

第57回講演会

講演予稿集

昭和50年5月20日～5月23日

於 郵政省電波研究所

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(八二二)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57回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和50年5月20日(火) - 23日(金)

会 場 東京都小金井市貫井北町4丁目2-1

郵政省電波研究所

Tel (0423) 21-1211 (代表)

懇親会場 電波研究所講堂 (第1会場)

日	時 会場	AM			PM							
		9	10	11 12	1	2	3	4	5	6	7	8
5月20日 (火)	1		惑星間空間			ホイッスラー・VLF放射				運営委員会		
	2		観測機器			大気光・原子分子						
5月21日 (水)	1	木星・磁気圏Ⅰ				磁気圏Ⅱ				評議員会		
	2	ロケット・衛星				宇宙線						
5月22日 (木)	1	電離圏Ⅰ				特別講演		総会		懇親会		
	2	地球内部										
5月23日 (金)	1	電離圏Ⅱ				電離圏Ⅲ・中間圏						
	2	岩石磁気・古地磁気				岩石磁気・古地磁気						

講演は12分以内、質疑応答は3分以内を厳守のこと。

第1日 5月20日(火) 10:00-12:30

第1会場

開会の辞

惑星間空間

- | | | |
|-----|------------------------------|--|
| I-1 | 山下喜弘(気象庁・気象衛生), 池上比呂志(気象研) | 太陽宇宙線と惑星間磁場の揺動 |
| 2 | 村山喬, 青木孝夫(名大理)
袴田和幸(中部工大) | Solar activity における南北非対称性の geomagnetic activity に対する影響 |
| 3 | 斎藤尚生(東北大理) | 太陽および惑星間空間の磁場構造 |
| 4 | 袴田和幸(中部工大) | 惑星間空間磁場と地磁気擾乱の南北非対称性との関係 |
| 5 | 荒木徹, 橋田匡邦(京大理) | $SI^+ - SI^-$ pair の性質 |
| 6 | 荒木徹, 橋田匡邦(京大理) | M-region beam に伴う forward shock の形状 |
| 7 | 坂翁介, 北村泰一(九大理) | 太陽風内でのアルフベン波の乱流スペクトル(I) |
| 8 | 坂翁介, 北村泰一(九大理) | 太陽風内でのアルフベン波の乱流スペクトル(II) |

第1日 5月20日(火) 10:00 - 12:30

第2会場

観測機器

Ⅱ-1 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)

2 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)

3 平尾邦雄, 松村正三(東大宇宙研)

4 竹屋芳夫, 南繁行(阪市大工)

5 岡井司, 筒井稔, 吉門信, 松本紘
木村磐根(京大工)

6 佐々木進, 金子修, 河島信樹(東大宇宙研)

7 鮎川勝, 平沢威男, 永田武(極地研)

8 山本利文, 石津美津雄, 北村泰一(九大理)

9 上田一, 渡辺富也(ブリティッシュコロ
ンビア大, 東北大理)

Electron Density Measurement by a Contami-
nated Langmuir Probe

相乗機器によるプラズマ擾乱

MTOF 温度計について

レゾナンスプローブの特性(Ⅲ)

スペースチェンバー用大容積プラズマ源の試作

Delayed Emission Triggered by a High Power
RF Pulse

南極における無人観測機器の開発(Ⅰ)

SQUID と Modified Gradiometer

誘導磁力計の周波数レスポンスについて

第1日 5月20日(火) 13:30-18:00

第1会場

ホイッスラー・VLF放射

I-9 高橋直久, 伊藤秀一(電通大)

10 岡田敏美(群馬大工), 岩井章(名大空電研)

11 上滝実, 渡辺昭二, 西牟田一三, 山西光夫
(電波研沖繩)

12 佐藤夏雄(東大理)

13 鎌田哲夫(名大空電研), 平沢威男(極地研)

14 鶴田浩一郎, 渡辺勇三, 西田篤弘(東大宇
宙研)

15 渡辺勇三, 鶴田浩一郎(東大宇宙研)

16 奥沢隆志(電通大)

17 奥沢隆志(電通大)

18 木村磐根, 川合誠(京大・工)

19 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)

20 橋本弘蔵, 熊谷博, 木村磐根(京大・工)

21 恩藤忠典, 村上利光(電波研)

22 松本紘, 安田豊(京大・工)

23 松本紘, 安田豊(京大・工)

24 松本紘, 安田豊(京大・工)

25 松本紘, 垣本直人(京大・工)

ミニコン制御による対話的ホイッスラー解析シ
ステム

ホイッスラー分散の自動測定化

沖繩における低緯度ホイッスラーの観測

昭和基地でのVLF方探観測(速報)

S-210-JA 19号機によるVLF観測結果

プラズマポーズ周辺のコーラス到来方向の日変化

ホイッスラーエコーの到来方向

拡散型ホイッスラーと磁気じょう乱(II)

Scattering of Whistler Waves from Irregulari-
ties in a Magneto-ionic Medium

損失媒質中の ray tracing

Deuteron/ α Whistler の赤道越え伝播

ホットプラズマ中での Ray Tracing

プラズマポーズ近傍のVLF放射

非線形ホイッスラー波-粒子相互作用のコンピュ
ータ・シミュレーション —方法と結果—

VLFトリガード・エミッションと非線形ホイッス
ラー波-粒子相互作用 —シミュレーション結
果との比較—

Low Pitch 電子ビームとホイッスラー単色波相互
作用 —GEOS実験と関連して—

相対論的プラズマ波動のコンピュータ・シミュレ
ーション

第1日 5月20日(火) 13:30 - 18:00

第2会場

大気光・原子分子

- | | |
|---------------------------------|--------------------------------------|
| II-10 篠木誓一, 渡辺隆, 中村正年 (東教大理) | 夜間大気光のバルーン観測 (II) |
| 11 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之 (立教大理) | 夜光 $O_2(1.27\mu)$ のバルーン高度における天頂角分布 |
| 12 渡辺隆, 篠木誓一, 大島新一, 中村正年 (東教大理) | K-9M-49号機による夜間大気光の観測 |
| 13 渡辺隆 (東教大理), 等松隆夫, 小川利紘 (東大理) | K-9M-49号機による大気オゾンの観測 |
| 14 奥田光直 (弘前大教育) | Oscillatory Phenomena in the Airglow |
| 15 斎藤文一 (新潟大理) | ジャコビニ流星雨夜 (1972) における大気光スペクトル |
| 16 福山薫 (京大理) | 大気光強度変動と成層圏大気力学 |
| 17 鈴木勝久, 等松隆夫 (東大理) | OH大気光廻転温度の理論 |
| 18 小川利紘 (東大理) | 酸素原子分布と太陽紫外線強度・渦拡散係数 |
| 19 小川利紘 (東大理) | O_3, NO, NO_2 のケミルミネッセンス |
| 20 森田ひろみ (東大理) | $O^+ 833\text{Å}$ グローの発光機構 |
| 21 有賀規, 五十嵐隆 (電波研) | オゾン層垂直分布の新決定法 |
| 22 近藤豊, 小川利紘 (東大理) | 極域大気構造モデル (I) 極光電子と大気主成分との衝突過程 |
| 23 近藤豊, 小川利紘 (東大理) | 極域大気構造モデル (II) 極光電子降下による大気微量成分の時間変化 |
| 24 足原修 (東大宇宙研) | 惑星大気中の電子気体の冷却率について |
| 25 清水幹夫 (東大宇宙研) | 彗星大気中の温度分布 |
| 26 清水幹夫 (東大宇宙研) | 彗星イオンの生成過程 |
| 26a 岡野章一, 上山弘 (東北大理) | 超高層大気温度の分光観測 (III) |
| 市川敏朗 (岐阜歯大) | |

第2日 5月21日(水) 9:00-12:30

第1会場

木星・磁気圏 I

- | | | |
|------|--------------------------------------|--|
| 1-26 | 高橋富士信, 川尻轟大, 河野宣之, 尾島武之, 三木千紘(電波研鹿島) | VLBI(超長基線干渉計)技術の木星電波探査への応用 |
| 27 | 森岡昭, 近藤実, 大家寛(東北大理) | Observation of Jupiter Decameter Waves(III) J-1-Bによる結果 |
| 28 | 足原修, 清水幹夫(東大宇宙研) | 木星熱圏の構造 |
| 29 | 大家寛(東北大理) | Jupiter Magnetosphere(III) |
| 30 | 大家寛(東北大理) | Plasma Flow in the Magnetospheric Tail Region(II) |
| 31 | 永野宏(岐阜歯大) | 磁気圏境界におけるFLR・Kelvin-Helmholtz不安定について(IV) |
| 32 | 玉尾孜(東大理) | Field mergingに関連した電流及び電気伝導度について |
| 33 | 佐藤哲也(東大理) | 磁場のリコネクションと過渡応答 |
| 34 | 鶴飼正行(愛媛大工), 津田孝夫(北大工) | 磁力線の再結合に関する数値的研究 |
| 35 | 鷺見治一(名大空電研) | 磁化プラズマ中の波動伝播と乱流領域 |
| 36 | 南部充宏(九大教養) | 電子サイクロトロン波とリングカレント陽子との相互作用 |
| 37 | 山本隆(東大理) | Nonlinear Interaction of a Plasma with an Electron Beam(I) |

第2日 5月21日(水) 9:00-12:30

第2会場

ロケット・衛星

- | | |
|--|--|
| II-27 中村純二(東大教養) | K-9M-39号機による風の観測 |
| 28 小川俊雄(京大理), 平沢威男, 鮎川勝
(極地研) | S-210 JA-18号機による電場の観測 |
| 29 中村正治, 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙
研) | K-9M-50による電離層の静電的ゆらぎの観測
(速報) |
| 30 久保治也, 向井利典, 伊藤富造, 平尾邦雄
(東大宇宙研) | K-9M-48号機による夜間低エネルギー電子の
観測 |
| 31 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 |
| 32 遠山文雄, 青山巖(東海大工) | S-210 JA-18号機による磁場測定 |
| 33 大家寛, 森岡昭, 小野高幸, 近藤実(東北
大理) | K-9M-49号機によるプラズマ波励起実験 |
| 34 松本紘(京大工) | K-9M-51 BWI計画 |
| 35 河島信樹, 佐々木進, 矢守章, 金子修, 村
里幸男(東大宇宙研) | プラズマ銃を用いた電離層中の Controlled
Experiment (II) |
| 36 松本紘, 木村磐根(京大工)
宮武貞夫(電通大) | Space Shuttle「LEBEX」計画 |
| 37 大家寛, 森岡昭, 近藤実(東北大理) | SRATS衛星によるプラズマ計測(II) |
| 38 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) | TAIYOに搭載された電子温度プローブ
— 結果速報 — |
| 39 宮武貞夫(電通大) | FM法による波数測定実験(K-9M-46) |

第2日 5月21日(水) 13:30-18:00

第1会場

磁気圏Ⅱ

- | | |
|--|--|
| 1-38 H. Kikuchi (日大理工, 名大プラズマ研) | Micropulsations and Plasmapause(Ⅱ) |
| 39 H. Kikuchi (日大理工, 名大プラズマ研) | Shocks, Solitons and Plasmapause |
| 40 福西浩(極地研, Bell Laboratories) | 磁気圏内の電磁流体波動 |
| 41 加藤愛雄, 青山巖, 遠山文雄, 高橋隆男,
大西信人(東海大航空宇宙) | カナダ北極圏に於ける地磁気微細変動の観測 |
| 42 桜井亨(東北大理) | Pc 5 oscillations observed by Ogo 5 and
Explorer 34 |
| 43 桑島正幸(地磁気観) | 極光帯における Pi 脈動と関連現象(I) |
| 44 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理) | Ps 6型 Pi 3 磁気脈動の polarization |
| 45 桜井亨, 斎藤尚生, 小山幸男(東北大理) | Pi 2型脈動と磁気圏嵐 |
| 46 平沢威男, 鮎川勝(極地研) | Substorm と Pi-pulsation (Ⅱ) |
| 47 藤井京子, 西田篤弘(東大宇宙研) | サブストームに伴うプラズマシートの構造変化
(I) $R \sim 6.6 R_e$ での観測 |
| 48 西田篤弘, 長山直弘(東大宇宙研) | サブストームに伴うプラズマシートの構造変化
(Ⅱ) $R \sim 30 R_e$ での観測 |
| 49 林幹治(東大理) | Chorus 型 ELF 放射におけるサブストームの影響(Ⅱ) |
| 50 金田栄祐(東大理) | Substorm の特性(Ⅳ) |
| 51 小口高(東大理) | オーロラの動特性-Ⅱ- —オーロラと地磁気脈動 |
| 52 永田武, 平沢威男, 鮎川勝(極地研) | 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態
学(Ⅱ) |
| 53 永田武, 平沢威男, 鮎川勝(極地研) | 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態
学(Ⅲ) |

第2日 5月21日(水) 13:30-18:00

第2会場

宇宙線

- II-40 斎藤尚生(東北大理), 菅野常吉(福島大教育) 宇宙線 anisotropy と惑星間空間 sector 構造
- 41 近藤一郎, 藤井善次郎, 長島一男(名大理) 惑星間空間磁場方向と宇宙線異方性
- 42 宗像義教(中部工大), 森覚(信大理) 宇宙線中性子強度の27日再帰現象の解析
- 43 千葉敏躬(岩手大教育), 小玉正弘(理研) 宇宙線異方性の27日周期変化
- 44 一之瀬匡興(信大教養), 森覚, 安江新一(信大理) I.M.F.のPolarityによる高エネルギー宇宙線の異方性
- 45 矢作直弘(岩手大教養), 千葉敏躬, 高橋八郎(岩手大教育) 太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum
- 46 和田雅美(理研) 宇宙線嵐と惑星間空間の不連続面
- 47 寺沢敏夫(東大宇宙研) 惑星間空間衝撃波による太陽宇宙線の Modulation (II)
- 48 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) Forbush Decrease の間の宇宙線の Spherical Zonal Components
- 49 安江新一, 森覚(信大理) 宇宙線強度変化の三次元的逐時解析
- 50 北村正亟, 池上比呂志(気象研) 宇宙線短周期変化の解析
- 51 菅野常吉, 石田善雄(福島大教育) 宇宙線半日変化, $\frac{1}{3}$ 日変化とその時間変動(I)
- 斎藤俊子(福島医大教養)
- 52 菅野常吉, 石田善雄(福島大教育) Deep River における neutron 強度変化の dynamic analysis
- 斎藤俊子(福島医大教養)
- 斎藤尚生, 桜井亨, 湯元清文(東北大理)
- 53 千葉敏躬(岩手大教育) 宇宙線中性子成分の時間変化
- 54 森覚, 安江新一(信大理) 地下30 m. w. e. における宇宙線強度の観測(III)
- 一之瀬匡興(信大教養)
- 鷺坂修二, 赤羽重信(信大理)
- 55 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎(名大理) Local Air Shower について
- 小島浩司, 花井荘太郎(名古屋保衛大)
- 56 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎(名大理) 乗鞍における Small Air Shower の観測
- 小島浩司, 花井荘太郎(名古屋保衛大)

第3日 5月22日(木) 9:00-12:30

第1会場

電離圏 I

- | | |
|--|---|
| 1-54 古関照男, 相京和弘, 五十嵐喜良(電波研) | 符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測 II. h'-f 曲線 |
| 55 大瀬正美, 城功, 坂元敏朗, 新野賢爾(電波研) | 南極昭和基地における電離層諸現象の解析 |
| 56 丸橋克英(電波研), J. M. Grebowsky (NASA/GSFC) | プラズマ圏日変化のモデル計算 1.基礎モデルと磁気圏対流の効果の予備的結果 |
| 57 丸橋克英(電波研), H. A. Taylor, Jr., C. A. Reber (NASA/GSFC) | 地磁気嵐に伴う上部電離圏イオンおよび中性粒子密度の変化 |
| 58 上滝実, 渡辺昭二, 山西光夫, 西牟田一三(電波研沖繩) | 低緯度における夜間F層の特性 |
| 59 Girija Rajaram(東大宇宙研) | Asymmetry in Plasmatrough Structure between European and American Sectors |
| 60 K. Kawasaki(東大理) | Relation between Electric Field and Three-Dimensional Current System with Field-Aligned Current |
| 61 福島直(東大理) | Field-Aligned Current と電離層電流とのつながりに関する問題 |
| 62 佐藤哲也(東大理) | Field-Aligned Currents と電場 |
| 63 山下喜弘(気象庁気象衛星) 池上比呂志(気象研) | 極域熱圏の風系 — 数値計算(II) |
| 64 前田坦(京大理) | 電場による極地電離層の風(II) |
| 65 前川紘一郎(京都教育大), 前田坦(京大理) | 極域電離層電流(III) |

第3日 5月22日(木)

第1会場

特別講演 13:30-16:00

野田春彦(東大理)
久城育夫(東大理)

「生命現象と物質」
「地球および月の初期の分化について」

総会 16:00-18:00

第3日 5月22日(木) 9:00-12:30

第2会場

地球内部

- | | |
|---|---------------------------------------|
| II-57 加藤愛雄, 瀬戸正弘, 早坂孝(東北工大) | CA観測用無人磁力計の試作 |
| 58 水野浩雄, 田島稔(国土地理院) | 野外磁気測定におよぼす表層土質の磁性の影響 |
| 59 水野浩雄(国土地理院) | 一等磁気測量による最近の地磁気経年変化 |
| 60 大島章一, 進林一彦, 塚本徹, 大森哲雄,
淵上勝義(海上保安庁水路部) | 九州西方と四国南方の地磁気異常分布 |
| 61 歌代慎吉(海上保安大学校) | 日本周辺海域の地磁気異常について |
| 62 笹井洋一(東大震研) | 伊豆大島における地磁気短周期変化の異常 |
| 63 行武毅, 吉野登志男, 木本栄次, 下村高史,
小山茂(東大震研) | 人工電流法による伊豆大島三原山の比抵抗測定 |
| 64 森俊雄(地磁気観) | 北海道東部のCA |
| 65 柳原一夫(地磁気観) | 関東地方CA変換関数の時間的变化 |
| 66 白木正規, 柳原一夫(地磁気観) | Transfer functions at Kakioka (I) |
| 67 渡辺秀文(東大理), 行武毅(東大震研) | 核内 α - ω ダイナモにおける速度場の性質 |
| 68 行武毅(東大震研) | ヨーロッパ地方の地磁気永年変化 |

第4日 5月23日(金) 9:00 - 12:30

第1会場

電離圏Ⅱ

- | | |
|---|--|
| 1-66 深尾昌一郎(京大工), 松下禎見(HAO, NCAR) | Contribution of the Upper Ionosphere and the Plasmasphere to the Sq Current System |
| 67 鈴木亮, 前田坦(京大理) | 電離層ダイナモ電流の UT 変化(Ⅲ) |
| 68 石嶺剛(電波研秋田) | 大気潮汐国際協同観測について |
| 69 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(I) |
| 70 亀井豊永, 前田坦(京大理) | 地磁気データ読取装置(Ⅲ) |
| 71 菅宮夫, 新野賢爾, 蛭川八千代(電波研) | 日本地域における短波 Es 層伝搬 (I) Es 層出現特性 |
| 72 新野賢爾, 菅宮夫, 蛭川八千代(電波研) | 日本地域における短波 Es 層伝搬 (II) Es 層と短波電界強度 |
| 73 佐藤哲也(東大理), 小川忠彦(電波研) | Type II Irregularities の二次元乱流 |
| 74 菊池崇, 荒木徹(京大理) | 非定常波に対する電離層の応答 |
| 75 加藤進, 川上孝仁(京大工) | Acoustic Gravity Waves Radiated from Moving Sources in the Upper Atmosphere |
| 76 一ノ瀬琢美(同志社大工)
小川徹(京大工) | HF ドップラーデータより推定した日食時の重力波(II) |
| 77 早川幸男, 岩波秀樹, 村上敏夫, 長瀬文昭,
田中靖郎, 山下広順(名大理) | 地磁気擾乱に伴う高速降下電子 |
| 77a 上山弘, 武井恵雄(東北大理) | 電離圏とプラズマ圏の結合(I) — 高エネルギー電子降下の緯度効果 |

第4日 5月23日(金) 9:00-12:30

第2会場

岩石磁気・古地磁気

- II-69 上野宏共(東北大理)
- 70 百瀬寛一(信大理)
- 71 田中秀文(東大理)
- 72 笹嶋貞雄(京大理)
- 73 百瀬寛一(信大理)
- 74 野村哲(群馬大教養)
- 75 広岡公夫(福井大教育), 安川克己(阪大基礎工)
- 76 安川克己(阪大基礎工), 室井勲(大阪科学教育センター)
- 77 乙藤洋一郎, 川井直人(阪大基礎工), 小林和男(東大海洋研)
- 78 西田潤一, 石田志郎(京大理)
- 79 堂面春雄, 宗岡浩(山口大教育)
- 79a 乗富一雄, 多田良平(秋田大鉱山)
- Anorthositeの磁性とFe-Ti酸化鉱物
Titanomaghemiteの熱安定性
玄武岩のTRMに対する酸素分圧の影響
海洋底玄武岩の自己反転について
西之島新島の溶岩中の強磁性鉱物のJ-T曲線
岩石磁気の安定性に関する地史的試み
微粒子堆積物のPost DRMに関する2, 3の実験結果について
生花苗沼水底堆積物の磁化
薄い試料による深海底堆積物の残留磁化測定
大阪層郡深草火山灰 — アズキ火山灰間の堆積物の古地磁気
山口県下における第四紀火山灰の磁化(Ⅵ)
秋田駒ヶ岳新熔山の磁性

第4日 5月23日(金) 13:30-16:30

第1会場

電離圏Ⅲ・中間圏

- | | | |
|------|---|---|
| 1-78 | M. A. Geller (イリノイ大), 田中浩 (電波研), D. C. Fritts (イリノイ大) | Turbopause の成因について |
| 79 | 川平浩二 (京大理) | プラネタリー波動とD領域電子密度変動 |
| 80 | 新野賢爾, 石井隆広雄 (電波研) | VLF 冬季異常伝播の解析 |
| 81 | 村岡良和, 村田宏雄, 佐藤輝夫 (兵庫医大物理) | Nishinomiya における NPG (18.6 kHz) VLF 標準電波の受信 |
| 82 | 柴田喬 (電通大) | VLF (NWC, 22.3 kHz) 受信電界強度変動にみられる下部電離層日出効果 |
| 83 | 鎌田哲夫 (名大空電研) | 低域電離層高度低下と太陽X線バーストとの関係 |
| 84 | 堤四郎 (阪市大工) | Chemical cloud の光電離 |
| 85 | 藤原玄夫, 板部敏和, 広野求和 (九大理) | Fuego 火山噴火に伴う成層圏エアロゾルの突然増加 — 福岡におけるライダー観測 |
| 86 | 広野求和, 藤原玄夫, 渡辺健一 (九大理) | 成層圏エアロゾル生成論: レーザ・レーダ観測値と Aitken 粒子密度の関係 |
| 87 | 皆越尚紀, 上田恭市, 五十嵐隆 (電波研) | 大気密度のレーザーレーダーによるエアロゾル観測への影響 |
| 88 | 鈴木裕, 竹屋芳夫 (阪市大工) | 対流圏における微気圧波動の観測例 |
| 88a | 上山弘, 反田久義 (東北大理) | D層のイオン組成から考えられる NO の分布 |

閉会の辞

第4日 5月23日(金) 13:30-16:30

第2会場

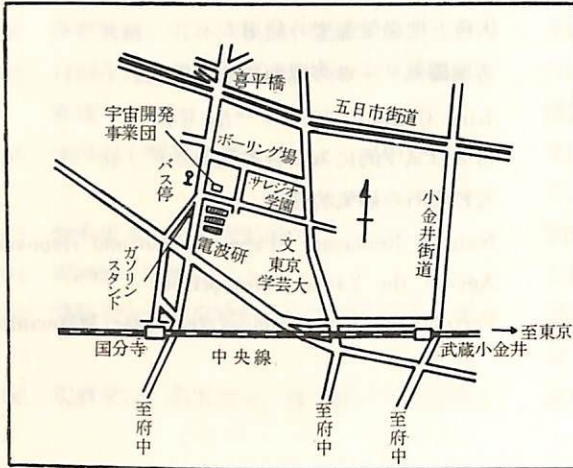
岩石磁気・古地磁気

- | | | |
|-------|---|--|
| II-80 | 伊藤清明(島根大文理), M. Fuller(Calif. Univ., Santa Barbara) | Paleomagnetic Record of Late Tertiary Field Reversal |
| 81 | 伊藤清明, 時枝克安(島根大文理) | 丹沢山地新第三紀花こう岩体の古地磁気 |
| 82 | 時枝克安(島根大文理) | 伏角と地磁気強度の利用 |
| 83 | 河野長(東大理) | 古地磁気データの球面調和解析(IV) |
| 84 | 斎藤和男, 小嶋稔(東大理) | Line Chainの $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代 |
| 85 | 安川克己(阪大基礎工) | 古地磁気学的にみた日本列島 |
| 86 | 杉浦直治(東大理), 永田武(極地研) | 大和隕石の磁氣的性質 |
| 87 | T. Nagata(極地研), M. Shima(理研) | Natural Remanent Magnetization and Exposure Age of the Yamato Meteorites |
| 88 | T. Nagata(極地研) | Ferromagnetic Component in Lunar Materials |

第57回総会・講演会の会場案内

会 場 電波研究所本所

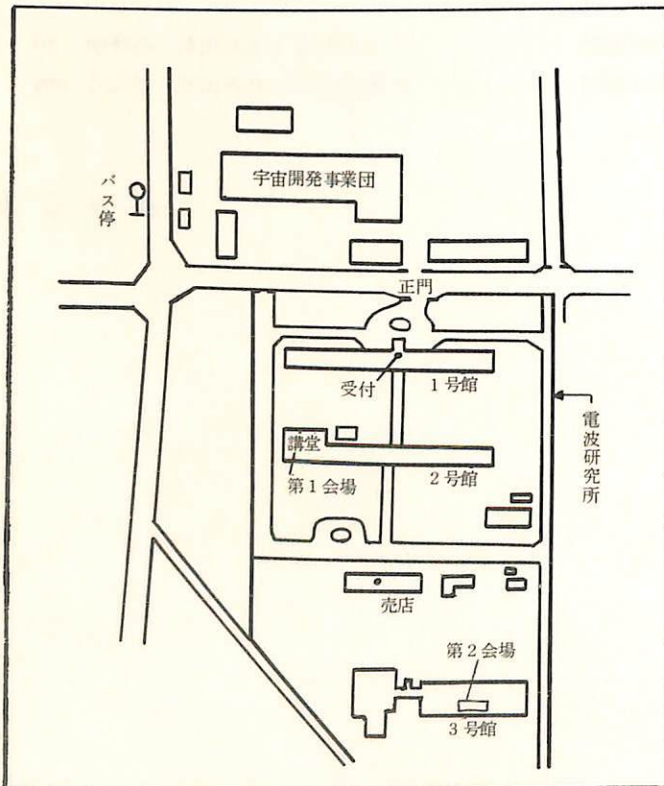
東京都小金井市貫井北町4丁目2-1 (〒184), 電話 0423-21-1211 (代表)



交 通

- ① 国電中央線武蔵小金井駅北口下車
京王バス小平団地ゆき(9番のりば)
にて電波研究所下車

- ② 国電中央線国分寺駅北口下車
徒歩 約10分
または
立川バスにて電波研究所下車



会 場

- | | |
|------|--------------|
| 受 付 | 1号館 玄関 |
| 第1会場 | 2号館 2階 講堂 |
| 第2会場 | 3号館 3階 306号室 |

第 1 会 場

山下喜弘*, 池上比呂志**

*気象庁・気象衛星, **気象研究所

太陽プロトン ($> 100 \text{ MeV}$) の惑星間空間伝搬の多くの研究によると太陽フレアから放出された高速粒子は太陽-地球間の空間状態に強く支配されていることが明らかにされている。しかし惑星間空間では粒子の相互の衝突は殆んど起らないとみてよいから問題となるのは空間に存在する磁場であると考えられている。太陽プロトン ($> 100 \text{ MeV}$) は一般にマヒラルセクタ(コア領域)内を伝搬する。それよりも低いエネルギーの太陽プロトンは磁場の乱れによって散乱されて、その外側(ハロー領域)にも拡散すると考えられている。従ってこの拡散は個々の太陽プロトン現象でセクターの角度の大小, また惑星間空間の衝撃波の存在によってこのことは大きく異なってくると考えられる。

そこで, この拡散現象を定量的に表現するために, Jokipii (1967) の考えに従って, 惑星間空間媒質の各種の乱雑な電磁流体力学的擾乱を規則的なマヒラル磁場とその扇形構造に重なった乱れのハワースベクトルで表現する。いま, 磁氣的乱れスベクトルと関係する拡散係数 D は, $D = v^2 T / 6$, ここで, 粒子速度 v , それから, 速度空間における緩和時間 T とすると, T については, 次の関係式がある, $T = (m/\beta)^2 \cdot (2v/\pi p(k_0))$, ただし, $k_0 = (\beta/mv)$, ここで, m, β は粒子の質量と電荷量, β は平均的磁場強さ, そして $p(k_0)$ は波数 k_0 での磁場的乱れハワースベクトル (波長は $2\pi r$, r はサイロ半径) となる。

《惑星間磁場(IMF)の揺ぎと太陽プロトンの拡散》

今回は 1967年5月~1972年8月までの5年間に地球人工衛星 IMP 5, 6 で観測されたプロトンフレア現象 38例について, その時の磁場の傾斜と太陽プロトンの

積分フラックス ($> 10 \text{ MeV}$, $> 30 \text{ MeV}$, $> 60 \text{ MeV}$) の遅延の測定値と惑星間磁場(IMF)の揺ぎと太陽プロトンの拡散現象との間の関係を次の二点について資料解析を進めているので;

(1) IMP 5, 6 で観測されたプロトンフレア現象の初相において積分フラックスの時間変化のタイプを急始型と緩始型と分けた場合, 積分フラックスの強度, エネルギー・スベクトルの勾配について, この二つのタイプの間に相異があるか。

(2) 個々のプロトンフレア現象の積分フラックスを $J(>E) = J_0 \cdot (-E/E_0)$ で近似したとき, 特性フラックス J_0 , 特性エネルギー E_0 と上述の磁場的乱れハワースベクトル $p(k_0)$ (または拡散係数 D) との間にはどのような関係があるか。

※ 解析結果は会場で報告する。

I-2

Solar activity における南北非対称性の

Geomagnetic activity に対する影響

村山 喬, 青木 孝夫, 袴田 和幸

(名大理)

(中部工大)

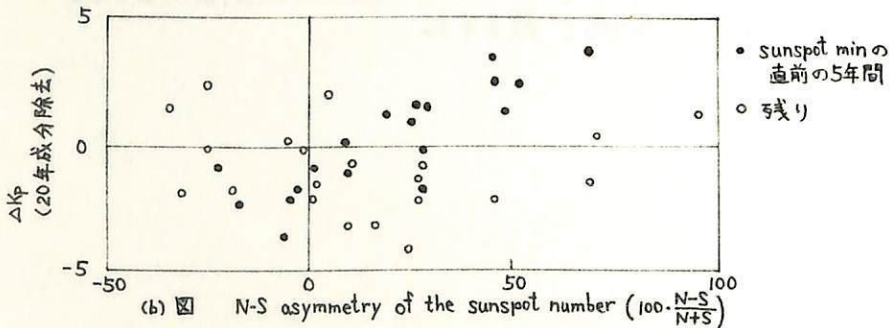
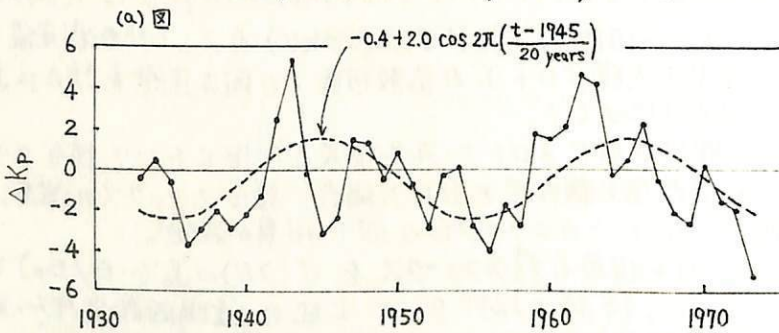
1932-1973 の期間における Kp index の時間変動を, solar activity の南北非対称性 (N-S asymmetry) の効果との関連性に注目して調べた。この効果は, geomagnetic activity の各年の前半と後半との非対称性 (L-E asymmetry) として現われる。しかし, Kp には, solar cycle を通しての大きな変化が存在するので, それを除くために, ΣKp について一年の running average をとり, それよりのずれの量 (δKp) から次の量を定義した。

$$\Delta Kp \equiv \langle \delta Kp \rangle_{\text{後半}} - \langle \delta Kp \rangle_{\text{前半}}$$

ここで $\langle \rangle$ は半年間の平均を示す。

この量を (a) 図に示した。これについての解析から次のような結果が得られた。

- (1) ΔKp における時間変動の主要な成分は約 20 年の周期をもっており (a) 図の点線参照), solar magnetic cycle に伴った変化を示唆する。これは, その asymmetry が逆になる時期を, その波が平均値の線を横切る点で判定すると, それは sunspot max. の約 1.5 年後である。またこの波は, sunspot number や coronal green line emission intensity の N-S asymmetry からは説明されない独立のものようである。
- (2) 付加的な成分が, 11 年の solar activity cycle の declining phase において現われ, それは sunspot number の N-S asymmetry とかなりよい相関を示す。その様子が (b) 図に示されている。
- (3) 宇宙線の強度が太陽の activity の影響をうけることはよく知られているが, 地上の neutron monitor によって観測された宇宙線強度についても, Kp の場合と同じ手続きによって解析を行なうと, 同様の L-E asymmetry が認められる。



齋藤 尚生
(東北大・理)

惑星間空間の巨視的磁場構造に関して、さきに 2-sector spiral-fan model が提唱された(齋藤・1972)。この様な磁場構造を、太陽極磁場まで考慮に入れて更に巨視的に見るならば、IMFの sector boundary は一般に地球の軌道面に對して或る傾角を有する一曲面として表現し得るであろう。 sunspot minimum phase では太陽極磁場が安定する為、この傾角は小さくなる筈である。傾角が小さい場合には sector boundary 面の僅かな凹凸が効いて、地球近傍では 2-sector から 4-sector、或いは 4-sector から 2-sector への移行を視測する筈である。

即ち、polar capの視測所における地球磁場の日変化から推定した IMF (即ち PIMF) の daily polarity が、1970年から1972年まで発表されているが、1966年から1969年までは 2-sector であつたに拘らず、その後の上記1970年以降の3年間では、可成り規則的に3月付近では 4-sector、7月付近では 2-sector の季節変化が繰返されている。(これに對した地磁気擾乱の季節変化については、Solar Cycle No. 15~19に對しても既に指摘されている(齋藤・1955))。そこで PIMF の daily data から、scanning method (齋藤・1972) で sector の立体構造を求めた。その結果、sector boundary がほぼ3年間に亘って比較的安定した傾斜曲面と形成してゐた事が知られた。

第1回は人工衛星による IMF の直接視測資料をもとづいて、同様の scanning method を求めた。1965年から1966年にかけての IMF sector 境界面を示す。今、半径 1 AU の球面上に日面緯度経度をとり、日面緯度 $\pm 7.5^\circ$ の間の belt のみを考へる。その belt 状の球面上に視測された IMF の polarity (away or toward) を投影し、然る後 belt を平面に展開した図が第1図である。polarity の変る所、即ち球面と sector 境界曲面との接線が、前記の軌道通り波打つてゐることがこの図から明らかである。この様な model は、太陽の H α synoptic chart から推定される太陽磁場構造、quiescent dark filament の緯度変化、太陽の極磁場の反転等の視測事實とも矛盾しない。



惑星間空間磁場と地磁気擾乱の 南北非対称性と関係

袴田和幸
中部工大

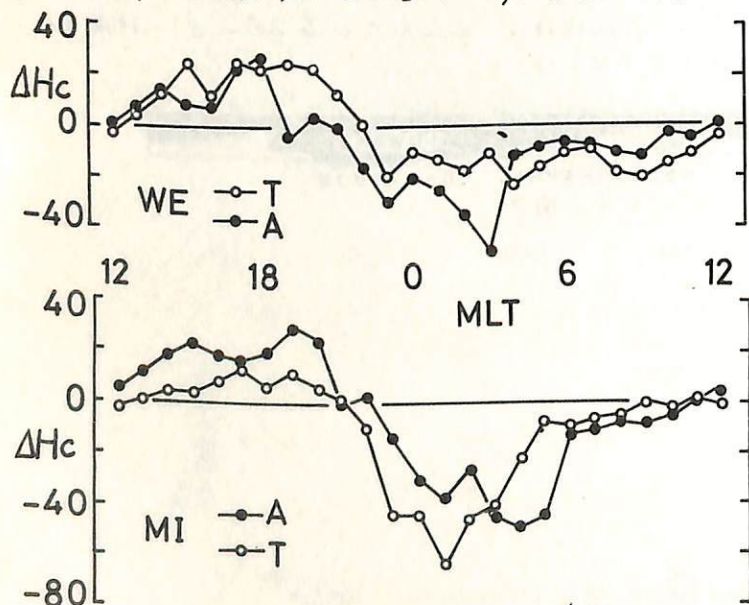
Subauroral zone 付近での地磁気擾乱の大きさが惑星間空間磁場(IMF)の南向き成分(B_s)及び太陽風の速度(V)のみならず、東西方向の成分(B_y)にも依存していることは、 A_n , A_s index を用いて確かめたが、今回は、南北両半球の auroral zone 内の conjugate point である、Cape Wellen (WE) と Macquarie Is. (MI) での地磁気水平成分(一時間平均値)の一日変動(時刻は Magnetic Local Time (MLT) を用いた)が B_y に、どのように依存しているかを調べた。

Kp でみた Five quiet days での各観測所における地磁気水平成分の値を Base line にとりこれからのずれ (ΔH) を変動分として用いた。この ΔH を WE, MI とともに、各時刻ごとに IMF の東西方向の成分の状態により、 T ($B_y < -2\gamma$) と A ($B_y > 2\gamma$) の 2 つのケル-70 にわけ、1967 年の 7 月から 11 月までの 5 ヶ月間にかけて平均をとる ($\langle \Delta H \rangle$)。この ΔH には Solar Wind parameter (たとえば B_s , V 等) の影響が含まれているので、 ΔH の B_y 依存性を調べるときには、これらの影響を補正する必要がある。

地磁気擾乱の大きさを表わす他の index A_E , K_p 等が、これに対して一時間程度先行する $B_s V^2$ の値と良い正の相関を持っていることが知られているので、ここでは、この補正として $\Delta H / B_s V^2$ を用いることにする。

そこで、各時刻の $B_s V^2$ も T ($B_y < -2\gamma$) と A ($B_y > 2\gamma$) の 2 つのケル-70 にわけ、 ΔH と同じ期間にわたって平均し ($\langle B_s V^2 \rangle$)、 $\langle \Delta H \rangle$ とこれより一時間先行する $\langle B_s V^2 \rangle$ を用いて計算した $\Delta H_c \equiv \langle \Delta H \rangle / \langle B_s V^2 \rangle$ を下図に示す。

図よりわかるように北半球の Wellen では、 T のときは A のときに比較して positive bay の振幅が増加するのに対し negative bay の振幅は減少している。またそれらの最大値の時刻が朝側にずれ positive bay の時間幅も増加している。これに対し南半球の Macquarie では逆に A のときに positive bay の振幅が増加し negative bay の振幅は減少している。しかし、それらの最大値の時刻が共に朝側にずれ、positive bay の時間幅が増加するのは Wellen と同じ傾向になっている。



Geomagnetic		
	Lat.	Long.
WE	61.96	237.79
MI	-60.92	243.86

黒木 徹, 橋田 匡邦
京大理

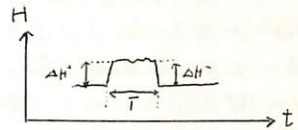
地磁気記録を調べると、SI⁺の後、1~10数時間後には同規模のSI⁻が現われることが時々ある。これをSI⁺-SI⁻ pairと呼ぶことはできる。これは太陽から放出される高速度プラズマが先行する低速度太陽風に衝突する際に生じるforward-reverse shock pairと磁気圏との相互作用の結果として解釈される。数人の研究者により調べられたことである(Alexander^①, 1964, Smart et al^②, 1965, Raydon et al^③, 1965, Hirschberg^④, 1965, Colburn et al^⑤, 1966, 本稿(1971))。しかしこれ case study であり、その統計的性質は明らかでない。このSI⁺-SI⁻は太陽風の構造を調べると重要であることが明らかになり、提供するとみられるにも関わらず、理論的に説明するべき点も多く残されていると思われるので、これをまずその統計的性質を明らかにするために下記のように解析を行った。

まず1958年以降の柳岡のNormalyrm magnetogram からSI⁺-SI⁻ pairを拾いだし、それに対応するSan Juanのデータを調べた結果、90%以上の確率で対応する電位を見出した。したがって柳岡のデータを広く統計をとったことによりSI⁺-SI⁻ pair以外の局所的変動が混入する可能性は小さくみられることがわかった。このことを前提として、1942~1971年の30年間の柳岡のnormalyrm magnetogram から430個のSI⁺-SI⁻ pairをpick upし、その統計的性質を調べた。

なお、SI⁺とSI⁻($\Delta H^+, \Delta H^-$)の向は、惑星間空間のtangential discontinuityに対応するとされ、この変動が現われることがあり、SI⁺からこの変動までの時間を調べるのは有意義であるが、この変動そのものがはっきりしない例が多く、統計をとるにはならなかった。また解析対象は ΔH の5%以内に限った。

結果

	ΔH^+ (γ)	ΔH^- (γ)	T(hr)	$\Delta H^+/\Delta H^-$
最大値	38	56	16.9	4.18
平均値	11.3	11.2	4.2	1.23
最多出現値	8~10	8~10	2~3	1.0~1.2
最小値	—	—	0.5	0.21



経年変化 : pairの数 : 太陽活動度と逆相関
 $\Delta H^+, \Delta H^-$: " 傾 "
 T : " 途 "

年変化 : pairの数 : semiannual (3, 7月11月)

日変化 : SI⁺の数 : 朝夕に極小
 SI⁻ : 昼に極小
 $\Delta H^+, \Delta H^-$: 朝夕に極小

References.

- ① Planet. Space Sci., 12, 573,
- ② " " 13, 675
- ③ " " 13, 1111
- ④ J. Geophys. Res. 76, 5353

- ⑤ Space Sci. Rev. 5, 437
- ⑥ 京都大論集 第2巻 第4号 30頁

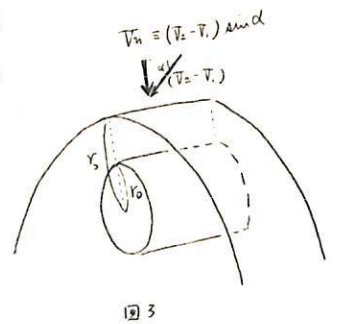
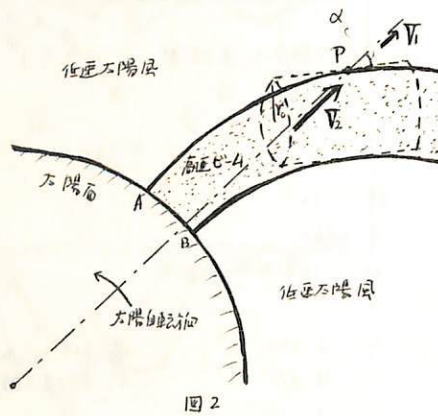
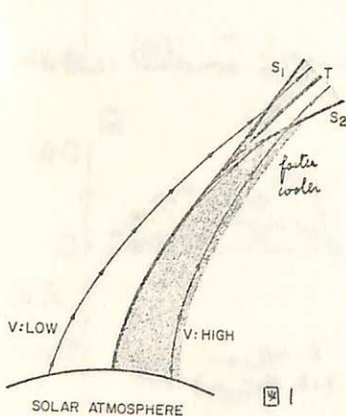
荒木 徹, 橋田 匡邦
京大理

地上で観測される S_1^+ - S_1^- pair に対応する惑星間空間での forward-reverse shock の原因として ① 太陽フレアから放出される超音速ガスと先行する低速太陽風ガスとの衝突, ② 太陽面上の一定領域 (= S_1 は S_1 と M -region とみなす) から定率的に流れ出す超音速ガスと他の領域から出てくる低速太陽風ガスとの相互作用の二つが考えられている。このうち ① については 例として Sonett and Colburn^①(1965) の考察があるが ② については ① のような geometry が提案されている (Rozidan et al^② 1965) 以外 定量的な扱いはほとんどない。これは ① が 1次元モデルである程度まで扱えるのに対して ② の場合は 2, 3次元モデルで考えなければならない事情があると思われ。Blunt Body の前面にできる shock wave の形を定める方法としては 先に shock の形を仮定してそれに合う物体の形を計算する手順と 物体の形が客観的のものにすぎずより近接する方向、一様流が物体に衝突する瞬間からの流れの変化を一定状態にするまで刻々追跡して行く非定常問題としての扱い (例として Bohachevsky et al^③ 1966, Mason et al^④ 1969) 等があるが ② の場合の適用については 今後、慎重な吟味を加える必要がありように思える。ここでは ② の定量的扱いの第一歩として Tamada や Hida^⑤ が環状または円柱の前面にできる shock について計算した結果を使って 簡便な考察を加えてみる。

図2のように 太陽面上の領域 A-B から円柱の太陽風速度 V_1 より大きな速度 V_2 をそそびームがでてくるとする。この高速ビームの leading edge の P 点 (太陽中心からの距離 R) をビームに接しビームと等しい半径をもつ円柱型ピストンによって 先行する低速太陽風が押し出される shock が形成されると考えよう。円柱が静止する系でみると 円柱に直角な流れの速度成分は $V_n = (V_2 - V_1) \sin \alpha$ (α : P 点でのスイングル角) であり この V_n が Mach 数を越えるとき shock が形成される。P 点でのビーム半径は領域 A-B の大きさに決まり Hida の計算方法により stand off distance s と R の函数として求めることができる。

以下の計算結果について報告し このモデルの妥当性を吟味したい。

- References. ① Planet. Space Sci. 13, 675 ③ AFAA Journal 4, 776 ⑤ J Phys Soc Japan 25, 740
② " 13, 1111 ④ " 2, 644

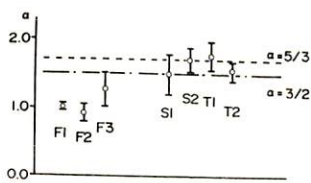


坂 翁介・北村泰一
九大・理

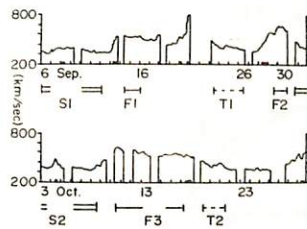
太陽風のパラメータ（プロトン温度，電子温度，プラズマ密度，太陽風流速）が地球軌道が常に一定ではなく大きく変化している事はよく知られているが，その理論的な裏付けは必ずしも成功していない。特に流速(V)とプロトン温度(T_p)の間に $T_p^{1/2} = (0.036 \pm 0.003)V - (5.54 \pm 1.50)$ の関係が成立することが経験的に知られているが，その事については今までのコロナの膨張モデルでは説明がつかない。それが，太陽コロナの非等方的な膨張によるのが，太陽からプラズマが飛び出しにくる時にもともと上の関係が成立しているのか，単に熱伝導率や，電子とionとのエネルギーのやりとりが今までの予想と異なっているのか，もしくは波による加熱が起きている為なのか，はっきりしていない。

我々は，太陽風の高流速 (fast-stream) と低流速 (slow-stream) で何が，どうちがっているのかを明らかにすることは，上の T_p-V 関係式と関連して太陽コロナの膨張過程で起る物理現象を知るのに必要であろうと考えた。ここでは電磁流体波の低周波域（周期 ~ 30 分 ~ 30 時間）での乱流スペクトルが太陽風の高流速と低流速でどう変っているかについて調べた。解析には，3.41分平均の磁場データ (Explorer 34 衛星, 1967年9月6日から10月29日) を用い，29.1時間 (3.41 $\times 512$ 点) のデータに Minimum V. method を適用し，ゆらぎが最大になる方向成分 (つまり最大固有値を持つ成分) についてスペクトル解析をおこなった。又時間間隔が2.3時間以上にある接線不連続面 (Tangential Discontinuities) を含まない様に1.8時間ずつおろしてダイナミックスペクトルを取った。

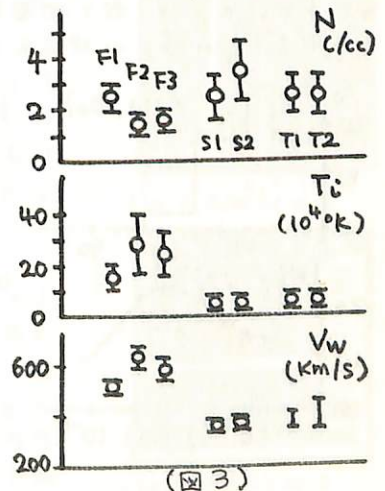
解析の結果，パワースペクトル ($\text{m}^2/\text{cc}/\text{cpm}$) が $f^{-\alpha}$ (f : 周波数, cpm) に比例すると仮定すれば，太陽風低流速では $\alpha \approx 3/2 \sim 5/3$ に近づき，高流速では $\alpha \approx 1$ に近づくことがわかった (図1参照)。図1での F1, F2, F3 (fast stream), S1, S2 (slow stream), T1, T2 (Trailing Edge) は図2に示しているそのどの区間に相当し，各区間 (F1, F2, ...etc) でのプラズマパラメータは図3に示している。なお Trailing Edge では低流速と同様に $\alpha \approx 3/2 \sim 5/3$ に近づくが，その様な高流速から低流速へのせん移域は次の標題(II)で原因を考察する対象から除いた。



(図1)



(図2)



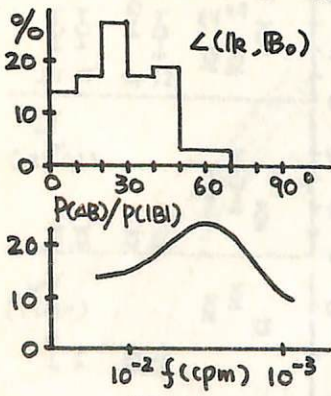
(図3)

* Holweg, J.V., (1974) Publications of the Astronomical Soc. of the Pacific, No513, Vol86

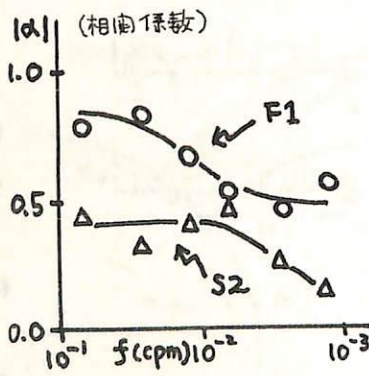
坂 翁 介 ・ 北 村 泰 一
九 大 ・ 理

標題(I)で電磁流体波のスペクトルが太陽風高速流と低速流では異なっている事が判ったが、ここではまずスペクトル解析の対象になった電磁流体波(Alfven, fast, slow)について調べた。図1には周期30分-20時間に相当する波の波数ベクトル k とその時の平均磁場(20時間平均)とのなす角度分布, 周波数の関数としての磁場の絶対値のからび $P(\Delta B)$ と成分のからび $P(\Delta B)$ の比, $P(\Delta B)/P(\Delta B)$, を示している。 k が比較的磁場に沿い $P(\Delta B)/P(\Delta B)$ が大きい(10倍以上)ことから、ここで対象にしている波は圧縮性(fast, slow)というより非圧縮性(Alfven)の波と推察される。図2では高速流と低速流の2つに分け太陽風磁場が比較的安定に太陽向き又は反太陽向きの場合をとり出して $V_R - b_R$ (V_R, b_R はアルフベン波による太陽風流速と磁場の各々の1次のからび ω のRadial成分)の相関係数を示したが、高速流で非圧縮性波(Alfven)はよりよくみえる。さてKolmogorov(又はKraichnan)の乱流スペクトルは慣性領域では $k^{-5/3}$ (Kraichnanでは $k^{-3/2}$) に比例することがよく知られている。太陽風内の低周波波動では $\omega_s \sim k V_w$ (ω_s ; 衛星座標系での周波数, k ; 波数, V_w ; 太陽風流速) という関係が成立するから $k^{-5/3}$ (又は $k^{-3/2}$) はそのまま $\omega^{-5/3}$ (又は $\omega^{-3/2}$) と書きなおせる。つまり太陽風低速流では周期30分-30時間にアルフベン波乱流スペクトルの慣性領域が含まれていると考えられる。ところが高速流ではスペクトルは ω^{-1} (又は k^{-1}) に近づく。その原因には次の2つが考えられるだろう。1) コロナで圧縮性波が励起されている。2) もともとコロナ内でアルフベン波が広い周波数帯で励起されている。これを調べる為図3に $P(\Delta B)/P(\Delta B)$ を周波数を横軸にとり低速流と高速流に分けて示した。低速流に比べ、高速流で周期30分-数時間において $P(\Delta B)/P(\Delta B)$ の値が大きくなっているという事は圧縮性波でなく非圧縮性波が卓越している事を意味するだろう。つまり高速流においてアルフベン波がかなり広い周波数帯で励起されるために、周波数スペクトルが慣性領域のそれから ω^{-1} にずれるのであろう。

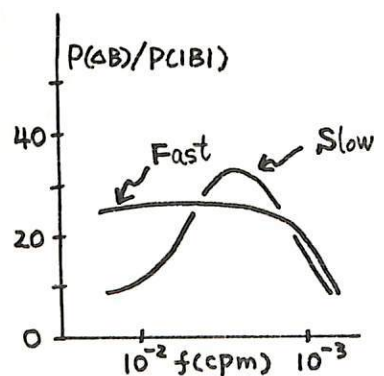
さて標題(I)に記している様に、太陽風の $T_0 - V$ 関係式の説明にはまだ定説がない。Hollweg (1973) は波による加熱という立場にたちアルフベン波の存在によつて $T_0 - V$ 関係式が説明される事を示した。太陽風高速流でアルフベン波が卓越してスペクトルが低速流のそれからずれているという我々の報告は、コロナの膨張モデルにアルフベン波が大きく影響していると考えたHollwegの理論を支える1つの観測事実であろう。



(図1)



(図2)



(図3)

*) Hollweg, J.V., (1973) Alfven waves in a two-fluid model of the solar wind, Ap.J., 181, 547

対話的ホイッスラ解析システム

高橋 直久 伊藤 秀一
電気通信大学

従来の様に人間の力のみでホイッスラの解析をする方法では、多大の時間と労力を要する。しかし、逆に、すべて機械により自動的にこれを行なおうとすると難しい問題となる。そこで、人間の聞く、見るという基本的な特性と、計算機の単純な高速デジタル信号処理の両方を生かした、マン・マシン・システムによるホイッスラの解析を提案する。

人間、機械両者の特性を十分に活用することにより、それぞれの負担は著しく軽減され、又、解析時間も大幅に短縮される。更に、システムに人間が加わっていることにより信頼性も高い。本システムでは、後述する高速リナグラフを使って、オペレータと対話的にホイッスラの分散を求めているが、10数秒でこれを行うことができる。

1. A/D変換 データ切り出し時間 t_c (秒)が指定されると、起動がかけられ、データ・レコーダのアナログ・データが次々にA/D変換される。次に、ストップ信号を受けると、その直前の秒間のデータがディスクに格納される。

2. 高速リナグラフ A/D変換されたデータを適当な時間間隔 Δt で区切ってFFTし、その出力を2値化して、128x128点のマトリクスから成るCRT・ディスプレイに順次表示していく。すると、横軸が時間(6.4ms/点)、縦軸が周波数(78.1Hz/点)で、閾値よりレベルの強い音が表示されている画像が得られる。50 μ sでサンプルした場合、ディスプレイに1度に約0.8秒分のデータが表示される。このために要する時間は、 $t_c = 6.4\text{ms}$ の時約10秒、 $\Delta t = 12.8\text{ms}$ の時約17秒である。

ここで問題となるのは、各表示点が2値しかとれないことである。しかし、これは、ごく短時間で行なわれる2つの機能、閾値を変えて表示し直す機能(図3)と、指定された時刻又は周波数における断面を表示する機能(図4、図5)により補われる。

3. 分散の求め方 2.のリナグラフをもとに分散を求める方法として、まず回帰分析が考えられるが、ミニコンで行なうにはかなり時間がかかり適当でない。ホイッスラは $v = D/t$ (D は分散)という簡単な式で表わされるので、2点が正確に定まれば分散 D は求められる。従って、リナグラフを見てオペレータがホイッスラの存在する場所2点を指定してやればよい。しかし、これではオペレータの指定位置によりバラツキが生じる恐れがある。又、正確な位置を指定することはオペレータにとって大きな負担となる。そこで、本システムでは、オペレータがライト・ペンで指し示した点の近傍においてピーク値をキエる位置を求め、それをもとに分散を決定している。更に、その分散のホイッスラの理想曲線をリナグラフ上に重ねて表示し(図2)オペレータとの対話により、必要ならば修正される。

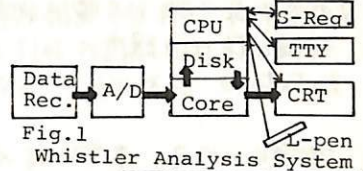


Fig.1 Whistler Analysis System

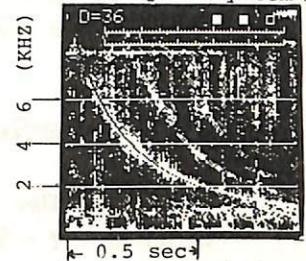


Fig.2 Sonograph 1

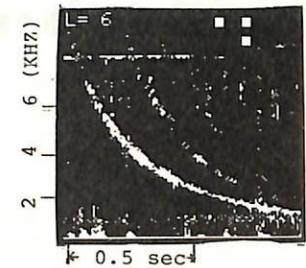


Fig.3 Sonograph 2

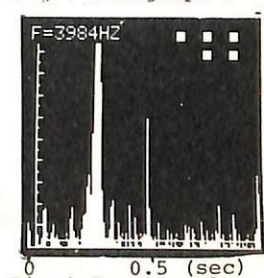
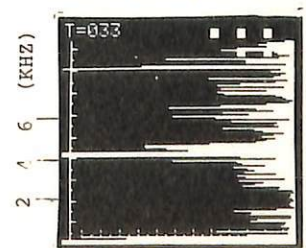


Fig.4 Spectrum 1

Fig.5 Spectrum 2
Time=6.4x33=212.2 msec

上滝 栄*, 渡辺 昭二*, 山西 光夫*, 西牟田 一三*, 恩解 忠典*, 村上 利光*
* 沖縄電波観測所 林 電波研

沖縄電波観測所 (Geo. Mag. Lat. $15.3^{\circ}N$) におけるホイッスラー およびセスの観測は
1974年10月から電波研究所のIMSプロジェクトの一つとして始められた。

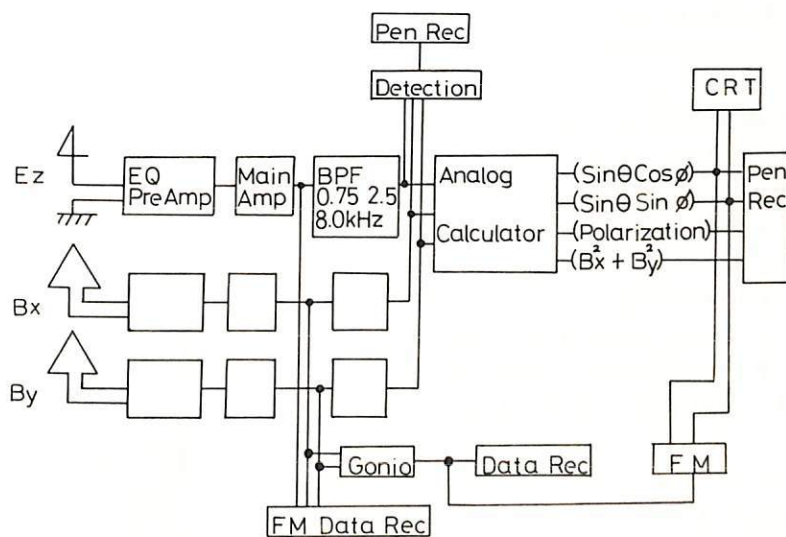
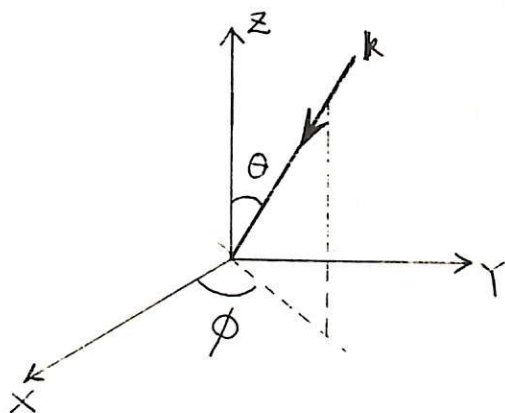
沖縄の様な低緯度におけるホイッスラー観測は、地上で観測される最低限界緯度 (Low
latitude cutoff) を決める上において極めて重要である。

沖縄における、冬期のホイッスラー特性は、次の様になる。

- ① 分散値はエッカスレーの法則にしたがい、夜間は約 $15\sqrt{f} \text{ sec}$, 日没、日出時に連続的に変化する。
- ② 発生頻度は日没から朝方にかけてみられ、昼から夕方にかけてのセークは少ない。
- ③ Echo-whistler が観測されること、および、分散値が夜間から日出時にかけて数時間に亘って一定値をとることから、セクトの存在が、確からしい。
- ④ 発生頻度と磁気擾乱は相関がみられない。

佐藤 夏雄
 東京大学 理学部

1974年4月から1975年1月まで、南極昭和基地において、ELF, VLF帯自然電波の致来方向の観測を行った。観測システム、得られた結果と速報する。



I-13

南極ロケット S210-JA19 による VLF 電波
の観測結果

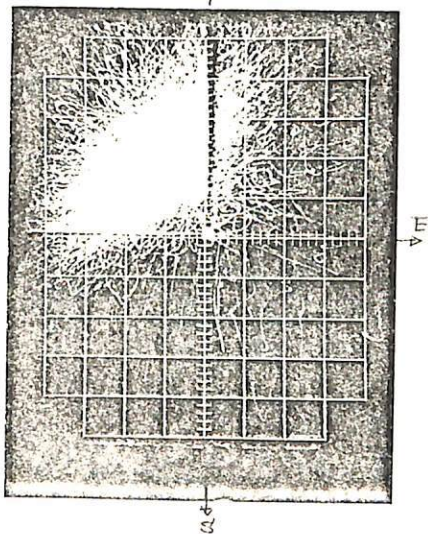
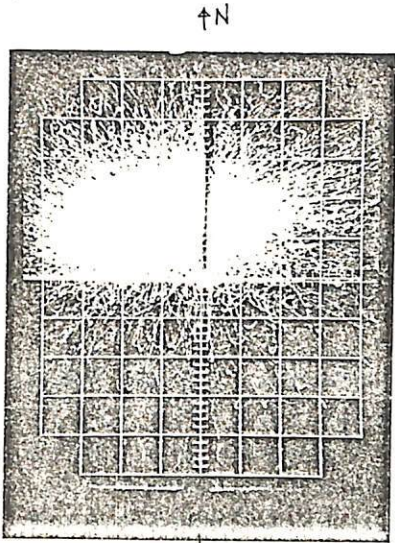
鎌田 哲夫
名古屋大学空電研究所

平沢 威男、船川 勝
国立極地研究所 会 員

南極ロケット S210-JA19 搭載により オーロラ電波の観測を 1973 年 7 月 15 日 22 時 09 分 LT に昭和基地で行われた。このロケットには、5MHz 8KHz の Wide-band 受信機 (電界と磁界強度測定用)、30KHz の電界強度測定受信機、17.4KHz による空電線等価容量測定器、電子密度測定器を搭載した。打上げ時にはオーロラは観測されなかったが、地上の VLF 電波レコーダーに極めて顕著な電波が記録されていた。観測結果によると約 100km の高度で極めて強い電界強度変化が得られており、或いは静電波では無いのかも考えられるので、これらの点について観測結果を総合的に報告する。

鶴田 浩一郎, 渡辺 賢三, 西田 篤弘
(東文学府航空研)

1974. 10月~12月の3ヶ月にわたりバンフーバー郊外の Westham 島(磁気緯度 54.2°) に於て VLF 波の到来方向の観測を行なった。目的はハイスラー電の到来方向変化から磁気圏プラスマの運動を求めることにあるが、VLF エミッションと同時に受信することがおも。且つ、エミッションの平均的な到来方向に明らかなる日変化のあることが明らかとなった。この日変化はハフーンとプラスマポーズの位置形状との関連について発表する予定である。



