

保管用

第60回講演会

講演予稿集

昭和51年10月25日～10月28日

於 福岡市民会館

日本地球電気磁気学会

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(八二三)二二一一内線六四七六

日本地球電気磁気学会

第60回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和51年10月25日(月)～28日(木)

講演会場 福岡市民会館

〒810 福岡市中央区天神5丁目1-23

TEL (092)761-6567~9

	会場	AM				PM						
		9	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7
10月25日 (月)	1	エアロゾル・大気光				大気光・惑星大気 ISレーダ・VLF位相			運営委員会			
	2	衛星観測				ロケット観測						
10月26日 (火)	1	電離圏				極域・磁気圏・木星			評議員会			
	2	室内実験・観測方法				岩石磁気・古地磁気						
10月27日 (水)	1	ULF・サブストーム				総会		Excursion (志賀島・バスツアー)				
	2	地球内部				/						
10月28日 (木)	1	磁気圏理論				VLF・ホイスラー						
	2	惑星間空間・宇宙線				宇宙線						

講演は11分以内、質疑応答は3分以内を厳守のこと

第1日 10月25日(月) 9:30 ~ 12:30

第1会場

開会の辞

エアロゾル・大気光

- | | | |
|-----|---|--|
| 1-1 | 伊藤富造(東大宇宙研), 佐川永一(電波研), 小池 博, 井口俊夫(東大宇宙研) | 成層圏中性大気組成の観測
—特にSO ₂ について— |
| 2 | 内野 修(九大工) | 成層圏エアロゾルの粒径分布
— $r \geq 0.1 \mu m$ の領域— |
| 3 | 藤原玄夫, 坂部敏和, 広野求和(九大理) | Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層(V)
—LIDAR観測結果と粒径分布に関する理論的考察— |
| 4 | 広野求和, 藤原玄夫, 坂部敏和, 長沢親生(九大理) | Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層(VI)
—二次元大気モデル計算との比較— |
| 5 | 渡辺 隆(東教大理), 小川利紘, 等松隆夫(東大理) | K-9M-56号機による大気オゾン及び成層圏エアロゾルの観測(速報) |
| 6 | 高橋文穂, 平尾邦雄(東大宇宙研) | レーザー・レーダーによる
OH(A ² Σ ⁺ -X ² π)観測の可能性
レーザー光の雲の中の伝播:
—モンテカルロ法によるシミュレーション— |
| 7 | 有賀 規, 五十嵐隆(電波研) | 夜光O ₂ (1.27μ)の下層大気中での伝播 |
| 8 | 牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之(立教大理) | CO ₂ 4.3 μmのモデリング |
| 9 | 等松隆夫(東大理), 山本博聖(立教大) | 強度補償式フーリエペロー干渉計について |
| 10 | 上山 弘, 岡野章一(東北大理) | MS-T3 搭載真空紫外多点測光装置 |
| 11 | 金田栄祐(東大理) | |

第1日 10月25日(月) 9:30~12:30

第2会場

衛星観測

- | | | |
|-----|--|---|
| Ⅱ-1 | 高比良昭, 内倉謙司, 山田弘善(宇宙開発事業団), 宮崎 茂, 森 弘隆, 小川忠彦(電波研) | 電離層観測衛星(うめ)に搭載したプラズマ測定器の開発 |
| 2 | 高比良昭, 内倉謙司, 山田弘善(宇宙開発事業団), 巖本 巖, 水津 武, 畚野信義(電波研) | 電離層観測衛星(うめ)に搭載した正イオン質量測定器の開発 |
| 3 | 松浦延夫, 西崎 良(電波研) | ISS・TOPミッションによる電離層観測 |
| 4 | 宮崎 茂, 森 弘隆, 小川忠彦(電波研) | ISS・RPTミッションによる電離層プラズマの観測 |
| 5 | 巖本 巖, 水津 武, 畚野信義(電波研) | ISS・PICミッションによるイオン組成の観測 |
| 6 | 上滝 実, 村永孝次, 加藤仲夏(電波研) | ISS・RANミッションによる電波雑音観測 |
| 7 | 宮崎 茂(電波研) | TAIYOによるRPA観測結果(Ⅱ) |
| 8 | 加藤愛雄(東海大工), 平尾邦雄(東大宇宙研), 大西信人, 延味幸子(東海大工) | 「たいよう」の軌道変化から求めた外圏温度 |
| 9 | 平尾邦雄, 小山孝一郎(東大宇宙研) | 「たいよう」による電子温度観測結果(Ⅱ)
—電子温度上昇をおこす降下粒子— |
| 10 | 大家 寛, 森岡 昭, 高橋忠利(東北大理) | South Atrantic Anomaly にもなる粒子降下と異常帯電効果 — TAIYO衛星観測— |

第1日 10月25日(月) 13:30~18:00

第1会場

大気光・惑星大気・ISレーダー・VLF位相

- I-12 大嶋新一, 渡辺 隆, 中村正年(東教大理) 上昇中のバルーンにおける夜間大気光の観測
13 奥田光直(弘前大教育) 大気光強度変化と電離層状態の変動
14 三沢清敏(防大数物), 竹内郁夫(託問高専
専応数) $O_2(0-1)8645^\circ A$ 大気光の地上観測
15 鈴木勝久(東大理) 惑星間空間のOII紫外散乱光
16 等松隆夫, 岩上直幹(東大理) ツンバにおける一酸化窒素ロケット観測
17 近藤 豊, 小川利紘(東大理) Diurnal Variation of NO and N in the
Thermosphere
18 York University, University of Tokyo Conjugate photoelectron experiment at
Uchinoura
19 足原 修, 清水幹夫(東大宇宙研) 熱圏電離層の変遷
20 浜野洋三(東大理) 火星大気の起源について
21 上山 弘(東北大理) 地磁気劣化時の気候変動に関するエーロノミー的
考察
22 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大
工) ISレーダーにおける高さ及び時間分解能の関係
について
23 S. Kato, S. Fukao, T. Aso, T. Tsuda, Middle Atmospheric Studies Using
S. Yokoi (Kyoto University). Jicamarca IS Radar Data (II)
R. M. Harper (Arecibo Observatory,
NAIC), and W. E. Gordon (Rice
University).
24 佐藤 亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工) Arecibo ISレーダーによる夜間のF領域イオン
組成の解析
R. M. Harper (Arecibo Observatory,
NAIC)
25 麻生武彦, 加藤 進, 深尾昌一郎, 津田敏 アレシボ ISレーダー実験(II)
隆(京大工), R. M. Harper (NAIC,
アレシボ観測所)
26 加藤厚雄, 米沢利之(中部工大) NWC 22.3 KHz VLF電波信号にあらわれた
太陽フレア効果(続報)
27 鎌田哲夫(名大空電研) 1~8°A波長域の太陽X線フレアとSPA

第1日 10月25日(月) 13:30~18:00

第2会場

ロケット観測

- | | | |
|----|--|--|
| 11 | 中村純二(東大教養) | K-9M-57号機によるBa発光雲の観測 |
| 12 | 宮武貞夫(電通大) | K-10-12号機による電離層加熱実験 |
| 13 | 平本和夫, 松本 紘, 橋本弘蔵, 木村磐根
(京大工), 宮武貞夫(電通大) | K-9M-51号機で観測されたVLFスペクトル |
| 14 | 大塚 寛, 森岡 昭, 小野高幸(東北大理)
鎌田哲夫(名大空電研) | K-9M-53 およびK-9M-56によるPlasma
波動励起実験 |
| 15 | 宮武貞夫(電通大), 山岸久雄, 木村磐根
(京大工) | K-9M-57号機による低エネルギー電子ビーム
を用いた波動励起実験(速報) |
| 16 | 金子 修, 佐々木進, 河島信樹(東大宇宙
研) | K-9M-57号機による電離層への大出力電子ビ
ーム放出実験(速報) |
| 17 | 渡辺勇三, 江尻全機, 大林辰蔵(東大宇宙
研) | S-210-11・S-310-3による電子密度の観測
とインピーダンスプローブの諸特性 |
| 18 | 長野 勇, 満保正喜(金沢大工), 木村磐
根(京大工) | S-210-11号機による低電子密度観測 |
| 19 | 深田 豊, 早川幸男, 岩波秀樹, 国枝秀世,
長瀬文昭, 山下広順(名大理) | 高度150-350 Kmでの高速電子の観測 |
| 20 | 小玉正弘, 今井 喬, 竹内 一(理研) | S-210JA-22号機による高エネルギーオーロ
ラ電子の観測 |
| 21 | 久保治也, 村田節夫, 伊藤富造(東大宇宙
研) | S-310JA-1号機による電子フラックスの観測 |
| 22 | 小川忠彦, 森 弘隆, 宮崎 茂(電波研) | 南極ロケットS-210JA-22とS-310JA-1に
よる電子密度・温度の観測 |
| 23 | 松本治弥, 賀谷信幸, 神戸大学工学部(神
大工) | 昭和基地における降下電子のロケット |
| 24 | 宮武貞夫(電通大) | スペースシャトルによるVLFエミッション励起
実験 |
| 25 | 大林辰蔵(東大宇宙研) | SEPAC/S PACELABにおける宇宙実験計画 |

第2日 10月26日(火) 9:00~12:30

00:01-03:21 (A+B+C)

第1会場

電 離 圏

- | | | |
|------|---|---|
| 1-28 | 菊池 崇, 永井清二, 寺島良子, 大谷 晃
大内長七(電波研犬吠) | 遠距離伝播 VLF電波位相に及ぼす降下粒子の効果について |
| 29 | 太田 証次郎(岐阜歯科大) | 電離圏の異常現象の取扱いについて |
| 30 | 大塩光夫(電波究), 木所常一(電波研平磯) | 太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相(II) |
| 31 | 石嶺 剛, 越前谷喜松, 森 哲造, 小角鉄弥, 貝沼昭司, 高橋鉄雄(電波研秋田), 竹内鉄雄(電波研) | 長, 短波伝搬からみた冬季異常 |
| 32 | 川平浩二(京大理) | Winter Anomalyと中間圏プラネタリー波 |
| 33 | 北村泰一(九大理) | 地磁気7日周期変化の起源(つづき) |
| 34 | 白木正規(地磁気観) | 1958-1973年の柿岡, 女満別および鹿屋の地磁気太陽・太陰日変化(III) |
| 35 | 半田 駿, 前田 坦(京大理) | 中緯度F層でのE層大陰静電場による Lunar tideの数值計算 |
| 36 | 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) | Sq Focus 付近における電子温度の異常上昇について |
| 37 | 前田佐和子(京大理) | 現実的な大気モデルを使った電離層内重力波の励起に関する数值計算(II) |
| 38 | 井上隆義(京大理) | 電離層F領域の磁気嵐時の赤道異常と中性風 |
| 39 | 前田 坦(京大理) | Ion Drag and Air Drag in the Upper Atmosphere |
| 40 | 前田憲一(京産大理) | 電離層内の Plasma Drift について |

第2日 10月26日(火) 9:00~12:30

第2会場

室内実験・観測機器

- | | | |
|---------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| II - 26 | 広瀬義晃, 南 繁行, 阿登弘和, 竹屋芳夫
(阪市大工) | 太陽風と地球磁場の相互作用のシュミレーション |
| 27 | 久後 近, 南 繁行, 竹屋芳夫(阪市大工) | 平行プローブによる電離層電場の測定 |
| 28 | 南 繁行, 竹屋芳夫(阪市大工) | ファラデーカップによるイオン温度測定と統一理論による方法の比較 |
| 29 | 佐々木進, 戸沢洋二, 河島信樹(東大宇宙研), 鶴岡重信(日大理工) | ロケット搭載用電子銃装置を用いた室内実験 |
| 30 | 森田 護, 小川俊雄(京大理), 鶴田浩一郎, 大林辰蔵(東大宇宙研) | スペースチェンバー内の電場測定実験 |
| 31 | 筒井 稔(京大工) | ビームの出ないスペースチェンバー用均一大容積プラズマ源の開発 |
| 32 | 五十嵐喜良, 古関照男, 相京和弘(電波研) | 符号化パルス方式サウンダによる電離層高度変化の精密測定 |
| 33 | 野崎憲朗, 前田力雄, 古関照男, 五十嵐喜良, 藤井 周(電波研) | 電離層斜めサウンディング(I) |
| 34 | 筒井 稔, 辻井常男, 小川 徹(京大工) | HFドップラー観測におけるリアルタイム周波数分析及びその表示装置の開発 |
| 35 | 青山 巖, 遠山文雄, 高橋隆男(東海大工) | EXOS-B搭載用磁力計 |
| 36 | 荻崎 努, 小川 徹(京大工) | 新しい型の光ポンピング磁力計 |
| 37 | 大西信人(東海大工) | 多芯誘導磁力計の設計法 |

第2日 10月26日(火) 13:30~18:00

第1会場

極域・磁気圏・木星

- | | | |
|------|--|--|
| 1-41 | 亀井豊永(京大理) | DstのG.L.A時間変化について(Ⅲ) |
| 42 | 鈴木 裕(阪市大工) | 地磁気変化と Jet Currentの動き |
| 43 | 前川紘一郎(京教大), 前田 坦(京大理) | 極域電離層電流(Ⅳ) |
| 44 | 福島 直(東大理) | 電離層・磁気圏内三次元電流系に伴う磁場に関する一般基本定理とその応用 |
| 45 | 飯島 健(東大理), T. A. Potemra
(Johns Hopkins Univ./APL) | Polar field-aligned currents and
Magnetospheric boundary layer |
| 46 | 藤井良一, 飯島 健, 福島 直(東大理)
T. A. Potemra (APL/Johns Hopkins
Univ.) | TRIAD衛星による南半球高緯度地方の field-
aligned currents 分布; 1) 午前部分 |
| 47 | 丸橋克英(電波研平磯) | 地磁気嵐後の外部プラズマ圏回復過程と上部電離
圏構造変化 |
| 48 | M. Ejiri (ISAS, UNIV. Tokyo),
R. A. Hoffman, P. H. Smith
(GSFC/NASA) | ADIABATIC MOTION OF CHARGED
PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE |
| 49 | M. Ejiri (ISAS, Univ. Tokyo),
R. A. Hoffman, P. H. Smith
(GSFC/NASA) | THE CONVECTION ELECTRIC FIELD
IN THE MAGNETOSPHERE:
PLASMAPAUSE POSITION AND
PARTICLE PENETRATION |
| 50 | M. Ejiri (ISAS, Univ. Tokyo),
R. A. Hoffman, P. H. Smith
(GSFC/NASA) | PENETRATION OF ENERGETIC
PARTICLES ASSOCIATED WITH
MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS |
| 51 | 西田篤弘, 町田 忍(東大宇宙研) | 木星磁気圏プラズマの加熱 |
| 52 | 西田篤弘(東大宇宙研) | 木星放射線帯の再循環モデル |
| 53 | 大家 寛, 青山隆司(東北大理) | 木星の Plasma Disk
— Aligned Rotator とした場合— |
| 54 | 森岡 昭, 大家 寛(東北大理) | 木星デカメータ波放射と太陽風との Dynamic
Cross Correlation |
| 55 | 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤哲朗
(東北大理) | Polarization Measurement of the Jovian
Decameter Waves |
| 56 | 前田耕一郎, 小田進幸(兵庫医大物理) | 木星デカメータ波の観測 |

第2日 10月26日(火) 13:30~18:00

第2会場

岩石磁気・古地磁気

- II - 38 浜野洋三(東大理) 圧密残留磁化の測定について
- 39 乙藤洋一郎, 笹嶋貞雄(京大理) 堆積残留磁化獲得のスペクトラム
- 40 浜 真一(東大理) DRMの温度依存性
- 41 田中秀文(東工大理) San Juan 火山岩に含まれるマグヘタイトの残留磁化について
- 42 杉浦直治(東大理), 永田 武(極地研) ChondriteのNRMの性質; ARM, VRM, IRMとの比較
- 43 永田 武(極地研), 杉浦直治(東大理) やまと隕石の磁気的分類
- 44 永田 武(極地研), R.M. FISHER (U. S. STEEL), 杉浦直治(東大理) やまと隕鉄(やまと75-105)の金相学的並びに磁気的性質
- 45 堂面春雄, 宗岡 浩(山口大教育) 北部九州・新生代火山岩の古地磁気
- 46 上野宏共(山口大工), E. Irving (Energy, Mines and Resources, Canada) Quebec 州 Chibougamau 塩基性岩地域の古地磁気
- 47 西谷忠師, 杉浦直治, 小嶋 稔(東大理) Minnesota valley の dyke から求めた Paleointensity
- 48 上嶋正人(地質調) ハワイ西南方海域におけるピストンコアの磁性測定
- 49 小嶋 稔, 兼岡一郎(東大理) フィリピン海洋底の年代学
— Leg. 31 岩石の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代 —
- 50 小嶋 稔, 本田勝彦, 斎藤和男(東大理) 西太平洋のギョーの年代と海底地殻の歴史
- 51 斎藤尚生, 高橋主衛(東北大理) 地磁気逆転遷移期における古地磁気圏
- 52 斎藤尚生(東北大理) 旧石器時代洞窟画の古オーロラ説とGEOMAGNETIC EXCURSION

第3日 10月27日(水) 9:00~12:30

第1会場

ULF・サブストーム

- | | | |
|------|---------------------------------|---|
| 1-57 | 蓮尾隆一, 飯島哲二, 坂 翁介, 北村泰一
(九大理) | SQUIDによるULF観測(Ⅲ) |
| 58 | 坂 翁介, 蓮尾隆一, 飯島哲二, 北村泰一
(九大理) | SQUID磁力計の低周波磁場雑音対策
—直流電化された電車からの影響— |
| 59 | 滝沢美代子, 平沢威男(極地研) | グラフィック会話による時系列データ(波動現象)
解析システムの開発 |
| 60 | 加藤愛雄, 青山 巖, 高橋隆男(東海大工) | カナダ北極圏に於ける地磁気脈動の観測
—Pi 2の偏波— |
| 61 | 加藤愛雄, 大西信人(東海大航空宇宙) | カナダ北極圏に於て観測したサブストームに伴う
地磁気脈動について |
| 62 | 平沢威男(極地研) | SubstormとPi-pulsation(Ⅲ) |
| 63 | 桑島正幸(地磁気観) | 極光帯におけるPi脈動と関連現象(V)
—Polarization Study— |
| 64 | 谷口治幸, 国分 征(東大理) | Substorm Recovery PhaseにおけるPulsating
Aurora—ELF波動—Pi C脈動の関係(I) |
| 65 | 佐藤夏雄(極地研), 林 幹治(東大理) | ELF放射の到来方向(Ⅲ)
—昭和基地における観測結果のまとめ— |
| 66 | 湯元清文, 斎藤尚生(東北大理) | Ps6型Pi3磁場変動の磁気圏における波動的特性 |
| 67 | 高橋主衛, 桜井 亨, 斎藤尚生(東北大理) | 磁気圏境界領域におけるHM waveの特性(Ⅱ) |
| 68 | 桜井 亨, 大家 寛, 斎藤尚生(東北大理) | ULF Waves in the Jovian and the
Terrestrial Magnetospheres |
| 69 | 滝沢美代子, 平沢威男, 永田 武(極地研) | 昭和基地でのロケットデータ・地上データによる
降下粒子の研究 |

第3日 10月27日(水)

第1会場

総 会 13:30~15:30

Excursion 15:30—19:00

志賀島(しかのしま)・バスツアー(幕の内弁当付)

第3日 10月27日(水) 9:00~12:30

第2会場

地球内部

- Ⅱ-53 鈴木 亮(京大理), 住友則彦(京大教養), 宮腰潤一郎(鳥取大教養) 四国における地磁気観測結果について
- 54 本蔵義守, 小山 茂(東大震研) 東海・伊豆地方における地磁気・地電流観測(序報)
- 55 本蔵義守(東大震研) 離島における地磁気・地電流変化から推定される上部マントルの電気伝導度構造
- 56 地磁気移動班(笹井洋一, 石川良宣)(東大震研) 伊豆半島東部地域における全磁力観測
- 57 歌代慎吉(海上保安大) 壱岐, 対島, 五島列島周辺海域及び九州東岸沖の地磁気異常について
- 58 宮崎光旗, 玉木賢策, 村上文敏(地質調) 南西諸島北東域の地磁気異常
- 59 野村雅史(東大海洋研) 海洋における長波長の地磁気異常について
- 60 中田正夫, 小林和男, 藤本博己(東大海洋研) 四国海盆(27°N~30°N)の地磁気縞模様について
- 61 鍋谷祐夫(弘大理), 乗富一雄(秋大鉦) 人工ダイポール・フィールドによる構造調査法
—地震火山断層地域の例—
- 62 力武常次(東工大理), 山崎良雄(東大震研) Resistivity Changes as a Precursor of Earthquake
- 63 渡辺秀文(東大理) 乱流に対する回転の影響について
- 64 行武 毅(東大震研) 過去2000年間の地磁気永年変化モデル
- 65 慶松光雄 代読: 福島 直(東大理) 中国における極光観測史料
—BC2世紀からAD16世紀までの史料調査結果総括—

第4日 10月28日(木) 9:00~12:30

第1会場

磁気圏理論

- I - 70 野田 彰 (東大理) 非一様プラズマにおける幾何学とその応用 (II)
—大域的考察—
- 71 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: 準定常過程
72 林 隆也, 佐藤哲也 (東大理) 磁気中性面を含むプラズマの動的振舞いの計算機
解析
73 佐藤哲也 (東大理) プラズマシート境界領域と電離圏の正帰還結合
74 佐藤哲也, 林 隆也 (東大理) 拡散性レーダオーロラと二流体不安定性 (II)
75 武井恵雄 (東北大理) A Test of the Plasma Laser Process for the
Terrestrial Kilometric Radiations
76 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
77 三浦 彰, 佐藤哲也 (東大理) Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型振巾振動
78 玉尾 孜 (東大理) 非一様磁化プラズマ内の結合ドリフト波と伝播型
地磁気脈動
79 鷺見治一 (名大空電研), V. Karpman
(IZMIRAN) ホイッスラー波の自己ダクト生成
80 鷺見治一 (名大空電研) Type III 太陽バーストにおけるフィラメント構造
の生成
81 南部充宏 (九大教養) Whistler turbulence と Alfvén turbulence の相
互作用 (II)
82 大家 寛, 宮岡 宏 (東北大理) Electrostatic Electron Cyclotron Wave の
Whistler Wave への mode 変換

第4日 10月28日(木) 9:00~12:30

第2会場

惑星間空間・宇宙線

- | | | |
|---------|-----------------------------------|--|
| II - 66 | 袴田和幸 (中部工大) | 太陽活動度と地磁気活動度 |
| 67 | 渡辺 堯 (名大空電研) | 1974年6月~7月における惑星間空間ショック波の観測 |
| 68 | 荒木 徹 (京大理) | 二つのタイプのSSC |
| 69 | 岩崎 昇 (相模工大) | 惑星間北向き磁場に対応する地球極域磁場 |
| 70 | 芳沢克明, 村山 喬 (名大理) | 地磁気活動度の南北非対称性とIMFの方向 |
| 71 | 斎藤尚生, 渡辺 栄 (東北大理) | HELIOMAGNETOSPHEREの蝸牛構造とTWO-HEMISPHERE MODEL |
| 72 | 宗像義教 (中部工大), 森 覚 (信大理) | 宇宙線の南北非対称性と惑星間空間磁場 |
| 73 | 安江新一, 森 覚 (信大理),
一之瀬匡興 (信大教養) | 黄道面に垂直な方向の宇宙線異方性の解析 |
| 74 | 奥谷晶子, 和田雅美 (理研) | 太陽活動周期No.20に見られる宇宙線強度の南北異方性 |
| 75 | 一之瀬匡興 (信大教養),
森 覚, 安江新一 (信大理) | 恒星時宇宙線異方性の位相変化について |
| 76 | 北村正亟, 池上比呂志 (気象研) | 宇宙線15時方向異方性 |
| 77 | 千葉敏躬 (岩手大教育) | 宇宙線中性子成分の異方性 |
| 78 | 高橋八郎, 矢作直弘 (岩手大教養),
長島一男 (名大理) | 太陽自転周期の間の宇宙線のSpherical Zonal Components |

第4日 10月28日(木) 13:30~15:30

08:31~00:00 (木) 10月28日

第1会場

VL F・ホイ スラ ー

- I-83 山本 隆(東大理)
- 84 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工)
- 85 中村義勝, 恩藤忠典, 村上利光, 渡辺成昭
(電波研)
- 86 池田 慎, 鶴田浩一郎, 西田篤弘, 渡辺勇
三(東大宇宙研), 林 幹治(東大理)
- 87 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)
- 88 恩藤忠典(電波研), 田中義人(名大空電
研), 上滝 実(電波研)
- 89 長野 勇, 満保正喜(金沢大工)

ON THE AMPLIFICATION OF VLF
HISS

$f > \frac{1}{2} f_H$ 領域の VLF 放射

プラズマポーズサウンダー波の伝搬特性

プラズマポーズ付近で観測した VLF エミッション
の解析

イオンホイ スラ ーの伝搬路とイオン分布

低緯度ホイ スラ ーの比較解析

Full wave 的解析によるモードカップリング

閉 会 の 辞

第4日 10月28日(木) 13:30 ~ 15:00

第2会場

宇宙線

- Ⅱ - 79 石田喜雄, 菅野常吉 (福島大教育), 斎藤俊子 (福島医大教養) 宇宙線日変化の長期変動 (I)
- 80 森 覚 (信大理), 石田喜雄 (福島大教育) 宇宙線強度 $\frac{1}{2}$ 日変化の解析
- 81 須田友重 (気象研), 三島 靖 (愛媛大理), 村上一昭, 和田雅美 (理研) 地下で観測された Forbush Decrease
- 82 高橋八郎, 千葉敏躬 (岩手大教育), 藤本和彦 (名大理), 安江新一 (信大理) 地上ならびに地下宇宙線データを用いた1972 August Eventの三次元解析
- 83 長島一男 (名大理) Small Air Shower を含む High Energy Cosmic Ray Modulation

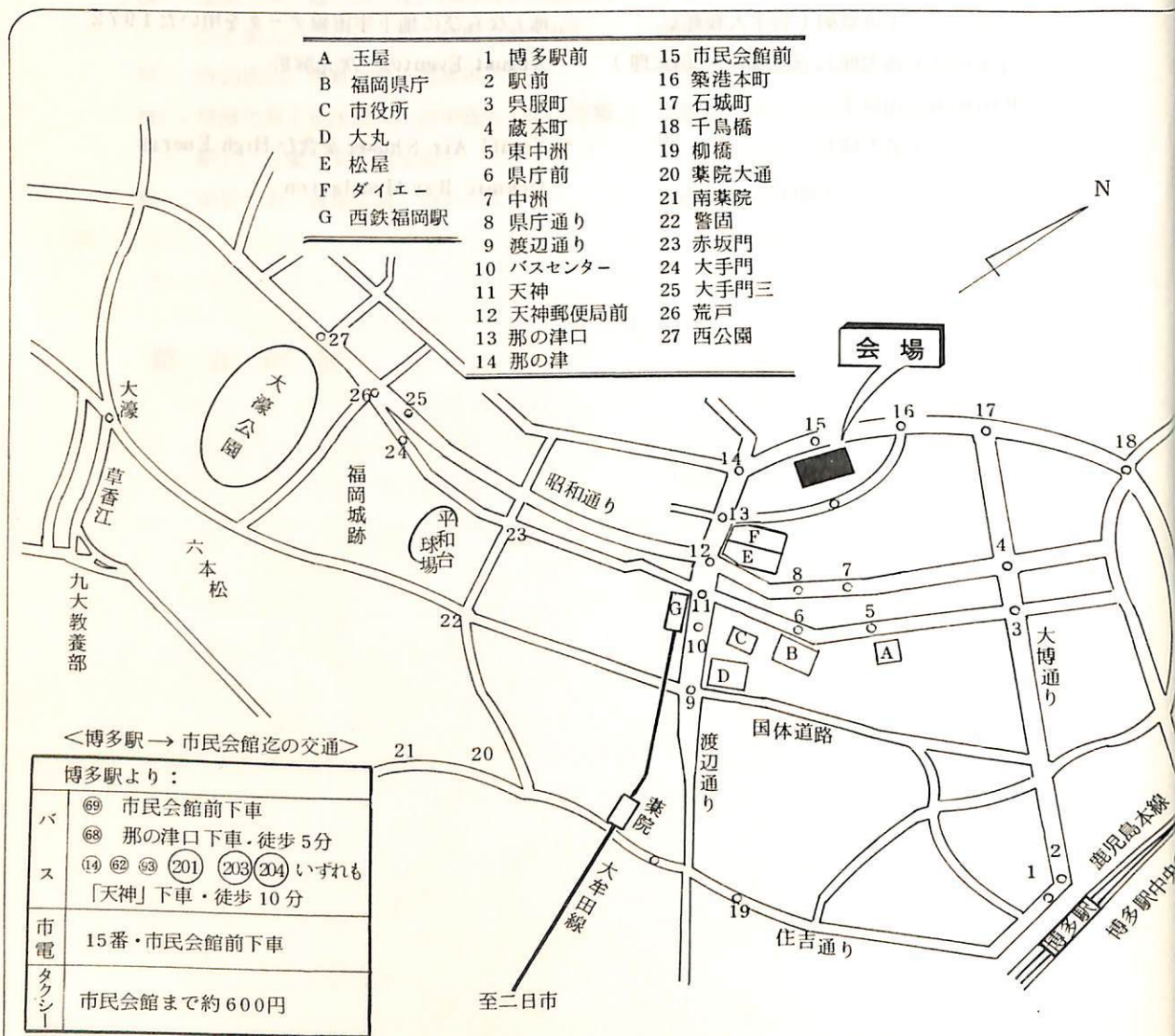
第60回 総会・講演会の会場案内

<会場> 福岡市民会館

810 福岡市中央区天神5丁目1-23

TEL (092) 761-6567~9

会場および交通案内図



第 1 会 場

成層圏中性大気組成の観測

— 特に $S O_2$ について —

伊藤富造 佐川永一 小池 博 井口俊夫
 (東大宇宙研) (郵政省電波研) (東大宇宙研)

すでに報告したように⁽¹⁾、われわれは気球搭載用質量分析装置を開発し、1975年5月に最初の成層圏中性大気組成の観測に成功した。その際多量の $S O_2$ が検出されたが、これは藤原らのレーザレーダによるエアロゾルの観測⁽²⁾ や小川らのロケット観測⁽³⁾ と比較対照すると、1974年10月に発生した Guatemala の Mt. Fuego 火山の爆発に起因するものと考えられた。この観測器は完全な状態で回収されたので、これに若干の改良をほどこした装置を用いて本年再度同様な観測を行なったのでその結果を報告する。

気球に搭載された質量分析装置の構成を図1に示す。放球は1976年6月7日8時0分に行われ、約2時間後に最高高度28 km に達しその後平均 8 m/sec の速さで緩下降をさせばら20時、高度19 km まで観測を行なった。データは現在解析中であるが、今までに得られた結果のうち最も興味ある $S O_2$ の混合比の値を前年度の観測値と共に図2に示した。図中の実線は本年度の観測値、破線は前年度の観測値である。この結果によると1年間に $S O_2$ の量は約5分の1に減少している。観測の場所、季節、時刻、方法はほとんど同じであるから、この差は F uego 火山に起因する成層圏中の $S O_2$ の量の減衰を表明するものと考えられる。

講演では今後の解析および検討の結果をも併せて報告する予定である。

- ① 佐川、伊藤：第58回講演会
- ② 藤原 他、： 同上
- ③ 小川 他、： 同上

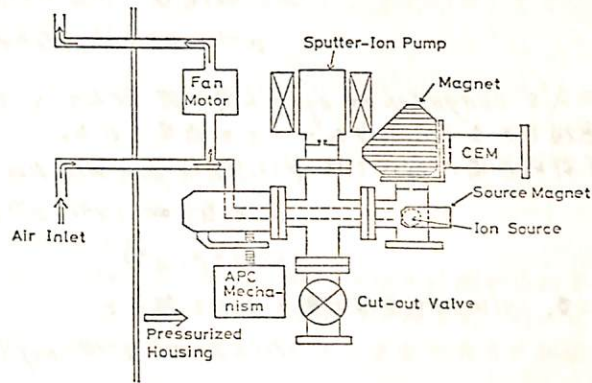


図 1

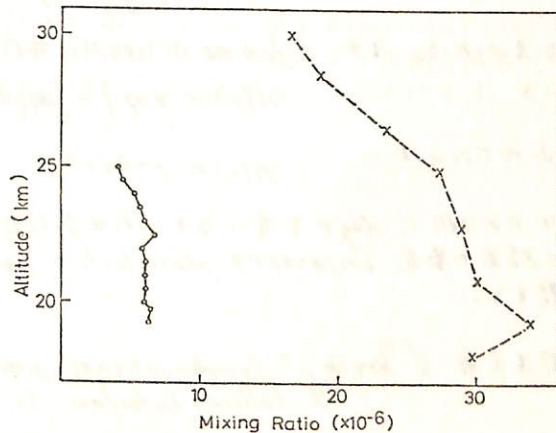


図 2

I-2

成層圏エアロソルの粒径分布

— $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ の領域 —

内野 修

九大・工

前回の講演では下部成層圏エアロソルの *coagulation* の卓越する領域 ($r \leq 0.1 \mu\text{m}$) の平衡分布函数は $r^{-2.75}$ の *power law* 分布であることを示した。一方 $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ の個数密度は 1cm^3 当り数個と少ないが、たゞに $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ とおしの *coagulation* よりむしろ $r \leq 0.01 \mu\text{m}$ の *condensation* と拡散による効果の方が効いてくる。このように場合時刻 t における質量 $x \sim x + dx$ 間の分布函数 $n(x, t)$ は

$$\partial n(x, t) / \partial t = - \frac{\partial}{\partial x} [b(x) n(x, t)] - \alpha^{-1} n(x, t) \quad (1)$$

で表わされる。ここで

$$b(x) = \int_0^x \beta(x, \alpha) \alpha n(\alpha, t) d\alpha \quad (2)$$

$\beta(x, \alpha)$: *condensation rate coefficient*.

$\alpha, n(\alpha, t)$: $r \leq 0.01 \mu\text{m}$ の *mass* と *分布函数*

α^{-1} : 粒子の *lifetime*.

上の式を *coagulation eq.* から導く際 $\alpha \ll x$ と外部から直接はこめてくる粒子 ($r \geq 0.1 \mu\text{m}$) は無視できるから、少た... ことか仮定される。

下部成層圏においては $\beta(x, \alpha)$ は *gas kinetics* で表わされるので

$$\beta(x, \alpha) \propto (x^{2/3} + \alpha^{2/3}) \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{\alpha} \right)^{1/2}$$

$$b(x) = \beta_0 x^{2/3} \quad (3)$$

よって、(1)(2)を定常状態のもとで解くと

$$n(x) = n_0 x^{-2/3} \exp(-3\alpha x^{1/3} / 2\beta_0) \quad (4)$$

よって、 x のかわりに r を用いると $x \propto r^3$, $n(x) dx = n(r) dr$ より

$$n(r) \propto \exp(-\alpha r), \quad \alpha = 3\alpha / 2\beta_0 \cdot (4\pi/3)^{1/3} \quad (5)$$

と書き直される。また *lifetime* α^{-1} の r に依存する場合には

$$n(r) \propto \exp(-\int \alpha(r) dr) \quad (6)$$

もし $\alpha \propto r^2$ ならば

$$n(r) \propto e^{-a \cdot r^2} \quad (7)$$

よって r の代わりに $\log r$ を用いると、いわゆる対数正規分布である。

上の結果を最近 *impactor* & *photoelectric particle counter* などで観測された分布とを比較する。

参考文献 J.R. Brock; "Condensation growth of atmospheric aerosol"
J. Colloid Interface Sci. 38, 32 (1972).

Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層 (Ⅱ)

— LIDAR 観測結果と粒径分布に関する理論的考察 —

藤原玄夫・板部敏和・広野木和

丸文・理

世界の各地で LIDAR によって観測された成層圏エアロゾルの後方散乱係数は、

Fuego 火山噴火 (Oct. 1974, Guatemala) 後に異常な増加を示し、福岡では噴火から 2 ヶ月後に以前の 10 倍にも達したが、数ヶ月後から減少を始めて現在に至っている。その間には再増加を示す時期もあり、長期的に見ると Gadjesen の二次元拡散モデルの示す減少の仕方よりかなりゆるやかなものである。このことは、火山性気体からの核生成、凝集、凝縮によるエアロゾル粒子の *in situ* formation の重要性を示唆していると考えられる。

しかしながら、LIDAR による後方散乱係数の測定からエアロゾルの総量を知るためには、エアロゾル粒子の粒径分布、組成、相、形状等の各種パラメーターに関する情報を必要とする。ここでは前回は引いた通り、福岡に於ける最近までの LIDAR 観測の結果を報告し併せてエアロゾル粒子の粒径分布とその変動に関する考察結果を述べる。

成層圏に於いて核生成で生ずる極めて微小な粒子は、凝集によって成長し、やがて可視領域レーザーレーダーで検出できるようになる。粒径分布に関して連続的サイズセクトラムを仮定すると、粒子の凝集を支配する方程式は

$$\frac{\partial n(v, t)}{\partial t} = \frac{1}{v} \int_{v_0}^v \beta(v-\bar{v}, \bar{v}) n(v-\bar{v}, t) n(\bar{v}, t) d\bar{v} - n(v, t) \int_{v_0}^{v_{max}} \beta(v, \bar{v}) n(\bar{v}, t) d\bar{v} + f(v, t)$$

で与えられる。但し

$n(v, t)$: 体積が v , $v+dv$ の間にある粒子の個数密度

$f(v, t)$: " " " " 生成率

$\beta(v, \bar{v})$: 体積 v, \bar{v} の 2 粒子間の凝集定数

ここでは、数値実験によって適当な生成項と初期分布を与えて粒径分布の時間的変動を検討し、LIDAR 観測によって得られたエアロゾル後方散乱係数の変動と比較する。特に比較的大粒径の火山灰が成層圏に注入された際に粒径分布に与える影響は重要であると推定される。

エアロゾル粒子の粒径分布に関して、前回はロケットによって測定された減衰係数と LIDAR による後方散乱係数と比較から有力な情報を得る方法と若干の計算結果を報告した。1979 年に NASA によって Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE) のために人工衛星 (AEM-B) が打ち上げられ、成層圏エアロゾルによる太陽光減衰係数が世界的に、1 年間連続して測定される予定なので、これと協力することにより、粒径分布とその変動に関する知識の飛躍的増大を期待している。

I-4

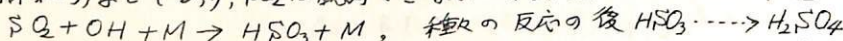
Fuego 噴火後の成層圏エアロゾル層(VI)

— 二次元大気モデル計算との比較

広野求和 藤原玄夫 板部敏和 長沢親生

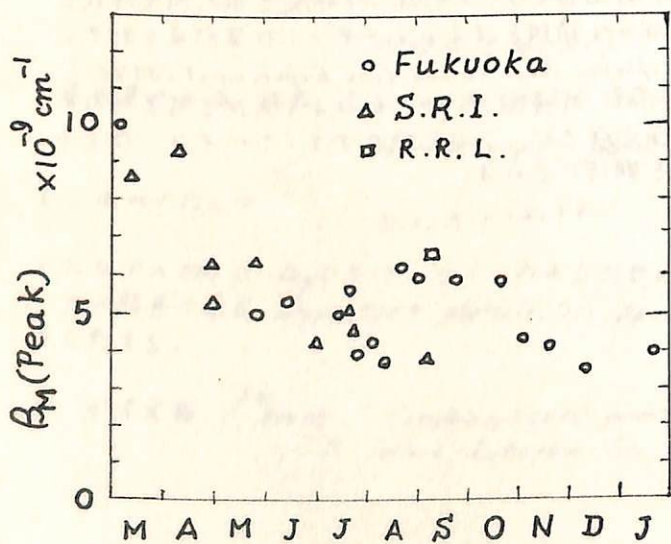
九大 理

Fuego火山の1974年Oct.爆発以後の成層圏エアロゾルのnon-molecular radar cross section β_M のピーク値の変化は'75年Mar.以後は下図のような変化をしている。大気中の核実験後の放射性微粒子の世界的な拡散についてはReed and German¹⁾ や Gudiksen²⁾ の二次元大気モデルによる数値計算があり、後者は渦動拡散係数を前者よりも遙かに小さくとることによって始めて観測事実の説明に成功している。以下 Gudiksen²⁾ のモデルに従って考察を進めてゆくことにする。成層圏内ある緯度に沿って一様に注入された保存量の濃度を[S]とすれば[S]の減少する原因としてはまず南北方向の拡散があり、この時定数を τ_N とすれば $\tau_N \sim 0.8$ 年となる。このため注入と近く緯度の距離約20度の奥では[S]は1年もたてば著しく減少するが注入点から遙かに離れた奥では初めはゆるやかに増加し、又再びゆるやかに減少する。垂直方向の拡散はこれより遙かに遅くその時定数 τ_V は $\tau_V \sim 3$ 年である。'75 Mar. 15を $t=0$, Oct. 15を $t=1$ とすれば緯度でのピーク値の減少の割合は $(\beta_M(t)/\beta_M(0)) = 0.52$ である。一々理論値は $30^\circ N$ では $[\beta_M(t)]/[\beta_M(0)] = 0.17$ となり観測値の減少の割合は理論値よりも遙かにゆるやかにこの傾向は $35^\circ N$ の理論値と比較しても大差ないようである。このような理論値との差を説明する一つの方法として以下に示すようにSO₂ガスの粒子への変換過程が考えられる。火山爆発によって成層圏に大量に注入されるのはH₂O, CO₂, SO₂, H₂SO₄, 火山灰, HCl等であるがレーザーで観測できるのは火山灰や(H₂SO₄+H₂O)の液滴(または固体粒子)などであり、SO₂は観測できない。成層圏に注入されたSO₂は



$SO_2 + O + M \rightarrow SO_3 + M$, $SO_3 + H_2O \rightarrow H_2SO_4$ などを通じてH₂SO₄となり核生成、凝集の後H₂SO₄ ~ 75%, H₂O ~ 25% のような組成の粒子となりレーザーで見えるようになる。このようにガスから粒子に変換するに要する時間を T_0 とすれば、これは主として酸化の速度で定まる。 T_0 は $10^6 - 10^7$ s と見積られているのでいま 10^6 sを採用してみる。'75 Mar. 頃地球全体について成層圏内のエアロゾルは約0.5 Mt, SO₂は約3.5 Mt

存在したとすればSO₂は次第に酸化されて、エアロゾル粒子の拡散による減少を補うため大体 $3M$ は観測されたような変化をすることになり、拡散とSO₂ → 粒子の変換の両過程の組み合わせにより観測結果を説明できることになる。



1) R. J. Reed and K. E. German, Monthly Weather Rev., 93, 313 (1965)

2) P. H. Gudiksen et al., JGR, 73, 4461 (1968).

I-5

K-9M-56, S-210-11 による大気オゾン及び成層圏
エアゾルの観測 (速報)

東京教育大学 理学部 渡辺 隆
東京大学 理学部 岡松 隆夫・小川 利敏

昭和51年度 ロケット実験 (S-210-11, K-9M-56) において 太陽を光源とする
吸光法による成層圏・中間圏 オゾンの観測が行われ、また成層圏エアゾルの
ミー散乱の様相が調べられるので 結果を報告する。

今回の観測の目的は

- (1) これまでの夏実験 (8, 9月) と冬実験 (12~2月) の結果から、オゾンの高度分布は
夏に比べて冬に増加する傾向がはっきりしてきた。〔1〕 この傾向は 中間圏に
おいて顕著で 成層圏では変化が小さい。今回の実験は これまで実験の
チャンスがなかった夏実験であるので このような季節変動の再確認ができる。
- (2) これまで ロケット姿勢のモニター用として搭載 してきた 4500 Å の放射計の
データは、成層圏エアゾルの定量に使えること became 明らかになった。〔2〕 今回の実験
では 可視部の 2 波長でエアゾルによるミー散乱の様相が調べられる。
- (3) 1軸制御の太陽追尾装置が開発され、放射計の姿勢制御が行われる。
解析結果は会場で発表される予定である。

[1] T.Watanabe and T.Tohmatsu, Rep.Ionos.Space Res.J., 1976, in printing.

[2] T.Ogawa, T.Watanabe and T.Tohmatsu, J.Gemag.Geolect., 1976,
in printing.

