

採常用

第58回講演会

講演予稿集

昭和50年10月28日～10月31日

於 新潟県中小企業会館

日本地球電気磁気学会

東京都文京区弥生二丁目11番16号
東京大学理学部地球物理学教室内

電話(八一二)二二一一内線六四七六

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第58回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和 50 年 10 月 28 日 (火) — 31 日 (金)

講演会場 新潟県中小企業会館

新潟市川岸町 1-47-1

TEL (0252) 67-5566~7

懇親会場 新潟県土地改良会館

新潟市川岸町 1-38-1

TEL (0252) 65-1111

時 日	会 場	AM					PM					
		9:15	10	11	12	1	2	3	4	5		
10 月 28 日 (火)	1	電離圏 I					電離圏 II				運営委員会	
	2	大気光・原子分子 I					大気光, 観測機器・方 原子分子 II 法・室内実験					
10 月 29 日 (水)	1	ロケット・衛星					衛星 ホイッスラー・VLF				評議員会	
	2	岩石磁気					月・惑星・惑星間空間					
10 月 30 日 (木)	1	木星・磁気圏 I					特別講演		総 会		懇 親 会	
	2	宇宙線										
10 月 31 日 (金)	1	磁気圏 II					磁気圏 III					
	2	地球内部 I					地球内部 II					

講演は 11 分以内、質疑応答は 3 分以内を厳守のこと。

第1日 10月28日(火) 9:15-12:30

第1会場

開会の辞

電離圏 I

- | | | |
|-----|--|--|
| 1-1 | 岩田晃, 石川晴治, 高木増美 (名大空電研) | 太陽フレア時におけるロランC電波の変動について |
| 2 | 大塩光夫, 木所常一 (電波研平磯) | 太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相 |
| 3 | 三浦彰, 佐藤哲也, 玉尾孜 (東大理) | 電離層に於けるシア不安定性 |
| 4 | 小川忠彦 (電波研), 佐藤哲也 (東大理) | Cross-Field プラズマ不安定の二次元乱流特性 |
| 5 | 阪上博章, 一ノ瀬琢美 (同志社大工),
筒井稔, 小川徹 (京大工) | Large Scale TID の伝搬速度 |
| 6 | 前田佐和子 (京大理) | 大規模移動性電離層擾乱 (T. I. D.) の励起と伝播について |
| 7 | 加藤進 (京大工) | G.W. radiated from moving heat sources |
| 8 | 堀内俊洋, 加藤進 (京大工) | 電離層における運動と電界 |
| 9 | 菊池崇, 荒木徹 (京大理) | 電場の極から赤道への伝播 |
| 10 | 深尾昌一郎 (京大工) | An Estimate of Semidiurnal Tidal Wind Effects on the Sq Current System |
| 11 | 鈴木亮, 前田坦 (京大理) | 電離層ダイナモ電流のUT変化 (IV) |
| 12 | 白木正規 (地磁気観) | 1958-73年の女満別, 柿岡および鹿屋における地磁気太陽・太陰日変化 (II) |

第1日 10月28日(火) 9:15-12:30

第2会場

大気光・原子分子I

- | | |
|--|---|
| II-1 藤原玄夫, 板部敏和, 広野求和, 長澤親生
(九大理) | Fuego火山噴火後の成層圏エアロゾル層—福岡におけるライダー観測(II) |
| 2 小川利紘(東大理), 渡辺隆(東教大理), 等松隆夫(東大理) | 太陽掩蔽法による成層圏エアロゾルのロケット観測 |
| 3 等松隆夫, 岩上直幹(東大理), 気象庁高層課(協力) | 偏西風帯での大気オゾン観測(B5-66) |
| 4 鈴木勝久, 等松隆夫, 小川利紘(東大理) | TAIYOによるオゾン・アルベドの強度分布観測について |
| 5 小川利紘(東大理) | 塩素化合物による成層圏オゾンの破壊 |
| 6 等松隆夫(東大理), 山本博聖(立大理) | オゾン9.6マイクロメータ放射のモデリング |
| 7 大島新一, 渡辺隆, 中村正年(東教大理) | 大気光強度分布のバルーン観測 |
| 8 奥田治之, 舞原俊憲, 杉山卓也, 小田直樹
(京大理), 伊藤浩式(名大理) | 気球によるOH大気光Irregularity観測 |
| 9 斉藤馨児(東京天文台) | OH夜光の波状構造の観測 |
| 10 小川利紘(東大理), 渡辺隆, 中村正年
(東教大理) | OH, O ₂ 赤外大気光高度分布より求めた酸素原子分布 |
| 11 近藤豊, 小川利紘(東大理) | 極域大気微量成分の擾乱による変動(II) |
| 12 斎藤文一, 進藤典夫(新潟大理) | H _α 波長域における昼間ブルー・スカイのスペクトル |

第1日 10月28日(火) 13:30-17:00

第1会場

電離圏Ⅱ

- I-13 半田駿, 前田坦 (京大理)
- 14 亀井豊永, 前田坦 (京大理)
- 15 北村泰一, 小木曾賢 (九大理)
- 16 荒木徹, 菊池崇 (京大理)
- 17 荒木徹 (京大理)
- 18 武井恵雄, 上山弘 (東北大理)

- 19 高橋忠利 (東北大理)
- 20 福山薫 (京大理)
- 21 前田坦 (京大理)
- 22 藤井良一, 福島直 (東大理)
- 23 福島直, 川崎浩二 (東大理)

- 24 中村義勝 (電波研)

- 25 丸橋克英 (電波研)

- F層の Lunar tide (序報)
- 静穏時Dstの Lunar time 変化について
- 地磁気7日周期変動の一起源
- Sc, Sc*の性質と解釈
- Polar CapのSc
- Ionospheric Effects of Energetic Electrons
- Scattering from the Radiation Belt (Ⅲ)
- Time Dependent Latitude Effect
- Cusp Particlesによる電離効果
- 大気光強度の長周期変動
- 電場による極地電離層の風 (Ⅱ)
- Field-aligned currentsによる電離層内電流系(I)
- 人工衛星によるスカラー磁場観測結果から field-aligned current 分布を求める方法
- プラズマレゾナンス周波数から求めた日本上空附近の上部電離圏平均電子密度分布
- プラズマ圏日変化のモデル計算 (Ⅱ) 磁気圏対流の対果

第1日 10月28日(火) 13:30-17:00

第2会場

大気光・原子分子Ⅱ

- Ⅱ-13 上山弘, 岡野章一, 大沼利弘(東北大理)
市川敏朗(岐阜歯大)
14 中村純二, 別生栄(東大教養)
15 木山喜隆(新潟大理)
矢野教(新潟大教養)
16 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研)

亜熱帯グロー6300Å線によるドップラー温度の
測定一波照間島予備観測報告
C₂H₂発光雲によるO密度観測の基礎実験
分光放射照度標準電球による測光儀の絶対感度検
定と夜光線スペクトル強度測定の留意点
光電子のエネルギー分布の特徴

観測機器・方法・室内実験

- Ⅱ-17 小川徹, 中山茂, 荻崎務(京大工)
18 佐川永一, 伊藤富造(東大宇宙研)
19 筒井稔, 小川徹(京大工)
20 相京和弘, 古関照男, 五十嵐喜良
(電波研)
21 筒井稔(京大工), 宮武貞夫(電通大),
松本紘, 山岸久雄, 吉門信(京大工)
22 山岸久雄, 筒井稔, 松本紘, 吉門信, 木村
磐根(京大工)
23 吉門信, 筒井稔, 山岸久雄, 松本紘, 木村
磐根(京大工)
24 河島信樹, 佐々木進, 矢守章, 金子修, 村
里幸男, 萩原通伸, 大林辰蔵(宇宙研)
25 佐々木進, 金子修, 戸沢洋二, 河島信樹
(東大宇宙研)
26 岡村良, 中村幸男, 河島信樹(東大宇宙研)

強い高周波磁場による光ポンピング磁力計の誤差
質量分析器による成層圏大気組成の観測
短波のドップラー観測におけるモード分離
符号化パルス方式サウンダによる電離層反射波の
デジタル受信とドップラー測定
FM法によるプラズマ波の群速度測定
大振幅バーンシュタイン波によるイオン音波の励
起実験
スペースチェンバー用大容積プラズマ源の試作(Ⅱ)
プラズマ銃を用いた電離層中のControlled Ex-
periment(Ⅲ)
Delayed Emission Excited by a High Power
Microwave Pulse(Ⅱ)
相対論的大電流電子ビームとプラズマの相互作用

第2日 10月29日(水) 9:00-12:30

第1会場

ロケット・衛星

- | | |
|--|---|
| I-26 森弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂 (電波研)
平尾邦雄, 小山孝一郎 (東大宇宙研) | S-310-2 による電子密度, 電子密度ゆらぎおよび電子温度の観測 |
| 27 南繁行, 竹屋芳夫 (大阪市大工) | S-310-2 号機による電子密度測定比較実験結果 |
| 28 渡辺勇三, 江尻全機 (東大宇宙研) | S-210-10号機, K-9M-47 号機による電子密度観測結果 |
| 29 長野勇, 満保正喜 (金沢大工),
木村磐根 (京大工) | K-9M-53 号機による VLF 偏波および強度観測からの低電子密度の測定 |
| 30 中村正治, 中村良治, 伊藤富造 (東大宇宙研) | K-9M-53 号機による電離層のゆらぎ観測 (速報) |
| 31 木村磐根, 橋本弘蔵 (京大工) | K-9M-53 号機 DPL 実験 (速報) |
| 32 宮武貞夫 (電通大), 松本紘 (京大工) | 低エネルギー電子ビームによる波動励起実験 (K-9M-51) - 速報 |
| 33 鎌田哲夫 (名大空電研), 大家寛 (東北大理), 倉橋克典 (名大空電研) | K-9M-53 号機による電離層内でのパラメトリック励振実験 (速報) |
| 34 大家寛, 森岡昭, 小野高幸 (東北大理) | K-9M-53 Plasma Wave Experiments |
| 35 南繁行, 竹屋芳夫 (大阪市大工) | ロケットによる E層電場測定の可能性について (S-310-2号機データより) |
| 36 宮武貞夫 (電通大)
松本紘, 筒井稔 (京大工) | FM法による波数測定実験 (K-9M-46) |
| 37 宮武貞夫 (電通大) | ロケットによる電離層加熱実験 |
| 38 宮崎茂 (電波研) | TAIYOによるRPA 観測結果 |

第2日 10月29日(水) 9:00-12:30

第2会場

岩石磁気

- II-27 吉田和郎(東北大理), 新妻信明(東北大教養) 静岡県掛川層群の古地磁気学的検討
- 28 乗富一雄(秋田大鉦) 秋田県北鹿地区におけるボーリング・コアの磁性について
- 29 北沢一宏(東大海洋研) DSDP-Leg 16,17 で採集した岩石を用いた古地磁気, 岩石磁気の研究
- 30 新妻信明(東北大教養), 吉田和郎(東北大理), 本多直樹(東北大金研), 織山純金子稔(東北大理) 岩石磁気測定用超伝導磁束計
- 31 河野長(東大理), 上野直子(東洋大) 一回加熱式テリエ法による古地球磁場強度の決定
- 32 河野長, 田中秀文(東大理) 大型熱消磁炉
- 33 百瀬寛一(信大理) 西之島新島の溶岩中に発見された自然鉄
- 34 上嶋正人(地質調査所) Alを含むチタノマグネタイトの酸化
- 35 笹嶋貞雄(京大理) アルカリ玄武岩中のチタノマグネタイトの化学成分と磁性
- 36 杉浦直治(東大理), 永田武(極地研) Fe-Ni Alloyの $\gamma \rightarrow \alpha$ transition による残留磁化
- 37 斎藤和男, 小嶋稔(東大理) $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代測定法による海山年代の測定
- 38 浜野洋三, 藤井直之(東大理) 含水岩石の電気伝導度
- 39 浜野洋三(東大理) 地球核の粘性について

第1会場

衛 星

- | | | |
|------|----------------------|--|
| I-39 | 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理) | South Atlantic Anomaly
- TAIYO Observations
南米上空電離層高度における“たいよう”塔載太陽X線カウンタの異常カウント |
|------|----------------------|--|

ホイッスラー・VLF

- | | | |
|------|--|---|
| I-41 | 棚橋秀伍 (名大空電研) | シューマン共振における近接極の分離 |
| 42 | 山下享子 (名大空電研) | ELF帯~VLF帯電波の海岸線屈折 |
| 43 | 岩井章 (名大空電研), 岡田敏美 (群大工), 大津仁助, 佐藤貢 (名大空電研) | ホイッスラー分散自動観測装置の現状 |
| 44 | 岡田敏美 (群大工), 岩井章 (名大空電研) | ヘテロダイナ検波によるホイッスラーの検出法 |
| 45 | 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 渡辺勇三 (東大宇宙研), 林幹治 (東大理) | Siple VLF信号の受信 (速報) |
| 46 | 池田慎, 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 渡辺勇三 (東大宇宙研), 林幹治 (東大理) | Siple VLF電波の解析 |
| 47 | 渡辺成昭, 恩藤忠典 (電波研) | Deuteron Whistler 及び赤道越え Ion Cyclotron Whistler |
| 48 | 上龍実, 渡辺昭二 (電波研沖縄), 恩藤忠典, 村上利光 (電波研) | 沖縄におけるホイッスラー観測 (II) |
| 49 | 早川正士, 大津仁助 (名大空電研) | 磁気嵐に伴うVLFヒスの発生源の位置について |
| 50 | 中村義勝, 恩藤忠典, 丸橋克英, 村上利光 (電波研) | LHRヒスから推定される上部電離層イオン分布 |
| 51 | 前田憲一 (京産大理) | プラズマ圏内の電気伝導度と屈折率 ($10^{23} < \omega < 10^3$) について |

月・惑星・惑星間空間

- II-40 永田武(極地研)
41 小嶋稔(東大理),
C. J. Alexander, Jr.
(Univ. of Minnesota)
- 42 早川幸男(名大理)
43 田鍋浩義, 宮下暁彦(東京天文台)
44 渡辺堯(名大空電研)
- 45 小島正宣, 柿沼隆清(名大空電研)
- 46 斎藤尚生(東北大理)
- 47 斎藤尚生(東北大理)
- 48 村山喬, 青木孝夫(名大理),
袴田和幸(中部工大)
- 49 菅野常吉, 石田喜雄(福島大教育),
斎藤俊子(福島医大教養),
斎藤尚生(東北大理)
- 50 斎藤尚生(東北大理), 菅野常吉(福島大教育),
湯元清文, 高橋主衛(東北大理)
- 51 一之瀬匡興(信大教養),
森 寛, 安江新一(信大理)
- アポロ月岩石の強磁性と超常磁性
地球大気進化と希ガス存在度パターン
- 惑星間塵の帯電と整列
Kohoutek彗星の gas tail の運動
1972年8月初旬における惑星間ショック波の解析
電波星シンチレーションによる惑星間空間プラズマの乱れの異方性の観測
惑星間空間の三次元磁場構造に関する Two-hemisphere model
太陽活動極小期における IMF 扇型構造消滅の解釈
地磁気活動度の年周変化によって知られる太陽活動度の南北非対称性
宇宙線日変化の季節変化と IMF の三次元構造
Neutron anisotropy の位相変化と sector 構造
地下30m.w.e. における宇宙線異方性と惑星間空間磁場

第3日 10月30日(木) 9:00-12:30

第1会場

木星・磁気圏 I

I-52 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理)

53 大家寛 (東北大理)

54 西田篤弘 (東大宇宙研)

55 賀谷信幸 (神大工)

56 佐藤哲也 (東大理)

57 玉尾孜 (東大理)

58 玉尾孜 (東大理)

59 橋本弘蔵, 木村磐根 (京大工)

60 山本隆 (東大理)

61 山本隆 (東大理)

62 山本隆 (東大理)

63 南部充宏 (九大教養)

Jupiter Decameter Wave Observations
- 40m Interferometer System

Plasma state in Jovian Magnetosphere

木星からの高エネルギー粒子流出

数式処理による分散式の解法

ドリフト波の非線形理論

(I) 高速 irregularities の発生

磁気圏内の電磁流体波不安定と電子降下

2 断熱運動と磁気圏プラズマ分布

Coherent Cerenkov Radiation

Saturation of a Single Whistler Wave
by Particle Trapping

Saturation of a Single Electrostatic
Wave by Particle Trapping (II)

Nonlinear Interaction of a Plasma with
an Electron Beam (III)

乱れたプラズマ中の粒子軌道

第3日 10月30日(木)

第1会場

特別講演 13:30-15:30

田中春夫 (名大空電研)

「ラジオヘリオグラフ」

小林和夫 (東大海洋研)

「国際深海堀削計画と地球電磁気学」

総会 15:30-17:00

第3日 10月30日(木) 9:00-12:30

第2会場

宇宙線

- | | | |
|-------|--|--|
| II-52 | 安江新一(信大理), 長島一男(名大理) | 宇宙線三次元異方性と惑星間空間磁場 |
| 53 | 村山喬(名大理) | 太陽風高速ストリームに伴う宇宙線の非等方性 |
| 54 | 奥谷晶子(理研) | 太陽活動領域と宇宙線強度変化 |
| 55 | 和田雅美, 村上一昭, 小玉正弘(理研) | 太陽宇宙線伝播の計算機実験 |
| 56 | 宗像義教(中部工大), 森覚(信大理) | 宇宙線中性子強度の27日変化の解析 |
| 57 | 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大教養), 長島一男(名大理) | 太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components |
| 58 | 千葉敏躬(岩手大教育), 小玉正弘(理研) | 宇宙線の異方性における27日周期変化 |
| 59 | 菅野常吉, 石田喜雄(福島大教育), 斎藤俊子(福島医大教養) | 宇宙線半日変化, $\frac{1}{3}$ 日変動とその時間変動(II) |
| 60 | 北村正函, 池上比呂志(気象研), 小玉正弘, 井上葵(理研) | 宇宙線短周期変化の解析 |
| 61 | 境孝祐, 加藤正人, 湖上辰一, 玉井英次(日大習志野), 小玉正弘(理研) | 気球高度における宇宙線短周期変動 |
| 62 | 小玉正弘(理研), 境孝祐, 加藤正人(日大習志野) | 大気波動と宇宙線のゆらぎ |
| 63 | 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榎原志津子, 近藤一郎(名大理), 小島浩司, 花井荘太郎(名古屋保衛大) | 名古屋および乗鞍における Small Air Shower の実験 |
| 64 | 村上一昭(理研), 鷲坂修二(信大理), 三島靖(愛媛大理), 長島一男(名大理) | 地下宇宙線に対するレスポンス関数 |

第4日 10月31日(金) 9:00-12:30

第1会場

磁気圏Ⅱ

- I-64 小川俊雄(京大理), 安原通博(京都教育大), 藤田晃(甲南大理) 三陸沖大気球観測による Pc5 周期の電場変動
- 65 加藤愛雄, 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男, 大西信人(東海大工) カナダ北極圏に於ける地磁気微細変動の観測
- 66 桜井亨(東北大理) 磁気圏内における Pc5 型磁気脈動
- 67 S. Kokubun(東大理, UCLA), M. G. Kivelson, R. L. McPherson, C. T. Russell (UCLA) Observations of Low-Frequency Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere
- 68 S. Kokubun(東大理, UCLA), M. G. Kivelson, R. L. McPherson, C. T. Russell (UCLA) Modulations of Particle Fluxes Associated with Pc5 Waves
- 69 湯元清文, 斎藤尚生(東北大理) Ps6型Pi3磁気脈動と field-aligned current
- 70 小山幸男, 斎藤尚生, 桜井亨(東北大理) Substormに伴うPi2型脈動について
- 71 桑島正幸(地磁気観) 極光帯におけるPi脈動と関連現象(Ⅱ)
- 72 前沢列(東大宇宙研) 極域電流の惑星間空間磁場への対応性(Ⅲ)
- 73 寺沢敏夫(東大宇宙研) Relativistic Electron Bursts during Substorms in the Magnetotail
- 74 恩藤忠典, 籾馬尚, 大瀬正美(電波研) 磁気圏嵐開始に伴うVLF放射
- 75 佐藤夏雄(東大理) ELF放射の到来方向(Ⅰ)
- 76 佐藤夏雄(東大理) 地磁気脈動とELF放射(Ⅰ)

地球内部 I

- II-65 西田泰典(北大理) 北海道北部のCA
66 森俊雄(地磁気観) 北海道東部のCA
67 山下済, 横山泉(北大理) 津軽海峡周辺における地磁気短周期変化の異常
68 柳原一夫, 白木正規(地磁気観) Transfer Functions at Kakioka(II)
69 柳原一夫, 永野哲郎(地磁気観) 関東地方電気伝導度異常変換関数の時間的变化
70 宮腰潤一郎(鳥取大教養), 住友則彦(京大教養), 鈴木 亮(京大理) 山陰・隠岐のCA
71 Y.Honkura, R.D.Kurtz, E.R.Niblett Geomagnetic Depth Sounding and Magnetotelluric Results from a Seismically Active Region Northeast of Quebec City
(Div. Geomag., Dept. Energy, Mines & Resources, Canada)
72 Y.Honkura, E.R.Niblett, R.D.Kurtz Changes in Magnetotelluric Fields in a Seismically Active Region of Eastern Canada: Preliminary Results of Earthquake Prediction Studies
(Div. Geomag., Dept. Energy, Mines & Resources, Canada)
73 森俊雄(地磁気観) P_c, P_i のCA変換関数
74 力武常次(東工大理) 地磁気短周期変化と Dilatancy
75 田中良和(京大理) プロトン磁力計による桜島磁場観測
76 歌代慎吉(海上保安大) 日本周辺海域の地磁気異常について

第4日 10月31日(金) 13:30-16:30

第1会場

磁気圏Ⅱ

- | | | |
|------|---|---|
| 1-77 | 永田武, 平沢威男, 滝沢美代子 (極地研) | 観測ロケットによる極嵐の研究 (Ⅱ) |
| | | 極嵐の発達にともなう電離層の電離 |
| 78 | 鮎川勝, 平沢威男, 永田武 (極地研) | 南極における無人観測機器の開発 (Ⅱ) |
| 79 | 金田栄祐 (東大理), 丹羽登 (東大宇宙研),
高木幹雄 (東大生研) | EXOS-A 搭載オーロラ観測テレビ装置 |
| 80 | 永田武, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研) | 地上および衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学 (Ⅳ) |
| 81 | 小玉正弘 (理研), 小口高 (東大理),
平沢威男 (極地研) | ロケット高度から見たオーロラ X 線の空間分布 (Ⅱ) |
| 82 | 村上浩之, 奥平清昭, 平島洋, 梶原正男
(立教大理), 山上隆正, 藤井正美, 西村
純 (東大宇宙研), 小玉正弘 (理研) | カナダにおけるオーロラ X 線の気球観測 |
| 83 | 小口高 (東大理) | オーロラの動特性 (Ⅲ) 点滅型オーロラに伴なう
地磁気脈動と V L F コーラス |
| 84 | 小口高, 国分征, 林幹治 (東大理),
鶴田浩一郎 (東大宇宙研),
渡辺富也 (ブリティッシュコロンビア大) | V L F 方探とオーロラ TV の組合せによる オーロラ
粒子の降りこみと V L F 電波一序報 |
| 85 | 斎藤尚生, 湯元清文, 桜井亨 (東北大理) | オーロラグラフの解析に基づく太陽フレアとオ
ーロラフレアのアナロジー |
| 86 | 大林辰蔵 (東大宇宙研) | 太陽フレアとオーロラ嵐 |

閉会の辞

第4日 10月31日(金) 13:30-16:00

第2会場

地球内部Ⅱ

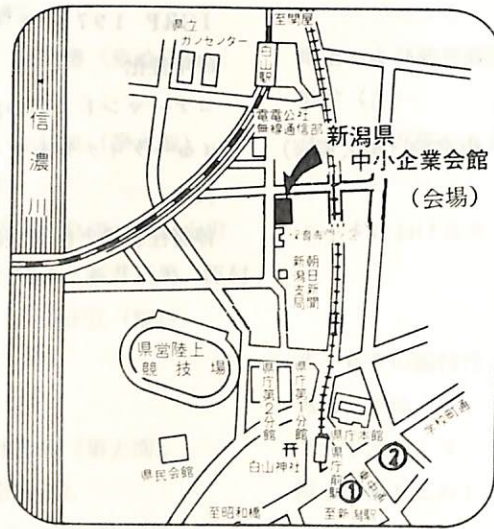
- | | | |
|------|---|---------------------------------------|
| Ⅱ-77 | 加藤愛雄, 遠山文雄, 武藤俊明(東海大工), 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大) | 高々度大気球による三陸沖250kmに至る磁場観測 |
| 78 | 永田武(極地研) | 新潟地震のテクトノマグネチックモデル |
| 79 | 田島稔, 水野浩雄, 田中穰(国土地理院) | 日本における最近の地磁気永年変化異常の様相 |
| 80 | IGRF検討会 | IGRF 1975.0年モデルと日本周辺の地磁気経年変化 |
| 81 | 田中穰(国土地理院) | コアーマントル間の温度分布と短周期地磁気変動 |
| 82 | 渡辺秀文(東大理), 行武毅(東大震研) | $\alpha\omega$ -ダイナモモデルによる地磁気逆転の計算機実験 |
| 83 | 行武毅(東大震研) | 停滞性磁場と移動性磁場の時間変化 |

第58回総会・講演会の会場案内

会場 新潟県中小企業会館

新潟市川岸町1-47-1 (〒951), 電話 (0252) 67-5567~7

会場案内図



交通案内

- i) バス：新潟駅前バスターミナルから乗車
バス停①信濃町行に乗車，県庁前で下車，徒歩10分
バス停②県庁前行に乗車，終点で下車，徒歩10分
- ii) 汽車：新潟駅から越後線に乗り換え，白山駅で下車，徒歩3分
- iii) タクシー：新潟駅前から会場まで約15分

運賃は 約500円

第 1 会 場

太陽フレヤ時におけるロランC電波の 変動について

岩田晃・石川晴治・高木増美
名古屋大学空電研究所

我々は、愛知県佐久島観測所において、ロランCのSS-3チェーンの主局(硫黄島)の電波(100 KHz)を受信しており、その解析結果は一部既に報告している。(1)

昨年来、地上波の信号強度を決定することにより、受信信号(地上波+電離層1回反射波)から地上波分をベクトル的に差し引く事で、電離層1回反射波のみの強度、位相を測定する事が出来る様になった。今回は太陽フレヤ時におけるロランC電波の変化の有様を報告すると共に、同時に得られている太陽X線の強度と、大塩等(2)が与えている計算表とを用いて、電離率を計算し、その変化を報告いたします。

(1) A. IWATA and H. ISHIKAWA, JGG, 26, 511 (1974)

(2) M. OHSHIO, R. MAEDA and H. SAKAGAMI, J RRL, 13, 245 (1966)

急始型地磁気嵐に伴う電離層嵐現象の生起頻度の少ない太陽活動極小期に於いては、地磁気擾乱として回歸性磁気嵐の生起の周期性が卓越するが、それ以外の時には地磁気活動は比較的静穏である。この時期に於ける遠距離短波受信電界強度の変動の様相が調べられた。

観測資料は、1974年一年間に於ける遠距離(Fort Collins-平磯, 9200 軒)短波(15 MHz 標準電波)受信電界強度の毎時値の、0 dBを最小値とした一日平均値の相対値 \bar{E} である。即ち一日間の相対電界強度は $\bar{E} = \frac{1}{T} \int_0^T (E + E_0) dt$ ($T: 24$ 時間, E_0 : 定数)によって表わされる。地磁気資料は元来回線径路上のものの使用が妥当であろうが、速報性の観点から柳岡に於けるK指数が考慮され、 K_p とKとの強い相関々係から、K指数が代表とされた。その一日間の和 ΣK が採用された。

地磁気擾乱の遠距離短波受信電界強度に及ぼす影響は遅れを生ずる故、当日の \bar{E}_i と前日迄の ΣK の平均値 $\frac{1}{n} \sum_{j=i-1}^i (\Sigma K)_j$ (n : 自然数)とが比較され、相関の強い $n=2$ 、即ち当日の相対電界強度 \bar{E} と前日及び前々日の ΣK の平均値 $\frac{1}{2} \sum_{j=i-1}^i (\Sigma K)_j = \bar{\Sigma K}$ とが比較された。

解析結果の概要は次の通りである。

1. $\bar{\Sigma K}$ に対する \bar{E} の変動の月別様相は、冬期 $\bar{\Sigma K} \approx 3 \sim 30$ の変動に拘らず、 $\bar{E} \approx 1 \sim 6$ dBの幅を以て大略一定である。夏期 $\bar{\Sigma K} \approx 5 \sim 35$ で \bar{E} は減少し、 $18 \sim 0$ dBに及び、即ち夏期には受信時間帯の長くなる事と相俟って、地磁気擾乱の少ない日には \bar{E} は大きくなる。
2. 逐日変化の様相は大局的には $\bar{\Sigma K}$ と \bar{E} との間の負の相関々係を示すが、個々の逐日変化は必ずしも大局的变化と一致しない。故に上記の意味の当日の \bar{E} と $\bar{\Sigma K}$ から夫々前日のそれらを減じた差による日較差、 $\frac{d\bar{E}}{dt}$ 及び $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ が考察された。 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ に対する $\frac{d\bar{E}}{dt}$ の変動を示す関係図は、全四象限を占める。地磁気擾乱が増大すると相対電界強度が減少する才4象限及び前者が減少すると後者が増大する才2象限の変動の様相は、 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} < 0$ として、従来の両者間の関係概念に当て嵌まる現象である。この場合の月別該当率は、電界強度の読み取り誤差(0.2~0.3 dB)を考慮して、冬期50%前後、夏期70%代で、平均約65%である。
3. 2.に於ける才4象限を占める又は、全体的には原真通過の直線で、 $\frac{d\bar{E}}{dt} = m(t) \frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$, t : 月, m (冬月) $\approx -0.1 \sim -0.3$, m (夏月) ≈ -7 dB/k-index となる。一方才2象限を占める又は、全体的には双曲線的で、 $(\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt})^{k(t)} \frac{d\bar{E}}{dt} = C(t)$, t : 月, k (冬月) $\approx 1 \sim 2$, k (夏月) $\approx 2 \sim 3$; C (冬月) $\approx -3 \sim -6$, C (夏月) $\approx -20 \sim -90$ dB/day となる。即ち地磁気擾乱が増大する場合と減少する場合は、 \bar{E} はこれに相反して夫々減少及び増大するが、その様相は異なる。殊に才2象限の様相は注目し値する。即ち地磁気擾乱の減少量が小さい場合には \bar{E} の増加量は大きく、前者が大きい場合には後者は小さい。
4. 2.に於ける才1及び才3象限を占める又は $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} > 0$ となつて、従来の両者間の関係概念に当て嵌まらない約35%である。これは伝播中の反射高以下の吸収と関係づけられた。即ちF1, E, 及びD領域に於ける吸収の目安として、当該回線大圏径路に近い種内の f_oF1 , f_oE , 及び f_{min} と、当該径路に実際上含まれるJim Creek-犬吠間のVLF電波(18.6 kHz, 7620 km)位相の9時及び8時地方時の値が採用された。径路上の一点近似の表現を含むにも拘らず、電子密度の増加は3領域共大抵の場合に伴ない、吸収の増加に伴ない \bar{E} が減少する事が、約2/3の場合に説明され得る。
5. 4.に於ける吸収と \bar{E} との関係は常に保持されると考察される。地磁気擾乱が存在すると、これが卓越して、吸収と \bar{E} との関係は覆い隠されて、 $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} < 0$ の関係が、太陽活動極小期に於いて2/3お現する。 \bar{E} と $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ との採り方は、 $\bar{\Sigma K}$, $\frac{d\bar{\Sigma K}}{dt}$ の大きさに応じて選択的である。

I-3 プラズマのシア不安定性とオーロラの運動

三浦彰, 佐藤哲也, 玉尾孜
東大理

オーロラの運動のあるものは、速度シアを持った流体の運動と類似している。そこでオーロラの運動の一つの説明として、プラズマのシア不安定性について考えてみる。イオンの運動がほとんど中性粒子との衝突で決まってしまうような電離層では、このような不安定性は期待出来ず、それが期待出来るのはより高い collisionless の領域である。ここではイオンの速度シアによる運動量輸送が重要となり、シア不安定性が起こると考えられる。

簡単の為に図1のようなモデルを考える。ここでy方向の0次速度 V_0 はx方向の0次電場によって生ずるものである。

摂動量を $E_1, v_1, v_e, n_{ie}, n_{ei}$ とすれば、プラズマは以下の式で記述される。

$$E_1 + v_e \times B_0 = 0$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + (V_0 \cdot \nabla) v_1 + (v_1 \cdot \nabla) V_0 = \frac{e}{m_i} (E_1 + v_1 \times B_0)$$

$$\frac{\partial n_{ie}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{oe} v_e) + \nabla \cdot (n_{ie} V_0) = 0$$

$$\frac{\partial n_{ei}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{oi} v_i) + \nabla \cdot (n_{ei} V_0) = 0$$

準中性条件, $\nabla \times E_1 = 0, k_{||} = 0$ および摂動の ω, t に対する依存性 $e^{i(ky - \omega t)}$ を仮定すれば, $|\omega| \ll \Omega_i$ のもとで次の方程式が得られる。(1)

$$\frac{d}{dx} \left[n_0 (\omega - kV_0)^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{\phi}{\omega - kV_0} \right) \right] - n_0 k^2 (\omega - kV_0) \phi = 0$$

ただし $E_1 = -\nabla \phi$

これより, n_0 は一定, V_0 は図2の通りとして分散式を求めると

$$4 \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^2 = (1 - 2ka)^2 - e^{-2ka}$$

ただし $\omega_s = V_0/a$

となる。これはハリナン達(2)による、この規模なオーロラの運動を説明するものとして考えられた電子ビームの不安定性(3)(4)の分散式と全く同じ形である。

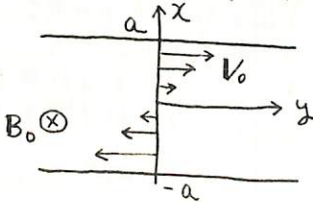


図1

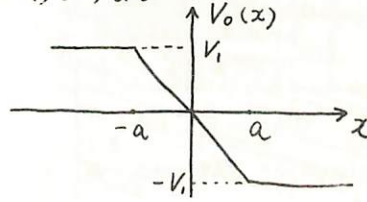


図2

文献

- (1) M. N. Rosenbluth and A. Simon, *Phys. Fluids*, **8**, 1300 (1965)
- (2) T. J. Hallinan and T. N. Davis, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1735 (1970)
- (3) O. Buneman, R. H. Levy and L. M. Linson, *J. Appl. Phys.*, **37**, 3203 (1966)
- (4) R. H. Levy and R. W. Hockney, *Phys. Fluids*, **11**, 766 (1968)

Cross-Field プラズマ不安定の
二次元乱流特性

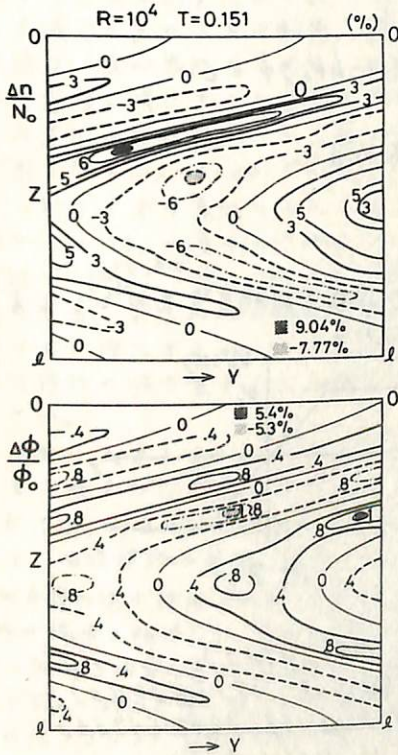
小川 忠彦 · 佐藤 哲也
電波研 東大理

電離層E領域には種々の電子密度の乱れが発生する。これは特に赤道とオーロラ領域で顕著で、近年盛んにレーダー・ロケットで乱れの観測が行われるようになった。Prakash et al.¹⁾による赤道でのロケットによる直接測定の結果、乱れの振幅は10%程度で、波数パワースペクトルは ω^{-3} になることが見い出されている (Type II irregularities)。最近、小川等²⁾による昭和基地でのロケット観測の結果から、光オーロラ近傍で同様な乱れが観測されることが判明し、クロスフィールド不安定にその原因があるらしいことを指摘している。また、今夏の内の浦でのロケット実験において、森等³⁾によってスホラディックE層中で密度ゆらぎが観測された。

ロケットやレーダーで観測される乱流は二次元乱流であることを考慮すると、クロスフィールド不安定の二次元乱流特性を詳しく調べておくことが必要である。佐藤等⁴⁾によって理論的、数値的に波数スペクトルが ω^{-3} に、最大振幅は10%程度になることが求められており、上述の観測結果と一致する。計算機による数値解析においては、近年の高速大容量計算機の登場によって、実際の電離層を模擬したパラメーターがとれるようになり、かなり現実に近い乱流を再現できるようになった。

前回(第57回)、筆者等によって二次元のクロスフィールド不安定の数値計算結果について一部報告を行った。今回はそれ以後の解析結果について述べる。計算において

垂直のDC電場としては最大18.5 mV/mとし、東西方向は10~100 m、垂直方向は50~600 mの波長を考慮した。結果の一例として、左図は $E=18.5$ mV/m, normalized time 0.151 (= 0.43秒)のときの二次元の乱流パターンの等高図である。Z方向(1.2 km)は垂直方向で、Y方向(120 m)は東西方向である。上図は電子密度の fluctuation, 下図はポテンシャルの fluctuation である。図からわかるように密度の乱れは最大±10%に達し、かなり小さな空間的スケールのゆらぎが局所的に発生していることがわかる。このときの乱流スペクトルはY方向、Z方向(50~200 mの波長において)とも ω^{-3} に従っており、二次元の乱流スペクトルは ω^{-3} であると結論できる。この結果は佐藤等の理論的、数値的予測、ロケットによる観測結果ともよい一致を示す^{1), 2), 4)}。



- 1) Prakash et al., Planet Space Sci. 18, 1307 (70)
- 2) 1975 Ogawa et al., J. Radio Res. Labs. 22, 1 (75)
- 3) 森 et al., 本予稿集
- 4) Sato, Phys. Fluids 14, 2426 (71); *ibid.* 7, 621 (74)
Sato & Ogawa, *ibid.* 12, 628 (74)

阪上 博章, 一ノ瀬 琢美, 筒井 稔, 小川 徹
 (同志社大工) (京都大工)

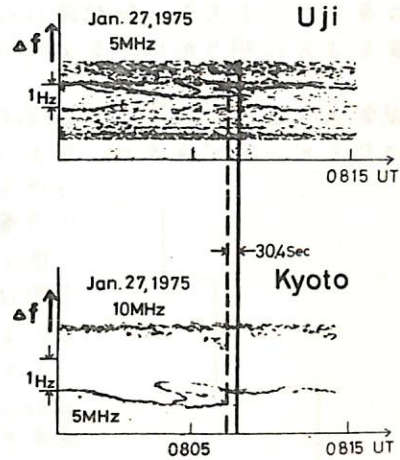
過去のHF Doppler観測データから丁丁Y受信においてのLarge-ScaleのTIDは8 MHzにおいて特に顕著である。今回、昨年来観測を開始したKyoto,同志社大学での8 MHzにおいてもそのTID現象と思われるいくつかのデータを得た。Large-ScaleのTIDの特徴としては、Medium-ScaleのTIDに比べて、high speed, long period であり、Magnetic Stormと関係深い。しかも今までのいろいろな観測から冬の北半球では、Auroral Zone にその源があることがほぼ判明している。

第1~3図は同じTIDの現象をUjiとKyotoで観測したもので、同じ受信点間の距離14.5 Kmに対してそれぞれ30.4 sec, 54.6 sec, 76.8 secの差がある。2つのTraceが表われているのはO, Xモードで、北からの伝搬だとXモードが先に表われる。データの時間分解能は±10秒程度である。

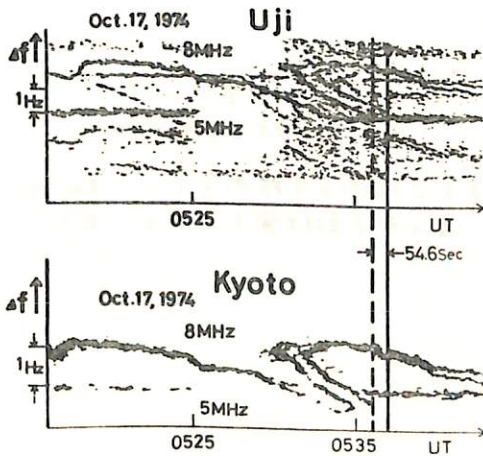
これらの現象に対して、TIDの伝搬方向がAuroral Zoneからのものとすれば、丁丁Yと受信点間の伝搬通路がほぼ緯度に平行であるから、磁場を考慮に入れない場合Ray Pathから反射点の差は7.25 Kmとなる。従って、両受信点の観測データの時間差から238 m/sec, 133 m/sec, 94 m/secのTIDの伝搬速度が求まった。

一方OモードとXモードの時間差から伝搬速度を求めてみると、上の値より1桁程度小さくなる。この点について検討中である。

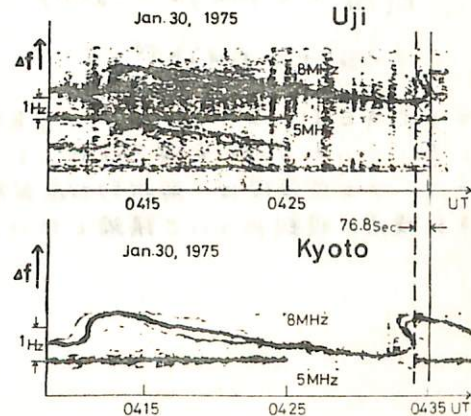
尚、目下、1点観測に比べ3倍の情報を得られる3点観測を計画準備中である。



第1図



第2図



第3図

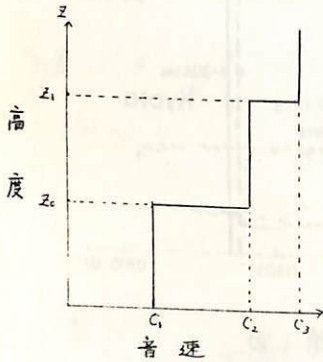
前田佐和子

京大理

移動性電離層擾乱(T.I.D.)は、大気内部重力波が電子密度の擾乱をひきおこしたのとして理解されてきた。その中でも large scale TID は地磁気嵐との相関が非常に良く、極域電離層電流(AEJ)によって励起される可能性が強い。

1973年、Francisによって、現実の大気に於ける内部重力波の分散関係が研究され、large scale TID は熱圏下部の急激な温度勾配に於て伝播する基本的には表面波であることが明らかにされた。一方、内部重力波の励起についての理論計算は、無限の等温大気中で取り扱いかねされてきた。(70 Chimonec & Hines, 71 Liu & Yeh etc) 従って、温度成層している大気の励起源に対するレスポンスを調べることにより、large scale TID の性質をさらに明らかにする必要がある。

現実の大気は、高度150 km前後の急激な温度上昇による音速の増大と、300 km以上の温度は殆んど一定であるが、空気の平均分子量が変化するためにおこる音速の増大で特徴づけることができる。取り扱いを簡単化するため、図のように3層の音速分布を仮定し、各層内での大気パラメーターは一定とする。



空間は、南北(x)上下(z)の2次元とする。励起源としてAEJを想定すると、東西方向の一様性は妥当な近似であるといえる。^{励起源は} $x=0$, $z=z_0$ に中心をもち、東西にのびる line source とする。ただし、 $z_0 < z_1$ 。境界条件は、 $z=z_0, z_1$ で垂直速度、および圧力が連続であるとし、 $z=0$ で垂直速度が0、無限上界では、radiation condition を満足しているものとする。

基本方程式として

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(pW) = 0$$

$$p \left(\frac{\partial}{\partial t} + W \cdot \text{grad} \right) W = -\text{grad} p + p\gamma + pF$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + W \cdot \text{grad} \right) p p^\delta = 0$$

γ : specific ratio

F : 単位質量当りの外力。

F としてAEJによるローレンツ力を考える。

x, z についてフーリエ変換をほどこし、 z に関する2階微分方程式をたて、 R_x, W についてのフーリエ逆変換は、解析的な近似解を出し、波の基本的性質を調べる。とくに、波に対する境界の役割について議論したい。

Susumu Kato

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Production of acoustic and gravity waves is discussed for a point source and a line source; the sources are in a horizontal motion in the upper atmosphere. For a point source the produced wave has a frequency very close to the Brünt Väisälä frequency plus waves characteristic to the source velocity. Observation of electron density perturbed during the eclipse in 1973 is consistent with the present calculation.

堀内俊洋, 加藤道
(京大工学部)

下部中性大気と電離大気との電氣的、力學的相互作用を、鉛直方向に関する大気潮汐の伝搬問題として論じてみた。平面大気を仮定するが、その鉛直構造は、現実に即している大気モデルから引用している。つまり、比高度は下部電離層で非常に大きく変化する。電気伝導度も、ダイナモ領域の前後で特に大きく変化する。この現実的モデルを用いて、我々は大気の運動に及ぼす電磁力の影響を、地上と、地上400 kmにおける、境界条件を与えて、一つの境界値問題として調べてみた。つまり、地上においては、電界は鉛直成分のみをもち、 p_1/p_0 の大きさは 10^{-3} とした。400 kmにおいては、 $E_{||} = 0$ 、 $dv/dz = 0$ という条件を考えた。得られた結果の主な点は、(1)、大気の運動は、中性大気を仮定した場合と大差がない。(2)、E層においては、 E_{\perp} は $\sigma_2/\sigma_1 \cdot \nabla \times B_0$ に似た鉛直構造を持つ。(3)、 E_{\perp} はF層においてはE層におけるものよりも小さい。

菊池 崇 荒木 徹

京大・理

SC^* , micropulsationなどの現象で、極・赤道内に発生あるいは形などで、密接な
 関連があり、その原因として、電離層中に極から赤道へ電流が流れるためだと考えられて
 いるが、前回の我々の計算によって、電離層E領域だけを考えた一次元的な伝播では、
 極から赤道へ磁場あるいは電場が伝わるのに、数時間を要するという結果になり、上下に
 媒質変化を持つ電離層でこの問題を解く必要が生じた。まず始めに、単体とした電離
 層の上下に真空を置いた場合、TEモード(伝播面に対して電場が垂直)の波は伝播時間が
 10秒のオーダーで伝わり、TMモード(同じく磁場が垂直)の波は光速で伝わることを示
 す。次に電離層・地球間の伝播の場合には、TEモード波は地面の電気伝導度で決まる伝
 播時間をもち、1時間のオーダーになり、またTMモード波は光速で伝わる。このこと
 から、TEモードの波は地面の影響を強く受けて、実際上伝わらないが、TMモード波は
 ほとんど光速で伝わり、極から赤道へ情報を伝えることができる。実際の電離層の場合
 、E領域の上のAlfvén領域は、極地方で、水平に伝播できるモードはTEモードであり、
 TMモードはevanescentであるため、電離層・地球間の真空領域が、極赤道間伝播に對
 して、不可欠な存在であることが明らかとなった。

深尾 昌一 郎
京大工

A tentative calculation is made of the irrotational and toroidal currents which are induced by the semidiurnal tidal (2,2) mode. The integration of currents and conductivities is performed along the geomagnetic lines of force which are virtually equipotential. The conduction current is permitted to flow in the region that extends upwards to considerable heights, while the dynamo current is confined within the region below 160 km.

It is shown that the irrotational part of the dynamo current is comparable to the toroidal part and that the "thin layer" model should be carefully used when it is applied to the analysis of the S_q variation.

I-11 電離層ダイナモ電流のUT変化 (IV)

鈴木亮, 前田坦
(京大理)

イギリスの S.R.C. Malin が我々と同様に、ある UT エポックの電離層及び地下誘導電流系を求むようとしている。解析の方法は多少異なるので、彼との適合の結果、彼のデータを我々の方法で解析してみた結果を比較してみようということになった。彼の解析方法は Lunar の解析方法に基づいており、先ず日変化の Fourier 解析から始まる。したがって、ある特定時刻の解析とはいうものゝ、前後の時刻の磁場変化の影響が含まれることになる。以下に彼の解析法の概要を記す。

ある観測所 (θ, λ) の地磁気成分 (X, Y, Z) の日変化データをそれぞれ

$$S = \sum_{p=1}^n S_p \sin(pt + \alpha_p) \quad (1)$$

t : LT

とフーリエ展開する。あるいは UT (t^*) と経度により

$$S = \sum_{p=1}^n (a_p \cos pt^* + b_p \sin pt^*) \quad (2)$$

$$a_p = S_p \sin(\alpha_p + p\lambda), \quad b_p = S_p \cos(\alpha_p + p\lambda)$$

となる。一方、ある時刻 t^* における磁気ポテンシャルを

$$V = V_0 + R \sum_m \left\{ (C_m^i(t^*) \cos m\lambda + S_m^i(t^*) \sin m\lambda) \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^{m+1} + (\gamma_m^e(t^*) \cos m\lambda + \alpha_m^e(t^*) \sin m\lambda) \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^m \right\} \cdot P_m^i(\theta) \quad (3)$$

と表わす。ここに C_m^i, S_m^i は internal, γ_m^e, α_m^e は external term である。これら係数の t^* による変化は (2) 式と同様に表現されるので、 r と之を C_m^i については

$$C_m^i(t^*) = \sum_{p=1}^n (C_{pa}^{m,i} \cos pt^* + C_{pb}^{m,i} \sin pt^*) \quad (4)$$

と書ける。(3) 式より $-\partial V / \partial \theta, -1/r \sin \theta \cdot \partial V / \partial \lambda, \partial V / \partial r$ 等の操作により X, Y, Z の磁場分力が求まる。 $R/r = 1$ とおくと、 r と之を X 成分は

$$X = \sum_m \left\{ (C_m^i(t^*) \cos m\lambda + S_m^i(t^*) \sin m\lambda) + (\gamma_m^e(t^*) \cos m\lambda + \alpha_m^e(t^*) \sin m\lambda) \right\} \cdot R X_m^i(\theta) \quad (5)$$

となる。係数 $C_m^i(t^*), S_m^i(t^*), \gamma_m^e(t^*), \alpha_m^e(t^*)$ に (4) 式に対応する各表式を代入し、 X 成分に対応する (2) の式とイコールをおき、 $\cos pt^*$ の係数、 $\sin pt^*$ の係数を比較する。 r と之を $\cos pt^*$ の係数については

$$a_p = \sum_m \left\{ (C_{pa}^{m,i} + \gamma_{pa}^{m,e}) \cos m\lambda + (S_{pa}^{m,i} + \alpha_{pa}^{m,e}) \sin m\lambda \right\} \cdot R X_m^i(\theta) \quad (6)$$

の関係が得る。 $\sin pt^*$ の係数についても同様である。また、 Y, Z 成分の各項についても同様の手順により、少しずつ異なるが似た関係が得る。(6) 式とその類似式は各観測所毎に出る関係である。簡単にいえば、データより求まる各観測所のフーリエ係数を球函数表示したわけで、その最小自乗法により右辺の係数、最終的には (3) 式の係数 $C_m^i, S_m^i, \gamma_m^e, \alpha_m^e$ を決め、 V を求めるわけである。

上記の方法に更に Malin は以下の手続をとって処理を行っている。

- ① 観測所は赤道 jet 地帯は除くが、それ以外は極地方をも含めた全観測所を使う。
- ② harmonics の数は

$p =$	1	2	3	4
m, k	15 γ	14 γ	12 γ	10 γ

- ③ 最小自乗法をすする際に、harmonic 毎に probable error に基づく重みをかけた。

I-12 1958~73年の女満別、柿岡および鹿屋における地磁気太陽・太陽日変化(II)

白木正規

気象庁・地磁気観測所

前回の春の学会では、女満別、柿岡および鹿屋の(1958~73(16年間)の地磁気太陽・太陽日変化(SとL)を、Chapman and Millerの方法によって解析し、その季節変化について報告した。今回は、更に解析を進め、太陽活動の依存性について調べたので、その結果を報告する。

太陽黒点数(R_z)によって16年間の資料を2つのグループ($R_z=118$ および $R_z=37$)に分けて、それぞれ成分のSとLの解析を行った。太陽活動の依存性は、SとLの主にレンジ(r)を、 $r=r_0(1+mR_z)$ という一次式にあてはめ、この式の m という係数によって調べた。

求められた m の値は、SとLのどちらにも、地味によって、成分によって、季節によって、違っている。特に、Lの場合に違いが著しい。季節によるグループ(y : year, w : winter, e : equinox, s : summer)のうち、解析に用いる資料の量から、信頼度が一番高いと考えられる y についての m の値は、Table 1のとうりである。

これまでに、太陽活動の依存性は、SとLで著しい違いがみられるという結果(Chapman et al 1970)と、SとLの違いは小さいという結果(Matsushita and Maeda 1965)が得られているが、今回のTable 1の結果は、DとHについては、Matsushita and Maedaの結果に近い。

Table 1

	S				L			
	D	H	Z	all	D	H	Z	all
MEMambetsu	55	83	65	59	53 ± 14	51 ± 16	-7 ± 9	19 ± 7
KAKiooka	55	64	73	58	38 ± 8	59 ± 13	-1 ± 9	26 ± 6
KAnoYa	47	39	77	51	36 ± 7	84 ± 23	10 ± 13	32 ± 6
mean	51	63	72	55	39 ± 5	59 ± 11	-1 ± 6	26 ± 4

半田 駿・前田 坦

(京大理)

F層での Lunar Tide は、Mauryn (1947) 以来の多くの研究・解析によつて、細部への相違はあるがその存在については、確実にはつてゐる。

電離層F層での Lunar Tide は、エネルギーの点から考えても、電離層下部(E層, E層以下)から伝播してくるのであろうか。その伝播形態には、E層ダイナモ電場による静電場での伝播と、中性大気の波動での伝播の2種が考えられる。それぞれが、F層での Lunar Tide にどのような役割を果たしているのかは、興味あるところである。

今回は、E層のダイナモによつてできた静電場が、どのような Pattern で F層へ伝播(無減衰)した場合、Lunar Tide の位相・振幅・高度変化はどのようになるか、緯度によつてそれがどう変化するかを究む目的で、数値計算をおこなう。

Maeda (J.G.R., 7, 1955) は、赤道での静電場によるF層での Lunar Tide について計算している。その結果は解析の結果とよく合うが、次の Peak 点を十分でない。

○ 中性大気との Coupling を考慮して、ない。

○ Lunar time = solar time と仮定している。

Lunar time (τ) は、Solar time (t) と $\tau = \nu + t$ の関係にあり、 $\nu = 0$

(新月)の瞬間の $\tau = t$ の関係が成立する。

これらの点を考慮して、中・高緯度の場合について、次のモデルで計算する。

基本方程式としては、

イオンの連続の式

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q - L \quad (O^+, NO^+, \text{イオン})$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q - L + \text{div}(n\mathbf{v}) \quad (O^+ \text{イオン})$$

中性大気の運動方程式

$$\rho_m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \sum nR(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_i) = -\frac{1}{\rho_m} \text{grad } P_m + 2(\mathbf{v}_m \times \boldsymbol{\Omega}) + \zeta \Delta \mathbf{v}_m$$

イオン・電子の運動方程式

$$0 = -\kappa \text{grad}(NeTe) - Ne \cdot e(E + \mathbf{v} \times B)$$

$$nR(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_m) = -k \text{grad}(nT_i) + nm\mathbf{g} + ne(E + \mathbf{v}_i \times B)$$

計算日.