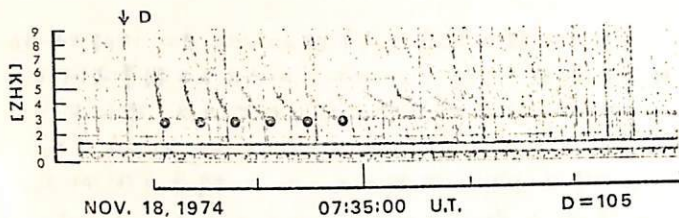
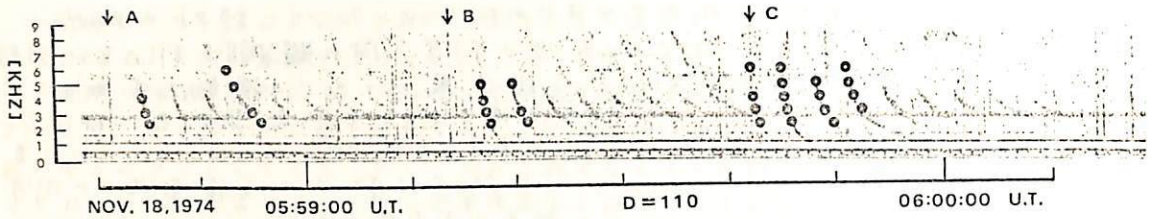
左の二枚の写真は 19時20~22 及び 19時34-36 毎2分間隔で VLF エミッション(コーラス)の到来方向をモータスコープで平均化したものである。中心からの距離は入射天頂角の \sin にあわせている。この例は約12分間のあいだに到来方向が北→北西へ動いていったことをあらわしている。

バンフーバーで3ヶ月の観測期間中に受信することのできた約1週間分のコーラスについて以下のような傾向があることがわかった。

- 1) コーラスが干渉まで続く比較的活動のはげしい日についてはコーラスの開始は南側から電波がやってくる。その後次第に天頂に移りコーラスの消滅する直前に北へ移る。
- 2) 早朝の静かなコーラスの受信される日はコーラスの北側から来ている。
- 3) 午後の側(Bulgeのあたり)で東→北→西という比較的好早い(約30分)動きがみられることがあった。

以上のことはプラスマポーズの形状を考えると定性的に理解出来ることからである。

渡辺勇三 鶴田浩一郎
 東京大学宇宙航空研究所



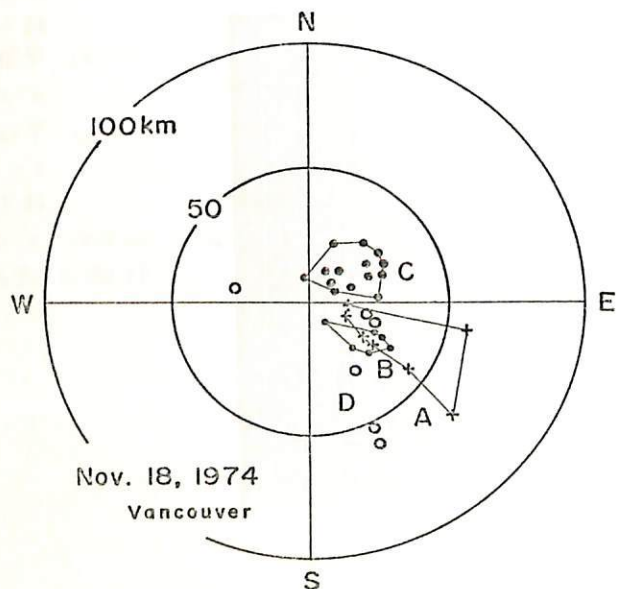
ホイッスラー空電の伝播路の電離層プラズマからの最終出口を方探装置を用いて決定しホイッスラーの各周波数成分の伝播路を求めた。用いたホイッスラーは1974年9月から

1月の間にカナダのバンクーバー(54.2°N)で観測して得られたもので、方探装置の原理と方式および解析の方法手順については、第54回学会予稿集等に記している。

上図に、エコーホイッスラーA、B、CとDを示す。矢印で落雷点、丸印で解析点を示す。下図は解析結果を示し、原点が観測点で出口の位置を地上面に投影して印す。

これから以下のことが結論できる。(i) ホイッスラーの各周波数成分はほぼ一ヶ所から出ており、ダクト伝播である。(ii) エコーをなしている各ホイッスラーは、このダクトを往復伝播して出来たものである。(iii) エコー群A、B、Cの出口の空間的移動が見られるが、これは一ヶ所の同一のダクトの動きと考えられ、磁気圏内プラズマの運動を示したものである。(iv) エコー群Dは、別の時刻に得られたもので、エコーA、B、Cより小さい分散のホイッスラー群であるがその出口はA、B、Cのものより明らかに南側に出ており、A、B、Cとは別個のダクトによると考えられる。(v) エコー群Dも時間的に、同方向の運動を示しているが、前述のA、B、Cと同じ程度に運動している。

講演の時には、観測した約50個のエコーホイッスラーについての結果をまとめて報告する予定である。



奥沢隆志 (電通大)

ソナグラム上、太めのホイスラが見られることがよくある。これをふつう、pure-tone type に対して diffuse type と呼ぶ。かつて、Crouchley 及 Down は、オーストラリアの観測所で得られた工食Y期間中のデータを統計的に処理して、次の二つの結論を得た。(1) diffuseness の季節・日周変化には、系統的なものは何もみられない。(2) Hobart (-51.7° 磁気緯度、以下でも同様とする)での電離層データに spread F のしるしのあるときには diffuseness が増す。筆者等は、これはおそらく広域路上にある磁気圏・電離圏内に起る偶発的(?)な事象の反映に違いないと見られ、磁気じょう乱との対応関係を調べた。前回の講演では、ものぐさをして柳屋だけの磁気あらしデータとのつき合えを行なったところ、その対応関係のよくないものが残ると報告した。今回はこれを反省し、とりあげる地磁気観測点の個数を大幅に増やし、あわせて南北両半球の spread F との対応も行なった結果について述べる。

期間: 1970年1月 ~ 1972年11月

データ: ホイスラ — 菅平 (26.0°), ソナグラム総数 266 ± 枚

地磁気 — Guam, Honolulu, Kakioka, College, Pitka, Newport
に関する NOAA の Solar Geophysical data ならびにこの後五
者と下記の臭における normal-run magnetogram,
Fort Churchill, Point Barrow, Great Whale River,
Podankyla, Yakutsk, Irkutsk。

電離層 — 推内, (国分寺, 山川 (北半球))
Townsville, Brisbane (南半球)

方針: 観測スケジュール時間にして、二回以上連続して diffuse type であるものをとりあげる。途中に pure-tone type をはさんでこの状態が数日間続くのがふつうであり、この一シリーズをひとつの event と数える。明らかに long とわかるものは、long, short の区別をしない。

結果: (1) 合計 24 の events に対して、内 20 が磁気あらし主相部およびあらし終了後 2-3 日に対応する。2 は bay disturbance と同様の関係にある。残る 2 が全く対応がつかない。

(2) Diffuse の明確な 2200 のホイスラに関して、南半球 Brisbane (-35.8°) で 58.4%, 北半球 推内 (35.3°) で 40.9% spread F 出現時刻に符合するほかは、他の低緯度電離層観測点との対応はほとんどつかない。

論議: 講演時、時間の余裕があれば行なう。

Scattering of whistler waves from irregularities
in a magneto-ionic medium

奥沢隆志(電通大)

ホイストラの磁気圏伝搬に関するこれまでの理論解析に共通しているのは、電子密度モデルがきれいな(層流的といえる)に選ばれていることである。現実には Alouette を初めとする衛星観測による MF ダクトの存在や, spread F を引き起こす磁気圏沿いの不規則電離の横幅が ~ 1 km 程度で、これが群れをなしているらしいことを考えると、むしろ乱れ(いたがって電波のほうからは散乱)の概念を持ち込むほうが自然ではないかと思われる。乱れの correlation length (おそらく異方向性がある)として何をとりたうよいかは、ほんとうのところよくわからないのであるが、ホイストラの波長(数 km)と同程度ないしそれ以下のものがあれば、無意味でない散乱断面積があり得る。

散乱の問題は乱れ領域を二次放射源として、等価ソース項付きの波動方程式を解けばよい。ボルン近似ができるかぎり、散乱電磁界はディアドック・グリーン関数を含む多重積分の形で形式的にはあきらかに求められるのであるが、応用には供されるにはほど遠いものであった。Lighthill の漸近定理を適用することによって、Booker-Gordon 流の散乱理論は、最近ようやく magneto-ionic medium にも拡張され、bistatic 問題の遠方界に対する散乱断面積は、なお形式的ではあるもののずっと見通しよく、次のように与えられる (Simionich & Yeh, Radio Sci. Ser. pp 291-299, 1972)。

$$\sigma = \frac{k_0^2}{16\pi^2} \frac{|q_s^* \cdot \bar{M} \cdot q_i|^2}{k_s \cdot k_i \cdot \sec \alpha_i \cdot \sec \alpha_s |C_s|} \underbrace{\langle (\Delta X)^2 \rangle}_{\text{統計学的因子}} \underbrace{\Psi(k_s - k_i)}_{\text{幾何学的因子}} \quad (1)$$

ただし、 k_0 = 自由空間波長定数、 $k_{s,i}$ = 波長定数、 $q_{s,i}$ = 特性偏波ベクトル、 \bar{M} = susceptibility matrix、 $\alpha_{s,i}$ = 射線ベクトルと $k_{s,i}$ との狭角、 $|C_s|$ = 屈折率曲面の特性点でのガウス曲率の大きさ、 $\langle (\Delta X)^2 \rangle$ = 電子密度 (X : Appleton parameter) の空間的乱れの大きさの自乗平均値、 Ψ = 乱れの相関関数のスペクトル (k -スペースでの)。
添字 s, i でそれぞれ散乱波、入射波を区別する。

磁気圏におけるホイストラ周波数帯は正常波の伝搬を許さないで、cross mode scattering を考える必要はない。下層上部のパラメータを選び、相関関数としてガウス型をとったとき、ホイストラ波に対する上記散乱断面積の指向性はやはり、磁気圏沿いに鋭い主ビームを持つ場合のあることを数値計算により示し、あわせて応用上の問題点を吟味する。

損失媒質中の Ray Tracing

木村 磐根 · 川合 誠 (京大工)

1. 序 下部電離層のような損失のある媒質(一般的に異方性)中の Ray tracing の方法は平面層状の場合といふことが確立されていはい。これに対して最近、損失媒質中の電波通路を空間的にビーム状にした信号を入射することにより調べようという手法が一部行われてい。^{1)~3)} 本報文では平面層状で損失のある媒質にガウス形の空間分布を有する波を入射して各レベルでの振幅の σ_0 の位置を求め、それらの通路に対応するというやり方を行つた。通路を定める式は異方性の場合にも近似的に解析的に求めたが、これは無損失の場合(今までの方法によるもの)を含む一般式である。

2. 平面層状で損失のある媒質中のガウスビーム z軸を垂直上方とする直角座標系で電界の1成分 E_x を代表として考察する。簡単のため $\sigma_z = 0$ においてy方向のみに対して電界の振幅がビーム状に変化し、波数ベクトル $k_0 = (k_{x0}, k_{y0}, k_{z0})$ によって特徴づけられる角周波数 ω の平面波、つまり2次元のガウスビームを考えると、 $z=0$ における電界は

$$E_x(x_t, z=0) = E_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_0^2} - jk_{t0} \cdot x_t\right); \quad x_t = (x, y), \quad k_{t0} = (k_{x0}, k_{y0}) \quad (1)$$

と表わせる。ただし E_0, σ_0 は定数で、 σ_0 はビームの広がりを表わす。又時間座標は省略した。(1)式の x_t によるフーリエ変換を求めると、 $z=0$ における k_t ベクトルが定められる。次に各 k_t をもつた成分平面波がそれぞれスネルの法則を満たしなから z を任意に搬送するときはレベル $z = z$ における k_t ベクトルが定められ、これをフーリエ逆変換することにより $E_x(x_t, z)$ が求められる。特にビームの効果調べのために、(1)式の $\sigma_0 \rightarrow \infty$ とした無限平面波の場合の電界 E_p で正規化すると次のようになる。

$$\frac{E_x(x_t, z)}{E_p(x_t, z)} = \left(\frac{\sigma_0}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{\sigma_0(k_y - k_{y0})^2}{2} - j(k_y - k_{y0})y - j \int_0^z \{k_z(k_{x0}, k_y, z') - k_z(k_{t0}, z')\} dz'\right] dk_y \quad (2)$$

上式の絶対値を漸近展開し、その式の値の極大と与える座標を求めると

$$y = -\text{Re} \left\{ \int_0^z \frac{\partial k_z}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}} dz' \right\} + \text{[2項]} \quad (3)$$

となる。この第2項は σ_0 の広がりのおおきさ、すなわち(平面波に近づくと)いくつでも小さくなるから結局第1項の通路を表わすことにはなる。ここで Re は実部ととることに意味する。異方性媒質に対しては入射ガウス波を3次元的に

$$E_x(x_t, z=0) = E_0 \exp\left(-k_t \cdot \frac{1}{2} \Sigma^{-1} \cdot k_t - jk_{z0} \cdot k_t\right); \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \quad (4)$$

と(2)同様 k_t の通路は

$$x_t = -\text{Re} \left\{ \int_0^z \frac{\partial k_z}{\partial k_t} \Big|_{k_t=k_{t0}} dz' \right\} + \text{[2項]} \quad (5)$$

とやはり上式の第1項で与えられる。これら(3), (5)式は無損失の媒質の任意搬送の式(変数)とも一致⁴⁾、結局無損失の場合も含む一般式であることわかる。上式の近似的精度についてはいくつもの具体例にわたって(2)の積分を厳密に計算した場合と比較してよい近似であることが確かめられている。

文献

- 1) H. Bertoni, L.B. Felsen & A. Hessel; IEEE Trans. AP-19, 226, 1971
- 2) K. Sauchi; J. Plasma Phys., 9, 33, 1972
- 3) K. Sauchi; Ibid 53, 1972
- 4) K.G. Budden; Radio Waves in the ionosphere, Cambridge Univ. Press, 1961.

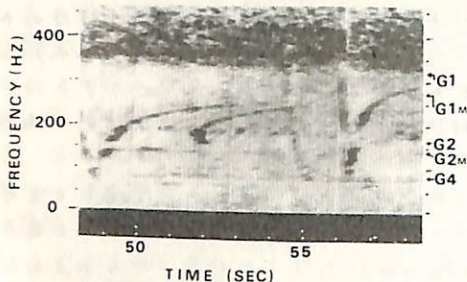
I-19

Deuteron / α Whistler

の赤道越え伝搬

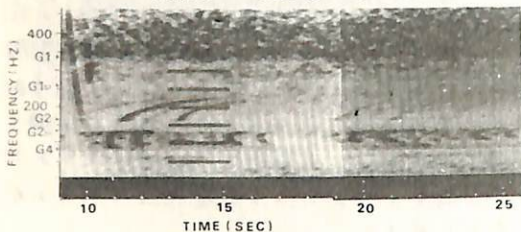
渡辺 茂昭, 恩藤 忠典
電波研究所

ISIS-B DEC 18 UT0550



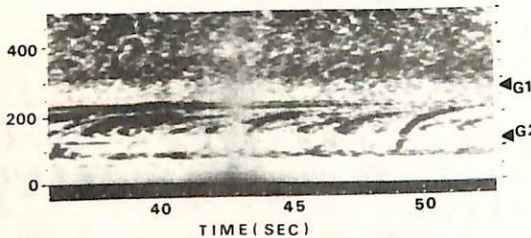
HOOK

ISIS-B DEC 18 UT 0549

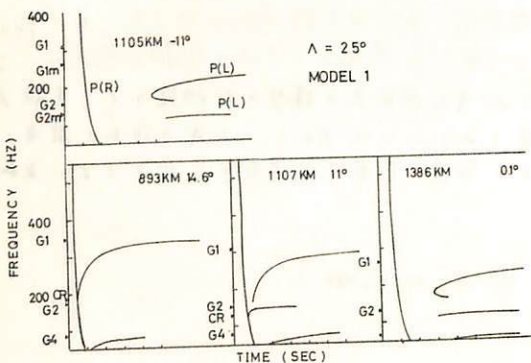


ECHO

ISIS-A NOV 30 UT 4017



NOSE



ISIS-1, 2 径屋のVLF Data (主として1973年11月, 12月, 1974年1月)の低周波領域(500-500 Hz)を周波数解析した。

磁気赤道付近の特定領域内においてSpectrogramから表わされるパターンをきわめて注目すべき現象を見い出された。

これは、観測点の陽子サイクロトロン周波数 $G1$, 及びその $1/2$ ($=G2$), $1/4$ ($=G4$), さらに、観測点を包む磁力線の最小サイクロトロン周波数 $G1M$, 及びその $1/2$, $1/4$ に漸近線をもつ形で特徴づけられる。

上記、特定領域とは、大体 $G2 < G1M$, 時々 $G4 < G1M$ を満足する部分である。

従来報告されてきた、下方からの proton, Helium Whistler の他に、赤道越えのものの存在は、 $G1M$, $G4M$ の漸近線は示唆している

$G2, G2M$ の漸近線は、陽子の $1/2$ のサイクロトロン周波数を持つ粒子 (He^{++}, D^{+}) によるものと思われ、定量的分析と、モルイオン高度分布を用いて、Dipole 磁場に沿う波の計算値による spectrogram 作成は、その仮定を支持している。

◀図の説明▶

HOOK 型: 56秒 αV_r を、下方からの proton whistler 53秒 αV_r を赤道越えの proton, D^+ whistler
ECHO 型 $G2M$ と $G4M$ の向に「C」を数回くりかえし発信する。Topsideの $L=0$ による Bouncing
NOSE 型 「S」型 $G2$ 線まで VLF 発信する
nose 型 と呼ぶ。(磁気赤道に並ぶ)

← 高度 1000KM より、 D^+ あるいは α は $N^+/N_p = 10^{-2}$ 程度。考えられた時の計算値は E. spectrogram. 北緯 25° の磁力線に沿うとしている。

橋本弘藏・能谷博・木村繁根
(京大工)

磁気圏プラズマ中の Ray Tracing に関して、プラズマの温度効果をいれた取扱いは、Topside Sounder のデータ解釈のために、Upper Hybrid Resonance 近傍の high freq. で若干行われているが (Bitoun et al., 1970) VLF 帯では、全く行われていない。しかし、磁気圏をロングト伝搬する VLF 波に対しても、プラズマの温度を考慮すると、特に共鳴角近傍では θ 1 図に示すようにその影響を強く受け、コールドプラズマの場合のような非常に大きな屈折率にはならず、したがって伝搬方向にも影響がでてくると予想される。このような場合に対する Ray Tracing を行い、Ray Path の変化をみる。

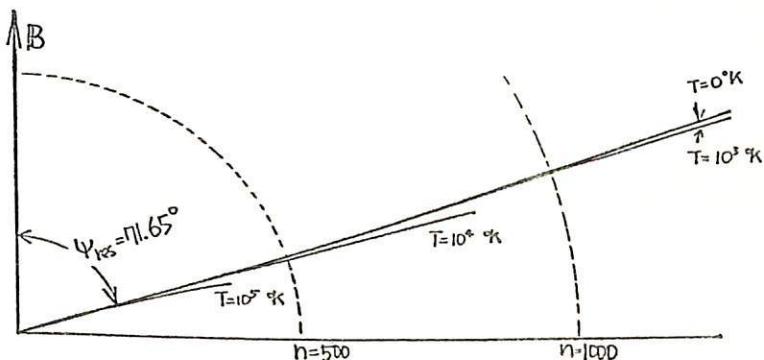
Maxwell 分布をした電子を仮定した場合、ホットプラズマ中の屈折率を求めるには、プラズマ分散関数 (Z 関数; Fried and Conte, 1961) の含まれた複雑な式を解き、かつ Ray Tracing には種々の偏微分係数が必要となる。これは実用的な方法ではないので、Bitoun et al. (1970) が用いた 'warm plasma 近似' を用いる (Allis et al., 1963)。これは Z 関数を $\alpha_n = (\omega - n\Omega) / kV_{th}$ が大きいとして、

$$Z(\alpha_n) = -\frac{1}{\alpha_n} \left(1 + \frac{1}{2\alpha_n^2} + \frac{3}{4\alpha_n^4} \right)$$

と近似し、減衰項 $i \exp(-\alpha_n^2)$ を無視したものに相当し、屈折率の虚部のみを得られる。この近似は、ホイスラーモード波の領域においても良い近似とすることが、 Z 関数を用いた斜め伝搬の波に対する比較から確認できた。磁気圏での電子密度のプロファイルは、今までコールドプラズマに対して行われたのと同じ、拡散平衡分布と無衝突分布の結合されたものを仮定して Ray Tracing を行った。その結果、共鳴角近傍を通る波面法線方向をとった伝搬路となる場合のみ、コールドからの Path の変化が認められた。

REFERENCES)

Allis, W. P., et al., Waves in anisotropic plasmas, M.I.T. Press, 1963.
 Bitoun, J., and M. Aubry, Radio Science, 5, 1341, 1970.
 Fried, B. D., and S. D. Conte, Plasma dispersion function, Academic Press, 1961.



θ 1 図
 温度による屈折率, Ray direction の変化。
 ψ_{res} (共鳴角) 近傍。
 $f = 0.3 f_H$
 $f_p = 3.0 f_H$
 n : 屈折率
 B : 定常磁場方向

思藤忠典 村上利光 (電波研究所)

ISIS 衛星からの VLF 広帯域テープ出力を充電時定数 10 sec. 放電時定数 10 msec の Minimum Reading 回路をもつ狭帯域増中器に入れて、各バンドにおける強度 vs 緯度のデータを作った。このデータは VLF 放射の大規模な緯度分布の解析に適している。

この解析から静穏時でも不変緯度 $73^{\circ} \sim 69^{\circ}$ 及び $62^{\circ} \sim 54^{\circ}$ の領域で、数 kHz ~ 8 kHz にかけて VLF 放射が見付けられた。前者のスペクトルは、LHR 下端が数秒の周期で周波数変化する $1 \sim 2$ kHz 又は 10 kHz 以上高にまで及び Wide Band のオーロラヒスであり、後者は位相緯度に行くにつれて LHR cutoff 周波数が高くなる、いわゆる LHR ヒスである。又これは $0.3 \sim 0.5$ 秒間に 2 kHz から 8 kHz に上昇する多重 Riser からなっている。

この 10 kHz 以下に現れる中緯度ヒスとは無関係に、プラズマポーズの内側の $\Delta = 47^{\circ} \sim 60^{\circ}$ 間に、 10 kHz 以上高に現れる多重 Big Riser がある。この Riser も下端周波数が緯度で下るにつれて上昇する。この下端周波数を LHR 周波数とみなして、Effective Mass Number を求めると、通常の電子密度を代入した場合、 1 以下の値があまり、不都合である。一方衛星を通る磁力線の頂点における電子の gyro 周波数 f_{H0} とこの高周波数ライガーの周波数 f とを比較すると、 $f/f_{H0} = \frac{1}{6} \sim \frac{1}{12}$ に入る。

今この放射を Loss Cone 内にある電子のサイクロトロン放射によるものとする。放射に要する平行共鳴エネルギーは、 $L=2.7$ の磁力線の頂点付近では、 $23 \sim 61$ keV とおまる。(但し $f_{H0} = 46$ kHz, $B_{0g} = 1.63 \times 10^{-2}$ ガウス, $N_0 = 10^3/cm^3$ とする)

この程度の位エネルギー電子は、 $L=2.7$ の頂点付近で通常観測されている。プラズマポーズの内側で観測される 10 kHz 以上の Riser は、電子サイクロトロン放射によるものとする可能性を考慮することが必要であろう。プラズマポーズ付近の電子のピンチ角分布等を吟味する必要がある。

Computer Simulation on Nonlinear Interaction between Monochromatic
Whistler Mode Wave and Particles
————— Method and Simulation Results —————

by

Hiroshi Matsumoto* and Yutaka Yasuda**

* Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

** Dept. Electrical Engineering, Kyoto University, (now KDD Co.)

1. SUMMARY

This paper deals with our recent computational study on whistler mode (WM) nonlinear wave-particle interactions^{1,2,3,4}. Extensive simulations were carried out on nonlinear self-consistent interaction between a large amplitude monochromatic WM wave and resonant hot electrons.

A method of computer simulation as well as a model is presented first. Some simulation results on large amplitude oscillation of monochromatic WM wave will then be given. The present simulation corresponds to a case treated theoretically by Palmadesso and Schmidt⁵.

2. MODEL, METHOD AND PARAMETERS

The present simulation deals with WM waves propagating parallel to an external magnetic field in a homogeneous electron plasma. The plasma is assumed to be composed of two components, i.e., cold background and hot resonant beamy electrons, the distribution function of which is given by

$$f_R(v_{\parallel}, v_{\perp}) = C_N v_{\perp}^n \exp \left\{ -\frac{mv_{\perp}^2}{2kT_{\perp}} - \frac{m(v_{\parallel} - v_B)^2}{2kT_{\parallel}} \right\} \quad (1)$$

A method of computation adopted in the present simulation is the Morse & Nielson PIC difference method which solves directly Maxwell's equations and equations of motion of all particles.

3. RESULTS

Results will be given in a talk with regard to time evolution of (1) wave amplitude, (2) wave instantaneous frequency, (3) wave number spectra, (4) velocity distribution function of hot electrons, (5) phase trapping and phase bunching, and (6) energy exchange in the system, etc..

REFERENCES

1. Y. Yasuda, H. Matsumoto and I. Kimura, Symposium at IZU on Electromagnetic Theory, 1973.
2. Y. Yasuda, H. Matsumoto and I. Kimura, Symposium at Shirakaba on Electromagnetic Theory, 1974.
3. Y. Yasuda, Master Thesis, Dept. Electrical Eng., Kyoto University, 1975.
4. H. Matsumoto and Y. Yasuda, Rept. Ionosphere Res. Lab., IRL-HM-01-1975.
5. P. Palmadesso and G. Schmidt, Phys. Fluids, 14, 1411, 1971.

VLF Triggered Emissions and Nonlinear Whistler Mode Wave-Particle Interaction
 ——— Comparison with Computer Simulations ———

Hiroshi Matsumoto and Yutaka Yasuda

Ionosphere Research Laboratory and Dept. Electrical Eng., Kyoto University

SUMMARY

According to results of our computer simulations, a large amplitude WM monochromatic wave grows up to a higher level than its initial amplitude after initial damping and subsequent amplitude oscillation, being accompanied by a frequency variation, when the wave interacts with relatively high pitch angle resonant electrons with a large temperature anisotropy such that $T_{\perp} \gg T_{\parallel}$.

At the same time, the distribution function of the resonant electrons is also drastically changed through the interaction. Though these are the results for a homogeneous plasma, they seem to include some essential nonlinear features of generation mechanism of VLF triggered emissions in the magnetosphere.

From a viewpoint of the triggered emissions by a monochromatic artificial WM wave, our simulation results may be regarded in the following two ways.

One view point is to consider that the triggered emission is nothing but an evolved state of the original triggering monochromatic wave itself. As seen in the simulation results, the wave amplitude first decreases for while and thereafter begins to grow up to a considerable level. At the same time, the frequency of the wave also varies through the interaction with particles. Such characteristics coincide with those of the triggered emissions observed in the magnetosphere. Thus we can consider that the triggering wave is changed in both amplitude and frequency through nonlinear and self-consistent interaction with resonant electrons and resultant modified wave field itself may be observed as "triggered emissions" on the ground. As one of the facts that support such an idea is the experimental result by Likhter et. al. [JETP Lett., 14, 465, 1971]. According to their report, the wave amplitude begins to oscillate in amplitude with a certain time lag from the wave front. At corresponding instances, the frequency begins to fluctuate.

The other view point is to consider the wave-particle interaction process in our computer simulations as a particle modulator which produces phase organized resonant electrons with fairly distorted velocity distribution function. The modulated distribution function becomes favorable to a new WM instability which generates "triggered emissions" in other place(s) along the propagation path along B_0 . Such an idea was once adopted before by Sudan and Ott [J. Geophys. Res., 76, 4463, 1971]. However, they postulated an oversimplified distribution function for the modulated particles in both phase and velocity spaces. As seen in the simulation results, the distribution function has rather complicated shape after the interaction. Therefore, a more rigorous treatment should be made upon this problem.

It is, however, necessary to improve our simulation code in order that it can handle an inhomogeneous plasma, if much more discussion on the generation mechanism of triggered emissions is desired [e.g., Helliwell and Crystal, J. Geophys. Res., 78, 7357, 1973].

Nonlinear Interaction between Low Pitch Electron Beam and Monochromatic Whistler Wave in the Magnetosphere

In Relation to Satellite Active Experiments

by

Hiroshi Matsumoto: Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University
 Yutaka Yasuda: Dept. Electrical Engineering, Kyoto University
 (now KDD Co.)

INTRODUCTION

A computer simulation is made on a case in which a low-pitch electron beam interacts nonlinearly with a large amplitude whistler mode wave.

The simulation results may predict a behavior of artificially ejected electron beam from a satellite for active wave-particle interaction experiments as those planned in GEOS satellite, when they encounter a large amplitude WM wave in the magnetosphere.

SIMULATION RESULTS

[I.H. Matsumoto, K. Hashimoto and I. Kimura, J. Geomag. Geoelectr., 26, 365, 1974.]

In a case of low-pitch resonant electrons, a transverse phase bunching¹ takes place even though these resonant electrons do not suffer from phase trapping. Figure 1 shows an evolution of velocity distribution function in v_{\perp} , v_{\parallel} and ζ (phase relative to wave magnetic field vector) space. Corresponding changes of the wave amplitude and frequency are depicted in Fig.2. Figure 3 shows phase traces of typical twelve resonant electrons in this case. A transverse phase bunching is clearly observed around $t \approx 3 T_H$.

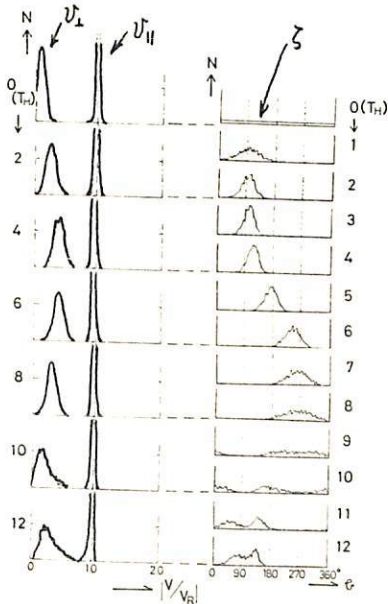


Fig. 1

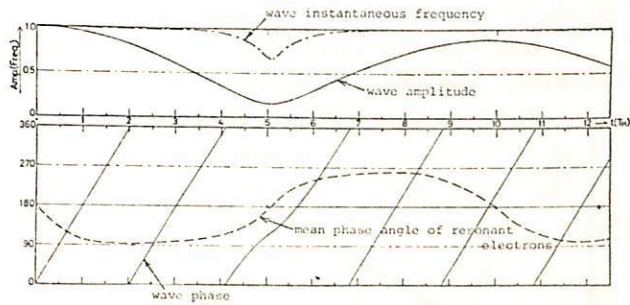


Fig. 2

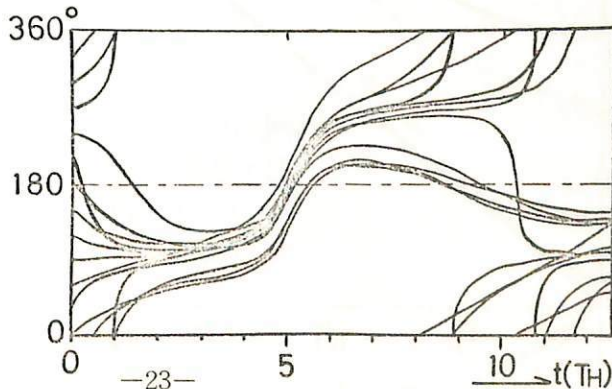


Fig. 3

(I)

Hiroshi Matsumoto and Naoto Kakimoto
 Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

In certain astrophysical circumstances, wave-particle interactions in a ultra-relativistic plasma such as in the Crab Nebula becomes important.

Investigations on plasma waves in relativistic plasmas can hardly be performed by laboratory experiments nor by theoretical studies. It is, however, possible to make a kind of experiment even for such an extreme case if we use a computer plasma. Simulation code for relativistic plasmas have been developed for this purpose^{1,2}.

We will present a method of the computer simulation as well as some results of test runnings of the present simulation code. The test runnings were made for two cases; one is to treat plasma waves in a cold streaming plasma with relativistic streaming velocity, while the other in a plasma with relativistically high temperature.

Figure 1 is a dispersion curve for the former case in which a dispersion relation obtained by the present simulation code is indicated by an open circle. Figure 2 shows a process of relaxation of temperature anisotropy by a whistler instability. Plasma temperatures for this case are so selected as

$$T_{\parallel} = 2 \times 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}, \quad T_{\perp} = 6 \times 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}$$

REFERENCES

1. H. Matsumoto, Whistler Mode Waves in a super High Temperature Plasma, Annual Rev. Inst. Plasma Phys. Nagoya Univ. (1973-1974), 111, 1974.
2. N. Kakimoto, Computer Simulation on Relativistic Plasma Waves (in Japanese), Bachelor Thesis, Kyoto University, 1975.

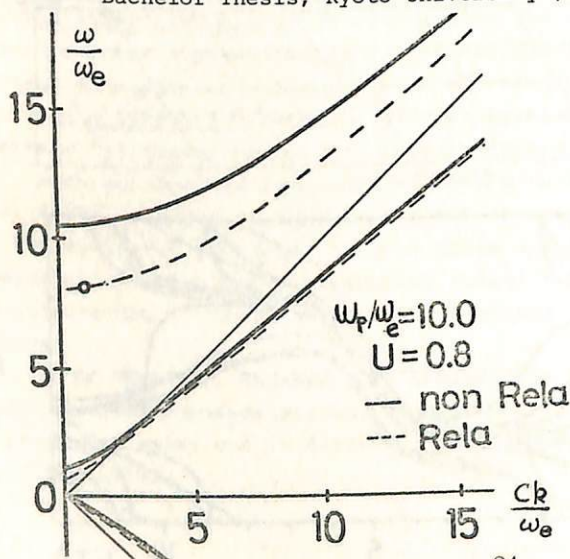


Fig. 1

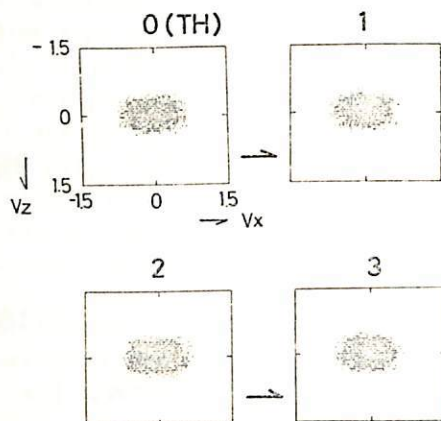


Fig. 2

高橋富士信, 川尻轟大, 河野宣元, 尾嶋武元, 三木千紘 (電波研鹿島)

最近, 特に地震予知に役立つという理由から準星等の電波源を, 遠く離れた二つのアンテナで受信し, 観測後受信データを記録したテープレコーダをもちよって再生する際に干渉させるVLBI技術が注目と集める様になった。VLBIの原理は通常の電波干渉計と全く同様であるが, 技術的には非常に高価であるために国際的にも観測例は余り多くなく, 日本では未だ行なわれていない。第1図にVLBIの原理的説明と観測システムのブロック図と, 第2図にはデータ処理部のブロック図を示す。

この実験には安定した周波数標準源と広い周波数帯域をもつテープレコーダ, 尤として高速演算デバイスが必要不可欠である。60年代の終りから70年代に入ってこれらの技術的条件が満足される様になり, 数少ない観測例ではありながら, 従来の水準をはるかに超える驚異的な高精度の観測結果が生みだされるに至った。

我々のグループにおいても鹿島の高性能26m中パラボラを用いて, マイクロ波帯でのVLBI実験に挑む準備を進めている。

・木犀電波探査への応用

木犀の視半径は15"~20" ($\approx 1/200^\circ$) であり, 従来の電波望遠鏡のビーム中 ($\approx 1/10$) では木犀表面の分解は不可能である。しかし既に米國で行なわれた準星と使ったマイクロ波帯VLBIでは0.001"という素晴らしい分解能が得られ, 謎の天体の解明に威力と発揮している。従ってS/Nさえ十分良ければVLBIを用いて木犀表面の電波探査は, 十分可能である。

木犀電波のうちデシメータ波とデカメータ波のVLBI観測が考えられるが, デシメータの方ではマイクロ波帯電波望遠鏡をそのまま用いることができる。またデカメータ波の方はアンテナからの出力をVLBIシステムのIF部以下に直接入力することでも可能である。この分解能は波長が大きくなると悪くなる。(第1表参照) しかし例えは30MHzの電波と3000kmの基線を受信し干渉させると6.7程度の分解能が得られ, 木犀電波の発生領域の分解は可能である。周波数を上げ, 基線と長くすれば更に良くなるからVLBIと木犀デカメータ波の発生源のリモートセンシングとして用いることは十分に可能である。講演では鹿島で計画中のVLBIシステムとこの実験方法について述べ, 木犀電波探査とどの様に行うかについて述べる。

基線長 波長	300km	3000km
デシメータ 10m	6.7"	0.67"
デシメータ 10cm	0.067"	0.0067"

第1表 VLBIの分解能

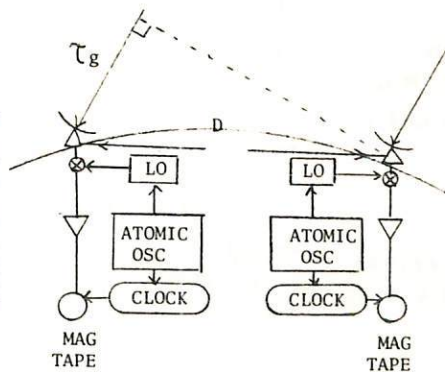


FIG. 1

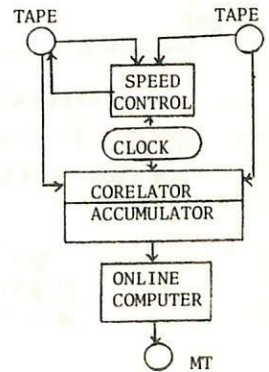
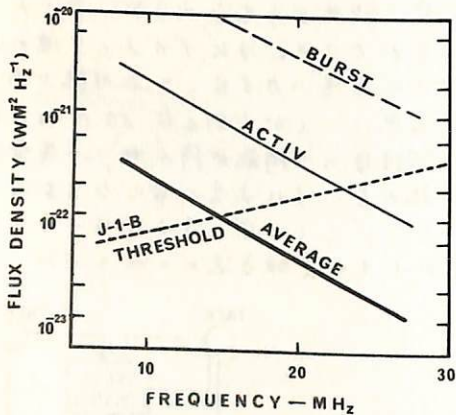


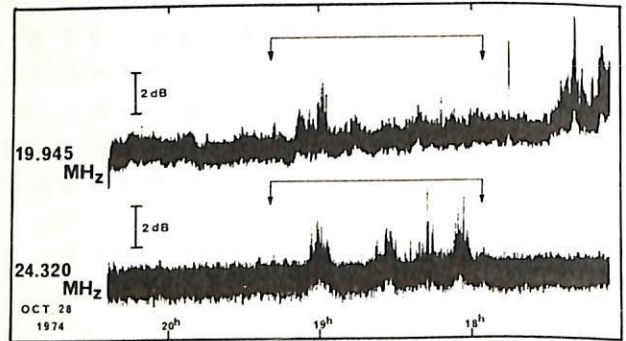
FIG. 2

森岡 昭, 近藤 実, 大友 寛
東北大学 理学部

1. 序 木星磁気圏より放射されている強力なエネルギーをもつデカメートル波の観測は、その放射機構の解明、木星磁気圏、プラズマ圏の構造とダイナミクスを研究すること極めて重要な意味をもつ。我々は1974年10月より新しくこの木星のデカメートル波によるリモートセンシングを開始した。
2. J-1-B受信システム アンテナ系、受信機系の設計試作段階を経て、J-1-Bによる4周波数帯での受信が開始された。受信システムの入力限界は第1図に示すか20MHz以上でJupiterバースト時及びActive時には充分受信可能となる。この。
3. 観測結果 1974年10月20日より観測は開始された。人工雑音のないうィンドウの探査の結果、現在受信帯域は24.320MHz, 23.505MHz, 20.010MHz, 19.945MHzの4波であり帯域帯は500Hzである。第2図に受信記録の一例を示す。銀河電波が次第に減衰していく中で図中矢印で示された部分に木星からの電波が確認される。Burst時には銀河電波レベルより2dB以上の強度をもつ。木星デカメートル波の放射は木星の自転と良く同期しており木星角のある経度領域で発生していることが認められる。
4. 高精度周波数選取機 アストロノミー用保護バンド(15,000MHz±10kHz, 21,865MHz±10kHz)を含む人工雑音の小さい帯域での高精度周波数選取機受信を目的としてPLL方式周波数シンセサイザーを用いたPre-Ampの改造を行った。シンセサイザー周波数は5kHzstepで2MHzの帯域をカバーしこれをPre-amp. 1st local Oscillatorとして使用することにより、5kHzきざみで受信周波数を変えられることが出来る。第3図にブロック図を示す。

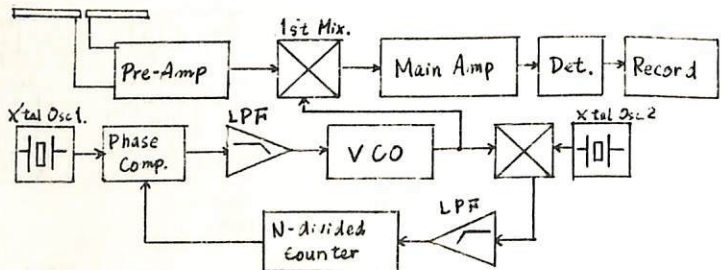


第1図. J-1-B Threshold と木星デカメートル波強度



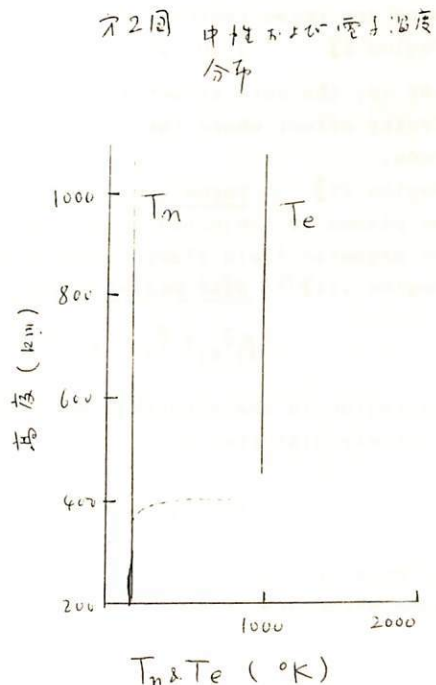
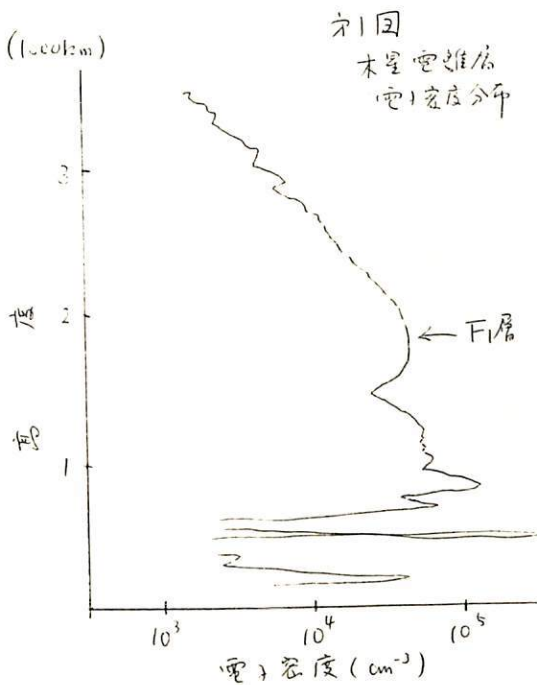
第2図. 木星デカメートル波記録例

第3図
周波数シンセサイザーを用いた受信系ブロック図



足原 修 · 清水 幹夫
(東大 宇宙研)

Pioneer 10 の紫外観測から、木星上層大気での擾乱が強し、紫外オ-D₂ の出現に好する evidence があることは前学会で述べた。Pioneer 10 の S band 電波掩蔽実験の preliminary report によれば、木星電離層の F₁ 層電子密度は予想より小さく、これは強大な擾乱によるものである(別図)。この実験でも一見立つことは electron density profile の裾が大へく長(引いて)ること、plasma temperature が高くなることを示唆している。木星上層大気温度は star occultation からいっても理論からいっても非常に低いと思われ、何か electron temperature が上昇しているかを探るための観測は存在するが、紫外 EUV の強度は地球の半分程度に減り、木星からの放射線による電子加熱効果は弱く negligible である。Pioneer 11 は 10 より木星に近づくので、その迎で 100 eV, 100⁴/cc 位の電子を観測した。(S band, UV 共のデータも出せるから) 粒子降下による加熱を考慮すると、紫外と EUV との相互作用効果など中層大気も強く加熱される。観測も含めて、電子による加熱効果が大きくなることを考慮して、いさよにエネルギー flux に対する研究を調べた。電子温度が高くなること、今迄の冷却効果に対する計算を修正して、この際新しい計算をした。S band のデータを含めると、 5×10^7 particle/cm²sec, ster. 程度の flux が観測点に降りてくること、これはよりよいのである。(電子は 200 eV - 100 eV) エネルギー > 1 keV 以下の木星に落ちると、大気深く冷却が強いレベルに入ると、かえって温度を上げられる。



Hiroshi OYA

(Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
Tohoku University, Katahira, Sendai 980)

A macroscopic equation for the plasma balance around the rotating planet has been investigated. The fundamental equations are:

$$\rho_j \vec{v}_j \cdot \nabla \vec{v}_j = \epsilon_j \left(\frac{\rho_j}{m_j} \right) e (\vec{E} + \vec{v}_j \times \vec{B}) - \nabla P_j - \frac{G \rho_j M_p}{r^2} \quad (1)$$

where $j=e$ for the electron and $j=i$ for the ion;

$$\nabla \vec{E} = e(N_i - N_e) / \epsilon_0 \quad \dots \quad (2) \quad \text{and} \quad \text{rot} \vec{B} = e(N_i \vec{v}_i - N_e \vec{v}_e) \quad (3)$$

where ρ_j , \vec{v}_j , m_j , e , \vec{E} , \vec{B} , P_j , G , M_p and r are particle density, particle speed, particle mass, electron charge unit, electric field, pervaded magnetic field, particle pressure, gravity constant, the planetary total mass and the distance between the planetary center and the discussing point, respectively. Considering the rotation of the plasma, the particle velocity can be rewritten as

$$\vec{v}_j = \vec{\Omega} \times \vec{r} + \vec{v}_{sj} \quad (4)$$

where $\vec{\Omega}$ is the rotational vector and \vec{v}_{sj} is the slipping velocity of the particles. There are three regions of the plasma states around the planets.

[Region I] $\vec{v}_s = 0$ and $\nabla P_j = (-\rho_j M_p / r^2 + \rho_j \Omega^2 r) \quad (5) \quad N_i = N_e$

That is, the core structure of the plasma is formed as a result of the dominated gravity effect where the pressure gradient makes a balance state between the gravity force.

[Region II] Turbulent Plasma Region, $(1/10)r\Omega < v_s < 10r\Omega$, In this region the plasma is subjected to a turbulent state where the electric field and the magnetic field fluctuations are produced due to the result $\vec{v}_i = \vec{v}_e$ and $N_i = N_e$.

[Region III] Disk Plasma Region $v_s / r\Omega \gg 1$

$$\rho_j \vec{v}_{sj} \cdot \nabla \vec{v}_{sj} = \epsilon_j \left(\rho_j / m_j \right) e (\vec{v}_j \times \vec{B}_d) - \nabla P_j \quad (6)$$

This region is characterized by a strong plasma flow \vec{v}_{sj} , and the magnetic field is largely distorted by

$$\text{rot} \vec{B}_d = \text{rot} \vec{B} + (N_i \vec{v}_{si} - N_e \vec{v}_{se}) \quad (7)$$

Existence of these three regions may be important for all types of the celestial plasma structure.

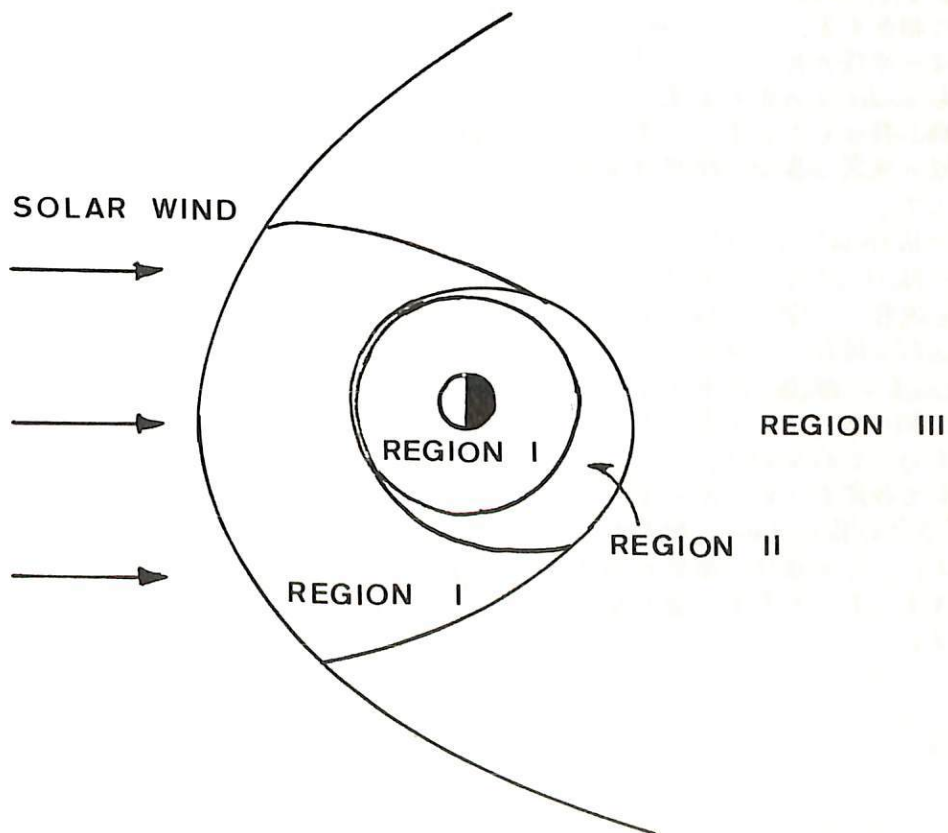
PLASMA FLOWS IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE
TAIL REGION II

Hiroshi OYA

(Upper Atmosphere and Space Research
Laboratory, Tohoku University, Katahira,
Sendai, 980)

The distribution of the outer magnetosphere is thought to be corresponding to the Region II (see the paper, Jovian Magnetosphere III (this issue)) of the planetary plasma structure. The case of the earth's magnetosphere is, however, largely distorted due to the solar wind effects and due to relatively slow rate of the rotation and also relatively weak magnetic field intensity.

The solar wind effect depress the slipping velocity \vec{V}_s in the day side region and particles make corotational movements; while the slipping speed is enhanced in the tail region. The plasma structure is then divided as given in the Figure; see again the paper, Jovian Magnetosphere III, for the classification of the region. The plasma flow detected by VLF wave phenomena is interpreted by this mechanism.



磁気圏境界におけるFLR・Kelvin-Helmholtz不安定について(IV)

永野 宏
岐阜歯大

以前の学会で、磁気圏境界のKelvin-Helmholtz不安定におけるイオンのラーマー半径の有限性の効果について報告した。その際、波数ベクトル k が主磁場 B_0 に直角な場合に、主速度と主磁場の向きを取り方の違いにより、波数が大きくなる所では、安定化の場合と、逆に通常のMHDの場合よりも成長率が大きくなるような場合とが存在することを示した。今回は磁気圏境界面で、これらの違いを調べてみる。

非圧縮性プラズマの場合に、主速度は領域IとIIとで向きが違い他の物理量は一樣であるとの仮定の基礎は、図1のようにmodel 1とmodel 2とで成長率 Γ^* と波数 k^* との関係には違いが生じる。波数ベクトル k をx軸の正の方向にとっても負の方向にとっても結果は同じであるので、これを磁気圏境界面に適用するとmodel 1の方は夕方側に相当し、model 2の方は朝方に相当する。

イオンのラーマー半径の有限性を考慮してもmodel 2の方の結果はLerche (1966) の議論に符合しないように見える。しかし、非圧縮性の仮定の基礎、磁気圏境界近傍の物理量として

磁気圏境界域 — $N_{01} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_{01} = 5 \times 10^5 \text{ K}$, $B_{01} = 10 \text{ G}$
 磁気圏内部 — $N_{02} = 50 \text{ cm}^{-3}$, $T_{02} = 10^6 \text{ K}$, $B_{02} = 16 \text{ G}$
 を用いて成長率と波数との関係を探ると、図2のようにmodel 2の場合にも波数が大きい所で安定化し、Lercheの議論に符合する。夕方側の方が朝方側に較べて、不安定である臨界波数 k_c が小さいことが分かる。波をAlfvén波として仮定すると、波の周期 T は、夕方側で $T > \lambda_c / V_A \sim 3 \text{ sec}$ 、朝方側で $T > 10^4 \text{ sec}$ となる。この値は、境界の幅の有限性等を考慮するともっと大きな値となることが考えられる。

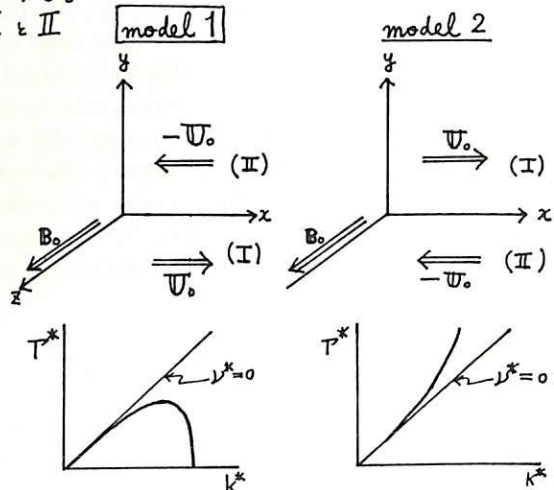


図 1.

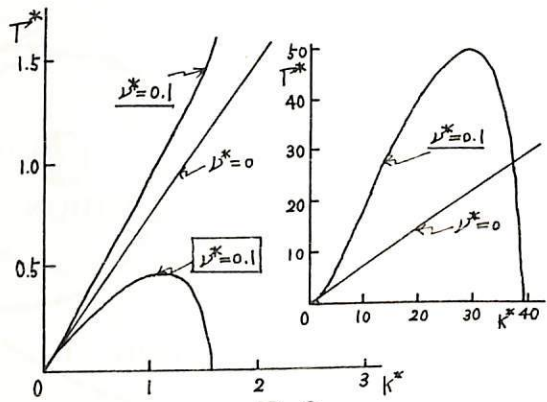


図 2.

Field merging に関連した電流及び電気伝導度について

E. 尾花
東大理

太陽風磁場の北向から南向への変化に伴って生ずると考えらるる極側磁気圏境界面附近の磁力線再結合の電流について現象論的考察を試みる。

太陽風擾乱との相互作用に依って磁気圏から大気圏への対流を生じさせるには、非定常的運動の伝達に磁気圏境界面から、磁気圏内部或は極域電離層に行きわたる事が重要である。これは等価回路の見地から磁気圏内は capacitive current が流れる。そのために加速対流を生ずると見做せる。一方、定常状態に至ると後述、磁気圏境界に流れる電流を等価抵抗電流 (I_A) と考え、電離層電流 (I_I)、太陽風電流 (I_c) との間には

$$I_c = I_A + I_I \quad (1)$$

その抵抗比は

$$R_A/R_I = \frac{I_c/I_c}{1 - I_I/I_c} \quad (2)$$

の関係がある。磁気圏によつて邪魔となる太陽風電流は $I_c \sim 10^6$ amp, 極域電流の電位差 $\Phi_I \sim 200$ kV, $R_I \sim 1$ ohm とする。 $I_I \sim 2 \times 10^5$ amp とする。従つて

$$R_A/R_I \sim 1/4 \quad (3)$$

此の様な等価全抵抗を支配するのは何かと云ふ事がある。 $E = 1$ mV/m 程度の東向き電場は runaway 電子に対する Dreicer field, $E_D \sim 2 \times 10^7$ mV/m に比して充分に大きいため、電子が加速振動を生じさせる Buneman 電場, $E_B \sim m_e v_{th}^2 (m_e m_i)^{1/2} \omega_{pe} / e \sim 500$ mV/m に比して小さい。一方、イオンの音波不安定による等価衝突数は

$$\nu_{eff} \sim (v_{te} / v_{th} \times T_e / T_i) \omega_{pe} \quad (4)$$

程度であり、 $\nu_{eff} \sim \Omega_e E / B_0 \nu_{eff}$ と代換すると、

$$\nu_{eff} / \Omega_e \sim \frac{E/B_0}{v_{th}} \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e} \right)^{1/2} \sim 0.5 \quad (5)$$

となる。 $B_0 \neq 0$ の磁場有限領域では、cyclotron 波不安定による粒子の散乱が重要と考えられる。此の場合には

$$\nu_{eff} \sim (10 E / 4\pi n T_e \times \omega_{pe} / k \lambda_D) \quad (6)$$

波の最大振幅値 $(10 E)^2 / 4\pi n T_e \sim (\Omega_e / \omega_{pe})^2 / k^2 \gamma_e$, $k \gamma_e \sim 1$ と代換すると

$$\nu_{eff} / \Omega_e \sim \Omega_e / \omega_{pe} \sim 0.1$$

従つて

$$\nu_{eff} \sim \omega_{pe} / 4\pi \times (\omega_{pe} / \nu_{eff}) \sim 10^{-4} \text{ mho/cm} \quad (7)$$

程度となる。この値は E 領域の電気伝導度と同程度である。

巨視的には ($B_0 \neq 0$ の領域) 偏極電流に比して、慣性電流が重要となる。これは有限長領域内の粒子ドリフト速度平均に因る。

$$j_{inertia} \sim (n m_i / B_0 \times v_E \cdot \nabla) v_E \sim (n e^2 / m_i \times v_E / c_{\perp}^2 \Omega_e^2) E \quad (8)$$

$$\nu_{eff} \sim (c_{\perp}^2 \Omega_e / E / B_0) \Omega_e \quad (9)$$

佐藤 哲也
東京大学

前回、前々回の講演において、磁気圏入りプラズマを考慮した時三次元的擾乱に対する応答を取扱うことが重要であること指摘し、その粗いモデルを与えた。今回は三次元入りプラズマのより少し詳しく理論をのべる。

(1) 無擾乱状態

簡単に、等圧の圧力分布の場合を考えると、無擾乱状態の中性面電流は以下式で与えられる

$$\mathbf{j}_{\perp 0} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} + \frac{\rho}{B^2} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{E} \approx \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} + \frac{\rho}{B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (1)$$

第一項は静圧力の勾配によるもので、第二項は磁気圧(慣性)の勾配によるものである。磁気圏内即ち前方、太陽側。磁気圏境界面の後方では、中性面電流の主要成分である。

面電流 (amp/m) は次式と与える。

$$I_{\perp 0} \approx \frac{2p^*}{B} = \frac{B}{\mu\beta} \quad (\beta = \frac{B^2}{2\mu p^*}) \quad (2)$$

一方、 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}$ より

$$I \approx \frac{B}{\mu} \quad (3)$$

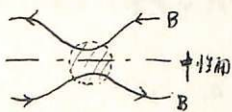
(2), (3) 式より、 $\beta \ll 1$ のとき、 $\beta \ll 1$ であるから、中性面電流は diamagnetic 電流の成分であることがわかる。(Dungey-like と Alfvén のように電場による電流を考慮しなくてよい。)

(2) 擾乱解

三次元的擾乱に対しては境界に空間電荷が生じた可能性がある。即ち分極電場を考慮する必要がある。

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_{\perp 1} = \frac{\nabla p \cdot (\mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b})}{B} + \frac{b \cdot (\nabla \mathbf{B} \times \nabla p)}{B^2} + \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{f}}{B^2} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \right) \quad (4)$$

第一項は、曲率電流の方向に圧力の不均一が生じたとき、第二項は $\nabla \mathbf{B}$ 電流の向きに圧力不均一が生じたとき、第三項は電流源即ち charge 源である。第二項、前者は境界に生じた charge の結果として、charge が打ち消されようとして各種効果を示す。(4) 式の意味は重要である。即ち、中性面近傍での磁場の擾乱が純アルファベータのときと圧力の擾乱を併存する可能性がある。第一項は磁気圧に等しい、第二項は磁気圧と等しい、第三項はプラズマの運動によるものである。プラズマの運動による分極電場は中性面電流と同じ向きである。第二項は第一項及び第二項に等しい。即ち、擾乱電流は、中性面電流と逆向きであることが要求される。下の図は太陽風の擾乱に対しては、斜線部分の圧力が増加することからその条件となる。即ち中性面より上側では擾乱は磁気音波 (fast mode) であることが要求される。



鶴飼 正行*, 津田 孝夫**

*愛媛大.工, **北大.工

磁カ線の再結合は磁場のエネルギーが急激に変換されるメカニズムに対して非常に重要であると考えられてきた。しかしながら現在までのところ、非圧縮性流体の定常モデルが議論の中心であり、実際問題として現実的に存在しうるモデルが望まれてきているように思われる。

そこで著者は圧縮性流体について、磁カ線の再結合過程を含む非定常モデルを考え初期値-境界値問題として数値実験を試みてきた。即ち、初期的に反平行磁場を考え、平衡条件が満たされているとする。その時電流シートのある地帯を中心に(マイクロなスケール)で写により)抵抗率 η 急激に高められるような状況を想定する。このような状況を初期的に与えてどのよう再結合過程が進展するかをみる。用いる基礎方程式は通常のMHD方程式である。

上述のモデルにより次の様な点を中心に議論した。

- 1° 磁カ線の再結合はどのように進展するか。またその進展にともない、流体のflowはどのように伝播され、更に電流分布、密度分布等がどのように変化していくか。
- 2° エネルギー的観点からみた場合、磁カ線の再結合を通して、どのように磁場のエネルギーが流体のエネルギーに変換されるか。特に、後域より流出する流体のエネルギーなどの程度可能か。
- 3° 磁カ線の再結合シートは'境界条件'によって'決まる'といわれているが果してそうか。むしろ磁気中性点近傍の条件が重要ではないか。

写々

天体の諸現象を考える時、プラズマが乱流状態になっていると考えられる領域が大きい。これらの領域では空間的に一様な乱流状態になっていると考えてよいかどうか？もし、空間的に不均一な乱流状態であれば、換言すれば波動のエネルギーが均一でなく、フラメント状或いは斑状に局所化されていれば、輻射量や加熱率等が均一乱流の場合と大きく異なる、て来るはずである。

この問題を解く手がかりの一つとして、地球磁気圏中のホイッスラー波動のダクト伝播が一つの示唆を与える。ここでは磁力線と垂直な方向に生じるわずかな密度の不均一のため波の屈折率の不均一が現われ、ホイッスラー波を密度の低い領域に捕捉している。密度の不均一は、磁力線と平行方向には平均化されやすいが、垂直方向には平均化されにくく、準静的状態として存在し得る。地球磁気圏中のダクト伝播が日常的に起きることは、垂直方向の不均一の存在が一般的であることを示しており、他の天体での不均一の存在をも示唆している。

波の振巾が大きき時は、屈折率の不均一を導く原因として、密度の不均一の他に、波自身の存在による屈折率の変化(非線形効果)が効いてくると考えられる。本講演では磁力線に平行に伝わる波(電磁波、ホイッスラー波、アルフヴェン波、プラズマ波、イオン音波)に対して、密度不均一と非線形効果の両方を考慮に入れた波動方程式を導き、波動捕捉の概念を説明する。始めに述べた問題に対する答として、以下の討論はイオン波以外の乱流では、乱流領域が均一では無いことを示している。

波動方程式

磁力線(z方向)に平行に伝播する波を、垂直方向(x)への波の拡散を考慮に入れて考える。磁場の存在により誘電率がテンソルとなり、計算が多少複雑にはなるが、結局次のような波動方程式を得ることが出来る。

$$i \left\{ (1/\lambda_y) \partial E / \partial t + \partial E / \partial z \right\} + P \cdot \nabla^2 E / \partial x^2 + \{-U(x) + \frac{1}{2} |E|^2\} E = 0 \quad (1)$$

$$P = \left\{ 1/(2k) \right\} \cdot \left\{ 1 + \tan^2 \alpha / \theta \right\} \theta \quad (2)$$

$$U(x) = \lambda \cdot (n_0(x) / N_0) \quad (3)$$

$$\lambda \approx - (k/2) (\omega/kc)^2 \left\{ (kc/\omega)^2 - 1 \right\} \quad (\text{横波}) \quad (4.a)$$

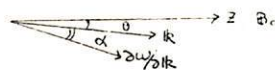
$$(k/2) (k_0/k)^2 \quad (\text{プラズマ波}) \quad (4.b)$$

$$(k/2) (k/k_0)^2 \quad (\text{イオン音波}) \quad (4.c)$$

$$\frac{1}{2} \approx k \cdot (\omega/kc)^2 \left\{ (kc/\omega)^2 - 1 \right\}^2 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{横波}) \quad (5.a)$$

$$(k/2) (k_0/k)^2 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{プラズマ波}) \quad (5.b) \text{ (注)}$$

$$- (k/3) (k_0/k)^4 / (4\pi N_0 T) \quad (\text{イオン音波}) \quad (5.c) \text{ (注)}$$



(3) 式の $n_0(x)$ は波が存在しない時の全密度 ($= N_0 + n_0(x)$) の不均一部分である。(1) 式の、 $A \equiv \{-U(x) + \frac{1}{2} |E|^2\}$ は不均一性及び非線形効果より生じた屈折率の増分に比例する。(5) 式で $\frac{1}{2}$ の符号はイオン音波では負、それ以外では全て正となることは興味深い。

波動捕捉

(1) 式はシュレディンガー型方程式である故、 $P \times A > 0$ で波動捕捉が起きる。物理的には、 $P = \left\{ 1/(2k) \right\} \cdot (\theta + \alpha) \cdot \theta / \theta^2 > 0$ 、即ち k と $\partial \omega / \partial k$ が磁力線に同じ方向の時 $A > 0$ 、即ち屈折率の大きい領域に捕捉され、 $\lambda < 0$ の時はその逆となること、ray 的概念と対応して理解出来る。又、捕捉された波のエネルギーの定量的な計算も(1)式より容易に得られる。

なお、振巾 E が軸対称の時の方程式は(1)式で $\partial^2 E / \partial x^2$ が $(1/r) \partial (r \partial E / \partial r)$ に換わる。

(注) プラズマ波及びイオン音波の $\frac{1}{2}$ の計算は坂井純一氏(富山大)との共同研究による。

電子サイクロトロン波とリングカレント陽子との相互作用

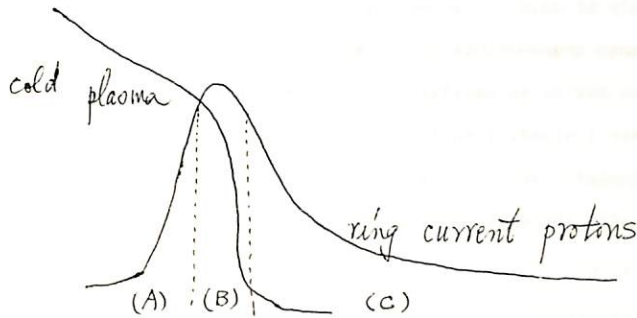
新部 充宏
九大・教養・物理

最近、リングカレント陽子の損失のメカニズムとして種々のアイデアがあるが、必ずしも理論と観測は一致を見ていない現状である。

ここでは、電子サイクロトロン波 ($\omega \sim (n + 1/2)\Omega_e$) とリングカレント陽子との相互作用の重要性について指摘したい。

プラズマポーズの外側では、リーフミハイロエミッションの定常的な乱れが存在する事実とリングカレント陽子が損失している事実を結んでみると、イオンサイクロトロン波の役割りが浮び上がってくるであろう。

乱流に対する解型応答理論によると、電子サイクロトロン波の振巾がある程度になると、イオンサイクロトロン波も定常状態になる事が予想される。この場合、一般化されたパラメトリック効果による波と電子との共鳴的相互作用の効果とイオンによるサイクロトロン減衰との兼ね合いで定常状態が決定される。リングカレント陽子の加熱の理論としても面白い。従って従来の理論をまとめると下図の如くになる。



(A)では J. M. Cornwall et al. κ による横波説

(B)では F. V. Coroniti et al. κ による縦波説

M. Nambu

B. K. Parady κ による mixing mode 説

(C)では 電子サイクロトロン波との結合説 (Phys. Rev. Lett. 34 387(1975))

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

T. Yamamoto

Geophysics Research Lab., Univ. of Tokyo

The nonlinear behavior of a plasma-beam system immersed in a magnetic field B_0 is investigated. The beam electrons are assumed to have helical trajectories coaxial with B_0 . 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 for the evolution of this instability are derived under the assumptions that the beam density is small and the whistler wave is nearly sinusoidal. These equations can be solved numerically if only one parameter is given. The numerical solution shows that the amplitude of an unstable whistler wave stops growing and begins to oscillate about a mean value when the beam electrons are trapped. Also, the nonlinear frequency shift of the wave is calculated and it shows an oscillatory variation in time associated with the amplitude oscillation.