OH ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) 観測の可能性高橋文穂, 平尾邦雄
(東大宇宙研)

レーザー・レーダーによる、高層大気成分の観測は、今までは、Kamiyama 等による地上からの Na 層の観測が、成功しているだけである。ライダーによる観測はその観測対象となる原子・分子が、それぞれ次のような特性をもつことにより、困難に直面する。即ち、原子の場合、Na, K, Ca イオンなど、一部の金属原子を除けば O, N, H など、それぞれ興味の対象である。ほとんどの原子は、共鳴散乱、あるいは、共鳴蛍光を引き起す基底状態あるいは準安定状態からの遷移が、Schumann-Runge 領域から、極端紫外領域 ($1200 \text{ \AA} - 1500 \text{ \AA}$) にあり、この領域では、レーザー発振が、不可能に近い。一方、分子の場合、レーザー出力の大きい近紫外から、近赤外にいたる領域で、発輝する電子遷移については、分光学的なデータに乏しく、今の所、三原子分子以上の多原子分子については、お手上げの状態である。最も可能性の大きい二原子分子のうち、NO, OH については、分光学的にも、良く調べられているが、これらの基底状態からの電子遷移は、 2150 \AA ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$, γ -band), 3064 \AA ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) であり、同調可能な色素レーザーの発振域 ($0.33 \mu\text{m} - 1.1 \mu\text{m}$) よりも、波長が、さらに短い。従って、レーザー線は、そのまま用いることはできないわけである。

そこで、筆者らは、レーザー光を、nonlinear crystal (KDP など) に通すことにより、数パーセントのエネルギー変換効率が得られる第 2 高調波 (SHG) を用いて、OH ($A^2\Sigma^+$; $v=0 - X^2\Pi$, $v=0$) の 3090 \AA に、色素レーザーを同期させ、その共鳴蛍光を観測することにより、中間圏 (65 km 以上) の OH 密度を測定できるという結論に達した。本講演では、気球に搭載して行う場合について、御報告する。

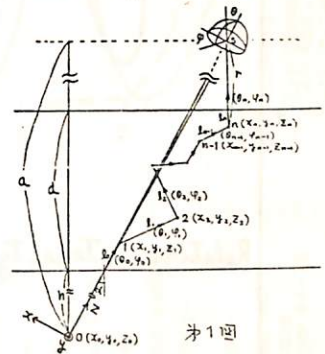
参考文献

- (1) Becker, K.H., D.Hanks and T. Tatorczyk: Z. Naturforsch., 27a, 1520 (1972)
- (2) Anderson, J.G.: J. Geophys. R. 26, 7820 (1971)
- (3) Anderson, J.G.: Geophys. Res. Lett. 3, 165 (1976)
- (4) Noxon, J.F.: Space Sci. Rev. 2, 92 (1968)
- (5) Dicke, G.H. and H.M. Crosswhite: J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2, 97 (1962)

I-7 レーザー光の雲の中の伝播：モンテカルロ法 によるシミュレーション 有賀 規, 五十嵐 隆 (郵政省電波研究所)

直線偏光したレーザー光を地上から送信し、火星上で受信して送信元の像と偏光方向より火星の三軸姿勢決定を行う方式が著者により提案されている。これは火星-地球間にミリ波帯の高利得の指向性の鋭いアンテナが用いられるようになること、姿勢変動によるビームの偏りを抑え、目的とする方向にアンテナを向けるための高精度の姿勢決定が要求されるので、これに利用したり、静止火星等の高々度火星から高分解能で地球環境の観測を行うためにも利用することができるとある。ここで述べる内容は上記の方式の要による影響の理論的検討である。雲、霧、煙霧等の微粒子中の光の伝播は多重散乱を含む拡散伝播となる。一般にビームの幅の広い様な Flux が入射した時の問題は輻射伝達の式から求めることができる。しかしビームの幅の狭い様な Flux (例として「レーザービーム」)が入射した時の問題は輻射伝達の式より直接求めることが不可能であるので、モンテカルロ法を用いる等特殊な方法によるしかない。ここではレーザー光が雲の中を伝播して、火星に到達する時の様子をモンテカルロ法を用いてシミュレーションした。(Ehlich Gauss 分布と仮定)

第1図に示すように真上から出発した光子は雲の中の点1, 2, ..., n-1, n で n 次散乱した後火星上の観測点 S に到達したとする。出発点、散乱点の座標を $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1), \dots$ とし散乱点間の距離を l_0, l_1, \dots, l_n (l_0 と l_n は雲の中の部分だけ)、光子の夫々の段階での進行方向を $(\theta_0, \varphi_0), (\theta_1, \varphi_1), \dots$ とし、座標系は出発点を原点として図のように定義する。n 次散乱した後の光子の状態を表す行列 Π_n を次のように表して計算した。



$$\Pi_n = \omega^n \left[\prod_{j=0}^{n-1} W_j \right] \left[\prod_{j=1}^n C_j \right] \left[\prod_{j=1}^n P(\theta_j, \varphi_j; \theta_{j-1}, \varphi_{j-1}) \right] P(\theta_n, \varphi_n; \theta_{n-1}, \varphi_{n-1})$$

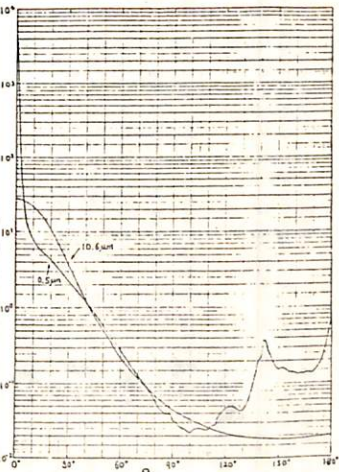
$$\times \int \frac{1}{4\pi} \Delta\Omega \exp(-\beta_e l_n) \} I_0, \quad \Delta\Omega = A/r^2 \quad \text{但し } \Pi \text{ は,}$$

ストロフスパラメーター I_R, I_V, U, V で表される一列行列、 ω : single scattering albedo, W_j : 光子のエネルギーに関する重み, β_e : 減衰係数, A : 検出器の面積, P は散乱行列と呼ばれる。散乱前(a), 後(b)とすると $P(\theta_a, \varphi_a; \theta_b, \varphi_b) = \mathbb{L}(\pi - \alpha) P(\omega) \mathbb{L}(\pi - \beta)$

$$P(\omega) = \begin{pmatrix} P_1(\omega) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_2(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_3(\omega) & -P_4(\omega) \\ 0 & 0 & P_4(\omega) & P_3(\omega) \end{pmatrix}, \quad C_j = \frac{1}{P(\omega)}, \quad \bar{P}(\omega) = \frac{P_1(\omega) + P_2(\omega)}{2}$$

ω : 散乱角

\mathbb{L} は座標変換を示す(4x4)の行列、また $\left[\prod_{j=1}^n P \right]$ は左の方向へと掛けを行くように定義する。行列 P の要素は、微粒子の複素屈折率と粒径分布が与えられると、Mieの電磁波散乱理論により求めることができる(一例を第2図に示した)。 Π_n は光子の数(history)を多くして平均をとることにより正確な値が求まる。全体では、 $\mathbb{I} = \mathbb{I}_1 + \mathbb{I}_2 + \dots + \mathbb{I}_n$ として散乱光 \mathbb{I} が求まる。また、像は最後の散乱点の火星から見た方向と強度を記憶させておけば求まる。



第2図 Altostratus Cloud の $P(\theta)$
 $0.5 \mu m \quad m = 1.376 - 0.800 \times 10^{-9} i$
 $10.6 \mu m \quad m = 1.179 - 0.0739 i$
 $r_n (1 \sim 13 \mu m), 5000 \text{ cm}^{-3}$ Deirmingill と仮定

結果として、強度の減衰、偏光状態の変化、送信元の像のぼやけ等々、雲の種類や厚さ高度、光の波長、ビーム幅等によってどのように変るかを定性的且つ定量的にシミュレーションすることができたので、これらについて報告する。

夜光 $O_2(1.27\mu)$ の下層大気中での伝播

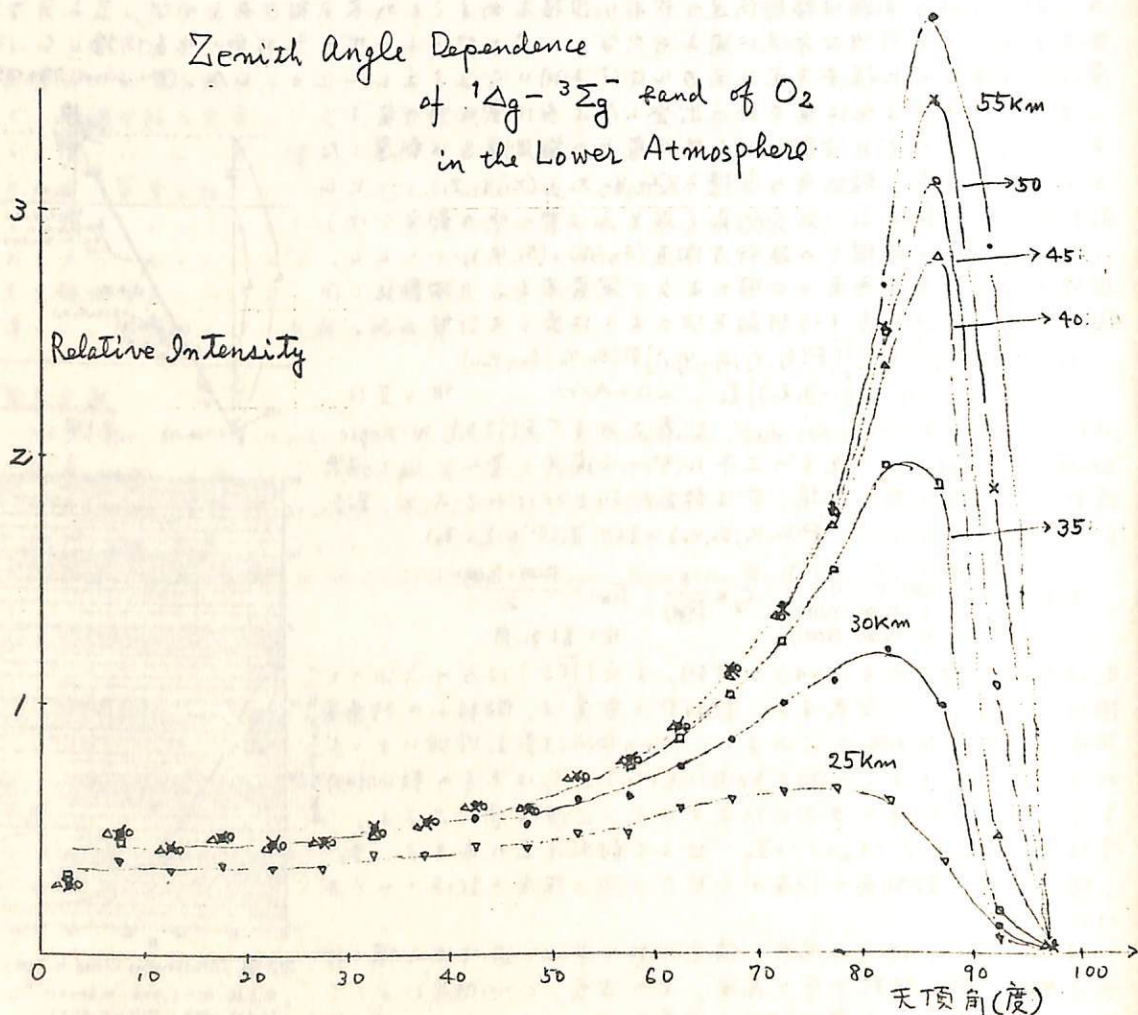
I-8

牧野忠男, 山本博聖, 関口宏之
立教大学 理学部

高度90km附近に発光系が存在する夜光 $O_2(1.27\mu)$, ${}^1\Delta_g - {}^3\Sigma_g^-$ エバリューション等により下層大気中で観測した場合の強度の仰角分布をモンテ・カルロ法により計算した。

この問題は球対称場に於ける輻射輸送を論じるものであるが, 光子の吸収, 再放出過程で再放出を無視して計算した場合はすでに発表した。(On the Zenith Angle Dependence of the Infrared Oxygen Emission of 1.27 μ m Airglow observed from High Altitude, T. Makino et al, J.G.G., 28, No.3, in press)

今回は再放出を含めて取扱った結果を示す。結論的には再放出を無視してもよいことがわかった。計算方法は解析的に行うのが困難なため, モンテ・カルロ法によったが, この方法は光子の再放出の確率が比較的に小さい場合に有効であると思われる。



EXCITATION OF CO₂ 4.3 μm EMISSIONS IN THE ATMOSPHERE

TAKAO TOHMATSU FACULTY OF SCIENCE
THE UNIVERSITY OF TOKYO
HIROMASA YAMAMOTO DEPARTMENT OF PHYSICS
RIKKYO UNIVERSITY

The altitude distributions of the band radiance of the CO₂ 4.3μm emission are calculated for various conditions of the atmosphere. The excitation mechanisms considered are

- (i) The resonance fluorescence of solar radiation(RFS)
- (ii) The resonance fluorescence of the earth-shine(RFE)
- (iii) The excitation in thermal energy of the vibrational energy transfer,

$$N_2(v=1) + CO_2(000) = N_2(v=0) + CO_2(001)$$

- (iv) The VT transfer from N₂(v=1) which is produced in the auroral processes.

The altitude distribution of the radiation field has been solved by using the transfer equation in a plane-parallel atmosphere:

$$S^*(t^*) = S_0^*(t^*) + \Pi^* \int_0^{t^*} S^*(s^*) H^*(t^*, s^*) ds^*,$$

where t^* denotes the sum of the optical depths of all the rotational lines consisting the 4.3μm emission, $\Pi^*(t^*)$ the band albedo, $S_0^*(t^*)$ the primary source of the radiation, and $H^*(t^*, s^*)$ the band H-function. The explicit way of formulation of t^* , Π^* , S_0^* and H^* has been given elsewhere[1]. The altitude distributions of S_0^* for various excitation processes have been depicted in Fig.1. The distributions of the band radiance which have been calculated from $S^*(t^*)$ are illustrated in Fig.2.

[1] T.Tohmatsu and H.Yamamoto, Radiative transfer of atomic and molecular resonant emissions in the upper atmosphere I. preprint, GRU-Univ.Tokyo #4-76

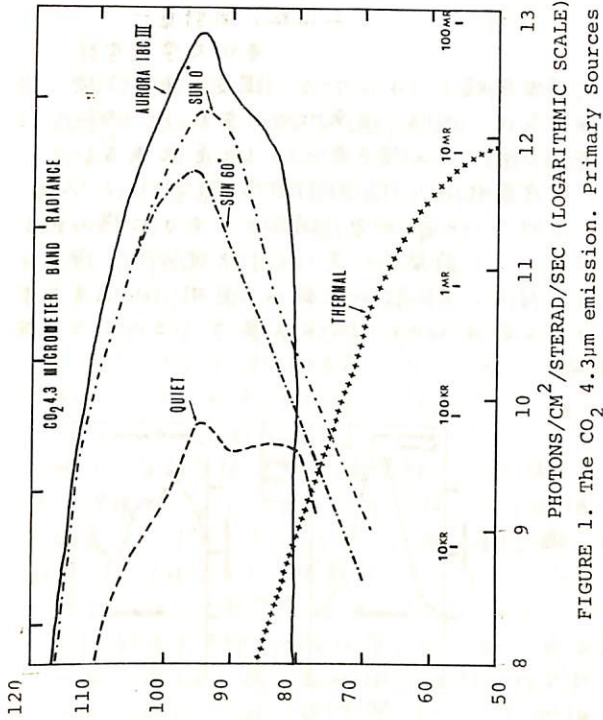


FIGURE 1. The CO₂ 4.3μm emission. Primary Sources

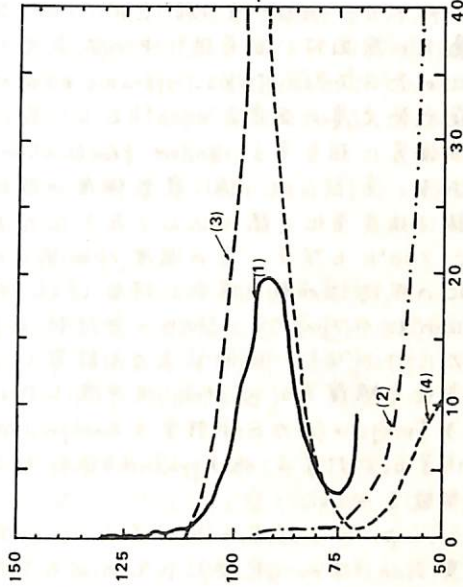


FIGURE 2 The band radiance of CO₂ 4.3μm emission
(1) Observed in AURORA III condition(Stair et al.)
(2) Obs. quiet condition (3) Calculated(AURORA III)
(4) Calculated quiet condition.

上山弘, 岡野章一

東北大学理学部

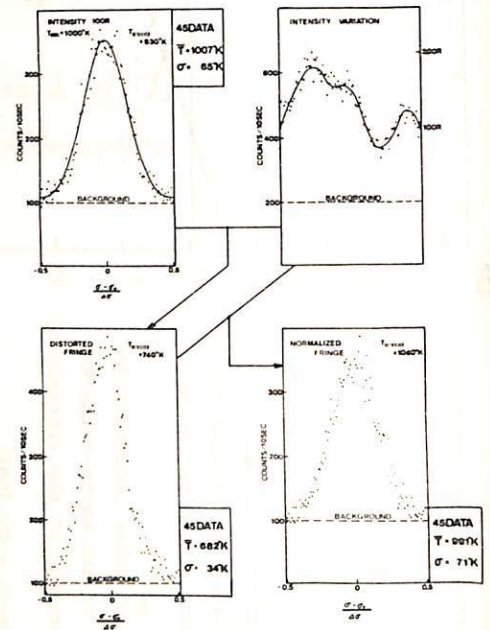
ファブリーペロー干渉計を用いて大気光輝線線幅よりドップラー温度を求める際、誤差の最大の原因は、波長掃引中の大気光の強度変化、或は、気象状況の変化と、今一つは S/N 比が充分でないために sporadic noise が著しくデータの質を悪くすることにある。

夜光発光層の温度を 1000°K とし、若し、強度変化がなければ計数率 S に対して $1/\sqrt{n}$ の標準偏差に相当する random fluctuations を伴う fringe が右図のように得られる筈である。ところが、仮に夜光強度が右上図のように時間的に変化したとすると、得られる記録は強度変化を織り込んで右下図のようになる。若しこの記録から見掛けの温度を求めると 740°K となり、真の温度 1000°K とは全く別のものになってしまう。このように強度変化の可能性のある場合に対処して、我々は右図の如くファブリーペロー干渉計で fringe の出力だけでなく、同時に入力も計数し、常に強度変化を補償する system を考案した。予想される Fringe の出力 S_1 に対する background を n_1 、強度信号 S_2 に対する background を n_2 とし、適当な定数を与えて

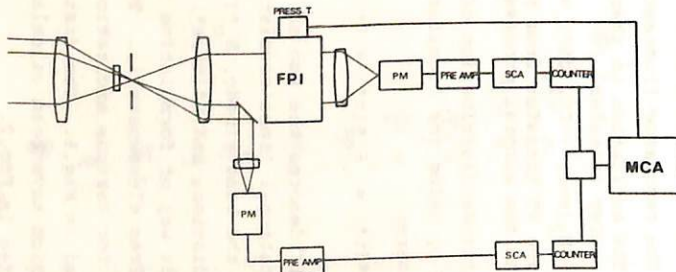
$$p = (S_1 - n_1) / (S_2 - n_2)$$

を波長 scan しながら記録したものが右下図である。これから温度を求めると 1040°K となり、概ね満足できる。このような simulation を 45 回行ない、得られた平均値およびその標準偏差値は各図の外枠に示してある。

強度補正をした fringe 記録の夫々から温度を求めて平均するよりも、fringe の data を何回か重ね合せたものは data の質も良く、これから温度を求める方が reliable な結果が得られることも確かめられた。



第 1 図



第 2 図

MS-73 搭載真空紫外多点測光装置

金田 康弘 (東京大学理学部)

1972年2月にMSH-1に依って打上げ予定のオゾン技術試験衛星(MS-73)に搭載される真空紫外多点測光装置(UVP)に就いて報告する。UVPは科学衛星EXOS-A搭載用の真空紫外オーロラ撮像装置(ATV)に於ける撮像管走査部をマルチアノードに置換して撮像装置を測光装置とした。ATVの技術的雛形である。MS-73に於けるUVPの試験観測は主として次の二点を目的として居る。

1. 異常放射防止用のメカニカル・シャッターの駆動・制御等 ATV用に開発を行ったコンポーネントの宇宙環境での動作確認。
2. 北半球高緯度地帯上空からのオーロラ予備観測。

MS-73は軌道傾角 $71^{\circ} \sim 76^{\circ}$ 、遠地点高度 3570 km、近地点高度 900 km、周期 102分の軌道条件で打上げされる。試験衛星の性格上化学電池を使用するが life は 20日間程度である。UVPは、カム・レトリに依る姿勢制御実験等が終了した後、衛星が沿軌カプセル姿勢制御実験に入る後半の約10月間に観測を行う。観測は実時間及び遅延コマンドに依る制御に従って行われるが、このうち実時間コマンドは主として感度の設定に、プログラムタイマーに依る遅延コマンドは観測の実行に当てられて居る。

観測データは主として搭載データレコーダーに記録し、内之浦上空での再生に依って取得する。データ取得率はデータレコーダーの容量から1日3周分以上と誓へられる。

観測は北半球高緯度地帯上空で毎1秒に2回、約 60° の視野内の15点の測光を行う事と置いて一周の間に約40分程度行われる。測光値は8bitのデジタル・データに変換される。猶、測光のダイナミック・レンジを拡大する目的で感度を順次変化させ324秒で一巡させる。

UVP 主要諸元

観測対象	真空紫外オーロラ
装置重量	約2.2kg
消費電力	1.6W (常状態)
コマンド	実時間：7項目 (内2項目5点及び3点計測)，遅延：3項目
検出素子	Multi-anode Photomultiplier (16 anodes)
	光陰極：KBr, 窓材：MgF ₂
光学系	反射鏡 2群2枚構成, 口径比：3.1, 視野角： 60°
測光領域	光学系視野内 15点
測光間隔	毎1秒 2回
出力	(観測データ：15 Word + Status monitor: 1 Word) / 7レーム
異常放射防止装置	検出器：特殊センサー, シャッター：メカニカル, 駆動源：真空用マシプロエーザー

大嶋新一^{*}, 飛田隆^{*}, 中村正年^{*}
^{*}東教大理学部

1976年8月29日, 三陸大気球観測所において, OI 5577Å, OH(8.3) Meinel バンド 7275Å, OH(6.2) Meinel バンド 8342Å, O₂(0, 1) 大気帯 8645Å の4つの大気光の光電測光によるバルーン観測を行なった。J.S.T 18時51分に放球されたがフライト・レベルに達する前に高度16km付近でバルーンが割れて三陸の東南東110km付近に落ちた。その向約1時間ほどであったが, 解析可能な部分を解析し報告する。

装置の走査空間は天頂角40°, 50°, 60°, 70°, 77°, 88°のそれ以外に対し方位角方向の幅40°であるが, 上昇中には方位角正が働いていないのでゴンドラの向きがたえず変化し方位角方位の幅は360°に近くなっている。

なおこの実験では, 立教大学, 東京天文台が同じバルーンを使って実験を行ない, 立教大学は我々の光電測光に対応して写真撮影を行なう予定であった。

奥田 光直 (弘前大・教育)

遠州田における大気光観測記録の中から、100~200分の周期で強度が quasi periodic に変動している場合を之らび、秋田及び国分寺の電離層データと比較した結果、大気光強度は、しばしば $h'F$ や $h_p F_2$ の変化と、よい奥の相関を示すことがわかった。酸素探検強度が、こぼりの電離層特性量とよい相関を示す理由としては、F層下部での放射強度の変化と考へるよりは、Eレベルでの酸素原子密度の変動と $h'F$ 等が関連をいつような機構を考へた方がよいようである。今回は、観測の結果を示し、可能な機構について discuss した結果と報告する。

三沢清敏(防大数物)・竹内郁夫(託高専応数)

前回の学会で報告したフィルター傾斜型観測機を使用して、O₂(0-1) Atmospheric Band at 8445 Å を地上から連続観測することに成功した。1回の測定時間が約30 sec であり、4 channel 観測機なので、今回は2分に7回の割合でこのO₂(0-1) band を観測した。この観測結果からO₂(0-1) band の P branch と R branch もその強度が時間変化と日変化することが見い出された。P branch と R branch も twilight hour (morning and evening) にその強度が著しく増大することが観測された。この P and R branches の強度が twilight hour に増大するという現象は Noxon の報告 (J. G. R., 1975, P. 1370) と一致する。P branch と R branch との強度を比較すると P branch の強度が常にやや大きいようである。又 O₂(0-1) band の強度の時間変化及び日変化は、他の発光線 (O-5577 Å line とか O-6300 Å line) の強度変化と比較すると、その振幅及び差が小さいようである。

惑星間空間のOII 紫外散乱光

東京大学地球物理研

鈴木勝久

現在まで惑星間空間のフローの観測は、水素・ヘリウムの特異線に限られていた。これはこれらの散乱光の強度が卓越していることによる。しかし太陽紫外光にはこの水素・ヘリウムのエミッションラインの他にも、O, N, C等のイオンによる特異線が観測されている。

またこれらの紫外光を散乱する惑星間イオンは、星間空間から太陽系に侵入してくるものが電離してできたもの、太陽系内の太陽近傍にあるプラズマから蒸発してできたもの等が考えられる。しかしこれらの量についての estimation は正確になさっていない。

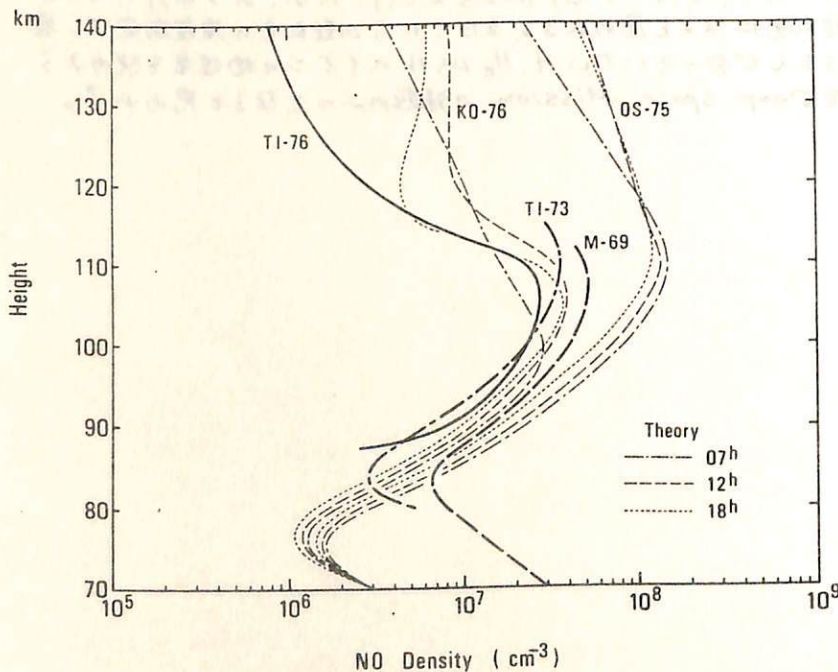
この報告でO⁺について、特異線の可能性について検討してみる。太陽光紫外域には、OII (833.80 Å), OIII (834.50) の比較的強いエミッションラインが存在する。($\sim 5 \times 10^8$ photons/sec cm²) Oの電離は、太陽風70eVとの電荷交換・太陽紫外光の光電離によって、太陽から数A.U. のところではほとんど電離されている。電離されたイオンは太陽風に乗って、外向きに運動すると考えられる。ところがこのOII, OIIIの特異線は多重線で、イオンの軌道方向の速度によって散乱係数の中心波長がドップラーシフトする。このためシフトした散乱係数が、他の多重線の中のラインを散乱することが可能となる。太陽風の速度が300~500 km/secの範囲にあるときの惑星間のO⁺の散乱係数と、太陽のOII, OIIIの多重線がどのような関係になるか調べた。計算に必要な数値はまだ確定的な値が採用できないので、いくつかモデルを考へて行ったが、ある条件のもとでは数R程度の散乱光になると思われる。またこれらの散乱光の強度測定は、惑星間空間でまだほとんど分っていないH, He以外のイオンの物理量を決めるうえで重要で、今後Deep Space Missionの課題の一つになると思われる。

等松隆夫 岩上直幹
東京大学理学部

1976年3月26日7時5分インド標準時(太陽天頂角 82°) ツンバロケット実験場($8^\circ 32' 34'' N$, $76^\circ 51' 32'' E$)から打ち上げられた Centaure II B, ISRO 05.31 によって高度 87.5 km ~ 140 km における NO (一酸化窒素) 密度を測定した。観測方法は NO $\gamma(1,0)$ バンド, 2148 \AA による太陽紫外線の共鳴共乱を利用するもので、上昇時下降時とも非常に良好なデータが得られた。赤道地域における NO 密度のロケット観測はこれが最初であり ロケットによって 140 km の高度まで NO 密度を測定し得た例も少ない。

下図において TI-76, TI-73, M-69 はそれぞれ 今回の結果, S-210-9 および Meira による結果を示している。OS-75, KO-76 はそれぞれ 小川-島崎 および 近藤-小川によるモデル計算の結果である。今回得られた NO 密度分布は 105 km 付近に極大 ($2.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$) をもち、それ以下の高度での分布は 1973年の著者によるものとよく一致しているが、1969年の Meira によるものよりファクター 2~3 程度小さい。モデル計算との比較から 105 km 以上における NO 分布は 酸素原子による $N(^2D)$ の消光の効果をよく表わしていることがわかる。

なお $\gamma(1,0)$ バンドの比蛍光率の値として、これまで用いられてきた $3.93 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ は誤りであることが最近知られたので、ここでは新しく計算し直した値 $8.16 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ を用いている。したがって TI-73, M-69 も最初に発表された値の約 $1/2$ になっている。



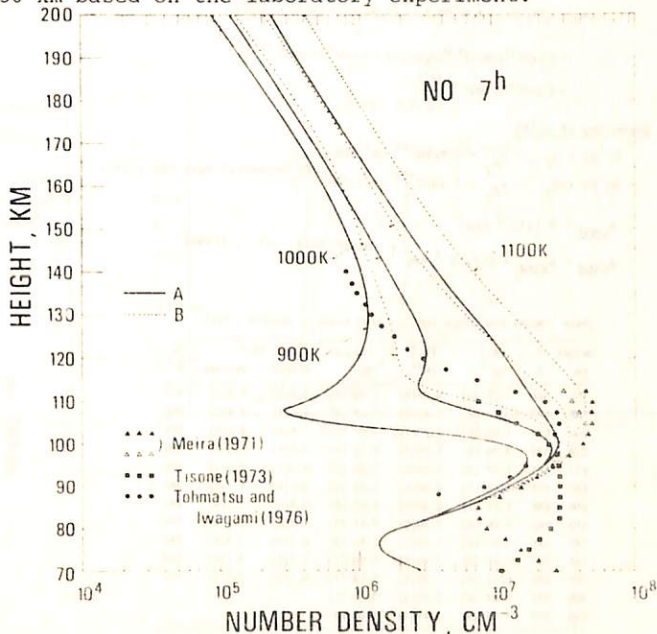
Yutaka Kondo and Toshihiro Ogawa

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

The diurnal variation of odd nitrogen in the thermosphere is investigated in detail by using the photochemical-diffusive model. Introducing the $N(^2D)$ quenching coefficient by O $k_q = 0.6 - 1.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ below 110 km, the quantum yield of $N(^2D)$ production in the reactions energetically capable of producing $N(^2D)$ such as $NO^+ + e \rightarrow N + O$, $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$, and the dissociation of N_2 by photoabsorption of solar EUV and photoelectron impact, is determined to be around 0.9 by comparing calculated and measured daytime NO profiles below 110 km. Above 140 km k_q about $1.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ is recommended to be consistent with NI(5200 Å) dayglow measurement.

NO density goes through large diurnal variation above 100 km caused by the diurnal variations of the thermospheric temperature, daytime density of 10^7 cm^{-3} decreasing to $\leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ at night around 110 km if the thermopause temperature T_∞ is $\leq 900 \text{ K}$ after sunset. Highly temperature dependent reaction $N(^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$, which contributes to the production of NO and loss of $N(^4S)$, is the key reaction which controls the nighttime NO concentration. Small concentration of NO measured in the early morning by rockets can be attributed to the lowered temperature during night.

Nighttime $N(^4S)$ profile is also very sensitive to the thermospheric temperature change. Midnight N density at 120 km could vary by more than two orders of magnitude with the change of T_∞ by about 200 K. Daytime N density does not depend so greatly on T_∞ and it reaches maximum of $2 - 5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ around 130 km. The measurement of N density by Feldman Takacs(1974) is in agreement with our calculated profile which assumed T_∞ at the of the observations and k_q of $4 - 5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ above 130 km based on the laboratory experiment.



York University, & University of Tokyo

Major Measurements:

630-nm airglow radiance ----- G. G. SHEPHERD
 photoelectron energy spectrum ----- T. MIZUJI
 electron density and temperature ----- K. OYAMA and Y. WATANABE

Vehicle: KSR-54
 Launching site: Uchinoura (31°15'N, 131°05'E);
 conjugate point (9°34'S, 128°10'E)
 Flight: 0600JST, January 17, 1976
 rocket elevation angle 80°, azimuth 145°
 spin axis: zenith 10° (after nose cone opening)
 apex height 366km (060500JST)

*** Solar-Terrestrial Environment ***
 Moon: zenith angle 83° (full moon)
 Sun: zenith angle 105°; zenith angle at conjugate point 94°
 Solar Activity: S = 80.7
 Geomagnetic Activity: K_p = 18 (storm on January 10)
 Thermopause Temperature: 680K

Excitation by Photoelectron Impact

$$q_{PE} = [O] \int 2\pi\phi\sigma(O, {}^1D)dE$$

$\sigma(O, {}^1D)$: Henry, Burke & Sinifailam,
 Phys. Rev., 178, 218 (1969)

flux ϕ : measured; but an extrapolation

- Case A: $\phi (< 6 \text{ eV}) = \phi (6 \text{ eV})$
- Case B: $\phi (< 6 \text{ eV}) < \phi (6 \text{ eV})$

Remark: $\int 2\pi\phi\sigma(O_2, B)dE \approx \int 2\pi\phi\sigma(O, {}^1D)dE$.

$O_2 + e \rightarrow O_2^+(B) + e$ and $O_2^+(B) \rightarrow O({}^1D) + O$
 can be neglected since $[O_2]/[O] \ll 10^{-1}$.

Excitation by Dissociative Recombination

- $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ $k_1 = 2.1 \times 10^{-11} (300/T)^{0.87} \text{ cm}^3/\text{sec}$ [1]
- $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ $k_2 = 1.3 \times 10^{-12} (300/T)^{0.72}$ [1]
- $O_2^+ + e \rightarrow O + O$ $k_3 = 2.3 \times 10^{-7} (300/T)$ [2]
- $NO^+ + e \rightarrow N + O$ $k_4 = 4.6 \times 10^{-7} (300/T)$ [2]

Reference: [1] Lindinger, Fehsenfeld, Schmeltekop, & Ferguson,
 J. Geophys. Res., 79, 4753 (1974).

[2] Biondi, Can. J. Chem., 47, 1171 (1969).

Assuming a unit quantum yield of $O({}^1D)$,

$$q_{DR} = k_3 [O_2^+][e] + k_1 [O^+][O_2] = k_1 [O_2][e] \left(1 + \frac{k_1 [O_2]}{k_3 [e]} + \frac{k_2 [N_2]}{k_4 [e]} \right)$$

$$= 2.1 \times 10^{-11} (300/T)^{0.87} [O_2][e] \left(1 + 9.1 \times 10^{-6} (T/300)^{0.13} \frac{[O_2]}{[e]} \right)$$

$$+ 2.8 \times 10^{-6} (T/300)^{0.28} \frac{[N_2]}{[e]}$$

Quenching of $O({}^1D)$

- $O({}^1D) + N_2$ $k_{N_2} = 5.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec}$
 - $O({}^1D) + O_2$ $k_{O_2} = 7.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec}$
- NBS Technical Note 866 (1975)

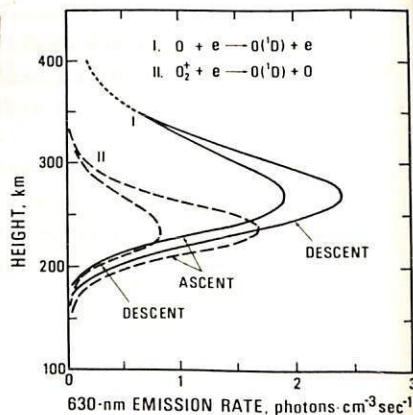
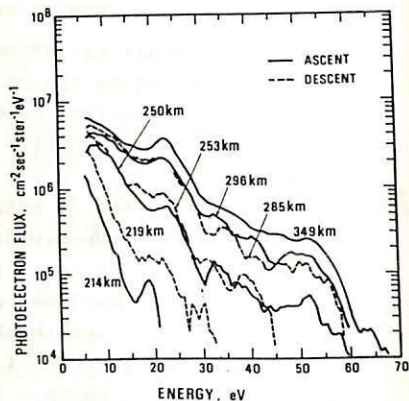
$$A_{6300} = 5.1 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

$$A_{6300} + A_{6364} = 6.7 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

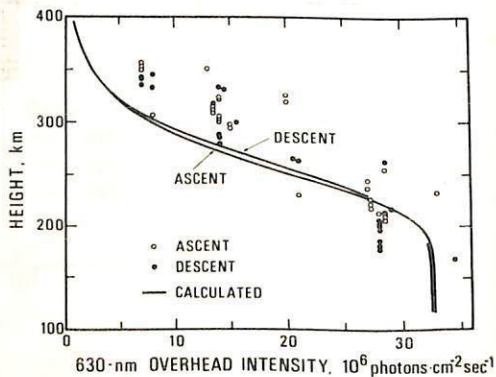
NSRDS-NBS4, vol. 1 (1966).

Table Model atmosphere for $T_w = 680K$ based on Jacchia (1971).

Height km	T K	$[N_2]$ cm^{-3}	$[O_2]$ cm^{-3}	$[O]$ cm^{-3}	$[e], \text{cm}^{-3}$		Te K
					ascend	descent	
160	546	1.02(10)	9.39(8)	1.46(10)	8.6(3)	4.5(3)	860
180	593	3.14 (9)	2.46(8)	7.20 (9)	1.0(4)	5.6(3)	910
200	621	1.07 (9)	7.28(7)	3.82 (9)	1.6(4)	9.5(3)	925
220	639	3.90 (8)	2.29(7)	2.12 (9)	3.5(4)	1.8(4)	930
240	651	1.47 (8)	7.54(6)	1.20 (9)	6.3(4)	3.2(4)	935
260	659	5.68 (7)	2.55(6)	6.95 (8)	8.1(4)	4.4(4)	940
280	665	2.24 (7)	8.83(5)	4.07 (8)	8.4(4)	5.3(4)	940
300	669	8.96 (6)	3.10(5)	2.41 (8)	7.6(4)	5.5(4)	940
320	672	3.63 (6)	1.11(5)	1.43 (8)	6.3(4)	4.9(4)	940
340	673	1.48 (6)	3.99(4)	8.59 (7)	5.1(4)	4.1(4)	940
360	675	6.12 (5)	1.45(4)	5.18 (7)	4.1(4)	3.5(4)	940
380	676	2.54 (5)	5.52(3)	3.13 (7)			
400	677	1.06 (5)	1.97(3)	1.90 (7)			



$$n = \frac{A_{6300}}{A_{6300} + A_{6364} + k_{N_2}[N_2] + k_{O_2}[O_2]}$$



足原 修・清水幹夫

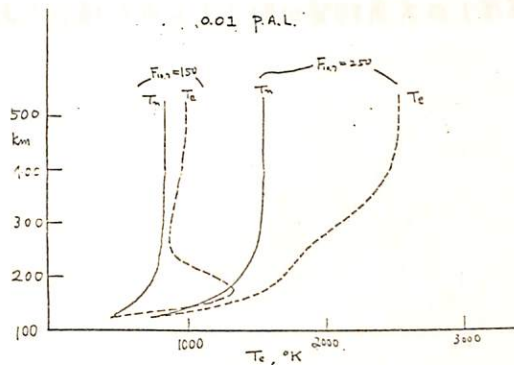
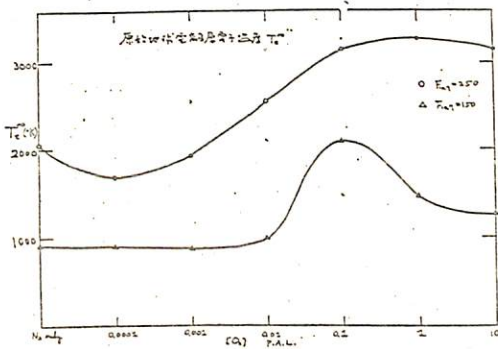
東大 宇宙研

地球大気における酸素の蓄積過程は、それが光合成、或いは水の光分解いづれによるものであれ熱圏の大気構造には大きな変化をもたらす。それとともに、電離層もまた変遷をうけてきた事は明らかであろう。大気組成の変化は、イオン組成、電子密度と変え、従って電離気体の熱生成の効率も変わったことが予想される。そのと問題であるのは、それらの物理的諸量が、過去において order を変える程に変化し得たのか、或いは単に小さな factor の違いに過ぎなかったのかという事であろう。このことは、たとえは、磁場の変遷、ないしは消滅時における大気と Solar wind との直接相互作用、希 gas escape の問題等において、電離気体による効果と考察すると、現在の地球電離層における諸物理量をもって評価してもそんなに差しつかえのないものであるかどうかの指針になりうると考えられる。勿論大気構造の変化による電離層変化はそれ自身、原子分子素過程としてみることも、興味ある結果いくつかもたらし、現在の地球電離層のより深い理解につながると思われる。

電離層の熱計算のさい、 O_2 の変化と共に他の大気組成がともなうに変化したのかが重要になるが、その chemistry については Shimizu & Shimazaki (to be published in J.G.R.) によっている。

結果だけについてはいへば T_m^{∞} は、 O_2 の変化においてはあまり変化しない。このことは O の減少と共にその 63μ cooling が減少するが、他方 EUV 吸収 level の低下のため、conduction の効果が強く働く。この相殺的寄りのため T_m^{∞} が各年代により、そんなに変わっていないと考えられる。

T_e^{∞} については、 α_1 に電子密度の変化の影響が一番大きい。次に electron の cooling agent の変化、さらには、conductivity が効いている実効的距離の変化がその変化の原因であると考えられる。詳しい結果については学会講演で発表可。



浜野 洋三
東京大学理学部

1976年7月20日 VIKING I 着陸船は、火星表面の軟着陸に成功し、科学的測定が現在も行なわれている。測定された火星の平均大気圧は6.1 mb(着陸点では7.7 mb)であり、主要大気組成はCO₂ 95%, N₂ 2~3%, Ar 1~2%, O₂ 0.3~0.4%であった。また(⁴⁰Ar/³⁶Ar) 同位体比は2750 ± 500と地球に比べて10倍程度大きい。火星大気中のArの量とその同位体比を地球上での値と比較することによって、火星大気の量的な変化の歴史についての情報が得られる。

Arの同位体のうちで⁴⁰Arは主に⁴⁰Kの放射線崩壊生成物であるから火星全体のK含有量を仮定すれば、火星大気中の⁴⁰Arの量から、内部からの連続的脱ガスの速度が求まる。この脱ガス速度から他の放射線起源でない気体が火星誕生後、現在までに大気中に脱ガスした割合を見積れるが、この量は地球に比べて約1/10程度となる。実際には火星大気中の火星単位質量あたりの³⁶Arの量は地球に比べて約1/200であるから、もし火星の大気が連続的な脱ガスでできあがったとすれば、初期に火星内部に含まれていた³⁶Arの割合は、地球の1/20程度になる。また地球について考えられているような初期の大規模な脱ガスがあったとすれば、初期³⁶Arの割合はもっと小さく1/100以下である必要がある。大気中の(⁴⁰Ar/³⁶Ar)の同位体比について考えると、この値は初期惑星内部での(³⁶Ar/K)比の可能な範囲を与える。この範囲は、地球については $4 \times 10^{-8} \sim 4 \times 10^{-7}$ 、火星については $2 \times 10^{-10} \sim 4 \times 10^{-8}$ となる。火星に対する最大値は火星の大気が非常に最近(10億年以内)の脱ガスによってできた場合に対応する。

以上の結果は、火星の大気が非常に最近に内部からの脱ガスによってできあがったものでないとすれば火星内部に初期に含まれていた³⁶Arの割合は地球に比べて小さい必要があるが、このことは火星及び地球の凝縮温度のちがひから非常に考えにくい。残る可能性は、火星をつくった物質が凝縮してから集積して火星ができ、現在見られるような定常的な火山活動を開始するまでの間に、火星内部及び火星大気圏から、かなりの割合(90%程度)の大気物質が取り去られた場合である。

エーロノミー的考察

上山 弘

東北大学理学部

海底や古い湖底のボーリングの結果、過去100万年位までの地磁気の様相や地表附近の温度がかなり刻明に判るようになってきた。地磁気劣化や地表温度の低下と相くのか、異常上昇に対処するのは研究者によって所論に差があるけれども、地磁気極性の反転時には一般に磁力が極端に弱くなっており、この時期に地表温度にほかの異常が起るといふようである。そこで、地磁気強度の劣化時に予想される aeronomic effects を大別すると、

[A] Precipitation of Energetic Particles

[B] Magnetospheric Deformation

の二つの category に関連するのではないかと考えられる。色々の予想される現象の effect の大きさを order estimate した結果、次の二つの問題が指摘される。

一つは、成層圏又は中間圏高度における cosmic ray influx の増加し、この結果、オゾンその他の微量成分の濃度に影響を与えること、熱収支に変動を招くことである。他の一つは magnetosphere の cross-section の減少に伴い、solar wind の impact が減少するだけでなく、磁場が不十分のために充分 energy up されないということに基づくエネルギー収支の異常である。

若杉耕一郎・深尾昌一郎・木村磐根

京都大学

ISレーダーにおいての観測精度は高さ及び周波数分解能 $\Delta h, \Delta f$ と時間分解能 Δt に依存する。 Δh は散乱体積の大きさを決めSNRと比例関係にある。一方、 Δt (信号の積分に要する時間)はSNRに逆比例する。 $\Delta h, \Delta t$ を同時に適当な値に保つためにマルチパルス法やパルス圧縮の方法が用いられる。両方式を用いた場合の Δh と Δt の関係を考える。

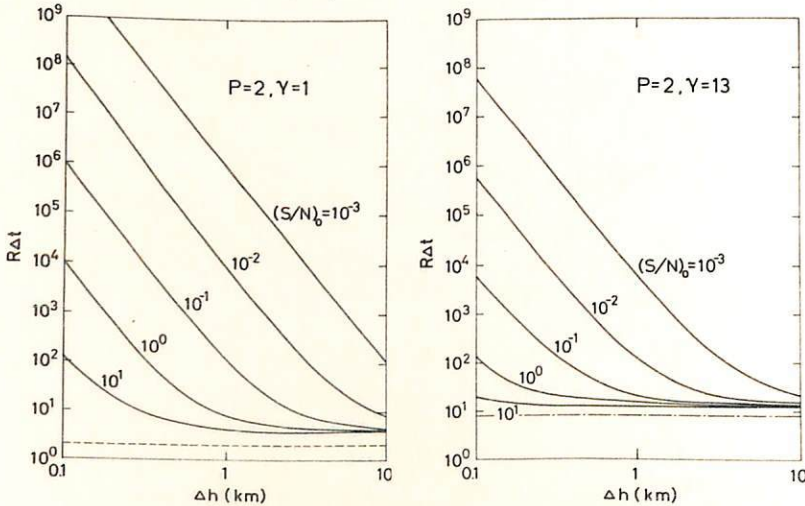
次の4点を仮定する。i)散乱体は一様に分布し、ii)パルス圧縮も理想的に行えること、iii)系統誤差は完全に補正され、得られる情報は遅れ時間に依存しないこと、iv)信号の処理速度には制限がないこと。この条件の下では、相関関数の誤差 $\epsilon^2 = (A/K)(S+C+N)^2/S^2$ となる。ただし、A;処理方式で定まる定数、K;サンプル対数、 $S \cdot C \cdot N$;各々信号、クラター、雑音の電力とする。相関関数法では散乱スペクトルと送受信系の影響(Ambiguity functionで表わされる)が単なる積の関係にある。位相変調されたパルスに対する理想化されたAmbiguity functionを仮定し、この圧縮比を γ 、パルス数を P とすると Δt と Δh は次の関係にある。

$$R \cdot \Delta t = \frac{2}{P(P-1)} \left[\frac{2P\gamma}{\gamma+1} + \left(\frac{N}{S}\right)_0 \frac{1}{\gamma(\Delta h)^2} \right]^2 \quad (1)$$

ただし、 $R = \epsilon^2 / A T_p$ 、 T_p ;パルス列の繰り返し周期、 $(S/N)_0$;レーダー定数と電子密度で定まる量である。下図は(1)式の関係の一例である。他の条件が等しく、 $P_1 \leq P_2$ なす $(R \cdot \Delta t)_{\gamma, P_1} \geq (R \cdot \Delta t)_{\gamma, P_2}$, i.e. パルス数は常に大きい方がよい。しかし、 γ については常には言えない。たとえば、受信電力が強くと(1)式の第二項が無視出来る場合、 $\gamma_1 \leq \gamma_2$ なす $(R \cdot \Delta t)_{\gamma_1, P} \leq (R \cdot \Delta t)_{\gamma_2, P}$ となる。これはAmbiguity functionのサイドローブが強く受信されるためで、この場合は無変調パルス($\gamma=1$)の方が Δt は改善される。一方、散乱電力が小さい時は $\Delta t \propto 1/\gamma^2 P(P-1)$ となりパルス圧縮は有効である。 $(S/N)_0, \Delta h$ が与えられた場合、次の不等式が成立すれば

$$\frac{P\gamma}{\gamma+1} < \left(\frac{N}{S}\right)_0 \frac{1}{(\Delta h)^2} \quad (2)$$

無変調より圧縮比 γ のパルスを用いた観測の方が、時間分解能を改善できる。つまり、散乱信号が弱く Δh も小さい場合、パルス圧縮のメリットがあることがわかる。



無変調及びパルス圧縮($\gamma=1, 13$)を用いたダブルパルス法における $R \cdot \Delta t - \Delta h$ の関係の一例。

S. Fukao, S. Kato, T. Aso, T. Tsuda, S. Yokoi¹,
R. M. Harper² and W. E. Gordon³.

1. Kyoto University,
2. Arecibo Observatory,
3. Rice University.

The Jicamarca IS radar antenna consists of two superimposed square arrays; for the present measurements, one antenna is phased to point to the vertical direction, while the other is off-vertical by an angle of 3.6° .

The echo power in the vertical antenna is always stronger than that in the off-vertical antenna throughout the stratospheric heights (Fig.1); the difference becomes more than 10 dB at the height of about 20 km. This seems to suggest that a thin turbulent layer is responsible for the scattering. The thickness of the layer is tentatively estimated to be about ten meters, which is much thinner than that of the scattering volume (~ 4 km).

The echo powers in both antennas vary over a range of almost 10 dB with a period of 5-15 min and the enhanced power is generally associated with a wider autocorrelation time. This feature was already observed at the mesospheric heights and interpreted to imply that stronger turbulence occurs in thinner layers (e.g., Rastogi and Bowhill, 1975).

The spectral analysis with the maximum entropy method (MEM) will be discussed shortly.

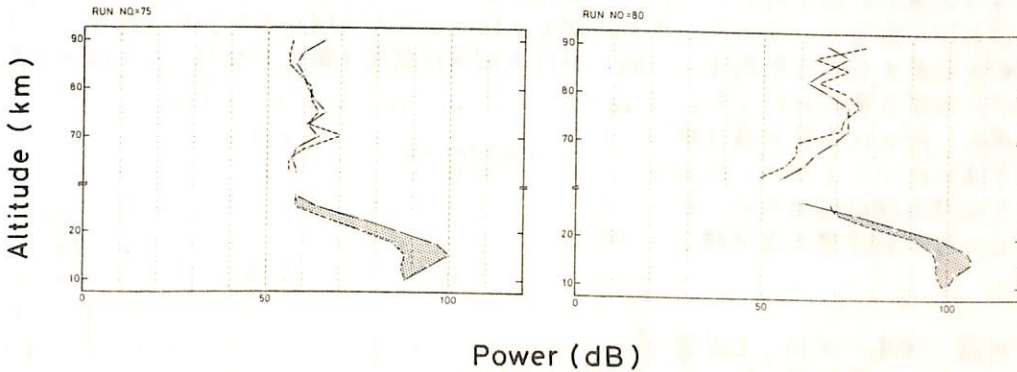


Fig.1 Average power profile obtained with the 50-MHz Jicamarca IS radar.

