

第 37 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭 和 40 年 5 月 26 ~ 29 日

於 理 化 学 研 究 所

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

目 次

才 1 日 5 月 2 6 日 (水)

開会の辞

地磁気測量・測器 (0930—1200)

- | | | | | | |
|---|-----|--------------------|---------|-----------------------------------|-------|
| | 1. | 藤田 尚美 | (国土地理院) | 新潟付近の地磁気測量 | (15分) |
| | 2. | 藤田 尚美 | (国土地理院) | 動揺体上における地磁気三成分の測定 (X) | (15分) |
| ※ | 3. | 松崎卓一
歌代藤島
近大 | (水路部) | 洞爺カルデラおよびアイラカルデラ
付近の航空磁気測量について | (15分) |
| | 4. | 加藤愛雄
高木井口
樋喜 | (東大理) | 大島火山の航空磁気測量結果について | (15分) |
| | 5. | 横山 泉 | (北大理) | 航空磁気測量結果の解釈について | (15分) |
| | 6. | 宮本 貞夫 | (雪谷高校) | 光ポンピング磁力計が航空磁力計に最適なり | (5分) |
| | 7. | 宮本 貞夫 | (雪谷高校) | 海底磁力計に対する提案 | (5分) |
| | 8. | 小川 徹 | (同志社大工) | オプティカル・ポンピングによる磁力計 (V) | (15分) |
| ※ | 9. | 北条 尚志 | (電波研) | 本邦上空における地磁気主成分の高さによる変化について | (10分) |
| | 10. | 安原通博
田根次郎 | (京大理) | 阿蘇山の帯磁状況 (一般帯磁) | (15分) |

古地磁気・岩石磁気 (1300—1800)

- | | | | | | |
|---|-----|------------------|---------|---------------------------|-------|
| | 11. | 広岡公夫 | (阪大基礎工) | 上部中新世における古地磁気の変動 (予報) | (10分) |
| | 12. | 伊藤晴明 | (島根農大) | Miocene以後の地球磁場の変動について | (15分) |
| | 13. | 西横山 泰典 | (北大理) | 札幌周辺の古地磁気 | (15分) |
| ※ | 14. | 笹嶋嶋田 貞雄
島田 昌彦 | (京大理) | 西南日本における
中生代の古地磁気学的研究 | (15分) |
| | 15. | 浅海英三 | (島根文理大) | 隠岐島前および山口県見島の古地磁気 | (10分) |
| | 16. | 浅海 英三 | (島根大文理) | 川尻岬玄武岩の古地磁気再検討 | (20分) |
| | 17. | 野村 哲 | (教育大理) | 新第三紀以後の低緯度に位置する磁極
について | (10分) |

18. 川井直人 (阪大基礎工) 地磁気考古学時代経年変化 (20分)
19. 慶松光雄 (金沢大) 中国における極光観察記録 (20分)
20. 慶松光雄 (金沢大)
永福島武直 (東大理) 中国極光観測史料を用いた地球磁場変動研究 (10分)
21. 笹前真一 (京大理) Baked earths 中の主な強磁性鉱物とそのNRMの stability について (20分)
22. 久米昭一 (阪大教養)
小泉光恵 (阪大産研) Pollucite の鉄置換体
23. 堂面春雄 (山口大) カナダ・ノランダ銅鉱床の岩石磁気 (10分)
24. 堂面春雄 (山口大) コロムビア川玄武岩の岩石磁気 (II) (7分)
25. 堂面春雄 (山口大) 川尻岬玄武岩の自然残留磁化の安定性 (I) (10分)
26. 永田武 (東大理) 岩石の非可逆磁化 (15分)
- ※ 27. 上野宏共 (東北大) 岩石磁気の鉱床学への応用 (I)
一釜石鉱床, 日立鉱床について一 (15分)
28. 藤沢英幸 (東大理)
秋本俊一 (東大物性研) Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4 系の高温高压下の電気伝導度 (15分)
29. 永田武 (東大理) 地球磁場の2要因 (8分)
- 宇 宙 線 (1300—1730)
30. 和田雅美 (理研) 宇宙線強度の短周期変動 (15分)
31. 和田雅美 (理研) 宇宙線日変化と惑星間磁場 (15分)
32. V. Sarabhai (India)
G. L. Pal (India)
村奥昭子 (理研) 宇宙線日変化における緯度効果の変動 (20分)
33. 森上寛一 (名大理) 宇宙線日変化 (20分)
34. 伊関静子 (福島医大) IGY-IGC における宇宙線
石菅野雄吉 (福島大学芸) 日変化極大時刻の変動について II (15分)
35. 北村正一 (気象研) 宇宙線日変化の機構 (II) (15分)
36. 池上比呂志 (気象研) 宇宙線硬成分の高層大気気温効果 (15分)
37. 近藤藤一 (名大理) 太陽微粒子による宇宙線
牧野忠雄 (立教大理) カット・オフの変化 (15分)

38. 桜井 邦朋 (京大工) 磁場内における荷電粒子の運動 (20分)
39. 桜井 邦朋 (京大工) 太陽宇宙線の Nuclear Abundance
について (15分)
40. 高橋 八郎 (岩手大学芸) 宇宙線 27日変化の
千矢 葉作 直弘 Rrigidity Spectrum (15分)
41. 近藤 一郎 (名大理) 一次宇宙線 Rrigidity Spectrum
小藤 正弘 (理研) の 11年周期変化 (20分)
42. 長島 一男 (名大理) 宇宙線 Rrigidity Spectrum
の 11年変化 (20分)
43. 宮崎 友喜雄 (理研) L-3-1, -2, -3 号機による放射線測定 (20分)
竹内 井 一 番

才 2 日 5 月 2 7 日 (木)

大 気 光 (0900-1040)

44. 加藤 愛雄 (東北大理) 酸素緑線夜光天気図に見られた
奥田 光直 (東北大理) 興味ある現象について (10分)
45. 奥田 光直 (東北大理) 酸素赤線夜光の励起過程と
F 領域状態の時間的变化 (20分)
46. 中村 隆夫 (東京天文台) 朝方薄明時における大気光
浪良 強夫 6300Å 輝線強度の特性について (10分)
47. 等松 隆夫 (東大理) 光電子による大気光の励起 (I) (15分)
小川 夫 紘
48. 永田 武夫 (東大理) ロケットによる昼間大気光の観測 (15分)
等小吉 松川 隆利 夫 紘 栄
49. 古田 畑正秋 (東京天文台) 大気光「OI」6300Å
中 鍋村 正浩 秋義強 の発光層高のロケット観測 (10分)

電 離 層 1 (1050-1200)

50. 竹屋 芳夫 (阪市大工) 超低周波音波の測定装置について (15分)
奥本 隆一 夫 昭
51. 竹屋 芳夫 (阪市大工) 電子レンズ系による
奥本 隆一 夫 昭 裕彦 フアラデーカップの特性について (15分)
鈴本 村 稔 彦

52. 小北 川村 泰 徹一 (同志社大工) ロケットによる超低周波磁波の観測 (15分)
53. 加森 藤田 典 進子 (京大工) 熱励起による大気振動 (20分)

電 離 層 2 (1300-1700)

54. 平宮 尾崎 邦 雄 茂 (電波研) (I) 荷電粒子密度
55. 大畚 塩野 光 信 (電波研) ロケットによる (II) 電子温度 (各15分)
56. 大畚 瀬 正 徳 (電波研) 電離層の観測 (III) ロケット対空間の電位
57. 大 家 寛 (京大工) RF インピーダンスプローブのエネルギー損失について (15分)
58. 大 大 林 辰 蔵 (京大工) AF帯インピーダンスプローブによる超高層イオンサイクロトロン効果の測定について (15分)
59. 大 家 寛 (京大工) Differential Doppler法による地球外気圏電子密度の解析について (15分)
- ※ 60. 上 山 山 秀 弘 (東北大理) Dipole 磁場による iono-exosphere の電子密度分布 (15分)
61. 前 加 藤 力 雄 (電波研) 電離層状態の27日周期性(II) (15分)
62. 川 尻 蔵 大 (電波研) 昭和基地における電離層E領域の成層の変化について (15分)
63. 永 田 武 英 (東大理) 極地F領域の電子密度のUT効果 (15分)
64. 恩 藤 忠 典 (電波研平磯) 高緯度地方における f_{min} の増加について (15分)
- ※ 65. 恩 藤 忠 典 (電波研平磯) f_{min} の増大と地磁気湾型変化の発達 (10分)
佐 藤 幸 三 (地磁気観)
66. 佐 藤 輝 夫 (防衛技研) 赤道及び低緯度地方における f_oF_2 の夜間異常増加について (15分)
- ※ 67. 米 沢 利 之 (電波研) 中緯度地方における日出直前の f_oF_2 の季節変化, 非季節的年変化および半年変化 (15分)
- ※ 68. 奥 沢 隆 志 (京大理) 電離層内のプラズマ波 - Transverse magnetic field II (15分)
- ※ 69. 荒 木 徹 (京大理) 電離層内のプラズマ波 - Longitudinal magnetic field - (10分)

才3日 5月28日(金)

地 磁 気 1 (0900-1200)

70. 山 本 実 (京都産大) Solar Flare と地磁気擾乱の関連について (10分)
71. 加藤 藤 愛 雄 (東北大理) Solar M-Region に関する一考察 (15分)
桜井 尚 生 亨
- ※ 72. 羽 倉 幸 雄 (電波研) PCAの初期過程と太陽宇宙線の成分について (20分)
73. 河 島 信 樹 (原研) プラズマガンを用いたモデル実験 (15分)
福 島 直 (東大理)
74. 竹 屋 芳 夫 (阪市大工) Sq-風系のシミュレーション (15分)
奥本 隆四郎
堤野 正 徳
75. 矢 作 直 弘 (岩手大学芸) 磁気嵐と Type IV アウトバースト との関係について (15分)
高千 葉 敏 躬
76. 西 田 篤 弘 (東大理) SSC と solar blast wave (15分)
- ※ 77. 並 川 富 一 (阪市大理) 磁気衝撃波としての SC (15分)
西 田 照 二
- ※ 78. 藤 原 玄 夫 (京大理) SC について (15分)
79. 福 島 直 (東大理) 柿岡における SC 特性, 特に偏角の変化 (10分)
80. 山 口 又 新 (地磁気観) 水平分力急減後の擾乱 (10分)

地 磁 気 2 (1300-1600)

- ※ 81. 河 村 (地磁気観) 地磁気短周期脈動の観測(IV) (15分)
- ※ 82. 並 川 富 一 (阪市大理) SCに伴う pc について (20分)
- ※ 83. 斎 藤 尚 生 (東北大理) sscに伴う減衰型地磁気脈動について (15分)
- ※ 84. 斎 藤 尚 生 (東北大理) 地磁気脈動の周波数分析 (10分)
85. 平 沢 威 男 (東大理) 地磁気脈動の動スペクトラム (15分)
小 口 高
86. 平 沢 威 男 (東大理) 地磁気脈動 (pc-5, pc-4) の解析 II (15分)
87. 加 藤 愛 雄 (東北大理) Beating type の pc3 について (10分)
田 中 稔 穂
- ※ 88. 武 井 恵 雄 (東北大理) 電磁流体波の伝播について (15分)

- 89 加藤 愛雄 (東北大理) 電磁流体輻射に対する coherence condition について (20分)
- 90 北村 泰一 (同志社大工) 磁力線の弾性弦アナロジー取扱いの制限と外気圏電子密度分布 (20分)

総会・記念撮影 (1600-1730)

懇親会 (1730-1930)

才 4 日 5月29日(土)

地 磁 気 3 (0900-1200)

- 91 久保木 忠夫 (地磁気観) 地磁気日平均値について (10分)
- 92 小口 高 (東大理) 外部起源の地球磁場 (15分)
- 93 笹井 洋一 (東大理) 日本における地磁気変化のスペクトル解析 (10分)
- 94 前田 力雄 (電波研) 地磁気嵐急始時における擾乱ベクトルの世界的分布 (II) (15分)
- 95 力武 常次 (東大震研) 表面に凹凸のある半無限導体中の電磁感応 (10分)
- 96 西田 篤弘 (東大理) ほぼ汎世界的に同時に現われる新種の地磁気変動 (20分)
- 97 金田 栄祐 (科学博物館) ポーラーキャップオーロラと地磁気擾乱 (Si) との関連 (15分)
- ※ 98 飯島 健 (東大理) 地磁気変動の汎世界形態 (15分)
- 100 村田 宏雄 (京大理) 磁気圏内電流連結を考慮したダイナモ理論 (京大工) (20分)
- V L F E L F 空電 (1300-1600)
- ※101 徳田 八郎 (京大理) VLF電波の伝播に及ぼすイオンの効果 (徳村 雄一) (12分)
- 102 徳田 八郎 (京大理) アラスカ、ナベスナ氷河におけるVLF観測について (徳荒田 雄一) (同志社大工) (15分)
- 103 小国 高征 (東大理) 低緯度ホイスラー分散の日変化 (小鶴 浩一郎) (20分)
- 104 大林 辰蔵 (京大工) Hydromagnetic Whistlers II (20分)
- 105 近藤 五郎 (地磁気観) ELF の解析 (I) (15分)
- 106 柳原 一夫 (地磁気観) ELF 電磁場の発生源について(II) (15分)
- 107 小川 俊雄 (京大理) ELF 領域電場変動の観測 (15分)
- 108 大田 仁義 (名大空電研) ロケットによる低周波数帯雑音電波の観測 (大田 津中) (20分)
- 109 鎌田 哲夫 (名大空電研) ロケットによる電波雑音スペクトルの観測結果 (10分)
- 110 竹内 利雄 (名大空電研) 放電頻度と電荷生成の関係

(註) ※印は予稿未提出

1. 新潟付近の地磁気測量

藤田 尚美 (国土地理院)

新潟付近における一、二等磁気点で行われた磁気測量は、1954年以降通算5回となった。地震前と後の変動をしらべた。資料は移転した点を除いて10点である。変動量は、10γ程度でS/Nは1に近いが、特に偏角の傾斜は明らかに反転したと考えられる。平均的な経年変化に比して大きいものは減り、小さいものは増している傾向がみられる。そこで現在迄の一等磁気測量結果を適当な補正を行ない、D,H,Iについて55～65年間の経年変化図を作成した。新潟付近にはどれも異常がみられる。それから得られる結果として二等磁気測量の今回の結果は定性的には矛盾しない。なおこの地域の各点の平均経年変化からの分散は、 $\sigma_D = \pm 1.5 \gamma/y$ 、 $\sigma_H = \pm 0.65 \gamma/y$ 、 $\sigma_Z = \pm 1.0 \gamma/y$ となった。一、二等磁気測量結果を用いて、ブロック毎に各成分の σ を出し、そのうちどれかの成分の σ が $1.0 \gamma/y$ をこせば、そのブロックは注意すべきではなからうかと考えられる。

2. 動揺体上における地磁気三成分の測定(X)

藤田 尚美 (国土地理院)

昭和36年以降実施してきたWMS航空磁気測量の第一次整理が終つたので報告する。国地理院で行つた整理を個条書きに示すと、

1. 基地上空で基線を調整した。
2. 日変化は磁気嵐に遭遇しなかつたことと、1.の方法によりその大半が補正されたことで特

に直接的には補正してない。

3. D, H, F三成分をフリーハンドでコンターを入れた。
4. 1° 毎に D, H, F を読みとり、XYZI 4 成分を計算した。 1° は、コース間隔の最大のものゝ 2 倍にしたのは情報理論からの裏付けによる。
5. これらを二次式でとくのは、海の結果と一緒にして条件式をいれてとくべきだと思われるからである。
なお、海の結果との接合の問題、式表示の問題等があるが、これらについては関係者の協議によりたい。

4. 大島火山の航空磁気測量結果について

加高室内樋
藤木井海口
愛章 喜
雄雄勲(東北大理)
健啓

昭和40年3月伊豆大島火山の航空磁気測量を行なった。シコルスキーS55にプロトン磁力計を吊し、全磁力の測定を行なった。精度は $\pm 10\gamma$ である。磁気異常の分布の解析を容易にするために高度を変え、4000ft、5000ft、6000ftの高度面で測定した。4000ftでは南北方向に約1.0Kmの間隔で10本、東西には約1.5Kmの間隔で7本、6000ftでは南北に約1.5Km間隔で6本、東西には約2.0Kmの間隔で6本、また5000ftでは火口から6方位に測線を取り測定を行なった。精密な気圧高度計を用い高度に関するチェックを行い且、測定に同期して5sec間隔で航空写真をとり、測定的位置を決定した。

以上の測量より大島火山の詳細な磁気異常図が得られた。いままでに判っている重力及び岩

石磁気の測定結果、その他の研究結果を参照し、且、3つの高度の測定結果より直接高さに関する傾度及び各高度の磁気異常図より傾度の計算を行い、それらの結果を総合し、磁気異常の source の深さ、空間分布に関して解析を行った。その結果について報告する。

5. 航空磁気測量結果の解釈について

横 山 泉 (北大理)

北海道支笏湖の湖面において実施したプロトン磁力計による磁気測量と、米国地質調査所が地形の上空 500 m を飛んで実施した航空磁気測量との結果を比較すると、非常に相違していることが判つた。これは航空磁気測量においても、場合によつては、側方の地形の影響が著しく現われ、地下の異常がマスクされることを示す。