Stubbe (J.A.T.P. 32, 1970) にとらえたが、簡単のためにイオン・電子温度は日変化させず、given とする。水素は、イオン・中性成分共に無視すると仮定する。中性大気モデルは CIRA 1972, 電場は、E層での dynamo 静電場で、Solar, Lunar 共に与える。ただし、上述したように、Solar time と Lunar time は厳密に考慮する。

(solar time = Lunar time とはしない)、従つて、計算は最低 1/4 Lunar Cycle - 約8日 - にわたつて実行する必要がある。

夏井聖永 前田坦
(京大理)

1959年～1972年の5 Quiet daysのDstを用いて Lunar-time 変化を
出ると、微小であるが Semi-diurnal 変化が出てきた。

Geomagnetic dipole との関係を見ると Dipole 軸が月の方向と逆方向に回す
時に \pm の方向がある独特な変化している。

解析の結果と問題点、原因について議論し、時隔があるのは Solar-time 変化
や Lunar-time の Seasonal variation について議論する。

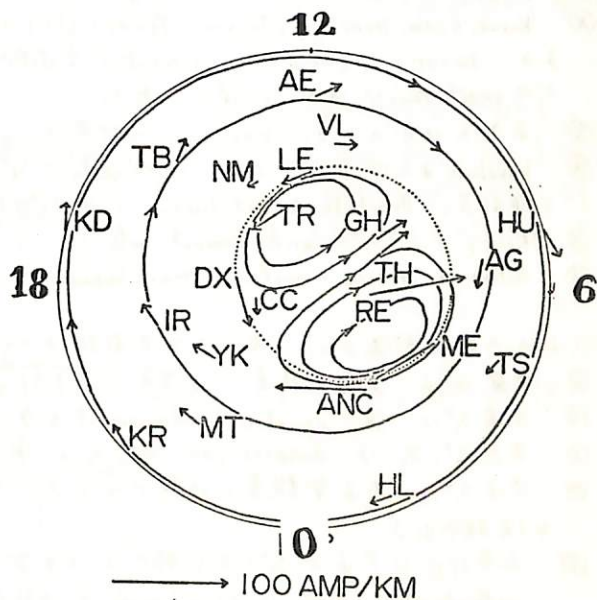
北村泰一 小木曾賢
九大理

地磁気や電離層現象の1週間周期の変動は、その周期が「プラネターリ波」のそれとほぼ同一であるので、それらの変動から「プラネターリ波」を抽出しようと試みられているが、まだその確証は得られていない。今回の報告は、地磁気の1週間周期変動のある部分（ひととすると大部分）が「プラネターリ波」起源ではなく、磁気圏起源であることについて述べる。すなわち

- ① 地磁気の hourly value を1日1回サンプリングし、フィルターにかける。フィルターは、周期5日で3dbの減衰をうける3次のバターワース型ローパスフィルターを用いた。
- ② 使用したデータは、IGY期間中全世界的に分布した32ヶ所からのものであるが、データが広い範囲で揃っているという長で、適当IGYのデータには価値がある。
- ③ この中からいくつかの event を拾って、その等価電流図を描く。若しプラネターリ起源であれば、その電流図は我々にとり目新しいものであろうし、又若しそれが今迄知られている電流図なら、それからその起源についての目安が得られる。
- ④ 得られた電流図から広義のDst部分を除く。このDst部分のとり除き方には主観が入り、問題が残るが、現在では、夜側赤道附近の観測所のデータを基準にして、それをとり除いた。

結果

- ① 等価電流図は右の通り、但しこの図はDstをとり除く前の図である。DP2型電流図に酷似している。
- ② この種の変動はSolar Wind Sectorの境界付近で起り易い（IGY期間中のセクターは地上のGodhavnのデータから推定（Svalgaard 1975））



結論として、今回解析した数日周期の地磁気変動は、プラネターリ波起源のものではなく、磁気圏起源のものである。即ち Solar Wind のゆらぎ（数日周期）によって

磁気圏対流にも数日周期のゆらぎが生じ、それが結果的に数日周期の地磁気変動の原因と存っていると考えられる。

黒木 徹, 菊池 崇
京大理

今までの解析結果をまとめると次のようになる。

Guam での Sc* 出現率 (1957年7月-1970年12月の計355個の観測データによる統計)

- ① 日変化: 13^hLT ころにピークに昼間(6^h-18^h)に出現。夜は皆無。13^hころには全体の50%程度が Sc* ではなく Sc* like.
- ② 経年変化: 太陽活動度依存性明瞭。1958年には Sc, Sc* like の出現確率 20% 強, 1964年には 10% 程度.
- ③ 全期間平均の出現確率: 17% IAGA Bulletin No 33

Koror での Sc* 出現率 (1957年7月-1958年12月, データ数: 66ヶ (Mayaud のリストによる))

- ④ ほとんどが昼間に出現。6^h-18^h以外の出現は3時は Sc* 1ヶ, 3時, 22時は Sc* like 各1。13時は Sc* の出現確率 (Sc* + Sc* like) は 約 75% ④ 全期間平均の出現確率: 38%

Honolulu での Sc* 出現率 (1957年7月-1967年12月, データ数: 343ヶ (Mayaud のリストによる))

- ⑤ 上記期間中のほとんどの Sc* は 1959.2.22 (13.7^hLT), 1959.9.3 (10.9^h), 1959.10.29 (12.8^h), 1959.11.27 (12.8^h), 1961.7.30 (10.1^h) の 5個に集中。

(以下は 1957年7月-1958年12月の Mayaud の Sc リストの中で Koror の LT が 9^h-17^h のものを計 28ヶについて調べた結果である。)

- ⑥ Koror での昼間の Sc* は ほとんどの場合 College または Pt. Barrow の Sc* (H or D) が対応する。現形もよく似ている。
- ⑦ Koror での昼間の Sc は College の Sc (Hand D) が対応する
- ⑧ Koror, Guam, Honolulu, Tucson, Fredericksburg, Sitka, College, Pt. Barrow の現形を比較すると Koror の正午付近で Sc の event は station で H, D 共に Sc である。この場合各 station での onset time はほとんど同じである。
- ⑨ 正午をはずれると Koror で Sc だけでなく他の station で Sc* (特に D 成分) が現れ出る。
- ⑩ Honolulu または Tucson で Sc 以外の station で Sc* の場合 Honolulu または Tucson の onset は他より遅い。Honolulu または Tucson での Sc* の場合 onset は各 station でほぼ同時である。
- ⑪ Koror での Sc* の enhancement rate は Sc のそれより大きい。
- ⑫ Preliminary reverse impulse と main impulse の両者は 正の相関関係をもつ。

以上の解析結果から 次の二点が結論または推論される。

- ① 赤道 Sc* は 赤道に現れるよりも 正午付近では auroral zone Sc* と同程度の確率で起る。
- ② 赤道 Sc* は 強い equatorial enhancement を受け Honolulu 付近にはほとんど現れない。
- ③ 赤道 Sc, Sc* は auroral zone Sc*, Sc とほとんど同時に出現する。
- ④ 赤道 Sc* は 赤道電離層の状態のみならず $\underbrace{\text{global structure}}_{\text{固有}}$ の一環として現れる。
- ⑤ 正午付近の赤道で Sc* が起るものと Sc と起るものとは global structure が異なり interplanetary shock or discontinuity と地球磁気圏との相互作用の結果生じる地磁気変化には 赤道正午付近と auroral zone 午後側で ④ Sc* と出現させるもの ⑤ Sc と出現させるものの二種がある。赤道は ④ が先に生じ 数10 sec ~ 100 sec 後に ⑤ が生じるが 時には ⑤ のみが生じることもある。

黒木 徹
京大理

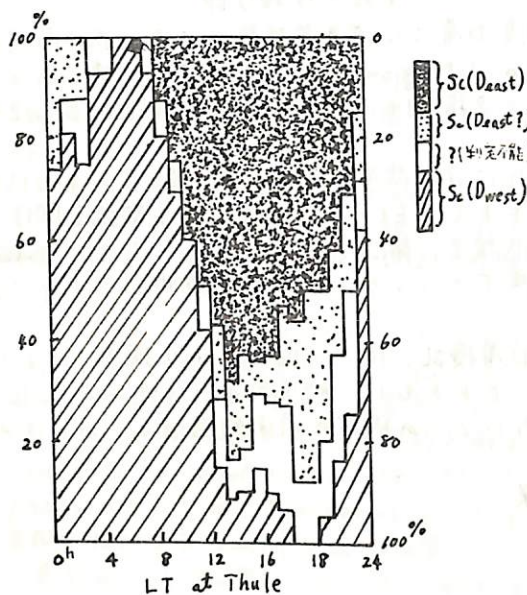
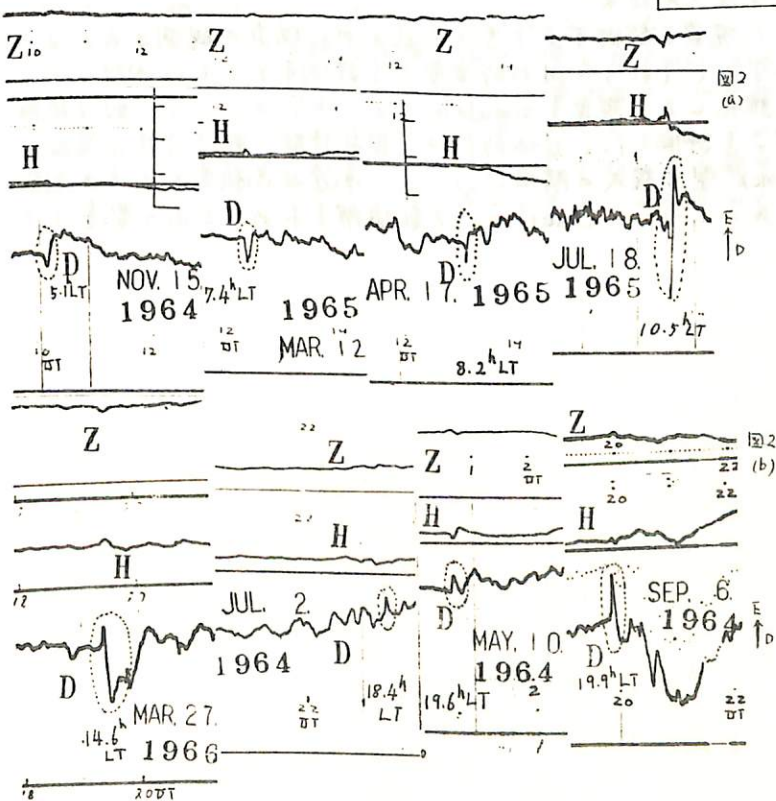


図1

Polar cap の Sc がどのような形を以てしているかは興味ある問題であるが 特になの点に注目して解析は 未了である 二二では 二の問題を 解析の 第一歩として Thule の Normal sun Magnetogram による範囲の Sc の 微細構造を 調べてみる

- 主な 解析と 始めから 目的が 浅いが 今では わかる 結果は 次の通りである。
- ① Sc は $D_i = \pi \times k$ であり H と Z は ほとんど 一致し 二を k とする
 - ② D の変化は 午前側では \uparrow, \downarrow 午後側では \downarrow, \uparrow



午後側では \downarrow, \uparrow の形が多... (図2(a) 午前, 図2(b) 午後)。

③ 1963年-1967年の Sc 1125 (IAAGA Bulletin No. 33 に於る) について 初期 (Sc(D)) の 向きを 統計とすると 図1 の ようになる

以上より 磁気圏 付近では Sc の 初期に 対し Dawn \rightarrow Dusk の 方向の 電流が 流れる (割合 ~ 10 分間) といえる

武井忠雄・上山弘
東北大学理学部

VLF電波やTweekの観測から、中低緯度D層には磁気嵐後数日乃至一週間程度続く擾乱が見られる。我々はこれらが放射線帯のslot regionの形成と密接な関係にある高エネルギー電子の散乱による異常電離であると指摘し、"Post-storm Effects"として報告しておいた。

すなわち、磁気嵐時に内部磁気圏に注入された放射線帯粒子は、嵐の終焉とともに復位するPlasmasphereの中にとりこまれ、そこで主としてELF帯電磁波により散乱を受け、一部は中緯度電離層に降下し、また一部はより低緯度に輸送されたのち降下する。この過程の理論的検討は前々回までの講演で報告し、降下フラックスは現象を説明しうる量に達することを述べた。

しかし、この過程およびその結果としてのD層擾乱に関する理論をより確実にするために、各緯度における粒子降下の量を調べることがともに、時間的進行を明らかにし、現象と対比することが必要であろう。磁気圏におけるこの現象の時間的進行をさめるとしては以下のものがあろう。

- 1) Plasmasphere電子密度のRefilling rateの効果
- 2) 散乱過程における $\langle(SB(r,t))^2\rangle$ の役割
- 3) 輸送過程における $\langle(SE(r,t))^2\rangle$ の役割
- 4) 高エネルギー電子群の新しい侵入の効果

これらの要素はどれもそれぞれに現象を制御できると考えられるが、現在の観測方法では、緯度的・時間的分解能が不十分なでこれらの相対的重要性を評価することが困難である。そこで、理論的計算を更に強化して、現象をsimulateすることがよって総合的な振舞いから個々の要素の相対的重要性を評価した。具体的には、散乱係数、輸送係数の算出、および系を記述するFokker-Planck型方程式の解法について、高速且高精度の方法の開発を行なった。多元的パラメータのいくつかのcaseについて数値解を求めて上述の要素1)-3)について考察する。

高橋 忠利
東北大理

Dayside polar ionosphere の F 領域における enhancement が報告されて 10 年を経たが、その後の観測の進展により、磁気圏の polar cusp からの $100 \sim 200 \text{ eV}$ に peak を持つ electron 及び $\sim 300 \text{ eV}$ の proton の流入がその異常電離の源であることが、わかっている。又 dayside oval 周辺の電離層の構造についても、satellite data 等に基づきその様相がさらにくわしく調べられてきた。こうした流入粒子と極域電離層の構造との関連を定量的に評価してゆくことは今後の重要な課題の一つであろう。

今回は cusp particles と polar cusp ionosphere の構造との関連について、その approach の第一段階として、cusp particles による電離効果を electron 及び proton の寄与とその相対的役割せどに重点をおき計算結果を報告する。electron については $T_e = 100 \text{ eV}$ の Maxwell 分布の等方的入射 flux について、以前学会で報告した discrete-ordinate method による評価を行った。electron は F 層の電離に主とした役割を果たす。proton については $T_p = 200 \text{ eV}$ としてその効果を計算した。低エネルギー proton の大気主成分に対する ionization 断面積についてはくわしい data は得られていないので Green 等の表示を、He-N₂ 等の ionization 断面積の available な data を用いて外挿したものを用いた。低エネルギー粒子では inelastic collision により失われる energy が primary energy に比してある程度無視し得ない量となるのでその degradation process の評価にさいして discrete energy loss を用いる必要がある、一方低エネルギー proton の場合 elastic collision による energy loss が重要になってくる。このような連続 energy loss と discrete energy loss を含む系への approach についても若干のことを述べる。proton は electron よりも深く侵入し下部 F 層及び E 層への寄与が大きい。

福山 薫 (京大・理)

前回にひきつづいて、中間圏・下部熱圏における大気大循環・大気運動および下層大気からの影響を調べる一手段として、大気光強度の長周期変動の解析をおこなった。少くとも数年以上のデータが有効である各観測点における OI 5577 Å (観測点 13カ所)・Na D (4カ所)・OH (6カ所) の天頂強度月平均値に対して、周期回帰式により、強度の準2年・1年・半年・1/3年周期の振幅・位相およびそれらの誤差が計算された。

観測地点のほとんどは、北半球の低中緯度 (7°~45°N) に限られているが、平均強度・各周期成分の振幅・位相の簡単な緯度変化も調べられた。

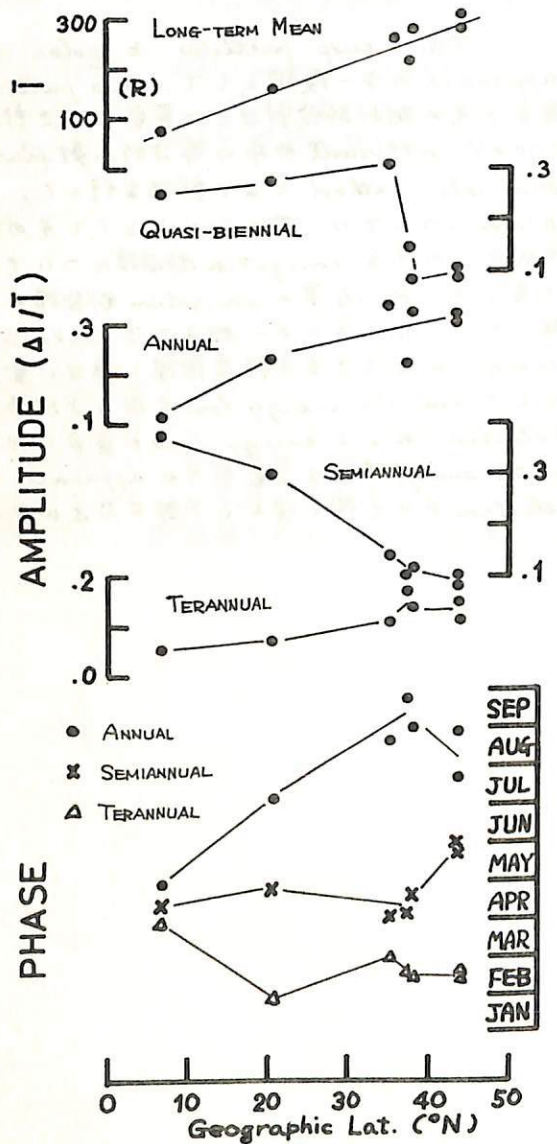
今回得られた結果に対して、中間圏・下部熱圏におけるロケットゾンデによる東西風成分・大気密度・温度の変動との比較がなされ、これらと顕著な相関があることが確かめられた。また、全オゾン量との比較もなされた。

右図は、OI 5577 Å の長期間平均、準2年・1年・半年・1/3年周期変動成分の振幅および位相の緯度変化を示す。それによれば、準2年周期成分の振幅は、低緯度側で、平均強度の 20~30%、中緯度で 10~15% である。1年・半年・1/3年周期成分の振幅についても、顕著な緯度変化が認められ、半年周期は低緯度側で 30%、中緯度では、~10% で、1/3年周期がやや卓越している。

* 前回の結果の要約 *

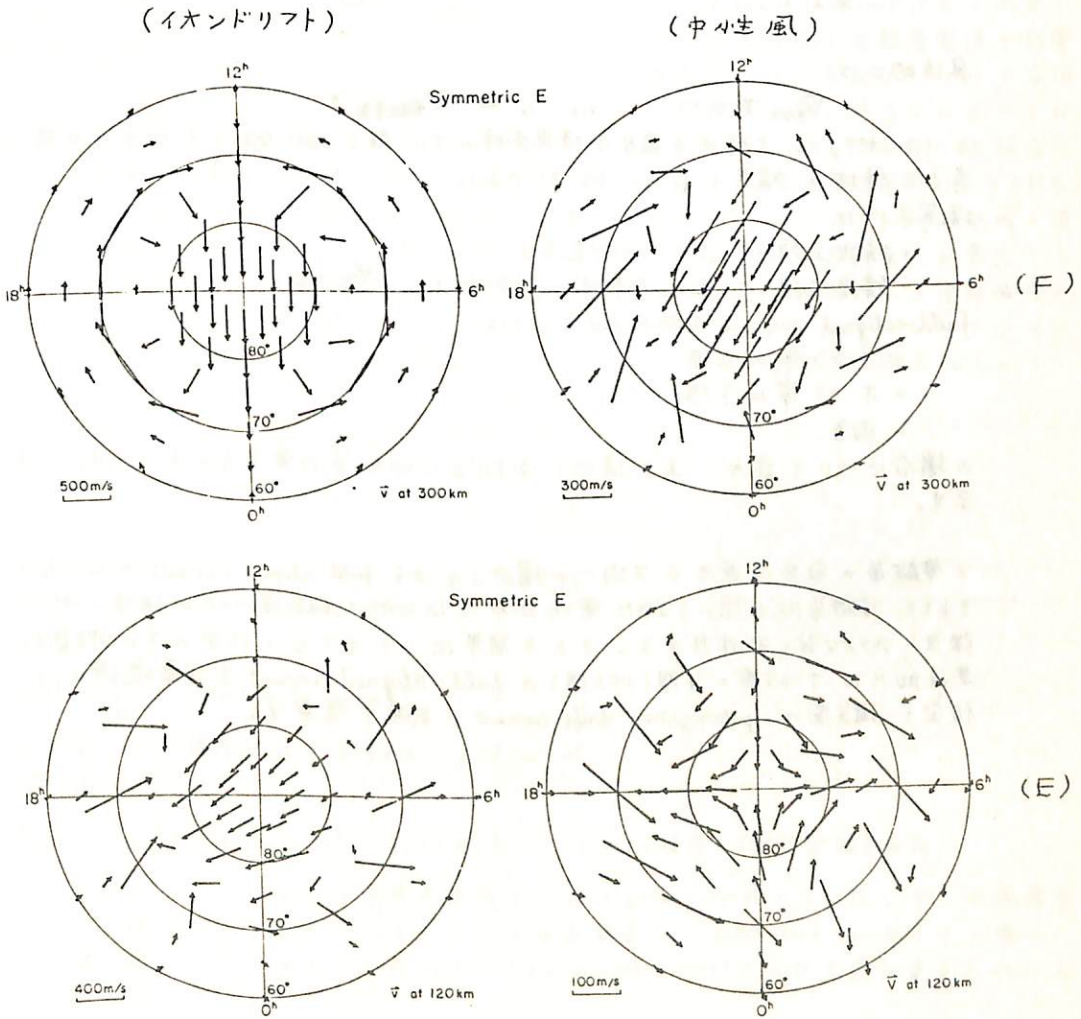
・ OI 5577 Å は、太陽黒点周期に対応した変化が大であるのに対して、OH 大気光は、20~30ヵ月周期の変動が著しい。これは、大気光の生成機構、発光層高度の相違によるためと考えられる。

・ 下層大気から上向きに伝搬する内部重力波や planetary wave (特に、冬季成層圏突然昇温期において) の影響によって生じたと考えられる周期 6~8 時間または 7~10 日程度の強度変動が存在する。



前田 坦 (京大理)

今まで2回にわたり、極地方において電場によって起こされる風について報告した。その結果は下図に示すように、熱的に励起される風と殆んど同じ大きさであつて、極地電離層の風の観測結果の解釈に重要な因子であることが分る。しかし観測された風と比べるためには、電場の分布、電子密度の分布、などが観測時と同じ条件でなければならぬ。これは現実には大へん難しいことで、関係する量をすべて同時に測定する必要がある。ここでは、観測された比較的一般的電場分布、電子密度分布を用いて計算をやりなおした結果について報告する。この場合、Auroral Oval は今まで通りに緯度に平行ではなく、観測された形に近くて、数式で容易に表現される形を用いた。



Field-aligned current と

電離層内電流分布 (1)

藤井良一・福島直
東大理

地磁気変動の解釈として \$S_g\$ ダイナモ以外に field-aligned current とそれに伴う電離層内電流の等価電流の効果か考えられる。又、人工衛星の観測からは大規模な field-aligned current の出入分布がかなりはっきりしてきている。そこで今回は field-aligned current による電離層内電流の分布を以下の仮定の下に計算し報告する。

- (i) polar cap 境界の電気ポテンシャルを 経度の関数として与える。
- (ii) 電離層の電気伝導度は 緯度、経度に変化のあるモデルを用いる。
- (iii) equinox の場合、即ち伝導度、電流分布等が南北両半球で対称の場合を考える。

具体的には

$$\nabla_{\perp}^2 \mathcal{J} = 0 \quad \text{又は} \quad \mathcal{J}_{\parallel} = -\nabla_{\perp} \mathcal{J}$$

というポアソン方程式を適当な境界条件の下に解くことになる。

考える領域は 緯度で \$12^\circ\$ から \$84^\circ\$ までである。

境界条件は

- 緯度上限で ポテンシャルを与え
- 緯度下限で 南北両半球の対称性より $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \theta} = 0$

field-aligned current 分布の与え方としては

- オーロラ帯の上限
- オーロラ帯の下限
- 両方

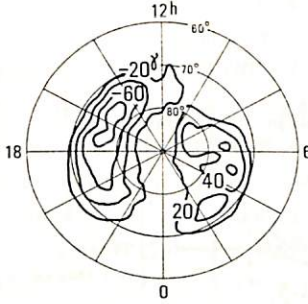
の場合について述べ、ある場合には DP2 に似た等価電流系があらわれることを示す。

又電離層の電気伝導度が不均一の場合、そこから field-aligned current が流出するかそれと電離層内で閉じるような電流分布になるかは磁気圏の方の磁場の形や強度、プラズマ等にも依存する。それを単純化したモデルと仮定の下に概算する。具体的にはオーロラ帯の下限(又は上限)の field-aligned current を定電流源として仮定し磁気圏の polarization drift current の効果を考察する。

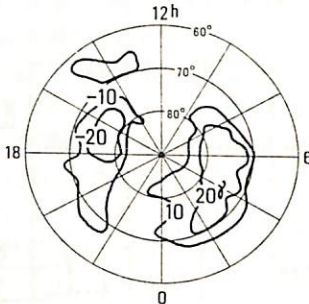
人工衛星によるスカラー磁場観測結果から Field-Aligned Current 分布を求める方法

福島直・川崎浩二
東京大学理学部

(a) ΔB for $Kp=2\sim 3+$



(b) Residual ΔB



磁気圏における field-aligned current の分布は、最近三成合測定用磁力計を搭載した低高度人工衛星 TRIAD などにより明らかにされている。ここでは、スカラー量としての全磁力測定によっても field-aligned current の分布を求めうることを示す。

電離層よりも高い領域におけるスカラー全磁力 B を OGO 衛星で測定し、地球の永久磁場と電離層電流の影響を除去しても、なお ΔB として左図に示す程度の量が残るといわれ

り、その解釈は未解決であった。しかしこの ΔB は、静穏時に於いても午前側で電離層に流れ込み、午後側で電離層から磁気圏に流れ出る field-aligned current (総量約 $8 \times 10^5 A$ 程度) があると考れば説明される。電離層の電気伝導度が極冠地域においてまわりの地域の値よりやや小さい場合には、6-18h meridian に於いて磁気圏・電離層間の電流出入が最大である場合には、電離層より上の領域で測定される変動磁場は、地上で観測される変動磁場を電離層内二次元等価電流で置き換えた電流系が及ぼす磁場以外に、下図で \odot 印で示すような電流が一律な電気伝導度をもつ電離層に出入している場合に生ずる磁場を加えたものとなる。このような電流系は電離層以下の地域には殆んど磁場も及ぼさない(鉛直に電流の出入がある場合には磁場は完全に 0) が、電離層よりも高い領域では図に示すごとく最大 20 γ 程度の ΔB を及ぼす。

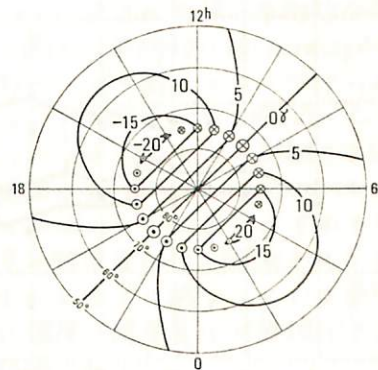
この関係を利用して、人工衛星による ΔB 観測結果を解析して、 ΔB が最大になる緯度のところを経度 λ に因りて

$$\Delta B(\lambda) = \sum_m (X_a \cos m\lambda + X_b \sin m\lambda)$$

とあらわせば、その緯度に於ける field-aligned current の強さ I'' は

$$I''(\lambda) = \frac{2}{\mu_0 \cos I} \sum_m (-X_b \cos m\lambda + X_a \sin m\lambda) \quad I \text{ は } \lambda \text{ の緯度に於ける地磁気伏角}$$

の関係で求められる。この方法は高緯度地域の field-aligned current のみに限らず、中低緯度地域のものにも適用できるものであり、たとえば夏季冬季に solar flare が発生した場合に南北 Sq 電流渦を結ぶように流れられると思われる field-aligned current の存在を実証するために利用できることを期待している。

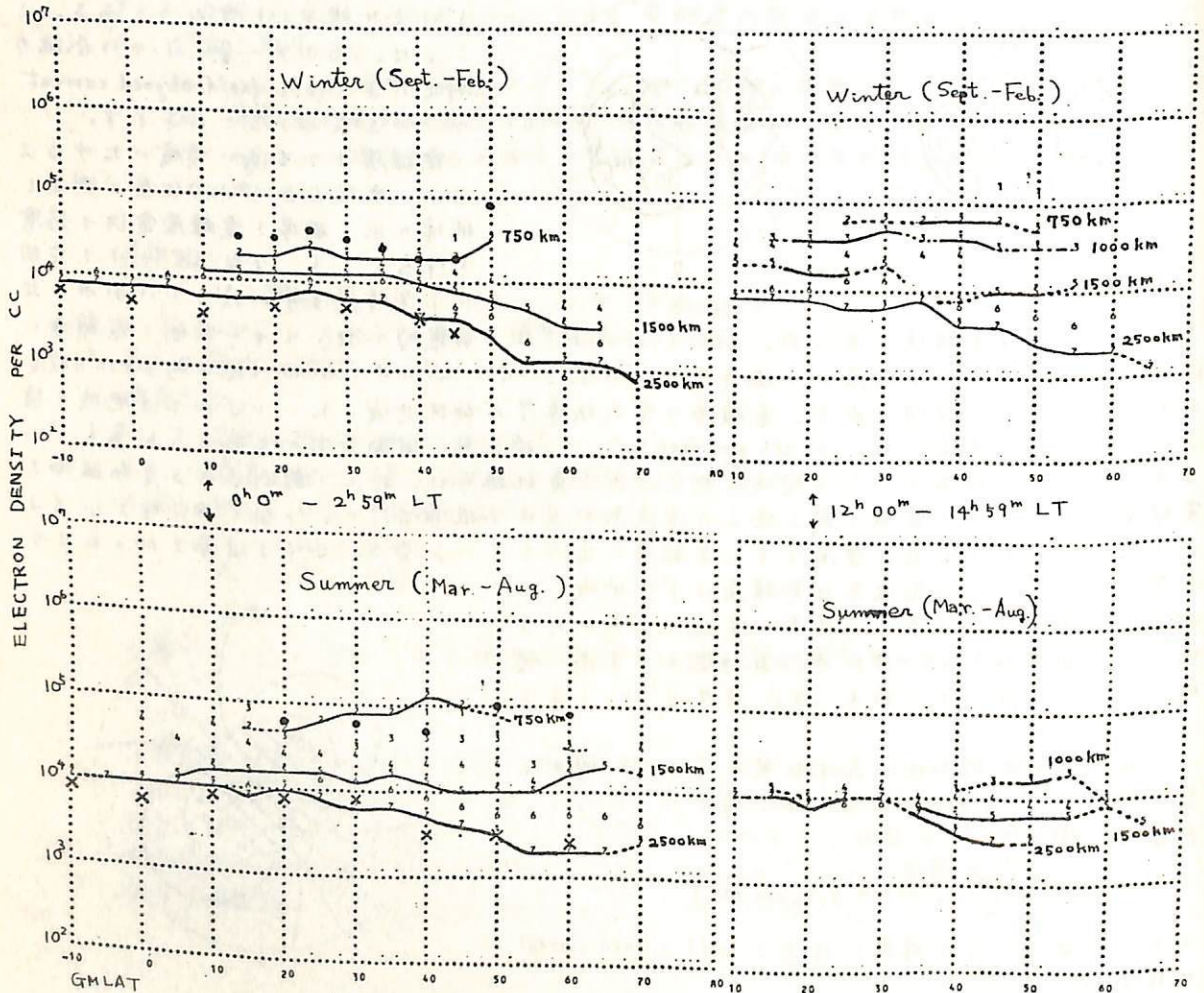


【文献】 N. Fukushima, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 29, 47-50, 51-57 (1975); K. Kawasaki and N. Fukushima, RISRJ, 29, 58-64 ('75).

プラズマレゾナンス周波数から求めた日本上空
 附近の上部電離圏平均電子密度分布

中村 義 勝
 郵 政 省 電 波 研 究 所

第56回講演会において1967~'68年のN(h)プロファイルから求めた日本上空附近の上部電離圏電子密度緯度分布の対地方時変化について述べた。今回は1966~'73年のイオノグラムから読取ったプラズマレゾナンス周波数データを用い平均分布を求めたのでその結果について比較検討を行う。下に結果の一部を示す。



● AL2 のデータ (1966年10月~1971年11月) から求めた平均分布
 ● X は N(h) データ ('67~'68年) から求めた平均分布

磁気圏対流の効果

丸橋 克英
電波研究所

筆者等はプラズマ圏内の *protonosphere-ionosphere coupling* の力学的側面は、境界条件をうまく採れば、時間微分を陽に含まない準定常状態に対する方程式で、十分正確に記述できることを指摘し、この問題の新しいモデル化に成功した(オ57回講演会, I-56)。ここでは、このモデルを赤道面で明け方から夕方側へ向かう *global electric field* が存在する場合に適用して、磁気圏対流がプラズマ圏の *thermal plasma* の分布にどのように影響しているかを調べた。磁気圏対流の主要な効果は、流れに沿って磁力管を追跡した場合にみられる磁力管の体積変化によって、磁力線方向の *plasma* 流に変化することである。計算に用いた大気モデル、電離層モデルは緯度による相異を無視しているので、結果が示す緯度変化は、純粋に磁気圏対流の効果であり、またこの意味で、計算は観測される分布を再現することを目的とはしていない。計算結果は二つの場合について示される。

オ一の場合、磁気圏対流が十分に長い間一定の強度を保持した時に起こる仮想的な場合で、*ionosphere* と *protonosphere* は時間的な平均の意味で平衡状態になっている。この場合に於いては、対流に伴う磁力管の体積変化が高緯度ほど大きいことが原因となり観測結果との比較において興味深い電離層構造の緯度変化が起こる。そのいくつかを列挙すると、(1)昼間は上向き、夜間は下向きの H^+ の流れの日変化の振幅が高緯度ほど大きくなり、流れの方向の逆転する *local time* も緯度によるずれを示す。(2)昼間側で H^+ の密度が高緯度ほど低くなり、特に夕方側のいわゆる *plasma bulge* の領域で *plasmopause* 外側との差が小さくなる。(3)電離層主成分イオンの O^+ から H^+ への交代の高さも著しい緯度変化を見せる。ただしこの場合に得られる H^+ の *tube content* はプラズマ圏の表層近くで、 2×10^{14} / *unit tube* 程度であり、この事は、平衡状態に達するには、20日間以上の時間が必要であることを示す。

オ二の場合、Park (JGR, 79, 169-173, 1974) に示された様な平均的な構造をもつ場合で、プラズマ圏は平衡状態にある内部プラズマ圏と、平均的には *ionosphere* から *protonosphere* への流れが存在するような外部プラズマ圏の二つに分けられる。この計算では、外部プラズマ圏は磁力管に含まれるプラズマの総量がある瞬間に L によらず一定であると仮定する。計算結果は一般に、上に述べた(1)~(3)をより強調する傾向を示し、特に夕方側の *plasma bulge* の領域では、赤道面における *plasmopause* の位置と、1000 km または 3000 km における *trough boundary* の位置とがずれを生じ得ることを明らかに示している。また計算された H^+ 密度の緯度変化は、観測される H^+ , He^+ の軽イオン密度が、常にプラズマポーズより低緯度側からすでに減少している事実を、うまく説明している。勿論、この現象の説明には、他に温度の緯度変化が無視できないか *protonosphere-ionosphere* の運動の重要な役割が指摘される。

S-310-2による電子密度，電子密度ゆらぎ，および電子温度の観測

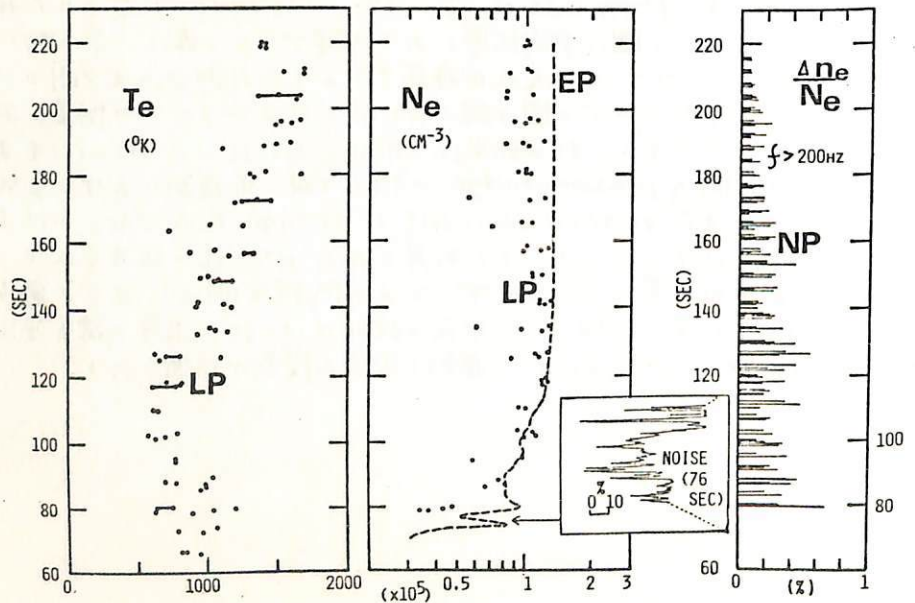
森 弘隆^{*}，小川忠孝^{*}，宮崎 友^{*}，平尾邦雄^{**}，小川孝一郎^{**}
^{*}郵政省電波研究所 ^{**}東京大学宇宙航空研究所

S-310-2にLangmuirプローブ(LP)，エレクトロンプローブ(EP)，およびアラスマノイズプローブ(NP)を搭載し，高度約190kmまでの昼間(13:10)の電離層アラスマの観測を行った。

LP，およびEPは，表面を真空中で十分に加熱クリーニングした円筒形プローブをガラス管に封入した状態で搭載し，観測直前にガラス管を割ってプローブを露出させることにより，電子密度，電子温度の信頼度の高い測定を目指した。LPには0Vから6Vまでの周期0.5秒の三角波状電圧と+6Vの定電圧を交互に4秒間づつ加え，通常のLangmuirプローブ測定と微細な電子密度ゆらぎの測定を行った。EPには+6Vの定電圧を加え，入力電流に5ケタの対数圧縮を行って広範囲の電子密度分布の測定を行った。NPは，直径6mm長さ約40cmの全メッキ金属円筒のつけ根から30cmを絶縁体で被覆し，先端部10cmをプローブとして使用した。プローブには+4Vの定電圧を加え，入力電流の低周波変動成分(<330Hz)のみを検出した。以上の三種のプローブとも全飛行期間中良好なデータが得られた。

下図は，ロケット上昇時に得られた電子温度，電子密度，および約200Hz以上の低周波密度ゆらぎの高度分布を飛行時間を縦軸としてプロットしたものである。電子温度は80sec(高度105km)付近で極大，110sec(高度140km)付近で極小となり，その後高度190kmまで単調に増大している。電子密度分布はLPとEPの結果に良く一致が見られ，しかも互いに補い合って分布の微細構造に関する詳細なデータが得られた。特に，EPによる測定結果に見られる76sec(高度100km)付近の約1秒間の鋭い密度分布の谷とLPにより得られたその内部の大振中の微細構造は注目値する。120sec(高度150km)以上の密度分布は220sec(高度190km)までゆるやかな減少傾向を示している。図の右端の $\Delta n_e/n_e$ はNPにより得られた周波数約200Hz以上の密度ゆらぎ成分の高度分布である。

NPのデータは，より低周波の成分も多く含まれており，それらの周波数特性の詳細については目下解析中である。

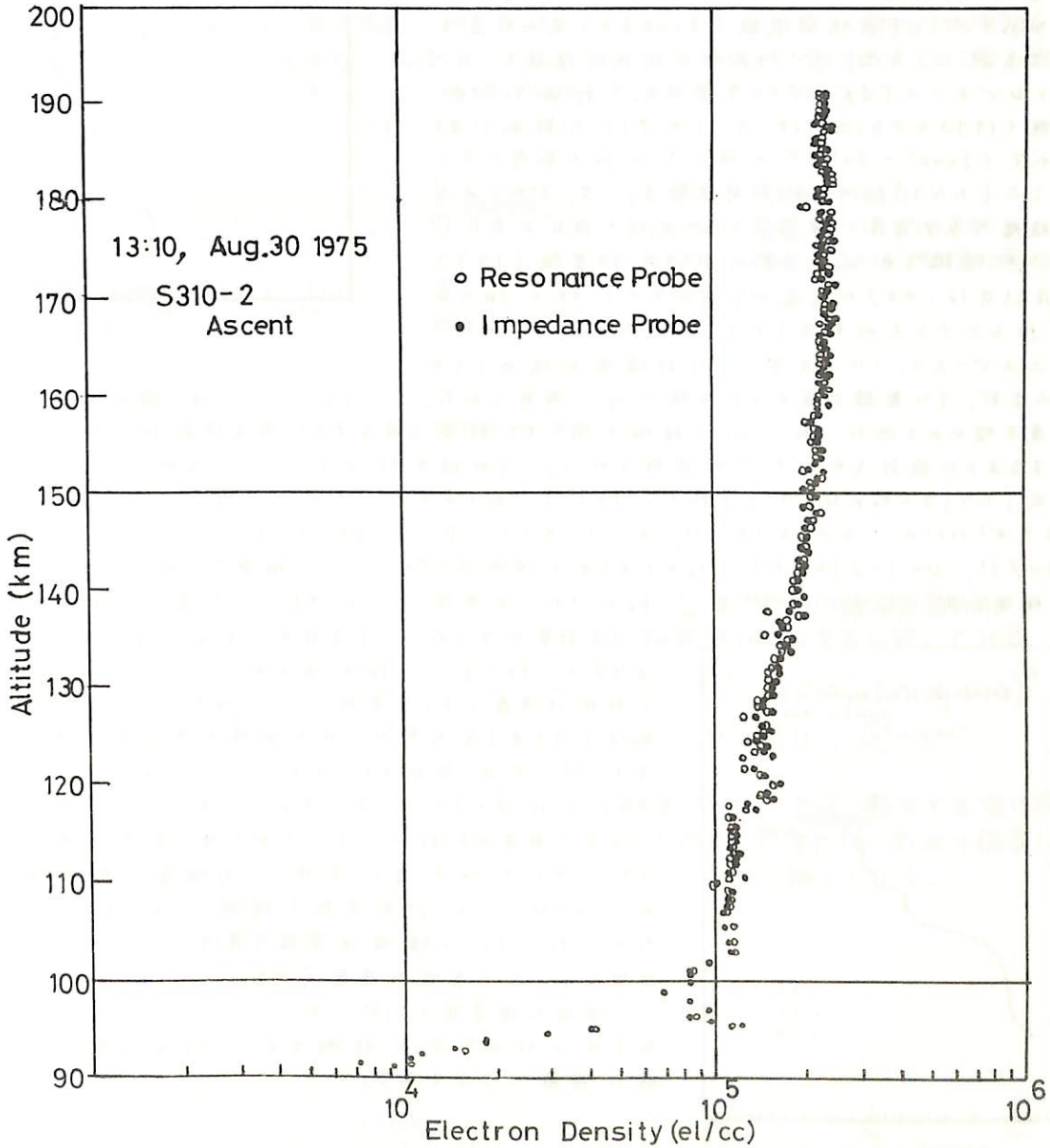


I-27

S310-2号機によるレゾナンスプローブとインピーダンスプローブ
による電子密度比較実験結果 (運報)

南 繁行 竹屋 芳夫
大阪市大工学部

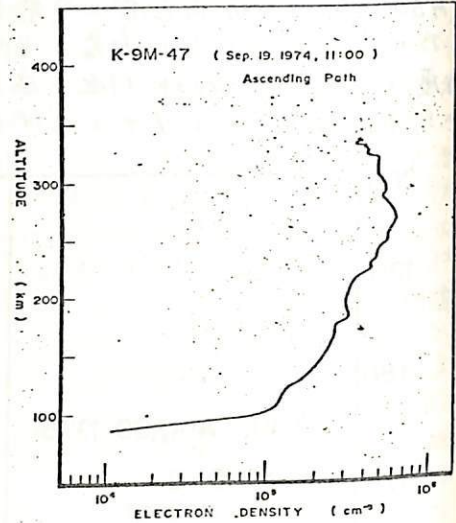
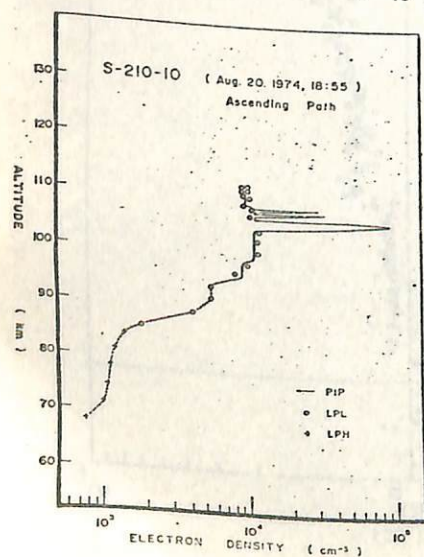
レゾナンスプローブ及びインピーダンスプローブを搭載したS310-2号機は、1975年
8月30日13時10分内之浦の実験場より打上げられ測定に成功した。結果は、上昇時
において下図のように両者の測定誤差は最大10%を越えないことがわかった。なお、
高度100km及び120km付近の密度のValleyでは、別稿に述べるような大きな電場と
みられる変動が、レゾナンスプローブの較正時に検出されている。



渡辺勇三 江尻全機
東京大学宇宙航空研究所

S-210-10 (1974年8月20日 18:55), K-9M-47 (1974年9月19日 11:00) に搭載されたインピーダンスプローブ [PIP] は正常に動作して電離層電子密度の測定に成功した。PIP はプラズマ中プローブの容量値の周波数スペクトルを測定するもので、検出された高域ハイブリッド共鳴周波数 [f_{UHR}] から電子密度を算出するが、ここでは、スペクトル中に新たに検出されたプラズマレゾナンス [f_p] について述べる。f_p は S-210-9号機 (1973年8月19日 18:55) の PIP の観測結果に現われて (f_{UHR}² - f_H²)^{1/2} の値に ±50% の範囲で全て一致した [ただし f_H = ジャイロ周波数]。又、プローブと外部磁場のなす角度に依りてその共鳴の形状が変化していくことが確認された。すなわち、K-9M-43号機 (1973年8月21日 16:00) の連続したデータから f_p < f_H の条件で f_p レゾナンスが検出されることが判った。この条件は地上スペースシャトルを用いて外部磁場を強めても実現されるが、その実験結果からも同様の f_p が検出された。

S-210-10 では、検出される f_p の精度を確かめる為に、f_p < f_H の領域を拡大して観測出来るように低周波数部分をゆくり増引する様に設計された PIP が搭載された。その結果 f_p は ±25% で合致した。又、理論式 [C = { 2π ε₀ K' L F^{1/2} } / { ln(L/r_a) - 1 - ln(a' + F^{1/2}) + ln(2F) }] / a', r_a (L, F = sin²α + a'² cos²α, a' = (K'/K₀)^{1/2}, K₀ = 1 - X/U, K' = 1 - (XU)/(U² - Y²), X = f_p²/f_H², Y = f_H/f_p, U = 1 - j(ν/f), ε₀ = 8.854 × 10⁻¹² (F/m), ν = 衝突周波数, α = プローブと磁場の角, L = プローブ長, r_a = プローブ半径, C = プローブ容量] の f_p ≧ f_H における計算がなされ、上記各観測の結果が説明された。



すなわち、f_p < f_H で f_p が現われ、(かも、レゾナンスの形状は角度によって変形した。なお、f_p > f_H の時には (MPR) と名付けられて同様の角度依存性のあるレゾナンスが検出されることか、L-3H-2 (1966年7月23日 11:00) のデータにより示されている。

以上の結果から f_p レゾナンスから電子密度が直接でえて、(かも f_{UHR} が出ていれば、外部磁場も算出可能であり、すなわち、プローブの姿勢も推測(うる)ことがわかったが、f_p < f_H の領域は電離層底部に限られるので今後のデータの蓄積が重要である。

次回の標準型インピーダンスプローブは、1951年1月に打る上げが計画されている K-9M-54号機に搭載の予定である。

K-9M-53号機によるVLF偏波及び強度観測から低電子密度の測定 ——速報——

長野 勇 斎保 正喜 木村 肇根
(金沢大工) (京大工)

K-9M-53号ロケットは、1975年8月26日19時40分に打ち上げられた。低電子密度測定のため、地上局VLF電波(検見川局40kHz)の偏波および磁界強度が観測された。ロケット上昇時、開頭から約50sec間、機器ノイズのため、レベルの測定は困難であったが、下降時においては、約150km~55kmにわたって、機器は正常に動作し、左右両円偏波強度が観測された。(図1. 図2).

左右両円偏波強度から電子密度を得る方法は、磁化プラズマ中の電波伝播理論(Full wave法)を用い、各高度毎に観測された磁界強度と理論値が一致するように電子密度を決定する。講演時に上記手法による低電子密度分布の報告ができればよい。

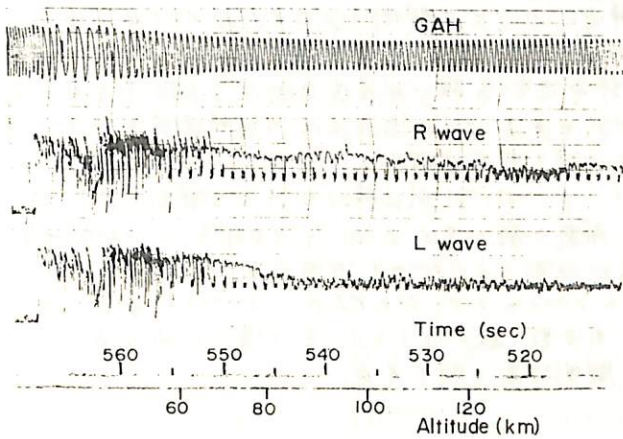


図1. 下降時TM出力
40kHz電波は、0.7秒0.3秒のマークスペース信号であり、受信波のSNが確認される。

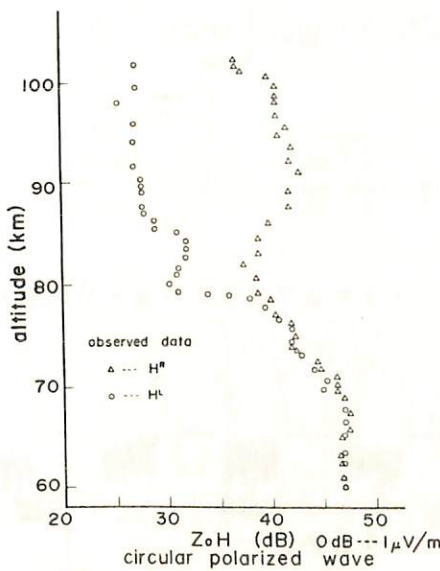


図2. 左右両円偏波強度分布
観測値 $H^{R,L}$ は次式に従っている。

$$H^{R,L} = \frac{1}{2} (\mathcal{H}_x^2 + \mathcal{H}_y^2 \pm 2\mathcal{H}_x \mathcal{H}_y \sin\theta)^{1/2}$$

$$\text{ただし、} \mathcal{H} = \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon_0}} H, \quad \frac{\mathcal{H}_y}{\mathcal{H}_x} = A e^{j\theta}$$

高度79kmで左廻り偏波が急激に減衰し、それ以上の高度では、右廻り偏波(whistlerモード)が伝播している。

K-9M-53号機による電離層の
静電的ゆらぎの観測

東大宇宙研 中村正治 中村良治 伊藤富造

電離層中の静電的ゆらぎの研究は赤道上層のE層について V.H.Fレーダー観測, として, ロケット観測により行われてきた。V.H.Fレーダーの観測をもとに静電的ゆらぎは type I と type II に分類された。理論面での発展に助けられて, 現在では type I は two Stream Instability により type II は Cross Field Instability によることがわかった。直接測定を行うロケット観測では, さらにいろいろの type のものも存在することを示している。ロケットによる観測結果は, 波長によってまず分類され, 波長が 1) 数 km のもの, 2) 数百 m ~ 数 km のもの, 3) 十数 m ~ 1 m のもの, 4) 1 m 未満 ~ 数 cm のものに分類され, 二つらもその出現の状態, パワースペクトル, 強度, 電子密度との関係などにより分類され, その生成の機構の解明が行われている。

我々は中緯度地上層での電離層中の静電的ゆらぎを観測するため, 1975年8月26日午後7時40分内浦から打ち上げられた K-9M-53号機で実験を行った。今回はいままで行ってきたパラティン・カップ type の静電波受信機に加えてループアンテナを併用して, 電磁波モード, 静電波モードともにロケットから生じるノイズの同時測定を行った。静電的ゆらぎは, スポラディック E 層より上の電子密度勾配の大きく厚い 110 km 付近に強いものが観測された。この時ループアンテナでは, 同じ様なゆらぎは観測されなかった。このゆらぎについて, 現在, データ解析を行っているが, 10 Hz 前後から 1 kHz 位までスワッチルに対応している。これを波長にすると 200 m は 300 m から 2 m のものに相当する。又, これより上層 120 km 付近から 170 km まで他の PI のノイズの影響をうけて, 静電波観測機, ループアンテナともに高い周波数(数 kHz)のノイズの増大がみられた。講演では観測を行った E 層についての観測結果を報告する。

木村 鑑根・橋本 弘藏
(京大工)

K-9M-53号機は、昭和50年8月26日19時40分に打ち上げられ、"DPL"装置では、22.3kHzのオーストラリアNWC局を受信し、信号強度とドップラ偏移の測定を行った。搭載装置は従来のVLFドップラ実験と異なり、オ1図に示すようなEXOS-Bで行なう予定と同様なシステムとなっている。さらに22.3kHzの一定電流をダイポールアンテナに加え、アンテナインピーダンスを測定した。これを用いて、電界強度の絶対測定が可能となる。結果の概要は次の通りである。

(1) アンテナインピーダンス測定

6秒毎に0.6秒行った。下記(4)の区間を除き、ほとんどの区間で観測を行った。

(2) 電界強度測定

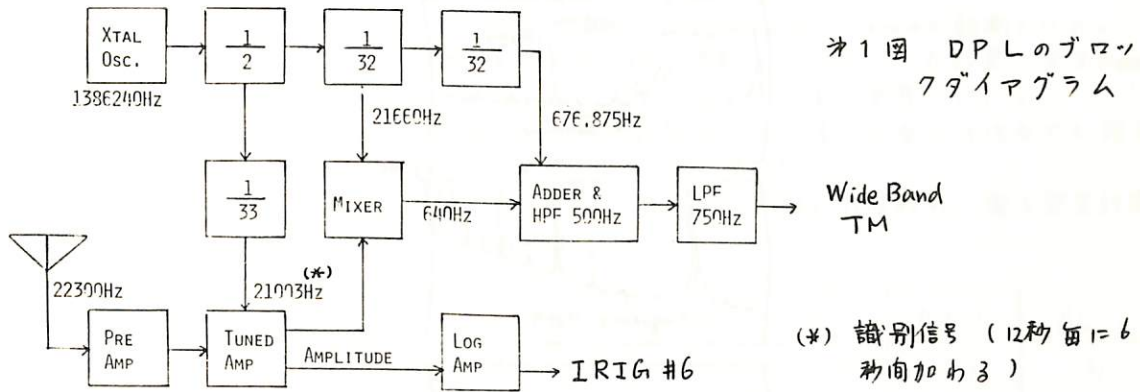
190秒までは、雑音をかぶり、それ以降で観測を行った。

(3) ドップラ偏移の測定

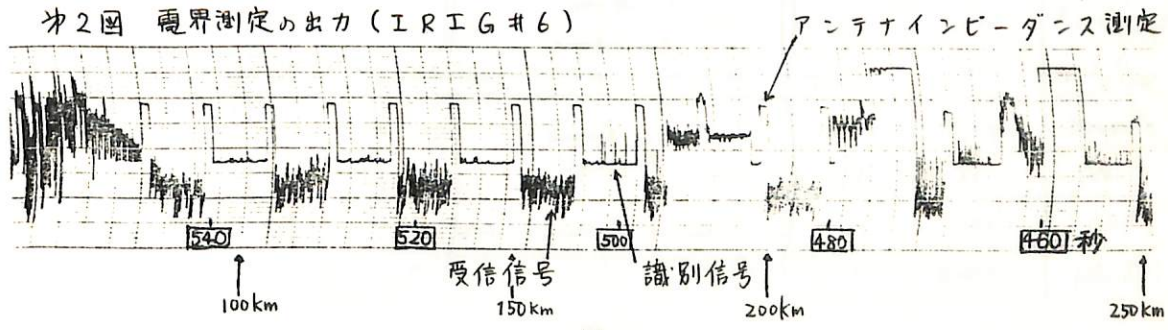
上記(1)と下記(4)の区間を除いて測定できた。連続した測定とはならなかったため、従来のような精度での測定は期待できない。

(4) プラズマを介しての他機器からの電波干渉

波動関係のロケット、衛星の実験ではいつも問題になる他機器からの電波干渉は今回もみられた。例えばプラズマ波励起実験(PWE)の0.3~10MHzの範囲の高周波パルス送信に対応して、DPLの22.3kHz帯に強い干渉が現われたが、この干渉強度が周囲のプラズマ密度に強く依存している点が、興味深い。



オ2図 電界測定の実出力 (IRIG #6)



I-33

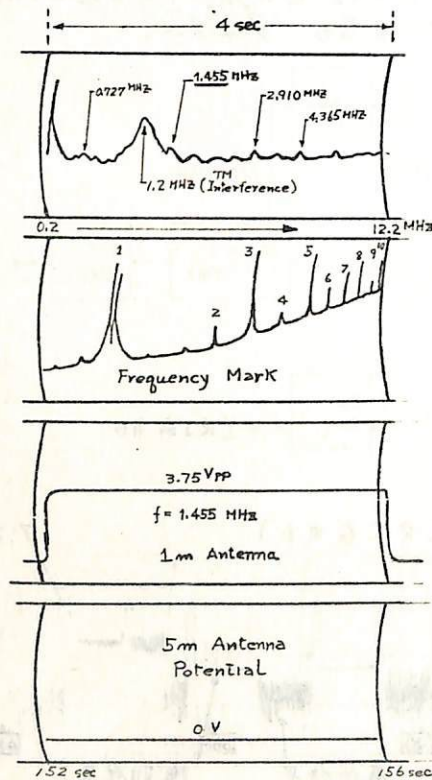
K-9M-53号機による電離層内での
パラメトリック励振実験(速報)

鎌田 哲夫, 大家 寛, 倉橋 克典
(名大空電研) (東北大理) (名大空電研)

K-9M-53号機は、昭和50年8月26日19時40分、上下角80°で内之浦東大宇宙空間観測所より打ち上げられました。ロケットは正常に飛翔し、各観測器も正常に動作し、電離層内でのパラメトリック励振実験に成功しました。この実験は、電離層プラズマ中で、高周波及び電子ビームを人工的に印加し、プラズマ波を励起する実験とプラズマのパラメトリック励振実験を目的としたもので、東北大理の大家研究室と協同で実施し、空電研側は、超低周波のAcoustic Modeと電子サイクロトロン波の非線形相互作用を調らべることを旨とした。

実験方法は、1mのホイップアンテナに、0.970, 1.455, 1.940, 2.910 MHz, 4Vppの高周波電圧を印加し、15cm距った位置に配置された5mのホイップアンテナで0.2~12.2MHzの周波数範囲に亘って掃引受信すると同時に、1~30kHzに亘る広帯域受信を行なう方法により現象の検出を試みた。観測はロケット高度170kmから開始し、落下高度170kmまで実施した。又プラズマ波励振実験と同時に実施する関係で、タイムシェアリングにより12秒毎に4秒間、P₁(0.970MHz印加)、P₂(1.455MHz印加)、P₃(1.940MHz印加)、P₄(2.910MHz印加)という4つのModeをサイクリックに実施する方法がとられた。従って同一Modeの観測は、60秒毎に実施される。実際には、各Modeは飛翔中に各々6回づつ観測された。

観測されたテレメータ出力の一部を下図に示した。猶結果については学会席上で報告する。



大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸
東北大学理学部

1. 序

K-9M-53号機は1975年, 8月26日, 19時40分, 仰角80度で打上げられ, 5分後に高度351kmに達し, 9分53秒後に南東の海上360kmに着水した。このロケットに搭載された, プラズマ波動励起実験装置は飛翔中正常に作動し, 全ての実験項目について, 重要なデータを取得することができた。

2. 実験内容

前回のK-9M-49号機による実験と同様, 高周波大電力電波をパルス状に発射してプラズマを加熱するほか, 3 Probeに直流のポテンシャルを印加, あるいはHot Cathodeに大電流を流すことにより電子ビームを作つて, 人工的に, Harris型, 及びBeam型のプラズマ不安定を作り, プラズマの基本的な諸特性を研究した。

今回の53号機では, 印加する高周波電波の電力を300Wに上げる事に成功し, またVLF電波の受信系を改良することによって, 実験システムの性能が, さらに向上した。下の表には, 今回行なわれた実験のモードの切替が示されている。

3. 実験結果

概略は下記の通りである。

- ① Plasma 波動励起 : 高周波電波の電力が上がった事により, プラズマの加熱による波動励起が確認された。
- ② VLF-wave : VLF帯の受信系の改良により, Whistler mode の wave が観測された。
- ③ 5m Antenna Potential Monitor : 5m アンテナの中心の電位をモニターした結果, 3 Probe に印加する直流のポテンシャルに対応した, ポテンシャルの変化が見られた。
- ④ 5m Antenna を Dipole と Monopole とに切替えて使った結果, その違いが受信特性などに強く反映されることがわかった。
- ⑤ 従来の実験と同様に, Plasma の諸パラメータの計測が, 同時に行なわれ, 電子密度計測は夏期日没後の特徴的な密度の profile を示した。

表:

Mode	AB	ARBR	P	APBP	AB	
Time. (sec)	4	4	4	4	4	
5m Antenna	HF Receiver Freq.	Swept	Swept	OFF	Swept	Swept
	Transmit. Freq.	Swept	OFF	OFF	OFF	Fixed/Swept
	Transmit. Power	High/Low	OFF	OFF	OFF	High/Low
	Antenna	Dipole	Dipole	Dipole	Monopole	Monopole
	VLF Receiver	OFF	OFF	OFF	ON	ON
1m Ant.	2nd Probe	OFF	OFF	NEL	OFF	OFF
	3rd Probe	potential	potential	potential	power	potential

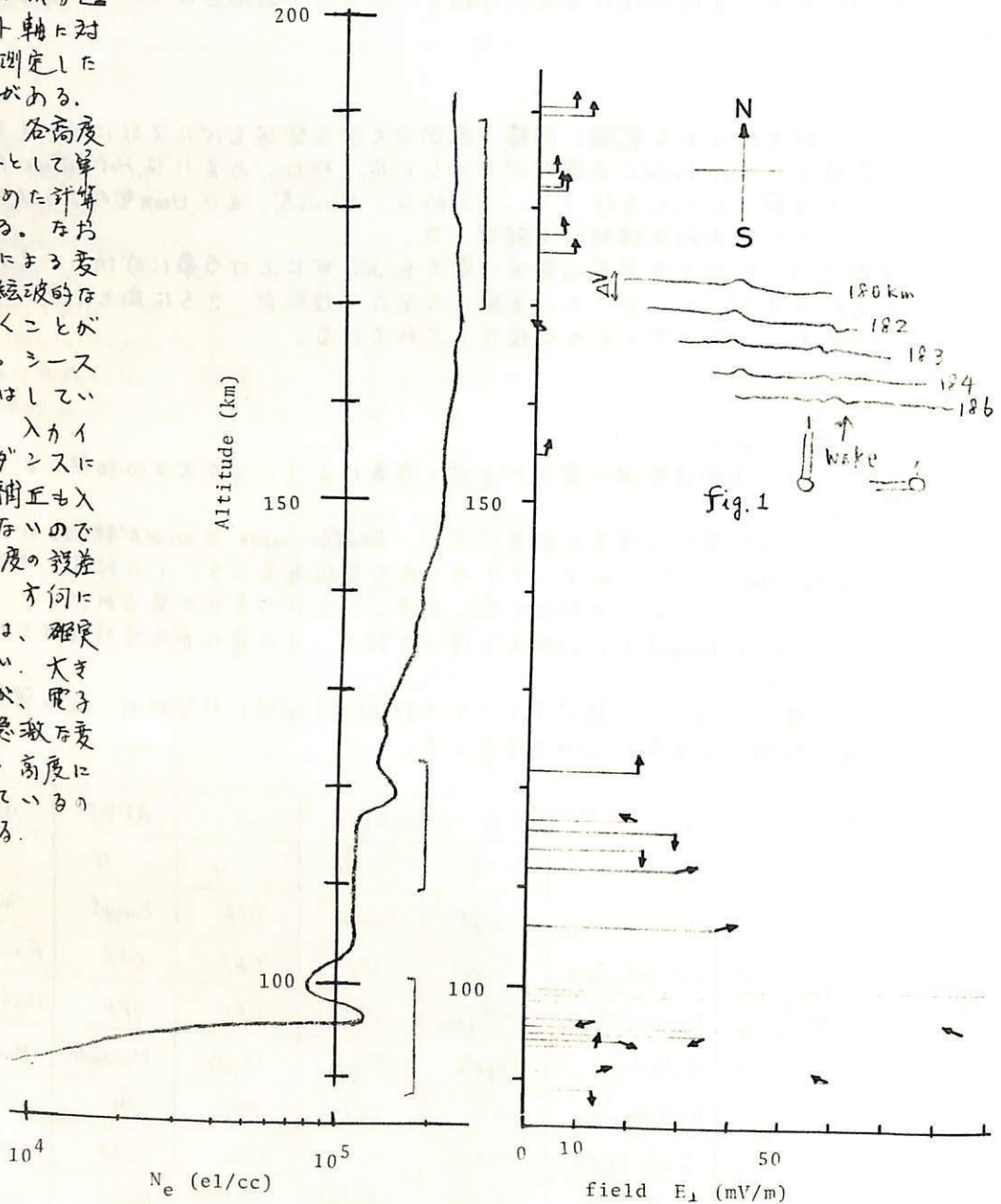
注). Hot Cathode は128秒毎にON-OFFをくり返す。

南 繁行 竹屋 孝夫

大阪市大工学部

S310-2号機に搭載されたレゾナンスプローブは、50mm隔てた二本の平行棒(6mmφ, 500L)間の直流電位を測定する。較正のための高周波停止の時、スピンの周期に対応して図1のような電位の変動があった。これは、等電位面がプローブと平行になった時、その位置での電場の1成分 E_x

(ロケット軸に対して)を測定した可能性がある。下図は、各高度での E_x として単純に求めた計算例である。なお $V_{RX} B$ による変化は正弦波的なので除くことができた。シースの考慮はしていない。入カインピーダンスに対する補正も入っていないので50%程度の誤差がある。方向に関しては、確信性が高い。大きな変動が、電子密度の急激な変化のある高度に対応しているのがわかる。



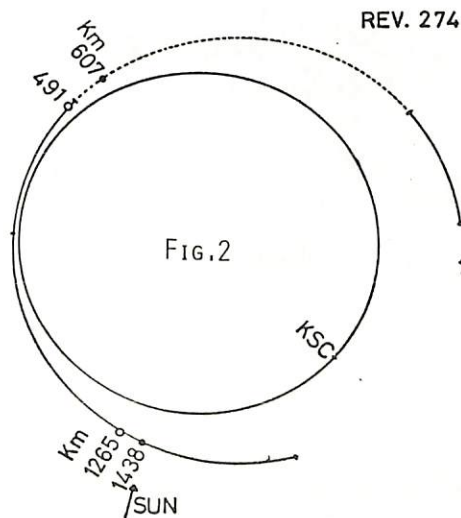
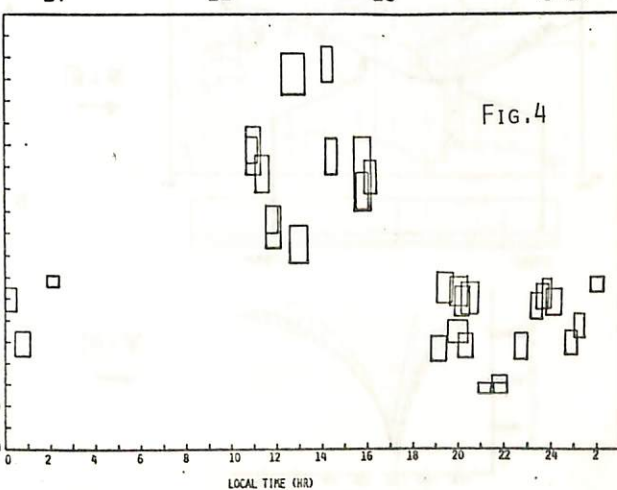
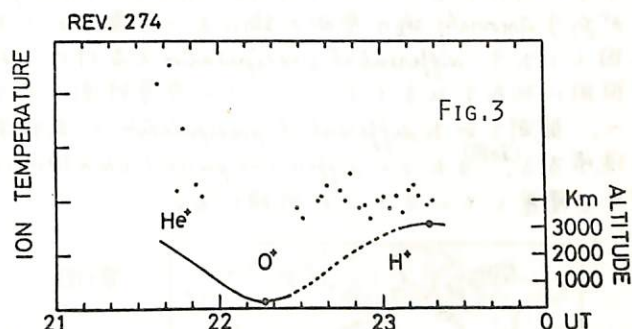
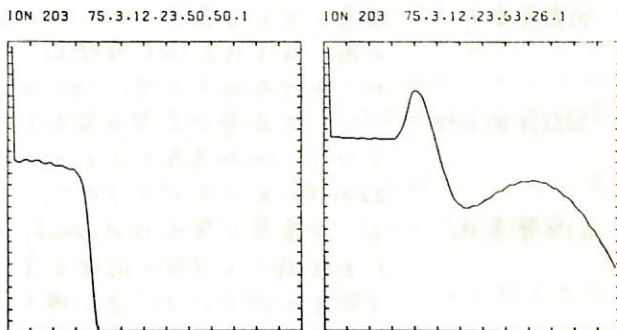
電波研 宮崎 茂

科学衛星 TAIYO には RPA (RETARDING POTENTIAL ANALYZER) が搭載されており、平面形 FARADAY CUP の COLLECTOR のイオン交流電流電圧特性からイオン温度・密度を測定する。

図1は Rev. 203 の測定波形を示す。左図の波形は H^+ イオンのみの特性であり、右図の波形は O^+ イオンと H^+ イオンの混合している場合の特性である。即ち H^+ イオンから O^+ イオンへの遷移領域を測定したことを明瞭に示している。図2は軌道上における $O^+ \rightleftharpoons H^+$ イオンの遷移高度を示したものである。実線は日陰の部分を示す。