Arecibo ISレーダーによる夜間のF領域 イオン組成の解析

佐藤 亨 深尾 昌一郎 木村 磐根 R. M. Harper
(京都大学工学部) (Arecibo Observatory, NAIC)

前回の報告⁽¹⁾に続いて、今回は夜間の電離圏F領域からのIS(インコヒーレント散乱)パワー・スペクトルを解析する方法とその結果の一部について報告する。前回対象とした高度100-300kmの昼間の電離圏(O^+ , NO^+ & O_2^+ イオンの存在を想定)と異なり、今回問題とする高度200-500kmの電離圏は、夜間には O^+ イオンのみでなく軽い H^+ , He^+ イオンが降下して来ていると考えられるので、これらのイオンの組成比を決定する事が必要となる。

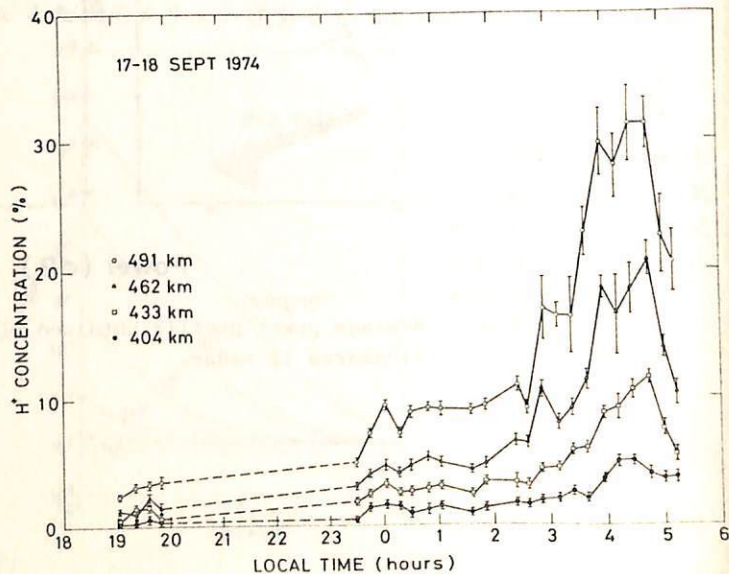
前回の場合は2種のイオンの質量比が約2倍と比較的小さく、イオン組成の影響と他のパラメータの影響を分離できない事が問題になった。その点では、 O^+ , He^+ , H^+ の3種のイオンの質量比は16:4:1と比較的大きく好都合であるが、この場合はパラメータ数の増加が最大の問題となる。

最小二乗法を用いた解析法は、原理的にはパラメータ数には無関係に適用する事ができるが、すべてのパラメータ(現実にはイオン温度 T_r , 電子温度とイオン温度の比 T_e , O^+ イオンの比密度 ρ , 軽いイオンのうち He^+ の占める割合 $P \equiv [He^+]/([He^+] + [H^+])$, 及びACFの正規化因子の γ)を変えて計算機シミュレーションを行なった結果、推定誤差が大きくなって実用的でない事が明らかになった。

特に、 O^+ イオンと H^+ イオンの中間の質量をもつ He^+ イオンがACFに及ぼす影響と、 T_e の及ぼす影響は分離しにくく、誤差の原因になっていると考えられる。そこで He^+ イオンが存在しない($P=0$)と仮定した場合と、電子とイオンが熱平衡にある($T_e=1$)と仮定した場合の2通りの解析を行ない、両者を比較する方法をとった。

下図は、プエルトリコのAreciboにあるISレーダーによる夜間のデータ(17-18 SEPT 1974)を $P=0$ を仮定して解析した場合の H^+ イオンの比密度が、高度と時間によってどう変化するかを示したものである。この解析によって19時台を除いては $T_e=1$ とみなしてよい事がわかったので、次に $T_e=1$ を仮定して同じデータを解析した。その結果、 H^+ イオンの比密度が最大になる午前4-5時にかけて He^+ の比密度も最大となり、491kmの高度では20%にのぼる事がわかった。この場合、 H^+ の比密度の値は前者の方法に比べてエラー・バーが大きくなる傾向はあるが、全体としてほぼ同程度の値が得られた。

(1) 佐藤・深尾・木村, IS電波を用いた電離圏大気のリモートセンシング, 日本地球電磁気学会第59回講演会予稿集, 1976, 及び佐藤・深尾, 電子通信学会アンテナ・伝搬研資A-P76-11, 1976.



森生武考・加藤 進・深尾昌一郎・津田敏隆 (京大工) R.M. Harper (NASA, PLIC 観測所)

ISレーダーシステムを用いた Middle Atmosphere 領域 (成層圏・中間圏及び熱圏下部) の電波によるリモートセンシングは、科学的エネルギー輸送に因連してこの領域の果たす役割の重要性から近年非常に注目を集めるに至っている。この分野の実際の成果はペルーヒカマルカウ ISレーダーグループの VHF 帯 (50 MHz) での観測を嚆矢とするが更に ISレーダーとして一般的な UHF 帯の電波を用いた観測の可能性について実験的に明らかにすることは散乱メカニズムの解明とともに将来その建設を促し望まれている ISレーダーの幅広の有用性を明確にする上で重要であることは言をまたない。このような背景のもとに昨年 12 月プエルトリコのアレシボ観測所の ISレーダー (430 MHz) を用いた UHF 帯電波による最初の Middle Atmosphere のレーダー実験が行なわれた。実験の概要は前回の報告に述べた通りであるが、今回は得られたエコー信号の計算機による統計処理とその結果について解析の進んだ段階まで報告を行う。

磁気テープに記録された高度 15~67 km にわたる $\Delta t = 3 \text{ ms}$ 間隔の複素時系列サンプル (位相検波出力, 最大データ長 2~5 分) は自己相関関数法 (ACF), 高重ノイズ変換 (FFT) 或いは最大エントロピー法 (MEM) によりデジタル処理され, 得られたエコーのパワースペクトルから散乱体の運動即ち大気の流れの方向と大きさが決定される。図 1 に ACF 法の流れ図を例示する。図で各高さについて読み込まれたデータは n_1 個について平均し (Prediction integration) 帯域制限をしたのち n_2 個に対し Autocovariance 関数を計算しこれを n_3 回くりかえし (Post detection integration) 所要の ACF を得る。複素 ACF は $\rho(\tau) = \rho^*(\tau) \exp\{j\phi(\tau)\}$ とすると視線速度 v_L は $v_L = -(2k_c)^{-1} \phi'_s(\tau) = -(2k_c)^{-1} \phi'_s(\tau)/\tau$ (k_c : 入射電波の波数) で与えられる。但し添字 s は散乱体成分を表わし δ は雑音が無相関である程度で 0 に近い k_{eff} とする。図 2 に解析されたデータ例を掲げる。この場合 (a) は天頂 Off-vertical (天頂より 8.8°) と Vertical で $n_1 = 6, n_2 = 30, n_3 = 10$ (即ち 5.4 sec の平均), 又横軸は $n_1 \Delta t = 18 \text{ ms}$ を単位とする。位相の progression からわかるように Vertical で $v_L \approx 0$ に対し Off-vert. で $v_L \approx 1.5 \text{ m/s}$ となっておりクラッターや送信機 chirping を蒙ることなく成層圏水平風成分 (約 10 m/s) に起因するドプラー偏位が観測されている。乱流層が多重である場合は上記の式は荷重平均を与え詳しくスペクトル解析は FFT や MEM を用いて行うことができる。

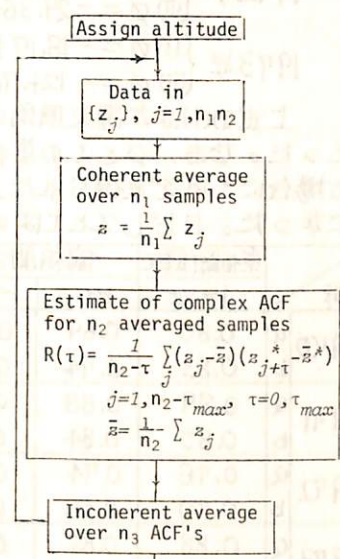


図 1. ACF 処理の流れ図

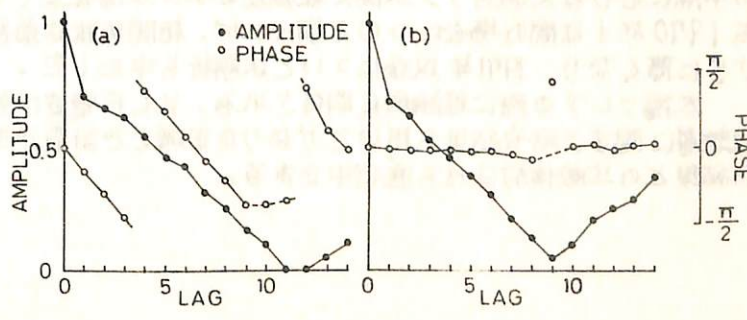


図 2. 高度 20 km の ACF の一例 (a) Off-vertical (b) Vertical

NWC 22.3 KHz VLF電波信号に あらわれた太陽フレア効果(続報)

加藤厚雄・米沢利之
中部工業大学

前回の学会では、NWC(22.3KHz)-春日井回線電波通路にあらわれたSPA(Sudden Phase Anomaly)と太陽天頂角(伝搬路上の最小天頂角とその中点における天頂角)および太陽X線強度の間の統計的な関係について報告した。

今回は、SPA(ϕ)とNWC-春日井回線電波通路を10等分した各点の太陽天頂角の平均($\cos \alpha$)および太陽X線強度(I)の間の関係を1970年1月~1973年12月の4年間について調べた結果を報告する。なお、太陽フレアおよび太陽X線強度に関するデータはSolar Geophysical Dataに記載のものを使用した。

4年間に得られたデータを統計的に処理して、次のような結果を得た。

$$\begin{aligned}
 1970年 & \begin{cases} (i) \phi = 11.18 + 86.63 \cos \alpha + 0.76 I \\ (ii) \phi = -48.18 + 67.36 \log_{10}(\cos \alpha) + 104.30 \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1971年 & \begin{cases} (i) \phi = 10.45 + 77.55 \cos \alpha + 0.90 I \\ (ii) \phi = -94.98 + 90.14 \log_{10}(\cos \alpha) + 140.37 \cdot \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1972年 & \begin{cases} (i) \phi = -18.90 + 90.49 \cos \alpha + 0.60 I \\ (ii) \phi = -29.36 + 74.83 \cdot \log_{10}(\cos \alpha) + 76.78 \log_{10}(I) \end{cases} \\
 1973年 & \begin{cases} (i) \phi = -18.17 + 81.47 \cos \alpha + 1.88 I \\ (ii) \phi = -124.70 + 112.47 \log_{10}(\cos \alpha) + 176.53 \log(I) \end{cases}
 \end{aligned}$$

上式の(i)は太陽天頂角 $\cos \alpha$ と太陽X線強度 I をそのまま用い(ii)はそれぞれに対数をとった。なお、 ϕ と I の単位はそれぞれDegreeと $10^{-3} \text{ erg}(\text{cm}^2 \text{ sec})^{-1}$ 。また、これらの場合にそれぞれ得られた、重相関係数、偏相関係数および確率誤差は以下のような結果になった。ただし α と I は(a)の場合に $\cos \alpha$, I , (b)の場合に $\log_{10}(\cos \alpha)$, $\log_{10}(I)$ である。

年		重相関係数		偏相関係数		確率誤差 (%)	データ数
		$r_{\phi, \alpha, I}$	$r_{\phi, I, \alpha}$	$r_{\phi, \alpha, I}$	$r_{\phi, I, \alpha}$		
1970	a	0.80	0.69	0.68	0.68	19.4	34
	b	0.83	0.74	0.73	0.73		
1971	a	0.89	0.88	0.63	0.63	15.0	14
	b	0.85	0.84	0.55	0.55	17.0	
1972	a	0.76	0.74	0.48	0.48	22.6	40
	b	0.70	0.66	0.40	0.40	21.2	
1973	a	0.88	0.85	0.48	0.48	15.0	21
	b	0.93	0.90	0.59	0.59	14.0	

左図より、重相関係数は0.70~0.90となり、前回の0.6~0.7に比べてかなりよくなった。しかし、1970年、1973年については $\cos \alpha$ や I そのものよりも対数を用いた方が相関はよくなるが、1971年、1972年については $\cos \alpha$ や I そのものの方が相関はよくなる。また今回は、SPAと太陽天頂角(伝搬路上の最小天頂角とその中点における天頂角)、太陽X線強度および太陽電波(950MHz)の間の統計的な関係を1970年1年間の場合について調べたが、相関係数は前回に報告した程度かそれよりもさらに悪くなり、1971年以後については解析を中止した。

太陽フレアの際に理論的に期待される、VLF電波に対する反射高の変化は、従来の電離層に関する研究結果を用いてかなりの正確さで計算できるはずで、それと上に得られた結果との比較検討は目下進行中である。

鎌田 哲夫 (名古屋大学空電研究所)

SPA資料は、地上において1~8 Å波長域の太陽X線フレアをモニタリングする唯一の極めて有用なものであることは、これまでこの学会でも報告し強調してきた。

今回は、1971年1月から1974年2月迄の3ヶ年間の Explorer 37 Satellite による1~8 Å波長域の Solar X ray フレア資料を用いて、これに対応して観測されたNWC-豊川回線上的の252個のSPAとの対応について、種々調査した統計結果を報告する。詳しくは学会席上でのべるが、2, 3の主な結果を列挙すると、

- (1) X線フレアの開始時刻は、SPA現象のそれより先行する場合が多い。
- (2) Solar X ray フレア時の1~8 Å波長域の Flux 強度と、これに伴うVLF位相高の低下との間には、指数関数による回帰関係がみられる。
- (3) Solar X ray フレア時の波長域の異なるX線 Flux 強度の比と、VLF位相高の低下との間にも、指数関数による回帰関係がみられる。

ということである。

遠距離伝播VLF電波位相に及ぼす降下粒子の
効果について

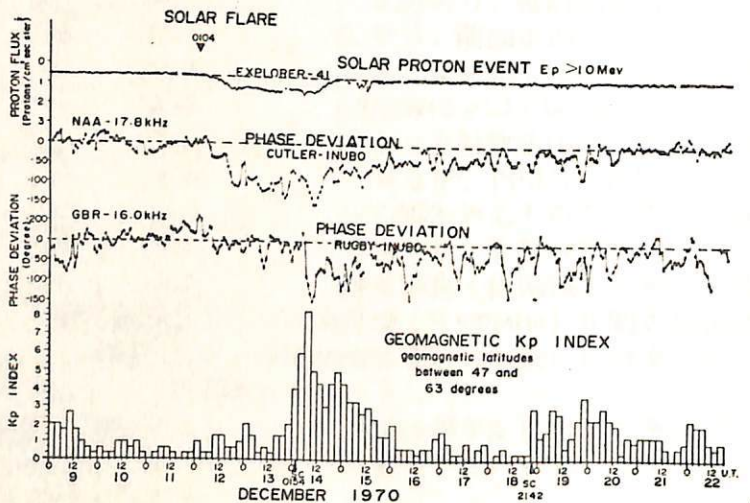
菊池崇, 永月清二, 寺島良子, 大谷晃 大内長七
電波研大収.

プロトンフレアに伴う高エネルギープロトンが極冠帯の下部電離層を異常電離し、HF、VLF等の電波伝播に大きな影響を与えりことはよく知られている(PCA, PCPA等)。石井他(1973)はSolar Geophysical Data (SGD)に見られる人工衛星のプロトンフラックスと、極冠帯を伝播するNAA 17.8 KHz (Cutler-Inubo)の位相変動を比較した結果、ほぼプロトン($E_p > 10$ Mev)の強度変化と同じ形互した位相進みが現われることを示した。極光帯を通るGBR 16.0 KHz (Rugby-Inubo)に対しては、地磁気嵐効果が現われやすく、比較的小さい擾乱に対してはこれかばり分離されることが示された(下図参照)。これはプロトンフレアによるものの他に、NAA, GBR両回線には、年間を通して10μs程度の位相変動が見られるが、これと、常時人工衛星で観測される1 MeV程度のプロトン及びKp指数との相関を調べた。1975年8月以降、SGDに見られるようになった1 MeV程度のプロトンフラックスは、概ね回帰性磁気擾乱に伴っているようであるが、両者のVLF伝播に及ぼす効果が分離できる例があるので報告する。

また低緯度回線のHAIRU 13.6 KHz についてと同様の考察を加える。

参考文献

石井隆広, 羽倉幸雄, 寺島良子, 朝倉政彦, 1973, 電波研季報 vol 19, p 175-197
「VLF電波の極域擾乱」



石井他(1973)による.

小田 征太郎
(岐阜大学)

この報告は 1962 年から 1975 年までの約 14 年間の圏内の愛宕圏の資料から、異常現象として表示されたものを整理したものである。

まず、flux, 宇宙線の Forbush decrease, 地磁気の Sc および Sg ならぬ main phase, 電離層の f_oF_2 と f_{min} および f_{min} , h'_{pmin} (この項目についてはその活動域の中以上の現象の時刻 (accuracy は hour 程度だから現象の日というべきかもしれない) にとり出し、これらを一括して愛宕圏の異常現象時とし、したがってこの中には 1966 年 7 月の Proton Event や 1972 年 8 月の August Event のような典型的なものは、特殊な大い現象時もあるが、まず、地磁気の Sc だけで他の project には (3) の異常と報告されておらず現象もある。

それで、いま、この期間で最も顕著な August Event (1972) の愛宕圏の異常現象のモデルと考へた。即ち、異常現象のパターンとして flux - f_{min} の上昇 - main の Sc または Sg - Cosmic Rays の Forbush decrease - f_oF_2 の減少と h'_{pmin} の上昇 - f_{min} の増加と f_oF_2 の下降 という一連の現象の報告されることがあることである。(しかし、14 年間に 1000 回に及ぶ異常現象時 (前記を参照) のうち、このパターンを満足しているものは 20 個程度であり、他は上記 project 前記 (参照) のうち一つ以上が欠けている、このために、著者は 1000 回に及ぶ異常現象のうち、その規模のや、大きいもの 300 個^①をとり、次の二つの種類に分けて統計処理を行った。(①地磁気現象の観測)

- A 磁気嵐時について上記 project (参照) の何れか一つが欠けているものを取り出しを教法。これを A を教法と名づける。
 - B 磁気嵐時に 宇宙線の異常 (減少) が電離層の異常 (前記パターン参照) のあるもの。またはその双方があるもの。この二つに分ける教法。これを B を教法と名づける。
- 即ち Magn-Cosmic-Ionosph に典型的パターンのあるもの (M-C-I-Storm と名づける)
 Magn-Cosmic だけに典型的パターンのあるもの (M-C-Storm と名づける)
 Magn-Ionosph だけに典型的パターンのあるもの (M-I-Storm と名づける)

この他にも上記 5 つの project について考えると、決まりの Combination (即ち Sc と flux 両方のもの、flux f_{min} f_oF_2 だけのもの、など) ができて、1000 回のうちを教法するのは統計処理上の別の問題となるからこれ以上の作業は行わない。

結果として、ここに提出するのは、上記の B を教法による所得、異常現象の recurrence および発生時刻の傾向についてである。

recurrency としては 太陽活動下降期 (1962-65, 1971-75) にはや、まかれた傾向にある。太陽活動上昇期 (1966-71) にはや、早めになる。

また、発生時刻の傾向として 太陽活動下降期 には M-I-Storm が多く、太陽活動上昇期 には M-C-Storm が多い。

ただし、この二つ、下降期、上昇期 は太陽活動非対称の max or min がよく分らない。

太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相 (I)

大塩光夫, 木所常一
電波研, 電波研平磯支所

地磁気擾乱として回帰性磁気擾乱の生起の周期性が相対的に卓越する太陽活動極小期に於ける遠距離短波電界強度の変動の様相を、先に1974年一年間に於ける Fort Collins-平磯、9200料、15MHz標準電波に就いて調べたが、茲では1973-75年の三年間に就いて報告する。電界強度は毎時値の、0dBを最小値とした一日の平均値 $\bar{E} = \frac{1}{24} \int_0^{24} E dt$ (T:24時間) によって表わされ、一日間の相対電界強度と名付けられた。地磁気資料は元来回線径路上のもの、使用が妥当であろうが、速報性の観点から柿岡に於けるK指数が採用された。

解析結果の概要は次の通りである。

1. 地磁気擾乱の遠距離短波受信電界強度に及ぼす影響は遅れを生ずる故、当日 i の \bar{E}_i と前日迄の ΣK の平均値 $\frac{1}{n} \sum_{j=i-1}^n (\Sigma K)_j$ (n :自然数) とが比較された。3年間を通じて、 \bar{E}_i と ΣK の平均値の、両者の逐日変化が相反する比率は、いずれの3ヶ年平均に於いても60%代であって著しい差異を示さないが、相対的に比率の大きい $n=2$ の場合(年の順に64.5, 64.6, 65.8%; 平均64.9%)、即ち当日の相対電界強度 \bar{E} と、前日及び前々日の ΣK の平均値 $\frac{1}{2} \sum_{j=i-1}^{i-2} (\Sigma K)_j = \overline{\Sigma K}$ とが比較された。
2. $\overline{\Sigma K}$ に対する \bar{E} の変動の月別様相は、各年共に一様な傾向を有する。即ち句配の絶対値は冬期緩やか(大略一定)、夏期急で、春秋期にその中間である。
3. 逐日変化の様相は、大局的には $\overline{\Sigma K}$ と \bar{E} との間の相反する関係を示すが、個々の逐日変化は必ずしも大局的变化と一致しない。故に上記1. の意味での当日の \bar{E} と $\overline{\Sigma K}$ から夫々前日のそれらを減じた差による日較差、 $\frac{d\bar{E}}{dt}$ 及び $\frac{d\overline{\Sigma K}}{dt}$ が考察された。 $\frac{d\overline{\Sigma K}}{dt}$ に対する $\frac{d\bar{E}}{dt}$ の変動を示す関係図は、全四象限を占める。地磁気擾乱が増大すると相対電界強度が減少する第4象限、及び前者が減少すると後者が増大する第2象限の変動の様相は、 $\frac{d\overline{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} < 0$ として、従来の両者間の関係概念に当て嵌まる現象である。この場合の月別該当率 R は3年間を通じて約48%から約83%の範囲を取るが、'73及び'75年では R は春秋期に大きく夏冬期に小さい傾向を示し、'74年ではその逆の傾向を示し、同じ太陽活動極小期であっても年によって一様な季節的変化の傾向を示さない。'74年の夏期に於ける相対的に大きい R は、その期間に於ける急増型地磁気嵐の相対的多発に由来するかも知れない。又一般に夏期に MUF は低く、 $\overline{\Sigma K}$ の変動に対して \bar{E} は相反する変動の影響を受け易く、 R は大きくと考察される。

R の各年の平均値及び3年間の平均値は、上記1. に示された通りである。

4. 3. に於ける第4象限を占める率は全体的には原点通過の直線を形成するが、第2象限を占める率は一様な様相を呈さない。即ち地磁気擾乱増大時には相対電界強度は大略一様に減少するが、一方回復時には場合々々によって複雑多岐な増大の様相を呈する。
5. 3. に於ける第1及び第3象限を占める率は、 $\frac{d\overline{\Sigma K}}{dt} \frac{d\bar{E}}{dt} > 0$ となって、従来の両者の関係概念に当て嵌まらないもので、'73, '74, '75年の順に夫々35.5, 35.4, 34.2%, 平均35.1%を占める。これは伝播中の反射高以下の電離層による電波の吸収と関係づけられた。即ち f_{oF1} , E , 及び D 領域に於ける吸収の目安として、当該回線大圏径路に近い帯内の f_{oF1} , f_{oE} , 及び f_{min} と、当該径路に実際上含まれる Jim Creek-大吠間の VLF 電波 (18.6 kHz, 76.20 km) 位相の9時地方時の値が採用された。径路上の一帯近似の表現を含むにも拘らず、電子密度の増減は3領域共大抵の場合に相伴ない。吸収の増減に伴ない \bar{E} が増する事が、年の順に64.2, 64.9, 61.1%, 年平均63.4%の場合に説明され得る。従って残る約1/8(=12.8%)の場合は、 \bar{E} が地磁気変動にも吸収にも対応しない不明の部分である。

石嶺 剛, 越前谷善松, 森 哲造, 小角鉄弥, 貝沼昭司, 高橋 鉄雄, 竹内鉄雄
郵政省 電波研究所 釧田電波観測所

電離層による無偏倚吸収は一般に太陽天頂角に依存するが冬季にはこの一般則が成り立たなくなる傾向があり、これは冬季間に数日の規模で生起する、異常に大きな吸収に起因する。この異常吸収はD領域の電子密度増大に対応していると推測されるが、電子密度がどのような機構で増大するのか不明である。我々は擾乱時における長短波伝搬機構を解明するために、この冬季異常を垂直打上げ、長短波標準電波 2.5 および 5.0 MHz ならびに 40 kHz の受信、流星レーダ、気象ロケット等の観測資料を使って調査しており、今回はその中間報告として冬季異常時における長波受信電場のローカスの振舞、異常吸収と成層圏気象パラメータとの関係についての調査結果を発表する。

解析によると冬季異常時には長波 40 kHz 波の反射高度でも電子密度は増大し、日没後でもかなり長時間にわたって平常日に較べ大きいことが電場のローカスの振舞から推測される。また J J Y 5.0 MHz の電界強度、 f_{min} と長波 40 kHz の振中、位相を比較すると異常の極大が発現する日は一致せず、40 kHz 波の異常が先に発生する。したがって異常発生のエネルギーは下層大気から上方伝搬してきたものと思われる。

また成層圏気象パラメータと冬季異常との関係では風系が一時夏型に変わり、すぐ冬型にもどった直後に発生する傾向にある。

川平浩二
(京大・理)

§1: 序

Winter Anomalyの原因について数多くの理論が提示されてきているが、力学的立場からの説は、(i) D領域の nitric oxide, NOの反応係数が温度に依存することに起因し、D領域の gravity wave 等による heating が NOの増大を起し(電子密度の増加をともなう)、(ii) ソーネタリ-波による E領域からの NOの輸送による D領域 NOの増大、(iii) polar region から circulation による NOの南向き輸送による中緯度 D領域 NOの増加、等がある。こゝでは、winter anomaly の scale, sudden warming 等の因的、NOの life time 等の理由により、ソーネタリ-波による NOの輸送が大きいことを示す下図に、NOの連続の式とソーネタリ-波の連続の式を couple させて、realistic model に于いて、NOの变化を計算してみた。

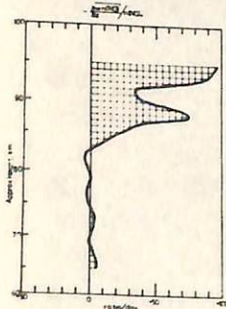
§2: 計算の process と結果

計算は、冬季平均の東西と上下の二次元モデルに於いて、定常ソーネタリ-波の構造を求め、標準化した NOの連続の式 (Nicollet, 1975)

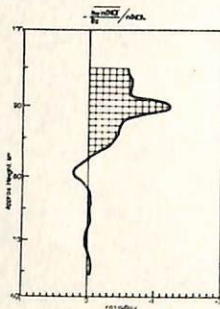
$$\frac{dn(NO)}{dt} + n(NO) \nabla \cdot v + [I+J+b_0 n(N)] n(NO) = [b_1 n(O) + b_2 n(O_2)] n(N)$$

は、波に伴う擾乱場、温度の変化を与えて、perturbate した NO を求めた。こゝでは、 I, J, b_1, b_2, b_0 は温度に依存し、 b_0, b_1, b_2 は温度に依存する。 $n(O), n(O_2), n(N)$ はそれぞれ酸素原子、酸素分子、窒素原子の number density である。計算は標準状態に於いての4行とした。

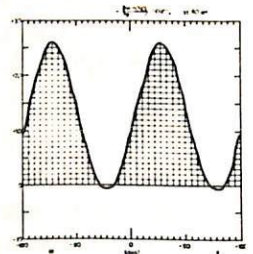
結果を二つの図に示す。同緯度・高度分布は Groves (1971) の model を基準として、30km ~ 120km におけるソーネタリ-波の構造を、30km における他 250 q.p.m を与えた時の例。その図は、折断変化の際の擾乱に於ける $n(NO)$ の flux convergence と Meira (1971) の $n(NO)$ の分布と比し、10% 増位と一致しており、赤い部分が増加する領域で、大きい PTE、1日1.90倍近い NOの増加があることを示している。その図は radiative cooling と photochemical heating の非折断包摂性をソーネタリ-波が与えたときの同緯度図である。大きさはかなり小さく、90km 周辺に peak を示す NOの増加が見られる。その図は東西分布を考慮して、波の構造の擾乱に於いて、波の pattern が位相一致していることが示され、Thomas (1961) の折断した scale と一致する。



中1図 (折断包摂性)
perturbed NOの vertical flux convergence と basic NOの ratio. 10% の変化率を示す。波の構造



中2図 (非折断包摂性)
入った図), vertical flux convergence の basic value に対する比を示す。



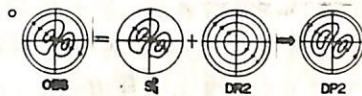
中3図 (非折断包摂性を入らぬ時)
90km level における東西分布。赤い部分は増加する領域を示す。

北村 泰一
九大 理学部

地磁気の Hourly Value のうち、1日1211と1矢と壁の Bandpass Filter を通じ 数日周期変化を抽出し、全世界的にみるとその電流系とは

。変形DP2型電流図

S_q^p + (みかけ上の) 赤道西向き電流系
(いわゆるDP2は赤道東向き電流, 変形DP2) と1矢の理由による



が存在すること。先の学会(新潟)で示した。この時

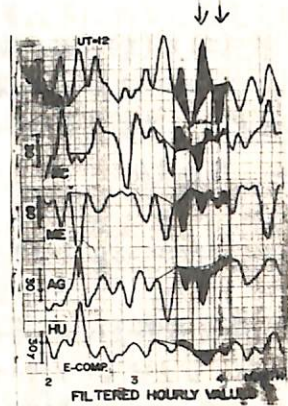
- ① 振動の周期の期間が3ヶ月間にとれた(32/PT) も限られたこと。
- ② 赤道西向き電流系(例としてHU参照)と"みかけ上"と解釈した。つまりこれは ringcurrent による磁場の減少(赤道地方)とみられた。

と(1)向盤臭があらう。今回は①に11215期間と取り、2年半のデータと、X station も50ヶ所以上、更に sampling するUTも、これは UT=12時に限られた。今回は UT=1~24時区間をこの期間に112分解析し、これらのことと確認した。これは11215 fof2の減少、Huancayo における磁場の減少が同PTにおける fof2 の増加に反対方向から、数日程度の赤道西向き電流は、ringcurrent によるものではなく、"実在"するものがあることか、考えられた。結局

。変形DP2型

S_q^p + 実在 赤道西向き電流系

と(1)電流系を形成することになる。これらの電流系は、変化は Planetary wave origin とか、magneto-spheric origin である。

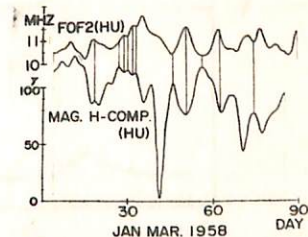


別図. 別図の 赤道西向き電流系

1958 MAR. 21
UT=12
© ALL INCLUDED



別図. 別図の 赤道西向き電流系



1958~1973年の柿岡、女満別および鹿屋の
 地磁気太陽・太陽日変化 (III)

白木正規

地磁気観測所

(I)と(II)では、それぞれの三つの観測所、柿岡、女満別および鹿屋、における1958~1973年の地磁気太陽・太陽日変化(SとL)を解析し、その季節変化や太陽黒点数による変化について調べた。結果の概略は次の通りである。

季節変化	S	L	太陽黒点数による変化	S	L
W/4	0.67	1.55 ± 0.03	D+H+Z	55	26 ± 5
e/4	1.19	1.18 ± 0.04	D+H	57	42 ± 6
S/4	1.34	1.96 ± 0.04			

ただし、季節変化は、各季節のレンジと年平均のレンジの比で示し、太陽黒点数による変化は、レンジを $r_0(1+10^4 m R_z)$ という Wolf の式で表わしたときの m の値を示している。これらの結果にみられる S と L の違いの原因の一つは、L には海洋のダイナモ作用による地磁気変化が含まれていることが考えられる。そこで、(III)では L の変化から海洋ダイナモの影響分を除いて L の季節変化と太陽黒点数による変化を再評価してみた。再評価の結果は、

季節変化	L	太陽黒点数による変化	L
W/4	1.28 ± 0.04	D+H+Z	26 ± 6
e/4	1.23 ± 0.04	D+H	62 ± 9
S/4	1.98 ± 0.05		

となり、季節変化の W/4 の値は 20% 程度小さくなり S の値に近づいている。また、太陽黒点数による変化では、D+H という平均についていえば S と L とはほぼ同じ値を示している。しかし、S と L の間にはまだ大きな違いがみられる。これは、海洋ダイナモの影響を除く方法が十分でなく、海洋ダイナモの影響が完全に除かれていないか、あるいは、S と L の違いは海洋ダイナモとは別の原因によるかと考えられる。これらについて更に検討する。

Lunar Tideの数値計算

半田駿・前田坦

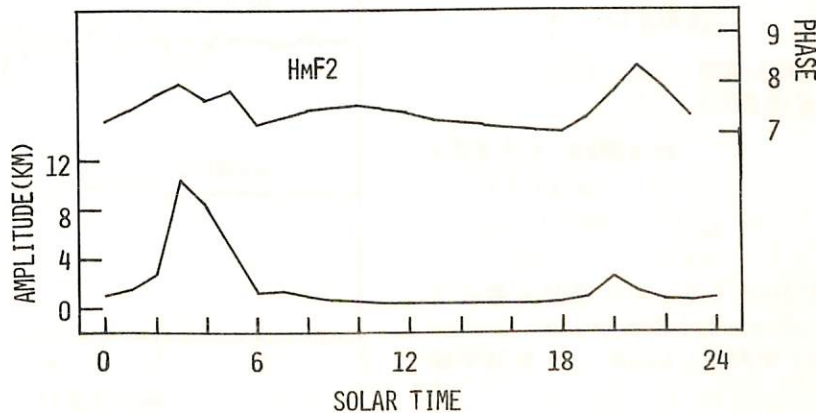
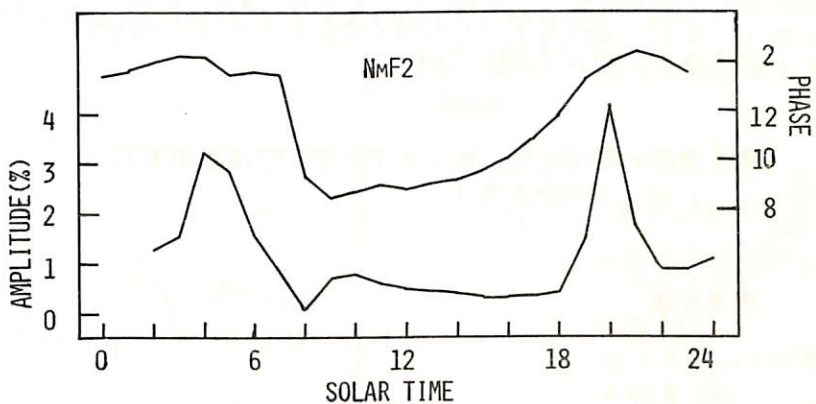
京大・理

電離層F領域での Lunar tide は電子密度の F_2 -Peak は従高高度での変化、 F_2 -Peak の高度変化の data を用いて解析されており、その形態については良く知られている。ところで、F領域での Lunar tide のエネルギー源は、E層以下にあると考えられる。従つて、F層への伝播の形態は、中柱大気潮汐波動として直接伝播するのと、E層を潮汐波動によりガイダモ作用により作られた、大陰静電場が磁力線に沿って伝播するのとの二通りが考えられる。今回は静電場の上伝播によって生ずる電離層F領域での Lunar tide について数値計算をおこなった。

方程式系は前回(75 頁)のとおりであるが、上部境界を 900 km に変更したので水素イオンも考慮することにした。従つて O^+ , H^+ , NO^+ , O_2^+ の連続の式 (ただし、 NO^+ は $\text{div} = 0$ と仮定) と、イオン・エレクトロンの運動方程式、中柱粒子の運動方程式を連立させて解く。一まは $\text{dip } 62.5^\circ$ 、地理緯度 50° の地点について計算をおこなった。

図は、得られた結果の一部である。図の上からそれぞれ、 F_2 -Peak の電子密度、高度の Lunar 変化の位相と振幅の日変化を示している。(位相は、最初の Peak の Lunar time で表示した。) 結果を、data 解析の結果と比較すると良く合っている。従つて、中緯度F層の Lunar tide

については、E層静電場によるものだけを考えても、十分その振舞いが説明できることがわかる。



S_q Focus 付近における電子温度 の異常上昇について

小山孝一郎, 平尾那雄
東京大学宇宙航空研究所

本誌は、これまで数回にわたって内之浦上空の電子温度の異常上昇について報告してきた。電子温度の異常上昇に関するこれまで知られた性質は

1. 午前11時ごろに高度100 Km 付近におこられる
2. 太陽黒点数の上昇と共に電子温度は上昇する
3. $\sqrt{\Delta H^2 + (H4D)^2}$ の増加と共に電子温度は増加する
4. 電子温度が異常に増加している層の中におりては2つの電子群が混在している

であった。

その後、磁気データの詳細な検討を行った結果、この電子温度上昇はダイナモ電流の Focus に近いところでおこっているらしいことがわかってきた。ここでは、上記に挙げた性質をもとにして電子温度異常上昇の生成のメカニズムについても論じてみたい。

電子温度の異常上昇に関して東大理学部福島直樹教授より御助言を賜った。ここに記して敬意を表する。

参考文献

Oyama, K and Hirao, K, p.i.s.s. to be published in Oct. 1976



前田 佐和子
京大理

地球嵐時に起こるT.I.D.は内部重力波によるものであるとする立場から多くの理論的研究が行われ、IS radar等による観測結果に概ね一致する結論を得て来た。具体的には内部重力波の励起源、分散特性、中性大気と電離大気の相互作用等の問題が個々には説明されつつある。従って、それらの結果をふまえて現実にも即した条件下で数値実験を行い、現象の説明がどの程度できるかを調べる。前々回、前回の講演で、極域電離層電流に相当する源を仮定し、その結果もたらされる中性大気の擾乱について報告した。今回は、中性大気波動との相互作用による電子密度の擾乱を調べ観測結果との照合を試みた。

源、中性大気モデルは前回同様で Francis (73) の提唱した pseudo-g-mode について中性気体の風 (W_n) を計算し、次に drag 効果によるイオン速度 $V_z = \langle W_n \cdot \mathbf{1}_b \rangle \cdot \mathbf{1}_b$: $\mathbf{1}_b$ は磁力線方向の単位ベクトル after Hooke (68) を求める。図は計算の一例である。中緯度におけるイオンの垂直速度 ($V_{iz} = V_z \cdot \sin I$, $\sin I = 0.86$, I : dip lat.) の時間変化である。ほぼ同じ条件下にある France の St. Santin での IS radar の観測結果と比較してみると ① Main pulse について、F2 peak 付近での振幅が ± 20 m/s、伝播時間が約1時間で観測によく一致している。② 計算では垂直方向の位相進行がみられず、T.I.D. 特有の forward phase tilting がおこらない。③ 波形は pulse-like なものと、oscillation の中間的な形になっている。

次に、高度 120 km から 500 km までの電子密度変化を計算する。中性気体による粘性及び diffusion によるイオンの運動と、イオン生成率 (α) 損失 (L) の変動を考慮して電子密度に関する連続式を数値積算する。

連続式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (n V_z)}{\partial z} = \alpha - L'$$

$$V_z = \langle W_n \cdot \mathbf{1}_b \rangle \sin I - \frac{W_n \sin I}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$$

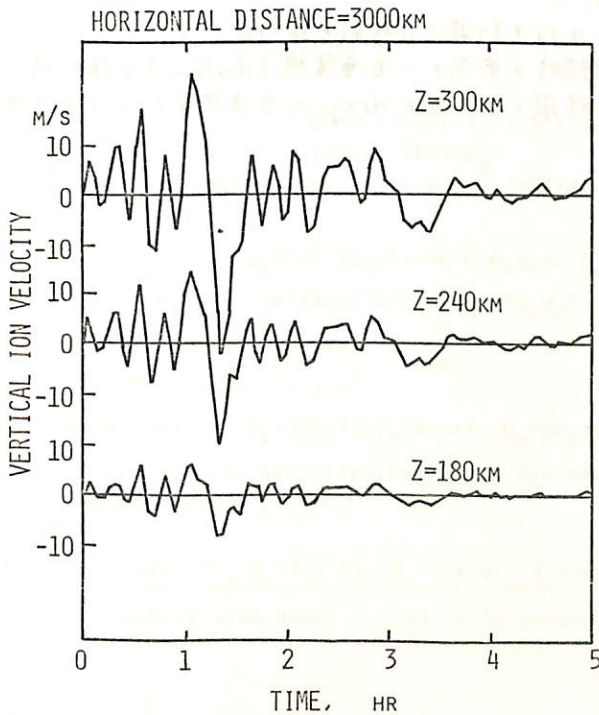
$$\alpha - L' = \frac{-\alpha_0 n_0 (2\beta_0 + \alpha_0 n_0)}{(\alpha_0 n_0 + \beta_0)^2} n'$$

- D : 拡散係数
- n : 電子密度 (=1 不密度)
- α : 再結合係数
- β : 付着係数
- 添字 0 : 定常状態
- ' : 一次変動量

境界条件、初期条件

$$\begin{aligned} z = 120 \text{ km} & \quad n' = 0 \\ z = 500 \text{ km} & \quad \frac{\partial n'}{\partial z} = 0 \\ t = 0 & \quad n' = 0 \end{aligned}$$

なお電子密度 (n_0) のモデルは, Mook - Stone Hill に対する IS radar の観測結果 (71 Evans) を採用した。



井上 隆義
京大理

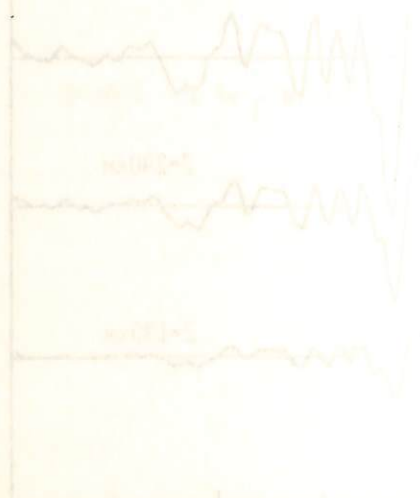
電離層F領域における赤道異常の磁気嵐時の変動形態とその機構を明らかにすることは中・高緯度での電離層研究との関連からも重要であると考えられる。

最近、中緯度電離層嵐と熱圏circulationとの関係が、中性大気の組成変化、イオン・ドラッグの影響との関連で重要視されてきているが (RISHBETH, 1975)、赤道域の電離層嵐については、従来より主にE層電場がその主たる原因と考えられる (MAEDA & SATO, 1957 etc.)

ところで、静穏時に存在する赤道異常の嵐時どのような変動を示すかについては、それが弱められる場合と、強められる場合の両方のtypeが起り得ること報告されているが (SATO, 1968, RAGHAVARAO & SIVARAMAN, 1973, 井上・類, 第56回講演会), どういう場合にどちらのtypeが起るか等については、その形態は不明確のままである。特に、嵐時における赤道域のE層電場の変化を知ることが重要だが、その点でJICAMARCAでのI-S radar観測の結果が期待される。

これらは、下層赤道異常の嵐時における変動の形態とその機構を明らかにすることを目的としてその両面から検討中である。1953年9月14日のSCに伴う磁気嵐 ($D_{st}^{\min} = -125\gamma$) のeventに因する限り、静穏時と比べて電子密度の増加とともに赤道異常はenhanceされているが、AE indexと対照させるとそのenhancementは極域の嵐れ具合に依存していると考えられる。このことから、極域での電場変動が赤道域の電場分布を変化させる可能性、あるいは、極域でのheatingによって生じた中性風が赤道域まで及んで電子密度分布に影響を与えている可能性等が考えられる。

前回の講演で、中性風の赤道異常に及ぼす影響を仮想的な中性風パターンを考えてモデル計算した結果を示したが、今回は静穏時の東向きのE層電場 (daytime) が擾乱時に打ち消されたと仮定した場合を含めて、中性風によるair dragの赤道異常に及ぼす効果について結果を報告する。



H. Maeda (Kyoto University)

It has first been pointed out by Kohl (1963) that the ion drift in the F region of the ionosphere caused by electric fields that were communicated from the E region is somewhat different from that calculated by the formula $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ because of the momentum exchange between ions and neutrals. The effect of momentum exchange between ions and neutrals is usually called *ion drag* (effect of ions on air motion) or *air drag* (effect of air on ion motion). After that, a number of workers have considered this problem in some detail. It seems, however, that the effect of these drags on the motions of ion and neutral gases is not yet fully understood. The purpose of this paper is to express more clearly the effect at different altitudes in the upper atmosphere.

By neglecting all terms unnecessary for the present purpose, the equations of motion for neutral and ion gases are given by

Ion: $\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + v(\vec{u}-\vec{U}) = \frac{q}{M} \cdot \vec{E} + \frac{q}{M} \cdot (\vec{u} \times \vec{B}) + \vec{g}$ (2)

Neutral: $\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{n}{N} v(\vec{U}-\vec{u}) = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} + \vec{g}$ (1)

Suppose that all the parameters included in these equations are proportional to $\exp i(\omega t + \phi)$ and that W (vertical wind velocity) = 0, we have a simultaneous equation and the following solution:

A_S (amplitude) = $(\alpha_S^2 + \beta_S^2)^{1/2}$ ϕ_S (phase) = $\tan^{-1}(\beta_S/\alpha_S)$

where

$\alpha_S = (C_S A + D_S B) / (A^2 + B^2)$ $\beta_S = (D_S A - C_S B) / (A^2 + B^2)$

$$\left\{ \begin{aligned} A &= (f^2 + \eta^2 - \omega^2)(vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) - 2\omega\eta(\omega Q^2 + 3\omega v^2 - \omega^3) + 2\omega\eta(vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) \\ &\quad + \eta v[2\eta(\omega^2 - v^2) + 4v\omega] - 2f\eta v^2 Q_S \\ B &= 2\omega\eta(vQ^2 + v^3 - 3v\omega^2) + (f^2 + \eta^2 - \omega^2)(\omega Q^2 + 3\omega v^2 - \omega^3) - \eta v[4\omega\eta v + 2\omega(v^2 - \omega^2)] \\ &\quad - 2f\eta\omega v Q_S \\ C_1 &= Q_x \eta^2 v^2 - Q_x \eta^2 \omega^2 - 2Q_x \omega^2 v \eta + \eta^2 Q_z Q_S Q_C + \eta^2 Q_x Q_C^2 + Q_y Q_S (\omega^2 - \eta v) \\ D_1 &= Q_x (\omega \eta v^2 - \eta \omega^3 + 2\omega v \eta^2) + Q_z Q_S Q_C \omega \eta + Q_x Q_C^2 \omega \eta - Q_y Q_S (\eta \omega + v \omega) \\ C_2 &= \dots \dots \dots \text{etc.} \\ D_2 &= \dots \dots \dots \end{aligned} \right.$$

with $\eta = n\mu/N$, $Q = qB/M$, $Q_S = Q \sin I$, $Q_C = Q \cos I$, $Q_x = QE_x/B$, $Q_y = QE_y/B$, $Q_z = QE_z/B$.

The calculated results are illustrated and discussed in comparison with those obtained by previous workers.

NOTE: $s = 1$ (for U), 2 (for V), 3 (for u), 4 (for v), 5 (for w)
 neutral wind comp. ion drift components

前田 憲一

京都産業大学理学部

電離層内の荷電粒子の電磁ドリフトは, Martyn によって研究され, その結果は 1953 年に発表された。また広野は, Hall 電流による F 層内垂直ドリフトを研究し (1952), さらに一般式を与へた (1955)。両者の結果は同じで, E 層ではドリフトは一般に小さく, F 層では次式で与えられることを示した。

$$V_x = -E_y \sin I / B_0 \quad (1), \quad V_y = [E_x \sin I - E_z \cos I] / B_0 \quad (2), \quad V_z = E_y \cos I / B_0 \quad (3)$$

これらの式を導く過程において, 次の事柄が仮定されている。

第1: 変直電流は流れる。 $j_z = 0$

第2: 粘性(中性風)は無視する。

第3: 中性風は水平方向のみで且一様。

第1仮定は一般に容認されている。第2仮定は下層を対象とする場合, 問題とならないか。第3仮定は, 中性垂直風 V_{nz} をゼロとするものであるが, V_{nz} を生ずる力は, $\partial R_n / \partial z + \rho_n g$ だけではなく, この他に Coriolis の力と変直運動する荷電粒子との衝突も考慮する必要がある。しかし通常は前者をゼロとし, 後者の effects は考慮に入られていない。この点に問題があるのではないか。

以上の観点から運動方程式(電子, イオン, 中性粒子)を立て, まず V_n を与える式を求め, 次に $V_{nz} = 0$ 即ち hydrostatic equilibrium の条件を apply して, その条件下の V_n を求める。この V_n と運動方程式とから, V_e, V_i を求めると次式を得る。

$$V_x = [\partial_{r_{xx}} E_x + \partial_{r_{xy}} E_y + \partial_{r_{xz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{xx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{xy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (4)$$

$$V_y = [\partial_{r_{yx}} E_x + \partial_{r_{yy}} E_y + \partial_{r_{yz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{yx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{yy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (5)$$

$$V_z = [\partial_{r_{zx}} E_x + \partial_{r_{zy}} E_y + \partial_{r_{zz}} E_z] / B_0 - [\partial_{d_{zx}} \partial P_n / \partial x + \partial_{d_{zy}} \partial P_n / \partial y] / j \omega \rho_n \quad (6)$$

以上の他に, 電子については j/eN_p による寄与がある。

$j_z = 0$ の条件を更に apply すると, 上式は変わるが, その影響は一般に下層や中高緯では僅小である。

(1), (2), (3) の旧式と (4), (5), (6) とを比較するため, 大気と電離層のモデルについて数値計算を行った。結果は一般に次のようになる。

イ. (2) と (5) とはよくあう。

ロ. (1) と (4), (3) と (6) はよくあわない。

ハ. 赤道中心の狭い belt では, E 層でも垂直ドリフトは大きい。

ニ. 極の E 層での東西ドリフトは $\partial P_n / \partial x, \partial P_n / \partial y$ によって生ずる。

粘性の値の取り方で, かなりの差が生じるので, 注意を要する。

hydrostatic equilibrium の条件を $\partial P_n / \partial z + \rho_n g = 0$ とし, 正しいことによる影響が本質的に重要であるように思われる。

亀井 豊永 前田 瑛
(京大理工)

G.L.A. (仮称で Geomagnetic Lunar Angle [time]: 月の地磁気座標上の位置【経度については時角に相当する】) 変化が Dst index と関連する点にある事は前回、前々回に述べた。
(しかし、電離層カプラによる磁場変化が Dst に表わされる可能性があり、実際に現象が起る場所について確定する必要がある。
ここでは 2つの可能性について解説する

- A) Lunar tide \Rightarrow Ionospheric current \Rightarrow Dst
 \Rightarrow Latitude Balance \Rightarrow Dst
- B) Lunar tide \Rightarrow Ionospheric Electric Field \Rightarrow Dst
 \Rightarrow Ring current particle \Rightarrow Dst

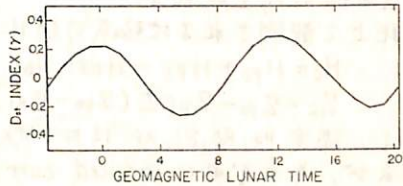
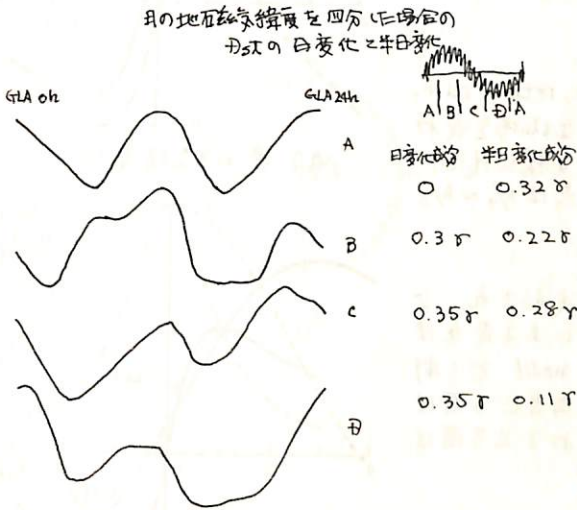
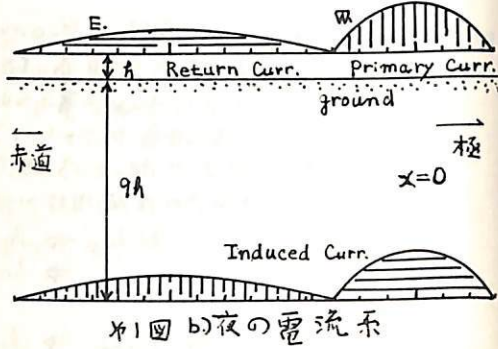
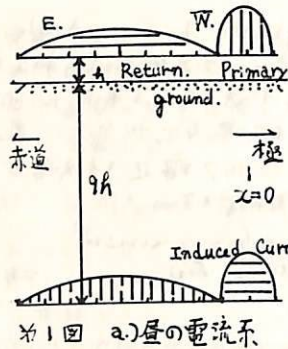


Fig. 15. Variation of Dst with geomagnetic lunar time.