また、屈斜路湖地域の航空磁気測量結果の解釈に当つては、磁気異常分布図の高異常、低異常を単独にとり上げて論ずる前に、それらの異常のプロファイルをつくり、磁気異常の波長に対するスペクトラムを求め、これを地形と比較することを試みた。

6. 光ポンピング磁力計が航空磁力計に最適なり

宮本 貞夫 (雪谷高校)

光ポンピング磁力計 (以下 O.P.M と略称す) は次の長所をもち、航空磁力計として他の磁力計よりすぐれていると考える。

長所① 完全に連続記録がとれる。

プロトン磁力計では断続的である。

- ② 変化量をプロトン磁力計 (以下 P.M と称す) より 1桁感度が良い。
- ③ 500 O/G の早い変化にも忠実に記録出来る方式のものがある。
- ④ 小型 軽量 (検出部、増巾器で 1.5 Kg)
- ⑤ 消費電力が小さい。
- ⑥ 耐震性である。
- ⑦ 速隔記録が容易である。

日本全体の地磁気の状態を大略的に知るには P.M による航空磁気測量 (国土地理院の実施方法) でもよいが、H, D は 5 Km 毎、F は 2.5 Km 毎となり、火山噴火や地震と地磁気の関係を検討するには完全な連続記録のとれる O.P.M によるのが有利である。

直ちに絶対値の連続記録がとれるから有利である。船舶および海底用磁力計にも O.P.M は適切であるのは勿論である。

7. 海底磁力計に対する提案

宮本 貞夫 (雪谷高校)

海底磁力計の開発の重点の1つは三成分観測の型式と考える。Fは簡単で完成されていると考えてよいが、Dは最も困難で次にHが困難と思う。将来計画書では小型軽量化が問題と記されているが、むしろD等の観測が無人化および遠隔記録方法が問題であると思う。

上は光ポンピング磁力計又はプロトン磁力計に共に云える事である。

将来計画書では1地点に3成分夫々3台の予算が組まれているが、むしろ観測点を3倍にする方がよいから、1台で3成分を1分毎にでも記録する方式は如何であろうか。

ヘルムホツコイルに直流を流して三成分を測るわけであるから、3台では夫々が相当はなされるはずだから、反つて同一点で1台で3成分を継続的に測る方が良いと考える。

次に全磁力のみを数10地点の多くで海洋上で観測するために、海底に沈めずに光ポンピング磁力計を海面下100m位に吊して遠隔記録する事も提案したい。

海底磁力計はプロトン磁力計より光ポンピング磁力計が良いと考えるのは、消費電力が少いからである。感度もプロトンより1桁良い。

遠隔記録もすでに開発されている。

日本近海に海底磁力計を分布する時には、三陸や東海道沖のかつての大地震の起つた地点に近くにもおいて将来の検討の資料にもそなえる準備も有意義と考える。

台風進路の近くも配し、海上のブイには風向風速等も陸上で遠隔記録するように多目的のブイにするのも有意義と考える。

8. オプティカル・ポンピングによる磁力計 (V)

小川 徹 (同志社大工)

現在まで開発された光ポンピング磁力計は全磁力の方向と光の方向の角度 (θ) により多少観測値に差を生じていた。これは使用しているゼーマンスペクトルが図1のように多くのスペクトルから成っており、しかもその各々の相対強度が θ により異なるため、スペクトル全体の形が θ に依存するためである。

このような誤差を少なくするため、ランプの両側に2つのルビジウムを対称に置いた方式が考案されている。¹⁾

しかし特性の等しい2つのセルを作ることが殆んど不可能であり、又両側に対称に配置して光量と温度を等しくして同一結果を得ることも困難である。

そこで筆者はセルは1個とし、それに入るポンピング光を2分し、1つは左偏光、他は右偏光としてセルを通過させ光検出器の出力を合成する方式につき試作を進めている。

図2のように左右の偏光系を用いると各々検出器で得られるスペクトルは図1のようになるから、適当に合成すれば対称なスペクトルを得ることが出来る。

ゼーマン遷移の各成分の相対的な強度は単に磁場と光の進行方向とのなす角 (θ) のみでなく、ランプからの光量、セルの温度、高周波磁場等でも変化するから、上のような対称スペクトル方式はこれ等の変動に対する誤差を少なくすることが出来る。

尙右偏光と左偏光を受けたそれぞれの原子が互いに衝突して信号を弱めないために、セルには適当な緩衝気体を入れるか或は粗な隔壁を設ける必要がある。

参 考 文 献

- 1) A.L.Broom ; Appl. Optics, 1 61 (1962).

図1. アルカリ金属のゼーマン効果

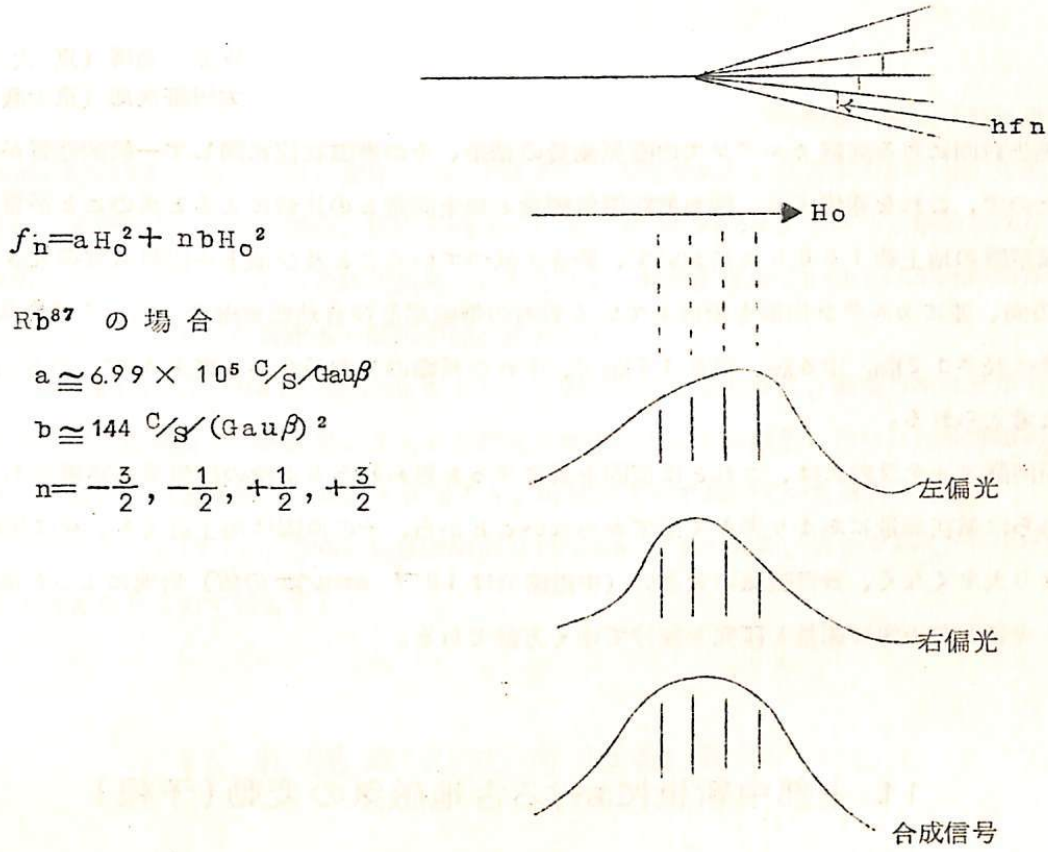
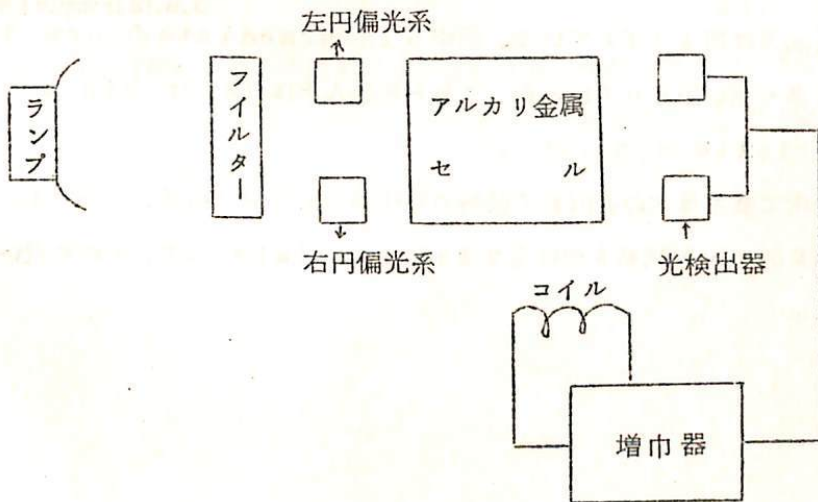


図2. 対称スペクトル方式磁力計ブロック図



10. 阿蘇山の帯磁状況 (一般帯磁)

安原 通博 (京大理)
太田 恒次郎 (京大教養)

過去数回に亘る阿蘇カルデラでの磁気測量の結果、その帯磁状況に関して一般的性質が得られたので、これを報告する。即ち航空磁気測量と地上測量との比較によると次のことが言える。一般帯磁の地上約 1500 m において、約 $\frac{1}{2}$ に減つてゐること及び地上の磁気異常の大きさ及び方向、並にカルデラ内部を形成している岩石の帯磁率及び自然残留磁気から、その岩体の大きさは長さ 12 Km、巾 6 Km、深さ 12 Km で、その長軸の方向が北から東へ 30° の方向にあると考えられる。

尚阿蘇カルデラ内には、これとは原因を異にすると思われる 5ヶ所の磁気異常地域があり、これらは航空測量にあまり大きく出でおらないことから、その原因は地上近くか、或は体積があまり大きくなく、残留磁気の大きい、(中嶽熔岩は 10^{-2} emu/gr の値) 岩塊によると推定され、今後この方面に測量と研究を続けてゆく方針である。

11. 上部中新世における古地磁気の変動 (予報)

広岡 公夫 (阪大基礎工)
G.B. Dalrymple (米国地質調)

偏角が大きく北又は南よりずれている、謂ゆる intermediate の nrm を有する岩石が西南日本でも多く見いだされているが、これらの殆んどは Upper Miocene と考えられ Pliocene, Pleistocene には少い。

米国地質調査所で西南日本の火山岩 7 試料の年代測定を行つた結果、 $13 \sim 14 \times 10^6$ 年を示す Upper Miocene の試料 3 つは全て intermediate 又は、それに近い n.r.m の方向を持つていた。

12. Miocene 以後の地球磁場の変動について

伊藤 晴明 (島根農大)

新第三紀における地球磁場の変化については多くの報告があり、又近年 Dating の進歩とともに、地球磁場の変化の周期、或は Normal および Reverse であつた期間がほぼ正確に求められつゝある。これらの研究結果から考えると、地球磁場の Transition の問題が古地磁気学において一つの興味ある問題の様に思われる。

Transition の Mechanism を少しでも明らかにするために、西南日本に分布している新第三紀火山岩および深成岩の N.R.M. を測定し整理した。その結果、得られた地球磁場の変化は、現在までの西南日本の Data によると、時代によつて異つていた様にみえる。

これは Transition の時に地球磁場が Dipole であつたか、否かを解く一つの要素になると考えられるので報告する。

13. 札幌周辺の古地磁気

西田 泰典 (北大理)
横山 泉

我々は、北海道南西部における火成岩による古地磁気の研究を行つているが、その中、札幌周辺 17ヶ所約 90 のサンプルについての自然残留磁気の測定を行い、95% 信頼度を持つ Pole position の決定および安定度のテストが完了したので、その結果について報告する。

なおサンプルの時代はほとんどが新第三紀であり、一部新第三紀と第四紀の境目のところにある。又岩石の種類は石英粗面岩、安山岩、変朽安山岩である。

安定性のテストは、(1)交流消磁、(2)熱消磁、(3)造岩鉄物のX線解析、(4)造岩鉄物の T_B-T 曲線及びキューリー一点の測定について行つたが、この場合、1ヶ所につき2個のサンプルをテストすることにより、その場所を代表させた。すなわち、テスト(1)について1個、(2)~(4)について1個である。

その際、 J_N と J_{TC} との比も求めたが、その値は0.1~1.0迄分布し、平均値は0.5となつた。

その結果、磁氣的に安定であると判定された場所は17ヶ所中11ヶ所であつた。

そして、その場所のサンプルの自然残留磁気の平均方向を大体正逆に別け、地質図に従つて時代別に示すと、次の表になる。

なお、今後も引き続き試料の数を増加して調査を進めてゆく予定である。

		10	20	21	29	30
		小樽西部	銭函	札幌	定山溪	石山
第四紀	更新世					
	野幌統					I
新第三紀	鮮新世		R	R	R	
	瀨棚統					
	濁川噴出物層				R	
	中新世		N			N
	黒松内統					
	中世				R	R
新第三紀	八雲統					I
	訓縫統				R	
	福山統					

N : 正、 R : 逆、 I : 中間

15. 隠岐島前および山口県見島の古地磁気

浅海 英三 (島根大文理)

伊藤 晴明 (島根農大)

山陰地方には新第三紀の火山岩が広く分布しているが、一つの Outcrop で垂直的に分布する Lava Flow が観察される場所は少ない。隠岐島前および山口県見島には Pliocene から Pleistocene に噴出した Lava の良好な outcrop が観察される。

この度次に示す様な目的でこれら島前・見島の Lava を Sampling し、その N. R. M を測定した。

- 1) Pliocene から Pleistocene にわたる地球磁場の動きを出来る限り連続的に求める。
- 2) Normal の Rock と Reverse の Rock が接している一つの Outcrop を探し出し、その間にある岩石の N. R. M の変化をくわしく調べる。
- 3) 川尻岬に見られる様な Normal と Reverse の Intermixed Zone を確認する。

16. 川尻岬玄武岩の古地磁気再検討

浅海 英三 (島根大文理)

川尻岬は同一岩体中に正と逆の N. R. M が混在することで知られ、筆者は既に 10 年近く以前に「これは全岩体が本来は正に磁化していたものが川井説の自己反転により或る部分は磁化が反転し、或る部分は未だ正磁化のままに残っているものである」との結論を一応出して報告した。その後更にその詳細な機構の解明をしたいと思いつつも 8 年間研究職から離れていた

為にやむなく放棄の状態にならざるを得なかつた。3年前から島根大学に着任し更に昨年9月米国ピッツバーグ大のFrederickson 教授が来日し筆者（堂面、伊藤両氏同伴）と一緒に川尻岬の現地調査と試料採取を行い、協同研究を約束した。F教授が如何なる結果を出されるか未だ何の音信も無いが、当日の彼の意見を参照して同じく現地を初めて見た伊藤氏は筆者の既報の解釈とは稍々異なる次のような考え方を示している。即ち「川尻岬の全域は同一噴出岩体ではなく、正磁化の部分と逆磁化の部分は別箇の噴出で両者の接触部分に正逆混在が見られるのである。」それは筆者も一応もつともな考え方と思う。何故かというと

- (1) このような実例は時々見られるが、既発表の川尻岬のような例は他には殆んど無く山陰地域の一連の玄武岩帯で隠岐見島等他のものとは全く型の異なる特例が川尻岬にだけあるというのは不自然である。
- (2) 今迄見落していたが川尻岬の最上層の正磁化の部分は別箇の噴出であろうと考え得る箇所があることが判つた。
- (3) 正逆混在部分の磁化の磁性の研究が今迄実は不充分であつた。今回採取した試料のうち、ほんの数箇であるが混在部分の正磁化が300°C以下で附加された不安定なものらしいものがあることが判つた。

併し一方において筆者の既発表の全域が同一噴出岩体であるという考え方もまた充分の根拠のあることである。それは隠岐や見島においては正磁化の部分と逆磁化の部分は明かに別箇の噴出であることは露頭を見てはつきり判るがそのNRMが正の部分と逆の部分とは大体それぞれ強さは略々一定（少くも同じorder）である。然るに川尻岬においては正磁化の部分も逆磁化の部分もそれぞれ略々一定の強さとは言えないで、orderが1桁も異つており、また強さと方向の分布状態からも正の部分、逆の部分、混在の部分それら全部を一体と考える方が合理的であることは既報の通りである。

また一昨年英国リバプール大R. L. Wilson 教授の依頼で川尻岬の正逆それぞれの部分か

ら試料を取つて送り彼の所で岩石学的研究を行つた結果、川尻岬はスコットランドやアイスランドの試料の場合と一致し、筆者の既報の考え方で宜しいとのことであり、正磁化が本来のものであつて逆磁化の方が変化したものであるという趣旨の音信が去る3月Blackett先生およびWilson氏からあつた。尙堂面氏も昨秋現地から同時に試料を持ち帰り、別箇に更に研究の結果、既発表の考え方を更に支持する意見を持つているように見受けられる。

かくして川尻岬の古地磁気については再検討の必要を感じ今後更に突つ込んで研究したいと思つている。

17. 新才三紀以後の低緯度に 位置する磁極について

野村 哲 (教育大理)