図3はイオン温度を示す。この図においてイオン温度が高くなっていく部分は He^+ イオンと考へれば実際の温度は低くなる。このことから夜間では O^+ から H^+ イオンへと変化するが、昼間では He^+ イオンの存在が推定される。図4は周回モード観測の18パス (75.3.12 ~ 5.22) について $O^+ \rightleftharpoons H^+$, He^+ イオンの遷移高度の地方時変化を示したものである。各パスによって遷移高度がかなり変化する。地磁気緯度が昔と異なるとして遷移高度が高くなり、また夜間と昼間では、変化の大きさがかなり異なる。また測定例は少ないが、ブラジルアノマリー付近では、夜間において遷移高度は300 km程度まで下がっていることが観測されている。

FIG.1



South Atlantic Anomaly

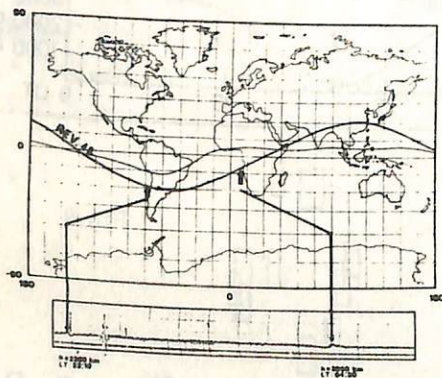
— TAIYO Observations

大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実
東北大学 理学部

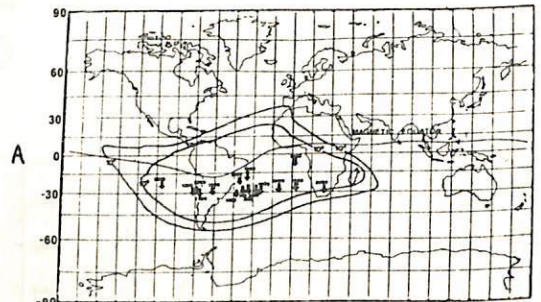
TAIYO衛星に搭載された高周波インピーダンスプローブ(IMP)によって南米から南大西洋にわたる地球磁場異常帯(South Atlantic Anomaly)上空において特異なプラズマ現象がみ出された。すなわちこの領域を衛星がよるときIMPのシーブ容量計測においてシーブ容量の急激な変化を観測する。この現象の特性は

- 1) 地理的分布 現象の発生する領域はBrazilを中心とした西経100°~東経30°の South Atlantic Anomaly 内にある(第1図A)
- 2) 高度分布 現象の生じる高度が低いほど出現領域の経度的ひろがりが増える。高度が高くなるほど広く空間的に分布しており、Anomalyを中心としたローテ分布を示す。(第1図C)
- 3) 経度的ひろがり シーブ容量が急激な変化をうけるレンジは高度が高いほど大きくなり、500km高度ではおよそ1000kmのひろがり、2000km高度ではおよそ2000kmのひろがりをもつ。
- 4) 容量変化 シーブ容量の変化はAnomalyの両端では、はじめにシーブ容量が増大した後減少し次第に回復する。東端ではこれと全く反対にはじめにシーブ容量は減少し次に急増した後、もとレベルにもどる。(第2図)

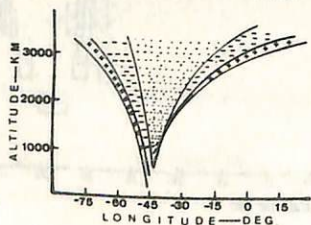
これらの特性からこの現象はSouth Atlantic Anomaly域において内放射線帯からの粒子の降下がありAnomaly域の東西の端において電子とイオンの降下領域が空間的に異なることに起因しており differential precipitation と名付けられた。降下粒子のエネルギーはプローブの周囲に形成されるイオンシーブの容量計測データから求められた10~100eV という値をもつ。観測された differential precipitation の出現特性からその空間的分布に関するモデルを提唱する。またこの differential precipitation の領域は equatorial VLF hiss, DU spread F の発生と関連していることが判明した。



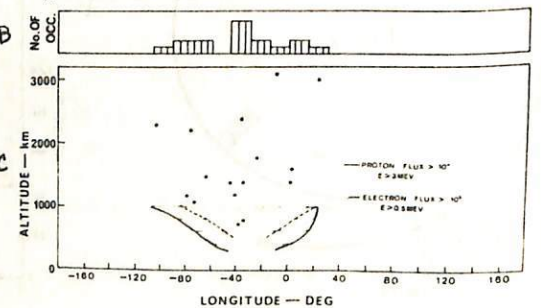
第1図



第2図



第3図



南米上空電離層高度における“いんまう”搭載

太陽X線カウンターの異常カウント

平尾 邦雄, 松岡 勝, 永井 福郎
(東大宇宙研) (東大宇宙研) (東大 理)

宇宙科学衛星“いんまう”には、太陽X線バーストの観測のために6~9 keVと9~12 keVのX線を測定する装置が搭載されている。“いんまう”の軌道は近地軌250 km, 遠地軌3150 kmであるため、衛星が放射線帯に入ると放射線帯粒子のカウントがバックグラウンドとして入って、X線の観測はできなくなる。そのため600 km~1000 km以下の軌道でのみ太陽X線のカウントが可能であり、事実太陽が静穏な時はそのような軌道領域ではバックグラウンドのカウントである。

しかし近地軌の南米軌道（南緯）の南緯上空にあるRev. 1661では、近地軌を中心として5000 km位の軌道上で放射線帯カウントとは完全に孤立した異常カウントの観測された。この様な例は他にも見出されているが、すべて南米付近に生じている。現在このようなカウントの生じる地域を決定するためにデータ整理中であるが、地球磁場の南大西洋地域異常と密接に関係していると考えられる。

この異常カウントは衛星のデータサンプリング同期と衛星のスピン同期のビートと一致する周期性をもっており、このことはこのカウントの原因となるものが方向性をもっていることを示している。現在その到来方向の決定を行っている。

講演ではこのような異常カウントの原因および他の観測量との関係について報告する。

棚橋秀伍 (名大空電研)

シューマン共振現象におけるラインスプリットングは準同型演算とチャープ変換によって通常のデータから検出できることを先に示した。しかしこの方法は変換を行う際の積分路の設定を試行錯誤的に行なわなければならないため、データ解析において計算機と会話的に積分路の設定入力をしなければならず、面倒でかつ時間がかかるという欠点がある。ラインスプリットングの本格的観測を前にして、このような欠点のないデータ解析法が必要となつて来た。そこで、この解析に有用と思われる線型予測法を検討している。この方法は地震波解析で有名な Maximum Entropy 法 と本質的には同一の方法である。この方法の特徴は比較的少数の時間遅れをもつた自己相関関数から連立方程式を解くことによつて、パワースペクトルのシャープなピークを得ることができるとある。今回の目的はパワースペクトル(又は伝達関数)の極の位置を正確にかつ速く求められるかを調べることにある。もし可能であれば、上記の方法によつて変えるべきである。

1つのモデル計算例を図1に示す。単一の極を有するこの例においては、予測子係数の個数8で0.05%、10で0.005%以下の誤差で求まる。用いたモデル自己相関関数は

$$R(\tau) = \exp(-2\pi\alpha\tau T) \cos(2\pi f\tau T), \quad \tau = 0, 1, 2, \dots, 1p$$

$$\alpha = 0.8 \text{ Hz} \quad f = 8. \text{ Hz} \quad T = 1/50 \text{ sec.}$$

極を複数にした場合モデル自己相関関数は

$$R(\tau) = \sum R_i \exp(-2\pi\alpha_i\tau T) \cos(2\pi f_i\tau T)$$

とした場合には計算値は真の値よりかなり異つて得られた。この問題についてのくわしい検討結果については会場で報告する。

[付] 全極モデル線型予測法の概略。

信号 S_n は過去の p 個とある入力 U_n との一次結合と12与えよ。 $S_n = -\sum_{k=1}^p a_k S_{n-k} + G U_n$ (1)

このモデルの伝達関数は $H(z) = G / (1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-k})$ (2)

入力 U_n は完全に未知であるとする。

すると、 S_n の予測値 \hat{S}_n は

$$\hat{S}_n = -\sum_{k=1}^p a_k S_{n-k}$$
 (3)

真の S_n との誤差 e_n は

$$e_n = S_n - \hat{S}_n = S_n + \sum_{k=1}^p a_k S_{n-k}$$
 (4)

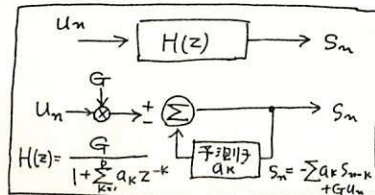
こゝして $E = \sum e_n^2$ を最小にするよう a_k を求めよ。

これには $\partial E / \partial a_k = 0$ と12 p 個の方程式を得よ。

$$\sum_{k=1}^p a_k \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{n-k} S_{n-i} = -\sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n S_{n-i} \quad 1 \leq i \leq p. \quad (5)$$

n の区間を $-\infty < n < \infty$ と1たてよ

$$\sum_{k=1}^p a_k R_{i-k} = -R_i \quad (6)$$



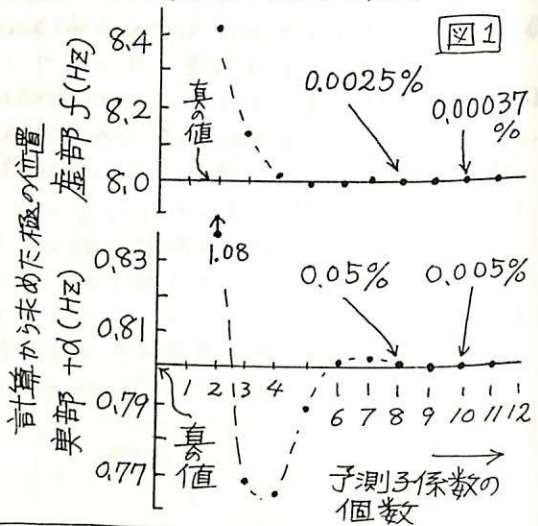
$$R_i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n S_{n+i} \quad (7)$$

これは自己相関関数である。

$$\begin{bmatrix} R_0 & R_1 & \dots & R_{p-1} \\ R_1 & R_0 & \dots & R_{p-2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{p-1} & R_{p-2} & \dots & R_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_p \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_p \end{bmatrix} \quad (8)$$

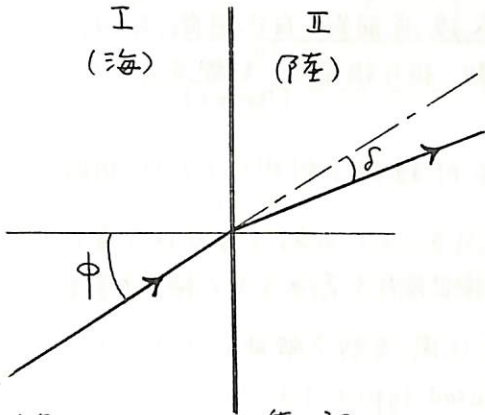
1となり、これを a_i と1たて、これを (2) に代入すれば $H(z)$ が定まり、この極は分母=0 となる z の p 次方程式を1たてばよ。 $1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-k} = 0$ (9)

かく1たてた p 個の根のうち $|z|=1$ に近いものが1たてたものである。



山下 亨子
名古屋大学 空電研究所

海岸線によって電波の位相が乱されるが、これは電波の到来方位測定に重大な支障をきたすことになる。ここでは、ELF帯～VLF帯電波の海岸線屈折の問題を導波管理論をもって扱うことにした。



スネルの法則から、屈折角 δ は次式で示される。

$$\delta \approx \left(1 - \frac{Re(S^I)}{Re(S^II)}\right) \cdot \tan \phi \equiv \varepsilon \cdot \tan \phi$$

ϕ : 入射角

S^I, S^{II} : 各領域における電波の伝搬定数であり、各領域のモード方程式の根である。

屈折角のおおよその性質を調べるために、 ε の近似解を求めると次の通りである。

ELF帯 (0次モード)

$$\varepsilon \approx \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{2\sqrt{2}h\sqrt{\omega}} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_g^{II}}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha_g^I}} \right)$$

VLF帯 (1次モードのみと仮定)

$$\varepsilon \approx \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{\sqrt{2}h\sqrt{\omega}} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha_g^{II}}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha_g^I}} \right)$$

- c : 光速度
- h : 電離層の高さ
- ω : 角周波数
- ε_0 : 真空中の誘電率
- $\alpha_g^I, \alpha_g^{II}$: 各領域の海と陸の導電率

この結果、周波数が低い程、電離層の高さが低い程、屈折角が大きくなることか分かる。

ところが、VLF帯電波は海岸線通過の際、mode conversionにより高次モードが励起される。この高次モードも重畳されると屈折角は更に大きくなり、1次モードだけの屈折角の約2倍になることか分かった。

岩井 章⁺, 岡田敏美⁺⁺, 大津仁助⁺, 佐藤 貢⁺

⁺名大. 空電研究所

⁺⁺群大. 工学部

ありし。

ホムスラの分散別発生数を自動的に測定する装置の開発が叫ばれて以来⁽¹⁾数年になる。この間、筆者らは、その可能性を有する数種の方法を検討してきて、1974年に分散検波回路-自己相関法⁽²⁾(タイプI)を考案し、更に1975年には周波数-相互相関法⁽³⁾を提案するに至った。
(タイプII)

両タイプの共通点は、ホムスラのFM特性を利用しており、相関法を採用することによりS/Nを高めていれることにある。この点は空電やラニガム雑音からホムスラを検出する検出能力を高める上で極めて重要であると言えよう。他方、タイプ(I)と(II)とでは周波数分解能が大巾に異なるため、動作にも相違が生じ、特に Diffused type のホムスラに対しては独自の応答をする。

両装置は目下動作試験中であり、講演では、両タイプの相互比較という観点から以下の事項について検討していく予定である。

- ① ホムスラと雑音の識別能力。
- ② 分散の測定精度 (pure tone ホムスラに対し)
- ③ Diffuseness に対する応答。
- ④ その他。

文献 (1) VLF 観測概要, 岩井 他. IASJ. シンポ. 1971

(2) ホムスラの分散の実時間測定法, 岡田, 岩井. 549. 564
本学会講演

(3) 分散別自動ホムスラ-計数装置, 岩井, 大津, 佐藤
IMS. シンポ. 50年度

岡田敏美⁺, 岩井 章⁺

⁺群大・工 ⁺名大・空電研究所

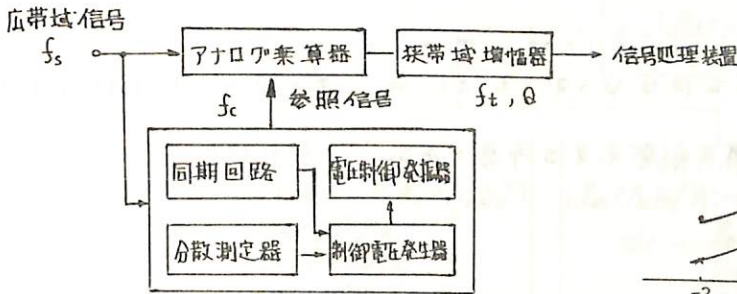
ホイッスラの方位測定 (Direction Finding) を困難にしている要因は観測工学的な面と、電離層から自由へ透過する際のホイッスラの伝搬特性とに分類される。ここでは前者について調べる。

ホイッスラ波の特徴は、伝送工学的な観点に立つと非常に帯域の広い信号 (4 oct. 以上) といえる。しかし瞬時に占める周波数帯域はせいぜい 1 (kHz) 程度以下である。このような信号と良好で広い S/N の環境から精度よく検出するには、ヘテロダイン検波による検出法が有効であると考える。

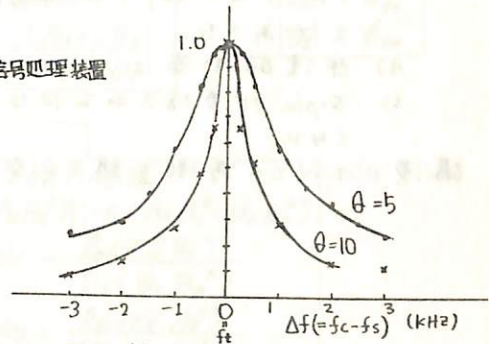
下の構成図を参照

本方式の特長を列記する。

- (1) 本受信器はホイッスラの周波数を追跡する、等価的に狭帯域な滤波器となる。ノイズの軽減に役立つ。
 - (2) 出力信号の周波数が常に一定となるため、以後の信号処理が容易となる。
- 講演では試作器について詳しく報告する予定である。



1図 ヘテロダイン検波の構成図



2図 周波数偏値と利得

鶴田浩一郎・西田篤弘・渡辺勇三(東大宇宙研)
林幹彦(東大理)

Siple (米・スワンフォート大南極観測所) から送信される VLF 電波を Siple の地磁気観測所であるカナダ国 Roberval で約 1ヶ月(1975.7月)間受信した。受信の目的はこの電波を使って、精度の高い到来方向測定を行うことにあるので、Roberval 及び St. Leonard (Roberval の南約 120km) で同時観測を行った。到来方向解析は別講演(西田他)で述べる予定であるので、ここでは Siple 受信状況の概略を述べる。

7月の Siple 送信スケジュールは日曜を除く毎日 09:00 UT ~ 17:00 UT の8時間であったが、受信強度は予想より低く、7月19日、24日、及び30日の3日間受信出来なかった。この3日間共通している特徴を列挙すると。

- 1) 継続時間は約1~2時間である。
- 2) 受信強度は十分大きく、空観し、と趣之を明確に判別出来る。
- 3) FM 変調波(3~4kHzのほんいで周波数と2~10秒で変化させる)の受信強度は df/dt の値により大きく変化する。
7月19日の例では $df/dt < 0$ で受信不能 $df/dt > 0$ 受信強度大であった。
- 4) 受信時間帯は 15:00 UT 以降に集中している。
- 5) Siple から受信出来た日は必ずしも E 層の電離層の活動度が高くない。

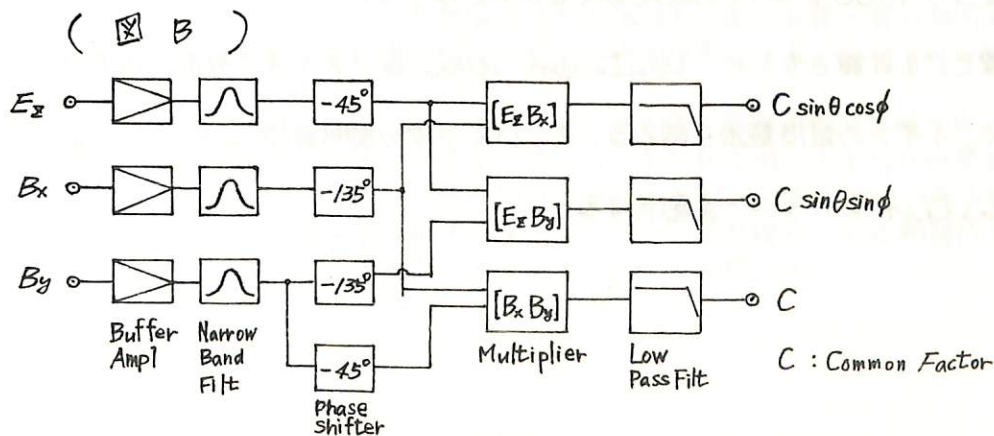
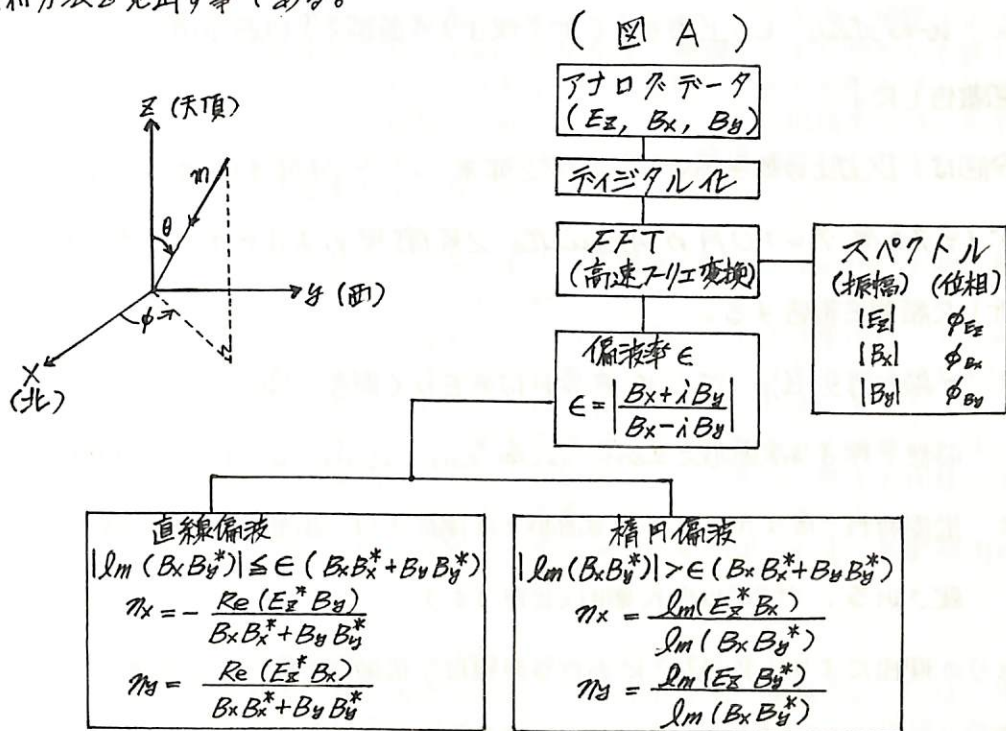
講演では以上の特徴を詳しく発表する予定である。

Siple VLF電波の解析

池田 慎・鶴田孝一郎・西田篤弘・渡辺勇三 (東大宇宙航空研)
林 幹治 (東大理)

1975年7月から8月にわたり、カナダのケベック州 Roberval において、Siple VLF電波の観測が行われた。そこで得られた観測データを、計算機を使って解析する。解析の方法を図Aに示しておく。解析結果として、受信VLF電波の周波数スペクトル、到来方向、偏波率などを報告する。

この計算機による解析結果を、アナログ的に求めた結果と比較する。(図B参照)つまり、この解析の目的は、機械によってアナログ処理された結果をチェックし、さらに良い解析方法を見出す事である。



I-47 Deuteron Whistler 及び赤道越え
Ion Cyclotron Whistler

渡辺 茂昭, 恩藤 忠典
電波研究所

磁気赤道付近に於いて, 人工衛星より観測される Ion Cyclotron Whistler
には, 従来報告されていた下方から(同一半球から)の proton, helium
Whistler の他に $1/2 \Omega_p$ (プロトンサイクロトロン周波数) に漸近線を持つ Deute-
ron whistler と, 上方から(他半球より赤道越え)の各 whistler がある事を
前回報告した。

今回は, Data の数をふやし, 1972年末 ~ 1974年1月の ISIS-I, II号
及び 1970年7~10月の Alouette 2号衛星のおよそ115周回数にわたって
解析した結果を報告する。

- * 一般に $1/2 \Omega_p$ で Cut あるいは尾をひく現象. Deuteron whistler
は他半球より赤道越え Ion cyclotron Whistler について顕著である。
- * 出現特性, 及びパターン (赤道越えの場合) は, 高度及び磁気緯度に強く支
配される。(±20°以内に集中して出現する)

これらの理由により, $1/2 \Omega_p$ における現象は, 伝搬路の長さによる積分効果と共に高
高度 (>1000 km) での効果の大なる事を示している。

各種モデル計算をもとに, Deuteron Whistler とイオン分布とのかかわり合いを
調べ, イオンの密度算出を試みる。又, いくつかの興味ある Ion cyclotron
whistler のパターンを報告する。

上夜 実 彦 昭二 恩藤 忠典 村上 利光
(電波研 神繩) (電波研) (電波研)

昨年の10月から神繩においてホイッスラーの定常観測を行っている。その観測結果を報告する。

〔季節変化〕

神繩の様は亜熱帯の地域(Geo. Mag. Lat. 15°N)においては、従来ホイッスラーの発生頻度については、顕著な季節変化はないだろうと予想されていたが、母子里、菅平等の中低緯度におけると同様に、冬期に高く、夏期に低いという、季節変化が観測された。

低緯度における季節変化は、磁気赤道付近の雷放電の発生頻度によっている事は無論であるが、さらに磁力線の伏角が小さい為、エネルギーが、ダクト内へ捕捉される状況にも依っている。そこで電離層F層の傾斜の発生率を、神繩のイオノグラムで詳しく調べると、冬期(1月)の夜間は、約30%の日数か、また夏期(7月)の夜間は、約80%の日数か、F層に傾斜が存在することが認められた。それによって、低緯度では、冬半球に比べて、夏半球の方が、容易に、エネルギーのダクト内への透過は行なわれることになり、これが、ホイッスラーの季節変化の一因になっている。

〔日変化〕

発生頻度の日変化は、朝方のピークのみであり、中緯度の朝夕2つのピークや、高緯度の真夜の1ピークとは異なっている。(1月を除いて)

この亜熱帯での、夕方のピークが失われるという日変化の主要な要因は、F層の赤道異常が夕方の電離層の電子密度を高く保っている為で、(とくに、赤道地域ではF2の最大は夕方である。)ホイッスラーのエネルギーの吸収が大きくなることになっている。

逆に言えば、低緯度では、夕方のF層の電子密度が、極めて高いにもかかわらず、1月には、夕方にホイッスラー発生頻度が高いピークを持つという事は、朝方と同様、夕方もホイッスラーの伝搬には、好ましい状況にある要素を含んでいると言える。

分散値の日変化は、その日のfoF2との相関は悪いが、月平均値を出すとき相関が得られる。

〔磁気嵐との関連〕

磁気嵐とホイッスラー発生頻度との相関は、ほとんど見られない。

分散値との関係と、電離層の電子密度を介して見てみると、電離層のfoF2は、嵐時やや高くなるが、分散値は顕著な変化は見られない。ただし、1月23日のやや強い嵐の時は分散値は高くなっている。foF2と、分散値の月平均値は先に述べた様に良い相関があるが、嵐時は、静穏時と比べて、分散値とfoF2の変化の相関は悪くなる。

〔Diffuseホイッスラー〕

Shortホイッスラーがdiffuseしているものについての発生頻度は、日出時付近にピークを持ち、真夜から日出後まで亘って発生している。また日没時にも多少発生している。ホイッスラーがDiffuseした時の電離層は、やはりdiffuseする値向にあるが、この相関は、緯度が低くなる程、良い相関にある。これは、磁力線沿いの伝搬路から推測される様に、伝搬路が、ほとんど電離層の中であることから当然であろう。

に つ いて

大津仁助, 早川正士

名古屋大学宇宙研究所

磁気嵐時のVLFヒスの発生緯度を低下して所謂 *mid-latitude hiss* が発生する。地上 500 ~ 600 km の高度で観測すると、このヒスは朝側と夕側で明瞭な差が見られる。即ち、*plasma pause* に対する位置関係で見れば、朝側では主としてその外側で、夕側では内側で観測され、時間的に朝側では磁気嵐の *main phase* が観測されるのに対し、夕側では *recovery phase* に入ってから観測され、周波数的には朝側では高い周波数まで延びているのに対し、夕側では低い周波数域に限られている。

これ等の観測事実を説明するには、磁気嵐時に流入する電子流のエネルギースペクトラム、環入場所 *ring belt* の形成、ヒスの発生機構及びその伝ばんを総合的に考慮する必要があるが、本報告では主として伝ばんの立場から、*plasma pause* に対する発生源の位置によって、衛星高度(地上 500 ~ 600 km)で観測される緯度範囲について、レイバスの計算によって調べたのでその結果を述べる。

朝、夕における *plasma pause* の位置をそれぞれ $L = 2$ と 3 とし、 $\Delta L = 0.3$ の間で電子密度が $1/100$ に減りたる電子密度分布を假定し、*plasma pause* とその内外の異なる、磁気赤道から、地球磁場の計る波の伝播方向を、5°おきに広い範囲にわたって変化させ、3.2, 9.6 及び 16.0 kHz の3波についてレイバスを計算した。得られた結果は、

朝側: 3.2 kHz, 9.6 kHz 及び 16.0 kHz 共に、*plasma pause* の内側と *pause* 上では *pause* の内側に下降する。 *pause* の外側から出るものは、3.2 kHz では *pause* の内外に広がり、9.6 kHz はやや内側から外側へ、また 16.0 kHz は外側のみに下降する。

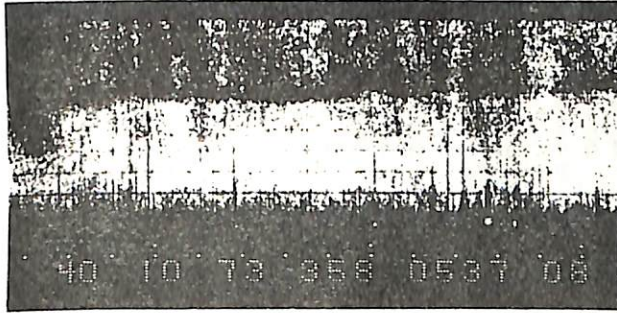
夕側: 3.2 kHz は *pause* の内側から発するものは、内側のみに広い緯度範囲に下降し外側から出る場合は *quasi-trapped* の状態となり、衛星高度まで下降去る。9.6 kHz も 3.2 kHz と同じ傾向を示すが、*pause* 上と外側では *quasi-trapped* とする。16.0 kHz は内側では広い伝播方向で内側へ下降し、*pause* 上では、狭い緯度範囲で内側へ下降し、外側では伝ばんが乏しくなる。

以上の結果から見て、観測事実と合致するためには、朝側では源は *pause* の外側に存在する、夕側では *pause* の内側に存在するものと考えられる。しかし、夕側にヒスが低い周波数帯に限られる事実を説明することは未だ存在しない、伝ばん以外の理由を求めなければならない。

LHRヒスから推定される上部電離層イオン分布

中村 義勝 恩藤 忠典 丸橋 克英 村上 利光
 郵政省電波研究所

衛星によるVLF観測において低周波側にはっきりしたCutoffを持つHis(LHR His; Fig. 1 参照)がよく受信される. このCutoff周波数は一般にLower Hybrid Resonance周波数に一致すると考えられ次のように与えられる.



$$f_{LHR} = \left\{ \frac{f_N^2 f_H^2}{f_N^2 + f_H^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_e}{m_p} \frac{1}{\bar{m}_i(\text{eff})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

f_N は電子プラズマ周波数
 f_H は電子シフト周波数
 m_e は電子質量
 m_p は陽子質量
 m_i はi番目イオン成分の質量である.

Fig. 1 LHRヒス

$\bar{m}_i(\text{eff})$ は調和平均質量数で X_i をi番目のイオンの媒質における割合 (Fractional Abundance) とすれば

$$\frac{1}{\bar{m}_i(\text{eff})} = \sum X_i \frac{m_p}{m_i} \text{ である.}$$

(1)式を用いて f_{LHR} の緯度変化から主としてプラズマホーズ近辺でのイオン組成の変化を推定したのでその結果 (Fig. 2 参照) について述べる. なお f_N の値はイオノグラム上のプラズマ共鳴周波数の読み取り値から求めた平均電子密度分布より得た.

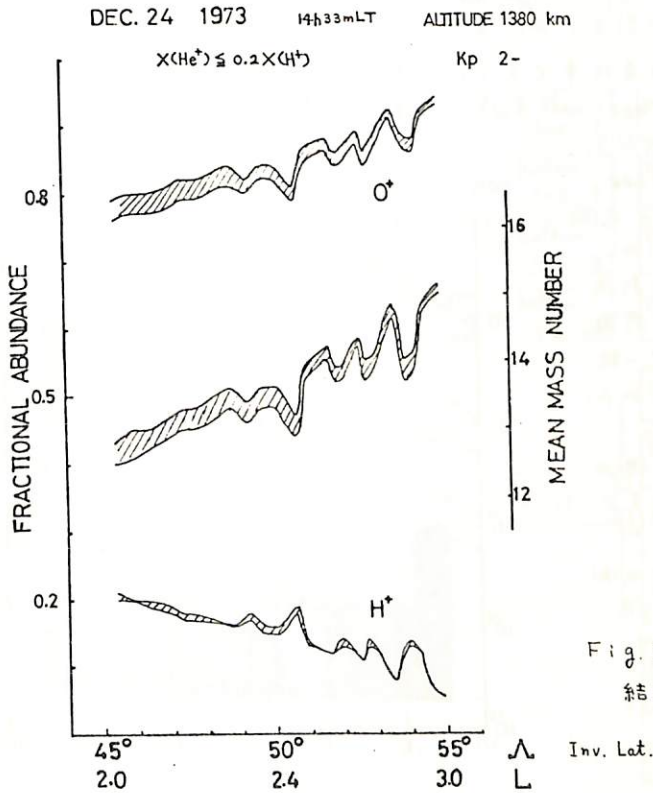


Fig. 2
 結果の一例

について

前田 憲一
京都産業大学理学部

従来電離層の電気伝導度 ($\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$) は、電子によるもの (σ_{oe} etc.) とイオンによるもの (σ_{oi} etc.) を別々に求め、両者を加えることとしている。荷電粒子が中性粒子と衝突する場合、後者が常に静止している (熱運動は別) と考えれば、従来のやり方で差支えないが、中性粒子も衝突によって動かしらるべきであるから、荷電並に中性粒子の運動方程式にこの項が含まれるようにする必要がある。高度約 300 KM までは、従来の方法でも変わりはないが、これ以上の高度になると新しい方法による伝導度は従来のものと違ってくる。従ってまた、伝導度から計算される電波屈折率 (n) にも差異が生じる。特に $10^{-3} < \omega < 10^3$ において n の虚部 (n_i) に見られる差異は無視できない。以下に新旧両法による式を対比する。

旧法

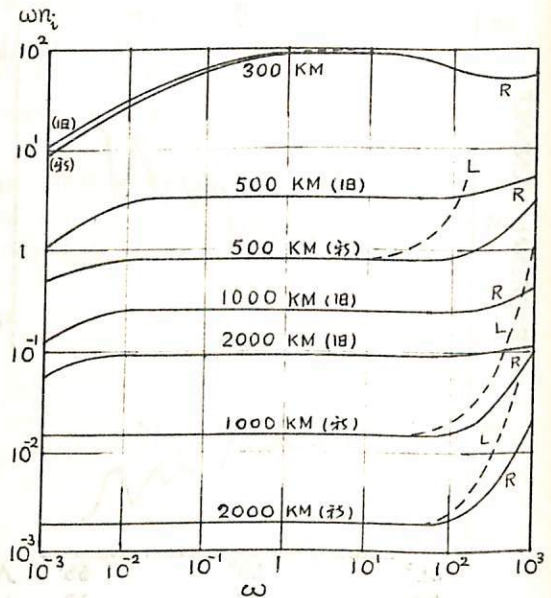
$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_{oe} + \sigma_{oi} = \frac{e^2 N_p}{m_e} \frac{1}{\nu_e + j\omega} + \frac{e^2 N_i}{m} \frac{1}{\nu_i + j\omega} \\ \sigma_1 &= \sigma_e + \sigma_i = \sigma_e \frac{(\nu_e + j\omega)^2}{\omega_e^2 + (\nu_e + j\omega)^2} + \sigma_{oi} \frac{(\nu_i + j\omega)^2}{\omega_i^2 + (\nu_i + j\omega)^2} \\ \sigma_2 &= \sigma_{oe} + \sigma_{oi} = \sigma_{oe} \frac{\omega_e (\nu_e + j\omega)}{\omega_e^2 + (\nu_e + j\omega)^2} - \sigma_{oi} \frac{\omega_i (\nu_i + j\omega)}{\omega_i^2 + (\nu_i + j\omega)^2} \\ n_R^2/n_L^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_e} \frac{1}{\omega_e} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_i} \frac{1}{\omega_i} \\ \left[\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 N_p}{m_e \epsilon_0}, \quad \omega_{pi}^2 = \frac{e^2 N_i}{m \epsilon_0} \right] \end{aligned}$$

新法

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_{oe} + K \sigma_{oi}, \quad [1 \leq K < 10] \\ \sigma_1 &= \sigma_{oe} \frac{(1+\beta)(\nu_e + j\omega)^2}{\omega_e^2 + (1+\beta)^2(\nu_e + j\omega)^2}, \quad \left[\beta = \frac{\omega_e \omega_i}{(\nu_e + j\omega)(\nu_i + j\omega)} \right] \\ \sigma_2 &= \sigma_{oe} \frac{\omega_e (\nu_e + j\omega)}{\omega_e^2 + (1+\beta)^2(\nu_e + j\omega)^2} \\ n_R^2/n_L^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_e} \frac{1}{\omega_e} \left[\gamma = 1 - \alpha^2 \chi^2, \quad \eta = 1 + \frac{\nu_{ie}}{\nu_e} \alpha^2 \chi^2 \right] \\ \alpha^2 &= \frac{\omega_e \omega_i}{\omega_{pe}^2}, \quad \chi^2 = \frac{\omega_{pe}^2 / \nu_{ie}^2}{1 + (\omega / \nu_{ie})^2} \end{aligned}$$

n_R, n_L はそれぞれ R モード、L モードの屈折率である。H モードの記述は省略する。
太陽活動の低い時期の大気モデル (2000 KM) を作り計算した結果を以下に摘記する。

- イ、 σ_0 は新旧両法とも一致 (σ_{oi} : 無視可能)。
 - ロ、300 KM 以上で、 $\sigma_1(\text{新}) < \sigma_1(\text{旧})$, 1000 KM で 1:20。
 - ハ、 σ_2 は 300 KM まで一致、500 KM 以上で $\sigma_2(\text{旧})$ はゼロ、 $\sigma_2(\text{新})$ は小さいがゼロにはならない。
- 以上 $\omega = 0$ における比較。 n_R, n_L において新法の式で、 ω が ω_e 、 ν_e が ν_e となっているのが特徴。
- 二、屈折率の実部 (n_R) は両法とも殆ど一致。 n_L は 500 KM 以上で、 $\omega < 10^2$ に差異があらわれ、 $\omega = 10^3$ で $n_R(\text{旧}) \approx 2 n_R(\text{新})$ となる。
- ホ、Cut-Off ($R=0, L=0, P=0$) や Resonance ($R=\infty, L=\infty, H=\infty$) は、比較的高い ω (10^2 以上) で生ずる関係上、両法とも殆ど一致する。
- ハ、屈折率の虚部 (n_i) は 300 KM 以上で $n_i(\text{新})$ は $n_i(\text{旧})$ より小さい。減衰係数に対応する ωn_i を右に図示する。



Jupiter Decameter Wave Observations

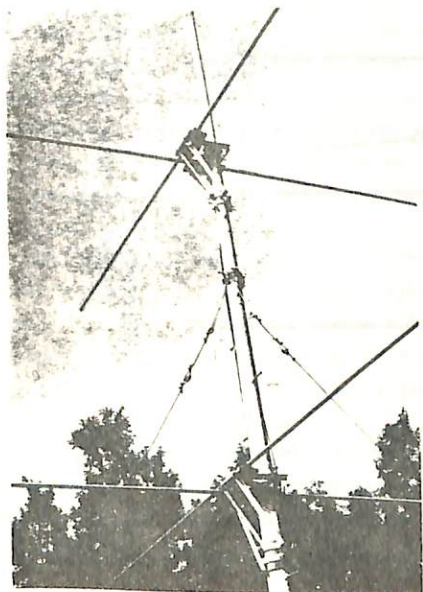
— 40m Interferometer System

大塚 寛, 森岡 昭, 紅藤 実
東北大学 理学部

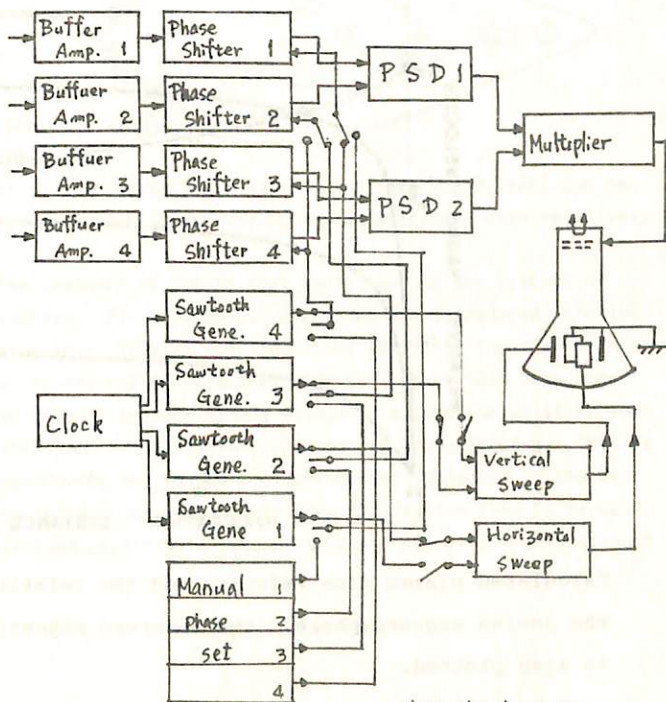
1. 序 木星は強度 10^2 Watt/m^2 に達する強力なデカメートル波を放射している。このデカメートル波はシステムⅡの自転に同期して2つの放射域からバースト状に放射される。このバーストの原因については最近静電的プラズマ波の電磁波への変換の理論が確立された(CYA, 1972)。我々はこの理論の検証とさらに木星デカメートル波をプローブとした木星磁気圏プラズマ圏の探測を目的として木星デカメートル波観測を1974年10月より始めている。

2. J-1-Bによる結果 アンテナ系受信機系の開発を含めたJ-1-Bと名付けられた計画では、木星デカメートル波の受信及び従来の電波天文学の分野で得られている観測結果のトレースに重点が置かれた。我々の観測結果については前々回及び前回の学会において報告し、Eが main source 及び early source にはどうデカメートル波バーストが受信されておられ現在定常観測を継続中である。

3. J-1-C (40m干渉計システム) J-1-Bに続くJ-1-C計画は、アンテナスパン40mの干渉計方式によりデカメートル波源のポインティングを行うもので、現在観測装置は動きはじめている。アンテナは第1図に示すごとく $1/4$ 入素子によるレフレクター付半波長直交アンテナを新しく設置した。受信周波数は20MHz及び22MHz帯である。第2図にシステムの位相検出部及び表示部のブロック図を示す。アンプ及び中間周波段の各局部発振部は各段で使用しており位相は一定に保たれ、第3中間周波段において位相検出する。移相器を sweep することにより干渉計は全天を掃引出来ることになりデカメートル波源のポインティングが可能となる。



第1図
40m干渉計アンテナ



第2図 位相検出部及び表示部ブロック図

について

前田 憲一
京都産業大学理学部

従来電離層の電気伝導度 ($\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$) は、電子によるもの (σ_{oe} etc.) とイオンによるもの (σ_{oi} etc.) を別々に求め、両者を加えることとしている。荷電粒子が中性粒子と衝突する場合、後者が常に静止している (熱運動は別) と考えれば、従来のやり方で差支えないが、中性粒子も衝突によって動かしらるゝと考えるべきであるから、荷電並に中性粒子の運動方程式にこの項が含まれるようにする必要がある。高度約 300 KM まで、従来の方法でも変わりはないが、これ以上の高度になると新しい方法による伝導度は従来のものと違ってくる。従ってまた、伝導度から計算される電波屈折率 (n) にも差異が生じる。特に $10^{-3} < \omega < 10^3$ において n の虚部 (n_i) に見られる差異は無視できない。以下に新旧両法による式を対比する。

旧法

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_{oe} + \sigma_{oi} = \frac{e^2 N_p}{m_e} \frac{1}{\nu_e + j\omega} + \frac{e^2 N_i}{m} \frac{1}{\nu_i + j\omega} \\ \sigma_1 &= \sigma_{e1} + \sigma_{i1} = \sigma_{oe} \frac{(\nu_e + j\omega)^2}{\omega_e^2 + (\nu_e + j\omega)^2} + \sigma_{oi} \frac{(\nu_i + j\omega)^2}{\omega_i^2 + (\nu_i + j\omega)^2} \\ \sigma_2 &= \sigma_{e2} + \sigma_{i2} = \sigma_{oe} \frac{\omega_e (\nu_e + j\omega)}{\omega_e^2 + (\nu_e + j\omega)^2} - \sigma_{oi} \frac{\omega_i (\nu_i + j\omega)}{\omega_i^2 + (\nu_i + j\omega)^2} \\ n_R^2/n_L^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_e} \frac{1}{\omega_e} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_i} \frac{1}{\omega_i} \\ \left[\omega_{pe}^2 &= \frac{e^2 N_p}{m_e \epsilon_0}, \quad \omega_{pi}^2 = \frac{e^2 N_i}{m \epsilon_0} \right] \end{aligned}$$

新法

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_{oe} + K \sigma_{oi}, \quad [1 \leq K < 10] \\ \sigma_1 &= \sigma_{e1} \frac{(1+\beta)(\nu_e + j\omega)^2}{\omega_e^2 + (1+\beta)^2(\nu_e + j\omega)^2}, \quad \left[\beta = \frac{\omega_e \omega_i}{(\nu_e + j\omega)(\nu_i + j\omega)} \right] \\ \sigma_2 &= \sigma_{e2} \frac{\omega_e (\nu_e + j\omega)}{\omega_e^2 + (1+\beta)^2(\nu_e + j\omega)^2} \\ n_R^2/n_L^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{1}{\omega - j\nu_e} \frac{1}{\omega_e} \left[\gamma = 1 - \alpha^2 \chi^2, \quad \eta = 1 + \frac{\nu_e^2}{\omega_e^2} \alpha^2 \chi^2 \right] \\ \alpha^2 &= \frac{\omega_e \omega_i}{\omega_{pe}^2}, \quad \chi^2 = \frac{\omega_{pi}^2 / \nu_i^2}{1 + (\omega / \nu_i)^2} \end{aligned}$$

n_R, n_L はそれぞれ R モード, L モードの屈折率である。H モードの記述は省略する。

太陽活動の低い時期の大気モデル (2000 KM) を作り計算した結果を以下に摘記する。

イ、 σ_0 は新旧両法とも一致 (σ_{oi} : 無視可能)。

ロ、300 KM 以上で $\sigma_1(\text{新}) < \sigma_1(\text{旧})$, 1000 KM で 1:20。

ハ、 σ_2 は 300 KM まで一致, 500 KM 以上で $\sigma_2(\text{旧})$

はゼロ, $\sigma_2(\text{新})$ は小さいがゼロにはならない。

以上 $\omega=0$ における比較。 n_R, n_L において新法の式で、 ω が $3\omega_e$, ν_e が $2\nu_e$ となっているのが特徴。

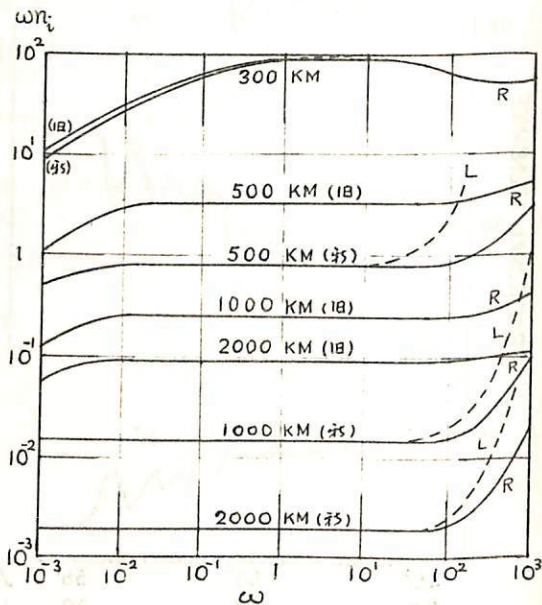
ニ、屈折率の実部 (n_R) は両法とも殆ど一致。

但し 500 KM 以上で、 $\omega < 10^2$ に差異があらわれ、

$\omega = 10^3$ で $n_R(\text{旧}) \approx 2 n_R(\text{新})$ となる。

ホ、Cut-Off ($R=0, L=0, P=0$) や Resonance ($R=\infty, L=\infty, H=\infty$) は、比較的高い ω (10^2 以上) で生ずる関係上、両法とも殆ど一致する。

ヘ、屈折率の虚部 (n_i) は 300 KM 以上で $n_i(\text{新})$ は $n_i(\text{旧})$ より小さい。減衰係数に対応する ωn_i を右に図示する。



Jupiter Decameter Wave Observations

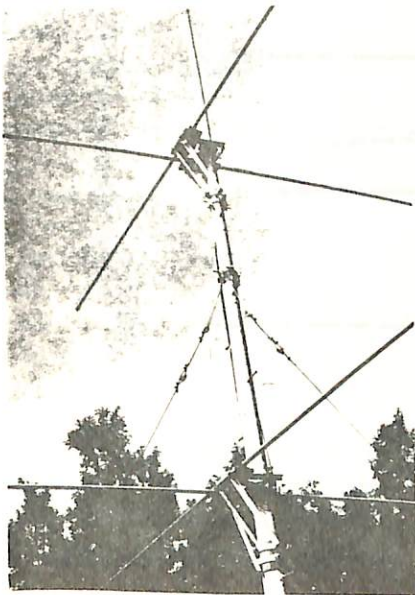
— 40m Interferometer System

大塚 寛, 森田 昭, 紅藤 実
東北大学 理学部

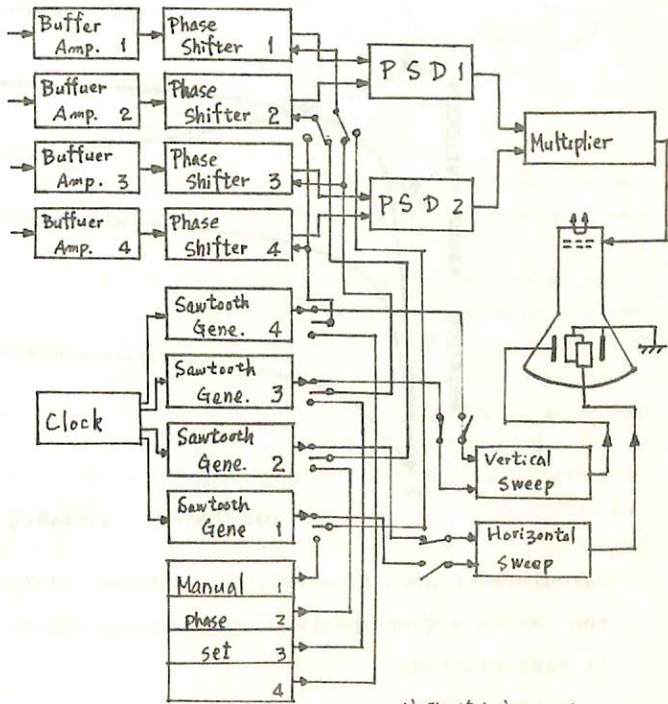
1. 序 木星は強度 10^{20} Watt/cm² に達する強力なデカメートル波を放射している。このデカメートル波はシステムⅡの自転に同期して2つの放射域からバースト状に放射される。このバーストの原因については最近静電的プラズマ波の電磁波への変換の理論が確立された(CYA, 1972)。我々はこの理論の検証とさらに木星デカメートル波をプローブとした木星磁気圏プラズマ圏の探測を目的として木星デカメートル波観測を1974年10月より始めている。

2. J-1-Bによる結果 アンテナ系受信機系の開発を含めたJ-1-Bと名付けられた計画では、木星デカメートル波の受信及び従来電波天文学の分野で得られている観測結果のトレースに重点がおかれた。我々の観測結果については前回及び前回の学会において報告したEが main source 及び early source にはたうデカメートル波バーストが受信されたことにより現在定常観測を継続中である。

3. J-1-C (40m干渉計システム) J-1-Bに続くJ-1-C計画は、アンテナスパン40mの干渉計方式によりデカメートル波源のポインタングを行うもので、現在観測装置は動まはじめている。アンテナは第1図に示すごとく1/4入素子によるレフレクター付半波長直交アンテナを新しく設置した。受信周波数は20MHz及び22MHz帯である。第2図にシステムの位相検出部及び表示部のブロック図を示す。アリアンプ及び中間周波段の各局部発振部は各段で共用しており位相は一定に保たれ、第3中間周波段出において位相検出する。移相器を sweep することにより干渉計は全天を掃引出来ることになりデカメートル波源のポインタングが可能となる。



第1図
40m干渉計アンテナ



第2図 位相検出部及び表示部ブロック図

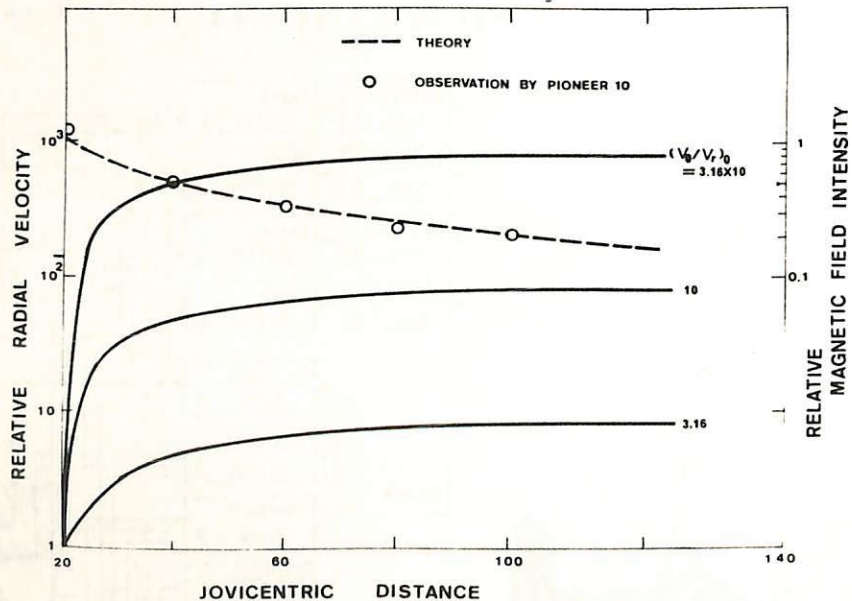
Hiroshi OYA

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory

Tohoku University, Katahira, Sendai 980

The plasma state of the Jovian Magnetosphere has been investigated by solving the macroscopic equations for the regions II and III (see Abstract P. 28 in 57th meeting of Japanese Society of Geomagnetism and Geoelectricity). The solution indicates that there is a domain with large temperature anisotropy or the sheet current in the region II, due to the slipping motion of the plasma particles with respect to the planet.

Outward flow of the particles becomes remarkably large, in the equatorial disk, in the region III. A self consistent solution gives a current sheet as a result of the differential flow of the protons and electrons. This particle flow makes a spiral structure of the magnetic field in the equatorial disk. These results are identical with the recent observations carried out by Pioneer 10.



Calculated plasma flow velocity and the relative magnetic field intensity in the Jovian magnetosphere. The observed magnetic field intensity (Pioneer 10) is also plotted.

OUTWARD DIFFUSION OF ENERGETIC
PARTICLES FROM THE JOVIAN RADIATION BELT

A. Nishida

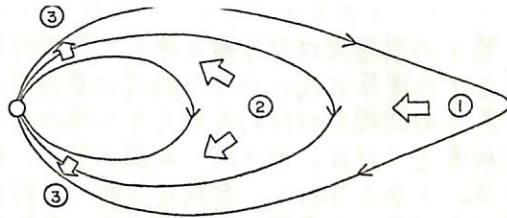
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo, Komaba, Meguro-ku, Tokyo, Japan

One of the striking features of the Jovian magnetosphere which are revealed by the flyby mission of Pioneer 10 is the prevalence of energetic particles. Protons and electrons above ~ 1 MeV are found to fill the magnetosphere not only in the inner core where the magnetic field is nearly dipolar but also in the magnetodisc that extends to the distance of $\sim 100 R_J$ from the center of the planet. Moreover, energetic electrons of apparently Jovian origin are detected in the interplanetary space far beyond the Jovian magnetopause.

The above observation appears to indicate that energetic particles are leaking out steadily from the radiation belt of Jupiter. The leakage means the diffusion outward across the magnetic field, and it should proceed without an appreciable degradation of the particle energy. This requirement is not satisfied by the radial diffusion which results from the violation of the third adiabatic invariant only, as the conservation of the first two invariants insures that the particle loses its energy as it is transported outward. The radial diffusion of that mode has in fact been considered to operate inward and it has been invoked as a principal mechanism for the replenishment and energization of particles comprising the core of the radiation belt.

Hence the outward diffusion concerned must be the one that results from the violation of more than one invariants. In this paper we examine the possibility of realizing the appropriate mode of the outward diffusion by assuming the violation of both second and third invariants. We shall see that the diffusion acting at lower altitudes where $[\mathbf{B}, \text{grad } B]/B^2$ is small (as compared to that in the equatorial region on the same field line) can be quite effective in allowing energetic particles to leak toward the outer magnetosphere with relatively little loss of energy.

The Figure schematically illustrates the sequence of events that would lead to the leakage of energetic particles from the Jovian magnetosphere. First (step 1), particles are introduced into the radiation belt by the radial, inward diffusion that violates only the third adiabatic invariant. Energy is enhanced and the pitch angle is increased toward $\pi/2$ as particles diffuse further in. Then, the distance is reached where the pitch angle anisotropy becomes strong enough to excite the whistler mode turbulence, and the resulting pitch angle diffusion brings the mirror point to low altitudes. This is the step 2. As particles orbit low altitudes during the bounce motion they are subjected to the diffusion process that violates both second and third invariants. This step 3 diffusion flux is directed outward. This diffusion process allows energized particles to escape to outer magnetic shells without significant loss of energy.



