の Minimum は, 宇宙線の観測 data が少く Meson が主なので(気温効果を含む為) turn の様子がはっきりしなかった。近年は精度の良い Super Neutron Monitor の観測があるので, これに IGY-Type Neutron Monitor の観測も少し加えて(Table 参照); '64 ~ '66年の宇宙線日変化を調べた。

主な結果は

1. 1965年10月が turning point に当る。
2. turning point 前後の季節(3ヶ月)平均 Vector より, 1ry 異方性の変化を求めると, 方向は $18^{\circ} \pm 1^{\circ}$, 振巾は '65年春より '65年秋にかけて減少し, その後, '66年春にかけ急速に増大する。この期間の日変化の spectrum ($\Delta j/j = k p^{-m}$) に於ける m の値は 0 附近である。
3. 1965年の月平均 vector は, 北半球でも南半球でも反時計廻りに turn する。
4. 1965年の年週変化より各 station の単純な恒星時日変化を導くと, 位相は $8^{\text{h}} \pm 2^{\text{h}}$, 振巾は $0.04 \pm 0.02\%$ の範囲におさまる (geomagnetic diffraction 未補正)。これは IGY 期間に南半球と北半球で 12^{h} 位相がずれて観測された恒星時とは異なる。日変化の永年変化の一部か, 或いは恒星時日変化が目下検討中である。

Table

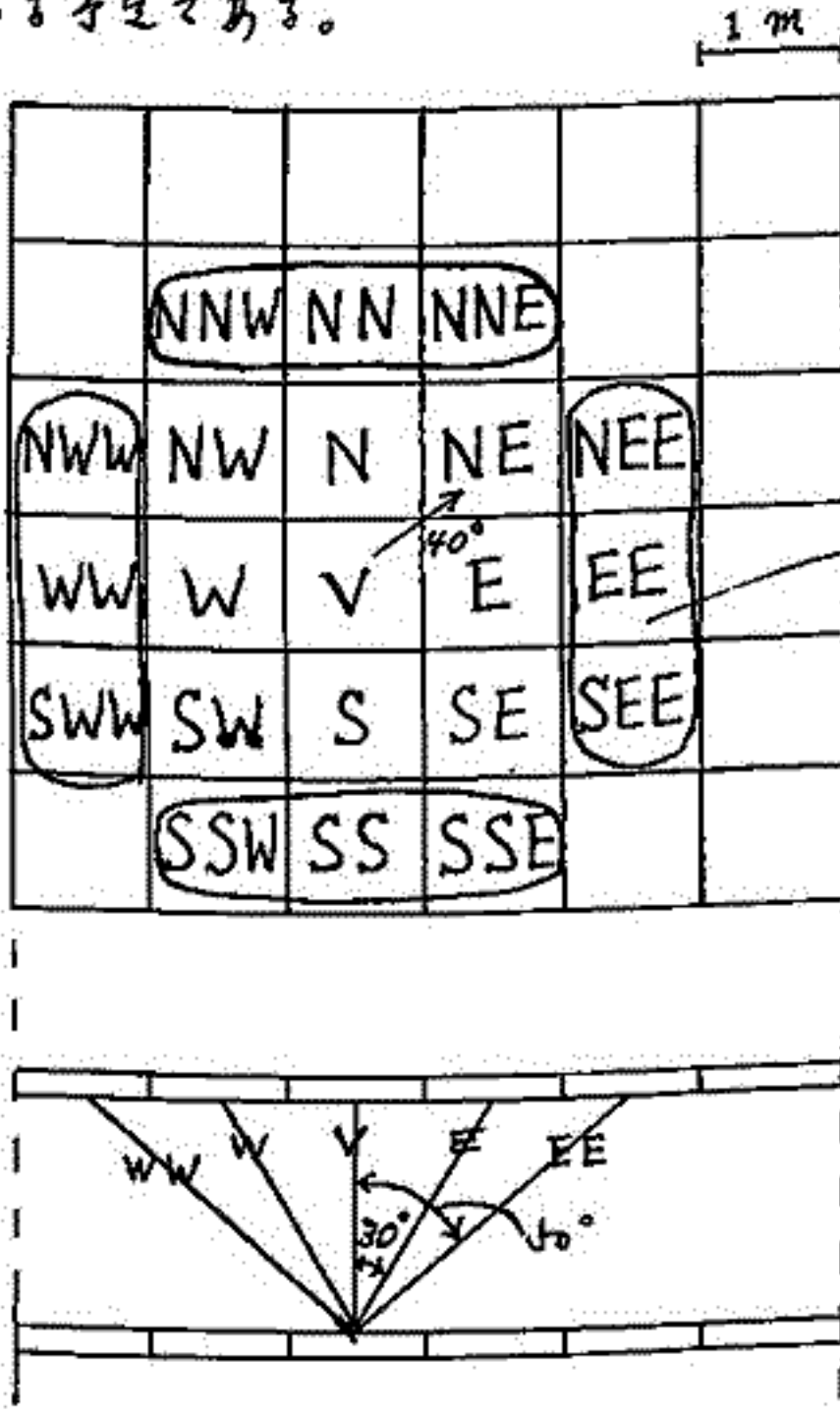
北半球			南半球		
station	position	rigidity (BV)	station	position	rigidity (BV)
Calgary (s)	Canada	1.2	Port-Aux-Francais (s)	France	
Churchill (s)	"	0.2	Hermanus (s)	R.S. Africa	5.1
Dallas (s)	U.S.A.	4.0	Mawson (IGY)	Antarctic	0.2
Deep River (s)	Canada	1.0	Mt. Wellington (IGY)	Australia	1.9
Durham (s)	U.S.A.	1.4	Wilkes (IGY)	Antarctic	0.2
Goose Bay (s)	Canada	0.6			
Inuvik (s)	"	0.2			
Kiel (s)	Germany	2.4			
Leeds (s)	U.K.	2.2			
Oule (s)	Finland	0.9			
Pic-du-Midi (s)	France	5.3			
Sulphur Mt. (s)	Canada	1.2			
Summitmore (s)	U.S.A.	2.0			
Thule (s)	Greenland	0.6			

長島一男 上野祐幸 藤本知考 藤井善次郎 *一之瀬国雄 近藤一郎
 名大理 *信大教養

昭和41年度、乗鞍岳で大面積宇宙線計 (area $12m^2 \times 2$ の大阪市大 Air Shower 装置) を用い、宇宙線短周期変動の観測を行い、種々の結果を得、前回の学会に報告した。又、この観測は、これから述べる高精度宇宙線中子計の設計に於ける基礎資料を与えた。上下2層より成り、Scintillator tray detector (各々362の Scintillator box より成り) を用いて、上下の single counts 及び、下図に示すような13種類の coincidence counts を計数、記録する予定である。

昭和42年度は、Scintillator tray detector (各々122) を用いて、予備観測を予定している。

今回は、高精度宇宙線中子計の設計を中心にして、この計画の地球物理的的的等について、述べる予定である。



予想計数

	counts/hr	精度%
Singl	1500万	0.02
Vertical	330万	0.06
N, S, E, W	150万	0.08
NW, NE	70万	0.13
SW, SE		
(NN, NNW, NNE)	70万	0.13
(SS, SSW, SSE)		
(EE, NEE, SEE)		
(WW, NWW, SWW)		

Mix

↑
1.73m
↓

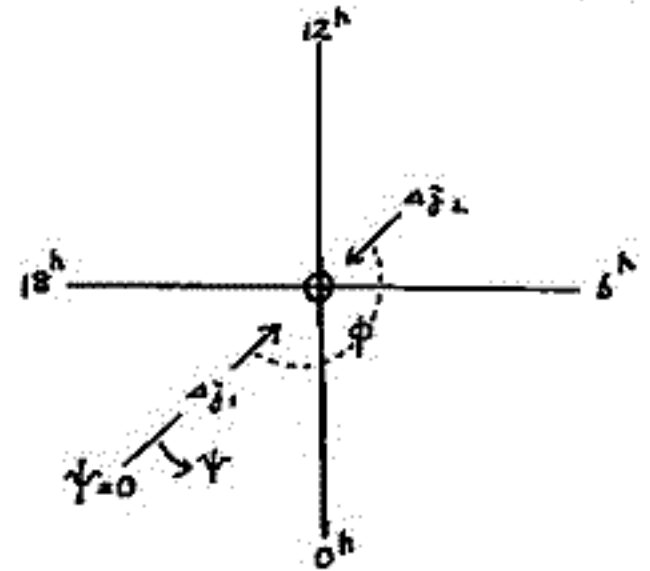
北極正極、太陽極を和す。
(現象研究所)

我々は、宇宙線中間子成分及び中性子成分の日変化の解析、又は地上及び山上の日変化の解析より、宇宙線太陽日変化は、従来の「惑星間空間に於ける一方向非等方性」のモデルでは位相差を説明するに十分である。二方向非等方性のモデルによつて説明される事と示して来た。ここでは、このモデルによつて、宇宙線日変化の緯度効果を検討する。

惑星間空間に於ける二方向の非等方性を示す
これ Δj_1 及び Δj_2 とし、

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

とす。ここで $j_0(E)$ は一次宇宙線の平均のエネルギー-微分スペクトルとし、 ψ は右回りの様に時計廻りに測る。



二方向の場合、先づ (日本地球電磁気学会、才千回講演会) 行つた高緯度地帯 (Deep River) に於ける宇宙線日変化の解析より、 $\Delta j_1, \Delta j_2$ の方向を各々 $20h$ 及び $18h$ 方向 ($\phi = 180^\circ$) とす。 $m_1 = 1 \sim 2, m_2 = 0, E_1 \sim E_2 \sim 10 \text{ Bev}$ とする。と示す。