新第三紀以後、磁極が低緯度を通過するときは、柵、小諸、湯本層の火山岩の磁性は、ともにヨーロッパ、アフリカを通ることをのべた (Nomura, 1963) その後2, 3の地域で発見された試料も、やはり同様であることがわかつた。

しかし、Sigurgeirsson (1957) が、Icelandic basalt から求めた磁極とは一致しない。

これらのことは次のような問題を含んでいると思われる。

- (1) 日本の場合、ヨーロッパ、アフリカを通ることは、地磁気発生の機構に関係するのではないか。
- (2) dipole か否か。
- (3) さらにほかの国ではどうか。

- (4) 古地磁気による“大陸漂移説”は、否定できないか。
- (5) 変化するさいの、さらにきめのこまかい研究をする必要がある。
などである。

18. 地磁気考古学時代経年変化

川井 直人 (阪大基礎工)
広岡 公夫

英国アイスランド ($\lambda=0\sim 15^\circ\text{E}$) , 日本 ($\lambda=135^\circ\text{E}$) , 米国アリゾナ ($\lambda=110^\circ\text{W}$) に於いて行われた考古学古地磁気研究資料のそれぞれより、仮想磁極の時間変化を求めた結果AD700より現在までの結果は予想以上に相似していることが分つた。そこでこれらの平均軌跡を求めた。

この結果から結論されることは、

- (1) Dipole 自身が約2000年一回転のかなり速い速度で地球自転軸のまわりを運動すること
- (2) その方向は大きくみて、反時計まわりであること。
- (3) 回転運動は決して均一でなく、先ず速度はAD700~1000の間は遅く、続く300年間AD1200年までは速く、さらにそののちのAD1500までは再び遅いと云う緩急があること。又、極移動の軌跡も決して円形を示さず、平均円からの章動が特にAD1300~1400及びAD1700~1900年間に顕著に認められること。

筆者等は、したがって永年変化を nondipole の westward drift のみによると云う考え方に対して反対する。

19. 中国における極光観察記録

慶松 光雄 (金沢大)

中国の文献から極光史料をさがすよう永田武教授の依頼を受けてから1年余りの間にわたくしが得た資料につきまとめたものの若干を話してみようと思う。これについては福島直教授の絶大なる御協力と御指導をえたことを明記して謝意に代える。

第1に申したいのは、中国には実際に極光を観測した人でなくては記しえないと思われる的確で非常に信憑性の高い極光に関する史料が少なくとも西紀前1世紀以後一貫して存在するということである。それ等のうち代々の首都に置かれた国立天文台において日夜間断なくあらゆる天象の変化を観測記録していた専門家の手になるものを第1にあぐべきであろう。それらは観測地点の緯度・経度を確めうるのはもちろん、大体において年月日が明記され、星座の位置によつて天象の変化の場所を示しているので観測地点からの方向を知りうる便宜がある。

第2に極光史料を存在する文献とそれに対する調査の段階について記すべきであるが、こゝには省く。

第3に、H. Fritz による極光史料年表との対比について述べる。彼の集めた史料は米国の新しい時代の史料を除けばほとんど欧州のものに限られている。極光を見やすい西側の高緯度に位する狭い欧州という地域だけの史料によつて過去2000年以上に及ぶ全地球面上から見えた極光を論ずるのは甚だ危険である。この欠を補うものとして、極光の見えにくい東側の而も40°N以南に位する中国の極光史料が全人類の残した貴重な史料として大きく浮び上つて来るように思われる。中国の極光史料はこれに朝鮮・日本のものを加えることによつて一層よくFritzの欠を時間的にも、地域的にも、記述内容においても補い得るものと信ずる。なお中国には太陽の黒点史料についても古くから貴重豊富なものを存して居り、それ等をも参照しゆきたいと考えている。

次に極光と覚しきものに対する中国人の呼称、若干の史料の実体、Fritzの年表に見える欧州の極光などの対比などを述べたいが、それらはプリントによつて話したい。そのうち年月日の全く一致する一例について欧州がBöhmen ($51^{\circ} \sim 49^{\circ}N$) におけるものであるに対し、中国は南宋の都、臨安(浙江省杭州市)におけるもので、実に $30^{\circ}N$ 、中国の史料は極光を見得る南の限界を考える上にも非常に役立つのではあるまいか。

20. 中国極光観測史料を用いた地球磁場変動研究

慶松 光雄 (金沢大)
永田 武 (東大理)
福島 直 (東大理)

地球上における極光の出現は地球磁場分布に支配されていることを利用し、過去における極光観測史料を調査して、その時代における地球磁場分布を求め、地球磁場の過去における変動を知らうとする意図で中国における極光観測史料を利用する。先の講演にも述べられている通り、中国における極光観測結果と欧州における記録とを対比して、両地域における極光の南限界がはつきり求められれば、当時における地球磁場分布について定量的な議論を加えることができる。いままでに調査がすんだ範囲ではまだ年代別に定量的な吟味が行いうるほど多くの資料は得られてはいないが、ともかく地球磁場双極子軸が過去においては現在のものとは異つていたらしいことが想像される。

2.1. Baked earths 中の主な強磁性鉱物 とその NRM の stability について

笹嶋 貞雄
前中 一晃 (京大理)

西南日本で発掘された各地の古窯から採取した年代のかなり確かな焼土の熱残留磁気の測定から過去 2,000 年にわたる地磁気の強さの変動を求めその結果については前年度に発表した。一般に焼土はその外観から単純に赤鉄鉱 ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) が主な構成磁性鉱物であると見做される事が多い。しかし今回は幾つかの前記焼土試料について、その主要構成鉱物を厳密に調べ、その残留磁気の安定性との関連について検討してみたので、その結果の概要について述べる。

熱磁気分析、X線構造解析、顕微鏡観察及び化学分析の結果によれば、多くの焼土は、
(A) Ti-poor の Ulvöspinel-Magnetite 系固容体が酸化された所謂 "酸化型チタノマグネタイト" を主成分とし、若干の所謂 "ヘマタイト" を伴っている。従つて X線的には Cubic 構造を示しキュリー点は 560 度前後のものが多い。又逆に (B) Ti-poor の Ilmenite 系固容体にはほぼ近い構造と化学組成を示す鉱物成分を主体として僅かに "酸化型チタノマグネタイト" を共生するものもかなり多い。(A)の場合にも酸化度によつて幅広く種々の組成と磁氣的性質を異にするものが存在し、一般にはこれら鉱物が種々の割合に混合した複雑な混合物をなしている。同じかまでもその部分により (壁体の内か外側か、床か煙道部かなど) かなり異つている事が予想される。但し何れの構成成分の場合でもそのかまの焼成温度からも予測される通り約 600 度 (キュリー点より高い) までには $\gamma \rightarrow \alpha$ の転移点は認められず熱安定性は極めて良い。又自然残留磁気の安定性も (A), (B) 何れの場合も著しい差異はなく極めて信頼度の高い事が認められる。

22. Pollucite の鉄置換体

久米 昭一 (阪大教養)

小泉 光恵 (阪大産研)

Pollucite ($\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag}$) は特殊な火山岩中に産する zeolite の一種である。

この鉱物中の Al^{3+} イオンは Fe^{3+} イオンと置換することが可能であり、この置換は連続的におこなわれて、Pollucite の鉄置換体 ($\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag}$) を合成することも出来る。

この Pollucite 鉄置換体の合成が最近、Kopp らによつておこなわれ、これが弱い磁性をもつことが報告された。もしこのような Fe^{3+} イオン間の距離の大きな結晶でなんらかの強磁性結合が存在するとすれば岩石磁気を担当する新しい鉱物として注目されるので、われわれは pollucite とその鉄置換体を end member とする系に属する鉱物の合成をおこない、生成物の構造や磁性を検討した。

その結果、この系は連続固溶体を形成するが、いかなる組成のものもフェリ磁性あるいは強磁性を示さないことが判明した。Kopp らの報告は多分不純物として少量含有されたヘマタイトないしはマグネタイトによるのではないかと考えられる。

2.3. カナダ・ノランダ銅鉍床の岩石磁気

堂面 春雄 (山口 大)

Sulfidic ore body (Group I) より4ヶ, これを貫く diabase dyke (Group II) より2ヶ, 更にこれらの contact zone における diabase (Group III) より1ヶの約1000CCの samples よりおよそ6ヶ宛の cylindrical specimens (dia. $1\frac{1}{8}$ inches) を切りだしてこれらの N.R.M. を測定した。

Group I の試料では、ほとんどの現在の地球磁場方向と平行な N.R.M. を示したが、その他のものはこれよりかなりずれている。

N.R.M., T.R.M. いずれも約1000eの \tilde{H} に対して、その強度の50%を減じ、この decay modes は各 Group とほぼ同じであつた。方向については T.R.M. はすべて極めて安定であるにもかかわらず、N.R.M. はいずれもやゝ安定度が劣り、特に Group II および III ではむしろ悪い。

T_g -T 解析では Group II および III ではほぼ可逆的曲線をえがき、いずれも Main C.P. は magnetite の存在を示した。Group I のものでは350°C近傍に C.P. をもつものが、この温度を通過上昇するにつれて急激に J_s 値を増加し、C.P. 575°C の単一相に転移するのがみられた。

これらからえられた Virtual pole positions は夫々次である。

Group I	97°W	60°N
Group II	128°W	8°N
Group III	113°W	33°S

24. コロムビア川玄武岩の岩石磁気 (II)

堂面 春雄 (山口 大)

この玄武岩のNRMがR・N-両Groupsではほぼ同程度の安定性をもつことをすでに昨春報告したが、これらについて更に J_s -T解析による結果を加えて総括する。

Snake River および Asotin Creek 両支流の lava flows より採られた試料はともにほぼ同数のR・N-NRMを示すが、やゝR-Groupsの方が安定度がよい(川尻岬の場合と同様)。

両 lava flows において、R-Groups および N-Groups の NRMの平均方向は、それぞれのGroupsで大体一致するが、R・N-両Groupsのaxesは反平行よりやゝはずれ現地球磁場方向に対しそれぞれ反対側に遠ざかっている (Fig. 1)

これからえられた
Virtual Poles

はそれぞれ次である。

× Present Geomagnetic Field

1. Spole for Asotin Creek
2. Spole for Snake River
3. Npole for Asotin Creek
4. Npole for Snake River

Fig. 1. Mean Directions of NRMs of
Columbia River Basalts.

	Snake River	Asotin Creek
N-Groups	(151°W 52°N	(143°W 60°N
R-Groups	(109°W 71°N	(84°W 69°N

25. 川尻岬玄武岩の自然残留磁化 の安定性 (I)

堂面 春雄 (山口大)

1964年夏採取された川尻岬西岸の玄武岩試料より切りだされた約100ケの test specimens の N. R. M. は、その半数以上が Reverse で、R-・N-の磁化方向はほぼ逆平行であつた。特に2ケの fist-sized samples についてはR-, N-の混在がみとめられた。すなわち、これらのうちの1つの sample についてはR:Nの出現頻度は3:1で、他の1つではほとんど at random である。

R-およびN-group の J_N / J_T の mean ratios はそれぞれ0.93および0.73, で他はやゝ小さく0.57であつた。

N. R. M. の温度依存度は両 group ではゝ同様であり、 \tilde{H} に対してはR-groupの方がやゝ安定度がよい。このことは前報 (山大教育論叢 1960, J. G. R. 1965)と同じである。S-T analysis によるC.P. の頻度曲線も従来のもとはゝ同様である。

(科学 1956)。

26. 岩石非可逆磁化

永田 武 (東大理)

岩石の残留磁化は圧力や温度によつていろいろ変えられる。その機構は勿論複雑多岐であるが、熱残留磁気や圧残留磁気を物理的に理解するには、非可逆磁化そのものを一般的な模型で表現することが先づ必要になる。

この論文では、その一つの試みとして各々の磁区の微視的抗磁力という概念のみに準拠して統計力学的な取扱いを行う。この様な簡単な模型では、磁化曲線や残留磁化の特性のすべてを説明することは出来ないが、レーレーサイクル、熱残留磁気、圧残留磁気等の特性の概略の傾向を説明することが出来る。

28. $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系の高温高圧下の電気伝導度の電気伝導度

藤沢 英幸 (東大理)

秋本 俊一 (東大物性研)

筆者等は、さきに Fe_2SiO_4 のオリビン相、およびスピネル相の高温高圧下の電気伝導度を "正四面体プレス型超高压発生装置" を用いて測定し、オリビン \rightarrow スピネル転移に際して著るしい電気伝導度の不連続変化がみられることを明らかにした。本講演の研究は、従来の研究を拡張して、マントルを構成する最重要鉱物相としてみとめられている $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系列の高温高圧下の電気的性質の解明を目的として行われたものである。

電気伝導度の測定にさきだつて、 $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系列の高温高圧下の相平衡の問題がオリビン⇌スピネル転移に重点をおいて詳細にしらべられた。高圧発生装置の能力の関係上、純粋の Mg_2SiO_4 (forsterite) を直接スピネル相に転移せしめることはまだ不可能であるが、 $800^\circ C$, 約 $90 kb$ までの実験で $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系において Fe_2SiO_4 から $84Fe_2SiO_4 \cdot 16Mg_2SiO_4$ までの試料についてスピネルの单相を得ることに成功した。

$90Fe_2SiO_4 \cdot 10Mg_2SiO_4$ の試料について行った高温高圧下の電気伝導度の予備的測定の結果は、 Fe_2SiO_4 中に Mg_2SiO_4 が固溶してもさきに報告した電気伝導度の不連続変化には著るしい変化のないことを示している。しかし固溶体系列の電気伝導度の測定には、オリビン相とスピネル相の共存領域が存在するため、 $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系の電気伝導度に関して定量的議論を行うことは現段階ではかなりむずかしい。

29. 地球磁場の 2 要因

永田 武 (東大理)

地球磁場の球函数展開係数の正規化した値を次数 n の函数として調べると、おのおのの次数 n に対する係数 C_n^m は、もちろん m によつて異なるが大體 1 桁の範囲に集つている。 $n \leq 6$ については、 $C_n^m \propto k - (n+1)$ という表現が成立し、 k の値は約 2.7 になる。又 $n \geq 10$ については同様に $C_n^m \propto k' - (n+1)$ の形で表わされ、 $k \leq 1.1$ の程度である。 n が 6 と 10 の値は第 1 型から第 2 型に漸次移動する。 $n \leq 6$ の部分は地心距離約 2,300 Km の球面上に分布する地核内の電流系によつて作られ、又 $n \geq 10$ の部分は深さ 700 Km 以内の地球上層部の磁化に原因することが結論される。

30. 宇宙線強度の短周期変動

和田 雅美 (理 研)

数分から数時間の時定数をもつ宇宙線強度の変化につき、先に原子核研究所で実験したが、同様のことを米国マサチューセツ工大で調べた。結論は現象の存在を認めるに到らないということだが、その次第を述べる。

測定装置はそれぞれ 10^6 /hr の計数をもつプラスチックシンチレーター中間子計 3 コよりなる。記録は 6 分毎に行われる。

解析方法は分散分析である。相隣れる対の値の差を基本とすることにより、時間間隔の 3 倍を中心とする周期をもつ現象をとり出すことが出来る。この感度曲線の半値巾は 3 であまり鋭くないが、計算方法が簡単な上、結果の定量的解釈がすつきりできる。時間間隔を 6, 12, 24, 48 分と増してゆきパワースペクトルに似たものをつくれる。6 時間のデータから 1 組の分析結果を得、1963 年 3 月より 1 年間で約 1000 点になった。これを総合して次の解析をした。その結果は、

- 1) 分散分析から得られた誤差項の大きさは、平均計数から期待される値より、せいぜい 2% 大である。これは宇宙線中間子計では入射粒子が互に全く独立であることを示す。(中性子で同様のことをやると、2 倍の分散が得られる。中性子計の機構上仕方がないことである。理由もはつきりしている。)
- 2) 別のいゝ方をすれば、上記の計算法で誤差項が統計的変動のみを見ている証明ができた。
- 2) 分散分析から得られた共通変化(時間変化)の項は誤差項より、統計的に有意に大きい。しかし有意性は 1000 点平均としてのものであり、個々の値は F 検定で有意にならぬ。
- 3) 誤差項を引去った残りを時間間隔に対しプロットすると、パワースペクトル式のものにな

る。値は標準偏差にして平均計数の0.1%で6~48分の間でU型のスペクトルを示す。短期間1分記録をつとけ、そのデータから1分まで時間をのばした。短くなるほど上昇する傾向にある。

この種のスペクトルをKpで分けて見たが、有意な差はなかつた。1日内の変化も認められなかつた。このようにいつでも同じように出るとは、決定的に存在を主張したいというときある種の不安を与えるものである。有意性が統計的なもののみから出ていることにも問題がある。そこで現在までの結論としては総合的な有意性は無いといわざるを得ない。1963年9月の宇宙線嵐を6分値でプロットし、嵐の前後で目に見えるような変化のなかつたことも、上記の消極性を助長したことになる。