須谷信幸

神戸大学 工学部 計測工学科

現在まで 分散式の解を求めるためには、分散式を数値的に求めたり、近似を用いた手計算による方法が用いられたが、分散式を数値的に求めると1回の探索では1つの根しか求めることができず、又いくつ近似を用いても、手計算では分散式が大きくなる程、その作業は困難となり多くの時間、人員を費やさねばならない。一方計算機は日増し性能を向上し計算時間の短縮、記憶容量の増大がなされている。そこで計算機を用いて行列式をマナリティブに解くことにより分散式を一つの高次方程式に直すことが可能となり、求めた高次方程式のすべての解をNewton Method等を用いて同時に求めることが可能となる。

しかし この行列式をAnalyticに求めるプログラムの作成において種々の問題が生じる。その主な問題点を列挙すると

- 1) 行列式をいかに解くか (解法)
- 2) 教式計算をいかに計算機に行なうか (教式計算の数値計算への変換)
- 3) 行列式が大きい場合、又は変数が多い場合、解の項数や計算時間の爆発的増大をいかに防ぐか (CPU, COREの問題)

第1の問題点、解法はLaplace Expansion Theoremの使用が最適と考える。むむむと順列を用いて行列式を解く場合、行列式が大きくなる程組合せが階乗で増大し、掃き出し法を用いる場合、教式処理の面で割り算が困難であり教式自体も複雑となるからである。

第2の問題点は計算機を用いて教式計算を行なうには変算方式を作成し、入力となる教式とその変算方式にかなう形式に変換する一種のCompilerを必要とする。

第3の問題点は行列式が大きい場合や変数が多い場合、解の項数や計算時間の爆発的増大が考えられる。例えば N 個の変数に各変数高々 M 次とすると項数は最高 $(M+1)^N$ 個となる。しかしながら、分散式を解く目的は $w-k$ Diagramを作成することであるから、行列式計算の前段階で w と k 以外の変数を実際の数値に置換してから行列式計算を行なう方が必要とする計算時間及び記憶容量の大幅な節約になることは明らかである。数値でなく変数のままの計算は、計算が完了しても項数が多いと後の処理も困難となり、実際 $w-k$ Diagramを作成することには、たいてい有益なことはいと考える。ただし計算時間、記憶容量に余裕がある場合 $w-k$ DiagramのParameterとなる変数を残して計算する方がより効果的な場合もある。

佐藤 哲也
東 大 理

一般には、波の非線形相互作用の結果に対して、おおよその見当がつかぬものである場合には、全く予想外の現象が現れ出ることがある。もしその現象が十分に観測され得るほど顕著であれば、応用上も大変重要となる。そのような現象の一つとしてソリトンをあげたいと思う。本講演では、地球物理学的现象としても興味あると思われる一つの新しい非線形現象についてお話しする。

バリウム雲の発光ストリーフの運動から上空の電場を測定するという方法が、超高層での電場測定の有効な観測手段の一つであることは既に周知のことである。この方法の指導原理は“バリウムストリーフの運動は全く直流 (ambient) 電場によるドリフトをのみで表わしている”というものである。最近では、この方法により、オーロラ領域の 1 Re 以上上空には、オーロラアークと呼ぶところ、数 100 mV/m ~ 1 V/m の電場が存在すると報告されている¹⁾。

ここで“その指導原理が常に正しいのか”という問題が提起される。観測されるバリウム雲のストリーフは、バリウム雲塊が不安定であり、高度に非線形発展した結果生じたものである。従って、その運動が全く単純に直流電場による E × B ドリフトを表わしているという仮定は試さされるべきである。不安定性による発達したストリーフに伴う電場は、時には直流電場 E (V/m) ともあり得る。従って、非線形相互作用により、ストリーフの運動が全く直流 (ambient) 電場によるドリフトと異なる場合があり得る。

巨視的右巻波のプラズマ不安定波の一つ、非線形相互作用を示す式として一般に次の式が成立することになる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + a n \frac{\partial n}{\partial z} + b \frac{\partial^2 n^2}{\partial z^2} = 0$$

$$a = \frac{2k_y}{B_0} g_m \left(\frac{1}{\alpha}\right), \quad b = \frac{k_y D}{B_0 \delta} g_m \left(\frac{1}{\alpha}\right)$$

(B_0 は直流磁場; k_y は最も不安定な波の波長; D は拡散係数; δ は波の減衰率; α は波の分散関係を表す式; g_m は波の非線形相互作用により作られた電子密度擾乱)
この方程式の右端がゼロの平衡は、非線形相互作用の結果、 $a n$ (速度の次元) 電子速度で走る irregularities が発生し得ることである。この速度は、波の振幅に比例して異なる場合がある。この ambient 電場によるドリフト速度の 10 倍にも達することもある。具体例について後述する。

結論として言えることは、バリウム雲の発達したストリーフの運動を観測して、速くは、その速度に対応した直流電場があることを結論することから非常に高度であるということである。バリウム雲 (特に 5000 km より上空) の非線形発展の理論は、必ずしも成り立たない。

1 Westcott et al, JGR 79, 159, 1974; Swift et al 1975

玉 尾 友

京大 理 地球物理研究施設

地磁気脈動の範疇に属する磁場変動による modulation と考えられる現象は粒子分布、降下粒子フラックス、オーロラ、X線、TLH-emission、電場等に数多く観測されている。それ等の地力時依存性も現在迄に調べられて来ているが、modulation の機構はものについて必ずしも明確ではない。最近、小ロー渡辺は朝方側の周期10秒程度のオーロラの動きと同じ周期で出現する地磁気脈動が良い対応を示し、しかも此の時間変動のオーロラのパターンが成長しながら極側に10 km/sec程度の速度で動く事の繰り返しと関係しているという興味ある事実を明らかにした。地磁気脈動を磁気圏内の電磁流体波として考える際には二つの model に大別される。

a) standing oscillations within a trapped region

b) pulse propagation with a growing amplitude

小ロー渡辺の観測事実(b)のモデル及びこれと関係した電子降下、電離層電流を強く示唆している。此の領域は粒子降下の drizzle 帯に属し、その pitch angle 分布は殆んど isotropic である (Frank, 1975)。これは夕方側に見られる field-aligned pitch angle 分布のものとは明らかに異った散乱・加速機構によるものであり、pitch angle 散乱の増大に起因すると考えらるべきである。電離層で10 km/secと云うみかけの速度は、電場に直交と0.5~1 V/m という大きさの電場を必要とし、実質部分の速度とは考えられず、波の伝播速度と解釈すべきであろう。此の様を見方にとって tail 側に向って Alfvén speed が減少している領域で、磁気圏内の convection の圧縮領域での fast HM-wave の不安定性を調べると、成長率とす

$$\gamma \sim \frac{du_0}{dx} - \frac{k_x}{(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}} (1 + \beta_{\perp})^{1/2} v_A \frac{d \ln B_0}{dx}$$

但し u_0 は内向きのフローに対する流速、 k_y は azimuthal 方向の波のステータス逆数である。 $v_A \sim 5 \times 10^8$ cm/sec ($L \approx 6$)、 $l_{\perp} \sim 5 \times 10^8$ cm (電離層で100~300 km) を代入すると $\gamma \sim 1 \text{ sec}^{-1}$ となる。此の様な圧縮性電磁流体波の tail 側への成長伝播に伴う pitch angle 散乱の増大がオーロラを生ずる降下電子 flux を増加させると考えられる。

2 断熱運動による磁気圏プラズマ分布

玉 尾 致

東大 理 地球物理研究施設

最近外部磁気圏内の ring current particle の分布及びそれに伴う磁場の inflation の観測結果の報告がなされている (例として Hoffman, 1973)。一方、磁気圏に伴って巨視的電場の増大による粒子の磁気圏への輸送は断熱変化として考へると、双極磁場の下では、 $n/n_0 \propto (L_0/L)^{4.3}$, $p_{\perp}/p_{\perp 0} = (L_0/L)^{7.3}$, $p_{\parallel}/p_{\parallel 0} \sim (L_0/L)^{4.8}$ の L-依存性から Asamer-Abdalla, Cowley, Southwood 等により述べられている。Ring current proton 増大領域の特徴は高ベータ-プラズマ領域にあると云う事である。此の場合には、侵入粒子の diamagnetic effect による磁場の inflation 効果を無視し得る。

断熱

今回は $\alpha 1 (p_{\perp}/nB = \text{const})$, $\alpha 2 (B^2 p_{\parallel}/n^3 = \text{const})$ 不変量が保存される近似の下でのプラズマ密度分布を、特に電場ドリフト速度の減少による圧縮効果と関連づけて考察する。此の際、磁場の非一様性による粒子ドリフトの効果は電流として考慮する。定常状態では粒子の数密度 n を決める連続の式は

$$\nabla_{\perp} \cdot \nabla (n/B) - (n/B) B^{-2} \nabla \cdot \text{rot } \hat{e} = 0 \quad (1)$$

但し、 $\nabla_{\perp} = \nabla \times \hat{e}/B$, $\hat{e} = B/B$ は磁力線方向の単位ベクトルであり、

$$\text{rot } \hat{e} = B^{-1} \text{rot } B - B^{-1} \nabla B \times \hat{e} \quad (2)$$

であるから、電流が無視し得る様は low β プラズマ領域では、 $\text{rot } \hat{e}$ の項は磁力線の曲率効果に相当し、 χ の結果、 $n/n_0 \propto (B/B_0)^2$ となる。 $n \text{ d}L_{\parallel} = \text{const}$ の関係から得られる分布と一致する。一方、等方位角分布では、 $\alpha 1, \alpha 2$ 不変量より $n/n_0 \propto (B/B_0)^{3/2}$ となる。一般には $\beta > 1$ では電流の効果は無視し得ず

$$4\pi j_{\perp} = \frac{B \hat{e}}{1 + \frac{n/n_0}{B/B_0} [\beta_{\perp 0} - \beta_{\parallel 0} \frac{(n/n_0)^2}{(B/B_0)^3}]} \times \left\{ \beta_{\perp 0} \frac{n/n_0}{B/B_0} \nabla \ln(n/n_0) + \left[\beta_{\parallel 0} \frac{(n/n_0)^3}{(B/B_0)^4} - \left(\frac{v_{E0}}{v_{A0}} \right)^2 \frac{n/n_0}{(B/B_0)^3} \right] \nabla \ln(B/B_0) \right\} \quad (3)$$

$$\text{式(1)に代入すると } \nabla_{\perp} \cdot \left\{ \left[1 - \beta_{\parallel 0} \frac{(n/n_0)^3}{(B/B_0)^4} \right] \nabla \ln(n/n_0) - \left[2 \left(1 + \beta_{\perp 0} \frac{n/n_0}{B/B_0} \right) - \beta_{\parallel 0} \frac{(n/n_0)^3}{(B/B_0)^4} - \left(\frac{v_{E0}}{v_{A0}} \right)^2 \frac{n/n_0}{(B/B_0)^3} \right] \nabla \ln(B/B_0) \right\} = 0 \quad (4)$$

(4)式で $\alpha 1$ 項は $\beta = 8\pi p_{\perp}/B^2 > 1$ となるが係数が負となる。この事は $n \text{ div } \nabla_{\perp} n$ による増加が $\nabla_{\perp} \cdot \nabla n$ には balance し得ない事に対応し、磁力線に沿ったプラズマ圧による expansion が必要となる。大別すると、 $n(x)$ の分布の peak より外側の領域は fast compression に対応し、peak の内側のプラズマ密度減少領域は slow expansion に相当する。磁場強度 $B(x)$ が局所的な谷を持つ分布の場合には、 χ の領域は slow compression となる。

橋本弘藏・木村豊根
(京大工)

ヒスと呼ばれる広帯域VLF放射は、宇宙空間プラズマ中での高エネルギー電子のチエレンコフ放射によると考えられている。しかし、このチエレンコフ放射は、インコヒーレントに寄せ集めても観測される現象の強度を説明するには不十分であり、何らかの coherence に至るメカニズムが必要とされる。これに対して著者の一人は、プラズマ中に荷電粒子がある速度でビーム状に走ると、チエレンコフ条件を満足する周波数で不安定が起り、電波の増中が有りうることを示した¹⁾²⁾。すなわち磁化プラズマ中のバックグラウンドの電子と、外部磁場方向に走る電子についての運動方程式と、マクスウェルの式を線形化して分散式を求めると、電磁波モードとビームのスペースチャージ波(s.c.w.)との間で相互作用が起って不安定が起る。

この種の不安定は、電子ビームが密度バンチングを起すので、チエレンコフ放射が coherence になるようにも考えられるが、実際には、上記の取扱いは線形の範囲で、かつ粒子の速度変化も微小量としての取扱いのため、チエレンコフ放射を十分 coherence にするような密度バンチングを議論できない。本稿では、線形化しない運動方程式を上記と同様な条件下で解き、粒子の運動が変化して密度バンチングを起す様子を調べ、バンチした粒子による放射がどの程度 coherence になるかの検討を行った。

波はz方向に伝搬し、定常磁場はz軸とθの角度をなして、xz平面内にあるものとする。電子は速度v₀で進んでおり、波の位相速度をv_{ph}とする時、Cerenkov条件は、

$$v_0 \cos \theta = v_{ph} \tag{1}$$

と表せる。Wave frameで考え、さらにx方向の速度成分については、 $v_x = v_{x1} + v_{ph} \tan \theta$ の変換して、v₀の方向成分を引いたv_{x1}を用いると、次の基本式を得る。

$$\dot{v}_{x1} = (e/m) (v_z E_x / v_{ph} - v_y B_z)$$

$$\dot{v}_y = (e/m) (v_z E_y / v_{ph} - v_z B_x + v_{x1} B_z) \tag{2}$$

$$\dot{v}_z = -(e/m) \{ E_z + \tan \theta E_x + (v_x E_x + v_y E_y) / v_{ph} - v_y B_x \}$$

この系では、チエレンコフ条件を満した電子は、

$$v_{x1} = v_y = v_z = 0 \text{ という初期値をもつ。電界 } E_z \text{ は}$$

$$E_z = E_0 \sin kz \tag{3}$$

と表され、位相も時間的に変化しない。E₀も時間的に変化しないと仮定し、プラズマ中での波の偏波から、

E_x, E_yを求め $\dot{z} = v_z$ と用いれば、上の基本式(2)を解くことができる。(3)式において初期位相φ = kzが一様に分布した系での数値解を求めることにより、粒子のバンチングの様子が調べられる。一例を次に示す。

磁場に対して斜めに伝わるホイスラーモード波とチエレンコフ共鳴する電子ビームを考える。先ず電子は、図1図のようにポテンシャルの谷φ = 0の方向にバンチされ、最終的には粒子数Nの1/2乗に比例する放射電界が期待され、Nに比例するインコヒーレントな場合よりも強い。バンチング時間は電界の平方根に反比例し、電界の強い方が速くバンチする。バンチされる点であるφ = 0の場所は、初期値ではチエレンコフ条件を満していても、最も大きな速度偏移を及ぼす点であり、放射電界を弱める効果となる。

References 1) Kimura, I., R.I.S.R.J., 25, 360, 1971.
2) 木村. 第48回電磁気学会講演予稿集, 1-69, 1970.

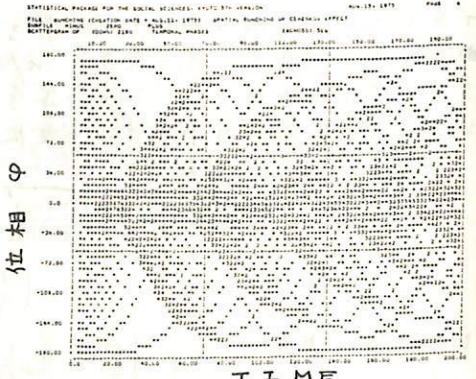


図1 粒子の位相の時間変化

T. YAMAMOTO

Geophysics Research Laboratory, University of TOKYO

In the present paper we consider whistler instabilities in a collisionless magnetized plasma in which an unstable mode can be regarded as a single wave. The mechanism responsible for the nonlinear stabilization of a single unstable whistler wave propagating along an applied magnetic field B_0 is assumed to be particle trapping as for a single electrostatic wave. In some computer experiments (Ossakow et al., 1972, 1973; Davidson et al., 1972), the single wave picture can be expected to apply, because the wavenumber k of an unstable mode is quantized, $k = 2N\pi/L$, where N is an integer and L length of a computer grid. In these simulation experiments it was found that saturation occurs when the magnetic trapping frequency (for a particle, with charge q and mass m , trapped near the bottom of a magnetic wave trough) $\bar{\omega}_c = |(qk/m)(\bar{v}_1 B/c)|^{1/2}$ increase to a value comparable to the linear growth rate. The other case in which the single wave approximation is valid, is a weak beam-whistler instability. Yamamoto (1975, a, b) solved numerically the scaled equation describing the nonlinear development of a single unstable whistler wave, propagating along the direction of B_0 , driven by a weak electron beam, and showed that the saturation amplitude of this wave satisfies the relation $\bar{\omega}_c \sim 1.4 \gamma_L$.

It is the purpose of this paper to study the saturation condition for a single unstable whistler wave, propagating along the direction of B_0 , using the method developed in the previous paper. The saturation level is explicitly estimated for a resonant whistler instability and a weak beam-whistler instability. These are in substantial agreement with the results of computer simulation experiments and numerical calculations.

References

- Davidson R. C., Hammer, D. A., Haber I. and Wagner C. E. (1972) Phys. Fluids 15, 317.
 Ossakow S. L., Ott E. and Haber I. (1972) Phys. Fluids 15, 2314.
 Ossakow S. L., Ott E. and Haber I. (1973) J. Geophys. Res. 78, 2945.
 Yamamoto T. (1975 a) (submitted to) Plasma Phys.; (1975 b) (submitted to) J. Plasma Phys.

SATURATION OF A SINGLE ELECTROSTATIC WAVE
BY PARTICLE TRAPPING (II)

T. YAMAMOTO

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

We shall attempt to study the nonlinear stabilization of electrostatic instabilities in a collisionless plasma in which an unstable wave is nearly sinusoidal. Our method for determining the saturation amplitude of a single unstable wave is formally similar to that of Manheimer (1971). But, we obtain a nonlinear dispersion relation by integrating directly the linearized Vlasov equation for a small-amplitude test wave with the same frequency and wavenumber as the main large-amplitude wave. To evaluate the dispersion relation we calculate numerically the probability $P(T|v)$ that an electron of velocity v is trapped at saturation. Then, we determine the saturation amplitudes, at which the dispersion equations have real solutions, for a resonant instability and a nonresonant (weak beam-plasma) instability. We also calculate from the nonlinear dispersion relation a frequency shift for a resonant instability, which is in good agreement with the results of the previous works (Manheimer, 1971; Manheimer and Flynn, 1971; Morales and O'Neil, 1972).

REFERENCES

- Manheimer W. M. (1971) Phys. Fluids 14, 579.
Manheimer W. M. and Flynn R. W. (1971) Phys. Fluids 14, 2393.
Morales G. J. and O'Neil T. M. (1972) Phys. Rev. Letters 28, 417.

T. YAMAMOTO

Geophysics Research Laboratory, University of TOKYO

The nonlinear development of a plasma-beam system immersed in a static magnetic field B_0 is investigated. The beam electrons are assumed to be streaming parallel to the direction of B_0 and have a spread in the perpendicular component of the velocity. We restrict our consideration to the P instabilities which result in growing whistler waves aligned in a direction parallel to that of B_0 . Scaled equations describing the time evolution of these instabilities are derived under the assumptions that the beam density is small and that the resulting whistler wave is nearly sinusoidal. The perturbation of the perpendicular component of the electron velocity during the interaction can be excluded from the equation determining the wave dynamics, and then these scaled equations can be reduced to the simpler ones amenable to numerical solution which depends analytically on all the basic parameters of the problem. This solution shows that the amplitude of an unstable whistler wave first increases at the linear growth rate until the electrons are trapped and then, after overshooting, it approaches a steady state. The time evolution of the amplitude does not show an oscillation with a constant period; this results from the phase mixing enhanced by the spread in perpendicular velocities of the beam electrons.

新井 充宏

九大・教養・物理

最近、天体プラズマ現象の多くも一部分に対して新しい知識を提供すると考えられる。乱流理論が筆者によって提案された。(1)。現在のところ、磁場のない場合(1)、並びに磁場を含む場合(2)が日々調べられている。この見地からのリングカレント陽子の損失メカニズムも検討された(3)。将来の課題として VLF と ULF の相互作用、粒子(特にイオン)加熱(4)のメカニズム、粒子の異常輸送等々の諸課題の解明に有効であると思われる。

この理論によると電子と低周波波動の相互作用は大きく変更(線形理論から)を受けると。この物理的メカニズムについて調べた結果の考察を報告したい。

乱れたプラズマの誘電率には2つの効果が含まれる。一つは媒質が乱れている為、外場に対する応答が変化する事、他は ponderomotive force が電子軌道を曲がめる効果である。この前、電子軌道は線形理論から大きく変更される。この前、非線形相互作用は従来のタイプから異ってくるので、パラメトリック不安定性のしきい値も大きく減少する。

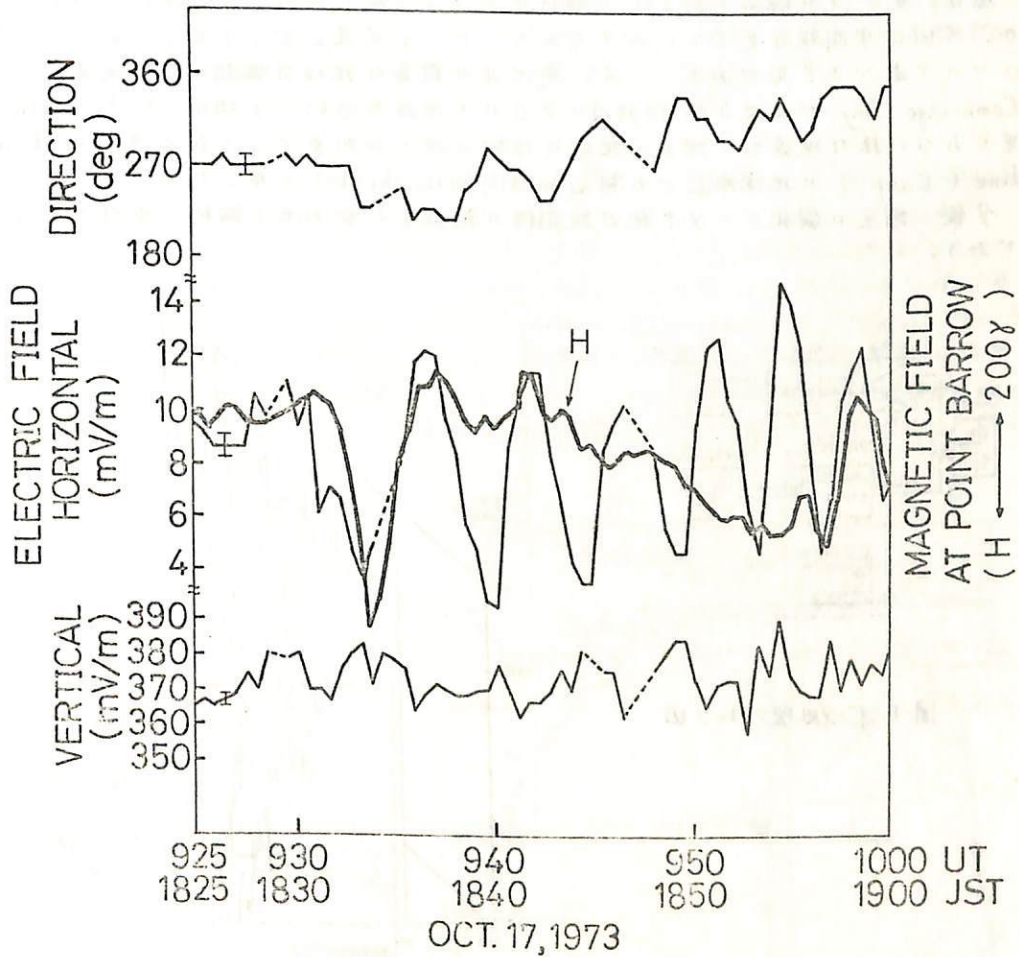
Space での多くの実例が示す様に、Space での乱流現象は本質的に、多くのモードの共存系であり、この点に於て、従来の理論は有効でない。おまへら、既存の試みは、実質上、唯一つのモードを仮定しているから。この事を見落すと、現象の解明が不十分なる事を注意したい。

文献

- (1) accepted by Phys. Fluids
- (2) to be submitted to Phys. Fluids
- (3) Phys. Rev. Letters 34 387 (1975)
- (4) to be published

小川俊雄・安原通博・藤田 晃
 (京大理) (京都教育大) (甲南大理)

1973年10月17日9時-12時UTの地磁気サブストームにともなって、三陸沖大気球観測による成層圏電場に周期約4分のPc5脈動と思われる変動が観測された。振幅は水平成分で約10 mV/m、垂直成分で約20 mV/mである。Polarizationは水平面内で反時計廻りの楕円、垂直面内ではほぼ直線である。これらの脈動はPoint Barrowにおける早廻し記録に現れた50~200σの地磁気脈動とほぼ対応しているように見える。



加藤愛雄 青山巖 遠山文雄 高橋隆男 大西信人
東海大学工学部

1974年8月15日より8月29日までの2週間、カナダ北極圏に位置する Cambridge Bay (地磁気緯度 $77.9^{\circ}N$, 地磁気経度 300.3°) と Fort Smith (地磁気緯度 $68.1^{\circ}N$, 地磁気経度 299.8°) の2地英に於いて、地磁気微細変動の同時観測を行った。極冠のそばにオーロラ帯に於ける地磁気脈動の微細変化を誘導磁力計を用いて観測した結果はデータレコーダーに記録されると共にペン書き記録計でモニターした。

解析方法は、従来より行われて来たフィルター解析と新しく開発したミニコンによるハイブリッド処理 (YHP-2100A 8kword memory と ALS-240) の方法による。図-1 にデータ処理のブロック図を示す。図中 X-Y Recorder の出力は、パワー・スペクトラル密度やポラリゼーション等である。図-2 には解析結果の一例として Fort Smith で観測された Pc1 のパワースペクトラル密度を時間変化と共に示してある。

現在、データの編集を終了し、解析中であり、今迄に最終的な結果は得られていないが、今回は中間報告として、パワースペクトラル密度とポラリゼーションの解析結果について述べる予定である。又、両地英の顕著な地磁気脈動の相異現象に関して、Cambridge Bay では地方時 15 時頃に見られる地磁気脈動の活動が、Fort Smith では見られる様な現象を太陽風と地磁気極軸の傾き時間変化と、それに伴う neutral line (Cusp) の地球面上での根元が時間的に shift する事で説明を試みた。

今後、衛星の観測データや他の観測所の記録とも合わせて解析・検討して行く予定である。

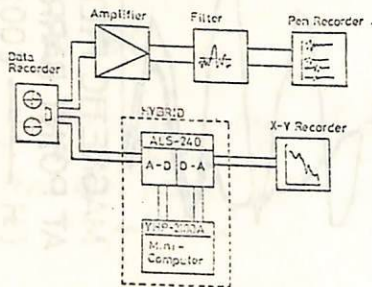


図-1 データ処理ブロック図

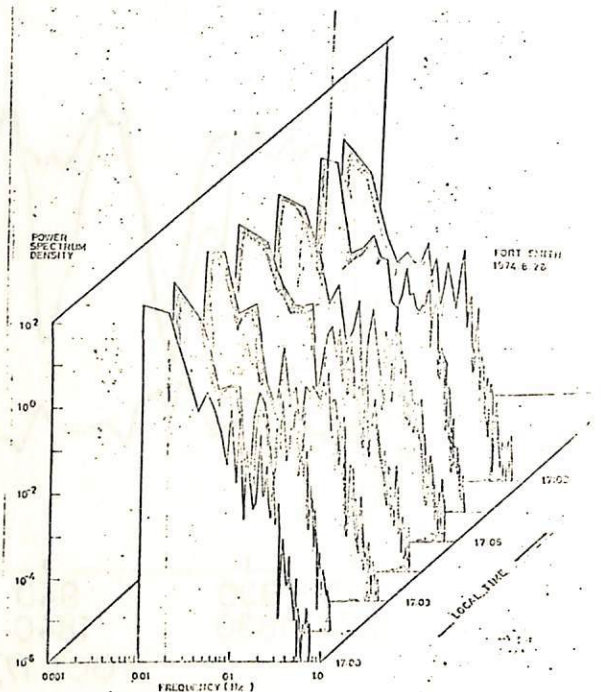


図-2. 解析例

桜井 亨
(東北大学・理学部)

本予報は Pc5 型磁気波の磁気圏における励起・伝播機構を明らかにすることを目的とする。解析には人工衛星 Ogo-5 が観測された磁場データを使用し、磁気圏内及び磁気圏境界領域での Pc5 型磁波の性質を検討する。

1. 磁気圏内での Pc5 型磁波の振中及び Polarization 分布

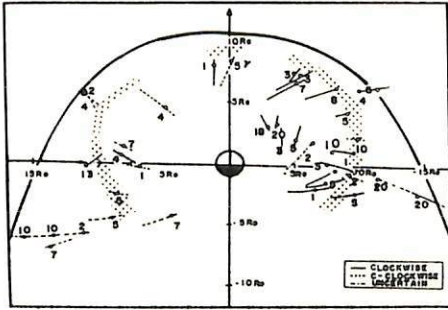
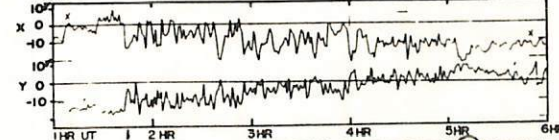
本1回は Pc5 型磁気波の振中と X-Y GSM 面内での Polarization の分布を示す。dotted region が各時刻に対する最大振中の起る領域であり、この領域を境にして内側と外側の magnetosphere の polarization が異なり、この polarization の分布は干渉側との比較的明瞭に見られる。即ち内側では clockwise, 外側では counter clockwise, 更に外側の magnetopause 付近では clockwise になる。よって干渉側では polarization の区別が明瞭でなく、counter clockwise を示す。この結果と地上資料をもとにして解析した Samson (1972) の結果との比較により、結論を言及する。

2. 磁気圏境界領域での Pc5 型磁波との関連

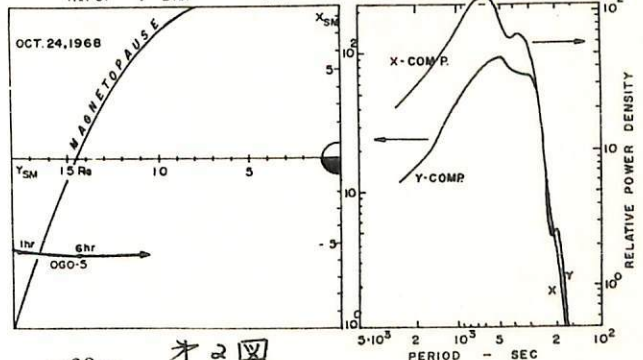
地上で観測された Pc5 型磁波の excitation の領域として磁気圏境界領域が有力視されているが、検証的には未だ不十分である。Ogo-5 の資料には magnetosphere の flank の部分に大振幅の Pc5 型磁波が観測されている。今回は、上記の様な視察に立って、magnetopause 付近から内部磁気圏に亘って連続的に出現している Pc5 event を夫々の領域での Power spectrum, Polarization 等を綿密に検討し、磁気圏内で観測された Pc5 型磁波と磁気圏境界領域での磁波との関連性を明らかにする。本2回はその1例として Ogo-5 の磁気圏境界領域での波形及びその power spectrum を示す。磁気圏境界領域の一見 irregular な波形に Pc5 の spectrum が示すと見出される。

UCLA OGO-5 FLUXGATE MAGNETOMETER 24 OCT. 1968
GSM COORDINATES

x	-9.58	-5.65	-5.71	-5.75	-5.77	RE
y	17.69	17.27	16.76	16.11	15.31	RE
z	4.40	3.29	2.04	0.74	-0.51	RE
p	19.07	18.47	17.82	17.13	16.37	RE



★1図



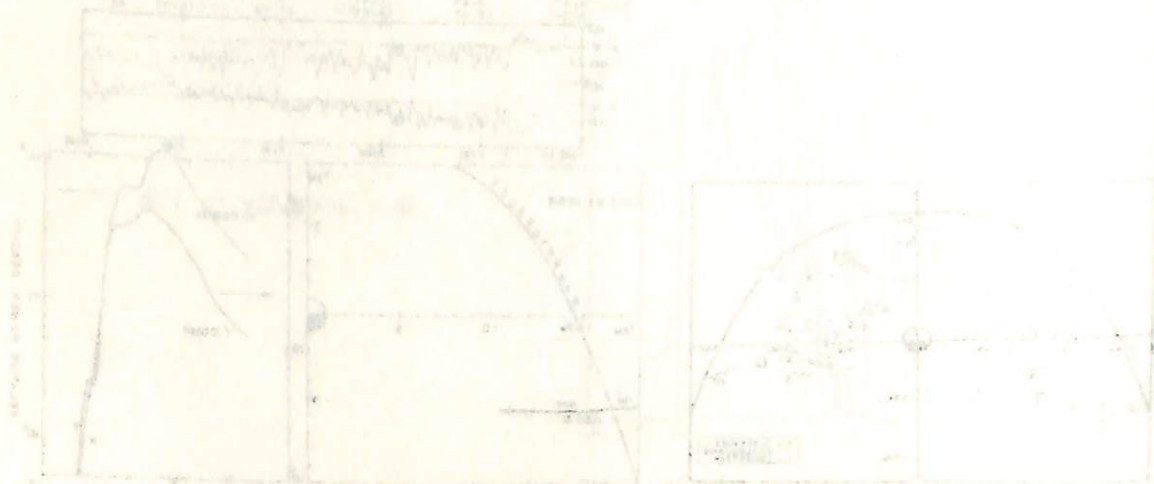
★2図

Observations of low-frequency hydromagnetic waves (Pc 5) in the magnetosphere

Kokubun, S., M. G. Kivelson, R. L. McPherron and C. T. Russell
Inst. of Geophysics, Univ. of Calif. Los Angeles

Twenty-two months of OGO 5 fluxgate magnetometer data in the years 1968-1969 have been scanned for the occurrence of Pc 5 waves. Such waves were observed on 18 orbits inside the magnetosphere in the region of $L = 6 - 13$ and at magnetic latitude of $10^\circ \sim 30^\circ$. Close correlations between magnetospheric waves and Pc 5 pulsations on the ground were found for 13 orbit data. Fifteen orbit data were obtained in the morning sector of the magnetosphere between 3 and 11 hours in local time. Most of Pc 5 waves in the morning were left handed, elipically polarized with respect to the ambient field. The principal axis of waves was found to be directed nearly perpendicular to the ambient field and close to the azimuthal direction.

The examination of ground Pc 5 pulsations at a conjugate pair of station Great Whale River and Byrd Station indicates that the Pc 5 wave is interpreted to be an odd mode in term of the simple string analogy of field line resonance. The radial location, local time of occurrence and polarization of the observed waves in the magnetosphere are in agreement with expectations based on ground observations. The fact that the waves were observed well inside the magnetosphere suggests that if the waves are generated by the Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause, then field line resonances must play a role in establishing the observed wave amplitudes.



Modulations of particle fluxes associated with Pc 5 waves

Kokubun, S.^{*}, M. G. Kivelson,^{*} R. L. McPherron,^{*} C. T. Russell^{*}
and H. I. West, Jr.^{**}

^{*} Inst. of Geophysics, Univ. of Calif., Los Angeles

^{**} Lawrence Livermore Lab., Univ. of Calif.

Particle flux variations associated with low-frequency hydromagnetic waves were examined using OGO 5 data, obtained with Lockheed ion mass spectrometer, LLL electron and proton spectrometers, UCLA energetic electron spectrometers and fluxgate magnetometer. It was found that quasi periodic perturbations in the thermal ion flux ($E \leq 600$ eV) and energetic electron ($E \geq 50$ KeV) and proton ($E \geq 120$ KeV) fluxes were very often associated with the occurrence of Pc 5 waves in the region of $L = 6 \sim 11$. Amplitudes of perturbations in ion density, inferred from the assumption that the ambient cold plasma is at rest, often attained to $10 - 100$ ions/cm³. The ion density variations were found to be 90° out of phase with the magnetic perturbations. It is concluded that these large perturbation inferred ion density are not real density perturbations, but are flux variations induced by hydromagnetic waves. Thus the 90° phase difference between thermal particle flux and magnetic field variation indicates that the Poynting flux of Pc 5 wave along the ambient field is approximately zero in time average; this confirms Pc 5 waves are standing wave along the field line.

Flux modulations in energetic electrons and protons are more complicated as compared with those in thermal ions. The phase of variations often found to depend on energy of particles. The notable feature is that proton modulations are larger in the morning while electron modulation are larger in the afternoon. This fact suggests that drift motions of energetic particles are important role to establish standing oscillation of field lines.

湯元 清文・斎藤 尚生
(東北大学・理学部)

Substormに伴って、長周期の減衰型磁場変動が極域で発生することが見出されており、Ps 6型 Pi 3 磁気脈動と呼称されている。このPs 6の morphological な特性については已にいろいろ調べられており、前回の学会まで数次に亘って報告されてきたが、Ps 6の磁気圏内の伝播特性についての傍証は必ずしも充分ではなかった。そこで今回は、磁気圏で観測されたPs 6の磁場変動記録に主として基づいて、Ps 6に關連した field-aligned current の性質と、Ps 6発生領域の伝播特性について調べた。

データとしては主として OGO-5 の磁場記録を使用した。Fig. 1, 2, 3 図は解析結果の一部であり、夫々 Pre-midnight, Midnight および Post-midnight の各 sector において、OGO-5 が観測した Ps 6 を示す。Substorm onset = Pi 2 onset の関係から、これらのPs 6に關与した substorm の onset を Pi 2 onset で示してある。この例からも明らかになるに、midnight sector においては Pi 2 onset から Ps 6 onset までの間に time lag は存在せず、dawn および dusk sector において経度差に比例した time lag が認められる。即ち substorm の発生と共に、midnight sector で set up された field-aligned current が、fluctuate しながら Ps 6 型磁場変動を伴って dawn および dusk 方向へ伝播していることを示す。

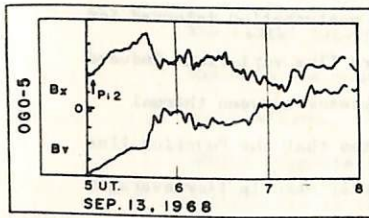


Fig. 1

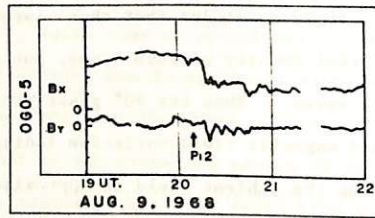


Fig. 2

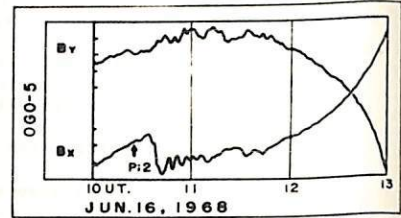


Fig. 3

桑島正幸
地磁気観測所

前回に続き 1973年9月に昭和基地(磁気緯度 -69°34'), みずほ基地(-71°49') の2点観測で得られた資料を中心とした解析から、P₂脈動の特性をみていきたい。

P₂脈動は図1に示されるように、magnetic substorm と密接に関連しており、特に substorm onset 時に顕著に出現する。図1で Sep.16 01^R 付近あるいは Sep.22 22^R 付近では magnetogram の H 成分に関して、みずほ基地では、昭和基地に比較して顕著な変動がみられなにもわがかわらず、脈動のダイナミック・スペクトラムをみると両者ともほぼ同じ現象がみられる。このことは、P₂脈動を波動現象として考えるべきであることを示唆している。

前回は昭和基地、みずほ基地とほぼ同じ子午線に沿って位置する中低緯度の観測点である Hermanus (-33.3°) での資料と対比しながら スペクトル解析を行った。その結果極光帯の特に substorm onset 時に出現する P₂脈動は、中低緯度において damped type oscillation をもってみられる P₂の周期に相当する成分を有することを、強く示唆する結果をえた。今回はさらに現象例を増して、スペクトル解析を行ってみたいので、その結果を報告したい。

又使用する観測点として、今回は昭和基地と隣接する Mawson (オーストラリア)、SANAE (南アフリカ) を加える。これらの観測点の地理的位置を、図2に示す。

一方、極光帯における induction magnetometer による record 方式では、AEJ による短周期の irregular な変動を受けやすいので、これをさける為昭和基地での rapid scan magnetogram (30mm/hr, 0.5 μ /mm) から P₂成分をぬき出して、スペクトル解析してみる方法も試みる予定である。

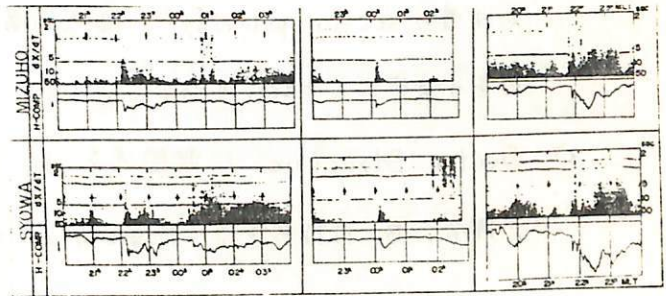


図1

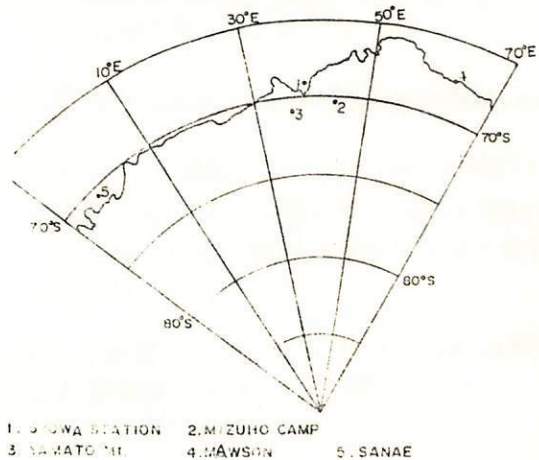
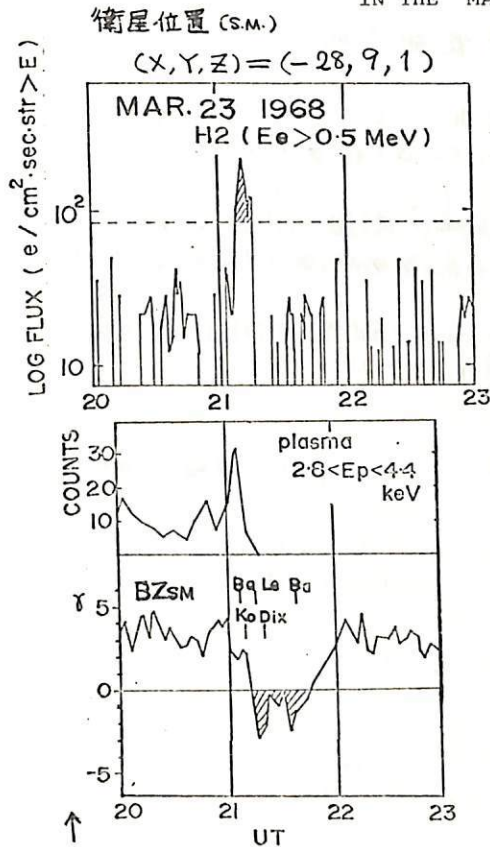


図2

前沢 洵
東大宇宙研

前回の講演において、惑星間空間磁場のZ成分が北向きのときと南向きのときで極地方の電流系が著しく異なることを報告したが、このとき用いた Data は惑星間空間磁場の B_Y , B_Z 成分と地上磁場の水平成分であった。今回は、これに惑星間空間磁場の B_X 成分と、地上磁場の垂直 (Z) 成分を加えて解析した結果を報告する。特に興味のあるのは次の3点である。

- 1) 極域磁場 Z 成分の B_Z 依存性は、前回水平成分から導出した current pattern の渦の位置と consistent であるか。
- 2) 極域磁場 Z 成分と B_Y の関係は Svalgaard 他によって確立されているが、例えば昔の sector polarity を極域磁場から出そうとするとき、 B_Z dependence はその決定にどの程度の影響を及ぼすか。
- 3) Sector Structure に起因する B_X と B_Y 相互間の関係を統計的に取り除いた場合、 B_X は極域電流に影響を与えているかどうか。



最上段は電子 (>0.5 MeV) フラックス,
中段はプラズマ (陽子 2.8~4.4 keV),
下段には衛星の磁場データのうすBz
と、地上の磁場から決めたサブストーム
の onset の時刻 (solid bar) が示してある。

この例では、地上での onset (2106
UT頃) の後、衛星の位置 (X ≈ -28 Re) でも
磁場が南向きとなり、磁気中性線が
形成されたことを示している。ほぼ
それと同時に電子フラックスの急増
がみられる。

* Murayama, T., R.I.S.R.J.
24 (2), 135 (1970)

寺沢 敏夫
(東大宇宙研)

磁気圏尾部において、サブストーム時に数百 keV
の電子のバースト (時間スケール; 数~十数分) が
観測されることは以前から報告されてきた。特に
* Murayama (1970) は 電子 (>160 keV) のバースト
と Pi 2 型地磁気脈動との間に一対一の対応が
あることを示した。しかし、これらのバースト
の電子の起源、サブストームにおける他の現象との
関連等は まだ 明らかになっていない。ここで
は、1968年2月~4月のうち約2ヶ月間の Explorer 34
号の電子データ (>0.3, >0.5, >1 MeV の3チャンネル)、
プラズマ (低エネルギー陽子)、磁場のデータを用いて、
相対論的電子のバーストがサブストーム
時の磁気圏尾部の構造の変化と、どのような関連
をもつか調べた結果を報告する。

典型的な、サブストームに伴う電子バーストの
例を左図に示す。

特に、衛星が X ≈ -30 Re 近くにあった時を2.5ヶ月
間約99例のバーストを数えた。それらに
ついて、次の結果を得た。

- (1) 電子のバーストはプラズマ・シート内
のみで観測される。
- (2) 大部分 (70%以上) のバーストはサブスト
ームと対応がつけられる。
- (3) 顕著な dawn-dusk 非対称性は存在しない。
- (4) バーストの時刻 (フラックスのピーク時刻で
定義) は、地上の最も早い onset 時刻よ
りは数分遅れ、磁場が南向きになる時刻
とほぼ一致している。

これらの結果から考えられるバーストの起源、
尾部磁場構造の変化との関連について
議論する予定である。

恩藤忠典、駿馬尚、大瀬正美 (電波研究所)

南極昭和基地で1973年の6ヶ月間に観測されたVLFヒス(50 kHz, 12 kHz, 5 kHz), 地磁気水平成分の同時観測記録を用いて、5910のサブストーム開始に伴うVLFヒスを解析した。

その結果、50, 12, 5 kHzヒスの発生頻度は、磁気圏嵐の開始20分前より増加し、磁気圏嵐開始から5分以内に最大に達する。その後発生頻度は、急激に減少する。

この傾向は、特に50 kHzヒスで顕著である。又その継続時間は、50 kHzヒスでは、5分間以内のものゝ圧倒的に多く、磁気圏嵐開始に伴って50 kHzヒスバーストが起っていることを、統計的にも示している。

PCSとCNA(30 MHz)脈動の同時発生が、08~13LTの間に頻繁に観測された。

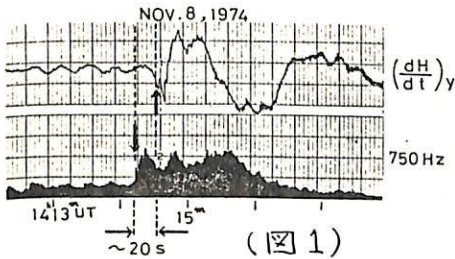
佐藤 夏雄
東京大学理学部

オーロラ帯の昼間、Polar Chorusと呼ばれるELF、VLF帯のEmissionが主に観測される。このEmissionはしばしば地磁気変動により、強度・周波数のModulationを受ける。Modulationを起こす地磁気変動には、Pc2、Pc3、Pc4、Pc5、Si、SSCなどがあるが、特に、昼間発生頻度の大きいPc3脈動によるModulationが顕著である。Pc3脈動とELF Emissionとの相互関係は、EmissionがPc3により、“Strong modulation”される場合と、“Weak or no modulation”される場合とに分類される。

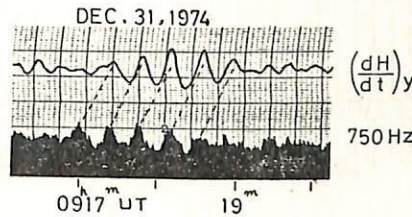
“Strong modulation”は地球の固有磁場の弱い外部磁気圏で電子サイクロトロン共鳴により発生したELF Emissionが圧縮性モードのPc3脈動によりmodulationされる。

“Weak or no modulation”は地球の固有磁場の強い内部磁気圏で発生しているため、脈動による磁場変動がEmissionの発生条件に影響を及ぼさないが、外部磁気圏で発生しているが、脈動に圧縮性モードが存在しないか弱い場合である。以上のことが予想される物理的理由であろう。そこで今回、この2つの場合でPc3脈動の偏波とEmissionの発生領域などに相異があるか否かを調べる。

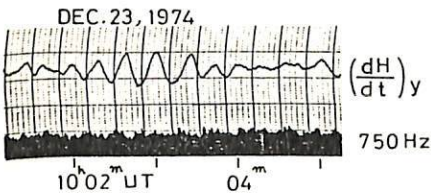
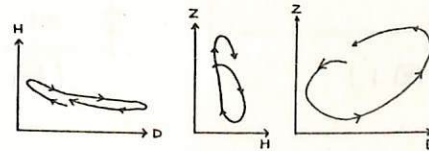
図1はSSCによりEmissionがmodulationされた例で、脈動の到達時間の遅れは約20秒である。図2は“Strong modulation”の例で、特に、時間遅れと約20秒とすると、Peak to Peakが一致する。図3は“Weak or no modulation”の例である。図2と図3の脈動で異なる点は、H-D平面内での回転方向である。



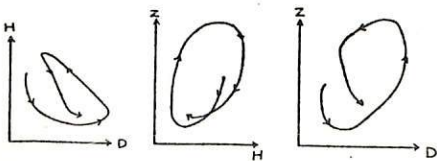
(図1)



(図2)



(図3)



佐藤夏雄

東京大学 理学部

オーロラ帯に位置するSyowa Stationにおいて、Polar Chorus EmissionのELF帯 narrow band (0.75 kHz)での到来方向の観測を行った。

解析結果は次のようになった。

(I) 統計的結果 (図1, 2)

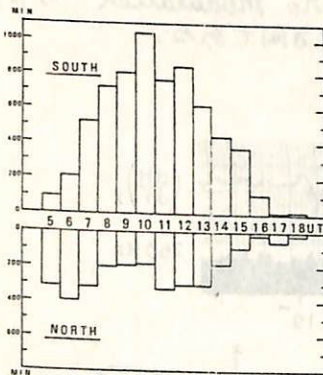
- i) N-S方向; 早朝5^h~7^h UT (~MLT)には北からの到来が多い。7^h UT以後は南方向が卓越する。
- ii) E-W方向; 12^h UT以前は明らかな違いはないが、12^h UT以後西からの到来が卓越する。

(II) Event的結果 (図3, 4)

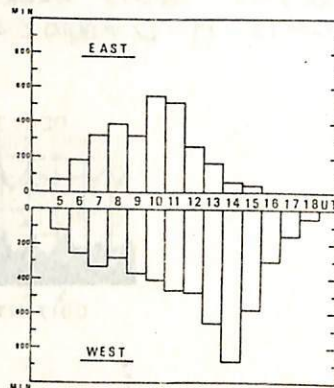
- i) Corotation 917° ; 図3のように、07^h30^m~13^h30^m UTの6時間もの間、到来方向がほぼ同じである。
- ii) Convection 917° ; 図4のように、到来方向の動きが激しいもの。

(III) 偏波

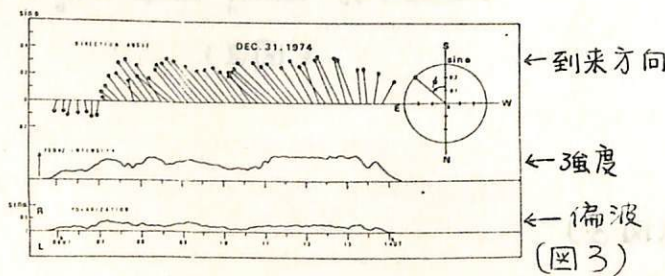
polarizationは直線偏波に近い、右廻り偏波である。



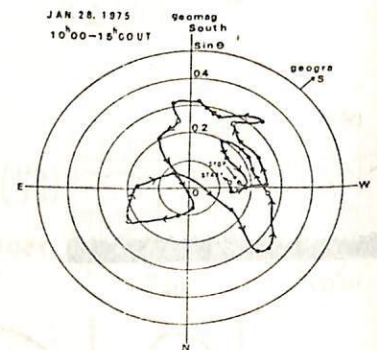
(図1)



(図2)



(図3)



(図4)

極嵐の発達に伴う電離層の電離

永田 武, 平沢威男, 滝沢英代子
国立極地研究所

極嵐の発達過程は *prebreakup*, *breakup*, *post breakup* そして *recovery phase* と特徴のある各 *phase* に区別され、その各々に因して種々な議論が進められている。今回は、1970年～1973年に亘り、昭和基地のロケット実験により得られた電離層電離に関する観測資料 (電子密度 *data*, Miyazaki 1973; オーロラ・X線 *data*, Kodama 1973) と昭和基地各種地上観測資料を比較検討し、極嵐の発達の各 *phase* で電離層電離の形態がどのように変化するかを調べた。

その結果、

- 1) *Prebreakup phase* (*quiet condition*); 高度 80～90 km で 10^4 ele/cm^3 , 100～110 km で $5 \sim 8 \times 10^4 \text{ ele/cm}^3$ 程度の平滑な電子密度分布を示す。
- 2) *Breakup phase*; 高度 100～120 km の E 層領域で電子密度の高まり ($2 \sim 5 \times 10^5 \text{ ele/cm}^3$ 程度) を示す。
- 3) *Post breakup phase*; 高度 80～100 km の D 層領域で電子密度の増加が顕著に現われる。時には $5 \sim 8 \times 10^5 \text{ ele/cm}^3$ に達する。

この結果、*breakup phase* に観測される *discrete aurora* は *soft* な *electron*, *post breakup phase* の *diffuse aurora* は *hard* な *electron* により励起・発光されているものと考えられる。

船川 勝, 平沢威男, 永田 武
 国立極地研究所

前回(オ57回)の講演で南極における無人観測施設の試作に当たっての基礎実験結果を報告した。今回は、その結果に基づいて試作した無人観測施設について氷点下約30°Cの環境試験室内で実施した各種実験結果を報告する。

1) 風力発電機の動作試験

保温装置の熱供給源として使用する2台の風力発電機(DC 12V, 200W/台)は 風速8%時の出力で外気温度と保温装置内部温度の差を約30°C保障するものと予想される。又、本風力発電機は、8月23日襲来した台風6号下(日平均最大風速18%, 瞬間最大風速29.4%)の動作および約-30°Cの低温下における動作に異常のなかったことから、耐風圧、耐低温動作の信頼性を有していると推察できる。

2) 保温箱の保温能力試験

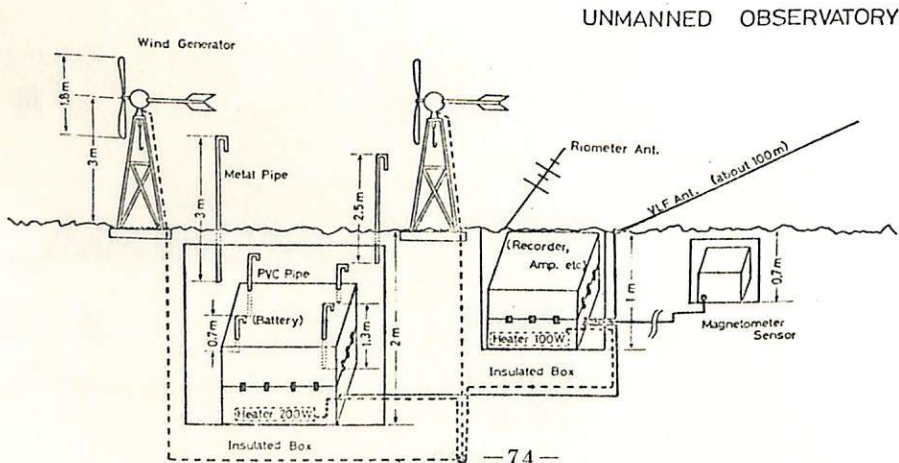
前回報告した基礎実験結果から得られた発泡スチロールの熱伝導率 $\lambda = 7.0 \times 10^{-5} \text{ cal/cm}\cdot\text{sec}$ を用いて計算される保温能力に比べ約2倍の保温能力を有する保温箱であることを確認した。例) 供給電力100Wに対し、計算値28°C, 実験値56°C
 このことは試作した保温箱の外壁が発泡スチロール・ベニヤ板・アルミ板などの重ね合わせで作成されていることからの断熱効果のあらわれである。

3) 観測計器類の低温動作試験

氷点下約20°Cにおいて、ク日間のヒートラン テストの結果、観測計器の動作・記録器の動作は全く異常が認められなかった。

以上のことから今回試作した無人観測装置は、1972年佐々木の現地に於ける気象観測結果などを考慮すれば、計画された約4ヶ月間の記録取得の可能性が充分期待できると判断できる。

1976年(オ17次隊), 昭和基地とみおほ観測拠点のほぼ中間点に設置予定の無人観測施設の概略を下图に示す。



金田榮祐 (東大理. 地球物理研究施設)

丹羽登 (東大 宇宙航空研究所)

高木幹雄 (東大 生産技術研究所)

昭和52年度冬期に打ち上げが予定されて居るオロラ科学衛星 EXOS-A 搭載用に開発したオロラ観測用テレビ装置(ATV)のプロトモデルが完成し、本年7月21日より行われた総合試験に於いて所期の成績をおさめたので、その結果も併せて報告する。

ATVは反射鏡2枚構成による視野角 60° の結像系を装着し、軌道上遠地点(約4000km)附近に於いて北半球極域全体の瞬時撮像を128秒間隔で約20回行い、(約140分の軌道運動中の45分間程度稼働)オロラのグローバルな動態の観測を目的として居る。観測された画像はデジタル化され、 176×198 画素のデジタル画像として従来より伝送される。地上に於いて受信された画像は中間調表示可能なグラフィック・ディスプレイ装置を有するミニコンピューター・システムのワイプアップ装置によって復原され、その結果に基づく判断情報が発信され観測の最適化が計られる。この様なスキームに従ってATVの観測が遂行される事となる。

ATVの撮像管としては、グローバルなオロラパターンの撮像と云う目的の関係上、昼側からのアルベドの影響を極力避ける為に真空紫外・ヒューマン領域の光に感度と有するKBrと光電面とし、内蔵するチャンネルプレートに依って高感度化し、読取り時間99秒のスロースキャンに耐え得る撮像蓄積管を今回新たに開発し、これを使用して居る。結像系は上記の反射鏡として反射面AR、オーバーコート MgF_2 の表面鏡を採用して居る。結像系は視野角 60° 、小型、軽量、と云う条件下で設計された為に、その出力画像は稍特異なものとなるを得ず、同心内の入力画像が同偏心楕円となる。



ATV プロトモデル

(結像系は光学的に装着予定の90FL20と等価なモックアップ)

ATVに於いては、撮像管から読み出された画像信号は6ビットのA/D変換を受け、予想される画像の冗長度を利用して帯域圧縮を行ってエンコーダーに出力する。現在プロトモデルに於いて行っている圧縮方式は、4画素毎に6ビットの輝度情報をフルに送り、残りの画素は6ビットのLSB 4ビットのみを送る特殊DPCM方式である。この方式に依って6ビットの階調の画像が実質4.5ビットに圧縮され、99ワード配分されたテレメータのデータフレーム中に176画素分の情報を収める事が可能となった。

ATVに於いて使用する上記の高感度撮像蓄積管は、SECサイティコン等とは異なり、過剰露光に対して抵抗性を有するが、視野内に太陽が入った場合の保護対策として、独自のセンサーに依って駆動されるメカニカル・シャッターを結像系の前面に装着して居る。駆動部も含めた可動部全体の真空中での耐久試験に於いては15000回の開閉試験をパスして居る。

上はATVのプロトモデルの筐体外観を示した。この概形形状と有するATVは、重量、消費電力共に予定した5kg、5Wを7リアー1、夫々4kg弱、4W弱であり、7ライトセルも、これに近い値で完成出来る見込である。

永田 武, 平沢威男, 蕨川 勝
国立極地研究所

前回までは, USAF-DAPP Satellite auroral photograph と昭和基地で取得された各種地上データを解析し, discrete auroral belt と diffuse auroral belt の発達と変形が, 地磁気擾乱度 (K_p) に依存して, どのように変化するかを統計的に調べた。また, 地上のオーロラ・データと比較することにより, discrete auroral belt は, 主として電子・オーロラによって構成されるのに対して, 午後側の diffuse auroral belt はプロトン・オーロラの寄与が大きいことを指摘した。

今回は, 解析を更に進め, DAPP auroral data と同時期に昭和基地で取得された地磁気変動, CNA 及び VLF 放射の data を比較, 検討し, それらの現象間の空間的関係を定性的, さらに定量的に確かめてみた。

その結果として,

- 1) Discrete auroral belt が昭和基地の極側にあるときには, 地磁気変動として positive が観測されるが, その belt の位置は予想外に観測点に近く, せいぜい数百 Km の距離である。それ以上離れているときには, 変動が観測されない場合が多い。Diffuse auroral belt が観測点を覆う時, 地磁気変動は positive である。
- 2) VLF 放射のうち, hiss emission は discrete aurora の動きと良く一致する。
- 3) Discrete, diffuse aurora とは CNA 現象を起す。

小玉正弘(理研), 小口 高(東大理), 平沢威男(極地研)

1971~73年南極ロケットによるオーロラX線の観測が計6回実施された(Table I). その中, S-210JA-3号機によるオーロラX線強度の空間分布については, 5秒毎の Azimuth-elevation パターンの形で既に報告した. 今回はこれら一連のパターンを基にして作成した space-time チャートについて簡単に述べる.

Fig. 1はその結果で, 図中に示した数字はX線の相対強度を示す. これから直ちに分ることは, 1) 特定の方向にある限定された大きさのX線源が存在すること, 2) それらの強度が必ずしも一定でなくむしろ周期的に変化していることである.

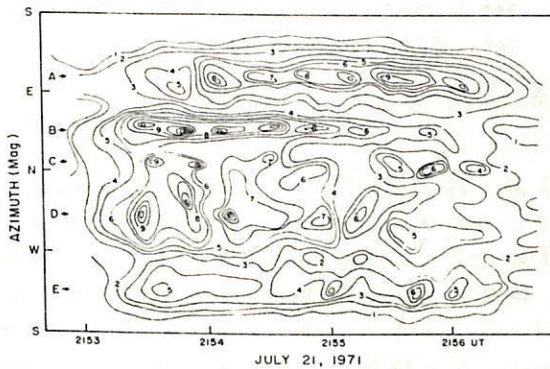


Fig. 1

ファイルが得られる. Fig. 2はそれで, 線源による強度差のみでなく, 周期的な変動が見られる. このことは, オーロラX線と他の関連現象との関係と比較する場合に, 全天にわたるX線積分強度データを記録する従来の測定法で得られたタイム

1) については azimuth-elevation パターンからでも推定できたが, space-time チャートによれば, 少なくとも A, B, C, D, E の5つの方向に強いX線源があったことが分る. 使用したX線検出器の視野がかなり広いこと (~±20°) から, ±40°以内に異なるX線源があったとしても区別できない.

Fig. 1をA, B, ..., Eの各位置で横に切ると, それぞれのX線源の intensity-time プロフ

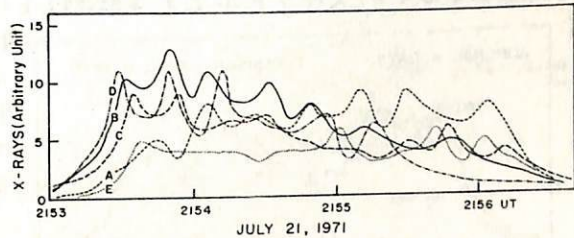


Fig. 2

プロファイルでは正しい比較の議論にならない可能性のあることを意味する. Fig. 2に見るように, タイムプロファイルには著しい方向依存性があるからである. このようにオーロラX線の発生は全天一様というよりはかなり局所的の強いものであると思われる. 他の号機による観測結果についてこの点を更に確かめ, 更に局所的のエネルギー依存についても調べよう予定である.