ここでは上述の値を用いて地上及び山上の中性子成分日変化の緯度効果を計算した結果、大体観測に近い値が得られた。二方向の場合

($m_1 = 1, m_2 = 0$) のときは $E = 10 \text{ Bev}$ 付近に $\Delta j_1/j_0 \sim 0.5, \Delta j_2/j_0 \sim 0.05$ 程度あり
($m_1 = 2, m_2 = 0$) のときは $\Delta j_1/j_0 \sim 0.3, \Delta j_2/j_0 \sim 0.015$ 程度であり、前者の方向観測と一致は、むしろある。

水野 浩 雄

国土地理院

静かの日々の夜間値を基礎として、新しい化成分法を考へ、新潟地震に関連する地域の磁気測量の成果に適用し、過去二回 主に偏角の変化について報告した。今回更に他の成分についても吟味をすすめてみた。

新潟地域の一、二等磁気真では、おおむね 1954年(第一回)、1960~61年(第二回)に各一回、そして、1964~65年に行われた地震後の観測成果がある。

伏角についてはとくに error source が少いものを生じ注目してみた。伏角の永年変化は減少方向であるが、新潟地震震央付近から北に向けて日本海沿岸に分布する磁気真では 第一回観測から第二回観測の間の静かの日夜間値の減少が、柿岡に相対的に約 1~2分程度 ~~減少~~ の特徴である。この傾向は新潟別観測所のデータとも一致する。それによき ^{小さ} 新発田付近を境として南の方の真では ^(逆に) 減少量が相対的に大きく減少するようにみえるのが興味深い。

一方、第二回観測と第三回観測とを比べてみると、静かの日夜間値の変化は柿岡のそれとほとんど平行とみてよく、特別の変化はみとめられない。

1964~65年の第三回観測に際して、三回のくりかえし観測が行われた真についてみても、地震後の数ヶ月間に、特徴的な変化があったとは思われない。

前回 偏角については、第一回、第二回観測の向には柿岡とほぼ同じ変化をしており、第二回、第三回観測の向に柿岡とは異なる変化があると報告したが、伏角の例をみれば、これ以後にたまたま地震に関連して地磁気に変化があったとすのは早計であろう。他の成分の変化も含め、慎重に検討する。

今 実、大和田 真一

地磁気観測所

地磁気観測所では1965年10月末から1967年9月まで、松代の地震観測所構内の地磁気3成分(H・Z・D)変化の連続観測と絶対値測定(1966年8月末からプロトン磁力計による total force の観測と追加)並びに松代町周辺の教簡所において Dip 測定を実施した。これらの値を柿岡と比較した結果について報告する。

一部に観測の休止期間があるが、両者の日平均値の差の変動は数ガンマ程度であるが1966年3月には10ガンマを上回る変化がみられた。周辺における Dip 測定では傾角の変化が大きく、当初から1966年3月までに約2分の減少が認められた。ほかには地震発生時前後の変化についても調査した分について述べる。

小松 和、[○]来栖 喜久男、永野 哲郎、他
 地磁気観測所 鹿屋出張所

桜島周辺に8観測所を送び、1962年(昭・37)以来 磁気測量を行っているが
 現在までの結果を要約すると 下記の通りとなった。

1) 桜島の磁気異常

水平分力(H)については、南側古里付近に才ノ極大、その北西、糟腰付近に才ノ
 それがあり、北側、白旗付近に極小がある。

鉛直分力(Z), 伏角(Dip), および偏角(D)については、三者略同型で、Hと大凡、対
 称型をなす。

これは、1964年(昭・39)、水路部 松崎、殿代氏により行われた 鹿児島湾周辺航空磁気
 測量結果(全磁力)と略一致する。

これを1946年(昭・21)3月の大爆発(島の北東方黒神方面、および南方有村方面に多量
 の熔岩流出)の前年、湯村氏により行われた測量結果と比較すると、Dについては、その
 方向に磁気異常のずれが見られる。他成分については明らかでない。

2) 変化観測結果

1963年(昭・38)、活動期の後期、11月、約1ヶ月間、古里において D, Z 2成分の連続
 変化観測を行い 鹿屋地磁気との毎時値比較を行った。その間、十数回の中小爆発があったが、

- i) 爆発前後の地磁気変動について、両地所の毎時値差からは明らかでない。
- ii) 両地所の地磁気の日変化の較差は、Zで約10ガマ、Dで約1分 あることが判った。
- iii) 期間中観測された短周期変化(bay 10ヶ, SSC 2ヶ)について、その振中を比較す
 ると、Zでは 両者略一致、Dでは 古里キ1.25×鹿屋 となった。

3) 1967年(昭・42) 活動期の磁気測量

本年5月末以降 全島の活動が活環化した。5月29,30日、8月、9月、10月3日(2日午後10時36分や、大きな爆発あり、今年93回目)、主として、古里、白旗において
 測量した結果を報告する。



++++	文明熔岩, 1471~76
oooo	安永熔岩, 1779~80
.....	大正熔岩, 1914
....	昭和熔岩, 1946
●	観測所

桜島・熔岩と磁気観測所分布

国土地理院 (藤田尚美)

1967年1月～3月に亘り、近畿地方南部において航空磁気測量が実施された。測量機はビーンツェツト、測定高度は約3,000m、南北コースの間隔は5～10km、コース間の測定間隔は約5/4km(15秒)で、全磁力をプロトソ磁力計で測定した。方位磁気は北向を0°、南向を-60°であった。変化磁場は、測地観測所の全磁力記録を用いて補正した。

現在までに得られた結果は次のとおりである。

- 1) 高度3,000mで100°以上の全磁力異常は見出されなかった。
- 2) 全磁力異常と地質との関連は弱い。
- 3) 全磁力異常と地形(陸上および海底)との関連も弱い。
- 4) 中央構造線北側の全磁力異常が見られる。
- 5) 南海道地震等の過去の大地震の震央付近には有意な異常が見られなかった。
- 6) 地磁気の経年変化の異常地域(白浜附近)にも特に異常はない。

藤田尚美

国土地理院

日本全土を7ブロックに分け、各ブロックにおける二等磁気測量から、磁気異常
 強度分布が得られている。(原田, 1964) これによれば、東北日本における磁気異常強
 度分布は西南日本におけるものと大きく異なっている。

磁気異常の有意な原因としては次のようなものを考えらる。即ち、
 地表の割増 — 地質 ……………①

地下の影響 — マグネー異常

- { Basaltic Layer の上面 …… ②
- { Curie Point Isotherm — 熱流量 …… ③

磁気異常は、観測点からの距離の関係で ①, ②, ③ の順に小さくなるであろう。

測定点はおおむね起伏の少ない所に布かれているので、地形の影響を無視して平
 面上にあるとした。まず、

- 1) 表層地質の割合を各ブロック毎に求める。
- 2) 測定値が一様に分布している場合、平板上における予期される磁気異常 ΔZ の強
 度分布を求める。
- 3) 目安として、鉛直分布の最大磁気異常は次式を用いる。

$$\Delta Z = 2\pi (I_1 - I_2)$$

ここで、 I_1, I_2 は上下方向の磁気モーメントとし、 I_1, I_2 なる岩石が垂直の境
 界をなし半無限に存在する。

上記 1), 2), 3) を用いて各ブロックの磁気異常 (ΔZ) 強度分布を求めると、原田の強度分布
 図とは、東北日本において特に磁気異常の小さい領域における強度が著しく異なる。

東北日本の強度分布は、磁気異常のノイズ・レベルを $200^{\circ} \sim 300^{\circ}$ とすると
 両者の分布は定性的に近づく。このことは東北日本においては、Basaltic Layer が地表近くを
 推定される。また原田の磁気異常強度分布図 ΔH におけるノイズ・レベルから、磁気異
 常の生成メカニズムを同一とした場合、西南日本における B.L. の深さは東北日本におけるそれ
 の数倍と推定される。

笹井洋一

東大地震研究所

伊豆大島に於ては、短周期変化のZ成分が島の南北で逆転し、Parkinson Vectorは海
の方向を向くことを報告したが、これ等の現象は海水中に誘導された電流によるものらしい。
そこでカ武が汎世界的な海電流分布を求めた方法にならって、同様な計算を大島近傍
の海に限って行なってみた。

current function を Ψ とすると

$$\rho \nabla^2 \Psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \Psi = \frac{\partial \epsilon}{\partial t} (Z_e + Z_i)_{z=0}, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (\text{Price}) \quad (1)$$

もし島が無いと仮定して(平均的な深さを持つ一様な海でもよい)みると、

$$\rho_0 \nabla^2 \Psi_0 + \text{grad } \rho_0 \cdot \text{grad } \Psi_0 = \frac{\partial \epsilon}{\partial t} (Z_e + Z_{i0})_{z=0} \quad (2)$$

$$(1) - (2) \quad \rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 - \text{grad } (\rho - \rho_0) \cdot \text{grad } \Psi_0 + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right)_{z=0} \quad (3)$$

ここで $\psi = \Psi - \Psi_0$, $z = Z_i - Z_{i0}$,

考えている領域の中で島が十分小さければZを無視できる

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 - \text{grad } (\rho - \rho_0) \cdot \text{grad } \Psi_0 \quad (4)$$

self-induction term Zを無視しているので、(4)式は結局 steady current の式と同じにな
るが、Z成分の振幅のみを比較する場合に一応の目安は得られるであろう。