もし同種の研究をすゝめるとしたら

- a) 変化振巾が一般に中間子より大きい中性子のデータで精度のよいのを用いる。CanadaのDeep Riverで各々 7×10^5 /hrの3台のデータが5分値で記録されているので使える。
- b) 中間子だけがBoliviaの山上で60m²の装置が動いている。20m²ずつ3コに分けた1分値が使えるであろう。

一般的に短周期現象を扱うには、とも角精度を上げてゆき、各例の変動が目に見えるようにするのがもつとも着実である。これを地球上数点おき変動の同時性や異方性を見ることがのぞましい。

3.1. 宇宙線日変化と惑星間磁場

和田 雅美 (理 研)
V. Sarabhai (India (M.I.T.にて))
G.L. Pai (India (M.I.T.にて))

Deep River の中性子 1 時間値から毎日の日変化 1 日と半日成分を求めた。これを改めて合成し極大時と極小時を得る。1963年64年とも同じ結果であるが、極大は太陽方向より東90度中心、極小は西45度中心の分布を示す。極小時の分布の巾が極大のより広い。

極大時と極小時が対象でないことから、宇宙線日変化が1日成分ではまかないきれないことがわかる。

太陽西45度が太陽よりの磁力線の方向であることから、日変化の原因のひとつを磁力線にむすびつけられないかと考えた。もし Parker 流の空間磁場があり、地球付近で数ガンマとすれば太陽面で1 Gauss 程度になる。いわゆる宇宙線が数~数10 GeV/c の運動量のものとする、ほとんどの宇宙線は磁力線に忠実に従って行動することになる。惑星間空間磁場の果からしみこんだ銀河宇宙線は、磁力線にそつて太陽に向かい、磁場の強くなるに伴いピッチ角を大きくし、ついに反射して太陽方向から逆向に戻つていく。もしこれだけであれば、異方性も密度の傾斜もない空間になる。しかし、磁力線はあちこちに乱れがあるのが実情である。乱れの大きさは宇宙線を元の磁力線からはじき出すのに丁度よい程度である。もし磁力線の乱れの分布が、太陽中心に対象でなくなつたとき、過渡的に磁力線に沿つた異方性があらわれないだろうか。

極小時の平均値の27日変化を調べてみたが、1963年に K_p のきれいな27日変化があるにもかかわらず、極小時の変化は認められなかつた。 K_p そのものとの関係は解析中でわからないが、太陽西45度の極小は比較的定常のものに思える。

磁力線の乱れの具合により、磁力線に沿つて戻るべき粒子が太陽に向かい、吸収されること

が考えられる。もしこの効果が大きければ、測定にかゝる異方性をおこさぬだろうか。これは見かけ上吸収体としての太陽の容積が大きくなつたことに対応するであろう。

これから先のことは、磁力線の乱れのある時の拡散方程式でも解かないことには、加減の種々な効果の総和としての日変化を与えきれないであろう。

なお、中間子成分の日変化では太陽西45度の180度対側に極小のあることがひんぱんにおこる。データを見た期間がみじかいので深くはわからぬが、この事実も説明する必要がある。一般に中性子と中間子の日変化は高調波まで入れた形で似ており、逐日変化もきれいに一致していることも記しておく。

3.2. 宇宙線日変化における緯度効果の変動

村上 一昭 (理 研)
奥谷 晶子

宇宙線日変化の緯度効果は日変化を与える一次宇宙線のスペクトルと地球磁場の状態とによつて大凡決るが、そのスペクトルの変動と地球磁場の影響を分離することは簡単ではない。こゝでは異なる緯度での日変化を比較して、スペクトルの変動はどのような形で起つているか、又地球磁場が solar wind によつて変形されているが、その影響が日変化にどのように現われているかを調べた結果を述べる。異なる緯度での日変化の比較は、振巾の比及び日変化の位相のずれについて行われた。使つた Data は IGY 及びそれ以後の Neutron Monitor によるものである。比較の結果の傾向を述べると次の如くである。

1) 振巾比と位相差の関係から平均的には、日変化分のスペクトルは、そのスペクトルに於ける冪の値が変わることによつて変つていて、スペクトルの低エネルギー部分の cut の変動によらない。

- 2) 地球磁場の変形の effect を見るために、地球磁場外での異方性の方向の異なるものを比較すると、12時方向のものから、だんだんと夜側に異方性の方向が変つて行くに従つて、例えば高緯度と低緯度間の位相差はだんだん長くなつている。振巾比については殆んど昼夜の差がないので、この位相差の変り方は地球磁場の変形によるものが大部分と考えられる。
- 3) スペクトルの変動が何によつて起るかも、解析した結果を報告する。

3.3. 宇宙線日変化

森 覚
 上野 裕幸 (名大理)
 長島 一男

宇宙線日変化のスペクトルは、IGY期間中の中性子成分の汎世界的な観測データを用いて、RAO et al. 及び DUGGAL et al. が決めている。すなわち、スペクトルの形を

$$\Delta \frac{J}{J} \propto P^{-m}, \quad P \geq P_i$$

として、夫々

	m	P_i (GV)	ANISOTROPY DIRECTION(h)
RAO et al.	0	0	17.5
DUGGAL et al.	0.5	6	16.5

である。

我々は新しいパラメータとして "HIGH ENERGY CUT-OFF" を導入し、日変化現象の高い ENERGY 側での CUT-OFF を考慮して上記の形でスペクトルを決める。

上で決められた日変化スペクトルを用いて中間子成分の日変化の大きさ（振巾と位相）を各観測 STATION について計算することが出来る。IGY 期間中の汎世界的な中間子成分に上る日変化の観測値と理論的な計算値を比較することによつて、すなわち前者と後者の差から中間子成分強度に寄与する "ATMOSPHERIC EFFECTS" を得る。

過去に得られた他の諸結果及び METEOROLOGICAL DATA との比較検討について述べる。

35. 宇宙線日変化の機構 (III)

北村 正 丞 (気象庁)

太田垣三和子 (気象庁)

前回と引続いて、惑星間空間に 2 方向の宇宙線非等方性が存在する場合の宇宙線日変化について議論する。

惑星間空間において、 19^{h} 方向及び 7^{h} 方向から夫々 $\Delta J_1(E) \sim k_1 E^{-3.5}$ 及び $\Delta J_2(E) \sim 0.1 k_1 E^{-2.5}$ の宇宙線の流れがあれば、IGY 期間の資料から求めた地上及び山上の日変化の位相差及び日変化の緯度効果等が説明される。

一方、IGY 期間の ΣKp の平均値は 21.9 で、これより Snyder の関係式 $V = 8.44 \Sigma Kp + 330 \text{ Km/sec}$ を用いると、太陽プラズマの速度は $V = 515 \text{ Km/sec}$ となる。この値と太陽自転を考慮して distorted solar magnetic field の方向を求めると、地球附近で大体 9^{h} 方向から 21^{h} 方向となる。

もし、宇宙線の非等方性が惑星間磁場の方向に沿っているとすれば、この値と $7^{\text{h}} - 19^{\text{h}}$ の方向とは一致しない。従つて、惑星間空間には磁場を単なる garden-hose の理によるよりも、はるかに彎曲させるような機構が存在すると考えられる。

以上の外、太陽活動に伴つて、 7^{h} 成分が増加し、 $\Delta j_2(E) \sim 10 k_1 E^{-4.5}$ になると宇宙線日変化の極大時刻は 0^{h} 頃 (逆位相日変化) になる。

36. 宇宙線硬成分の高層大気気温効果

池上比呂志
大島 良三 (気象研)
須田 友重

超高層の昇温現象は、1952年 Scherhag によつて発見された。この現象は、発見当初の、太陽微粒子によるものと云う考えは否定的になつてゐるが、宇宙線の地上強度にどう影響するかをしらべてみた。解析には極附近の現象を用いた。

気温効果係数としては、Maeda-Wada, Dorman, Olbert 等により、平均標準大気を基に計算されている。極附近の大気は標準とかなりづれるので、Resoluteの冬の3ヶ月の平均大気についてもとめた効果係数を用いて解析したものを報告する。

37. 太陽微粒子流による 宇宙線カット・オフの変化

近藤 一郎 (名大理)
牧野 忠男 (立教大理)

太陽より吹き出される SOLAR WIND によつて地球附近に MAGNETIC CAVITY が形成される。

その CAVITY 内に於ける地球磁場の値はいろいろの人によつて ESTIMATE されているがここでは G. MEAD (PRE-PRINT) によるものを採用した。CAVITY の ASYMMETRY により CUTOFF RIGIDITY が方向により変り、したがつて宇宙線強度に日変化として表われる。極大時刻は18時~24時で振幅は1~0.2%と計算によれば期待される。この量は

通常太陽系に成因があると考えられている日変化と同程度であり、無視出来ない。太陽系による変化はこの種の GEOMAGNETIC な成因による変化を補正して論じられるべきものである。表は一次宇宙線 (1RY) $312 \text{ } \mu\text{Bev}/\text{cm}^2$, $680 \text{ } \mu\text{Bev}/\text{cm}^2$, SEA LEVEL の中性子成分及び SEA LEVEL 中間子成分に対する期待される CUF-OFF RIGIDITY 及び強度変化の計算による期待値である。

	緯度	LOCAL TIME				Mean	Amp (%)	Tmax (L. T.)	
		0h	6	12	18				
CUF-OFF RIGIDITIES (Bev/c)	1ry	30	9.532	9.535	9.603	9.535			
		40	5.564	5.648	5.569	5.576			
		50	2.834	2.801	2.789	2.734			
	n312	30	9.655	9.659	9.725	9.656			
		40	5.570	5.655	5.583	5.585			
		50	2.867	2.890	2.874	2.830			
	n680	30	9.673	9.677	9.748	9.674			
		40	5.571	5.655	5.585	5.586			
		50	2.868	2.891	2.875	2.832			
	nsl	30	9.704	9.706	9.774	9.703			
		40	5.573	5.658	5.589	5.588			
		50	2.871	2.897	2.876	2.835			
	μsl	30	9.895	9.901	9.952	9.892			
		40	5.536	5.641	5.609	5.590			
		50	-	-	-	-			
RELATIVE INTENSITIES (100 AT 15 Bev./c)	1ry	30	207.8	207.7	205.4	207.7	207.2	0.562	24.0
		40	478.8	467.6	478.2	477.2	475.5	1.01	18.2
		50	1223.0	1218	1220	1243	1226	1.04	18.4
	n312	30	173.5	173.4	172.2	173.4	173.1	0.364	23.9
		40	207.8	268.2	270.4	270.4	270.0	0.412	18.7
		50	364.0	363.3	363.8	365.2	364.1	0.263	18.4
	n680	30	144.4	144.4	143.7	144.4	144.2	0.248	23.8
		40	196.2	194.9	196.0	196.0	195.8	0.275	18.7
		50	237.1	236.9	237.1	237.6	237.2	0.156	18.4
	nsl	30	127.8	127.8	127.4	127.8	127.7	0.167	23.8
		40	155.6	155.1	155.5	155.5	155.4	0.157	18.9
		50	171.3	171.2	171.3	171.5	171.3	0.072	18.4
	μsl	30	108.3	108.3	108.2	108.3	108.3	0.035	23.5
		40	111.2	111.2	111.2	111.2	111.2	0.008	18.4
		50	-	-	-	-	-	-	-

3.8. 磁場内における荷電粒子の運動

桜井 邦朋 (京大工)

荷電粒子の磁場内における運動は Guiding Center Approximation の方法を用いて研究されている。この方法によると、荷電粒子の drift motion の一般的な表式や Energy の変化の仕方などについての見通しがえられる。

相対論的な場合における Energy Equation は、 $(u/c)^2$ (C : 光速度, U : Reference frame の移動速度) の項まで残すと、

$$\frac{\partial E}{\partial t} = e (\dot{R}_1 + \hat{e}_1 v_{||}) E + \frac{M_r}{r} \frac{\partial B}{\partial t}$$

となる。ここに、 $E = - (u/c) \times B$ である。drift velocity \dot{R}_1 , Gyromagnetic Moment M_r の表式を代入して右辺を書き代えると

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \left(\frac{v_{||}^*}{c}\right)^2 U \cdot \frac{\partial \hat{e}_1}{\partial s} E + \frac{p^2 c^2 \sin^2 \alpha}{E 2B} U \cdot \nabla B + \frac{p^2 c^2}{E} \frac{\sin^2 \alpha}{2B} \frac{\partial B}{\partial t}$$

がえられる。右辺の第一項は Fermi II 型, 第二項は Fermi I 型, 第三項は Betatron 型の加速を与える。第二, 三項は $\frac{p^2 c^2}{E} \frac{\sin^2 \alpha}{2B} \frac{dB}{dt}$ と括めて表せるので Fermi I 型,

Betatron 型加速は独立でないことが判る。Energy Gain の平均を求めると

$$\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle = \frac{2}{T_2} \left(\frac{v_{||}^*}{c}\right)^2 E + \frac{2}{T_1} \left(\frac{u_{||}}{c}\right)^2 E + \left\langle \frac{\sin^2 \alpha}{2B} \frac{B}{t} \right\rangle v_P$$

がえられる。但し $T_2 = \int_{r_1}^{r_2} dr / (v \sin \alpha + u_{||})$, $T_1 = \int_{s_1}^{s_2} ds / v \cos \alpha + u_{||}$ である。

$E = \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$, $R = Pc/Ze$ を用いて上にえられた表式を書き代えれば, 三つの加速過程に基づく Rigidity Gain の式がえられる。

昨年提出した太陽フレア領域付近の黒点磁場の構造とフレア機構に基づいて, 太陽宇宙線の加速機構及び太陽電波バースト発生との関連についてモデル的に考察し, 上の結果の適用を試みる。

上にえられた加速の一般形式は地球磁場による trapped particle の研究にも有用であることを示す。

3.9. 太陽宇宙線の Nuclear Abundance について

桜井 邦朋 (京大工)

太陽宇宙線中の種々の原子核の存在比は, 今までの多くの測定から明らかにされている。その結果によると Helium より重い核については, 太陽宇宙線中の存在比は, 太陽大気のそれとよく一致することが知られている。このことは, 太陽宇宙線の加速が核の電荷と質量の比 (Z/M) に余り依存しないことを示している。

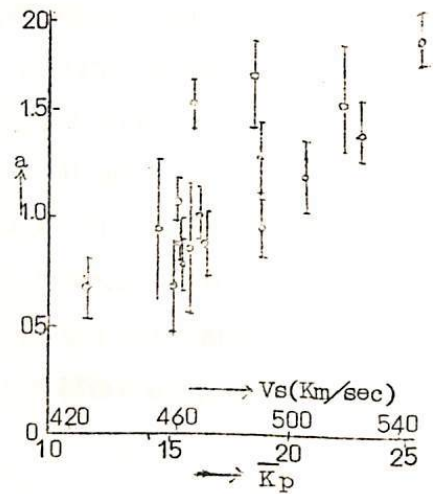
陽子については, Helium 核との数比 (P/α) は測定ごとがちがっている。フレアから測定までの時間が短かい程, P/α は大きく, この時間が大きくなるにつれて P/α は大体 1 になる傾向を示す。陽子の Z/M は Helium 核以上の重粒子のそれと異なるので, 加速や惑星間空間における伝播において陽子だけがちがった振舞を示すのかも知れない。このことを考慮して太陽宇宙線の発生及び伝播について考察する。

40. 宇宙線 27 日変化の Rigidity Spectrum

高橋 八郎
千葉 敏躬 (岩手大学)
矢作 直弘

Mori et alによると, 1962年8月27日から1963年12月25日までの18 solar rotations にわたって顕著な再帰性宇宙線27日変化が認められる。又Kpや地磁気脈動についても, この期間内の同様な変化が報告されている。

我々のうちの一人はさきに, 宇宙線短期変化時, 宇宙線嵐時における宇宙線rigidity spectrum が地磁気擾乱と密接な関係にあることを報告したが, これらから当然上記の期間における宇宙線27日変化のrigidity spectrum も Ap, Kp ひいては solar wind velocity と密接な関係をもつことが予想されるので, 我々は先ず「のりくら」の中性子, 中間子成分を使用して今回と同じ方法でこの関係を求めてみた。得られた結果は第1図の通りである。今までに報告してきたものと同じ傾向にあることは明瞭である。このことは, これらの変化が今までに報告してきたものと同じ機構で起っていることを暗示していると考えられる。



41. 一次宇宙線 Rigidity Spectrum の 11 年周期変化

近藤 一郎 (名大理)

小玉 正弘 (理研)

太陽活動の 11 年周期変化に伴つての宇宙線の Rigidity Spectrum の変化から太陽からのプラズマ流の宇宙線に対する影響を求める。Rigidity Spectrum の傾斜が太陽活動の上昇期と下降期とで異つている事は地上の中性子モニターの data から認められていたが、我々は南極地域観測の船上観測の data を基にしてこの事実を再確認した。この data を整理するに当つて地球磁場の高次項を考慮した軌道計算に基く Cut off Rigidity を用いる事が重要な寄与をした。

この Rigidity Spectrum の変化は Parker の提唱したプラズマ流による宇宙線拡散の機構の他に太陽活動の上昇期においてはプラズマ流が太陽系空間内で宇宙線粒子に外向きの加速を行う機構が存在する事によつてのみ説明される。

42. 宇宙線強度の 11 年変動

長島 一男 (名大理)