Table 1. List of rocket experiments for auroral X-rays

Rocket No.	JARE-12		JARE-13		JARE-14	
	S-210JA-3	S-210JA-4	S-210JA-9	S-210JA-10	S-210JA-16	S-210JA-17
Date	July 22, 1971	June 24, 1971	May 14, 1972	May 16, 1972	February 15, 1973	April 23, 1973
Time (45° EMT)	0052:01	0405:00	0213:00	0202:00	0245:00	0254:20
Max. altitude	131.4 km	130 km	129.3 km	115.4 km	102.5 km	124.6 km
Flight time	5m40s	5m46s	5m41s	5m28s	5m00s	5m34s
Associated P.I.*	AUV, HOR, GA	AUV, HOR, GA	NEL, AUV, GA	NEL, AUV, GA	NEL, TEL, GA	NEL, TEL, GA
Spin frequency	1.27 Hz	~1 Hz	1.69 Hz	1.19 Hz	1.19 Hz	1.05 Hz
Number of counters	2	2	1	1	1	1
Energy range	4-40 keV	4-40 keV	4-40 keV	4-40 keV	Ch. 1. 4-8 keV Ch. 2. 8-16 keV Ch. 3. 16-32 keV Ch. 4. 32-64 keV	Ch. 1. 4-8 keV Ch. 2. 8-16 keV Ch. 3. 16-32 keV Ch. 4. 32-64 keV
Mounting angle	45°, 135°	45°, 135°	0°	0°	30°	30°
Collimator	Grid	Grid	Grid	Grid	Honey-comb	Honey-comb
Solid angle	19°40' (26°50')	19°40' (26°50')	19°40' (26°50')	19°40' (26°50')	9°38'	9°38'
Peak flux	3200/s		1200/s	900/s	1100/s (Ch. 1)	1500/s (Ch. 1)

村上浩之, 奥平清昭, 平島 洋, 梶原正男 (立教大理), 山上隆正, 藤井正美, 西村 純 (東大宇宙研), 小玉正弘 (理研)

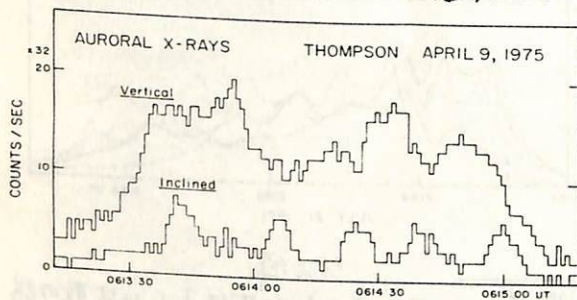
オーロラ帯直下に位置するカナダ Manitoba 州の Thompson (55°47'N, 97°48'W) においてオーロラX線の気球観測を行った。観測は2回実施され、いずれもかなり大きいX線バースト ($10^2 \sim 10^4 \times$ background) がしばしば記録された。搭載機器の諸元などを表1に

号機	放球日時	観測時間	検出器	南角	取付角	エネルギー範囲
No.1	1975.4.8 0346 UT	12 hrs.	NaI ① 1φ×1mm	70°	鉛直	15-85 keV
			② "	35°	175°	"
			③ "	70°	鉛直, スタレコリメーター付	"
No.2	1975.4.9 0354 UT	11 hrs.	1号機と同じ。但し検出器③のみ1φに代って3φ			

示す。

本観測の主目的は、静止衛星 ATS-F の位置を通る磁力線の脚部 (北半球では Thompson) で同時観測することにより、オーロラ粒子の降りこみの dynamics を3次元的に究明することにある。すなわち、衛星によってオーロラ電子のピッチ角分布、エネルギースペクトルを測定し、それが磁力線に沿って運動する時、地上約100km高度でいかなるスペクトルや空間分布を示すかを同時に測ることにより、オーロラ電子の加速、伝播の機構を明らかにする。このため本実験はワシントン大学の J.K. Parks らと協同して行われ、彼等はオーロラX線のエネルギースペクトルと光学観測とも担当した。われわれはX線の image forming に重点をおき、斜めカウンターの3rpmで回転させて sky scanning を行うと同時に、スタレコリメーター (分解角 $\sim 10^\circ$) 付カウンターにより更に方向精度を上げることを目指した。

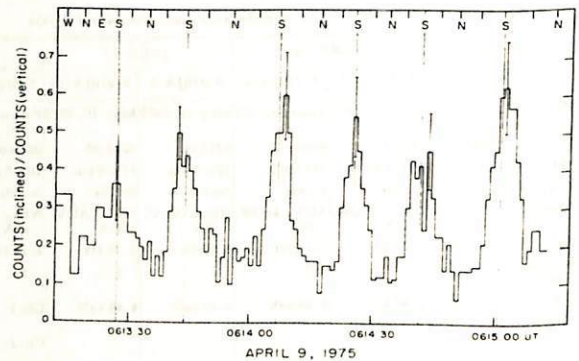
第1回、第2回はX線源の非等方的分布



第1回

を示す1例である。斜めカウンターと鉛直カウンターとの強度比 (第2回) から分るように、気球の回転に伴い方向に一定の増大が出現し、この方向にとくに強いX線源の存在が確認された。更にスタレコリメーター付カウンターによる観測結果から、このX線源の大きさや方向が決定される。

その3の顕著なX線バースト例について調べたX線の空間分布その他について報告する。



第2回

なう地磁気脈動と VLF コーラス

小口 高
東大 理

極光帯の暁方側, 特に極光帯 (又は oval) の低緯度領域ではよく知られているように Substorm の後, 極光, 地磁気, VLF, Xray 等すべてにわたって不規則で大振中の脈動が見られるのが大きな特徴である。これらはそれぞれ pulsating Aurora, Pi-C 型地磁気脈動, VLF burst, Xray burst などと呼ばれるが, それら相互の関係は充分に明らかではなく, その発生機構もよく判っていない。この問題を明らかにするためには高時間空間分解能のオーロラ記録が重要であるが, 昭和基地におけるオーロラテレビ観測による次の事実が明らかになった。

- 1) 脈動 (臭滅) 型オーロラには2種類があり, 1つは臭滅型, 1つは伝播型である。
- 2) 臭滅型オーロラは暁方のオーロラ活動の最も低緯度側にあり, 伝播型は臭滅型から発生して高緯度側に走る。伝播は高緯度型 (sheet 状) オーロラの位置まで達せざるに消滅する。
- 3) 臭滅及び伝播の周期は数秒から数10秒のものが多く, 周期性はよくない。準周期的
- 4) オーロラの pattern のスケールは数 km ~ 数100 km で複雑な pattern なくとも同時に存在するが, それぞれは独立に臭滅する。
- 5) 伝播型, 臭滅型とも現われる時には殆んど同じ形で現われ, 又同じ形で伝播する。形の変化は臭滅や伝播の周期に比べてゆっくりしている。(数分)
- 6) 全体の pattern は臭滅, 伝播をくり返しながらかく, くり(数100 m/sec)果に drift する。
- 7) オーロラの臭滅及び準周期的な伝播は地磁気脈動と coherent におこる。
- 8) オーロラの臭滅及び伝播が天頂近くにある時には, その臭滅及び伝播と chorus burst は coherent におこる。
- 9) オーロラの臭滅及び伝播に伴なう chorus burst は低い周波数で始まり(数10 ~ 100 Hz), M.L.T. の進行とともに次第に高い周波数(2 ~ 3 kHz)に移る。

これらを統一的に理解するために次のような Model が考えられる。

- 1) 一定に伴たれる臭滅型オーロラの形をよめるものは, 磁気圏内の Thermal plasma の irregularity である。
- 2) 全体の果向を drift は global な電場による。
- 3) Substorm に伴って磁気圏に注入された高エネルギー電子束は Thermal plasma irregularity と結合し, サイクロトロン不安定を起し, 粒子の降りこみと, whistler mode の波を立てる。
- 4) 発生した whistler mode の波は多くの場合発生した plasma column に閉じこめられ, 外に出ない。従って precipitation は column ごと独立である。
- 5) 脈動 (臭滅) の準周期は, 或る plasma column に高エネルギー電子束がつかいこまれる割合と, 不安定の発生による loss の割合とで決まり, column ごと異なる。
- 6) 急速な precipitation は HM wave と結合する。
- 7) precipitation に伴う電離層電気伝導度変動は global な電場のもとで脈動電流を起し, 変にこの効果が HM wave として高エネルギー電子束及び whistler mode wave にフィードバックする。
- 8) 周期性は, plasma column に対する高エネルギー電子束の注入と loss の割合で決まる。

VLF方探とオーロラTVの組合せによるオー
ロラ粒子の降りこみとVLF電波一序報

小口 高^{*}, 国分 征^{*}, 林 幹治^{*}, 鶴田浩一郎^{**}, 渡辺富也^{***}
*東大理 **東大宇航研 ***ブリタニシコロンビア大

昭和基地におけるオーロラTVと、同じビデオテープのSound Track上に記録されたVLF電波との比較から、VLF電波は(ヒス及びコース)オーロラ粒子の降りこみと同時に現われることが明らかになったが、その場合、電波の方は到着位置が判らぬとの対応関係は時系列から推定せざるを得ないという制約があった。

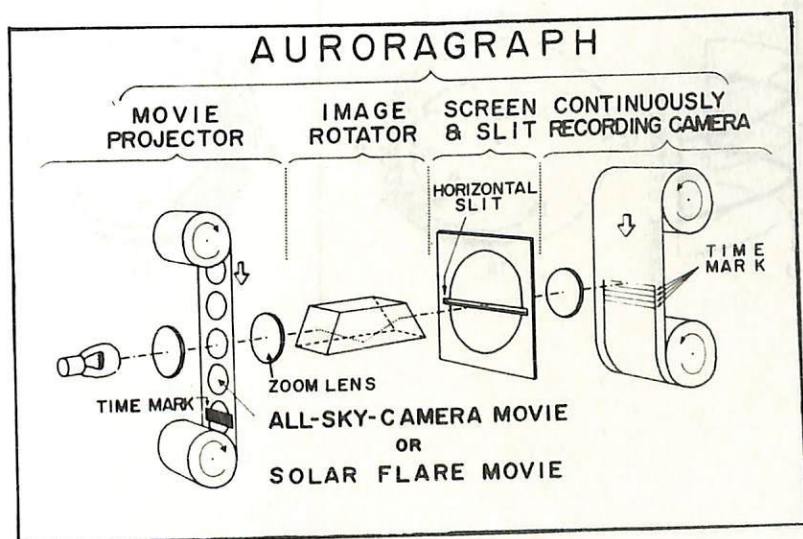
これを更に進めて真の対応関係を見出すためにカナダ中央部、マニトバ州、トンプソンにおいて本年8月-9月の間約1ヶ月、従来のTV観測、VLF方探観測及び地磁気K観測と実施したのでその結果について速報する。

太陽フレアとオーロラフレアのアナロジー
 斎藤 尚生・湯元清文・桜井亨・小山幸男
 (東北大学・理学部)

太陽フレアとオーロラフレアではその発生する天体、発生領域におけるプラズマの組成及び密度、磁場の強度及び構造等が甚しく異なっているにも拘わらず両者の間ではアナログ的な性質を多く含んでいる。このことは両者の発生機構がプラズマ物理学的に類似している事を示唆している。従って magnetospheric substorm 或いは auroral substorm を説明しようとする立場からすると、その発達過程の全体が追跡出来る太陽フレアとオーロラフレアとのアナロジーという観測から研究を進めることは意義があると思われる。

オーロラフレアの解析の目的のためにさきに全天カメラの1晩の資料を30秒程度で高速解析出来るオーロラグラフを用いた(斎藤, 1972)。今回は同一の装置を用いて太陽フレアのコマ撮り撮影記録も解析し、アナロジーの研究が進められる様オーロラグラフの多少の改良を行なった。改良したものは主に image rotator, 拡大機構、および slit 部分である。オ1図はそのオーロラグラフの原理図を示す。

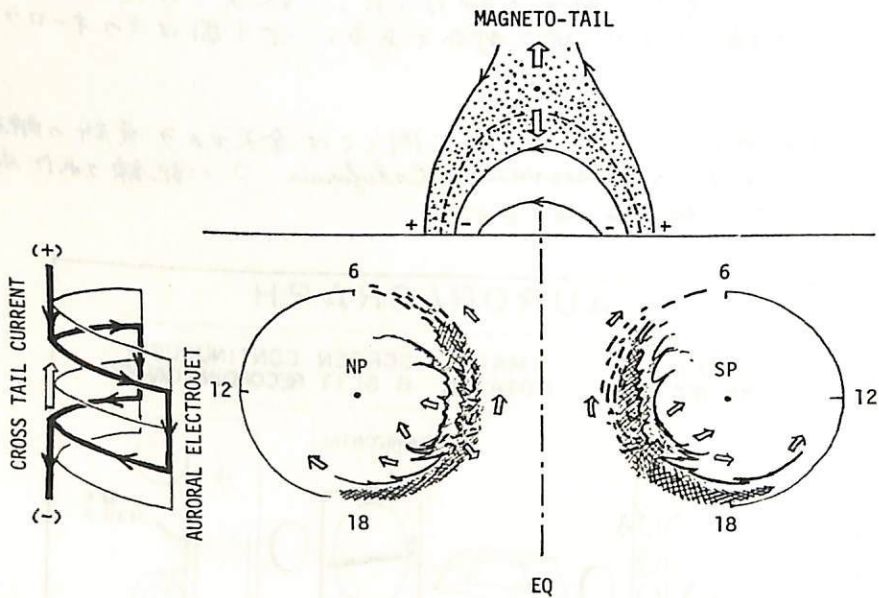
今回はその手始めとしてオーロラフレアに関しては全天カメラ資料の解析、太陽フレアに関しては Big Bear Observatory (California) で記録された August, 1972 solar flare event の解析の一部を示す。



オ 1 図

大 林 辰 蔵
 東京大学宇宙航空研究所

太陽フレアとオーロラ嵐は種々の点で類似性をもっている。とくにエネルギーの蓄積、変換過程については最近の地球嵐の研究によって明らかにされてきた点が多い。今回は地球嵐からの類推によって太陽フレアの諸現象を説明するための問題点および黒点域のダイナモ活動に関するモデルについて述べる。



第 2 会 場

— 福岡におけるライダー観測 (II)

藤原玄夫・玄野求和・板部敏和・長沢親生

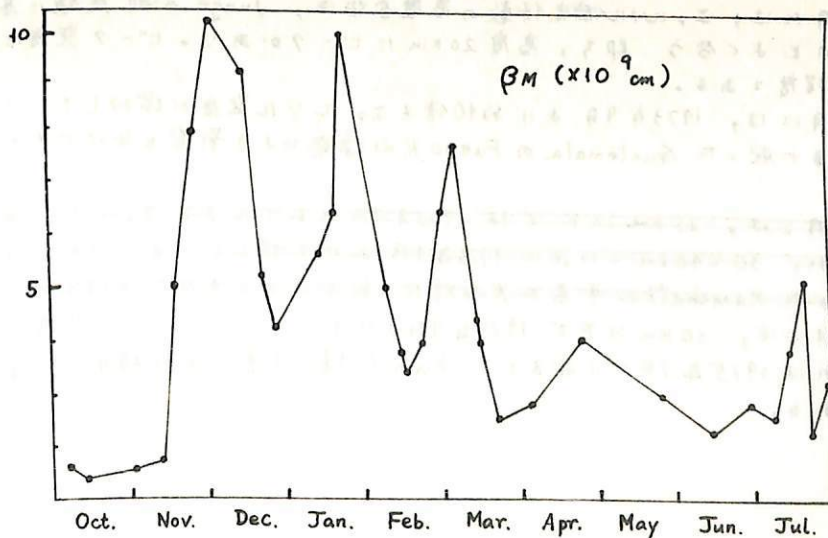
九大・理

前回に引き続いて、昨年10月のFuego火山(Guatemala, 14.5°N, 90.9°W)噴火以後の成層圏エアロゾル層の、ルビィライダーによる観測とその検討結果を報告する。

成層圏に火山ダストが投入されたと考えられる10月17日夜の大噴火の約1ヶ月後に、福岡でも異常に強い散乱層が検出されたが、そのnon-molecular後方散乱係数 β_M はそれ以前の10倍近くにも達した。この層は以前に観測された通常のJunge層よりもやや低い所にあつて(17~19 km)、大きく変動しながら今年8月現在も存続している。

β_M のピーク値の変動の様子は、下図に示すように昨年11月から今年3月までの期間には、周期々0日前後の周期的な変動をしている。高層天気図(100 mb)と比較してみると、 β_M の増加は、低緯度からの流線の通過と関連しているようであり、福岡におけるこの変動は、低緯度にある高濃度のダストボールの一部が大気の流れによって引き寄せられたり押し戻されたりすることによって生じたものと考えられる。以後は β_M ピーク値は比較的小さくなっているが、これは風系の季節変動によるものであろう。しかし、変動しながらなお以前の数倍以上の値を保っているのは、初め低緯度に限定されていたダストボールが、その濃度を緯度の増加と共に減じながらも、次第に高緯度にまで拡散して来たことを示すようである。

火山の噴火によってダストだけでなく、種々の気体も成層圏へ投入されるので、この気体の核生成、凝縮への寄与などを考慮すると、このダスト層の粒径分布、その他の物理量を調査することは極めて重要なことである。そのために、小粒径の粒子に関する情報を与えるものとして、ホイオンの変動を調査しており、また、ライダーによる観測として、偏光度測定を実行中であり、2波長ライダーによる測定も準備中である。



II-2

太陽掩蔽法による成層圏エアロソルのロケット観測

小川利純・渡辺隆・等松隆夫
(東大理) (東教大理) (東大理)

この10年来、太陽を光源とする紫外分光法によって、成層圏・中間圏オゾン密度分布のロケット観測を行ってきたが、上部中間圏から下部熱圏にかけての高度まで測定を延長することを目的として、1973年9月から薄明時の観測を開始した。薄明時には、太陽光が通過する地球大気内での光路長が長くなるので、低レベルのオゾン密度まで測定可能となるからである。

対象とする太陽紫外線の波長は、オゾン吸収係数のピークがある2550Å附近と、2900Å附近。この2つのバンドを送っている。さらに、オゾンの吸収の影響をほとんど受けずに4500Åでの測定も同時に行なっている。4500Åの測定データは、もともとロケットの姿勢を検出するために使われているものである。

4500Åでの大気スクリーニング高度は約20~30kmであるので、薄明時太陽光線がこれ以下の高度を通過するとほとんど減衰してしまう。これは主に大気分子(N_2 , O_2)によるレーリー散乱が減光作用をしているからである。 O_3 , NO_2 の分子吸収の断面積は、各 $1.2 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$, $4.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 、またレーリー散乱の断面積は $1.0 \times 10^{26} \text{ cm}^2$ である(以上、断面積はいずれも4500Åでの値)。したがって分子吸収はレーリー散乱の高さ $1/3$ 以下の減光作用しかない。この他にエアロソルによるミ散乱があるが、これも通常の成層圏では分子吸収とほぼ同程度の減光作用がある。

1975年1月実験では、測定された4500Å輻射強度に異常に大きい減光があることがわかったので、1973年9月実験のデータも検討するとともに、1975年8月にも同様の観測を行なった。測定した4500Å強度の高度分布から、減光係数の高度分布を求める。これから大気分子のレーリー散乱と、 O_3 , NO_2 吸収による減光分を差引いた残り量、エアロソル減光係数とする。

予備的な解析の結果、次の事が判明した。

(1) 1973年9月には、エアロソル減光係数の高度分布は、Jungeの測定値に基づいて計算したものとよく合う。即ち、高度20kmにピークがあり、ピーク密度として約 0.1 cm^{-3} 程度である。

(2) 1975年1月には、1973年9月より約10倍もエアロソル密度が増加した。これは1974年10月中旬に起ったGuatemalaのFuego火山爆発による影響を受けたものと思われる。

~~(3) 1975年8月では、25km以下では1973年9月のレベルまでエアロソル密度は回復しているが、30~40kmでは逆に1975年1月よりも増している。これが1975年7月から始まったKamchatka半島の火山爆発の影響によるものかは確かでない。~~

(3) 1975年8月では、30km以下で1975年1月よりもさらにエアロソル密度が増加している。これは1975年7月より始まったKamchatka半島の火山爆発の影響によるものと思われる。

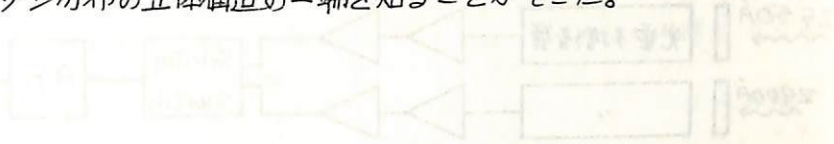
偏西風帯での大気オゾン観測

(大気球 B5-66)

等松隆夫, 宍上直幹, 気象庁高層課 協力
東大理

オゾンは生体に有害な太陽紫外線のしゃへい物として, また 成層圏の熱源として重要な物質である。その光化学的な時定数が長いため その分布には輸送の効果が大きく効いている。特に 偏西風帯では 対流圏界面の破れ目を通して, オゾンが成層圏から対流圏にもれてきているといわれている。

この現象をとらえるために 今年十月初旬 三陸から放球された大気球B5-66によって観測が行われた。オゾン測定には オゾンゾンデ(ヨウ化カリウムによる化学的測定)を用い、親気球に積んだもの及び適当な間隔をおいて投下した三個のゾンデによって 偏西風帯におけるオゾン分布の立体構造の一端を知ることができた。

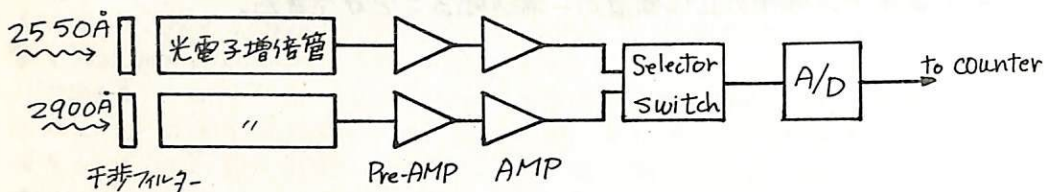


TAIYOによるオゾンアルベドの強度分布の観測について

鈴木勝久、等松隆夫、小川利純
東京大学地球物理研究施設

5. 装置概要

TAIYOに搭載されたオゾンアルベドの観測装置は、各々2個の干渉フィルターと光電子増倍管により構成されている。フィルターの直径は30mm, 視野角3°である。観測は衛星の1スピン周期を32分割して、32方位について行い観測値はメモリーに書きこまれる。

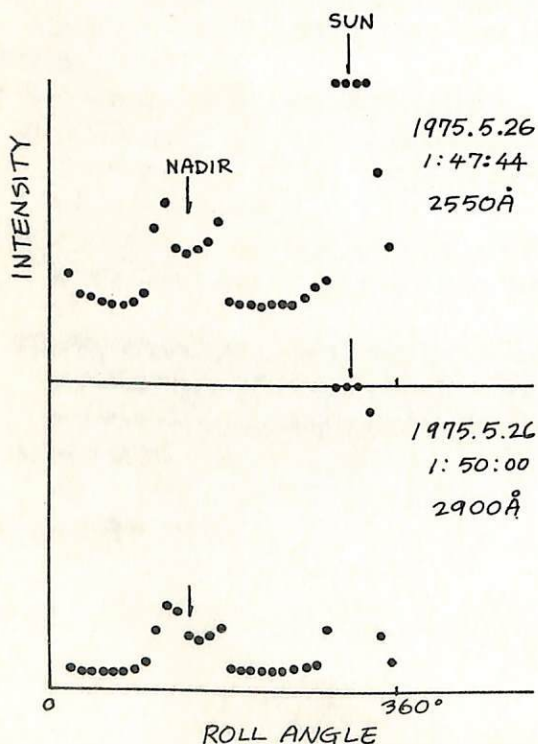


5. 観測結果

衛星のスピン軸は衛星の軌道面に垂直になるようにコントロールされている。フォトメーターはスピン軸に直角にとりつけてあるので視野はこの軌道面内にある。その結果フォトメーターは、衛星の高度によって変るが、ほぼ1スピンのうちの

1/4~1/3地球を見ることになる。
観測データは8月末まで、リアルタイムデータレコーダのデータ合せて約150周分とれている。しかし観測のくり返し周期が約13分かかると、日陰時の部分があり、十分なデータが集まっているとは言えない。

図に示したのは1例であるが、Limb-brighteningがあり、球対称モデルを続けて計算したものと比較的よくあう例である。しかしこのような例ばかりでなく、いくつかのピークがあるものや、中心部の強度のほうが、強くなっているものなど、オゾン層の構造を示していると思われる観測結果が得られている。



小川 利 紘
(東大理)

有機塩素化合物，特にフロンガス (CF_2Cl_2 , $CFCl_3$) が成層圏オゾンに破壊する危険性については，昨年来すでにいく人かの研究者の指摘するところである。フロンガスは化学的に大変安定なもので，いったん大気中に放出されるとなかなか消失しない。現在知られている唯一の有効な消滅機構は，成層圏に拡散していったところで太陽紫外線によって壊されるというものである。ところが，この光解離の際に Cl ができ，これが $Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2$, $ClO + O/NO \rightarrow Cl + O_2/NO_2$ の触媒サイクルでオゾンをもつてしまふのである。(塩化物がオゾン消滅を起すサイクルはこの $Cl-ClO$ サイクルの他に， $ClO + O_3 \rightarrow ClOO/OCLO + O_2$ の反応から始まる触媒サイクルがあるが，新しく得られた反応係数の測定値によれば，このサイクルは無視してよいことが判っている。)

成層圏の塩化物は大部分 HCl の形で存在しており， $HCl + OH \rightarrow Cl + H_2O$ の反応で Cl を作り出す。したがって自然状態での HCl のレベルがとれただけかということが，人工のフロンガスの影響を評価する際に重要なファクターとなる。成層圏の HCl は対流圏から拡散する，あるいは火山爆発によって直接吹き上げられて供給されるものと考えられている。ところが，最近フロンガスと並んで CCl_4 や CH_3Cl も大気中に存在していることが明らかとなった。 CCl_4 , CH_3Cl の大気中の測定値は，これらのものが人工放出物だとすると収支がうまく説明できない程大きいので，むしろ生物起源のものではないかと言われている。そうすると，自然界で作られた CCl_4 や CH_3Cl が成層圏まで拡散し，そこで光解離や OH 基との反応によって壊れると同時に Cl を作り出す。この Cl から $Cl + CH_4 \rightarrow HCl + CH_3$ の反応によって HCl が出来る。このプロセスは対流圏から運ばれるプロセスよりもはるかに有効な HCl の生成源で，実際このプロセスをいれないと $Lazarus$ の測定した HCl の密度をうまく説明できない。したがって，むしろ対流圏から供給される CCl_4 , CH_3Cl が，成層圏の塩化物濃度の自然状態のレベルを決めていることになる。

大気中のフロンガス濃度は年々増加していることが判っているが，1973~74年に測定された値を使って計算してみると， Cl の生成率は，そのエーグのある高度 30 km 付近では， CCl_4 と CH_3Cl から生まれる Cl の生成率とほぼ同程度であることが判った。したがって，フロンガスは成層圏の塩化物の収支に対してすでに重大な影響を与えていることは確かである。

$Cl-ClO$ サイクルによるオゾンの消滅率は，30~40 km でピークを示し，他の消滅反応—— $O + O_3 \rightarrow 2O_2$ の反応や， $NO-NO_2$ サイクル， HO_x サイクル——によるトータル量の約 10~15% に当たる。この値は後述の反応が有効であれば小さくなる可能性があるが，その影響は約 40 km 以下の高度にだけ現われる。即ち， $ClO + CH_4/HO_2 \rightarrow HClO + CH_3/OH$ の反応係数が比較的大きくかつ，生成物の $HClO$ が比較的安定か，あるいは壊れて HCl になるとき，この反応は重要である。

結論的に言うと，フロンガスによるオゾンの消滅率は，頭初言われていた値よりも約 3 倍小さくなる。しかし，このことによってフロンガスのオゾン層に対する影響が無視できる程にはならない。フロンガスの大気中への放出量が現在の増え率で増え続けた場合，20~30 年後には ~5% 前後の全オゾン量の減少が起る。頭初言われていた危険信号が現われる時期が，10 年程度遅くなるというところである。

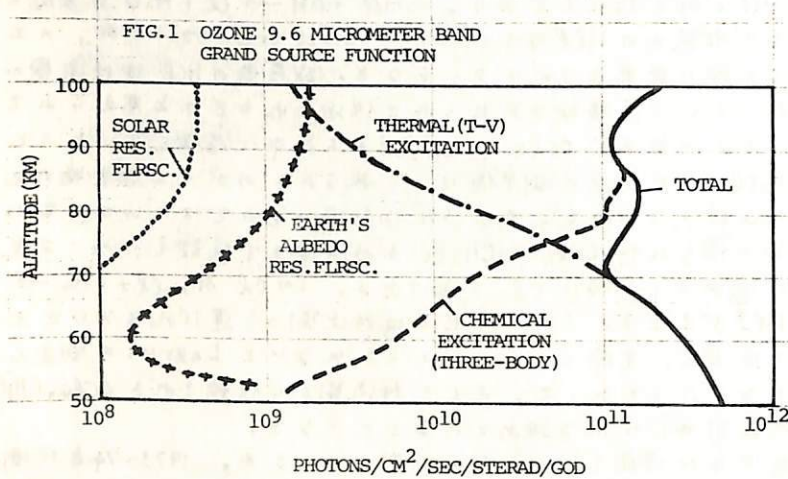
オゾン 9.6 μm 放射のモデリング

MODELING OF O₃ 9.6 MICROMETER BAND RADIANCE IN THE MESOSPHERE

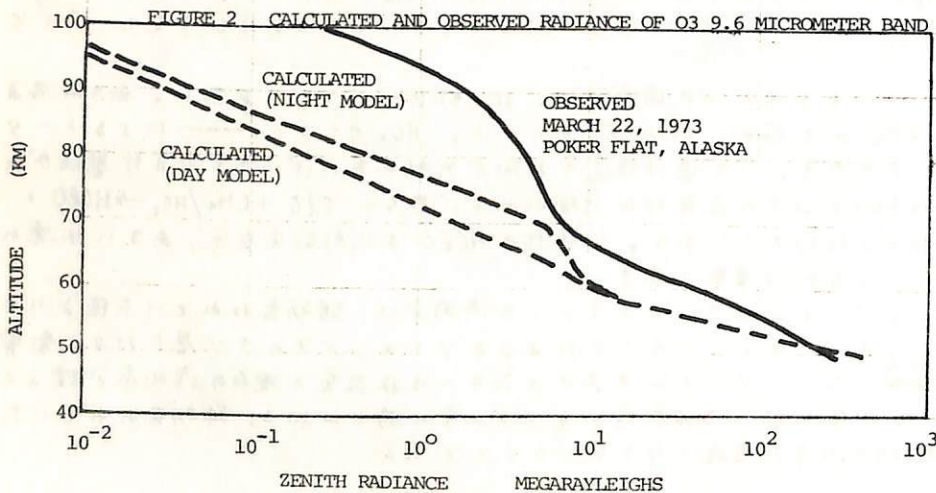
山本博聖(立大理)
 岸松隆夫(東大理)

H.Yamamoto(Rikkyo University)
 Takao Tohmatsu(University of Tokyo)

The altitude distribution of ozone 9.6 micrometer band radiance in the mesosphere and upper stratosphere was theoretically calculated, by solving the radiative transfer equation which involves the coupling terms of about 3000 rotational lines of the ν_3 band. Four types of the excitation mechanisms were considered: (i) the thermal (translation to vibration) excitation by atmospheric molecules, (ii) the resonance fluorescence of the earth's albedo, (iii) the resonance fluorescence of solar radiation and (iv) the chemical excitation ($O_2+O+M=O_3^{\ddagger}+M$). It was found that the thermal excitation is the strongest source below the 70 km level, but the chemical



excitation manifests above 70km. The calculated radiance is fairly in agreement to the observed below 70 km. However, the predicted radiance is much weaker than the observed in the upper mesosphere. The discrepancy between the observed and calculated radiances can be ascribed to either the auroral effect or the unusual



abundance of O₃ in the mesosphere.

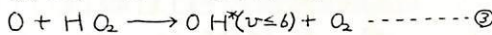
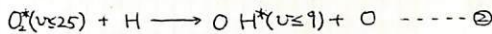
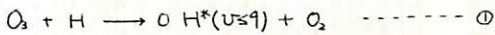
大嶋新一, 渡辺隆, 中村正年

(東教大・理)

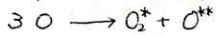
今年の6月13日の2時から翌日の3時にかけて, 三陸大気球観測所において大気光のバルーン観測を行なった。そのデータは現在解析中ではあるが, 学会の当日までにはある程度の結論が得られるものと思われるので報告する。

この実験の目的とするところは, OH(8-3)バンド, OH(6-2)バンド, O₂(0-1)大気帯, 及びOI 5577Åの発光強度の空間分布とその時間変化を観測し, 特にOH(8-3)バンドとOH(6-2)バンドの励起機構の相違があるかどうかを調べることである。

OHの主な励起機構として考えられるのは,



の3つで, OH(8-3)バンド①, ②の反応が対応すると考えられるが, OH(6-2)バンドについては①, ②, ③の3つが考えられる。OH(6-2)バンドに③の反応が多く寄与しているならば, 必然的に2つのバンドの強度分布に違いが出てくるはずなのである。またO₂の励起機構については, OIの励起機構



によって, OIと同時に励起されるほかに, 上記のOHの励起機構①, ③においてOHと同時に励起されることも考えられるので, O₂の強度分布がOHに近いかOIに近いかを見ることによつて議論することもできる訳である。

使用した装置のブロックダイアグラムは図1(a,b)のようなもので, 上の4種の大気光を分類するためにはFilterが使われた。そのほかにBackgroundの強度を測定するために6700ÅのFilterを加え, 計5枚のFilterを使った。1枚のFilterでの1回のscanningに1.4分かかり, 全部のFilterについてのscanningが終るのには約7分かかり, したがって一つのバンドについては7分さきみの時間変化が得られる。なおscanningは図1(a)のミラーの回転で行ない, 23時から1時までには真東を中心, 1時から3時までには真西を中心にして, 図2のような形に空を走査した。

解析途中の現段階での判断によれば, どうやらOHの2つの強度はほぼ同様な様相を示しているようである。

また, 今回の報告は前半の観測についてのみである。

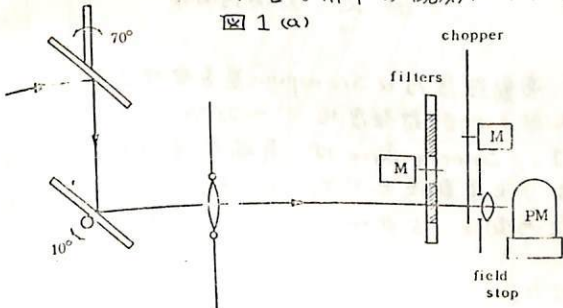


図1(a)

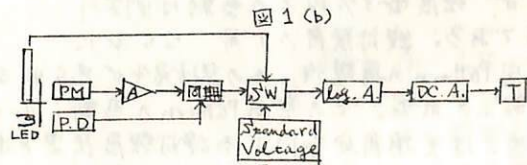


図1(b)

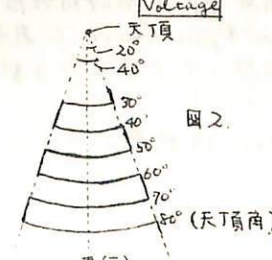


図2

奥田治文 舞原後憲 杉山卓也 小田直樹 *伊藤浩式
 京都大理. *名古屋大理

71年度に行なった近赤外線波長域での気球観測に於て、OH大気光のIrregularityが見い出され、更にglobalなPattern変化の中に位相の連続性の顕著な、内部重力波動と考えられるものが存在した。これらの現象をより確立するために今回同種の観測を行なった。今回は大気光天頂角依存性の測定を加え、変動成分の絶対強度に対する比を確定出来る様にした。

測定器等は 20cm, F/1.25の主鏡で集光した光を二次平面鏡で折り返し、ドライアイズで冷却した $5 \times 5 \text{mm}^2$ のPbS検知器に収めている。冷却剤の蒸発に伴うアンバランスをなくするため主鏡は鉛直下方を向き、天空からの光を仰角可変の平面鏡で導く。視野全中 1.1° 、波長域は $1.6 - 2.0 \mu$ 帯である。

観測は75年6月16日之陸大気球センターで行われた。天頂角 65° fix, 週期約2分半のゴンドラ一様回転による方位分布観測を4回、及びその前後で、方向修正状態での天頂角分布観測を行なった。

観測データの一例を図1に示す。レベルフライト後ヨッパーモーターの回転数が5Hzに低下したため半波整流のリップルが残ってNoiseが見かけ上大きい。強度が3%以上の変動は測定可能である。絶対強度の上昇、ならびに空間Patternの再現性、その減少変化が見られる。変動強度は α Scorpion星を受ける事によって校正された。この空間Patternの変動(山から谷)は絶対強度比で $\sim 20\%$ である。

図2は天頂角分布による絶対強度決定を示す。Smooth lineは気球高度25km、発光層高度90kmのVan Rjine Curveである。これより天頂強度として、 $1.2 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2 \text{ str.} \mu$ を得る。3回の連続した天頂角分布観測での強度変動は、5分~10分の時間変動を示している。

GlobalなPattern推移等について検討を行なう。

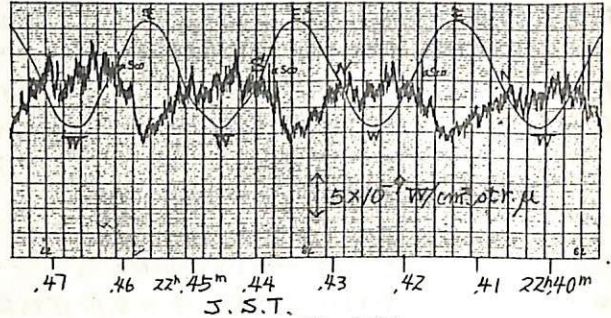


図1. データ例
 Smooth lineは方位、(E→S→W→N)を廻わすGA signal。方位に α Scoが入っている。
 Noise全中 $\leq 2 \times 10^{-9} \text{ W/cm}^2 \text{ str.} \mu$.

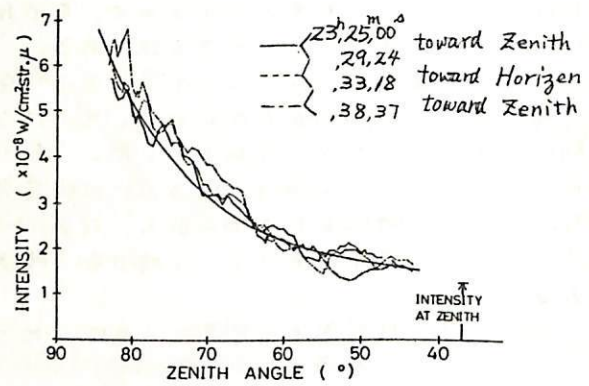


図2. 天頂角分布

斎藤 馨 児

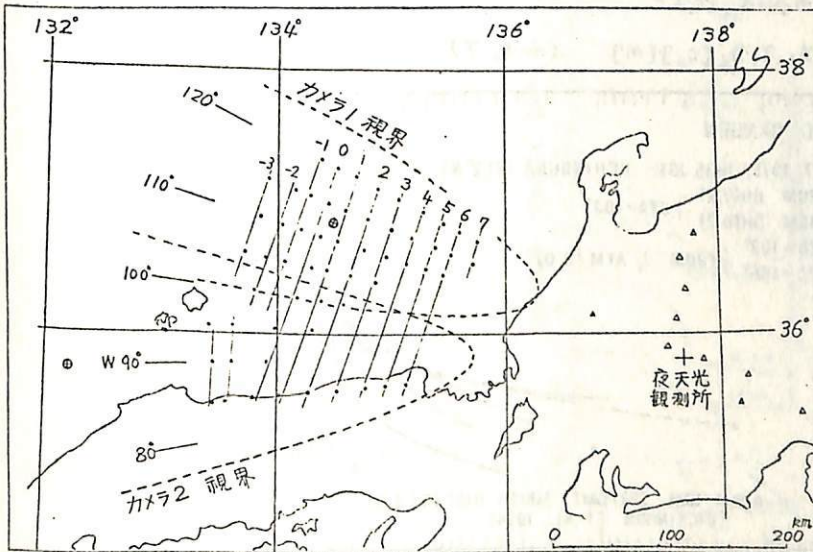
東京天文台

木曾観測所の夜天光観測室でOH夜光の写真撮影を試みた。期向は、観測所が完成した1974年11月から約半年間で、毎月の新月期に、随時おこなった。使ったカメラ、フィルタ等は下表のとおりである。カメラは周辺減光がいちじりしく、有効視野は、直径約25°の円形部分である。視野の中心は、地平線上の高度15°~25°に適宜えらんだ。30°以上にすると全体の写りがわるくなった。観測中の雲の有無をしらべるため、夜光撮影と同時に、おなじ方向とふくむ広視野の空を、べつのカメラで撮影、監視した。

夜光用		監視用
カメラ	キャノン 35mm	ニコン 35mm
レンズ	50mm F1.2, および F0.95	F2.8 魚眼
フィルタ	R60 + コダック No.74 R60 + . No.88A	UV
フィルム	コダック ハイスピード インフラレッド	Tri X, または 103a0

OH夜光の液状構造とみられる現象は、いつでも撮影された。全体の大きさ、液の配列の散や方向、フィルム上の濃さなどは、それぞれ異なる。概して、西の地平線の方へは、こまかで明瞭な液を見ることが多かった。

一例として、1975年3月7日の液状構造をスライドで示し、解析結果を述べる。液は21時45分観測視野に現われ、22時30分もっとも明瞭になり、22時55分ごろに消えた。22時30分の写真(露光5分)から液の濃く写った部分の位置を測定して、液の空間位置をもとめ、地上に投影すると、下図を得る。ただし現象の高さを90kmと仮定している。液の間隔は平均18kmある。前後の写真とあわせて眺めると、液動が東方から西方へ伝播したらしく、速さはいま測定中だが、10~20 m/s とみられる。

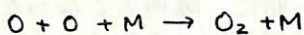
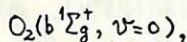


図説明：破線の放物線2本は、2台のカメラの視界外縁が高度90km層を切る線。⊕は写野の中心。+は観測所。-3, -2, ..., 7の各線はOH夜光が明るく見える部分の、地上投影。

OH, O₂ 赤外大気光高度分布より求めた酸素原子分布

小川利純・渡辺隆・中村正年
(東大理) (東教大理) (東教大理)

O₂ Atmospheric band



lifetime
quenching, N₂
" , O₂

(0,0) band transition probability

$k_1 = 9.9 \times 10^{-34} e^{470/T} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1}$

$\tau_0 \approx 1/A_{00}$

$k_N = 2.0 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

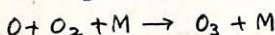
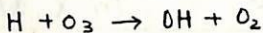
$k_O = 1.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

$A_{00} = 8.5 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$

$q = \frac{A_{00}}{A_{00} + k_N [N_2]} \eta_i k_1 [O]^2 [M]$

$[O] = \left\{ (1 + k_N [N_2]/A_{00}) / \eta_i k_1 [M] \right\}^{1/2} q^{1/2}$

OH Vibrational



OH(v=7)

lifetime

(7,2) band transition probability

quenching, N₂
" , O₂

$k_{35} = 2.6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

$k_2 = 1.1 \times 10^{-34} e^{510/T} \text{ cm}^6 \text{ sec}^{-1}$

$\tau_7 = 6.7 \times 10^{-2} \text{ sec}$

$A_{72} = 1.67 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$

$k_{7N} = 3.0 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

$k_{7O} = 8.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

OH(v=6)

lifetime

(6,2) band transition probability

quenching, N₂
" , O₂

$\tau_6 = 7.2 \times 10^{-2} \text{ sec}$

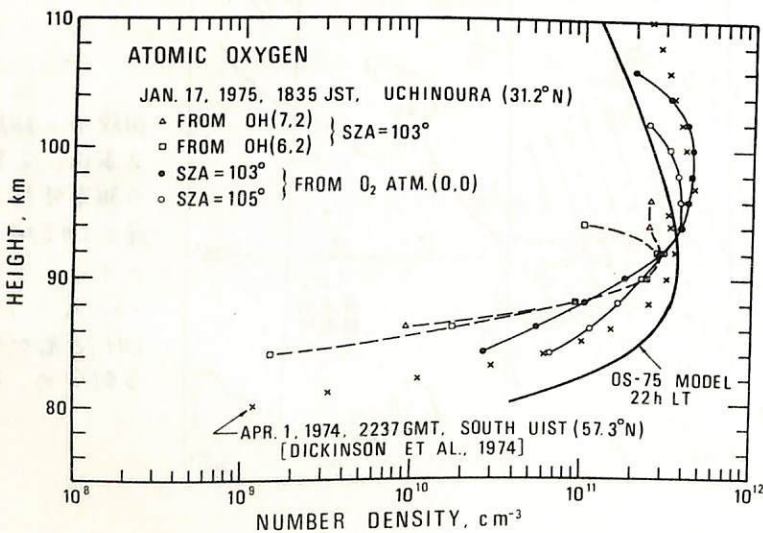
$A_{62} = 6.76 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$

$k_{6N} = 2.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

$k_{6O} = 6.9 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$

$q = \frac{A_{i2}}{1/\tau_i + k_{iN}[N_2] + k_{iO}[O_2]} \eta_i k_{35} [H][O_3] \approx A_{i2} \tau_i \eta_i k_2 [O][O_2] [M] \quad (i=6,7)$

$[O] = q_i / k_2 A_{i2} \tau_i \eta_i [O_2] [M] \quad (i=6,7)$



近藤豊・小川利紘
東大理

前回の講演に引き続き極域での大気微量成分の組成について述べる。今回は大気モデルとしてより極域の条件に近いものを用いた。

まず温度として90km以下でUS Standard Atmosphereの60°Nでの年平均、90-150kmではJacobia (1971)のモデル大気温度 ($T_{00} = 1000^{\circ}K$) を採用した。計算の対象として緯度70°のequinoxを想定してそこでの平均太陽天頂角80°における定常解を計算しこれを初期値として5日間の時間積分を行った。この程度の時間積分により貯定数が非常に長い熱圏でのO, H以外ほぼ収束していることが分かった。

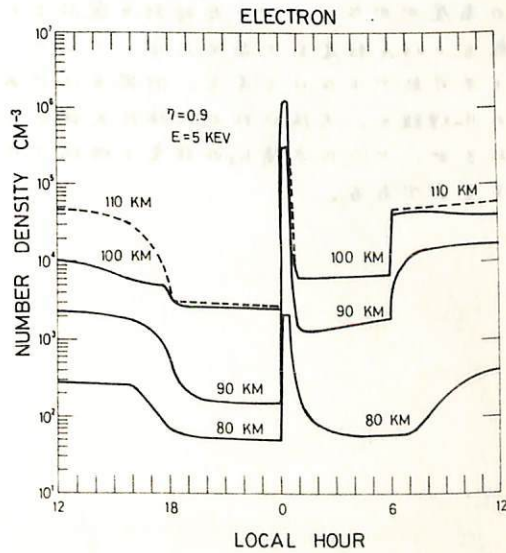
・電子降下の極域大気に及ぼす影響
降下電子のfluxとして

$$F_{\text{I}}(\omega, E) = 10^6 \exp(-E/5\text{keV}) \quad (\text{/cm}^2/\text{sec}/\text{sr})$$

$$F_{\text{II}}(\omega, E) = 10^3 \exp(-E/40\text{keV})$$

の2つのfluxを仮定して擾乱の影響を調べた。

この擾乱の影響は N_2 の解離により生成されるN, NOの密度に対し特に著しく、又N, NOの密度は $N(^2D)$ の生成効率 γ により大きく左右される。 γ が大きい時はNOが増加するがこのNOは1日以上存在するため下部電離層に大きな影響を及ぼす。この影響による電子密度の変化を図に示す(0^h~0^h30^m LTで $F_{\text{I}}(\omega, E)$ のfluxの電子降下を仮定した)。よりlandな $F_{\text{II}}(\omega, E)$ のfluxを仮定した場合、低域(70-90km)でのN, NOの影響が大きくなり、電子密度への影響は大きい。



斎藤文一・進藤典夫

新潟大理

夜間の地球コロナの中で、水素原子ライマン・アルファ (L_{α} , $1s-2p$), 同ライマン・ベータ (L_{β} , $1s-3p$) 両輝線、及び同バルマー・アルファ (H_{α} , $3p-2s$) 輝線が、光学的に測定されて以来、これらの三者が統一的な地球コロナ・モデルで説明されるために、なお解決すべき問題点は残っているように思われる。

H_{α} (バルマー・アルファ) は、この波長域では地球大気的光学的厚みが薄いことから、地上でも測定出来ることで注目されるわけであるが、夜間では地球外天体の輻射光の混入が問題である。一方昼間のブルー・スカイのスペクトルにおいて、これを求めんとすれば、圧倒的なレイリー散乱が問題である。

昼間時地球コロナ中で H_{α} の強度を推定するために、ここでは最も重要な励起機構として、 L_{β} による効果を考える。そのために L_{β} の多重散乱による輻射輸送の過程を考える。これより、 H_{α} 線の強度 I は、

$$4\pi I(\tau/\mu) = (1-B) \int_0^{\tau_0} d\tau' T(1\tau_{H_{\alpha}} - \tau_{H_{\alpha}}/\mu) S(\tau')$$

で与えられる。ここで、 τ は L_{β} に対する光学的厚み、 B は branching ratio、 $T(1\tau_{H_{\alpha}} - \tau_{H_{\alpha}}/\mu)$ は H_{α} に対する透過率、 $S(\tau')$ は Source function、 $\mu = \cos\theta$ (θ は観測方向の角度) である。

地球コロナの光学的厚み τ 、 $T(1\tau_{H_{\alpha}} - \tau_{H_{\alpha}}/\mu)$ 、 L_{β} に対する太陽光束などを上式に入れて I を推定すると通常の場合、昼間時数 100 Rayleigh である。もちろんこれは、水素の量と分布の状態、地球コロナの温度、太陽の活動度、その天頂角、大気光を観測する方向などによって変化する。一方真昼時の H_{α} 波長でのブルー・スカイのスペクトル強度は、フラウン・ホーファ吸収の最も深い所であることも利点になって、約 350 KR/Å である。しかしこの強度も、太陽の高度がかなり下がった時刻を選ぶこと、強い偏光特性を持つこと、さらに分光器の分解能を 0.05 Å 程度まで高めれば、ブルー・スカイの中で地球コロナの H_{α} 輝線を検出することも不可能ではないと考へ、測定をはじめている。

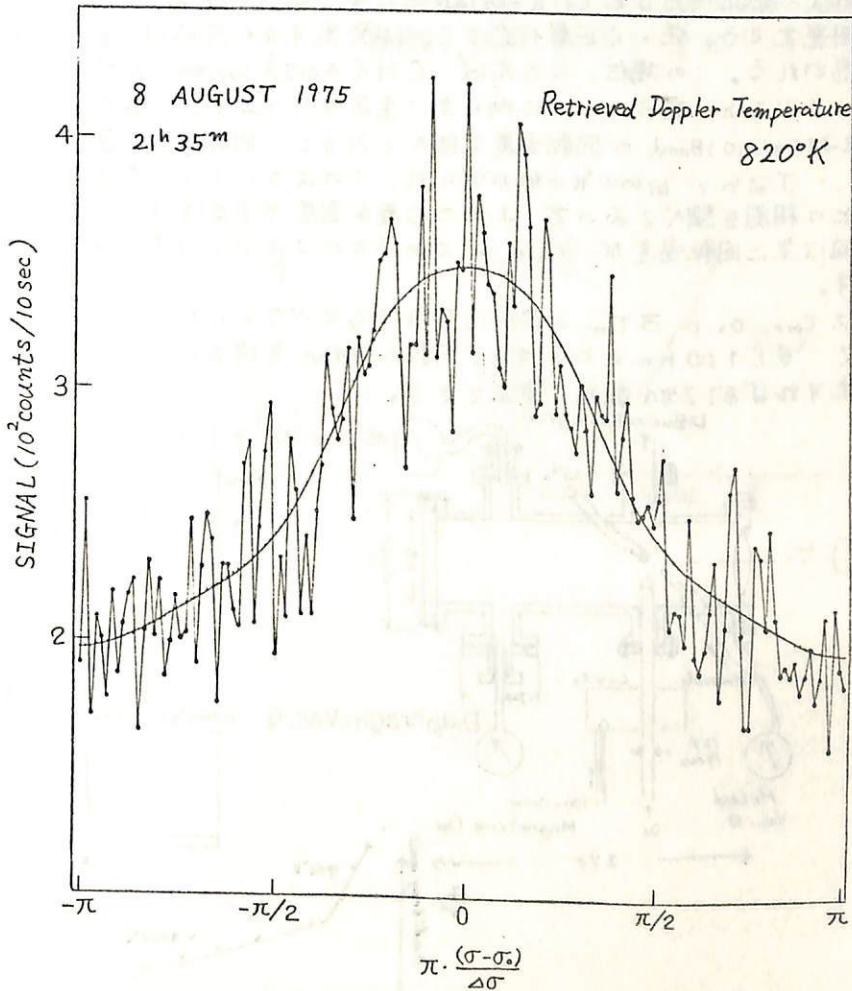
昼間の H_{α} 輝線も、太陽以外の地球外天体からの輻射光、ガンマ・アレン粒子等の励起も考えられるが、とくに太陽 L_{β} の強度と地球コロナの構造を問題にすると、夜間のそれにかかわらず重要である。

亜熱帯グロ-6300Å線によるドップラー温度の測定

——波照間島予備観測報告

上山弘、岡野章一、大沼利弘、市川敏朗*
東北大理、*岐阜歯科大

我々は、IMS計画の予備観測として、本年8月に日本最南端の波照間島(東経123°47'、北緯24°1'、磁気緯度+12°)に遠征し、亜熱帯グロ-6300Å酸素輝線のラインプロファイルのドップラー温度を求め、観測を行った。観測には口径6cmのファブリー-ペロー干渉計を用い、annular apertureを使用し、光量の増大をほかに。下図に観測された干渉フリンジの例を示す。図は折線は生データ、曲線は生データをフリエ級数に展開して平滑化したものである。現在いくつかのフリンジについてのデータ解析中であり、会場においてドップラー温度の時間変化等について報告を予定である。



C₂H₂ 発光雲による酸素原子密度観測を目的とした基礎室内実験

別生 栄 (べっしやう さかえ) 中村 純二 (なかむら じゅんじ)

東京大学・教養学部・物理学教室

電離層E層付近の大気組成を決めるために、ロケットから種々の物質 (NO, CH₂, CH₂, etc.) を放出する実験はこれまでも何回か行なわれて来たが、いずれも定性的であり精々大気の運動状態が解明されたに止っている。

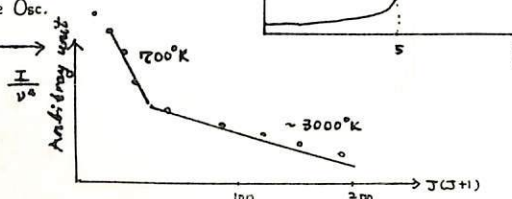
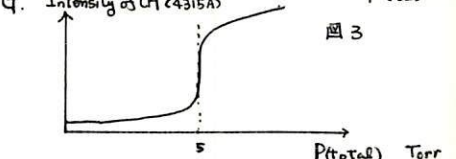
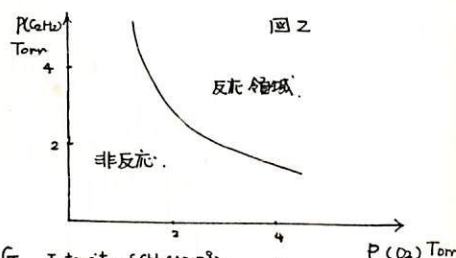
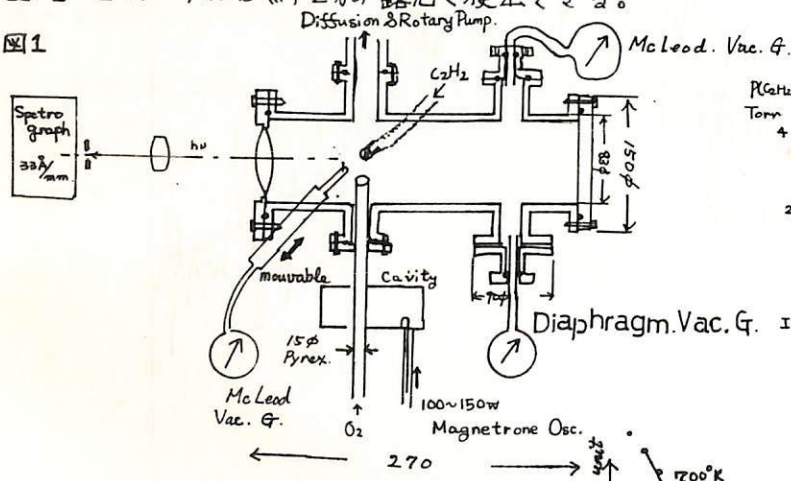
そこで我々はC₂H₂とO₂の反応を実験室で行わせることによって、あらかじめ発光スペクトルの強度や振動・回転温度を測定しておき、上空にC₂H₂を放出した際、その発光スペクトルから酸素原子密度や温度、さらにOH密度などを求める実験を計画している。

装置は図1のように直径83φの真鍮製の主部と75φの Quartz 窓、90φのフレンジをもったガス、導入、排気、圧力測定、の端子が取り付けられている。圧力範囲は、C₂H₂ 0.05~5.0 Torr, O₂ 0.1~5.0 Torr である。尚 O₂ は、2.45 GHz, 100W (最大150W) の Micro Wave で解離している。この場合 O₂ の解離度は3~5% と考えられる。

図2のようにC₂H₂やO₂の圧力が数 Torr までは反応を起し、特性的な CH, C₂, OH の光を発するがそれより低圧になるとC₂H₂とO₂は反応せず、C₂H₂とO₂ 又はC₂H₂とO, N₂の場合に於いてのみ発光する。従ってE層付近でC₂H₂が発光するとすれば大気中のO原子との反応によると思われる。この場合、たとえば、CH (4315 Å System ²Σ→²Π) のスペクトルの強度を調べてみると、図3のように明らかに全圧が5 Torr 付近で段階的に変る。更に、CH (4315, ²Σ→²Π) の(0,0) Band の回転温度を調べてみると、回転量子数 J が、J ≤ 5 では約 700 °K, J ≥ 6 では約 3000 °K の値が得られ、このようにして、酸素原子密度(圧力)と回転温度との相関を調べてみて、上空のO原子密度や温度を決定しようとするものであるが、今回は主に回転温度が、C₂H₂ + O の圧力によってどう変化するかを報告する予定であります。

尚 C₂H₂ 2 Torr, O₂ 0.3 Torr の反応に相当するスペクトルは約10分間の露光で測定可能である。もし100 Km の上空から、同数の Photon を得たいならば、約20 mol のC₂H₂ を放出すれば約2分の露光で検出できる。

図1



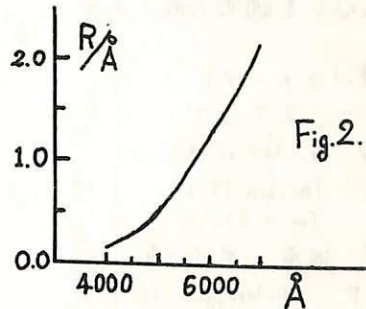
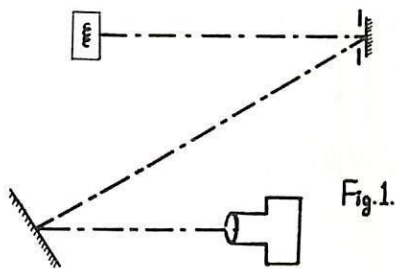
分光放射照度標準電球による測光儀の絶対感度検定と
夜光線スペクトル強度測定の留意点

木山喜隆・矢野 敬
(新潟大理) (新潟大教養)

新潟の観測所で定常的に行っている夜光線スペクトルの絶対強度測定には、いくつかの恒星を標準として感度検定した光电測光儀を用いているが、今回これと全く独立に、人工光源を標準として同一の測光儀の感度検定を試みた。

最近、分光放射照度の絶対値が検定されている「ロケン」電球が市販されるようになったので、これを用いて、均一な輝度をもつ面光源 (Fig. 1.) を試作し、その分光放射輝度の絶対値を室内実験的に決定した (Fig. 2.)。これにより夜光線録線用測光儀の分光感度を検定し、星を標準とした検定と比較して約 20% のちがいがあることがわかった。この原因は星と電球の分光放射強度の決め方によるだけでなく、測光儀の感度の経年変化の監視の方法等にもよるものと考えられる。

次に、比較的透過波長中の広いフィルターを用いて、夜光線線の強度を求める場合、市街地からの水銀線の散乱光が混入する問題を、実際に種々の空の条件で、水銀線の強度を観測してみることによって検討、従来、新潟で測定してきた緑線強度の値の精度を再評価した。



光電子のエネルギー分布の特徴

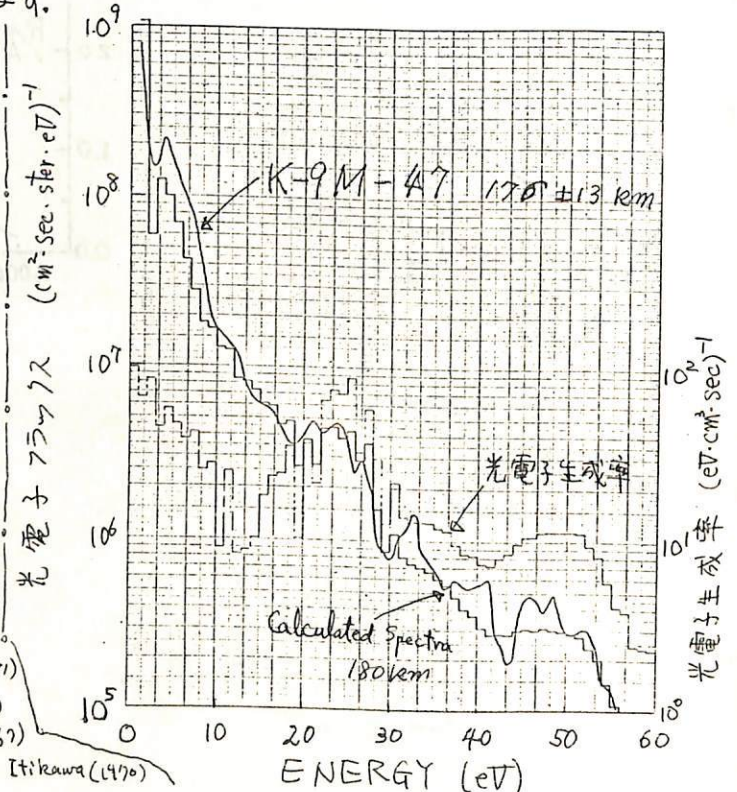
向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

電離層光電子のエネルギー分布についてモデル計算を行ない、実測データとの比較検討を行なったので、その結果について報告する。実測データはK-9M-47号機によって得られたデータ(前回の学会で報告)であって、モデル計算に際してのパラメータは観測時にできるだけ近い値を選定した。計算方法はいわゆる local and discrete energy loss procedureである。得られた計算結果と実測データとの比較の一例を下図に示す。まず、両者の一致は良好であって、特に 10 eV 以上の一致は驚くべきと云える。主な特徴は以下の通りである。

- (1) 20 eV 以下の分布はエネルギー緩和過程を反映した特徴を有する。
例: 2-3 eV の dip (N_2 の共鳴振動励起)
7 eV, 12 eV, 16 eV の肩 (excitation, O の ionization, N_2 の ionization)
- (2) 20 eV 以上の分布では、光電子生成過程を反映した特徴が見い出される。
例: 20-30 eV の幾つかのピーク (He II 30 eV による電離)
50-55 eV での急激な減少

なお、計算に際しては小川利敏さんのプログラムを参考にさせて頂きました。ここに謝意を表します。また、電子密度・温度のデータを提供して頂いた渡辺勇三さん、小山春一郎さんにも謝意を表します。

- { 計算の各種パラメータ }
- 1) エネルギー・ステップ
1 eV 幅 300 eV まで
 - 2) 中性大気: Jacchia 1971
 $T_{\infty} = 900^{\circ}K$
 - 3) 電子密度・温度: 実測値
 - 4) 太陽EUV: Hinteregger 1970
但し, $F_{10.7}$ dependence あり
 - 5) 太陽天頂角: 3°
 - 6) 光電離および光吸収断面積
Stolarski and Johnson (1972)
 - 7) 励起断面積(電子状態)
Green and Stolarski (1972)
 - 8) 電離断面積および二次電子のエネルギー分布
Green and Sawada (1972)
& Peterson et al. (1969)
 - 9) e-e coll.: Swartz et al (1971)
 - 10) elastic coll.: Engelhardt et al. (1964)
Sunshine et al. (1967)
 - 11) 振動励起: Rev. by Takayanagi and Itikawa (1970)



差

小川 徹・中山 茂・藪崎 努

京都大学工学部

筆者等は元々中緯度地方における電離層電流系の精密観測に成功し、電流系の高緯度分布から従来電導度から推定された厚みより薄く、ii)微弱な第2層が存在するらしいことなどを明らかにした。今後種々のLocal Timeや季節にわたって観測を行う計画があるため、そのためには磁力計の誤差が10⁻²nT以下にある必要がある。最近レザレット塔観測装置が多様化し特にいわゆるActive Experimentが増加しつつあるため、このような強い高周波磁場中に光ポンピング磁力計が不正確な場合予想される高周波磁場と光ポンピング磁力計との高次の相互作用³⁾により生ずる誤差を説明する必要があると見て来た。

計算は一般の場合につき行ったが、擾乱高周波磁場による磁力計の誤差の程度を知るために、特殊な場合を取出してみる。高周波磁場に平行な静磁場成分H₀が零の場合、亦即ち高周波磁場が静磁場に垂直な場合は図1のようになる。パラメータは高周波磁場の振幅H₁と静磁場H₀との比ととしてある。擾乱高周波が弱く十分な時は(H₁/H₀→∞)磁力計の精度δH_L/H_Lは図のように第一種のBessel関数で与えられる。H₁が減少して誤差は必ずしも減少せず、H₁, H₀, ωの相対的な大きさが決まってくる。(H₀は磁気圏軸比)。より具体的な数値例は表1に示す通りである。この表は高周波磁場H₁ cos ωt と直流磁場H₀とが垂直な場合のδH₀は磁力計の誤差である。E₁はH₁に対応する真空中における電界強度を示す。(1),(2),(3)はω ≫ δH₀ の場合、(1)',(2)',(3)'はω < δH₀ の場合である。また(1),(1)'は高精度を要求する場合、(2),(2)'は高出力の送信機と相乗りの場合、(3),(3)'は2ke程度の高高度の場合である。この表でも分子通り電界強度10⁶m以上が予想される場合には磁力計の誤差を検討し擾乱高周波の遮蔽や偏波面の変更などの対策が必要であることを加分った。(mT=10 Gauss, nT=gamma.)