MICROPULSATIONS AND THE PLASMAPAUSE (II)

H. KIKUCHI

Nihon University, College of Science & Technology, Tokyo and
Nagoya University, Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan

ABSTRACT

Based upon observations from a series of OGO satellites and ground measurements, the properties and structure of plasmopause-associated irregularities and the ring current are summarized in the following terms in relation to geomagnetic pulsations: (1) spatial structure and maintenance; (2) temporal fluctuations and instabilities; (3) scale-size and shape; (4) field-aligned extent; (5) longitudinal extent; (6) magnetic activity; (7) solar cycle; (8) relative locations between plasmopause-associated irregularities, the proton ring current and Pc 1 propagation paths; (9) band-limited periodic structure; (10) occasional appearance of falling tones (right-hand polarization) superimposed on periodic rising tones (left-hand polarization); (11) increase in Pc 1 signal frequency in the predawn sector; (12) decrease in Pc 1 signal frequency in the afternoon-dusk sector.

It is shown that plasmopause-associated irregularities are well correlated in space and time with the proton ring current and Pc 1 micropulsations during the post-storm recovery. This indicates that the importance and role of the plasmopause and associated plasma irregularities may be twofold, as a possible source mechanism for short-period micropulsations and as a hydromagnetic waveguide.

With these results in mind, presented is an ideal but plausible model of Pc 1 generation as an active Fabry-Perot resonator, which represents the possibility of a combined effect of universal and cyclotron instabilities and which appears to explain the observations of Pc 1 micropulsations described in (8) to (12).

SHOCKS, SOLITONS AND PLASMAPAUSE

H. Kikuchi, Nihon University, College of Science & Technology, Tokyo and Nagoya University, Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan.

ABSTRACT

When the convective flow in the magnetosphere is impinging towards the Earth, electrostatic shocks are thought to be formed, thereby causing the plasmopause, originally on the nightside near the geomagnetic equator. These discontinuities are linked to the dayside as well as polewards, forming the global plasmasphere with the aid of the Earth's corotational flow controlled geomagnetically.

In the present paper, we are primarily interested in formation of the nightside plasmopause for which an ideal but plausible model is presented, thus making a mathematical treatment possible.

Starting with the fluid equations in a cold ion plasma, the Boltzmann equation with a collision term in a hot electron plasma and the Poisson equation, the model is described in terms of the Korteweg-de Vries¹ and Burgers² equation

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \psi}{\partial x} + a \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} = \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}.$$

Relative importance of nonlinear, dispersive and dissipative terms defines three kinds of shock profiles. When the dissipation is large compared with the dispersion, i.e. for $\mu^2 > 4ac$ (c = shock velocity), an ordinary monotonic shock is formed in a stationary state and corresponds to the prestorm profile of the plasmopause. With increasing shock velocity, the shock front or the plasmopause is steepened, practically being displaced towards the Earth during the main phase of a storm. With increasing dispersion, the transition from a monotonic to an oscillatory structure of the shock takes place at $\mu^2 = 4ac$, practically following the effect of steepening of the shock front. For higher dispersion or lower dissipation, i.e. $\mu^2 < 4ac$, the shock possesses distinct structure behind the shock or the plasmopause which occurs during the post-storm recovery.^{3,4}

The so-called plasmopause-associated irregularities or ducts may be a manifestation of this oscillating structure with predominant dispersion. With decreasing dissipation, the first waves of this structure behind the shock tend to solitons but with oscillating tail. In this case, the first solitons may form the double or multiple plasmopause which can be observed occasionally in the recovery phase of a storm.^{3,4}

Along this line, the theory is elaborated to include a quasi-stationary state on the basis of the quasi-particle concept and appears to be in good agreement with plasma observations from the OGO-3 satellite.

REFERENCES

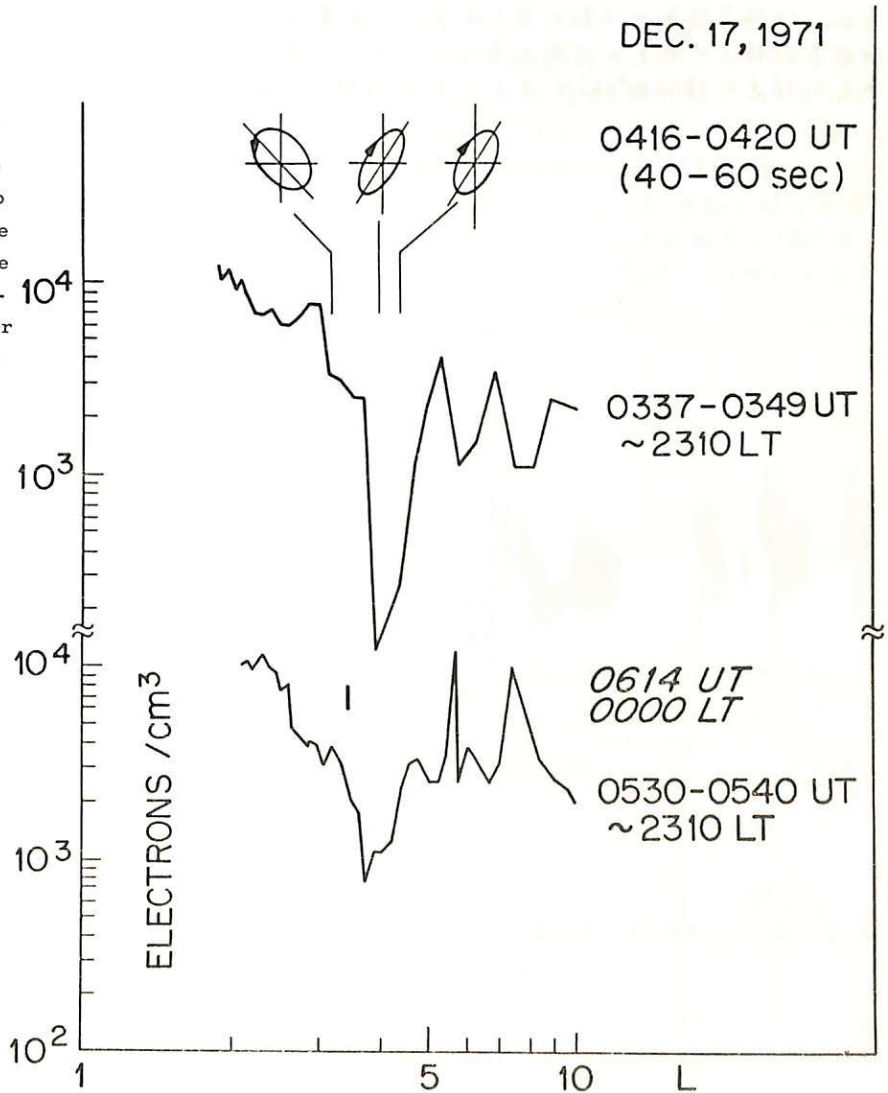
1. Korteweg, D.J. and Vries, G., *Phil. Mag.* 39, (1895), p. 442.
2. Burgers, J.M., *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* 43, (1940), p. 2.
3. Kikuchi, H., *Nature Phys. Sci.*, 229, (1971), p. 79.
4. Kikuchi, H. and Taylor, H.A., *J. Geophys. Res.*, 77, (1972), p. 131.

H. Fukunishi

National Institute of Polar Research and Bell Laboratories

Topside electron density data obtained during the hours ~ 2100 – 2400 LT from the ionosphere sounder on the ISIS-2 Satellite are used to give indications of possible latitude gradients in the magnetospheric plasma density distributions. Studies are made of the amplitude and polarization characteristics of magnetohydrodynamic waves that occur in the frequency range ~ 10 – 30 mHz at $L \sim 3.2$ to $L \sim 4.4$ during time intervals of ISIS-2 passes. It is found that reversals in the sense of wave polarization occur in the vicinity of latitudes where L -shell gradients are observed in the electron density distributions. The results of this study give strong support for the importance of magnetosphere plasma density gradients and the plasmopause in coupling ULF driving energy sources to locally-resonant magnetospheric field lines.

Topside (~ 1400 km) electron density profiles vs. L -value for the two ISIS-2 passes around the time of observation of the wave event, shown schematically. The Explorer 45 "plasmopause" determination is also shown.



加藤愛雄 青山徹 速山文雄 高橋隆男 大西信人
東海大学 航空宇宙学科

極冠、オーロラ帯に於て、地磁気微細変動の同時観測を行うために、カナダ北極圏にある、ケンブリッジ・ベイ(地磁気緯度 $77.9^{\circ}N$, 同経度 300.3°) と フォート・スミス(地磁気緯度 $68.1^{\circ}N$, 同経度 299.8°) の2箇所にて、誘導磁力計を用いて、地磁気脈動の微細変化を磁気記録すると共に、モニター用としてペン書き記録計で記録した。期間は1964年8月15日から8月29日までの2週間である。

特にこの目的のために、超小型、携帯用誘導磁力計を試作した。観測結果については、現在、解析を行なつて居るので、まだ最終的結論を得て居ないが、今回は速報として、超小型防水型携帯用誘導磁力計の特性と、特に両地点の顕著な地磁気脈動の相異現象について述べる。即ちケンブリッジ・ベイに於ては地帯時15時頃、フォート・スミスでは見られる、地磁気脈動の活動が見られる。これは等については、尚検討中であるが、太陽風と、地磁気磁軸との傾きの時間的変化と、それに伴う neutral line の地球面上での根元が時間的 shift することの説明を試みた。

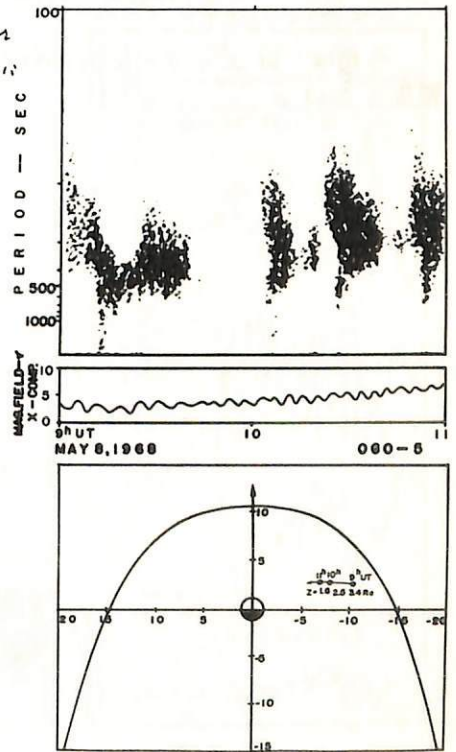
Pc5 oscillations observed by
Ogo-5 and Explorer 34

櫻井 亨
(東北大・理)

惑星間空間、地球磁気圏境界領域及び磁気圏内でのHM波動の諸性質を正確に把握することは、地上で観測される磁気脈動の励起、伝播機構を説明する上で必要不可欠からなる要因であるが、未だ完全に説明されていない。

新しい人工衛星 Ogo-5, Explorer 34 による惑星間空間、磁気圏境界領域、及び磁気圏内の観測データをあつこうことの本来的機会を得られたので、これらのデータを基にして上記領域での Pc5 型 HM 波動の諸性質を明らかにすることを本テーマの目的とする。ここではあつこう Pc5 型波動とは特別の注釈のない限り図(B)に示された様な典型的波形の Pc5 を指すものとする。図は Ogo-5 衛星による観測された Pc5 型 HM 波動の $f-L$ diagram を示す。通常の dynamic spectrum は power を周波数 (f) 対時刻 (t) の diagram に表示したものであるが、人工衛星は L を変えたから磁気圏の中を飛ぶので $f-L$ diagram (dynamic spectrum) というよりはむしろ $f-L$ diagram (spatial spectrogram) と呼ぶべき表示法である。図中 (A) は May 8, 1968 の Ogo-5 inbound (C) 時に観測された Pc5 型 HM 波動の spatial diagram である。人工衛星から磁気圏の内側に向って観測するに従って、torsional oscillation で期待される様に Pc5 の周期は長周期から短周期に遷移して行く様子が一見して明瞭にわかる。更に人工衛星で観測された Pc5 型波動の統計的考察の結果、磁気圏内では、これら Pc5 は主として朝側、夕方側に発生頻度が增大する傾向を示し、この頻度分布に対応して Polarization も $\pm 10\%$ から $\pm 22\%$ までの \pm meridian を境にして、逆に \pm 傾向が逆められた。

現在、Pc5 型 HM 波動の発生と solar wind parameter 変化との関係、及び magnetospheric substorm との関係について検討中である。



桑島正幸

地磁気観測所

極光帯における地磁気現象は、そこを通る磁力線が外部磁気圏あるいは磁気圏テイルに連っているところから、多くの情報を含んでいると考えられる。特に substorm 時に極光帯に Peak をもって現れるところの P_2 脈動は磁気圏の物理状態を解明する上で興味深い現象である。

今回は 1973 年 9 月に 昭和基地 (磁気緯度 $-69^{\circ}34'$, 経度 $76^{\circ}10'$) みずほ基地 ($-71^{\circ}49'$, $76^{\circ}55'$) の 2 点観測で得られた資料を中心として、 P_2 脈動の特性を次の 3 つの立場から見ていきたい。

- (1) P_2 脈動は magnetic substorm, auroral substorm, VLF substorm, CNA substorm とどのように関連しているか？
- (2) P_2 脈動は 昭和基地、みずほ基地で対比した場合、どのような特性をもつか？
- (3) 昭和基地とほぼ経度が同じ、中低緯度の観測点として Hermanus (磁気緯度 -33.3°) がある、 P_2 脈動をこの 2 つの station で対比した場合の特性は？

今回は以上のテーマについて、第 1 回目として、おおよその結果を報告したい。

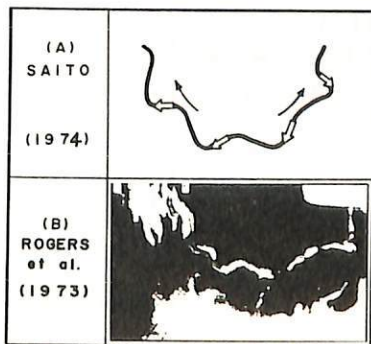
斎藤尚生・湯元清文
東北大学・理学部

Substormに伴って長周期の減衰型磁場変動が極域で観測されることが見出され、Ps6と命名された。このPs6は従来の磁気脈動の定義からはみ出した新型の脈動である。1973年のIAGA京都Assemblyでは脈動の定義を拡大するというresolutionが採択され、将来発見されるであろう他の脈動とPs6とを含めて、長周期不規則型脈動に対してPi3という名称のもとに脈動の新たな枠が正式に定められる事となった。

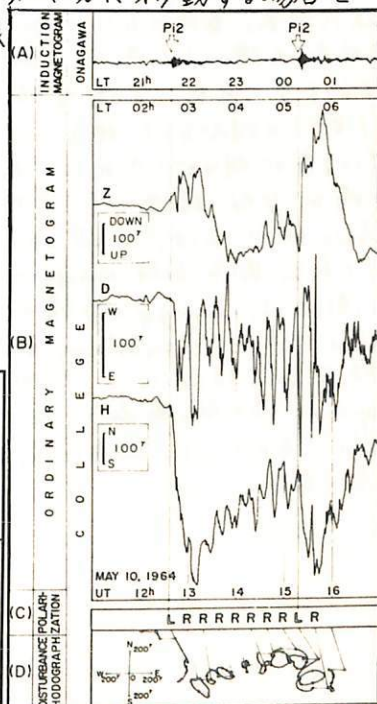
さてPs6を説明するために、midnight sectorからdawnおよびduskの両sectorに向って移動する波浪状のwestward auroral electrojet (※1図)を考慮してtwo-snake modelが提唱された。そしてこのtwo-snake modelによって次の様ないろいろな観測事象が説明された。

- (1) Ps6の周期は、5~40分で振中は平均10~100γである。
- (2) 南北のauroral oval付近およびそれらの領域を磁力線が包絡したoval shell付近でPs6は観測される。
- (3) Ps6はsubstormのonsetと同時に磁気圏内で発生し約1km/sのapparent travel velocity(極域)で、その発生領域はdawnおよびdusk方向に広がる。

今回は上記観測事象の他に、Ps6のpolarizationもtwo-snake modelで説明する。先づ、観測dataに基づいてPs6のpolarizationに関する法則性が見出される(※2図参照)。次にこれを説明する為に、DAPP satelliteによるaurora photograph(※1図)を参考にしながら、蛇行するwestward electrojetを考慮し、これが西方に移動する場合と東方に移動する場合について、地上で観見測されるべき磁場変動のpolarizationを計算したところ、polarizationに関する観測事象を説明することが出来た。



※1図



※2図

桜井亨, 斎藤尚生, 小山幸男

東北大理

Substormの発達過程を明らかにする上で、低緯度Pi2が重要な役割を担う事に関して、今まで度々述べてきた。今回は、Pi2とauroral breakup, およびPi2と磁気圏でのdynamicsの関係を、地上及びsatelliteの観測から得られた種々のdataに基づいて多角的に比較検討する。そのような検討を通じてsubstormの発達過程を捉えようとするものである。

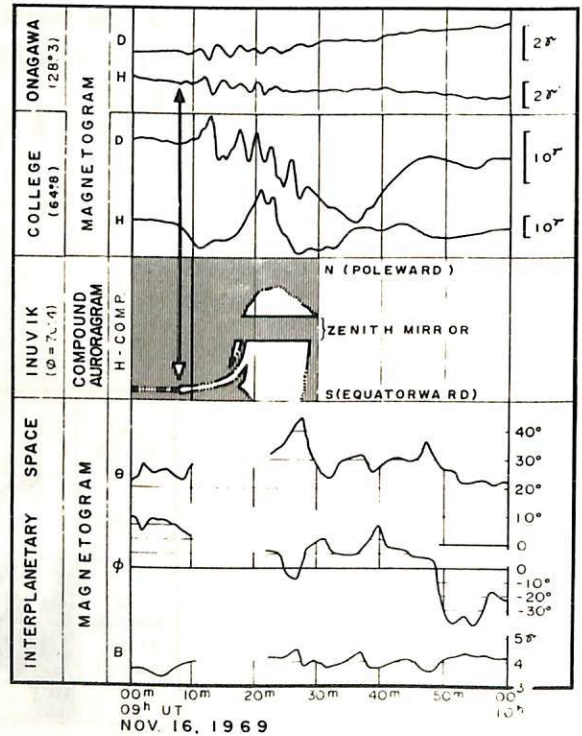
Pi2のonsetとauroral breakup

substormに伴う高緯度の磁場変動は極めて局所性が強い為、高緯度磁場変動記録からはsubstormのonset timeを正確に決定し難く、寧ろ低緯度Pi2のonsetが有意であるという事は既に度々述べてきた。そのことを裏付ける例のひとつが才1回である。この回は惑星間空間磁場が北向きの場合でもsubstormが発生している例を示し、compound auroragramから決定されたsubstormのonset time (白矢印)に一致して、auroral zoneとmid-latitudeで同時にPi2が発生(黒矢印)していることが明らかである。Pi2の振幅は高緯度の方が低緯度より大きいが、この時のmagnetic substormのmagnitudeは特に低緯度でほとんどゼロであるために、Pi2のonsetは寧ろ低緯度の方が明瞭であるなど、従来の我々が述べてきた事と種々の点で裏付ける典型的なeventである。

Pi2と磁気圏tailでのplasma, magnetic fieldとの対応

tail lobe energyの時間変化を追跡すると、tailに次第に蓄積されたmagnetic energyが、ある時刻を境にして急激に減少する場合がしばしば見られる。このような時刻に極めてよい1対1の対応をして、地上ではPi2が発生している事が明らかにされた。lobe energyの蓄積が少ない段階でも、突然energyのreleaseが起これば、その時地上でPi2が観測される。即ちlobe energyの変化とsubstormとの関係は、energyの蓄積があるthreshold valueに達するとsubstormが起るといような単純なものではない。今回は主にExplorer 34の磁場data, 及び地上の磁場dataにもとづいて、両者に関する種々の関係を見出す。

[図1]



平沢威男, 鮎川 勝
 国立極地研究所

昭和基地で取得された: ordinary (50 mm/h, 10^8 /mm) Rapidrun (300 mm/h, 0.5^8 /mm). Induction (DC ~ 7 Hz) magnetogram, All-sky camera (every 10 sec), meridian scanning photometer の data などとを解析し, substorm の開始時に観測される pi B-pulsation の特性を総合的に調べてみた。その結果として。

- (1) 高緯度 pi B-pulsation の定義としては, “或る観測点で discrete aurora の poleward 又は, westward traveling に伴うもの” とするのが適当と考えられる。
- (2) pi B のスペクトルを調べてみると, 長周期および短周期にピークを有する。
- (3) 短周期のピークは, 3~5秒と1秒周辺に存在することが確かめられた。
- (4) 1秒周辺のピークは, オーロラの traveling の最盛期に観測され, オーロラの動きの速さとピークの周期との間には相関が認められる。即ち, 速さが大きい程, ピークの周期は短周期側にずれる。
- (5) 3~5秒にピークを有する脈動成分は pi2 event が Burst的に発生する数分前から観測され, 前駆的な役割を示す。

K. Fujii and A. Nishida (ISAS, University of Tokyo)

Behaviour of the plasma sheet around its earthward edge during substorms is examined by using high resolution (every 2.6 sec) measurements of proton and electron fluxes by ATS-5. In the injection region near midnight the flux increase at the expansion-phase onset tends to lag behind the onset of the low-latitude positive bay by several minutes. Depending upon the case, before the above increase (1) the flux stays at a constant level, (2) it gradually increases for some tens of minutes, or (3) it briefly drops to a low level. Difference in the position of the satellite relative to the earthward edge and to the high-latitude boundary of the plasma sheet is suggested as a cause of the above difference in flux variations during the growth phase.

These three types of observations are exemplified in Figures 1, 2 and 3. The energy ranges of detectors are 0.7 - 1.9 keV (EA), 1.8 - 5.4 keV (EB), 5.9 - 17.8 keV (EC), 17.4 - 53 keV (ED), > 5 keV (PA), > 15 keV (PB), and > 38 keV (PC), where E and P denote electron and proton detectors. The suggested picture is the following. During the growth phase the inner edge of the plasma sheet moves gradually inward. If the boundary is located beyond, but close enough to the synchronous orbit it would reach the satellite and cause gradual increase in flux (i.e. case 2). But if the boundary is too far away, it would not reach the satellite until the onset of the expansion phase when the neutral line is formed in the near tail region and strong earthward surge of plasma is initiated (i.e. case 1). If the satellite is already engulfed in the plasma sheet before the substorm starts, the plasma sheet thinning cause the flux to drop (i.e. case 3); the satellite was about 10° above the geomagnetic equator when the observation is made.

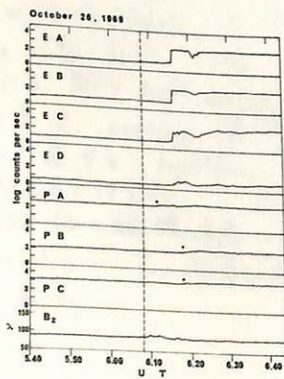


Figure 1

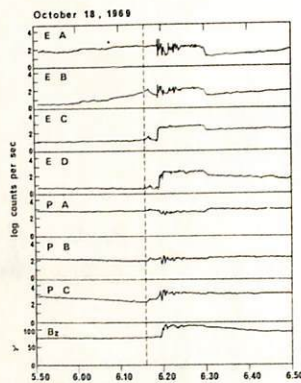


Figure 2

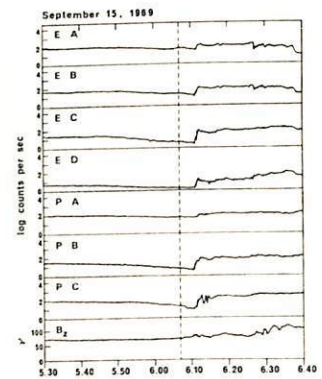


Figure 3

PLASMA SHEET BEHAVIOUR DURING SUBSTORMS
 (II) OGO-5 AND IMP-F OBSERVATIONS
 AT 8 TO 35 Re

A. Nishida and N. Nagayama
 (ISAS, University of Tokyo)

In previous papers we have shown that the explosive release of energy that characterizes the expansion phase of substorms originates from the reconnection in the magnetotail. Preceding to the expansion phase, the magnetotail is in an increasingly strained state with the cross-tail current intensified and the tail cross-section reduced (Nishida and Nagayama, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3782, 1973; Maezawa, *J. Geophys. Res.*, **80**, in press, 1975). The expansion phase starts when the intensified cross-tail current suddenly disappears from the near-tail region and the magnetic X-type neutral line is formed at $R \sim 15$ Re. The key question faced is why and at what moment near-earth portion of the cross-tail current suddenly disappears.

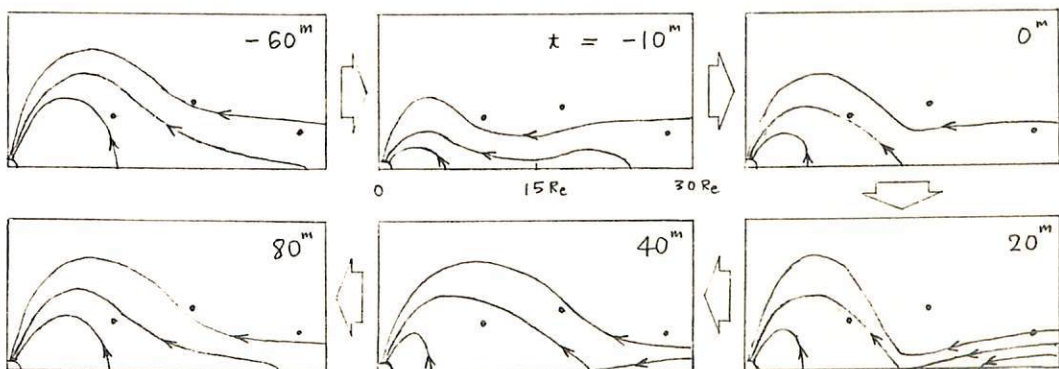
In this paper we intend to reinforce our previous conclusion by the analysis of the plasma sheet data obtained at R of $8 \sim 25$ Re by OGO-5 (by West et al) and at R of $25 \sim 35$ Re by Explorer 34 (by Frank). By identifying the onset of the expansion phase to the onset of the low-latitude positive bay, we examine the behaviour of the plasma sheet particles during intervals involving the expansion-phase onset. The principal finding is that the behaviour of the plasma sheet changes characteristically at the radial distance of $R \sim 15$ Re:

Inside $R \sim 15$ Re the plasma flux is frequently seen to drop for ≤ 30 minutes prior to the expansion phase onset. The flux increases suddenly at the expansion-phase onset, within ~ 5 minutes of the ground signature.

Outside $R \sim 15$ Re but inside $R \sim 25$ Re, the increase in the flux lags behind the expansion-phase onset on the ground, the amount of the delay increasing with distance. At $R \sim 25$ Re the lag amounts to ~ 60 minutes.

At distances greater than 25 Re, the flux drop frequently occurs in ≤ 30 minutes after the expansion-phase onset. It usually takes more than 60 minutes for the flux to recover.

Present result is schematically illustrated below. Typical observing sites of Explorer 34 and OGO-5 are also indicated.



林 幹治

前回に引続いて、極光帯で観測される chorus 型 ELF 放射に見られるサブストームの影響について、AL (あるいは ALI, DST) インデックスを key として色々な local time によって現われる影響の違いについて述べる。今回は、特に午後側でエミッションが、サブストームの ~~発生~~ 開始とともに急激に消滅する点に注目することにする。更に尚に言えば、前回示したように相互の関連を相関係数とラグタイムという見方で見た場合がならずとも大きな相関値を示さなかった点を反省し、(1) サンプリングレートを 1 時間毎から、15 分毎にしてみる事、(2) 多くの要素が混ざり合っているため相関値が低くなっていると思われるので、相関係数よりも平均化の度合の低い指数を定義して、混合して含まれる要素の分離を試みることを考える。

Substormの特性 - IV

金田 榮 敏 (東大理. 地物研施設)

前回は. DAPP 衛星による資料 (DAPP-
Photograph) のうち. 特徴的 double auroral
belt の構造が比較的頻繁に観測される事及び.
この出現に関連する定性的な解析結果を報告した。

この後の解析から. この様な double auroral
belt の構造は.

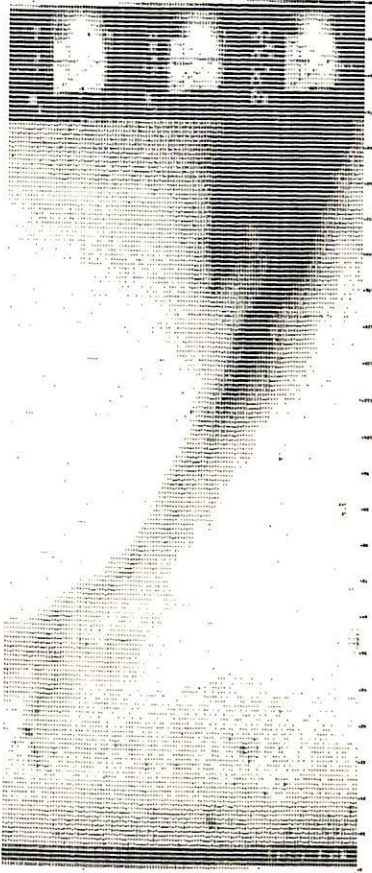
i) data coverage の期間が比較的短いか. 或る
種の recurrency が認められる。

ii) Dst の変動との関連を見た場合. 変動の
一定の phase と対応する傾向がある。

この様な傾向は. substorm の特性と AE-index
で見た場合の AU の顕著な発達も認められるか
否かの傾向と或る種の対応関係にある。

今回は. この様な関連を更に追求する為に.
DAPP-photograph とテレビカメラ画像化して
計算機による図形処理を行い. その特性を定量化
した結果と. 地磁気擾乱特性との関連に就いて
解析した結果を報告する。

左図は. flying spot-scanner に依って
テレビカメラ化した DAPP-photograph と前処理と
云うべき画像処理を行った結果をモニターとして
ラインプリンターから中間出力させた例を示す。



Om-off switching aurora と地磁気脈動

小口 高, 渡辺 富也
東大 理, グリフィン・コロンボア 大 理

Auroral Breakup の後, 極光帯の低緯度側で例外なく見られるオーロラの pulsation と地磁気脈動は古くから研究され, オーロラの明滅の変動と地磁気脈動との間には「相関」が見られる例が報告されている。しかし従来は比較は固定された photometer と地磁気脈動の間で行われていたために, より相関があることを示す物理的関係を求めるためには情報が極めて不足していたと云える。この問題を解決するために高緯度テレビカメラによるオーロラの記録と脈動の比較を行なった結果を得た。

- 1) 従来 pulsating aurora と呼ばれている暖方の aurora の特性は, 単に明滅の時間変動であるだけでなく, もっと本質的には Quasi-periodic に明滅の部分が低緯度から高緯度に向って高速で ($10 \sim 30 \text{ km/sec}$) 移動する点にある。従ってこれを固定した photometer で観測すれば, 明滅の部分がその場所を通過する度に明滅の時間変動, pulsation として観測される。
- 2) オーロラの移動は周期 $10 \sim 30$ 秒で Quasi-periodic に起るが, 特徴的な点は, 明滅の部分が現れる度に殆んど同じ形で現れ, 従って繰り返しの度に同じパターンが見られるという点である。
- 3) このオーロラの移動と地磁気脈動は coherent であり, オーロラの位置の位相と地磁気脈動の位相とは殆んど固定している。
- 4) 10 秒以下の周期の脈動については, オーロラの急減と殆んどの場合, 対応がつけられる。但し短周期の場合にはオーロラの移動よりは寧ろ急減に対応する。

従来から, 極光帯の PC-5 については, レーダー, リドメーター等により, 脈動と粒子の降り込みの対応が知られる。又, レーダーの場合には上の結果と同じくオーロラの周期的な移動が知られてきたが, これらと綜合すると, 脈動の source 領域に近い所では脈動は coherent に粒子の降り込みが伴っているという一般的な結論のようと思われる。

又, 粒子の降り込み領域が低緯度側から高緯度側に shift する点もかなり一般的なこととして結論してよいようである。

これ等の事実から脈動の起源, 及びこれに伴う粒子の modulation は, 磁気圏に於て内部から外側に伝播する波と関連して考えなければならぬことと結論される。

T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa

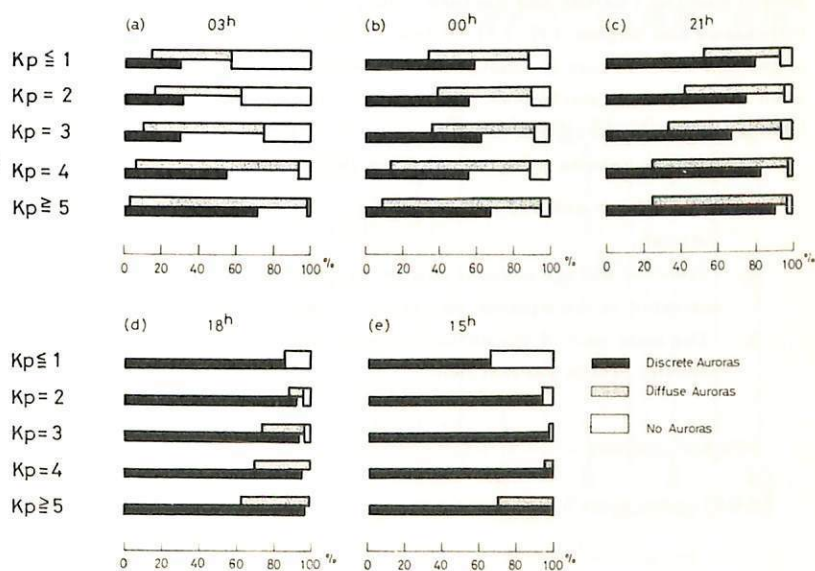
National Institute of Polar Research

The epoch-making and striking observations for auroras have recently been made possible by ISIS-2 and USAF-DAPP polar-orbiting satellites. The most significant feature of auroras observed by the satellites is the clear distinction between a fairly uniform belt of diffuse auroral emission and the discrete auroras which lie along the Feldstein's auroral oval. (Lui and Anger, 1973; Pike and Whalen, 1974). The purpose of this study is the statistical investigation about the development and deformation of the discrete and diffuse auroral belts according to the geomagnetic agitations and the common features of auroras in the evening and midnight sector. We have analyzed more than 350 USAF-DAPP Satellite photographs obtained during the period from May 1 to June 30, 1973 in the southern polar region. The characteristics of the auroras obtained in the present investigation can be summarized as follows.

1. A fairly clear distinction can be made between the discrete and diffuse auroras. The diffuse auroras are generally located in the equator side of the discrete auroras.
2. The discrete auroras are mainly observed in the midnight and evening sides, while the predominant region of the diffuse auroras corresponds to the midnight and morning sectors.
3. The discrete auroras are observable in the evening hours even when the magnetic activity is at low level ($K_p \leq 1$). At the quiet magnetic condition, the evening side auroral oval is maintained by the discrete auroras. (cf. Fig. 1)
4. The discrete auroral belt in the midnight and evening hours (from 15h to 00h) tends to the circle shape along the geomagnetic latitude of $71^\circ - 72^\circ$, as the magnetic disturbances increases.
5. The activity of the diffuse auroras increases with increasing K_p -magnitude. The diffuse auroral belt is confined within the nightside at the quiet period ($K_p \leq 1$). As increasing the magnetic activity, the diffuse auroral belt extends gradually towards the evening sector along the geomagnetic latitude circle of $68^\circ - 69^\circ$, accompanying the rapid expansion of the belt width. (cf. Fig. 1)

Based on the occurrence tendencies and the locations of the auroras obtained, the configuration and development of the discrete and diffuse auroral belts in the afternoon sector are schematically illustrated in Figure 2 for the different magnetic conditions.

Figure 1. The occurrence frequencies of the discrete and diffuse auroras for the different local meridians and geomagnetic conditions.



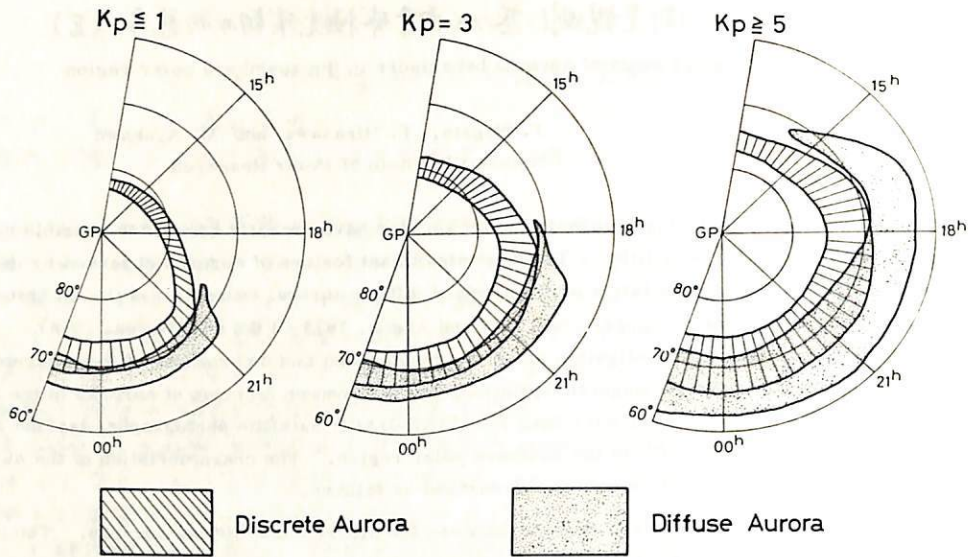


Figure 2. Schematic illustration of the configurations and developments of the discrete and diffuse belts with the increase of the geomagnetic activity.

I -53

地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学 (III)

Morphological study of auroral behaviours in the southern polar region

T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa
National Institute of Polar Research

The dynamics of the discrete and diffuse auroral belts are investigated and illustrated in the above figure. An important uncertainty, however, still remains about the property of the discrete and diffuse auroral belt; proton auroras (Eather and Sanford 1966, Fukunishi 1973), breakup or post breakup type electron auroras (Hirasawa and Nagata 1972) or others? Therefore, a further detail investigation should be needed in connexion with various groundbased observations. The work are now in progress using the ground data such as magnetic disturbances, electron and proton auroras, VLF-emissions, ULF, CNA etc. observed at Syowa Station (geomag lat. 69.6°S, long 77.1°E).

Preliminary results have indicated the followings:

1. The diffuse auroral belt identified by the satellite data consists of two types; electron and proton auroras.
2. Electron diffuse auroral belt is mainly observed in the night and morning sectors and sharply activated in the equator side of the dominant discrete auroras.
3. The most part of the diffuse auroral belt extending from the night towards the evening sector coincide with the proton auroral belt.

符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測 (H-T測定)

古関 照 男, 相 京 和 弘, 五十嵐 香 良
郵 政 省 電 波 研 究 所

昨年11月に報告した符号化パルス方式による電離層観測システムはH-T測定であったが、その後、H-T測定が可能となったので報告する。

第1図は実験装置のブロックダイアグラムで、送信系はサブキャリア: 20 μs, 全パルス長: 260 μsのバーク符号によって、26 MHz ± 0, π位相変調し、27~46 MHzのVFO (可変周波数発振器) と混合して、1~20 MHzのパルス変調波を作り、これを電力増幅して、先端電力約1 kWを空中線に供給する。パルスの繰返し期間は40.96 ms, VFO周波数は周波数スキマナによって50 kHzステップで増加させた。

送信の所要時間は1~20 MHzに掃1で約16秒である。

受信系は第1中間周波数: 26 MHz, 第2中間周波数: 3 MHz, 受信系のバンド中は約60 kHzで、整合フィルタは第2中間周波数増幅器のあとに接続された有響遅延線の並列接続方式で構成し、これによって圧縮(相関)処理のため、検波し、1 MHz毎の周波数目盛及び50 km毎の高度目盛と合成してICND-FAXに記録される。

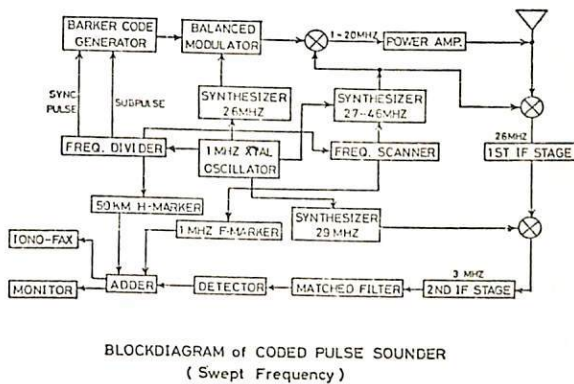
周波数掃引用のシンセサイザ, 29 MHz発振器, 26 MHz発振器およびバーク符号発振器等は1 MHz基準発振器より供給され、フェーズロックされているのが特徴である。

第2図はこの方式を使用して記録されたイオノグラムで、縦軸が高度、横軸が周波数で縦軸には50 km毎のマーク、横軸には1 MHz毎のマークが入っている。

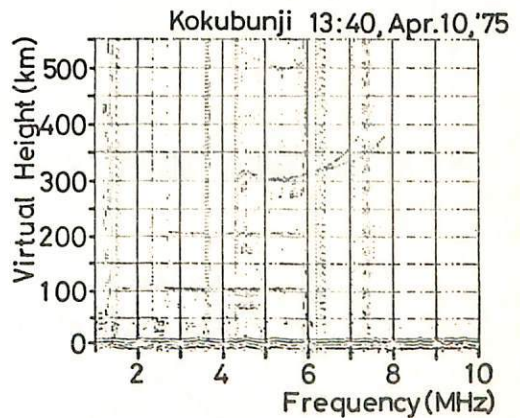
これで見ると、圧縮されたパルスによる反射波のトレースは50 km毎の高度目盛中(細い中: 10 μs, 太い中: 20 μs)と同程度の巾となり、正常波と異常波のトレースが分離している事に注目願いたい。

符号化パルス方式サウンダは従来の単一パルス方式にくらべて距離分解能が高いこと、不要波除去能力が大きいこと、平均電力が同じならば先端電力が少なく済むので周囲に与える妨害が減少できると言う利点がある。

これからの目標として、I-Q方式によるデジタル整合フィルタとの性能比較、ドップラシフト測定システムの開発等により衛星搭載用サウンダとしての基礎実験を積みかさねてゆく。また、このシステムの高分解能の長所を利用して、電離層データの解析に利用する予定である。



第1図 ブロックダイアグラム



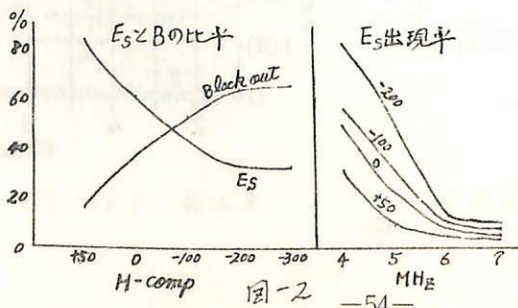
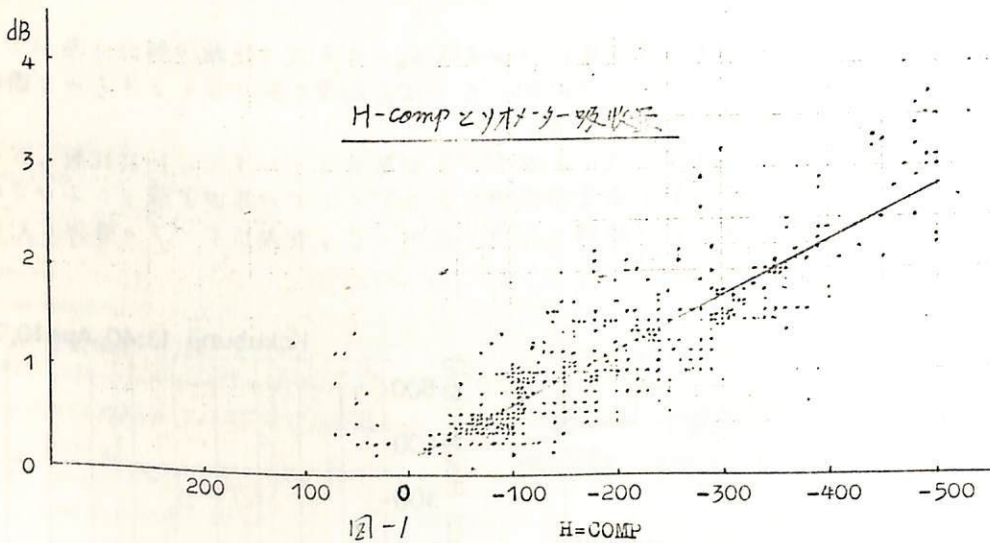
第2図 イオノグラムの例

南極昭和基地における電離層諸現象

大瀬正美 城 功 坂元敏朗 新野賢爾

郵政省 電波研究所

南極昭和基地における地磁気変化とオーロラの関係については今迄は何々のデータについて報告されたことが筆者等が1967年から1973年の過去7年間の観測されたデータの中から特に5月1日より種々の統計を行ったので報告する。5月1日をPick-upしたのは昭和基地において電離層が冬型に移行する季節であり又オーロラの出現率が高い時期でもある。地磁気のH-compとソオメーター(30 MHz)の吸収量が湾形変化を起す午前側の時間帯において非常に高い相関を示している(図-1)。又この時間帯における地磁気H-compとEsの出現率およびBlack out について統計を行った(図-2)。太陽活動の比較的高い1967年秋と減少期にある1973年春でEs層附近のBlack out 時におけるH-compの変化量を7年間行つたとこの差は約100の差がある。午前側の地磁気が一側に大きく変化する時間帯においてはEs層のBlack out が比較的多くソオメーターにおける吸収量又地磁気の変化と高い相関を示している。この時間帯にはオーロラレーダーによるエコーの出現率が非常に高い。一方午後側のプロトンオーロラといはれている時間帯においてはEsの出現率が高くBlack out は殆ど見られない。又ソオメーターの吸収量も殆ど認められずこの時間帯が各月平均値をとつても最低の時間帯である。オーロラレーダーの出現率は午前側ほど顕著ではないが出現している。以上のことから午前側の湾形変化を起すエレメントでは下部電離層の吸収を強く電離層観測においては見掛け上のBlack outが多くなるが午後側のプロトンは余り下部電離層では下階せずEsの出現率は非常に高くソオメーターにおける吸収量も殆ど認められず。



基礎モデルと磁気圏対流効果の予備的結果

丸橋 克英
(電波研)J. M. Grebowsky
(NASA/GSFC)

プラズマ圏内のいわゆる *protonosphere-ionosphere coupling* の問題について、Hanson and Ortenburger (1961) がその重要性を指摘して以来、多くの研究発表がなされているが、初期のほとんどの仕事は *ionosphere* と *protonosphere* を一つの系として考えなかったことから、非実際的な境界条件の採用という致命的な欠陥をもちていた。この点を正しく扱っている論文として最近の Banks et al. (1971), Mayr et al. (1972), Nagy and Banks (1972), Moffett and Murphy (1973), Park and Banks (1974) を挙げる事ができる。これらの論文は系の日変化を記述するために、時間微分を含む H^+ の連続の方程式を解いているが、 H^+ の密度変化を支配する、 O^+ との電荷交換、 O^+ 中の拡散の特性時間は高々1時間の程度であり、準定常的な扱いが十分に日変化を記述できることが想像される。もし、準定常の記述が可能であれば、磁気圏対流の効果の算定、energetics への拡張等、将来の問題は比較的簡単になる。このような観点から、*protonosphere-ionosphere coupling* の力学的側面を記述する新しいモデルを定式化した。このモデルを二つの簡単な場合について適用する。第一の場合は地球磁場が地球の自転と共に24時間週期で回転している場合で、プラズマ圏のより内部の領域を近似している。計算で得られた H^+ 、 O^+ 密度の1000 km 近辺での日変化は、観測結果とよく一致を示し、モデルの正しさを証明している。 H^+ の流れは昼間は上向き、夜間は下向きとなり、流量は 10^8 ions/sec/cm²-tube の程度である。この流れは、*protonosphere* に存在する H^+ の総数に比べて小さく、この領域の日変化にほとんど寄与しない。この意味で、*protonosphere* が荷電粒子の貯蔵器として非常に有効であることを示している。第二の場合は、磁気圏のプラズマ対流を考慮に入れた場合であり、プラズマ圏のより外部の領域を記述する際の予備的計算として意味づけられる。計算結果は磁気圏対流の効果をはっきりと示し、これによって赤道面上で観測されるプラズマホーズと上部電離圏で観測されるトラフとの関連性、特性の違いが従来よりも明確に理解される。特に、磁気圏対流の効果として、夕方側のいわゆる *plasma bulge* の領域に強い上向きの H^+ の流れが起これ、これによって、上部電離圏でトラフがぼやけてくることが説明される。

REFERENCES

- Banks, Nagy & Axferd, P. S. S., 19, 1053, 1971.
 Moffett & Murphy, P. S. S., 21, 43, 1973.
 Mayr, Fonthelm, Brace, Brinton, & Taylor, J. A. T. P., 34, 1659, 1972.
 Nagy & Banks, J. G. R., 27, 4277, 1972.
 Park & Banks, J. G. R., 24, 4661, 1974.

地磁気嵐に伴う上部電離圏イオン及び中性粒子 密度の変化

丸橋 克英
(電波研)

H. A. Taylor, Jr., C. A. Reber
(Goddard Space Flight Cntr.)

OGO-6号に搭載された中性粒子質量分析器及びイオン質量分析器により得られた約4日間の連続した測定結果を用いて、地磁気嵐に伴う中性大気、及び電離圏の汎世界的構造変化を研究した。データの解析にあたっては、時間的な変化を分離することを主目的とした。人工衛星のデータは一般に空間的な変化を含むが、長時間変動を問題にする場合には、連続する軌道についての移動平均を求めることによって、時間的な変化をかなりうまく分離できることが示される。地磁気嵐に対する中性大気の応答はまず *minor constituents* に認められる。即ち、SCとほぼ同時に H, He の密度減少が起こり、高緯度領域では最大40%以上の減少を示す。O, N₂ の密度は少し遅れて増加を示し、その時期は顕著な地磁気活動度の増大時と一致している。中性大気密度変化の緯度依存性、成分による変化の差、時間的な推移等を総合して示唆される考えは、大気構造の変化は主として、極光帯を中心とする高緯度領域の熱圏下部にエネルギーが供給される結果 (1)熱圏の温度上昇 (2)高緯度に上昇、赤道領域に下降流をともなう汎世界的循環系の変化を通じて起こされるということである。地磁気嵐に対する H⁺ 密度の応答は、ほぼプラズマホーズを境界とする二つの領域で起こる。この境界より高緯度側では、H⁺ 密度は H 密度と同様な減少を示すのに対して、低緯度側では H⁺ 密度の減少が、H の減少よりも約半日遅れている。簡単なモデル計算の結果、H⁺ 密度変化の主原因は H 密度の変化であり、プラズマホーズの内側で H⁺ 密度の応答が遅れる理由は、低高度における H⁺ の減少をプラズマ圏の H⁺ が補うためであることが示される。O⁺ の応答は、概して増加を示し、その変化の形態は O のそれと類似している。これは、O⁺, O の増加はそれぞれ T_e, T_i; T_n の増加によっているとすれば、荷電粒子の温度と中性大気温度が同様な変化をしていることを示唆するし、または、もっと直接的に O⁺ の密度が O 密度によって支配されている可能性も示している。

ASYMMETRY IN PLASMATROUGH STRUCTURE BETWEEN
EUROPEAN AND AMERICAN SECTORSGirija Rajaram
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo

Based on the observations of the Alouette 2 satellite, the plasmatrrough shows a difference in width and structure between the American sector (where the plasmatrrough minimum is centred about 270° geomagnetic longitude) and the European sector (with the plasmatrrough minimum around 100° geomagnetic longitude), markedly during geomagnetic storms. During a very disturbed period in August-September 1966 when 3 large s.c. storms took place, the plasmatrrough in the American sector was very broad, its width at (4×10^3) eI/c.c., occupying a geomagnetic latitude span of about 45° with the high-latitude edge located at 85° geomagnetic latitude. In contrast the width of the trough in the European sector was 30° , with the high-latitude edge at 70° geomagnetic latitude. The plasmatrrough minimum in the European sector during the course of the storm was around (3×10^2) eI/c.c. and exhibited only a small variability. In the American zone, the plasmatrrough minimum exhibited more variability with values ranging from 10^2 eI/c.c. to (2×10^3) eI/c.c.. The walls of the plasmatrrough in the European sector were relatively straight and steep, but in the American sector, the trough was broad with prominent spikes occurring within it. The latitude of the plasmatrrough minimum and the low-latitude edge of the plasmatrrough however, did not seem to differ much between the two sectors. Another disturbed interval 24-28 May 1966, also showed the plasmatrrough to be broader and deeper in the American zone than in the European zone. The high-latitude edge of the plasmatrrough in the two zones is asymmetric with respect to the geomagnetic pole during the disturbance but it appears symmetric about the geographic pole. A study of the various parameters in relation to the time-history of the storm shows that the plasmatrrough minimum has its most equatorward position shortly after maximum K_p activity while its maximum depth is attained at the same time as peak K_p . The mean width of the plasmatrrough however, does not seem to show a definite dependence on the K_p history.

It is possible that this longitudinal asymmetry in the plasmatrrough is associated with the asymmetric location of the geomagnetic pole with respect to the geographic pole in the two sectors. It is also likely that there are longitudinal differences in the polar wind intensity arising from differences in thermal structure between the different sectors.

RELATION BETWEEN ELECTRIC FIELD AND THREE-DIMENSIONAL CURRENT
SYSTEM WITH FIELD-ALIGNED CURRENT

KOJI KAWASAKI

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo, Tokyo 113

The electric field configuration of the combined S_{P}^{D} and secondary charge fields for the model described in a previous report (Kawasaki and Fukushima, 1975) is investigated. The secondary charges are associated with a "closed" boundary, taken here to be the equatorward boundary of the auroral oval conductivity discontinuity. Recent satellite measurements (Heppner, 1972) of the electric field over the polar regions are in reasonable qualitative agreement with the results of the model. The extra-ionospheric magnetic field distribution of this model is calculated to facilitate comparison with recent satellite measurements of the geomagnetic field over the polar cap. In addition the equivalent overhead current, the electric field and extra-ionospheric magnetic field distribution for the case of both the poleward and equatorward boundaries being "open" are considered.

福 島 直
東京大学理学部

高緯度地域において鉛直に近く磁気圏から field-aligned current が電離層に流入している場合に、地上ではどのような磁場変動が観測されるであらうかとの問題について考察してきた。すなわち磁気圏-電離層を結ぶ三次元電流と、地磁気変動解析の際に用いられる二次元等価電流系との関係を求めることである。

電離層電気伝導度が一様であれば、電離層中の Pedersen current が地上に及ぼす磁場は field-aligned current が地上に及ぼす磁場と相殺され、地上では電離層中の Hall current による影響だけが感知される。電離層の電気伝導度が非一様の場合には、電離層中に流れる電流の流れ方は複雑であり、筆者はこれまでに次のようないくつかの簡単な場合について考察してきた。

(1) Field-aligned line current が流入する地点の南北両側で電離層電気伝導度が異なる場合。この場合南北両地域の境界で電気伝導度不連続のためにあらわれる excess charge が field-aligned current として逃げ去る場合と、secondary Pedersen current として消失していくのと平衡を保っている場合との両方を取扱った。(Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 139-146, 1974.)

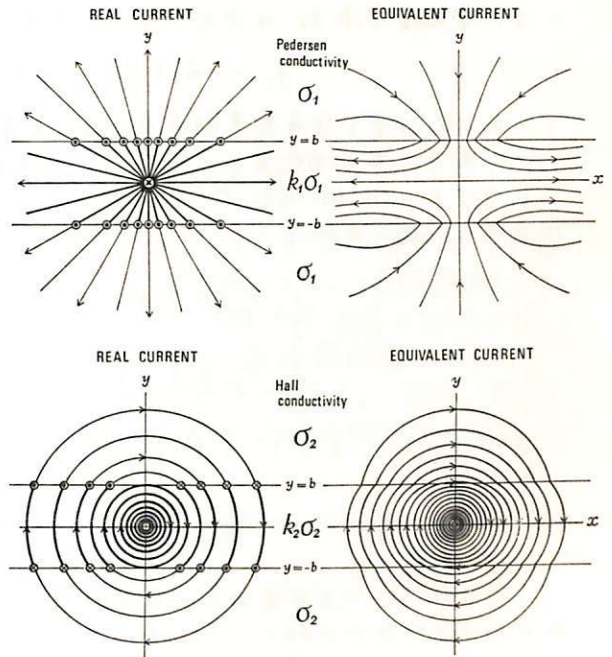
(2) 上と同様な条件で無限に東西方向に広がった field-aligned sheet current が流れ込んでいる場合 (RISRJ, 28, 147-151, 1974).

(3) Auroral belt の南北両境界のところで field-aligned sheet current pair が流れ込んでいる場合 (RISRJ, 28, 195-200, 1974).

(4) Auroral belt 内の電気伝導度がまわりの地域より高い場合に、一様な電場の下で生ずる電流系と、それが地上に及ぼす磁場との関係 (RISRJ, 28, 201-206, 1974).