宇宙線強度の 11 年変動を生じさせる機構について、大別して惑星空間で

- | | | |
|--------------------------------------|---|-----------------|
| (1) Ordered Magnetic Field theory | } | flux modulation |
| (2) Disordered Magnetic Field theory | | |
| (3) Energy Modulation theory | | |

が提唱されている。(1)は Elliot に代表されるもので太陽の general Dipole Mag-

netic Field が主役を演じ、これとそれに superpose された disordered Magnetic Field により宇宙線が惑星空間内で modulate される。(2)は Parker の solar wind theory に代表されるもので、solar wind 中の disordered Magnetic Field が主役を演ずる。宇宙線は solar wind にさからつて外から内へ diffuse in するため 11 年変動が生ずる。(3)は(1)(2)の宇宙線の flux modulation に対比されるもので惑星空間内で energy 変化が電磁場との interaction により生じ、その結果強度の変動が生ずるとするものである。

こゝに報告するものは最近の Satellite 及び Balloon の宇宙線重粒子のデータを 使用し上記諸理論の検討を行つた結果である。

結論としては Parker の提唱する Solar wind theory が最もよく現象を説明し、宇宙線 11 年変動の内少くともその大部分は Solar wind による宇宙線の diffusion によると考えられる。こゝに大部分と書いた意味は、他の機構が Parker 機構に重畳して存在していることの可能性が残っていると云うことで現在のデータではその分離迄は行つていない。

なお使用した Heavy Primary Cosmic ray のデータは

- Low rigidity region ($P < 4 \text{GV}$) では
McDonald 4 Webber の Balloon flights (1954~1958) の
 α -Particle
 - High rigidity region ($4 \text{GV} < P \leq 15 \text{GV}$) では
Elliot 及び Pomerantz et al の Satellite による
Heavy Primary data
- である。

43. L-3-1, -2, -3 号機による放射線測定

宮崎友喜雄
竹内 一 (理研)
今井 喬

内側放射線帯の下方空間に存在する放射線の種類とそのエネルギー分布、並びに方向性を観測する目的をもつてラムダ3型ロケットに測定装置を搭載し、1964年7月より計3回高度1000Km附近までの観測を行った。

諸元を下記に示す。

ロケット	日	時間	高度 (Km)	計測器
L-3-1	1964. 7.11	1101	1000	GM計数管 CsI (Tl) 1φ×1 (Anton112)
L-3-2	1965 131	1401	1040	Phoswich
L-3-3	1965 318	1907	1100	" "

観測結果

GM計数管によるデータは3回共ほぼ同様で、1000Kmを越えると次第に計数が増加し、1000Kmでは1000Kmの値のほぼ40%増加を示した。500Km附近より統計的変動をやや上まわると思われる変動が見られ、これを解明する為次回には大サイズのDetectorを乗せたいと考えている。なお1958年のExplorer 1, 4号で観測された350~1000Kmにおける強度の増加は今回の測定では見出されなかつた。これは太陽活動の変化に起因するのではないかと考えられる。シンチレーションカウンター系による観測はL-3-1においてはCsI (Tl) 単結晶を使用し、後の2機はCsI (Tl) 結晶の上をプラスチックシンチレータでおとしたphoswich typeとした。L-3-1においてはCsI (Tl) 中で失われるγ線のエネルギーがそれぞれ>35 KeV, >280 KeV, 560 KeVになる様な場合を調べてみると、低エネルギーほど計数率の変動が著しく、これは放射線の分布が非等方性であると考え

られる。L-3-2, 3においては測定装置はほぼ同様であるがL-3-2では $>35\text{ KeV}$, 50 KeV , $>105\text{ KeV}$, 510 KeV にエネルギーレベルをセットしたIntegral Discriminatorを用い, L-3-3においては $>20\text{ KeV}$, $>40\text{ KeV}$ の外に $40\sim 450\text{ KeV}$ の間を 15 ch のPHAを用いて測定した。なお両者共, Phoswichによつて選ばれた荷電粒子を同時に計数している。(electron, \geq 数 100 KeV)

結果は $\geq 100\text{ KeV}$ では計数に大きな高度変化は見られず 100 Km 附近の値に対して $\leq 10\%$ の増加に止まつたが, $\geq 52\text{ KeV}$ の計数は $\sim 70\%$ の増加を示し, 低エネルギーほど高度に対する増加率が著しいことがL-3-3の $\geq 20\text{ KeV}$, $\geq 40\text{ KeV}$ の計数によつてもうかがわれた。ただL-3-3においては $6\sim 700\text{ Km}$ 附近で突然計数率が低下しており, この原因がInstrumentalなものかDetector指向性によるものかを検討中である。又荷電粒子と考えられるものの計数率はなお著しい高度変化を示し, $\sim 150\text{ Km}$ の値に対し, 1000 Km 附近ではほぼ6倍の値となつている。

44. 酸素緑線夜光天気図に見られた興味ある現象について

加藤 愛雄 (東北大理)
奥田 光直

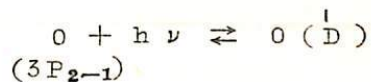
IGY期間中に得られた酸素緑線夜光天気図に見られた興味ある現象について報告する。通常 isophoto patternの運動は強度の時間的变化と識別しにくい, Mapping region内に明確な cell構造が見られる場合はかなりのたしかさで cellの運動を論ずることが出来る。この様な例がNov 15-16, 1957に観測され cellの運動の方向はENE \rightarrow WSWで velocityは 140 meter/sec であつた。この他 isophoto lineが回転的に運動した場合, はたたく様に変動した場合等を呈示する。

46. 朝方薄明時における大気光 6300 Å 輝線強度の特性について

中村 強 (東京天文台)
岸浪 良夫

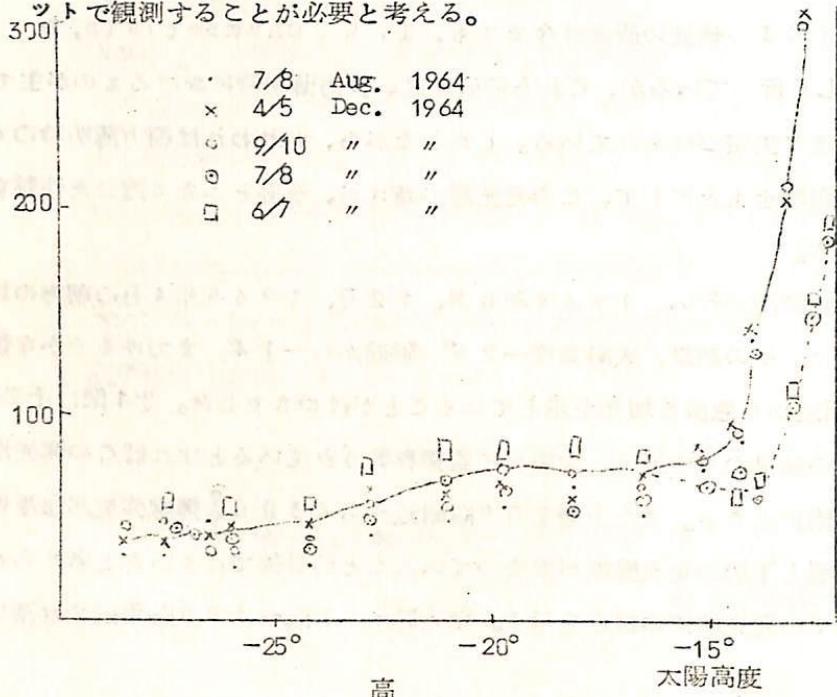
薄明大気光6300 Å (OI)強度の研究は今までも、I. W. Chamberlain, D. Barbierなどがくわしく行っているが、これらの研究は、夕方薄明時におけるものが主であつて、その発光機構もほぼ決定づけられている。しかしながら、われわれは朝方薄明時の6300 Å輝線強度の光電観測をもとにして、この発光層の高さが、夜間とかなり違つた性質を示していることを指摘する。

観測は東京天文台堂平観測所で行い、1964年8月、12月、1965年4月の朝方の好条件の結果のみを採用した。その結果、太陽高度 -2.5° 附近から -1.4° までゆるやかな強度増加を示し、 -1.4° 附近から急激な増光を示していることがはつきりした。才1図はその結果を示している。若しこの結果の示す通り、太陽光に直接影響されているとすればこの発光層の高さの上限が600Km附近となる。また上層200Km附近から6300 Å輝線強度が急激に増加していることは、上層と下層の発光機構が異なっていることの好例ではないかと考えられる。才2図は高さについての発光機構の推定を示す。発光層600Km~400Km附近では薄明時の影響として、

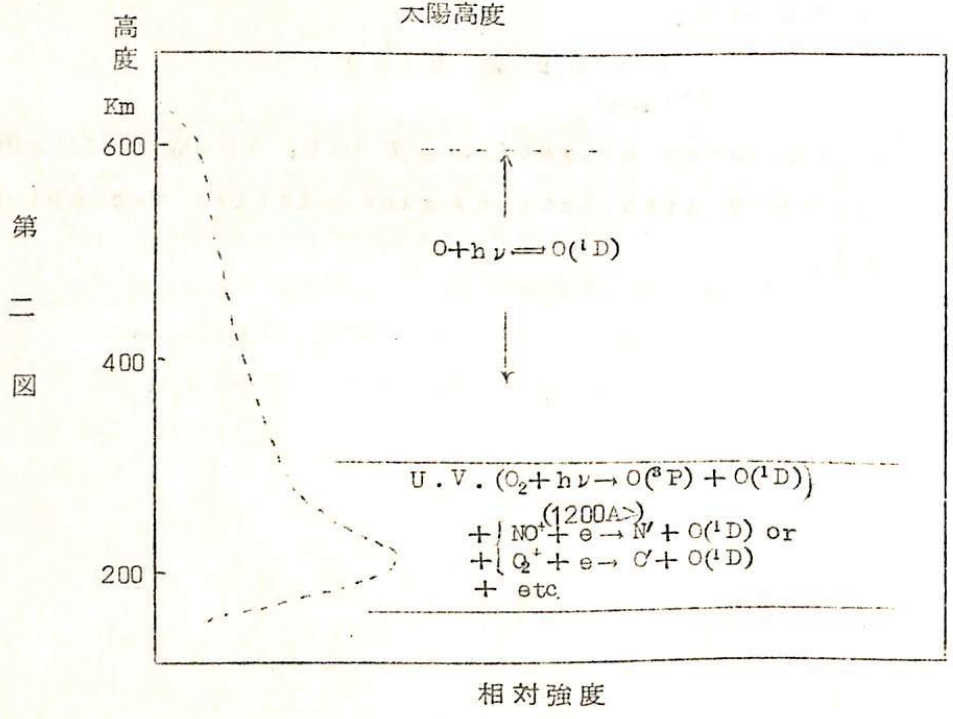


のResonance Radiationが主であり、300Km以下では永田、小川氏の指摘しているようなUV dissociationとdissociative recombinationによるものと考ええる。

400 Km以上の O 原子の密度分布に関しては未だはつきりした結果は提出されていないが、6300 Å 強度の測光からこの附近の O 原子の分布を算出することが可能と考える。朝方薄明時の6300輝線の高さの分布は、今後ロケットの観測により確めることが必要であろう。また昼間における、この輝線のロケット観測は高々度(1000 Km附近)まで飛ばしよるロケットで観測することが必要と考える。



第一図



第二図

(1) 關於... (Title)

Main body of text, very faint and illegible.

(2) 關於... (Title)

Main body of text, very faint and illegible.

47. 光電子による大気光の励起 (I)

等松 隆夫 (東大理)
小川 利紘

太陽からの極端紫外部からX線にかけての輻射 (EUV, XUV) は地球超高層大気を電離させる。この際生じた光電子は、輻射のエネルギーから電離に要したエネルギーを差引いたエネルギーを持っており、エネルギー的にみると super thermal なものである。この光電子は大気の原子・分子との非弾性衝突、あるいは、ion や ambient electron との弾性衝突によりエネルギーを失って遂には thermal になつてしまう。こうした energy loss の過程において、原子・分子あるいはその ion の励起に使われたエネルギーは輻射として放出されるが、これが昼間の大気光に寄与することが考えらる。実際酸素原子の輝線 $1302 - 4 - 6 \text{ \AA}$ や $6300 - 64 \text{ \AA}$ ではこの機構による発揮が相当寄与しているといわれている。

今回報告するのは、発生した光電子のエネルギー・スペクトラムの計算の結果と、大気光の若干の輝線 (あるいは band) についての励起の量に関する簡単な計算結果である。

48. ロケットによる大気光の観測

永田 武 等松隆夫 (東大理)
小川利紘 吉田 栄

1965年1月~3月に鹿児島県内之浦東大宇宙空間観測所におけるL3-2号機第2ブースタおよびK9Mロケットによる昼間大気光の観測結果を報告する。計器の搭載されたロケット・最高到達高度・測定波長域などを第1表に掲げた。

ロケット	年月日, 時刻	最高高度	測定波長域	備考
L3-2B ₂	1965. 1.31	334 Km	2150Å, 2500Å	プレセッション大
	1401JST		5577Å, 6300Å	
K9M-7	1965. 2. 6	325 Km	2150Å, 2500Å	レーダートランスポンダ 動作不良
	1401JST			
K9M-9	1965. 3.27	335 Km	2150Å, 2500Å	プレセッション大
	1401JST		3914Å, 6300Å	

中間紫外部および可視部の5波長域の観測のうち、2500Å, 3914Åおよび6300Åの大気光について興味ある結果が得られた。

2500Å大気光 NO-γバンドおよびO₂ シューマン=ルンゲ帯の太陽紫外線の共鳴蛍光散乱と思われる。90~140Kmで検出され、積分強度約10KR

3914Å大気光 N₂⁺ 1st Negative band (v'=0, v''=0), 積分強度3KR, 発光層は330Km以上にもおよぶとおもわれる。

6300Å大気光 O原子禁制線, 積分強度5KR。解離再結合およびシューマン=ルンゲ解離機構でよく強度分布が説明出来る。

発光層光は120Km~250Km

2150Åについては特別な大気光の存在は証明されなかつたが、オゾン層通過の際、急激な強度変化が記録された。

49. 大気光(O I)6300Åの発光層高のロケット観測

古畑 正秋
田鍋 浩義 (東京天文台)
中村 強

3月25日、K-9M-8ロケットに6300Å測光機を積んで得られた結果である。干渉フィルターを交互に傾けて6300Å輝線を外したものを測定し、正味のO I輝線の高さによる強度分布を求めようとしたものである。ロケットが大きな才差運動をしたため、連続的な記録が得られなかつたが、測光機が決つた方向にあると推定される測定を拾つて、大風の高度分布を求めることができる。過去に推定された高さ250Kmにほゞ近いものと考えられる。

この測光機にはサーミスターをつけ、測光機の上部と中部の飛行中の温度を測定したので、その結果も併せて報告する。

50. 超低周波音波の測定装置について

竹屋 芳夫
奥本 隆昭 (阪市大工)
鶴林 一夫

極光帯において大きい磁気嵐に伴つて周期が10~400秒、振幅が数 $\frac{\text{dyne}}{\text{cm}^2}$ という極超低周波数をもつ圧力波が発生するといふことが言われている。筆者らはこれを観測するためこゝに述べる様な装置を考え、これに対する基礎実験の結果について報告する。

本装置のブロックダイアグラムは図に示す通りである。

到来音波の方向、伝播速度は適当(約1Km)な距離に数個(4~10個)配置されたマイクからの信号の時間差を読みとることにより知ることができる。したがって、フィルタ、増幅器記録器はそれぞれマイクの数だけのチャンネルを必要とする。到来波の検出素子はコンデンサーマイクを使用し、記録は図に示したごとく検出回路からの出力を通過帯域 $10 \sim 1/50 \text{ } \frac{1}{\text{sec}}$ および $1/40 \sim 1/400 \text{ } \frac{1}{\text{sec}}$ の電氣的濾波器によつて2つの帯域にわけ、送り速度がそれぞれ $10 \frac{\text{cm}}{\text{mm}}$ および $100 \frac{\text{cm}}{\text{hour}}$ である2つの多素子記録器に記録する。

こゝで到来音波が極超低周波であるため検出部に特につぎのような困難な点が生じる。

1) コンデンサーマイクの漏れの時定数

一般のコンデンサーマイクは数秒であるがこれを200秒程度にする必要がある。

2) 検出回路について ……………容量変化は $10^{-16} \text{ } \frac{\text{F}}{\text{dyne}}$ 、井上氏回路、FM検出回路等

3) 音響フィルタについて

ヘルムホルツ共振では寸法が大となる。

以上の1)、2)、3)について検討を行なつた。詳細は講演のとき述べる。

51. 電子レンズ系によるファラデーカップ 特性の改善について

竹屋芳夫 奥本隆昭 (阪市大工)
鈴木 裕 吉村稔彦

従来のファラデーカップは $1 \sim 10^4$ eV の正荷電粒子への測定に用いられるがこれはカップへの入射角とエネルギーを独立に測定することができない欠点がある、またこの装置の検出電流範囲は $10^{-12} \sim 10^{-8}$ A でプロトンのフラックスでは $6 \times 10^6 \sim 6 \times 10^{10}$ $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ 程度である。開口角は $\pm 60^\circ$ で角度による相対的な応答から到来方向を推定している。この装置の大きさは直径約 7 cm 高さ約 7 cm の円筒である。