文献

- 1) T. Yabuzaki and T. Ogawa, Journ. Geophys. Rev. 29 1979 (1974).
- 2) 藪崎 努, 小川 徹, 宇宙観測ニ関シテ, p.15, 昭和49年度.
- 3) T. Yabuzaki, S. Nakayama, Y. Murakami, and T. Ogawa, Phys. Rev. A, 10, 1455 (1974).

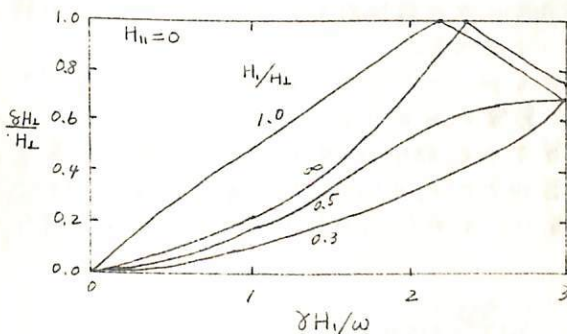


図 1

	H ₀ (mT)	δH ₀ (nT)	ω/2π (Hz)	H ₁ (mT)	E ₁ (V/m)
(1)	5	10 ⁻²	10 ⁶	10 ⁻²	3 × 10 ²
(2)	5	1	10 ⁶	10 ⁻¹	3 × 10 ³
(3)	0.5	1	10 ⁶	10 ⁻²	3 × 10
(1)'	5	10 ⁻²	10 ⁵	3 × 10 ⁻⁶	10 ⁻¹
(2)'	5	1	10 ⁵	3 × 10 ⁻⁴	10
(3)'	0.5	1	10 ⁴	3 × 10 ⁻⁴	10

表 1

佐川永一、伊藤富彦
東大宇宙航空研究所

今年5月に大気球により成層圏中性下気組成の観測を行った。この観測装置と結果について報告する。

I

この装置のセンサーとしては磁場偏向型の質量分析器を用いた。この分析器は軌道半径4cmで、電場掃引により質量数を変える型のものである(13a.m.u ~ 90a.m.u)。イオンソースは普通のNier型で熱電子放出用フィラメントを2組持っている。質量分析器は外気の導入・減圧のための真空排気系(インボンプ)に接続され、動作状態での圧力を 5×10^{-6} Torrに調節する機構(APC)を介して試料が導入される。この装置を製作する際に留意したのは、微量成分検出のためにセンサーを高感度化する、ノイズとなる装置の脱ガス、真空系の残留ガスを減少させること、下点である⁽¹⁾。この装置は上記の脱ガスの問題と回収後の再利用を考慮して全体を大型の気密容器に収めており、この気密容器を使用したことで高圧の放電対策が楽になるという別な利点もある。

II

この装置は今年5月25日7時40分放球されF B15-28号機に搭載された。気球は放球後100分で高度30kmに達し、60分間レベルフライトを続けた後に排気弁を用いて下降に入った。下降速度は約100m/minで16km迄下降してからPI部を切り離した。全探測時間は約7時間30分でこの間PIは順調に動作した。切り離されたPI部は海上に落下し3週間後に回収されたが、装置への海水の侵入は全くなく、再利用可能な状態であった。

測定は地上から高度約10km迄は真空系内部の残留ガスのcheck、10kmからレベルフライトに入る前は上昇時の観測、又レベルフライトの間は再度残留ガスのcheckを行い、以降高度16km迄観測を行った。今回の観測では大気球自身からの脱ガスを考え、下降時の測定を主とした。全質量数(13~90amu)を掃引するの約10分の時間を用いるので得られるデータは41掃引分であり、この中で観測データは26掃引分である。全データの詳細解析は現在進行中であるが、その点について述べる。

質量数18(H₂O)は脱ガスの影響を最も強く受けるが、このデータが上昇時と下降時でかなり違っている。これは前に述べたように大気球の影響があるからであろう。

質量数48(O₃)の混合比を生データから計算すると25km付近で 1×10^{-7} 程度で従来の観測値より倍かそれ以上多い。これは質量分析器内でのO₃のLoss、及び導入系でのLossを考慮しているないので、有意なデータとは言えない。しかしO₃の高度分布としては無理のない値が得られている。

文献

(1) 佐川, 伊藤, 宇宙研報告 457 (1975)

筒井 稔 小川 徹
(京都大学工学部)

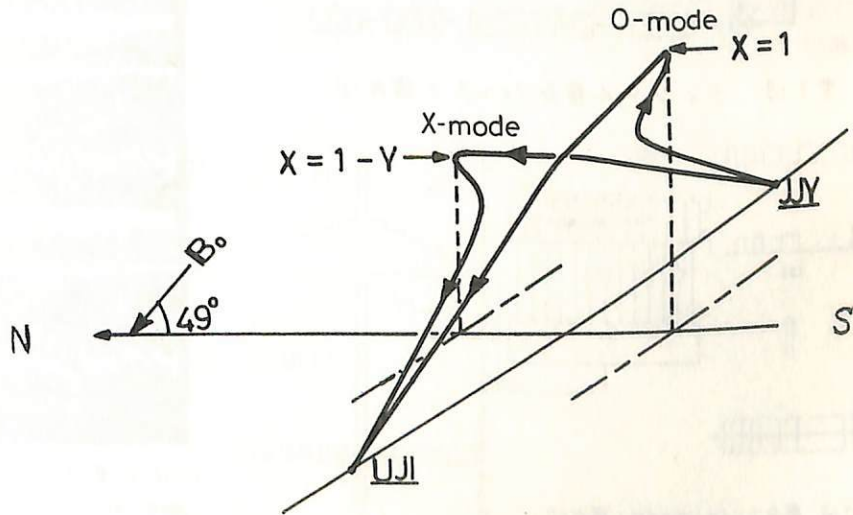
電離層における電子密度のゆらぎの観測は色々な方法によつて行なわれてきてゐるが、時間分解能の極めて良い短波のドップラー観測は反射点付近の擾乱が伝播モードであるのか、単なる振動であるのかを決定するに極めて有効な方法がある事は以前から知られてゐる。しかしその観測における反射点付近の状態を検査するには色々な問題がある。即ち磁場があるプラズマ中の電波の取扱いにおいて、その変動には多くのパラメータが含まれてゐる。密度及びその勾配、磁場の強さとその向き、更にはプラズマの温度の効果による電波への影響等がある。これらでのドップラー観測にかゝると、その変動はこれらの合成として検出されてきたために電離層擾乱の原因を突きとめるためには問題が多い。た

筆者等はこの電離層擾乱の観測にパラメータ毎に分離する事、そのドップラー変動が中性大気との結合による電子密度の空間的変動によるものであるのか、磁場変動によるプラズマの屈折率の変化によるものであるのかを分離し、又伝播モードであるのか、振動であるのかを見極める事、によりその電離層擾乱の原因究明のための一助となるような観測方法を用意中である。

磁化プラズマ中を通過してきて電波はその偏波の様子から多くの電離層プラズマの情報を得られ、事は明らかである、四角標準電波の観測点、到着 Ray Tracing の例を示してゐるが、我々の観測では "O" モードは南方向へ偏波し、高さが $X=1$ 、"X" モードは北方向へ偏波し高さが $X=1-Y$ を満足する反射点をもつてゐる。この二つのモードを分離して個々のドップラー変動を調べると、"O" モードからは密度変動、"X" モードからは磁場変動と密度変動の合成値が得られる。これらから磁場及び密度変動を分離して求める事が出来る。

ドップラー観測におけるモード分離としては色々な方法が考えられるがドップラー変動が数ヘルツ以内であるためにモード分離のための変換効率を考えると、受信アンテナを偏波面内において機械的に回転する方法が一番適当と考えられる。筆者等はその受信装置の設計、製作を終え、現在その調整及び予備観測を行つてゐる。

このモード分離の問題点について色々な有益な討論を頂いた金沢大学の長野勇氏に感謝致します。

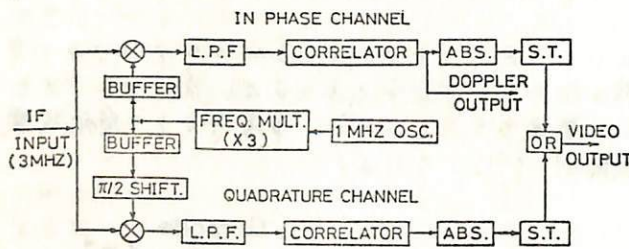


符号化パルス方式サウンダによる電離層反射波 のデジタル受信とドップラ測定

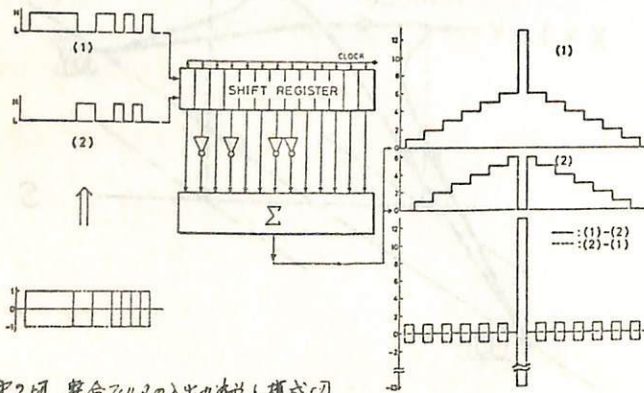
相京和弘, 古閑照男, 五十嵐善良

郵政省電波研究所

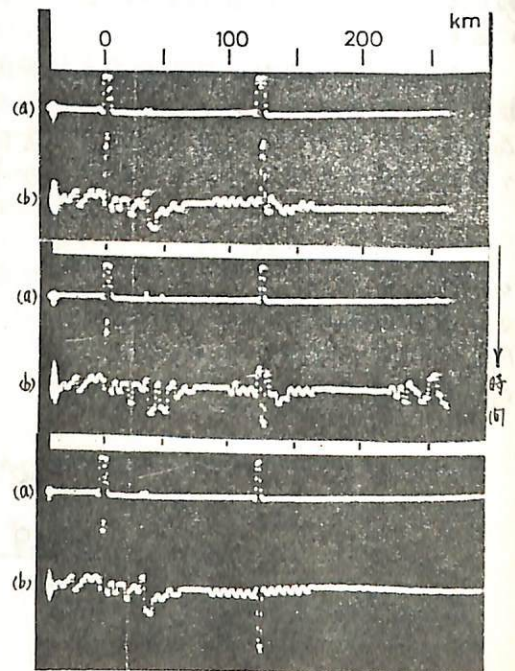
前回の講演では、並列遅延線方式のアナログ整合フィルタによる符号化パルス処理方式について述べたが、今回はTTL-ICで構成された相関器を用いたI-Q方式のデジタル整合フィルタを試作して電離層反射高度とドップラの測定を行ったのでその概要を報告する。送受信系は前回の場合とほぼ同じで、全帯はフェーズロックされており、第2中間周波出力(3MHz)は従来のアナログ型とデジタル型整合フィルタ(第1図)に並列に入力される。I-Qチャンネルに於ける局発信号は1MHz基準発振器を3進倍して作られ、入力信号を同期検波し、ビデオ波形に変換する。各チャンネルに於いてビデオ波形はLPFとインターフェイス回路を介し、第2図左上部の(1)(2)の波形に分解された後、同型2個のシフトレジスタ(TTL)からなる相関器に並列に加えられ各々右上の(1)(2)の出力波形となり、差信号として右下の相関波形が生成される。ビデオ波形はドップラ周波数に対応して、符号系列が反転するため、相関波形も極性が反転し、適当な閾値でスライスすれば k' - t 上でトレースが断続するのでドップラ測定が可能となる。また、両極性の相関器出力はI-Q両チャンネルで正極性のみに変換され、適当な閾値でスライスされた後、OR処理されれば、任意の位相も入力信号が常時検出可能となる。第3図はE_s層反射波(3.1MHz)の受信例であり、ドップラ半サイクル間のA-スコープ上の波形変化を示す。この果では第2中間周波と局発周波数が等しいのでドップラの極性検出はできないが、 k' - t 上で約0.07Hzであり、約3.5m/secの高度変化に相当する。現在、サンプルホールド回路とアナログスイッチで構成された、いわゆるA-D混成整合フィルタを用いた、ドップラ極性も検出可能な受信系の試作も検討中である。



第1図 デジタル整合フィルタの構成図



第2図 整合フィルタの入出力波形と構成図



第3図 E_s層反射波事例 (3.1MHz, 15:34, July 22, '75: 国分寺) (a) ビデオ出力 (b) ドップラ出力

筒井 稔* 宮武 貞夫** 松本 紘* 山岸 久雄* 吉門 信**
 *京都大学工学部 **電気通信大学

筆者等はスペースプラズマ中の波の分散特性を測定する事を目標に機器開発を行ってあり、その第一段階として、プラズマ波の群速度測定の基礎実験を続行中である。スペースシャトルにおけるプラズマは予想以上の雑音を発生し、FM装置特有のバンド巾が実用化への問題点となつてゐる。今回はこの問題点と、新たに考案された方式について報告する。

FM波を用いた新しい測定法は、プラズマ波の受信回路におけるバンド巾の問題を考慮し、そのノイズに対する影響を改善するために考えられた。以前の報告⁽¹⁾では受信信号を参照信号により比較してゐるが、その参照信号は Off-set されてゐるため、実質的にバンド巾が非常に広くなり、これがノイズに対する弱點であつた。今回の新しい方式は参照信号は送信波と同じものを用いて直接比較を行なうものである。比較後の信号電圧 V_1 は次式で与えられる。

$$V_1 = A_1 \cos(k_0 z + \Delta k z \cdot \cos \Omega t) \quad (1)$$

ここで A_1 は振中で飽和増中器により一定に保つておき、 k_0 は送信角周波数 ω_0 に対するプラズマ波の波数、 z は送信機からアンテナまでの距離、 Δk は周波数変調における周波数偏移 $\Delta \omega$ に対応する波数偏移、 Ω は変調周波数、 t は時間である。これを級数展開すれば次のようになる。

$$V_1 = A_1 \sum J_n(\Delta k z) \cos(k_0 z + n \Omega t) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

ここで $J_n(\Delta k z)$ は、引数が $\Delta k z$ の n 次の Bessel 函数である。この信号を中心角周波数が $n\Omega$ なるバンドパスフィルターに通しその振中を求めるとそれは $J_n(\Delta k z)$ で与えられる。故に n を固定しておき、 n を指定しあらかじめ Bessel 函数の各値を求めたおけば、受信した信号の振中からその時の波数偏移 Δk が求められる。

この方式は以前の方式に比べバンド巾を一段と狭くする事が出来るためノイズに対して有効な方法である事が予想される。更に Δk の精度はフィルターの数(即ち n の値)によつて決まる。現在新旧両方式について基礎実験を行つてゐるがその問題点と経過について報告する。

文献 (1) 筒井稔、松本紘、宮武貞夫 「プラズマ波の波数スペクトル観測法」
 アンテナ伝播研究会資料 AP-74-88, 1975

大振幅電子バースシュタイン波によるイオン音波の
励起実験

山岸久雄 筒井 稔 松本 紘 吉門 信 木村 繁根
京都大学工学部

非線形波動-波動相互作用の実験的研究の一つとして電子バースシュタイン波間における三波共鳴の実験が行なわれているが、筆者等は電子バースシュタイン波によるイオン音波の励起を実験的に確認したので報告する。以前に行った実験では電子バースシュタイン波の励振電圧を増加していくと、ある値を越したところから非線形効果が起り、低周波波動が励起されたことが確認された。しかしその波動の分散特性が明らかでなかつたためにモード決定には到らなかつた。今回の実験では励起された低周波波動の波長を測定することに成功し、その分散特性が得られ、イオン音波のモードであることが確認された。

実験方法はChang⁽¹⁾等の方法を参考にしているが、そのブロックダイアグラムを図1に示す。銅板Aで励振された周波数 ω_0 の大振幅バースシュタイン波は $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ 、 $k_0 = k_1 + k_2$ という三波共鳴条件を満足するような周波数 ω_1, ω_2 波数 k_1, k_2 の二波に分れる。図における同調増幅器は測定しようとする低周波波動の周波数を ω_1 に設定し、その出力信号の位相比较を行う。受信プローブCは可動となっており、干渉波形から、角周波数 ω の波動の波長を求めることができる。このようにして得られた分散特性を図2における○印に示す。この分散特性は直接励振したイオン音波の分散曲線(実線及び破線)と良好一致を示している事から、相互作用により励起された波動 ω はイオン音波であることが明らかとなった。 ω なる角周波の波動は減衰が大きく、波数を直接測定することはできないが ω は ω_0 に非常に近い角周波数であることから、電子サイクロトロン波の一部であると思われる。

(1) R.P.H. Chang & M. Porkolab, Phys. Fluids 13 (1970) 2766

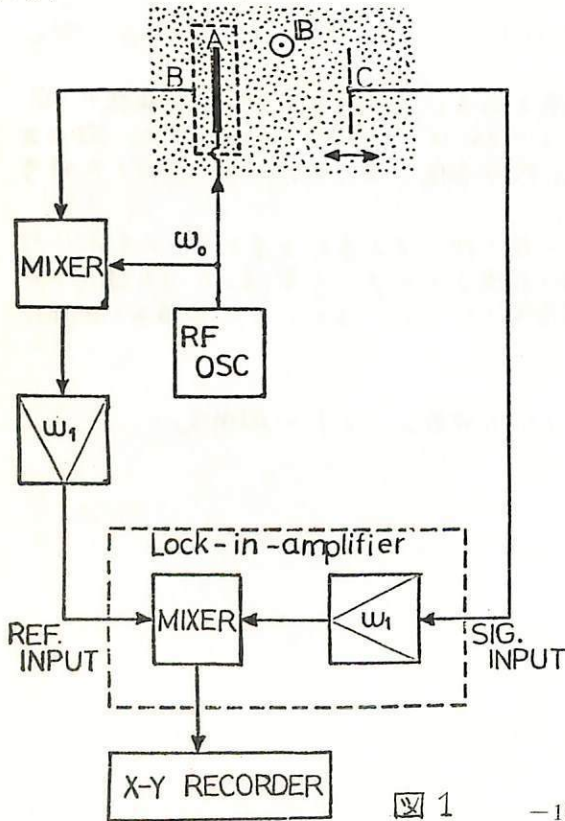


図 1

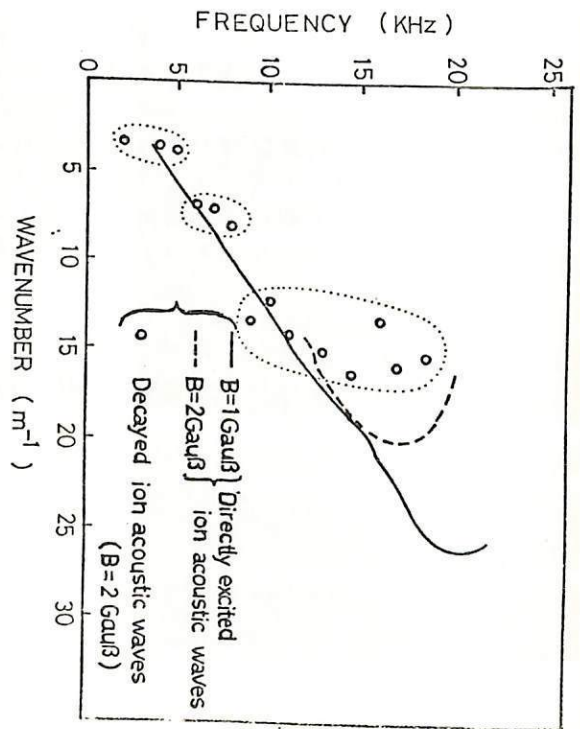


図 2

スペース・チェンバー用大容積プラズマ源の試作 (II)

吉門 信 筒井 稔 山岸 久雄 松本 紘 木村 磐根
 京都大学工学部

スペース・チェンバーのプラズマ源を大型化し、プラズマの空間的広がりを大きくすることは、地上での宇宙空間シミュレーションの可能性を広げるために重要である。この目的のために大容積プラズマ源を試作し、そのオー段階としての実験の結果を前回の学会で報告した。そこでは、次のような問題点が指摘されている。すなわち、(1) 後方拡散型プラズマ源の直径を広げた(約70cm)からとって、生じたプラズマが一様に大きくなるというような単純な結果は得られなかった。(2) 電子温度が異常に高くなり、低温プラズマを保つことが困難であった。(3) 電子密度、温度のコントロールが、自由には行なえなかった。更に、(4) ヒーターの数の増加による輻射熱の、チェンバー自体あるいは測定機器に対する影響が大きき問題となって現れてきた、などである。

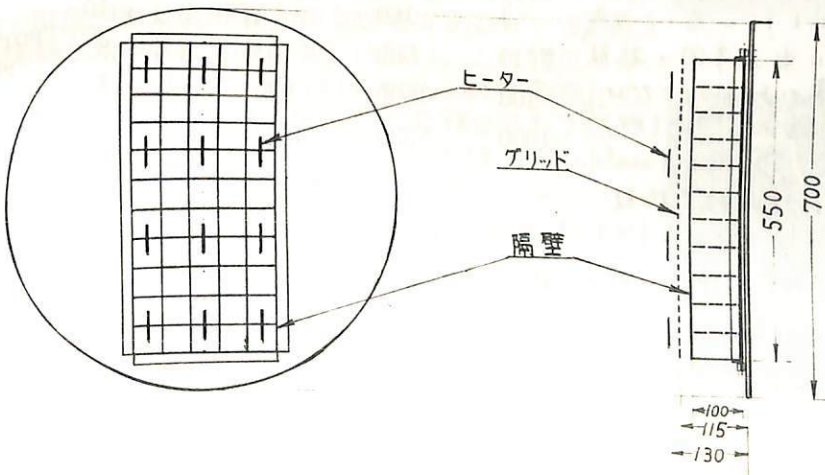
これらの問題点を解決するためにいろいろ検討を行なった結果、プラズマ源の直径を広げることにより放電領域における電界の不均一性の効果が強められ、その構造上横方向の粒子の流れが生じ、放電領域から実験領域へのイオンの有効な拡散を妨げている等の可能性がある、と考えられた。

この推測に基づき、次の段階の試みとして、横方向の粒子の流れを防ぎ軸方向に流れを整えるため、大型プラズマ源の放電領域を隔壁によって多数のセルに分割することにより、均一で大きな広がりをもった、静かな低温プラズマを発生させる事を目指して、実験を行なっている。

下の図は、試作された隔壁付後方拡散型大容積プラズマ源の構造の一例を示したものであるが、この場合、隔壁の形状や材質、およびそれに与えるポテンシャルの値など、複雑な要素がからみ合い、検討すべき点は多い。今回はこの実験結果と、今後の見通しについて報告する。

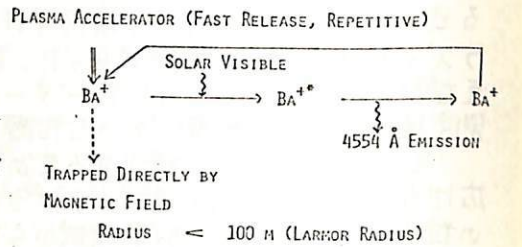
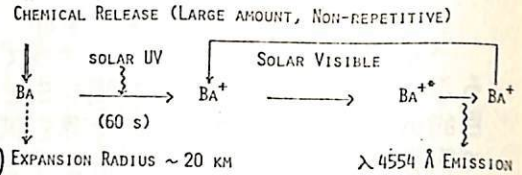
参考文献

- (1) 岡井 司 「スペース・チェンバー用プラズマ源の基礎実験」
 京都大学工学部特別研究報告 , 1975.



(東京大学) 河島信樹, 佐々木進, 矢守章
金子修, 阿部幸男, 萩原通伸, 天辰辰威

1980年代の宇宙プラズマの実験は、大部分がスペース
セトルを用いて行われるが、現在 AMPS (Atmos-
phere, Magnetosphere and Plasma in Space) 計画と
して NASA を中心として国際協力が進められており、我々も
SEPAC (Space Experiment with Plasma Accelerators)
としてプラズマ加速器を用いた宇宙空間プラズマ実験計画を考
えている事は前回に報告した。現在 60 kJ のコンデンサ
放電によるプラズマ銃又は MPD アークジェットを考えて開発を
進めているが、その中ではバリウムの重要性が特に注目され
る。バリウムは最近 Chemical Release と呼ばれる化学的爆発
反応を利用して宇宙空間の電場の測定等に用いられてきたが、
今回に示した様に太陽可視光の発光散乱を利用する
特色でありこれにより宇宙空間に人工的に生成されたプラズマの
地上からの観測が可能になる。Chemical Release では一度に数 Mol と
いう大量のバリウムが放出されるが、プラズマ銃を用いて一度に放出される量は少く、
繰り返し実験を行う事が出来る。



[オ一回]

プラズマ銃を用いて一度に放出される量は少く、繰り返し実験を行う事が出来る。

プラズマ銃を用いて既に実験室のプラズマ実験で Q-machine, Ion engine の様に定常的にプラズマ生成を行うものと MPD-Arc-jet や Plasma Gun の様にバリエーションの生成を行うものを使用されているが、スペースセトルの 8 km/sec で飛行している効果と見るとバリエーションの生成は初期のころのみに限られている。

今 SEPAC で考えている 60 kJ のプラズマ加速器で生成される 4×10^{20} ion/shot のバリウムイオンは $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ の発光散乱を起す場合、強度計算をすれば生成されたプラズマ、磁力線に垂直方向の拡散などの係数である $D_{\perp}^{(c)} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot (\text{RT})^{-1/2}$ B^{-2} 及び Bohm 拡散 $D_{\perp}^{(B)} = 6.3 \times 10^6 \cdot \text{RT} \cdot B^{-1}$ の各々についてプラズマ柱の拡散を計算し Column Density を求めたのがオ一回に示した。この図から分かる様にスペースセトルからプラズマ銃射後約 100 ~ 1,000 秒近観測が可能である事から、

CLASSICAL DIFFUSION

T(s)	R(M)	L(KM)	N_{\perp} (IONS/CM ² - COLUMN)	
1	100	4.3	3×10^{10}	← PHOTOGRAPHABLE
10	100	43	3×10^9	
100	100	430	3×10^8	← NIGHT SKY BACKGROUND
1000	100	4300	3×10^7	

BOHM DIFFUSION

T(s)	R(M)	L(KM)	N_{\perp} (IONS/CM ² - COLUMN)	
1	160	4.3	2×10^{10}	← PHOTOGRAPHABLE
10	500	43	6×10^8	
100	1600	430	2×10^7	← NIGHT SKY BACKGROUND
1000	5000	4300	6×10^5	

[オ二回]

この図から分かる様にスペースセトルからプラズマ銃射後約 100 ~ 1,000 秒近観測が可能である事から、

Delayed Emission Excited by a High Power Microwave Pulse (II)

佐々木進, 金子修, 戸沢洋二, 河島信樹
 東京大学宇宙航空研究所

前回の学会で、高出マイクロ波パルスとその入射周波数がプラズマ周波数にほぼ等しくかつサイクロトロン周波数の整数倍に等しいという条件の下でプラズマに打ち込むと、パルス入射終了後遅れて今度はプラズマからマイクロ波帯のエミッションが出てくる事を述べた (delayed emission) (実験装置 Fig.1)。

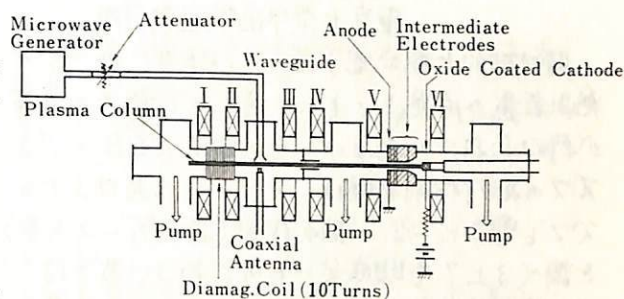


FIG.1

この入射条件は、マイクロ波によるプラズマの加熱と対応しており、実際X線、Diamag信号の解析により hot electron が生成されている事が観測された。この hot electron のエネルギーは約20KeVで、パルス入射後のプラズマの状態は、定常的に作られている cold plasma (数eV, 10¹³cc)の中にミラー場にトラップされた少量の hot electron (10¹³cc)が存在している事になる。このような条件の下では静電的不安定性が働きおこされ縦波が励起されるが、その周波数スペクトラムは hot electron の分布関数の形に強く依存する。このような型のインスタビリティは double humped distribution によるもの (タイプA) と温度異方性によるもの (タイプB) とに大別される (Hall et al). 我々はここ最近実験条件により三種類の delayed emission ($m f_{ce}$, $(m+1/2) f_{ce} \sim (m+1) f_{ce}$, $(0.8 \sim 1.0) f_{ce}$, m : 整数) を観測しており、 $m f_{ce}$ 及び $(0.8 \sim 1.0) f_{ce}$ の delayed emission はタイプAによるもので、 $(m+1/2) f_{ce} \sim (m+1) f_{ce}$ のものはタイプBによるものと考えている。この厳密な議論には、電子の速度分布関数と励起された波の k を知る必要があるが、実験上の困難さから未だ測定できていない。この種のインスタビリティでは、バックの cold plasma は安定化の方向に寄与するが、オム図に示した様にマイクロ波パルスによって hot electron を生成した後 cold plasma を人為的に急減させると確率良く delayed emission を励起する事ができた。この実験条件のような状況は、スーパーでも飛翔体からRFを打ち出してプラズマを加熱した場合 (Alquist, 衛屋等) や地球磁場に高エネルギー電子がトラップされた場合におこりうる。磁気圏で観測される各種のエミッションには、この実験のようなメカニズムで励起されるものもあると考えられる。

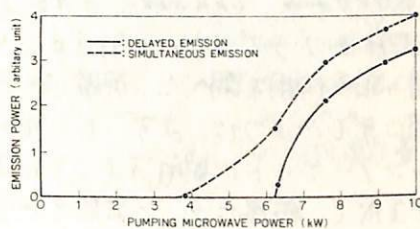


FIG.2

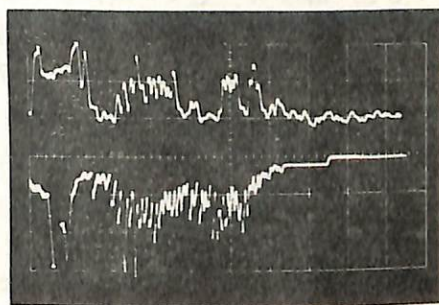


FIG.3

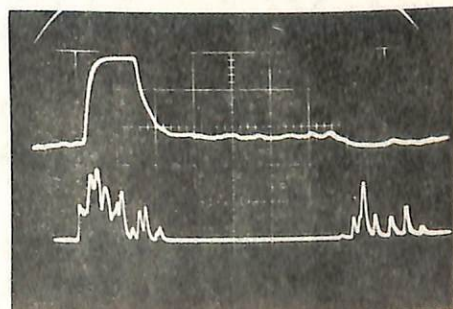


FIG.4

相対論的大電流電子ビームと プラズマの相互作用

岡村 良, 中村 幸男, 河島 信樹
東京大学宇宙航空研究所

相対論的大電流電子ビーム(REB)は、その発生装置の用途とともに、種々の分野での実験が行なわれつつあるが、その中でREBとプラズマの相互作用実験は、スペースにおけるプラズマと電子ビームの相互作用(皿型バースト等)を調べる上でも興味深いものである。我々は、相対論的電子ビーム発生装置として、Febetron (600 kV_{max}, 10 kA_{max}, 3 ns) を用い、

REBをプラズマ中に入射することにより、両者の相互作用を調べた。実験は、Fig. 1の概略図に示したように、まず、レーザーをポリエチレンターゲットに照射することによりプラズマを生成し、磁場によって拡散させる。プラズマは約30μs後に真空容器全体に拡散するが、このときの密度は、 $\lesssim 2 \times 10^{13}/cc$ である。又、外部磁場の強さは、最大1.6 kGauss程度である。レーザーをファイアーして種々のタイミングに、軸方向左方より、チタニウムファイル(10~20μ)を通してREBを入射し、測定を行なった。測定は、i) Faraday Cup ii) Magnetic Loop iii) X-ray Detector により電子ビームの伝播を調べ、iv) Diamagnetic Loopにより、プラズマの熱エネルギーの変化 [$\Delta(mkT)$] を調べた。又、プラズマからのμ-波帯(1 GHz ~ 10 GHz)の電磁波のエミッションの測定も同時に行なった。プラズマ中にREBを入射すると、プラズマの反磁性信号の急激な増加が起こり [Fig. 2(A)], 同時に壁からのhard X-rayが観測される。又、ビーム入射後数百μsecにわたり、電子のサイクロトロニ周波数(f_{ce})の整数倍の周波数のμ-waveのエミッションが観測された [Fig. 2(B)]. Fig. 3に、このμ-waveのエミッションの周波数スペクトラムを示した。

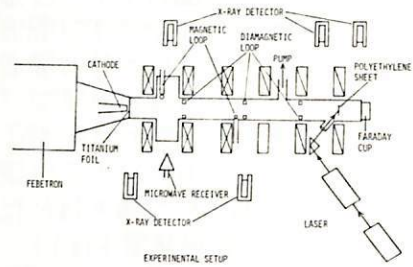


FIG. 1

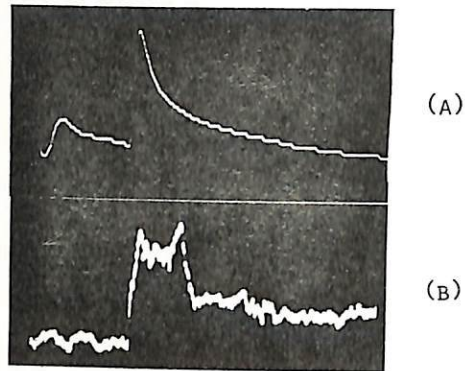


FIG. 2

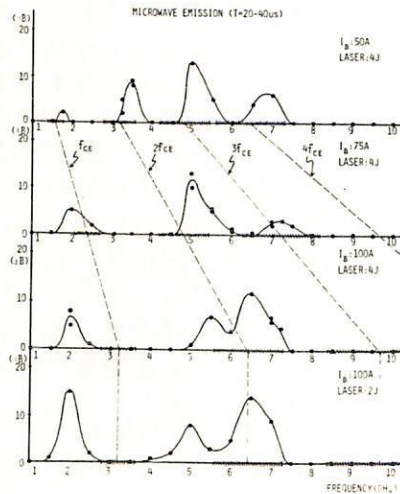


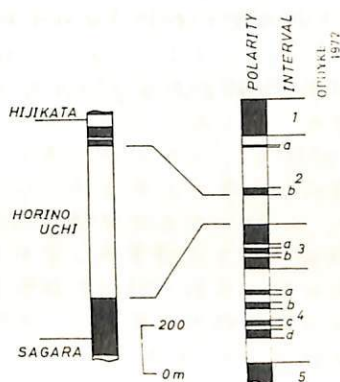
FIG. 3

吉田和郎
東北大学、理、

新妻信明
東北大学、教養部、

静岡県相良・掛川地区には化石を多く含む海成新第三系がよく発達して、古くから層位学的研究が行なわれ、中部日本太平洋岸新第三系の標準層序がここで立てられてきた。この地区の層序は、下位より女神層、菅ヶ谷層、相良層、堀の内層、土方層、曾我層である。このうち、相良層、堀の内層、土方層下部について5本コアを、計87サイトで測定用資料を採取した。採取は携帯用コアローを用い、1層準について3本づつ採取した。これらの資料の岩相は主にシルト岩であった。今回はこのうち相良層最上部、堀の内層、土方層下部について、はじめに地磁気層位学的研究を試みたのでその結果を報告する。

残留磁気の測定は、2次的な残留磁気成分を除去するために、20以下の無磁場内で200℃の熱消磁を空気中で行ない、さらに1500Gの交流消磁を行った後、μメタルケースでシールドした自動高感度無定位磁力計で測定した。この磁力計による測定結果は電子計算機を用いて、強度・偏角・伏角・VGPの緯度を計算した。これらの結果、試料の残留磁気強度は $10^{-6} \sim 10^{-7}$ e.m.u./ccオーダーであり、 10^{-7} e.m.u./ccの試料のなかには測定値がほぼつくもりもあったが、図に示すような正逆する地球磁場変化を明らかにすることができた。これまでの報告されてきた掛川層群の微化石層序を参考にして、ここで得られた古地磁気層序と深海産堆積物について報告されてきた古地磁気層序との対比を試みた。



秋田県北^{ほくろく}奥地区におけるボーリングコアの磁性について。

乗 富 一 雄
秋田大学 鉱山学部

秋田県の北部地域は黒銘鉄床地区であり、その探鉱のために多数のボーリングが行われてきた。これらのボーリングコアについて、その残留磁気を測定し、新才三系の古地磁気研究の一助としてきた。

最近になつて、秋田県と青森県との県境付近の調査が開始され、多くのボーリングが行われつつあるのが、そのコアについて再び磁性測定を開始した。前回の測定では、主として火山岩類だけを対象にしていたが、今回は地槽岩についても出来る限り測定をしている。

前回の測定では、大館北方矢立地区より、大館南方にかけての、ほぼ南北に連なる帯状の地帯に分布するボーリング孔が対象であり、比較的鉄床地帯に沿つた地区の火山に、岩石の産出がひとくち、新鮮な試料が少なかった。それと比べると、今回の調査域では（前回の地域の東北方に位置しているが）、一部産出を受けているが、前に比較すれば新鮮なものが多く、かつ、火山岩の種類も多い。従つて、今回の測定は、従来の結果に対して新しい検討を加える意義をもつものである。

研究対象地区の火山活動の時期は、新才三系の、秋田地区における西里沢階～女川階とされている。岩種は、流紋岩、石英安山岩、の酸性火山岩類と、粗粒玄武岩、玄武岩の基性岩類が主である。

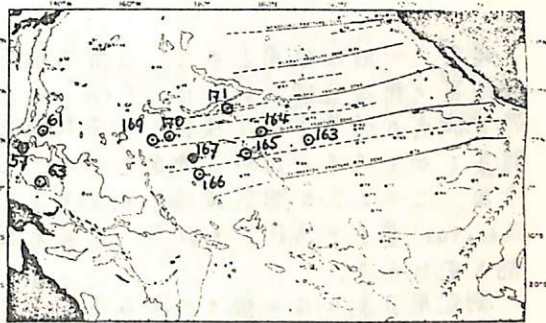
従来の結果によれば、西里沢階の後期および女川階の中～後期に Reverse のものが見出されている。今回の火山岩の測定においても、大体にかいては同じ結果となつたが、さらに、西里沢階の泥岩層が Reverse であることが確認された。

また、今回の調査域には、相内鉱山付近を模範地とするいわゆる相内玄武岩類が、多く分布しているが、この相内玄武岩類は、従来考えられていたような幅広い活動期をもつものではなく、西里沢階の後期の比較的短期間の活動でありように考えられる。

北沢 - 宏

東京大学海洋研究所

Glomar Challenger 号による太平洋地区での第2回目の掘削で得られた岩石試料による研究の一部を報告する。試料の大部分のものは Leg 16, 17 で得られた basalt である。また Leg 6 で得られた岩石試料も若干含まれている。Drilled site の大略は図に示した。Leg 16 は赤道太平洋の東部, Leg 17 は中部, Leg 6 は西部と大別出来る。試料は各 site とともに 2~3 の深さの異なる岩石を入手し、深さによる相異を調べる事を試みた。今回行、 χ 測定は主として自然残留磁化の測定と磁気天秤による飽和磁化の測定である。



古地磁気の結果

入手した岩石試料は上下の関係のみが知られているものと、方向関係は全く解らないものがある。上下関係の知られているものについては自然残留磁化の方向のうち伏角が古地磁気の情報として使うことが出来る。図中に示した sampling sites からの試料はこれに相当する。伏角の方向は各 site の現在の緯度とは明瞭な関係を示していない。また、深さ方向に関しては同一層内から得られた試料は、ほぼ同じ方向を示している。一部試料では深部に在る程不安定成分が増える傾向が認められた。今回の測定では交流消磁は特に行っていない。2ヶ月間の storage test では測定結果に重大な影響を与える程の磁化の変化は認められなかった。site 57 の試料については交流消磁の結果を見ても、かなり大きな viscous moment の存在が明らかである。

岩石磁気の結果

飽和磁化の温度変化は 4.5 kOe の磁界中で測定した。 J_s-T の曲線の様子は、よく知られている海洋性岩石のそれと同じである。大多数のものは加熱の際に 300°C 附近と 500°C 前後の 2ヶ所に Curie 点が存在する。650°C 程度まで加熱した後に冷却した。この時には 560°C 前後で Curie 点を示し、常温では熱処理前の飽和磁化の値の 1.5~2.5 倍の値を示す。この種の室内実験は空気中で行い、一部は 10^3 Torr 程度の真空中でも実験を行った。空気中での熱処理とは異った挙動を示し、加熱過程での 2ヶ所の Curie 点は空気中での実験と大差ないが、冷却過程では飽和磁化の値は同じ温度での加熱時のそれより弱く、(曲線は加熱曲線の下側を通る。常温での飽和磁化の値は熱処理前と殆んど同じである。また深さが増えるに従って低い Curie 点か下がる傾向が一部の試料に見られた。一部の試料については、X線回折による強磁性鉄物の格子定数の決定、XMA による強磁性鉄物の分析が進行してをり、これらの結果も同時に報告する予定である。

新妻信明 吉田和郎 本夕直樹 織山純 金子稜
 東北大教養 東北大理 東北大金研 東北大理 東北大理

現在、一般に使用されている岩石磁気測定用磁束計のうち、μメタルでシールドした3磁石系の無定位磁束計では、 1×10^{-7} emu/ccの残留磁気強度の試料まで測定できる。しかし、残留磁気の性質を種々検討し、古地磁気学的資料を得るためには、さらに小さい残留磁気強度しかもたえる試料の測定を行なう必要性があり、より高感度の磁束計が要求される。今回、このような微弱磁場を測定するためにSQUID (Superconductive Quantum Interference Detector, 量子干渉計) を利用した岩石磁気測定用超伝導磁束計を製作した。その構造の概略を図に示す。

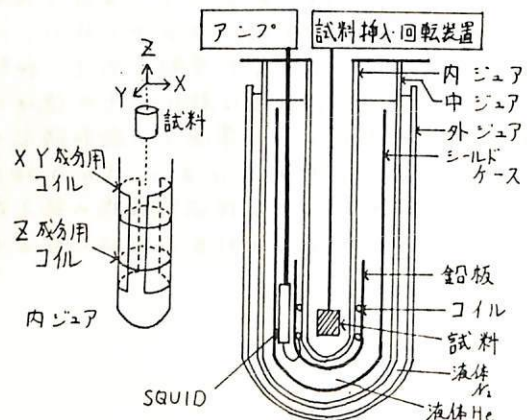
測定用コイルは二組のヘルムホルツ型コイルを直列に接続して、一方のコイルの中心で試料をZ軸で回転させることにより、3成分をただ1個のSQUIDで測定できるようにした。

SQUIDはそのインピーダンスが、SQUIDを貫く磁束変化に対して $\phi = 2.07 \times 10^{-7}$ gauss · cm² の周期をもつて変化する。超伝導線で作った測定コイル部への試料の挿入・回転によりコイルを貫く磁束が変化し、その変化に比例した誘導電流が永続的に流れる。この電流変化により測定用コイルと結び合っているSQUID部位のコイルのつくる磁場が変化する。測定においてはSQUID部位のコイルの磁束が常に一定であるように、もう一方のコイルに電流を流して、磁場変化を補償し、この補償コイルに流れている電流を測定することにより、磁束変化を線型化して検出している。

試料の残留磁気が双極子とみなせるとすれば、試料の回転位置θでの残留磁気測定値M_θは $M_{\theta} = Z + a(X \cos \theta + Y \sin \theta)$ で表わされる。X, Y, Zは試料のもつ磁気ベクトルに対応し、Zはジユア壁の軸方向、X, YはZ軸に直交し、互いに直交する軸方向の成分を示す。aはコイルの形状で決まる定数である。このような測定値より残留磁気の方向、強度が求められる。

測定にあたっては磁気的ノイズの影響をさけるために、測定用コイル、SQUID、測定用試料はすべて超伝導シールドを行なった。

製作した超伝導磁束計による測定では 1×10^{-6} emu/ccの残留磁気強度の試料に対して、12.4 mVの出力が得られ、ノイズレベルは0.1 mV以下であった。従って、 10^{-8} emu/ccの残留磁気強度の試料は充分測定可能である。



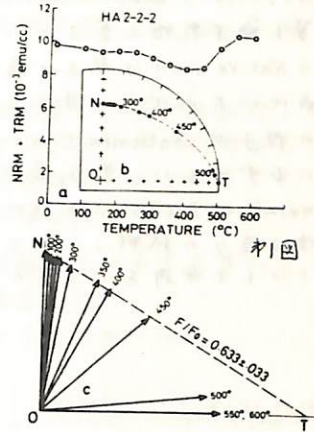
河野 長
東大理

上野直子
東洋大

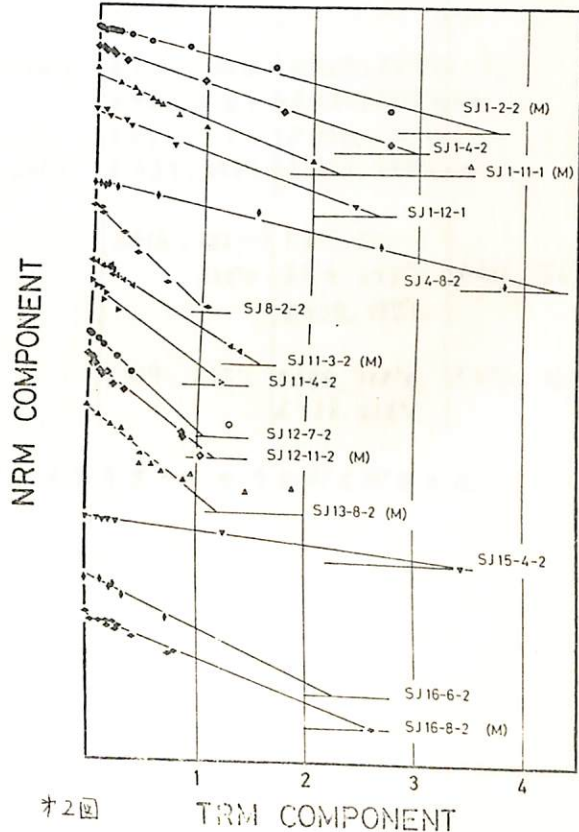
現在、古地球磁場強度をおめる時には、最も有効な方法として、テリ工法が用いられる。この方法では、無磁場空間と定磁場空間で同一温度に熱し残留磁化を測定する。すなわち二回加熱を必要としている。我々はKono によって考案された、一回加熱式テリ工法をHawaii と San Juan (Oligocene) の火山岩に適用し、その有効性をたしかめた。

一回加熱式では、NRM 方向に垂直にかけた定磁場 ($F_0 = 0.5 \text{ oe}$) 中で、各温度に一回だけ熱し、常温でRMを測る。NRM の方向が消磁後も変わらず、PTRM はNRM に直角にできるようにしてあれば、このRMの大きさと方向から、NRM と PTRM を分離することが可能である(オ1図)。交流磁場消磁で安定なNRM は熱消磁でも安定であると仮定して、交流磁場消磁 ($\sim 400 \text{ oe}$) で安定なNRM をもつ試料を選んで実験した。試料の半数には正規のテリ工法を適用して比較した。実験した San Juan 火山岩の30個の試料のうち14個について実験が成功してArai ダイアグラムがかけた(オ2図)。図で(M)印の試料は一回加熱式で、他は正規のテリ工法を行ったものである。両方法とも、ほとんど同様の結果がえられ、VDM は $(5.29 \pm 2.84) \times 10^{25} \text{ Gcm}^3$ となった。この値は現在値より小さいが、試料数を考慮すると、小さいとは断定できない。なお、実験が成功した試料の中には、熱磁化温度曲線が二つのキュリー点をもつものや、不可逆なものもあつた。

この方法の利点としては、正規のテリ工法にくらべて、1. 実験回数が半分であるので、労力や時間が半分ですむ。2. 温度の再現性を気にしなくてよい。3. 加熱回数がへるので、熱による化学変化がへることか期待される。等が考えられる。欠点は、試料を並べる際に、方向が5°以内くるうが、古地球磁場と実験定磁場の強度比 (F/F_0) が小さい試料については、このくるいが無視できず、大きな誤差が出てしまうことである。



オ1図



オ2図

百瀬寛一

信州大学理学部

第57回の講演会で発表した如く強磁性鉱物の熱磁化測定から Native iron が同定されたが、反射顕微鏡ではその存在が確認出来なっていた。最近になって、ようやく数々の(30μ程度の大きさ)粒子が発見された。そのうちの1ヶについて千葉大、兼平慶一郎、地調、島崎吉彦の両氏により Electronprobe microanalyser で同定が行なわれ、その結果 Standard Fe とほとんど等しい不純物を含まないう金属鉄であることが明確になったので報告する。

この Native iron は今まで気泡中に存在すると思っていたのは筆者の尙違であつて、兼平、島崎の両氏によれば、その周辺を Silicate mineral で囲まれていることがわかった。この事案から、この粒子が Contamination によるものでないことは明確である。そのため成因については大變にむずかしい。即ち、岩石中には Titanomagnetite も存在し、上述のように鉄粒子が Silicate mineral の Inclusion の形で存在する筈である。

今後は残りの試料について Electronprobe microanalyser による分析を行ない、Silicate mineral についても分析をして、その成因について究明したい。

上嶋正人
地質調査所

これまで 海底の玄武岩の酸化について 調べてきたが、酸化とともに Curie 点が上がり、格子定数が小さくなることわかった。

この結果では、格子定数が予想より低くなる例がいくつかあった。
Al や Mg の混入は格子定数を低くし Curie 点にも変化を与えて低くする。Al を少量混入させてチタノマグネタイトを作り、これを酸化させて Curie 点と格子定数の変化を見ることにした。

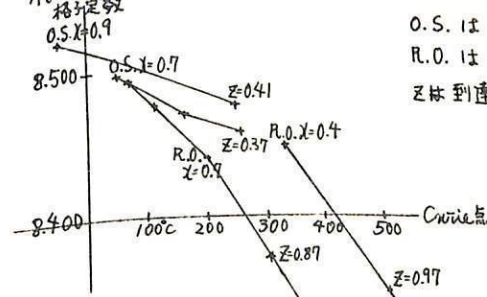
サンプルの合成は封入法によった。Fe Fe₂O₃ Ti₂O₃ Al を計算してまぜ合わせ 100 kg/cm² の圧力で錠剤型にし Si ガラスに真空封入し 1150°C で 1 日おいた。これを乳鉢で十分すりつぶしてから、ボールミルで 150 時間処理し、上ずみをして、160°C 190°C 210°C 260°C で 1 日おいたものである。

結果については、化学分析をやっているので X 線回折で分解かみとめず水素いものについて、Curie 点を横軸、格子定数を縦軸に ● と、て表示した。これまで行なわれた低温酸化の実験結果についても表示してくらべてみる。

	合成したもの	ボールミル処理後	42.7% H ₂ O, 30%, 160°C	160°C 1 日	210°C 1 日	260°C 1 日
x=0.0	8.396, 579°C					
x=0.35	8.440, 368°C					
x=0.65		8.484, 172°C	8.445, 258°C	8.460, 243°C	8.424, 362°C	
x=0.8	8.515, -76°C			8.446, 216°C	→ 8.439, 308°C	
x=0.95	, -109°C	8.530,	8.500, 6°C	8.493, 21°C	8.446, 130°C	
AM 49	(海底玄武岩から抽出)	8.472, 170°C	8.439, 260°C	8.439, 297°C	→ 8.431, 338°C	
x=0.5, Al ₂ O ₃ 2%	8.454, 265°C			8.416, 282~?	8.391, 322~?	
x=0.65, Al ₂ O ₃ 2%	8.473, 124°C	8.473, 137°C		223°C	8.424, 298°C	8.411, 363°C
x=0.8, Al ₂ O ₃ 2%	8.507, -36°C				8.430, 187°C	
x=0.5, Al ₂ O ₃ 5%	8.495, 178°C			8.414, 256°C	8.386, 318°C	8.370, 362°C
x=0.65, Al ₂ O ₃ 5%	8.469, 51°C				8.388, 218°C	

x の値は、x Fe₂TiO₄ · (1-x) Fe₂O₄ でチタノマグネタイトのウルボスピネル比。

Al₂O₃ の量はモル%。



O.S. は Ozima & Sakamoto (1971) による。
R.O. は Readman & O'Reilly (1972) による。
z は到達酸化度を示す。

アルカリ玄武岩中のチタノマグネタイトの
成分と磁性笠嶋 貞雄
京大・理

西南日本産のアルカリ玄武岩中のチタノマグネタイトは大部分 P-型 (例外的に高水地玄武岩に N-型を認められた) の熱磁氣的性質を示すことは前回にすでに報告した。これらの強磁性鉱物の化学分析の結果から Mg^{2+} , Al^{3+} カチオンが著しく多く含有されることが認められた。このような MgO , Al_2O_3 の存在形態について, 桂・笠嶋 (1975) は *Non-magnetic mineral* である $MgAl_2O_4$ が $Fe_2TiO_4 - Fe_3O_4$ 固溶体と固溶体を作り, 3成分系を成しているものと推論した。

さらに Creer et al. (1970), Richards et al. (1973) は玄武岩の強磁性鉱物中に Mg^{2+} , Al^{3+} をかなり含むチタノマグネタイトについて報告し, これらイオンがそれぞれ Fe^{2+} , Fe^{3+} を置換しているものと仮定して, 酸化度を推定する方法を提起している。その結果によると, これら玄武岩類は多くが著しく大きい酸化度 ($0.6 \leq \alpha \leq 1.0$) を示すこと, 従って残留磁気の自己反転の可能性が高いことを推論している。これは大変重大な指摘である。しかし筆者はこのような高い酸化度を示すとした推論過程に対して幾つかの疑問を持ち, 上記西南日本産の玄武岩類のチタノマグネタイトについて, 両説に基づいた化学組成のあり方を *Stoichiometry ~ Non-stoichiometry* の観点から比較するとともに, 熱磁氣性質の変化や残留磁気の発生機構の立場から検討してみた。この結果について述べてたい。

杉浦直治 永田武
東大・理 極地研

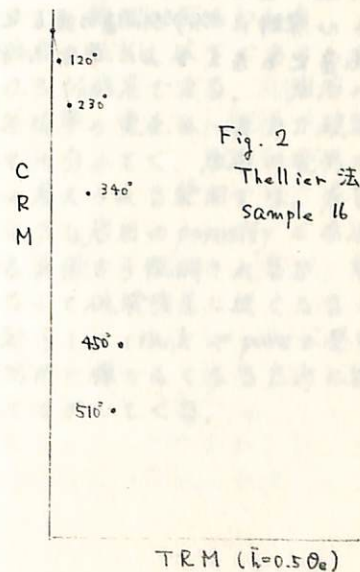
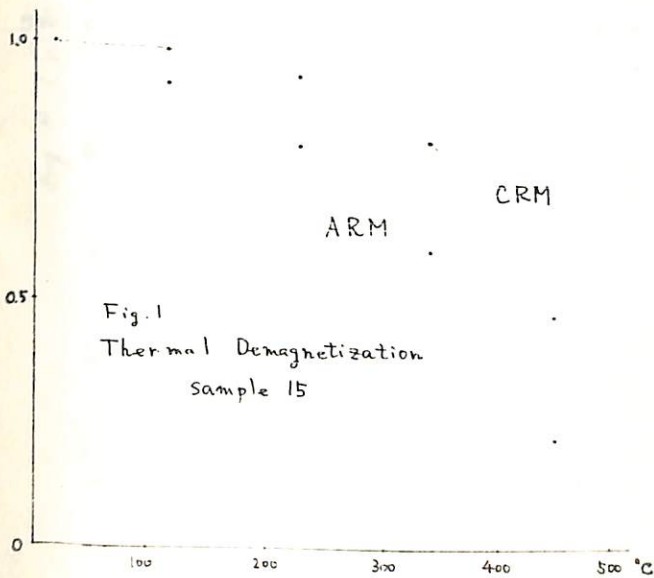
Nickel content が 32% 以下の Fe-Ni alloy は Curie point よりかなり低い温度で $\gamma \rightarrow \alpha$ transition を起こし, そのとき CRM を獲得する. Ordinary chondrite の残留磁化はこの様な CRM である可能性があるため, 人工的に作った sample についてこの CRM の性質を調べた.

Sample は MgO, SiO₂, Fe, Ni を混合し silica glass に真空封入して高温 (1120°C, 60 hours) にしたのを地球磁場で quench して作った. その磁気的性質の測定結果は下の表にまとめてある. ()内は mean destructing field in Oe

Sample	grain size	metal wt%	Ni wt% in alloy	CRM $e_{u/g}$	ARM ($k=3.75 Oe, H=680 Oe$)	SIRM $e_{u/g}$
12-1,2,3	40 μ	14.5	26.5	3.63×10^{-3} (88)	$1.59 \times 10^{-2} e_{u/g}$ (110)	2.33×10^{-1} (55)
14-1,2,3	40 μ	8.7	11.5	1.54×10^{-3} (88)		1.17×10^{-1} (95)
15-1,2,3,4	20 μ	0.95	26.5	2.34×10^{-3} (65)	$0.39 \times 10^{-2} e_{u/g}$ (115)	0.42×10^{-1} (80)
16-1,2,3,4	20 μ	0.25	26.5	0.77×10^{-3} (79)	$0.29 \times 10^{-2} e_{u/g}$ (95)	0.22×10^{-1} (75)

これらの結果と熱消磁の結果 (Fig. 1) から以下の特徴が指摘される.