本講演では、auroral belt の中央部に field-aligned current が流入する場合にはどのような二次元等価電流系となるかを求めた結果

を示す。Auroral belt の南北両境界で電気伝導度不連続のために生じる excess charge が field-aligned current として逃げ去る場合には実際の電流と equivalent current との関係は、Pedersen current と Hall current それぞれに起因するものについて次の図のようになる。



これらの、但し真図は $k_1=2, k_2=3$ として求めた場合である。なお equivalent current 図の電流流線間の電流量は、上図では real current の $|y|>b$ 領域での電流量の $1/4$ にとっており、下図では $|y|>b$ 領域の real current と同量にとっている。

Auroral belt の南北両境界で、charge accumulation と Pedersen current による charge dissipation とが釣り合っている場合、field-aligned current による charge escape が北側境界のみで起っている場合などについて求めた結果もあわせて報告する。

佐藤 哲也
東 大 理

極域における電場分布や磁力線に沿って電離層に出入する電流の分布についての情報を詳しく得ようとするには、(2)を導く。これは電場と電流の関係について、理論を導く。

Field-aligned 電流と電離層電流は次式で結びつけられる

$$-\frac{\partial j_{||}}{\partial z} = \underline{v}_I \cdot \underline{j}_I \quad (1)$$

一、電離層電流 \underline{j}_I は次式で与えられる

$$\underline{j}_I = \tilde{n} \left(\sigma_{p0} \underline{E} - \sigma_{H0} \frac{\underline{E} \times \underline{B}_0}{B_0} + \epsilon_{p0} \underline{v}_n + \epsilon_{H0} \frac{\underline{v}_n \times \underline{B}_0}{B_0} \right) \quad (2)$$

ここで \tilde{n} は電子密度の平均値 (一様な密度 n_0 だとすると) v_n は中位風

電場 \underline{E} は磁気圏電圧 \mathcal{E} のため、 \underline{E}_H と電離層電圧 \underline{E}_I (電子密度の不斉性 $inhomogeneity$ に伴う) とに分ける。Field-aligned current $j_{||}$ も同様に分ける。すると (1), (2) は次のように分解できる

$$\begin{cases} \sigma_{p0} \tilde{n} \underline{v}_I \cdot \underline{E}_H = e Q_H \equiv -\partial j_{||H} / \partial z & (3) \\ \sigma_{p0} \tilde{n} \underline{v}_I \cdot \underline{E}_I = (\xi - 1) j_{I0} \cdot \underline{v}_I \tilde{n} & (4) \end{cases}$$

ここで、 $0 \leq \xi \leq 1$ ($\xi = 1$: 磁気圏電圧 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_H$ だけ; $\xi = 0$: 磁気圏電圧 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_I$ だけ) とする

$$j_{I0} = \sigma_{p0} \underline{E}_H - \sigma_{H0} (\underline{E}_H \times \underline{B}_0) / B_0 + \epsilon_{p0} \underline{v}_n + \epsilon_{H0} \underline{v}_n \times \underline{B}_0 / B_0$$

(3) 式は Q_H を与えることができる。 (4) 式は電子密度分布 \tilde{n} を与えることができる。一次元の場合、(3), (4) 式を解く

$$E_{Hx} = \frac{1}{\sigma_{p0}} \int_{-\infty}^x \frac{e Q_H}{\tilde{n}} dx \quad (5)$$

$$E_{Ix} = -\frac{1}{\sigma_{p0}} (1 - \xi) j_{I0x} \ln \tilde{n} \quad (6)$$

ここで、境界条件として $x = -\infty$ で $E_{Ix} = 0$, $\tilde{n} = 1$ とする

(5), (6) 式を解くと (2) は満足する。 (3) 式も満たす。

極域の熱圏の風系 数値実験(II)

山下喜弘*, 池上比呂亮**

*気象庁・気象衛星, **気象研究所

前回(1974, 第56回1-56)につき, 極域の熱圏(高さ300→120km)の中性大気が磁気圏の対流的電場が極域電離層に伝達されて, それによって荷電粒子がドリフト運動を起して中性粒子と衝突を起して運動量交換が行なわれて中性大気の加熱を行うことになる。その結果, 水平方向の温度分布差が生じ水平方向の熱の再分配が起る。この磁気圏対流的電場によって, 熱圏の中性大気が加熱される効果を調べるために, 熱圏大気温度の変化式, $\rho n C_v (\partial T_n / \partial t) = \beta_T - R - \text{div} \Phi$ を使って計算する。このとき必要な垂直, 水平方向の風は, 数値計算から出した風を使用する。

前回以後に検討したところ。

(1) 基礎方程式系の中性大気の運動方程式の粘性項を次の様に

$$\frac{\mu_n}{\rho n} \nabla^2 v_n = \frac{A_e}{\rho n} \left(\frac{\partial^2 v_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_n}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho n} \frac{\partial}{\partial z} (\nu^* \frac{\partial v_n}{\partial z})$$

と分けた。即ち熱圏の中性粒子の運動のスケールが水平方向と鉛直方向ではその規模が異なるので, 中性大気の粘性項を水平混合項(その係数, A_e)と渦拡散項(その係数, ν^*)に分離した。極域熱圏(高さ, 300 km)で, 半日周期程度のスケールの運動を考えた場合, 水平混合係数 $A_e \sim 4 \times 10^5$ (Sec⁻¹), 渦拡散係数 $\nu^* \sim 1 \times 10^2$ (Sec⁻¹)になる。

熱圏では鉛直方向の渦拡散項が小さく, したがって, 数値計算の安定性から水平混合項を強めることは, 角解の収束がよくなるので, この項は無視しないで式に加えておく。

(2) 初期条件は前回 ~~同様~~, 中性粒子, 荷電粒子も共に, 一様で静止した状態から出発したが今回は熱圏温度の世界的分布モデル (Jacchia 1971) から求めた熱圏(300 km)の風系を与えた状態から出発する。

(3) 磁気圏から伝達される極域電離層電場は常に朝方から夕方に向う双極子型電場を仮定していたが, 今回は, 次の異なる2種類の時間変化 (Feddet & Banks, J.G.R. 22, (2)) を考える。

1. A quasi-step function, $E(t) = 0, t < 0, E(t) = 20 [1 - \cos(\pi t / 1800)]$ $0 \leq t \leq 1800_{\text{sec}}$
(mV/m)

2. A periodic function, $E(t) = 20 [1 - \cos(\pi t / 1800)]$ $t \geq 0 \text{ sec}$ (mV/m)

前田 坦 (京大理)

人工衛星 OGO-6 で観測されたような極地電離層における電場によって、イオンの運動そして中性大気の運動がおこされる様子を、水平方向のみを運動方程式を解いて求めた。ホー部では、比較的静かな時の条件に基づいて計算し、次のような結果が得られた：(1) 一般的に中性の風はイオンドリフトより小さい。(2) 風の方向とドリフトの方向とは一致しない。(3) イオン密度が大きくなる程、中性の風はドリフトに近づく。(4) 静かな時には中性風はイオンドリフトより時計方向に約 90° 回り、E層でこの方向はF層で方向より更に 90° くらい時計方向にまわっている。(5) 電場による風は、熱による風とほぼ同じ位の大きさである。(6) この両方の原因による風を観測と比較したが、あまりよく合っていない。これらの計算結果は、用いたモデルに依存する。つまり計算したモデルの電場、イオン分布、温度分布が、観測した時のものとどれだけかに依存する。

このためホー部では、電場分布を変えたり、イオン分布を変えた場合について計算を繰返し、観測結果と比較した結果について報告する。これらの結果から、特にイオン密度の分布の変化が計算結果に大きく影響する点が見出され、観測と比較する場合にも極地電離層の擾乱の程度を十分知る必要がある。

前川 紘一郎 ・ 前田 坦
 京都教育大 京大理

極域の電離層電流は、次の2つの原因によって流れるものと考えている。

(1) 磁気圏からの Field-aligned Current による定常電流源 (Source, Sink)

(2) 電離層風ダイナモによる電場

また、擾乱時における電気伝導度の局所的な増大が、電流値及び電流系の分布に著しい影響を与えることは明らかである。

今回は、上記の(1)(2)に起因する電流系が、全地球規模でどのように分布するかを調べるため、南北両半球の電離層領域を対象に、計算を行った。

電流密度 $\mathbf{J} = [\Sigma](E_0 + E_d + E_s)$ と表わされ (E_0 は定常電流源の電場、 E_d は電離層風による誘導電場、 $E_s = -\text{grad } \mathcal{S}$ は $[\Sigma]$ の非一様性のために生じる分極電場)、電流の Source, Sink を除く領域では、 $\text{div } \mathbf{J} = 0$ が満たされる。ここで、 $[\Sigma]$ 、 E_d を与え、更に E_0 とし、電極 (Source, Sink) の代わりに電位 \mathcal{S}_0 を与える ($E_0 = -\text{grad } \mathcal{S}_0$)。

$E_0 + E_s = -\text{grad } (\mathcal{S} + \mathcal{S}_0)$ と考えれば、 $\text{div } \mathbf{J} = 0$ は $(\mathcal{S} + \mathcal{S}_0)$ に関する (続いて \mathcal{S} についての) 方程式となる ($[\Sigma]$ が uniform の時には、分極電場 E_s が生じない)ので、この場合には解として \mathcal{S}_0 が得られる。

各種の $[\Sigma]$ 分布に対して、(1)(2) が単独に作用した例について報告する。
それぞれ

to the Sq Current System

深尾 昌一郎^{*}, 松下 禎見^{**}^{*}京大工学部^{**}High Altitude Observatory of NCAR

熱圏の風と磁気圏に仮想的に印加した電場による、電離圏に誘起された静電場の電流について詳細の計算を行い、 E 、磁気線に垂直のファラデー電位空層の照視（ $\sim 10^{-6}$ ）の磁気線に沿った積分値は 10 Amp/km のオーダーにあり S_q 電流と比べて無視できる。ファラデー電流の過半は rotational 成分の E 領域の流す導電電流による（Matsumura, 1974）。Torsional 電位の分布には、比較的高緯度（ $\sim 60^\circ$ ）に S_q 北の vortex（ $\sim 8 \times 10^4 \text{ Amp}$ ）が、低緯度には時計回りの比較的 $\sim 2 \times 10^4 \text{ Amp}$ の vortex が現れる。静電場の強さは通常 1 mV/m に達する。誘起された静電場の電流は S_q と同様に非常に重要である。

鈴木 亮・前田 坦
(京大理)

地上の地磁気データからある特定時刻の電離層等価電流系とそのUT変化を求めようとする目的は、前回までと同一である。前回までは観測された地磁気データに全然手を加えず、忠実に Gauss の方法に従ってどこまで解析ができるか調べてきた。その結果、観測所の不足はいかんともしがたく、あまり良い結果は得られなかった。その後、以下のような改良を試みた結果、かなり良い結果が得られるようになったので報告する。以下には改良した主要点を書くが、講演に当っては本来の目的である UT 変化についてもふれるつもりである。

- 1. 水平成分の調和解析には H 成分のみでなく、H, D 両成分をつかう。

H 成分のみ

$$R \equiv \sum_i \left\{ H(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (a_n^m \cos m\lambda_i + b_n^m \sin m\lambda_i) X_n^m(\theta_i) \right\}^2 \rightarrow \text{最小}$$

H と D 成分

$$R' \equiv \sum_i \left\{ H(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (a_n^m \cos m\lambda_i + b_n^m \sin m\lambda_i) X_n^m(\theta_i) \right\}^2 + \left\{ D(\theta_i, \lambda_i) - \sum_n \sum_m (-b_n^m \cos m\lambda_i + a_n^m \sin m\lambda_i) Y_n^m(\theta_i) \right\}^2 \rightarrow \text{最小}$$

(i) 全観測所についての和

- 2. 観測所の分布の不均一を調整するために、データに重みをつけた。

重みは次のように決めた。

着目する観測所から他の観測所全てに対する角距離を求め、その平均を着目観測所の平均角距離とする。着目観測点を中心とし、この平均角距離を半径として描く円(平均的に、他の全ての観測所はこの円周上の距離にある)の面積を計算し、その値に比例した値を重みとした。比例という意味は、全観測所の重みの平均値を 1 としたためである。実際の重みの値は 0.74 ~ 1.49 にばらけている。

- 3. 観測所の不足を補うために解析に当って補助データを作り利用した。

実際に用いた観測所は 60ヶ所であるが、8ヶ所の補助データを作った。その分布は南半球の海上で、スライドで表示する。データの作り方は以下のようである。

最終的な球調和解析は

$$m = 1, 2, 3, 4 \\ n = 1 \sim 8, 2 \sim 7, 3 \sim 6, 4 \sim 5$$

のそれぞれ $\cos n\theta$, $\sin n\theta$ 項、合計 40 項を用いている。(しかし、それぞれ先立ち、初期解析を

$$m = 1, 2 \\ n = 1 \sim 4, 2 \sim 3$$

の合計 $6 \times 2 = 12$ 項で行う。この 12 個で求めた係数 a_n^m , b_n^m (H, D 成分), \hat{a}_n^m , \hat{b}_n^m (D 成分) をつかって、指定された補助観測点のデータを作る。この補助データは真のデータとは違ふので、次の段階の最終段階では重みを他の観測所の半分である 0.5 として、最終解析結果が補助データから非常にずれるのを防ぐため全として使う。

石 嶺 剛
電波研 筑波電波観測所

熱圏下部における大気力学，特に大気潮汐および乱流研究のため国際協同観測計画が1970年 IUCSTP の第10専門部会の運営委員会で立案され，翌1971年 IAGA の第VIII分科会第1専門部会が立案してGRMWS P (Global Radio Meteor Wind Studies Project) が発足し，これをもとに流星レーダ国際協同観測網が設立され，Regular World Days の身論，特に期間を定めて協同観測を実施している。電波研でも流星観測施設を整備して昨年からの協同観測に参加するようになった。

昨年は特に IAGA 第II分科会 (改組により第VIIIから第IIへ戻る) は GRMWS P をもとに URSI 第II分科会のインコヒーレント スキャタ レーダ専門部会と協同して "Cooperative Tidal Observations in the Lower Thermosphere" をバルソナス流星群発年期に実施し，上記の流星レーダ観測網およびインコヒーレント スキャタ レーダ網が参加した。このとき得られた資料は参加機関相互間で交換され，目下解析中である。

本報告はこの協同観測資料の解析結果を中心に，その向題点，将来の観測計画について述べる。

1958~73年の柿岡、女満別および鹿屋における地磁気太陽・太陰日変化 (I)

白木正規

気象庁・地磁気観測所

地磁気観測所の柿岡、女満別および鹿屋の永久観測点は、それぞれ1913年、1952年、1958年から地磁気変化観測が行われてきている。これらの三地点で同時に資料が得られている1958年から1973年までの16年間の三地点、三成分の地磁気太陽・太陰日変化の解析を行ったので、この解析結果(I)を報告する。太陽・太陰日変化を解析する方法として、現在最もオーソドックスなChapman-Millerの方法を用いた。太陽・太陰日変化は、

$$S = \sum S_n \sin(n\tau + \sigma_n)$$

$$L = \sum l_n \sin(n\tau + \bar{n}-2\nu + \lambda_n)$$

と書かれ、計算では4つの主要項($n=1\sim 4$)について、振幅 S_n, l_n と位相 σ_n, λ_n を probable error と共に求めた。解析(I)は、Summer, Equinox, Winter, Yearの16年間の平均の S と L が、三地点、三成分について計算された。このうち、柿岡のYearの計算結果がTable 1と2に示されている。これらの結果をもとに、季節による違いや三地点による違いを、特に L に重点を置いて報告する。

Table 1 Solar (0.1 gamma)

Declination	Horizontal intensity			Vertical intensity					
	amp	p.e.	phase	amp	p.e.	phase			
1	122	1	27	1	12	1 84	1	76	1 27
2	98	0	214	2	52	1 340	2	41	0 317
3	63	0	33	3	36	0 153	3	33	0 160
4	20	0	226	4	9	0 355	4	11	0 351

Table 2 Lunar (0.01 gamma)

Declination	Horizontal intensity			Vertical intensity					
	amp	p.e.	phase	amp	p.e.	phase	amp	p.e.	phase
1	33	6	107	1	49	13 242	1	24	6 194
2	94	4	303	2	89	5 75	2	33	3 274
3	40	3	114	3	55	4 241	3	36	2 253
4	12	2	307	4	13	4 104	4	9	2 93

I-70 地磁気データの自動読取装置 (Ⅱ)

京大理 亀井豊永・前田坦

前回まで TV カメラを用いた自作の読取装置について話した。現在これは CPU に直接入力できる。今回は Flying Spot Scanner を用いた自動読取について話す。簡単な為、TV 装置の場合と異なり画面上の 1 データのみ (H-component なる H-component テキ) を追跡する方式でプログラムした。交叉データは予め分けて手操作で除いたり、タイムマーク・ベースラインも手操作で考えてやる必要はないが、中継度の Ordinary Magnetogram を約 20 秒の時間分解、0.1% 程度の精度 (データの中心や歯頂の歪等で実用精度は下る) で読める。又このデータを高周波はフィルタアウトしてから、任意の時間でサンプリングするプログラムも作ったので 2.5 分値 3 分値 1 時間値 (hourly mean value とは異なるが mean value 可) 等自由に得られる。フィルム自動送りにより Format の整った非常に良いデータ (地磁気では通常が単線のデータ等) なるロールフィルムの連続している限り何日分のデータを 1 回の操作で自動読取することも可能である。

(I) Es 出現特性

菅 宮夫

電波研究所

はじめに; Es 層に関する研究は VHF 電波異常伝搬の研究を目的として、古くから数多くの研究がなされてきた。1968年6月以後、現在では、イオノグラム読取精度の向上と、イオノグラム整理に関する、国際的基準が定まり、データの読取り方法も定常化した。この研究は国内の Es 層における非透過性と、透過性の状態を調べ、通信距離 2000 Km 以下の短波帯での電界強度記録の解析、回線設計及び伝搬予報に役立てようと、新たに試みたものである。

データの処理の仕方; Es 層のデータの処理は従来とはことなつて、Es 層の出現最低周波数より、突抜周波数の関係を累積百分率表示に交換し、Es 層のうち、透過性の特性をもつた、東京における $f_o E_s$ (注1)の各月の日変化の状況を百分率をパラメータとして表示を試みた一例が第1図である。第2図は非透過性の $f_b E_s$ (注2)と透過性の特性をもつ $f_o E_s$ の夫々の 50% 値で求められた曲線を重ね合せたものである。

第3図並びに第4図は $f_o E_s$ 及び $f_b E_s$ について、5, 10, 20, 30, 50 及び 70% をパラメータとしたコントロール表示を得ることが出来た。

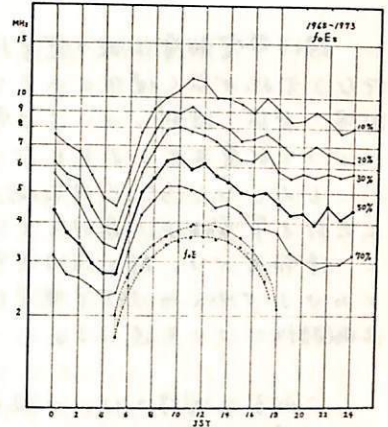
まとめ; これらのことにより Es 層が短波の伝搬に關し、年間をとうして、無視し得ないことがわかると共に、此の処理方法によつて得られた 50% 値が「Ionospheric Data」に記載された $f_o E_s$ 並びに $f_b E_s$ の中央値との数理的を関連性も明瞭となつた。

注1) $f_o E_s$:

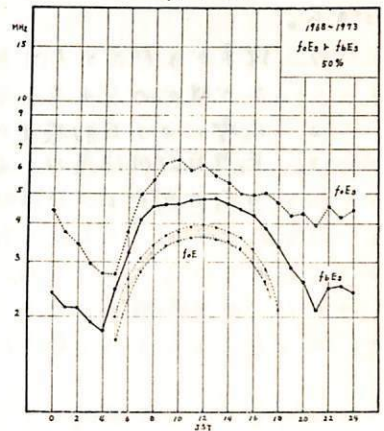
Es 層の突抜周波数が正常波であるか、異常波であるかの判別が出来ない場合、 $f_o E_s$ は観測にて得られた Es 層の突抜周波数より、東京付近では $f_{x/2} \approx 0.6 \text{ MHz}$ 差引いた値で表示してある。

注2) $f_b E_s$:

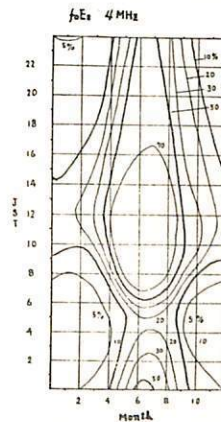
Es 層が分反射性を示さなくなる最高周波数すなわち、Es 層の上部に存在する層からの反射が消失する周波数。



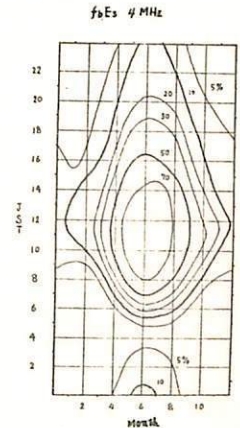
第1図



第2図



第3図



第4図

日本地域における短波 E_s 層伝搬(II) E_s 層と短波電界強度

新野賢爾 菅 官夫 蛭川八千代
電波研究所

短波帯電離層伝搬の電界強度を予報するに当って国際的に F 層と正規 E 層を考慮して行なう方法が広く使用されている。電波研究所でも太陽黒点数にしたがって如何なる回線、季節、時刻についての電界強度、MUF、LUF、入射角等の推定値を電子計算機によって計算出来るようになっている。

しかしながら、 E_s 層伝搬については従来から多くの研究があるが、いずれも VHF 帯における異常伝搬に着目して行なわれたもので短波帯への適用はあまりない実情である。

本報告では、特に短波電界強度計算に適用する目的で、稚内における 10 MHz、秋田における 5 MHz の J J Y 電界強度測定データと電離層観測データを用いて行なつた E_s 層伝搬特性について述べる。

これらの回線では、一般に MUF が低下する範囲において E_s 層による伝搬が卓越するので、 E_s 層反射強度の周波数特性を導くことができ、あるいは次のような結論をうる事ができる。

1. 従来から知られていたように、 E_s 層伝搬についても secant 規則が適用される事が確かめられた。
2. E_s 層による反射損失をあらわす実験式が求められた。
3. E_s 層反射強度は、通路中央のみでなくかなり広い水平領域（半径約 100 km）の E_s が関与している事が確かめられた。

佐藤 哲也 ・ 小川 忠彦
東大 理 電波 研

筆者等による10年近いクロスフィールド不安定性の非線形理論・計算機解析の結果、種々の興味ある結果を得ることができた。赤道領域及び極域のエレクトロジェット中の Type II irregularities の不安定現象の非線形カスケードメカニズムによるものであることは既述の通りである。筆者等によるこの波の波数 (k) スパクトルは一次元のモード間結合の理論及び計算機解析により k^3 に比例することを予測し、Prakash 等のデータ観測によりこのことを確かめられた。最近では小川等も極域(昭和基地)での群電波のゆらぎのスパクトルが k^{-2} であることを見出し出した。ゆらぎの振幅は約12% である。Saito, 非線形理論によりこの式が求められ、二次元の計算機解析の結果とも一致を示していることと確かめられた。理論・計算機解析の結果から、最大振幅は約10% であることが予測され、データ観測の結果とも一致を示す。

今回は、総括として、二次元の波の振動を詳しく計算機を用いて解析した。この結果を非線形理論と比較してその相違点を報告する。特に、実際の電離層に対応するパラメータをもとに計算した結果に留意を置くことにする。

波数スペクトルに図1では $100\text{ m} \sim 10\text{ m}$ の波長に図1の比例 k^{-3} に比例することを確認された。また短波長の領域に図1の散逸結果の k には $\exp(-\alpha k)$ と k^{-3} と $\exp(-\alpha k)$ の中間領域に k^{-6} 領域が存在していることも示す。

興味ある結果として、電離層に对应するパラメータ (extremely unstable) での非線形不安定性が十分発達した段階で、新しい非線形不安定性が現れることが示された。この波の波長は 120 m 程度である。この波の波長 (約 15 m) 附近に、この非線形不安定性が現れることも示すことができる。このことを考慮すれば、L-波一般観測により数 m 附近の波のエコー観測が示すことと十分相合が示された。この非線形不安定性に図1の予想的理論的考察を行なった。この原因は捕獲粒子にあると思われる。

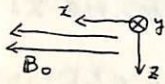
その他、プラズマ物理の立場から興味ある現象 (捕獲粒子の運動) が見出し出した。時間平均は小く、滑らかなように見えても実は乱れている。

菊池 崇, 荒木 徹
京大・理

非定常波の電離層透過の問題は、SC層の非定常現象に対する電離層の役割を考へて、明らかにしておかなくてはならない問題である。前回示したように、我々は一次元電離層モデルで、中性大気との collision も含んだ方程式系を、数値的に解くことにより、非定常応答を調べた。この結果、定常波に対しては多くの人達によって明らかにされてきたことだが (Field and Greifinger 1965, 1966), collision による hall 効果が大振幅域 (電離層E領域) の wave field の変形に大きく寄与していることがわかった。

今回は、この hall region の役割に注目して、電離層E領域を外部磁場の存在する導体と考へ、解析的扱いを容易にするための一様な媒質を考へ、その中で時間的に step function の形をした磁場変化がどう伝わるかを、伝播方向が磁力線に垂直、平行のそれぞれの場合についてしるべし。

pedersen, hall conductivity をそれぞれ σ_1, σ_2 とすると、磁力線に垂直に伝わる場合には、座標系を図のようにとって、互に伝播方向として



$$\mu_0 \sigma_3 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2}$$

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}$$

と表わされる。これは $z=0$ で $H_x = U(t)$ (unit step function) を与えたとし、それが拡散によって伝わり、いくまを H_x としており、その解は $H_x = \text{erfc} \left(\frac{z\sqrt{\mu_0 \sigma_3}}{2\sqrt{t}} \right)$ ラプラス変換を使って解けば。

で与えられる。電離層の通常パラメータの値を、これを図示すると Fig 1. のように伝わる。

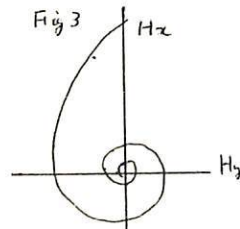
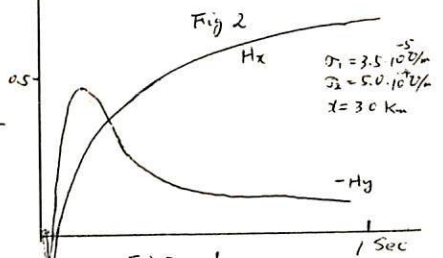
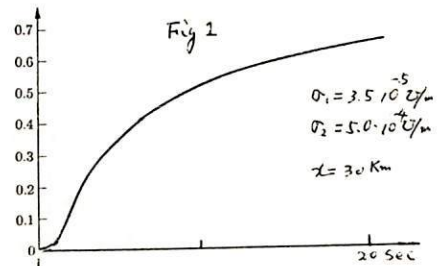
次に、磁力線に平行に伝わる場合、 H_x, H_y は hall effect によりカップルしており、その方程式は

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}$$

で表わされる。同様に $z=0$ で $H_x = U(t), H_y = 0$ を与えてラプラス変換を使って解けば、Fig 2 に示すような結果が得られる。この場合には hall effect によって H_y が生じ、 H_x も過渡的に負の値を生じる。 H_x, H_y を使ってその polarization をかくと Fig 3 のように伝わる。

この結果、anisotropic conducting medium の過渡特性が明らかになったが、時間スケールが非常に小さくこのモデルの形では現象に apply することはできない。
SC層の



Ref. Field and Greifinger 1965 JGR P 4885
1966 JGR P 3223

Kato, S. & Kawakami, T.

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

It is known that the moving (heat) sources can radiate acoustic gravity wave in the upper atmosphere. The present work purposes to elucidate frequency characteristics of the wave which is radiated from a point heat source and a line source, both moving horizontally in uniform isothermal atmosphere. The main results so far are as follows:

- (1) The radiation takes place with any source velocity, both in subsonic and supersonic cases. This is very different from usual Cherenkov emission known in optical and radio physics.
- (2) The radiated wave from a point source has a frequency very close to ω_g , the Brünt Väisälä frequency which is associated with the resonance of the hydrostatic atmosphere (ω_g - wave). However, the wave has other weak component with a frequency depending on the source velocity (ω_a - wave).
- (3) The wave from a line source orthogonal to the motion is very different from a point source in that at each point one detects no ω_g - wave but ω_a wave for certain initial period which increases with the length of the source. It is found that for the period the two dimensional treatment can give correct result.

一、瀬 琢美 小川 徹
(同志社大工) (京大工)

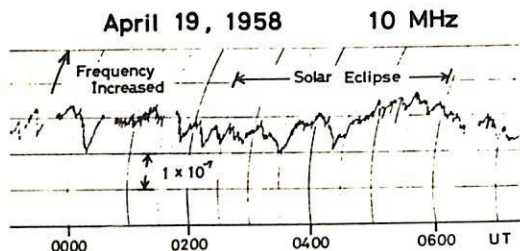
Chimonas と Hines が提案した日食時に Lunar Shadow が下層大気中を Supersonic Speed で通過した際の重力波の発生について、前回この波の F 領域への影響を考慮し HFドップラー法で観測したデータの解析を試みた¹⁾が、今回はもっと F 層擾乱の変動成分を正確に出すためにサンプリング定理を用いフーリエ変換することによりデータの解析を行った。

サンプル間隔を $t = \frac{1}{2f_m} = 4.5 \text{ min.}$ に取る。周波数スペクトル $g(\omega)$ は次式で表わされる。

$$g(\omega) = \frac{1}{2f_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j \frac{2\pi}{T_p} \cdot \frac{n}{2f_m}}$$

ここで $f(t)$: ドップラーシフトの時間的变化, T_p : 変動成分の中に含まれる波動の周期
 $g(\omega)$: スペクトルの Amplitude

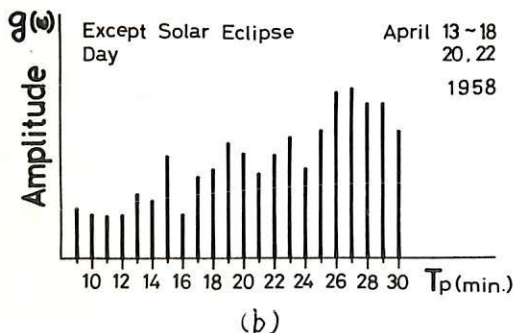
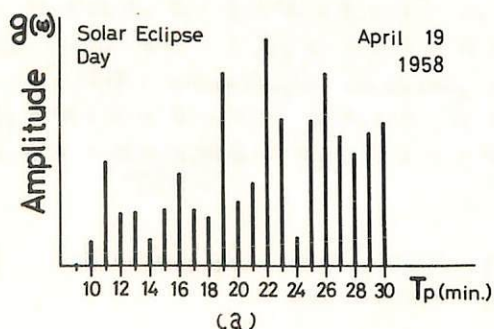
サンプル時間帯を Solar Eclipse 附近の 5 時間 24 分取り日食日と他の日とを比較する。第 2 図(b) は日食日以外の同波数スペクトルをその時間帯に換算したものである。第 2 図(a) の日食日において周期 11, 19, 22, 26 min. の波動の成分が注目されるが 19, 26 min. については日食日以外でも数多く見られ、11, 22 min. の周期の波が他の日にくらべて特徴的と言えらる。Chimonas と Hines の計算によると日食の通路から 5000 km 離れた中性大気の高さ 300 km において重力波の発生による伝播の Oscillation は周期が 20 min. 少々と予測しており²⁾、このデータの解析では 22 min. の周期をもった波動が F 層を伝播した可能性もある。又、通常の日中における F 層の変動の中に 27 min. 周期の波があることを示している。(第 2 図(b))



第 1 図

文献

- 1). 第 56 回日本地球電気磁気学会 II-43
- 2). Chimonas, G., and C.O. Hines, Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse, 2, J. Geophys. Res., 76, 2024-2025, 1971



第 2 図
-74-

早川幸男, 岩波秀樹, 村上敏雄, 長瀬文昭, 田中靖郎, 山下玄順,
 名大 理

磁気静穏時には定常的な降下電子が存在することは、数回のロケット観測によって確かめられた。L-3H-8号機による観測結果は静穏時における降下電子のふるまいを代表するものと考えられる。すなわち、電子のピッチ角分布は近似的に

$$f(\alpha) = A \cos^{\beta_0}(\alpha/2) + B \exp[-(\alpha - \frac{\pi}{2})^2 / \beta_0^2]$$

で表わされる。右辺第1項は磁力線に平行方向に強い降下成分、第2項は直角方向に強い捕捉成分を表す。 β_0 の値は高度と共に減少し、高度が上ると共に捕捉がよくなることを示す。降下成分は $\alpha > 90^\circ$ に対して存在し、その分の強度は高度と共に増大する。これは下部の大気で散乱された電子が下から上ってくることを意味する。Aの値は高度によって余り変化せず、 $\alpha < 90^\circ$ の分は主に共役点の大気で散乱された電子であることを意味する。Bの値は高度と共に増大し、散乱角が β_0 以上になる電子の寿命によって捕捉成分の強度が決まると考えてよい。電子のエネルギー分布の高度による変化、成分による違いも上記の描像と一致している。

上の描像によれば、捕捉成分の寿命は高度5200 kmで数十秒の程度で、内部放射線帯に属する電子や、南大西洋の異常領域で発生する電子ではない。降下電子の原因についてはハワイにおけるLLLグループの観測から磁気擾乱との相関が指摘されているが、静穏的と擾乱的における電子のふるまいについての詳しい比較はまだなされていなかった。

1974年9月20日2032 JSTに打ち上げたK-9M-48号機に搭載したXUV観測用の比例計数管は強い電子の影響を受けた。9月18日2334 JSTにSCをもつ磁気嵐の主相に当り、 $K_p = 5$ (L-3H-8の時は $K_p = 1+$)であったから、磁気擾乱によって電子強度が増加したと考えられる。電子強度はL-3H-8の場合の約20倍であるが、ピッチ角分布、各成分のエネルギー分布と高度変化は静穏の場合と本質的に異ならない。それ故電子の補給率が増しただけで、電子の他の属性は同じであり、降下電子の原因は地磁気の変動であると結論できる。すなわち、静穏時にも存在する弱い地磁気変動によって電子が絶えず補給され、変動が大きくなると補給率が増大する。

同種の比例計数管によって測定された電子の相対強度と地磁気強度との相関を次表に示す。

ロケット	観測年 月 日	局所時(JST)	相対強度	K_p
L-3H-7	1971 9 3	2100	2-4	20
K-9M-40	1972 7 20	1400	0.5 ± 0.1	20
L-3H-8	1974 1 22	2000	1(標準)	1+
K-9M-48	1974 9 20	2032	20	5-

高エネルギー粒子の緯度効果

工山弘・武井忠雄

東北大学理学部

我々は、従来放射線帯電子の中低緯度電離層に及ぼす効果について理論的検討を加え、その初期的結論として少なくともD層には他の電離圏に位おさうな効果が期待されることを指摘した。¹⁾ 次いで、磁気嵐の終相とそれに続く数日間には観測的にもその効果がみられることを示した。²⁾ われわれは、この現象を、“D層におけるpost-storm effect”と表現しにば、実はこれは、プラズマ圏と電離層が放射線帯電子を介しての、磁気圏電場の消長に応答して大規模な力学過程の一つと考えられる。この場合にはおほむ、主要な過程はプラズマ圏内で進行し、電離層は受身であるかのように見られるが、それは短いタイムスケールでのことであり、実際には附加的電離及び加熱の結果、電離層中で再分布過程が進行し、プラズマ圏にフィードバックが及ぶ。そのことは、多くの場合現象の終意の制御に関係がある。

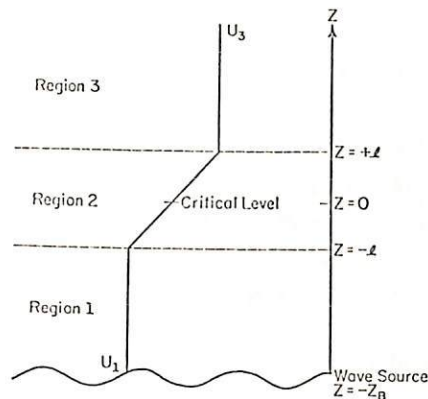
従って、電離層とプラズマ圏とを一つの結合系と見、又理論的検討を行なうことは極めて興味深いものがある。電離層とプラズマ圏の結合のモードの一つとして、今回は放射線帯電子(およびその存在に密着する電磁的波動)を介しての相互作用を取扱った。講演においては、プラズマ圏における粒子散乱と拡散移送、電離層への粒子降下量の緯度的疎相についての定量的計算結果にもとづいて、このモードを介しての電離圏とプラズマ圏の結合の疎相について述べる。

1) 才54回、55回学会講演予稿集

2) 電離圏研究会(49年度)報告P.45-50、及び才56回学会講演予稿集

M.A. Geller** 田中 浩* D.C. Fritts**

*郵政省電波研究所 **イリノイ大



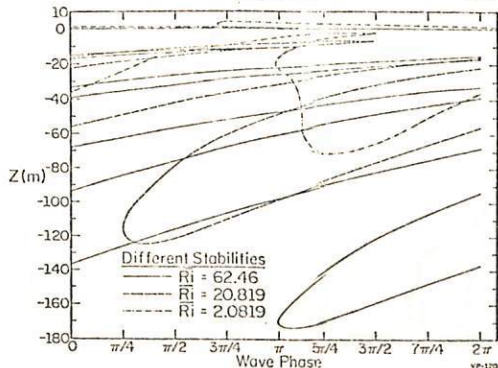
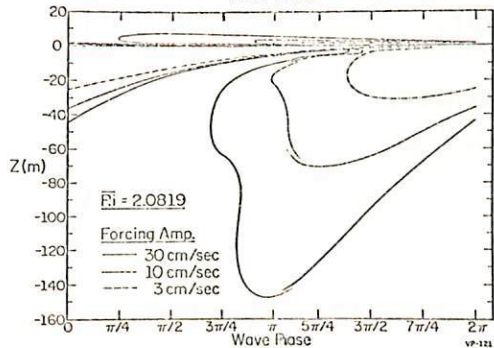
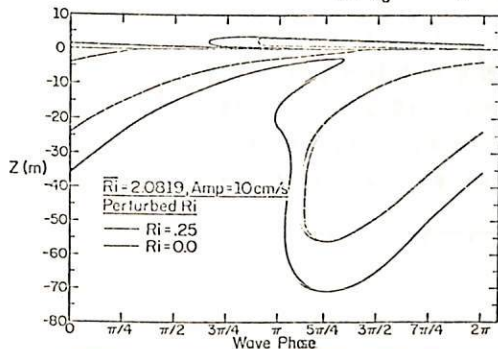
高度 100km 附近には Turbopause とよばれて、それ以下の高度で存在する強い乱れが急速に減衰し、それ以上の領域にはほとんど乱れが存在し得ない level があることは周知の事実である。この現象を理論的に説明するためにわれわれは次のように考えた。熱圏下部は強い平均風速シアが存在するが、同時に強い安定成層をしているために Richardson 数はその臨界値 $1/4$ より小さくなることはほとんどなく、したがって自発的な不安定化は起りそうもない。そのために中気圏以下に Source をもち鉛直方向にエネルギーと運動量を運ぶ種々の位相速度をもつ内部重力波が、それらの Critical Level (C.L.) 附近

で強い distortion により不安定化 (Richardson 数 $< 1/4$) して薄い乱流層ができることを発見した。第 1 図に示したような状態で Scorer の方程式

$$W_{zz} + \left\{ \frac{N^2}{(U-C)^2} - \frac{U_{zz}}{U-C} - \alpha^2 \right\} W = 0$$

を解いて不安定領域を示したのが第 2 図 ~ 第 4 図である。Z=0 のところが C.L. である。第 3 図は Wave Source を変えた場合、第 4 図は Richardson 数をかえた場合である。これらから見て不安定領域の厚さは高々 100~200 m である。しかし大気は上層にゆくほど密度が小さくなって等価的に粘性の影響が大きくなるために、不安定化がおさえられる。表 1 は高度に対する粘性の影響する厚さ $Z_v = \left(\frac{\nu}{\alpha U_z} \right)^{1/3}$ を示している。ただし $\lambda = 100 \text{ km}$, $U_z = 20 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ (Rosenberg, 1968)。 ν は 1966 U.S. Winter 45°N 標準大気。これによると高度 100 km 以上になると Z_v が乱流層の厚さより大きくなって乱れがおさえられる。

以上は線型論にもとづいているが、非線



z (km)	ν ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	Z_v (m)
0	1.317×10^{-5}	2.188
10	3.539×10^{-5}	3.042
20	1.642×10^{-4}	5.074
30	8.187×10^{-4}	8.669
40	4.494×10^{-3}	15.29
50	1.972×10^{-2}	25.03
60	6.586×10^{-2}	37.42
70	2.349×10^{-1}	57.17
80	9.411×10^{-1}	71.58
90	4.760	155.9
100	3.004×10^{-1}	288.1
110	1.700×10^2	513.4

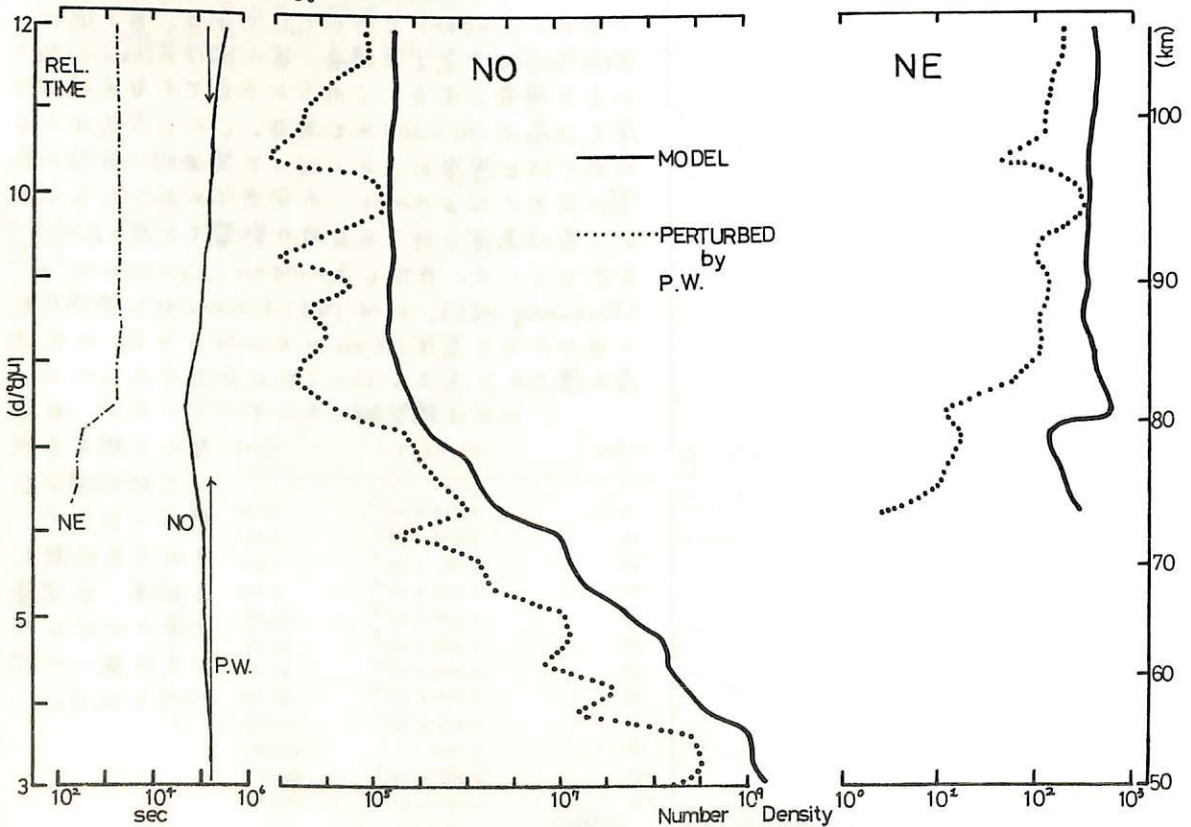
型の方程式を用いて時間積分も行なったので、それらと比較した結果、乱流層の厚さはどの位は良い一致がみられた。

川平 浩二
京大・理

目的：D領域周辺の電子密度の変動に対して、冬期におけるフラネタリ-波動がどのような変化をもたらしうるかを量的に調べることにした。

計算方法：フラネタリ-波については、光化学反応と放射の効果を取り入れて鉛直構造をモデル化した。この際、風速、気温の場は1月の60°Nに属する値を用い、モデルでは、10mbに任意の振幅を与え、上層ではradiation conditionを採用した。D領域の電離率は12はNOのLyman- α による効果のみを考慮し、Seckmst(1967)により、NOの分布は、
$$n(\text{NO}) = \frac{b_1 n(\text{O}) + b_2 n(\text{O}_2)}{I_{\text{Ly}\alpha} + J_{\text{NO}} + b_3 n(\text{N})}$$
 というモデルを考えた。又電子密度NEについては、 $n(\text{e}) = (g/\alpha_{\text{eff}})^{1/2}$ という関係を用いた。この際、励起分子NO₂と窒素原子n(N)は時間的に不変であると仮定した。

結果の一例：下の図の左側は、n(NO)、n(e)のRelaxation Timeとフラネタリ-波の周期をみた図で、n(NO)の時間変化はフラネタリ-波による容易に変動を伴うことを示している。右側の図は、振幅±1、位相速度~~東~~西向き10m/sの場合について得られた、n(NO)とn(e)の変動の絶対値と基本場の値との比較である。稀薄理論に基づいているので、必ずしも実際の変動を予言しているわけではないが、フラネタリ-波動がD領域の電子密度変動に重要な役割を果たすことが期待される。



新野賢爾 (電研)

石井隆広 (電研 犬吠)

電研研究所犬吠観測所で連続受信している北米 Jim Creek NPG 局 (18.6 kHz) の冬季における位相変化を平成における WWV 15 MHz の電界強度と比較した結果、これが中緯度地域下部電離層の冬季異常吸収と関連していることが確認され、このことは第 52 回講演会 (昭和 47 年 10 月) に報告した。

今回はその伝えられ比較 5 年間のデータをまとめ、この長波位相にあつた冬季異常がどのように発生したかを知る事ができた。

また高層気象の資料の入手できた時期について、電波の異常との関連を調べる結果を報告する。

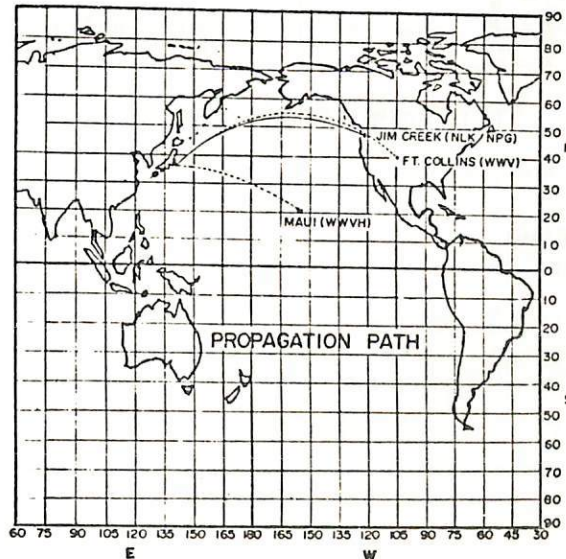


Fig.1 Map of VLF (NPG 18.6 kHz) and HF (WWV, WWVH 15MHz) propagation paths.

Nishinomiya における NPG-18.6 kHz

VLF 標準電波の受信

村岡良和、村田宏雄、佐藤輝夫
兵庫医大

1974年6月から、Nishinomiya (135° 23'E 34° 43'N) において Jim Creek (121° 55'W 48° 12'N) からの VLF 標準電波 NPG-18.6 kHz の強度と位相の観測を行っており、その結果について報告する。この回線の伝播経路の距離は 8000 km、最大到達緯度は 55.9°N である。(図1)

位相測定には基準発振器として長期的に安定の良いセシウムビーム周波数標準器を用いている。この周波数標準のドリフトを調べるために、2330 U.T. における値をプロットしたのが図2である。位相変動は冬の期間 (Oct. 1974 ~ Mar. 1975) には明らかに季節変化を示すが、その他の時期には直線的な変化 ($0.1 \mu\text{sec} / \text{day}$) をし、極めて安定である。この変化は Cs 周波数標準器の長期安定度 5×10^{-12} と同程度である。

今回の講演では、SPA、及び位相に表われる storm time effect について議論する。

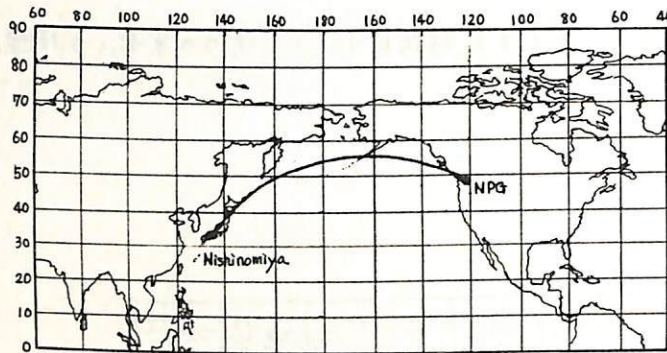


図1 伝播経路図

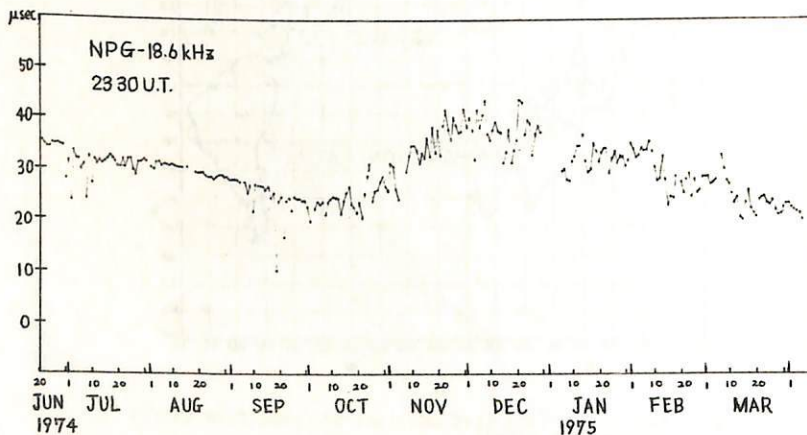


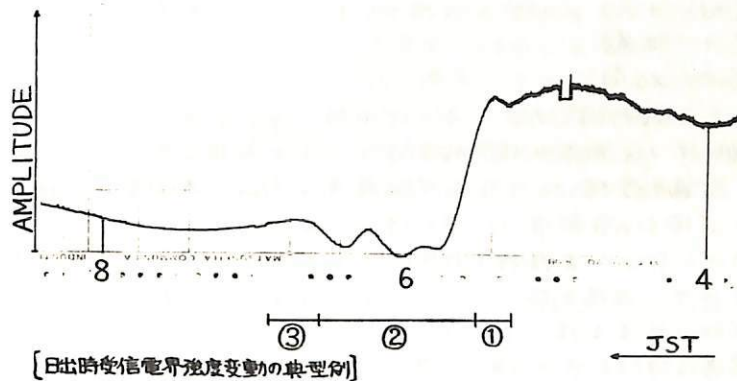
図2

VLF (NWC, 22.3 KHz) 受信電界強度変動に みられる下部電離層日出効果

柴田 喬 (電通大)

VLF・LF帯の標準電波を利用して下部電離層を調べる試みは、その多大の成果とともに、今まで数多く報告されて来ている。筆者らも、下部電離層を連続的に観視する目的で、NWC局の22.3 KHz信号を長野県菅平において、1972年初頭より連続受信している。その受信電界強度記録をみると、特に日出過渡期には、図に示す典型例の様に、非常に特徴的な変動を呈しており、下部電離層の日照状態にしたがった複雑な成長過程を、如実に反映しているものと考えられる。

NWC - SUGADAIIRA 22.3 KHz OCT. 13 1972



日出過渡期の受信電界強度変動パターンは、図下に示す数字の様に3つの部分に大別することができる。

- ① 下部電離層が最初に日照を受けはじめる効果
- ② モード干渉による電界強度フェージング
- ③ 日出層 (sunrise layer) の出現による電界強度の増加

②, ③は、すでに報告した様に^{1), 2)}、太陽天頂角 $\sim 94^\circ$ 、および $\sim 90^\circ$ の頃の電離層の状態とそれそれ対応しているものと考えられるもので、今回は、①についての解析結果を報告する。

①を分析してみると、VLF波でみた下部電離層の最初の日照効果は、受信電界強度の夜間レベルからの小巾の増加と、それにとまなう大きな減少で示されることがわかった。解析の結果、前者は、送・受信点から ~ 300 kmだけ伝搬路上を内側へ入った地点で、太陽天頂角が $\sim 98^\circ$ となる電離層状態と対応しており、後者は、同様に ~ 400 kmだけ内側へ入った地点で、 $\sim 97^\circ$ となる状態に対応していることがあきらかとなった。

更にくわしい議論は、講演時にゆずることとする。

1) Shibata, T.; Rept. Ionos. Space Res. Japan, 27, 129 (1973)

2) Shibata, T.; Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 115 (1974)

係

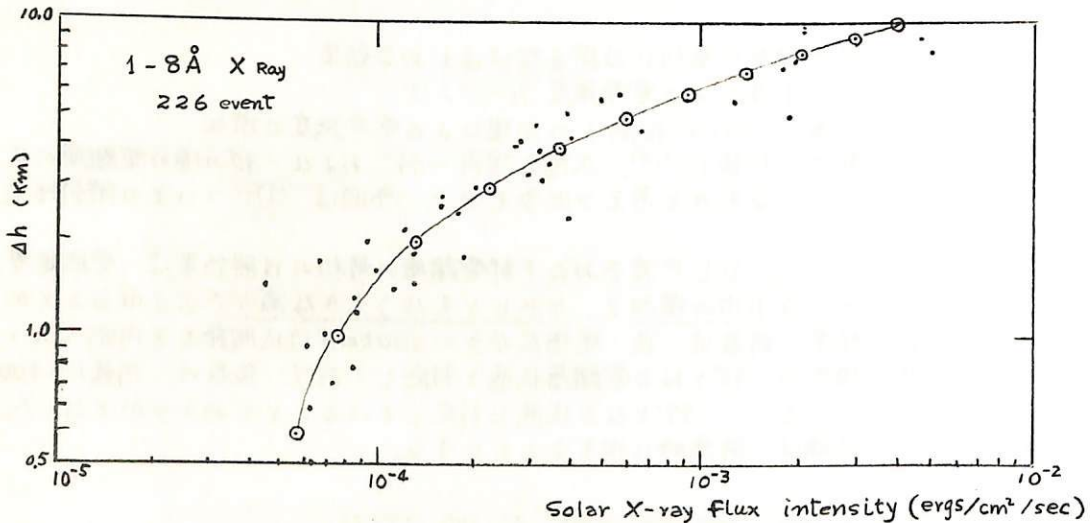
鎌田 哲夫
名古屋大学空電研究所

太陽フレア時に、低域電離層内では、太陽軟X線バーストによる電離作用の増加により電離層高の低下が起ることは、SEA, SES, SPA現象としてVLF電波の伝搬特性を観測することにより極めて鋭敏に検出されることは周知のことである。

本学会では、SPA現象と衛星による太陽軟X線バーストとの間の、3の統計結果を報告する。ここでSPAのデータは、南北位相、伝搬距離約6500kmのNWC局の信号受信の際えられたものを、太陽軟X線バーストのデータは、Explorer 37によるものを使用した。SPAデータより求めた電離層高の低下値(Δh)と、このSPAに対応した太陽X線バーストのFlux強度との相関を調査した結果、

Δh と (0.5-3 Å) バンドの X線アウトバースト強度との間の相関係数は 0.45	
Δh と (1-8 Å)	0.71
Δh と (8-20 Å)	0.76

と夫々可成り高いことが判明した。そこで回帰分析を実施してみた結果、 $\log y = A + Bx + Cx^2$ なる回帰曲線が種めてよく両者の規則性を示すことが判明した。このことは、SPAの観測結果から、太陽軟X線バーストのFlux強度やFluxの時間変化を推察しうることを示している。こゝに得られた結果は、単に1つの伝播路について得られたデータによつてゐるため、SPAデータより太陽軟X線バースト強度等を決定するにはまだ不十分であるが、地上観測によつて、太陽X線バーストを検出するという研究において更にその検定精度を上げるためには、出来る限り多くの伝播路について、SPAやSESの観測を同時に行つてデータの蒐集をすることが極めて重要である。

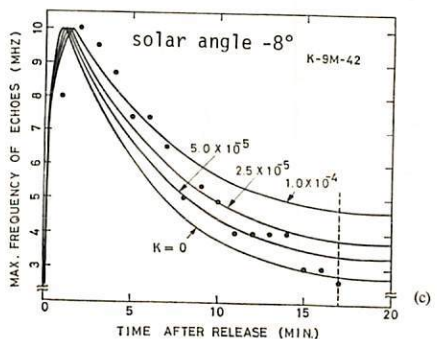
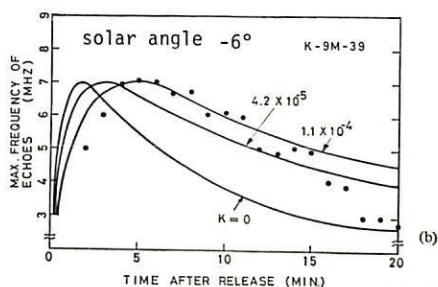
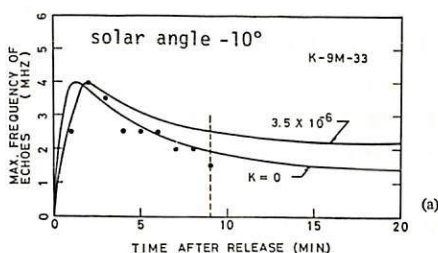


太陽フレア時における太陽X線バースト強度と電離層低下度との関係

Chemical Cloud の 光電離

堤 四 郎 (大阪市大・工)

④ 発光電離雲に対する観測法の進展によって放出高度および観測時間に対する制約が軽減され、放出物質の多様化と共により広い超高度層大気探測の一手段として *chemical release* 実験が興のられ、ある。とくにその電離特性に注目するときに放出する物質に対応した電離率の定量的な把握が重要な課題と考えられる。日照のもとでの *chemical cloud* はその拡散過程において太陽 UV による光電離をうけるものと考えられる。こゝではこれまでに実施した Cs 雲の電離観測結果を解析し、妥当と思われる解釈と電離確率定数を導いたのを報告する。



電離雲の電離観測結果と光電離率 K の推定値

⑤ 上層大気内に作られる電離雲を用波数導引型レーザで観測するとき検出用波数に見合う電子密度に対応した電離雲のサイズが一定値を上廻した場合にエコーとして認知されることになる。したがって放出後電離雲によるエコー信号の周波数上限の時間経過 (左図黒点で示したものが観測結果) がその電子密度の分布の情報を与えるものとして重要である。一方電離雲内電子密度分布がガウス分布をとるものとして

$$n(r, t) = \frac{N_0 C + N_0 (1-C) \{1 - \exp(-kt)\}}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$

なる電子密度分布を仮定する。こゝで N_0 : 放出気体粒子総数, D : 拡散係数, C : 熱電離率 K ; 光電離率である。

これまでに実施したロケット実験について考えると N_0 , D , C , については既知であり K のみが未知定数である。左図には K をパラメータとした計算結果を各実験について記入してある。

⑥ 放出物質が選定され、日照条件が一定であれば光電離確率 K は一定と考えられるが、この種の実験はいづれも薄暮時に実施されており、オゾン層による影響をうけない放出初期の期間 (5分程度) を降いて太陽 UV の強度は減殺されたものと考えられる。左に示した理論計算と観測結果の比較図によつて K の値が定性的にはあるが示されている。放出初期の立ち上りから推定して Cs 原子の光電離確率は $K \approx 2.0 \times 10^4$ 程度と推定することができ、

References, 1) S.Tsutsumi, et al, J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1911 (1974).
2) S.Tsutsumi, Rept. Ionos. Space Res. in Japan, 28, 163 (1974)

Fuego 火山噴火に伴う成層圏エアロゾルの 急激な増加；福岡におけるライダー観測

藤原玄夫，板部敏和，広野求和
九大・理

九大理学部では、ルビーライダーによる成層圏エアロゾル層の観測を行っているが、昨年11月中旬、GuatemalaのFuego火山噴火の約1ヶ月後に、成層圏下部の通常のJunge層より下に、異常に強い散乱層を検出した。この散乱層のピークにおける non-Rayleigh 後方散乱係数 β_M は、12月には11月中旬以前の10倍近くにも達した。福岡気象台のレウィンゾンテの観測結果は、この散乱層出現とほぼ同時期から種々の異常現象を示し、散乱層周辺の気温は5°C程度も上昇している。

福岡以外の世界のいくつかのステーションでも、ライダーによる観測、または薄明グローの観測によって、昨年10月末(Hawaii, 19.3°N)から12月末(Kerringham, 52.3°N)にかけて成層圏エアロゾルの急激な増加が検出されている。これがFuego(14.5°N)火山噴火に伴って成層圏へ放出された火山ダストとすれば、緯度方向への輸送速度は50cm/s程度と計算される。これは1963年Agung火山噴火の際のそれと同程度であるが、定高度気球による輸送速度観測結果に比して1桁大きい。

この火山ダスト層は、初め高度17km付近に出現したが、11月下旬から12月中旬にかけては19km付近に鋭いピークを帯びて存在し、以後下方に拡散して行く様子が見られるが、成層圏温度の変動と共に複雑に変化している。ここでは昨年10月以来、最近までのライダー観測結果、および成層圏の温度、風などの変動との関連について、比較検討した結果を報告する。下図には、急増加以前と以後の β_M の高度分布をレウィンゾンテ観測による温度の高度分布と共に一例ずつ示してある。

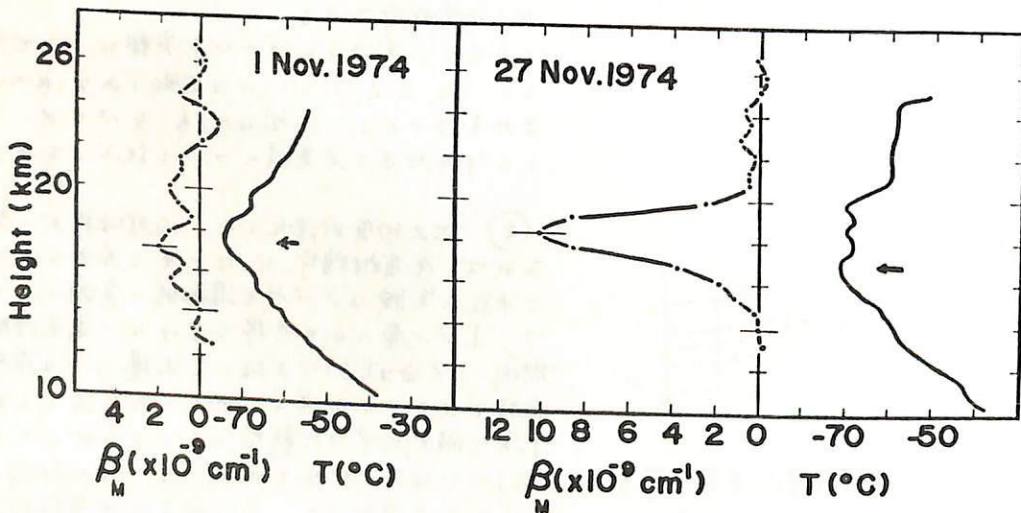


Fig. 2. Height profiles of β_M and temperature before (left) and after (right) the volcanic dust event in Fukuoka. Arrows indicate the heights of tropopause.