Inducing field は $W_e = A e^{i\omega t} e^{\lambda z} \sin \lambda x$ の如く一方向に周期的に変化するものを考え
 $\lambda = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ とした。 ρ_0 としては深さ $\pm 1 \text{ km}$ の一様な海を考え、大島を中心に 40 km 四方の
海の深さを $\pm 1 \text{ km}$ 間隔で読みとって ρ を与えた。又陸地に対しては $\pm 1 \text{ km}$ の海の100倍の抵抗
値を与えた。 40 km 四方の境界では島の影響は無いとして $\psi = 0$ という境界条件の下に(4)式
を緩和法で解き、電流分布と磁場を求めた。

所で大島の近傍では島の北と東側の海がかなり深い ($1.5 \sim 2 \text{ km}$) のに対し、西側および南
側は 500 m よりも浅い。当然予想される通り、北向きの inducing field に対しては、北
側の海に強い電流が流れるが南側では弱い。島の南北でZ成分は逆転する傾向はあるが、
島の南端で観測されるような大きなZ成分の振幅はとうてい期待できず、もともとH成分
と coherent なZ成分が、海電流によって更に強められていると考えた方がよい。西向きに
変化する場合、島の西側の海に流れる電流は弱く、島の西端で、ほとんどD成分とZ成
分の相関が無いという事実と符合する。

結局、大島各所のZ成分の異常を海水中の誘導電流のみによって説明することは困難で
あって、伊豆大島附近は稀周に見られるようなZの異常変化領域に属し、それに二次的に
海水中の誘導電流の影響(所謂 island-effect) が加わったものと考えた方がよさそうであ
る。

101 紀伊半島における地磁気短周期変化の異常 (1)

笹井洋一
東大地震研究所

今年3月以来、紀伊半島南部で、3台の Flux-Gate 磁力計を用いて観測を続けている。紀伊半島の南端下里では、短周期変化のZ成分が異常に大きいことが知られ、いわゆる Central Japan Anomaly 領域に属するものと考えられてきた。しかし伊豆大島での観測が明らかにしたように、海水中の誘導電流の edge-effect は無視できない大きさであるため、どの程度この影響があるか調べるのも目的のひとつである。序報として今回は3つの観測点の記録を示すが、明らかに内陸においてはZ成分の振幅が小さい。

102 地磁気3成分の地点差について

荒木 健
柿岡地磁気観測所

地震にともなう地磁気変化の検出のための基礎調査として擾乱分除去の研究は total Field については刀武先生、地磁気3成分については久保木氏等の研究がある。

筆者は先に1964年の資料を用いて観測所間の3成分の地点差並びに半旬平均値の地点差について調査し柿岡の要報に発表した。それぞれの地点差の標準偏差は下表の通りである。

日平均値の
単純な地点差 (1964)

	H	Z	D
Mb. Ka	± 2.1 r	± 1.9 r	± 0.19
Ky. Ka	± 1.6	± 1.6	± 0.17
Kn. Ka	± 1.4	± 2.3	± 0.21

半旬平均値の地点差 (1964)

Mb. Ka	± 1.6	± 1.4	± 0.14
Ky. Ka	± 1.3	± 1.1	± 0.12
Kn. Ka	± 1.2	± 0.8	± 0.09

今回新たに電子計算機により、久保木氏のやられた変化比による擾乱分除去等を行って1964年の日平均値について行ったのでこの結果を報告する。これによると、標準偏差は下表の通りである。

変化比により補正したものの、日平均値の地点差 (1964)

	H	Z	D
Mb. Ka	± 1.8	± 1.7	± 0.18
Ky. Ka	± 1.7	± 1.9	± 0.13

この値は久保木氏の計算値より大きな値である。これは、年間の値を使ったためである。

末田 宗久
 康大 健研

I, G, Y, 期間中の4つの磁気嵐のDst場について, World wideに分布した中低緯度の観測所の記録を用いて解析中である。前回, 磁気ポテンシャルの係数を求め, 地球内外に原因を有する部分に分け, 外に原因をもつ以上のRichter termの位相のずれを調べると, これらはLocal timeに依存するものではないという結論が得られたことを報告した。

今回は

- (i) 磁気ポテンシャルの係数の外部に原因をもつ部分より, ΔX_M , ΔY_M , ΔZ を合成して, その経度依存性を論ずると, 前回と同じく地理的経度によるものが大きいことが確かめられた。ただし, 4つの磁気嵐について, 定量的に有意な結果は得られなかった。
- (ii) ポテンシャルの係数の両部分の関係と説明するようば, 地球を絶縁層, おおむね均一な電気伝導度一定の中円形, 内核の3層のモデルを用いて調べてみた。ただし, 絶縁層の深さを前にRIKITAKEにおおむね求められた400kmと仮定した。4つの磁気嵐のDstについて, かなりのバラツキが認められるが, RIKITAKE MODEL を大きく修正するような結果は得られなかった。
- (iii) また これらのMODELについて誘導電流の分布を調べた。
- (iv) また, (ii)のおおむね近似として, 同じく絶縁層の深さを仮定してZ成分のみの関数であるところの場合について調べた。

行武 毅

東京大学 地学研究所

1. 球函数合成による非双極子磁場

従来は、地球磁場の非双極子部分を求めるには、世界中の観測点を均等に採り、2 緯度 10 ~ 25 度の区間で採り、これを M 非双極子磁場を推定する方法がとられてきた。ところが、最近の地球磁場の観測は、特に地球磁場の低緯度帯に偏り、1922, 1923 の観測を合成して非双極子磁場を求めた。観測位置が非双極子磁場を推定するのに十分な非双極子磁場と球函数を合成して得たものと 1945 年の磁場との比較より、両者の差の root-mean-square ^{1/2} 値は成分の約 77% である。磁場異常の精度は約 6% 差があるが、大勢を捉えるには差を認めない。

2. 非双極子磁場の永年変化

地球磁場の球函数解析は、特に 1550 年の磁場一対の Fritsche が実証して以来、その後の時代は、非双極子磁場を合成して、

- 1550 (Fritsche), 1600 (Fritsche), 1650 (Fritsche), 1700 (Fritsche), 1780 (Fritsche, Carlham-Gyldenstede)
- 1829 (Erman-Petersen), 1835 (Gauss), 1845 (Adams), 1875 (Schmidt), 1945 (Vostok et al),
- 1955 (Fisch-Lester), 1965 (Lester et al)

の中からいくつかをとり、これを合成してみる。地球上の磁場の正負の異常の分布が、その時間と共に変わることは、そのうちで明らかである。

- a) 西方移動帯の異常
 - 77°N の異常帯 : 成長 (50°N から) 0.3%/yr の移動
 - 南緯の正の異常帯 : 成長 (50°N から) 0.15%/yr の移動
- b) 静止した異常
 - b-1) 成長している帯域は、あるもの
 - 例: シベリアの正の異常帯の 50%/yr の成長
 - b-2) 磁場の強さを示すもの
 - 例: 北米の正の異常帯

すなわち、いくつかの顕著な異常の中心が西方移動してきている。その異常の分布の優勢な異常は磁場の強さを示すもの。又現在より、北米の異常帯は、その中心がシベリアの正の異常帯は、17世紀から急速に成長してきていることがわかる。

力武常次・萩原幸男

東大震研

Bullard と Gellman によつて研究されたダイナモモデルは地球磁場の維持を近似的に証明し、地球核内のダイナモ作用を realistic に表現したものとされている。著者は各種ダイナモモデルについてその非定常的ふるまいを考察してきたが、今回は B-G モデルの非定常的様相を調べた。

流体運動は与えられたものとして、電磁力の反作用を省略して問題を単純化した。運動速度のいくつかの場合について零磁場状態に一律に双極子磁場を与えた場合を調べた。

時間の経過とともに双極子磁場の数百倍に達するトロイダル磁場の発生がみられるが、速度の小さい場合には再び減衰してしめる。速度の大きさが特定の固有値をとる場合には、系は定常状態に達するようにみえるが、その値は Bullard による Gellman によつて与えられたものより若干大きい。

定常状態に到達する時間は7000年程度であり、核内の磁場の自由減衰時間と同程度である。注目すべきことは、双極子磁場の定常値は初期値より小さい値をとることであり、地球磁場が小さな磁場の芽から成長したと考えることは、このモデルに関する限り困難である。

B-G モデルの非定常性は運動に対する反作用を考慮にいれてさらに発展させる予定である。

前中一見・笹嶋貞雄
京都大学理学部地誌教室

近畿の鮮新・更新統，すなわち大阪層群・古琵琶湖層群・奄芸層群には30を越す火山灰層がはさまれており，これらの火山灰層は層序学的研究によりその上下関係が明らかにされている。筆者らはこれらの火山灰層について，それらの自然残留磁気の測定及び含有強磁性鉱物についての熱磁気分析，化学分析，X線分析といった古地磁気学的研究を行っている。

今回は試料として，大阪の千里山丘陵，高槻，京都深草，琵琶湖周辺の丘陵から鮮新・更新統の最下部より最上部にわたる15層の火山灰を採集した。

現在迄に測定された結果を下位より列記すると

1. 近畿の鮮新・更新統下部（古琵琶湖層群下部）の火山灰層は正帯磁（normal magn.）している。
 2. 鮮新・更新統境界付近の火山灰層（イエロ-火山灰など）は逆帯磁（Reverse magn.）している。
 3. 更新統下部（ピンク火山灰層）は正帯磁している。
 4. 3の上位のアズキ火山灰層は既に報告されている通り，逆帯磁している。
 5. アズキ火山灰より上位の火山灰層（深草・カスリ火山灰など）は正帯磁している。
- このことは地質学的資料と考えるわせると，アズキ火山灰層が最新の Reverse epoch（0.7~0.9 M.Y.）に相当する可能性が大きい。

現在：これらの火山灰層の Dating の計画が進められており，その結果ともあいまって，鮮新世-更新世の古地磁気による Geochronology を確立できるものと思う。