- 1) grain size が大きいにもかかわらず, もし ARM \approx TRM とするならば, これらの sample は Lowrie-Fuller の single domain criterion を満たす.
- 2) 20~40 μ の範囲で Fe-Ni の単位質量当りの残留磁化は grain size dependent である.
- 3) ARM は交流消磁に対して CRM より安定である.
- 4) ARM は熱消磁に対して CRM より不安定である.
- 5) Thellier 法を用いて CRM を作った磁場強度を estimate すると, 真の値より 5 倍程度大きい値を得る. (Fig. 2)



海山年代の測定

齋藤和男 小嶋稔
東大 理

太平洋東部は、EPRから西に向けて地磁気の縞模様がはっきりしており、海底地形も比較的単純で、その成因は否之やまいが、中部太平洋から太平洋西部にかけては、地磁気の縞模様の見られない Geomagnetic Smooth Zone の存在、あるいは、Mid-Pacific Mountains および Hawaii - Emperor, Line, Marshall - Gilbert 等の海山群の存在などによって、その成因は未知の点が多く残されている。特に Mid-Pacific Mountains および Line Ridge は Geomagnetic Smooth Zone に存在するため、地磁気の縞模様によって年代を推定することができない。

我々の研究室では $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法による太平洋西部の年代決定を計画し、現在までに Line Ridge および、その周辺海域に12点、Emperor 海山群中に1点、そしてシャツキーライズ上に1点、isochron 年代を求めた。また、日本東方沖、フィリピン海、Line Ridge 南部、Mid-Pacific Mountains 中の海山および基盤岩の試料もすでに用意されている。

Line Ridge の成因に関しては、この Ridge のホットスポット起源説を強力に支持する結果は得られなかったが、また否定する結果ともならなかった。ただ、DSDP 66, 165 の2つの地点では基盤の年代が上を覆う堆積層の年代より若いことが認められ、この海域で若い火山活動があったことが示された。最近、DSDP 165, 315, 316 の3地点の堆積年代が皆80 m.y. 程度であることを根拠に、Line Ridge のホットスポット起源を否定する意見が出されているが、堆積層より若い基盤が存在する可能性が示されたことによって、基盤岩の年代を測定する以外に、この Ridge の成因を明らかにすることの出来ないことが示された。

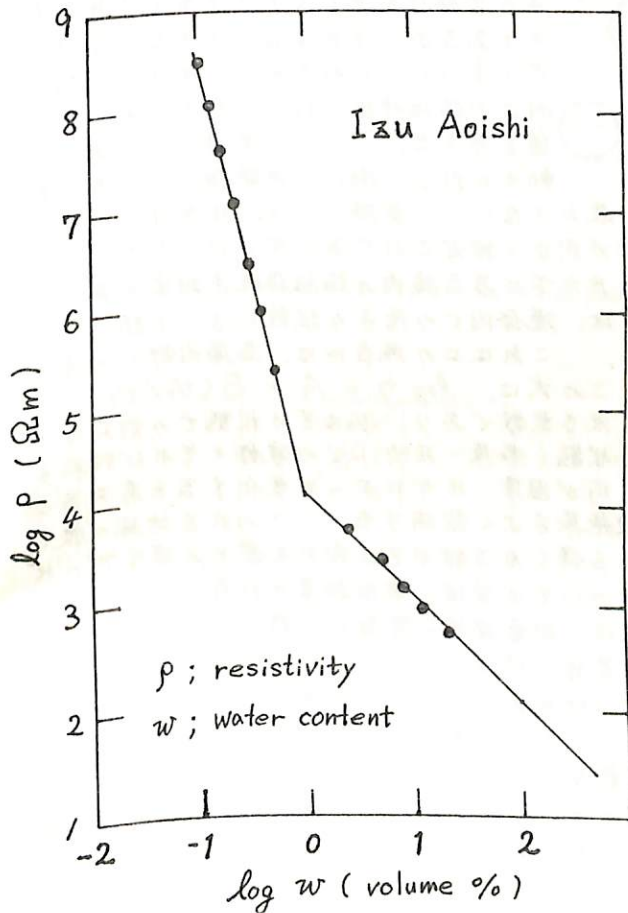
7-Tow-IV 142, 137, 130 の3点の岩石中から、大気の数より低い、 $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ の初成値が見出された。この低い値が同位体効果によるものでないならば、この海域下のマントル深部に $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 値の著しく低い部分を考えなければならぬことになる。これは、地球発達史を考える上に重要なポイントになる。

含水岩石の電気伝導度 (I)

桑野洋三・藤井直文
(東大理)

岩石の変形に伴う電気伝導度の変化は、観測データから地殻に働く応力やひずみを推定するための情報を与える。多くの岩石は 10^{10} $\Omega \cdot m$ 以上の抵抗率を持つ絶縁体であることから、実際に観測される数百 $\Omega \cdot m$ 以下の低い抵抗値は、岩石に含まれる水によって主に決定されており、岩石の変形に伴う電気伝導度の変化も、含まれている水の配置の変化によって起ると考えられる。ここでは、種々の porosity を持つ岩石について、含水量及び一軸圧下のひずみによる電気伝導度変化の測定を行なった。

実験及び解析の手順は、(1) 各 porosity を持つ岩石について、含水量による電気伝導度の変化の測定、(2) 一軸圧下で圧縮方向及びそれに垂直な方向での、ひずみ量と電気伝導度の変化の同時測定、(3) (1), (2) の結果と岩石内の pore や crack に関する他の情報とから、水の配置によって岩石の変形に伴う電気伝導度変化を説明する。である。実際に用いた岩石は花崗岩、凝灰岩等で、porosity は 0.5 ~ 30% の範囲である。試料は $3 \times 3 \times 5$ cm 程度の直方体で、各方向についてひずみ、電気伝導度の測定を行なった。電気抵抗の測定範囲は $10^3 \sim 10^{10}$ Ω で、 10^8 以上は直流測定、以下は 2 Hz の矩形波を用いて測定を行なった。左図は含水量による抵抗率変化の測定結果の例である。



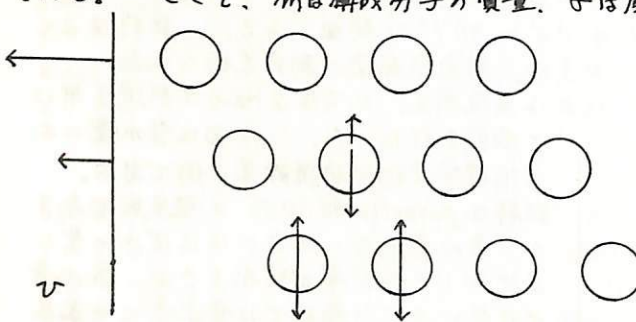
試料は porosity 約 30% の凝灰岩であるが、含水量が多い場合にはほぼ水含量に反比例して抵抗率が変化するが、含水量が非常に少ない範囲では含水量の4乗以上に反比例して大きく変化していることがわかる。これは測定されたすべての岩石について成り立つ性質である。

一軸圧下での測定は、含水量及び porosity の異なる試料について、岩石が破壊するまでの範囲で行なわれた。試料の破壊強度は数 Kb 以下であり、ひずみは最大 0.3% 程度である。岩石の変形に伴う抵抗率の変化は、圧力が破壊強度に比べて十分小さく、岩石の変形が一樣であると考えられる範囲では、左図に見られるような岩石の porosity と含水量の相対的な関係から説明されるが、軸圧が大きくなって破壊強度に近くなると、岩石内に新しい crack や pore が発生し、また変形が一樣でなくなるために抵抗率の変化もちがってくる。

浜野 洋三
(東大理)

地球の核の粘性は、核内部の流体運動を規定するパラメーターのひとつであり、地球磁場発生メカニズムを考える上で重要な量である。この核の粘性の直接的な観測量としては、地震波の核内での減衰が考えられるが、この結果からは $\eta = (3 \sim 7) \times 10^{10}$ poise という高い粘性係数が得られている (Suzuki and Sato (1970))。一方理論的な推定としては、Gans (1972) は $3.7 < \eta < 18.5$ cp という極めて低い粘性係数を与えている。地球核の主要構成物と考えられる Fe-Ni についての高温高压下での粘性係数の測定は行われていないので、ここでは理論的な推定値としてどの程度の値が妥当であるかについての考察を行う。

Gans は Andrade (1934) の式 $\eta = (4/3) \cdot (m/\sigma) \cdot f$ を用いて核の粘性係数を推定している。ここで、 m は構成分子の質量、 σ は原子間距離、 f は格子振動の特性振動数である。



この式は、図のような運動を考えた場合、運動の方向に平行な各層の間に原子の振動によって力が働き、それによって粘性が生じるとして求められたものであるが、任意定数を含みない簡単な式であるにもかかわらず、一気圧下で融点付近の粘性係数に対して非常によい推定値を与える。しかし各層内での原子の動きに対して働く力を無視しているため

に、粘性係数の温度変化や圧力変化を正しく表わさない。実際、10Kb 程度までの圧力範囲で測定された実験結果と比較すると、この式から推定される値は常に低くなる。このことから Andrade の式を使って、1Mb 以上の圧力下にある核内の粘性係数を推定することは適当でない。Cohen and Turnbull (1959) は、流体内部での原子の拡散によって粘性が決定されるとして粘性係数の変化の式を求めた。これは上の場合には、各層内部での原子の動きに対する力を考えた事に対応する。この式は、 $\log \eta = A + B(v_0/v_f)$ と表わされる。ここで A, B は物質によって決まる定数であり、 v_0 はその状態での対応する固体の比体積、 v_f は free volume とよばれ、各状態 (温度・圧力) での液体とそれに対応する固体の比体積の差を表わす。ここで v_0, v_f が温度・圧力によって変化すると考えると、この式は測定データがある範囲内では実験結果をよく説明する。この式を地球の核に適用する場合には、 v_0 は shock wave の実験から得られる鉄やその他の元素との混合物の状態方程式から推定することができるが、 v_f については直接の実験結果が存在しないので、何らかり仮定、理論を必要とする。ここでは、地震波等の観測から得られる地球核の密度が、Fe-Ni と FeS, S 等の混合物からなる流体の密度であるとして、混合の量比による核の粘性係数の推定値の変化を調べる方法と、融点の圧力変化と融解の際の体積変化との間の熱力学の関係式を使って鉄の核内部の圧力下での融点と粘性係数との関係を定める方法とにより、核内部で可能な粘性係数の値の範囲の推定を行なった。この方法では粘性係数を一意に決定することは出来ないが、現在までに得られている観測量や実験結果の範囲内では、地球の外核の粘性係数は 10^{14} poise 以上と考えられる。

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The coercive force (H_c) of Apollo lunar materials increases with a decrease of temperature from room temperature to the liquid helium one. The apparent value (for $H_{ex} = 0$) of saturation remanence (I_R) also increases with a decrease of temperature. Fig. 1 shows a correlation between $H_c(4.2^\circ K)/H_c(295^\circ K)$ and $I_R(4.2^\circ K)/I_R(295^\circ K)$. An approximate linear relation between the two ratios is observed in Fig. 1; namely

$$I_R(4.2^\circ K) / I_R(295^\circ K) \approx H_c(4.2^\circ K) / H_c(295^\circ K) . \quad (1)$$

The increase of H_c with a decrease of temperature may be attributable to the effective coercive force of an assemblage of superparamagnetically fine ferromagnetic particles (Bean and Livingston 1959) represented by

$$H_c(T) = \frac{2K}{J_s} \left[1 - 5.5 \left(\frac{kT}{Kv} \right)^{\frac{1}{2}} \right] , \quad (2)$$

where K = anisotropy constant, J_s = spontaneous magnetization, v = average volume of fine particles and the experimental time is taken as 10^4 sec. Then, with the aid of the "ferromagnetic granulometry" technique (Weil 1949), the particle size distribution of fine metallic particles is estimated for typical lunar samples.

The saturation magnetization (I_s) also increases with a decrease of temperature. Fig. 2 shows a dependence of $I_s(4.2^\circ K)/I_s(295^\circ K)$ upon $I_R(4.2^\circ K)/I_R(295^\circ K)$. The relationship between the two ratios is approximately represented by

$$\left[I_s(4.2^\circ K) / I_s(295^\circ K) \right]^{2.6} \approx I_R(4.2^\circ K) / I_R(295^\circ K) . \quad (3)$$

The increase of I_s is a result of the blocking of fine metallic particles at the low temperature.

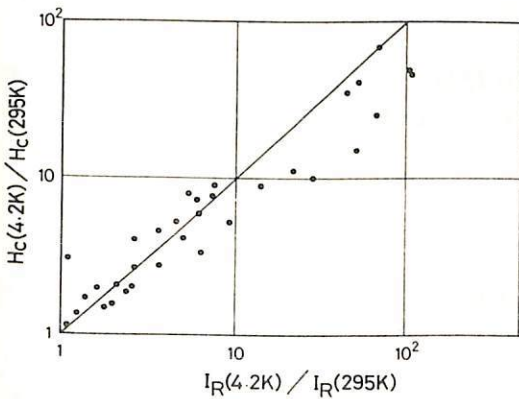


Fig. 1.

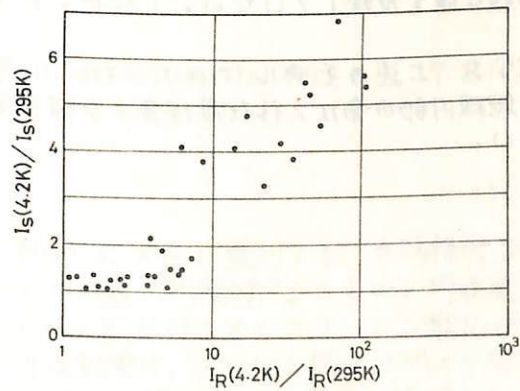


Fig. 2.

小嶋 総, C. J. ALEXANDER, JR.
東京大学理学部, UNIV. OF MINNESOTA

大気中の希ガス存在度パターンは、宇宙（又は太陽）存在度パターンと著しく異っている。因みに大気中の $(^{22}\text{Ne}/^{36}\text{Ar})$ は、宇宙存在度の約 $1/100$ にすぎない。地球大気は固体地球からの二次的脱ガスにより形成されたと考えられている。固体地球内に現存する希ガスの存在度パターンと大気希ガス存在度パターンの比較は、この様な“二次的脱ガス——大気進化モデル”の検証に重要な手掛かりを与えてくれるだろう。

Dymond and Hogan (1973) 及び Fisher (1973, 1974) は、いくつかのガラス質海底玄武岩を分析し、これらに含まれる希ガス存在度パターンが大気中希ガス存在度パターンと著しく異り、むしろ宇宙又は大気希ガスパターンに近いことを見出した。Dymond and Hogan (1973) は、この実験事実に基づき、地球大気と固体地球の間には実質的に物質（希ガス）の移動がなかったことを主張した。

筆者らは、種々の岩石に含まれる希ガスの存在度パターンを、既存の文献から取りまとめた。この結果、種々の岩石中に含まれる希ガス存在度パターンは Type I、および Type II に大別されることを見出した。

Type I (well gas, shale, holocrystalline submarine basalts, 海水, 雨水, 地下水)
大気に比べ $(^{22}\text{Ne}/^{36}\text{Ar})$ が約 $1/10 \sim 1/100$, $(^{130}\text{Xe}/^{36}\text{Ar})$ が $1 \sim 10$ 倍。

Type II (glassy submarine basalts, olivine xenoliths, 火山岩, thucolite)
大気に比べ $(^{22}\text{Ne}/^{36}\text{Ar})$ が約 $10 \sim 100$ 倍, $(^{130}\text{Xe}/^{36}\text{Ar})$ が $1 \sim 10$ 倍。

筆者らは、Type I, II の成因として； Type I は海水（または地下水）に吸収された希ガスが岩石にトラップされたため、Type II はマグマ・ソース中に Ne が選択的に拡散・濃縮したためであると考ええる。事実、Perkins and Begeal (1971) は、シリカ・ガラスに対し、 $D_{\text{Ne}}/D_{\text{Ar}} \geq 10^3$ （D は夫々の拡散係数）であることを実験的に示している。

以上をまとめると、岩石中に含まれる希ガスの存在度パターンは、各希ガス間における (i) 拡散係数、(ii) 吸収・吸着係数の著しい違いにより、一般に固体地球内部における平均的な値を反映していない。したがって Dymond and Hogan (1973) の考えは受け入れがたい。

なお、上述のモデル (Type I, Type II 等) は、(i) 地球大気の二次的脱ガス起源および (ii) 地球内部の希ガス存在度パターンは大気中のパターンと大差ない、という仮定に矛盾しない。

早川幸男
名大理

黄道光、彗星の光の原因になる塵は、太陽放射と太陽風の影響を受ける。その結果、塵は帯電し、それに伴って整列が起る。これらの性質は太陽放射と太陽風の特性を反映する。

塵の帯電は太陽光による光電効果、太陽風の電子とイオンの衝突の釣合いによって決る。一般に光電効果の方が勝って塵は正に帯電する。帯電による塵の静電エネルギーを U とすれば、エネルギー U 以上の光電子が塵から放出される。また静電ポテンシャルによって電子(イオン)の衝突断面積が大きく(小さく)なる。電子(イオン)に対しては熱速度が風の速度より大きい(小さい)ことを考慮すれば、荷電の平衡は

$$n \left(\frac{8kT}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{U}{kT} \right) S_e(U) = \epsilon n (w - \frac{2U}{m_i w^2}) S_i(U) + gI(U) \quad (1)$$

で表わされる。ここに

n : 電子(イオン)密度, T : 電子温度, w : 風速度, m_e (m_i): 電子(イオン)質量。
右辺の g は太陽に面する側だけが照射されることに由来する幾何学的因子で、塵の形状や整列の向きに関係する。 S_e , S_i は附着確率と二次電子放射の影響を表わす因子である。
ここで

$n = 5 \text{ cm}^{-3}$, $T = 2 \times 10^5 \text{ K}$, $(8kT/\pi m_e)^{1/2} = 2.8 \times 10^8 \text{ cm/s}$, $w = 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$
を地球軌道近くにおける太陽風に対する標準値と想定する。光電子のエネルギー分布から

$$I(U) = I_0 \exp(-U^2/E_0^2), \quad I_0 \approx 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad E_0 \approx 2 \text{ eV}$$

と近似すれば、 $U \approx 3 \text{ eV}$ が得られる。

塵は放射や粒子との相互作用によって回転する。角速度 Ω で自転している塵は、相互作用によって角運動量に変化する。単位時間における変化の平均値 $\langle \Delta J \rangle$ と2乗平均値 $\langle \Delta J^2 \rangle$ により回転温度 T_r が決る:

$$kT_r = -\Omega \langle \Delta J^2 \rangle / 2 \langle \Delta J \rangle. \quad (2)$$

塵に異方性があると回転温度にも異方性が生じる。太陽方向に x 軸をとると、それに直角に y, z 軸をとると、角運動量が z 軸方向に整列する度合は

$$A = \frac{\delta}{1+\delta} \left(\frac{T_x}{T_z} - 1 \right), \quad \delta \equiv \frac{\langle \Delta J_x \rangle}{\langle \Delta J_z \rangle} \quad (3)$$

の関数で表わされる。 $A < 0$ の場合に長(短)軸が z 方向に整列する。太陽放射は最も大きな運動量を塵に与えるが、角運動量のやりとりは塵の熱放射によるものと同程度である。 $\langle \Delta J^2 \rangle$ に太陽風のイオンの直接衝突が、 $\langle \Delta J \rangle$ にはイオンのクーロン散乱が最も大きな寄与をする。直接衝突は z に直角方向の角運動量に、クーロン散乱は風の方向の角運動量に主に寄与する。そのため $\delta \approx 1/2 T_z / T_x \sim 10$ となり、長軸が太陽方向に向くように整列する。

帯電と整列は太陽風のプラズマ密度に強く依存するから、場所によって異なる。また塵の電荷は惑星向磁場での塵の運動に、塵の自転は低周波電磁波との相互作用に、塵の整列は光学的性質に関係する。

田鍋浩義 宮下曉彦
(東京天文台)

彗星の尾と太陽風の関係を詳しく調べるために、1974年1月に、堂平観測所および鹿島宇宙空間観測所のシュミット望遠鏡で撮影したKohoutek彗星(1973f)の写真を解析しており、これまでに得られた結果を、ここで報告する。

(I) Condensation の運動

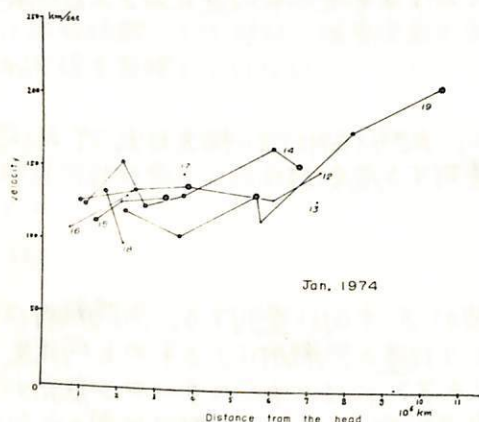
Typ Iの尾(gas tail)の中には、周囲に比べて明るい雲状のcondensationが数多く見られる。連続して撮影した数枚の写真からこれを追跡して、その移動速度を求めた。ただし、condensationは、たえず変化し、15分程度の時間で大きく変形したり、一度消滅したものが再び現われたりして、追跡がかなり困難なものもある。

第1図は、condensationの太陽に対する後退速度を求めてプロットしたものである。丸印の大きさは、測定の精度をあらわす。これによれば、核から遠ざかるにつれて、後退速度が増大している。

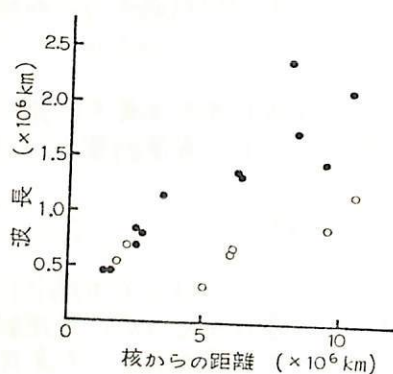
(II) 波動現象の波長

Typ Iの尾の各部に、しばしば波動現象があらわれている。これらの波長を測定し、核からの距離との関係を第2図に示した。核から遠ざかるにつれて、波長が増大しているが、尾の形状がおだやかな日(●印)と荒れている日(○印)とでは、明らかに異なった傾向がある。

振巾の測定は、非常に困難である。また、波動現象の移動速度はcondensationのそれと同じである。



第1図



第2図

1972年8月初頭における惑星間ショック波の解析

渡辺 堯

名大・空電研

シンチレーションの3英観測は名大空電研の他にカリフォルニア大学(UCSD)においても行われていたが、1972年8月初頭における両者の data を同一の解析法にて整理し比較検討を行った。使用した解析法はUCSDにて用いられているものであり、ラティアル方向に流水した太陽風の等方位な回折線の空間スペクトラムでの仮定の基に3つの基線について各々の速度を算出し、最小自乗法により最確速度と誤差を求めたものである。誤差の中には太陽風の方向のラティアルからのずれ、回折線の歪み性、電波源の輝度分布の歪み性等が含まれているため若干過大の値をよそす。Figure 1に3C48と3C144についての結果を示す。誤差は大体20%程度以内に納まっているものが多い。

8月初旬(1972)には4つの大きなフレアとSSCが観測されているがこれら5のSSCを起したショック波とシンチレーション観測との対応を調べる。各ショック波とフレア、SSCとの対応をTable 1のように取る。2つの時期における3C48と3C144の line-of-sight の位置をFigure 2に示す。

3C144の data 中にはS2, S3, S4によると思われる速度の増加が認められる。特にS2, S3はSSCより遅れて観測されていたが、これは3C144の line-of-sight が地球軌道より内側にある事を考慮するとこの2つの shock 波は経度方向にかなりの歪み性を持っていた事が示唆される。

Pioneer 9 や HEOS-II 等が観測された、S3に併せて1000~2000 km/sec に及ぶ超音速の太陽風はUCSD, Toyokawaの両方において、3C48の data 中に現われていない。3C48の data 中には未だ、恐らくS1とS2が合体した shock 波によると思われるこの8月4日に於ける急上昇と、それに引き続く速度の下りが見られるだけである。特に8月5日には地球近辺において2000 km/sec に近い太陽風が存在したのがあるが3C48のよそす速度は約260 km/sec ~ 400 km/sec であった。これは、S3に比べ非常に高い速度を持つS2が5日になつても3C48の line-of-sight 上にはシンチレーションにはS3による寄与を完全にマスクしてしまつたためと思われる。

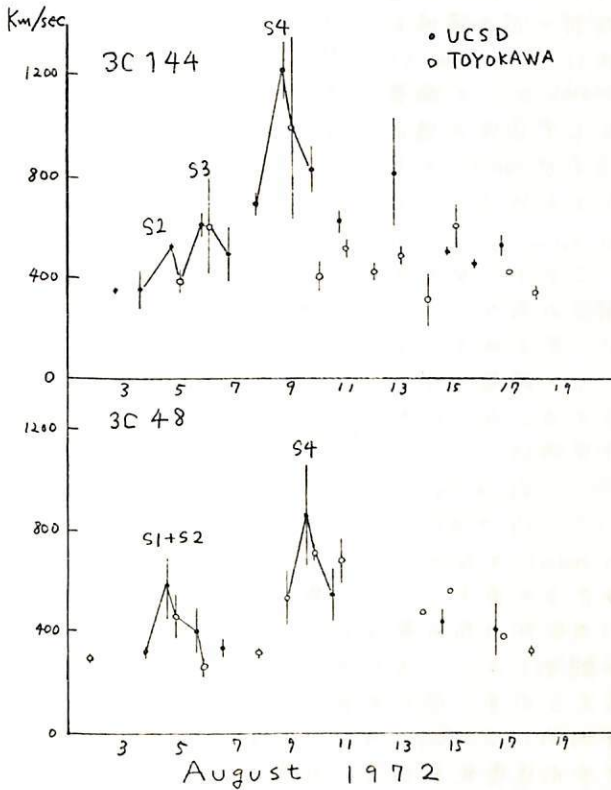
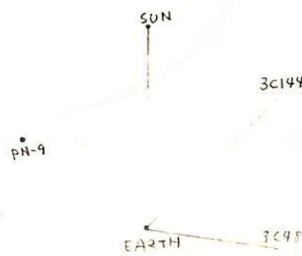


Figure 1

Shock	Flare	SSC
S1	02/03 ^h	04/01 ^h
S2	02/20	04/02
S3	04/06	04/21
S4	07/15	09/00

Table 1

Figure 2 →



小島正宜・柿沼隆清
 (名大空電研)

1972年から73-74年の3年間にわたり得られた電波源3C48の惑星間空間シンチレーション(IPS)のデータを解析した結果、惑星間空間フラズマの電子密度の乱れの空間分布の異方性に起因すると思われる観測結果が統計的に有意な精度で得られたので報告する。

(I) IPSにより地上に投映された回折像の空間分布を等方的と仮定して太陽風の流れの方向を求め、これと太陽からのradial方向とを比較する。解析を行ったデータ数について年・月別に表1表に示す。radial方向に対する求めた流れの方向のずれの角度の分布の様子を期間毎に表2表に示す。ずれの角度は太陽に向かってradial方向に比べ時計方向にずれている時をプラスとする。2-3月、6-7月は太陽面緯度30°以下の領域からの太陽風を、4-5月は30°-70°の領域からのものを観測している。低緯度帯においてはradial方向を中心に分布するが中緯度帯以上ではradialからの顕著なずれを示す。このずれを与えるものとして①回折像の空間分布の異方性、②実際に太陽風の流れがradialからずれている。の2点が考えられるが、人工天体のこれまでの観測から②の可能性は少ない。

	2-3月	4-5月	6-7月
'72	26 data	43 data	16 data
'73	8	39	24
'74	51	47	53
'72	4.4 ± 2.4	9.0 ± 1.1	-5.5 ± 2.5
'73	-2.7 ± 6.6	7.3 ± 1.1	0.3 ± 2.2
'74	2.3 ± 1.8	9.0 ± 1.3	1.8 ± 1.6
'72~'74	2.4 ± 1.4	8.6 ± 0.7	0.3 ± 1.2

(II) ①の異方性の検討をするため柿沼等(Publ. Astron. Soc. Japan 25 271 (1973))の解析方法を引用した。用いたデータ数について表3表に示す。このデータを回折像の空間分布が等方であると仮定した場合、及び異方性を考慮した場合の各々について解析結果を表4表に示す。

表4表から明らかになる様に4-5月において異方性を考慮して求めた太陽風の流れ方向はradialからの顕著なずれを見せず2-7月の全期間を通じ同じである。異方性を考慮して解析した結果の全期間通じての平均は

	2-3, 6-7月	4-5月
'72 ~ '74	44 data	21 data
等方	-0.6 ± 1.7	10.8 ± 2.0
異方	1.8 ± 1.0	3.3 ± 0.9

流れの方向のradial方向に対するずれ ... 2.2 ± 0.8
 異方性を考慮と仮定した時の軸比 ... 1.7 ± 0.1

(III) この結果(I)で得られた中緯度帯以上でのradial方向からのずれは(II)で求めた異方性に起因すると考えられる。この異方性を与えるものとして①電波源の空間構造の異方性、②惑星間空間フラズマの電子密度の乱れの空間分布の異方性、が考えられる。電波源3C48は現在までの超長基線電波干渉計の観測によってもいまだ分解されるような構造は見つかっていない。この為①の影響は考えられず②が主因と考えられる。

(IV) 2-3月、6-7月の低緯度帯での観測を平均的にはradial方向の流れの方向が得られたが数日のタイムスケールでのradialからのずれの変化がある。目下日面現象等との対応を考察中であり学会で合わせて報告する。

惑星間空間の三次元磁場構造に関する

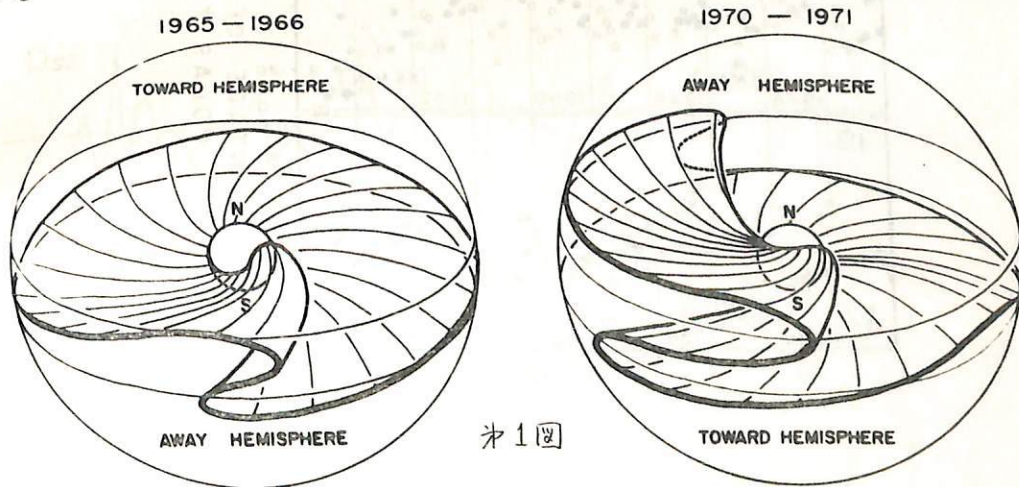
Two-hemisphere model

齋藤尚生 (東北大・理)

惑星間空間磁場構造に関して1972年に2-sector spiral-fan modelが提唱されたが、地球の軌道付近のsector構造に関するこのmodelを、次の様にoff-eclipticにまで拡張して三次元的に考慮したmodelが、今回の2-hemisphere modelである。

- (1) 先のdataとしては1926年以後のPIMF (Prehistoric Interplanetary Magnetic Field) および1962年以後のDIMF (Directly-observed IMF) が用いられた。
- (2) これらのdataはscanning methodに基いて半年毎に分割され、半径1AUの単位球面上に投影された。
- (3) towardおよびawayの極性も区別するdemarcation lineが、この単位球面上で求められた。
- (4) demarcation line上の一稜(そのheliographic latitudeおよびlongitudeを夫々 θ_1, θ_2 とする)は、太陽面上の一稜(θ_0, θ_0)とspiral curveで結ばれた。
- (5) θ_1 と θ_2 の関係についてはPneumanの式を用い、 θ_1 と θ_0 の関係については一定のsolar wind velocityを仮定した。

この様なspiral curveの集積はsolar cycleの位相に關係なく一つの曲面を形成する。solar cycle No. 20の極大期以前および以後の代表的な期間における曲面を模式的に表わしたのが本1図である。太陽磁場と惑星間空間磁場の関係を明らかにする為に、太陽半径は実際の縮尺より30倍大きく描かれている。図に示す如くこの曲面は、巨視的には惑星間空間を極性の異なるほぼ等しい二つの半球に分割し、この分割の傾向はsolar cycleの位相には關係しない。(この故にIMFの三次元構造に関するこのmodelを2-hemisphere modelと呼ぶ。) 2-hemisphere modelによれば太陽-銀磁場の反転と矛盾せず、又sector数の季節変化その他IMFの諸性質が説明出来る。



本1図

斎藤 尚生

(東北大学・理学部)

惑星間空間磁場(IMF)と地球付近の人工衛星その他で観測すると、時により2-sector, 4-sector, 6-sector...と sector 数 が増える様に見えるが、この様な変化(特に sector 数の季節変化)を説明するために、IMFの巨視的三次元構造に関する2-hemisphere model が提唱された。(本学会講演予稿「惑星間空間の三次元磁場構造に関するTwo-hemisphere model」の付図参照) 即ち IMFの toward polarity と away polarity の境界面を、若し地球軌道面で切断して見た場合に、見かけ上 "sector" boundary に見える事になり、三次元的にはこの境界面は"扇型"構造を持つ事になる。従ってこの model では sector boundary と言うより neutral sheet と呼称する方が正しいであろう。そして見かけ上の sector 数の変化は、この model では neutral sheet の folding で説明される。

ところで toward day と away day の占める割合は、必ずしも50%づつではなく、極端な場合には0%になる事、即ち sector が消滅する事が観測される。特にこの傾向は solar cycle の極小期に時として現われ易い。Fig. 1 はこの percentage の毎月変化を表わしており、1954年8~9月頃 sector 構造が消滅した事を示す。

この様な sector の消滅は neutral sheet の folding だけでは説明出来ないが、更にその効果を加味した2-hemisphere model によれば、solar cycle の極小期に、neutral sheet は存在しても、或る条件のもとで見かけ上 sector 構造が消滅する事が可能である。この考え方によれば、太陽活動度の南北非対称、1975年の極小期には sector 構造が消滅した事、事実等と矛盾しない。

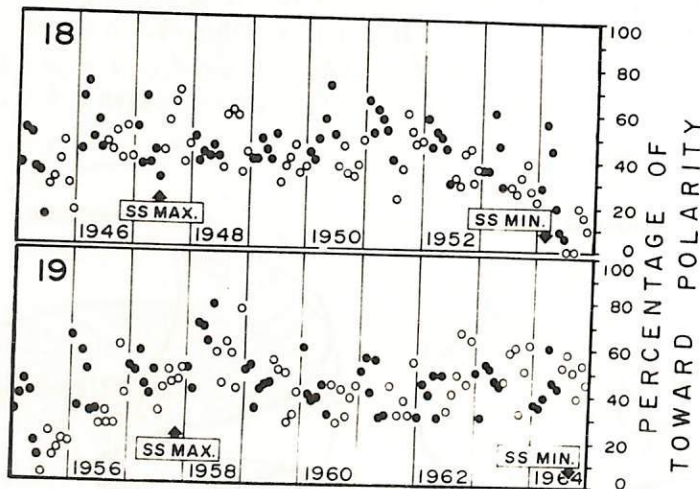


Fig. 1

村山 喬, 青木 孝夫, 袴田 和幸

(名大理)

(中部工大)

前回は、1932年から1973年のKp-indexを用いて、上記の表題に関する解析の結果を報告した。今回は、1868年から1967年の100年間のaa indexを用いて同様の解析を行なった。aa indexと、その一年移動平均値との差(SAA)を半年ごとに平均する($\langle SAA \rangle_{前半年}$, $\langle SAA \rangle_{後半}$)。これから次式で表わされるDAAをつくる。

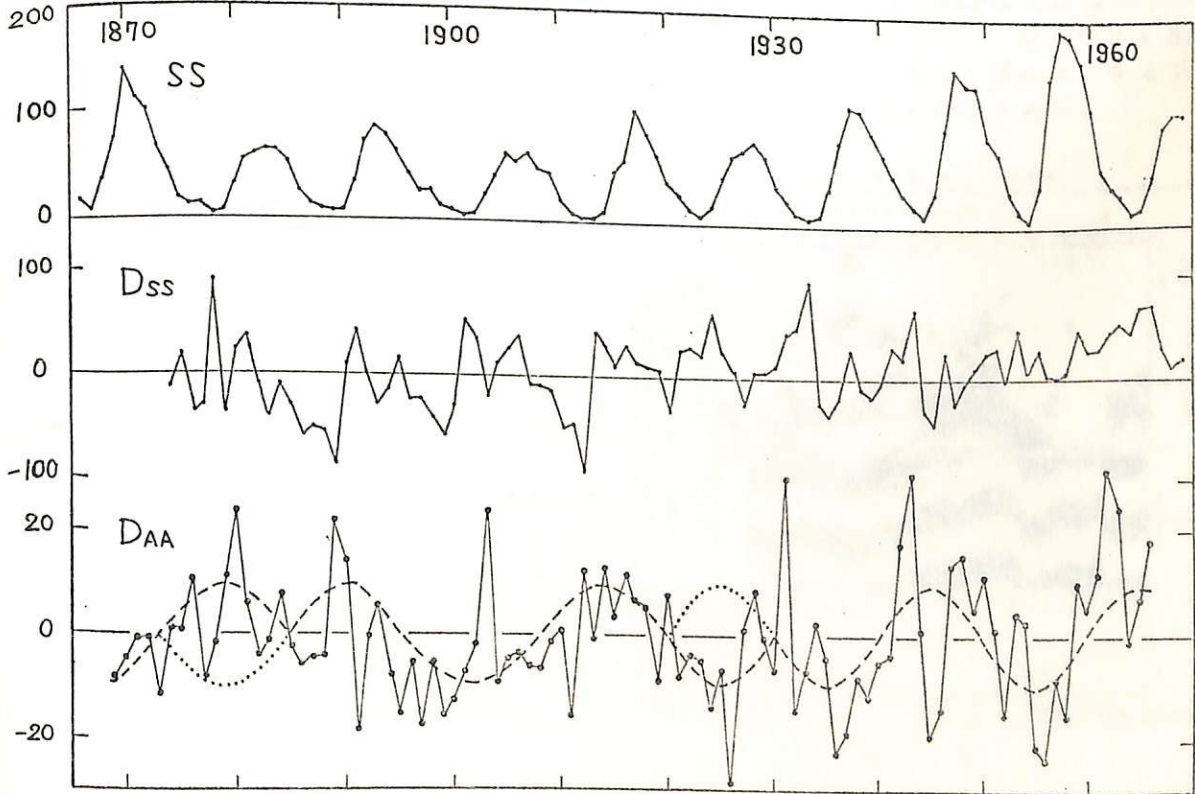
$$D_{AA} = 100 \times \frac{\langle SAA \rangle_{後半} - \langle SAA \rangle_{前半年}}{\langle AA \rangle_{年}}$$

ここで $\langle AA \rangle_{年}$ は、aa indexの一年平均値

下図に、1869-1966の期間に於けるDAAの値を示す。

Kp-indexを用いて、同じ方法で求めたD_{KP}については、20年(double-sunspot cycle)周期の変動が顕著にみられ、その振巾は約10、位相の原点はsunspot max後約2年であった。DAAについても1930-1966の期間では、全く同じ結果が得られているが、1930年以前ではその外挿(図中の点線)から全く外れており、むしろ位相が逆転しているように見える。参考のため、1885-1930の期間については、振巾10で、位相を180°変えた波を破線で示した。更に1885以前では再び位相が逆転しており、4 solar cycle程度の周期で位相の変化が起るようである。

sunspotの南北非対称性(D_{SS})の時間変化は、DAAと全く異なり、11年周期の変化が主である。しかし、solar cycleのdeclining phaseでは、D_{KP}について見出されたと同様、DAAとD_{SS}との間に正の相関が認められる。



菅野 常吉・石田 喜雄・齋藤 俊子・齋藤 尚生
 (福島大・教育) (福島医大・教養) (東北大・理)

理研シンポジウムおよび前回の学会において、宇宙線の *diurnal anisotropy* に IMF の *sector polarity dependence* が存在するであろうことを示唆した。即ち *toward day* に *anisotropy* が大きく、*away day* に小さくなる傾向が見られた。この傾向は *anisotropy* と *polarity* の *daily value* 同士を比較すると良く成立する様に思われたので、更に延長してどの程度 *macro* に思ってもこの傾向が保存されるかを調べた。

太陽の一般磁場は 1957~1958 年および 1971~1972 年に反転したので、この 14~16 年間は *solar dipole* は南向き、その前後の期間には北向きであった筈である。従って南向きの期間には *September months* に、北向きの期間には *March months* に、より *toward day* が卓越する筈である。この傾向が若し *anisotropy* に影響を及ぼすとすれば、IMF *polarity dependence* は *long range* に亘つても成立することとなる。

このことを検証するために、*Deep River, Ottawa*, および *Rome* の *neutron intensity* の *hourly value* を解析したのでその結果を報告する。

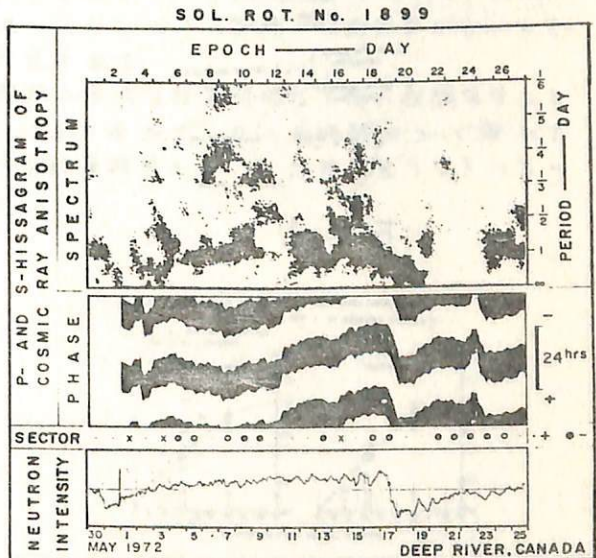
齋藤 尚生・菅野 常吉・湯元 清文・高橋 主衛
(東北大・理) (福島大・教育) (東北大・理)

太陽系空間の構造を理解する上で、宇宙線 modulation の解析は重要な手がかりをよめる。 遅く、 modulation の原因となるべき太陽および惑星間空間の諸物理量は刻々に変化するので、宇宙線 anisotropy の日々の様態も動的に解析し、その時々に対応した上記物理量の変化と日々と比較検討することが、 modulation の機構も研究する上に有用であると思われる。 この様な観測から宇宙線強度に関して、いわゆる Hissa 法を適用して動解析を行なってきた。(理研シンポジウム講演集 pp.26-35, 1975; R.I.S.R.J., Vol.29, No.3, in press.)

理研シンポジウムおよび前回の学会においては、Deep River における neutron intensity の hourly value から、diurnal, semidiurnal, terdiurnal ……の「振中」の時間変化が求められ、IMFの極性が、away の場合よりも toward の場合に、anisotropy がより大きくなるという傾向が示唆された。 今回は、 modulation の機構も研究する上で、振中と同様に重要な役割と占める「位相」の時間変化も高速解析する方法が考案されたので発表する。

Data としては、Deep River における neutron intensity の hourly value が用いられた。 この hourly value は磁気テープに記憶されたのち、diurnal は test function と比較されながら、running cross-correlation が高速計算された。 計算結果を直観的に図示する為には濃淡表示が優れ、定量的に示すには contour 表示が優れているので、位相変化表示も濃淡および contour を併用した hybrid 表示方式が採用された。

第1回は結果の一部を示す。 上段の P-hissagram において、May 17-19 日に見られる pattern が、宇宙線嵐の特徴的な pattern であることは前回述べた通りであるが、その期間に対応して、dynamic phasegram を表わす中段の P-hissagram において、明瞭な phase の前進が見られる。 phase の fluctuation はこの他にも May 1-2, および 22-23 日にも見られるが、この fluctuation が有意でないことは、濃度の淡い事、contour が存在しない事から容易に判別出来る。 これに対し宇宙線嵐中の phase の前進は、三重の contour line を含んでいる(即ち充分大きい振中の日変化にもとづいて計算されている)ことから有意であることも容易に直視し得る。



第 1 回

地下30 M.W.E.における宇宙線異方性と惑星間空間磁場

一之瀬匡興 森 寛 安江新一
信大教養 信大理

1973年8月より連続観測をしている地下30 m.w.e.における多方向中間子計による data を用いて、惑星間空間磁場の Polarity (Away--⊕, Toward--⊙) による宇宙線異方性の解析について報告する。

Ecliptic plane に垂直で Polarity が Away の時は南半球から、Toward の時は北半球からの宇宙線の流れがあるとすれば、Fig. 1 に示すように地球の自転軸が ecliptic plane に対して傾いているため equatorial plane に平行な成分と垂直な成分が地球上で観測されるはずである。平行な成分は日変化として観測され、しかも異方性の方向は規則的な季節変化を有する。即ち Toward と Away のときの日変化の差 (⊙-⊕ Vector) を作れば Sep, Dec, Mar, Jun に対応してそれぞれ 18h, 12h, 6h, 0h となる。又垂直な成分は南北方向の流れとして観測され、その大きさは中間子計の成分の asymptotic latitude (λ) によって異なり $\sin \lambda$ 分布を有する。Fig. 2 は ⊙-⊕ Vector と成分 (V, N, S, E, W) について示したものである。各成分とも規則的な季節変化を有しており observed Amplitude は $\approx 0.04\%$ である。又 Fig. 3 は南北方向の流れと成分間の差引きから求めた結果で $\sin \lambda$ とよい一致を示しており observed amplitude は $\approx 0.07\%$ である。このことは惑星間空間磁場の polarity による宇宙線の異方性の存在を示しているか更に他の観測 data との比較も検討する必要があり、この結果についても報告の予定である。

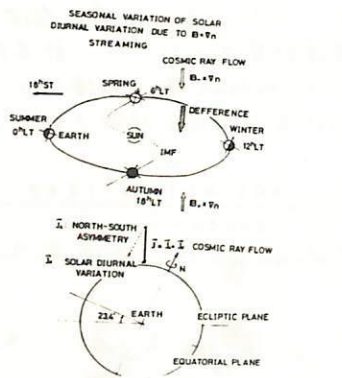


Fig. 1

SEASONAL VARIATION OF DIFFERENCE VECTOR (TOWARD - AWAY) MISATO

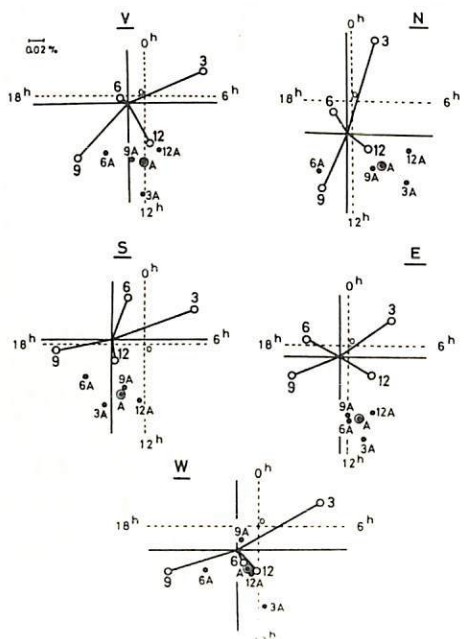


Fig. 2

NORTH-EQUATOR ASYMMETRY PLOTTED AS A FUNCTION OF ASYMPTOTIC LATITUDE OF λ FOR BSQ PARTICLES

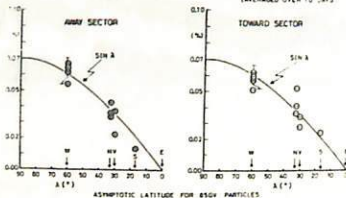
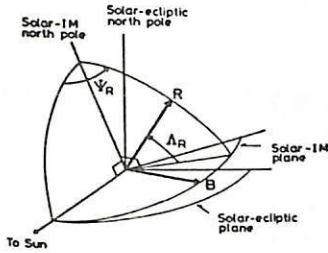


Fig. 3

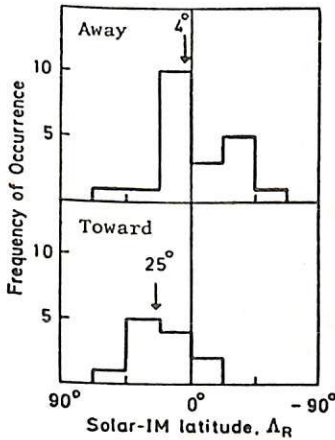
安江新一、長島一男
信大理 名大理

汎世界中性子モニターデータを用いた宇宙線異方性の三次元的逐時解析により得られた結果と、惑星間空間磁場との関係を Solar-Interplanetary Magnetic (S-IM) Coordinate を用いて調べることを試みた。S-IM 座標は第1図に示すように太陽方向をX軸、X軸と磁場(B)とを含む面をXY面(S-IM plane)としその面に垂直な北側をZ軸(S-IM north pole)として定義される。



(第1図)

日変化が卓越した1967年2月の解析された期間中(11日間)、awayのときと比べ towardのときは宇宙線異方性の reference axis が S-IM plane の北側に傾くという現象が見られた。(第2図参照) このことは惑星間空間磁場の polarity の変化に関連して磁場に垂直な方向、例えば $B \times \nabla n$ の方向に沿った宇宙線の流れが存在していることを示しており、その大きさは約0.25%であったと考えられる。その結果に基づき、毎時の磁場の方向をとり入れて S-IM north pole に沿った流れなど、S-IM 座標に対して相対的な異方性を求めることを試みた。



(第2図)

一方向変化スペクトルを精度よく決めるためには、中性子成分だけでなく、中性子成分をき込みにして解析することが望ましいと考えられたため、乗鞍岳高精度中性子計のデータが使用可能な1969年以降についての解析も準備中で、今回は Rot.No. 1854 (1969年1月31日~2月26日)の期間の解析結果についてを報告する予定である。

なお解析に要する計算時間を大幅に短縮することに成功し、1ヶ月分のデータの逐時解析が1件のコンピュータで(大型計算機センター)処理出来るようになった。

村山 喬
名大理

太陽時日変化として観測される、宇宙線の非等方性は、一般に、Parkerの理論に基づいた、太陽風による convection と、IMF に沿った diffusion の合成として解釈されている。しかし、一日一日の非等方性を実際に調べてみると、convection を取り去った残りの diffusion vector が、必ずしも space probe で測られた IMF に沿っていない場合のあることが注目された。(Gleeson: Hobart conf., rapporteur paper)

この報告では、上述の異常な diffusion の起る日が、惑星間空間を伝播する太陽風高速 stream に関連しており、且つ高速 stream の後半の速度の減少する phase に伴っていることを示す。宇宙線の日変化のデータは Deep River の neutron monitor によるものを用い、更に Alert の(見かけの)日変化を差引くことにより、時向変化が非等方性に混入するのを補正してある。解析は、space data によって太陽風速度が知られている日に限り、その速度によって convection vector を差引き、diffusion vector のみを考察の対象にする。

図2は、図1に見られる3つの stream (Aug. 11, Aug 17 及び Aug 25, 1967 に始まったもの) に於いて、1日ごとの diffusion vector と、その日の IMF の平均の方向を示したものである。数字 (date) をつけた黒点は、厚真を起点とする diffusion vector の先端を示し、その黒点から出ている矢印の線は IMF の方向を示す。stream の開始時には、矢印の線が厚真近くを指しており、磁場に沿った diffusion を示すが、stream 後半の速度の減少する phase (特に図1のC印の日) では、明らかに、IMF に垂直な diffusion が付加されている。この傾向は、1967年 Jul.-Dec. の全期間について、統計的に確認された。

高速 Stream の ~~declining~~ declining phase に、IMF に垂直な宇宙線の diffusion が顕著になる原因については、stream の構造と関連させて、説明を試みる。

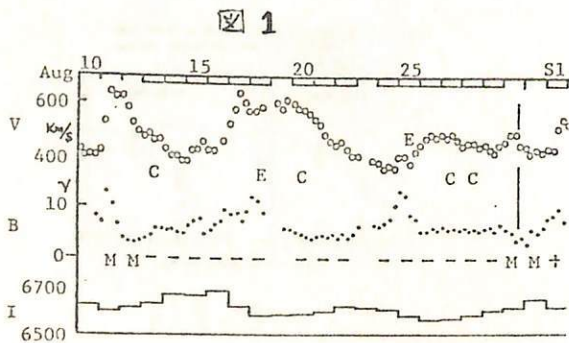


図 1

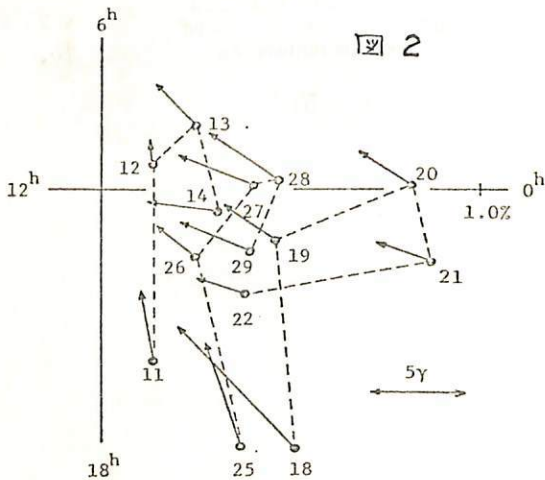
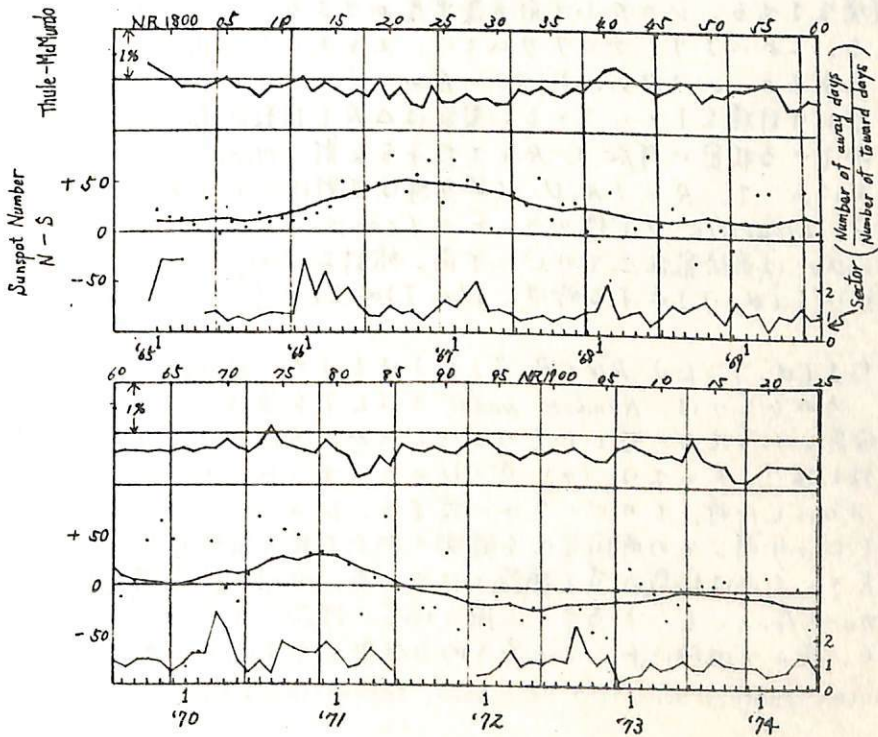


図 2

奥谷 晶子

理化学研究所

南北両半球の宇宙線強度変化を比較するに当り、先ず南北両極に近い McMurdo と Thule に於て NM-14 により 1965年 から 1974年迄の 10年間 (Solar Rotation Number NR1798 ~ NR1926) にわたり観測された宇宙線強度を解析する。両地点の 27日平均値の差は下図の上の実線の様に変動する。北半球の黒点数と南半球の黒点数との差をとり 12ヶ月移動平均した中の曲線と比べると前半 (1969年頃迄) は関連が見られるが後半は曖昧である。又一見した所、年周変化もあまり目につきりしない。全体を通じて明らかなのは半年変化である。特に後半の sunspot declining phase が綺麗である。こういう南北異方性の半年変化が観測される原因について考察する。27日平均値を使ったので sector 4 sector にかかわらず away と toward が 1 周期に半分ずつおればその影響は現れない。どちらかに片寄る周期があれば、例えば「太陽の一般磁場は 1971年夏から 1972年春にかけての逆転以前は南向き (南極が +、北極が -) であるから、3月に away 9月に toward が多くなり、従って 3月に McMurdo が増え 9月に Thule が増える、逆転以後はその逆となる」という様な事もあり得るか。これだと一年周期の変化になる。一番下の実線は 1 周期間の away days と toward days (Inferred IP Magnetic Field) との比である。太陽活動領域 (太陽面上で強い磁場を惑星間空間に流出させる領域) は一般に太陽赤道面から離れて南北両半球に存在する、地球は春南に、そして秋北に近付く。その他、いろいろ可能性について他 station で観測された資料も含め検討する。



和田雅美, 村上昭, 小玉正弘
理化学研究所 宇宙線研究室

拡散方程式によれば, 太陽で $t = 0$ に発生した単位立体角あたり N_0 の粒子は距離 R において, 密度 N : [Parker]

$$N(R, t) = N_0 (Dt)^{-3/2} \exp(-R^2/4Dt) / 2\sqrt{\pi} \tag{1}$$

となる。計算機実験を行, た。プログランは, (1) $R \approx 0$ から 1 コ出す, (2) 平均 $L = 3D/V$ の指数乱数で行程 ΔT 発生, (3) 乱数で等方的に散乱角 α 発生, (4) (2, 3) の繰返しで $R = 1(A.U.)$ を通過 (内外どちらからでも) するたびに $T = \sum \Delta T$ 及び, 半径方向となす角 α を記録, (5) T として必要とする最大値を越したら, (1) に戻る。これにより, 粒子強度 $I(\alpha, T)$ が L をパラメタとして得られる, また, 特定の T においての R を記録することにより, 密度分布 $N(R, T)$ が得られる, T は $Dt = LvT/3 = LT/3$ で時間に対応する。この方法により角度分布を見ると, L 大で異方性が出てくる。この範囲は拡散の式の近似が成立しなくなるが, 計算機実験では答が出る。

一方 L 小では等方的になり, かつ式と同じ時間変化が得られる。ただし, 式からもわかるように L T を単位にする。 $LT = 0.5$ が極大で, LT 大で, よく知られた $t^{-3/2}$ で回復する。密度分布は $R^2 N(R, T)$ のピークの位置 R_x として, (1) 式から

$$R_x/L = (4T/3L)^{1/2}, \quad V_x = dR_x/dT = 2L/3R_x \tag{2}$$

となるが, 計算機実験も, そのようになり, た。ただし $LT < 1$ では $R_x/L = T/L$ (3) に収斂する。

以上を変更し, (A) 散乱角 α を, $f(\alpha) \propto ((1 + \cos \alpha)/2)^V$ (4) の確率で乱数発生させる。 V の大小で前方集中度がさまる。 (B) 磁力線にそってヘリカルにすくませる。これにより, プログラムでは, α と共に方位角 ψ を一様発生させ, 斬しハピッチ角 α を与える。 α は $R \sin \alpha (R) = R_m$ に従って変える (磁場が $B(R) \propto R^{-2}$ に対称)。ヘリカルな行程を T としてとる。散乱は ΔR を指数乱数で出す (これは散乱点か空間に固定されている状態に対応)。 R_m で粒子を反射 (Mirror) させる。

以上のすべてにおいて, $R = 1 A.U.$ (磁力線は放射状にしてある) で α を記録するが, その時のコ数は, Liouville の定理から $\epsilon = |\cos \alpha_0 / \cos \alpha|$ (5)

の荷重で見ると, α_0 は最終散乱点でのピッチ角。統計上は $\alpha_i \sim \alpha_{i+1}$ をまとめてとっているので, 最後に $I(\alpha, T)$ にする時は $I(\alpha, T) \propto \sum \epsilon / \int_{\alpha_0}^{\alpha} \sin \alpha d\alpha$ (6) とする。

こうして得た $I(\alpha, T; L)$, $R^2 N(R, T; L)$ はもはや, Random walk からのものと違っている。そのひとつは, Random walk では LT を単位として変化を表現するといろいろは L を仮定した変化も一致したものとなるが, 今回の場合は LT で表現してと前のようには一致しない。たとえば (4) 式の $V = 0$, すなわち等方散乱では $(L^2 T)$ の α を $0.35 \sim 0.4$ にした時, I のピークが一致する。 $V = 10$ ではさらに α が小さくなる。

こうして得たピッチ角 α との時間変化を観測された太陽宇宙線現象と比較する。このうち時間定数の大きさもものは拡散の式で議論されている。今回の計算機実験は, どちらかといえば, scatter-free とはいえる早い伝播の場合に対応していると考えられるので, 比較的 L が大きく, 従って地球において非等方的な分布を示す例と比較される。

E. N. Parker, Interplanetary Dynamical Processes, Interscience Publ. 1963.

中部工大 信大 理^A 宗像 義教 森 寛^A

現太陽活動下降期(1973~1975)に顕著に見られた「宇宙線異方性」の27日再帰現象は、観測データの広いエネルギー範囲(中性子, 地上中子及び地下中子データ)にあたりて起る。特に高エネルギー宇宙線粒子($\sim 10^{10}$ eV)の地下観測(信大, 三井地下観測——30 m.w.e.の深さ)は、「1日周期異方性」の増大を示し、強度の南北成分(厳密には北・赤道面角差)の27日再帰現象と、またその磁場の「セグメント構造」との強い相関を示した⁽¹⁾。

一方、低エネルギー宇宙線粒子($\sim 10^{10}$ eV)の地上中子観測は、観測所が、南北両極及び北半球のみにあつてゐるため、これを「宇宙線異方性」にたつての解析は、エネルギー依存性を考慮し、天空上の分布にたつての有力なデータを提供する。

解析は、ALERT, Thule, McMurdo, South Pole を中心に、中・低緯度の中子データを用いて、上記の議論を深める。

(1) 一之瀬他 現象磁気宇宙学講演

太陽自転周期の間の宇宙線の Spherical Zonal Components

 高橋八郎 矢作直弘 長島一男
 岩大・教育 岩大・教育 名大・理

我々は、さきに、長島による三次元宇宙線異方性解析の方法を用いて、Forbush Decreases 数例の解析を行ない、それ以外の Forbush decrease の間の宇宙線の Spherical Zonal Components を求め、その検討結果を数回にわたって報告してきた。

これらの結果より、この長島による方法が、実際、世界ネットワーク宇宙線ステーションよりの宇宙線 data を用いての異方性解析に有効、有力であることが確かめられたので、ここからは、対象を“宇宙線強度の27日変化”に替えて、直ちに各 solar rotation の期間内の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components を今までの同様の方法で求めて、検討を加える。

解析期間としては、宇宙線の world-wide network stations のうち、どこもだけなく、少くも 40 stations 以上からの宇宙線中性子成分 (日平均値, %) が入手でき、かつ、satellite 等による Interplanetary data がよく揃っているところが望ましいので、これを考り、1967年～1968年を選択した。Interplanetary data は解析結果の検討の際に利用可能なものである。

必要な宇宙線 data は WDC-2 より入手、全体的にその解析準備を進めていき、今回は、この題目については一回目の報告に当たって、上述の期間内の通世を数 rotations の解析結果の報告にする。

千葉 敏 躬
岩手大教育

小玉 正 弘
理 研

宇宙線の anisotropy は、惑星間空間磁場や太陽風などによって影響をうけることは十分考えられる。それらの相互関係を調べるためには、その空間の状態が比較的安定している太陽活動極小期に近い期間が最も適している。ここでは、宇宙線日変化にもとづく 27 日周期変化の解析を試みる。その現象を通して、宇宙線と宇宙空間状態との相互関係を明らかにする一つの手がかりを得たい。

解析方法としては、Tokyo および Deep River の Cycle 20 における neutron data を 1 日毎にフーリエ解析し、日変化にもとづく 27 日周期変化について、solar rotation 毎の変動を調べる。それらの結果と惑星間空間磁場などに関する物理量との比較により、以前から論議されている惑星間空間磁場に関する sector 構造についての一つのめやすを得ることを目的とする。

図 1 は、Tokyo の neutron における日変化にもとづく 27 日周期変化の様相を示した一例である。これは、惑星間空間磁場の sector 構造との関連にもとづくであろう、宇宙線異方性の 27 日周期変化の存在を暗示している。

図 2 は、同じく Tokyo の neutron Rot. No. 1895 における summation dial を示す。これらのパターンと惑星間空間磁場の極性との関連について一応調べてみたのでここに報告する。

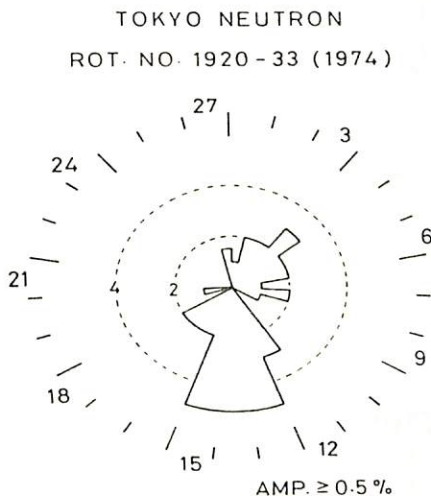


図 1

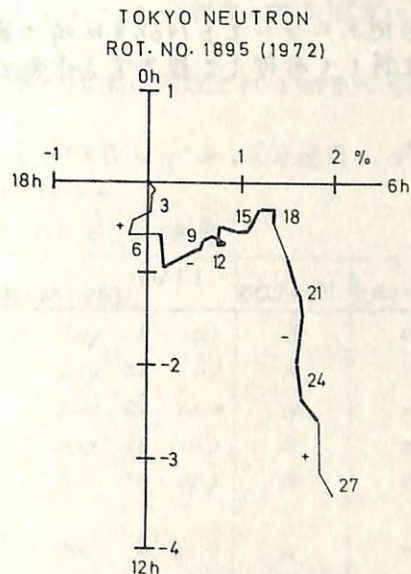
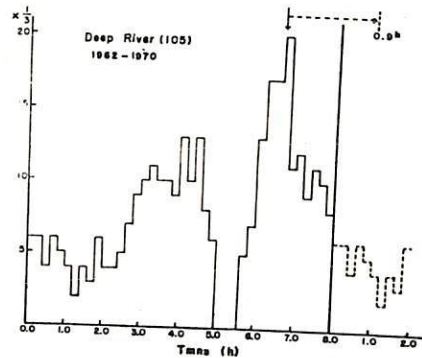


図 2

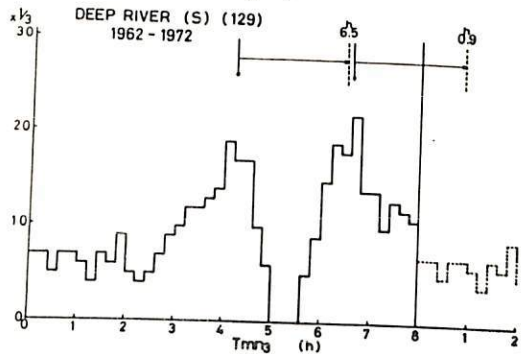
石田 喜雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島 大・教育* 福島医大・教養**

- I. これまでに、宇宙線 λ/δ 日変化が存在し、そのspaceでの異方性は平均として $\sim 1^{\circ}$ 又は $\sim 5^{\circ}$ 方向にあること、 $\langle T_{mn} \rangle$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ緑線強度(L5303)(太陽面低緯度)と大変良い相関(地点により正相関、負相関あり)があること等が報告され、更に、前回は、宇宙線半日変化の結果も加味し次のことを報告された。
- II. 宇宙線半日変化のspaceでの異方性は略(3 \sim 4) $^{\circ}$ 方向にあって年によってもあまり変化がないが、宇宙線 λ/δ 日変化のspaceでの異方性は、太陽活動期には $\sim 5^{\circ}$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^{\circ}$ 方向にあることがわかり、これより太陽活動期にはLoss coneの半開角(π_c)は $0^{\circ} < \pi_c < 63^{\circ}$ に、太陽静穏期には $63^{\circ} < \pi_c < 90^{\circ}$ になることが求められた。
- III. 一方地下の中間子強度の測定からは λ/δ 日変化のspaceでの異方性は $\sim 7^{\circ}$ 方向にあるという報告があり、また板橋の中性子強度から同じような結果が報告されている。前者については中性子と中間子との違いということも考えられるが、後者については、板橋の測定は1970年以降であることに原因があるかも知れない。現に、Deep River に於ては平均として $\sim 1^{\circ}$ 、 $\sim 5^{\circ}$ になつてい子が、1968年以降は $\sim (6\sim 7)^{\circ}$ 方向にむいているような傾向が見られる。オ1国(a)は(1962 \sim 1970)の期間で、(b)は(1962 \sim 1972)の期間での λ/δ 日変化の異方性を示し、(1970 \sim 1972)の期間で $\sim (6\sim 7)^{\circ}$ 方向がふえてくる様子が見えよう。