成層圏エアロゾル生成論：レーザレーダ観測値 と Aitken 粒子密度の関係

広野求和 藤原玄夫 渡辺健一
丸大理

成層圏エアロゾル層は、レーザレーダにより福岡(33°N)で1972年10月以来観測されている。この観測結果と鹿児島で行なわれたラジオゾンデによる小イオン観測結果に基づいて、*size distribution function* $n(r)$ が議論されている。 r は粒子半径とする。
A: $2 \times 10^{-7} < r < 4 \times 10^{-6}$ cm の領域で $n(r) = C_A r^{-2.5}$ で、B: $8 \times 10^{-6} < r < 3 \times 10^{-4}$ cm の領域では $n(r) = C_B r^{-4}$ で、 $4 \times 10^{-6} < r < 8 \times 10^{-6}$ cm の間は遷移領域であるとするれば、上記二種のデータはうまく統一的に説明できる。このような *size distribution* は本質的に Friedlander が1960年頃に、相似則にもとづいて推定したものと同様である。この様にしてえられた *mass concentration* M は、Lagrus 等により直接捕集測定された値と同じ程度であるが、 M の値は粒子のレーザ光に対する屈折率 m によって敏感に変わり、 $m=1.41$ のときの値は $m=1.5$ のときの値の約2倍である。この様なモデルでは、A領域の粒子の衝突の際の *coagulation* の確率 α を $0.7 \sim 0.9$ とすれば、層の緩和時間が 10^7 s の程度となり、Castleman が $[S^{32}]/[S^{34}]$ の測定から推定した値に等しくなる。

Aitken 粒子の数密度 N_A は、 10^4 cm^{-3} の程度となり、de Bary and Rössler らの光散乱観測からえた値と同程度であるが、 MA は、彼らの値より小である。CN counter では、はるかに小さい値 10 cm^{-3} がえられている。このようなモデルの真偽をたしかめるためにはさらにエアロゾル急増の際などに吟味してみることがのぞましい。

大気密度変動のレーザ・レーダによる大気エアロゾル観測への影響

皆越尚紀

上田恭市

五十嵐隆

郵政省 電波研究所

§1 まえがき、レーザ・レーダによる大気エアロゾルの遠隔測定には、エアロゾル粒子による Mie 散乱が利用されている。受信エコーから Mie 散乱光を分離するには大気分子による Rayleigh 散乱光強度の推定値が必要で、従来標準大気の密度が利用されてきた。一般に、標準大気というのは平均的な大気を表現するもので、日本のような中緯度では季節変動が大きく、エアロゾル分布の測定にはかなりの誤差を与えると思われる。気象庁発表の AEROLOGICAL DATA OF JAPAN から 10-50 km の大気密度を求め、その変動を調べた。

§2 大気密度の変動、1971-1973年の3年間の月平均の標準大気 CIRA1961からのずれを図1に示す。~20 km以下の値は館野高原気象台(36.1°N)のバルーンデータから、また20 km以上の値は綾里ロケット観測所(39.0°N)のデータから求めた。これによると日本上空の月平均大気密度は季節によって10%以上(~16 km, 42 km以上)標準大気からずれ、年平均密度からも10%近く(~16 km)季節変動している。月平均値に対する日々変動は冬は標準偏差で6%以下(最大偏差8%以下)で、夏は小さく冬の1/2程度である。図2は1月と7月の月平均値の緯度変化を示す。館野から±5°以内では数%以下になっている。

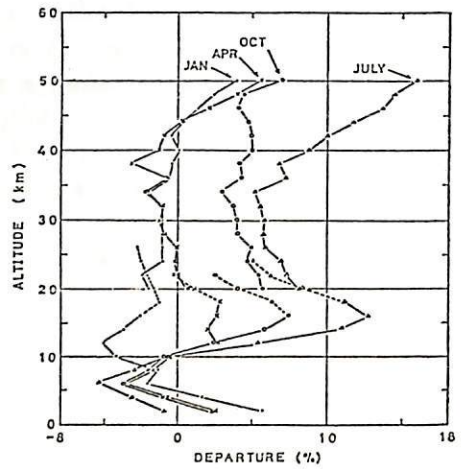
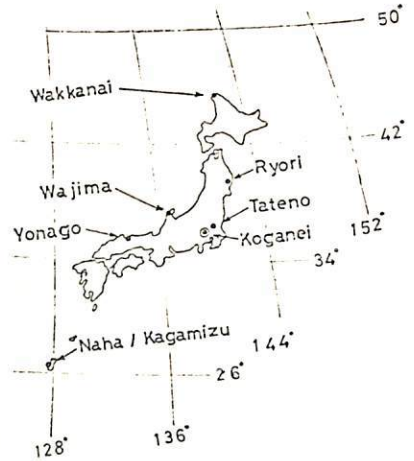
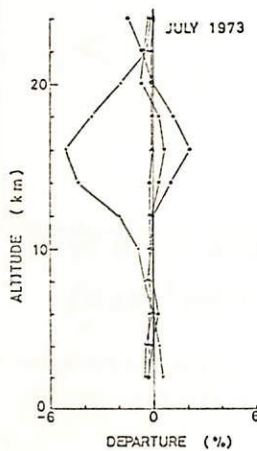
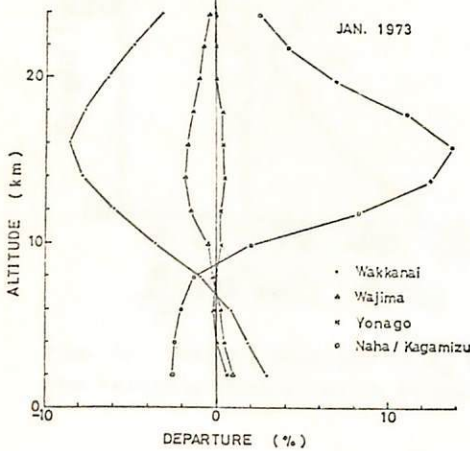


図1 Seasonal variation of mean monthly density profiles as percent departure from CIRA 1961

図2 Latitudinal variation of mean monthly density profiles as percent departure from that of Tateno station



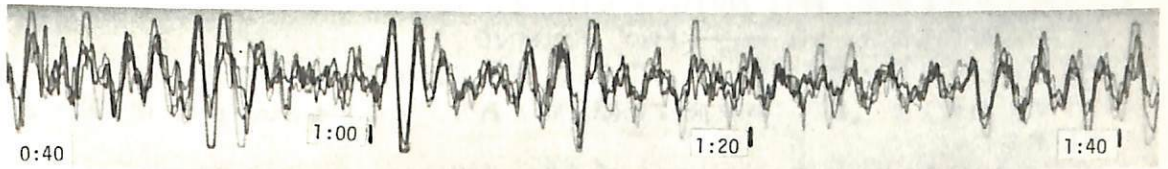
鈴木 裕 竹屋 芳夫
大阪帝立大学工学部

昭和基地附近に設置したマイクロホン網の第1図の如き微気圧波を記録した。図は十ヶのマイクロホンの記録波形を位相が合う様に適宜な時間ずらして、重ね合わせたものである。

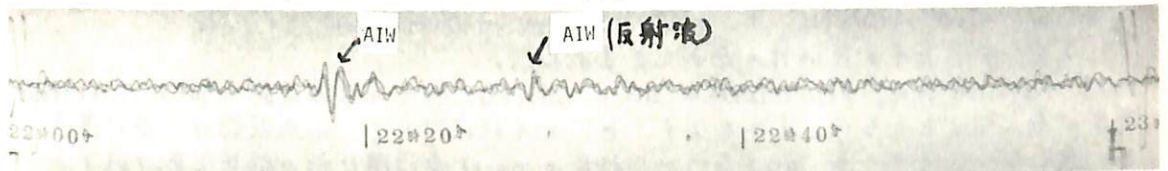
比較のために、第2図にオーロラからの超低周波音波(AIW)を、第3図には風が山に当たることによつて発生したと思われる波を示す。第1図の波の最も特徴的な点は phase velocity が数 m/sec 程度で非常に遅いこと、第2, 3図の波はいづれも音速以上のスピードである。

当講演では、この第1図の波について述べる。この波の特徴は以下の如くである。

- ① 音圧は数 $10 \mu b$ である。
- ② 波の振動の周期は2分前後である。
- ③ 昭和基地から5~10 km 離れた観測点では類似する波形の記録は見つかっていない。(水平方向には伝播しない?)
- ④ 水平方向の phase velocity (500 m ~ 1 km 離れたマイクロホンで測ると、水平方向に伝播するとすれば)は数 m/sec 程度で速いものでも数 10 m/sec である。



第1図 この種の波について報告の予定



第2図 オーロラからの超低周波音波(AIW)



第3図 Aerodynamic Infrasound from Mountains

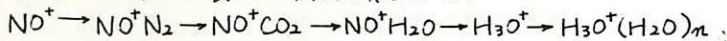
上山弘・反田久義
東北大学理学部

D層イオン分布における最大の特徴の一つは、 $H_3O^+(H_2O)_n$ の形の重いcluster ionが低領域では主要成分であるが、高度85 km以上では急速に減少し、代って NO^+ , O_2^+ , および金属イオンが主要成分であるE領域と連結することである。また負イオンでも、低領域では CO_3^- , $NO_3^-(H_2O)_n$ が主成分であるが、70 km以上の領域では急速に減少する。このようなD層の特徴を理解するために、様々な理論的研究が試みられているが、最も重要なionizable componentであるNOの分布がよく判っていないことと、 NO^+ から $H_3O^+(H_2O)_n$ に至る変換反応系が知られていないために満足できる結果が得られていない。

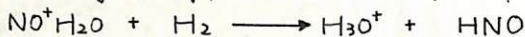
この研究においては、従来のこの種の研究の行方まりを打開するために次の事柄を検討した。

(1) まず、電子密度、ion組成の特徴から逆にNOの密度分布を求めた。その結果は、NOに関するMeira (1971), Tohmatsu and Iwagami (1974)らの観測値に、非常に近いprofileを得た。

(2) NO^+ を $H_3O^+(H_2O)_n$ に変える反応鎖として、

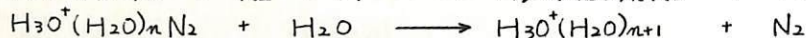
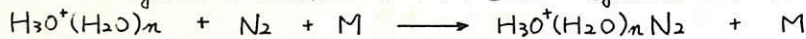


という形のもを考へ、特に NO^+H_2O から H_3O^+ を作る反応として、



を提案し、この反応の速度定数 k が、 $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ 程度であれば、 NO^+H_2O を H_3O^+ に変えるのに十分であること、またこの反応は発熱反応であり、少なくともenergy的には可能であることを示した。

(3) $H_3O^+(H_2O)_n$ のhydration reactionとして、直接のhydration以外に、



という反応が存在する可能性を示した。

(4) Negative ion, $H_3O^+(H_2O)_n$ のsharp cutoffは、(i)その生成反応のproduction rateが高度が高くなることと、(ii)小さくなること、(iii)これに対して、消滅反応は、逆に高度とともに速くなること、(iv)さらに、これらのionは多段階反応の結果生成されるので、以上の二つの効果が相乘的に集積されてくることにより説明できることを示した。

Meira, L.G., Jr., J. Geophys. Res., 76(1), 202, 1971

Tohmatsu, T. and N. Iwagami, 第55回日本地球電磁気学会講演会, 1974

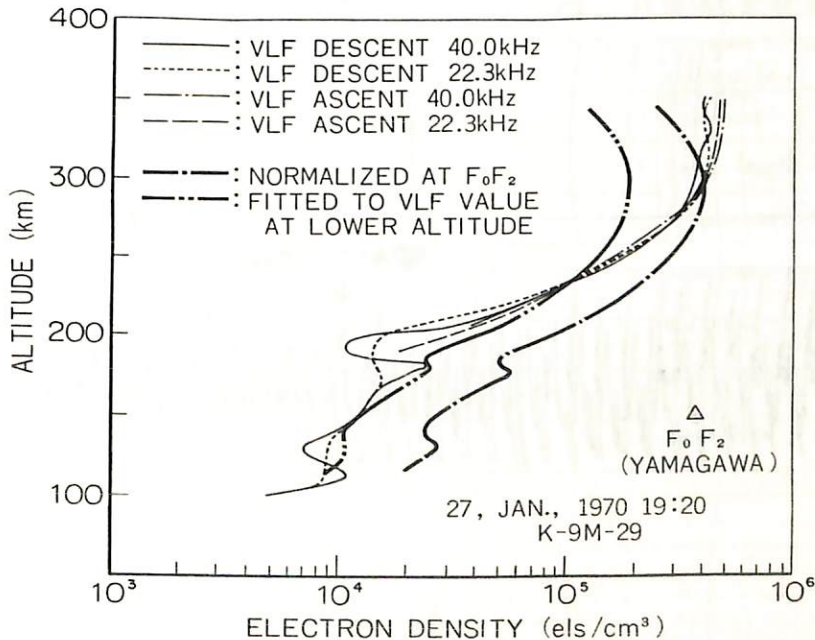
第 2 会 場

小山孝一郎 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

Langmuir probe 測定において、電極表面の汚染の程度によって電子温度算出に地球物理学上無視できる誤差を生じることはもはや周知の事実と思われる。(1),(2) 電子温度測定においてと同様、電子密度測定においても電極表面汚染の影響の程度はプローブの径によって異なるが2~3倍程度の誤差を生じることが実験事実が示すところである。一例として、K-9M-29号機による Doppler 法と Langmuir probe 法との電子密度の比較測定を示す。Langmuir probe 法においては通常 ionogram から得られた f_oF_2 をプローブ電流を規格化することによって、今この電流を f_oF_2 で規格化してやると、高度の低い所で Doppler 法とくわがうことが図よりおもしろい。表面汚染の影響は電子密度が低くなるほど、少くなるので Langmuir probe 法が正しい値を示すといえる。高度120km付近で Doppler 値に合わせると、高度の高い所で Doppler 法より電子密度が低くなる。講義では、電子密度算出の際のプローブ径の影響を室内実験の結果および電極表面の電子密度測定にも表面汚染の影響を少しもめとめられることを報告する。

REFERENCES

Hirao, K. and K.Oyama, J.Geomag.Geolect.,24,415-427,1972
Oyama, K. and K.Hirao, to be published in Planet.Space Sci.
Kimura, I. and K.Hirao, Rep.Ionosph.Space Res.,25,59-64,1971
Sechrist, Jr.C.F., Radio Science,9,137-149,1974

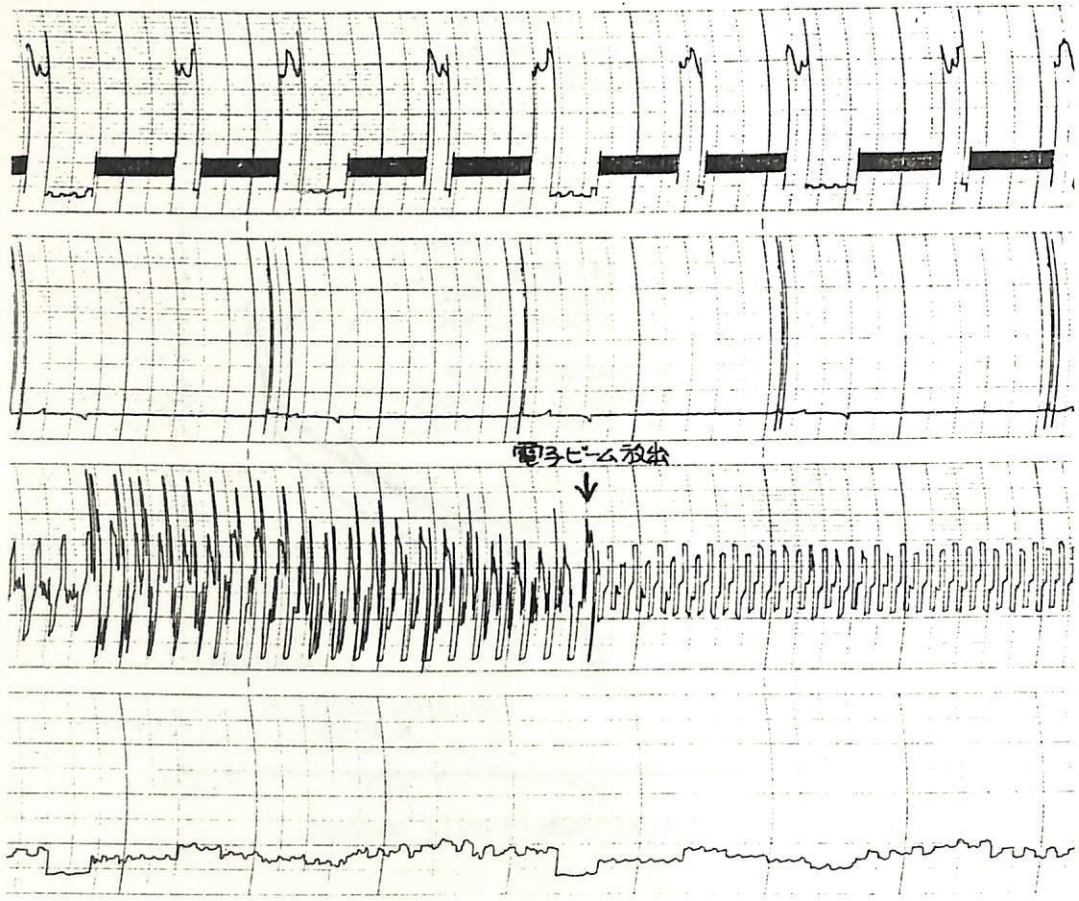


6-4

相乗機によるプラズマ擾乱

小山孝一郎, 平尾邦彦
東京大学宇宙航空研究所

最近、波動実験^{の場}、電子ビームは純粋に、オフ電位を変化させようとする見地から、電子ビームを放出する試みとみられる。しかしながら、オフ電位を測定してはいる電子温度プロファイルの基準電位^{の場}、電子ビームは電子温度プロファイルの出力波形を複製するが、電子ビームの放出はかみらずしもうまく行かぬように思われる。例として図に示すように、K-9M-46号機では電場測定を容易にした必要から電子ビームを放出させ、オフ電位はあまりに通常の電位(測りのプラズマに対して)から正電位へと転じた。極端に過ぎてまわりのプラズマをみだし、電子温度測定は不可能となった。K-9M-48号機ではヒータより放出された電子をひき出すためにアンテナに+10V印加したが、コネクタの電位はオフ電位を数倍、COUNTER ELECTRODEとして不十分な為とおもわれるが、むしろ更に電位(測りのプラズマに対して)へ5V以上変化した。以上のことから、ビーム放出の試みは、11%十分であると見なす。諸君は電子ビームを放出する試みをお持ちの予定の参考とす。また相乗機による測定におよぼす電子ビームの増幅を2.5倍だけ軽減する手段の参考とすは幸々と思ひ、あえて念し資料を發表する。



II-3

TOF法による稀薄ガス温度計(III)

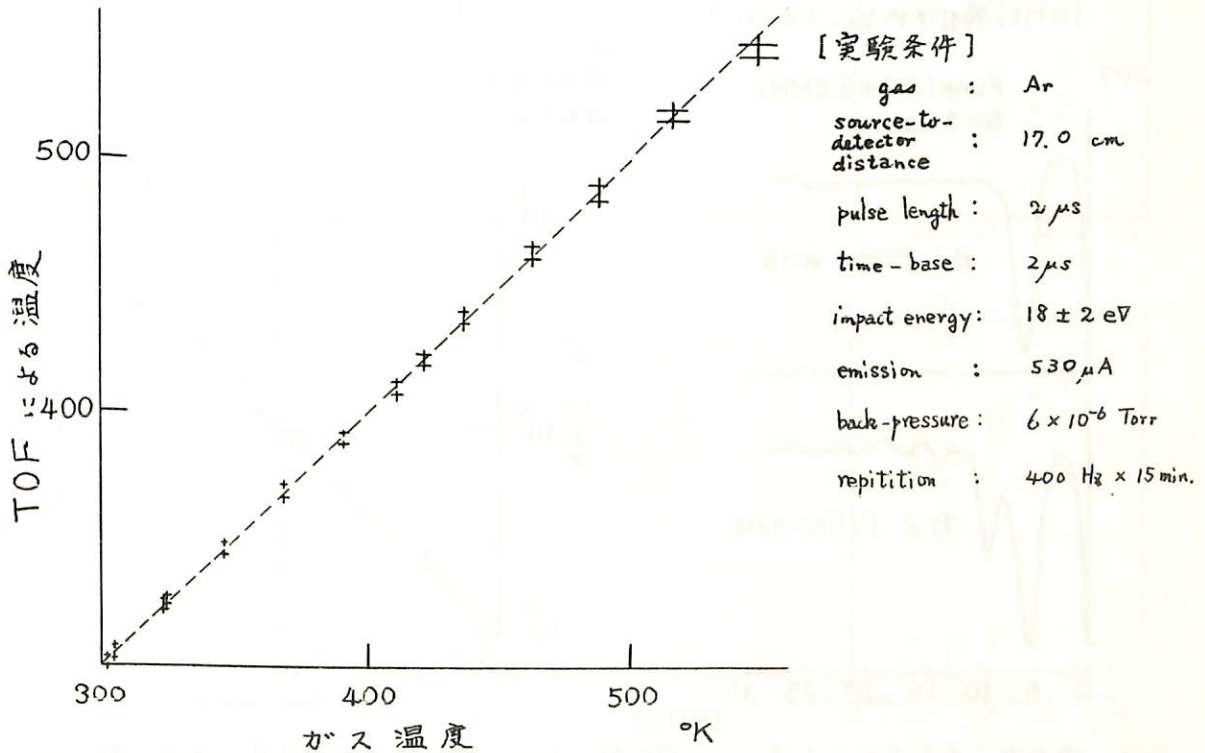
平尾邦雄 松村正三
東大宇宙研

TOF法(Time-of-Flight Technique)を使って稀薄ガス温度を測定することについては、52, 53, 54回学会で報告してきたが、以前の結果ではガス温と算出された温度との間に系統的な差が生じ、ガス粒子の速度分布が Maxwellian からはずれているのではないかという疑いがあった。今回、測定の時差-baseを更に細かく(10 μ s \rightarrow 2 μ s)して実験した結果、良好な精度で温度が求まるにわたり、その結果を報告する。

実験方法は前5回で報告したものと同一で、加熱したガスエンピシーから広散するガスの温度を変化させて、TOF法による測定と比較したものである。

下図はArを用いて実験した結果であるが、温度計としてかなり良い精度が得られたものである。

この実験は metastable-state に励起された中性粒子の速度分布を測定するものであるが、N₂を用いて行なう場合には、その life-time が問題となる。このデータについては現在解析中である。



II-4

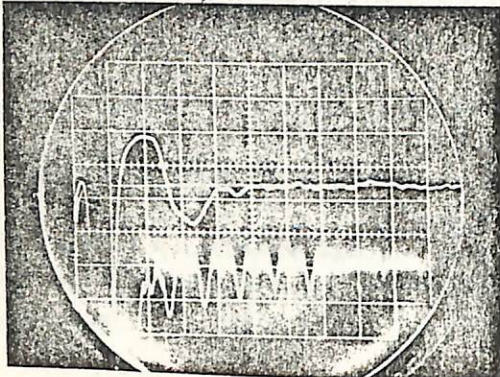
レゾナンスプローブの特性(3)

竹屋 孝夫 南 繁行

大阪市大工学部

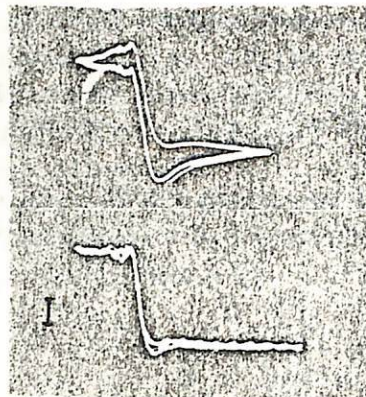
先は①差動レゾナンスプローブの基本特性②磁場中では、インピーダンスプローブ同様UHR周波数でデカップすること。こつて報告した。今日は特性こつき更追加紹介する。

(a)変調方式：オフセット電圧をいぢき、広い密度範囲で対数圧縮できるよつに、高周波を4モップして差動電圧を同期検波する方式と実験した。一例を図1に示す。(b)ヒステリシス：掃引速度によるヒステリシスちぢいは、



0 2 4 6 8 10
FREQ.(MHz)

図1. 変調方式の特性例(低周波は1KHz. 掃引は10Sec. 下はCAL)



0 2 4 6 8 10
FREQ.(MHz)

図2. ヒステリシス(上は、右から左プローブ特掃引片道3Sec. 下は0.3Sec. 性こつきで調縦軸5mV/d)

プローブ表面の電圧が誘電抵抗体により変形せし検出せしめるため生ずる。(c)：磁場中の特性は、先回詳しく述べたが、変調方式ちぢおつても図3のよつに変化するこぢかかつた。(d)比較実験は電子密度ちぢつき、インピーダンスプローブと行なわれちた。(e)プローブ基部付近のシーヌが

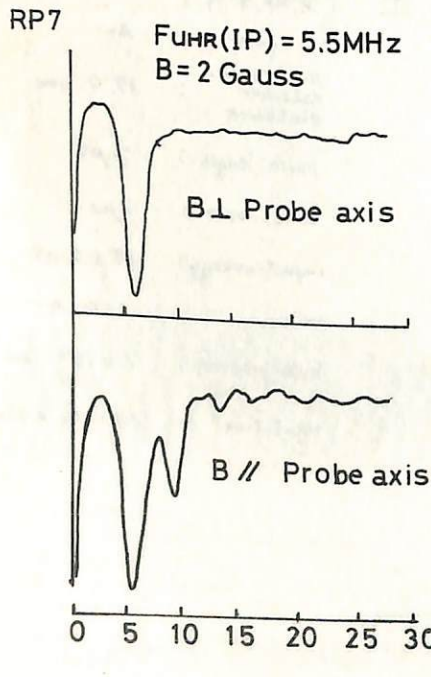


図3. 磁場中でのレゾナンスプローブ特性例

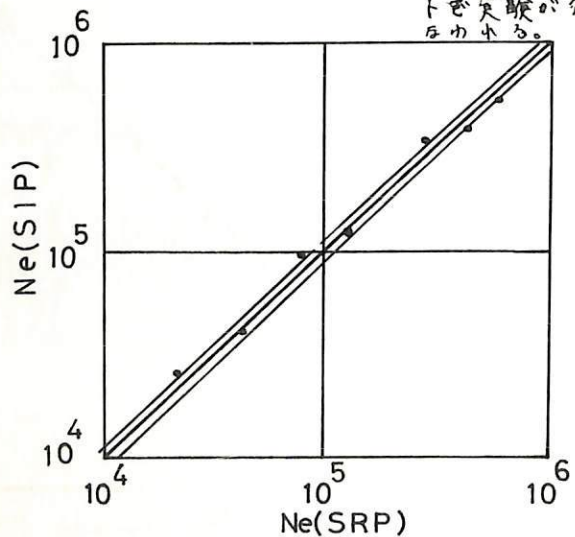


図4. 電子密度比較結果(斜線は誤差10%)

T. Okai,** M. Tsutsui,* S.Yoshikado,** H. Matsumoto* and I. Kimura**

* Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

** Dept. Electrical Engineering, Kyoto University

In order to investigate problems of plasma wave phenomena in space by laboratory experiments, it is necessary to produce quiescent, low temperature and homogeneous plasma whose conditions are similar to those in the ionosphere and/or magnetosphere.

We have developed plasma guns suitable for a space chamber with large volume at the Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University. Simple enlargement of previous back diffusion type gun cannot produce a low temperature plasma. Through some trials, a large scale plasma gun as shown in Fig. 1 was tentatively constructed. Although the temperature of the produced plasma is generally higher than that by a previous small gun, homogeneity of plasma was greatly improved. One example of plasma parameters obtained by the present new type plasma gun is shown in Fig. 2.

Further improvement will, however, be made on production of lower temperature and higher density plasmas.

References

T. Okai, Development of Large Volume Plasma Source for Space Simulation Chamber (in Japanese), Bachelor Thesis, Kyoto University, 1975.

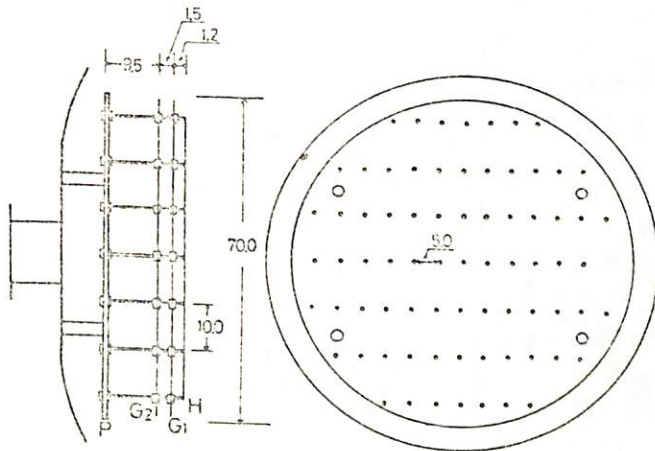


Fig. 1

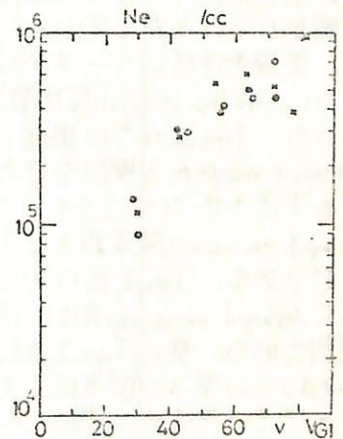
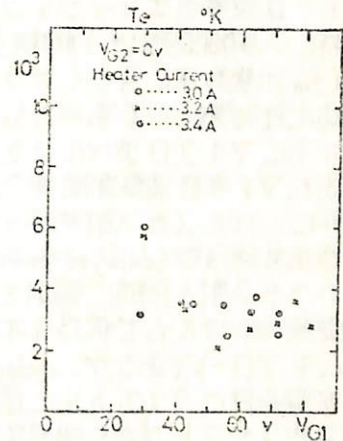


Fig. 2

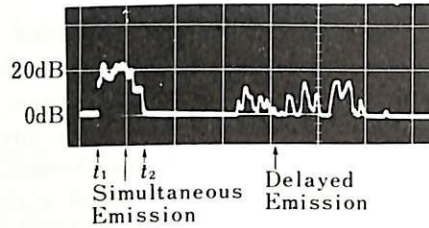
II-6

Delayed Emission Triggered by a High Power RF Pulse

佐々木進, 金子修, 河島信樹
東大宇宙研

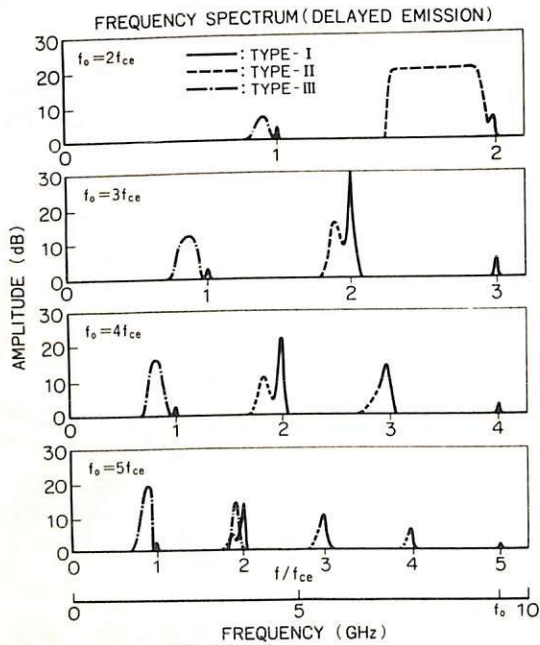
スペースに於ては横波と同様に磁化プラズマ中の縦波も重要な役割を果たしており、磁気圏での衛星等による実験以外にも、最近では木星あるいはパルサーからの電磁波放射もこの様な縦波と関連させて論じられている。我々はこの種の縦波励起のメカニズムを調べる為、以前から高密度磁化プラズマ(TPDソース, 定常Heプラズマ, $10^{13}/cc$)に高出力マイクロ波(9.36 GHz, 最大10KW, パルス幅10 μ s)を打ち込みその時起こされる現象について調べている。一般にマイクロ波パルスをプラズマに打ち込むとそれに伴ってマイクロ波帯のエミッションが観測されるが

特に入射周波数(f_0)がサイクロトロン周波数(f_{ce})の整数倍に等しくかつプラズマ周波数(f_{pe})にほぼ等しい($f_0 = n f_{ce} \sim f_{pe}$)という条件の下にマイクロ波パルスをプラズマに打ち込むとマイクロ波入射に伴う上記のエミッション以外に、パルスの入射が終わった後にも観測されるエミッション(delayed emission)が存在する。このうち入射と同時に観測されるエミッションは実験条件にほとんど依存せず周波数スペクトラムもアロードであるが、delayed emissionの方は実験条件にクリティカルに依存ししかもその周波数スペクトラムも規則的である。すでにこの辺り実験条件により三種類のdelayed emissionを観測しているが(オ2図)、このうちType I, IIは実験条件及びデータからその発生メカニズムにstatic instabilityが関与していると考えられる。Type IIIのうちは現在static modeかwhistler modeかを検討中である。オ3図は磁場を変化させて($n=2,3,4,5$)これら各TypeのDelayed emissionの周波数スペクトラムをとったものである。Type I, IIIはパルス入射時だけでなくdelayed emissionの発生に伴うX線バーストが観測される。更にType I, IIについては nH/n_c (Hは及 n_c Cold電子の密度比)を変化させる事によってその発生を人為的に制御する事に成功している。更に電子ビーム入射によってもこの遅延delayed emissionがtriggerされる事も見出された。



オ1図

	TYPE I	TYPE II	TYPE III
EXPERIMENTAL CONDITION			
PUMPING K' DIRECTION	K, B	K, B	K, B
FREQUENCY	$F_0 = n f_{ce} \sim F_{pe}$	$F_0 = n f_{ce} + F_0 \rightarrow F_{pe}$	$F_0 = n f_{ce} \sim F_{pe}$
MAGNETIC FIELD	MIRROR	MIRROR	MIRROR
CHARACTERISTICS			
FREQUENCY	$n f_{ce}$	$(n+1/2) f_{ce}$	$(n-1) f_{ce}$
SIMULTANEOUS X RAY	YES	NO	YES
DELAYED X RAY	YES	NO	YES
DIAMAGNETIC COIL SIGNAL	YES	YES	YES



オ3図

II-7

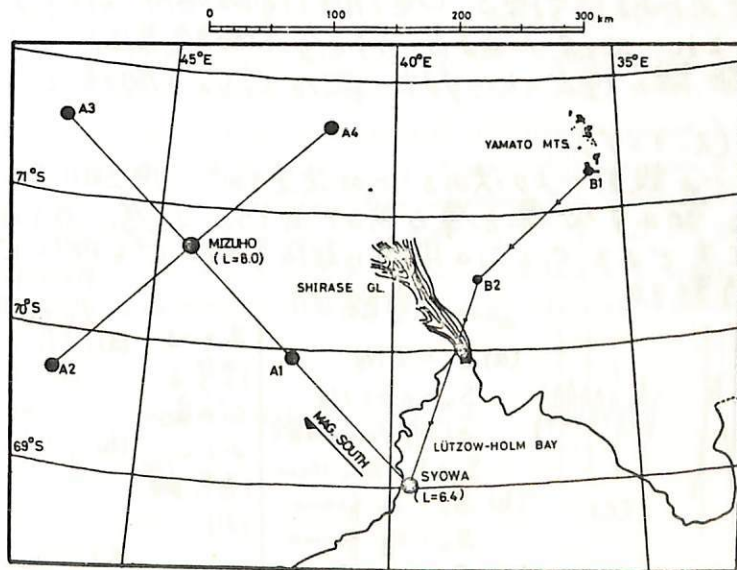
南極における無人観測施設の用発

梶川 勝 平沢威男 永田 武
国立極地研究所

地磁気, 自然電波, オーロラなどの空間的なひろがりとその伝播を精密に測定すること, 即ち, オーロラ・フレアーの発達とその伝播を調べることは, 磁気圏のエネルギー放出過程を明らかにする上で極めて意義あることである。このため, 下図に示めすように, 昭和基地, みずほ観測拠点を中心に 4ヶ所の無人観測点を作り, 観測点網を形成させ, 地磁気, 自然電波, オーロラなどの観測を IMS 期間中に実施する計画である。上述目的にかなうよう南極の厳しい自然条件にたえ得る無人施設を現在試作中で, その主な仕様は (1) 自記記録方式, 観測継続期間 4ヶ月以上。

(2) 自然条件, 気温 -50°C 以下, 風速 30m 以上, (3) 電源, 耐寒用空気積層電池 (-30°C まで動作), 風力発電 (12V, 400W) 主とし, 保温電源に使用,

(4) 刻時, 水晶時計, 時刻補正は NWC VLF 信号で毎正時に行う, (5) 観測項目, 地磁気変化 (flux gate, 3成分), 将来は, ULF, VLF Receiver, リオメーター 追加する。



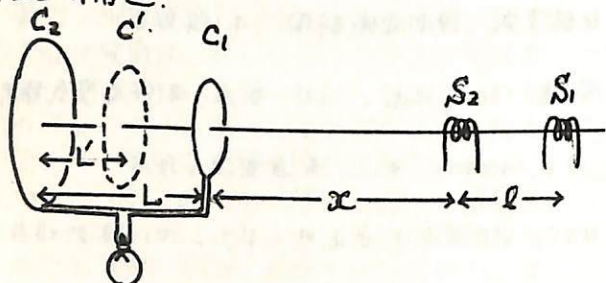
昭和基地およびみずほ観測拠点周辺の無人観測点配置図
A₁ ~ A₄, 無人観測点, B₁, B₂, テレメトリー観測点

山本利文, 石津美津雄, 北村泰一
九州大学 理学部

磁力計を飛行体に搭載する際の重大な問題の一つは、飛行体自身又は同系計測器による磁気干渉である。普通センサーを軸と離し、フィルターをかけたそれらも除去しているが、これには大なり小なり技術的な困難があり、根本的な解決策とはなっていない。特に感度の高い SQUID 磁力計 (10^{-9} T) と特殊搭載しようとするとき、この磁気干渉の問題は深刻な問題となる。

本報告の Modified Gradiometer という工夫は、センサーの周波数、フィルターなどによる磁気干渉を自動的に除去する為の工夫であり、そのもともとのアイデアは、すでに報告済みであるが、今回はその応用の発展と、実際には SQUID を用いておこなった実験の結果をのべる。

[I] 構造



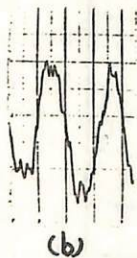
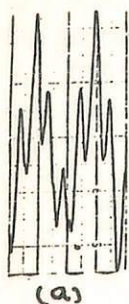
左図のような面積の異なる2つの超伝導コイル C_1, C_2 があり、その巻数を互いに逆にするように接続してある。 C_3 は SQUID に結合させている。

[II] 効果

C_1 から距離 x にある信号源 S_2 (飛行体干渉磁場源) の信号は C_1, C_2 により自動的に消去され、 $x \pm l$ にある S_1 の信号 (地磁気源) のみを取り出す。この x を焦点距離と呼ぶことにすると、 x は C_1, C_2 の面積、 L の関数である。

[III] 焦点調節 (フocusing)

焦点はあらかじめ設計により決めることが出来るが、一度 SQUID をおこなった後から焦点を動かす必要も屡々あるであろう。この為にはあらかじめこの焦点調整の工夫である。 C_1 と C_2 の中間に超伝導コイル C' と挿入し L' を動かすと焦点距離が移動する。



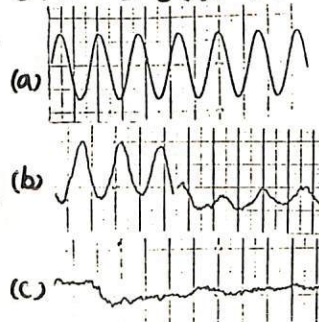
← 実験例 →

(a) $S_1 = 1 \text{ Hz}$
 $S_2 = 0.25 \text{ Hz}$
 と off focus 場合
 S_1 と S_2 の距離 10cm

(b) S_1 : on focus
 S_2 : off focus

(c) S_1 : off focus
 S_2 : on focus

出ている信号を C' を動かして消去する例



地磁気脈動周波数の範囲内での誘導磁気計の周波数レスポンスを決定する諸因子を理論的に解析した結果を紹介する。誘導磁気計は head sensor, amplifier, 両者と連結する cable (これを cable 1 と呼ぶ) と cable 2 (これを cable 2 と呼ぶ) とは長さ 100 米程度の cable 以上と仮定する (これは cable 1 と呼ぶ)。amplifier は抵抗 R を含む。磁気計は cable 1 の長さ 100 米程度の cable 以上と仮定する (これは cable 2 と呼ぶ)。更に head sensor と固定した calibration coil とを含む calibration system を設置する。これは通常である。calibration coil は cable (これを cable 2 と呼ぶ) に接続し、signal generator と連結する。signal generator は amplifier の入力に接続する。従って cable 1 と cable 2 の長さは大略相等しい。この system に作用する周波数レスポンスを決定する factor とし、head sensor の等価回路常数, amplifier の input impedance 及び cable 1 の terminating resistance, amplifier と recorder の周波数特性を考慮する。併し、これは外に考慮する必要がある。

(1) cable 1 に接続する周波数レスポンスがどのように影響を受けるか?

(2) calibration system と接続する detection system がどのように影響を受けるか、これは無視出来るか? の二つの問題がある。第一の問題は、先ず如何なる条件下で cable の series impedance を無視出来るか、明白にする。series impedance を無視出来る場合、cable の影響は甚だ複雑であり、数回の助けなしには議論するに値しない。series impedance を無視出来る場合、cable の影響は、その検出容量のみに考慮される。これは head sensor の静電容量に並列に入るので、従って cable を無視出来る。これは普通である。第二の問題は、cable 2 の series impedance を無視出来る場合、解析は、実行可能な程度に簡易化される。この場合、calibration system の影響は無視出来る条件下で、detection system 及び calibration system の二つの impedance Z_d, Z_c 両 system 間の (head sensor と calibration coil の) mutual inductance M とし

$$|Z_d Z_c| \gg (\omega M)^2$$

を認める。

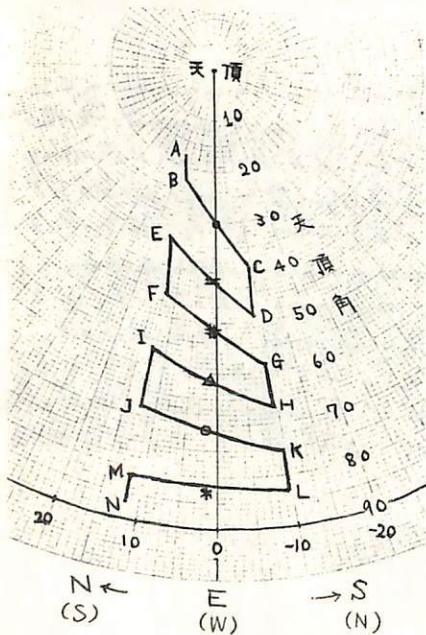
以上の二つの問題の他に、如何なる条件下で、周波数レスポンスの calibration を正しく行うか、という問題も研究する。この場合に、cable 1 及び cable 2 の series impedance を無視出来る問題は簡易化される。この場合、次の三つの条件が先ず考えられる。calibration を正しく行うことは、(i) calibration coil と cable 2 の容量の和, signal generator の output impedance と load impedance の和, 更に周波数、これは三つの値が、 L と C の十分小であること。 (ii) 観測時には、signal generator を switch off した時、load impedance 及び signal generator の output impedance は、等価の compensating impedance と接続する。これは従って、calibration system の回路が閉じられること。 (iii) signal generator の output impedance, load impedance 及び calibration coil の resistance, 三つの和が、calibration coil の resistance の十分小であること。以上の諸条件が満たされる場合、signal generator の起電力を一定とした場合の detection system の voltage output V 、自然磁場の振幅 H 、一定の場合の output V の比は、可成りの周波数に於いて恒に constant であることが証明される (以上)。

*現在、東京工学・理・地球物理研究施設に滞在。

中村 正年 · 渡辺 隆 篠木 誓一
東京教育大学 理学部

前回(昨年秋)、バルーン観測のデータ解析経過を発表したが、それ以降の解析結果をここに発表する。このバルーン観測の主目的は、前にも述べたが、OH大気光の発光形状を光電観測し、その空間的移動もしくは時間変化の機構を解明すること、及び同程度の発光層高度を持つ他の大気光の同時観測によりOH分子の励起機構を論ずることである。観測した大気光は、OHマイネル帯のうち(7-2)、(6-2)の2つのバンド、酸素原子5577 Å、酸素分子の大気帯(0-1)バンドの計4種類である。

前回の発表の時点では、視野の矩形的 scanning のうち3点のみ(下図 C, J*)の解析であったが、その後一回の scan 当り下図に示した A~Nまでの20点の発光強度を求めた。それを天球面にプロットすることにより強度分布図が描けた。一晩(10:30PM~3AM)に各波長45回ずつの scan を行なったが、データの質が良い OH(6-2)バンド及びOI 5577 Å の二波長について強度分布の時間変化を一晩に亘って追って見た。それによると、時期によってはっきりした縞状の強度分布を呈することがあり、それが時間的に波が伝搬する如く移動する例がみられた。更に興味深いことは、その波動的变化においてOHの変化と5577 Å の変化の位相が全く逆らしいということである。これは両者の発光高度の違いによる内部重力波の位相の違いとして解釈できる可能性もある。なお、OH(6-2)バンドの変化によってもたらされたこの波動の周期は約50分、発光層に平行な方向の水平波長は200 km程度であり、内部重力波としてもおかしくない値であると思える。(1),(2) ただし、観測時間中にこのような縞状の強度分布が現れている時間は限られており、他の大部分の時間は更に複雑な様相を見せており、波動だけでは全てを説明できない。



(*) 内径半(0.50~3:00)

その他、四種類の大气光において、左図の各点の発光強度の時間変化を見てみると、OHにおいては、ある点の変化を見た時に2つのバンドの変化の傾向が良く似ていると言えらるのに対し、点による変化の違いが大きい。言い換えれば空間的不均一性が大きい。それに比して、5577 Å の変化は全体的な強度変化の方が大きく、空間的不均一性は少ない。O₂の(0-1)バンドにおいては、全般におとらしい変化を示すが、傾向としては5577 Å の変化に似ている。このようにすることからOHの励起機構に関する議論ができたが、これは当日時間が許せば述べてみたい。

(1) Hines, Can. J. Phys. 38, 1441 (1960)

(2) 杉山, 舞原, 奥田, 宇宙研報告 第10巻 1号(B) P218 (1974)

II-11

夜光 O₂ (1.27μ) のバルーン高度における
天頂角分布

牧野忠男、山本博聖、関口宏之
立教大、理

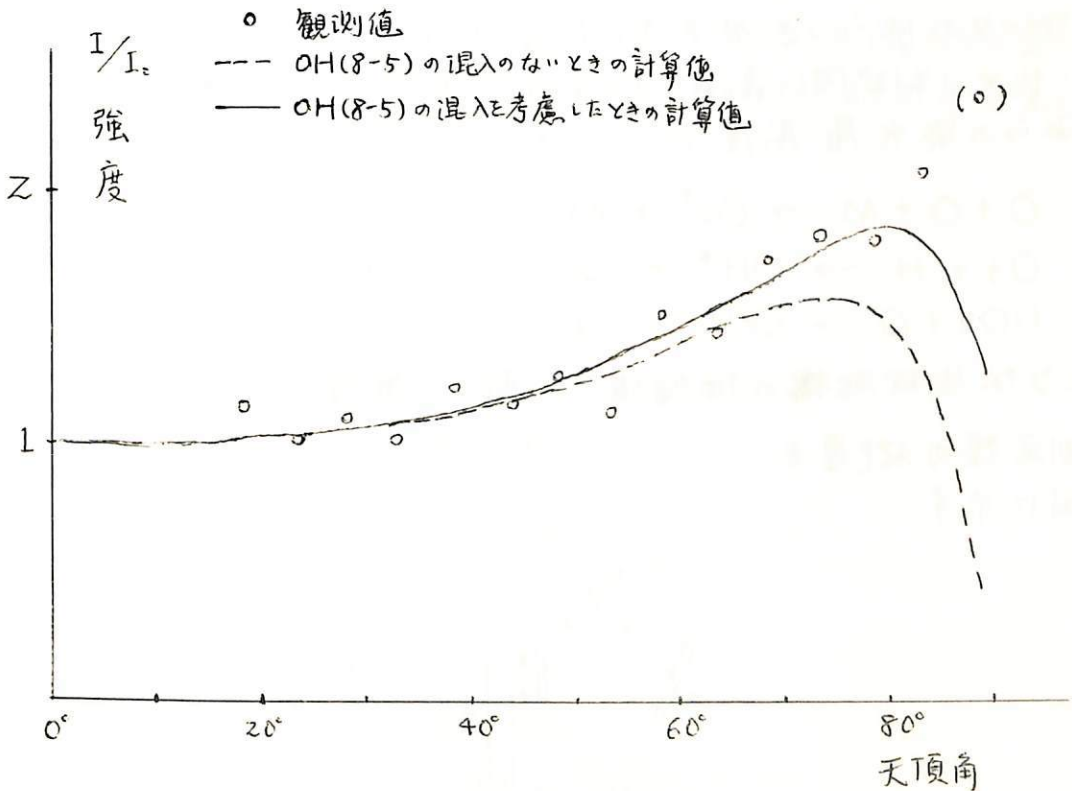
1972年9月にバルーンにより高度24 kmにおいて Infrared atmospheric oxygen band (1.27μ) の測定を行い、その天頂角分布を得た。このデータは文献[1]に発表されている。

今回はこのデータを下層大気の大気吸収及び OH(8-5) band の混入を考慮して計算し、観測値との比較をした。計算は 1.27μ について日 放射温度を 200°K, 高度を 90 km とし、下層大気中では Hunten et al [2], Evans et al [3] の方法に若干の改良をし、Voigt line profile を用いて行った。計算による天頂角分布はカーブの真線の形が期待されるが、OH(8-5) の混入を考慮すると実線となる。OH(8-5) は下層大気で大気吸収はなりのものとした。

これに対し観測値は○印で示しており、天頂角 80° 以上をのぞいて 20° ~ 80° では良好な結果が得られた。

参考文献

- [1] 牧野忠男, 関口宏之, 山本博聖; 宇宙研報告 vol.10, No.3, 528, '74
- [2] Wallace L. and Hunten D. M.; J. G. R., 73, 4813, '68
- [3] Evans W. F. G., Wood H. C., and Llewellyn; Canad. J. Phy., 48, 747, '70

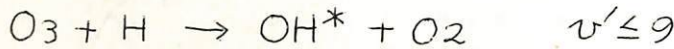


渡辺隆・篠木晋一・大島新一・中村正年(東教大理)

観測概要

1975年1月17日(18:35 JST, 日没1時間後)に内の浦から打ち上げられたK-9M-49号機によって夜間大気光の観測を行なったので報告する。観測はOH Meinel帯(7,2)及び(6,2)バンド, それにO₂ Atmospheric (0,0)バンドの3つの波長領域で行なわれ, それぞれのバンドの発光層の高度プロファイルを得ることを目的としている。測定は開頭(X+49秒, 高度70km)~79秒(130km)及び下降時499秒(130km)~着水に行なわれた。各バンドの発光層の高度プロファイルは各バンドの強度データを微分して得られるが, preliminary data analysisを行なった結果では, O₂(0,0)バンドは94kmに, OH(7,2)バンドは90km付近に発光層のピークがあることがわかった。OH(6,2)バンドはデータのばらつきが大きいためはっきりしないが, OH(7,2)バンドとほぼ同じ高度プロファイルをもっているようである。

これらの発光層高度プロファイルは

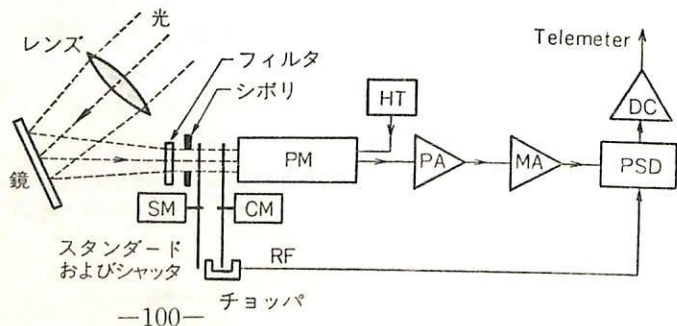


のような生成機構の理論値と比較して議論される。

測定器の概要を

右図に示す

光学系及び電気系のブロックダイアグラム



渡辺 隆 (東教大理)・小川利紘 (東大理)。
 等松隆夫 (東大理)

観測目的と概要

成層圏から熱圏下部の大気構造を調べる上で大気オゾンの垂直分布を観測することは重要なので、我々はオゾンの中間紫外領域の吸収を利用した吸収法による観測を行ってきた。

K-9M-49号機では中間圏微量成分を総合的に観測することを目的として赤外大気光 O_2 IR Atmospheric Band の観測 (立教大AIR) と近赤外大気光 O_2 Atmospheric Band 及び OH Meinel Band の観測 (東教大AGL) との同時観測を行なった。

ロケットに搭載した測定装置は太陽放射を測定する4本のフォトメータである。それぞれのフォトメータは干渉フィルターと光電管から成り、フィルターの中心波長は 2360\AA , 2720\AA , 2920\AA 及び 4500\AA である。得られた太陽放射強度の高度変化から吸収物質であるオゾンの密度分布を求める。測定結果は現在解析中である。

奥田光直
(弘前大・教育)

OI 5577 Å 大気光強度が、まれに 周期十分以下・振幅数十 Rayleigh の短周期変動をすることが、I 4 Y - II 期間中に見出され報告したが、その後も、この様な変動例が観測されているので報告する。一般に振動は複雑であるが、非常に明瞭な長時間に亘って周期の一定な例は、通常、年に二、三回観測される、周期は十分前後、振幅は 40 Rayleigh 程度である。これには、周期 20 分程度の時間程度の変動もあり、gravity wave と関連があるものと思われる。

References:

Okuda, M. Sci. Rep. Tohoku Univ. ser. 5. 14, 1, 1962

Fukuyama, K. 日本地球電気磁気学会 55 回 56 回講演会, 1974
J. Atmosph. Terr. Phys. to be published

斎藤文一

新潟大、理

1972年秋、ジャコビニ・ウィンナー彗星に伴う大流星雨が予想されて発表されたことは記憶に新しいことである。1933, 1946年に降っている、1972年10月8日15:30 JST, 日本ではよい条件で肉眼が観測できるという予想であった。大気光現象に対する流星雨効果ということは従来資料がなく、興味は持たれた。とくに、1) 大気光の時間的強度変化の原因として流星効果の可能性, 2) 薄明時や夜間における全層輝線の強化変化, 3) 光の他の超層大気への影響を注視された。結果的には、お夜、見るべき流星雨現象と呼ぶべきものは無かったとされているが、しかしそれはあくまで流星として確認できる対象として、今後は流星による ionization trails として電離層で確認できる対象として言うことには、もう一つのことである。それ以外の何らかの invisible 効果、熱的効果や電離層の加熱効果などがある。そしてこれ以後、大気電の全般のスペクトルの変動の中にあらわれるものがある。

ここに使用した夜光分光器は、分散 $170 \text{ \AA}/\text{mm}$, $f 91 \text{ mm}$, $F/5.7$ のカメラレンズ、視野が、使用フィルムは1032-Fである。見つけの方向(何れも天頂角 55° , NW, SE の方向)の夜光スペクトルは、同一フィルム面上に重ねて撮影される。よく知られた輝線以外に、分子帯線が弱くエミワシメントも検出しないということからスリットはかなり狭く、最小分解波長 0.6 \AA とする。7ジ・パレット現象12分、使用マイクロフィルムターは MK III CS タイプのジョイス、レコ社製のものを採用する。

観測結果は Table 1 のようである。お夜は、新潟の空は通常よりやや曇り、お夜は晴れ、肉眼で流星は見えない程度の透明であった。

Table 1 観測状況 Oct. 8-9, 1972

Film No.	Sky	Starting time	Exposure time
1	twilight	LT 18:02	7 minutes
2	twilight	" 18:09	20 "
3	night	" 19:20	240 "
4	night	" 23:26	282 "
5	twilight	" 04:42	15 "

夜光スペクトルは, Chamberlain (1961), Broadfoot and Kendall (1968) の夜光スペクトルと、諸君とを比較された。その結果は、

Fe, Ni, Mg, Ca などの全層輝線は、夜間、薄明とも見つけられ、強化は認められ、Na 以外の、明らかな夜間後の強化のみと認められた。Ca⁺ 輝線の強化は認められなかった。

5577 \AA , 5300 \AA は両方とも夜半後には弱化した。 6300 \AA のこの変動は、電離層との関連に興味がある。

OH の Meinel 帯は、若干のバンドで夜間の強化のみと認められた。
 N_2^+ の 1st. negative 帯, 3914 \AA 付近には興味がある。薄明では見つけられなかったが、お夜には見つけられた。流星雨効果があるかどうかはわからない。

同じ波長のバンド・ライフの若干ある。

以上、予想とは異なり、流星雨の夜は見られなかったことでもあり、この結果は、顕著なものはないが、記録として残しておくべきであると考えてここに報告する。

福山 薫 (京大・理)

大気光放射の強度は、中性大気組成濃度の変動を通して、地磁気・太陽放射等の変化の他に、この高度領域及び下層からの大気運動の影響を受けて変動している。今回、上部中間圏・下部熱圏と下層大気との力学的な相互関係を調べる目的として、長期にわたる大気光強度の測定結果の解析を試みた。解析結果によれば、成層圏大気力学が大気光強度変動に対して重要な効果を及ぼしていることが見い出された。

解析に用いられた data は、IGY 以降 1969 年までの Haute-Provence (France) における OH [6700Å], NaD [5890Å], OI [5577Å] 及び国内 (仙台・新潟・柿岡・岐阜・堂平 etc) における OI [5577Å] または OH 大気光天頂強度の 1 時間ごとの測定結果である (東京天文台田鍋浩義氏の提供による。)

Preliminary Results

今回、特に成層圏冬季突然昇温時前後に対して解析をおこなった。それによれば、

- ・大気光強度の顕著な増加 ($\Delta I > 100\%$)。

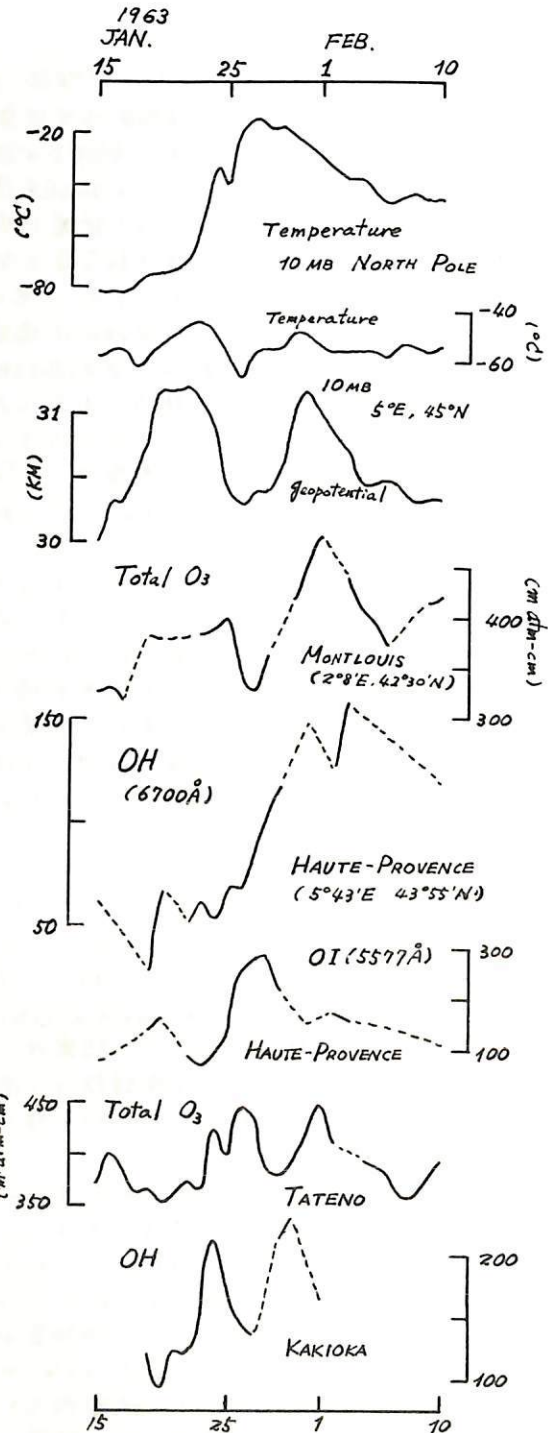
Haute-Provence での OH 強度は、一般的に、北極上 10 mb 面での温度最大より 5~10 日前に極大値を示す。温度上昇がきつめである ($\Delta T \sim 60^\circ C$) である。た'63 年 1 月末、'67~'68 年の例では、極温度が最大の日より数日後に極大となる。

- ・他の時期に較べ、短周期 ($\tau \approx 2-4$ 時間) の変動が顕著に存在する。
- ・大気光強度・全オゾン量・10 mb 面 geopotential height の間に相関関係が存在。

(右図: '63 年 1 月末の成層圏突然昇温時の例)

Maximum Entropy 法による power spectrum の評価によれば、

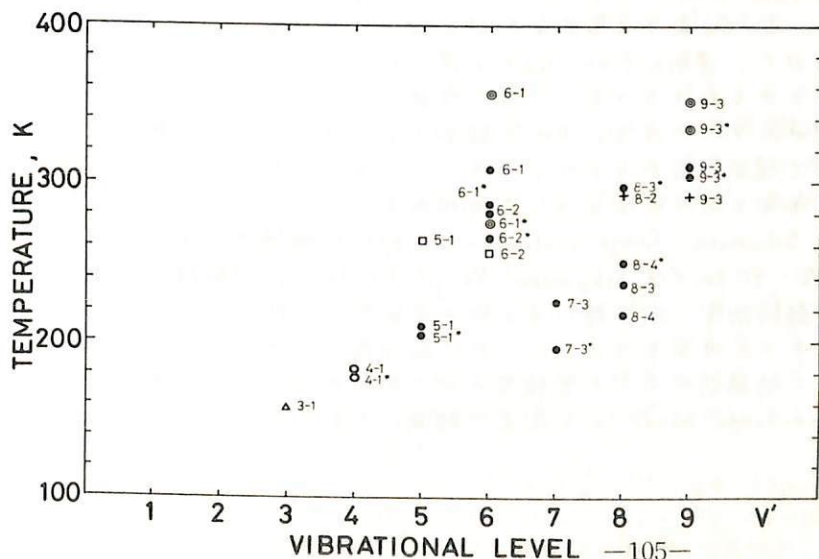
- ・12, 6, 4, 18 ヶ月周期の変動が顕著である。
- ・また、成層圏洋之年周期振動と関連していると思われる変動 ($\tau \sim 30$ months) も認められた。



Suzuki, K. and T. Tohmatsu

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

ABSTRACT: The rotational temperatures of the airglow hydroxyl emissions arising from various vibrational transition schemes were obtained by using spectroscopic data from various experimental sources. The rotational temperature was found to depend systematically on the quantum number (v') of the upper vibrational level from which the relevant band originates. It has dual relaxation characteristic with respect to the degradation of vibrational quantum number, taking maximal values at $v' = 6$ and 9 , which exceed considerably the atmospheric temperature. It drops off quickly as v' decreases from 9 to 7 , and then from 6 to 3 after taking the second maximum at $v' = 6$. This v' -dependence of the rotational temperature is in favor of the hypothesis that there are two ways in the excitation of the hydroxyl airglow: $O_3 + H = OH(v \leq 9) + O_2$, and $HO_2 + O = OH(v \leq 6) + O_2$. The present result again implies that the relaxation time of rotations of OH molecules in the mesosphere is as large as 10^{-1} sec; a value an order of magnitude larger than that inferred in earlier laboratory workers.



The rotational temperature of OH emissions obtained in the P-branch analysis.

- : Broadfoot and Kendall, 1968
- †: Meinel, 1950
- ⊙: Suzuki, 1969
- : Blackwell et al., 1962
- : Harrison and Kendall, 1973
- △: Baker, 1975
- ★: P_2 band data

小川 利 紘 (東大・理)

最近得られた下部熱圏での酸素原子の直接測定結果, および O_2 , Ar 分布の測定結果と, モデル計算結果との比較から, 次のような結論が得られる。なおここでモデル計算の標準的結果としては, 波長域 $1450-2000 \text{ \AA}$ での太陽輻射強度を Widing et al. (1970) の測定値, 渦拡散係数を

$$D = \begin{cases} 2.5 \times 10^6 \exp[-0.02(Z-100)^2] & \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}, \quad Z \geq 100 \text{ km} \\ 2.5 \times 10^6 \exp[0.06(Z-100)] & \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}, \quad Z \leq 100 \text{ km} \end{cases}$$

ととって計算したものである。また, ここでの議論は中緯度の平均的な分布を対照としていふことを断つておく。

(1) 観測結果の特徴的なことは, 酸素原子密度 $[O]$ は $95-100 \text{ km}$ に高度分布のピーク値があること, O_2 および Ar の diffusive separation は 100 km 付近で起ることである。

(2) $[O]$ のピークから上の分布は分子拡散でよく説明できる。しかし, 従来信じられてきたような渦拡散係数を使った一次元モデルでは, $[O]$ のピークが 90 km に来てしまい, 層全体が観測値に比べて約 10 km 低い所に存在することになってしまう。

(3) (a) $80-100 \text{ km}$ の高度領域で渦拡散係数をかなり小さく ($\leq 5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1}$) とれば (この場合, turbopause 高度は約 90 km に下がる), $[O]$ の分布は観測と合わせることができる。しかし, この場合 O_2 , Ar の diffusive separation の起る高度が低すぎるので工合悪い。

(b) 渦拡散係数を (a) のように小さくとり, かつ波長域 $1400-1900 \text{ \AA}$ の太陽輻射強度を約 factor 3 小さい Parkinson and Reeves (1969) や Nishi (1973) の値をとれば $[O]$, $[O_2]$ の分布の両方ともうまく観測を再現するであろう。しかし, この修正も Ar については (a) と同じく工合悪い。

(4) (a) (3b) で述べた矛盾を解決する一つの方法として, Ar と $O-O_2$ 系の鉛直方向の混合には, 違った型の dynamical motion が効いているとして, 各々違った渦拡散係数を考えるやり方があるだろう。 $O-O_2$ 系の化学反応の時定数は約 1 週間, これに対し Ar は化学反応は無視してよいので, 運動の time scale の違いによって Ar と $O-O_2$ 系の鉛直混合効果に違いができるかも知れないが, これは仮説の域を出ない。

(b) もう一つの方法は, 標準モデルでは O_2 , Ar の観測された分布をよく再現できるので, O の分布だけを修正して観測に合わせようというものである。それには $80-95 \text{ km}$ での O_2 の解離率 = O の生成率を減らせればよい。太陽輻射を (3b) のように小さくすると, 95 km 以上で主要な Schumann-Runge continuum の部分の解離率まで減らしてしまうので工合が悪い。 $70-90 \text{ km}$ では Schumann-Runge bands の前期解離が主要な解離プロセスであり, この解離効率・断面積にはまだ不確定要素が残っているので, この解離率を 1 桁近く減らすことは出来ないか。しかし断面積の評価については 1 桁近くの誤差は考えにくいし, 解離効率の方も実験室のデータからは 1 に近い方が望ましい。後者の方は Schumann-Runge bands の大気光が観測にかからないこととも一致している。

小川 利 紘 (東大・理)

赤外域の夜間大気輻射で観測にかかっているもの(中間圏以上の高度で)は次の通り。

15 μ	CO ₂ ν ₂	熱励起	
	O ₃ ν ₁ ?	"	14.3 μ 帯, 無視できない?
9.6 μ	O ₃ ν ₃		
9.4 μ ?	CO ₂ ν ₃ → 2ν ₂	ν ₃ 蛍光	Stair et al. がオーロラ中の 9.25 μ 帯として観測?
5.3 μ	CO ₂ 3ν ₂ , ν ₁ +ν ₂ ?	共鳴散乱	オーロラ中で増強
	NO (1,0) ?	?	
4.3 μ	CO ₂ ν ₃	V-V遷移 N ₂ (ν=1)	オーロラ中で大きな増強(e+N ₂ , O(b)+N ₂)
2.8 μ	OH Δν=1	化学蛍光	オーロラ中で増強
	NO Δν=2 ?	"	
	CO ₂ ν ₁ +ν ₃ , 2ν ₂ +ν ₃ ?	共鳴散乱	
1.7 μ (1.5-2.0)	OH Δν=2	化学蛍光	H+O ₃ → OH ⁺ +O ₂ , HO ₂ +O → OH ⁺ +O ₂
1.27 μ	O ₂ IR Atm. (1,0)	"	O+O+M → O ₂ ⁺ +M

(注) 共鳴散乱は地球大気のアムビードによるもの

- O₃ 9.6 μ 帯 主として熱励起によるが, 80 km 以上では, $O+O_2+M \rightarrow O_3^++M$ で励起される方が大きい。この反応における O₃(ν₃) の量子効率ほぼ 1 である。また, $CO_2(\nu_3)+O_3 \rightarrow CO_2(2\nu_2, \nu_1)+O_3(\nu_2)$ もオーロラ大気中では新くかも知れない。
- 5.3 μ 帯 80 km 以下では CO₂(3ν₂, ν₁+ν₂) の共鳴散乱が卓越するが, 80 km 以上では NO(ν=1) の方が重要である。NO(ν=1) の励起は主に共鳴散乱および, $O+NO' \rightarrow NO^++O'$ の O 原子交換反応による。 $O+NO_2 \rightarrow NO^++O_2$ も 70-100 km では無視できない。オーロラの時の増強は, NO の増加によってこれらの励起率が増えることによるものであろう。オーロラ大気中ではイオン反応や N₂ の解離が増え N(²D)が増加するので, $N(^2D)+O_2 \rightarrow NO+O$ の反応で NO が増加する。またこの反応も NO(ν=1) の励起に寄与するであろう。
- 2.8 μ 帯 OH(Δν=1) の強さは約 2MR と推定されるので, ほとんどこれの寄与によるものであろう。NO(2,0) は強度からみて全然問題にならない。しかしオーロラ時の増加はこれによるものかも知れない。この場合 $O+NO' \rightarrow NO^++O'$, $N(^2D)+O_2 \rightarrow NO^++O$ の化学蛍光の増加が効くであろう。CO₂(2ν₂+ν₃, ν₁+ν₃) の共鳴散乱は, 成層圏では効くかも知れない。
- その他の NO, NO₂ ケミルミネッセンス

NO₂(ν₃) 6.3 μ $NO+O+(M) \rightarrow NO_2^++(M)$, $NO+O_3 \rightarrow NO_2^++O_2$ の反応で 6.3 μ や 3.6 μ 帯の発光が実験室で測られているが, 超高層大気では大変弱い。中間圏以下では共鳴散乱が卓越し約 30 km では 1MR 程度の強度になる。

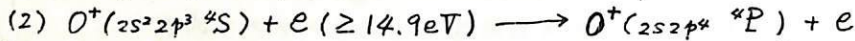
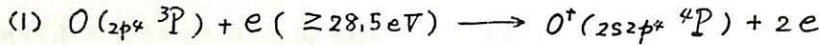
NO β, γ, δ-バンド $N+O+(M) \rightarrow NO^++(M)$ による。しかし昼間でも γ バンド強度で約 5R にしかならない。

NO₂ continuum $NO+O+(M) \rightarrow NO_2^++(M)$, 0.4-1.5 μ (E⁰-7 0.6 μ) は約 300 R, 6000 Å 付近で 0.1 R/Å。 $NO+O_3+(M) \rightarrow NO_2^++O_2+(M)$, 0.6-2.6 μ (E⁰-7 7.2 μ) は視面だけ。また $CO+O+(M) \rightarrow CO_2^++(M)$, 3200-5000 Å も 10R 以下。

岸松 隆夫, 小川 利純, 森田 ひろみ
東大理

$O^+(2s^2 2p^4 \text{ } ^4P - 2s^2 2p^3 \text{ } ^4S)$ の発光は、正確には Triplet (834.462\AA , 833.326\AA , 832.754\AA , oscillator strength はそれぞれ 0.21, 0.15, 0.07) の励起によるものである。

発光の要因として、(A) Resonance Scattering, (B) Photoelectron Excitation, (C) E.U.V. Fluorescence を考える。(B) は、



の2つの場合を考える。(C) は、Photoionization である。即ち、



さて、Source function $J(t) = J_0(t) + \tilde{\omega} \int_0^t J(s) H(|t-s|) ds$, 及び Intensity (Upward) $I(+\mu, t) = \int_t^{i_0} J(s) T(|t-s|/\mu) ds/\mu$, (Downward) $I(-\mu, t) = \int_0^t J(s) T(|t-s|/\mu) ds/\mu$ (i_0 は天頂角、 t : optical depth, μ : 太陽天頂角の cosine, $H(t)$ 及び $T(t)$: 関数)

は、熱圏大気を N 個の plane parallel slices に分けると、それぞれ $J_n = J_{0n} + \tilde{\omega} \sum_{m=1}^N H_{nm} J_m$, $I_n(+\mu) = \sum_{m=1}^N T_{nm}(\mu) J_m$, $I_n(-\mu) = \sum_{m=1}^N T_{mn}(\mu) J_m$ となる。

(B) と (C) の寄与は、

$J_{0n}(t)_{B+C} = Q_0(z) / [4\pi\sigma_0 n(z)]$ から、励起率 $Q_0(z)$ と密度 $n(z)$ の data を与えて求められる。

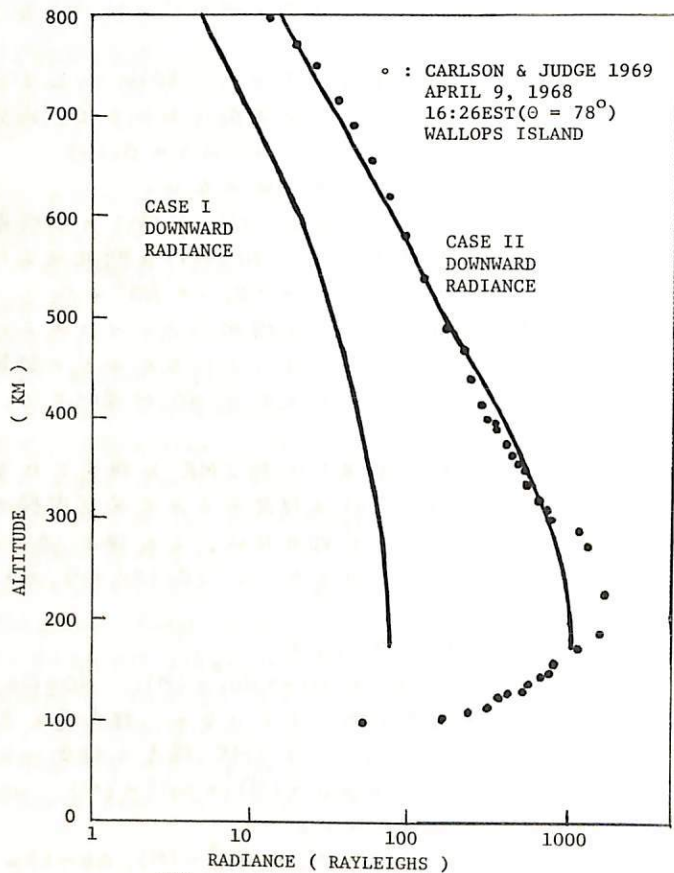
(A) は、 $Q_0 = g n(O^+) T(t/\mu_0)$ より、

$J_{0n}(t)_A = T(t/\mu_0) \cdot g / 4\pi\sigma_0$ となるので、関数値 $T(y)$ を使って求められる。

従って、 J_{0n} を代入すると、

J_n が行列の掃出し法により求まる。また、 $I_n(\pm\mu)$ は、 J_m を代入して求まる。

得られた計算結果は、CARLSON & JUDGE の観測結果とかなりよく一致する。



有賀 規, 五十嵐 隆

郵政省電波研究所

We propose a new method by which one can determine the vertical distribution of atmospheric ozone over wider range and more exactly than by usual methods in terms of the back-scattered solar UV radiation. The distinctive features of this method are the use of a proper weight function and the solution by iteration.