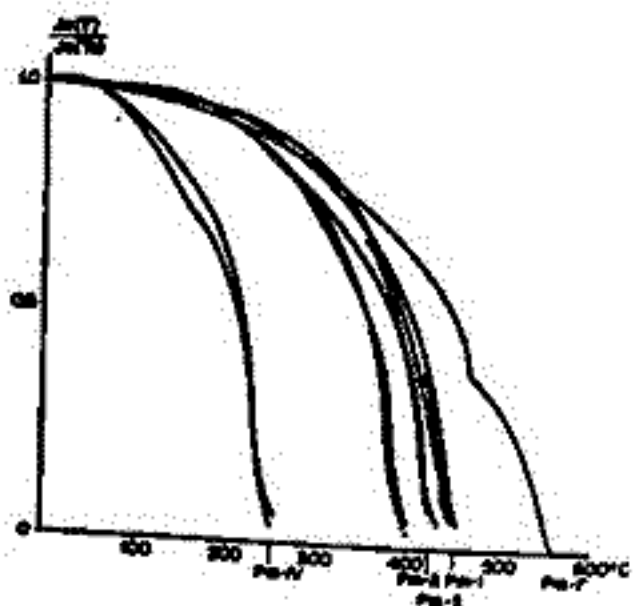
107 信州ローム層パミス中の強磁性鉱物の磁性予報

百瀬寛一

信州大学理学部

オ四紀のうち比較的新しい年代のクロノジューは、テフラ(火山降下物)中の浮石・スコリアの性質(テフロクロノジュー)によって定められている。表1は伊那起原のテフラ中の浮石の性質を示してある(5~65年~2.75年)。表から知られる如くテフラ中にはP_m-I~P_m-5までの浮石層がある。筆者は、これらパミス中の強磁性酸化物($\phi=0.1\mu m$)のキエリー度を測定し、その熱磁気曲線を図1に示してある。各パミス中の磁性鉱物のキエリー度の相違から新しいテフロクロノジューの手掛りとなるのではなかりかと考えられる。

題



伊那原中層パミス中の強磁性酸化物の熱磁気曲線 (Saturation field $H_s = 2000 Oe$ 各曲線は heating process. キエリー度は第1表参照)

第1表 信州ロームの浮石とスコリアの磁性質(小林, 1966)

	H/T	CDM	Piet	hor	aug	hyp	Mag	circ	他	色	影	CP.C
Sc-2(P-6)	810	Hy	-	30	135	652	182	-	-	25YR5/8		
Sc-1(P-4)	289	Ma+Hy	-	-	147	531	322	-	-	25YR4/8-5YR4/8		240°
P-3 (US-X1)	320	Ma+Ho	-	299	-	254	447	-	-	10-7.5YR6/8		>420° ~425°
P-3	140	Hy	-	32	32	542	373	-	-	10-7.5YR6/8		>400°
P-2	165	Ma	-	23	-	222	757	-	-	5YK6/8-7/8		
P-2	210	Hy	-	64	-	775	156	05	-	10-7.5YR6/8		>425°
P-1	59	Ma+Z	+	382	56	95	374	67	25	10-7.5YR7/8 10YK6/3		>450°
P-1	90	Ma	+	214	43	56	590	13	85	7.5YR7/2		>555°

H/T 主鉱物: 全量(%) CDM 判定に注目される多量鉱物
 Sc-1と2の区別ではSc-1はMa CP キエリー温度(C)
 P-3とP-3' は1ト関係不明

て

西田潤一 増田康之 菅嶋貞雄

京都大学理学部地質学鉱物学教室

京都府竹野郡峰山町に於て昨年末までに原子燃料公社が数十本のボーリングを行なった。これらの中より十数本を選定し、その残留磁気測定を行なった。ボーリング深度は地表より 100~200 m あり、測定試料数は約 200 個で主として火成岩を対象としている。この地帯の火成岩は時代的には中新世中下部と考えられ、各ボーリング孔毎に数枚の燻岩が認められる。これらの岩石に於て方位のみが観測され偏角は判らぬ。各コアについて行った方位残留磁気による磁気層序の結果及びこれらの岩石の磁気的性質について報告する。

浅海英三・岸武保・黒谷明詞

島根大学文理学部物理学教室

鳥取県大山附近の鮮新世の安山岩及び島根県浜田市附近の中新世の安山岩について其の $N.R.M.$ を測定した。熱消磁交流消磁等のテストが装置の都合上なされたりないが取りあえず 300°C まで熱して安定不安定の見分けをつけて不安定ものを排除した。それと逆のものがあるか dating がなされたりないのでこの時代のどの逆に相当するのかは判らぬ。

村田 宣雄

長野県立 長野高政

長野県と群馬県の県境付近に分布する火山岩 特に第三紀末から第四紀の初めに於いて噴出したと推定されるもの $N.R.M.$ を測定した。この調査は地球磁場の逆転に関する資料を得ることを一つの目的としているが 目下のところ逆転期の火山岩にはおぼつかつていない。またこれらの火山岩の正確な年代決定等と今後充足すべき事項も幾つかあるが一応今までに得られた結果を総括し併せて地球磁場の変化に関連する事実を一報する。

小嶋裕子、河野長重、東田一郎、木下肇、小林和男、下中康幸、永田武彦、一花、重雄
 (1) 東大理 (2) 地文館 (3) 東大農研

地史時代に於いて、地球磁場の逆転の正・逆は、地磁学史上に於いて、正・逆の地磁場が連続する一連の磁区は現在に於いて理解し得る。本研究では、この地球磁場逆転の時間間隔を推定するに、正・逆両極性磁体から Successive lava flow にて、K-Ar 年代測定及び古地磁気測定を行つた。試料は、九州松浦支武岩及び山崎、長野赤松峠、及び水戸の各地点から採集された。結果は、採集された試料も若干個化を認め、その年代は K-Ar 年代に若干の不確実性を認め、正→逆、逆→正の時間間隔を推定するに困難をきたす。松浦支武岩の年代は約 800 万年、水戸の年代は約 300 万年と推定された。

112 南極昭和基地付近の K-Ar 年代と古地磁気

東田一郎、小嶋裕子、小嶋美那子、鮎川勝、岡分正、永田武
 東大理

南極昭和基地付近の R-F 群、東田一郎島、リエールホルム島東岸の露岩中より、新近の試料（片麻岩）を採集し、K-Ar 年代及び自然残存磁気測定を行つた。結果を報告する。

採集された試料の K-Ar 年代測定結果は、大抵 4 億年前後を示す。試料は風化作用を受けている。Ar の逸散を考慮して、これらの値は試料の minimum age を示していると考えられる。このことより、以前この地域に於いて、V-Pb 法、Rb-Sr 法により得られた約 5 億年と年代の相違を指摘する。

この年代決定に用いた試料について自然残存磁気測定の結果と併せて R-F 群の古地磁気の特徴を示すと、次の通りである。

Sample	Nr. of specimen	N R M			V. G. P.		Age (10 ⁶ yrs)
		D	I	Intensity	Lat.	Long.	
A0 East Ongul Is.	4	-7°00'	46°36'	2.1 <small>x 10³ emu/g</small>	7°N	147°W	446
A4 Lang Havde	2			—	—	—	—
A6 Hkarus Nes	6			—	—	—	364

東田一郎島の試料より求めた磁極の位置は、東田一郎以前永田清水 (1955) 及び永田山合 (1961) の R-F 群と得られたものとほぼ一致する。これらの結果は南極大陸の他の地域より求められた data と比較検討し得るべきである。

小林 和男* 河野 長
東大 理 (※現在 東大海洋研)

北西太平洋の水深5,000~6,000mの深海底から採集された数本の堆積物コアの残留磁化を測定し、地球磁界の極性の変遷がどのようにこれらのコアに記録されているかをしらべた。これまでに測定が行われた試料はLamont Geological Obs.のVema号が採集したもの4本、東大海洋研究所研究船白鳳丸によるもの2本で(※1回)、コアの水平面内の方向は記録されていないが、鉛直(Z)方向の残留磁化成分をしらべることによって磁化の極性は推定できる。実際には、残留磁化はコアを鉛直方向に約5cmづつに切り、それぞれを熱定位磁カ計によって測定した。試料によっては堆積物表面から下へ十数mのところまですべて正向き(+)の極性をもつもの(V21-82)もあるが、一見、まわめて見るとN-Rの列を示すものもある(※2回)。

含まれている残磁性鉱物はそのCurie点や結晶学的性質からマグネタイトに近いものと推定され、また、残留磁化は交流消磁等に対しかなり安定であることが示されているから、こゝに示されたような逆向き磁化は地球磁界の逆転をよく反映していると考えられる。