他の地点についても1968年以降の異方性について詳しく分析して報告する予定である。



(a)



(b)

第1図

宇宙線短周期変化の解析

北村正昭, 池上比呂志, 小玉正弘*, 井上泰*

気象研究所, 理化字研究所*

宇宙線短周期変化の性質を調べるために、前回に引き続き1970年南極昭和基地で行われた高精度宇宙線観測資料(5分値)を用いたタイムリクスパクトル解析結果について報告する。

これまでに明らかになった主な結果は、時折(2ヶ月間に7回)周期数十分程度のスパクトル密度の増加を示す現象を見出したことである。こゝではこの現象をECS (Enhanced Cosmic Ray Scintillation) と呼び、その特徴を調べる。現在までに明らかになった主な結果を列挙すれば次の通りである。

(現象の特徴)

- 1). ECSは中粒子成分に出現して、中間子成分には出現しない。
- 2). ECSは2つの型に分けられ、1つは数十分程度の特定周期の短周期変化が卓越する型(S型)で、他は広い周波数領域にわたって白色雑音的に密度が増加する型(N型)である。1970年7月と12月におけるECS出現の中心時刻と型は別表に示される。
- 3). ECSは地上微気圧変化に対応するものと、対応しないものとがある。(気圧自記紙に凸)。7月と12月のECSと気圧との対応は別表に示される。
- 4). ECSが出現しているときは何れの場合でも風速20~30m/sec程度の上層風が吹いている。
- 5). ECSの継続時間は普通数十分間であるが、稀に約1日間続くものがある。
- 6). ECSと太陽、地球間現象との関係は見られない。

(考察)

- i). 1)の事実は、宇宙線気圧効果係数(中粒子:-0.74%/mb; 中間子:-0.16%/mb)と精度1/10(中粒子:0.63%と中間子:0.43%)とから判断して、1~2mb程度の微気圧変化による宇宙線気圧効果として説明できることである。
- ii). 4)の事実から判断して、上記の微気圧変化は上層の強風に誘起される微気圧変化(例えば内部重力波に伴う気圧変化)と考えられる。
- iii). ECSの原因が上記のような波動であるならば、その波長 $\sim 10^6$ cm, 水平速度 $\sim 10^3$ cm/secとすれば、観測されたECSの周期数十分は説明される。
- iv). 上記の波が上層において発生しても、波の鉛直方向の減衰又は上下層における波の位相の逆転等によって地上気圧の変化として記録されない場合も考えられる。3)に示した事実はこれに対応していると思われた。

以上のほか、ECSがどのような観測的気象状態と関係をもっているかを調べ、かつ季節変化についても報告する予定である。

観測されたECS現象

Event No	現象の中心時刻 (U.T.)	ECSの型	気圧との関係
1	1970 July 18 15.1	S	O
2	July 22 00	N	X
3	July 22 10.4	N	X
4	July 28 10.7	S	X
5	July 30 19.7	S	O
6	Dec. 2 16.7	N	X
7	Dec. 7 19.5	N	X

S型-----短周期変化

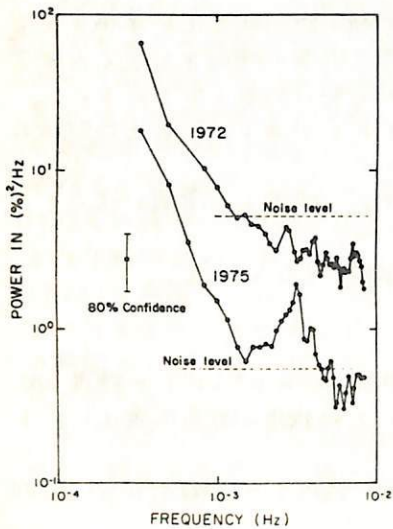
N型-----白色雑音

O-----対応する気圧変化のあるもの

X-----対応する気圧変化のないもの

境 孝祐, 加藤正人, 湖上晨一, 玉井英次 (日大習志野)
小玉正弘 (理研)

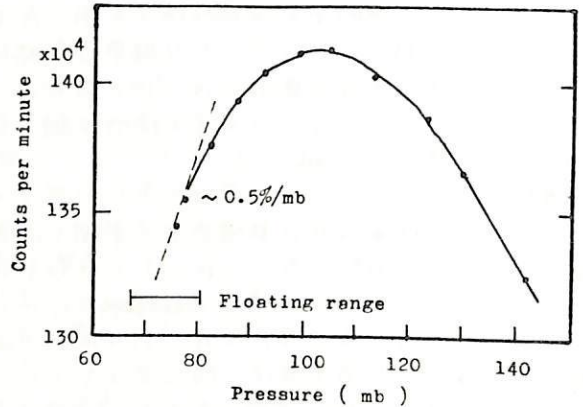
周波数 10^{-3} Hz 領域までの宇宙線変動のパワー密度についての情報を得るため、これまでの2回の気球観測に続き、50年5月23日第3回目の観測を三陸で行った。使用された観測装置は昨年と同じで $1m \times 1m$ のプラスチックシンチレータ4枚である。ただし今回とは次の3点で異なる。①気球の回転を知るためのGAの設置、②光電子増倍管の磁気シールド、③高精度気圧計の設置



オス図

向に見られる増大は気球回転の影響によるもので、今回の磁気シールドでも完全には除き切れていない。この点については、独立な4々の data 向の cross スペクトルやダイナミックスペクトルを求めることによつて、その消去を考えている。

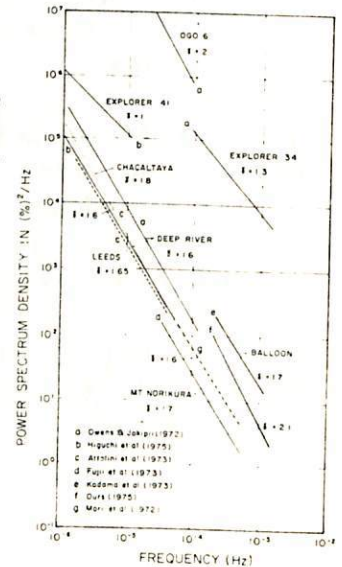
宇宙線短周期変動の原因が interplanetary magnetic field のゆらぎにあるとすれば、その source に近い地帯におけるほど変動のパワーが大きいことが期待される。事実、サテライト又はスペースフロートによる観測結果は、たとえ観測時による変化を考慮したとしても、地上での結果よりはるかに高いパワーを示している(オ三図)。われわれの気球観測の結果は地上でのパワーよりやや高い値を示しているが有意とは云えない。パワー指数は1~2の間に分布しているが、とくに系統的な傾向は認められない。



オ一図

気シールド、③高精度気圧計の設置
気球浮遊高度は70~80 mb, そこでの平均宇宙線計数は $\sim 1.3 \times 10^6$ /分である。オ一図に Pfotzer 極大附近における計数の高度変化を示す。放球後、気球はほぼ真東に流れ、約22時間後600 km 地帯で切り放された。その間計数値は各4チャンネル別に1分毎に集計され紙テープ上に出力された。

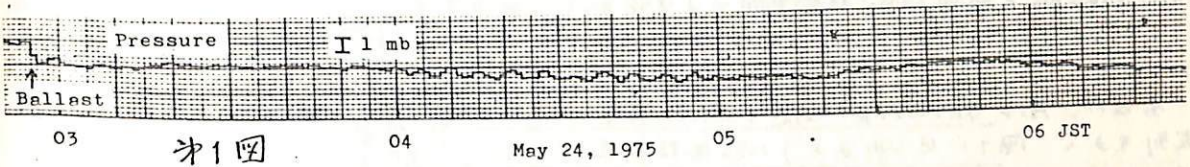
オ二図は1分毎を16時間分用いて求めたパワースペクトルで、 10^{-3} Hz まで低周波領域からそのまま延びていることが分つた。 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Hz



オ三図

小玉正弘 (理研), 境 孝祐, 加藤正人 (日大習志野)

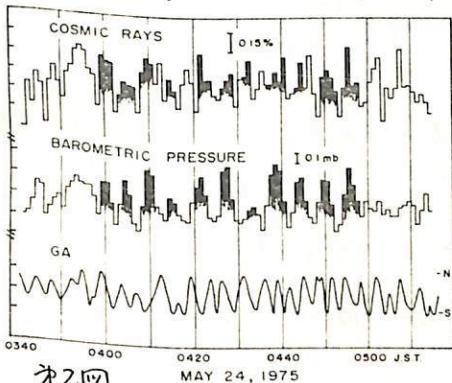
昭和50年5月23日岩手県三陸町から飛揚された宇宙線短周期変動観測用気球に搭載された高精度気圧計は、三陸町東方約230 Km, 高度約17 Kmの太平洋上の地真において、ほぼ1時間にわたり振巾~1 mb, 周期~5分の周期変動を記録した(第1図)。気球はその後約22時間浮遊したが、この期間以外にはこのような周期変動は全く認められなかった。



第1図

使用した気圧計は電離室型のもの(Howard et al., Rev. Sci. Inst., 39, 1013, 1968)のもので、測定値は空気密度すなわち P/T (P :気圧, T :温度) を与える。残念ながら温度の測定を行っていないので、第1図の変動が気圧変動だとは即断できない。

そこで同時観測の宇宙線強度変化を調べると、第2図に示すように Peak-to-Peak で気圧計の変化と良い一致を示す。ただしこれと平行して起った測定器の回転(第2図のGA)の影響が若干残ってはいるが、両者の相関は Potzer 極大真以上の高度変化(第3図)で説明できる。従って第1図の変動は気圧そのものの変動と見なせる。



第2図

を使って $h \approx 100 \text{ m}$ を得る。この値はこれまで報告されている大気波動の値と Consistent である(荒川, 天気, 20, 571, 1973)。

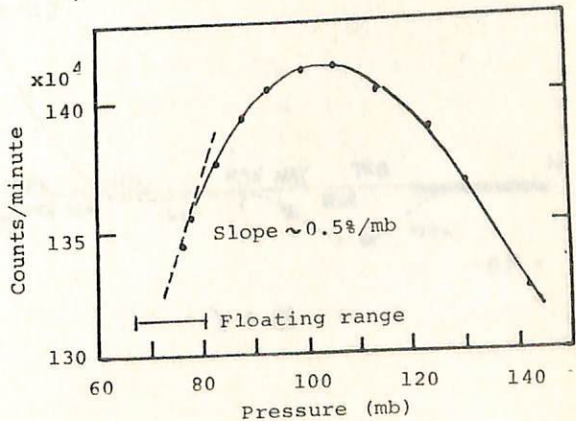
以上から今回観測された気圧変動は、内部重力波によるものではないかと思われる。気象ゾンデの記録によると(秋田, 仙台), 70 mb で 4 m/s の偏西風, 50 mb では風向はほぼ逆転し 3 m/s の風となっている。従って 50~70 mb の間で風のシャーによる内部重力波の発生は十分考えられる。その直下に今回の気球は位置していたので、これを検出したのではないかと考えられる。

今、密度 ρ の変動分 $\Delta\rho$ が厚さ h (cm) にわたって存在すると仮定すると、気圧効果によって宇宙線強度 I に ΔI の変化を起すためには次式が成り立つ。

$$h = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{\rho}{\Delta\rho} \cdot \rho \quad (\text{cm}) \quad (1)$$

ここで

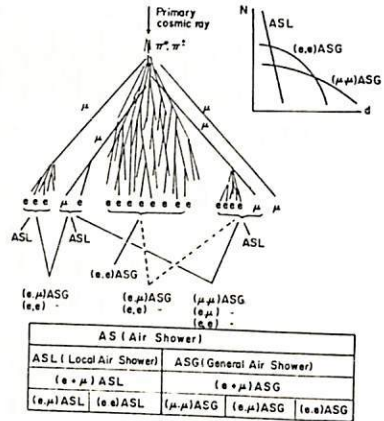
$$\begin{cases} \Delta I/I \approx 0.4\% & (\text{第2図}) \\ \Delta\rho/\rho \approx 0.6\% & (\rho \text{ は Count で与えられる}) \\ \alpha \approx 0.5\% & (\text{第3図}) \\ \rho \approx 10^{-4} \text{ g cm}^{-3} \text{ at } 17 \text{ km} \end{cases}$$



第3図

長島一男, 二野裕寿, 藤本和彦, 藤井善次郎, 柳原志洋子, 近藤一郎 (名大理)
 小島浩司, 花井庄太郎 (石井隆夫御下)

Galaxy の宇宙線の流れを知りたいには 10^{12} eV 以上の Primary energy の宇宙線を観測する必要があり、これを Low density Air Shower の観測及び性質を調べる実験を行ってきた。毎々の観測として Air Shower はそのようにして取りかき、図 1: Schematic に示す Air Shower を測定する例を示す。大別して、図 1: 見出しの如く、比較的低エネルギーに於ける ASL (Local Shower) と、それより高いエネルギーに於ける ASG (General Air Shower) に分けられる。現在、多方向中子計を用いて、東洋では ASG の weight を置く (3F-AS, 4F-AS Directional AS)。そして、ASL を主として観測 (Digital Adder 回路による観測) を行っている。



このうち、Air Shower 観測実験として、次の実験が行った。

- 1) Local Air Shower の性質を調べるための表示回路の作成 (石井)
- 2) Digital Adder 回路の作成及び、これを用いた Directional Air Shower の観測 (栗幹)
- 3) 粒子別 (μ , e , π) Decoherence curve の測定 (栗幹)

以上の実験から得られた結果を、Small Air Shower 観測の Summary をこのように示す。

西田泰典
北大理

北海道北部の向寒別(TKB), 名寄(NAY), として蘭留(RAN)の3点で地磁気変化観測を行った。そのうちRANは現在観測継続中であり、講演の際に解析結果を發表する。本観測の目的は、西田(1970), 久保木(1972), 大島・森(1974)によるデータと合わせてFig 1のN-S測線を作ることにある。このN-S測線は千島弧にほぼ直交している。但しこの測線は古い地質の日高変成帯に平行しており、典型的な島弧を切っているとは言い難い。観測の結果、周期別に合けたA, Bの値は以下の如くになった。

	λ	φ	T ≈ 10分		T ≈ 60分	
			A	B	A	B
TKB	N44°55' E142°01'		-0.29	0.33	-0.28	0.18
NAY	N44°20' E142°27'				-0.17	0.06

パーキンソンベクトルはFig 1に示される。又測線のN方向に磁場加変のE時の $\Delta Z/\Delta R$ はFig 2の如くなる。S側にはすでに發表した通り、岬の影響で大きな ΔZ が得られているが、N側にも宗谷海峡の影響と思われる相対的に大きな ΔZ が観測された。 ΔZ の極大はF > 内陸よりのTKB附近にみられる。Fig 1の点々で示される領域には厚い堆積層が分布しているの、電気伝導度のコントラストが実際の海岸線より内側によっているためであろう。この海峡効果は ΔZ の大きさに因しては津軽海峡のそれより規模が小さい。エリモ岬および宗谷海峡の効果を除くると、この測線の地磁気変化の様子は一様となるため、マントル内での伝導率の凹凸はあまり期待されない。地殻熱流観測の結果もこの測線附近は標準又はそれ以下であり、等温面の極端な凹凸は考えにくく、地磁気変化観測の結果と矛盾しない。

西田泰典; Fig 1 日本地球電磁気学会予稿, (1970).
久保木忠夫; 地磁気観測所季報, 14 (1972).
大島章一・森俊夫; 測地学会誌, 20 (1974).

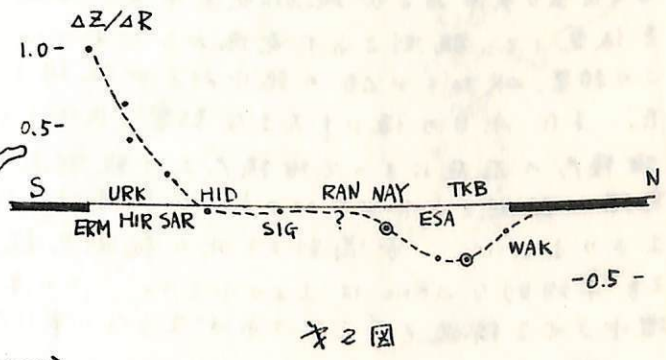
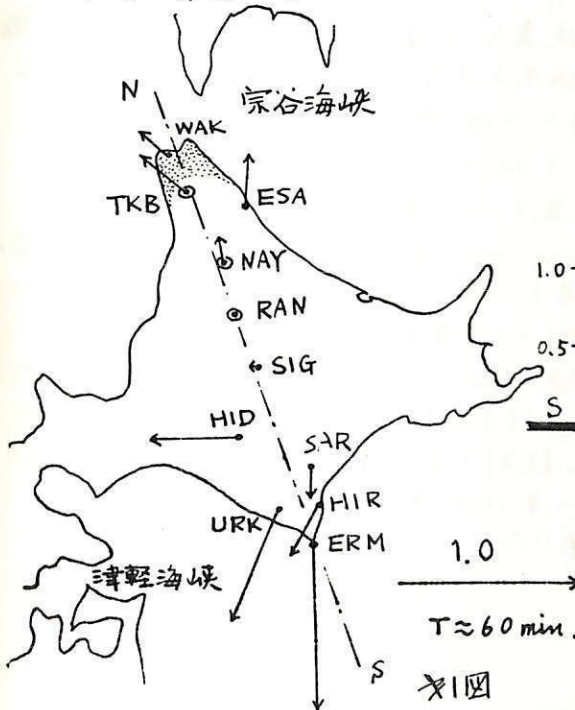


Fig 2

森 俊 雄

地磁気観測所

北海道東部での地磁気・地電流変化観測結果について、前回までに主にパークソンベクトルの地域変化と堆積層に流れる役割について述べてきた。今回は *transfer function*, 水平変化ベクトルの地域差および地電流変化の関係について述べる。

観測した地磁気変化を1分毎又は5分毎に読取り、各成分の *Fourier transform* を求め、10~120分の周期に対する *transfer function* ($A = A_u + iA_v$, $B = B_u + iB_v$) を求めた。 A_u, B_u は従来知られていた3成分の変化の振中を読取り方法で求めた A, B と大体は等しくなる。しかし、海岸に近い層では先に求めた B に大きな周期に対する変化は認められなかったが、 B_u は周期によって非常に変化するにもかかわらず。

女満別での地磁気水平変化の H 成分および D 成分をそれぞれ H_{MT}, D_{MT} とし、他の地点でのそれら(例えば ST)を H_{ST}, D_{ST} とし、 $\theta_{MT} = \tan^{-1} H_{MT} / D_{MT}$ に対する $\Delta R_{ST} = \sqrt{H_{ST}^2 + D_{ST}^2} / \sqrt{H_{MT}^2 + D_{MT}^2}$ および $\Delta \theta_{ST} = \theta_{ST} (= \tan^{-1} H_{ST} / D_{ST}) - \theta_{MT}$ を求めた。この結果、東藻琴、佐呂間での $\Delta R, \Delta \theta$ は θ_{MT} の変化に伴ってあり大きな変化はしないが、釧路に近い吾平、北斗では $\Delta R = 0.75 \sim 1.3$, $\Delta \theta = -20^\circ \sim +10^\circ$ と θ_{MT} の変化に対して非常に変化する事かわかった。吾平および根釧原野内陸部の地点での地電流変化は堆積層の等高線の方に卓越して流れるので、観測された電場から地磁気水平変化ベクトルの要方造かどの程度説明できるかを試みた。女満別では堆積層が薄く、観測された地磁気変化には堆積層の影響を受けないと仮定し、根釧原野の堆積層の厚さを重力異常および地磁気異常から推定された値を用い、堆積層の比抵抗を仮定して、観測された電場からビオサバーンの法則を用いて磁場を計算した。この結果、 ΔR および $\Delta \theta$ の振中および位相については説明可能な事かわかった。また A, B の値にも大きな影響を及ぼしている事かわかった。計算では堆積層の存在によって堆積層上の観測点における ΔR はより大きくなるが、実際に観測された水平ベクトルの女満別に対する振中比はほとんどの地点でより小さい。女満別より北の観測点紋別(女満別より30'高緯度)においても平均的な ΔR_{MO} はより小さい。この事は女満別の地磁気水平変化を増中させる構造を考えなければならぬ事になる。

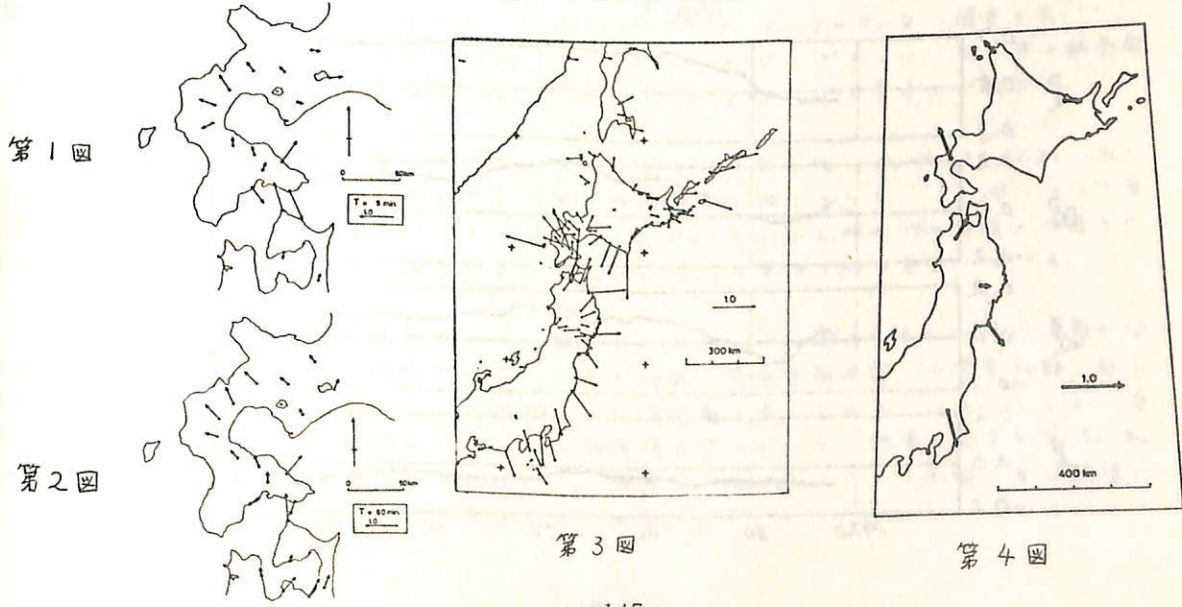
津軽海峡周辺における
地磁気短周期変化の異常

山下 清・横山 泉
(北大理)

いわゆる「東北日本異常」の解明に資するために、北海道南西部から南下しつつ地磁気変化の臨時観測を続けてきた。そして津軽海峡を渡り、下北半島の北端の大間(1972年観測)に加えるに、今回、宿野部(浅虫の対岸)及び戸鎖(野辺地の北東約5km)で観測を行なった。現在まで、各機関によってこれらの地域で得られた地磁気変化ベクトルを周期別に示すと、第1, 2図のようになる。さらに周期60分程度の地磁気変化について、中部以北の変化ベクトルを示すと第3図のようになる。これらから次のことが言えるであろう。

- 1) えりも岬に近い地点では半島効果が著しい。
- 2) 石狩低地帯では、ここを南北へ流れる伝導電流の効果があるようである。
- 3) 北海道南西部では、グリーンタフ活動に由来すると考えられる高地殻熱流量が観測されるが、これと変化ベクトル及び変化波形の異常との関係は認められない。むしろ、海峡を横切る伝導電流によって局地的小異常が起されている。
- 4) 津軽海峡沿岸では海峡効果が著しい。特に短周期変化においてそうである。
- 5) 海に誘導された電流が、津軽海峡と同様に、下北半島の低地帯を東西に流れると考えられる。すなわち、下北半島の北部は離島効果を示すと考えられる。

第3回から、上記の半島効果、海峡効果及び離島効果などの局地的異常を除去して得られるであろう地域的異常を概念的に示すと第4図のようになる。すなわち、「中部日本異常」は水沢付近を境として様相を変えて、これより北の東北北部および北海道では比較的単調な分布となる。浅虫の東方を中心とする「東北日本異常」は認め難い。水沢の南と北との何れが異常であるかは、それぞれの現象の起源から論じなければ確定できないことである。平均された地球モデルからすれば、北半球の中緯度では磁気嵐急始部及び湾曲変化に際しては、 $\Delta Z/\Delta R$ は負値をとる筈であることを考慮すれば、水沢より北の地域が、少くとも定性的には標準地球モデルに近いと考えられる。



気象庁・地磁気観測所
 柳原一夫・白木正規

地磁気短周期変化 $\Delta Z, \Delta H$ および ΔD の間には、近似的に、

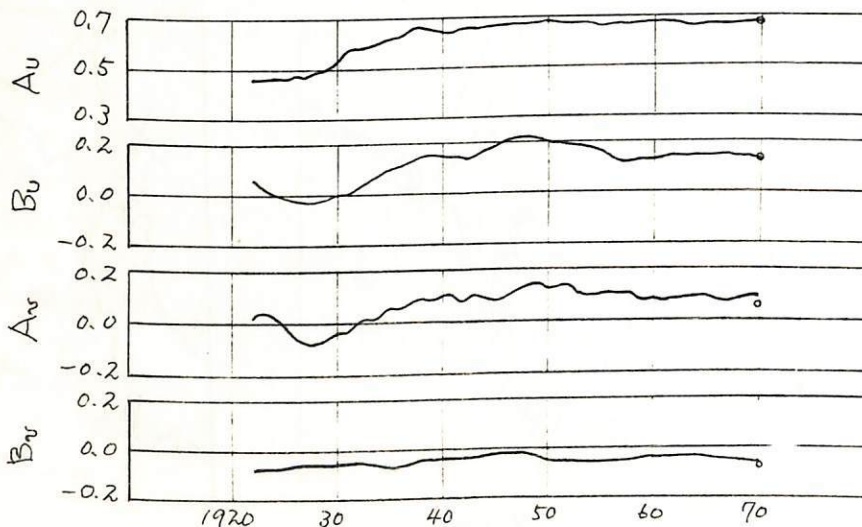
$$\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$$

という関係が成立することが知られている。この A および B は、周波数（同期）の
 関数で、一般に複素数であり、変換函数と呼ばれている。

柿岡の変換函数が地震と関連して時間的な変化を伴うらしい...という事は、著
 者の一人によって見出されている (Yanagihara 1972)。しかし、その解析は
 従来の方法によって行なわれたので、地磁気短周期変化の周期や位相と...う事に
 十分な注意が払われていない。そこで、Everett and Hyndman (1967) によ
 って開発された 1/7-スペクトル解析の方法による方法で、これらの事を考慮し
 た解析を行ない、時間的な変化を調べた。

1917年~1974年(ただし、1918, 19, 21, 22, 23 年は欠) において、1年につ
 き1つの磁気記を選び、1/7-スペクトル解析の方法で10%の磁気記について、
 A と B を求めた。得られた A と B のうち、周期60分について、10年の移動平均を
 かけた結果は、Fig. 1 に示されている。Fig. 1 から明らかたように、柿岡の変換
 函数は、 B_r (B の虚部) を除いて1920年から40年にかけて大きな変化がみられ、
 従来の方法で求められた結果を支持している。

Fig. 1



柳原一夫・永野哲郎

地磁気観測所

電気伝導度異常をおらめす諸要素は必ずしも長時間にわたって一定ではない。東京(1897~1912)および福岡(1913~)の $A = (\partial Z/\partial H)_{D=0}$ は 0.47 から 0.72 の間で変化し極小値が関東大地震と一致すること、および最近 16 年間の A 値の変化は福岡の有感地震回数変化と傾向が似ていることは既に報告した。これらの A 値変化は誤差等によるものでなく有意義な変化であることは種々検討済みであるが、さらに研究を進め地震との一対一の対応を検討するなどのためには更に厳密な係数値の導出とより詳しい時間分解能が必要であろう。

電気伝導度異常の表現として地磁気成分変化用の一次式を用いるなら、変換関数の関数である複素表示の変換関数を用いることが勿論妥当であろう。磁気嵐または長く続く地磁気擾乱記録のスペクトル分析から変換関数を求め、伝導度異常の空間分布を研究することなどが広く行なわれている。しかし 1 コの磁気嵐から求められる変換関数の値の精度はそれ程高くなく、白木等によれば周期 80 分において 95% 信頼区間で ± 0.12 程度である。空間的变化に比して小さいと思われる時間的变化を出すにはいくつもの磁気嵐を使って平均しなければならぬ。沢山の磁気嵐を使えばそれだけ時間分解能を悪くする。

ここではより頻繁に出現する孤立型変化(Bay 等)を使って精度を落さずに時間分解能を上げることにした。孤立型変化から non-cyclic change を引き去ったもののフーリエ変換を $F_2(\omega), F_H(\omega), F_D(\omega)$ とし、

$$F_2(\omega) = \{A_u(\omega) + iA_v(\omega)\} F_H(\omega) + \{B_u(\omega) + iB_v(\omega)\} F_D(\omega)$$

から Everett 等にしたがって最小二乗法により変換関数 $A_u(\omega) + iA_v(\omega), B_u(\omega) + iB_v(\omega)$ を、1973年8月から1974年5月までの22ヵ月を34の期間に分け各期間について数コないし十数コの孤立型変化を使って、求めた。ただし $\omega = 2\pi/T$ は $T = 80$ 分に限定した。

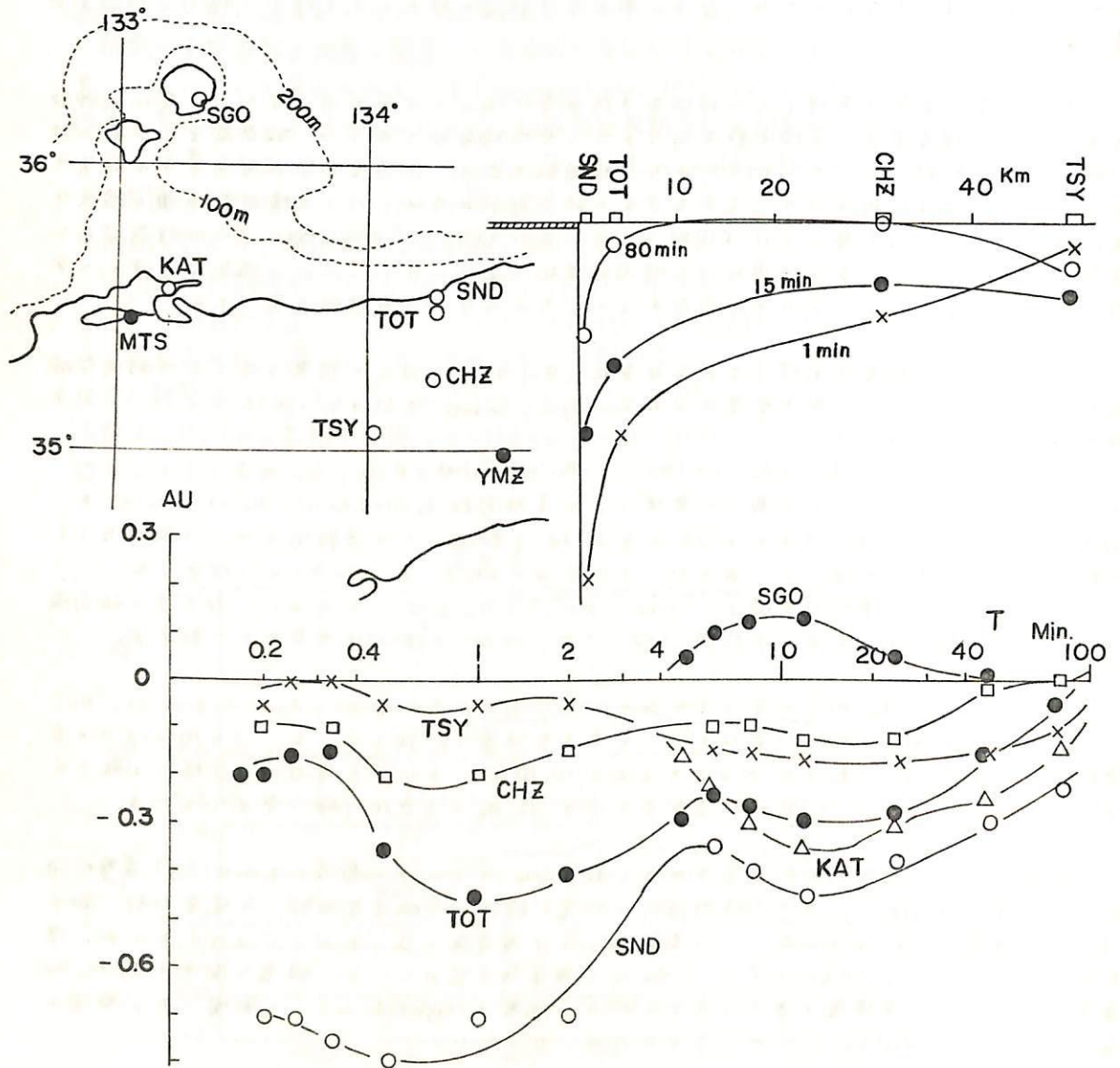
A_u, A_v, B_u, B_v の平均的値は 0.65, 0.11, -0.15, 0.05 であって、白木等の磁気嵐のスペクトル解析から求めた平均値 0.63, 0.11, -0.16, 0.06 と大変よく一致する。

22ヵ月間の A_u, B_u の変化をみると5~6回の大きな変化 (A_u は 0.57-0.74, B_u は -0.04 - -0.24) がみられ、いずれも近くで大きな地震と一致している。この間118コの有感地震があるが近くに起きた $M \geq 5$ をとると10回で、そのうち時間的に近接して起きたものもあるので、この10回の地震がまた全て A_u, B_u の大変化の際に発生している。

福岡の付近の局部的CA異常をみると数十km スケールの高 A (または A_u) 帯が海側から内陸へ張り出し、その内陸側縁辺に地震が頻発し筑城県南西部、牛草県北部、銚子付近の地震帯も形成している。この局部的CAは地層の(蓋)上がりではなからうか、深部地抵抗測定では30km以深に10ohm mの地層層を認めている。地震と関連する A_u, B_u 変化はこの局部的地層層の変化と考えられる。地震の Magnitude に比して影響の及ぶ範囲が広いのは Partial melting のためと考えられるだろうか。

宮腰潤一郎*, 佐友則彦**, 鈴木亮***
 *鳥取大・教養, **京大・教養, ***京大・理

1969年から山陰地方の数ヶ所および隠岐島における移動観測によって得られた地磁気記録について、本蔵の伝達函数を用いて解析した結果を報告する。未だ地下構造モデルを決めるまでに到っていないが、裏日本に関する力武モデルに浅い海水の影響を加味する形で説明できそうである。なお昨年度実施した隠岐島における地電流観測結果についてもふれる。



GEOMAGNETIC DEPTH SOUNDING AND MAGNETOTELLURIC RESULTS FROM A SEISMICALLY
ACTIVE REGION NORTHEAST OF QUEBEC CITY

Y. Honkura, R.D. Kurtz and E.R. Niblett

Division of Geomagnetism, Earth Physics Branch, Dept. Energy, Mines & Resources, Canada

Observations of variations of geomagnetic and telluric fields were made at four stations in a seismically active region northeast of Quebec City. The observed records were analysed by making use of the transfer function and the impedance tensor methods. Transfer functions are influenced by several factors including the conducting St. Lawrence River, lateral variations in crustal conductivity and the conduction of electric currents which probably arise through induction in the ocean. Anomalous vertical fields due to electric currents induced by the vertical field seem to be observed, although their amplitude is small.

Conductive channelling of electric currents and lateral variations in conductivity are also evident from observations of the telluric fields. It is found that electric currents induced by the vertical magnetic field exist and their flow pattern is similar in this area to that of currents which are induced by the horizontal field. It is concluded that the present result supports a model put forward by Kurtz (1973) which shows a fairly high conductivity for the crust in the Precambrian Shield.

CHANGES IN MAGNETOTELLURIC FIELDS IN A SEISMICALLY ACTIVE REGION OF EASTERN
CANADA : PRELIMINARY RESULTS OF EARTHQUAKE PREDICTION STUDIES

Y. Honkura, E.R. Niblett and R.D. Kurtz

Division of Geomagnetism, Earth Physics Branch, Dept. Energy, Mines & Resources, Canada

A project aiming at detecting changes in electrical resistivity of crustal rock by measuring short-period variations of the magnetic and telluric fields has been in operation since October, 1974 in a seismically active region northeast of Quebec City, Canada. Significant changes in amplitude and direction of telluric fields have been observed for variations at a period range 5 to 120 min. A change with a duration of a year or so seems to be a predominant feature. Superposed on it, a more rapid change with a duration of a few months is seen in late spring and early summer. Although the observed changes show a history similar to a premonitory change as expected from a model of dilatancy with fluid diffusion, they are unlikely to have any bearing on a dilatancy process in the crust since no earthquakes of magnitude greater than 3 associated with the changes have taken place in the survey area. It is pointed out, however, that the magnetotelluric method provides a useful means to detect changes in electrical resistivity in the shallow crust. Thus a possibility to detect resistivity changes associated with shallow earthquakes is suggested from an experimental aspect.

森 俊雄

地磁気観測所

女満別の地磁気変化度記録(12mm/min)および変化計記録(20mm/hour)から周期20秒~150分のCA変換関数(transfer function)を求めた。pulsation を使って transfer function を求めた例はほとんどないと思われるので P_i, P_c から求めた結果を中心に報告する。

transfer function を求める方法としては、いくつかの孤立型変化の Fourier transform を計算し、最小自乗法によって求める方法と、磁気嵐等継続した変化のスペクトル解析から求める方法が使われているが、ここでは前者の方法を用いた。

P_i は duration が数分から^{10数}~~数~~分の孤立した変化が多く、今回の解析方法にかなう現象を選ぶ事は比較的容易であるが、このような変化には周期が40~100秒(P_i 区)のものが多い。 P_c の場合は $P_c 3$ (10~45秒)の出現頻度が多いが、孤立したような変化はほとんどないので、振幅が小さく(たゞ大部分を0として読取った。読取はカーリヤーで行い、読取間隔は2秒(0.4mm)に1点。変化度記録の感度は30秒以上の周期についてはほぼ一定で、 $dX/dt, dY/dt$ および dZ/dt はそれぞれ $0.07, 0.06$ および 0.035 r/sec/mm であるが、30秒以下の周期に対しては感度が要子のつで、それぞれ0.1の成分についてフーリエ変換した後、各周期に対する感度をかけた。まず P_i, P_c の区別を1点にして最小自乗法により20秒から2分までの transfer function を求めた。 P_i, P_c で相違があるかどうかは現在調べている。

変化計記録からは1分毎の読取を行うが、10分以上の周期についてはほぼ信頼できる値を得るので、変化度記録と変化計記録をあわせて、2~10分の周期についてこの値はぬけるが、20秒^{から}50分までの周期変化に対してスプーズに変化した値を身すれ。下に今回得られた transfer function ($A = A_u + i \cdot A_v, B = B_u + i \cdot B_v$) の値を示す。

	A_u	A_v	B_u	B_v
20 秒	-0.06	0.00	-0.26	0.20
1 分	-0.07	0.00	-0.32	0.13
20 "	-0.04	-0.06	-0.27	-0.05
60 "	0.01	-0.01	-0.22	-0.02
150 "	0.05	0.03	-0.22	0.01

力武常次

東工大理

半無限導体空間に埋めこまれた矩形断面をもつ2次元良導体中の電磁感応を調べた。この良導体よりいわゆる dilatant な領域に対応するとすれば、その直上の地表で、地磁気短周期変化、特にその水平分力がいちじるしく増大する場合があることがわかった。この領域が $M=6$ 程度の地震の震源領域に対応するとすれば、周期 $10s$ 程度の変化が、通常の電気伝導度に対してもっとも敏感である。 $M=7$ および 8 に対しては、この周期は $30s$ および $3m$ となり、これよりも早いまたはおそい周期に対しては、外部磁場が変形される程度が小さくなる。なお良導体はその周囲に比して 10 倍の電気伝導度をもつと仮定した。

この結果より判定して、いわゆる地下の dilatant な領域を CA 観測によってモニタリングすることが可能であり、地震予知の立場から CA 観測を推進すべきであることが示唆される。

田中良和

京大 火山研究施設

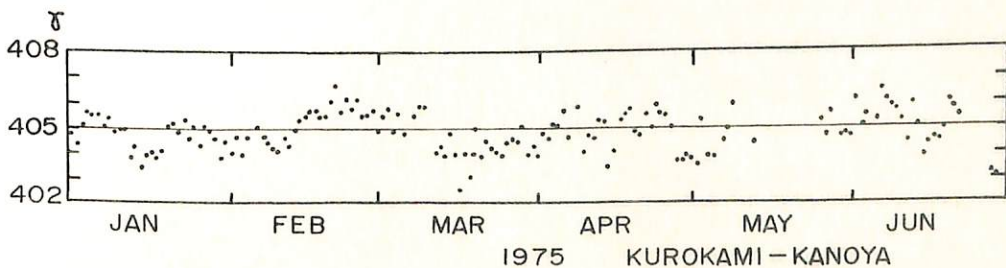
火山活動に伴う力学的あるいは熱的作用力によって地球磁場が変化を受ける事が知られている。京大火山研究施設においても1973年以來、阿蘇カルデラ内に数箇の測点を定め、数ヶ月に一度G11G型核磁力計によって全磁力を測定している。測定値は火口から7km西方の火山研究施設の光学式変化計を用いて構内基準点、M100測点に化成される。安山岩質火山においては火山活動に伴う磁気変化はせいぜい数%程度と考えられる。化成時に光学式変化計を介する事によるエラーが1%程生じるので核磁力計で連続に測定しておくことが望ましい。核磁力計は本質的には陽子の磁場中での才差周波数を計測するものであるから、最近の集積回路を用いると簡単にかつ安価に自作することが可能と思われる。そこで昨年より1%精度の磁力計の試作を試み、23万円前後で一応実用になる磁力計が試作できたのでこれについて簡単に報告する。

基本構成は国際電子工業G11G型と変換せず、40tpを0.587185秒間測定して1%単価を得る。ヘッドは35mmφ60mm長のポリビニルに55ccの水を入れ、その上た0.8mmφ銅線を約1000回ソレノイド巻きとした。励起には1Aの電流を約5秒流した。1%精度を得るにはS/Nが30db以上必要でアリアンプにはFETを用いた。基準水晶には1MHz、 10^{-6} 精度のものを用いて0.1%精度への向上が可能となるようにしてある。アリンプはナグ電子工業の10桁、DP-104を用いて時分と計測値を出力する。計測は自動的に1, 5, 10分毎に可能で、12V3Aの電力を消費する。

1974年12月25日鹿屋地磁気観測所で1分毎に約12箇所比較テストした所、鹿屋A点に対し、 $12.47 \pm 0.93\%$ の差を得た。これは1.5%程試作機の値が大きいのことを意味するが原因は良く判らぬ。

本装置が連続使用に耐えるか否かを調べる意味を含めて近年活動が活発になってくる樺島にセットした。京大防災研究所黒神観測点は樺島の東部に位置する。図は1975年1月から6月までの5分又は10分毎に黒神で計測された全磁力値と、約25km離れた鹿屋地磁気観測所変化計から求められた全磁力値の夜間22h~03h LT 6時内の単純差平均を求めたものである。一点毎の標準偏差は0.5~1.5%に及ぶので充分細かい議論はなしである。この残差が外部擾乱によるか、火山活動によるか、あるいは測機の精度によっているかはまだ明白ではない。しかしこれによれば、半年間に2%を越える変化はなかったし、これ以上の精度を論じるには化成の方法以前に磁力計の精度安定性を向上させる事が必要となる。

最近阿蘇で改造したセットでは、プロトン信号の800サイクルに要する時間をμs単価で計測し、S/N向上のためサンプル水を500cc程度に上げ、空電等の雑音を減らすため打消しコイルを付加し、励起電圧を24Vにして個々の測定精度を0.3%程度に向上させる事ができた。



歌代 慎吉

海上保安大学校

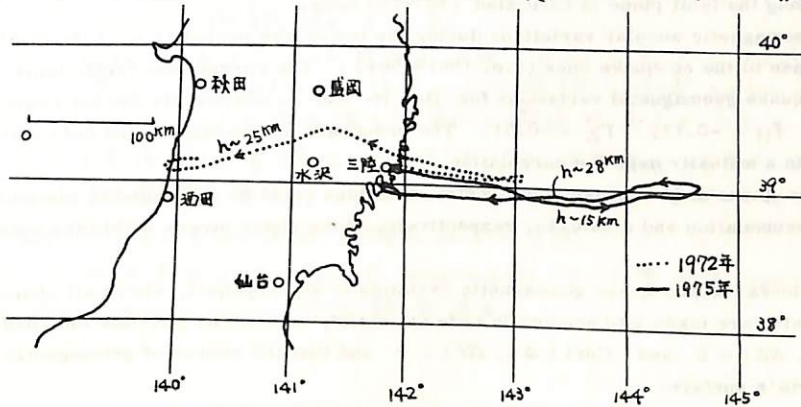
海上保安庁水陸部により実施された日本周辺海域のプロトン磁気計による地磁気全磁力の精密測定の結果から北海道小樽沖、秋田沖、能登半島沖、大和堆等に存在する数多くの local anomalies について深さ、磁化の強さ、方向等を求め、之等の磁気異常が日本列島の地質構造を考察した。又之等の日本周辺海域の磁気異常と日本海溝を越えて北西太平洋海盆に存在する磁気異常との関係、更にハワイ西方海域の南太平洋の磁気異常との関係について述べる。

高々度大気球による三陸沖250kmに至る 碰場観測

加藤愛雄, 遠山文雄, 武藤俊明・ 瀬戸正弘, 早坂 孝
東海大航空宇宙 東北工大

1972年, 東北地方の電磁氣的地下構造を調べるため, 東大宇宙研・三陸大気球観測所の大気球により高度25kmで, 主として内陸部において碰場観測を行って地下構造を推定した。これに引き続いて, 更に情報を得るため, 本年(1975年)5月29日, 大気球(B5-61)により高度約15km及び28kmで三陸沖250kmまでの太平洋上において, フロトン磁力計と倍周波磁力計を用いて地磁気全磁力と垂直成分強度を測定した。

大気球の航跡は下図の通りで, 高度15kmではほぼ真東に飛翔し三陸より約250kmの地点に到達した後上昇し, 高度28kmで西に飛翔し放球点近く(三陸町)に戻り回収された。



フロトン磁力計による全磁力は大気球の飛翔中, 全時間(07:12~19:28)にわたってデータが得られた。倍周波磁力計による垂直成分強度は大気球の上昇中(換出器の揺れによる。)及び17:00以後(測定器の不調による。)を除いてデータが得られた。これらのデータを用いて理論値との比較検討, あるいは前回と同様の方法により, 垂直成分強度から磁氣的地下構造の推定をした。これらの結果について報告する。

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The Niigata earthquake in 1964 ($M = 7.5$) has been studied in detail with respect to its earthquake source model (e.g. Hirasawa 1965, Aki 1966), associated land deformations (e.g. Tsubokawa et al. 1964, Mogi et al. 1964, Nakamura et al. 1964) as well as associated local geomagnetic variations (e.g. Fujita 1965).

The source mechanism is represented by a typical elastic rebound model with a thrust fault of about $N10^{\circ}E$ in strike, about 60° in dip, about 10^2 km in length, about 20 km in width and about 4 m in displacement discontinuity. The source model can well stand for the observed co-quake land deformation along the sea coast on land as well as for the sea-bed deformation in the neighbourhood of the epicenter. The average shear stress along the fault plane is estimated 130 ~ 150 bars.

The local geomagnetic secular variations during the pre-quake period (i.e. 1954-1961) appear to be in the opposite sense to the co-quake ones (i.e. 1961-1964): The correlation coefficients between the pre-quake and co-quake geomagnetic variations for D-, H- and Z-components amount respectively to $\gamma_D = -0.79$, $\gamma_H = -0.73$, $\gamma_Z = -0.51$. The pre-quake and co-quake land deformations along the sea coast also are in a mutually negative correlation.

Then the pre-quake and co-quake geomagnetic variations could be attributed to the tectonomagnetic effects caused by an accumulation and a release, respectively, of the shear stress within the epicentral earth's crust.

Fig. 1 (a) shows the pre-quake geomagnetic variation in Z-component, where all observed data of H- and D-components also are taken into account in order to satisfy as much as possible the conditions that $\text{div}(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z) = 0$ and $\text{Curl}(\Delta X, \Delta Y) = 0$ and that the source of geomagnetic variation is located beneath the earth's surface.

As a theoretical tectonomagnetic model, the shear stress distribution during the pre-quake period derived from the source mechanism studies can be adopted to compute the distribution of anomalous changes of magnetization of the earth's crust in the epicentral area.

Fig. 1 (b) shows the distribution of Z-component variation caused by the tectonomagnetic effect, where ΔZ is given in unit of $\beta \sigma_0 J_0$ with $\beta =$ piezomagnetic coefficient, $\sigma_0 =$ maximum shear stress at the center of fault line, and $J_0 =$ average magnetization of the earth's crust.

Assuming then that Fig. 1 (b) can approximately represent Fig. 1 (a), we get $\beta \sigma_0 J_0 \approx 13 \gamma$. As $\beta \approx 1 \times 10^{-4} \text{ bars}^{-1}$, $\sigma_0 = 2 \gamma = 260$ bars, the average intensity of crustal magnetization is to be represented by a reasonable value, namely $J_0 = 5 \times 10^{-3} \text{ emu/cm}^3$.

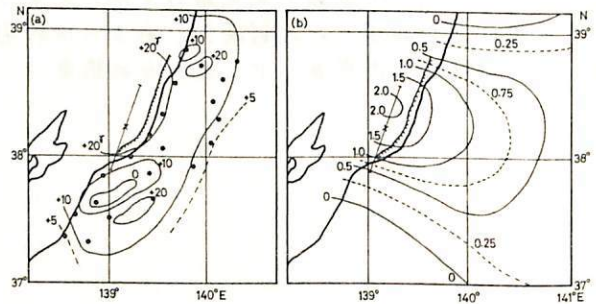


Fig. 1.

田島 稔, 水野浩雄, 田中 標
 国土地理院

国土地理院が行っている一等磁気測量の最近のデータから IGRF 1975 と比較するため isoporic chart を作成したが、これを 1967.5 ~ 1972.5 年向の我が国における標準年変化分布と仮定し、各点での観測値と標準値との差の分布を求めた。

その結果、上記の期間における secular change anomaly は北海道根室地域、北海道西北部から東北地方岩手秋田県境にいたる地域、房総東部、伊豆半島南端、氷見地区から今津、姫路を経て紀伊水道にいたる地域、九州西北部 etc である。

とりわけ顕著な変化があったのは岩手山の南方 5 Km の英で 1969 年より 73 年にかけて約 30% の異常上昇 (Z) をしている。この時期は西方 20 Km 弱の秋田駒ヶ岳の噴火 (1970 ~ 71) とその後の活動と関連があるかと思われる。

根室地区や伊豆半島南端の異常はそれぞれ 73, 74 年に M 7.4, M 6.9 の地震が生じているが、地震後の同測では seismic magnetic トラップから期待されるような急激なリカバリ変化は得られていない。

以上のとおり、いわゆる local local anomaly とは異なる secular change disturbance についても報告する。

IGRF 1975.0年モデルと日本周辺の
地磁気経年変化

IGRF 検討会

IGRFは1975.0年以降の経年変化項に対し改訂がなされることとなり、英国と米国より、それぞれ $m = m = p$ までの Gauss-Schmidt 係数がモデルとして提出された。これら係数より計算した日本周辺での地磁気経年変化と、過去数年間の観測値との比較検討を試みた。

1. 観測所データとの比較

地磁気成分を提出されたモデルより計算し、国内の観測所より得られたデータ(19650~1975.0)と比較した。1968年から1972年までの経年変化は、各成分とも提出されたモデルとかなりよく近似できる。しかしいずれのモデルも、1975.0年の変化とはかけ離れる。ことに英国モデルでは、観測からのずれが大きい。

2. 地震予知計画による全磁力観測との比較

1968~1975年の全磁力観測と、モデルより得られた変化との比較をおこなった。日本周辺の全磁力は、1968~1972年頃は平均して約20 γ /年位の割合で減少していたが、1973年になると、日本中央部では、変化率がほぼ零となり、1975年1月~7月は逆に増加の傾向に転じている。IGRFモデルでは、経年変化は一次式で表現されるため、常に一定の割合で減少する変化を与える。1975年の変化に対しては、明らかに観測結果と矛盾する。米国モデルが、1970年前後の経年変化とよく合うのに対し、英国モデルは、過去数年間の観測より大きな減少率を与える。

3. 磁気測量結果との比較

国土地理院や水路部では、測量結果にも基づいて、1970.0年の経年変化因子、各種の地磁気成分について作製している。水平成分や偏角、全磁力については、提出されたモデルは、測量より得られた経年変化成分と、かなりよく表現している。これに対して、鉛直成分については、近似の度合いが落ちるようである。

日本周辺での各種観測量と、1975.0年のIGRF経年変化項として提出された、英米両モデルとを比較した結果、いずれのモデルも1970年前後の変化は比較的よく近似しているが、1975年になると観測と計算結果との間隔が顕著になることが判明した。また、英米ふたつのモデルを比較すると、1970年頃の日本周辺のデータに関する限り、米国モデルの方が、観測された変化をよりよく表現していると結論できる。

田 中 稔
国土地理院

地球内部のコア—マントル間における *irregularity* は、非軸対称性回転差による場の乱れから生じ、地球の自転の遅延や、precession, wobble 等の経年変化に影響を与えていることは、これまで幾多の研究者により指摘されている。

コア—マントル境界では、密度勾配、温度勾配等の場の非一様性が大きく、この *irregularity* をなくす方向に大きく作用するか、或は、この *irregularity* によって場の非一様性をなくし、場を一樣に安定化させる方向で、これと等価な surface current を生ずることが期待されている。

地球磁場の短周期地磁気経年変化は、このような surface current、例えば、磁場には *poloidal current* や磁場を横切る *toroidal current* の乱流から生ずる *irregularity* によって影響を受けていることは、場の大きな非一様性を考慮すれば、容易に想像がつくであろう。

このような *irregularity* の scale 内において短周期地磁気変化は、どのような発生機構を通し、如何に振舞うであろうか。

今回は、種々の不安定機構を考察することが可能であり、space science 上典型的な cross-current (or Field) 不安定を通じ、この *irregularity* について論ずる。

この不安定では、線型化すため $|w_r| \gg |w_\theta|$ のとき $\rho_m \omega_i \sim 0$ なる marginal state を最初に見出し、乱流拡散係数を用いてコア—マントル間の *irregularity* のエネルギー概算をおこなひ、温度分布の計算をする。このとき heat flux は、Metchnik et al (1974)⁽¹⁾ の仮定に基づき、 $Q = Q_1 r$ とし、又 Obayashi (1970)⁽²⁾ の仮定に基づき $Q_1 (= \pi r_1^2 q_1) = Q_2 (= \pi r_2^2 q_2)$ としている。但し、 $r_1 = 1250 \text{ km}$, $r_2 = 3500 \text{ km}$ とした。得られた式は、乱流拡散係数 $\alpha_p \sim \alpha_m T^n$ とすると Obayashi (1970) の結果と同様な方法で解くと、

$$T^{n+1} = T_1^{n+1} \left\{ \frac{r_2^3 - r_1^3}{r_2^3 - r_1^3} + \frac{r_1^3 - r_1^3}{r_2^3 - r_1^3} \frac{T_2^{n+1}}{T_1^{n+1}} \right\}$$

となる。この式で n を決定すると温度分布にどのような物理量がかかっているかがわかる。磁気圏では ion-acoustic wave であることが既にわかっている⁽³⁾。

次に、この時発生する短周期地磁気変化が温度波に關係してはいるかも知れないことが示唆される。

終りに、cross-current instability の種々の marginal state を考慮すると、さまざまな stage に応じた不安定の組合せが得られる。この組合せを系統的に各段階に応じた不安定を考察すると、この *irregularity* 内において逆場の逆転も得られるので、この可能性について若干述べる。space science 上でも興味ある問題である。

(1) 田中稔, 測地学会誌, 第30巻, 第3号 1976, 148-161, (ロス電流(場)不安定による地球内部のエネルギー輸送について)

(2) Metchnik, V.I. et al. J. G. G. 21, 415-415, 1974, Core Convection as a Power Source for the Geomagnetic Dynamic - A Thermodynamic Argument

(3) 大村辰蔵, 宇宙空間物理学, 叢書房, 1970, 284-286.

(4) Tanaka, M., Energy transfer through Current Convective Instability in the Magnetosphere near the Plasma Pause, 1975

αω-ダイナモ モデルによる地磁気逆転の
計算機実験

渡辺 秀文、 行武 毅
東大. 理 東大. 理研

前回の講演では、渦運動に対する磁場の反作用を考慮したαω-ダイナモをシミュレートして定常状態を求めたが、その際トロイダル磁場の生成に主要な役割を果たす核内非一様回転運動は固定しておいた。しかし、渦運動に対すると同様、非一様回転運動に対しても当然磁場の反作用はある。その結果、磁場と回転運動は互いに関連した複雑な変動を起して、磁場の逆転が起ることがありと思われる。

そこで今回は磁場と核内回転運動の両方を共にシミュレートした。解くべき方程式系は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \text{curl}(\bar{v}_q \times \bar{B} + \alpha \bar{B}) + \nu_T \nabla^2 \bar{B} \\ \bar{v}_q = \omega \times r & \omega : \text{核内角速度} \\ I \frac{\partial \omega}{\partial t} = \Gamma_g + \Gamma_q \end{cases}$$

$$\alpha = - \frac{\frac{2}{3} \pi g l^2 \Omega \cdot \nabla v^2 + \frac{1}{32\pi} l^2 v^2 \bar{B} \cdot \text{curl} \bar{B}}{B^2 + \frac{12 \pi g \nu \nu_m}{l^2}}$$

ν_T : 乱流拡散係数
 l : 渦のスケール
 ω : 渦の速度
 ν : 核内粘性係数
 ν_m : 磁気拡散係数
 Ω : 自転角速度

Γ_g : large scale 対流による角運動量の変化
 $\Gamma_q = \int r \sin \theta (\bar{I} \times \bar{B})_q dV$: 電磁トルク

その結果、以下のようなことが分った。

- ① αω-ダイナモ では、トロイダル磁場はポロイダル磁場と同じ程度の強さである。
- ② ポロイダル磁場に先立ち、トロイダル磁場が逆転する。
- ③ dipole f. の逆転に伴い、non-dipole f. も逆転する。
- ④ dipole f. の強度は逆転時に減少するが、そのとき、quadrupole f. は増大し、dipole f. が回復すると小さくなる。
- ⑤ その他、逆転に要する時間、核内角速度分布など。

これらは統一的な説明ができるが、詳細は講演の際発表する予定である。

行 武 毅
東 大 地 震 研 究 所

過去数百年の地磁気永年変化は、移動性磁場と停滞性磁場の二種類の磁場の重ね合せて近似できるが、詳細に吟味するとその近似に不十分な点があるのがわかる。とりわけ赤道面内双極子磁場の時間変化について、このことは明瞭である。二種類の磁場のモデルによる近似を高めるために、二つの面から検討をたどった。ひとつは、移動性および停滞性磁場の振幅がそれぞれ時間変化するとした場合、観測結果と定常モデルとの差を小さくすることを可能にするかどうかという点であり、他のひとつは、磁場の移動速度に異なる値をとる点によって近似を高める点があるかどうかである。

停滞性磁場の振幅および位相を F_n^m, φ_n^m 、移動性磁場の振幅および位相を K_n^m, τ_n^m とすると、Gauss-Schmidt係数は

$$\left. \begin{aligned} g_n^m(t) &= F_n^m \cos \varphi_n^m + K_n^m \cos m v_n^m(t - \tau_n^m) \\ -h_n^m(t) &= F_n^m \sin \varphi_n^m + K_n^m \sin m v_n^m(t - \tau_n^m) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

と書ける。いま $F_n^m = F_{n0}^m + \alpha F_{n1}^m$ 、 $K_n^m = K_{n0}^m + \beta K_{n1}^m$ とおいて、 α, β を $-1 \leq \alpha, \beta \leq 1$ の範囲で変化させ、 g_n^m, h_n^m を計算して観測値と比較してみた。観測値のばらつきを説明するためには、 α, β の絶対値をかなり大きくとらなければならぬ。例として赤道面双極子磁場 ($n=1, m=1$) では、 α, β を 0.8 まで変化させる必要がある。このことは逆にいえば g_n^m, h_n^m の時間変化に對して、移動性磁場、停滞性磁場の振幅変化は大きな影響をもち得ないことを示している。

停滞性磁場のそのものの起源は、同一箇所には速度が零の磁場が存在するといふ発想から来ている。近似を高めるためにこの仮定の妥当性についての再検討をたどった。仮りに停滞性磁場が速度 v で移動していきるとすると

$$\left. \begin{aligned} g_n^m(t) &= F_n^m \cos(mv_n^m t + \alpha_n^m) + K_n^m \cos m v_n^m(t - \tau_n^m) \\ -h_n^m(t) &= F_n^m \sin(mv_n^m t + \alpha_n^m) + K_n^m \sin m v_n^m(t - \tau_n^m) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

と書ける。

(1) 式との比較より

$$mv_n^m t + \alpha_n^m = \gamma_n^m, \quad \gamma_n^m = \tan^{-1} \frac{g_n^m + F_n^m \sin \varphi_n^m}{\delta g_n^m + F_n^m \cos \varphi_n^m}$$

の関係式が得られる。 γ_n^m は既知の量から計算できる。 γ_n^m が直線上にのるようであれば、(1) 式による近似は不十分で(2)式が正しいことになる。事実 γ_n^m を計算してみると、 $n=m=1$ については、かなりばらつきはあるものの、ほぼ一直線上に分布し、その傾斜より $v_{n1}^m = -0.024 \text{ yr}^{-1}$ が得られる。これより赤道面双極子は西方移動磁場に東方移動磁場が重なっていると推定される。

(2) 式で、西方移動速度 $v_{n1}^m = 0.293 \text{ yr}^{-1}$ とし、 v_{n1}^m を $-0.35 \sim -0.15 \text{ yr}^{-1}$ の間で変化させると 1600 A.D. 以前の g_n^m, h_n^m の変化より、二種類の磁場の振幅と位相を求めた。 g_n^m, h_n^m については、 $v_{n1}^m = 0.293 \text{ yr}^{-1}$ に對して $v_{n1}^m = -0.23 \text{ yr}^{-1}$ とするものがもっともよく観測値を説明できることが判明した。すなわち、赤道面内双極子磁場は、速度 0.29 yr^{-1} の西方移動磁場と、速度 0.23 yr^{-1} の東方移動磁場から成り立つと考へるのがよさそうである。