From the computer simulation, it has become clear that the ozone distribution in the region from the mesopause to the tropopause can be determined, the relative error of density on each altitude being about ten percent or less and the total content error below five percent.

序論

オゾン層は地球全体の熱収支に於いて主役を演じており、同時に紫外線の遮断により地球上の生物を保護するなど極めて重要な存在であるが、最近 SST による破壊問題等により、地球環境としての重要性が再認識されている。

一方、人工衛星の発達に伴い地上では得ることができなかった地球環境に関する種々の情報が得られるようになった。衛星からの観測により温度、湿度、分子密度等のある種の物理量の垂直分布が求められるようになった。一般に、ある物理量の分布 $f(x)$ は他の物理量の分布 $g(y)$ と積分方程式 $g(y) = \int K(x, y) f(x) dx$ あるいは行列形式で $g = Af$ という関係で表すことができる。ここで、 A は要素が核 K と用いる求積法の重荷の積で表される行列である。数学的にはこの種の方程式では $f(x)$ は $g(y)$ で表すことができる、すなわち逆行列を用いて $f = A^{-1}g$ として解けるはずであるが、 $g(y)$ が観測値であることから得られる $g(y)$ の組の数が限られてしまい且つ誤差を含まれているので、解は非常に不安定になる。これを避ける解法として 1) 安定化項を式に含めて解く方法、2) 逐次代入法によるもの、がある。

オゾン層の垂直分布も上述のような inverse method として求めることができるが、オゾン分子の 9.3 μm 吸収帯を利用して赤外放射測定より求める方法と、太陽紫外線の地球大気からの散乱光の測定より求める方法がある。前者は Prabhakar により発展されたが、約 10 ~ 20% の total content の日変化を見出すのがこの方法の限度であることを結論している。後者は初期の頃 Twomey によって検討された。彼は、inversion の過程で基本的な不安定が生じることを示し、1% 以内の観測誤差でないと良い結果が得られない（現実には難しい）ことを示した。Iozenas も類似の方法を提案したが、空気分子による光の減衰を無視したため上層の部分でしか解けなかった。Yarger は 30 km 以下の分布をこの方法で解くことを提案したが、自身その結論の中で結果の悪さを認めている。

ここでは、太陽紫外線の散乱光を測定して、広い高度領域にわたって密度が大きく異なるオゾン層の垂直分布をより精度良く求めるための新たな方法を提案する。最初に、太陽紫外線の地球大気による散乱 (diffuse reflection) について述べ、次にこの方法の数式を示し、最後に計算機によるシミュレーションの結果と検討について述べる。

(I) 極光電子と大気主成分との衝突過程

近藤豊・小川利紘
東大理学部

極光電子の降下により乱された極域における大気構造を調べるために、第一段階として、極光電子による大気の電離率・解離率を計算した。

(I) 極光電子と大気との衝突過程

計算方法

- (i) 1次電子のエネルギー微分束とある高度で求める。
- (ii) 1次電子により生成される2次電子のエネルギー微分束を求める。

(i) 1次電子

大気の外(ここでは300kmとした)での1次電子のエネルギー微分束 $F(\infty, E)$ を与える。ここで E は1次電子の初期エネルギー。 $z = \infty$ での電子は高さ z では

$$E = E - \sum_i \int_z^{\infty} Q_i(E(z')) \cdot n_i(z') dz'$$

のエネルギーをもつ。 $Q_i(E(z'))$ は i 成分による電子の stopping cross section

$$Q_i(z) = - \frac{1}{n_i(z)} \frac{dE}{dz}$$

この E, Q_i を用いて、ある高さでの電子束は、fluxに関する連続条件を考慮することにより次の式で与えられる。

$$F(z, E) = \left(\frac{\sum_i \frac{1}{Q_i(E)}}{\sum_i \frac{1}{Q_i(E)}} \right) \cdot F(\infty, E)$$

(ii) 2次電子

2次電子の粒子束は連続減速近似による次の式で与えられる。

$$\Phi_{sec}(E, z) = \int_E^{\infty} \delta(E') dE' / \left(\sum_i Q_i(z, E) \cdot n_i(z) \right)$$

$\delta(E)$ はエネルギー E での2次電子生成率で次の式で与えられる。

$$\delta(z, E) = \sum_k \eta_k \int \Phi_{tot}(z, E') \sigma_k(E', E) dE' \quad \Phi_{tot}: \text{全粒子束}$$

$$\Phi_{tot}(z, E) = F(z, E) + \left(\sum_i \frac{1}{Q_i(E)} \right) / \left(\sum_i \frac{1}{Q_i(E)} \right) \Phi_{sec}(z + \Delta z, E')$$

$\sigma_k(E', E)$: 電離断面積 E' : 入射電子エネルギー E : 生成電子エネルギー

$$E = E' - \sum Q_i(E') \cdot n_i(z) \cdot \Delta z$$

このようにして求めた全粒子束による電離率・解離率は次式で与えられる。

$$\gamma_k(z) = n_k(z) \int \sigma_k(E) \Phi_{tot}(E) dE$$

cross section としては、この数値計算では cross section を関数表現したものが必要のため、主として Stolarski & Green のものを引用した。

$$f(\infty, k) = 6.28 \times 10^6 \cdot \exp\left(-\frac{E}{5kV}\right) \quad \text{を仮定したときの結果を示す (cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{.eV}^{-1}\text{)}$$

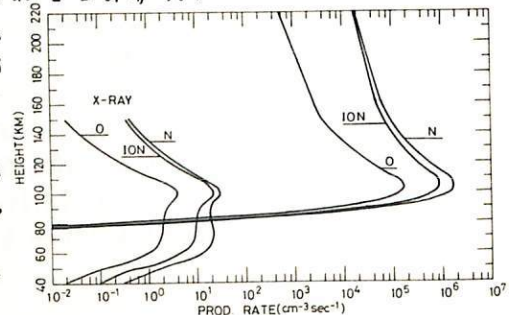
(II) 制動X線による電離・解離率

図にみられるように、Soft電子による直接的な影響は80km以下では小さくなり、その代り制動放射X線による影響が比較的大きくなる。このX線による影響を計算する。

X線の放射は電子の運動方向に対し軸対称になり、等方的でない。中間圏の電離に寄与する5~数十keVの極光電子を考慮するには、等方的な取扱いで精度は悪くない事から予備的な計算で分た。(計算手順) ① X線の発生率を1次電子粒子束より求める。

- ② 大気の吸収を考慮して、X線のfluxを計算する。
- ③ X線による1次光電子生成率を求める。
- ④ 1次電子による2次電子fluxを求める。
- ⑤ そのfluxによる電離率・解離率を求める。

上記の1次電子スペクトルを仮定した時の結果を図に示した。



近藤豊 小川利紘
東大理学部

極光大気組成

概に計算した電子による電離・解離率を用いて、熱圏・中間圏大気微量成分の擾乱時のふるまいを time-dependent に計算した。

夜間(0h)に於いて、30分間の粒子の入射を仮定し、その後、各成分の連続方程式を時間積分することにより得られた、E領域に関する計算結果を列挙する。

☐ 酸素大気

酸素原子の電子衝突による生成率は100km前後で最大となるが、この領域での酸素原子の化学反応の時定数が大きいため、O密度はほとんど変化しない。しかし80km以下ではOの増大がみられる。より大きなO、O₂の変化をきたすのは、よりhardな spectrumの電子の降下時であろう(PCAのような)。

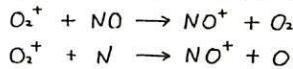
☐ 窒素大気

Nの生成率はWintersの測定したN₂の解離断面積を用いると、通常の昼間時と比べて非常に大きくなる。また生成されたNがN(⁴S)かN(²D)であるかにより、N、NOの密度が大きく左右される。

$$\eta = \frac{P(N(^2D))}{P(N(^4S)) + P(N(^2D))} \quad (Pは生成率 (cm^{-3} \cdot sec^{-1}))$$

として $\eta = 0.1, 0.5, 0.9$ の場合の粒子降下開始から30分後のN, NO profileを図に示した。(点線; N, 実線; NO)

NもしくはNOが増大すると ($n \sim 10^9/cm^3$) 通常の状態では重要な反応



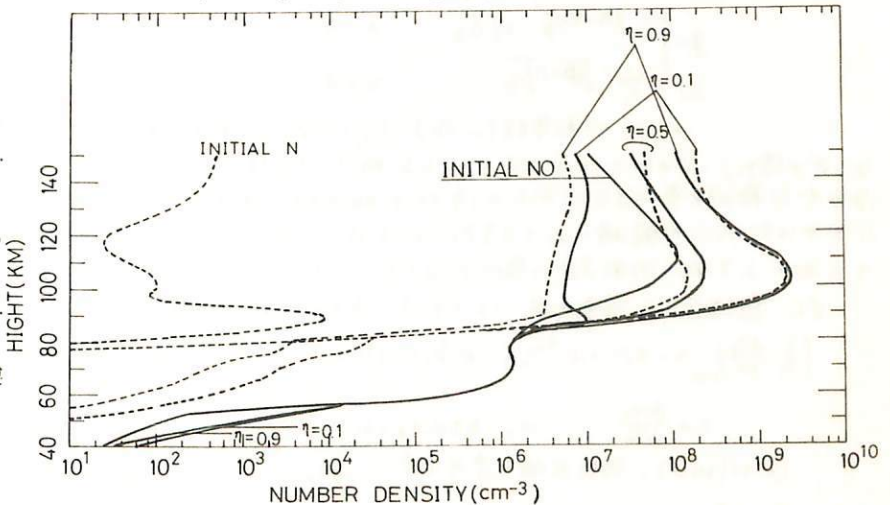
が重要となり、イオンと中性大気との coupling が生じる。

この反応により、従来極光中でNO⁺イオンが最も多いという rocket 観測が説明されること が期待される。又、多量に生成されたN, NOは極光電子降下が止んで後も長い期間(10 数時間以上)保存されることになる。

イオンの組成は粒子降下直後から 時間と共に大きく変化する。

☐ 水素大気

OHについてはPCA時
に水化イオンの反応
過程を通じてOHが生成
されるという考え方が
提出されている。
OH, Hは中間圏でのO,
O₂の密度に大きく影響
すると考えられるので
極光中のOH emissionの
観測結果を検討した上で
次期の問題とした。



足原 修
 東京大学 宇宙航空研究所

地球電離層において太陽紫外線や高速荷電粒子によって作られた電子は中性大気粒子との非弾性衝突や電子-電子相互作用により、比較的短時間のうちに熱化し、(かき混ぜ、ゆすり)とそのエネルギーを失なう。

この熱化した電子のエネルギー損失過程としては、局所的には、中性大気原子・分子との弾性散乱 (N_2, O_2, O), N_2, O_2 の回転・振動励起, $O(^3P)$ の微細構造遷移, $O(^1D)$ の励起, イオンとの Coulomb 相互作用等が考えられる。 N_2, O_2, O 中でのこれらの諸過程に対する電子のエネルギー損失の rate は、例えは P.M. Banks: *Aeronomy* B, 822 によくまとめられている。

金星, 火星, 木星等の熱圏においても、イオンとの相互作用, 及び下方への熱伝導の大きくなる高域を除けば、通常分子による回転・振動励起が一番、電子気体を冷やするのに有効である。(e.g. 火星・金星では CO_2 振動, 木星では H_2 回転)

電離層においてこの分子の回転励起による電子気体の冷却を考えると

$$\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt} = -0.905 \times 10^{-6} Q^2 B (T_e - T_g) / T_e^{3/2} \quad \text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

Q : 4重極能率 (ea² unit) , B : 回転帯数 (in eV)

なる式がよく使われてきたが、これは電子との相互作用が4重極相互作用であるとした時の2原子分子の回転遷移に対して導かれた式であった。地球電離層の場合には、確かに分子は非極性なものが殆んどであり、極性分子は電子気体の energetic のうではまず考慮する必要がない。

しかし、惑星大気中においては、この事は、一般には当てはまらない。極性分子が非極性分子に対して $T_e/10^6$ くらいの fraction で存在しておれば、それは電子の energy 損失に対して同程度の寄与を与え得る。

極端な場合、木星においては、その大気は、 H_2O, OH, CO, NH, CH など、親分子やその解離した radical は殆んどすべて極性分子から成っている。そこでこれら一般の極性分子に対する電子気体のエネルギー損失率を見積ることが必要になるわけであるが、或る程度その一般式を得ることが出来ないので報告する。

Symmetric-top な極性分子の回転遷移の場合、断面積 σ Born 近似によるものを用い (Born 近似は、双極子相互作用 $\frac{1}{r}$ の長距離性により、低エネルギーでは、よい結果を与えることがわがわがしている)、電子のエネルギー損失率として、

$$\left(\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt} \right)_{rot} = -2.75 \times 10^{-2} D^2 B \frac{(T_e - T_g)}{T_e^{1.5}} \left\{ \ln \left(\frac{4A}{\beta B^2} \frac{T_e}{T_g} \right) - \frac{A}{A-B} - \gamma + \ln 4 - \left(1 - \frac{B}{2(A-B)} \right) \sqrt{\frac{A}{|A-B|}} \right\} \frac{2 \frac{1}{2}}{\text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}}$$

$$f = \begin{cases} \ln \sqrt{\frac{A-B}{B}} + \sqrt{\frac{A}{B}} & A > B \\ \sin^{-1} \sqrt{\frac{B-A}{B}} & B > A \end{cases}$$

$\beta = 1.1605 \times 10^4$, γ : Euler constant
 D : 双極子能率 (in debye)

A, B : 回転帯数 (in eV) (A : 分子の2重対称軸方向の回転帯数)

なる式を得た。 $A \rightarrow \infty$ とすれば2原子からなる極性分子の場合を表すことになる。なお、asymmetric-top な分子で双極子能率の方向が分子の慣性主軸の方向のとれが一致している場合 (Space physics で重要な分子は殆んどこの範疇におさまる) には、上式において、その分子の双極子能率の方向の回転帯数を A に、その他の2方向の回転帯数の幾何平均を B に代用するがよい近似式になる。(e.g. H_2O 分子で確認)

また、極性分子の振動励起によるエネルギー損失の rate とは、

$$\left(\frac{1}{n} \frac{dT_e}{dt} \right)_{vib} = -4.75 \times 10^{-6} \sqrt{T_e} \left\{ x e^{-x} K_0(x) \right\} \left\{ 1 - e^{-2x(T_e/T_g - 1)} \right\} \sum_{v=0}^{\infty} (v+1) D(v)^2 n_v \quad \text{°K} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

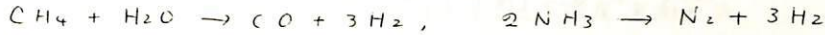
$x = \frac{\beta \omega_e}{2T_e}$, ω_e : 基本振動エネルギー (in eV) , $K_0(x)$: 第2種 modified Bessel function ,
 $(v+1) D(v)$: 振動双極子遷移要素 (in debye) , n_v : $\sum n_v = 1$ に正規化した振動分布

なる結果を得た。

清水 幹夫

(東大 宇宙研)

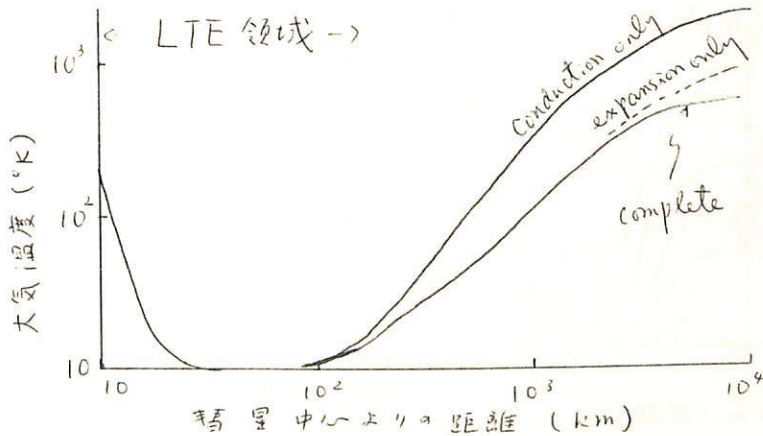
コホーテフ・ブラッドフィールド両木星の観測を通じて、木星ガスの主成分が水であることが確定した。と同時に、紫外ロケットのデータから、このガス中に多量の炭素化合物があることも判明した。しかしその本体がメタンであるか一酸化炭素であるかは、まだ議論の別があるところである。これは窒素化合物のアンモニアの窒素分子かという問題にもかかわる。木星の気圧は CO^+ , N_2^+ が検出されている。メタンアンモニアの反応が成り立つためには、木星大気中の成る場所が非常に高温の地点があり、



の反応で分子変換が行われる。高温の要因としては、Shulmannにより紫外吸収の捕捕による、Delseigne, Wallis による、理論的に行われる。しかし従来の計算には、赤外線放射能力の高。水による冷却の考慮はされていない。これは H_2O rotational cooling 項 L とを含む

$$Q_{UV} - L - dw \Phi_{rad} - p dw v - C_p p v \cdot \text{grad } T = 0$$

の平衡方程式と、木星表面は $200^\circ K$, 10000 km 外側で $\sigma T^4 = 0$ の条件下に解く木星大気中の温度分布を求めた。その結果は、例として 1 AU の heliocentric distance では、約 10^3 km 以内は、ほぼ平坦なようである。化学反応の初段階の濃度がある中心から 10^3 km 以内は、温度は僅かに表面温度に近づく。これも上記の化学反応の進行による。なお、温度低下の初めは、温度が低く、ガスの膨張・移流による力学的な non LTE 領域の H_2O cooling である。表面に近づくると H_2O LTE cooling 効果が増え、温度は $10^\circ K$ 以下に低下する。 CO^+ の見られた heliocentric distance は 1.5 AU 程度である。 CO や N_2 は確実に木星核中にあると思われ、赤外線高分解能赤外線スペクトルの解析から得られた木星大気温度はこの計算と一致した値を与える。OAO による観測された水素ラマン・アルファ線が核から $1600^\circ K$ (0.6 AU) という値はこの計算と一致している。



例 1 回

1 AU における木星熱圏での温度分布。

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

彗星の尾は 主に CO^+ , N_2^+ , CO_2^+ を中心とする resonance scattering によって
光っている。これらのイオンは、彗星核にかなり近い地点で発生する。この発生地点
から言わねばなり、最終的には太陽風によって次々流されて 0.1 AU ぐらいの長さになる。
ここでは、彗星核中に H_2O , CO , N_2 が含まれており (例として 60%, 20%, 20% 程度)
、これらの分子が太陽紫外線により電離し、イオンとなり最終分布に達する過程を

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div}(N_i V) = Q_{i,UV} - L_{i,recomb} - L_{i,ionize}$$

の式を解いて進む。力学の計算は中心から数千 km 辺りまで、よく調べられた程度である。
計算結果の一部を右に同じ。主なイオン分子反応の経路と右の図の示した、電離
層中のイオン分布は Aikin によって求められたものとかなり異なる。これは、彼の用い
たパラメータの正確さと、 CO , N_2 の経路の異なるためである。主なイオンは H_3O^+ である。こ
れは電子と再結合する際 $H_3O^+ + e^- \rightarrow OH + H + H$ により 8 km/sec の速度
を持つ H 原子を放出する。これは、DAO によって観測された原子不明である、そのライマンア
ルファ線成分の源であると思われ、Blament はこの成分を OH の光分解に帰した。OH の
optical depth は極めて小さく、可能性が全く無い。もし彗星核中の NH_3 が含ま
れると、 $H_3O^+ + NH_3 \rightarrow NH_4^+ + H_2O$ の反応が起り、8 km/sec H 原子が放出さ
れることになる。この外にも CH_4 、 C_2H_6 、 C_2H_2 が含まれるとイオン分子反応から、観
測とつりあいが合致するようになる。これは温度分布からの推測と一致する。

図1 彗星電離層 (IAU)

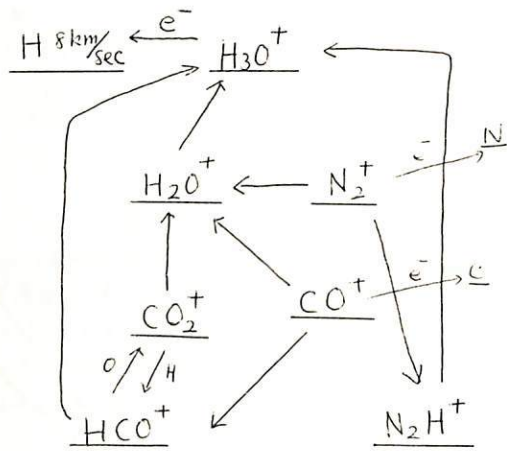
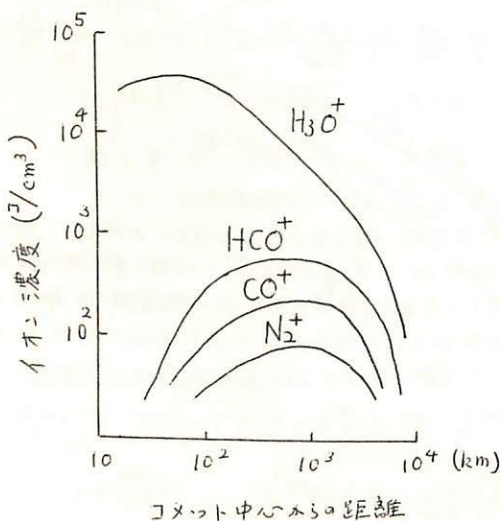
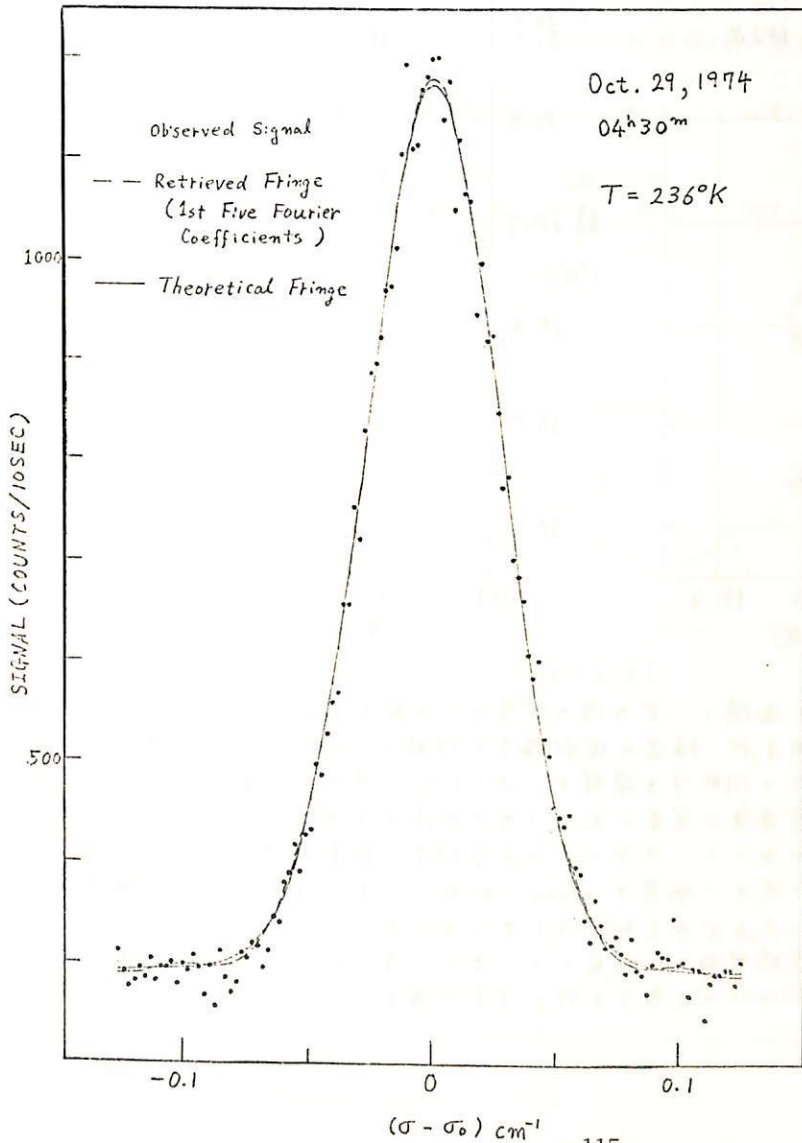


図2 彗星イオン間分子反応

岡野章一, 上山弘, 市川敏朗*
 東北大学理学部, *岐阜歯科大学

前回(56回)学会講演で発表した annular aperture を用いて, Fabry-Perot 干渉計による 5577Å 酸素緑線プロファイルの観測を行った。
 現在までの観測の解析結果を報告する。今回のデータ解析では装置函数の calibration に改良を加えた。下に示した図は観測データおよびその解析例である。光子計数法によって得られた生データをフーリエ展開して得られる曲線と, 装置函数を考慮して得られる種々の温度に対応する理論曲線とを比較し best fit を与える温度を求めた。

求められた温度を表に示した。



Date	Temperature
Oct. 29, 1974	
04 ^h 11 ^m	246°K
04 ^h 30 ^m	236°K
Mar. 19, 1975	
03 ^h 01 ^m	271°K
03 ^h 40 ^m	243°K
04 ^h 19 ^m	223°K

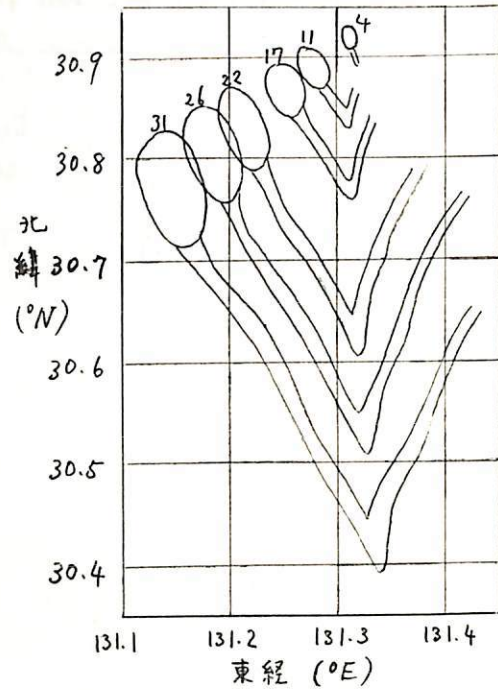
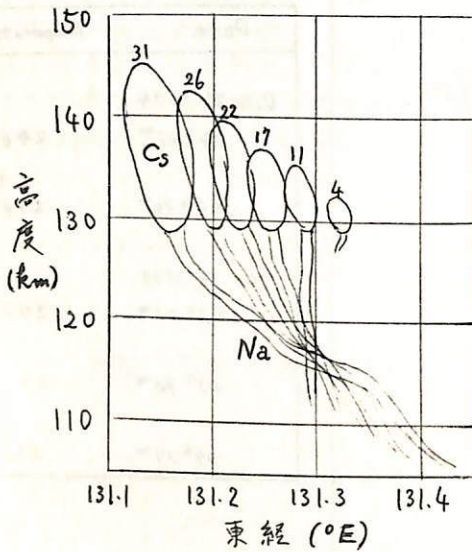
K-9M-39号機による風力観測

中村 純 = (東大教養)

1972年2月18日 1828 JST に発射された K-9M-39号機は正常に飛行し、高度310 km に達したが、その間 高度105~145 km で Na 発光雲を、高度132 km で Cs 発光雲を、また高度270 km で Ba 発光雲を作った。今回は種子島、山川及び内之浦から同時撮影された31コマの判字真像から得られた最終結果を報告する。

K-9M-39

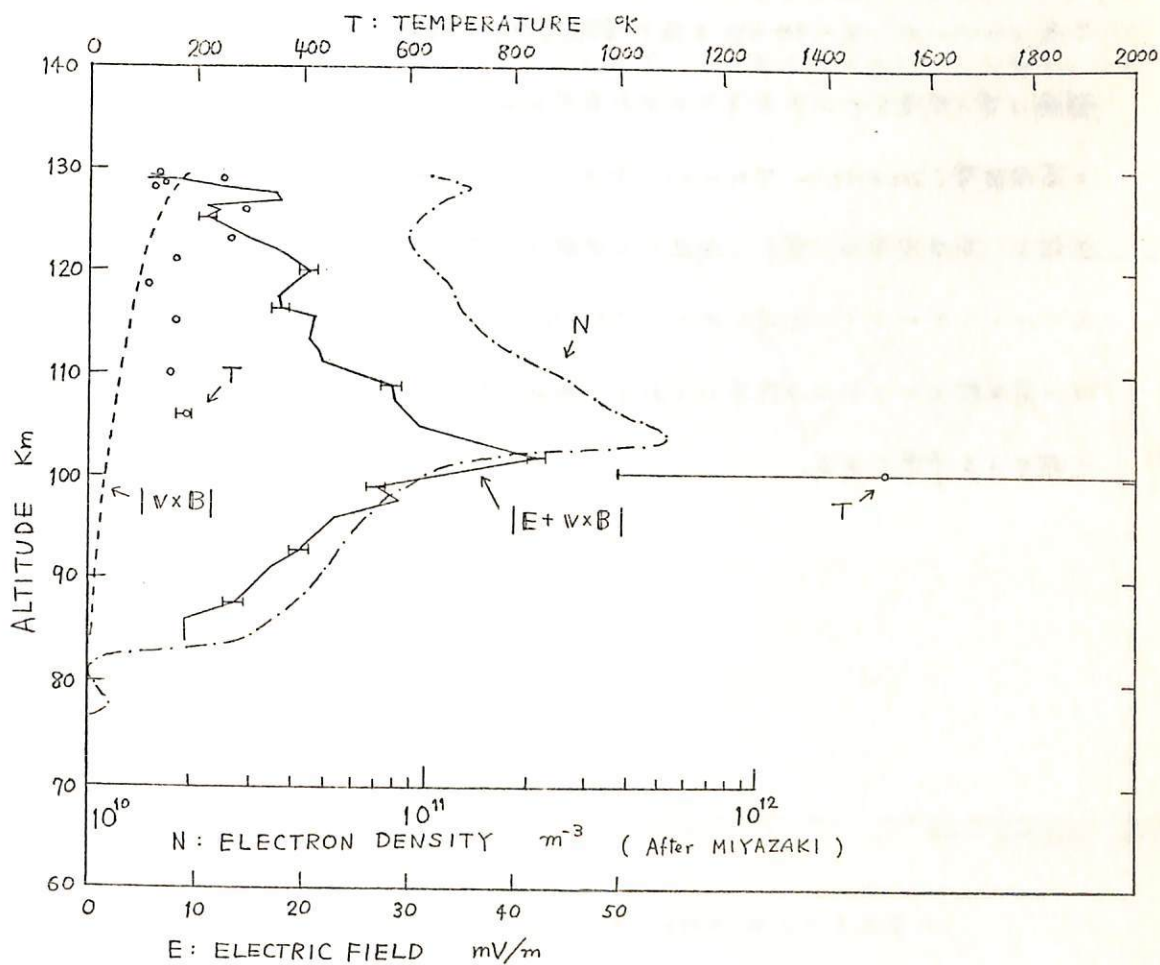
X = 1972 FEB 18 1828



図は Na 並、Cs 雲の立面図と平面図で、雲の傍の数字はコマ数を表わしている。この結果は当時の速報と概略は同じであるが、構造の微細構造が明瞭となり、それとは風力の向きが上から見て時周と共に反時計回りに回転する模様や、2~3 m/s の風速の鉛直成分の存在も確認された。ただし Cs 雲の上昇速度が異常に大きいのは風速のためではなく、放出された Cs 発光雲構造粒子が巨大分子であった。ロケットによる初速の影響を残しているためと考えられる。高度117 km 付近に大きい風速の shear があり、その付近での平均風速は 77 m/s に達すること。またこれまでの大部分のホドクラフと逆に、此の場合の風速ベクトルが上から見て、高さと共に反時計回りに回転していること等が判ったが、発光雲がスベクトルと共に、これらの結果についても報告を行う予定である。

小川俊雄 平沢威男 鮎川勝
(京大理) (極地研) (極地研)

1973年8月23日、035330 EMT、S-210JA-18号機による電場の観測が行われた。プローブは2組の直径3cmの金メッキ導体球で、プローブ間距離は50.4cmと68.4cmであった。プローブ間距離が短いため誤差を補正した後得られたロケット上昇時の電場の高度分布を下図に示す。電位計の入力抵抗を $10^8\Omega$ から $10^6\Omega$ に切換えたときの出力電圧と、同時に観測された電子密度分布(宮崎による)を用いて温度($T_e = T_i$ と仮定)を計算した。ロケットは高度約98kmで、ロケットの進行と逆の方向に動いているオーロラアークに命中し、約110kmでアークから脱した。電子密度分布が最大傾斜を示すオーロラアークの下部で、約40 mV/mのピーク電場と、約1500°Kのピーク温度が観測された。ピーク値から下の電場の高度分布から電場の存在する空間的スケールを推定すると約45kmとなる。したがってこの電場は、オーロラ粒子の降下地点に生じた空間電荷による局地的なものであることがわかる。



K-9M-50号機による電離層の
ゆらぎの観測(速報)

伊藤富造 中村立治 中村良治
東京大学宇宙航空研究所

電離層プラズマ中で生じる不安定性の研究は、赤道上層でのV.H.F.レーダーの反射から、電離層中のゆらぎが観測されて以来、理論的にも、観測的にも、発展し、現在では Cross Field Instability (Type II) と Two Stream Instability (Type I) とが存在するこ
とが確認されている。一方、中緯度地方上層での静電的なゆらぎの観測はほとんど
と行われておらず、その存在はあまり明らかでない。我々はK-9M-44
号機につづいて、K-9M-50号機で電離層中の静電的ゆらぎの観測を行った。
観測は電子密度をモニターするための固定biasプローブと低周波帯(20Hz ~ 3kHz)
と高周波帯(200kHz ~ 7MHz)を受信した。低周波帯は Wide band T.M.で
送信し、高周波帯は電子に関連した波動の存在を調べるため、スイープ同期1秒の
スーパーヘテロダイニ方式を用い、IRIG channel 6で送信した。現在、低周
波の周波数スペクトル分析等のくわしい解析を行っており、講演ではその結果につ
いて報告する予定である。

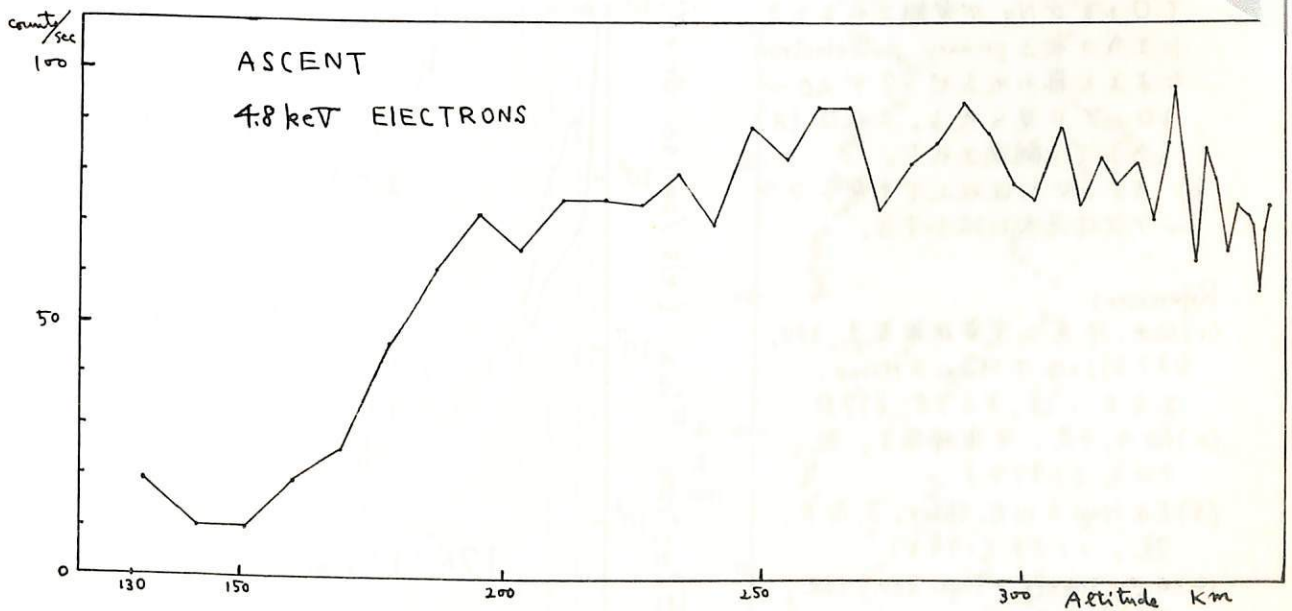
文保治也, 何井利典, 伊藤富造, 平尾邦雄
 東京大学宇宙航空研究所

1974年9月20日20時32分に観測ロケット K-9M-48号機が磁気緯度 $20^{\circ}N$ の内之浦から打ち上げられた。その日の地磁気活動度は乱れていて、又、當日には great solar burst が起こっていた。この様な条件下で我々は扇形コリメーターのついた半球型静電エネルギー分析器で、高度 131~347 km, エネルギー範囲 4.5 eV ~ 4.8 keV の電子を測定した。

低エネルギー電子の flux の測定値は 10 eV の所で約 $3.25 \times 10^3 \text{ electrons/cm}^2 \text{ meter keV}$ であった。測定した電子 flux の分布函数は $E=0.965 \text{ keV}$ 付近は $f(E) \propto E^{-1.87}$ という power law に従ひ、このエネルギーでの flux は約 $1.4 \sim 2.1 \times 10^3 \text{ electrons/cm}^2 \text{ meter keV}$ で、高度変化は少なかった。

一方、4.8 keV 電子の flux は 0.965 keV 電子の flux とほぼ等しく、即ち、約 $0.4 \sim 0.2 \times 10^3 \text{ electrons/cm}^2 \text{ meter keV}$ で、高度変化を示している。即ち、最大の flux はロケット軌道の遠地点 347 km ではなく、高度 280 km の近傍で観測され、又、低い高度 (131 ~ 176 km) では、flux は $0.4 \times 10^3 \text{ electrons/cm}^2 \text{ meter keV}$ であった。これ等の測定された flux は、静かな日に存在すると考えられるよりも約 3 桁程大きい。4.8 keV 電子の flux の増加は多分 9月19日の great solar burst 及び、9月15日、17日に起きた磁気嵐によるものと思われる。この等の降下電子は夜間電離層の電離源となり得る。又、低エネルギー電子の或る部分は降下電子の二次電子であろう。

4.8 keV 電子の観測結果の一部を圖に示す。



図：ロケット上昇時に於ける 4.8 keV 電子の高度変化

電離層光電子のエネルギー分布について

向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

昨年9月に打ち上げられた観測ロケットK-9M-47号機により、電離層光電子を観測した。測定器は以前の2回の観測⁽¹⁾⁽²⁾で用いたものと同様の電子スペクトロメータである。今回は特に角分布も調べるためにコリメータをロケットのスピンドル軸と約40°の方向に向けたが、その結果はほぼ等方的な電子フラックスを示した。観測時の条件は下記のように以前の2回の観測の場合とほぼ同じである。

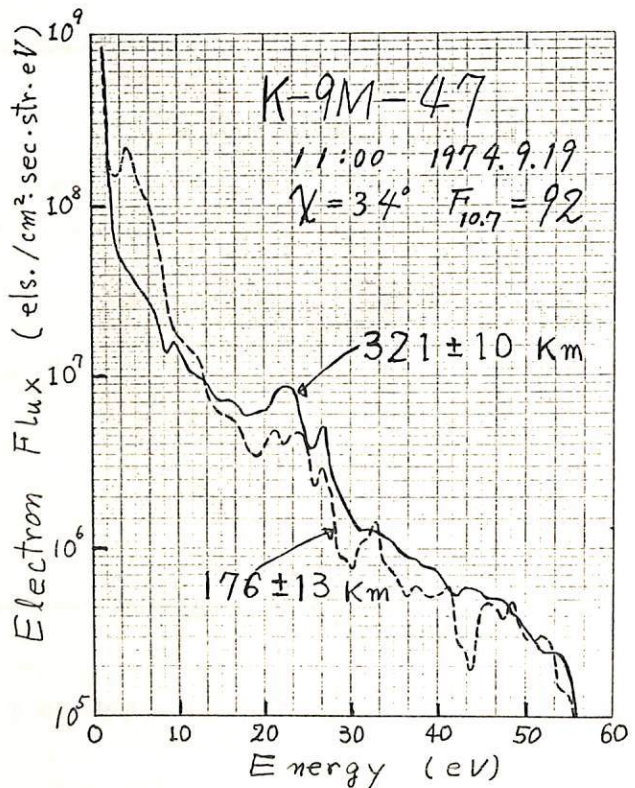
	エネルギー範囲	打ち上げ時刻	天頂角	$F_{10.7}$
(A) K-9M-40 ⁽¹⁾	3~30 (eV)	14:00 (1972.9.20)	43°	108
(B) K-9M-45 ⁽²⁾	2~30 (eV)	11:00 (1974.1.16)	54°	90
(C) K-9M-47	1~58 (eV)	11:00 (1974.9.19)	34°	92

今回の観測(C)で得られたエネルギー分布の代表例(高高度と低高度)を下図に示す。エネルギー分布は光電子素過程を反映した幾つかの特徴を有する。

- i) 低高度において2.5~3 eVに dip が存在する。これは窒素分子の共鳴振動励起による有名な dip と思われる。従来の観測では Hays & Sharp⁽³⁾ および筆者らの前回の観測(B)で検出された。いずれも観測では、dip の位置は理論的に予想される⁽⁴⁾よりも幾分高いエネルギーにあって、しかもその深さも理論計算に比して浅い。
- ii) 太陽からの He II 304Å によって O および N₂ が電離される時に生成される primary photoelectron によると思われるセ-7 が 20~30 eV に見られる。これは(A)(B)でも観測された。
- iii) 55 eV 付近以上で光電子フラックスは急激に減少する。

References;

- (1) 向井, 平尾, 宇宙研報告, 9, 394, (1973); また T. Mukai & Hirao, J. G. R., 28, 8395, (1973)
- (2) 向井, 平尾, 宇宙研報告, 10, 703, (1974)
- (3) P.B. Hays & W.E. Sharp, J. G. R., 28, 1153 (1973)
- (4) G.J. Schulz, Phys. Rev., 135, A988 (1964)

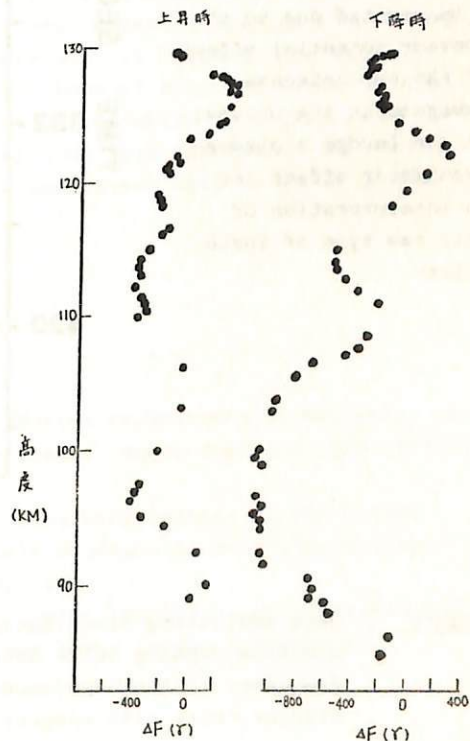


遠山文雄・青山 巖
東海大学 工学部

1973年8月23日、03時53分30秒(45° EMT)に南極昭和基地から第14次隊によって打上げられた、S-210 JA-18号機に搭載された磁力計(MGF)による磁場測定の解析結果について報告する。

使用した磁力計は従来と同じ hybrid-digital 方式の flux-gate 型磁力計で相対感度は±10 ガンマである。検出はロケット軸方向成分とこれに直角な成分を各々 0 ~ 76,800 ガンマの範囲で測定するものである。同時に搭載されたロケットの姿勢測定器は地磁気姿勢計であるが、飛しょう姿勢は変化が非常に大きかった。すなわち、打上げ70秒以後大きなアレーションがあり、その half angle は約45°、周期は約70秒であった。このため、ロケット軸方向の地磁気磁力線と90°以上離れた部分があり、従って軸成分の測定範囲から外れて検出不能になった箇所が全飛しょう中、3ヶ所あった。また、両成分とも磁気的干渉を受け、特に軸成分ではそのバイアス量が約11,000 ガンマもあり、直角成分は約-1,500 ガンマであった。

このロケットは光のオーロラに命中したと報告されている。高度に対する全磁力の変化量(測定値-計算値)をプロットすると下図の様になった。この図で左側の上昇時の高度98~110 Km, 右側下降時の高度110~103 Kmの部分は上述したロケット姿勢変化のため、ロケット軸成分が検出不能になったので、直角成分の測定値及び姿勢角から全磁力を求めて補ってある。地磁気姿勢計以外の姿勢計が搭載されていたため、水平および垂直成分にわたった結果については、ロケットの絶対姿勢の決定方法とともに検討中である。



STIMULATED PLASMA WAVES IN THE ROCKET
(K-9M-49) EXPERIMENT

Hiroshi OYA, Akira MORIOKA, Takayuki ONO, and Minoru KONDO
(Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University, Sendai)

The same type of experiment as the case of K-9M-41 (See Abstract of Japanese Society on Geomagnetism and Geo-electricity, P.76, 1973) has been carried out by K-9M-49 rocket that was launched at 1835 JST on January 17, 1975.

In addition to the phenomena obtained by the previous experiment, new evidences are discovered as follows.

- i) The plasma density around the rocket makes a discontinuity that is pervaded in a wide range (see Figure). This can be interpreted in terms of ion sound shock waves.
- ii) The special instability, near at the electron cyclotron frequency, is excited due to the contact potential effect of the two antennas immersed in the plasma; we can invoke a plasma-transistor effect for an interpretation of this new type of instability.

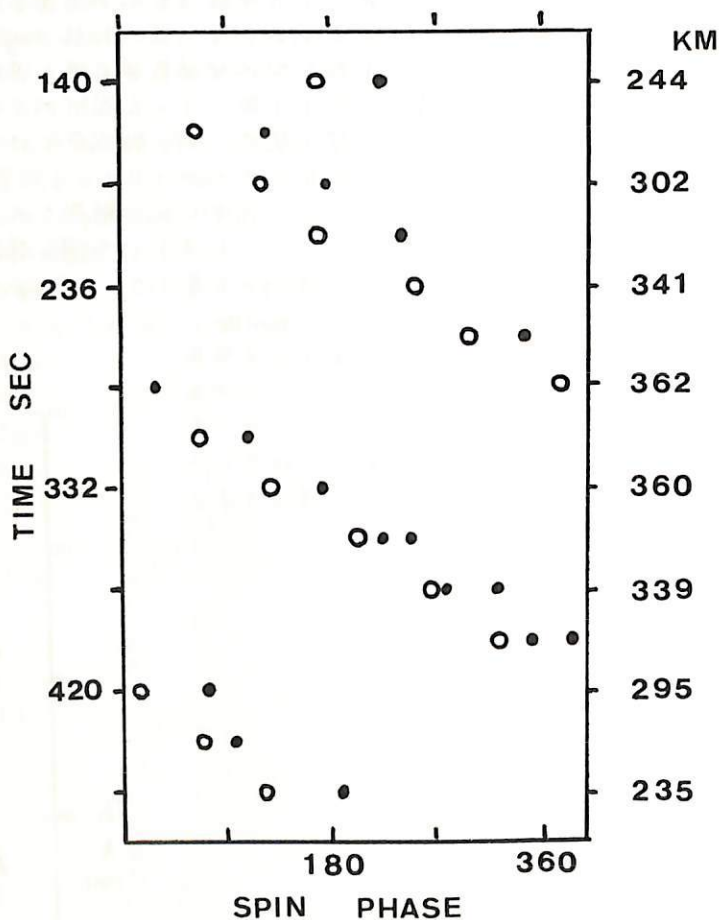


Figure Data indicating distribution of larger (●) and smaller (○) electron density value detected in a same sweep interval of the RF frequency of the impedance probe. The data reveal a widely distributed discontinuity with respect to the azimuth.

Project BWI (Beam-Wave Interaction) Experiment
by K-9M-51 Sounding Rocket

Hiroshi Matsumoto
Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Kyoto

1. INTRODUCTION

We have so far performed a series of active rocket experiments with regard to plasma waves in the ionosphere^{1,2,3}. They aimed at studying nonlinear wave-wave and wave-particle interaction process in the ionospheric circumstances.

We have a plan to make a further refined active experiment named "BWI" , short for Beam-Wave Interaction, by K-9M-51 Japanese sounding rocket which will be launched on Sept. 2 in 1975. In this talk, we present an outline of the project planning.

2. OBJECTIVES

The aim of the present experiment is to observe wave frequency spectra in both VLF and HF bands when a slow electron beam (~ 3 eV) is ejected from the rocket. In a previous K-9M-41 and K-9M-46 rocket experiments, only wave spectra in the VLF range were observed, by which a new type of discrete emissions around LHR frequency was found to be excited by an ejected slow electron beam. However, it seems to be difficult to explain these emission phenomena by a simple linear theory of beam-wave interaction. Therefore, it becomes necessary to observe not only spectra of ion waves but also those of electron waves in order to investigate a possibility of nonlinear generation mechanism of these plasma waves.

The present instrumentation of BWI is improved upon this method of observation. Blockdiagram and time sequence of the experiment will be given in the talk.

References

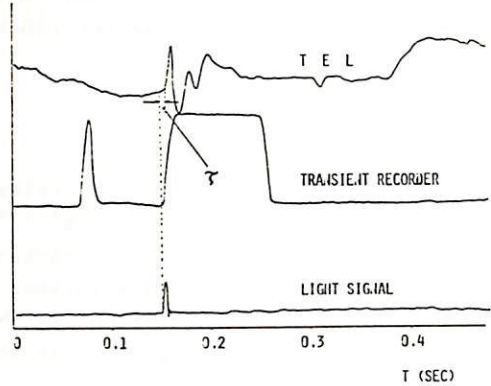
1. Miyatake, S., H. Matsumoto and I. Kimura, Rocket Experiments on Nonlinear Wave-Wave Interaction in the Ionospheric Plasma, Space Research, XIV, 369-374, 1974.
2. Matsumoto, H., S. Miyatake and I. Kimura, Frequency Spectra of VLF Plasma Waves Observed by Japanese Ionospheric Sounding Rocket K-9M-41, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 28, 89-109, 1974.
3. Matsumoto, H., S. Miyatake and I. Kimura, Rocket Experiment on Spontaneously and Artificially Stimulated VLF Plasma Waves in the Ionosphere, J. Geophys. Res., (in press), 1975.

河島信樹, 佐々木進, 天守章, 金子修, 村里幸男, 大塚辰蔵
東大 宇宙研

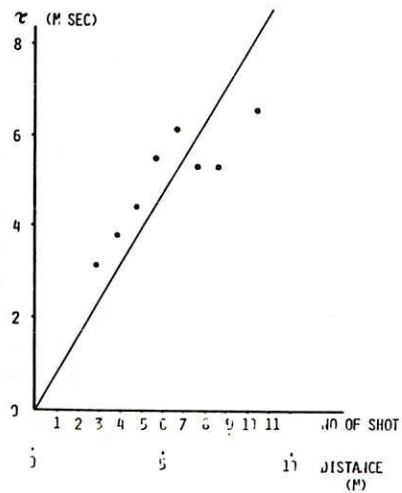
電離層, 磁気圏における Controlled Active Plasma Experiment は従来のスペースシャトルにおける AMPS 計画 (Atmospheric, Magnetospheric and Plasma-in-Space) でも重要な役割を演じた事になっていゝが, 我々はこの計画にプラズマ加速器を用いて行つた SEPAC 計画 (Space Experiment with Plasma Accelerators) を提案してゐる。この計画を推進する為のロケットによる予備実験と一々重ねていく予定であるが, その第一回として 1974 年 8 月に実験を行つた。その速報と前日に報告した。今回は更にデータを解析して電離層中のプラズマの伝播に関するデータを得た。

実験は K-9M-46 号機で親子分離方式を用いた親ロケットから 1m/sec で離れていく子ロケットに 8kV, 8 μ F, 25 Joule のコンデンサーバンクを搭載してこれを 12 秒に 1 回の割合で放電させてパルスプラズマ流を生成した。プラズマの出力は約 500 kW, パルス中はプラズマ加速器の出口で 5 μ sec である。

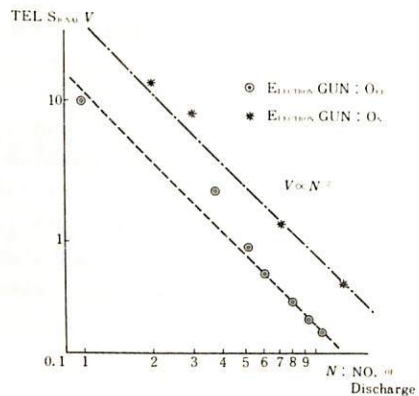
プラズマ加速器からのプラズマの信号は計測器として親ロケットに搭載したラングミュアプローブの設定が高過ぎたので感度としては完全に去つていゝが, 同時に搭載された電子温度計 (TEL) の信号に重畳した信号が観測された。(第一回) この信号と, 親ロケットに搭載した光測定器 (プラズマ銃の発光をみる) との間には, 時間差が存在する (これと子ロケットと親ロケットとの相対距離とは第一回には全く無関係に直線関係が存在する。これから去つたプラズマ流の速度は 10^6 cm/sec でこれは実験室で測定したもののよりもかなり低い。又この信号の強度を相対距離でプロットすると距離の二乗に逆比例しており, 真空中の単純な拡散として考えられる三乗よりは信号は減少の仕方が遅い。この事は電離層中磁場を横切つてくるときに, いくらか減速され更に磁場中に板状になつてより抜けてきたものと考えられる。



[第一回] 上: TEL の信号, 中: プラズマ銃の発光



[第二回] TEL 信号の遅れ時間 τ と相対距離



[第三回] TEL 上の信号の強度と相対距離

H. Matsumoto: Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University
I. Kimura: Dept. Electrical Engineering, Kyoto University
S. Miyatake: University of Electro-Communications, Tokyo
T. Obayashi: ISAS, University of Tokyo

In connection with the AMPS project, the following wave particle interaction experiment is proposed. This experiment is called LEBEX that stands for Low Energy Electron Beam Experiments, which is composed of two types of experiments. One is to observe locally excited VLF and HF plasma waves as a result of an ejection of a low energy electron beam from a subsatellite. The other is to observe secondarily excited VLF and HF plasma waves as a result of a transmission of a large amplitude plasma wave from the subsatellite. The former experiment is aimed at clarifying a beam-wave interaction in the electrostatic wave mode or electromagnetic wave mode, and the latter is to clarify the most fundamental nonlinear three wave process and nonlinear particle heating through the wave-particle interaction.

The above proposed experiments are based on the preliminary experimental results obtained by the K-9M-35 and -41 rockets which were launched from Kagoshima Space Center, Japan. In the K-9M-35 experiment, VLF discrete noises which may be of the ion acoustic wave mode, were observed, when an electron plasma wave in the vicinity of the electron plasma frequency was transmitted in the ionosphere. In K-9M-41 experiment, another type of discrete noises below the lower hybrid resonance frequency at the observing altitude were observed, when a low energy (\sim few eV) electron beam was ejected from the rocket.