このような研究は古地磁気学としてはもとより、海底堆積、テクトニクス、古生物学等、いろいろ分野と関連して、将来なお一層興味

ある発展を
とげ得るもの
と期待される。

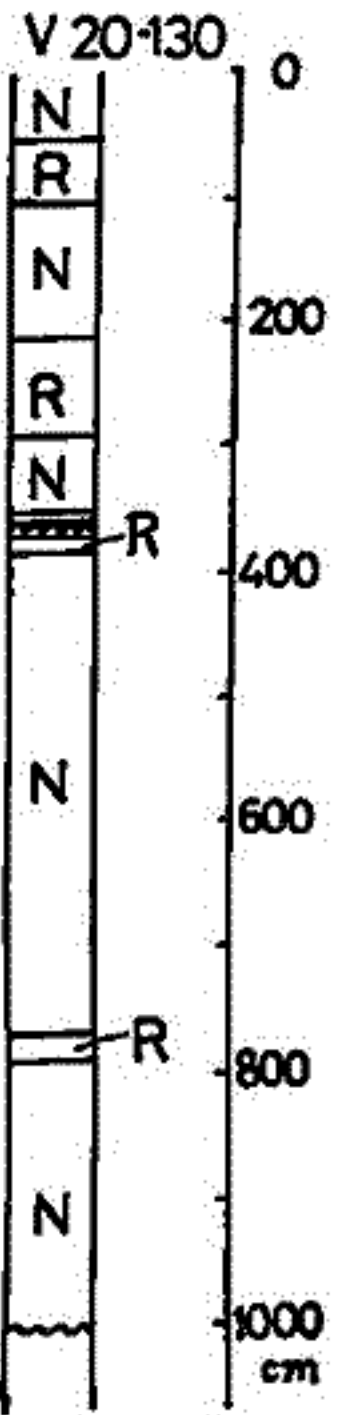


Fig. 2

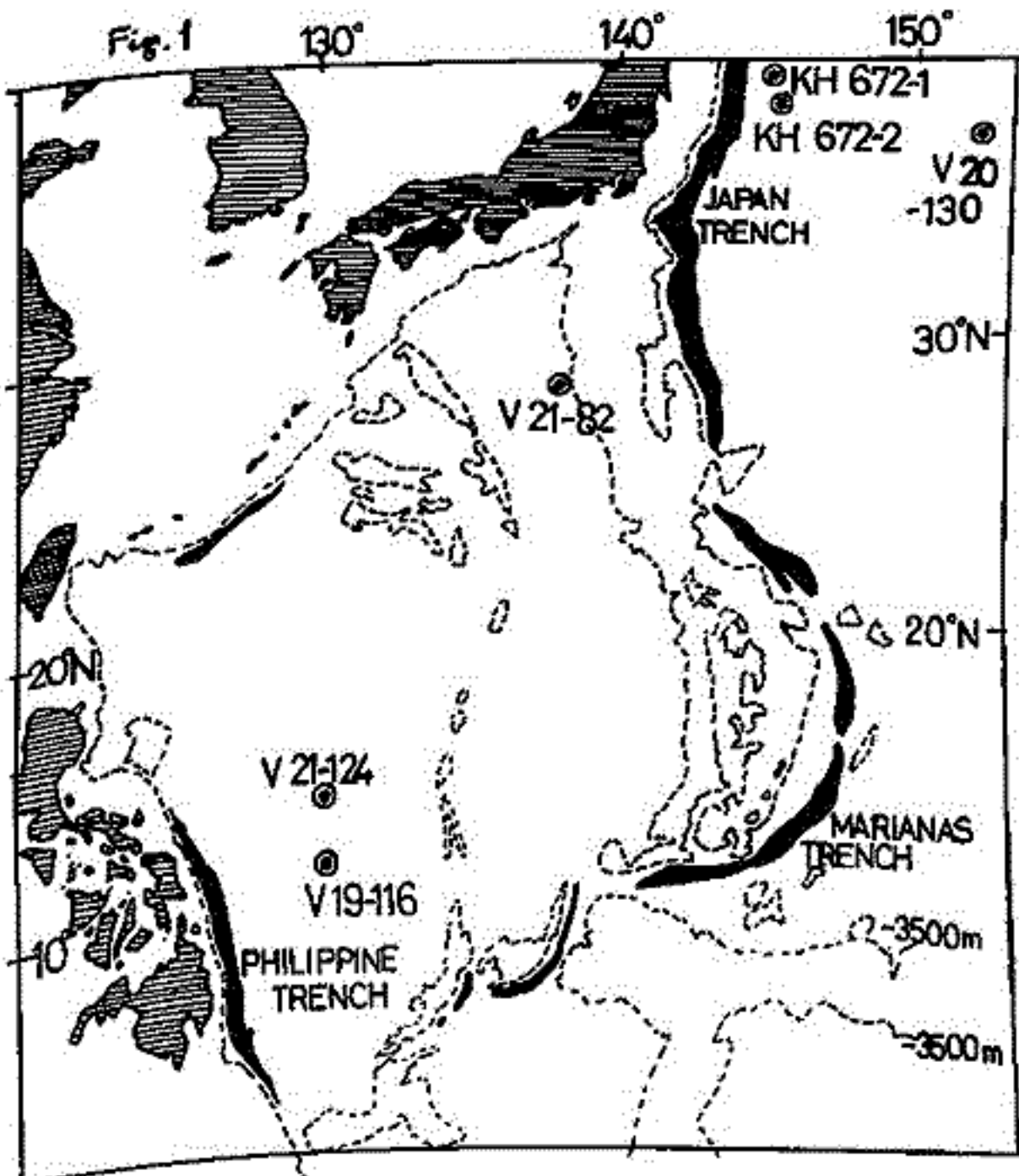


Fig. 1

Core Ident.	Depth of Water	Length of Core
V20-130	5636 m	1028 cm
V21-82	4665 m	1400 cm
V21-124	5764 m	948 cm
V19-116	5841 m	1255 cm
KH67-2-1	5205 m	290 cm
KH67-2-2	5250 m	250 cm

河野 長
東大・理

北九州・伊万里市附近で得られた玄武岩溶岩の古地磁気測定結果について述べる。これらの溶岩のK-Ar法による年代についてはすでに報告した。(東大古地磁気研究グループ(東大理), 倉本一(地質調), 1967年5月, 東京)。今回は、残留磁化の方向及び安定性と、これらのサンプルにThellier法を適用して得た古地磁場強度を中心に報告する。

1. NRMの方向及び安定性

4ヶ所のサンプリング・サイトから得た19枚の溶岩の測定結果をまとめると次の表のようになる。この表で各サイト間の上下関係は不明であるが、同じ場所では下へ行くほど

	N	I*	D*	α_{95}	K-Ar age		N	I*	D*	α_{95}	K-Ar age
田の平 KM04	8	-41°	+79°	15°		管吹 KM02	9	-32°	-169°	33°	
KM08	5	-45	166	6		人形石山 KM41	4	35	-143	54	8.7 my.
KM21	8	-4	176	18		KM42	4	43	-21	10	8.2
KM23	5	27	175	14		KM43	5	37	-9	12	7.3
KM24	9	44	10	18		KM51	8	-47	174	5	8.4
辻の崖 KM30	5	42	123	26	7.6 my.	KM52	4	-47	-179	8	
KM31	5	66	57	20	8.6	KM53	5	-50	-170	5	
KM32	5	8	164	142	8.4	KM54	5	-46	170	9	
KM33	5	51	-2	10	7.4	KM55	5	-47	-173	9	
KM34	5	50	-12	5	8.4						

* NRMを150 oerstedまで交流消磁したときの方向

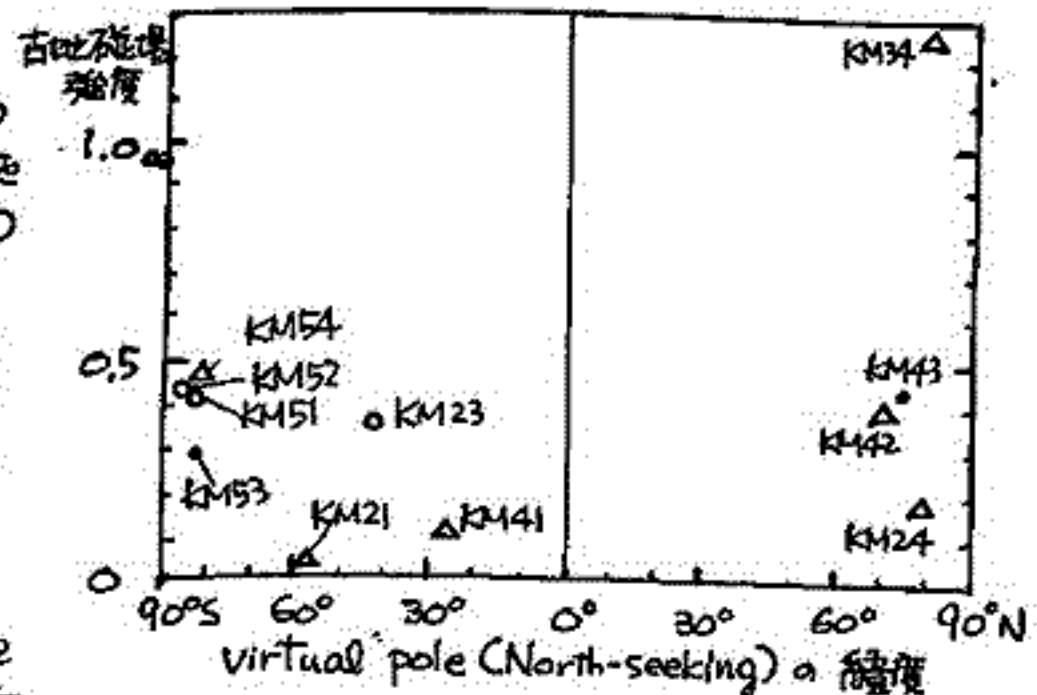
古くなるように書いてある。これらの結果のうちで、交流消磁に対して不安定なもの α_{95} が20°以上であるものを除くと、辻の崖は全て normal, 人形石山は43まで normal, 51以下が reversed となる。しかし田の平のKM21, 23は安定とみられるが normal, reversed のいずれでもなく、N→Rの transition 期間中の方向を表わすものかもしれない。

2. Thellier法による intensity

各溶岩より、交流消磁に対して安定であったサンプルを選びThellier法により熱消磁を行った。結果をその信頼性によってA B C Dの4段階に分けると

- A 十分信頼できるもの 3
- B Curie点近くでは直線関係からみられるもの 7
- C あまり信用できないもの 2
- D 全く無意味なもの 9

のデータが得られている。特に田の平KM21のサンプルからは $F/F_0 = 0.090$, $F = 0.041$ oe という結果が出ており、これはNRMの方向も考え合せると、N→Rの transition 期間中の弱い intensity を表わしている可能性が興味深い。