このカップを原型にしてエネルギー分析の性能と到来方向の測定精度を上げることを目的として電子レンズを適用することを考えた。電子レンズをカップに取りつけることによる利点は

- (i) プラズマ流を収束できるので検出電流が増加する。
- (ii) エネルギー範囲を細く掃引できる。
- (iii) コレクタの分割により到来方向の測定精度を上げることが出来る。

一方これに対する欠点は

- (i) 電子レンズの開口角は約 $\pm 10^\circ$ であるのでこの装置の開口角は電子レンズの性能により制限される。
- (ii) この装置の大きさはレンズの焦点距離の関係上従来のファラデーカップより長いものとなる。
- (iii) レンズの電圧を 10^4 eV 以上にあげる事は困難であるので測定範囲は $1 \sim 10^4$ eV に限られる。

設計したレンズの 1 例を示すと次の表の様である。

形	電界形網目レンズ
グリッドの枚数	8 枚
開口面積	約 20 cm^2
開口角	±10 度
焦点距離	17 cm
レンズ電圧	第1レンズ-0.74 V_m 第2レンズ- V_m
指向性	4 度
検出可能フラックス	$10^4 \sim 10^{12} cm^{-2} sec^{-1}$

註 V_m (ボルト) レンズ系電圧で順次掃引する。

焦点距離は $1.04 V_m \sim 1.80 V_m$ eV の粒子に対して収差がない。

52. ロケットによる超低周波磁波の観測 (I)

小川 徹 (同志社大工)
北村 泰一

上層に存在する磁波の中で100%以下の周波数領域については、適当な装置が得られなかつたので未だ充分な直接観測が行なわれていない。この周波数領域は磁気圏の共鳴振動の周波数および電離層と大地間の共鳴振動の周波数を含むので、上層での直接観測により磁気圏の振動機構、電離層の遮蔽効果に関する地上では得難い情報が期待される。

こういう目的をもつて本年の1月31日のL-3-2号機と3月28日のK-9M-10号機で磁波の観測を行つた。現在結果を解析中であるが、折悪しく静穏であつたらしく、磁波ら

しいものは未だ見出されていない。

今回はこれ等の測定結果をまとめて報告する。

53. 熱励起による大気振動

加藤 進 (京大工)
森田 典子

地磁気 S_q 変化から導かれた電離層の風系は 1 日変化の項が最大であることを示している。この 1 日変化の風が如何にして発生するかについては殆ど何も知られていない。著者等は 1 日変化の大気振動が熱的に励起される可能性について理論的に取扱つた。

その結果地磁気 S_q 変化を説明するに十分な大きさの風が発生し得ることを示した。

54. 55. 56. ロケットによる電離層の観測

- (I) 荷電粒子密度
- (II) 電子温度
- (III) ロケット対空間の電位

平尾邦雄 宮崎 茂
 大塩光夫 奮野信義 (電波研)
 城 功 大瀬正美
 小泉徳次

昨年末から本年初期に亘つてロケットによる電離層測定が鹿児島内之浦に於いて、良好な成績を以てなされて来た。観測項目はL-3-1に就いては、電子密度・電子温度・電子エネルギー分布を、L-3-2, K-9M-7, L-3-3, K-9M-9に就いては共に、電子密度・イオン密度・電子温度・イオン温度・電子エネルギー分布・空間電位である。観測飛翔体の諸結果は下表の通りであるが、荷電子密度に就いては、地上からの電離層観測を同時に行なつた(電子密度)ので、それを参照併考し乍ら、観測結果を論ずる。電子温度の鉛直分布測定結果も、荷電粒子密度のそれ及び電子エネルギー分布の測定結果を比較検討し乍ら論ぜられる。

ロケット対空間の電位に就いては、各ロケットによる測定結果に就いて夫々の特徴を述べて一般的に共通な性質を述べる事にする。

ロケットによる電離層の観測					
ロケット	年	月	日	時 分	到達高度
L-3-1	1964.	7.11		11 ^h 02 ^m	1000Km
L-3-2	1965.	1.31		14 01	1040
K-9M-7	1965.	2.06		14 01	325
L-3-3	1965.	3.18		19 07	1100
K-9M-8	1965.	3.25		20 21	320
K-9M-9	1965.	3.27		14 01	335

57. RF インピーダンスプローブのエネルギー 損失について

大家 寛 (京大工)

プラズマ中の電磁現象でも、境界のない波動については、その減衰の問題は高度に研究が進められているが、境界のある場合、たとえば、RFプローブの周辺の電磁現象については、エネルギー損失の問題に関して、研究の端緒についたところである。

エネルギー損失は i) 電磁波放射損失 ii) 電子音波損失 iii) ランダウ (Landau) 減衰、iv) 電子衝突減衰 v) Kaiser-Balmain の減衰 (便宜上こう呼んでおく) がある。

i) 及び iii) については、その影響は小さく、プローブインピーダンス測定にあたって、Resonance 点の Q を測定することにより、電子音波損失、電子衝突回数が測定出来る。v) については、Kaiser が提唱し続いて Balmain により支持されたがその理論的根拠が極めてあいまいであり、ここで再検討した。

58. AF 帯 インピーダンスプローブによる超高層 イオンサイクロトロン効果の測定について

大林 辰蔵 (京大工)
大家 寛

20%~1.5 K% の AF をインピーダンス・プローブに印加した場合に起る現象と理論的に平板型プローブについて検討した。電子の場合と異り、第一近似ではプローブの周辺はすべて

homogeneous と考えられ、多少理論は簡単に整理される。

その結果、各種のイオンサイクロトロン周波数でレゾナンスピークを示し、その中間でアンチレゾナンスが起る。サイクロトロンレゾナンスにおける極大とアンチレゾナンスの極小はロケット又は人工衛星に搭載して、超高層のイオンの質量と密度を決定するのに応用できることが判明した。また境界のない場合の波動、すなわちイオンの影響を受けた電波伝播における Dispersion を直接求めるのに役立つことが判明した。

59. Differential Doppler 法による 地球外気圏電子密度の解析について

大家 寛 (京大工)

電離層上部を飛翔する人工衛星からおくられる Differential Doppler の Beacon は従来電離層全体の電子密度を monitor するためののみ用いられてきた。ここでは特に人工衛星が地球外気圏域を飛翔している場合その空間の電子密度の測定の可能性を理論的に検討した。理論の基本は Kellsor が幾何光学的に提出した式に従ったが、それをさらにスラブ状電離層について近似し具体化した。

その結果飛翔体の位置、速度が十分の精度でわかっているとき、天頂近くを観測点から視線方向に近く動く場合には地球外気圏域電子密度を人工衛星からの Differential Beacon から求めらるることが結論された。

61. 電離層状態の27日周期性 (II)

前田 力雄 (電波研)
加藤 仲夏

電波伝搬特性数の変動に27日周期性が存在することから f_oF_2 にも同様な現象が期待される。

日本の電離層観測資料について最近10年間の統計をおこなった。太陽効果や地磁気効果などによると思われる乱れはあるが一応もつともらしい周期性を見出した。

太陽活動下降期の各地における f_oF_2 の27日周期性について合せて報告する。

62. 昭和基地における電離層E領域の 成層の変化について

川尻 轟大 (電波研)

極地における電離層E領域は一般に地磁気の擾乱と共にその高さに対する電子密度の分布が変化する。これをアイオノグラム(電離層観測記録)で見た場合、 E_n 層(夜間E層)や E_s 層の種々の型の変化として認識できる。

南極第5次越冬観測(1961年)の冬期の電離層、地磁気及び極光のデータを統計的に解析して、E領域の各成層の特質について述べ、それらの間にとどのような関係があるかを明らかにする。そして電子密度の分布の変化即ち層の厚みに変化を及ぼす機構についても考察し、その一つの原因として $F = i \times B$ (但し i は電離層中を流れる電流、 B は地球磁場のベクトル。)なる力を挙げる。

現在まで調べた結果では、昭和基地上層のE領域の成層は $E_n \rightarrow E_{sr} \rightarrow E_{sa} \rightarrow E_{sf}$ と移行するようである。

63. 極地F領域電子密度のUT効果

永田 武 (東大理)
丸橋 克英

極地方の電離層F層の日変化が、UTに依存しているらしいことは、R. A. Duncanが、主に南半球ですでに示しているが、UT効果の大きさ、季節変化等に関しては、明らかにされていない。

この問題は、極地電離層の成因に関するかなり重要な手がかりを与えるように思われるので、更に詳しく調べてみた。

冬に、南半球でUT 6時—7時、北半球でUT 18時—19時に現われる f_oF2 のpeakは地磁気緯度が高いほど、大きい値を示すようである。また、R. G. Rastogi が示したPort Lockroyに現われる夏の異常に関してDuncanは、UT効果であると考えたが、これに対応するものが、北半球でも、Yakutskを中心とした範囲に見られ、Rastogiのいうような、Port Lockroy特有のLocal Anomalyではないことが明らかである。

64. 高緯度地方における f_{min} の増加について

恩藤 忠典 (電波研平磯)

地磁気嵐急始後約30時間頃のVLF放射の発生率の増加をCollegeのコーラス強度のデータを使つて再確認した。これと同時に27.6M%の宇宙雑音の電離層吸収及び $f_{min} \geq 3M\%$ の発生率の磁気嵐時変化も約30時間頃を増加することを約70個の磁気嵐を使つて見付けた。 $f_{min} \geq 3M\%$ の発生率の嵐時変化は地磁気緯度59~62°辺りで最大になり、従来の極光帯より低緯度側にある。これらはVLF放射の発生と降下電子群との間の密接な関係を示すものである。

又地磁気静穏日の $f_{min} \geq 2.5M\%$ の発生率の日変化は、70°より高緯度側では殆んど日変化がなくそれより低緯度側では正午頃に最大が来る。

66. 赤道及び低緯度地方における f_oF_2 の夜間異常増加について

佐藤 輝夫 (防衛技研)

地磁気緯度約30°以下のF2層の電子層度は夜間2~3時間にわたつて異常増加をすることは知られているが、この原因について調べた。

用いた資料は主として中米地方のデータで、この他アジア地域、インド、アフリカ地方の資料も用いた。資料解析の結果として得られた異常現象の特徴は次の様である。

- 1) 異常増加は地磁気緯度約(南北) 30° 附近以下で発生する。
- 2) 異常増加の最も著しいのは地磁気緯度 $15^\circ \sim 20^\circ$ の間である。
- 3) 異常増加密度の最大となる時間は緯度及び経度によつて異なるが、緯度 15° 附近で最も早く $20 \sim 21$ h (LT) であり、これより距離がはなれるに従つて $1 \sim 2$ 時間おそくなる。
- 4) 別の異常増加は夜間 1 h ~ 3 h (LT) の間におこるがこの変化は小さい。
- 5) 上記二回の異常増加は季節的に、又緯度的に発生頻度を異にし(3)のものは冬季赤道地方が発生しにくく、逆に(4)のものは幾分増加する傾向にある。
- 6) 異常増加発生地域は時間的に変化し西より東の方に移動する。

以上の結果と電子密度の高さ分布及びSq電流系を比較した結果次のことが考えられる。

- 1) 電子密度の夜間 $20 \sim 23$ h にわたる異常増加は所謂低緯度 f_oF_2 異常(約地磁気緯度 $20^\circ \sim 25^\circ$, 昼間) と関係がある。
- 2) Sq電流系より導出した水平方向ドリフトと夜間異常電子密度増加とは関係がある。
- 3) 夜間の異常増加は電子の水平ドリフト及びdiffusionの作用で異常高密度帯(昼間よりつづく)が移動してくるものと思われる。

70. Solar Flare と地磁気擾乱の関連について

山本 実(京都産大)

1959年より1963年までのSolar Flare と SSC Geomagnetic storm を対応づけ、Flare-SSCの時間差とKpとの関係及び太陽の27日周期との関係について解析した結果を報告する。

7 1. Solar M-Region に関する一考察

加藤 愛雄
斎藤 尚生 (東北大理)
桜井 亨

太陽 M 領域の正体に就いては、太陽活動領域との関連に於て尙数多く謎に包まれている。地磁気擾乱との関係に就いても主なものでも Allen 説と Mustel 説 (仮称) の相反する 2 説に分れて居る。又再帰性地磁気擾乱が太陽活動下降期のみで顕著なる原因も必ずしも明確にされて居ない。之等の問題を解釈する為の一つの考察が試みられた。

先づ従米の solar-terrestrial relationships に関する結果の主なもののみを列記すると

(1) solar phenomena

1. coronal ray = 微粒子流..... 観測例 (Waldmeier)
2. corona の型 irreg. → rectang. → w. vana (Lockyer)
3. spot region の緯度変化..... butterfly (Becker)
4. 自転周期.....赤道加速 (Newton et al.)
5. spot → plage → remnant BM → MM → UM (Leighton)

(2) interplanetary space

1. plasma の運動方向..... radial, 但し地球附近で (Ness et al)
2. plasma velocity K_p (Snyder et al)

(3) geomagnetic disturbance

1. superposed epoch curve 不一致 (Allen, Babcock, wood, Waldmeier, Mustel, Saemundsson その他)
2. intense flare (→ storm) 太陽面に分散 (Obayashi)

3. $K_p \max.$ ss_{\max} より数年遅れ (Bartels)
4. AM-PR 領域の位置関係.....各種の型 (Saito)
- 5.5. M擾乱の異常周期..... ss_{\min} 及び $incr. phase$ に出現 (Saito)

以上の諸結果を統一的に解釈する為に次の様な考え方も可能であろう。即ち、高速太陽微粒子流は活動領域はその remnant の領域から、一般に non-radiat に流出し、それ等の領域の出現緯度は 11 年週期を以て変化する。

7.3. プラズマガンを用いたモデル実験

河島 信樹 (原 研)
福島 直 (東大理)

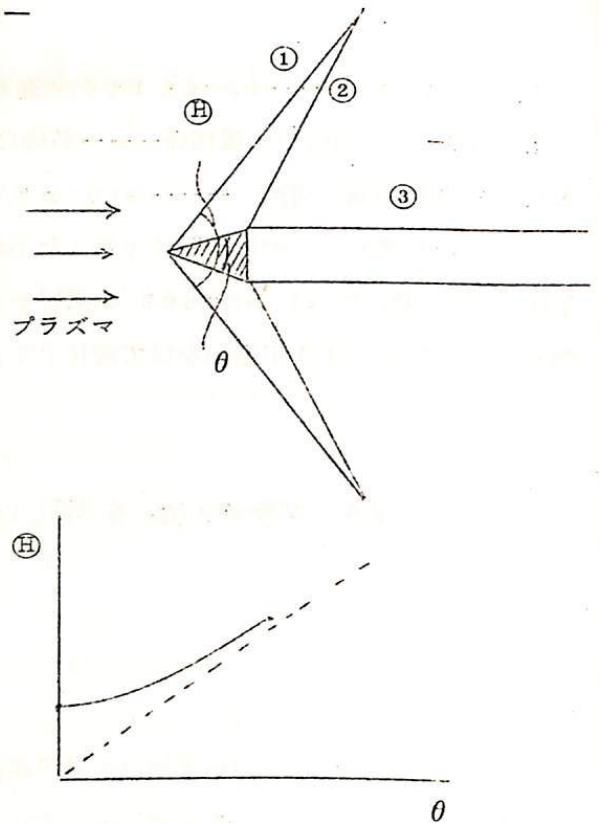
同軸型プラズマガンを用いて地球高層の現象のモデル実験を行つて来たが前回は報告したロケットの大気圏突入のモデル実験で前向きに出る disturbance が、プラズマ流が sub-Alfvénic の状態で現われる事が分つた。即ち、磁場中プラズマにおかれた物体からは磁力線にそつて両側に Alfvén 速度で disturbance が伝わるが、プラズマが磁力線にそつて動いている時、その速度が Alfvén 速度より大きい時にはプラズマ流上流側に伝わる disturbance は現われない。プラズマの速度が Alfvén 速度より小さくなると、この upstream disturbance が現われるのである。

collision dominant な領域では downstream wake が観測されるが、この構造を更に詳しくみる為に物体を円筒状からクサビ型にした第 1 図にみられる様に①の shock

front と物体から
seperate した②の線の
間が一番明るくて磁力線にそ
つた③の線とで shock
の領域が三つに分れている④
と θ の関係は第二回に示した
様に $\theta \rightarrow 0$ で④は一定値に近
づく。

wake の壁での反射及
wake と wake の相互作
用についても調べた。

更に太陽流とプラズマの相
互作用のモデル実験としてプ
ラズマ流と平行に磁場をかけ
その中に dipole をおいた
場合も調べた。



74. S_q - 風系のシミュレーション

竹屋芳夫・堤 四郎 (阪市大工)
奥本隆昭・西野正徳

S_q 磁場における確立されたダイナモ理論から導かれるE層の荷電粒子の運動の基本式は、

$$\cot \theta \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial \theta}) = \frac{a}{c} \left\{ \frac{\partial E_\theta}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \theta} (E_\lambda \sin \theta) \right\} \equiv F(\theta, \lambda) \quad (1)$$