鈴木 裕
(大阪大・工)

地磁気のデータを注意深く適用すると Auroral Electro Jet の動きがどの程度推測できる。しかし、Jet を無限長線電流と仮定すると、 H_c より得られる Jet の動きは定性的に正しいが、speed など計算値とかなりずれる場合がある。この点を放物線型分布の Jet と比較してみた。



電流系 (SCRASE, 第1図)

電流は高さ h の所を分布 $i = i_0(1 - x^2/b^2)$ で流れるとする。電流の中は $2b$ 午後の westward primary Curr. では $b = h$, eastward return curr. では $b = 4h$, 夜にはそれぞれ $b = 3h$, $b = 6h$ とする。Induced curr. は高さ $h = 9h$ の所を流れる。

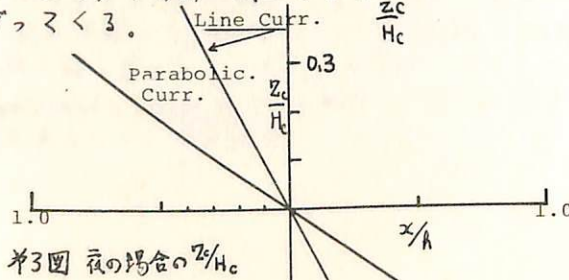
地上で観測される地磁気の数 H_c, Z_c は、

$$H_c = H_{p0} + H_{pi} - H_{r0} - H_{ri}$$

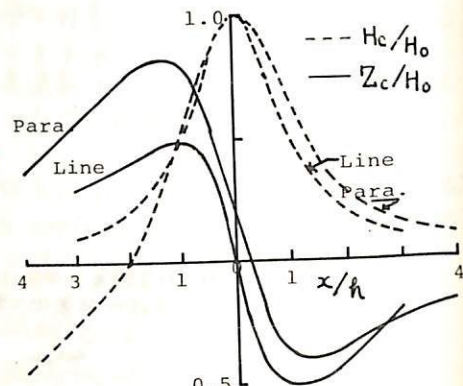
$$Z_c = Z_{p0} - Z_{pi} \pm (Z_{r0} - Z_{ri}),$$

但し、添字 p_0, r_0, p_i, r_i は primary curr., return curr. および、それぞれの induced curr. による磁場を表わす。結果を第2図に示す。図からわかる様に H_c は Jet の直下で極大を示すが、 $Z_c = 0$ の点は $1/4 \sim 1/3$ Pole 側へずれる。

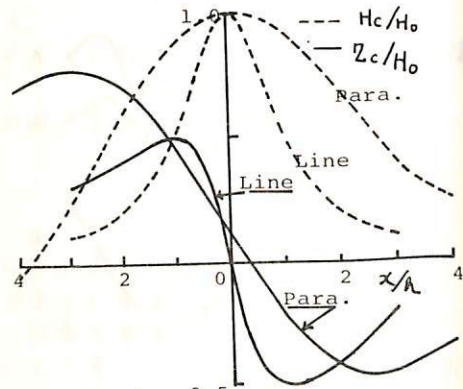
Line curr. では Jet の速さ v とし、 $d(Z/H)/dt = \frac{1}{h} (dx/dt) = v/h$ で表わされ、 v は Z/H の変化で決まる。 Z_c/H_c の x による変化は午後の場合、Line curr. model と第1図 model で1割程度しか変らない。しかし、夜の場合は両者に3倍ほどゆらぎがあり、4行前の式より v を求めると3倍ほどちがって来る。



第3図 夜の場合の Z_c/H_c



a.) 昼の磁場変化



b.) 夜の磁場

第2図 磁場変化

$H_0 = H_c(x=0)$, Para. は第1図電流系, Line は無限長線電流。

極域電離層電流 (IV)

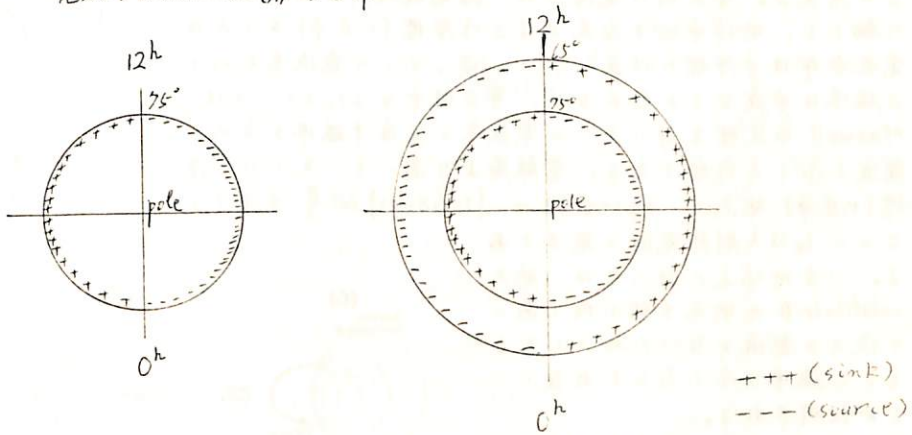
前川 純一郎 ・ 前田 坦
 京都教育大 京大・理

電離層内に電流の流出[入] ($\pm j_{\parallel}$) がある場合、電流密度 j の満たす方程式

$\nabla \cdot j = \pm j_{\parallel}$ の解を、次のような条件の下で、数値計算により求めた。

- (1) 電気伝導度分布を、単純な場合から一般的な場合へ、段階的に変え、電気伝導度が電流系分布に与える影響をみる。
- (2) j_{\parallel} の分布およびその総流出[入]量が、全体の電流系にどのような影響を及ぼすかを調べる。
- (3) 更に、ダイナモ電場を印加させ、その奇子と吟味したい。

電流の流出[入] $\pm j_{\parallel}$ の分布

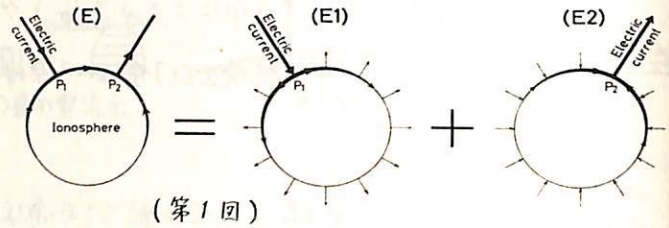


電離層・磁気圏内三次元電流系に伴う磁場に関する
一般基本定理とその應用

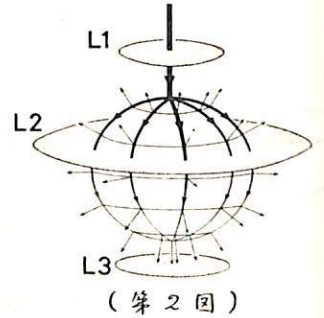
福島 直
東京大学理学部

磁気圏中の field-aligned current と電離層水平電流から成る三次元電流系が地上に及ぼす磁場を求めるときは、次の基本定理が利用されていた。すなわち、電離層を平面で近似し、この平面に垂直に電流の出入があっても、電離層の電気伝導度が一様であれば地上には Hall current による磁場以外は現われないということである。換言すれば、電離層に垂直に出入する電流による磁場と電離層中の Pedersen current による磁場とは、地上では完全に相殺されているということである。

この定理は球面電離層の場合に於いても成立することが次のようにして証明される。第1図に示すように、電離層上任意の二点で等量の電流が電離層に対して鉛直に出入する場合 (E) を (E1) と (E2) に分けて考える。ここに (E1) 電流系は、図の向きを変えて画すれば第2

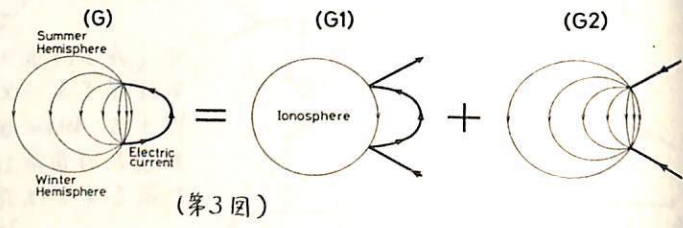


図に示すように、入射電流は流入点から電離層上で拡がる一方、電離層上各点から等密度で鉛直上方に流れ出していると考えられる。第2図の電流系は、線電流入射方向を $\theta = 0$ の軸とし、地球中心を原点とする球座標 (r, θ, ϕ) をとれば、電流分布は ϕ 座標にはよらない。従ってこの電流系がつくる磁場は ϕ 成分しか持たない。第2図中の $L1, L2, L3$ は、Maxwell の定理を用いてこの電流系が及ぼす磁場を求める便宜上示した円板である。電離層より高いところでは、座標 (r, θ, ϕ) 地点で $H_{\phi}(r, \theta, \phi) = -\{I_0 / (4\pi r)\} \cot \frac{\theta}{2}$ と求まる。



ここに I_0 は入射線電流の強さである。一方地球上に於いては、地上 colatitude θ の地点を結ぶ円を過って流れる電流がないため、いたるところ磁場は全くあらわれないことが証明される。

この一般基本定理を應用すれば、磁気圏・電離層にわたる三次元電流系が地上に及ぼす磁場を求めるに



際して、一例を第3図に示す如く、field-aligned current が電離層に対して鉛直でないことによる影響 (G1) と、電離層に鉛直電流が出入した場合の影響 (G2) に分けて求めるとよい。もし電離層電気伝導度が一様で、しかも Hall current がなければ、(G2) 電流系は地上に磁場を及ぼさない。一般には Hall current があり、また電離層電気伝導度が一様ではないので、それらの影響が現われる。この場合電気伝導度不連続のところではどのようにして電流が divergence free の条件を満たしているかにより、地上にあらわれる磁場に差違がある。

[References] Fukushima, N., Rept. Ionos. Space Res. Japan, 30, 35-40 (1976); Preprint UT-GRL-76-01 (1976)

Polar field-aligned currents and Magnetospheric Boundary Layer

飯島 一建
栗下 圭星

T.A. Reme
Johns Hopkins U./APL

Triad satellite による成分磁場観測による高緯度磁圏内磁場は field-aligned currents による基本的な成分磁場であり、前者は 1974 年 11 月 5 日に 22.7°E, 70.4°S, large-scale field-aligned currents は、① 通常 current 分布観測による poleward 側には Region 1-current (主として day side) 分布、② 高緯度側には Region 2-current (主として night side) 分布、③ 赤道側には Region 1 と 2 分布があり、流束はそれぞれ 基本的成分磁場の成分磁場成分 (T. G. R., JGR, 76, 2165, 1971), ② には Region 1 の高緯度側には midday sector (北半球の午前午後 11:00 ~ 17:00, MLT 12:30 ~ 14:30 分布) 分布、③ decay pole curve 分布は Region 1 と 2 分布 (T. G. R., in press, 1976), field-aligned currents による (T. G. R., in press, 1976).

① には 高緯度側には Region 1 の高緯度側には 基本的成分磁場の成分磁場成分 (midday current region) 分布、② には dawn, dusk 高緯度側には 分布、③ には sector (12:30 ~ 14:30 MLT) には current 分布、④ には polar field-aligned current 分布、⑤ には satellite experiments による 22.7°E, 70.4°S polar cusp, polar mantle (Rosenbauer et al, JGR, 76, 2723, 1971; Paschmann et al, JGR, 76, 2843, 1971) による magnetospheric boundary layer (Araçafu et al, JGR, 76, 7259, 1971; Frank, Acheson, et al, JGR, 76, 7259, 1971) (and tapping)

TRIAD 衛星による南半球高緯度地方の field-aligned currents 分布; 1) 午前部分

藤井良一, 飯島 健, 福島 直, T.A. Potemra*
東大理, * APL/ Johns Hopkins Univ.

1974年6月から8月までの TRIAD 衛星のデータより、南半球高緯度地方の field-aligned currents の分布及び諸特性について解析した結果を報告する。
今回の講演では、対象を午前部分 03 MLT - 10 MLT に限定し、磁気圏及び電離層の静穏な時、荒れている時、各々の場合について、

① 位置 ② 電流が磁力線方向か 及 磁力線方向か ③ 単層か二重層か

④ 電流密度

等について論じ、北半球に於ける観測解析結果と比較してみる。

その結果の一部は以下のようなものである。

- ・ 磁気圏が荒れている時は静穏な時と比べ field-aligned current 分布は緯度的に低くなる
- ・ 電流の向きとして、高緯度側は下向き、低緯度側は上向きである。
- ・ 電流密度は 0.1 MA/m^2 から 10 MA/m^2 である。

南半球の解析で特徴的なことは 衛星の軌道が北半球とは異なり、緯度線に沿わず、経度線に沿うものが多いことである。

北半球の解析結果と比較すると

03 MLT - 10 MLT では高緯度側に入り、低緯度側から出るという二重層が卓越しているという点では南北両半球とも一致した。

新たに分ったこととしては

- ・ 軌道の特殊性から同一の軌道で単層と二重層両方の観測例が発見されたこと
- ・ 5月から8月は南半球では秋から冬の季節であるが、電流密度は、高緯度側で 2 MA/m^2 、低緯度側で 1.6 MA/m^2 と北半球に比べ2倍程大きくなっていること
- ・ 更に磁気圏が比較的静穏な時に磁場変動が W 型の四重層と考えられる例がデータの 10% 程あったこと

等である。

本講演では上記の統計の詳細と、その物理的説明を行う。

地磁気嵐後の外部プラズマ圏回復過程と 上部電離圏構造変化

丸橋克英
電波研究所平磁支所

磁気嵐が起こると磁気圏対流が強まり、プラズマ圏は外側からはぎとられるように小さくなる。嵐が終ると対流も弱まり、擾乱時にプラズマポーズの外側にある磁力線の一部は地球の周囲を回転するようになり、やがて新しい静穏時のプラズマ圏を形成する。このようにしてできる擾乱時プラズマポーズと静穏時プラズマポーズとの間の領域を外部プラズマ圏と呼ぶ。内部プラズマ圏は全体として電離層とつりあいの状態にあるのに対して外部プラズマ圏は全体としてプラズマが電離層から流れこみ最終的なつりあいの状態へ向かう回復過程にあることが特徴である。これを電離層の側からみると、磁力線に沿ったイオン分布は上向きの大きな流れを維持するような形をとり、電離層構造はプラズマ圏の回復度に応じて変化することになる。ここでは電離層構造変化に注目して磁気嵐後のプラズマ圏回復を追跡する。基礎方程式は

$$\frac{1}{A} \frac{\partial(\pi_1 v_i A)}{\partial s} = K n(H) n_2 - K' n(O) n_1$$

$$\frac{\partial \ln n_1}{\partial s} + \frac{m_1 g_s}{k T_i} + \left(1 + \frac{n_2}{n_e} \alpha\right) \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} + \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial s} + \frac{\partial \ln T_e}{\partial s}\right) = -\frac{m_1 v_{i1}}{k T_i} v_i$$

$$\frac{\partial \ln n_2}{\partial s} + \frac{m_2 g_s}{k T_i} + \left(1 - \frac{n_2}{n_e} \alpha\right) \frac{\partial \ln T_i}{\partial s} + \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\partial \ln n_e}{\partial s} + \frac{\partial \ln T_e}{\partial s}\right) = \frac{m_2 v_{i1}}{k T_i} v_i$$

境界条件は下層で n_1, n_2 と与え、残る一つは磁力管に含まれる H^+ の総量の時間変化が上の方程式系と無矛盾に関係づけられるように

$$DN/Dt = F$$

を採用した。ここで N は磁力管の高度 3000 km 以上の領域に含まれる H^+ の総量であり、 F は 3000 km における磁力線方向の H^+ の流量である。また微分は対流に沿って磁力管を追跡したときの微分を長りす。磁気圏対流は赤道面上の点 (L, T) で

$$\frac{dL}{dt} = \frac{\omega}{2} \frac{L^4}{L_3^3} \cos(\omega T - \pi), \quad \frac{dT}{dt} = -\frac{L^3}{L_3^3} \sin(\omega T - \pi)$$

で与えた。上の方程式系の解の一つの特性として、プラズマ圏の回復がある程度以上に達するまで、例えば 1000 km 高度の密度回復が目に見えてこないことがあげられる。この結果、外部プラズマ圏領域の上部電離圏構造の変化の起こる特性的な時間が存在し、更にこの特性時間が緯度とともに増大するという特徴的な時間変化が得られる。

ADIABATIC MOTION OF CHARGED PARTICLES
IN THE MAGNETOSPHERE

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.
*ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

The characteristic enhancements of ring current particles with energies of about 1 to 100 keV, associated with magnetospheric substorms, were observed by Explorer 45 (S³-A) around the plasmopause in the afternoon to midnight region, and showed the characteristic structure called a "nose" in the proton spectrograms. Recently the magnetospheric storm or substorm associated charged particle enhancements (both electrons and ions) in the mid-night to morning side region have been also revealed.

To interpret these particle enhancements, we speculate the particle sources in the tail region which start to move towards the earth due to an enhancement or modification in the convection electric field. The simultaneous differential equations are deduced to present an adiabatic motion of these particles in the equatorial magnetosphere, under a recently proposed convection electric field and a dipole magnetic field.

Approximate equations of a bounce period, a second adiabatic invariant and a bounce-average azimuth velocity are given with inaccuracies less than about 10^{-3} for all pitch angles. The complete set of flow patterns of 90° pitch angle particles is also presented by means of stagnation lines through which radial drifts and/or azimuth drifts change their directions.

We assume the following conditions;

1. the geomagnetic field is a dipole field, its axis being perpendicular to the equatorial plane, and a field line is an equipotential,
2. changes in \vec{E} and \vec{B} are very slow, and the particle motion can be represented as a motion of its guiding center,
3. the particle motion is adiabatic, i.e. first and second adiabatic invariants (μ and J) are conserved,
4. there are no local energization and loss processes.

The examples of particle tracings including off -90° pitch angle particles in the magnetosphere give a basic concept to explain the newly injected particle populations in the magnetosphere (see the following presentations).

THE CONVECTION ELECTRIC FIELD IN THE MAGNETOSPHERE:
 PLASMAPAUSE POSITION AND PARTICLE PENETRATION

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
 GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.
 *ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

There have been a number of observations of charged particles in the magnetosphere related to magnetospheric substorms. It has been recognized that the convection electric field plays an important role in the motion of those particles by Taylor and Hones, Nishida, Kavanagh et al, McIlwain, Gurnett and Frank, Heikkila, and Smith and Hoffman.

Charged particle flow patterns in the magnetosphere, on the other hand, were first analyzed intensively by Chen, assuming a constant dawn-dusk electric field and a dipole magnetic field. Subsequently, the observed plasmopause and plasma trough locations by Ogo 4, Ogo 5, and Ariel 3 have been interpreted, introducing a time dependency of the electric field strength as a function of Kp (interplanetary magnetic activity index) by Chen and Grebowsky, Grebowsky et al, Chen et al. Kivelson also studied the dependency of Kp on the uniform electric field strength.

Recently, based on the observed electric field data (Heppner) and the shape of the plasmopause, Volland and Stern proposed the following electric field model as

$$\Phi_E = AR^\gamma \sin\phi \quad \text{and} \quad \vec{E} = -\Delta\Phi_E$$

with $\gamma = 2$. Maynard and Chen used this model to interpret the isolated cold plasma regions observed by Explorer 45. Then, Chen and Grebowsky, and Stern tried to explain the energetic particle enhancements in the evening hours observed by the same satellite, but Cowley still used the uniform electric field to interpret the proton nose structures.

On the other hand, McIlwain proposed his own electric field model E3(1972) and E3H(1973) including a corotation field in order to explain the observed particle data of ATS-5 associated with weak substorms. Konradi et al followed McIlwain's model and showed that the substorm associated particles observed by Explorer 45 came from along or beyond the injection boundary proposed by McIlwain and Mauk.

Here we examined the observed plasmopause positions, and energetic particle penetration distance and their energy, pitch angle, and local time dependences to determine the convection electric field, and criticize the above mentioned various models. The conclusion of our study is that the convection electric field at disturbed condition has an exponent of γ nearly equal to 2.4. Various characteristics of the shape of plasmopause and energetic particle penetration into the plasmopause are also discussed.

PENETRATION OF ENERGETIC PARTICLES ASSOCIATED
WITH MAGNETOSPHERIC SUBSTORMS

M. Ejiri*, R. A. Hoffman, and P. H. Smith
GSFC/NASA, Greenbelt, Md., U. S. A.
*ISAS, Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan

Smith and Hoffman observed with Explorer 45 (S³-A) the storm-time ring current proton enhancements and found in the 90° pitch angle proton spectrograms the characteristic 'nose' structures inside the plasmopause. They concluded that those particles came to the lower L-value region from the plasma sheet or tail regions under convection, corotation, and magnetic gradient and curvature drifts.

We examined the nose structures in more detail and their characteristics are;

1. observable inside the plasmopause and in the MLT range from afternoon to midnight,
 2. mid-energy protons appear in the lowest L position,
 3. when the nose appears in the outbound orbit, most nose events show the nose structure in the inbound, too,
 4. change in nose edge positions and shapes of successive outbound, inbound, and next orbit,
 5. change in nose energy; nose edge energy of outbound is higher than that of inbound (in other words, nose edge energy in the early local time is higher than that in the later local time at later universal time,
 6. difference due to pitch angles and their changes; as for the particles with energies less than 20-30 keV the large pitch angle particles are detected in the lower L-value positions than the small pitch angle particles. The difference in position increases with time.
- Between these edges, there is an abnormal pitch angle anisotropy.

We succeeded to interpret the above mentioned all characteristics of nose structures by adiabatic charged particle motions in the magnetosphere with Volland-Stern electric field model. The calculation predicts particle penetrations at all local times and examined by observed morning side particle enhancements of both electrons and protons, whose energy spectrums are also presented and discussed.

西田 悠弘・町田 忍
東京大学宇宙航空研究所

Pioneer 10に于き木星観測がもたらした成果の一つに、高温プラズマの発見がある。木星の中心から $10 R_J$ 程度まで延びる領域で観測されたプラズマは、予想に反して、数 100 eV に達するエネルギーを帯びていた。この熱エネルギーは、自転運動に打ち勝つ運動エネルギーよりもさらに大きいものであり、木星磁気圏に何らかのプラズマ加熱機構が働いていることを意味するものである。

加熱の機構として、いくつかの可能性が考えられるが、ここでは最も基本的なモードの一つと考えられる *radial diffusion* に伴う加熱について検討を行う。地球の磁気圏の場合と異り、自転角速度の大きい木星磁気圏では、低エネルギーのプラズマも高エネルギー粒子と同様の拡散効果を及ぼす。従って、拡散係数は、高エネルギー粒子分布の解析から得られた値を用いることができる。粒子の *source* として電離層起源を考えると、*Coertj* の指摘にように、赤道域の *potential minimum* に捕捉された粒子群がある。 r_0 に存在するプラズマは、Fリ層外 ($r > r_0$) から加速を受けながら拡散してくる粒子と、Fリ層内 ($r < r_0$) から減速を受けながら拡散してくる粒子があり、平均エネルギーはこの二つのグループの相対比で決まると考えられる。

木星放射線帯の再循環モデル

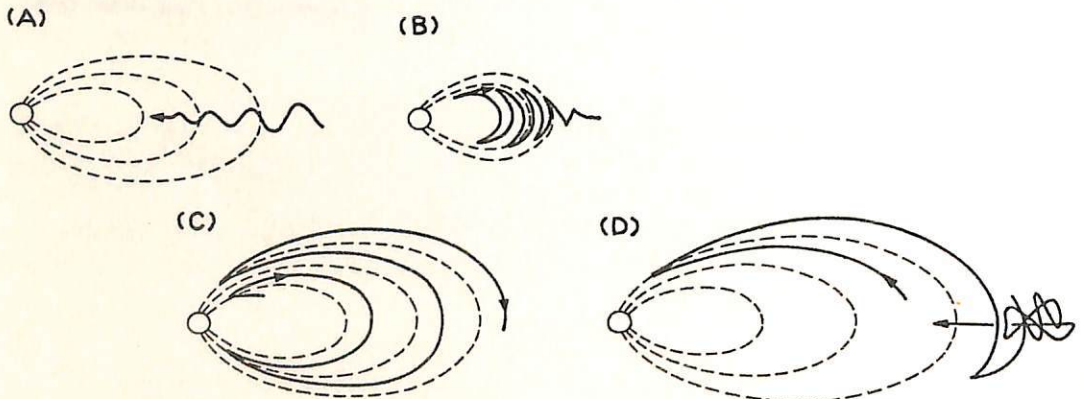
西田 篤 弘
 東京大学宇宙航空研究所

昨年秋の本学会で、木星放射線帯における高エネルギー粒子の外部拡散の可能性を論じた。このアイデアは、その後 Iowa グループ等によって拡張され、再循環モデルとして知られるようになった。

附図は木星磁気圏内での粒子の移動を模式的にあらわしたものである。(A)は漸進量のエネルギーが破壊される通常の radial 拡散で粒子のエネルギーが内側に移動して上昇し、粒子の赤道ピッチ角は $\pi/2$ に集中する。その結果、内部磁気圏ではピッチ角分布が不安定になり、ピッチ角散乱がおこって (B) のように粒子の反射位置が低高度に移る。この過程においてほぼすべての断熱不変量が破壊される。そして、低高度で徹らぐ上述の拡散過程によって、(C) のように高エネルギー粒子が外に流出してゆく。

低高度拡散によって外に流出する粒子の赤道ピッチ角は 0 にピークを持つので、二流体的不安定の原因となる。その結果、粒子は (D) のように再び赤道面に集中し、その一部は (A) の過程によって再び強い磁場の中で拡散してゆく、加速を受けず。このように循環を繰り返すことにより粒子のエネルギーが上昇し続ける、というのが再循環モデルである。単体の拡散モデルの集積である粒子エネルギーの高さは、加速の繰り返しによって説明できるわけである。

さてこのモデルが現実には木星放射線帯を支配しているかどうかは、いくつかのファクターに依存している。主なものを挙げると、(i) 内部磁気圏でのピッチ角散乱の能率、(ii) 低高度での拡散係数、(iii) 外部磁気圏赤道面でのピッチ角散乱の能率、がある。これらは、いかなれもまだ未知の量であるが、現在得られている情報を用いて、再循環モデルの現実性を検討する。



木星の Plasma Disk

- Aligned Rotator とした場合

大家 寛 青山 隆司

東北大学 理学部

Pioneer 10号および11号が木星をかすめて観測を行なった結果地球磁気圏と異なり、木星磁気圏はそれ特有の構造を持っている事が明らかになった。その中の一つに、外部磁気圏の Disk 構造が上げられる。つまり電流層が存在するため、Piddington や Ioannidis 達が予想していた $55R_J$ という磁気圏の大きさ（木星中心から *noon magnetopause* までの距離）より、Spin 軸に垂直方向に約2倍程度にも引き伸ばされた磁気圏が観測された。そこで我々は Disk 内の磁場構造、電流分布、密度分布、Plasma 温度、および Plasma の bulk motion との関連において明らかにするためモデル計算を行なった。

木星磁気圏のモデルとして、第1図に示した様に、木星を Aligned rotator と仮定する。図中の r, z は円筒座標 (r, θ, z) での r, z 方向を示し、斜線部分が Disk region を示す。この Disk 内では Plasma は、

corotation 状態からはずれ、outflow を起こしている。Disk region は観測結果を参照し、 r, z および θ に対して、 $20R_J \leq r \leq 100R_J, -5R_J \leq z \leq 5R_J, 0 \leq \theta \leq 2\pi$ としている。この領域を記述する基本方程式は、

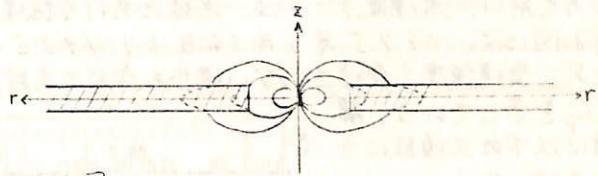
$$\left. \begin{aligned} \rho \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} &= \vec{I} \times \vec{B} - \nabla P \\ \text{div}(\rho \vec{\nabla}) &= 0 \\ P &= NkT \\ \text{div} \vec{B} &= 0 \\ \text{rot} \vec{B} &= \mu_0 \vec{I} \end{aligned} \right\} (1)$$

を用いる。ここでは、定常状態を考え重力は他の力に比して小さいと見做す。又、全ての量は慣性系で記述している。さらに、 z 方向への Plasma 流及 ω 電流が存在しないと仮定し、Plasma 温度は Disk 内で constant とする。

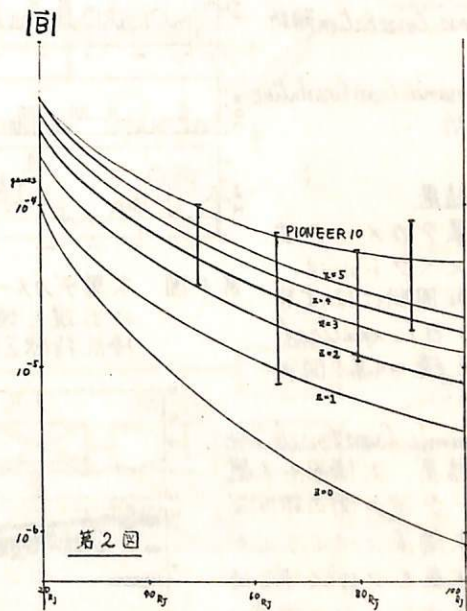
Pioneer 10号の観測結果を利用し磁場を決定するが、その結果

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \pm \frac{r^2 B_{rc}}{r^2} \left\{ 1 - e^{-D^2 z^2} \right\}^{1/2} \\ B_\theta &= \pm \frac{r B_{\theta c}}{r} \left\{ 1 - e^{-D^2 z^2} \right\}^{1/2} \\ B_z &= \frac{r^2 B_{rc}}{r^2} \int \left\{ 1 - e^{-D^2 z^2} \right\}^{1/2} dz + c' \end{aligned} \right\} (2)$$

(符号は、 $z > 0$ の時+を取り、 $z < 0$ の時-を取り) とする。第2図は、磁場分布を示す結果で、Disk の中心部に近づくにしたがって強度が減少する事を示している。次に、(2)を用いて (1) を解けば、密度分布、Plasma 温度、bulk velocity が、適当な Parameter D' 及 c' 、初期値に対して、unique に決定される。なお、Disk 内 bulk flow の速度、磁場構造、及 c' 、密度分布と、さらに Solar Wind との相互作用について解析中である。



第1図



第2図

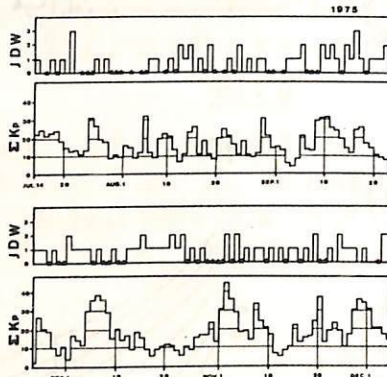
§ 1. 序

木星デカメータ波の放射は、木星極域電離圏でのプラズマ波動に起因しているが、その放射機構をコントロールしている要因の一つに太陽風の存在が予測される。このことは Pioneer 10/11 の観測によって明らかにされた木星磁気圏と太陽風との相互作用の大きさを考え合わせても充分あり得ることである。そこで、我々は、木星デカメータ波、特に Main Source より放射されるデカメータ波につき、太陽風の enhancement に呼応したデカメータ波の放射強度の変動成分を調べた。

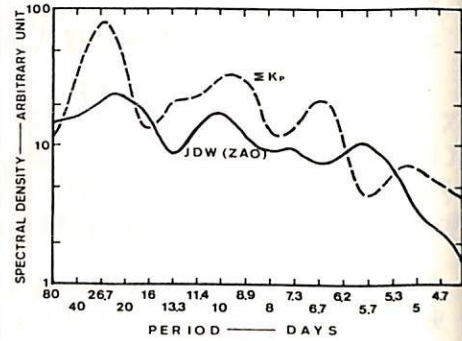
§ 2. データ解析

木星デカメータ波のデータは、1974年10月より東北大学理学部で観測されたものを用い、太陽風データは、地球における磁場擾乱指数である K_p インデックスを用いる。第1図には、1975年7月14日より1975年12月6日までの木星デカメータ波データ（受信強度を受信されない場合も含めて4段階にラング分けしてある）と同じ期間の ΣK_p を示している。解析は以下の三項目について行った。

- 1) Spectrum 解析
- 2) Cross Correlation 解析および
- 3) Dynamic Cross Correlation 解析



第1図 木星デカメータ波(JDW)の出現と地球での磁気擾乱指数 ΣK_p との対応。

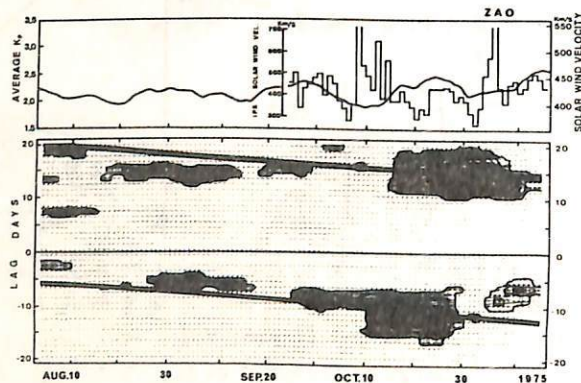


第2図 木星デカメータ波出現と ΣK_p の Auto Correlation Spectrum.

§ 3. 結果

1) 木星デカメータ波出現のスペクトルは、太陽自転周期にはほぼ等しい25日に spectral peak を持つ(第2図)こと。さらに、

2) Dynamic Cross Correlation 解析の結果、太陽風と木星デカメータ波の間の相関関係は、太陽風スパイラルが地球と木星をクロスする時間差に依存し、かつ地球-木星の相対位置変化に伴う時間的変動とも良く一致する(第3図)ことが判明した。



第3図 木星デカメータ波と ΣK_p の間の Dynamic Cross Correlation。黒太線は地球と木星の相対位置変化を考慮した上で太陽風スパイラルが地球と木星をクロスする時間差。

大家 寛、森岡 昭、近藤 実、近藤哲朗 (東北大・理)

Development of a system for the observation of the Stokes parameters of the Jovian decameter waves has been started. The crossed three elements Yagi antenna (see Figure 1) is used for the main detector. The signals corrected by two orthogonally crossed elements are mixed to make the right handed circular component (R) and the left hand circular component (L) as has been given in Figure 2. The detected signals are arranged in the electronic system as has been given in Figure 3. The obtained values, I_R , $R \cdot L$, I_L are intensities and ϕ is the phase; all these are known as the Stokes parameters.

These Stokes parameters give that the informations on the relations between the wave normal and the Jovian magnetic field at the source position, as well as the informations on the emission mechanism of the decameter waves. If the decameter waves are resulted from the conversion of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves, into the electromagnetic waves, the data may indicate that the emissions from the main source consist of the right handed circularly polarized waves.



Figure 1.

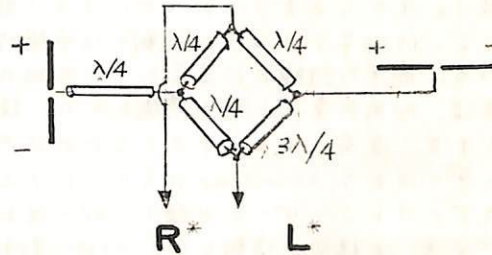


Figure 2.

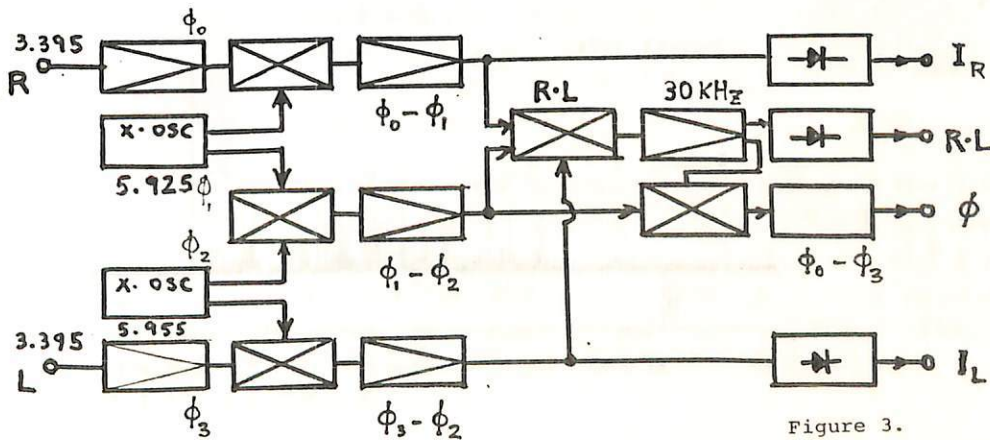
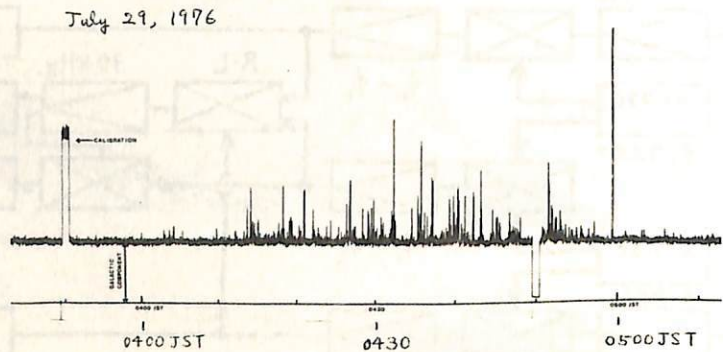


Figure 3.

前田耕一郎, 小田進幸
(兵庫医大・物理)

1975年12月末より、京都府船井郡瑞穂町(北緯35°13'3", 東経135°21'4")において木星デカメーター波の観測を始めた。受信周波数は21.86 MHzである。受信周波数の決定に当っては天文用保護バンド(21.35-21.87 MHz)の中心である事、木星電波の強度は20 MHzから高い周波数へと減少するがまだ充分強い周波数帯である事、21 MHzの前半にハムバンドがあり既製の部品が得やすい事等を考慮した。受信機はLa Jolla Sciences社製のリオメーターで、混信を避ける為中間周波に水晶フィルターを挿入しバンド幅を~13 KHzにしぼって用いている。現在、受信機の時定数は約0.5秒である。1975年12月末~1976年3月の間、地上波波長の高さに銅線をつかったダイポールアンテナを設置し、テスト観測を行った。そして、東北大学の記録と比較した結果、比較できた5例については時間的にほぼ対応してエミッションが受かっている事がわかった。しかしダイポールアンテナでは木星電波の強度変化を調べるのに充分な程S/Nは良くない。この周波数帯では銀河からの電波が非常に強い(輝度温度~数万度K)のでノイズレベルは銀河により決定され、受信機の内部雑音は問題とならない。最小検出可能温度(ΔT_{min})は、銀河成分によるアンテナ温度(T_A)、バンド幅(Δf)、時定数(τ)で決定され約 10^3 Kである。($\Delta T_{min} \sim T_A / (\Delta f \tau)^{1/2}$) フラックスで $\sim 10^{-21}$ watt m² Hz⁻¹に相当する。木星は点源であるのでS/Nを良くするにはアンテナビームをシャープにするが良い。しかしあまりシャープにすると観測時間を長く保つには追尾装置が必要となる。そこで、1975年7月以後の観測では中間的な性格を持つ3エレハ木アンテナを用いている。簡単な経緯台に直交させた2組の3エレハ木アンテナを取り付け、手動ではあるが方位、仰角共変化し得る構造とした。従って観測者が居る場合にはより良い条件で観測ができる。直交ハ木アンテナとしたのは円偏波を測定する為である。標準的記録はペンレコーダーにより30 cm/hourのスピードでとっている。下図は木星電波の記録の一例である。またテープレコーダーに収録し、バーストの細かい時間構造を調べたり、周波数解析を行う。今後、太陽風の情報を含む0.1秒~数秒の強度変動の解析、円偏波の測定を重点的に行う予定である。



蓮尾隆一 飯島哲二 坂翁介 北村泰一
九大 理学部

① 1976年初期から、相屋地磁気観測所、九大東方(10km)にて、SQUIDによるULF観測が実行されつつあるが、同所は福岡市外を走る私鉄によるノイズのため、昼間の観測は不可能な状態にある。従って当分は夜間(0^h-5^hLT)に限らざるを得なく、移転を見計中であるが、一方において、電算機によるnoise reduction^機と試験中である(別稿SQUID磁気計の低周波雑音対策 参照)

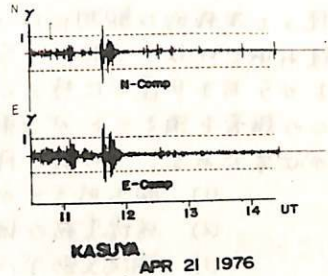


Fig. 1

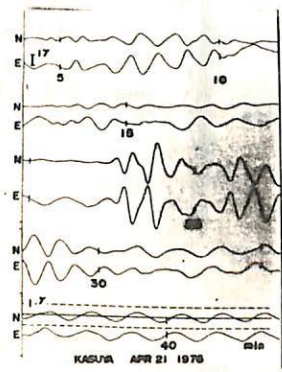
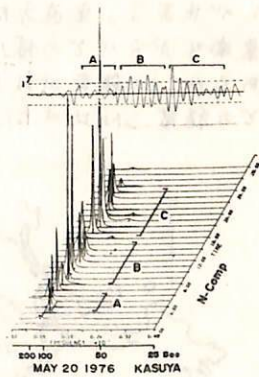
② データ処理

記録はアナログMTに一度おこなわれてから、Sampling rate 5 Hzでデジタル化され、記録の高密度化された状態で保管されている。解析時には、まず"スキップレダクション"を施し、次に"サンプリングレートの選択"、"バンドパスフィルタ"の各プログラムを施し、最終的に"スペクトル"と"偏極化"プログラムを通じて、スペクトルや偏極状態が自動的にPLOT Figureとして出てくるようになった。

③ 夜間ULFの一例をFig. 1に示す。X軸は、1秒ラインが示されている。Fig. 2はそのスペクトルを示す。ほぼ100~200秒の周期があるが、詳細にみると、一連の現象はいくつかのtrainの重なりであるように見える。

Fig. 2 これらのtrainが同様のものなることは、Fig. 1の日時軸を引伸(即ち Fig. 3)に明らかである。

つまり、Fig. 3において横軸の数字は"分"をあらわしているが、20分は東東成分と南北成分は、互いに"out of phase"であり、30分以後のULFは、"in phase"になっている。



はこのsourceもたつたものであると考へられる。振幅0.3%程度であることをこのように考へて支持するものと考へられる。

SQUID磁カ計の低周波磁場雑音対策
(直流電化された電車からの影響)

坂 翁司, 蓮尾隆一, 飯島哲二, 北村泰一 (九大理)

我々は九大の東方約10kmの地点(KASUYA)で今年2月から、SQUID磁カ計を使って本格的な観測にはいった。しかしながら昼間の観測結果は雑音が多いためほとんど使われなかった。SQUID磁カ計はその性格上液体ヘリウムを必要とするので九大からあまり遠くに持つてゆくことは困難である。そのため我々はデータ処理の段階で、この雑音を消すことが出来ないだろうかと考えた。そのためにはまず雑音の特徴を知る事が必要である。この数ヶ月間の観測の結果それは次の様な特徴を持つことがわかった。

- (1) 朝5時すぎから、夜12時すぎまで続く。
- (2) 磁場変動の偏波軸方向がある決った方向を向く。
- (3) 磁場変動がパルスのであり、垂直成分に最も強く出る。その大きさは水平成分の約5倍である。

観測地点を色々変えて調べた結果、それはKASUYA南方約12kmの地点を走る私鉄電車が雑音源であることがわかった。たまたま4月の交通ゼネストの時に限りこの種の雑音が観測されなかった事からこの結果が確認された。KASUYAと私鉄線の位置関係を図1に示す。強いパルスの磁場変動は地表面にほとんど垂直に向いており、それは電車のノッチの入、断にともなう電流変化によると推察される。KASUYAで観測した場合、この磁場変動は水平面内ではほぼ南北方向を向き、その約5倍の大きさに垂直成分に出る(図2)。逆に言えば、垂直成分をモニターすることにより水平成分に含まれる雑音を差引くことが出来る。垂直方向の磁場変動の大ききの2割を南北方向成分から差引けばより、その結果南北成分がどの様に変るかを図3に示す。電車雑音に対する対策はまだ予備的な段階であるが、この雑音が以上に述べた様な状況で混入しているのは確かである。今後この方法でどの程度SN比が向上するが明らかにしてゆきたい。

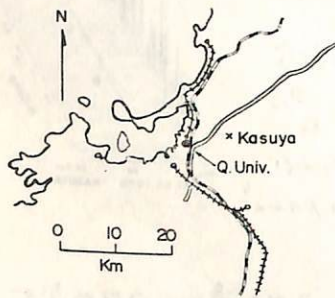


図1

は国鉄在来線。
 は国鉄新幹線。
 は私鉄線。
 あり特に南に伸びている線からの影響が非常に強い。

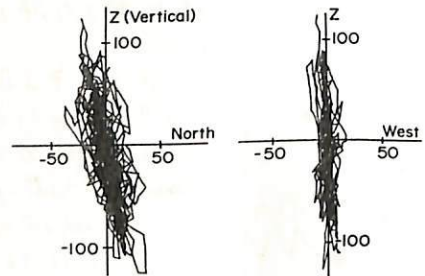


図2

目盛100がほぼ2倍に対応する。

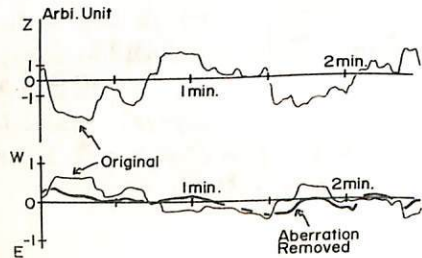


図3

目盛1がほぼ10に対応する。

時系列データ(波動現象)解析システムの開発

東京大学 工学部

国立電機研究所

今年末、当研究所に中型計算機システムが導入される予定であり、それを活用した時

系列データ解析システムを、以下の方針で現在開発中である。

(I) 処理内容

- i) 1系列又は2系列データを対象とする。
- ii) 本システムは思考錯誤処理を对象とし、データの開始値の選択、データの間引き間隔の指定、フィルタの種類および解析方法の選択が、くり返し行えるものとする。
- iii) フィルタは、low pass, high pass, band pass, band reject の4種類で、チェビシェフフィルタを用いる。
- iv) 波動解析の手法としては、Blackman-Tukey法, Cooley-Tukey法(FFT法), 自己回帰法(Akaike法), Maximum Entropy法(Burg法)を採用する。1系列の場合は、自己相関、パワースペクトルを、2系列の場合は、相互相関、クロススペクトル(絶対値, 位相, coherency, 伝達関数の絶対値, polarization パラメータ)を計算する。
- v) 出力形態としては、グラフィック・ディスプレイ表示(ハードコピーも)、XYプロッタ出力、ライノプリンタ印刷など。ダイナミック処理用には、グラフィック・ディスプレイでの3次元表示、ライノプリンタの重ね打ち、カラー・ディスプレイなど。

(II) 処理方法

バッチ処理とし、グラフィック・ディスプレイを使う会話処理と、グラフィック・ディスプレイを使わない一般の処理の2つを考えている。

今後には、システムの概略と、解析処理例を紹介し、検討する。

カナダ北極圏における地磁気脈動の観測

— Pi2 の偏波 —

加藤愛雄, 青川, 巖, 高橋隆男
東海大 工学部

1974年8月19日から8月29日までの2週間に行われ、カナダ北極圏に位置する Cambridge Bay (地磁気緯度 77.9°N , 経度 300.3°) と Fort Smith (地磁気緯度 68.1°N , 経度 299.8°) とにおいて、地磁気微細変動の同時観測を行った。

現在までに、Pi2 やその他の脈動に関してフィルツ-解析イデジナル処理による周波数解析、パワー・スペクトラム及びパワー・スペクトラル密度等の解析が行われ、その周波数特性やPi2の現象に関する両地元の相違等から、Pi2脈動の発生機構について報告して来た。今回は、Pi2の偏波を統計的に解析して、極域(特に極冠帯における)のPi2の偏波に関する一般的傾向について報告する。

TABLE I. General tendency in polarization of Pi2

Station	Geomag. latitude	Polarization		Researcher	Data
		Pre-midnight	Post-midnight		
* Cambridge Bay	77.9°	CC	C		
Point Barrow	$68^{\circ}.5$	C	C	Kato, Saito <i>et al.</i> , 1969	1964
College	$64^{\circ}.7$	CC	(C)	Kato, Saito <i>et al.</i> , 1969	1964
Suffield	$58^{\circ}.8$	CC	CC	Rostoker, 1967	1965
Montreal	$57^{\circ}.0$				
Minneapolis	$55^{\circ}.6$				
Agincourt	$55^{\circ}.1$				
Westham	$54^{\circ}.7$				
Victoria	$54^{\circ}.2$				
Fredericksburg	$49^{\circ}.6$	CC	CC	Sakurai, 1969	1958
Onagawa	$28^{\circ}.3$	C	CC	Kato, Otsaka <i>et al.</i> , 1956b Sakurai, 1969	1953 1967
Wairarapa Valley (near Wellington)	$-45^{\circ}.0$	C	C	Christoffel and Linford, 1966a	1964

C: clockwise CC: counter-clockwise (Saito, 1969)

参考文献

Saito, T.: 1969, 'Geomagnetic Pulsations', *Planetary Space Sci.* 10, P374

I-61

カナダ北極圏に於て観測した、サブストームに伴う地磁気脈動について。

加藤 愛雄 大西 信人

東海大学 航空宇宙学科

1974, 8月, カナダ北極圏の極冠帯にある Cambridge Bay と極光帯にある

Fort Smith に於て地磁気脈動の同時観測を行なった。

今回は特に磁気圏サブストームに伴った地磁気脈動について、二箇所の記録について、比較解析を行なった。サブストームの growth phase, Expansion phase の初まり、及び Expansion phase, に於ける地磁気脈動の両者の相違, 特性について、フィルターを用いた同波数解析の結果について述べる。

平沢 威男

国立極地研究所

極嵐 (Substorm) 時の Pi-Pulsation (ULF 現象) に関連し、多くの研究者により、その中に含まれているなんらかの物理的意味ある成分の抽出に努力がはらわれてきたが、その波形の複雑さか、また 数多くの要因の重なり合いのためか、必ずしも、人々を納得させる結果が待たれているとは考えにくい。そこで、昭和基地で得られる各種超高周波観測のデータを用いて、もう一度、総合的に調べてみようというのがこの解析の"おらい"であり、前回までは、主として、ULF 現象の高周波成分 (0.1 ~ 数 Hz) に用いて報告してきたが、今回は、低周波成分 (0.002 ~ 0.1 Hz, 周期 500 秒 ~ 10 秒) に用いて調べてみた。

1. 使用データ

1973年中に、昭和基地で観測された極嵐現象のうち、地磁気長周期変動、地磁気脈動、オーロラ、CNA、VLF などの総合的データのそろっている約 50 例を選抜した。そのなかには、auroral breakup が観測点の真上、低緯側、高緯度側で起っている例、またさまざまな場所で連続して観測される例など、想定されるあらゆる場合の例を含めた。

2. スペクトル解析

約 50 例の極嵐中の ULF 現象を周期 500 ~ 50 秒, 100 ~ 20 秒, 60 ~ 10 秒の 3 段階にわけ、スペクトル解析し、その中にどの例にもほぼ共通して定常的に観測される卓越スペクトル (周期) 成分が存在するかどうか調べてみたが、けん落なものは認められなかった。しかし、統計的に処理してみた結果、周期 200 ~ 150 秒, 100 ~ 60 秒, 40 秒周辺の 3 つ所にやや卓越する周期成分が存在することが認められた。

3. auroral breakup の位置 と ULF 現象の関係

次に、aurora 現象と卓越周期成分の関連を調べた結果、200 ~ 150 秒 および 40 秒周辺の卓越周期成分は観測点近くで、Breakup が起る場合に強く観測され、100 ~ 60 秒の卓越周期は観測点からある程度は離れた場所で Breakup が起ったケースに対応することがわかった。

4. aurora の動きと ULF 現象

うずまき状 (または ループ状) aurora の東西方向への動きと卓越周期 200 ~ 150 秒の ULF 現象の間にはかなりはっきりした相関関係が認められる。

以上のほか、CNA と極嵐時の ULF 現象との関連についても報告する。

— Polarization Study —

桑島正幸

(地磁気観測所)

極光帯の観測点「昭和基地(磁気緯度 $-69^{\circ}34'$)、これとほぼ同じ子午線に沿って高緯度側に位置する「みずほ基地($-71^{\circ}50'$)」の2点での地磁気同時観測で得られた資料をもとにして、 P_2 脈動の特性を調べつつある。

今までは 主として P_2 脈動に含まれる周期成分の特性を調べる為に、デジタル・データと CPU を使ったスペクトル解析を行ってきた。このように duration が短かくかつその中に幾つもの成分を含んでいる現象のスペクトル解析を行う場合、従来の B-T 法や FFT 法では十分な効果を期待することができない。前回では B-T 法のかわりに Burg 等によって開発された Maximum Entropy Method を使って P_2 脈動のスペクトル解析を試した。数例について 試した結果では auroral break up 時にその直下付近で観測される P_2 脈動には、中低緯度において damped type oscillation をもって現れる P_2 の周期に相当する成分が含まれていることが確認された。この成分の振中の緯度効果を調べると、auroral break up のおきた直下の近傍で振中の最大が見られる。すなわち auroral oval で P_2 の振中の最大が見られる。一方同時に plasmapause 付近でも secondary peak の存在する傾向も見られた。斎藤等⁽¹⁾ は resonant model を提唱して、これらの傾向を説明することを試している。

一方最近、ある demarcation region を境にして polarization の逆転があることが P_3-4 ⁽²⁾、 P_5 ⁽³⁾ 及び P_2 ⁽⁴⁾ について指摘されているが、auroral break up の起った地点の高緯度側と低緯度側で P_2 特に P_2 の polarization がどうなるかということについての解析は十分でない。しかし もしも P_2 の source が auroral oval に根を持つ line of force にあるとすれば、この近傍での polarization study は、 P_2 の発生機構の model を築き上げる上で、スペクトル解析と同様に重要である。今回は polarization を中心にした解析結果について報告したい。

(1) 斎藤・桜井 ; 1976 年度磁気圏シンポジウム「プロミネーテング」, 74頁

(2) Fukunishi et al. ; J. Geophys. Res., vol 79, 4032, 1974.