木下 肇

東京大学理学部，地球物理学教室

三陸沖東方の深海底に於て，スクリップス研により採取された，海底泥層コアの

磁性及び自然残留磁化の原因について，実験的立場から考察し，見た。

NRM, Mineral, Redeposition の DRM, Hcr, J_{rs} 及び J_s 等々

についての測定値によれば，明らかに火山性の土のどほりいと思われる層の NRM は，多分，DRM が原因とらなくてはならないと考えられる。又一般に，火山性物質の層に於る NRM は，多分噴出時に Quench されたために，非常に弱い。その辺の原因は現在の所，余り明らかではない。

小嶋 穂*, 上田 望*, 鮎川 勝*, 田 染元**

* 東京大学地球物理学教室, ** 京成大学

朝鮮半島は大陸の縁辺に位置し，大陸の成長史を解く重要な鍵を与えようと思われ，が，今までの絶対年代測定はほとんど行われていなかった。

地質学的に先カンブリア紀とされてきた片麻岩，白堊紀とされてきた花崗岩について Rb-Sr 年代測定をおこなった。前者について， 1525×10^6 年，後者について， 140×10^6 年の結果を得た。

この研究は，大陸の成長のパターンと，大陸成長と親柱列島の関係を理解するために行われているものである。

117 阿武隈地方花崗岩・変成岩の Geochronology 292

上野直子、小嶋 総、久野 久

東大理

黒雲母と全岩について Rb-Sr 法を用いた結果、1967年10月5日現在、年代については、上遠野岩体花崗閃緑岩(新期) 89×10^6 年、田人岩体花崗閃緑岩(古期) 87×10^6 年、田人岩体捕獲岩閃緑岩 115×10^6 年、石川岩体花崗閃緑岩(古期) 140×10^6 年、黒雲母片岩(いわゆる竹貫式) 102×10^6 年、Sr の同位体比初期値 ($^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$) は、花崗岩類、変成岩ともに誤差範囲で一致し、0.707 前後である。

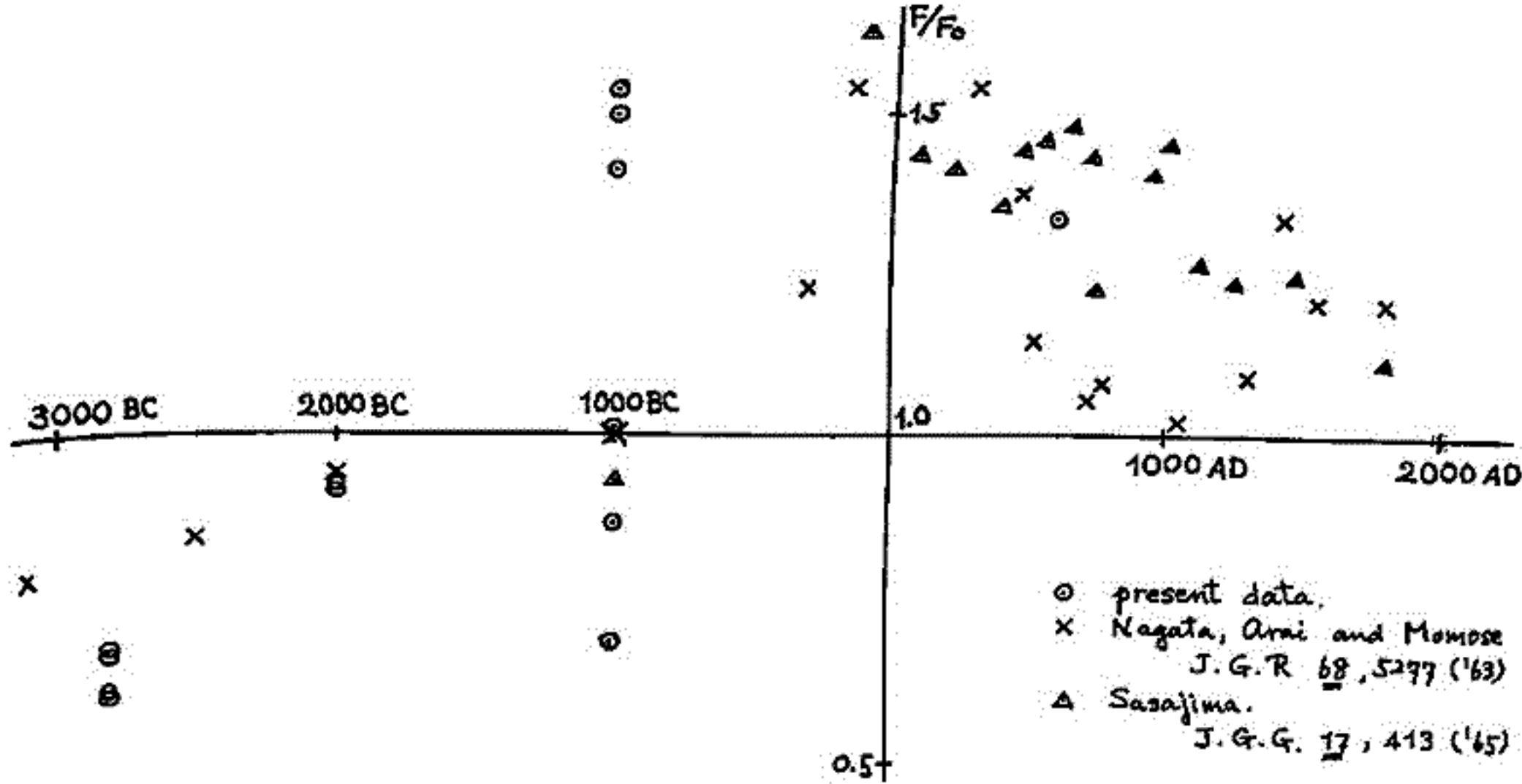
K-A 法では、すべて全岩法で 上遠野花崗閃緑岩 108×10^6 年、田人花崗閃緑岩 104×10^6 年、同捕獲岩 78.4×10^6 年、石川花崗閃緑岩 67×10^6 年である。

北沢一宏・福田豪太郎
学習院大・理

東日本において発掘された縄文土器を用いて、日本における過去の地球磁場強度の推定を行った。本研究に用いた土器の年代は、折本出土のものについてはC-14により年代測定が行なわれている。これによれば、2795±15 B.C.である。他の土器に関しては、考古学的な推定により大まかな時代区分が行なわれており、これを示した。古代の地磁気強度は、試料の飽和磁化の熱変化に対する安定性を確かめた上で Thellier 法により、 F/F_0 の値を求めた。本研究の結果は表に示す。また、今回の結果およびこれまでに発表されている結果とを回に示す。

なお、本研究に用いた土器は早大史学資料室 梶井清彦教授に提供していただいたものである。

試料	出土地	時代区分	F/F_0
J0-1	折本 (神奈川県・横浜)	縄文前期 2795±15 B.C.	0.65
2			0.59
3			0.67
4			0.58
JH-1	ハザマ(鯨・八戸)	縄文中期 ca. 2000 B.C.	0.92
J1-1	岩坪(茨城)		0.91
J5-1	杉,堂(岩・水沢)	縄文晩期 ca. 1000 B.C.	0.86
2			1.01
3			1.54
4			1.40
5			0.68
6			1.49
YG-1	ゴジヶ塚(・)	弥生 ca. 600 A.D.	1.33



Basalts and samples from the Mid Atlantic Ridge and Caryn Seamount

P.J. Wasilewski, A.J. Nalwalk and B.J. Carleton

Dept. of Earth & Planetary Sciences, University of Pittsburgh, Pgh., Pa. U.S.A.

The ascendancy of the Hess (1962) model of sea floor spreading is due mainly to Vine and Matthews (1963) and Vine and Wilson (1965) and many others who apparently accept the integration of the Cox and Doell and Dalrymple polarity time scale as the "voice" for the conveyor belt "tape recorder" which, when properly rate adjusted to observed magnetic anomaly patterns, gives a linear scale of spreading away from ocean ridges. The authors are skeptical about this model and choose to explain the magnetic anomaly patterns over the oceans in a different way. The first step toward this alternate model was an examination of the relevant magnetization parameters and anomalies expected in ocean basalts.

The rocks studied were dredged from the Puerto Rico trench (Nalwalk 1967), and include one sample each from the Mid Atlantic Ridge and Caryn Seamount. These basalts have the following ranges of characteristics:

(A) - volume percent opaque minerals	4% to 7%
(B) - volume percent glass	3% to 80%
(C) - Q value	< 1 to 16%
(D) - Susceptibility (χ)	21×10^{-6} to 1676×10^{-6} emu/cc
(E) - Remanent Magnetization (J)	37×10^{-6} to 13060×10^{-6} emu/cc
(F) - Oxidation index ($\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{FeO}$)	0.17 to 3.03

Thus the rocks have a broad range of characteristics, representative of basalts so far reported in the literature.

Significant correlations were found between Q and K, the oxidation index of the rock and curie pts., oxidation index and the ratio J_r/K , K and coercive force and the ratio J_r/J_s derived from J-H curves. Mineralogic studies using reflected light enabled prediction, in some cases, of the J_s -T heating and cooling curves. Seven distinct J_s -T curve types were found which can be related to the oxidation index of the rock and its mineralogic makeup.

If these basalts are considered to be representative of oceanic basalts in general, then an understanding of their broad magnetization behavior is available.