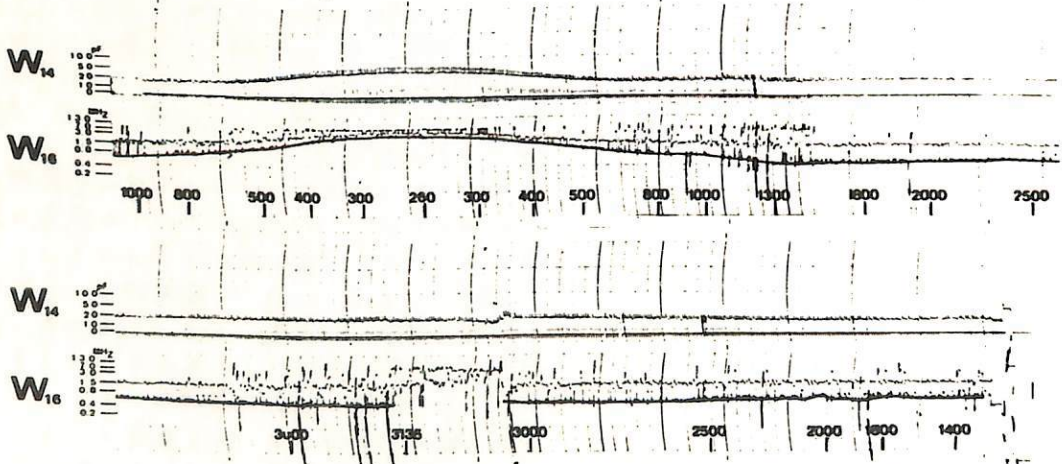
大家 寛 森岡 昭 血藤 実
東北大学 理学部

1. 序 SRATS (下いよう) 衛星搭載高周波インピーダンスプローブ (IMP) による電子密度、電子温度の観測の速報として Quick-look データ解析結果を報告する。

2. 観測概況 IMP 機器は打上げ後第 11 周回目から観測が開始され、動作は正常であり現在 (全周回 480 周のうち) 21 周回分のデータと Real time データとして数時間分のデータが取得されている。観測は衛星本体より 46.5 cm スピン軸に直交する方向に突出長さ 120 mm の球形プローブを用い、プラズマ中の電気容量を 300 kHz ~ 14 MHz まで周波数掃引しつつ測定し、UHR 共鳴周波数を検出することにより電子密度、400 kHz における容量を測定することにより電子温度に関する情報を得る。

3. 観測結果の検討 第 1 図に Quick-look データの 1 部 (Rev. 22) を示す。 (W_{14} ; 400 kHz におけるプローブ容量値, W_{16} ; UHR 共鳴周波数)。

- (1) UHR 共鳴周波数: W_{16} チャンネルに太線でトレースした値がその場での電子密度を与える UHR 共鳴周波数である。近地点で $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、遠地点で $3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であり、電子密度分布は緯度と高度の両者の影響の結果を明瞭に示している。
- (2) プラズマ波の重畳: 図中 UHR 共鳴周波数の他にこれより高い周波数で高度と伴に変化する共鳴の検出が行われているが、これは衛星周囲での k の大きな成分となるプラズマ波に生じた電界がプローブに重畳し electron cyclotron harmonic 周波数での共鳴を検出している。
- (3) シース容量の計測: W_{14} はプローブの 400 kHz での容量値に相当する。低高度で容量値大となり高々度で容量値は小さく定性的には高度が増すと電子温度は上昇し一定の値に近づくことを示している。
- (4) UHR 周波数、シース容量の急変領域. Rev. 22 においては高度約 3000 km 付近で UHR 周波数検出が急に擾乱をうけ、予てシース容量も急な特長ある変化をうける。この現象はすべての周回で見られ、その領域は西経 $100^\circ \sim 0^\circ$ の Brazilian Anomaly 域に相当しており、high energy particle 降下の電離層プラズマに与える効果を反映している。



第 1 図 Rev. 22 における IMP Quick-look 記録. W_{14} 400 kHz におけるプローブ容量
 W_{16} UHR 共鳴周波数

"TAIYO" に搭載された電子温度プローブ

— 結果速報 —

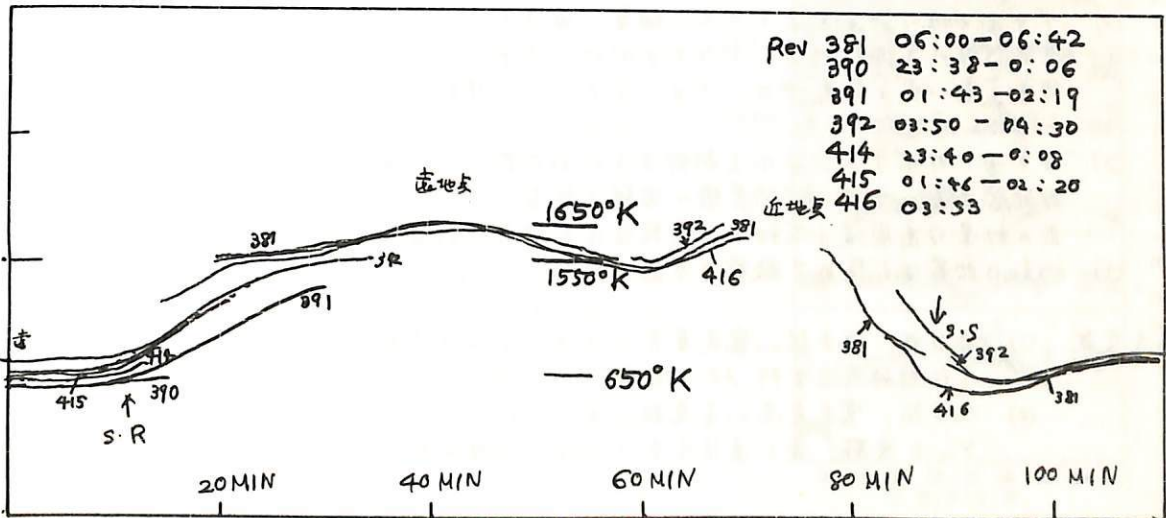
小山孝一郎, 平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

"TAIYO" となげけられ日本第二番目の科学衛星は1975年2月24日、東京大学鹿田宇宙航空研究所より打ち上げられ、4月11日現在順調にまわっています。搭載されたプローブ2路量測定器はIMP (電子密度測定器), TPI (正イオン温度密度測定器), CPI (質量分析器), TEL (電子温度測定器) である。ここで(筆者等の担当した)電子温度測定器について、測定器の概要とデータの一部を速報として報告する。

測定器 まずこの飛行実験に搭載されたものは同型の Resonance Probe 理論を応用した電子温度プローブである。セシウム部とエレクトロニクス部を一体として組込んだり、共振ゲームの先端にとりつけられた。従って設計に際しては、エレクトロニクスの動作安定性に細心の注意を払った。-45°C から 60°C までの温度範囲で満足できる性能を得られた。と同時にエレクトロニクス部をプローブ内の温度に与える影響をなく、室内実験がくりかえしできる万全の処置を行った。

測定結果

下図に得られた結果の一例である昼間 (Sun rise 後2時間, Sun set 前2時間) の経路 1550°K、夜間は 650°K の高度と共に温度が上昇する昼間は昼間の観測から、約 600 Km の 1650°K に達する。夜間はほぼ等温である (0.6K)。日没後2時間後には Te の overshoot、日没後2時間後に Te の undershoot を示す。近地点での衛星の位置が、L2 の軌道にあり、そのため、データが乱れず、プローブ2路方向検出器の働きによって、電子のデータが得られ



得られる。

衛星の電位は通常 -1.5V 程度。日没時と日没時の電位の差は約 0.3V (これは photo electron loss による)。近地点に於いて衛星電位は -3.5V 程度になり、このことにより上記の近地点近くデータの値を小さくしている。

宮武貞夫 (電通大) 松本 紘 (京大工) 筒井 稔 (京大工)

スペースプラズマ中での波動の分散特性を測定する方法として新しく開発されたFM法による波数測定は、機械的な可動部を必要とせず飛翔体に搭載可能な波数測定法であるのめりから実験室での効果的な波数測定装置としても有用なものと考えられる。

K-9M-46号機による実験については前巻の学会で報告(運報)したが今回は実験結果についての詳細を報告する。FM法による波数測定法では中心周波数 ω 、変調周波数 Ω 、周波数偏移 $\omega\omega$ のFM波をプラズマに印加しプラズマ波を励起すると

$$V \propto \omega k \cdot z \cdot \Omega$$

で与えられるように周波数偏移 $\omega\omega$ に対応した波数の変化分 Δk を測定することが出来る⁽¹⁾。ここで z は送受信プローブ間の距離である。変調周波数 Ω 、プローブ距離 z 、周波数偏移 $\omega\omega$ は一定に保たれるから結局、周波数 ω のプラズマ波の群速度の逆数 $(\frac{\partial \omega}{\partial k})^{-1}$ を測定することが出来る。

実験結果の要約

- (1) 中心周波数2MHzの場合、理論で予測されるように電子密度の高度による変化にしたがって、低密度のところには電子プラズマ波が、高密度が高い領域ではBernstein波が励起される。
- (2) プラズマ波の群速度はプラズマ諸量に依存していて、高い分解能で群速度の測定可能なこの方法は新しいプラズマプローブとして用いることが可能である。特に精度の高い電子密度プローブとしての利用は搭載用機器として有用であると考えられる。
- (3) ロケットのポテンシャルを制御するための数eVの電子ビームによる低周波波動の励起がK-9M-46号機の実験で報告されているが⁽²⁾低エネルギービーム放射の効果は高周波の波動の分散特性にも顕著な影響を及ぼしている。
- (4) Wakeの効果にも極めて敏感な反応が認められる。

参考文献

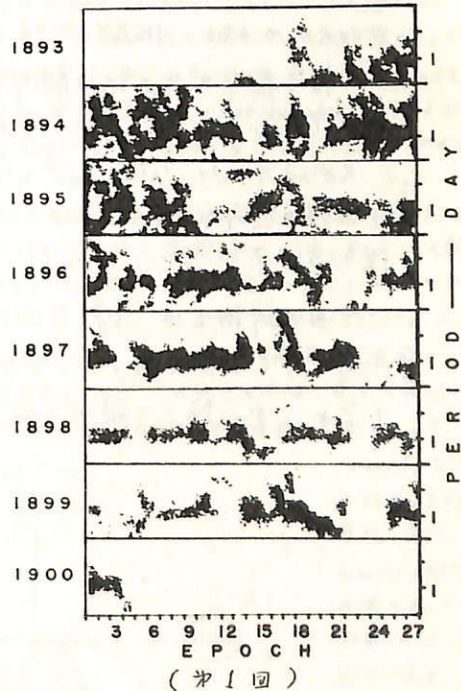
- (1) 筒井稔、松本紘、宮武貞夫、「プラズマ波の波数スペクトル観測法」アンテナ伝播研究会資料 AP-74-88, 1975
- (2) 松本紘、宮武貞夫、長尾朋、「VLF放射に似た人工的プラズマ波励起のロケット実験」電子通信学会アンテナ伝播研究会資料 AP-73-93, 1974

齋藤尚生・菅野常吉
(東北大・理) (橋島大・教育)

菅野氏の講演「Deep Riverにおける neutron 強度変化の dynamic analysis」において、Deep Riverにおける neutron intensity の hourly value から、diurnal, semidiurnal, terdiurnal, …… 各の宇宙線の anisotropy の動解析図 (dynamic spectral anisogram) が hissa 法により求められ、intensity variation の histogram と共に示された。今宇宙線の anisotropy と sector 構造との関係と明瞭にするために、その中の dynamic spectral anisogram の diurnal および semidiurnal の部分のみ抜き出して solar rotation number 毎に並び、27日 recurrence time pattern にして表示したのが第1回である。この回に見られる主な特徴を列記すると、

- (1) 菅野氏の講演の要旨で述べた様な宇宙線流に相当する pattern が、殆ど a solar rotation について epoch の才14日目から又1日目にかけと回歸している。
- (2) diurnal anisotropy の大きい日および小さい日が夫々ほぼ27日ご回歸している。
- (3) IMF が toward sector の場合 (特に sector boundary 付近) に、daily anisotropy が比較大なる傾向がある。
- (4) 宇宙線流が発生すると (3) の性質は乱される傾向がある。

村山 (1975) は Deep River の neutron の解析にともなう、diurnal anisotropy と説明する為には convection および diffusion だけでは足りず、更に3時方向に anisotropy を生ずる様な才3の原因を additional に考慮せねばならぬことを示した。右の範囲に亘って極性が - 様な IMF の中に地球が浸って居り、かつ perpendicular density gradient が存在するという仮定にともなう Swinson の model は、3時方向の anisotropy を説明するには都合が良い様に思える。然し地球周辺では IMF の極性は一様ではなく、地球の北方空間と南方空間では IMF の極性が互換に亘って逆転していると考えられる (斎藤の講演「太陽および惑星間空間の磁場構造」要旨才1回参照)。従って若し Swinson の考え方を採るならば、たゞ perpendicular density gradient を考慮しなくとも3時方向の anisotropy が生ずる筈である。



惑星間空間磁場と宇宙線非等方性 (II)

近藤一郎 藤井善次郎 長島一男
名大理

前回は名古屋における多方向宇宙線計の 1971~72 年のデータを用いて宇宙線の非等方性と惑星間空間磁場の極性との関係について報告した。

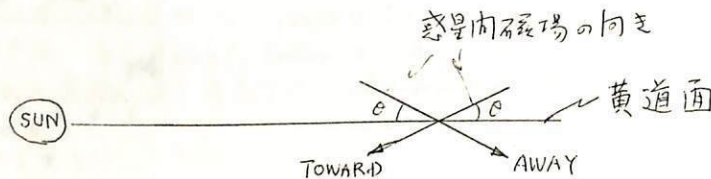
この解析によると宇宙線の北極方向と赤道方向からの流れの差を示す G 成分の強度が惑星間空間磁場が太陽向き (TOWARD) の時は反太陽向き (AWAY) の時と比べて大きい事が認められた。この傾向は G-成分のみでなく他の方向強度を用いて認められた。

この様な宇宙線の流れの生じる原因の一つとして、次の様な機構について考えた。図に示す如く惑星間空間磁場が黄道面に対して平均的にある傾き (θ) を持っており、太陽系外からこの磁場に沿って宇宙線が流れ込む。この結果として TOWARD の時と AWAY の時では流れの持つ南北方向の成分が逆になる。

この様な観測から上記の観測データを用いた予備的な解析を行った結果、この傾き (θ) が -20° である事が求められた。

又一つの可能性としては惑星間空間で黄道面に沿った磁力線に垂直な宇宙線の密度勾配があれば TOWARD と AWAY とで南北方向の流れの向きが逆転する事が考えられる。

今回の解析では乗鞍岳で同様な多方向宇宙線計を用いて観測した結果も併せて両者のデータを比較することによる宇宙線のエネルギーに対する効果の違い等も含めて更に詳しい解析を行った。

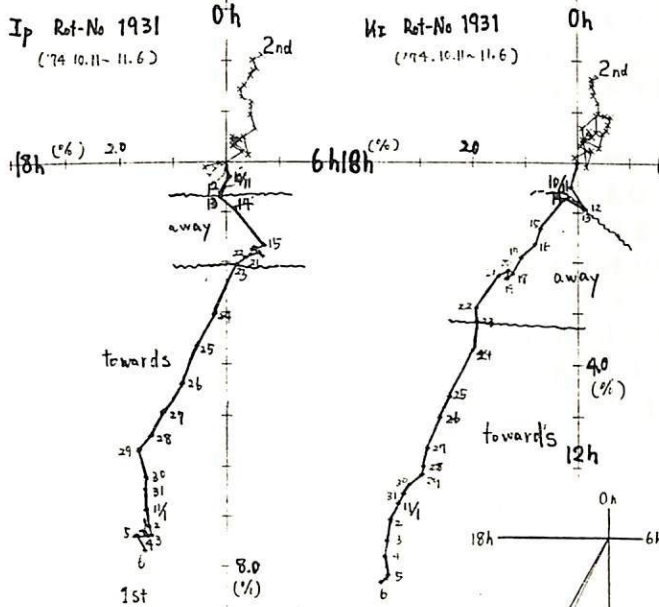


宗像義教, 森 覚
(中 即 工 大) (信 大 理)

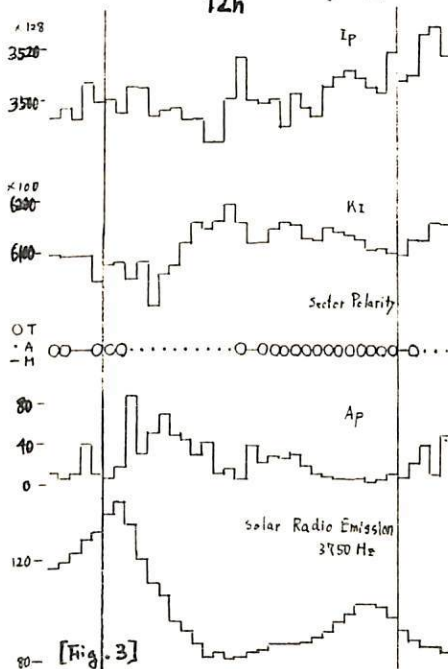
宇宙線強度の Diurnal Variation (D.V) の Amp, Phase が Interplanetary magnetic field (IMF) の Sector Polarity によつて変化し、これが、宇宙線の空間分布の Density gradient を示すとの予言があること。ここでは、中性子強度変化を day by day に解析し、それと IMF の Polarity, Ap Index, などとの比較を報告する。

解析日 '73.1.1 ~ '74.12.30 (Rotation 1907 ~ 1934)

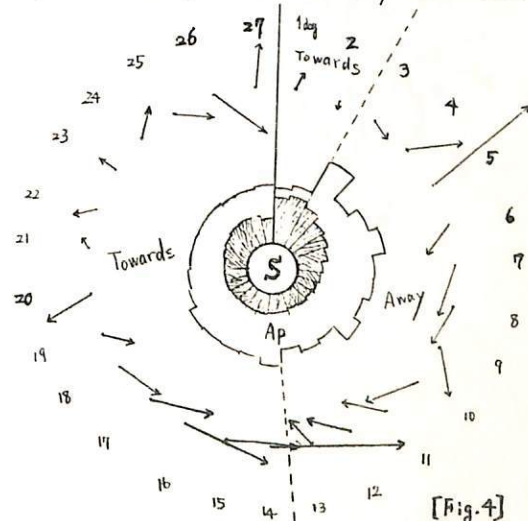
解 析 日 '73.1.1 ~ '74.12.30 (Rotation 1907 ~ 1934) について行つたが、今回は、'74を中心にして neutron monitor station も Itabashi (Ip), Kiel (Kz) とし、報告する。Fig.1. は 9 月 19 ~ 1926 の D.V. の平均値で、 $F=0.0, P_n=100 \text{ Gv}$ での deflection を考慮すると宇宙線の鏡山の方向は 18h となるようである。Rotation ごとく解析の例として、1931 Rotation ('74.10.11 ~ 11.6) を図示すると Fig.2 は Ip, Kz の Harmonic dial の 1st, 2nd を示す。図の示すように sector boundary 後数日間は Amp が大きく Phase も向さると、21 日になることがわかる。sector を通じてのものでは 11。Fig.3. は 11.6, Ip, Kz の Intensity, Sector Polarity, Ap, Tokawa の 3750 Hz を示し、横軸は day。これを Fig.2. と見比べると Intensity の下り目、Amp が增大していることがわかる。Fig.4. は 11.6 内から Tokawa 3750 Hz, Ap, sector, B_z, Ip の D.V. の Rotation 平均値からの差を示してある。この図によれば、D.V. の変化は IMF の Polarity によつて明らかに別れてくるが、



[Fig. 1.]
(Rot. No. 1919 ~ 1926)



[Fig. 3.]



[Fig. 4.]

Towards 部分によつて顕著なるように、boundary 後数日間によつて振幅が小さくなる。又、これに関連した North-South Asymmetry についても報告した 11。

宇宙線異方性の 27 日周期変化

千葉 敏 躬
岩手大教育

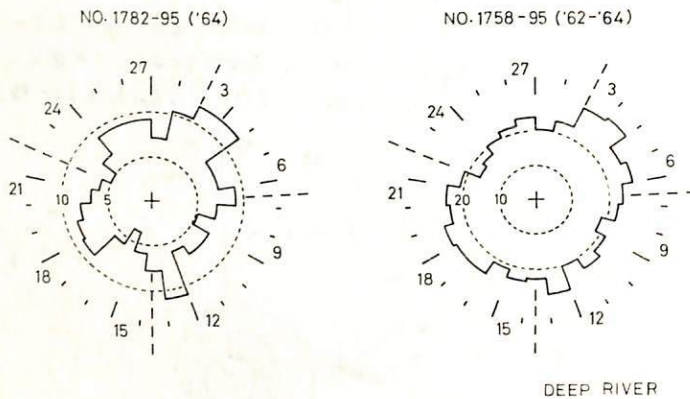
小玉 正 弘
理化学研究所

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。宇宙線 anisotropy の具体的な変動として、日変化、27 日変化などがあるが、ここでは日変化にもとづく 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 におけるニュートロンカウンターを 1 日毎にフーリエ解析し、日変化の様相を調べる。そして、その日変化の 27 日周期変化について rotation 毎の変動を吟味する。それらの結果と宇宙空間の磁場ならびに太陽風などに関する物理量の比較により、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手がかりを得ることを目的とする。

下図は、Deep River の Cycle 19 におけるデータを用いて、日変化の 27 日周期変化の様相を示した一例である。これは、惑星間空間磁場と sector 構造との関連にもとづくであろう宇宙線日変化の 27 日周期性の存在を暗示している。今回は、Cycle 20 において解析した結果と上記 Cycle 19 におけるそれらとを比較検討しながら、得られた結果について簡単に報告する。

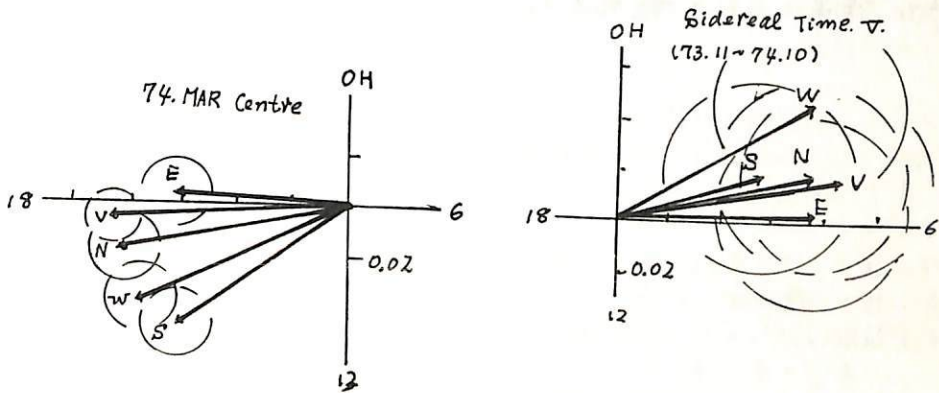
なお、解析に用いた両 station のデータは、太陽活動極小期に近い期間が選ばれており、又 monitor の計数率がかなり高いので、1 日毎の宇宙線日変化に関しての議論をするに足る十分な測定精度があるものと思われる。



工.M.Fのpolarityによる高エネルギー宇宙線の異方向性

—三 藤 巨 理, 森 尚[△], 安 江 新^{*}
信 大 教 養, 信 大 理[△]

1937, AUより連続観測して103地下30m.w.c.c.における多方向中間子計の5方向の成分を用いて Interplanetary Magnetic field (I.M.F) の polarity (away... ⊕, toward... ⊙) による宇宙線異方向性について解析した。解析は Mar, Jun, Sep, Dec を中心とした(冬3ヶ月)の4つの季節についてこの平均値を用いた。得られた結果(⊕-⊙ Vector)の一部を図に示す。図は地球磁場による deflection を考慮して異方向性を Space にもどしたものである。各成分も明らかなる季節変化を、⊕-⊙ Vector の Sidereal time variation を求めると L, T となる。これは I.M.F による宇宙線の異方向性の方向は Ecliptic plane に垂直で ⊕ の場合は南半球方向から、⊙ の場合は北半球からの流れであることを示す。このようなる I.M.F の polarity による宇宙線の異方向性の存在は、大正藤沢 A 及び Scintillation による提示されたものであるが、その原因については、前者は I.M.F による流れ、後者は Ecliptic plane に垂直方向の成分であり、後者は radial heliocentric cosmic ray density gradient によるものとしている。今回は地上の Neutron, A 及び地下 30 m.w.c. の data を用いて異方向性の Energy Spectrum 及び I.M.F の方向の data を同一図に示す。この結果は次の通りである。



矢作直弘, 千葉敏躬, 高橋八郎
岩手大学

我々は, 前の数回にわけた報告で, Norikuma の中性子, 中間子成分 data (1955年8月~1968年8月) を使ってこの太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum がこの期間内の地磁気擾乱度, A_p (太陽自転周期の間の A_p の算術平均値), と密接な関係を持ち, この関係の様子が太陽活動に依存するこを示してきた。

なお, その後更に, 1966年10月から1968年12月までの Deep River および Chacaltaya の Super Monitor からの中性子成分 data を使って上記の関係の check を試みた結果も報告したが, 今回は更に, その期間を延長して1970年12月までの data を用い, 今までの同じ解析方法により, これらの期間内における上述の関係を調べると共に, 今までの解析結果もあわせて考慮し, 全期間 (1955年~1970年) に亘った総括を試みた結果について報告する。

和田雅美

理研宇宙線研

宇宙線嵐はFerbush 減少 (FD) として、古くから認められた、一次宇宙線強度の減少する現象である。数時間~2日で極小に達し、1週~数月で回復する。これに日変化が伴うこともよく知られているが、日変化はFDに伴わぬものもあり、逆に日変化のないFDもある。従って、ここでは強度減少のみに注目する。しかし地方時によって変る日変化成分は、等方的な一次線強度減少を見にくくするので、経度の異なる複数コの観測地点を比べて用いる必要がある。

さて、空間でのプラスマ磁場の直接観測から、不連続面についての知識が増加してきた。不連続面は、大きくわけて、衝撃波 (Shock) と横向不連続 (Tangential Discontinuity: TD) とある。Burlaga & Ogilvie [J. G. R. 24, 2815 (1967)] は、"Solar Geophysical Data" から、 ≥ 10 の報告のある SSC 又は si をえらび出し、同時にふった空間での不連続面と比べている。その結果 SSC は shock に、 si は T.D. に対応する傾向があることを示した。地磁気の方では、SSC と si は同じ形をしており、もしその後 $K \geq 5$ の乱れがあれば SSC として定義している。従って、典型的な例をのぞくと、各地磁気観測所の報告はまちまちである。しかし統計的にはある意味をもち考えられる。 si について研究した西田氏によれば、空間での乱れの長くつづく時が SSC、しずかには si と一応いっておいてよさそうである。一方、空間磁場の南北成分の大小で、空間の乱れと、磁気嵐の大きさの対応は複雑なるから、 $K \geq 5$ というのは、あくまでも一つの目安としかねぬ。従って報告される SSC から si まで連続的であると考えられる。

以上の予備知識の上で、あらためて、SSC/ si と、FD の関係を統計的にしらべた結果をのべる。SSC/ si は "S. G. D." の ≥ 10 を用いる。宇宙線は WDC-12 for Cosmic Rays でまとめた1時間値グラフを用いる。Deep River を主とし、Kiel, Mt. Norikura も見、時にはさらに多くの資料を参考にした。とりあえず1968年1年間についてみた。D.R. グラフに、SSC/ si の時刻線を入れ、SSC と報告した観測所数と、 si (sfz 等も含む) 数をわけて入れた。FD の有無は経験的な目測による。つぎについておこる時は、減少開始に近い方をとり、他は? とした。これで、FD 有、無、? がすべての ≥ 10 SSC/ si について。統計すると、

第1表

	$si > SSC$	$si \leq SSC$	計
FD 無	22) 32	13) 14	35) 46
?	10	1	11
FD 有	2	23	25
計	34	37	71

第2表 無+?/有

SSC/ si	無+?/有		計
	<10	≥ 10	
≥ 10	29/0	2/4	31/4
<10	6/2	9/19	15/21
計	35/2	11/23	46/25

FD 無+? とし、 2×2 分割表の直接確率計算法により、第1表の分布に相関が無いという仮説は $\sim 10^{-6}$ の危険率で棄てられる。これに第2表の結果を入れることにより、要するに、FD は SSC に伴い、 si には伴わないといえる。

以上の結果から、次の点をのべる。

- 1) Shock は、宇宙線 (数10 GeV) をさえぎるだけの壁の役をする。
- 2) しかし T.D. のように、あてに何も乱れのない空間は、その働きが薄い。
- 3) 従って、壁をさえぎると共に壁のうしろに、何かほか (数10時間) はっきり認められるだけの、空間状態のあることが、FD には必要である。

II-47 惑星間空間衝撃波による太陽宇宙線の Modulation (II)

寺沢敏夫
東大宇宙研

昨年秋の学会に報告した惑星間空間衝撃波による低エネルギー太陽宇宙線(数MeV以下のP,α粒子)の数へ数十分のタイム・スケールをモン Modulation 現象(いわゆる shock spike event) について更に解析を進めた。

解析された約10例の shock spike 現象では、いずれも flux の peak は観測誤差の範囲(時間的に±1分)で 衝撃波面の通過時と同時にみられる。 flux は peak の数十分前から徐々に増大を始め、 peak を過ぎると急激に(数分以内)に もとの level 以下に減少する。 Fisk (1971) はこの説明を 衝撃波面による粒子の反射-加速現象 および ゆるぎを伴う磁場内での粒子の拡散輸送現象に求めた。 あらゆる 衝撃波面に反射された粒子は shock 前面のプラズマ内に存在している磁場のゆるぎにより、散乱を受け、反射に伴う加速と、散乱による粒子の一時的な捕捉のため flux が局所的に増大する。

我々の解析はこの考え方を支持している。

(1) peak 時のエネルギー・スペクトル

観測されるエネルギー・スペクトルは、衝撃波面と磁場のゆるぎの両方による Fermi 的な加速から期待される

$$J_{\text{peak}} \sim T^{\alpha} \cdot \exp(-\sqrt{T/T_0}) \quad \alpha \sim 1 \quad (\text{Jokipii, 1966})$$

とよく一致している。

(2) flux の空間分布

Fisk のモデルから、flux の空間分布は拡散係数と D、衝撃波面の速度と V_s として、

$$J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(-\frac{V_s}{D} x)$$

となることが期待される。 ここで x は 衝撃波面からの距離で、観測からは

$$x = V_{s,w} \cdot t$$

($V_{s,w}$; 観測者と太陽風の相対速度;
 t ; 衝撃波面 ($t=0$) との時間間隔)

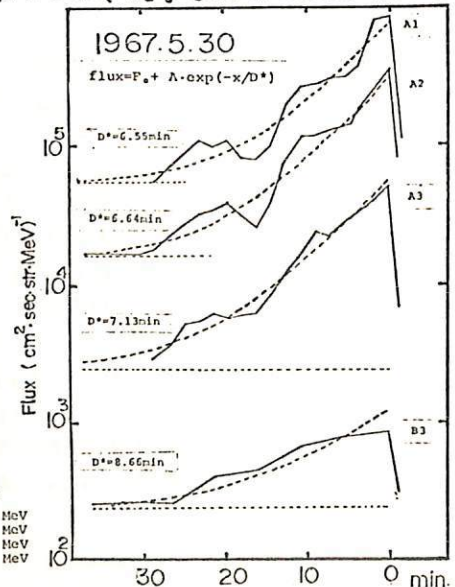
として決めることができる。

$$\left\{ \begin{array}{l} J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(-t/D^*) \\ D^* = D/V_s \cdot V_{s,w} \end{array} \right.$$

なる時間変化が期待される。(右図の点線)

*Fisk, L.A., J.G.R. 76, 1662, (1971)

Jokipii, J.R., Ap, J., 143, 961 (1966)



proton

A1 0.56-0.6 MeV
A2 0.6-1.2 MeV
A3 1.2-2.4 MeV
B3 2.5-4.3 MeV

Forbush Decrease の間の 宇宙線の Spherical Zonal Components

龍谷大学 高橋 八郎
 " 矢作 直弘
 名大理 長島 一男

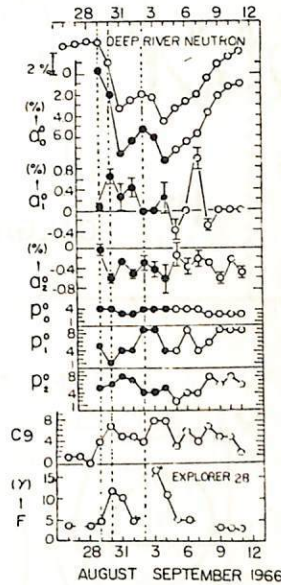
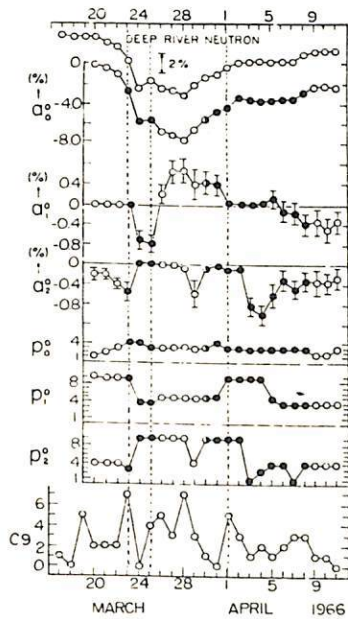
我々は今までに、長島による宇宙線三次元異向性の解析法を用いて次のような区間 [① September 3 ~ 12, 1964; ② February 8 ~ 18, 1958; ③ March 25 ~ April 9, 1958; ④ March 20 ~ April 11, 1966; ⑤ August 29 ~ September 11, 1966] における Forbush Decrease の解析を行ない、これらの区間の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components (A_0^0, A_1^0, A_2^0) を求め、それぞれ時間の変動の様相、特に North-South Asymmetry について検討を進めてきた。なお同時に、 A_0^0, A_1^0, A_2^0 それぞれに best-fit の変化スベクトラ (Differential Rigidity Spectrum $G(R)$) も求め、 A_0^0, A_1^0, A_2^0 が伴った時間変動の特徴の検討も行った。

今回は、これらの Forbush Decrease と関連する (太陽-惑星間空間-地球における) 諸現象との Data を比較において、今までの検討を更に深めた結果を報告する。

上述の区間 ④, ⑤ の Forbush Decrease についてこのこれらの検討結果の一部を示すと第1図、第2図のようになる。

第 1 図

第 2 図



図中、実線は Sudden Commencement のおこる直前に、 $A_0^0, A_1^0, A_2^0, \dots$... P_2^0 の部分の黒丸 (●), 白丸 (○) は Solar sector structure をそれぞれ示し、● は Toward sector を、○ は Away sector を示す。太陽活動 (地球近傍活動) の measure として C のを用い、更に Interplanetary Magnetic Field との関連をみるために Explorer 28 で得られた Magnetic Field Magnitude (F) を用いられている (第2図)。これから、それぞれに、解析結果、特に A_1^0, A_2^0 と関連をもつていることが認められるであろう。

なお、Interplanetary Magnetic Field の components と関連をもつことも示される。

また、他の区間 (② および ③) のものについても同様に関連があることが認められる。これらについても詳しい検討結果を述べた。

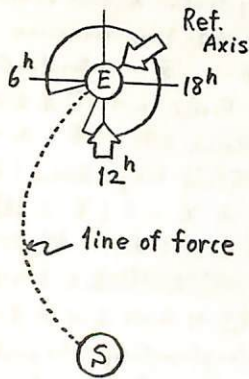
安江新一、 森 覚、 長島一男
 (信大理) (信大理) (名大理)

惑星間空間における宇宙線異変性を構成する要素として、

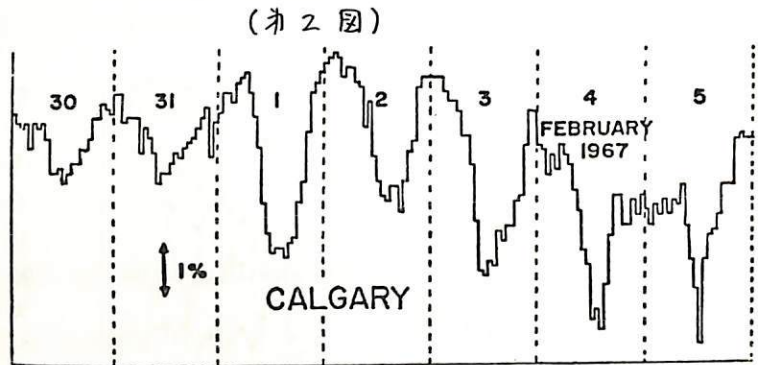
i) 磁力線の方向に沿った宇宙線粒子の流れと、

ii) その分布の太陽風による radial 方向 (12h 方向) の押し出し

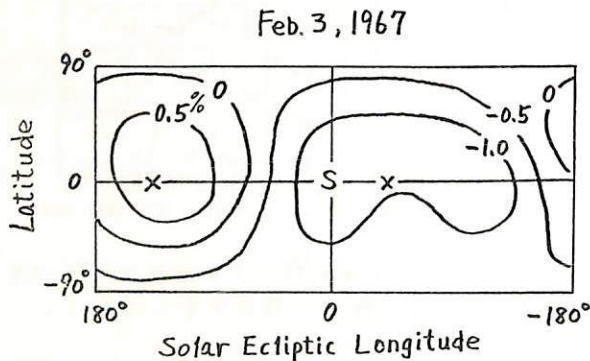
とが考えられる。そこで i), ii) に対応する空間分布として、任意の Reference Axis のまわりの軸対称分布 $F_p(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n P_n(\cos x)$ と radial 方向の異変性 $F_s(x) = \rho_s P_1(\cos x)$ という2つの軸対称分布を仮定して、3次元的に逐時解析することを試みている (第1図参照)。今回は1967年2月の顕著な日変化の現れた期間 (第2図) に上記の方法を適用することを試みた。使用したデータは汎世界中性子モニター40 Stationのもので、期間は1967年1月30日から2月9日までの11日間でし、初めの2日間の平均強度変化を基準にとった。観測値に合うよう決められたパラメータ、 $\rho_s, \rho_0, \dots, \rho_3, \Delta, \theta_s$ を用いて、3次元的な空間分布の Contour Map を毎時描くことができる。又、それを基に日平均の Map をつくることも出来る (第3図)。フーリエ解析の 1st Harmonic を用いて best fitting で得られる日変化異変性は、日平均 Map の上から読み取った赤道成分と Amp, Phase 共よく一致することが示される。又、この期間中直接観測で得られた太陽風速度と ρ_s との関係や、I.M.F と Reference Axis の方向の角の関係についても検討する。



(第1図)



(第2図)



(第3図) 空間分布の Contour Map

宇宙線短周期変動の解析

北村正昭、池上比呂志、小玉正弘
 気象研究所、理化学研究所

1970年、南極昭和基地で、宇宙線中性子及び中間子成分の短周期変化の解析結果を、前回に引続き、この、を用いた資料は、7月と12月の2ヶ月間、5分値を用いた。ダイナミックスペクトルの解析結果を以下に報告する。

解析の結果ダイナミックスペクトルにおいて数十分程度のpower densityが時折増加する現象が見出された。この結果を、この、とは、ECS (Enhanced Cosmic-Ray Scintillation) と呼ぶことにする。ECSの特徴及び他の現象と関係を列挙すれば次の通りである。

ECSの特徴

1. ECSは中性子成分には出現するが中間子成分には出現しない。
2. 中性子及び中間子両成分のカウント数及び気圧効果係数は次の通りである。

成分	カウント数	1/σ	気圧効果係数
中性子	$\sim 2.5 \times 10^4 \text{ count}/5 \text{ min}$	0.63%	$-0.174\%/mb$
中間子	$\sim 5.5 \times 10^4 \text{ count}/5 \text{ min}$	0.43%	$-0.16\%/mb$

3. 冬(7月)と夏(12月)とでECSの出現回数及び現象の型が異なる点を要約すれば次の様に示す。

季節	発生回数	現象の型	周期	継続時間	気圧変化との対応
冬(7月)	5	短周期変化	数十分	数時間	気圧短周期変化に対応
夏(12月)	2	白色雑音		~1日	顕著な気圧変化なし

他現象との関係

★ Space 起原の現象との関係を示す

(S1) Kp, Ip, Ionogram との関係を示す

(S2) 太陽プロトン (>60MeV, >30MeV, >10MeV) 現象との関係を示す

★ 大気内起原の現象と密接な関係がある。

(A1) ECS は気圧の低圧部において発生することが多い。

(A2) ECS の発生は上空の強風に対応している。

(A3) 地上風の強い時にECSの発生することも多い。

(A4) 冬のECSは気圧短周期変化によく対応している。(前表参照)

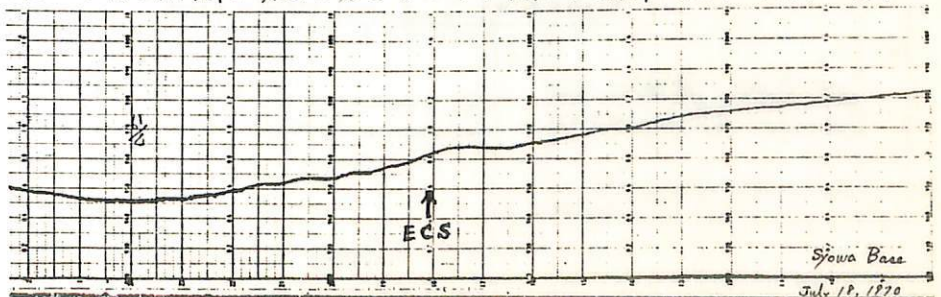
夏のECSの場合顕著な気圧変化は見られないが、この場合でも上空は強風である、T=

結論

以上のことから、本論文で述べたECS現象はSpace起原のものではなく、大気内起原の現象である。これは気象擾乱に伴い、上空の強風による、誘起された微小気圧波(振幅: 1~2mb)によって発生したものと考えられる。(但しこれが波動であることを確かめるには複数地点の観測結果によるなければならない。)

尚、以上に述べたことは2ヶ月間の資料に基づくもので、更に長期間の資料の解析が必要である。

ECSが発生したときの気圧変動の1例。
 ↑IPF中心として長時間にわたってECSが発生している。



石田喜雄*, 菅野常吉*, 斎藤俊子**
 福島大・教育* 福島匠大・教育**

I. これまでに、宇宙線治日変化が存在し、そのspaceでの異方性は平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあること、 $\langle T_{mz} \rangle_Y$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ緑線強度(IG303) (太陽面低緯度)と大変強い相関(地点により正相関、負相関あり)があること等を報告してきた。今回は、宇宙線半日変化の結果も加味した結果について報告する。

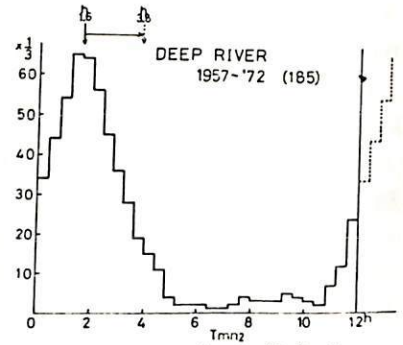


Fig. 1. T_{mz2} (半日変化)の観度分布
 Table 1. ANISOTROPY OF 1/3-DIURNAL VARIATION IN SPACE

STATION	PERIOD	N	PEAK OF T_{mz2} (h)	
I	MAWSON	1957-1973	63	① 0.0 ② 4.8
	UPRSALA	1957-1959	104	① 0.4 ② 3.5
	LEEDS	1957-1960	137	① 1.0 ② 3.5
	ROME	1957-1970	162	① 1.5 ② 5.9
	DEEP RIVER (S)	1967-1972	129	① 0.9 ② 6.5
	OTTAWA	1957-1971	174	① 1.5 ② 5.7
II	RESOLUTE BAY	1957-1970	160	① 2.9 ② 6.8
	HEISS IS.	1958-1968	89	① 2.1 ② 7.4
III	MT. NORIKURA	1957-1964	90	5.3
	MT. WASHINGTON	1957-1964	71	4.0
	RIO DE JANEIRO	1957-1962	61	4.9
	CHICAGO	1957-1964	76	② (1.8) ① 5.2
	CHURCHILL	1957-1969	132	② 1.7 ① 3.6
	ALERT (S)	1965-1972	86	5.5
	HERMANUS	1957-1971	169	② (4.0) ① 7.7
	HERMANUS (S)	1964-1971	88	7.6
	GOOSE BAY (S)	1964-1972	98	7.1
	DEEP RIVER	1957-1972	185	1.0
CLIMA*	1957-1964	78	0.2	
ALMA-ATA	1957-1965	71	① 1.1 ② (4.9)	
INUVIK (S)	1964-1972	102	① 0.4 ② (6.4)	

II. 宇宙線半日変化

T_{mz2} (宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(L.T.))のヒストグラムより、spaceにおけるその異方性は略(3~4)^h方向にあり(表1図)、又 $\langle T_{mz2} \rangle_Y$ (ベクトル年平均値(in space))は年によってもあまり変化がないことがわかった。

III. 宇宙線治日変化

上述の結果の他、治日変化のspaceでの異方性は、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^h$ 方向にある(表2図)。

IV. 結論

これらをもとめると、観測から得られた結果が得られ、これとFujii, Nagashima et. al の Loss cone モデルの結果(表2下半分)をくみ合わせ、太陽活動期には空間磁場の乱れにより磁気圏粒子がふさぎたLoss coneの半開角は狭く($< 63^\circ$)なり、太陽静穏期には広く($63^\circ < \chi_c < 90^\circ$)なりというモデルが考えられる(表2図)。

表2

PERIOD	PEAK OF T_{mz2} DISTRIBUTION IN SPACE			
	DEEP RIVER (S)		OTTAWA	
	NUMBERS	PEAK (h)	NUMBERS	PEAK (h)
1957			6	(3.5)
1958			12	5.1
1959			12	6.0
1960			12	5.4
1961			12*	6.6
1962	9	① 4.7 ② 0.9	12	① 1.0 ② 5.7
1963	12	1.0	12	① 0.8 ② 3.0
1964	12	0.8	12	2.6
1965	12	① 0.9 ② 5.1	12	① 1.4 ② 4.5
1966	12	1.7	12	2.0
1967	12	0.9	12	6.7
1968	12	6.3	12	5.4
1969	12	6.1	12	6.6
1970	12	5.3	12	5.5
1971	12	6.5	12	① 5.5 ② 0.9
1972	12	6.4		
TOTAL	129	① 0.9 ② 6.5	174	① 5.7 ② 1.5

表3

	ANISOTROPY IN SPACE (h)	
	SEMI-DIURNAL VARIATION	1/3-DIURNAL VARIATION
OBSERVE		
ACTIVE SOLAR PERIOD	$\sim (3-4), (15-16)$	$\sim 5, 13, 21$
QUIET SOLAR PERIOD	$\sim (3-4), (15-16)$	$\sim 1, 9, 17$
THEORY (FUJII, NAGASHIMA ET AL)		
	3, 15	5, 13, 21, 1, 9, 17
HALF ANGLE OF LOSS CONE		$0^\circ < \chi_c < 63^\circ$ $63^\circ < \chi_c < 90^\circ$

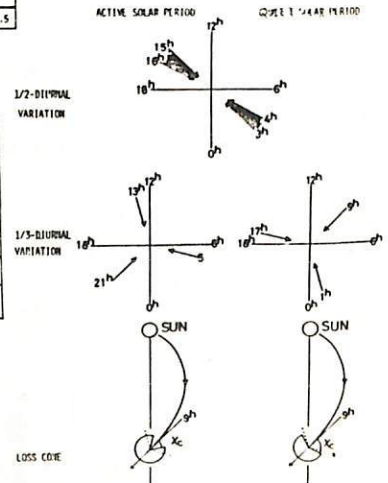


表2図

菅野常志・石田喜雄・斎藤俊子・斎藤尚生・松井亨・湯元清文
 (福島大・教育) (福島医大) (東北大・理)

宇宙線の anisotropy を論ずる際に従来兎角多年の資料から統計的に diurnal, semidiurnal, terdiurnal 毎の anisotropy が計算され、論じられることが多かった。そのような統計的研究は確かに有用である一方、anisotropy 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と変化するもので、之等 anisotropy の日々の様態も動的に調査し、その時々に対応した上記物理量の変化と何々に比較検討することが、anisotropy の機構を研究する上に極めて有用であると思われる。この様な観点から宇宙線強度に関していわゆる Hisa 法を適用して次の様な動解析を行った。

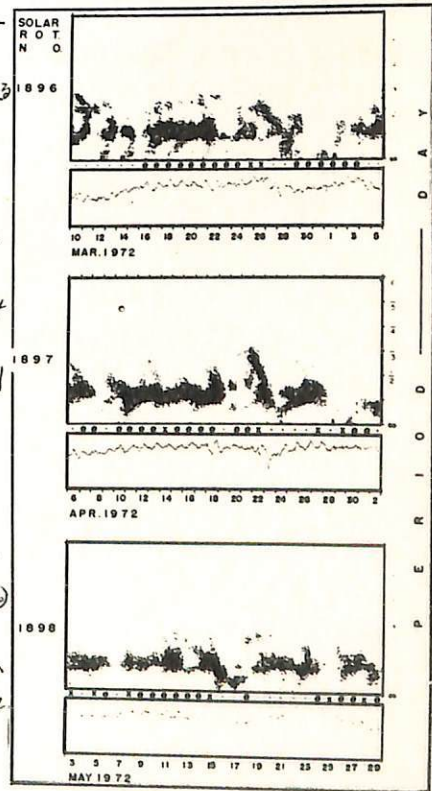
資料としては "Cosmic Ray MN-64, Neutron Monitor Data" に報告されている Deep River における neutron intensity の 1972 年 1 月 1 日から 6 月 30 日までの半年間の毎時値が用いられた。毎時値は紙テープに自動穿孔され、DA 変換器を通じて MT に記録された analog 信号から S-hisa で解析された。

図は解析結果の一部を示し、夫々下半分に Deep River の neutron intensity の hourly value, 上半分にそれに対応する周期毎の anisotropy の動解析結果 (dynamic spectral anisogram) を示し、比較し易い様に同一の時間軸スケールが両者に対して用いられている。dynamic spectral anisogram においては、周期の縦軸と時間の横軸の上には、diurnal, semidiurnal, terdiurnal, ... の anisotropy の大きさが濃度で表示されている。当然ながら intensity variation の記録に対して周期毎の anisotropy は細部に至るまで忠実に対応している。

解析結果において特徴的なことは主に次の通りである。

- (1) 宇宙線嵐に伴って共通した特徴的 pattern が現われるが、これは宇宙線嵐の発生に伴う irregular variation, 数日間の Forbush decrease, および宇宙線嵐中の diurnal anisotropy の増大の忠実な反映であると解釈出来る。
- (2) anisotropy の 1 日, 1/2 日, 1/3 日, ... 周期成分は常に比例関係にあるわけではない。
- (3) anisotropy のいわゆる diurnal, semidiurnal, terdiurnal, ... component は、24 時間およびその harmonics 以外の周期で出現することが屢々あり、かつその周期も時間的に fluctuate する。(このことは宇宙線間において anisotropy の方向が刻々と変化することも意味する)

之等 (1) ~ (3) は何れも統計処理では求められぬところから、anisotropy の研究に dynamic spectral anisogram の様な動解析も必要であることを示すであろう。



森 寛 奥江 新一 一之瀬 匡興⁹ 滝坂 修二 赤羽 重信
 信大 理 信大 敬泰⁹

長野県下御村の地下 30 m. W. O. に於ける宇宙線強度の連続観測は 1973 年 8 月以來 1 年以上を経過し、貴重なデータが得られた。前にも述べたように、我々の地下宇宙線望遠鏡は (1) 高精度 (計数 $\sim 96 \times 10^4 / \text{hr}$) が (2) 多方向 (鉛直、東西南北、東、西、南南及び北北の 9 方向) の特徴をもつてゐる。

前回までに、得られた観測データを諸現象について、予備的な議論を行つてきたが、現在、観測データを最終的な形で整理しており、その以後、下記に諸現象を解析し、報告する予定である。

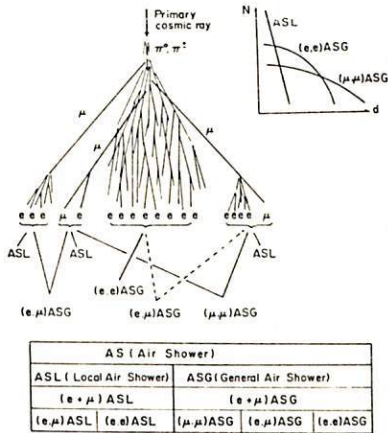
- (i) 強度の大気効果
 - (ii) 異変性 (一日変化、半日変化及び 1/2 日変化) の解析
 - (iii) 一日変化の年周変化と南北非対称性
 - (iv) 増大増大日変化の再帰現象
 - (v) 強度変化と惑星間空間磁障 (solar shield)
 - (vi) 日変化と惑星間空間磁障極性依存性及び恒星的異変性 (一之瀬氏の諸説参照)
- これら各解析結果は、今年 8 月 12 日 (土) に開催される宇宙線国際会議に提出する。

長島一男, 上野裕幸, 藤本和孝, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一部,
 小島浩司*, 花井在太郎*

名古屋大学, 名古屋保健大*

我々が観測している low density の Air Shower はどの様なものであるかを Fig. 1 に示す. AS を大きく分けて 比較的低い Primary energy に対応する ASL (Local Air Shower) と それよりも高い primary energy をもった particle から生ずる ASG (General Air Shower) とがある. 2つの detector 間の距離を変えて AS の 頻度を測った Decoherence Curve では ASL は Fig. 1 の右上に示されたように ステールな小さい event が多い. 今回は, 最近の半年間の観測に基づいて, この Local Air Shower の 性質 並びに Time Variation について述べてみる.

Fig. 1



長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 柳原志津子, 近藤一部,
小島浩司*, 花井荘太郎*

名大理, 名古屋保衛大*

乗鞍の高精度中周子計 (36 m²) の一部を用いて, 1970年8月から Small Air Shower の観測を続けている。1970年8月からは 3-Fold AS, 1972年5月から 4-Fold AS に観測しており, 1973年2月からは Directional AS の観測を始めた。

Directional AS は, AS の到来方向を鉛 (10cm) の壁の吸収によって 2つの方向 (East, West) に分け, 2方向の差 (E-W) をとることによって, AS の Atmospheric Effect を除くこととを目的として観測している。

Fig. 1 に観測の Arrangement を示す。Fig. 2 には, 1973年2月-1974年7月迄の Directional AS の観測結果を 3-Fold AS, 4-Fold AS と比較して示した。

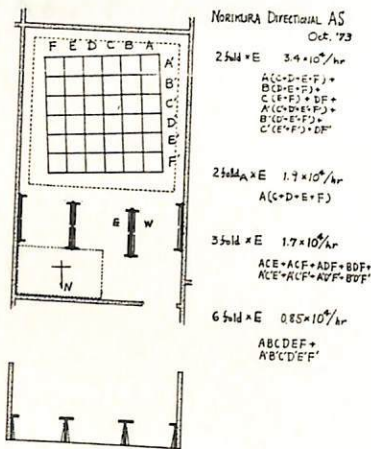


Fig. 1

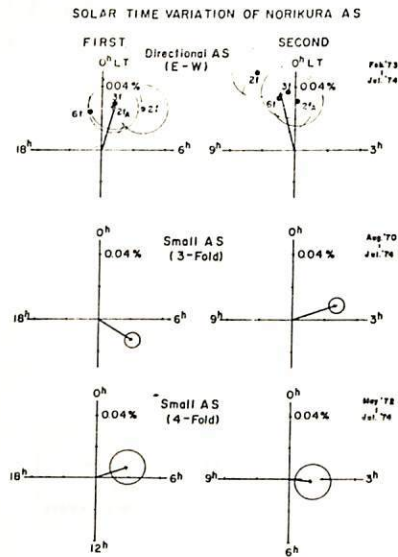


Fig. 2

加藤愛雄

東海大・航空宇宙

瀬戸正弘, 早坂 孝

東北工大・電子通信

人工磁場を避けて地磁気変化の観測を行う場合、商用電源を避け避難場所を避けるのが望ましい。従来用いていた周期数分の小さい変化を観測するための高感度にした。しかし、日変化等の記録がスケールアウトとし保存が面倒であった。

そこで今回、外部磁場を自動的に打消すことができるようにし、かつ、セット及び保存を容易にできるように改造した。そして、電源はバッテリーとし、防水型容器に収めどこでもCA観測ができる磁力計を試作した。特に、検出器はジンバル機構を採用し、三成分列々に防水された容器に収めた。磁力計本体は28cm×48cm×46cmの簡単な防水型容器に記録計、バッテリーと共に収めた。この磁力計を用いて中部地方で試験的に地磁気観測を実施した。

野外磁気測定におよぼす表層土質の 磁性的影響

水野浩雄 田島 裕

(国土地理院)

野外磁気測量では磁気点に標石と埋石す。地磁気観測所では観測室と建てよにさいして、土地と掘ったり土盛りとしたりす。土に多少なりとも強磁性金属物が含まれていて、その磁場が地表での地磁気の観測値にそれなりの影響をすのであろう。穴とほれは、その分だけ磁場が変。さらに土と埋めたときには、はらはらの方向に向いていた強磁性金属物の磁気能率が、その後、長い年月の間には、しだいに地球磁場の方向に向きと揃えよこすのであつたといふ。これによつてみかしの永年変化とさたらすかといふ。

鹿野山測地観測所ではプロトン磁力計のセンサーと絶対観測室の間の地域差が初期に数%の変化とみせ、その後、ほぼ一定になつてい。水沢測地観測所でも同じよう現象がみられた。それで、これらはたして上記のよう土の磁化の変化によつたものであつたといふためらふは、地球磁場の精密な測定をおこなう上で、意義あつたといふ。

水沢測地観測所構内に、たて1.5m、よこ1m、深さ60cmの穴と三ヶ所掘り、携帯用プロトン磁力計でくり返し測定をおこす。土の磁化による磁場の変化をしらべた。測定は地表面上30cmの高土において、75cmのメッシュに木枠と組み（一ヶ所はさらに地上1.2mの高土にも同様のメッシュをつく）穴掘前の測定で元来の磁場の分布とつみ、穴掘後の測定で除去した土による磁場がどの程度であつたといふ、穴と埋めたのをくり返し測定で、その後の変動の様子と追跡した。穴掘前の磁場の分布とみよつた、穴と埋めたのは20%以上のコンター密度で、おなり *gradient* が大きいところといふべきであらう。穴掘前後の値とくらべてみよと、中心点で、18%、18%、80%の減少がそれぞれみられ、穴の部分の土が地球磁場の方向に磁化して、たして増減の分布をよく説明でき。穴と埋めたをさすと、上記の増減分の割合は元に戻す。すなわちこの分が *induced magnetization* による分とみられ。その後半年余とつたて長測定ではこの分布に変化はみられなかつた。

水野 浩雄

(国土地理院)

一等磁気測量の資料を用いて 1967年から1973年にいたる向の isoporic chart (柿岡に相対的2年変化量分布図)と作成した。この時期には、一等磁気尺の再整備がすすみ、また年向の観測点数の増加と見られるなど、60年代にくらべて一等磁気測量へのとりこみが一層めづらぬ。

全体として、isoporic patternは、1950年代にみられたようき急速で擾乱的な変化にみられる。しかし、1971~2年と境として若干の impulsive な変化と確認できる。北海道の様似、広尾、釧路、帯広の各点で 1972年と境にして水平分力の reduced value が漸減(1%/y 未満)から急減(5~6%)に転じている。

偏角は同じく北海道で、1971年と境として 4~5%/y 未満の減少と示していたものが、1%/year 未満の減少に急変した。他の地域の isoporic line もこれにともなうかなりの変動を示した。

柿岡に相対的2年変化量

水平分力		至	%/y	自	%/y
24	様似	~72年	-1.4	72年~	-5.6
77	広尾	~71	-1.6	71~	-5.2
21	釧路	~72	-1.4	72~	-5.8
20	帯広	~72	0.0	72~	-6.0
	せ満別	~70	0.0	70~	-5.4
偏角					
15	留萌	~72	-5.2	72~	0.0
17	北見	~72	-6.0	72~	-2.0
20	帯広	~72	-5.0	72~	+1.0
21	釧路	~72	-5.4	72~	0.0
25	今金	~71	-4.0	71~	-1.6
26	函館	~71	-4.2	71~	+1.0
27	広尾	~73	-3.6	73~	0.0
78	標津	~72	-5.4	72~	0.0
28	八戸	~71	-3.6	71~	-0.6
	せ満別	~71	-5.6	71~	-2.6

大島章一、進林一彦、塚本徹、大森哲雄、瀧上勝義
海上保安庁水路部

海上保安庁が行っている大陸棚の海の基本図測量のうち、紀伊半島周辺から、四国南方、九州南方、九州西方、及び対馬周辺の、海岸からほぼ200km以内の海域に關し、地磁気全磁力の測量結果を報告する。

測量は、水路部の測量船“昭洋”及び“明洋”によつて行われ、測線間隔はほぼ3.7km（2海里）で、地磁気全磁力はプロトン磁力計で測定した。なお、同時に地形、地質重カ等の調査も行われた。

地磁気異常算出に用いた標準磁場は、IGRF 1965.0であるが、さらに水路部の全図磁気測量結果による日本付近の経年変化量と考慮した。得られた地磁気異常分布の様子を符号書きにするに次の通り。

1. 紀伊半島付近から大隅半島に至る南海トラフ内側は、水深2500mより浅い海域は、磁氣的に平坦である。
2. 四国沖の水深2500mより深い大陸棚と南海トラフには、地磁気渦状異常が存在する。その幅中は、ほぼ±200γ、10々の異常帯の中は30km前後、その長軸方向は北西～南東方向で沖に向かつて幅中を増す。これは四国海盆に存在すると云われられている地磁気逆転に伴う大洋性渦異常の先端が明瞭に見出されたものと考えられる。
3. 薩摩半島から口永良部島にかけての火山フロントを越してさらに西に至ると、突然地磁気異常は複雑な分布を示し、波長数kmで幅中500γに達する異常が多数みられる。
4. 九州及び対馬西方の大陸棚は、200γ～500γの正負の地磁気異常が複雑に分布しており、表層は砂礫堆積物であるが、その下には1～2kmといた浅いとこまで、玄武岩等の強い磁性を示す岩石が、広範囲に分布していると考えられる。
5. 対馬の東方海域は、磁氣的にきわめて平坦である。

歌代 慎吉
海上保安大学校

昭和41年以來海上保安庁水路部により北海道のオホーツク沿岸、日本海の礼文島から奥尻島にわたる西岸海域、釧路～十勝沖、東北地方の秋田、酒田沖、三陸沖、佐渡周辺、能登周辺、相模湾、紀伊半島沖、四国沖、九州周辺海域でプロトン磁力計による地磁気全磁力の精密測量が実施された。測量の成果は地磁気図として刊行されている。地磁気図は全磁力の50%等磁力線図として描かれている。此の論文では主として北海道、東北、北陸、関東の日本列島東部及び北部の周辺海域の磁気異常について述べる。先づ1970, 71年の緯度、経度の二次式で表はされた全磁力の分布と Secular Variation の correction を行った値より Observed Value と差引いて磁気異常を求め、wave length が 100 km 以上の regional anomaly と数十 km 以下の local anomaly と分類して夫々について考察を行った。

1) Regional anomaly

波長が百数十 km 以上の magnetic anomaly はオホーツク海対馬沖、釧路沖、八戸～尻矢岬沖、関東南部、相模湾とあり三等は右範囲にわたる地殻構造とよく regional anomaly と考えることが出来る。これは火山帯や右範囲に andesite や basalt の基盤が存在するものと考えられる。一方三陸沖や北海道東方海上の日本海溝を越えて存在する long wave length を有する anomaly は ocean basin と見られる海洋底の spreading によるものと考えられる。

2) Local anomaly

範囲が十数 km ～数十 km の小範囲の local anomaly はその大半が数百ガウスから数千ガウスに及ぶものがあり、北海道稚内、留萌、積丹半島、網走沖、釧路沖、恵山中、尻矢岬、八戸、釜石、男鹿半島、能登半島、伊豆半島、大島周辺、伊豆諸島周辺海域等に顕著であり、九州、南西諸島、沖縄方面での磁気測量結果が得られ、いずれも多く見られる。三等の local anomaly については magnetization の方向を求めるとほぼ現在の地磁気方向より East または West に $0^{\circ} \sim 30^{\circ}$ 偏っている。三等の local anomaly は Depth が数 km で水深に割と浅い海面近くには source を有すると考えられる。三等の local anomaly については地殻的に顕著な特性があると考えられる。

笹井洋一
東大地震研究所

1. 伊豆大島の離島効果

1966年に、筆者は伊豆大島の各所に地磁気変化計を置いて、短周期変化を観測した。その結果、島内各所でZ成分が非常に異なり、特に島の南北端では、符号が反転する事実を見つけた。(Sasai 1967)この現象は、海水中に誘導された電流が不良導体の島をさけて流れることによる、いわゆる離島効果で説明できる。(Sasai 1968)離島効果については、三宅島での観測をもとに、本蔵が詳細な検討を行ない、地下の電気伝導度分布をも与えている。(Honkura 1971, 1973)伊豆大島について、同様な検討の結果を報告する。

2. トランスファー・ファンクション・スペクトル

1966年中に起きた3つの磁気嵐をスペクトル解析し、周期6分から240分までのトランスファー・ファンクション(複素振幅比)を求めた。その値は、以前に求めた Parkinson Vector2の値と($T_0 \sim 30$ 分)大体一致する。但し、島の北端部の値は大きく食いちがっており、自己誘導の影響を考えないと、説明しにくい。(Sasai 1970)注目すべきは、各観測点のスペクトルは周期に依らずほぼ一定なことで、三宅島や八丈島の如く、周期の減少と共に減衰する傾向を示さない。これは伊豆大島が Central Japan Anomaly をひき起すと考えられている地下良導層の落ちこみの、ごく近くに位置していることを示唆する。

3. モデル計算

伊豆大島周辺の海深分布を模した薄層導体モデルで、海洋誘導電流と磁場を求めた。力武の方法による以前のモデル計算を、いくつかの点で改良した。主な点は、(1)島の北端での異常を説明するために、伊豆大島の北部に良導層(海水の浸透によると思われる)を置いたこと、(2)数値微分の精度を上げ、(3)Z成分の計算については Basic Integral の考えを用いて精度を上げた。(Price and Wilkins 1963)

4. 海洋誘導電流の強さと、伊豆大島地下の電気伝導度分布

伊豆大島の異常は、Central Japan Anomaly と離島効果の重ね合わせで説明できる。観測と計算を比較して、Central Japan Anomaly の部分を分離できる。実際に観測される離島効果部分は計算値の半分以下で、このような電流強度を説明するには、地下の導体層分布を考え、表面電流を弱めてやればよい。現在計算中であるが、三宅島についての本蔵の結論と同様に、地下数十km以内に良導層が存在すると思われる。伊豆大島周辺の誘導電流は、三宅島と異なり、極めて大きな異方性があり、東西方向の磁場変化で流れる電流は、南北方向の場合に比べて半分以下である。この原因は本州の存在によるものと考えられるが、八丈島でも同様である(Honkura et.al. 1974)ことを考えると、南北方向にのびた地下良導層の盛り上りの可能性もある。

Honkura Y. (1971) Geomagnetic Variation Anomaly on Miyake-jima Island. JGG, 23, 307-333

Honkura Y. (1973) Island effect and electrical conductivity structure beneath Miyake-jima Island., JGG, 25, 167-177

Honkura Y., S. Oshima & T. Kondo. (1974) Geomagnetic Variation Anomaly on Hachijo-jima Island., JGG, 26, 23-37

Price A.T. & Wilkins (1963) Phil. Trans. R. Soc., A 256, 31-98

Sasai, Y. (1967) Spatial Dependence of short-period geomagnetic fluctuations on Oshima Island (1), BERI, 45, 137-157

Sasai, Y. (1968) Spatial dependence of short-period geomagnetic fluctuations on Oshima Island (2), BERI, 46, 907-926

Sasai, Y. (1970) Electromagnetic induction within a non-uniform thin sheet conductor of the "Island Effect" model, when the self-induction is taken into account., Unpublished Manuscript.