(3) Sanson et al. ; J. Geophys. Res., vol 76, 3675, 1971.

(4) Fukunishi ; J. Geophys. Res., vol ~~77~~⁸⁰ 98, 1975.

Substorm Recovery Phaseにおける Pulsating Aurora - ELF 波動 - p.c 脈動の関係 (I)

谷口和幸・国分 征 (東大・理)

電子降下と VLF emission の相関については、Rosenberg et al. (1971, 1976) 等、 ~ 6 sec 周期の ΔI の対応と、X線 burst - VLF emission の 1:1 対応を見出し、Oguti (1976) は、pulsating aurora と磁気圏交点での X線 burst の同時的対応関係を明らかにした。これらは、branching 効果に伴って、電子 cyclotron 共鳴の南北非対称性を示唆する。

pulsating aurora と p.c range の脈動については、その間、coherent な関係が Campbell, Victor 等により以前から報告され、Oguti & Watanabe (1975) は、非対称性 pulsating aurora と不規則脈動との対応を見出した。

これらは、p.c range の回復相での脈動の起源の問題と、cyclotron 不安定の定調の問題として興味深い。

解析には、TV camera と同軸の photometer data (4275 Å), 0.85 ~ 1.7 kHz band の ELF 波、誘導型磁気計の H, D 成分、 ΔI を用いる。

手法: ΔI の解析には、MEM (Burg algorithm と自己共分散関数法) を用いる。

① 非定常時系列には、赤池 AIC 規準を用いた局所定常自己回帰 model を用いるのが妥当であろう。② 最小(大)位相型時系列には、前方(後方)の ΔI の予測誤差を最小にする algorithm (M. Saito, 1974) が正しい適用である。③ 赤池 FPE 規準は、 ΔI data に対しては本質的に最適 filter 長を与えてくれ、 ΔI 検定量などを用いて吟味が必要であると見られる。

● aurora - ELF 波の解析には、(規格化共分散関数より time lag を決める中であり) digital Tchebyscheff filter で正逆方向に filtering した phase data を用いる。

● 他に hodogram - 偏波解析も行なう。

結果

● pulsating aurora と それに伴う脈動は、 ΔI の成分との相関が良い。周期が ≥ 5 sec の脈動に対しては、 ΔI の一致がより、(脈動周期状、pulsating aurora 周期より僅かに長い傾向がある)、短周期 pulsating aurora (≤ 0.5 sec) に対しては、 ΔI 成分に一致する ΔI は見出せない。全体として、脈動は burst type の電離層起輝の成分を含んでいると考えられる。

● pulsating aurora の flashing type の微細構造と、Chorus 15er は、よく pulse 間隔 0.1 ~ 0.35 sec を持つ。しかし、 ΔI は必ずしも一致せず、又、時間相関は規格化共分散関数 (0 ~ 10 変動平均より平滑化 = サンプリング率は 0.025 sec) は peak 値が $\sim 0.3 - 0.5$ であり、time lag も ± 0.6 sec の間を分散して、系統的な 1:1 対応は現在まで見出されていない。

更に解析を進める結果は、脈動の偏波解析、1 sec 以上の長周期の ELF 波強度変動、pulsating aurora の morphology などと併せて、報告する。

E L F放射の到来方向 (Ⅲ)

— 昭和基地における観測結果のまとめ —

佐藤 夏雄, 林 幹治
(極地研) (東大理)

1974年12月23日～1975年1月31日までの40日間、昭和基地に於いてE L F (0.75 kHz) 放射の到来方向観測を行なった。解析の結果、いくつかの興味深い現象と、問題点が明らかになった。今回は、観測結果のまとめとその解釈、および、探観測の問題点と、得られたデータの信頼度のチェックを行なう。

Ⅱ 統計結果

- i) 到来方向の日変化; 早朝 (06-08^h MLT) は天頂に近い北東側から到来し、午前 (08^h ~ 12^h MLT) は南東、午後 (12^h ~ 16^h) は南西、そして、夕方 (16^h ~ 20^h) には天頂に近い北西側から到来する。特に、午後側の westward shift は顕著である。この日変化特性は、衛星、地上観測による E L F、V L F 放射の受信強度の空間-時間分布から推定される到来方向と、定性的に一致する。また、E Z 40 keV の補捉、降下電子の空間-時間分布ともほぼ一致する。
- ii) 強度と到来方向の関係; E L F 放射強度が 3×10^{-5} volts/meter μHz 以上 (この level 以上では探観算器による誤差が小さい) では、a) エミッション強度が増加するにつれ、poleward shift (10^h ~ 14^h MLT) する、b) 強度が増加するにつれ、天頂に近づく。a) はエミッション源が localize されている効果であり、b) は受信される強度は距離の²乗に反比例する効果である。
- iii) 強度-受信強度の日変化; E L F 放射は昼間の現象であるが、強いエミッションはごく正午付近で受信される。
- iv) P₃ modulation と到来方向; poleward から到来する波ほど P₃ 脈動による modulation を受けやすい。

Ⅲ Case Study

- i) 数時間以上も到来方向が一定である例 (源が corotation しているもの解釈できる)、東から西へと移動する例 (源が磁気圏に固定されている)、西へより移動する例、源が電場によってゆくり動かされている)、ランダムな速い動き (源がランダムな位置、強度変化をしている) などの特徴を持った event が観測された。
- ii) 偏波特性は、楕円率の大きい右回り偏波である。
- iii) 直線偏波に近づく、天頂角の大きい波の場合にはゴニオメータ法観測結果に近い値となる。

Ⅳ 問題点

今回の解析結果の一般的特性として、天頂角の大きさが期待していた値より小さかった。この原因として、

- i) 波の電場成分と磁場成分の比が理論値よりも小さかった。
- ii) エミッション源が広がっている場合、平均的な到来方向は天頂に近づく効果が主である。
- iii) 算器による誤差。この効果については、40日間の強度と到来方向の分布の統計から信頼度のチェックを行なう。

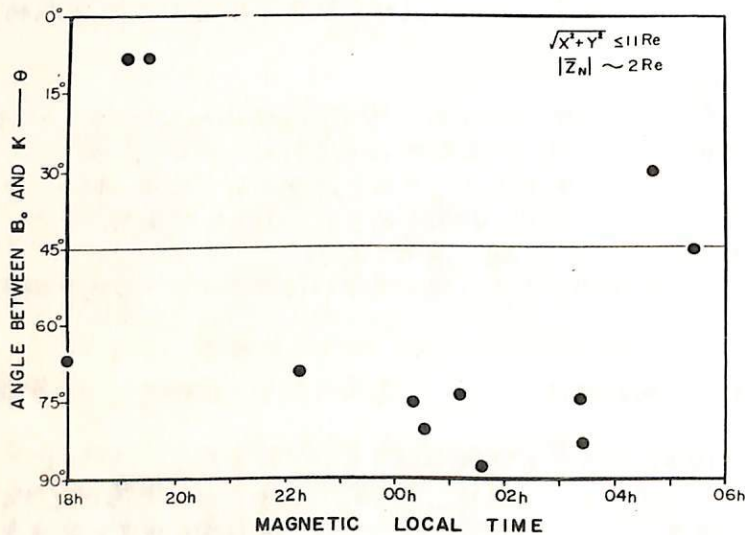
湯元清文・斎藤尚生
(東北大・理)

Substormに伴って、長周期(T:5~40分)の減衰型磁場変動が磁気圏の中で発生することが見出されており、Ps6型Pi3磁場変動と呼称されている。前回の学会までに、磁気圏の中で観測されたPs6の発生領域とPs6に関係したfield-aligned currentのlongitude方向への伝搬特性や、plasma fluxのPs6型変動について報告した。今回は更に解析をすませ、磁気圏におけるPs6型磁場変動の波動的特性について調べてみた。

dataとしては、060-5の磁場記録を使用し、isolated substormに伴ったPs6の30 eventsについて解析した。

まず、磁場変動のminimum varianceを取る方向をwave normal θ と仮定し (Sonnerup and Cahill, 1968; Kaufmann, et al., 1970)、maximum varianceのambient field に対する $S_{B_{\parallel}}$ と $S_{B_{\perp}}$ の比について調べてみた。その結果の一例をFig. 1に示す。 $R < 11 Re$ の、midnight sectorではcompressional modeが卓越し、dawn及びduskではtransverse modeが卓越していることがわかる。 $R > 11 Re$ ではsubstormによるdisturbanceが大きい為に ($\Delta B/B_0 \sim 10\% \sim 20\%$, $S_{B_{\parallel}} \approx S_{B_{\perp}}$)、はっきりしたmodeは出ていない。

次に、磁場変動のpolarizationについて調べてみると、組織的な法則性が見出された。これはPs6が、単なる磁場のirregular fluctuationと云ふよりは、quasi-periodicなwave、即ち、pulsationであることを裏付けている。



(Fig. 1)

参考文献

Kaufmann, R. L. et al. (1970), J. Geophys. Res., **75**, 4666.
Sonnerup, B. U. Ö. and L. J. Cahill, Jr. (1968), J. Geophys. Res., **73**, 429.

高橋 圭衛・桜井 享・斎藤 尚生
(東北大・理)

磁気圏内における長周期 HM wave の source として惑星間空間及び磁気圏境界領域での HM wave を考えることは重要である。ここでは磁気圏境界領域での HM wave の伝播特性及び HM wave に対する magnetopause の応答に主眼を置いて考察する。

OGO-5 data をもとにして、主として以下に示す方法の組合わせにより、解析した。

1) Variance 法による HM wave の伝播異方性 (オ1回参照)

2) MEM による power spectrum 計算

1968年から1969年のOGO-5 dataの中、衛星の trajectory が磁気赤道面に接近した場合について、magnetosheath における HM wave の解析を行った。磁気活動の比較的小さい場合 ($K_p \leq 2$) について次に示す結果が得られた。

①) minimum variance を与える主軸は magnetopause の法線方向に沿う傾向にある。

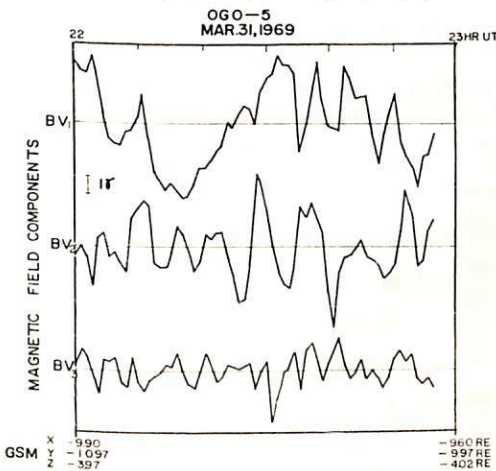
即ち変動の最大振幅はほぼ magnetopause に平行な面内に存在する。(オ2回参照)

②) 平均磁場の方向と最大振幅を与える方向とがなす角度は分散している。(オ2回参照)

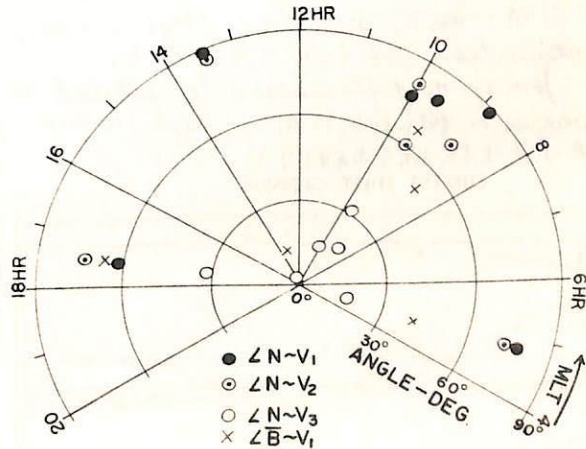
①) の結果については、Fairfield et al. (1970) の周期 5~100 秒の磁波について得られた結果とは特性的に一致するが、②) については今後更に検討を進める必要がある。

図の説明

V_1, V_2, V_3 はそれぞれ maximum, medium, minimum の variance を与える方向の単位ベクトル、 $B \cdot V_1$ 等はそれらの方向の変動成分、 N は magnetopause の法線方向の単位ベクトル、 \bar{B} は平均磁場ベクトルを示す。



オ1図



オ2図

桜井 亨・大冢 寛・斎藤 尚生
(東北大学・理学部)

Pioneer 11 の high resolution magnetic data の解析に基づいて Jovian magnetosphere における ULF waves の観測結果が報告された。一般に plasma wave が励起される物理機構をより正確に理解するには Jovian magnetosphere と terrestrial magnetosphere 双方での plasma wave の発生について比較検討する事が有効であり、Comparative magnetospherology なる新しい学問分野の存在意義もここにある。

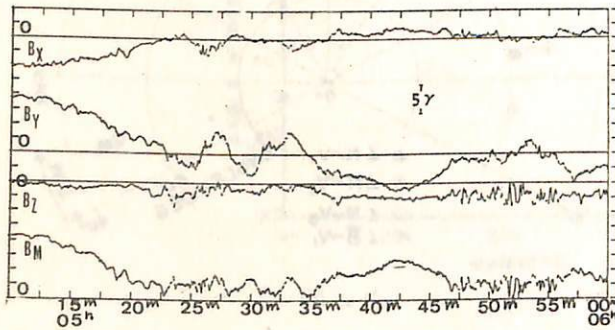
Jovian magnetosphere で観測された ULF waves の中には current sheet に伴う proton gyroperiod に近い周期を有する high-frequency ULF (周期 10~40 秒), 或は比較的 high latitude ($\lambda_M \approx 29^\circ$, $r \approx 40 R_J$) で観測された周期 数百秒の long-period ULF, etc. いくつかの興味ある ULF waves が観測された。

オ1図は Jovian magnetosphere ($r \approx 40 R_J$, $\lambda_M = 0^\circ$) において current sheet を crossing するときに観測された周期が proton gyroperiod (~ 10 秒) に近い ULF waves の実例である。この ULF wave は B_{total} が minimum になる領域で発生し、resonant particle energy は ~ 200 eV となり、これら粒子が関与する cyclotron resonant interaction による発生と考えられる。

一方、地球磁気圏でも同様の発生機構と考えられる ULF wave (Pc 1 wave) が long-period pulsation に伴って発生している。オ2図は ATS 軌道で観測された Pc 1 wave であり、long-period pulsation による background B field の minimum の領域で発生している。resonant particle energy は ~ 0.5 MeV で同時に観測された $0.6 \sim 1$ MeV の energy の proton による cyclotron resonant interaction によるものと考えられる。

Jovian magnetosphere と terrestrial magnetosphere の夫々で発生する ULF waves の類似性に関して high-frequency ULF 以外の ULF wave についても其の発生機構を検討する。

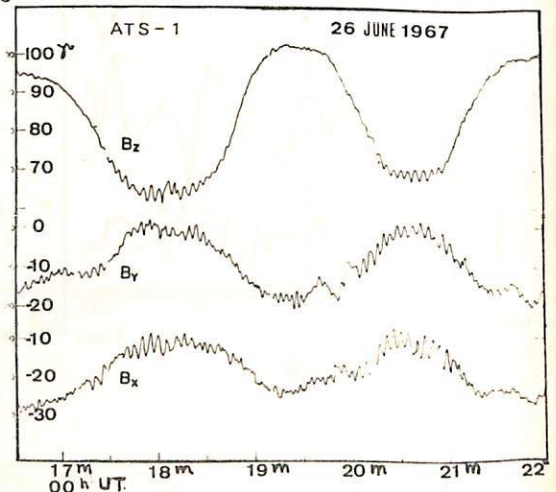
CURRENT SHEET CROSSING



PIONEER 11 DEC 1, 1974 HOUR 5 HVM COMPONENTS

$41 R_J$, $\lambda_M = 0^\circ$

オ1図



オ2図

降下粒子の研究

荒沢美代子 平沢威男 糸田武

国立極地研究所

前回の学会で、昭和基地でのロケイト観測で得られた電子密度データから降下粒子の情報を得る解析を、X線の観測結果も参照して行い、breakup時 = post-breakup時の降下粒子のエネルギースペクトルに相違がある可能性を指摘したが、電子密度データの降下粒子の情報を求める解析には、次のような問題点がある。

- 1) 大気モデル(組成, 温度)の任意性。
- 2) 化学反応, 特に微量成分(NO_x)の効果。
- 3) 降下粒子の分布, エネルギー分布, 空間異方性, 時間局所性などの情報の分離がむずかしいこと。

今回は以下の点に関し更に改良を試み、よりよい結果を得る努力を行った。

- 1) 降下粒子のエネルギー分布について、前回は、

$$f(E) \propto \exp(-E/E_0)$$

と近似したが、実験データを必ずしもよく説明していない。Anomalous X-ray を入れても説明しきれない例も多いので、2成分、

$$f(E) \propto F_1 \exp(-E/E_1) + F_2 \exp(-E/E_2)$$

又は、exponential + power law の形、

$$f(E) \propto E^\alpha \exp(-E/E_0)$$

等も試みた。

- 2) 降下粒子の空間異方性, 時間局所性については、他のロケイトデータ(X-ray)の他に、地上データ(地磁気, 光, CMA など)を検討する。
- 3) 電子密度を求める際、effective recombination coefficient を使う時は、イオニ化反応式を解く方法を採用する。この方法の方が特に80km以下で望ましく、降下粒子の影響を局部的に入れられる。
- 4) 中性微量成分(NO_x など)の効果か、どれくらいあるかを検討する。

以上の点を考慮し、前の結論を再検討する。

野田 彰

東京大学 理学部

・前回、同一標題 (I) ——基礎的考察——では分散式として特別な形 ($H(x, k) = H^{\mu\nu}(x) k_{\mu} k_{\nu} + \epsilon(x) = 0$) について、局所的な考察から Riemann 幾何学との関係を報告した。今回は、その大域化を行い、媒質の非一様性が緩やかな場合の波動伝播の問題が、重力場・電磁場中の粒子の非量子論的な古典的運動を含む形で一般化出来ることを報告する。

・非一様媒質、重力場、電磁場中での波動 (粒子も de Broglie 波として波動性を持つている) を考える際、我々は何か一様な場での波動を考え、それを滑らかに張り合わせ非一様な場での波動を得る。

これを数学的に見ると、局所的に R^n (R は実数体) に同相な微分可能多様体 M を波動現象を考える空間とし、又、 M を底空間とするファイバーバンドルを分散関係が定義される空間として考える。一様な場は M の各点におけるファイバーと見なすことが出来る。このファイバーは温度・密度・圧力など M で定義される物理量か値をとるスカラー、ベクトルテンソル空間等の直積空間と、 M 上の余接空間 (その元は、波数ベクトルと呼ばれている) の直積よりなっている。このファイバー上で定義された波動を最小作用の原理で張り合わせ、 M 上の伝播路を決める。

・一般の力学では、特殊な形の分散関係しか扱われていないので、 M の接バンドル上で定義されるラグランジ形式と、 M 上の余接バンドル上で定義されるハミルトン形式はルジャンドル変換で微分同相に相互に移り得るので、両者の扱に差はない。しかし、一般的な分散関係は、元来余接バンドル上の実数値関数として定義されるので、ハミルトン形式の方が一般的である。

・波動伝播の問題を大域化することにより、現在 Newton - Maxwell 理論で記述されている磁気圏波動の問題を特殊相対論的取扱いが必要に存る現象、或は回転する強い重力場における波動の問題に拡張することは容易になる。前者に対しては、単に粒子の de Broglie 波としての分散関係を書きかえ、後者に対しては更に、上記の物理量か値をとる直積空間に Riemann 計量テンソルを直積として加えるだけである。

講演では以上の議論を定式化した形で行う。

鷗飼 正行^{*}津田 孝夫^{**}^{*}愛媛大工^{**}北大工

初期のカレントシートに電気抵抗の増大が生じると磁力線のリコネクションが同時に進行し、X-型磁場形状が成長しうる事は既に発表した。更に計算を進めると、このリコネクションのプロセスは徐々に成長がおさえられ、システムは準定常過程になることが示せる(但し、この結果を得るためには今回用いられた two-step Lax-Wendroff scheme に若干の修正が必要である)。今回の発表の主目的は、得られた準定常的リコネクションの形状を基にして現在までに関与している点を明らかにすることである。

(1). diffusion 領域の正確な構造は、いわゆる convection 領域の解とうまく match した形では、よく知られていない。我々のモデルにおいてはこの領域における磁場の振舞いこそが本範囲にわたる X-型磁場形状とプラズマ流体の流れのパターンを確立し更に維持する究極的原因となっている。即ち、磁場の再結合はこの領域における電気抵抗の増大によってどんどん進行しうる。

(2). field reversal 領域において slow mode compression wave の (fast reconnection に対する) 重要性を最初に指摘したのは Petroschek である。現在のモデルの (いわゆる eventual 解) 解においてもこの mode の存在が確認される。

(3). external region においては、similarity model では slow mode expansion が主たるプロセスであり、Petroschek のモデルでは fast mode expansion が主たるプロセスであることは知られている。現在得られている解においては fast mode expansion が主たるプロセスであることが確認でき、従って得られた解の形状は Petroschek のそれに類似している。

I-72 磁気中性面を含むプラズマの動的振舞いの 計算機解析

林 隆也, 佐藤 哲也
(東大理)

磁気圏における磁場のリコネクションを考える場合、ある静的な磁場構造の自発的な不安定性という考え方もあるが、ここでは外的条件に左右される現象であると考えるところとする。

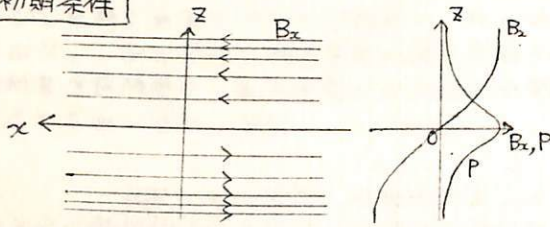
例えば磁気圏前面の場合、地球磁場に対して反平行磁場成分をもつ太陽プラズマが侵入してくるといった動的な構造変化の結果として、磁場のリコネクションが生じると考える事ができる。一方、磁気圏尾部においても、前面でリコネクションが生じ、その結果プラズマが磁場とともに尾部に運ばれ、磁気中性面をもつプラズマシートにプラズマが侵入する。そのためにリコネクションが生じると考えられる。

このように、反平行磁場構造をもつプラズマに対し、外部からプラズマが侵入するといふ、磁場とプラズマの流れの動的な構造の変化の結果、磁場のリコネクションを誘発するという観点から、磁気圏のリコネクションの問題を考える。

このような目的から、静的なバランスを保っている反平行磁場構造に対して、磁場を伴うプラズマが垂直に流入したとき、磁力線構造及びプラズマの流れがどのように時間変化してゆくかを調べるため、計算機シミュレーションを行なっている。

圧縮性断熱変化プラズマで等方的プラズマ圧力を仮定し、 y 方向に一様な α - z 2次元面内を考える。(補足として、 y - z 2次元面内の計算も行なった)

初期条件

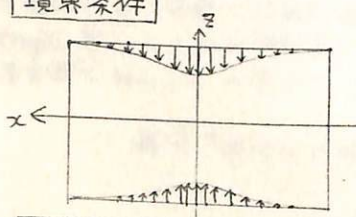


図のような反平行磁場 B_x で、磁気圧とプラズマ圧力が静的にバランスするように、

$$B_x(z) = \tanh z, \quad p(z) = \operatorname{sech}^2 z$$

と与える。プラズマ速度 V_x, V_z や B_z はゼロとし、密度 ρ は一様と仮定する。

境界条件



上下端(境界)から、時刻 $T = 0_+$ より図のような大きさのアロフィルをもつフローを与え、磁力線を伴うプラズマを流入する。(値を固定する)

左右端からは自由に流出する。

実際の計算は対称性を利用して、1象限のみでおこなう。

方程式系

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

$$\rho \frac{DV}{Dt} = -\nabla p + J \times B$$

$$\rho \frac{De}{Dt} = -p \nabla \cdot V + \eta J^2$$

$$e = \frac{1}{\gamma-1} p$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B) - \nabla \times (\eta J)$$

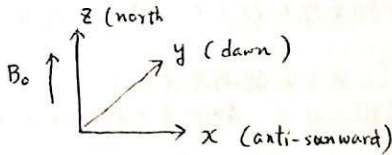
$$\nabla \cdot B = 0$$

$$J = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times B$$

佐藤 哲也
東大 理

プラズマシートの内部及び外部境界領域とオーロラ活動との間に位置的に対応関係があることは、前記の通り、人達の理解を深めたことと見られる。しかしながら、プラズマシート境界領域が直接オーロラに影響を及ぼすという具体的な物理論はあまりない。このことはプラズマシート境界光のモードがプラズマ波動に対して、比較的安定であり、その振幅の不安定性は見出しにくいという事情によるものと思ふ。本講義では、プラズマシート境界領域が電離層と結合することによって不安定になり得るという一例についてお話しする。

簡単に為、プラズマシート境界は、その圧力勾配が存在するということに基づいて特徴づけられるものと考える。即ち、境界領域では、圧力勾配によって電子と陽子が分離をいふ逆方向にドリフトしている。このよう座標系をとると電子及び陽子のドリフトの次式で与えられる。



$$V_{ey} = -\frac{\partial P_{e0}/\partial x}{en_0 B_0}, \quad V_{iy} = \frac{\partial P_{i0}/\partial x}{en_0 B_0}$$

プラズマシート内では $P_{i0} \gg P_{e0}$ であり $|V_{iy}| \gg |V_{ey}|$ とする。しかも V_{iy} の数 10 kays 程度と示さるものであろう。従って、MHD波を励起することはない。以下の電離層波について考える。

今、プラズマシート-電離層間を次の三領域に分ける。

領域 I (プラズマシート領域) : この領域では $u_{eth} > V_A$ であり磁力線方向の情報伝達速度は電子の熱運動が担う。

領域 II (下部磁気圏) : $u_{eth} \ll V_A$ であり、情報伝達速度はアルファ波

領域 III (下部電離圏) : 異なる磁力線方向の情報伝達速度は電子の電流で伝わる。

領域 I の方程式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\parallel} \cdot (n v_{Te}) = \frac{j_{\parallel}}{eL} \dots (1), \quad n m_i \frac{d v_{Ti}}{dt} = ne(-\nabla_{\parallel} \phi + v_{Ti} \times B_0) - \nabla_{\parallel} P_i \dots (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\parallel} \cdot (n v_{Ti}) = 0 \dots (3) \quad (L: \text{プラズマシートの磁力線方向の長さ})$$

領域 I と他の領域を結合する方程式

$$\phi = \pi \sum j_{\parallel} / k \quad (k: \text{波数}, y \text{ 方向}; \quad z: \text{領域 II, III の } z \text{ 座標})$$

$$(1)-(4) \text{ より } \frac{d^2 \phi}{dx^2} - R^2 \phi = 0; \quad R = 1 + i \frac{d}{\omega} \frac{\omega - k v_{Ti} + i d v_{Ti}/dx}{\omega - k v_{Te} + i d v_{Te}/dx}; \quad (d \ll 1)$$

同解 ($z = R$ 電離層領域の z と一致)

$$\omega = 0 \text{ かつ purely growing wave が存在 } \quad \gamma = -d v_{Te} / v_{Te} > 0.$$

佐藤 哲也, 林 隆也
東 大理

前回の講演(第59回)で、赤道エレクトロジェット領域における type I と呼ばれるレーザ・エコーと、オーロラエレクトロジェットに伴う「拡散性レーザオーロラ」(D. diffuse radar aurora) と呼ばれるレーザエコーが、同じ二流体不安定性に基づくと考えられているにも拘らず、観測されるドップラースペクトルには重大な違いがあることをお話した。即ち、赤道領域のエコーのドップラ速度は常にイオン音波の速さ(C_s)にほぼ固定されているのに対し、オーロラ領域のそれは必ずしもイオン音波の速さに固定されていない。VHF 波帯では、むしろ、ジェットとの速さに近いとより遠いのである。その違いの説明として、両領域におけるエレクトロジェットが異なる性質の違いがあることに着目し、その違いが、不安定波を支配する非線形効果の違いと関係があるからであるという非線形理論を提唱し、幾つかの計算結果に基づいて、その正しさを証明した。

今回は、その非線形計算で他々のいくつかの初期条件に対して詳しく行なったその結果についてお話しする。

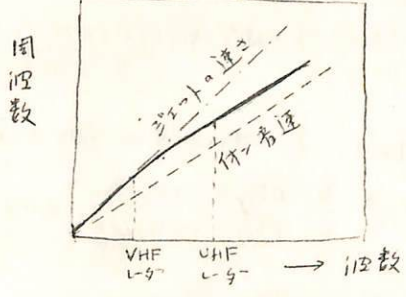
この非線形計算の結果に関連して、もう一つ、(これから観測者達によってもお話しされる) 拡散性レーザオーロラの性質を特徴づける観測事実についてお話しする。

Tsunoda 氏らによる VHF レーザによる観測では、観測されるドップラ速度が、イオン音速(400m/s)である。一方 Greenwald 氏らによる VHF レーザによる観測では、ドップラ速度がイオン音速を十分概ね超えており、その速度が 2 km/s に達する。この違いは、観測グループが違うということもあり、あまり両グループとも注目してはならないが、拡散性レーザオーロラを知る上では、大いに注目されるべき観測事実である。

流体理論からは、二流体不安定波の速さは、ジェットとの速さと等しくなり得るはず。上の図の数によるドップラ速度の違いを説明するには、UHF レーザの観測にのみ、小さなステールの波(波長が数 cm 以下)のみに非線形効果に基づいて速度が増えるという仮説を立てる必要がある。しかしながら、type I の非線形効果と同じ、波長が長エレクトロジェットに retardation を与えることは、VHF レーザによる長波長の波の速度も C_s に近づけることになるはずである。

実は、この矛盾は、数 cm というイオンラージ半径よりも短い波に対して流体方程式を用いた結果であるということに容易に想像できる。

Kinetic 方程式にもとづく分散関係と求めた結果は図に示すようにある。この図からわかるように、VHF 帯の波の位相速度、群速度とも、ジェットとの速さと同じであり、前に話した非線形計算の結果も、波の速度は線形速度であり、これを保証しており、観測と矛盾はない。一方、UHF 帯に対しては、群速度はイオン音速に近く、レーザのドップラ速度は群速度を代表していることを考え合わせると、UHF 帯の波も十分説明される。



A Test of the Plasma Laser Process
for the Terrestrial Kilometric Radiations

Shigeo Takei, (Geophys.Inst., Tohoku Univ.)

Terrestrial kilometric radiation (Gurnett, 1974) originates in the auroral zone at geocentric altitudes of the order of 3 Re or less, and the peak power of the emission amounts up to 10^9 watts. This high level of power radiated in the frequency range 50-500 kHz has been the one most difficult to explain theoretically.

Benson (1975) proposed a mechanism in which electrostatic waves are excited by the electron beam and subsequently converted first into (R-X) electromagnetic waves and then into (L-O) mode, same as in the Oya's mechanism of Jovian decametric radiation (Oya, 1974).

Palmedesso et al (1976) proposed a different mechanism in which the electron beam directly amplify (L-O) electromagnetic waves in the presence of the ion wave turbulence. This mechanism is distinctive in that three waves coherently interact with each other. That is, the electric field of the electromagnetic waves $E_0(R_0, \omega_0)$ polarizes the charge density fluctuations associated with ion waves $E_1(R_1, \omega_1)$ to produce a new electrostatic fields δE with components at $(R_0 \pm R_1, \omega_0)$; and the oscillation of charges associated with the coupled electrostatic waves

$\delta E(R_0 \pm R_1, \omega_0)$ and $E_1(R_1, \omega_1)$ form a current which mediates the transfer of energy between δE and E_0 , at (R_0, ω_0) . This process is thought to be a plasma laser first proposed by Lin et al (1973).

Both of the above-quoted theories seem hopeful in explanation of the terrestrial kilometric radiation. But the Benson's paper described merely in outline, while Palmedesso et al assumed hypothetically large amplitude of ion wave turbulence.

In the present study we examined the mechanisms proposed by Benson (1975) and by Palmedesso et al (1976), and show the results of examination on

- 1) basic mechanisms,
 - 2) spectral intensity of the density fluctuations possible in the earth's ionosphere,
 - 3) theoretically expected power and radiation pattern,
- and 4) expected time-evolution of the event in the course of the magnetospheric substorm.

References

- Benson, R., Geophys. Res. Lett., 2, 52, 1975.
 Gurnett, D.A., J. Geophys. Res., 79, 4227, 1974.
 Lin, A.T., P.K. Kew, and J.M. Dawson, Phys. Rev., Sect. A, 8, 2618, 1973.
 Oya, H., Planet. Space Sci., 22, 637, 1974.
 Palmedesso, P., T.P. Coffey, S.L. Ossakow, and K. Papadopoulos, J. Geophys. Res., 81, 1762, 1976.

磁気圏境界における FLR · Kelvin-Helmholtz 不安定について

永野 宏
波早 齒大

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 U_0 と主磁場の向きを取り方の違いにより、境界面の上下での物理量が一樣な場合には、波数が大きくなる所は、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し、また、物理量を磁気圏境界での値とすると、この後者の場合もまた安定化するが、その臨界波数は前者に較べて非常に大きくなっているという事を示した。今回は磁気圏境界層の厚さが有限な場合について、これらの違いを調べた。

非圧縮性プラズマにおいて波数ベクトル k が主磁場 B_0 に直角な場合に、図1のように境界層の幅を有限な厚さ $2d$ とし、主速度のみが境界面で連続で、他の物理量は不連続であるとする。このとき、主磁場に直角な主速度 U_0 の領域 I, II, III での向きの違いにより、model 1 と 2 との2つの場合が存在する。

波数ベクトル k を x 軸の正の方向に取っても、負の方向に取っても結果は同じであるので、磁気圏境界面では model 1 は夕方側に、model 2 は朝方側に相当する。

磁気圏境界近傍の物理量として

- 磁気圏内部 — $N_1 = 50 \text{ cm}^{-3}$, $T_1 = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$,
 $B_1 = 16 \gamma$
- 磁気圏境界層 — $N_2 = 22.36 \text{ cm}^{-3}$, $T_2 = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$,
 $B_2 = 14 \gamma$
- 磁気圏境界域 — $N_3 = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_3 = 5 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$,
 $B_3 = 10 \gamma$

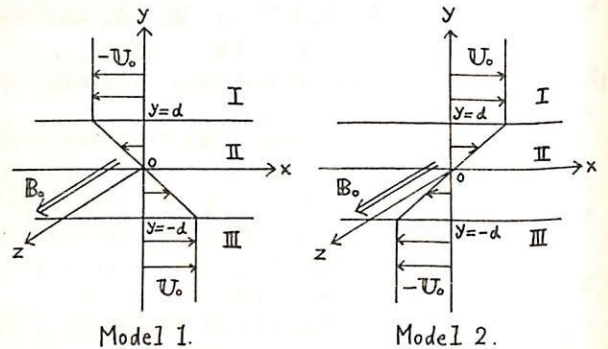


図 1.

を用いると、これらより境界層の中では、イオンのラーマー半径 $R_{Li2} = 30.3 \text{ km}$, Alfvén 波の速さ $V_{A2} = 64.6 \text{ km/sec}$, 磁気粘性の係数 $\nu_2 = \frac{1}{4} R_{Li2}^2 \Omega_{Li} = 3.08 \times 10^2 \text{ km}^2/\text{sec}$ となる。以上の値を用いて、 V_{A2} と d とで無次元化した成長率 Γ^* と波数 k^* との関係と求めると図2のようになる。但し、ここで $d \sim R_{Li2}$, $M = U_0/V_{A2} = 1.16$ としている。この図より、これら2つの model について、臨界波数や最大成長率と与える波数に違いが見られる。波は Alfvén 波と仮定すると、波の周期 T は、夕方側で $T > \lambda_c/V_A \sim 4.3 \text{ sec}$ 、朝方側で $T > 5.3 \text{ sec}$ となる。

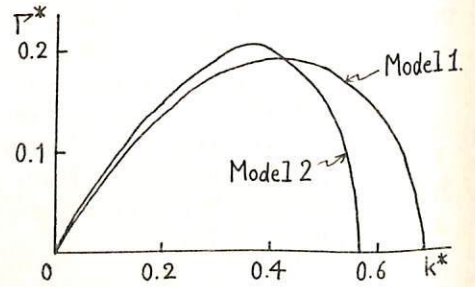


図 2.

通常の MHD 近似では最大成長率は波数が無限大の時である為この近似は便えず、境界層の幅や粒子のラーマー半径の有限性を考慮して micro の方程式を解かねばならないという Lerche の議論 (1966) に対し、Ong and Rodrick (1972) による有限な境界層の考慮や、また、さらにそれに有限なイオンのラーマー半径の考慮により、MHD 近似が可能であるということが云える。

Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型振幅振動

三浦 彰・佐藤 哲也
東大理工

前回の講演でオーロラ中の小規模な渦運動は $E \times B$ ドリフト速度のシアーによる $low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性 (シアー不安定性) が説明しうることを報告したが、磁気圏にはプラズマの運動が速度シアーを伴うような領域が他にも考えられ、たとえば磁気圏境界域では磁気流体 Kelvin-Helmholtz 不安定性が起こる可能性について数多くの研究がなされてきた。

Kelvin-Helmholtz 不安定性が十分に発達した段階では有限振幅の擾乱による渦運動が卓越し、この運動により異なる速度層間の運動量輸送が起こる。したがって、このような運動量輸送を考える上で Kelvin-Helmholtz 不安定性の非線型段階でのふるまいを知ることは重要であるように思われる。

今回は $low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性について擾乱が十分に発達した段階では 0 次のモードと最も不安定なモード間の相互作用により最も不安定なモードの振幅が振幅振動を行なうことが明らかになった。この現象について報告する。

下図に示すように初期状態で微小な擾乱を与えると擾乱の振幅は初め線型に成長し、擾乱が十分に発達した段階では擾乱の振幅はほぼ周期的な振動を示し、同時に擾乱の位相も振幅振動と一対一の対応関係をもつ振動することが確かめられた。

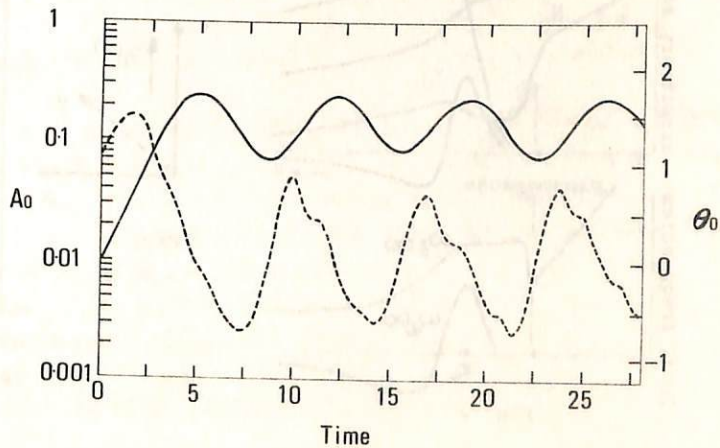
この現象を説明するために最も不安定なモードの振幅と位相の空間依存性 (形) は時間と共にかわらないという仮定のもとで理論的考察を行なった。理論結果は下図の計算結果と良好一致を示し、振幅振動は擾乱の電場による粒子のホール運動 (渦運動) によりバックグラウンド電場が周期的な交調を受けるために起こることが示され、振幅振動の周期は擾乱の電場によるホール運動で粒子が渦を一周する時間にほぼ等しいことが確かめられた。

詳しい計算と理論の結果については講演の際に報告する。なお、時間 t があれば磁気圏境界域の磁気流体 Kelvin-Helmholtz 不安定性について線型の範囲で示された。

右図

$low-\beta$ 静電的 Kelvin-Helmholtz 不安定性の時間発展を示す。
 A_0, θ_0 はシアー層の中心での最も不安定なモードの振幅と位相の傾きの計算値を示す。
時間 t は成長率の逆数で正規化

— 振幅 A_0
--- 位相の傾き θ_0



非一様磁化プラズマ内の結合ドリフト波と
伝播性地磁気脈動

玉 尾 孜

東大 理

是迄に地磁気脈動の理論は主として冷いプラズマ内の固有電磁流体振動として考へられて来た。その場合には fast mode と Alfvén mode との局所的結合振動が可能である。一方、plasmopauseより外側の外部磁気圏では有限圧力効果が重要となり、高エネルギー粒子の非一様性によるドリフト運動及び波と此の種の粒子との共鳴相互作用が重要となる。他方、観測されてゐる地磁気脈動も多様であり、その周期帯の特徴の他に、伝播型と非伝播型の二つに大別される。従つて、結合振動の理論としては、固有結合振動と、粒子による波の不安定励起の二つを統一した理論が要求される。

前報告した様に、ドリフト運動による効果を取り入れた場合の共鳴結合振動を決定する微分方程式は、 $\bar{\xi}_x$ を x 方向 (Fig. 1) の変位とすると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho_0 (V_A^2 + V_s^2) (\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2)}{(\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2) - k_y^2 (V_A^2 + V_s^2) (\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2)} \right] \frac{\partial \bar{\xi}_x}{\partial x} + \rho_0 (\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) \bar{\xi}_x = 0$$

上式の解の特性から、結合振動を形成する4つの基本モードがあり、

- (a) 非伝播型:
 - (1) drift Alfvén, $(\omega^2 - \omega \omega_d - \omega_A^2) = 0$, $\omega_A^2 = k_y^2 V_A^2$
 - (2) drift sound, $(\omega^2 + \omega \omega_d - \omega_s^2) = 0$, $\omega_s^2 = k_y^2 V_A^2 V_s^2 / (V_A^2 + V_s^2)$
- (b) 伝播型:
 - (3) fast, $\omega^2 \approx \omega_s^2 \approx (k_y^2 + k_z^2) (V_A^2 + V_s^2)$ (伝播型は $\partial \bar{\xi}_x / \partial x$ の係数の)
 - (4) slow drift ($\omega \approx \omega_d \approx k_y \langle v_{di} \rangle \ll \omega_s$) (分母=0の決まりモード)

一般には此の4つのモードの結合振動であり、局所的にどのモードを粒子による不安定性で励起し得るかによつて、その附近で卓越する振動の性質が決まることになる。今回は、可能なる一つの代表例として、不安定領域内に局所的に励起された非伝播性のモードが結合振動を通して、その領域外では伝播性モードとして成長しよから外側に伝つて行く場合を考へる。

(a) 高周波: $\omega \approx k_y V_A$, bounce 共鳴
Alfvén \rightarrow fast

(b) 低周波: $\omega \approx k_y \langle v_{di} \rangle$, drift 共鳴
drift Alfvén (sound) \rightarrow drift slow

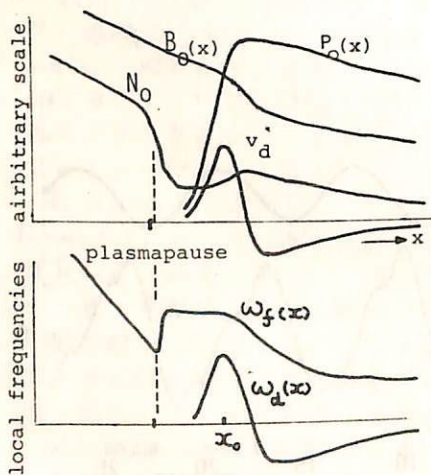


Fig. 2

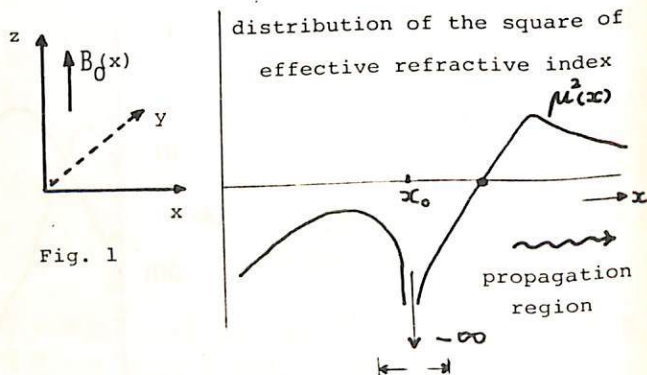


Fig. 3 instability region

鷲見治一(名大空電研), V. Karpman (I Z M I R A N)

我々は今までにホイッスラー波の変調不安定性の討論を、一次元自己変調の場合、及び自己集束の場合について調べてきた。今回は二次元の変調不安定性(今までの討論は全てこの中に含まれる)を調べ、成長率が最大になるのはホイッスラー波が電磁流体力に与えられる、即ちホイッスラー波と電磁流体力の間にパラメトリックな条件が満たされる場合であることを見出した。又この場合、Stenzel による実験^[1]とも定性的によく一致する。

基礎方程式系としては次のものとする、即ち高周波(ホイッスラー波) $\mathbf{E} = \frac{1}{2} \times \{ E \exp(i(kz - \omega t)) + c.c. \}$ の中で E に対して、

$$i \left(\frac{\partial E}{\partial t} + v_y \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \frac{v_y^2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{T}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \Delta \omega E = 0, \quad (1)$$

ここで、 $v_y \equiv 2v_y/\omega R$, $T \equiv (\partial^2 \omega / \partial k_x^2)_{k_x=0}$, $\Delta \omega \equiv (\frac{1}{2} v_y / 2\epsilon) \{ (\partial \epsilon / \partial \rho) (\rho - \rho_0) + (\partial \epsilon / \partial B) (B - B_0) + (\partial \epsilon / \partial \omega) \omega \}$.
ホイッスラー波は周知のように、 $\omega_c/2$ を境にして伝播特性が異なるが、これは $\omega_c/2$ で T の符号がかわることから理解出来る^[2]。一方、低周波(電磁流体力)に対しては、

$$\begin{cases} \partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P / \rho - \frac{1}{en} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) / \rho + \mathbf{j} / \rho, \\ \partial \mathbf{B} / \partial t + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

ここでホイッスラー波のポテンシャル ψ は^[3,4]

$$\begin{cases} \psi_x = -\frac{1}{16\pi} \frac{\partial [\omega (\epsilon - 1)]}{\partial \omega} \frac{\partial |E|^2}{\partial x} \\ \psi_z = \frac{\epsilon - 1}{16\pi} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + \frac{1}{16\pi \omega} \frac{\partial [\omega^2 (\epsilon - 1)]}{\partial \omega} \frac{\partial |E|^2}{\partial z}. \end{cases} \quad (4)$$

基礎方程式系(1)~(4)を用いて不安定性の解析をする。(3)を $\rho, \mathbf{v}, \mathbf{B}$ に同じ形式にし、全ての変量を $\delta = k_x x + k_z z - \Omega t$ の形の関数と仮定すると、次の分散式を得る。

$$F(\Omega, k) \times D(\Omega, k) = G(\Omega, k) \times (v_y^2 k_x^2 + T k_x^2) \times \Phi_0^2, \quad (6)$$

$$\begin{cases} F(\Omega, k) = (\Omega - k_z v_y)^2 - \frac{1}{2} (v_y^2 k_x^2 + T k_x^2)^2, \\ D(\Omega, k) = (\Omega^2 - v_y^2 k_x^2)(\Omega^2 - v_y^2 k_z^2) - \Omega^2 v_y^2 k_x^2, \\ G(\Omega, k) = -(\frac{1}{2} v_y / \rho) v_A^2 [(d_1 - \mu d_2) \{ (\Omega^2 - v_y^2 k_x^2) k_z^2 (d_1 - \mu d_2) - \Omega^2 k_x^2 d_3 \} \\ + d_2 (1 - \mu) \times \frac{1}{2} v_y^2 k_x^2 (d_1 - \mu d_2) - (\Omega^2 - v_y^2 k_x^2) d_3] k_x^2. \end{cases} \quad (7)$$

$d_1 \equiv (\epsilon - 1) / \epsilon$, $d_2 \equiv [\partial \omega^2 (\epsilon - 1) / \partial \omega] / \epsilon$, $d_3 \equiv \partial [\omega (\epsilon - 1) / \partial \omega] / \epsilon$, $\mu = (R/k_x) / (\omega/k)$
 v_y : 音速, v_A : アルファウエーニ速度, $\Phi_0 = e^2 |E| / B_0$, $\epsilon = k^2 c^2 / \omega^2$.