P. J. Wawilewski and B. J. Carleton

Earth and Planetary Sciences Dept. University of Pittsburgh, Pgh Pa. U.S.A.

Interest in the geophysical implications of magnetic characteristics of ocean basalts was stimulated through discussions with Professor Nagata in Pittsburgh. The change of saturation magnetization with temperature is an anomalous characteristic of ocean basalts.

The explanation for the anomalous behavior lies in the extreme thermal sensitivity of metastable opaque oxide assemblages. Therefore, the previous thermal history of the rock as regards its initial cooling rate and subsequent heating (e.g. hydrothermal) is of great importance. Also, fresh basalts should exhibit the greatest degree of divergent behavior on heating or cooling.

The J_s - T behavior is rate and range sensitive with respect to temperature. A plot of J_s'/J_s (i.e. cooling/heating) defines the range and the degree of metastability along with grain size defines the rate.

Two Puerto Rico trench samples and one sample from the Mid Atlantic Ridge were studied in some detail. Regarding geophysical significance:

(A) The ratio $J_{IRM}/J_{NRM} > 2$ for the studied samples.

(B) The NRM of the fresh samples is directionally stable with respect to A.C. demagnetization in fields up to 400 G.

(C) The demagnetization curves plotting normalized moment against the alternating field strength reflect grain size differences.

(D) The ratio J_{NRM}/k reflects the grain size differences.

(E) Stable "CRM" is easily developed in these basalts at temperatures as low as 200°C for periods as short as 30 minutes.

T. Nagata and B.J. Carleton

Department of Earth and Planetary Sciences, University of Pittsburgh

The piezo-remnant magnetization of basaltic rocks is examined under uniaxial compression ranging up to approximately 200 kg/cm^2 and in a magnetic field ranging up to about 50 Oe.

PRM is defined as the remnant magnetization acquired through the application and release of a uniaxial compression (P) in the presence of a magnetic field (H). $J_r(H+P, P, H_0)$, by which this is denoted, exhibits an unusually noticeable increase with P in the natural basaltic rock. The ratio of $J_r(H+P, P, H_0)/J_r(H, 0, H_0)$ for some basalts amounts to 1.7 for $P=100 \text{ kg/cm}^2$ and 3.0 for $P=200 \text{ kg/cm}^2$, while the rate of increase of the ratio with P is larger than $15\%/100 \text{ kg/cm}^2$ for other basalts.

Similarly, the remnant magnetization acquired through the application and release of a magnetic field (H) in the presence of a uniaxial compression (P) is denoted by $J_r(P, H+H_0, P)$ and may be termed the pressure reduction of IRM. Results of this examination show, in general, a decrease with an increase of P . For some basalts, the ratio $J_r(P, H+H_0, P)/J_r(0, H, 0)$ amounts to 0.7 for $P=100 \text{ kg/cm}^2$ and 0.5 for $P=200 \text{ kg/cm}^2$.

Those basaltic rocks for which $J_r(H, 0, H_0)$ tends to be large exhibit a smaller rate of increase of PRM with P and a larger rate of pressure reduction. In the opposite sense, those for which $J_r(H, 0, H_0)$ tends to be small exhibit a larger rate of increase of PRM with P and a smaller rate of pressure reduction.

Also, the rate of increase of the ratio $J_r(H+P, P, H_0)/J_r(H, 0, H_0)$ with P decreases as H is increased.

These significant characteristics of the piezo-remnant magnetization in basaltic rocks may be explained, at least qualitatively, as being those of an irreversible magnetization of an assemblage of uniaxial anisotropy grains. The microscopic coercive force (h_c) of these grains has a particular form of distribution as, for example, a high distribution density either in the small values of h_c or in the larger values.

122 溶岩の磁化の圧力依存性

大中康馨、木下 肇、永田 武
東京大学 理学部

岩石の自然残留磁化(所謂NRM)の強さ及び方向の圧力依存性を定量しておくことは、古地磁気学の分野及び地震予知の手がかりの一つ(地球電磁気的方法)の基礎として重要なことと思われる。

この報告では、数種の代表的な自然産の岩について、残留磁化の圧力効果を実験的に調べた結果について述べる。

Basalt(三島の富士溶岩), Basalt(伊豆大島 三原山), Dacitic Andesite(松代 皆神山), Granite(岩手 岩泉町等)を試料として用いた。

実験方法: 円柱状試料(直径10mm、長さ10mm)にIRMを、強さ及び方向を適当に指定して与え、これが粒度をパラメータとして、単軸圧力によりどのような影響を受けるかを調べた。圧力領域は5 kbまでである。同種の実験をTRMについても行い、NRMそのものの圧力効果も調べた。

その結果、一般的に $1/J_0(\partial J/\partial p) < 0$ であり、さらに最初に与えた残留磁化(IRM)の強さに応じて $1/J_0(\partial J/\partial p)$ の値に系統的な相違が認められる。すなわち、最初に与えた残留磁化の強さ J_0 が大きければ大きいほど、 $|1/J_0(\partial J/\partial p)|$ が小である。又粒度の影響は明確には認められないようである。なお、用いた試料のNRMは圧力に対して極めて安定である。

発表時には定量的に、より詳しく議論をすすめる予定。

小嶋美都子
東大理学部

前回、太平洋海山の玄武岩試料の磁性について報告したが、今回は特に、それらのうちの熱残留磁氣の自己反転現象についてのくわしい実験結果を報告し、それらからわかる自己反転の機構をのべる。

8ヶの、それぞれ異、た場所より採集した海底玄武岩試料のうち、3ヶまでが、実験室内の熱実験により、熱残留磁氣の自己反転現象を示した。以下は、試料 WP DR-2 についての実験結果である。

試料を空气中で約 $300 \sim 330^{\circ}\text{C}$ で10分間熱し、磁場中冷却すると、室温で、かけた磁場方向とは逆方向の熱残留磁氣が得られる。

この試料を $300^{\circ}\text{C} \sim 400^{\circ}\text{C}$ で熱して作った熱残留磁氣は、

1. 熱処理の温度、時間に非常に敏感である。
2. 熱残留磁氣自身、著しい温度変化をす。室温ですでに逆向きのもは低温では更に強く逆向きになり、室温で正方向をむいていたものでも低温では逆向きになり、強度が減る（逆向きの傾向）。
3. $H_{ex} = 2600 \text{ Oe}$ 中で冷却して作った熱残留磁氣でも逆向きにすることができる。
4. 実際に室温で逆向熱残留磁氣を持つている試料について J-H 曲線をヒッてみると明らかに2つの magnetic phase が存在してゐるが、熱処理するまえの original sample は1つの magnetic phase しか含まない。
5. 熱磁氣分析によると、original magnetic phase (phase A, $\theta = 250^{\circ}\text{C}$) が、 $300 \sim 400^{\circ}\text{C}$ で加熱されると、徐々に他の magnetic phase (phase B, $\theta = 300^{\circ}\text{C}$) に変化してゆくことがわかった。反転熱残留磁氣（又はその傾向）は、それら2つの相が共存してゐる時にのみ現れる。
6. J_s の温度変化を測定すると、A、A+B、B のいづれも、単調な温度変化をし、低温 (-196°C まで) ででも N-type または P-type になることはない。しかし、Bの方がAに比べて、 J_s の絶対値が小さく、しかも温度変化がゆるやかである。

以上の実験結果を総合すると、キュリー点の異なる2つの magnetic phase 間に磁氣的相互作用 (magneto-static interaction ではどうして説明できない) がある。その結果、反転熱残留磁氣が現れると解釈した。A、B が実際に何であるか、また、A → B 変化がどのような変化なのかについては、顕微鏡による観察を行、てゐるところである。

8ヶ中3ヶが上述のと同様の現象を示したことからみて、このような熱残留磁氣の自己反転現象は、海底玄武岩によく普通にみられるものと考えられる。最後に、このような海底玄武岩の性質を用いて、海底磁氣異常縞模様の説明を試みる予定である。

木下 肇

東京大学理学部，地球物理学教室

従来，静水圧の作用が，残磁磁化（IRM，TRM 等）に，比較的大きき影響を及ぼすものと言われて来た（小泉・久米 ほか）。一方，磁性の理論及び，磁歪の測定データからは，静水圧の逆磁歪効果は，軸圧のそれと比して桁違いに小さいものと予想される。等差も，多少の実験を通じてこのことと信じていた。

しかるに，もし静水圧の作用が，軸圧のそれと同程度であれば，地殻の深部におけるストレス推測による，岩石の磁化の変化に対して，今までとは違った立場に立たなくては，理論的にも，実験的にも問題の解決はできなくなる。

今回は，この問題に対して，多少系統的に実験を行ない，ある程度の結果を得た。これによれば，静水圧が磁化に及ぼす作用は，軸圧のそれと比して，やはり非常に小さいと考えを差しつかえないと思われる。