ϕ : scaloidal wind system の速度ポテンシャル

E_θ, E_λ : θ (余緯度), λ (経度) 方向の電界

で与えられる。本報告では(1)式の偏微分方程式を解く方法として、2次元分布定数回路による電氣的なシミュレーションを考えた。すなわち図に示すような記号を用いれば、2次元分布定数回路の理論式として

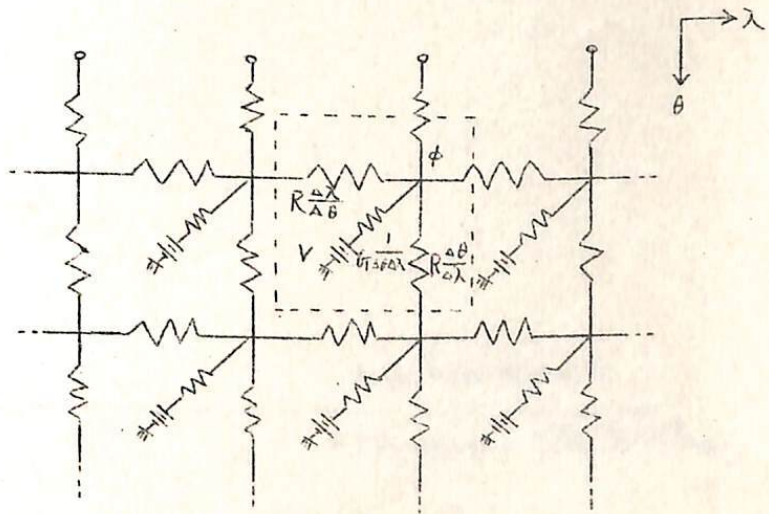
$$\frac{1}{R} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{R} \right) \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{R} \right) \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - G(\phi - V) = 0 \quad (2)$$

を得る。(1)式と(2)式との対応づけを考えると、(2)式では ϕ の項が存在するので、(1)式の左辺に適当な函数を導入して変形を施すと、次のような両式の係数関係を得る。

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{\tan \theta}{2 \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right)^2} & R &= \frac{1}{\left(\theta - \frac{\pi}{4} \right)^2 \sin 2\theta} \\ G &= -2 \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right) \cos 2\theta & V &= \frac{F}{\cos 2\theta} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

このことから、図のような網状回路の各素子を(3)式で示された値に選ぶことにより、基本式(1)式の解が得られることがわかった。

これに対する実験結果、および検討については講演の時に述べる。



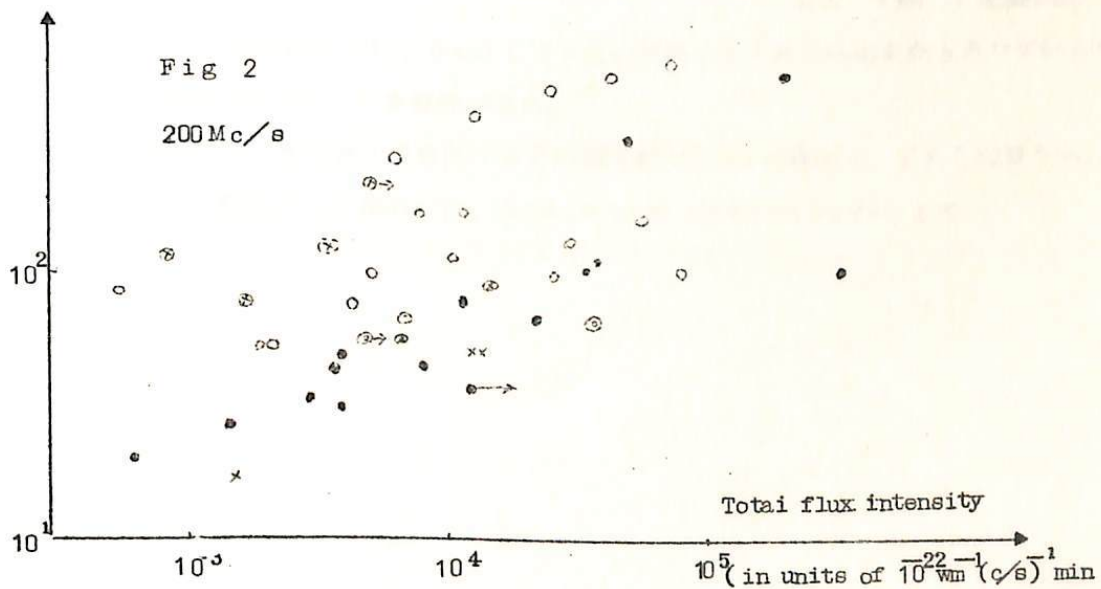
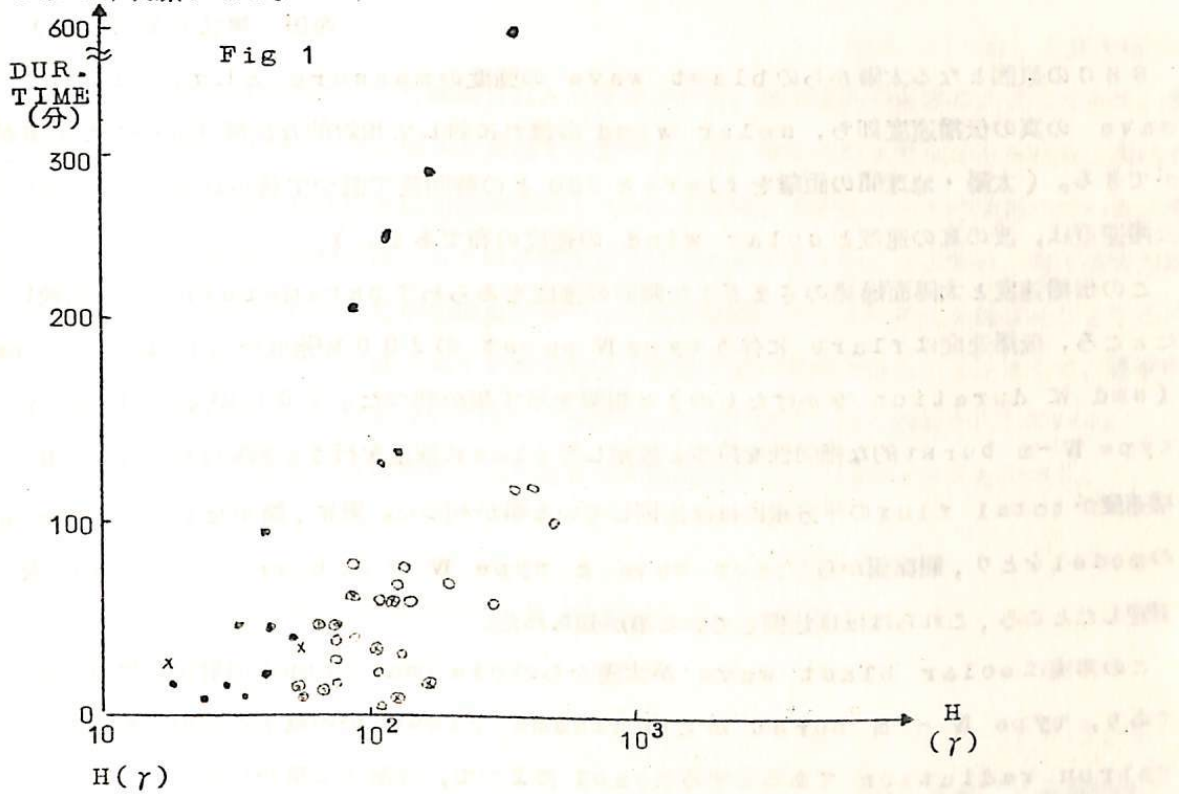
75. 磁気嵐と Type IV アウトバーストとの関係について

矢作 直弘
高橋 八郎 (岩手大学芸)
千葉 敏躬

地磁気嵐の際の水平分力の変化 (ΔH) とタイプIVアウトバーストとの関係について1957年以後のデータを使つて調べた。そこで一応、それらの結果について報告いたしたい。今回はその序報である。

Solar radio emission の周波数によつて異つたパターンが見出された。Fig.1, Fig.2 に示すように ΔH とタイプIVアウトバーストの Duration Time 及 Total

Flux Intensity との間に興味ある関係 (二つのパターン) が見出されたのであるが、それらは周波数の低い場合 (200 Mc/s あたり) にのみ限られるようで、周波数が高くなるにつれて不明瞭になる。



76. SSC と solar blast wave

西田 篤弘(東大理)

SSCの原因となる太陽からのblast waveの強度のmeasureとして、Blast waveの真の伝播速度即ち、solar windの流れに対して相対的な伝播速度 β をとる事ができる。(太陽・地球間の距離をflareとSSCとの時間差で割つて得られる見かけ上の伝播速度は、波の真の速度とsolar windの速度の和である。)

この伝播速度と太陽面爆発のさまざまな側面の強度をあらわすparametersとを比較したところ、伝播速度はflareに伴うtype IV burstの200 M β s成分のtotal flux (smdにdurationをかけたもの)と相関を示す事が判つた。200 M β sのfluxが、type IV-m burst的な指向性を持つと仮定してfluxに補正を行うと相関は良くなり、伝播速度がtotal fluxの平方根にはほぼ比例している事が判つた。更に、簡単なblast waveのmodelをとり、観測値からblast waveとtype IV-m burstのenergyを算定したところ、これらはほぼ比例している事が知られた。

この事実はsolar blast waveが太陽からのplasma cloudの射出に伴うものであり、type IV-m burstがこのplasma cloud中の電子からのsynchrotron radiationであるとするmodelによつて、理解する事ができる。

79. 柿岡におけるSC特性、特に偏角の変化

福島 直 (東大理)

1950年以降柿岡において観測されたSCについて、特に偏角の変動に注目してみた。柿岡においては、通常SC時に偏角は東向きに変化するが、時に西向き変化がみられる。西向きに偏角が動くのは、夏季においては地方時14~18時頃、冬季は4~8時頃起つている。冬季の夕方及び夏季の早朝時は、SC時の偏角変化は東向きに大きいことが多い。先に前田力雄氏がいくつかのSCについて中低緯度における記録を解析して、SC変化を起させるところの外部から北向きにかゝる磁場の向きが地球双極子磁軸に常に平行であるのではなくて、夏季においては外部磁場の向きは昼間側に傾き、冬季では夜側に傾くという結論を出している。

このことは柿岡における偏角変化の日変化の季節的特長と全く調和することである。

80. 水平分力急減後のじょう乱

山口 又新 (地磁気観)

Formal definitionでは、 S_i はじょう乱の開始と見られない急変化となつているが S_i 後の地磁気概況にはかなりの多様性がある。

殊に興味があるのは、水平分力の急減する(中低緯度で) S_i の場合で、これらは激しい、じょう乱中に数多く観測される場合の他、ordinary magnetogram上で

1. じょう乱を示さない場合
2. 直後に通常の磁気嵐の主相に、よく似た顕著なじょう乱を示す場合
3. 激しいじょう乱の終りを示すような場合
に区分できるように思われる。
1. これらの現象が同種のものか
2. 磁気嵐主相との異同

等を調査する為に典型的例について解析を行った。併せて減急減小前の地磁気概況にも注意した。

85. 地磁気脈動の動スペクトラム

平沢 威男 (京大理)
小口 高

柿岡に於いて、地磁気脈動 (PC 1、2、3、Pi 1、2、) の観測を行い、テープ・レコーダー方式で脈動の周波数を、400倍、3200倍、12800倍、等に高め、サウンド、スペクトル、グラフ、(ソナ、グラフ) により、脈動の動、スペクトラムを得、その解析を行った。得られた動スペクトラムは

- (1) Storm中の地磁気脈動のスペクトラム
- (2) PC 2、3、Pi1、のスペクトラム
- (3) Pi1、及び、Pi2に伴う Pi1のスペクトラム
- (4) 周期1sec~3secの間で観測された周期変動を伴う脈動 (Pc1、Pi1、?) のスペクトラム

以上の変動に関して、スペクトラム構造及びそれらの日変化等を検討する。

86. 地磁気脈動 (PC-5, PC-4) の解析

平沢 威男 (東大理)

(I) 地磁気脈動 (PC-5)

前学会に引き続いて PC-5 の mechanism について考察する。

- (1) Si (SC) に伴つて, PC-5 の周期が変化するが, これが magneto-sphere の compression 及び expansion に起因することを, 理論及び解析的に示す。
このことは PC-5 が magneto-sphere 中での Resonance に起因するとの一つの evidence になるかと考える。
 - (2) PC-5 の disturbing force (起振力) がどのようなものであるかを調べた。
その結果 college ($\phi_m \doteq 64^\circ$) で観測される PC-5 の大部分は, pulse 的な force で起されている。
 - (3) 今までに, 多くの人々によつて行われていることであるが, PC-5 の occurrence の日変化を再び調らべ午前側及び午後側に occurrence の maximum が存在することを確めた。
 - (4) PC-5 を起す disturbing force (pulse) の分布の緯度及び地方時変化を確め, 前回は報告した PC-5 の Resonance の特性と組合せることにより, PC-5 の occurrence の日変化を説明することを試み, PC-5 の mechanism に対する一つの考え方を述べる
- ### (II) 地磁気脈動 (PC-4)
- PC-4 に関する 2, 3 の解析事実を述べる。

87. Beating type の pc 3 について

加藤 愛雄 (東北大理)
田中 稔

IGY 期間中のデータ (1958~1960年) のうちで typical な beating type のものを周波数解析した結果 frequency と time に関して逆相関的なものが得られた。これに対する意味づけは Pc 1 range で Lee Tepley and Wentworth, T. Obayashi, T. A. Jacobs and T. Watanabe 等が意味づけたが Pc 3 range では, T. Tamao の理論によつて説明されるであろう。T. Tamao の理論と Observation の値とを比較検討することにする。

89. 電磁流体輻射に対する

Coherence condition について

加藤 愛雄 (東北大理)
樋口 喜啓

Anisotropic electrical conductivity ($\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$) を持つ媒質の中を伝播する HM-Wave に対する Ray Refractive Index を $U^2 > V_A^2, V_A^2 > U^2$ なる条件のもとに求めた。

さらに Ray Refractive Index ($\mu_1(\theta, \omega)$) を用いて, HM-Cerenkov Radiation に対する Coherence Condition より HM-Cerenkov Radiation の Freq. Range が決定される。さらに $\mu_1(\theta, \omega)$ として Magneto Ionic Theory より求められるものを用いた場合と比較される。

90. 磁力線の弾性弦アナロジー成立
の制限と外気圏電子密度分布

北村 泰一 (同志社大工)

磁力線が「ゴム紐」のように振舞うという表現は日頃よく使用するが、それが実際にどのような制限のもとに成立するか、そしてそれから帰結される外気圏イオン密度について報告する。

弾性弦方程式から導かれる諸式とH M方程式から導かれる諸式の一致又は不一致を示せば次のようなものである。

	弾性弦方程式	H M 方程式
基礎方程式	$\rho \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial s} \left[T \frac{\partial h}{\partial s} \right]$	$\frac{\partial h}{\partial t} = r \cos \theta (H \cdot \nabla) \left(\frac{u}{r \cos \theta} \right)$ $r \cos \theta \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} (H \cdot \nabla) (r \cos \theta h)$
Time Equation	$\frac{3}{4} \left(\frac{\dot{\omega}}{\omega} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\ddot{\omega}}{\omega} - \omega^2 - p H_0^2 = 0$	$\frac{3}{4} \left(\frac{\dot{\omega}}{\omega} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\ddot{\omega}}{\omega} \right)^2 - \omega - \alpha \beta H_0^2 = 0$
Spatial Equation	$\frac{d^2 h}{d\theta^2} + 7 \tan \theta \frac{dh}{d\theta} + \frac{4\pi\rho}{H_0^2} b^2 \nu^4 \cos^{14} \theta h = 0$	$\frac{d^2 h}{d\theta^2} + 7 \tan \theta \frac{dh}{d\theta} - \left\{ \left(\frac{3(1+10 \sin^2 \theta)}{\cos^2 \theta} \right. \right.$ $\left. \left. - \frac{4\pi\rho}{H_0^2} b^2 \nu^4 \cos^{14} \theta \right) h = 0$

即ち "Time Equation" については完全に一致するが "Spatial Equation" には或項 $\frac{3(1+10 \sin^2 \theta)}{\cos^2 \theta}$ が加わってくる。結果としてゴム紐アナロジーが外気圏で使用

出来るのは

- (1) 外気圏密度が時間的に一定であること
- (2) dipole field の時間的変化が擾乱磁場の周波数変化に対し充分ゆるやかであること。
- (3) 外気圏イオン密度がそれ程急激に減少しないこと

等である。

Spatial Equation を地上の観測から定められる特定の境界値で積分し、その解のうち赤道で $\frac{dh}{d\theta} = 0$ (Odd mode) をみたすような $\rho(\theta)$ の分布を求める。分布としては、

次の三つの型を用いた。

- (1) $\rho = \rho_0 \exp(\alpha/R)$
- (2) $\rho = \rho_0 f_H$
- (3) $\rho = \rho_0 f_H \exp(\alpha/R)$