(6) 及び (7) 式が我々の討論の基になる式である。パラメトリックな条件は

$$F \approx D \approx 0. \quad (8)$$

に相当する。D ≈ 0 の根として、fast & v slow 電磁流体力がある。Stenzel の実験の場合を検討すると、 $\omega < \omega_c/2$ では前者による soliton が、又 $\omega > \omega_c/2$ では後者による soliton が生成されているようにある。これはきわめて自己集束 ($\Omega = 0, |k_x| \gg |k_z|$) に近いものであるが、 $\Omega = 0$ ではない。又、自己集束の場合、密度の変化 $\delta \rho$ は $\omega < \omega_c/2$ で正である^[2]が、今回の場合は負であり、実験との対応がつかない。

[1] R. L. Stenzel, Phys. Fluids, 19, 865 (1976)

[2] H. Washimi, J. Phys. Soc. Japan, in press

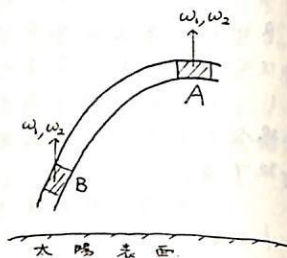
[3] H. Washimi, J. Phys. Soc. Japan, 34, 1373 (1973)

[4] H. Washimi and V. Karpman H(3)T(5) (JETP) in press.

Type III 太陽バーストにおけるフィラメント構造の生成

藤見治一 (名大空電研)

最近, Stewart^[1] は Type III 太陽バーストの中, '逆U' 又は '逆J' バーストと呼ばれる形のバースト (図1) では第ニ高調波 ω_2 と基調波 ω_1 の比の $1/2$, 即ち $\gamma = \omega_2 / 2\omega_1$ が, 領域 A では $\gamma \approx 0.85$, 領域 B では $\gamma \approx 1$ という解析結果を示した。 Type III バーストの輻射の機構は未だは, 明らかにいえないが, 基調波はプラズマ振動数 ω_p に, 又第ニ高調波は ω_p の2倍に等しいと考えてよいであろう。従って, γ が領域 A での ω_1 より小さくなることは輻射の機構以外に原因があると考えられる。



[図1]

我々はこの原因を, ①密度の径力線に沿ったフィラメント構造に依ると考へ, 更に, ②このフィラメント構造は高速荷電粒子群 ($v \approx c/3$) の通過に伴ってレコフ効果により励起されるラングミュア波による自己ダクト生成に依ると考へる。このように考へる根拠を以下に示す。

ラングミュア波の分散式, $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 v_e^2$, (1) $\omega_p = (4\pi e^2 N / m_e)^{1/2}$, v_e : 電子の音速, N が非共振効果により一様な密度 N_0 から生ずるとする。

$$N = N_0 + \delta N$$

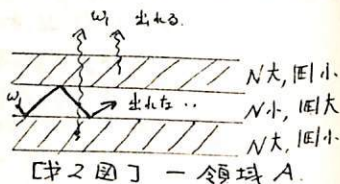
δN はイオンの運動を特徴づける波数 k 及び周波数 Ω ($\Omega \ll \omega$) を用いて,

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{-1}{1 - (\Omega/k)^2 / c_s^2} \frac{|E|^2}{16\pi N_0 T_0}$$

(3) E は波 $E = \pm |E| \exp(i(kx - \omega t) + c.c.)$ の振中。

以下 $(\Omega/k)^2 / c_s^2$ が1より小さい時を考へる。(3)より分かるように, $|E|$ 大で N 小, $|E|$ 小で N 大。一方(1)式より分かるように, 共振圧折角は N 小ほど大きくなる。従って波は N 小の領域に集中する。これが自己ダクト生成の機構である。

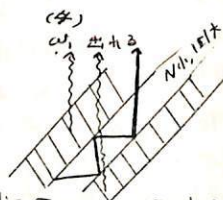
これを領域 A に適応させる (図2)。このダクトより放射される電磁波の中, 基調波 ω_1 は N 大の領域から出たものが直進伝播し, 観測される。一方高調波は何処からでも直進伝播可能である故, $|E|$ 大の領域から出たものが強度が強い。故に γ は,



[図2] 一領域 A

$\gamma = \frac{\omega_2}{2\omega_1} = \frac{2(\omega_p)_{N1}}{2(\omega_p)_{N2}} \approx 1 - \frac{\delta N}{N_0} \approx 0.85$, $\therefore \frac{\delta N}{N_0} = 0.15$

一方, 領域 B (図3) では, 荷電粒子の走る方向に沿ってゆらぎ一様な密度勾配がある故, N 小の領域から ω_1 は散乱反射後外へ出れる。故に $\gamma \approx \frac{2(\omega_p)_{N1}}{2(\omega_p)_{N1}} \approx 1$ 。



[図3] 一領域 B

以上で Stewart の結果を説明出来る。

ラングミュア波のエネルギ-は荷電粒子群のエネルギ- E_b と等分配されると考へてよい。 E_b はコロナの熱エネルギ-密度の比, $\delta \equiv E_b / N_0 T_0$ は確定的な値はないようであるが, $10^{-3} < \delta < 1$ 程度である。

(3), (4) 式より, $|1 - (\Omega/k)^2 / c_s^2| = \frac{\delta}{0.15}$, (5)

従って δ が十分小さい時は $\Omega/k \approx c_s$ 。これはラングミュア波がイオン波とパラメトリックな条件を満たしている時に相当する。これに関する理論は検討中である。

[1] R.T Stewart, Solar Physics, 32, 451 (1974)

の相対作用 (II)

新部 文彦
(九大教養物理)

1. 序

天体プラズマの揺動タイムスケールの長い(プラズマの透過性のタイムスケールに比較して)乱流現象に対しては、従来実験室プラズマを想定して発表せられて来た乱流理論の定式化をそのまま適用する事の疑問が提出されている(文献1)。Alfvén 波の揺動線型の wave-particle 減衰機構が禁じられるモードの場合には、乱流の Reynolds 数(文献2)が大きいので乱流は発達した乱流の状態(文献3)になっていると考えられる。この状態では高周波と低周波乱流間の相対作用が増大しているといえる。プラズマ中のエネルギーの流れは流体と違い高周波 → 低周波であるので発達した乱流の源は高周波乱流も仮定する方が自然である。勿論逆の仮定、低周波乱流(通常大振幅)が高周波乱流(小振幅)に与える効果を調べる事も必要がある(文献4)。ここでは高周波乱流(ホイッスラーモード)の振幅が $100 \mu V/m$ (電界)程度でも Alfvén 波動の成長率として $5 kV_A$ にまで達し得る事を注意しておこう。

2. 定式化

前回に於て報告した様に Whistler 乱流が存在する場合、Alfvén 乱流の応答振幅数を(文献5)の方法を用いて求める。

3. 結果

高周波乱流 → 低周波乱流 のエネルギー伝達には軌道補正と Modulation の2つの効果が存在する。発生した Alfvén 乱流の減衰のメカニズムとして decay (文献6)を仮定すると Alfvén 波のスペクトラム (I_R) は下記の如くである。

$$I_R \propto k^{-2} \quad (\text{軌道補正が利く場合})$$

$$I_R \propto k^{-3} \quad (\text{Modulation "})$$

尚、ここで尚題としている Modulation のメカニズムは粒子(電子)と Whistler 波の共鳴的相対作用が主役を演じており、いわゆる Modulation Instability (文献7)とは違っている。後者の(非共鳴的相対作用)メカニズムとの比較検討は現在調べられている(文献8)。

文献

- (1) M. Nambu, J.A.T.P. (in press)
 (2) " , phys. Fluids (submitted)
 (3) " , to be published.
 (4) L. Stenflo, to be published.
 (5) M. Nambu, Phys. Fluids 19, 412 ('76); " Sept., (in press)
 (6) R. H. Cohen, J.G.R. 29, 4174 ('74)
 (7) V. E. Zakharov, J.E.T.P. 35, 908 ('72)
 (8) M. Nambu, to be published.

Electrostatic Electron Cyclotron Wave の Whistler Wave への mode 変換

大家 龍, 宮岡 宏
東北大学理学部

従来、磁気圏内 VLF-ELF emission は、その発生メカニズムとして主に energy の高い粒子と波とが、直接 couple する結果発生するものと捉えられてきたが、近年、磁気圏内での強い、electrostatic waves の存在が観測されるとともに、その electrostatic waves から、電磁波への mode 変換が、emission の発生メカニズムとして重要であることが、明らかになってきた。

今回は、特に温度異方性をもつ Bi-Maxwellian electron plasma 中での dispersion eq. を計算した結果から、 $1/2 \Omega_e < \omega < \Omega_e$ の周波数領域で instability を起こす electrostatic cyclotron waves (ESCH 波) から、Whistler mode waves への mode 変換の可能性について種々の、磁気圏内のパラメーターに対して調べた結果を報告する。

計算の結果、

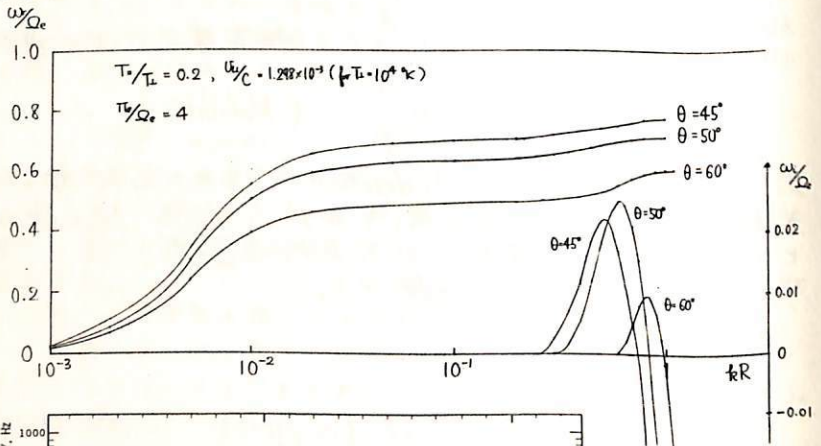
1. γ (growth rate) が最大となるのは、wave normal angle $\theta = 40^\circ \sim 60^\circ$ の範囲で、 kR の大きい (≥ 0.2) の領域である。
2. この範囲の dispersion curves は、 $\omega/\Omega_e \leq 0.5$ の Whistler mode へ接続しており、その間の damping rate はかなり小さい。
3. この周波数領域での instability の growth rate は、 $1.5 < \omega/\Omega_e < 2$, $2.5 < \omega/\Omega_e < 3$ の場合に比べて、非常に大きい。

等のことが明らかとなった。

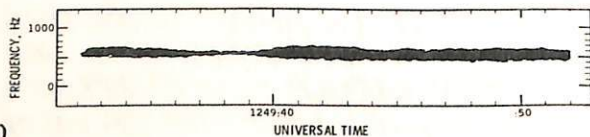
従って static 領域で発生した ESCH 波は、大きな磁場変動を経験するか、あるいは Ω_e の大きい方向 (earthward) への伝搬を考えると容易に、Whistler mode への変換が起こる。

このメカニズムによれば、OGO-5 で観測された狭帯域で、monotonic な ESCH 波の dynamic spectrum と酷似するパターンをもつ Postmidnight chorus¹⁾ のいくつかの特性を説明できる。又、その $0.5\Omega_e$ 近傍における missing emission について Doppler shift の立場から検討した結果も併せて報告する。

第1図
 $\omega-k$ ダイアグラム



第2図
Postmidnight chorus の例
(after Tsurutani and Smith, 1974)



1) Tsurutani, B.T. and E.J. Smith, J. Geophys. Res., 29, 118-134 (1974)

OGO-5 REV 60
7 AUGUST, 1968
0118 LOCAL TIME

MLAT = 12.2°
L = 6.70 R_e
B₀ = 86γ

Takashi Yamamoto

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

Estimations of VLF hiss intensity associated with auroras have been made by many authors, based on the assumption that hiss is generated by incoherent Cerenkov or cyclotron radiation from the precipitating electrons. Jorgensen (1968) calculated the flux of Cerenkov emission arising from electrons with energies of 1-20 KeV and obtained a peak amplitude of 10^{-14} W/m² Hz at 10 KHz by assuming that all radiation is ducted unattenuated. Lim and Laaspere obtained a peak intensity of the power of the order of 10^{-13} W/m² Hz. However, the computations of Cerenkov radiation taking into account ray path spreading or collisional damping show that the incoherent mechanism cannot produce observed power fluxes as high as 10^{-13} - 10^{-11} W/m² Hz. Therefore, it has been suggested that VLF hiss is generated by a coherent mechanism rather than incoherent Cerenkov radiation.

Recently, Maggs (1976) has shown that the observed power fluxes of VLF hiss can be accounted for by convective beam amplification of incoherent Cerenkov whistler radiation by the beam of precipitating auroral electrons. It has clearly been demonstrated that the power flux expected from precipitating electrons without beam amplification cannot possibly account for strong VLF hiss. The beam amplification mechanism was investigated by using the lowest-order WKB wave kinetic equation and linear growth rates.

The purpose of this paper is to develop some consequences resulting from Maggs' model that have not been considered in his paper. We first examine the variation of temporal and spatial growth rate with altitude. Even if the velocity space distribution of the beam does not vary with altitude, the variation of cold plasma density causes a large change in the growth rate. If the altitude of the beam generation point, where the electrons are supposed to be accelerated downward by a kilovolt potential drop along the geomagnetic field lines, is much higher than the observation point, the variation of beam velocity distribution with altitude cannot be neglected. The beam distribution functions at any point along the geomagnetic field line can be determined from Lionville's theorem and the conservation of the first adiabatic moment, provided that the beam is unaltered by wave particle interactions. The effects of transformation of the beam on the linear growth rate are also considered.

Next, we consider an altitude dependence of power flux levels of VLF hiss predicted by convective beam amplification. It is shown that power fluxes at lower altitude might not rise to as high levels as observed because of smaller growth rates and shorter length of rays contributing power. It is also suggested that nonlinear processes play an important role in determining the levels and spectral shapes of VLF hiss power flux at much higher altitude, if the altitude of the beam generation point is high enough.

橋本弘藏・木村馨根

(京大工)

S³-A衛星によるVLF放射の磁気赤道近傍での観測結果では、磁気嵐時に $\frac{1}{2}f_H$ (サイクロトロン周波数)近傍が欠け、 $\frac{1}{2}f_H$ の上側の方が下側より圧倒的に強いVLF放射が観測されている。[図1参照; Maeda¹⁾]又OGO-3や5で観測されたbanded chorusでも同様の特性のあることが知られている²⁾³⁾又Coroniti et al.⁴⁾は、 $\frac{1}{2}f_H$ 近傍で $\frac{1}{2}f_H$ より上のsharpなemissionを、 $L \sim 6$, 磁気緯度 8° で観測している。このように $f > \frac{1}{2}f_H$ の特性をもったVLF放射源があると考えねばならない観測事実が出てきている。この現象の解釈として、今まで考えられていた様なcyclotron instabilityのメカニズムで考えるものと、新たにquasi-electrostatic instabilityの立場で考えるものとの比較検討を行った。

Bi-Maxwell分布をしたホットプラズマ中でのホイスターモードのelectrostaticなインスタビリティの例を図2に示す。Wave normal angle θ が共鳴角 θ_{res} より大きな場合で、 $L \sim 6$ の領域のパラメータを用いた。成長率 γ の大きな領域は $f > \frac{1}{2}f_H$ に限られて狭く、屈折率は150位である。この領域は、磁界成分もあるが、Harris型インスタビリティで知られた静電波で近似できる⁵⁾ので、quasi-electrostatic instabilityと呼ぶことにする。この波の伝搬は、ホットプラズマ中のRay Tracing⁶⁾では、 $\theta > \theta_{res}$ のまま伝搬してゆき、 $f = \frac{1}{2}f_H$ の領域に達するまでに減衰してしまい、長距離伝搬はしない。

前述の現象を上述の静電的立場とcyclotron instabilityの立場から、比較検討する。

	quasi-electrostatic instability	cyclotron instability
Source	$f > \frac{1}{2}f_H$ にしかない。	不安定周波数を比較的自由に決定できる。
伝搬	$f < \frac{1}{2}f_H$ では減衰。	伝搬しやうい
merit	$f > \frac{1}{2}f_H$ が本質的	種々の周波数で放射可能
demerit	$f < \frac{1}{2}f_H$ のemission説明不可	$f > \frac{1}{2}f_H$ でのcut off説明不可

Maeda¹⁾は、 $f < \frac{1}{2}f_H$ のエミッションをLHR近傍での反射点からダクト伝搬したものと考えているが、反射点近傍ではwave normal angleが 90° に近く、ダクトに入ることは困難である。一方Coroniti et al.⁴⁾の観測結果は、赤道付近を源として $f > \frac{1}{2}f_H$ のところまで伝搬してきたものと考え、quasi-electrostatic instabilityで説明可能である。また、 $f < \frac{1}{2}f_H$ については、Young⁸⁾のpure-electrostaticのcold & hot plasma中でのinstabilityとの解釈がある。

文献(1) K. Maeda, P. S. S., 24, 341, 1976. (2) J. W. Burtis, Tech. Rept. No. 346f-3, Stanford Radio Sci. Lab., 1974. (3) B. T. Tsurutani and E. T. Smith, J. G. R. 79, 118, 1974. (4) F. V. Coroniti et al., J. G. R., 16, 2366, 1971. (5) K. Hashimoto and J. Kimura, R. J. S. R. J., 21, 73, 1973. (6) 橋本・木村, 信学技報, A P75-83, 1976. (7) K. Maeda et al., Rep. X-602-76-106, G. S. F. C., 1976. (8) T. S. T. Young, J. G. R., 79, 1985, 1974.

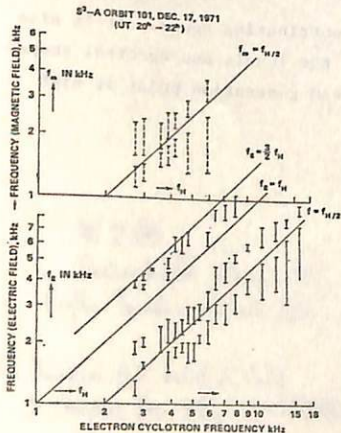
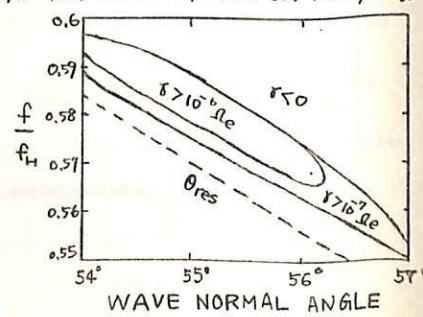


図1. S³-AのVLF放射の周波数分布

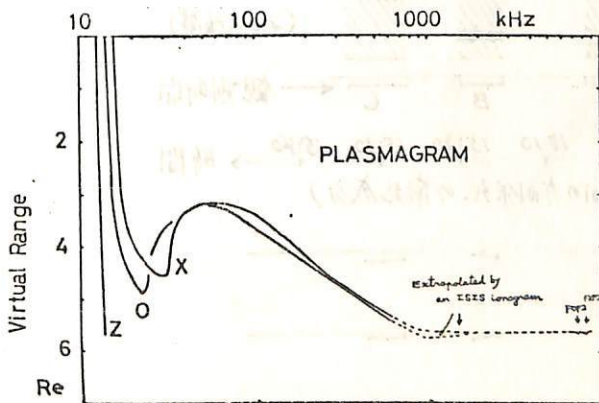
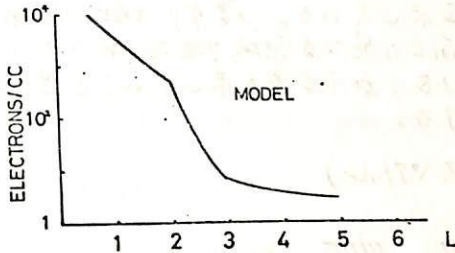
図2. quasi-electrostatic instability \rightarrow
 $f_p/f_H = \delta, A = T_h/T_c - 1 = 1.5,$
 $T_h \approx 2.5 \text{ eV}$



中村 義勝 恩藤 忠典 村上 利光 渡辺 成昭

電波研究所

プラズマホーズサウンダ-は恩藤により提案されている (*Journal of the Radio Research Lab.*, 1974)。ここではプラズマホーズサウンダ-から発射される電波の伝搬特性とそれによって得られるイオノグラム (プラズマグラム) の特性を明らかにするため適当なプラズマ圏モデルを用いて計算を行った (一例を下に示す) のでその結果について述べる。またプラズマホーズサウンダ-の概要、問題点についてもふれる。



プラズマホーズ付近で観測したVLFエミッションの解析

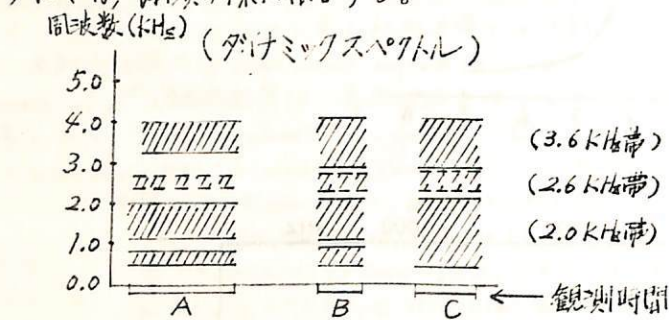
池田 慎・鶴田啓一郎・西田篤弘・渡辺勇三 (東大宇宙研)
林 幹治 (東大理)

1975年7-8月にかけてロバール(カナダ)で受信したVLFデータの解析を、先の2回の学会に続いて報告する。前回までは、VLFエミッションのスペクトルと到来方向の解析を主に行なってきたが、今回は、ホイムラーの解析結果も含めて報告する。

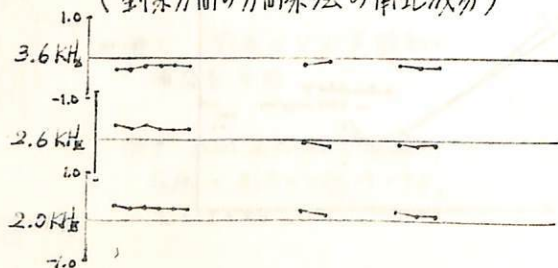
ホイムラーの解析ホウ、その伝搬パス、赤道面上の熱めプラズマの密度、それらの時間変化を求めた。ただしこの時地球磁場は完全なダイポールであり、熱めプラズマは南緯1000km以上で拡散平衡の状態にあると仮定している。この仮定は、現在の測定精度を考えると確認できると思われる。(はつきりした形をもつホイムラーは少ない) スペクトルの解析ホウ、プラズマホーズの位置とプラズマ分布を求め、前回報告したVLFエミッションがプラズマホーズの近傍で生成されている事を確認し、スペクトル・到来方向の解析と合わせて高エネルギー電子の分布を求めた。

さらにスペクトル・到来方向の解析では、解析した観測時間を、前回のものを合わせて拡大し検討を加える。前回は、7月27日の16:00~16:35 U.T.の間を解析したが、今回は、14:00~17:30 U.T.の間にひろげる。(解析の1例: 下図参照)。この図では、バンド状エミッションを図形的に描いているが、ほぼ同じ到来方向を示すバンド(観測時間Aでは、2.6kHz帯と2.0kHz帯。観測時間B・Cでは、3.6kHz帯と2.6kHz帯。)と、それとは異なる到来方向を示すバンド(観測時間Aでは、3.6kHz帯。観測時間B・Cでは、2.0kHz帯。)がある事を示している。つまり、地上で観測される2つ以上のバンド状エミッションには、赤道面上の異なる領域で生成されたものと、同じ領域で生成されたが、異なる周波数帯をもつものがある事を示していると思われる。

詳しい内容については、講演の際に報告する。



(U.T.) 14:50 15:00 15:10 15:20 15:30 15:40 → 時間
(到来方向の方向余弦の南北成分)



渡辺 茂昭, 恩藤 忠典

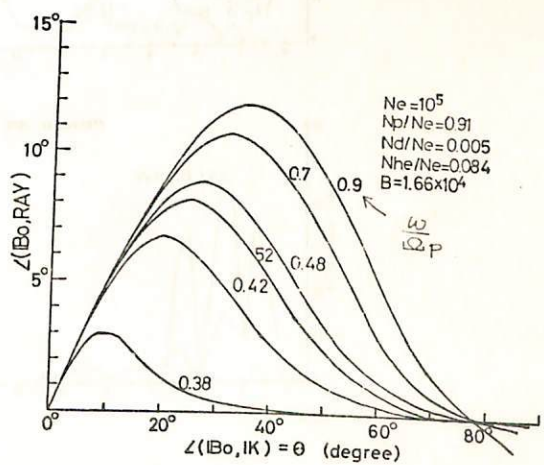
電波研究所

低緯度地方における赤道越えイオンホイスターは、電磁波動伝搬問題、イオン組成の磁気赤道面情報をもたらす意味でも重要である。その意味でも伝搬路が重要な問題となる。F図はIKの方角に対するRayの磁陽からの角度 θ 、 ω/Ω_p をパラメータとして描いたものである。Deuteron Whistlerの周波数帯域1.53~2.12 MHzは概大々、クロスオーバー周波数付近では30°程度しかずれなく、いわゆる電るホイスターのMix 19°に比べると、磁力線に平行して伝搬しやすい。今回は、モデル大気中での伝搬路を調べる。

プロトイオンホイスターの右磁力線モードより400~1200 kmのプロトイオンの比率(N_p/N_e)はLikhner and Sobolev 1973が報告している。これに対し、高度ごはいわゆる D^+ 、 α 粒子の影響が効いて、いわゆるDeuteron Whistlerがまじり、Cross over freq.の認定にも D^+ 、 α の効果も考慮しなければならない。前記の高度ごも然り。そのイオン分布算出法を示すと共に、ES IS経路による算定例を紹介する。

尚、Deuteron-Whistlerが横波-Ion Cyclotron Waveである事の傍証として、ダイポールアンテナのNull directionを応用する方法がある。Deuteron WhistlerはProton Whistler及びELF Hissと同期しく、受信されるFieldの強度が変化し、これよりDeuteron-Whistlerは、おおよそ、磁場面に直角の電場を持っていると考えられ、これをまたelectrostatic waveはBernstein modeと云う事も考えられるが、いわゆるエコー型(南北両半球を往復して帰るものと云えてくる)を説明するのに、伝搬特性から見て困難である。

⊗ SPIN Modulation



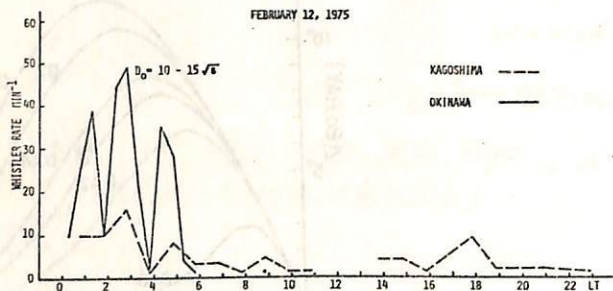
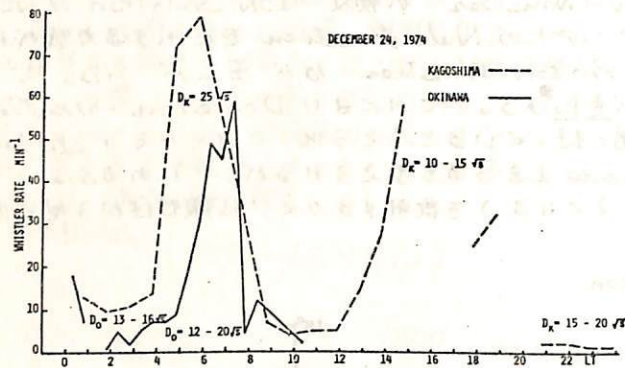
恩藤忠典* 田中義人** 上滝実* *電研研 **名大空電研

1974年10月から1975年3月までの間に沖縄観測所(地磁気緯度 $15.3^{\circ}N$)及び名大空電研鹿兒島観測所($20.7^{\circ}N$)で測定したホイッスラーの比較解析を行った。

沖縄のホイッスラーの平均的特性は、夕方の発生頻度の相対的な大きさとである。全般的には鹿兒島の方が沖縄よりホイッスラーの発生頻度は大きい。但し、場合には下図のように沖縄の方が大きい場合もある。又沖縄のホイッスラーの特性として、下図の如く1~2時間以内に発生頻度の可成りの増減を繰り返す断続的な発生も可成りある。

沖縄及び鹿兒島を通る現実の地球の磁気線は、双極子磁場から可成り離れており、その最高点高度はそれぞれ、770 km 及び 1700 km である。

沖縄の1974年12月及び6月の f_oF_2 の月平均値及び $h_p \text{max}$ 以下の電子密度分布として、パラボラ型分布を、 $h_p \text{max}$ 以上の $h_p \text{max}$ タイプマン分布を用いて、現実の磁気線に沿っての沖縄におけるホイッスラー分散を求めると、20~00 LT 間で $D = 24\sqrt{f}$ 、00~06 LT 間で $D = 17 \sim 22\sqrt{f}$ の値を取りうる。



長野 勇 満保 正喜
(金沢大学 工学部)

1. はしがき 電離層中における正常波(O)と異常波(X)のモードカップリングに対して、過去に Ray Theory の立場から、いくつか説明がなされてきた。最近 VLF 領域の特殊な場合に full wave 解析が行われているが、^① Z trace (正常波→異常波) が生ずる中短波領域において、差動的な解析はほとんどなされていない。^② 本報告では、媒質を均質多層と見なす Multi-Layered Method^③ を使用し、分散曲線が交わる付近の区間で、正常波から異常波、そして異常波から正常波へのエネルギー変換について、電子密度の勾配、Dip 角、方位角をパラメータとして、そのエネルギー変換が主になる入射角の範囲 (Ellis window) を調べた。

2. 計算方法 斜め伝搬において、 $X=1$ ($X=\frac{f}{f_H}$, f_H プラズマ周波数) の条件で、モードカップリングを起す条件は、

イ) 磁気子午面内伝搬 ロ) $\sin \theta_i = \cos \text{Dip} (Y/Y \pm 1)^{1/2}$

ここに、Dip は地球磁場の俯角、 θ_i は入射角、 $Y = \frac{f}{f_H}$ 、 f_H は gyro 周波数を満たす場合である。図1は①②の条件を満す時の Booker root と X との関係を示している。Oup から Xup へのエネルギー変換を求めると、図の A 点で Oup を入射し、B 点での Xup のエネルギーを求め、その比を Cox とする。また down 波に対しても同様な区間で計算し Cox とする。従って、Oup → X → Odown のエネルギー変換量は次式と成る。

$\phi_{oxo} = P \cdot \text{Cox} \cdot C_{xo}$ ここで P は、B 点と X モードの反射点間の減衰である。また X 波の降路 path は、上昇波と下降波とは同じ path を通ると仮定する。(filtered layer)。

3. 計算結果 電子密度モデルとして、 $N(z) = N_0 \exp(\alpha(z-z_0))$ を仮定し、電子衝突は無視した。以下の計算では $f = 1.85 \text{ MHz}$ 、 $f_H = 1.2 \text{ MHz}$ を使用した。

図2は Dip 角 45° での磁気子午面内伝搬における入射角 θ_i に対する $\text{Cox} (= C_{xo})$ のグラフであり、パラメータは電子密度勾配 α ($1/\text{km}$) である。図3には、Dip 角をパラメータとして Ellis window $\Delta \theta_i$ と電子密度勾配との関係が描かれ、電子密度勾配が大きい程 $\Delta \theta_i$ が大きくなることを示している。中短波地方において、中短波の下層領域で起る Z trace については、入射角が 26.7° を中心に 0.4° のほぼ範囲内に入るであろう。これらの数値結果の一部は Ellis (1965) が観測した高緯度での Z trace の実験結果と良く一致している。

文献 (1) Smith, M.S. (1974) Proc. R. Soc. Lond. A 336. 25

(2) Oya et al S. 49 地球電気磁気学会

(3) Nagano et al (1975) Radio Sci.

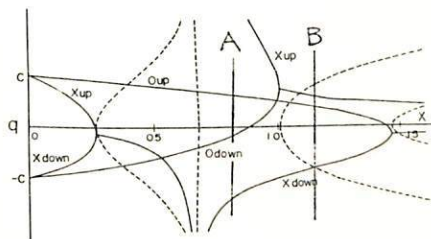


図1. Booker root

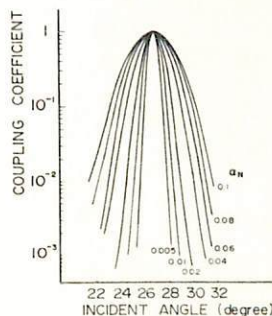


図2

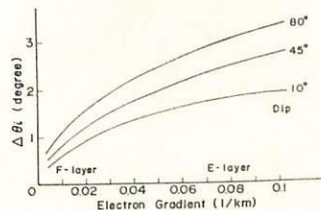


図3

第 2 会 場

電離子観測衛星(いめ)に搭載した

プラズマ測定器の開発

高比良昭^{*}, 内倉謙司^{*}, 山田弘基^{*}, 宮崎茂^{**}, 森弘隆^{**}, 小川忠孝^{**}
^{*}宇宙開発事業団 ^{**}電波研究所

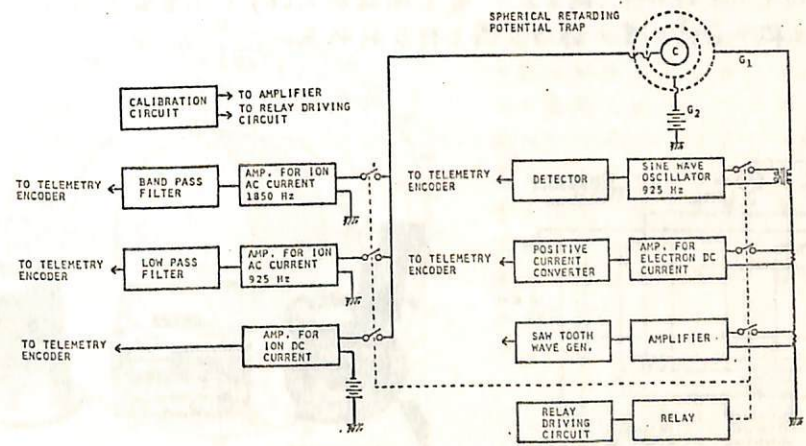
プラズマ測定器(RPT)は球型フラットプレートキャパシタをヒリサとし、ラングミュアプローブの原理により、グリッドG₁の電子電流電圧特性曲線から電子温度、電子密度およびプラズマ空間電位対衛星電位が決定され、コレクタCのイオン電流電圧特性曲線からイオン密度、イオン温度が求められる。これらのプラズマパラメータは他の観測機器と同様に電離子のダイナミクスを解明し組織的観測を行なうために必要とされる。

測定電極は球型で2つのグリッドG₁, G₂およびコレクタCの計3つの電極からなり各々は直径が10cm, 6cm, および2cmの同心球である。グリッドG₁には電子電流測定時には+4V, イオン電流測定時には-2-+10Vの鋸歯状波電圧が印加され電極に流入する電子及びイオンの量を測定する。グリッドG₂にはコレクタCからの光電子及び二次電子放射を防ぐためコレクタより負の電圧(-40V)を印加する。コレクタCには負一定電圧(-11V)を印加し、グリッドG₁を通過したイオン電圧を測定する。又、イオン密度、イオン温度を精度よく測定するために交流重畳による1次微分、2次微分を衛星上で行なう。観測は0.4秒間隔で8秒間隔り営くられていく電子電流測定に2秒間、イオン電流測定に0.5秒間を与えている。増幅器のゲインレンジはコマンドレインコーダによる自動切換により60dBである。また、内部の定電流源、発振器等を自動でセ、増幅器の特性を自動的に校正する機能を持っている。

RPTの観測は Rev. No. 50 から始まり 0.5 分のデータが得られ、この中には準軌道特有の情報も数多く得られる。なおデータには衛星の電源制御系に起因するプラズマの擾乱を示すものも認められた。

RPTの重量は 2.6 kg, 消費電力は 3.1 W である。なお開発は三菱電機と正製作所の協力を得て行なわれた。

(文献) 宮崎, 森, 電波研究所季報 14 (1968).



II-2

電離尺観測衛星(うめ)に搭載した

正イオン質量測定器の開発

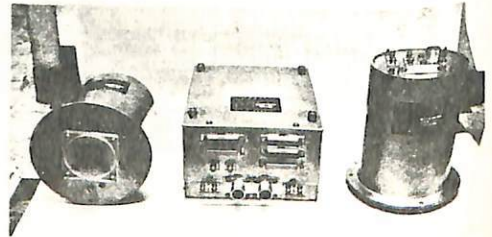
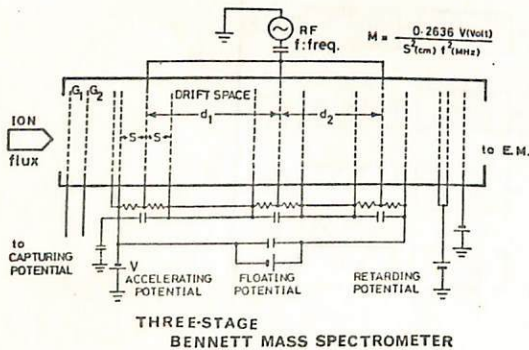
高比良昭*, 内倉謙司*, 山田弘基*, 敬本敬**, 水津武**, 番野信義**
 *宇宙開発事業団 **電波研究所

(うめ)に搭載した観測装置のうち、正イオン質量測定器(PIC)について紹介する。PICは高周波電界と直流電界のみによるベネット型質量分析計をセリサとし、プラズマの組成を直接観測するものであり、プラズマ測定器やトングサイドカウンタと共に電離尺の時間的、空間的変化をとらえるものである。ベネット型質量分析計は線型加速器の原理を応用し、イオンビームの一種であり、磁場を用いない点や重量、姿勢に対する考慮の軽減になること、又、口径を大きく感度を高くとりうることから衛星の搭載に適しているが、衛星電位の変動、すなわちイオンの速度の影響が直接現れる点もある。

ここでは、グリッド口径36mm、の3段、5-3ドリフトサイクルのベネットセリサを用いた質量掃引はイオン加速電圧を階段状に変えている。質量範囲はHigh, Lowの2段階で周波数を6MHz, 14MHzに切り換えて1~20 AMUをカバーしている。感度、分解能の調整のため、コマンドを2系統持ち、1つは捕捉電圧を-50V, 0Vに、その他は減速電圧を20V~32Vまで20ステップで変えられるようになっていた。信号のとりだしはチャンネルトロンク出力をパルスカウンタする方法をとっている。ゲート時間は4.9 msec, 0.49 msec, 0.049 msecの3段階を自動選択するようになっており最大1.3x10⁶ counts/secに設定されている。セリサはスピレ軸の上下に各々とりつけられ、テレメータにはロード毎に各々の出力が送られる。なおテレメータ内に高圧モータ、減速電圧モータ及び高周波電圧モータは8秒間隔で送られるようになっている。観測は64秒周期で行われ、PICは8秒間隔で当らされている。この8秒間隔を1秒間隔で周波数切換、2秒間隔で減速電圧を切換る。

PICの観測は高圧放電を考慮し、衛星打ち上げから約3週間経過した後、開始の実時間観測が4回、正規観測が4回行われた。データは全体的に感度低下傾向を示した。OT, He⁺, H⁺の情報を得ることができた。しかし、A-モータを有効に利用する等の工夫が必要とされた。

PICの重量はセリサ部が1.3kg x 2、電子回路が2.6kgで消費電力は6Wである。なお開発は三菱電機と松下通信工業の協力を得て行なわれた。



松浦 延夫・西崎 良
電波研究所

電離層観測衛星 (ISS) は昭和51年2月29日12時30分 (日本時間) に宇宙開発事業団 (NASDA) 種子島宇宙センター大崎射場からNロケットにより打上げられ、ほぼ予定通りの軌道に投入された。3月15日の軌道決定結果によると、近地点 991 km, 遠地点 1,011 km, 軌道傾斜角 69.7°, 周期 105.1 分であった。初期運用段階 (打上げ後約1ヶ月を予定) のあと電波研究所による定常運用が行われる予定になっていた。しかし、初期運用の最終期の10月2日の48周回分の衛星データ送信のあとISSの電波は途絶した。

約1ヶ月間の初期運用期間中に種子島宇宙センターからコマンドにより、ISSの運用が行われ、データ受信は鹿児島管轄センターにおいて行われた。トプサイド・サウンディング (TOP) ミッションは3月15日に機器電源が投入され、この期間に23パスが運用された。この中には7周回分の記録観測モードのデータが含まれている。これらのデータを解析した結果について述べる。

TOPミッションには電離層の臨界周波数を衛星上の論理判定回路により求めるTOP-Aと通常のイオノグラム・データを求めるTOP-Bの観測がある。

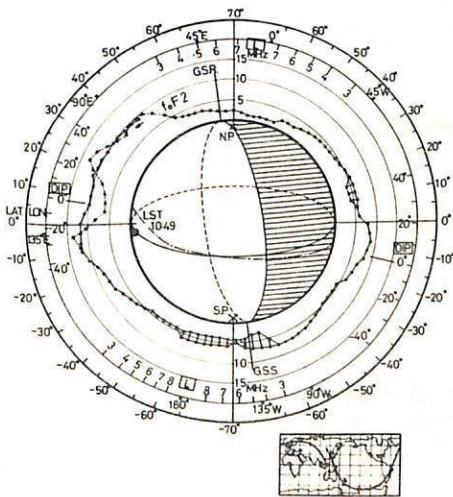
TOP-Bのイオノグラムから読みとった臨界周波数の地球周回分布を上記の7周回分について求めた。最高112分までのデータを衛星搭載テープレコーダに記録することができ、再生所要時間は約5分である。比較的短時間内に臨界周波数の地球周回分布が求められるのは世界でも最初である (ISSの探査時間は64分)。その一例を図1に示されている。図の左側の磁気赤道付近に赤道異常がみられる (Rev. 219) が Rev. 218 では赤道異常がみられない。磁気赤道通過時の太陽高度地方時は共に10時50分頃であり赤道異常の発現期であるが、経度依存が顕著にみられる。

高緯度地域 ($L \geq 6$) では南半球に顕著なスプレッド現象がみられ (半径方向に線分で結んだ部分が周波数の振幅を示す)、臨界周波数がその場所では北半球に比べて高くなっている。7周回分のデータのうち6周回分のデータ ($L \geq 6$) についてその傾向がみられ、1周回分のデータ (南半球での最高L値 ≤ 4) はスプレッドエコーはみられなかった。このような南北非対称はN(h)解析結果にもみられ、RPT (プラズマ観測) データの電子温度、電子密度にもみられる。スプレッドの成因は粒子降下によるものと思われるが、南北両半球の差については、北半球が朝方であり、南半球が夕方であることを除いては、条件の差は認められない。

TOPミッション後援の内務に寄与力下さったNASDA関係各位、特に内倉課主任内務部員に謝意を表します。

図1. ISSデータから得られた臨界周波数の地球周回分布。

ISS Rev. NO 218-219
16 MAR 1976, 0149-0351 UT



森 弘隆, 小川忠孝, 宮崎 友
 郵政省電波研究所

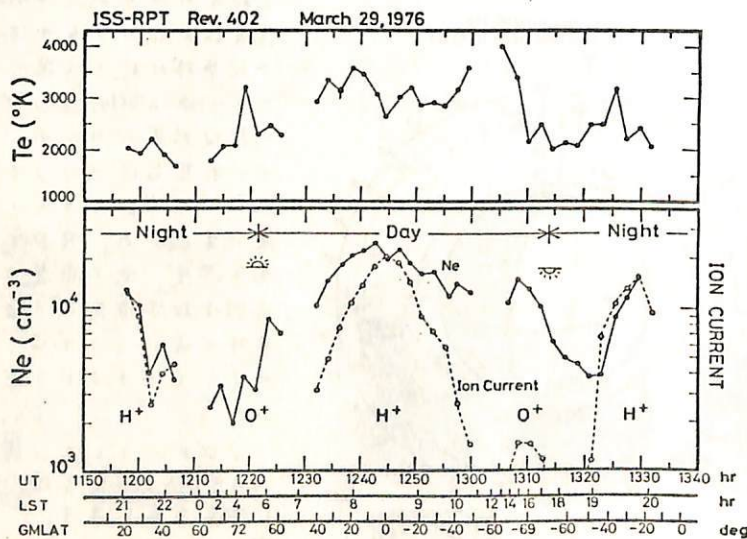
電離層観測衛星ISSは1976年2月29日所定の軌道に打ち上げられた後、同年4月28日事故により電波の送信を停止するまで、約1ヶ月間NASAにより初期運用スケジュールに従う動作チェックが行われた。その間に搭載観測器の動作も順次開始され、わずかの時から観測データが取得された。プラズマ観測器RPTは3月5日に観測を開始され、以後合計36パスにわたって観測が行われたが、そのうちデータレコーダによる地球一周分の観測は9パス分、日本上空における実時間観測は32パス分のデータが地上に送られた。