なお，実験装置を快くお貸し下さい。東大工学部の今井教授及び武内助教授に対し心から謝意を表す。

125 群馬県本宿層の地質構造と岩石磁気

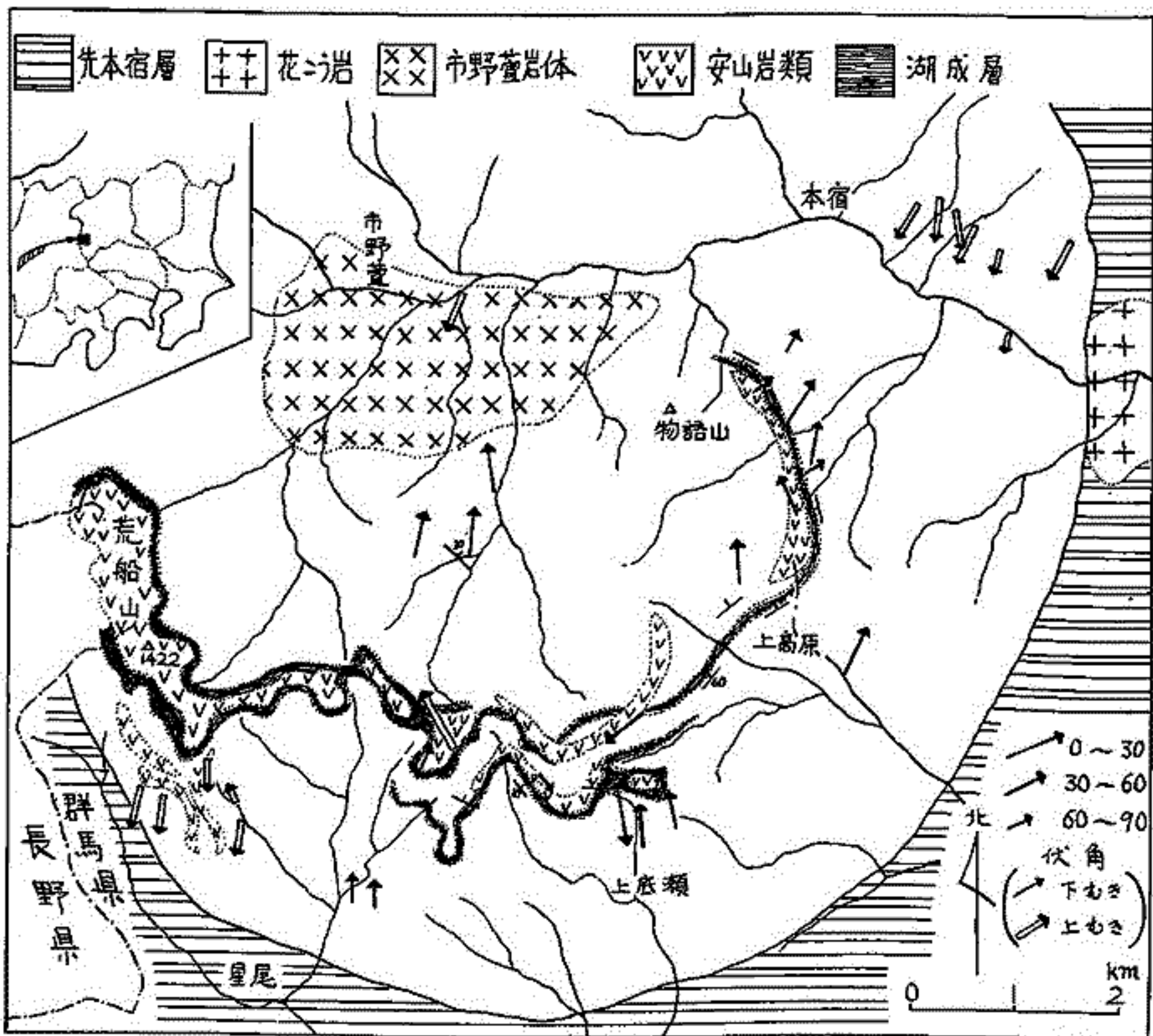
野村哲,
群馬大学教養部

群馬県の西部に分布する本宿層は、従来、その生成年代、地質構造ともに、あいまいであったが、今年に入ってから、本宿層研究グループの手によって、はじめて、あかきみに出てきた（本年10月12日、日本地質学会で発表）。

本宿層は、“グリーンタフ”の一類に分類され、その年代、構造、変質の状態、岩石の磁気を明らかにすることは、意義のあることである。

本宿層においては、下部湖成堆積層の前後に、逆転磁化した岩石が発見される。

熱消磁実験の結果は、この地域の火成岩が、磁気的に、あまり安定でないことを示している。このことは、“グリーンタフ変質”の問題とからんで、今後の問題点として示される。



鉱床の多くはその母岩が変質作用を受けている。特に日本の主要な鉱床区をなす第三紀生成の鉱床は著しい変質を伴う。鉱床周辺の岩石はもとより変質帯近傍の岩石も実験に用いる際に常に変質作用に疎外されている。

今回は同一溶岩が変質作用を受けの場合を例にとって、造岩鉱物の変質の度合を顕微鏡観察、X線等によって調べ、岩石の磁性との関係を把握することを目的とした。そのために福島県沼尻鉱山をとりあげ、硫黄鉱床生成に伴う「複輝石安山岩」の変質を対象とした。

本岩中には小範囲に裂隙に沿って変質している個所が多くあるが、そのうち新鮮なものから変質されたものまでの連続的試料採集を3ルートで行った。当地域の結果は経験的に従来から知られている変質による磁化の強さの減少——強磁性鉱物の消失——とは様相を異にする。

その他の実験的データから逆に変質の過程の相違の追求にも役立て得る。

島田昌彦⁽¹⁾ 久米昭一⁽²⁾ 小泉元忠⁽²⁾

(1) 阪大教養 (2) 阪大産研

深成岩あるいは変成岩のもつ残留磁化の特性をしようためには、これらの岩石が生成した時あるいは生成後に作用した圧力の影響を考慮しなければならない。この観点から近年この種の岩石の磁化の圧力依存性に関連した研究がかなり活発におこなわれているようになってきた。なかでも深成岩等に含有されることの多い強磁性鉱物の残留磁化が加圧により変化する過程を追跡した実験がすくなくおこなわれ、現象に対する説明もある程度定量的なものが得られるようになってきた。

このような残留磁化への圧力の影響は、一般的にいって作用する圧力が静水圧かどうかによって結果に大きな差を生じる。このなかでわれわれが注目したのは静水加圧による効果である。すでに知られているように、はじめ完全に消磁してある強磁性鉱物を強い磁場に入れていわゆるIRMを与え、これに静水加圧をおこなうと磁化の方向は変わらずに磁化の強さのみが減少する。この減少した磁化は抗磁力の弱い部分であることがわかっていゝので静水加圧は消磁効果をもつということができる。したがってこの性質をうまく利用すれば残留磁化のうち不安定な成分を消し、はじめの安定な成分のみを取り出すことが可能になる。

これを確かめるためわれわれのおこなった実験は次のようなものである。まずセキテツ鉱の単結晶を地球磁場内で冷却し、その(000)面内にTRMを与える。その後、これと直交に近い角度で、しかも同じ(000)面内の一つの方向に弱い磁場を作用させ適当な強さの二次磁化を与えて、TRMと二次的磁化との合力がほぼ両者の中間にむくようにする。次にこの試料をシリコングリースを充たしたヨウロウ石チューブにおさまらせたのち、このチューブをさらに通常の合成実験にもちいさるポストシリング型高圧容器にいれ1~10Kbの範囲で加圧し、圧力をとり去ったのちに試料をとり出してその残留磁化を測定した。その結果、加圧力の増加とともに残留磁化ははじめの方向から次第にTRMの方向に近づくが、その大きさははじめの磁化ベクトルとTRMのそれとを結んだ線上をたどってゆくことが判明した(サ1回参照)。これは不安定成分が次第に消磁されて、TRMのような安定な成分のみが残ると考えれば矛盾なく説明される。

不安定成分の消磁方法としては、従来交流消磁あるいは低温消磁等が一般におこなわれているが、上述の実験結果から加圧消磁が交流消磁等と同じ目的に使えることが示されたといえる。

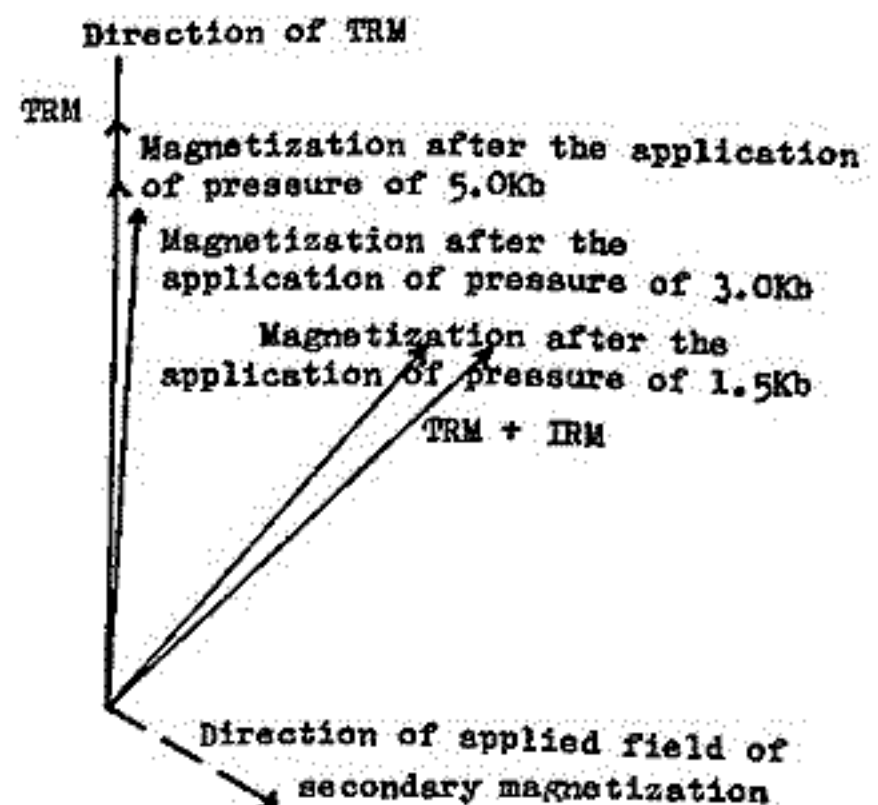


Fig. 1