力武常次(1972)地球電磁気学, 岩波書店, p346

行武 毅・吉野登志男・木本崇次・下村高史・小山 茂
 東京大学地震研究所

溶融状態にある溶岩の電気抵抗は、乾燥した常温の岩石に比べると 10^4 倍以上低い。溶岩が上昇してくると、比抵抗の小さな溶岩が火口を満たす効果だけでなく、周囲のすでに固結した溶岩や火山噴出物を温めるため、火口周辺の電気抵抗が小さくなるのではないかと推測される。火山活動と火口周辺の電気抵抗の時間変化との関係と調べることを究極の目的として、今回は電気探査の初歩的手法を用い、三原山で比抵抗測定の予備実験をこなした。

方法は、いわゆる dipole 法を採用した。カルデラ床で3測線、火口を挟んで1測線の実験を実施した。電流電極と電位電極の間隔は、最大1.1 kmまで離した。流した電流は800 V、0.2~0.35 Aで0.1 c/sの交代直流である。

見掛けの比抵抗(ρ)を求めると、カルデラ床では一般に値が大きく、地表付近で4~6 $\text{k}\Omega\cdot\text{m}$ である。しかし電流-電位電極間の距離(r)を増やして、 $r/2 = 450\text{m}$ 位になると、 $\rho = 600\ \Omega\cdot\text{m}$ とおよそ $1/10$ になる。これはカルデラ床では、深さが深くなる程、比抵抗が減少していることを示している。これに対して、火口を挟む測線では、見掛け比抵抗は、 $r/2 = 400\text{m}$ 付近で800 $\Omega\cdot\text{m}$ と、カルデラ床に比べると1桁小さくなっている。また火口測線では、 r の増大とともに、 ρ が増加しているのもカルデラ床測線と対照的である。

現在、火口内溶岩の頭位はかなり低く、少くとも上部250m位は中空であるとされている。この部分の比抵抗は無限大とみなせることを考慮すると、火口測線で得られた小さな見掛け比抵抗は、火口周辺部が著しく低比抵抗の状態にあることを意味している。

森 俊 雄

地磁気観測所

1971年から1974年にかけて北海道東部ノ3点で地磁気地電流の変化観測を行った。北海道東部の地質構造は千島火山帯の北部、グリーンタフ地域と南部の新生代堆積層の厚い根釧原野、太平洋岸で白亜系の露出して高い高重力地域よりなっている。この地域の地で観測した地点での周期別パーキンソンベクトル、水平磁場変化ベクトルと水平電場ベクトルの関係を求めた。

この地域のパーキンソンベクトルは短く、 $\sqrt{A^2+B^2} \leq 0.5$ である。その方向は女満別から根釧にかけてはほぼ東向、根釧から釧路にかけての太平洋岸では東から南、南西へと向きを変えていくが、釧路附近の東西に20km離れた観測点ではほぼ逆向き（釧路湿原の西側にあった上吾平では南東向、約20km東の北斗では南西向）になる。また根釧原野の内陸部では変化は非常に小さくなり新生代堆積層がまみっているようである。阿寒湖畔（阿寒カルデラのほぼ中心）では $\sqrt{A^2+B^2} < 0.2$ で周期特性が大きく、 $\pm \sim 120 \text{ min.}$ まで、ベクトルの方向は西向から北、北東方向へと変化した。

地電位差の変化は、太平洋岸では非常に大きく（3~5 mV/km/yr）で指向性が強く、根釧原野の中央部では1/4程小さく卓越方向もはっきりしない。摩周湖の北約10kmの線では $E/H \approx 1 \text{ mV/km/yr}$ で指向性が弱く、女満別の方では強い。

この事から、高重力異常の釧路附近から根釧にかけての太平洋岸、釧路湿原の西側、阿寒カルデラの南側に高抵抗の物質が地表付近にあり、磁場が東西に変化した場合、海水に誘導された電流は主に釧路とそこから20km程度西側の白亜系地層の向から根釧原野の堆積層の厚い部分（1~2km程度）に流れこみ、北北東に向って根釧原野に広がって根釧海峡をぬけ、途中一部は屈斜路湖、摩周湖方面からオホーツク海に流れるのではなかろうかと思われよう。

また、稚内から女満別にかけてのオホーツク海岸では紋別、枝幸での全磁力値の観測から、パーキンソンベクトルの向きが北西から北東、東へと変化していく事が予想されているが、1974年に紋別で三成分の変化観測を行った、その事を確かめよう。しかし、女満別と根釧の中間の佐呂間湖のパーキンソンベクトルは、女満別とはほとんど異なる、佐呂間湖と紋別の間（20~30 km）で約90°のずれがある。

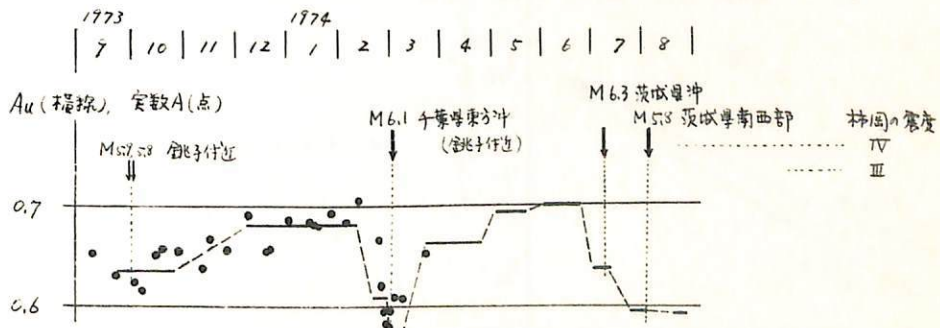
柳原一夫
地磁気観測所

大地電気伝導度異常を $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ とあらわしたとき、稀岡（および東京）の A, B が長年の間に大きく変化し、しかも関東大地震（1923）のとき A の値が極小であることは既に報告した。その後最近 16 年間について同様のことも少し詳しく調べると、変化量は当然小さくなるが、6~7 年同期の変化が認められ稀岡の有感地震回数とかなりよく似ていることがわかった。これらのことから地磁気の成分変化同因性から推測される電気伝導度 (CA) の変化と地震とに関連あるもののように思われるが、CA 変化導出の精度から考えればかなり大きな変化でないとい信賴性がうすい。

式、 $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ における変換関数 A, B は同波数の関数でありかつ複素数である。しかし上述の CA 計算の際には、同波数のあまり変らない変化成分が比較的同相に近いものを使って、A, B を実数として求めている。これはもちろん厳密でなく信賴性を損うものとなっている。

一方、磁気嵐などの一連のじょう乱記録からパワースペクトルを計算して複素変換関数 A, B を求める方法も多用されているが、これは同波数依存性などをみるには有効であるがある特定の同波数における A, B について時間的变化を精査にみる立場からは、そのじょう乱記録におけるその同波数のパワーが必ずしも大きいといえないので、疑問である。

そこで、変換関数 $A = Au + iAv$, $B = Bu + iBv$ を求めるのに、特定の同波数（^{同期}80 分とする）成分を大きく含む孤立型変化 (Bay とする) を一定の期間内から多数とり出して、 $\Delta Z, \Delta H, \Delta D$ のフーリエ変換を計算しその間の関係として求めた。1973 年 9 月から 1974 年 8 月までの 1 年間に 10 期間をとり出して計算した結果は地震と極めてよい関係があった。この期間稀岡で震度 III 以上の地震は 8 回あるが、遠方の 2 回（紀伊半島沖、ウラジオストック）と深い地震 1 回を除く 5 回については A の実数部 Au が地震前数か月間増大し半月ぐらい前から急減少（0.7 → 0.6）して地震後回復するという関係に合っている。（短時間には繰り返すところも分離できなかった 3 回の増減である）下図に示した。図の点で示したものは A, B を実数のみとして同位相の変化のみをとり出して十分の留意を拂って（例えば 1 点の中には 10 コ以上の資料が入っている）求めたものである。



TRANSFER FUNCTIONS AT KAKIOKA (I)

気象庁、地磁気観測所
白木正規・柳原一夫

地磁気短期変化 $\Delta Z, \Delta H, \Delta D$ の間には、近似的に、

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

という関係が満たされていることが知られている。最近、この A, B という変換函数をスペクトル解析の手法を用いて求められることが多くなってきている。この論文は、スペクトル解析の手法によって求められた A, B の値がどれくらいの信頼性をもっているか調べた結果を述べる。

1969~70年の2年間に15個の磁気嵐を選び、それぞれの磁気嵐について、3分ごとのデジタル化を行ない、ハイパスフィルタリングとプレホワイトニングを行ったのち、Blackman & Tukeyの方法によって、オートパワースペクトル密度とクロスパワースペクトル密度を求め、これから A, B の値を計算した。

A, B の値は240分~30分の周期の範囲では、大部分の磁気嵐についてほぼ同じような値が得られた。15個の A, B の値の単純平均値の一部にその確率誤差と共に第一表に示されている。ただし、 A_u, B_u は実部、 A_v, B_v は虚部である。

パワースペクトル密度の大きさや ΔH と ΔD のコヒーレンスなどは、 A, B の値に影響すると思われるので、 A, B の値とそれらの間の関連性についても調べた。

Table I

	Au		Bu		Av		Bv	
120 ^{min}	0.59 ± 0.05		0.17 ± 0.04		0.18 ± 0.04		-0.05 ± 0.03	
60	0.64	0.04	0.13	0.04	0.03	0.04	-0.05	0.04
30	0.60	0.05	0.08	0.06	-0.05	0.07	-0.08	0.04
15	0.49	0.07	-0.01	0.08	-0.07	0.09	-0.03	0.13

渡辺 秀文 行 武 毅
 東大、理、地球物理学科、 東大・地震研究所、

地球磁場は核内ダイナモによって維持されるものと思われ、ダイナモ作用をしていり、具体的には流体運動の性質は不明な点が多い。特にトロイダル磁場からポロイダル磁場へのフィード・バック作用を伴う運動についてであろう。そこで本講演では、コリオリ力に影響された渦的運動がフィード・バックを行って α -effectと仮定して、磁場の渦的運動に対する反作用をも考慮した、 α - ω ダイナモ方程式を数値シミュレーションし、現実の地球磁場の性質(強度、逆転期間 etc)を満たす渦運動の相角距離、相角時間、速度を推定する。

α - ω ダイナモ方程式は次のようになる。

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \text{curl}(\bar{\omega} \times \bar{B} + \alpha \bar{B}) + \eta \nabla^2 \bar{B}, \\ \alpha = \alpha_\omega + \alpha_B, \\ \alpha_\omega = -\frac{g}{4\pi} \frac{\tau l^2}{\eta} \omega \cdot \nabla \bar{\omega}^2, \\ \alpha_B = -\frac{l^2}{4\pi \eta^2} \bar{B} \cdot \text{curl} \bar{B}. \end{cases}$$

ここで、 \bar{B} 、 $\bar{\omega}$ は大規模な磁場と運動(今の場合 *torsional shear motion*)。 α_ω 、 α_B はそれぞれ強度勾配をもつ渦的運動がコリオリ力に影響を受け持つ "helicity" の α -effect と、これに対する磁場の反作用。 τ 、 l 、 ω は渦的運動の相角時間、距離、速度。 g 、 η は核内流体の密度、磁気粘性である。

この方程式は \bar{B} について非線型であり、^{定常状態では} 磁場強度が *kinematic dynamo* と違って求まる。従って、実際の磁場強度(双極子磁場 $\approx 0.3 G$) を満たすためには、渦運動の τ 、 l 、 ω は制限される。図1に異なる初期値を与えた時に、時間と共に *axial dipole* の Gauss 係数 g_1^0 が定常値約 $0.3 G$ へ収束して行く様子が示してある。この時の τ 、 l 、 v_{max} の値は $l^2 = 10^{10} \text{ cm}^2$ ($l = 1 \text{ km}$)、 $\tau v_{max} = 1.4 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。図2は、 g_1^0 の定常値が、 $0.3 G$ と $0.6 G$ の場合の τ 、 l 、 v_{max} の値をプロットしたものである。図からも分かるように磁場強度だけでは、 τ 、 l 、 v_{max} の値を一意的に決めることができないが、更に磁場逆転時の期間(強度減少期間)等を考慮することにより、可能と見られるものと思われる。この点については講演で発表する予定である。

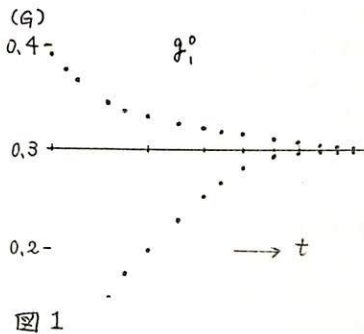


図1

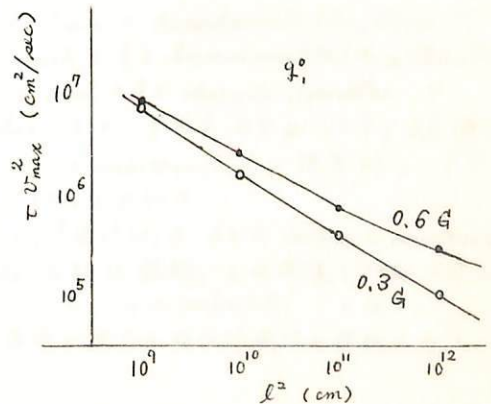


図2

行武毅
東京大学地震研究所

観測所で観測される地磁気永年変化は、数百年周期になると、移動性磁場と停滞性磁場の重ね合わせで充分よく近似できる。しかし数十年変化になると必ずしもこの二種類の磁場だけでは説明がつかない。過去数十年の変化をみると、数百年の比較的長周期変化と違って、変化に地域性があるようにみえる。ヨーロッパ地方では、鉛直成分変化に、この地方特有の極小が1915~1935年に現れている。停滞性磁場と移動性磁場から計算される Gauss-Schmidt 係数と合成したのでは、このヨーロッパの鉛直成分変化を充分説明することはできない。

ところで、217所の観測所の年平均値を基礎に、1900-1965年間の毎年の磁場に対して、Gauss-Schmidt 係数が $n=m=3$ で求められている。これらと合成すれば、ヨーロッパ地方の鉛直成分変化も充分よく近似できる。

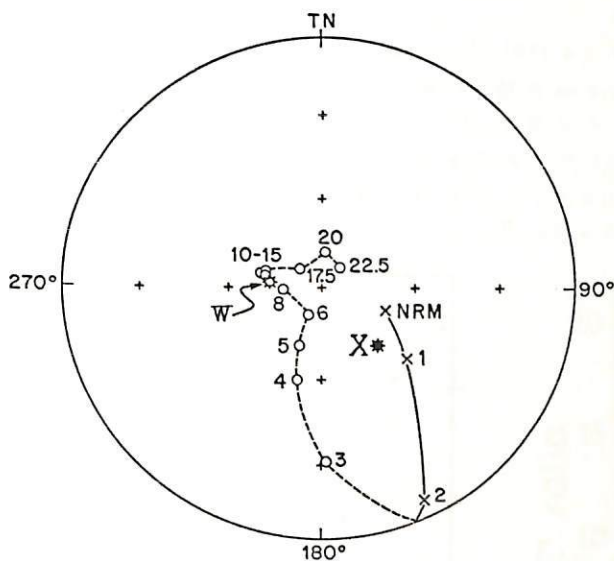
停滞性磁場と移動性磁場から得られる Gauss-Schmidt 係数を順次観測所のデータより得られた Gauss-Schmidt 係数で置き換えて磁場と合成し、どの項がヨーロッパ地方の鉛直成分変化に寄与しているかを調べてみた。その結果、一見ヨーロッパ地方特有の変化とみられるものが、Zonal term の変化によるところが大きいことが明らかになった。Zonal term の変化は、経度によらない変化であるから、見かけ上地域的な変化も、かなり大規模な変化によって惹き起される場合があるといえる。

上野 宏共

東北大学 理学部

カナダ有状地・Grenville地塊区(900-1100 m.y.)には多くの anorthosite のバソリス状岩体が存在する。これらの岩体はグラニュライト相の条件下での変成・深成作用で形成されたと言われている。Whitestone area や Morin area の anorthosite は主に plagioclase ($An_{30}-An_{60}$), pyroxene, hornblende, Fe-Ti 酸化鉱物からなる。

同一試料中に2種あるときには3種の磁化を持つことも希ではなく、解析は単純ではない。次にその解析例を示す(図参照)。交流消磁の結果を用いて、各stepごとに消磁されて行く成分($M_n - M_{n+1}$, 例えば $M_{4000e} - M_{5000e}$)をベクトル計算によって求める。medium remanent coercive forceの磁化としては、1,000 Oeまでの $M_n - M_{n+1}$ の平均を求めると図のXとなる。同様に1750 Oe から 2,250 Oe までの平均は図のWとなり、high r.c.f.の磁化として取り扱おう。当然ながら high r.c.f.の磁化だけを求める目的のためならば 1,000 Oe 以上のある交流磁場での消磁だけで十分である。



図の説明

Anorthositeの交流消磁の例。
ベクトル量の平均も示されている(XとW)。

数字は交流磁場($\times 100$ Oe)

* X は 下向き

○ W は 上向き

Fe-Ti 酸化鉱物は次の通りである。a) 1-5mm の hemi-ilmenite ($Hm_{10} Ilm_{90} - Hm_{50} Ilm_{50}$)の集合体; b) aの hemi-ilmenite を host とする ilmenohematite ($Hm_{75} Ilm_{25}$)の lamellae, 中は 100-200 μ ; c) bの ilmenohematite を host とする ilmenite lamellae と aの hemi-ilmenite を host とする hematite lamellae, 中は いずれも 0.5 μ 以下; d) 100-200 μ の自形 magnetite (3.5 mole % Usp.); e) massive anorthosite 中に特長的な ごく小さな斜状 magnetite, 長さは数 μ 中は 2-0.5 μ またはそれ以下。

熱消磁からの slooting temp. をも加味して、「磁化W, X それに massive anorthosite に見出される磁化Y (r.c.f.はWとXの中間)」と「Fe-Ti 酸化鉱物」との関係を対応づけると W... b, cの hematite X... dの magnetite Y... eの magnetite となる。また、変成・深成作用中でのこれらの3種の磁化獲得に関する時間的関係も説明しよう。

百瀬寛一

信州大学理学部

Titanomagnetite (β 相) が二次的変質作用によつて、その一部分が Titanomaghemite (β') 化している場合 β 相の残留磁気固着の有否を究明することとを目的として β 相の Curie 点での熱消磁実験を行つて来た。

これまで β 相の Curie 点を正確に求めることに主眼を置いて来たが、この場合 β 相と β' 相の Curie 点以上の温度まで安定でなくてはならない。

今回は M. Ozima 及び E. E. Larson (1967) が β 相の実験を行つた箱根の白石丁場の試料 (Hyp. Ouz. Andesite) によつて β 相の熱安定性を吟味したので報告する。

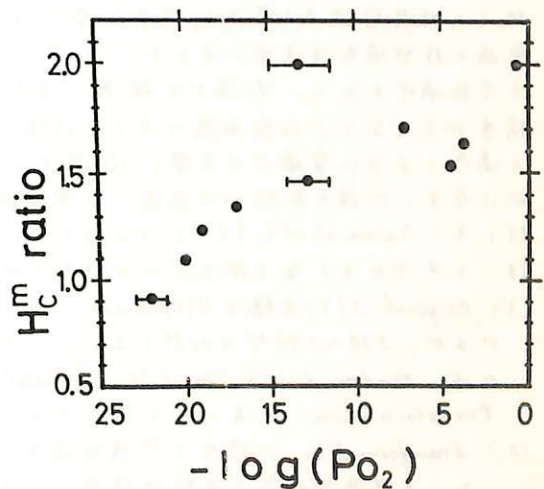
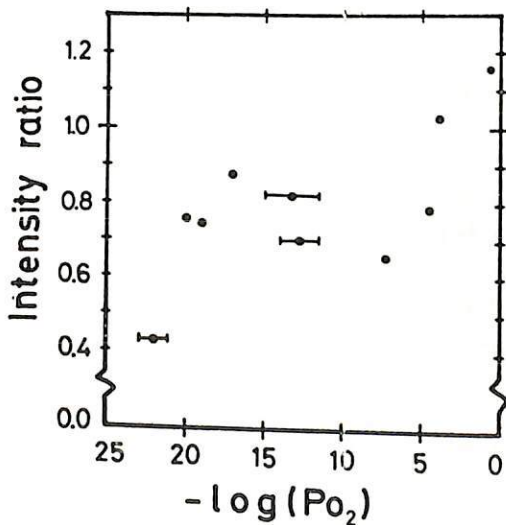
実験の結果によると、この試料の β 相の Curie 点は 360°C であり、磁化の温度変化曲線から β 相は 400°C まで安定である。また β 相の Curie 点及びそれ以下の温度で真空中の熱処理 (14 時間前後) したものは Curie 点で曲線の形に変化を伴っていない。

田中 秀文 ・ 河野 長
東大 理

実験室内で作る人工のTRMがもとのNRMと同じ性質を持っているかどうかは疑問しい。岩石を空气中で加熱するとそのTRM capacityが増加することはよく知られており(Coe and Grunne, 1973, Kono, 1974), これを少しでも避けるために熱消磁や地球磁場強度の実験を窒素雰囲気で行うことができることになっている(Vincentz, 1968; Coe, 1967a)。最近, テリエ法を真空中で行うほうが空气中で行うのより成功率が高いとの報告がある(Khodari ^{et al.}, 1974) ことか、人工のTRMの性質は炉内の酸素分圧(P_{O2})によって違ってくるものと思われ、しかし、人工のTRMと炉内のP_{O2}との関係組織を之々研究した例はないので、P_{O2}を利用できる熱消磁炉を使用してTRMのP_{O2}依存性を調べる研究をした。

実験方法は、様々なP_{O2}の雰囲気中、600°C又は800°Cで1時間試料を焼いたのちに、人工磁場のもとで過剰してTRMを作り、これをNRMと比較した。1時間焼いたのはP_{O2}依存性がある程度はつきり出るからである。TRMの性質の比較には、その強度と交流消磁曲線の形をもに利用した。試料としては若石生成時の地球磁場のわかっている大島のHawaiiの玄武岩を用いた。

この研究から酸化雰囲気で作ったTRMほど強度や保磁力が大きいというP_{O2}依存性のあることがわかった。この場合、極端に酸化的又は還元的气氛で焼いた石の磁性鉱物はある程度化学変化を受けており、TRMが変化するのは当然だが、それ以外の雰囲気では大きな化学変化はないのにTRMのP_{O2}依存性がみられることが重要である。又、このP_{O2}の依存性も試料が前にどのような熱処理を受けたかで違うこと、一般に人工雰囲気で作ったTRMの保磁力はNRMより大きくなり、P_{O2}以外の効果があることがわかった。



Intensity ratio = (人工TRM強度) / (同試料のNRM強度)

H_C^m: 交流消磁において、磁化強度がはじめの半分の大きさに至る時の交流磁場の値

H_C^m ratio = (人工TRMのH_C^m) / (同試料のNRMのH_C^m)

Coe, R.S., *J. Geomag. Geoelect.*, 19, 157, 1967a.

Coe, R.S. & C.S. Grunne, *ibid.*, 25, 415, 1973.

Khodari, A.A., R.S. Coe, and C.S. Grunne, *ECS*, 56, 112, 1974.

Kono, M., *J. Geophys. Res.*, 79, 1135, 1974.

Vincentz, S.A., *ibid.*, 73, 2729, 1968.

笹嶋 貞雄
京大・理

ハワイ南方のライン諸島北端付近 ($158^{\circ}20'W$, $9^{\circ}15'N$) から採取された、低温酸化の著しく進んだ海洋底玄武岩試料が、 $250^{\circ}C \sim 400^{\circ}C$ で特異な熱残留磁気自己反転現象を示すことが実験的にわかったので、その反転機構に關する解釈について述べる。

試料の磁氣的諸特性を小嶋ら (1974) から要約すると、K-Ar法年令は 53 ± 5 m.y. キュリー-吳は $280^{\circ}C$ 、酸化度 $Z = 0.76$ で、Original Titanomagnetite は Ullöspinel-rich で $X = 0.83$ 、キュリー-吳 $29^{\circ}C$ と推定されている。また磁性鉱物の格子定数 $a = 8.36 \text{ \AA}$ で、化学分析によってもほぼ Titanomaghemite に近い成分であることが明らかにされている。この $FeO-Fe_2O_3-TiO_2$ 3成分系の組成は Schult (1971) が報告したアルカリ玄武岩中の N-type スピネル強磁性鉱物に極めて近いことが注目される。

本試料の熱磁気曲線は空気中と真空中 (10^{-4} Torr) とは向わず、 $250 \sim 300^{\circ}C$ で変形 N-type の anomalous behavior を示す (cooling stage)。これによってキュリー-吳は $30 \sim 50^{\circ}C$ 上昇し、 J_s (lig. N_2 温度) はやや減少する。また、 J_s-T 曲線の変化は保持温度とともに加熱時間によって成長する。変形 N-type は遂に P-type になるが、さらに加熱温度や時間を増大させると unmixing の進行により、普通の Q-type に移行する。

このような J_s-T の変化に応じて、8 mm 立方くらいの岩石試料を、15~20 分間加熱して熱残留磁気の変化を、温度を順次あげながら観測する。すると $260^{\circ}C$ では、室温の残留磁気は正常であるが、 N_2 温では逆転を示す。 $270^{\circ}C$ くらいでは、室温でも反転磁化を示し、 N_2 温では顕著な反転磁化の強さを表わす。 $280^{\circ}C$ では最も反転強度が大となり、以後加熱により反転磁化は劣化の傾向を示す。 $320^{\circ}C$ では $260^{\circ}C$ の場合のように室温では正常、 N_2 温で反転磁化に戻る。 $400^{\circ}C$ では何れも正常磁化になり、以後の加熱では急激に正常残留磁気が強大になる。類似の自己反転現象に対して、Ozima et al (1968) は 2 相モデルによる解釈を採っているが、本実験結果に対しては次のような 1 相モデルが自己反転の解釈として妥当と考える。

- (1) Original $J(T)$ 曲線は Stephenson (1972) が予測した S-type 類似のもので考えられるが、 $250 \sim 270^{\circ}C$ の加熱によって、anomalous な SP-type をいし変形 N-type になるのは、random distribution (Akimoto model) から Néel-Chevalier の ordered state への transformation があつたと推定される。
- (2) transformation に伴う熱残留磁気の反転は 2 相であるが、 $280^{\circ}C \sim 400^{\circ}C$ における熱残留磁気の反転は緩慢である。
- (3) この緩慢な熱残留磁気の変化は温度と時間により、除々に $J(T)$ 曲線が、inversion の進行に伴って N-type \rightarrow P-type \rightarrow Q-type と変化することに帰因するものと解釈できる。

百瀬寛一

信州大学理学部

西之島新島の熔岩(複輝石安山岩)中の強磁性鉱物の磁化の温度変化を測定した結果 Native Iron と同定されたものを発見したので報告する。測定の結果によると磁化は 300°C 付近の温度で全磁化強度の $70\sim 90\%$ ほどが失われるが、この磁化強度は岩石中に含まれてゐる Titanomagnetite に対応してゐる。残りの磁化は明確に 770°C に Curie 点をもちてゐる。

実験は高温部に存在する磁性の性質を明確にするために試料の量は普通の測定に用ゐる量の 100 倍程度増量したものを使用し、温度 $330^{\circ}\text{C}\sim 370^{\circ}\text{C}$ で外部磁場をスイッチして、高温部の熱磁化曲線の精度を高めた。

Native iron が火成岩中に発見された一例は、きわめてまれであるが、その一例として富士山の玄武岩中の Native iron についで、いりゆる Tree-mold による現象として兼平慶一郎らによつて報告された。西之島の場合にはこの存在還元的環境の存在は不明であるが、少なくとも Tree-mold によるような存在還元的な状態は考えにくく、存在中には西之島新島の熔岩中に存在するのかが今後の問題である。

野村哲

群馬大学教養部

従来の岩石磁気の安定性テストは、室内実験でまかなわれてきたが、これによると、地質現象の変化と岩石磁気の関係や地質学的時間の要素が除外されてしまう。したがって室内実験で安定とされた場合でも、初生磁化でなかったり、その逆に、不安定と判定された場合でも初生磁化を保っていると考えられる場合もある。

地史学的に磁化の安定性を吟味する方法は、まだ未開拓である、といっても過言ではないが、筆者は、次のような方法を考えている。

同一層準の（初生磁化が共通の）岩石磁気が、現在どうなっているかを検討すること。わけても日本列島のグリーンランド地域には、同一層準でありながら変質の程度が、ことなっている場合がある。また同一の層準がしゅう曲したり、一方が陸成で他方が水成であったりするとき、層準の各部の磁性がどうなっているかを調べる方法もある。

今日までにわかってきたことは、次のとおりである。

1. 草津白根火山の周辺に分布する白根軽石流は、局部的に著しい熱水変質（温泉変質）をうけているが、磁化方位は、初生磁化そのままであるかにみえる。また、白根軽石流が正帯磁であるため、磁化の変化の程度が、チェックできないのかもしれない。
2. 群馬県中新統の茶臼山溶結凝灰岩は、“安定性はよくない”が、磁化方位は初生磁化を示す、と考えられる。
3. 湯蔭流紋岩の磁性。

結果について

広岡公夫

守川克己

福井大学教育学部

大阪大学基礎工学部

海洋底、湖底の微粒子堆積物は、堆積した後、水を含んだ状態では、その時の外部磁場の变化に追随して、その磁化も变化することが知られている。湖底堆積物のような堆積率の大きいものを使って詳細な地磁気変化を求めよう場合には、特にこの堆積から磁化が固定されるまでの時間のずれが問題となる。

この Post-depositional remanent magnetization に関して、数人かの人々 (Irving & Major, 1964; Kent, 1973; Lovlie, 1974) によって実験がなされているが、これらの実験はいずれも次の二点において湖底または湖底堆積物の磁化獲得の際の環境と異なっている可能性が大きい。まず一つは、堆積実験の際に起こる影響である。天然の堆積物を用いる場合であっても、一度乾燥しとすると、堆積物の粒子は物理的(形状その他)または化学的に多少異なるものとなり、再堆積の実験の時に水を加えても乾燥前の状態にもどらぬ恐れが非常に大きい。もう一つは、磁化を測定するために水を抜き、乾燥させていることの影響がある。脱水の際に磁化に大きな影響を与える可能性が十分考えられ、もしこれら堆積実験ではなく脱水実験をしていることには十分な危険性を含んでいる。

今回の実験は、以上の二つの影響を避けるため、琵琶湖底から得られた core の水を含んでいるだけ迷わないようにして、磁場中におき、それによる磁化の変化と水分を含んだままの状態を測定した。磁化の変化の様子が core の深さの違いにどのように関係しているかまた、磁場中に置く時間の長さによってどのように変化するかを調べた。水を含んだままの状態を保つため、試料は冷凍して保存しており、試料に磁場をかける時だけ解凍し、残留磁化の測定も冷凍したのちに行なった。

磁化実験は 85 oe と 200 oe の直流磁場中で行ない、85 oe では最高 32 時間、200 oe では 2 時間磁場中に置いたのち測定した。その結果、磁場方向の磁化は時間とともに増加するが、その初果は、湖底から 3 m くらいまでの堆積物では大きいから、それ以上のものについては、磁化強度も小さく、また磁場中に置く前の磁化の残りの方が大きいことが判明した。

今回の実験は地球磁場よりも非常に大きな磁場をかけたで行なったので Post DRM 成分が短時間で得られ、今後とも、と地磁気に近い磁場の実験を行ない、磁化の固定に堆積後どれくらい時間が必要かを求めてみたい。

<References>

Irving, E. & Major (1964) *Sedimentology*, 3, 135.

Kent, D. V. (1973) *Nature*, 245, 32.

Lovlie, R. (1974) *Earth and Planetary Sci. Letters*, 21, 315.

安川克己 室井 繁
 阪大基礎工 大阪科学教育センター

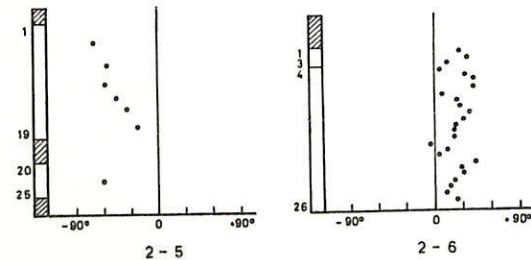
日本各地、更に広く世界各地で、過去にわたる地球磁場の永年変化と、深海底堆積物に比べて堆積速度の遅い湖底堆積物の自然残留磁化測定の結果から追跡する研究の一環として、この測定は行われた。また磁化測定以外の諸測定結果が「出た」段階で、各種の測定結果と同一層準で比較検討することによって、気候変化と磁場変動との関係なども明らかにするに役立つと期待された。ここに報告する生花苗沼から採取した堆積物の自然残留磁化測定は、「いろいろ困難な点も出てくるが」、現在進行中のものであり、あくまで中間報告である。また磁化安定性に関する消磁実験は、今のところ1個の試料について2試みだけ行ったので、将来多少数値が変化した可能性はあり、消磁と行った試料に限り、安定な自然残留磁化と見做すことも考えられ、また「結果を併せて」のことで、あまり大巾な変更はなされていない。

現在までに測定および整理の終了した試料について、結果と下表に示す。なお、9表に集録された試料は、目下残りにも双極子としての磁化を示したもののみであり、その他にも可成り同数の試料について、自然残留磁化測定が行われたものがあるが、それらは「それ」双極子としての磁化を示したものは、表中の磁化傾角のみを明示する。下図のようである。

試料番号	伏角	偏角*	試料番号	伏角	偏角*
2-6-1	28	0	2-6-17	15	358
2-6-2	33	18	2-6-18	6	16
2-6-3	12	28	2-6-19	46	352
2-6-4	4	0	2-6-20	30	331
2-6-5	34	350	2-6-21	34	338
2-6-6	43	386	2-6-22	22	347
2-6-7	42	380	2-6-23	18	348
2-6-8	8	318	2-6-24	14	2
2-6-9	25	351	2-6-25	26	346
2-6-10	28	336	2-5-3	-68	0
2-6-11	37	336	2-5-7	-54	344
2-6-12	31	325	2-5-10	-56	358
2-6-13	23	356	2-5-12	-44	334
2-6-14	22	340	2-5-14	-32	318
2-6-15	23	335	2-5-17	-22	316
2-6-16	-1	353	2-5-22	-61	283

* 偏角は各コア又はコアの断片の最上端試料を0とした場合の相対的な値である。

この結果も、No. 2-5に示した磁化傾向についての意味をみよ。このコアは、押出し時のミスにより縦半分が乱されたものがある。しかし、その上半分の3分の2は正常であり、下部は乱れたものである。又磁化測定用試料を採取するに当たっては、乱れたものを「別に」圧入して「する」こと、乱れたものは「影響」は考えにくく、仮りにその影響を受けているとしても、図に示したように明瞭な逆向帯磁に変化するとは考え難い。更に乱れたものの下半分も逆向に帯磁している上に、この下のコア No. 2-6の磁化傾角が「浅い」とも考え得る。どうもコア No. 2-5の逆向帯磁は本来のものと考えるべきを得ない。ところで、この生花苗沼の上から4.97~5.19 mの部分の年代は¹⁴C法によつて5,440年B.P.と決定された。コア No. 2-5の底面の深さは4.0 mであるから、4~5千5百B.P.に逆向磁化があることになる。



乙藤 謙一郎, 川井 直人, 小林 和男
(阪大 基礎工学部) (東大 地質学)

深海底堆積物の残角磁化測定は従来 core から連続に切り出した厚さ約 2 cm の試料を用いて行われて来た。しかし、乃に於て堆積速度が小さい為、1個の試料が示す残角磁化は地磁場の数千年の平均を表わして居る。この平均を短時間短縮して詳細な地磁場変動を知る方法の一つとして、試料の厚くを薄くする事が考えられた。この方法は Kawai 等により、2割から1割に薄くされた (Kawai et al., 1973)

筆者等はこの方法を更に発展せしむる為、厚さ 4.3 mm, 一辺 24 mm の正方形板状試料を連続に切り出せる切斷器をつくり、core KH-7.3-4-7 (2°41.3' N, 164°50.2' E, 4100 m, 5.3 cm/1000 year) から薄く試料を切り出し、その残角磁化の測定を行った。現在までに core 最上部から 30 / 0 m まで (堆積速度から推定して 25 万年 ~ 76 万年)、試料数 66 / 1 個の測定が完了した。今回の薄切り方法による測定結果を報告する。

測定

core 採取地は北緯赤道であり又試料が薄く平かた。Astatic Magnetometer を用いて各試料の upper-surface と lower-surface の二面について Declination と Intensity (成分) を測定した。更に3個本を以て約和気温評価用磁化 (SIRM) の測定を行った。特に Brunhes - Matuyama Boundary 付近では Inclination を測定した。

測定結果

- (1) 各試料の両面から得た Declination の差, ΔD は試料が一様に磁化して居るかの目安となる。 $|\Delta D| > 70^\circ$ を示す試料は Brunhes - Matuyama Boundary に2個と 47cm に1個あり、その他7個、1試料のみ、 $|\Delta D|$ は10°以下であり、4.3 mm の堆積層はほぼ一様に磁化して居ると考えられる。
- (2) Brunhes - Matuyama Boundary での Relativity Transition を示す試料は12個あり、従来の試料では2~3個に過ぎない。Polarity Change は Matuyama epoch の Reverse から Normal, Reverse を至る Brunhes epoch の normal とした Oscillation を示した。その際、Intensity (NRM/成分), $NRM/SIRM$ は急激に大工の減衰を示した。堆積速度一定を仮定した場合 Polarity change に要した時間は 8000 ~ 9000 年と推定された。
- (3) 47 cm の試料では、Declination の Reverse を示し $|\Delta D|$ の値が大工の減衰を示し、又 Intensity (NRM/成分) の減衰が、event 存在の可能性を示した。堆積速度から、約 3.5 万年と推定された。

物の古地磁気

西田潤一、石田志郎

京大、理、地質、

大阪層群の古地磁気層序の研究は、石田、前中、横山(1969)、光明池岡研ガール-7°(1970)、及び鳥井、吉川、市原(1974)によつてその火山灰の古地磁気測定が行われていた。石田等は Matuyama - Brunhes - boundary をアズキ火山灰 - 深草火山灰の間の堆積層であると推定している。鳥井等は狭山火山灰層の中間的磁化方向を Matuyama - Brunhes - boundary であると報告している。

我々はこれら火山灰による残留磁化測定結果の時間的連続性の欠如を補つて深草火山灰 - アズキ火山灰の間に挟まれた海成粘土層、陸成粘土層を連続的に測定することによつて、より正確な Matuyama - Brunhes - boundary を決定しようとした。測定した試料は海成、陸成粘土層及び細粒砂岩層 23 層準であり、各層準について 5~10 個の定方位試料を用いてその平均値を求めた。いずれの測定においても NRM 及び peak field 100 Oe, 200 Oe の交流磁場で消磁を行つたのちに、まよまつた方向を得たものを結果として採用した。各試料の平均の磁化強度は $10^{-6} \sim 10^{-7}$ e.m.u./cc 程度である。測定の結果、大阪層群の粘土層の残留磁化には二次的成分が多く、100 Oe ~ 200 Oe の消磁を行つた後にはまよまつた残留磁化成分を得ることができないことが判明した。また粘土層からはまよまつた磁化方向を得ることが、細粒砂岩層からはまよまつた磁化方向を得ることができなかった。

測定結果によれば、大阪層群の下部から4番目の海成粘土層(Ma4)の中下部に短かい逆磁極期が認められた。深草の崖に露出しているアズキ火山灰層直上の火山灰質砂岩及びアズキ火山灰の直下の海成粘土(Ma3)は正磁極方向に帯磁していることも確認された。この事実はこのまでの報告と矛盾しており、更に研究の必要があると考えられた。

堂 面 春 雄 · 宗 岡 浩

山口大・教育・物理

前報 (55th 講演会・予稿集 II-23) に引きつづき、山口県下に分布する火山灰層より採取した試料 (オリエンテーションを付した火山灰円柱状試料) の NRM の測定、および試料中より常温にて、ハンド・マグネット で磁気分離した強磁性鉱物についての X 線解析を行った結果についての概畧をのべる。

湯の峠 (ユノトウ) 地域における堆積層を一応キー・ベッドに選んだ (次表) :

II	{	YU 6·B	赤褐色ガラス質火山灰	(鳥栖ローム層に対比)	} 従来 NRM 測定 では区別せず
		YU 5·W	灰白色粘土質火山灰 ^{*)}	(八女粘土 ")	
		YU 4·W	灰白色凝灰質粘土		
I	{	YU 3·B	淡黄褐色ガラス質火山灰		
		YU 2·B	黄褐色ガラス質粘土	(球殻体; まんじゅう石を含む)	
		YU 1·W	黄白色凝灰質粘土		

^{*)} この層に相当するものの C¹⁴ 年代は $33,000 \pm \frac{5,200}{3,200}$ B.P. である。

本報では、上記湯の峠を含む厚狭川流域のいくつかの地臈より採取した試料についての結果を主にとりあげる。

NRM 方位は、いずれの地臈においてもほぼ現在の地磁気方向と大差なく、これらと Af-消磁後の RM 方位はあまり異ならず、これら試料の保持する NRM は大体安定である。含有強磁性鉱物は、X 線解析によると、大部分がマグネタイトである。地臈間の差異もあまり定かでない。B-, W 層の区別もこれより示すことは困難で、熱磁気解析よりえられた従来の結果とも必ずしも良く対応しない。

湯の峠試料については、W 層の含む強磁性鉱物の示す格子定数 (a) が、B 層のものに比してやや大で、W 試料は Ti 含有率が少し大きく、B 試料は $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ との固溶体に豊んでいると考えられる。しかし、NRM について、W 試料の $\alpha_{95\%}$ がやや大きく、Af-消磁に対する安定性があることが示れているが、これとの関係も明瞭でない。

乗富一雄, 多田良平
秋田大学 鉱山学部

1970年10月から1971年にわたり、秋田県駒ヶ岳は新しい焙岩と流出した。この新焙岩流は、幅、約200m、長さ約500mのもので、総流出量は142万 m^3 と推定されている。

この新焙岩の68地点において定方位サンプリングをし、これらのNRMを測定した。Fig.1には、各地点におけるNRMの水平成分の方向を示してあるが、これからは分子よりに、NRMの方向は必ずしも現在の地磁司の方向と一致せず、相当の散乱が見受けられる。これらの散乱は、NRMを獲得した後にも尚動いたことを示すものであるが、その過程における温度降下の度合も亦えよと単純ではない。

焙岩の交流消磁の曲線は、大別すれば、Fig.2に示すように二つの型に分類される。また、熱消磁曲線もこれらの型に対応してFig.3の如くなる。

さらに、この焙岩の磁性や女岳の旧岩体の磁性の実測値を基にして、女岳全体の磁気異常を計算すると、その結果は、実測の磁気異常と差異が並ぶ。この差異を説明するには女岳の下部に熱消磁を受けた部分を想定しなければならない。

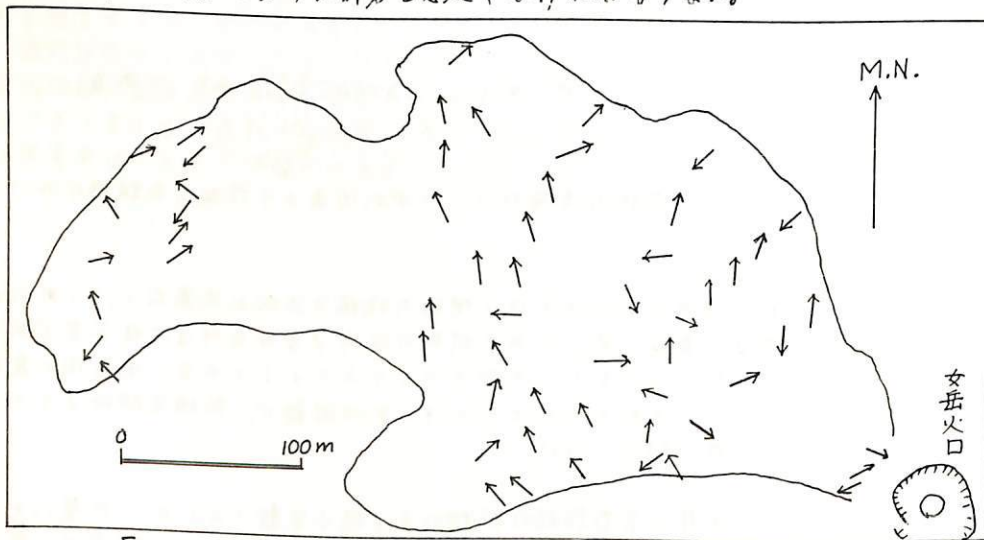


Fig.1. 新焙岩の各点におけるNRMの方向(水平成分)

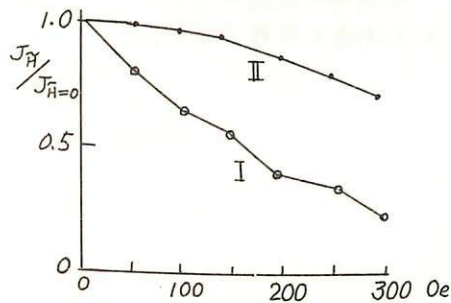


Fig.2 交流消磁曲線

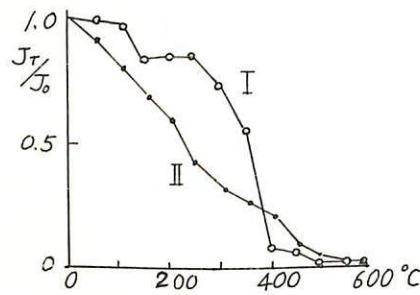


Fig.3. 熱消磁曲線

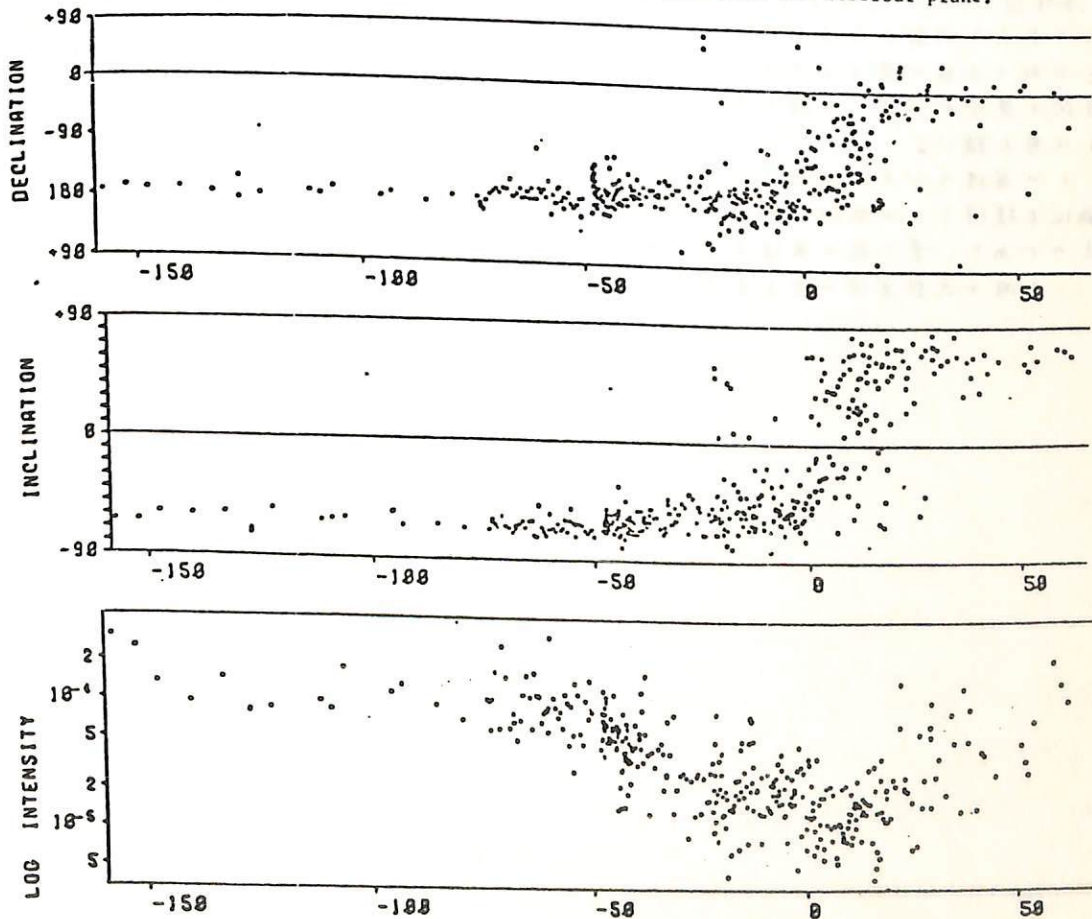
伊藤晴明・M. Fuller

島根大学文理・University of California

花崗岩体は、一般にその中に含まれる強磁性鉄物の Curie 温度より高温で固結し、冷却して行くようである。冷却時、強磁性鉄物の Curie 温度に相当する等温面は接触部から内部へ移動して行くはずである。この等温面が通過する時、強磁性鉄物はその時の地球磁場の方向に磁化されることになる。それ故に花崗岩体の NRM を測定することによって、冷却時の等温面を推定することが可能になる。この場合、花崗岩体内で NRM の方向の変化がなければ等温面を求めることができない。しかし正磁化と逆磁化をもつ岩体があれば、これは正確に適用できると考えられる。貫入花崗岩体は一般に複雑な形をしてゐる。簡単な板状、或いは円筒状等のものはほとんどないと言ってよい程である。それで、最初複雑な形をもつ岩体内の等温面を、NRM の方向から決定し、次いで等温面に垂直な方向にサンプルを採取し、精確な地球磁場の変化を追跡することに着目した。

以上の観点にたつて、米國 Washington 州、Mt. Rainier に露出する Tatoosh Intrusion (15 m.y.) を詳細に調査研究した。そしていくつかの等温面を決定し、それに垂直な方向に Sampling することによって、よりくわしい Reversal Record を得ることができた。

All Nisqually samples plotted as a function of distance from the reversal plane.



伊藤晴明・時枝克安

島根大学又理

丹沢山地には新第三紀(5~8 m.y.)に貫入した花こう岩体がある。大きさは東西方向に約18 km, 南北方向に約6 kmである。最近の岩石学的な研究によると, この花こう岩体は十数個の独立した岩体からなる複合岩体である。今回は, この複合岩体の中で一番大きな面積を占める睡ヶ丸型にフリートの古地磁気学的な研究結果を報告する。

最近犬越路峠に通ずる新しい林道が建設され, 幸いに Contact (犬越路トンネル附近) から内部に向って fresh な Sample を採集することができた。Contact から1 km 位の間を数十 m の間隔に分け, 一つの Site で約10個の hand sample を採取した。NRM は S C T cryogenic magnetometer と astatic magnetometer で測定した。この岩体の場合, 全すべての sample を 300 cc の AC field で消磁した。Contact 附近 (Site 1) と約1 km 内部 (Site 13) における消磁後の NRM の平均方向は次の通りである。

	Declination	Inclination
Site 1	284°	-24°
⋮	⋮	⋮
Site 13	236°	-61°

またこれより内部にある site (Site 14) では, $D = 340^\circ$, $I = +75^\circ$ であった。しかし, この site が睡ヶ丸型に属するかどうかは今のこと不明である。Site 1 から Site 13 までの NRM の方向の変化が現在の南極に向つていふように見えることから, Site 14 は Site 13 に近くともは考え難い。

この岩体の NRM はほとんど intermediate direction を示して折, 地球磁場の逆転時にその磁化を獲得した可能性が強い。何故なるこの岩体は比較的新しい時代(5~8 m.y.)に貫入したものであり, 貫入後の岩体自身の変動は大きくならなかったと考えられるからである。

この睡ヶ丸型岩体に含まれてゐる強磁性鉱物の Curie 点は $560^\circ \sim 570^\circ \text{C}$ である。

時枝 克安

島根大学 文理学部

たぐさんのレンガが水平な床の上で焼かれたとする。各レンガにおいて、その向きがどのようにあっても、少くとも一つの面と残留磁気の方向とのなる角度は、伏角に等しくその大きさは、各レンガに共通である。したがって同時代のレンガ群の残留磁気測定から伏角の絶対値と推定できる。又地球磁場が双極子場であるとすれば、軸対称性により、異なる二地点以上で伏角が知られると、各々の等伏角小円の交点として極と推定することができ、又伏角の符号と各地点における偏角と推定することができ、歴史的建造物のレンガと利用すれば考古地磁気の資料と作製することが可能である。又海洋底堆積物の残留磁気調査から、伏角が求められているが、各地点におけるデータがうまく対応すれば、上記方法により偏角と推定することができ、ビワ湖における調査のように残留磁気の相対的な回転角がわかっていれば、回転角は偏角の差に等しくなればいけないから、堆積残留磁気の倍種性を試すことができる。

双極子場と推定する。地球上の三地点以上で地磁気強度が知られると、各々の等強度小円の交点として極と推定することができ、各地点における伏角、偏角を推定することができる。したがって残留磁気の独立な三成分の間には相関関係があって、これを利用して各種の照合とすることができ、

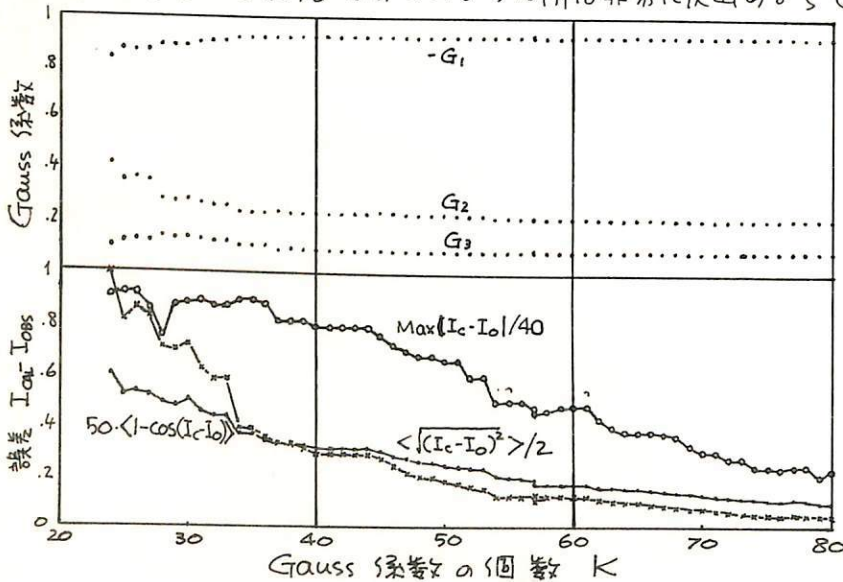
IV. 伏角のみによる解の非一意性

河野 長
東大・理

古地磁気学から得られる磁場の方向のみデータからでも、地球磁場の形は一義的に定められる。これに対し、例えば偏角だけのデータを用いた場合には、境界条件をみたしかつ本質的に異なる解が無数に存在することが数学的に証明できる。一方、伏角だけの境界条件ではどうかという点については疑問が残っていた。このことを、数学的に厳密に証明することは困難なので、数値実験によって一意性のやぶれを例証することができた。方法は以下のものである。

1. 近似したいもの磁場を Gauss 係数の形で仮定 (用いたのは axial dipole, inclined dipole 及び IGRF 1965 の $n=m=8$ までの3種類)、 N ヶ所での伏角を定める。
2. k 個の Gauss 係数 G_1, G_2, \dots, G_k ($G_1 = g_{10}, G_2 = g_{11}, G_3 = g_{20}, \dots$ etc.) に適当な初期値を与え、そこから出発して $\sum \cos(I_{obs} - I_{calc}) = \min.$ とする G_1, \dots, G_k の値を steepest descent 法によって求める。
3. 求めた Gauss 係数が最初に仮定したものとある程度以上異なる場合 (absolute min. ではなく、local min. を採りだしたことに相当)、 k を1つふやして、2.の操作をくり返し、 G_1, \dots, G_k, G_{k+1} の値を求める。もし、 k を増していても Gauss 係数がひどく変るような場合は、 $k \rightarrow \infty$ としたとき、もともと全く異なる係数 G_1, G_2, \dots によって同じ磁場が表現される可能性がある。

Legendre 関数は完全正規化されたものを用い、 $G_1^2 + G_2^2 + \dots + G_k^2 = 1$ とする。Gauss 係数も正規化した。 $N=100$ または 140 , $k=15$ または 24 。初期値は $G_j = \pm 1$ ($G_j = 0$ ($j=1, 2, \dots, k-1, k+1, \dots, k$)) として計算した。その結果、 $k=15$ の場合はすべての初期値に対してもとのポテンシャルが得られるが、 $k=24$ の場合は local min. を採りだすことがある。しかも $k+1, k+2, \dots$ と係数の数を増してもデータとのくい違いが入るのみで G_j の値はあまり変らないことがわかった。従って実際問題として伏角データだけでは一意的解が得られないことが証明されたといえる。図に axial dipole ($G_1 = 0$) を近似する一つの解のふるまいを示す。なおこのような解は非常に沢山あるらしい。



図の説明

$G_1 = 0, G_2 = 1, G_3 = \dots = G_{24} = 0$ を初期値として求めたときの axial dipole ($G_1 = 1, G_2 = \dots = 0$) に対する一つの近似解。 k を増したときの係数と誤差の変化を示す。 $k \leq 57$ では $N=100$ $k \geq 57$ では $N=140$

齋藤和男 小嶋 統
東大 理

太平洋上に鎖状に連なる島および海山の列の成因については、Morgan¹⁾の Hotspot 説によつて統一的な説明が試みられて来た。最近までに得られた結果では、Hawaii-Emperor Chain, Austral Chain, マークサス諸島⁴⁾などについては Hotspot 説はよくあてはまるように思われる。しかし、Morganが Emperor Chain との平行性を主張した Line Chain に関しては、平行性もそれほどよくなく²⁾ 何よりも、DSDP-165, -315, -316 の3点の示す年代がすべて 80~85 m.y. を示すことにより⁵⁾ Hotspot 起源は疑問視されるに至った。

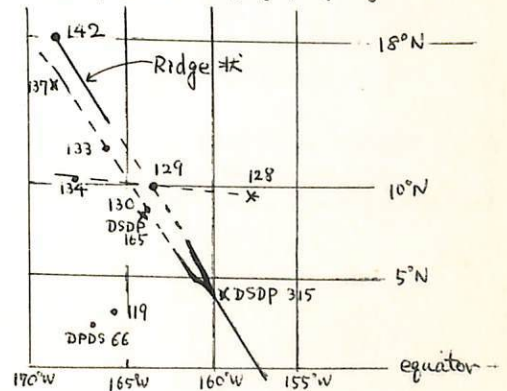
私達は Scripps 研究所から送られた、7-Tow-Ⅱの Dredge Sample の $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ 年代を求めてこの Chain の成因をさぐっている。サンプル採取の領域と、サンプリングサイト及び求められた年代は F に図と表で示されている。

(結果)

1. 7-Tow-Ⅱ-142, -133, -130 (-129 は F-9 のバラツキが大きいのので一応除外) の3点に関しては、北から南に年代が若くなっており、Hotspot の可能性は否定できない。
2. この Chain の北半分は海山列が2列走っているように見える。-129 の年代はよくはきまらないが、すぐ隣りの-130よりかなり若いように思われる。これは、-142, -129, -133-130 という2つの独立の Chain のある可能性を示している。
3. DSDP-165 と 7-Tow-Ⅱ-130 は海山の裾と頂上と言った関係にあるが、年代は-130の方が 10~15 m.y. 若い。これは、あるいは海山の成長期間を示しているのかもしれないし、あるいは DSDP-165 は (DSDP-315, -316 も) もともとあった海底の年代を示しているのかもしれない。
4. 7-Tow-Ⅱ-134 が若い年代を示すのは、これが Clague & Jarrard の主張する Hawaii Chain と平行な Line Cross Chain 上にあるためかもしれない²⁾。

7-Tow-Ⅱ	サンプリングサイト		年代
142	18° 05' N	169° 04' W	126 m.y.
134	10° 18' N	168° 00' W	(50 m.y.)
133	12° 04' N	165° 56' W	84 m.y.
130	08° 20' N	164° 22' W	(70~75 m.y.)
124	09° 26' N	163° 10' W	(95 * m.y.)
119	02° 45' N	165° 01' W	(70 m.y.)

(*) : 最小値処理された717311, * バラツキが大きい



X : 試片分析が終っていない。

サンプリング採取領域図

C. of DSDP 165 08° 11' N 164° 52' W
315 04° 10' N 158° 32' W

Reference

- 1) Morgan, W. J., Amer. Ass. Petrol. Geol. Bull., 56, 203 (1972)
- 2) Clague, R. A. & Jarrard, R. D., Geol. Soc. Amer. Bull., 89, 1135 (1978)
- 3) Johnson, R. H. & A. Malahoff, J. Geophys. Res., 76, 2282 (1971)
- 4) Duncan, R. A. & I. McDougall, E. P. S. L., 21, 414 (1974)
- 5) Schlanger, S. C. et. al., Geotimes, 19, 16 (1974)

杉浦直治 永日武
栗本・理 極地研.

1973年に見つけられた11個の大和隕石のうち、自然残留磁化 (extra terrestrial origin) の測定が可能な程度の大きさがある、Yamato-J, K, L, Mの4個の石質隕石に関して基礎的な磁氣的性質を測定した結果は下の表に示してある。

	J	K	L	M
Transition Temperature °C	576, 747	480~660, 739	567, 788	549, 746
Saturation Magnetization emu/g	14.2	14.2	0.37	16.6
Natural Remanent Magnetization emu/g	2.77×10^{-3}	4.03×10^{-4}	5.93×10^{-6}	2.1×10^{-4}

この表から、J, K, MはL chondrite, Lはachondriteであるとわかる。使用したsampleには fused crust が付いていたので、これを徐々に削除しながら残留磁化の変化を調べていくと、achondrite については Butler (1972) と同様にほぼ大円にそって磁化方向が大きく変化する結果が得られ、Jがchondrite については変化はごく小さかった。

NRMを交流消磁すると viscous remanence が大きくて、明瞭な結果は得られなかった。Yamato-K についてはかなり安定な残留磁化の成分があることがわかった。

Takesi NAGATA

and Makoto SHIMA

National Institute of Polar Research

Institute of Physical and Chemical Research

The cosmic-ray exposure age, the magnetic properties and characteristics of NRM of Yamato meteorite (a), (b), (c) and (d) have been examined, altogether, because Butler and Cox (1971) have suggested that the cosmic-ray exposure is capable of converting a soft IRM in meteorites and lunar samples to remanence of a higher coercive force.

The observed exposure ages are summarized in the table where discrepancies among the average exposure ages of the four meteorites are significantly large, ranging from 1.5 m.y. to 33 m.y., in comparison with the difference between Ne- and He-exposure ages of individual meteorites.

To represent NRM characteristics, the original intensity of NRM (I_n), the remanence intensity after AF-demagnetizing up to 100 Oe.rms (I_n^0) and AF-demagnetization field to reduce I_n to e^{-1} of its initial value (\tilde{H}_0) are summarized in the table. A good positive correlation between the exposure age and the coercivity of NRM against the AF-demagnetization is observed in the table.

It seems thus that the Butler-Cox hypothesis could be supported by the present result.

	Yamato Meteorite				Unit
	(a) Enstatite chondrite	(b) Ca-poor hypersthene achondrite	(c) Carbonaceous chondrite	(d) Olivine -bronzite chondrite	
(Exposure age)					
Ne-age	1.7	31	25	4.3	$\times 10^6$ years
He-age	1.3	35	23	5.5	$\times 10^6$ years
(NRM)					
I_n	3535	15.4	3746	567	$\times 10^{-6}$ emu/gm
I_n^0	92	23.4	2124	224	$\times 10^{-6}$ emu/gm
\tilde{H}_0	6	240	140	41	Oe.rms.
(Magnetic properties)					
I_s	48.0	0.19	10.8	32.3	emu/gm
(H)	769	780	540	759	$^{\circ}\text{C}$

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

The saturation magnetizations (I_s) of 39 Apollo lunar materials are plotted against their bulk Ni contents which have been chemically estimated. Except for several lunar samples whose numbers are indicated in the figure, the plots are reasonably well gathered about a theoretical linear relationship between I_s and Ni content derived based on assumptions that an increase in I_s is due to an increase in the amount of meteoritic metal which is represented by 6 wt % Ni kamacite.

Those lunar samples with numbering whose plots are markedly deviated from the theoretical line have observed evidence that they contain pure metallic iron grains which are the products of the subsolidus reduction of Fe-bearing minerals caused by severe meteoritic impacts.

Both the saturation remanent magnetization (I_R) and the coercive force (H_c) of lunar materials increases with a decrease in temperature. Ratio $I_R(4.2\text{K}) / I_R(300\text{K})$ are plotted against ratio $H_c(4.2\text{K}) / H_c(300\text{K})$ for 32 lunar samples in Fig. 2. An approximate linear relation holds between two kinds of ratio for a wide range from 1 to 10^2 .

This result suggests that very fine grains of ferromagnetic metal in lunar samples behave superparamagnetically at room temperature but are blocked at the low temperature, and that the abundance of the very fine grains ranges from almost zero to 99% of total ferromagnetic metal.

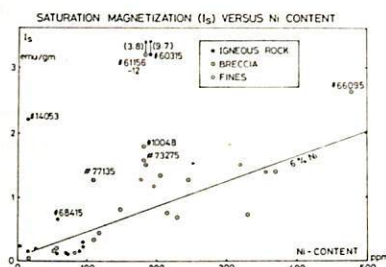


Fig. 1

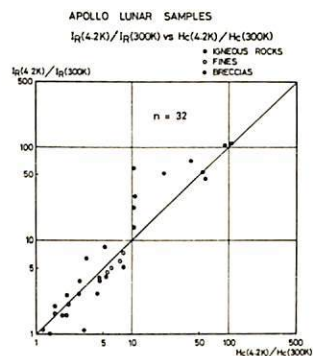


Fig. 2