RPTは2枚のグリッドとコレクターと同心球状に配した球形Retarding Potential Trapとセンサーとし、ラングミュアプローブ法の原理によって、電子とイオンの密度、温度の測定を行うことが出来る。取得されたデータから、観測器は正常に動作しており、コマンドによる測定感度の設定範囲内で電子、イオン共十分解析可能な電流特性が得られることが確認された。一方、データの質に関しては、特に昼間期の観測の大半において、強い振動的雑音が生じ、電子、イオン電流特性に重畳されておられ、この現象の成因は解析にかかりの困難を余儀なくされた。この雑音の原因については、衛星の電源系統の制御動作の影響で衛星表面の電位に変動が生じたものと考えられている。

下図はRPTデータの解析結果の一例で、第402回周回における一周分のデータのうちの電子電流-電圧特性から電子温度、電子密度の解析を行った結果である。この例では、電子温度はLST0:00付近で最低の1500°Kを示し、南半球の高緯度側で最高の4000°Kに達している。電子密度は磁気赤道で最大になり北半球の高緯度で最小になっているが、南半球の高緯度では極大を示しており、南北の非対称性が現われている。また、密度分布中の0点の分布はイオン飽和電流値の相対的变化を示している。この値は

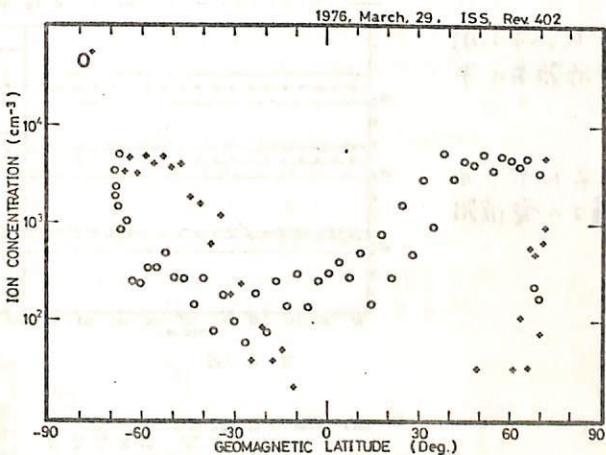
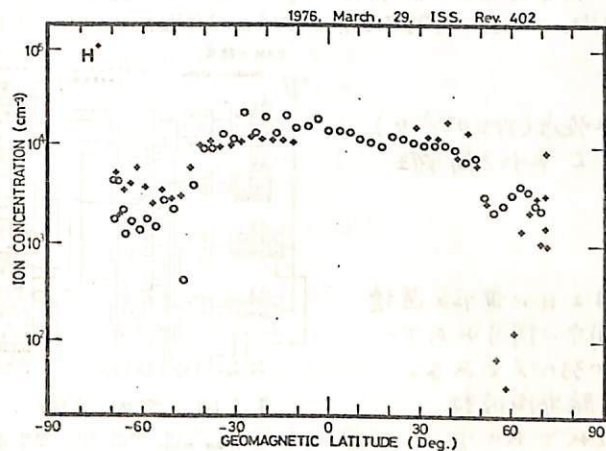
電子密度の変化に比べて変化範囲が大きく、搭載質量分析器PICによるH⁺の変化特性とよく似ている。この結果は、RPTのイオン電流捕集特性から定性的に説明出来る。

今回は、得られた観測データの中から、主に電子密度、温度の解析結果について報告する。



巖本 義 水津 武 巻野 信義
 郵政省電波研究所

電離層観測衛星 (ISS) は去る2月29日、Nロケットを用いてほぼ予定通りの軌道に投入され、順調な動作が確認されたが、約1カ月後、電源系に故障を起し、本格的運用には至らなかった。正イオン組成の測定には5-3サイクル3段ベネット型質量分析計 (PICと略称) を用いており、その主要性能は表に示す通りであるが、約1週間の期間データを得ることができた。本稿ではその観測結果について述べる。



ISS搭載質量分析計主要性能表
 センサ：3段ベネット型×2個
 質量範囲：1~4, 1~20 AMU
 グリッド間隔：0.3 cm
 周波数：14, 6 MHz
 加速電圧：0~299 ステップ状
 減速電圧：20~32 ボルト
 イオン検出：チャンネルトロン、オートレンジカウンタ
 観測時間：8秒/64秒

右図は3月29日、Rev. No. 402 に於いて得られた一周分の測定結果よりプロトン及びO⁺の分布を示すものである。赤道、中緯度でプロトンが卓越し、極域でO⁺が増加しており、地磁緯度50附近でH⁺に明瞭なトラフの構造が見られるが、O⁺ではそれがない。H⁺の分布ではローカルタイムによる差がそれほどなく、トラフの位置もほとんど一致している。ただ北極の夜間でかなり深く密度が減っており、南極側と傾向が異なっている。

F層トラフは昼間側では明確でなく、電子密度を見る限り、存在しない場合があるが、軽いイオン (H⁺, H₂⁺) では昼夜ともに明瞭なトラフが存在し、プラズマポーズにつながっていることが指摘されている (H. A. Taylor, JGR 71, 6716) が、ISSによる観測は、これを裏付けている。

ISS: Rev. No. 402 のイオン組成測定結果
 +印は北上するパスで得られたものでは夜間、
 ○印は南下するパスで得られたものでは昼間
 高度は1000 km (1022~989 kmの間でほとんど円軌道)

上 滝 実, 村 永 孝 次, 加 藤 伸 夏 (電 波 研)

§1. 目的

雷放電によって放射される電波雑音を高度 1000 km の行星に受信し、地上の雷活動の地理的及び時間的分布を測定し、無線通信等の問題に寄与すること。また地上では電離層のために測定できない周波数帯での宇宙雑音、太陽雑音等を測定すること。

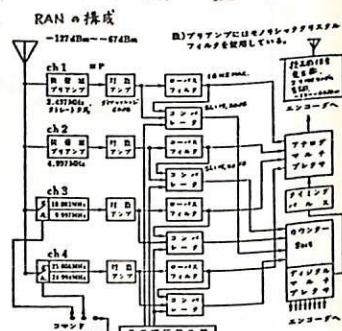
§2. 観測装置

- 測定周波数 4 種類で、各々は標準電波のガードバンドに於いてはいる。
 - CH1: 2497 MHz, CH2: 4997 MHz, CH3: 9.997 MHz 又は 12.003 MHz,
 - CH4: 24.994 MHz 又は 25.006 MHz.
- 観測項目
 - a) 各周波数帯における平均雑音電界強度 (アログタイプ)
 - b) 上記平均電界を 15 dB 又は 20 dB 上をとり電離層雑音波の頻度 (デジタルタイプ)
- 観測装置の構成はオ 1 図に示される。

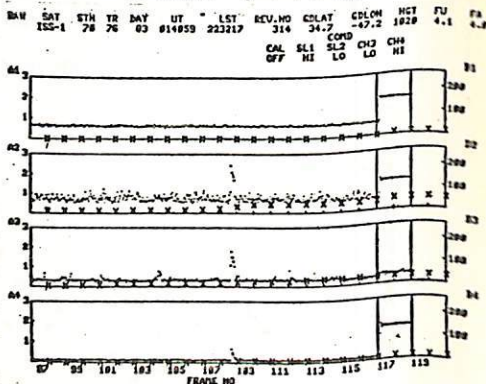
§3. 観測結果の概要

- 51 年 2 月 29 日に打上げられ以来 4 月 2 日に電波の送信が停止するまで 1 ヶ月余の試験観測期間中に得られたデータは、正規観測が 6 バス、突発的観測が 33 バスである。
- 雷放電の放射電磁波のうち、電離層の臨界周波数より高い周波数成分のエネルギーはこれだけのパネルに受信された。(オ 2 図)
- 宇宙雑音の強度が各周波数帯で得られた。(オ 3 図)
- 地球全周における、1000 km 高度の電波雑音の平均的分布が得られた。(オ 4 図)

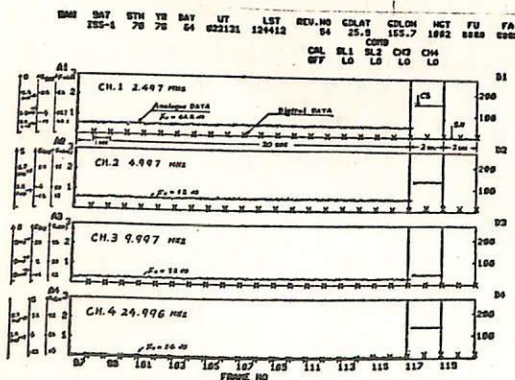
その他、軌道に沿った雷の発生頻度、エネルギーのスペクトラムの各周波数帯ごとの強度、種々の電波雑音の特性などについて 2 報告あり。



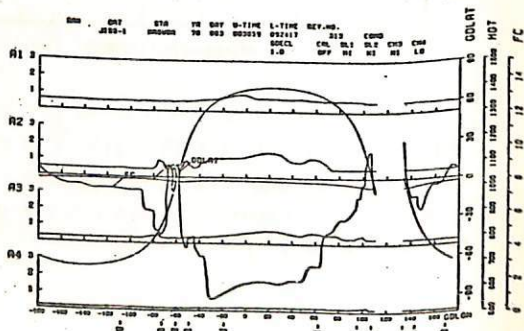
オ 1 図. ブロック図



オ 2 図.



オ 3 図



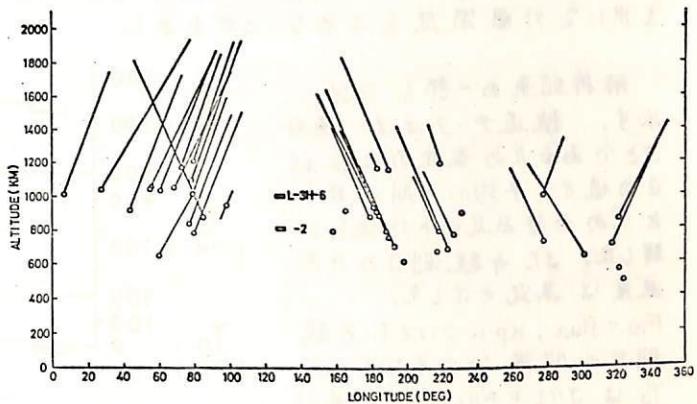
オ 4 図

宮崎 茂(電波研)

TAIYO衛星に搭載されている RETARDING POTENTIAL ANALYZER (TPI) は昭和51年8月現在においても REAL TIME & STORED MODE 観測の動作は正常である。今回は75回分の STORED MODE の観測について $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の地磁気異常域に属する特性および初期的考察を加える。

図1 $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の経度特性

図1は $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の経度による高度変化を示す。白丸が50%-50%のいわゆる TRANSITION HEIGHT を示し、実線の上端は H^+ が100% になる高度を示したものである。図には内之浦におけるロケット観測結果も示してある。観測時間は06-18 LT であり、41パスの観測結果である。これによると TRANSITION HEIGHT の変化に関して二つの領域に特徴づけられることが判る。すなわち、約170°E

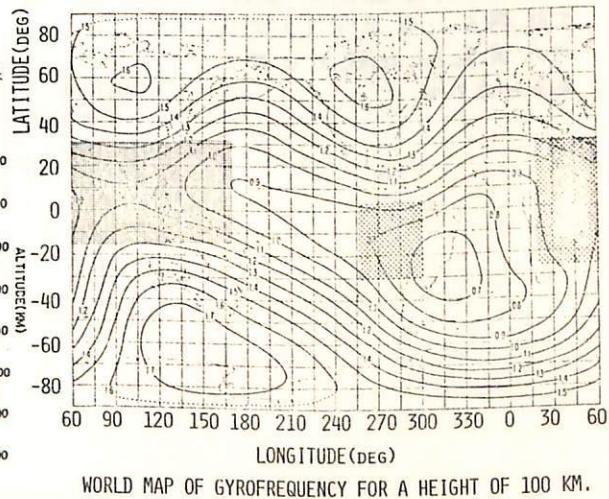
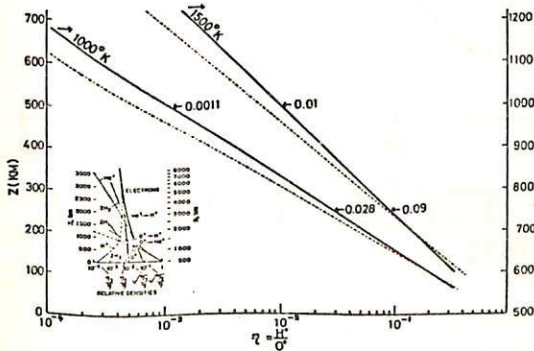


~360°E ~30°E における約700 km 前後の TRANSITION HEIGHT と約30°E ~170°E の約1000 km の TRANSITION HEIGHT の領域である。また前者の領域では H^+ が100% になる高度は約1300 km であるが、後者では約1900 km にも上昇していることが示されている。この標本を図2にも示してある。すなわち細かい黒模様領域がそれに該当する。また夜間データ数が少ないが、同図においてやや粗い黒模様領域で TRANSITION HEIGHT が高いと見られる。

この現象は上層における中性粒子の風による影響と、ダイナモ理論における昼間の水平西向き電場によって上向き荷電粒子のドリフトを考慮して、電子およびオイオンの地球磁場中における運動方程式を解くこと

図2 $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の高い領域(黒模様)

図3 磁力線に沿う拡散平衡分布による $H^+ - O^+$ TRANSITION HEIGHT の計算曲線(実線は左側の τ の値, 実線は右側の高度軸)



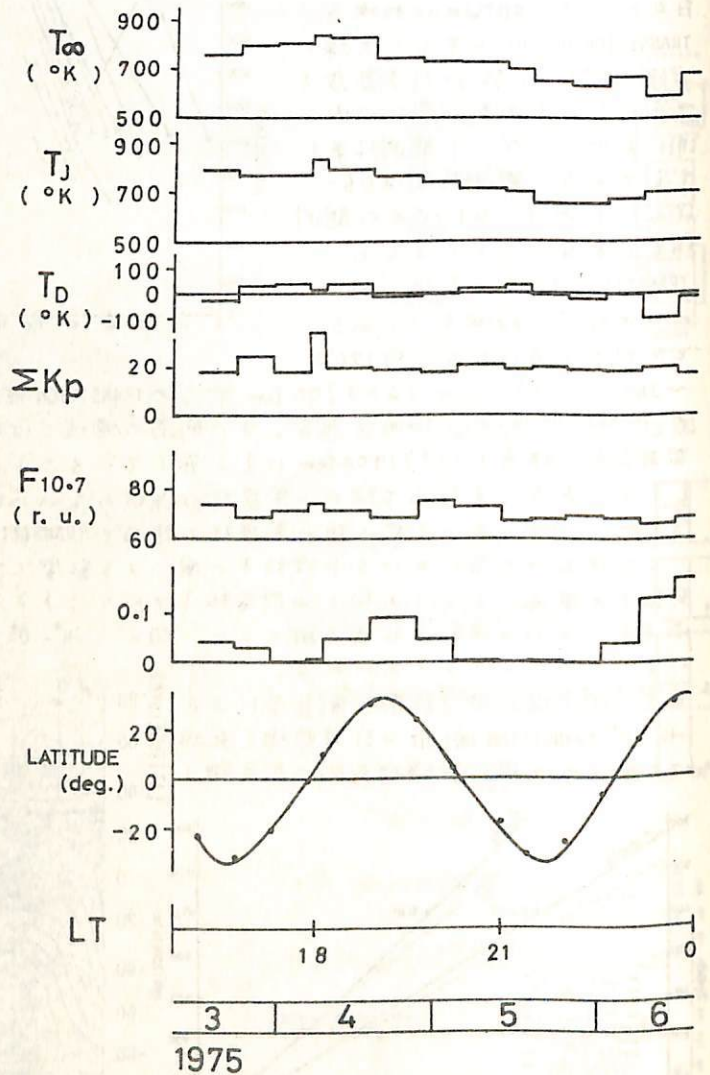
「たいよう」の軌道変化から求めた外圍温度

加藤愛雄* 平尾邦雄** 大西信人* 延味幸子*
 * 東海大・工 ** 東大宇宙研

科学衛星「たいよう」は 1975年 2月 24日に KSCより打ち上げられ現時点でも順調に飛行を続けている。その軌道は遠地点が約 3000km, 近地点が約 250km の長円軌道であり, スピン軸は軌道面に垂直である。従って周期減衰率から近地点付近の大気密度を求めることが可能である。また, Jacchia 71 大気モデルを用いて外圍温度を求めることが出来る。

解析結果の一部を右図に示す。軌道データは約一週向ごとであるため長径の各観測日の値から平均の周期減衰率を求め外圍温度の平均値を計算した。また各観測日の外圍温度は無丸で示した。
 $F_{10.7}$ flux, Kp についても各観測日の間隔ごとの平均をとった。
 T_J は J71 モデルにより計算した温度であり, T_D については $T_D = T_\infty - T_J$ である。

外圍温度 T_∞ は J71 モデルとほぼ一致しているが, ところどころにかなりの差異が見られる。これは Kp , $F_{10.7}$ flux, 緯度, 経度そして季節以外の要因によっても外圍温度が左右され得ることを示唆して居り, 他の現象との比較も必要であると考える。



「E₁」による電子温度観測結果 II

電子温度上昇と下降粒子

平尾 邦雄, 土山 孝一郎

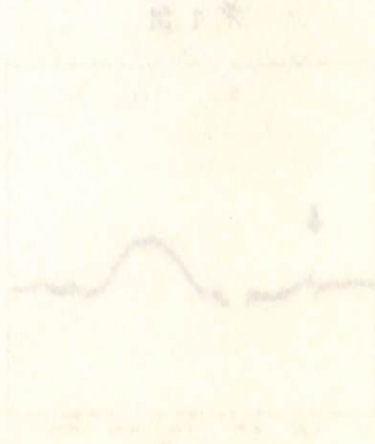
(東大 宇宙研)

前回の講演において、科三衛星E₁により観測された夜間、低高度領域における

電子温度の異常上昇について述べた。その結果は南大西洋地磁気異常帯地域の上空および地磁気の対する奥図における赤道にその狭い帯状の地域に電子温度上昇が見られるという事であった。一方「E₁」には、太陽のX線を観測する目的の比例計測管の搭載が少なかったため、これでも南大西洋地磁気異常帯地域の上空で低高度で著しい降下粒子を観測したことがやはり前回の講演会で報告された。

その後、この電子温度上昇と粒子降下の同時観測を繰り返してみると、この二者は完全に一致したことが起つておらず、両者の間に系統的な相違があることが判明した。

今この部分のしらべの結果によると電子温度上昇は降下粒子域の西半分にある地域で起っていることが少帯に多い。このことは降下粒子のスペクトル又は柱性から推察されていることを意味するものがあると考えられる。



South Atlantic Anomaly にともなう粒子降下と異常帯電効果 — TAIYO 衛星観測

大家 寛 森田 昭 高橋 忠利
東北大・理

昨年秋の学会で、TAIYOにより観測された、*South Atlantic Anomaly* と空での特異なプラズマ現象を報告し、それが *Anomaly* 領域に生ずる *differential precipitation* によるものであると結論した。

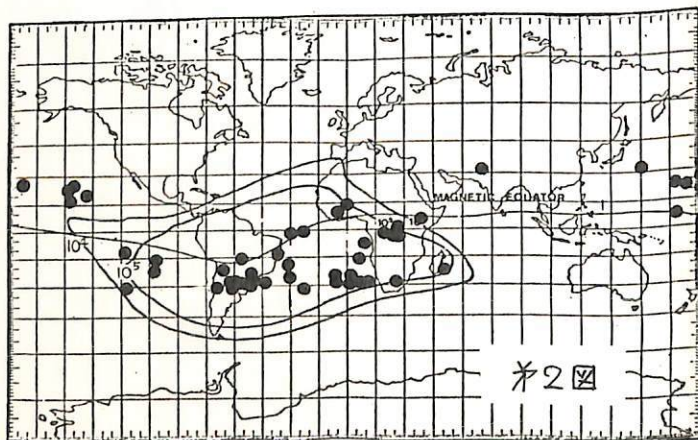
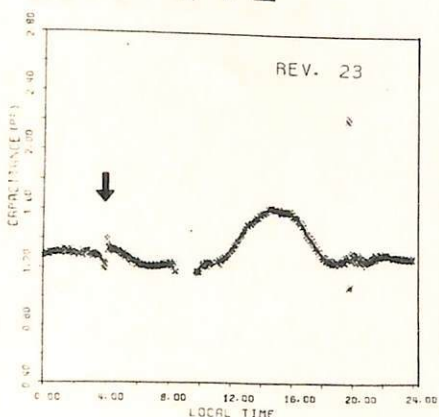
その後、TAIYOは一年以上にわたる観測を継続しており、新たに得られつつあるデータは以前に得られた結論をさらに裏付けるものとなっている。又、蓄積されたデータにもとづきこの異常現象の詳しい描象が可能になった。

解析は現象の定量的な把握をするために、これまでに得られたデータについて、人工衛星の位置、高度、Local Time、シース容量、電子密度等を全て digital 量として算出した上で行った。これらをプロットしたものの一例を第一図に示す。図は Rev. 23 の容量値変化を人工衛星の Local Time について示したもので、↓印が "*differential precipitation*" による容量異常現象である。

今回の解析の結果の主な点は以下の通りである。

- 1) データ取得期間 1975, 2 ~ 1976, 3
IMP 観測軌道 14 / orbits
- 2) 第二図に、容量変化異常の測定された場所を ●印でプロットしたが、その殆どが、*South Atlantic Anomaly* 領域に集中している、しかしこの領域外にも観測例は散在しており、容量変化を引き起す他の原因があるものと思われる。
- 3) シース容量変化のパターンは種々の現れ方をし、以前に報告した典型例はむしろ稀である。
- 4) 高度分布について見ると、以前の結果に比して低高度での分布がより広い経度領域にわたっている、*differential precipitation* の領域がかなり広い領域にわたり、ダイナミカルな動きを示すことの結果として解釈される。

第一図



第二図

中村 純二 (東大教養)

地上数百料乃至数千料における電界の測定に対し、人工発光雲による方法は電界ベクトルの向きまで正確に解析できる点で、最も信頼ができる。

我々は昭和46年8月#K-9M-33号機によって、夕方薄明時の高度220 kmにおける電界の測定を行った。これはそれまでに行われた独、仏、米による、大陸におけるデータとも矛盾がなく、日本が S_q 系の渦の北側に位置していることを初めて明かにした実験である。

しかし、より確実な科学的根拠を与えるためには、更に明方薄明時における同高度の電界の測定を行う必要がある。その場合、果して電界が夕方と逆向きになるかどうか、また昼間の影響の残る夕方薄明時に比べて、夜間の静かな状態から日照の状態に移行する明方薄明時は絶対値においてどのような値をもつかなどが関心の焦点となる。

今年8月末に行われる予定の#K-9M-57号機では、この目的のため明方のBa発光雲実験が実施される。新しいBa爆燃剤それぞれ7.6 kgならびに6.5 kgを使用した2ヶのBa弾を地上5観測点から観測した結果について、風向、風速、拡散状況等を解析し、明方薄明時における高度250 km並びに210 km付近の電界の模様を求める見込である。

(臺灣大學) 二編 林中

中國書法藝術的歷史，是中華民族在長期的生活與勞動中，創造出來的一種藝術。它不僅是文字書寫的技術，更是一種文化、一種精神、一種審美觀的體現。從殷墟的甲骨文到秦漢的篆書，從魏晉的草書到唐宋的楷書，中國書法藝術經歷了無數的變遷與發展。

在中國書法藝術的長河中，每一位書法家都留下了自己的印記。他們用筆墨在紙上揮灑，創造出了無數動人的藝術瑰寶。這些藝術瑰寶不僅是中國文化的重要組成部分，也是世界藝術寶庫中的瑰寶。

然而，在現代社會的衝擊下，中國書法藝術面臨著前所未有的挑戰。許多傳統的書法藝術形式正在消失，書法藝術的傳承與發展也面臨著巨大的困難。但是，我們不能放棄對中國書法藝術的熱愛與追求。我們應該繼承和發揚中國書法藝術的優秀傳統，同時也要吸收和借鑒外國書法藝術的長處，使中國書法藝術在現代社會中煥發出生機與活力。

中國書法藝術的未來是美好的，也是充滿希望的。只要我們堅持傳承與創新並重，中國書法藝術一定能夠在繁榮興盛的現代社會中，繼續創造出更加輝煌的成就。

II-13

K-9M-51号機で観測されたVLF帯スペク

トル

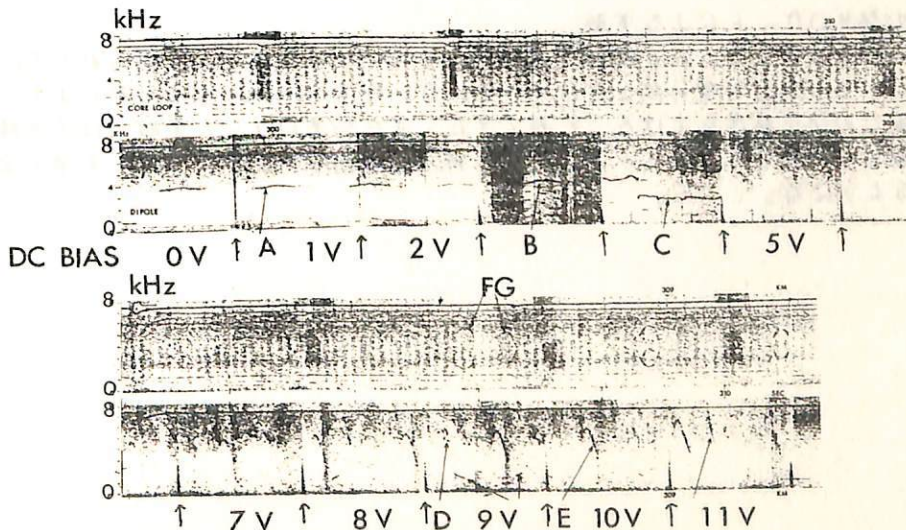
平本和夫・松本 紘・橋本弘蔵・木村磐根・宮武貞夫
(京大工) (電通大)

昨年、9月2日21:00LTに打ち上げられたK-9M-51号ロケットによって行われたビーム・プラスマ波動相互作用実験において、プラズマ波の励起、及び非線形結合を観測するためにVLF広帯域受信機とHF掃引受信機が搭載された。ここでは受信されたVLF帯スペクトルについて報告する。VLF帯受信には10mダイポールアンテナ、及びコアループアンテナを用いて同時に観測され、ダイポールにはアンテナ感度を増すためにDCバイアス電圧が0V~11Vの範囲で1Vステップで繰り返し印加された。この結果、興味あるエミッションがそれぞれのアンテナで多数受信されたが、そのうちDCバイアス電圧0V~11Vの範囲におけるダイポール及びコアループで同時に受信されたVLFスペクトルのリナグラムによる一例を図1に示す。

ダイポールで受信されたVLFスペクトルでは等間隔に現れる縦の線(それを記号↑で示す)がバイアス電圧の変化点である。バイアス電圧が0V~3Vの範囲ではロケットスピンの同期した比較的周波数変化の小さい記号A、Bが受信された。バイアス電圧が3V~4Vになると非常に強度の高いノイズが広い周波数に渡って受信され、Bが消え記号Cのエミッションが現れる。バイアス電圧が5V以上になるとD、Eの記号を示したようなスピンの同期し、かつ周波数変化の大きいエミッションが受信されている。このバイアスの変化によるエミッションの変化は受信開始後、繰り返し見られる。

一方、同時にコアループで受信されていたVLFスペクトルでは、記号F、Gの特殊な上下対称のエミッションがある。これは高度280km~310kmの範囲で受信され、その周波数は高度の変化と共に、かなり変化している。しかも、ダイポールに印加されたバイアス電圧が8V以上でのみ受信され、このエミッションのピークの周波数はバイアスに依存する。又、このエミッションはコアループが地球磁場に平行方向に近い時に現れやすい。これらの結果はアンテナへのバイアスが周囲のプラスマに与える影響の複雑な事を示している。

図1 ダイポール及びコアループで受信されたVLFスペクトル



Plasma 波動励起実験

大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸

(東北大. 理)

鎌田哲夫

(名大. 空電研)

序

昭和50年8月26日に打上げられた, K-9M-53号ロケットによる, Plasma 波動励起実験は, 種々の Plasma 波動の励起現象を観測した他, ロケットと周囲の Plasma との接触効果等について重要な手がかりを得ることができた。この実験はK-9M-41号ロケットをはじめとする, Plasma 波動励起実験の一環として

- 1) 5m Antennaより大電力高周波を Pulse 状に発射し, Plasma を加熱して Plasma の応答を励起された Plasma 波動を介して探る。
 - 2) Hot Cathode へ大電流を流して熱電子を放出する。
 - 及び 3) 1m Antenna に直流電圧を印加してロケットの電位をコントロールする。
- 以上3つの Active な動作を宇宙空間で行ない, Plasma の波動-粒子相互作用を通じて, Plasma の基本的な研究を行なっている。今回の報告では, K-9M-53号ロケット実験の結果をまとめ, さらに9月17日打上げ予定のK-9M-56号ロケット実験の速報を行なう。

K-9M-53号ロケット実験のまとめ

K-9M-53号ロケットによる実験で観測された波動励起現象は次のようなものがあった。

- i) HF 領域では大電力 Pulse 発射後に遅れを伴って現われる Delayed Emission が観測され
 - ii) VLF 領域では
 - a. Hot Cathode に大電流を流して熱電子を放出したときに現われる Discrete-LHR-Emission
 - b. 1m Antenna に Step Bias を印加し, ロケット本体の電位を沈下させたときに現われる, 連続スペクトルを持った Continuum Emission
 - 及び c. Dynamic Spectrum で U 字形のスペクトル構造を持つ U-Slope Emission
- 以上4つの各々特有のスペクトル構造を持った Plasma 波動が現われ, 波動励起のメカニズムは各々解明されつつある。

K-9M-56号ロケットによる実験

K-9M-56号ロケットによる実験の目的は, K-9M-53号ロケットで得られた Data の確認を第一とし, その Data の質の向上をはかっている。即ち Antenna 系の改良により, VLF 及び HF 領域での受信感度を上げることができた。また53号ロケット実験では不明瞭だった, HF 領域と VLF 領域の各々モードの異なる Plasma 波動間の関連についても質の良い情報が得られるようになってきている。

II-16

K-9M-57号機による電離層への大出力
電子ビーム放出実験 (速報)

金子修, 佐々木 進, 河島信樹
東京宇宙研

飛翔体を用いた電離層、磁気圏での Active Experiment の一環としての電子ビーム
放出実験も、本日はこれより K-10-11, K-10-12号機において 300V, 5mA と
いう小型の電子銃を用いて行ない、ロケットポテンシャルの変化、波動の励起、周辺プラズ
マの加熱等興味ある結果が得られている。今回、K-9M-57号機で予定されている
実験では、電子銃を 3kV, 100mA と大型化し、ビームを 2.5 秒間隔で 100 nsec.
のパルス状に打ち出し、その影響を観測する。観測装置としては以下のものが準備されている

1. 光電子増倍管 3914 型 フィルタ付
 5577 型
2. ランクミュア プローブ
3. フローティング プローブ
4. 波動受信機 VLF帯
 HF帯

これらにより、電子ビーム放出に伴う諸現象を総合的に観測する予定である。
K-9M-57号機は 8月30日午前 4時 45分 打ち上げ予定である。
実験の結果についての講演を報告する。

S-210-11・S-310-3による電子密度の観測とインピーダンスプローブの諸特性

渡辺勇三 江尻全機 大林辰蔵
東京大学宇宙航空研究所

インピーダンスプローブによるプラズマ中容量値の周波数スペクトルの中の共鳴—プラズマ共鳴(PR)、変形プラズマ共鳴(MPR)、シース共鳴(SHR)、高域ハイブリッド共鳴(UHR)—の特性に関してロケットと室内実験の解析結果を用いて検討する。

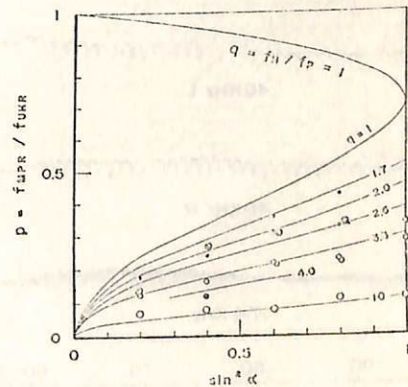
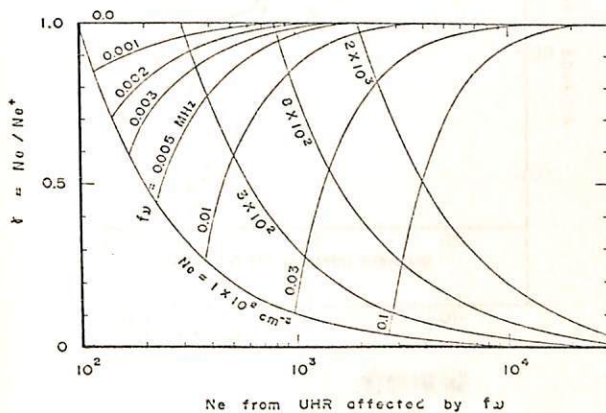
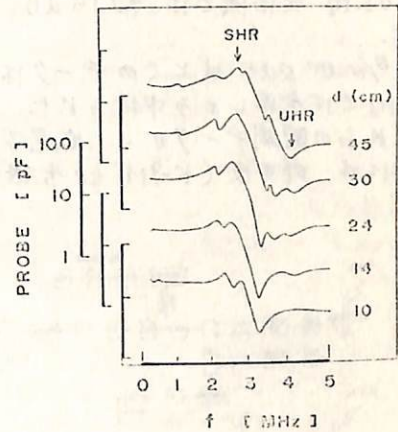
【I】 PR現象はBalmainの理論式で明らかなが、磁場(B)[1.2~2.3 gauss]及びプローブとBの角度(α)[$0^\circ \sim 90^\circ$]に依らないことが室内実験で確認された。

【II】 SHRの電子温度(T_e)[700~6000°K]特性は前回発表されたが、今回はプラズマ系の大さき[0.1~1.0 m]を変化させて特性の変化を追ひ、 T_e を変数にして得たスペクトルと同様の結果(右図)が大型チェンバーの実験で得られた。

【III】 UHRの衝突周波数(f_c)特性はS-2106号機以後、補正されている。11号機は夏の夕暮れ時の低高度の観測ロケットで、同時に低電子密度測定用NE1Wが搭載されている。比較研究の目的で改良された f_c 補正手順を述べる(左下図)。

【IV】 MPR現象の角度特性はK-9M-54号機の結果から、 $\alpha = 45^\circ \sim 90^\circ$ 、 $f_H/f_p \equiv \xi = 1.2 \sim 1.7$ 、 $0.4 \sim 0.9$ の領域で検出され理論的に説明されたが、 $\alpha = 27^\circ \sim 90^\circ$ 、 $\xi = 1.7 \sim 14.0$ の範囲に関して大型チェンバー実験で調べられ検討された。ただし、 f_H :ジヤイロ周波数。結果は理論曲線によく合った(右下図)。

【V】 K-9M-54号機の観測結果からロケットの飛翔姿勢に基づくWAKEの影響で一部分の電子密度がWAKEの中の値であったことを報告する。又、磁気緯度と観測時刻による違いを検討する。



【IV】 最後に、S-210-11号機(1976年8月17日19時15分J.S.T.) S-310-3号機(8月21日21時10分J.S.T.)、及びK-9M-55号機(9月14日11時00分J.S.T.予定)による電離層電子密度の高度分布の観測結果を掲げて簡単に説明する。

S-210-11号機による低電子密度観測

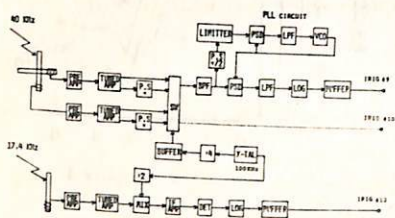
(速報)

長野 勇 菊保 正吾 木村 繁根
(金大 大工) (京大 大工)

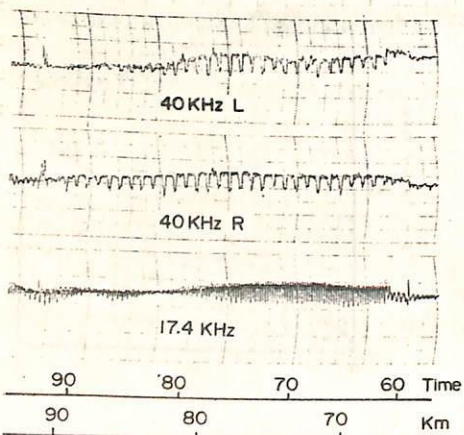
S-210-11号機は1976年8月17日19時15分仰角80度で打ち上げられました。同機の低電子密度観測には、40 KHz 検見川局と17.4 KHz 依佐見局の二波の受信機が搭載され、40 KHz については、その偏波および強度を、17.4 KHz では強度のみ観測を行った。装置は、長さ120 mm 直径10 mm のフェライトコアに巻数1000 回のアンテナを巻いた。左右両向偏波は、直交フェライトアンテナを電気的に25 KHz で回転し、その周波数差により分離した。受信機の最大感度は機内のノイズレベルをおさえられ、40 KHz 受信機では、約15 dB、17.4 KHz 受信機では約20 dB (0 dB = 1 $\mu\text{V}/\text{m}$)であった。

S/N が 0 dB 以上のデータは、40 KHz では高度 65 km から 90 km まで、17.4 KHz では全帯域で得られた。

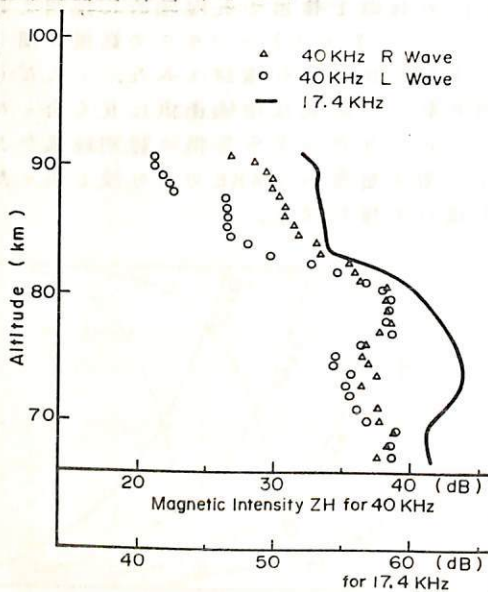
これらの観測データから、低電子密度の解析は Full wave 法により現在行っており、講演時には、昨年度 (K-9M-53号機) と比較して発表が出来る。



ブロックダイヤグラム



テレメーター 出力電圧



観測強度

深田豊, 早川幸男, 岩波秀樹, 国枝秀世, 長瀬文昭, 山下広順

名大理

放射線帯の下に、恒常的に高速電子が存在する事は、過去数回のロケット観測で確かめられた。それによれば、電子は二つの成分から成り立ち、つまり、磁力線に平行の方向に強い降下成分と、それに垂直方向に強い捕捉成分とに分かれる。降下成分の強度は高度には余り依存しない。この成分は、来復途中で散乱された電子であると考えられる。一方捕捉成分は高度とともに、そのロツク角分布の中が減少し捕捉がよくなると同時にその強度が増大する。この過程大気による散乱角の増大による降下成分にかわる寿命によって決まる。電子のエネルギー分布は、 $I(E) = A \cdot E^{-\alpha}$

で表わされ、降下成分では $\alpha = 2.5$ 、捕捉成分では高度 500km 以下で $\alpha = 1.25$ である。この電子のふるまいは地磁気擾乱の度合にかかわらず表わされており、唯その強度の絶対値の違いのみである。この事は、定常的に存在する降下電子の原因が地磁気の変動である事を示唆している。

1975年9月23日 2100 JST に打ち上げた K-9M-52号ロケットに搭載した軟 X線観測用比例計数管は、X線と電子とを識別するために二段重ねにした。この計数管のコインシデンスイベントは電子によるものである。また前段計数管は X線に対して 1keV 以上で感度をもち、そのためこのエネルギー範囲では電子を捉えているものと考えられる。地磁気は静穏であり 1ヶ月以上に亘って S.C. はなかった。

コインシデンスイベントには降下成分が見られず、捕捉成分であった。計数管窓及び前段計数管の透過性を考慮して ~20keV 以上の電子を捉えたものと考えられる。降下成分電子のスペクトルの軟らかさを示している。一方前段計数管は 1.2keV 以上の範囲で電子特有の方向分布を示し、降下成分が見える。この結果は過去の観測によって得られた上記の指摘と合致している。

S-210JA-22号機による高エネルギーオーロラ
電子の観測小玉正弘, 今井 篤, 竹内 一
理化学研究所

オーロラに伴って入射する 40 KeV 以上の高エネルギー電子の空間分布とエネルギースペクトルを、極域における電離過程の解明という観点から捉えるために、S-210JA-22号機が 1976 年 1 月 26 日に昭和基地から打上げられた。オーロラ電子観測用搭載計器は以下の 3 種類である。

	立体角	SΩ	取付角	測定エネルギー範囲
1. マイカ薄窓比例計数管	±20°	0.028 cm ² st.	90°	{ a. 40-60 KeV b. 60-110 KeV
2. 全上	±20°	0.028	45°	{ a. 40-60 KeV b. 60-110 KeV
3. プラスチックシンチレータ	±20°	0.076	90°	{ a. 70-90 KeV b. 90-180 KeV c. ≥ 180 KeV

打上げ時期の geomagnetic quiet な状態を反映して、例えば 3a チヤネルでは、検出された最大フラックスは background の 10 倍程度に止まり、その空間分布はほとんど一様であった。エネルギースペクトルも含め今回の観測結果は、active 時に打上げられた次の 20 号機 (6 月 25 日) の結果との比較においても重要な情報となると思われる。データテープの再生がまだ一部しか完了していないが、これまでに得られた結果について速報する

久保裕也, 村田節夫, 伊藤富造

東京大学宇宙航空研究所

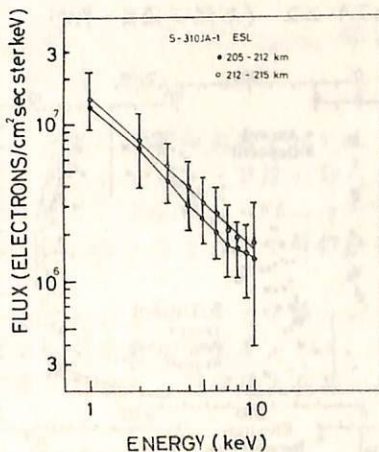
S-310JA-1 号機は波動-粒子相互作用を解明するためのロケットとして 1976年2月13日に 45°E 標準時で 12時45分に発射角 8°, 発射方位 315°で昭和基地から打上げられた。我々は ESL と呼ぶ電子エネルギー分析器を極地に於て本邦初の電子のエネルギースペクトラムの測定を行った。

我々の ESL の粒子取り入出口はロケット軸に平行であり、本来ならば、precession の影響は現われるが、spin の影響は殆んど現われないうちである。所が、実際にカウンターのデータを見ると、むしろ spin modulation を示し、カウンタ数が 2 折も変化している。

打上げ時刻から太陽の天頂角及び方位角を求めると、天頂角 55.87°, 方位角 -15°であり、昭和基地での磁場の方向は天頂角 24.5°, 方位角 -45.83° である。これから磁場と太陽のなす角は 36.37° となる。GA によると、磁場とロケット軸のなす角 α は 7° から 37° まで変化するので、ロケット軸が太陽の方向を向く事は趣きを得る。我々のデータには打上げ後 340 秒前後で spin modulation を示すような期間がある。この時刻にロケット軸が太陽の方向を向くと仮定すると、磁場と太陽の方向が変わっているので、 α がわかればロケット軸と太陽のなす角がわかる。

このロケットには種々の ESM と呼ぶ磁気偏角型の電子フラックス測定器も搭載されており、このデータも spin modulation 及び precession による変化を示している。ESL と ESM のデータは完全に anti-phase になっている。これは ESL も ESM も粒子取り入出口の方向は同じであるが、ESM は測定器の外側が全相で出来ているために、入り口でなく、全相の部分に太陽光が照射した場合にカウンタが多くなる事で説明がつく。

結局、spin modulation を受けているカウンターのデータで最もカウンタ数が少ない部分が、太陽光の影響を受けている、電子だけのカウンタであるという事になる。その部分のデータを使用して、種々の高度での電子のエネルギースペクトラムを求めた。その一例を図に示す。



南極ロケット S-210JA-22と S-310JA-1 による電子密度・温度の観測

小川忠彦, 森 弘隆, 宮崎 茂
郵政省電波研究所

第17次南極観測で打上げられた7機のロケットのうち、既に打上げられてデータが入り済みのS-210JA-22とS-310JA-1による電子密度と電子温度の解析結果について報告する。7機のロケットすべてに同一仕様のプローブが2本ずつ搭載されており、極域の電子密度と温度のプロファイルを得ること、オーロラ出現時の電子密度ゆらぎ(周波数約300Hz)を測定することを目的としている。プローブは宇宙研の平尾研究所で開発されたガラス封じ型円筒プローブ(直径3mm, 長さ20cmのステンレス製)を使用した。2本のプローブのうち、1本は通常のラングミュアプローブとして用い(LPと略称)、0.5秒で0~4Vの三角波掃引を4秒間繰返し、 N_e , T_e の測定を行う。次の4秒間ではプローブに2.5Vの固定電圧を印加し、電子密度ゆらぎを測定する。両モードとも2秒毎に感度切り換え(Low Gain, High Gain)を行う。もう1本のプローブ(EPと略称)には約6.4Vの固定電圧を印加し、電子電流を連続的に観測し、 N_e の連続したプロファイルを得る。両機とも地磁氣的に静かな時磁カ線方向に発射された。S-210

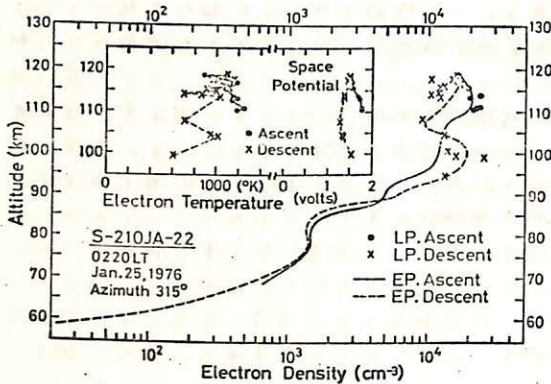


図1. S-210JA-22 (太陽天頂角 $\sim 90^\circ$)

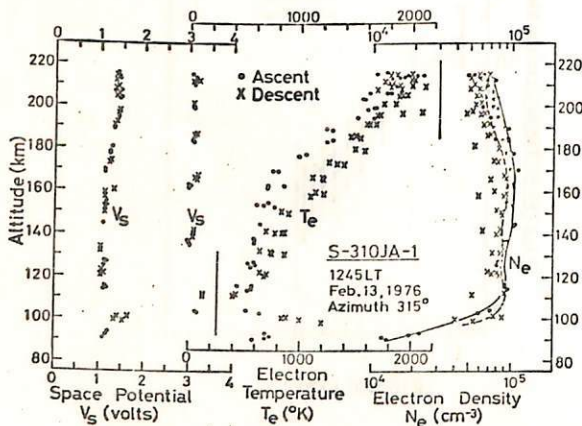


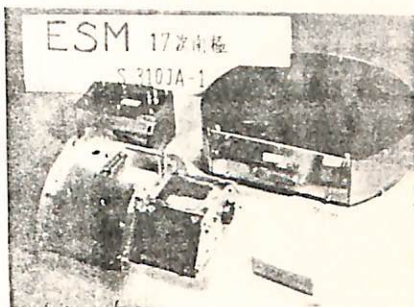
図2. S-310JA-1 (太陽天頂角 65°)

JA-22とS-310JA-1の結果を図1と図2に示す。JA-22の結果ではE層で $N_e \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ であり、アイオノグラムは $\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ を示しており、ロケットの姿勢の影響が現れているように思われる。またE層附近の N_e 分布が波うっているのも自然現象ではなく、ロケット姿勢に関係している。80km附近の N_e のふくらみは高エネルギー粒子のX線による電離の影響であろう。 T_e は最大 10^3 K であった。310JA-1の測定では N_e 分布はアイオノグラムとほぼ一致した結果を示し、最大 10^5 cm^{-3} である。200km以上ではアイオノグラムにF2層が観測されている。 T_e は600~2000Kで高度と共に単調増加しているが、下りの100km付近に温度上昇があった。 V_s は1~1.5Vが通常の値であるが、PWLの測定で3Vが印加されると V_s も上昇している。なお、310JA-1の N_e , T_e のプロファイルは内り浦でのS-310-2(1975.8.30, 13:10発射)による測定結果とよく似たプロファイルを示している。地磁氣的に静かであったり、電子密度のゆらぎは観測されなかった。