この結果と従来ホイスラー等により求められている結果とを比較するとファクター3~4程度の差で一致する。

(附) h ; perturbed field; f_H ; gyrofrequency
 T ; magnetic tension; α ; constant
 P, α, β ; separation constants; R ; radial distance
 θ , geomagnetic latitude
 H_0 ; 0.31Γ
 b, ν ; constants

91. 地磁気日平均値の変化について

久保木 忠夫 (地磁気観)

前回の学会で地磁気日平均値の変化の様子の日本附近ならびに世界的分布について発表した
が、今回は更に日本の柿岡、女満別、鹿屋、鹿野山および下里の固定観測所の資料について細
かな変動について検討してみた。

これらの観測所の日平均値の変動は平均的な世界分布の様子とかなり異なる。例えば水平分力
に於ては柿岡を1.00とすると女満別、鹿野山、下里および鹿屋の日平均値の変動は0.95,
1.07, 1.05および1.11 (1960年の平均値) となり、平均的な分布 $\cos \theta$ とはずれ
る。距離に近い観測所でも変動の比が1.00にならぬのは重要な意義がある。偏角や鉛直分力
もかなり複雑である。

これらの変動の比や比例関係からの二地点の差は時間的な変化があり、地下現象と関係がある
らしい。

92. 外部起源の地球主磁場

小口 高 (東大理)

地球主磁場の解析を行うと内外分離の過程で外部起源の地球主磁場が求められる。この外部
起源の地球主磁場は、若し正確に解析された場合には磁気圏及び電離層内の電流の影響として
現われる筈である。地球主磁場の資料は一応日変化がなされている筈であるからこの資料に基
づいて解析された磁場は地球に固定したパターンとして表わされ、このパターンには非常に静

通常の磁気圏形成に伴う磁場、trapped particleの作る電流による磁場或いは trapped particleの磁気素子としての影響と、地球双極子が傾いて回転していること
に依つて起る誘導などが含まれている筈である。

実際の解析を行つてみるとHigher Harmonic Termの寄与が大きく、かなり複雑なパ
ターンが得られる。このことから外部起源の地球主磁場にはtrapped particleの影
響がかなり大きいことが推定される。

9.3. 日本における地磁気変化のスペクトル解析

笹井 洋一 (東大理)
永田 武

CENTRAL JAPAN ANOMALYとして知られてきた地磁気短周期変化の異常については
従来から精力的に調べられてきたが、短周期変化の特性を調べるために、最近活潑に使われる
ようになつたスペクトル解析を日本の各観測所の地磁気変化に対して試みた結果を報告する。

使用したデータは1959年9月20日 U, T, 1:00-23:00hにおけるSTOR
M(S, G, 11:58)で女満別、女川、柿岡、小諸、油壺、下里、阿蘇、鹿屋で得られたORD
INARY, MAGNETOGRAMである。

X, Y, Z, H, D成分についてI. B. M7090 COMPUTERを使用し各成分を6分~数時間の
周期の波に分解して、各成分の振幅比、COHERENCE、位相差等を周期の函数として求めた。

異常地域の目安として利用された $\langle Z \rangle / \langle H \rangle$ に対応してHとZ成分の振幅比を求めてみると
特に1~2時間の周期の波についてはBAY-TYPE変化について求められた。(RIKITAK
E et. al) $\langle Z \rangle / \langle H \rangle$ 分布図とよく一致する。更にそれより短い周期の波に対してもほぼ同じよ
うな結果が得られた。

94. 地磁気急始時における擾乱ベクトルの世界的分布(II)

前田 力雄 (電波研)

SC擾乱から統計的に求められた特性面の世界的分布を用いて地球浅層の状態を調べた。この場合、基本的には次のモデルが考えられる。

- (1) 電気伝導度は均一でないが、球形である。
- (2) 電気伝導度は均一であるが、球形でない。

これらについての計算結果を報告する。

95. 表面に凹凸のある半無限導体中の電磁感応

力武 常次 (東大震研)

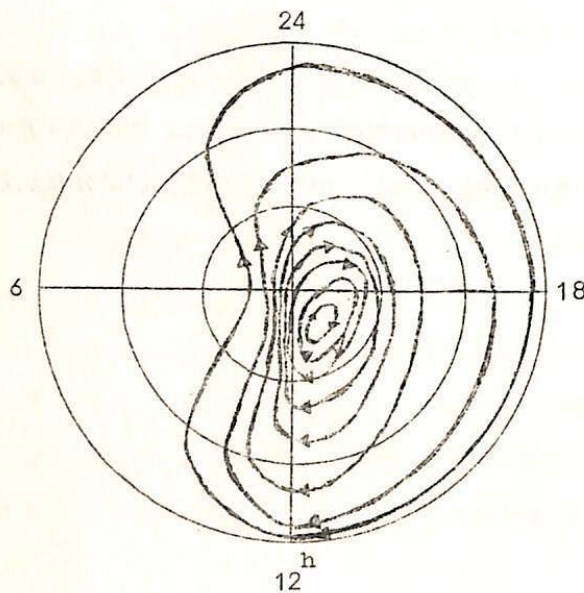
表面に正弦波状凹凸のある完全導体中の電磁感応を論じた。この結果導体の高まりの上方で水平分力が強くなることが示された。しかしこのような異常磁場の分布から、正確に導体の形状を定めることはむずかしい。

96. ほとんど汎世界的に、同時に現われる 新種の地磁気変動について

西田 篤弘 (東大理)
岩崎 昇

地磁気赤道下での地磁気変動を調べてみると、これまでに未だ命名されていない新種の変動が見出される。この変動はほとんど汎世界的に現われる。この変動の形はV型またはΛ型をしており、その継続時間は30min~2hである。この変動には12.00LT附近で、赤道下でその最大変動が $\Delta H \approx 50 \sim 100 \gamma$ になるものも多く、極附近でもそれと同程度の変動がある。

(→付図) この地磁気変動の特徴は、Geomagnetic Baysとは異なり、極や赤道下での変動が極光帯でのelectrojetの結果とは考えられないこと、そして、変動がプラスのものも、マイナスのものも存在し、従つて、等価電流系の電流の向きは一般には規定できないということである。



97. ポーラーキャップオーロラ と地磁気擾乱 (S_i) との関連

金田 栄祐 (科学博物館)

ポーラーキャップにおける極光の活動度に就いては、これ迄に或る程度の研究がなされて来て居る。ポーラーキャップに於いては、金天写真科で観測され得る様な輪郭のはつきりした形を有する極光の活動度と地磁気の活動度とが逆相関の関係にある事が認められている。

此処では同様に、金天写真科に依るデータに基づいてポーラーキャップに出現する極光の出現の特性を地磁気擾乱のうちの S_i との関連に於いて追求して見た。この結果、ポーラーキャップオーロラの出現・消失と云う様な活動度の変化と地磁気擾乱 S_i との間に関連のある事が認められた。

99. 磁気嵐の発達過程

飯島 健 (東大理)
永田 武

これまで磁気嵐の解析より主相時 D_p の構成は次の如くである事が結論されている。

$D_p = SP + AEJ$, $SP = S_q^P$ の強化された成分, $AEJ = \text{auroral electrojet}$ による成分。

今回は初相 (I_p) に着目し、かつ個々の event についてその発達過程を調べた。

(I) D_p (I_p) についての準定常的 pattern

data IGY 期間中の 16 events, 南北 20 stations

結論① $D_p(I_p)$ は地磁気共役性が十分良い。

② $D_p(I_p)$ は (S_p) mode が卓越し (AEJ) mode は微弱である。

③ $D_p(I_p)$ は強化された solar plasma stream compression による磁気圏内低エネルギー・プラズマ運動 (永田—国分—理論) の強化として定性的に説明される。

(II) $D(I_p) \rightarrow D(M_p) \rightarrow D(R_p)$ への発達過程について

data① long I_p (8 hours) + small M_p ($\Delta X_m < 100 \gamma$) の例として 1958 Sept 15d 17h 52m (SSC)

② short I_p (1 hour) + large M_p ($\Delta X_m > 100 \gamma$) の例, 1958 Sept, 3d 8h 40m (SSC)

③ 使用観測所 37個 (北半球)

結論① 2例共に $D_p(I_p)$ は S_p -mode が卓越する。

これは先に述べた quasi-steady-pattern と同じである。

② $Dst(I_p) \rightarrow Dst(M_p)$ の遷移時後 AEJ-mode は急激に強化し $Dst(M_p)$ とほぼ同時に max-stage に達する。 (S_p) mode の max-stage もほぼ一致するがこれは (S_p) mode が極光帯の high conductive region を通して強く寄与しているという著者等の結果も再確認した。

③ Dst と D_p の発達の相互比較より ring current belt の生長と radiation belt 中の instability の関係を調べた。

④ 中低緯度の $(D-Dst)$ field は従来 (AEJ) mode の return part とのみ考えられてきたが今回の解析結果より S_q^0 mode の変形された part がかなり強いことが判明した。これより中低緯度 S_q^0 についても磁気圏プラズマ運動の効果を十分考慮して再検討すべきことが結論される。

100. 磁気圏内電流連結を考慮 したダイナモ理論

村田 宏雄 (京大理)
前田 憲一 (京大工)

Equinoxにおける S_q 変化を説明するダイナモ理論はvertical currentを0としているが、風の分布したがつてポテンシャルの分布等が赤道に関して非対象とみなさなければならぬSolsticeの場合には、vertical currentを考慮に入れなければならない。

Farley (1959) (1960) 及び Spreiter 等 (1960) の得た結果より、 F_2 層では、磁力線はほぼ等ポテンシャル線を形成していることになり、また、磁力線方向の conductivity の値が更に大きい magnetosphere では、磁力線は等ポテンシャル線であるとみなせる。したがって、E層をつらぬく磁力線の両端に電位差があれば、それをなくすべく電流が南北両半球の間を磁力線に沿って流れるはずである。(Dougherty, 1963)

先ず、簡単のために、E層内に流れる電流を

$$J = \sigma (E + v \times B)$$

とし、E層の上面 ($r=b$)、下面 ($r=a$) に charge distribution を考え、velocity potential を $4:4\frac{1}{2}$ とし、両半球の電氣的なつながりとして、磁力線に沿って流れる電流を

$$J = \frac{1}{\rho} [S_a(\theta, \varphi) + S_b(\theta, \varphi) - S_a(\pi - \theta, \varphi) - S_b(\pi - \theta, \varphi)] r \rightarrow b+0$$

なる式で与える。

ここに、 ρ は断面が単位面積に等しい磁束管の全抵抗、 $S_a(\theta, \varphi) + S_b(\theta, \varphi)$ 、 $S_a(\pi - \theta, \varphi) + S_b(\pi - \theta - \varphi)$ は磁力線の conjugate points におけるポテンシャルを示す。

計算の結果、磁力線に沿って流れる電流の最大値は 4×10^{-10} Amp./m² である。

同時に得られる電流系と Chapman の等価電流系とを比較検討する。

Farley, D. T., J. G. R., 64, 1225, 1959, and 65, 869, 1960.

Spreiter, T. R. and Briggs, B. R., J. G. R., 66, 1731, and 2345,
1961.

Dougherty, J. P., J. G. R., 68, 2383, 1963.

102. アラスカ・ナベスナ氷河 における VLF 観測について

徳田八郎衛
荒木 徹 (京大理)
田村 雄一
北村 泰一 (同志社大工)

1964年夏に約1ヶ月間アラスカのナベスナ氷河(地磁気緯度 62°)で行ったVLF電波の観測結果のうち、二度の磁気嵐の前後のEmissionとC.N.A., 地磁気の記録との関連についてのべる。

もよりの人家から100Km以上離れた谷間である為、Power Lineの高調波による妨害がなく、200 μ SていどのEmissionまで検出できた。増巾器、録音機は全てトランジスターを用いた簡易なものであるが、Nose Whistler, Chorus, Riser, Hiss等全ての型のVLF現象が観測された。

Whistler-Kneeの出現するnose frequencyは2~3KCであり(L=5~6)1961年のdataによるStanford groupの報告が10KC前後であるのにくらべて(L \approx 3)かなり低くなっているのが注目される。

103. 低緯度ホイッスラー分散の日変化

小口 高
国分 征 (東大 理)
鶴田浩一郎

Whistler の発生頻度の高い日に連続観測を行つた。この日の最高発生頻度は1秒間に経30個である。又高発生頻度の継続する時間は約1~2時間である。この間、Whistler のType, 分散値ともほとんど一定である。発生頻度は約30分程度の間1/100程度に激減するがこれと同時にWhistler の強度も小さくなり、分散値のばらつきが大きくなり、Type の変化も多くなる。発生頻度が極めて高くWhistler Burstとも云える現象は冬の15時前後に多く起るようである。

一方、Bowler が incoherent scatter から測定した赤道地方の電子密度の profile を使つて、Whistler 分散値の緯度変化及び日変化を計算したので柿岡に於ける連続観測及びルーチン観測の結果と併せ比較検討を行う。

104. Hydromagnetic whistlers II

大林 辰蔵 (京大工)

Hydromagnetic whistlers 第I報においては外気圏内に発生するELF帯電磁流体波の特性及び地磁気脈動として観測されるものとの比較検討を行つたが、第II報ではELF電磁流体波とVLF電波現象との相互作用を考えVLF-ELF帯にわたる電波の発生機構について考察を行つた。超高層大気内での電波の発生伝播にはそこに存在するプラズマ、高速度粒子が本質的な働きをなし、波の粒子のエネルギーの交換が磁氣的な共鳴を通して行われることが推論される。

105. ELF の解析 (I)

近藤 五郎 (地磁気観)

I. Q. S. Y 期間, 超早廻し地磁気変化観測の一部として E. L. F 帯の地磁気変化を観測している。当初の計画としては, 柿岡, 女満別とも \dot{X} , \dot{Y} , \dot{Z} の地磁気変化を観測する予定であったが, 種々の状況から現在では次のようなスケジュールで観測を行つている。

R. G. D (Regular Geophysical Day) には, 柿岡で地磁気 \dot{X} 成分を 24 時間連続に, 女満別では大地アンテナを用いて E-W 成分を 24 時間連続に観測する。また柿岡では適宜な時に \dot{X} , \dot{Y} , \dot{Z} 三成分同時観測を行つているが, この場合テープ・レコーダーの都合上連続的には 30 分以上の記録をすることが出来ない。

E. L. F 帯と云つても, その範囲は人によつて可成りの巾があるが, こゝでは 2~30% を対称としている。

現在この周波数帯における顕著な現象としては所謂 Schuman resonance が知られている。

得られたデータの解析の第一歩として

(1) 信号の有意性

E. L. F の受信信号の有意性については常に問題となる処で, 一般には可成り離れた二地点の同時観測で確かめるのが妥当と思われる。柿岡と女満別の信号を比らべて 90% 以上の同時性があることを確めた。

(2) 信号の大きさ

信号の大きさ別にその出現頻度を取ると

30mγ以下	6~7	以上/min
30mγ~50m	2~3	/min
50mγ以上	1	以下/min

(3) 周期スペクトル

バイブラ・ライザーにかけてその周期スペクトルを見ると、大体、8, 14, 21%附近に強いパワーがあり、一日を通して、あまり大きな変動がない。

まだまだ、解析も途中であり細かいことは今後にまきたいが、とにかく、一応 Schuman resonance を確認出来たことを報告する。

106. ELF 電磁場の発生源について

柳原 一夫 (地磁気観)

ELF電磁場のうち数十サイクル以下の領域においてはいわゆる Schumann resonance が顕著現象として認められ、その源泉としては雷活動があげられている。しかし極光帯における著しい conjugacy は雷以外に磁気圏に原因をもつものの存在することを暗示している。

雷の垂直 dipole による ELF 磁場の北成分は $(dP_n/d\theta) \cdot \sin\varphi$ (但し θ は源泉からの角距離, φ は到来方位角) とあらわされるが、これに雷活動の強度をかけ全地表面上で積分して日変化を求めたものは、柿岡における実測と一致しない。柿岡における実測日変化は地方時夜半に強度最大となるが、これは conjugacy のよい極光帯における ELF-burst の日変化と同じである。

電離層下部にELF領域の電流変化を考え、水平dipoleによる輻射を取扱うとSchumann resonanceをおこさないTE波と $P_n^1(\cos\theta) \cdot \cos\varphi$ であらわされるTM波とに分れる。但し水平dipoleの向きを $\varphi=0$ とする。地方時夜半の極光帯に東向き水平dipoleをおき、ヘルツベクトルが $P_n^1(\cos\theta) \cdot \cos\varphi$ であらわされるresonanceを考えると、栢岡におけるELF磁場の実測日変化が説明される。極光帯のburstはresonanceでなく直接の誘導磁場であるかもしれない。

107. ELF領域電場変動の観測

小川 俊雄 (京大理)

中空円筒導体の中にインピーダンス変換器を組み込んだアンテナと、簡単な帯域増幅器を用いて、ELF領域(今の場合は3~30%)の電場変動も観測した。この方法で、アンテナを振動させる程度の風がない時には市街地でも、十分、シューマン・レゾナンスによると思われる電場変動を観測できることがわかった。観測記録のうち、特徴ある変動を解析した結果について報告する。