おわりに、ロケット観測を遂行されている極地研究所と、昭和基地で奮闘されている関係の方々に感謝する。

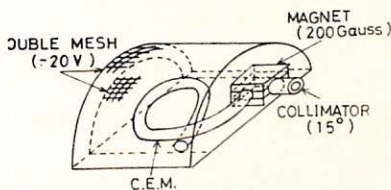
松本 治彦, 須谷 信幸
(神戸大学 工学部)

1976年2月13日12時45分LT 南極昭和基地で打上げられたS-310-JA-1号機による降下電子観測(ESM)結果を報告する。第1図に本装置全体の写真を、第2図にSensor部の概略図を示す。ESMは小型、軽量、簡便を主眼とし、Sensor部は $15^\circ \times 15^\circ$ の開口角を有するCollimator, 永久磁石(200 Gauss)の 90° 偏向型アライザとC.E.M.から構成されている。特徴としてC.E.M.に供給される3KVの放電対策として側面を排気向上のため二重メッシュで囲っている。(51年春学会予稿参照)

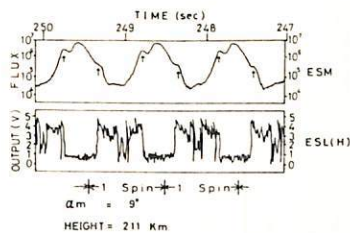


第1図 ESM全体の装置

実際の観測では、データがSpin Modulationを受けている。データの一部を第3図に示す。この原因はオーに太陽による紫外線が考えられ、ESMの構造上から紫外線がCollimatorから直接入る可能性と側面のメッシュから入りPhotoelectronを発生し、それを計数する可能性とが考えられた。この原因追究のためにESMと同型のSensorを製作し、これに重水素ランプによる紫外線を照射する実験を行った。Spinの影響を調べるため紫外線を側面(メッシュ)に照射するからロケット軸を中心にSensorを回転させる。その結果第4図に示すようにSpin Modulation

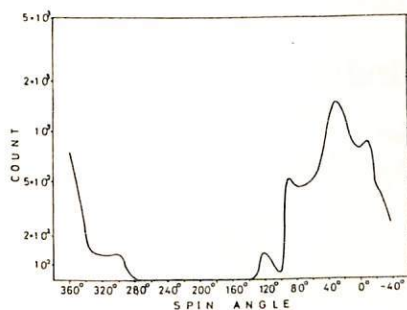


第2図 Sensor部の概略図



第3図 DATAの一部

かみられ、実際のデータとも類似している。複数のPeakが現われるのは、Sensor内部の構造によるものと考ええる。



第4図 紫外線実験: 基準はメッシュ正面

以上の実験結果よりSpin Modulationは太陽光によるものであり日陰の部分も粒子観測のデータとなる。Electron Fluxは $10^4 \sim 10^5$ particles/cm²ster sec keVとより詳細な解析結果報告は当日行う。

おわりに この実験に対し、極地研、東大宇宙研の関係者及び隊員の方々、重水素ランプをお貸し頂いた東大・等松隆夫教授に感謝の意を表す。

東亞通商口岸之開發與不開發之比較

一、東亞通商口岸之開發與不開發

(一) 東亞通商口岸之開發

1. 東亞通商口岸之開發之背景

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。



東亞通商口岸之開發

在十九世紀中葉以前，東亞各國之經濟與社會，均處於封建社會之階段。由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

東亞通商口岸之開發，係指在十九世紀中葉以後，由於西方列強之侵略，而使得東亞各國被迫開放通商口岸，從而引起東亞各國之經濟與社會之變遷。

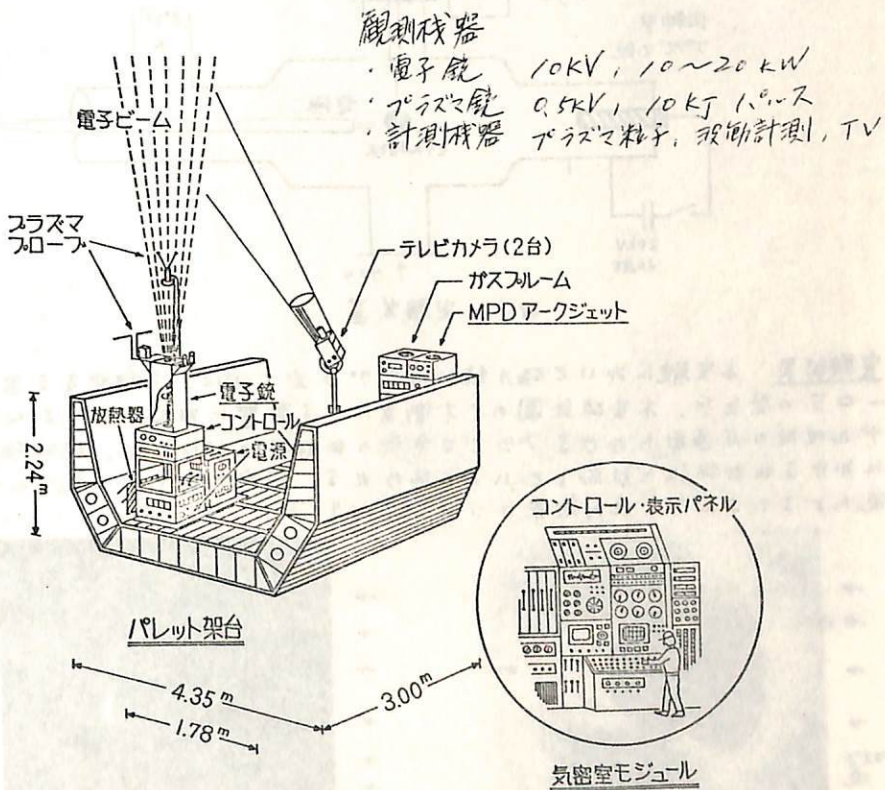
SEPA C / SPACE LAB における宇宙実験計画

大林 辰蔵 (東大宇宙研)

スペースシャトルを利用した宇宙実験として第一次スペースラブの帰翔実験が1980年夏に実施される。日本から粒子加速器を搭載して、スペースプラズマ実験を行なうことが提案されている。これをSEPA C計画と呼んで11子がこれに関与する。ミツヨシ計画、深層検器后びについて準備の状況、今後の作業予定を報告する。

科学実験項目は次のようである。

1. 大気光励起実験 : オーロラ, 大気光
2. プラズマビーム物理学 : ビーム伝搬, 波動励起
3. 荷電中和実験 : 帯電現象, 電流不安定
4. 電子エコノミー実験 : 磁気圏構造
5. ビルテラシ電流 : 異常磁気現象
6. 電離層人工擾乱 : 電子密度, 温度変化



II-26 太陽風と地球磁場の相互作用の

シミュレーション実験

広瀬義晃、南 繁行、阿登弘和、竹屋芽夫
大阪市立大学工学部

まえがき 地球の回りでの拡大なスケールで起っている現象を、実験室でモデルをつくらせて研究する事は、有力な研究方法である。著者らの目的は地球背後における α - β プラズマと双極子磁場による相互作用で生じる磁力線の変形とその近傍のプラズマの振動について調べる事である。

実験装置 実験装置の概略を図1に示す。同軸型プラズマ銃により打ち出された高密度プラズマ流は、銃より約60cm離れたモデル地球と相互作用する。モデル地球背後には、コンデンサにより電圧を印加した移動可能な一對の電極を特置してある。この電極は、モデル地球背後に回り込んだ高密度プラズマ流によって放電し、モデル地球背後からプラズマを打ち込む事になる。このプラズマ放電の発光の観察や電気特性を測定した。

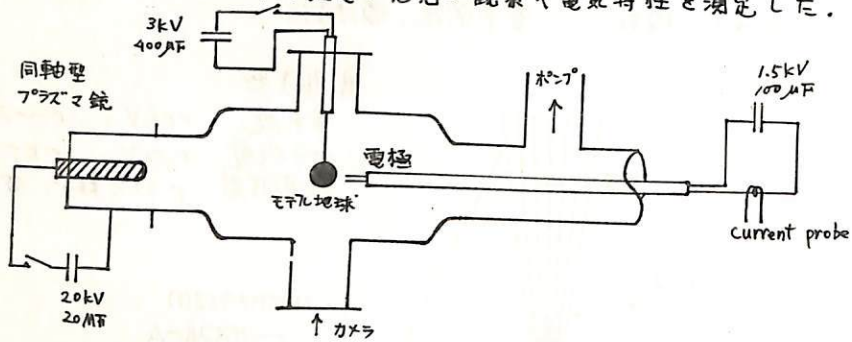


図1 実験装置

実験結果 本実験において磁力線に沿うプラズマ(図2)を観測する事ができた。これは、オーロラの発生や、木星磁気圏のイオ衛星による影響に対応していると思われる。また、モデル地球の赤道面におけるプラズマ分布の非対称性(図3)は、地球磁気圏プラズマシートにおける非対称性に対応していると思われる。講演ではさらにモデル地球背後に加えた電流によるエネルギー注入効果について述べる。

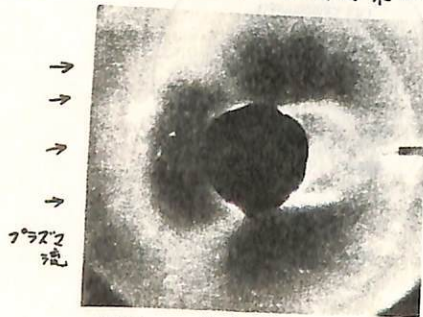


図2 子午面

モデル地球背後の磁力線に沿う
プラズマ



図3 赤道面

プラズマ分布の非対称

II-27 平行プローブによる電離層電場の測定

久後 直、有 繁行、竹屋 芳夫 (大陽電機工業社)

1. まえがき 先に2本の平行に伸ばした金属プローブによりプラズマ中の電場成分が、ロケットによる $V \times B$ の出力に重畳してパルス状にあらわれる可能性について調査した。全体として、レゾナンスプローブのために作られたシステムのためこの出力はかなりのので読み取り精度がゆるいが、このデータについて一応プラズマインセーダンス及びシーズの効果についての補正を入れた計算を行ったので報告する。またこの方法を用い、3成分の絶対値を測定する方法についても述べる。

2. 結果 結果を上昇時について高度分布として示した(図1)ここで点線が $V \times B$ の計算値である。補正を行うことにより、真の値は、みかけの電場に対して小さくなりダイナミク電場として有益な値となっている。なお、高度 100 km 付近にあらわれる大きな電場は高さとともに方向がランダムに変化しているの、局所的な密度傾斜によるものと考えられる。実際これは、電子密度の大きな傾きのあった部分に対応している。

3. 3成分の測定 今回の方法では、Eベクトルとプローブ方向が垂直になった状態の時の電位差を求めたものであるが、これに因るに示すように更に1本のプローブを設定することにより、この3本のプローブは出力差 V_1 と V_2 から絶対値及び方向を知ることが出来る。この場合予定される測定データについて述べる。

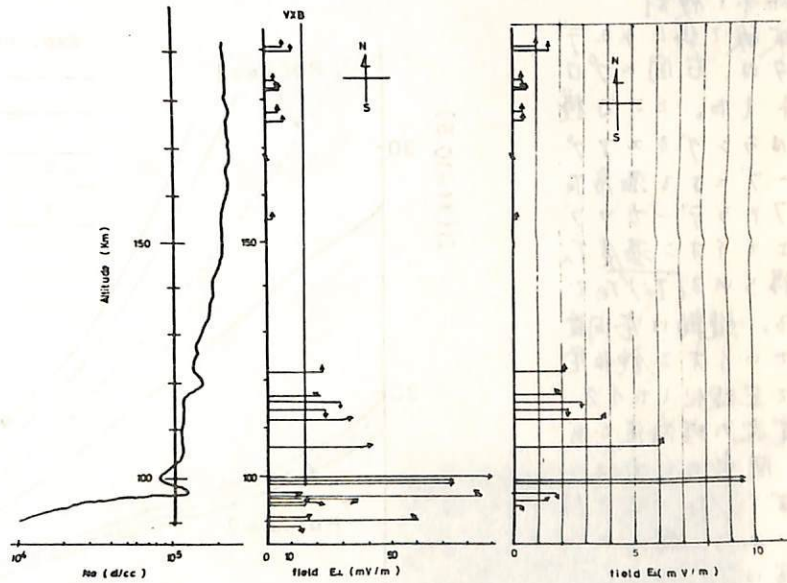


図1 観測結果 (左端 電子密度 中央 静電場(補正) 右端 補正後の静電場)

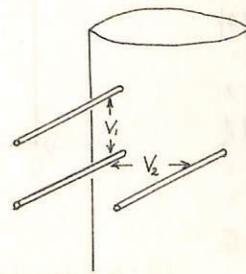


図2 絶対値方向を知るためのアンテナ系

ファラデーカップによるイオン温度測定と
統一理論による方法の比較

南 繁行 竹屋 芳夫
(大阪市大工学部)

まごがき

プラズマ中のイオン温度測定については、グリッドをもつファラデーカップが用いられることが多い。しかしこの方法の絶対精度については、他の方法とのクロスチェックができていなかった。今後もSpaceで用いられるであろうと考へ、J.G. Laframboise A.による統一理論から導かれた図表⁽¹⁾を利用してイオン温度を求める方法との比較実験を行なったのでその結果を述べる。

実験

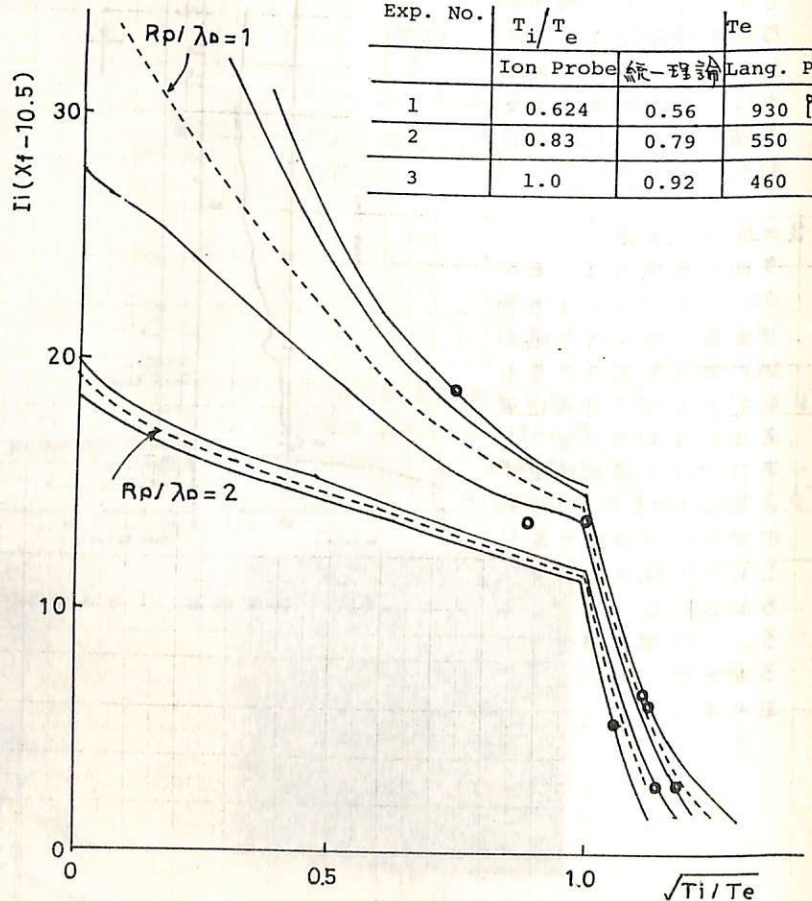
実験は後方拡散形プラズマ源を用いて、電子密度 $10^5 \sim 10^6$ [1/cc]のオーダーで行なった。気体はアルゴン、ヘリウムである。ピッチ0.3mmのグリッド2枚をもつファラデーカップと、統一理論より適当な R_p/λ_D (球プローブ半径/デバイ長) について測定するための球及び円筒プローブを用いた。

結果と検討

実験で得られたデータは、右図にプロットした。ここで横軸はラングミュアプローブによる温度 T_e とファラデーカップによるイオン温度 T_i で得られる $\sqrt{T_i/T_e}$ である。縦軸は空肉電位でのイオン飽和電流を正規化したイオン電流の理論値である。図中の白丸は、ほぼ $T_i/T_e = 1$ の付近にある。得られた結果は $T_i/T_e > 1$ については統一理論では解析できない、 $T_i/T_e < 1$ については比較例を表1に示した。この場合予想外によく合っている。なおプラズマの分布函数が誤差の存在を決定している。 $T_i/T_e > 1$ のデータはプラズマ源と異なっている。

Table 1

Exp. No.	T_i/T_e		T_e
	Ion Probe	統一理論	
1	0.624	0.56	930 [K]
2	0.83	0.79	550
3	1.0	0.92	460



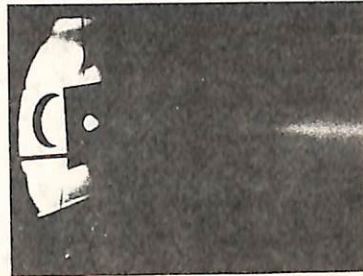
(1) J.G. Laframboise VTIAS Report No 100 (1966)

ロケット搭載用電子銃装置を用いた室内実験

(宇宙研スペースシャッターでの電子ビームのスペースシミュレーション)

佐々木進, 戸沢洋二, 河島信樹, 鶴岡重信^A
東大宇宙研, 日大理工^A

宇宙空間での大出力電子ビーム放出実験は、諸外国だけでなく我が国でも K-9M-57, 58号機, L-3H-9号機で予定されており、Space Shuttle AMPS-SEPAC 計画でも主要な実験項目としてとりあげられている。我々はその地上シミュレーション実験としてロケット搭載用の電子銃装置を用い、宇宙研の大型シャッターで次の様な目的のもとに実験を行なった。



オ1図

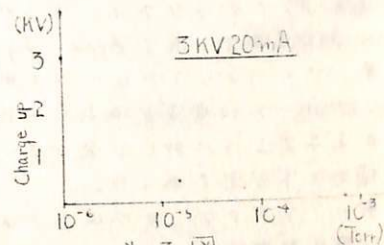
- (1) 電子銃から出た電子ビームの伝播特性(拡がり角)の研究
- (2) 電子ビーム放出に伴う電子銃装置の charge up とその neutralization の研究

(3) 電子ビームによる波動励起と周囲のプラズマ加熱の研究。使用した電子銃の最大出力は本実験の場合、3KV, 100mA (300W) である。以下に実験結果を示す。

	拡がり大	拡がり小
加速電圧	低	高
ビーム電流	大	小
真空度	高	低
プラズマ密度	小	大

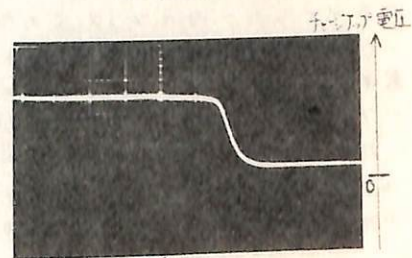
オ2図

(1) 伝播特性: 電子銃を出たビームは、自身の静電的な力で拡がっていく。本実験では可動プロフ及び写真撮影によりビームの拡がり角を測定した。オ1図に写真の一例を示す。拡がり角の各パラメータ(加速電圧・電流・真空度・バックグラウンドのプラズマ密度)依存性をオ2図に示した。



オ3図

(2) charge up 及び charge neutralization: 電子ビームシステムをシャッター壁アースから電気的に絶縁し、ビーム放出に伴う電子ビームシステムの charge up 量を測定した。オ3図に示す様に真空度が高い程 charge up 量が増える。これは真空度が低い所では電子ビームによりプラズマが生成され、return current が大きくなる為だと考えられる。これらのデータは、charge neutralization のひとつの方法として、ビーム経路に中性ガス雲を放出するという方法が有効であることを示している。この事を確かめる為、ビーム経路に FAV (Fast Acting Valve) でパルス的に中性ガス雲を放出した。オ4図に示すようにガス雲を放出すると charge up 量が急減する事が観測された。但し条件によっては、ガス雲を放出した瞬間一時的に charge up 量が増す場合があり、これは return current が中性ガス雲によって一時的に阻止される為と考えられる。



オ4図 ↑ガス雲放出

(3) 波動励起及び周囲のプラズマ加熱: 波動はシャッター内にアンテナを入れ、スペクトルアナライザーで 10kHz ~ 1GHz 迄を調べた。

バックグラウンドプラズマが存在する時のみ、ビームによる波動の励起が観測された(150MHz 付近, 200~500MHz 付近)。これらの波動は二流本不安定性によるものと考えられる。又、K-10-12号機での電子ビーム放出実験(本年一月, 200V 4mA 電子銃)で、ビーム放出に伴う周囲のプラズマ加熱のデータが得られたか(ラングミュア特性, 電子エネルギー分析器)、本実験でも同種のデータが得られた。

今回の実験は、電子ビーム放出に伴う現象を幅広く調べるという目的の為、精密な物理測定を行う予算がなかったが、本年10月に計画している実験ではより精密な測定を行う予定である。本実験は、東大宇宙研スペースシャッター管理室の協力のもとに行ないました。(51 8 26)

森田 護・小川 俊雄 (京大理)
 鶴田 浩一郎・大林 辰蔵 (東大宇宙研)

ロケット・科学衛星によるダブルフロー
 を用いた電場測定の基礎実験として、ス
 ペースシャッター内にアクアダック及び、金で
 表面処理した球ダブルフロー（直径3cm、
 両球の間隔36.2cm）を設置し、このフロ
 ー系をシャッター外部のモーター装置により
 約100秒の周期で回転させて、シャッター
 内の電場を測定した。一方、各フローとチ
 ェンバー壁の間の電位差をそれぞれ測定する
 ことにより、ダブルフローで測定した電場
 の妥当性を検討した（Fig. 1）。その結果、
 ダブルフローにより測定された電場と、壁
 を基準にして測定したフロー電位から求め
 た電場が一致した。

次に増幅器の入力抵抗を変化させて、フ
 ローに電流を流した場合のダブルフローの
 出力をアクアダックフロー及び、金フロ
 ーについて測定した（Fig. 2, Fig. 3）。その
 結果、アクアダックフローを用いた場合
 には、フローに電流が流しても比較的安定な
 出力を与えるのに対し、金フローの場合
 には極めて不安定であった。

更に、アクアダックフローを使用して電
 流-電圧特性（Langmuir 曲線）を求め、これ
 からシャッター内のプラズマの諸特性とフ
 ローの浮動電位を求めた（Fig. 4）。ここで
 求めた浮動電位は、先の静電的に求めたフ
 ロー電位より0.3-0.6V高い値を示した。

以上の実験の結果、電場測定に対するダ
 ブルフロー法の有用性とアクアダックによ
 るフロー表面処理の効用が明らかになった。

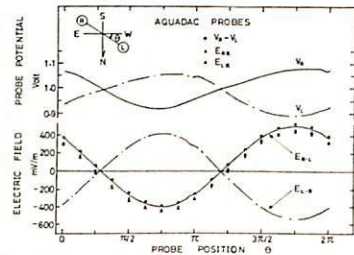


Fig. 1. シャッター壁とフロー間の電位差 (V_R, V_C)
 , 且つ求めた電場 ($V_R - V_C$)、及びダブルフロ
 ーによる電場 (E_{R-L})

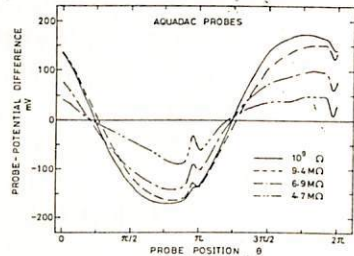


Fig. 2. 入力抵抗を換えた場合のダブルフロー
 の出力。アクアダックフロー

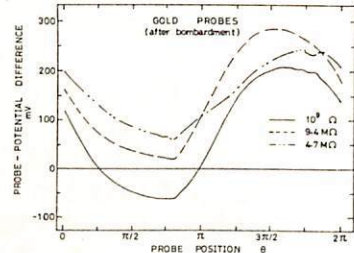


Fig. 3. 入力抵抗を換えた場合のダブルフロー
 の出力。金フロー

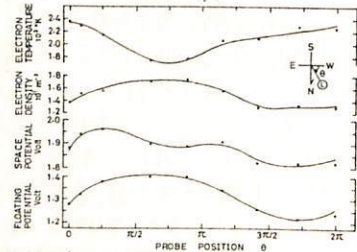


Fig. 4. ラングミュア曲線によるシャッター内
 のプラズマ諸特性と浮動電位の分布

ビームの歪みスペースチェンバー用均一大容量
プラズマ源の開発

筒井 稔

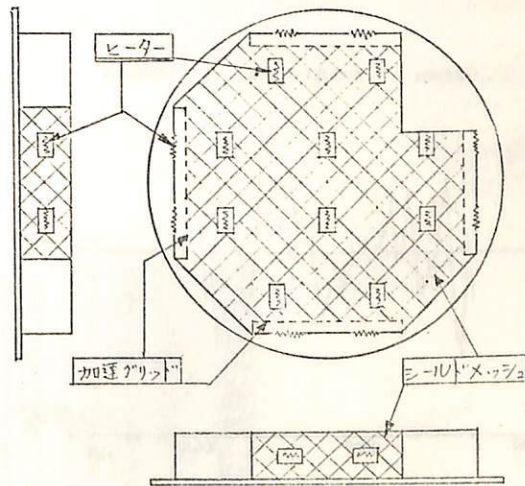
京都大学工学部

昨年秋の学会におりて、後方拡散型均一大容量プラズマ源が開発され、一応良好な結果が得られた事を報告したが、波動等の実験を行う上には一番問題になるのがビームの発生である。後方拡散型プラズマ源におりて必然的に発生するイオンビームは波動時に低周波波動の実験におりて大きな障害となつて来た。そこで筆者は現在ビームの歪みしきかも均一で大容量な低温プラズマ源の開発を行つて、まいるので報告する。

拡散型のプラズマ源のうち後方型は、イオンによりプラズマを実験領域に引き出さるがこの場合イオンは熱電子加速用の電界により加速を受ける。そのためにイオンビームが発生する。この状況を作り出さないうようにする事が一つの主要点である。そこでビームの無い均一大容量のしかも低温にするために図のような装置を開発中である。

図のようにチャンバーを全面をプラズマ源として使用する。長さ10cm、28角柱のものを周囲を5mmメッシュの網でこまらされる。プラズマ発生用の熱電子管の図のように側面に取付けられ、チャンバー軸に対して直角に加速されるように加速電圧印加用のメッシュがそのヒータの内側に固定される。四方から中心に向つて(磁場により回転を受けるが)加速された熱電子は気体と衝突電離して高密度の電離気体を網の容器内に蓄積する。側内外側には以前の後方拡散型と同じ原理でプラズマが生まれ、チャンバー側壁付近のプラズマ補充の助けとする(実際は壁面損失は多いが)。そのように高密度となった電離気体は前面メッシュにある数ヶ所の窓から密度勾配により実験領域に拡散しようとする。その窓の中央にヒータを設置して(これは網内のイオンのみかその熱電子(低温)を伴つて実験領域に拡散していく。

この方式では密度勾配の力が拡散を促進させる要因であるため高密度のプラズマが必要の場合には更に改良する必要があるものと見られる。

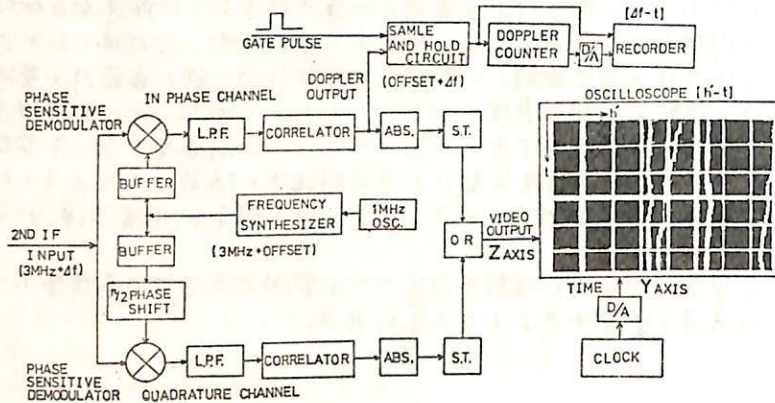


II-32 符号化パルス方式サウンダによる電離層高度変化の精密測定

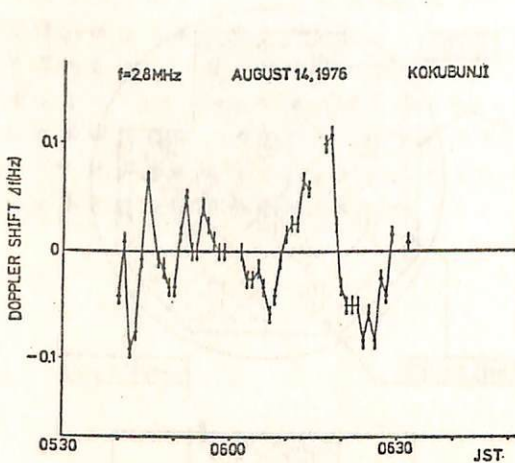
五十嵐喜良, 古閑照男, 相京和弘

郵政省電波研究所

前回は T T L - I C で構成された相関器を用いた I - Q 方式のデジタル整合フィルタを試作して行なった電離層反射高度とドップラの測定についてその概要を報告した。ドップラシフト Δf の極性の判別ができなかったので、今回は局発信号を周波数シンセサイザで作りオフセットをかけることによりその判別ができるようにした。また $h-t$ の記録を取るためビデオ波形を輝度変調し、時刻を D - A 変換してオシロスコープの Y 軸に入力してポラロイドカメラにより実時間処理できるようにした。観測結果の例をオ 2 図、オ 3 図に示す。これは早朝の E_s 層のドップラシフトであり電離層反射高度の時間変化と対応づけられる。距離分解能は 3 km、周波数分解能は ± 0.01 Hz である。整合フィルタとして並列遅延線方式のアナログ整合フィルタ、T T L - I C シフトレジスタを用いたデジタル整合フィルタについては既に報告しているが、サンプルホールド回路とアナログスイッチで構成された言わば A - D 混成整合フィルタの試作を行なったのでこの観測結果の概要も報告する。

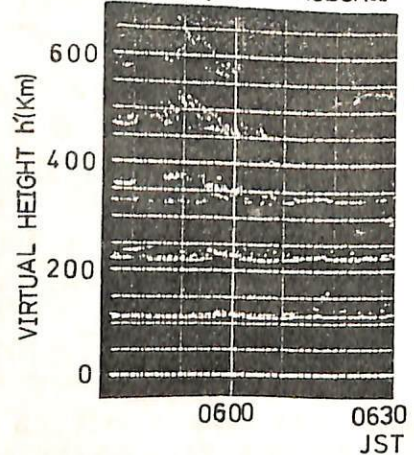


オ 1 図 ドップラ、 $h-t$ の記録と整合フィルタの構成図



オ 2 図 E_s 層のドップラシフト $\Delta f-t$

f=28MHz AUG.14,1976 KOKUBUNJI



オ 3 図 E_s 層の高度変化 $h-t$

野崎憲朗 前田力雄 石岡照男 五十嵐喜良 藤井周
(電波研)

斜入射の Sounding を定常的に行う装置を開発した。現在の定時観測機では掃引発振器に可変容量ダイオードを用いているため、Sounding の電波を別の受信機で受信することができない。

新しい方式では、送信機、受信機共、定時観測機との共通部分を多くし、時計装置、周波数掃引部、変復調部を新設した。

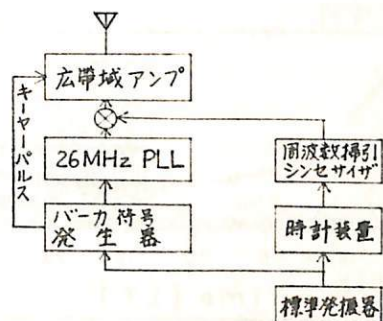
掃引の開始時刻及び周波数掃引速度のタイミングを合わせるのに送、受で独立同期している。また、送、受信周波数を正確に同期させるため、立上り時間の短いシンセサイザを用いて掃引周波数を作り出しているのが特徴である。

定時観測にこの装置を用いると、時計装置と適当な受信機を持つ事により、発射地点以外の場所でも Ionogram が得られる。

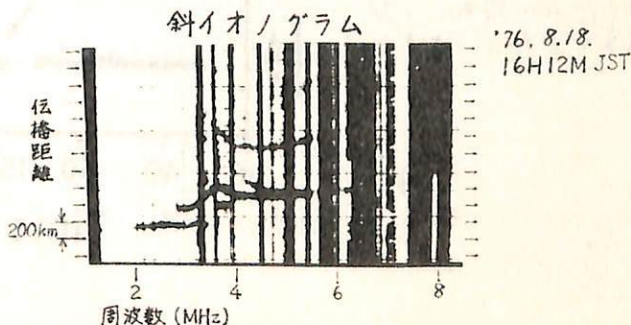
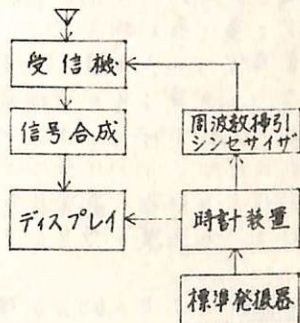
現在までに国分寺で発射した電波を平磯で受信し(直線距離 126 km)、斜め Ionogram を得ている。さらに内、浦-平磯間、稚内-平磯間で実験を行うべく準備中である。

主要諸元	
周波数掃引速度	1 MHz/sec
掃引周波数	1 MHz ~ 20 MHz
パルス間隔	50 msec
周波数ステップ	50 kHz
変調形式	バーカ 13 bit 0- π 位相変調
パルス幅	サブビット 20 μ sec 全パルス長 260 μ sec
送信出力	5 kW (尖頭)

送信側ブロック図



受信側ブロック図



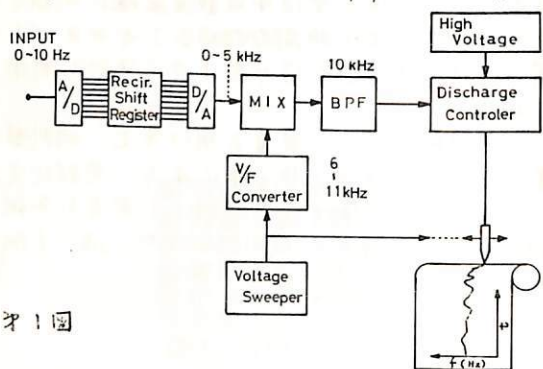
HF ドップラー観測におけるリアルタイム周波数分析及びその表示装置の開発

II-34

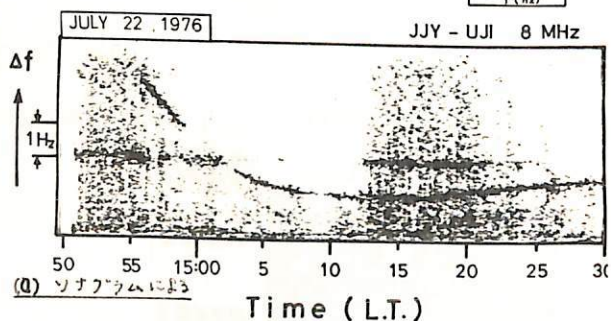
筒井 稔 辻井 常男 小川 徹
(京都大学 工学部)

電離層のダイナミクスを知る上で有効な HF ドップラー観測は以前から昼夜連続で行なわれてきたがその周波数分析がデータ処理における一の問題であった。10 Hz 以下のドップラー信号は超低速テープレコーダに集録される。そこでその信号の周波数分析を行なうためには、その集録されたテープを約 500 倍のテープ速度で再生しソナグラム又はレイストグラムに於て周波数スペクトルの時間変化を表示するのである。周波数分解能の良いソナグラム方式では、1日のデータを処理するのに約 6 時間も要しており、昼夜連続のテープと周波数分析するには相当の労力と時間とが必要とされた。筆者等はこの作業の省力化のためにリアルタイムで処理出来る装置を開発したので報告する。

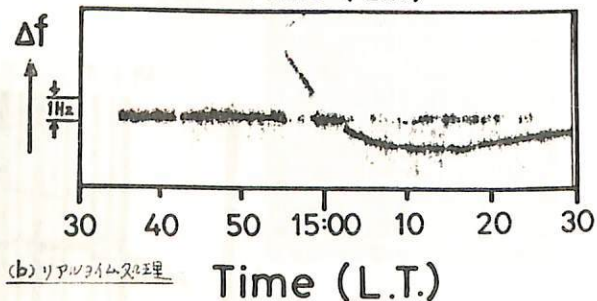
第 1 図はリアルタイム周波数分析及びその表示装置のブロック図である。10 Hz 以下の低周波信号を電子回路により時間圧縮を行なうことにより 5 kHz までの周波数に変換しこれを分解能 (バンド巾) 約 100 Hz のフィルターで周波数分析を行なうのである。即ち掃引電圧は周波数 f_c を変換され、入力周波数 f_i との間に次の条件 $f_c - f_i = 10 \text{ kHz}$ を満足するだけの放電信号となる。その信号は放電記録紙上で入力周波数に相当した位置で放電する仕組みになっている。



第 1 図



(a) ソナグラムによる



第 2 図

この装置の開発により人的な時間的労力が著しく軽減された。この方法は低周波信号を取扱って他の現象の分析にも応用が可能であり極めて有望なと思われる。

II-35 EXOS-B 搭載用磁力計について

青小 巖, 遠山文雄, 高橋隆男
(東海大・工)

EXOS-B 計画は昭和53年夏～54年初めの打上げを目指し、現在プロトタイプの実合試験を終了しFIM設計の段階である。この実験は電離圏、磁気圏における変動や極小計測を目的とするが、搭載機種の1つとしての磁場計測(MGF)に使用される磁力計について述べる。

この衛星の軌道は近地長250Km, 遠地長35000Kmの長楕円であり、地球近傍における地球磁場を基準とした地磁気姿勢計(GA)として姿勢検出を行う。磁気圏においては磁力計の感度切換によって高感度磁場計測を行う。磁場構造を明らかにする他、pulsationの測定も期待される。使用する磁力計はフラックスゲート型磁力計で、衛星軸成分とこれに直角面に2成分を持つ3成分測定である。スピンレートは0.5rpmであるが3成分同時測定を行いデジタル8bitによる出力信号方式を採用している。特に今回は、長楕円軌道により地球近傍での姿勢計測の目的もあって各成分共感度切換を4段階に行い、最大感度±2ガンマ(フルスケール±256γ)で計測する。この切換は自動的に切換る他、地上からのコマンドによっても制御出来る。検出部は衛星下部よりモーター駆動で約1.5m展張する予定であり、又、太陽センサ(SAS)も同時搭載している。

現在までPIM総合試験が終了し、更にセンサ展張前の熱試験、磁力計のシミュレーション試験を行うついであり、あわせてその試験結果について述べる予定である。主には以下の通りである。

測定方式	3成分共2進8 bits
測定範囲	±51,200, ±10,240, ±2,560, ±256γ(4段切換)
励振周波数	20 KHz
電気計寸法重量	170 × 160 × 105, 1.6 Kg
検出部寸法重量	110 × 106, 0.45 Kg
消費電力	+70mA(+12V), +40mA(-12V), +146mA(+5V), -15mA(-5V)

参考文献

河島, 大塚, 大林; EXOS-B 計画, 宇宙観測シンポジウム(昭50年度) P350～

河島, 大塚, 大林; EXOS-B, 科学衛星シンポジウム(昭50年度) P.48～

青小, 遠山, 高橋; EXOS-Bにおける磁場計測, 科学衛星シンポジウム(昭50年度) P37～

藪崎 努, 小川 徹

京都大学工学部

光ポンピング磁力計は現在地磁気、磁気圏及び惑星間空間磁場等の精密測定に広く用いられるようになってきた。現在まで、その性能を向上させる為に種々の型の磁力計が開発され、精度は0.1ガウス程度にまで向上した。これら従来の磁力計は根本的には同一の共鳴現象を利用したものである。即ち、原子のゼーマン副準位間隔($h\omega_0$)が磁場の強さに比例することから、外部から高周波磁場(角周波数 ω)を加え、 $\omega = \omega_0$ の時生じる共鳴現象を光学的に検出する。換言すればゼーマン副準位間の1光子遷移を利用していることになる。ここでは、光ポンピングで観測されるその他の現象が磁場測定に応用できるのか否かを検討し、基礎実験を行ったこととその結果を報告する。

1光子遷移を利用した従来の磁力計の欠点は

(a) 弱磁場(100ガウス以下)での誤差が大であること。高周波磁場による共鳴線の位置のシフト(Bloch-Siegert shift)は

$$\omega/\omega_0 = 1 + \left(\frac{\omega_1}{2\omega_0}\right)^2 + O\left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^4$$

で与えられる。ここで $\omega_1 = \gamma H_1$ で、 γ は磁気回転比、 H_1 は高周波の振中である。明らかに、被測定磁場 ω_0 が低いほどシフトは大きくなり誤差が増加する。この欠点を解消する為に米国で磁気圏及び惑星間空間磁場測定として用いられている方法は、既知の強さのバイアス磁場を被測定磁場に重畳させ ω_0 を大にしている。この方法の問題点は、100ガウス以下の磁場に対しては精度は0.1ガウス程度で測定器として不満である事、またバイアス磁場の時間的に変化すれば被測定磁場の変化と区別できない事がある。

(b) 高周波磁場による共鳴線の幅が大きいこと。地磁気程度(0.5G)の磁場測定でもこれの若干問題で、精度、感度を下げている原因の1つであるが、弱磁場では更に共鳴線の幅が大きい。

ここでは1光子遷移以外の現象の弱磁場測定への応用について検討し、特に上記欠点が解消できるかどうかを考慮し、磁場測定応用に可能な現象は、

- (1) Hanle 効果
- (2) 多量量子遷移
- (3) パラメトリック共鳴
- (4) 高周波磁場による g-因子の変化

理論的検討及び基礎実験の結果を要約すると

(1) Hanle 効果: 共鳴線のシフト、幅が小さく、弱磁場測定に応用可能、しかし精度はパラメトリック共鳴に劣る。(2) 多量量子遷移: 共鳴線のシフトは小さいが幅が小さく、地磁気程度の高精度測定に有望。(3) パラメトリック共鳴: 共鳴線のシフト、幅が小さく、弱磁場の高感度測定に極めて有効である。例えば、原子として C_5 を用いた時、被測定磁場を300ガウス程度とすれば、感度は0.01~0.001ガウス(時速数1%)となり、被測定磁場の更に弱ければ感度はこれより増加する。この方法では、バイアス磁場の必要をせず、また感合測定も可能である。

なお(4)は、強い高周波を原子に与えた時、原子の g-因子が変化するという現象で、直接磁場測定には関連しないが、高周波磁場の振中の絶対測定へ応用可能である。簡単な実験でも0.1%以下の誤差であり、2インレット校正、或いはループパイプの絶対校正にも応用ができて、特に真空中では電界の(且しVLF帯)絶対測定も可能と思われる。

大西信人
(東海大・工)

地磁気脈動を検知するための誘導磁力計としては $5 \times 10^{-2} \mu\text{V}\cdot\text{Hz}$ 以下の分解能が必要であると考えられる。入力換算ノイズ $0.1 \mu\text{V}$ の増幅器を用いるとして Sensor の必要感度は $200 \mu\text{V}/\mu\text{Hz}$ とする。この感度を持つ誘導磁力計を一本の core で作る場合表-1 に示すような直流抵抗及び重量 (coil 重量 + core 重量 (比重 ρ_c)) とする。なおこの計算は線径 0.32ϕ の巻線を用い、ホビンの肉厚 5mm にし、core の長さ全部に巻き線を巻いたときの場合である。

一般に誘導磁力計は高感度増中器と共に用いられる為に sensor の抵抗は小さい方がよい。円柱コアの磁束増中度は回転楕円体のそれにほとんど近似出来るので coil は core の長さ全体に巻いた方が抵抗を少なく出来る。また太い巻き線を用いた方が抵抗を少なく出来る。しかし重量は増してしまう。

より軽く且つ低抵抗の誘導磁力計を作る方法として複数の誘導磁力計と束ねる方法が考えられる。図-1 は 2本の core と平行に置いた場合と3本の core と平行に正三角形に置いた場合及び4本の core と平行に正四角形に置いた場合の一本の core に対する磁束増中度減少度 α と示したものである。この core 間隔 x に対する減少度は core の直径よりも長さに依存し長い core は $|dx/dx|$ は小さい。また、core の中心からの距離に対する磁束増中度分布は、ほぼ回転楕円体のそれに近似出来る。

例えば core 長さ 80cm 直径 1cm ($L/D=80$) の core を 15cm 離して4本用い次の条件で誘導磁力計を作るならば； 1) 巻線の線径 0.32ϕ 、2) ホビン直径 2cm 、3) core の長さ全体に巻線を巻く、重量 (coil + core 重量) は約 10kg 、直流抵抗は約 $2\text{k}\Omega$ となる。更に巻線線径を 0.2ϕ にするならば重量約 5kg 、直流抵抗約 $5\text{k}\Omega$ となる。

このように複数 core にすることにより重量及び抵抗を減らすことが出来る。加えて、自己静電容量も小さくすることが出来、周波数特性も良くなると考えられる。

コア長さ (cm)	コア直径 (cm)	ホビン直径 (cm)	巻数	抵抗 (k Ω)	重量 (kg)
80	1	2	3.1×10^5	16.9	56
80	2	3	$3.2 "$	14.7	50
80	3	4	$2.7 "$	14.6	51
100	1	2	2.6×10^5	8.9	26
100	2	3	$2.2 "$	7.5	27
100	3	4	$2.0 "$	7.1	31
120	1	2	1.9×10^5	4.5	16
120	2	3	$1.6 "$	4.7	18
120	3	4	$1.4 "$	5.0	24

表-1 コア1本の誘導磁力計を作った場合の各諸量 (巻線 0.32ϕ)

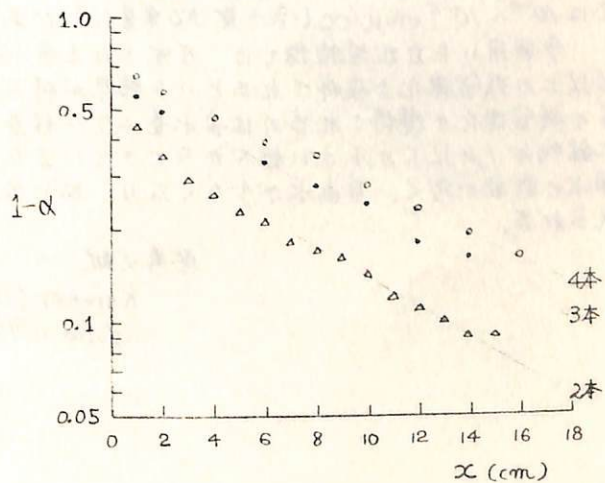


図-1 コア1本についての磁束増中度減少度 α とコア間隔 x との関係 (使用コア、長さ 50cm 直径 1cm)

浜野 洋三
東京大学 理学部

海洋底や湖底の堆積物の持つ残留磁化の多くの部分は、これらの堆積物が沈降、堆積したあとで獲得したものであることを示す実験が行なわれている。(Khrarov, 1968; Løvlie, 1974) 前回の報告では、堆積後に残留磁化を獲得する過程を調べるための実験を行なった。この実験では人工試料(Talc:Magnetite=200:1)を用いて、ヘルムホルツ・コイルによる一定磁場中で荷重を加えることにより、試料が圧密を受けるに従って残留磁化が段階的に獲得していく様子を調べた。試料の圧密に伴って残留磁化が増加することは、強磁性粒子の内々動けなれりが増えていくことで理解される。前回の実験での問題点は、荷重の重さを段階的に変化させていたために、試料の圧密のされ方が時間的に一様でなく、圧密速度と残留磁化の関係を調べるには適当でなかった。また、自然堆積物の主要構成物である粘土鉱物を含まず、粒子の大きさも大きな人工試料を用いたために、実験で得られた圧密の程度と残留磁化の大きさの関係を、直接に実際の堆積物に適用することはできなかつた。

今回は、前に用いた試料に圧密を加える装置を改良して、おもりとして水を用いて荷重を連続的に加えられるようにした。この装置では水の流量を調節することにより、10~100 mbar/min. の速度で試料に連続的に圧力を加えることができる。用いた試料は、北西太平洋の海床堆積物(Red Clay)である。試料にかかる圧力と水の含有量、空隙比との関係は、圧密過程での体積変化の測定と、圧密された試料を乾燥(110°C, 1hr)して重量を測定することから得られる。この試料では、含水量75重量%の試料に圧力を加えた場合、0.2 barで67%、0.5 barで56%、1 barでは52%に変化する。残留磁化の獲得過程を調べるのは、試料が圧密されていくある段階だけ磁場を加えることにより、いわば部分圧密残留磁化を測定することにより行なった。用いた試料の量は、1 barの圧力で圧密を受けた時に約2cc、乾燥後の重さで2g程度である。また残留磁化の大きさは 10^{-4} ~ 10^{-5} emu/cc(含水量50重量%)であった。

今回用いた自然堆積物では、圧密されて含水量が70重量%に減少するまでに、90%以上の残留磁化が獲得されるという結果が得られた。前回用いた人工試料では、90%の残留磁化が獲得されるのは含水量40%程度であった。この5かいは、自然物が粘土鉱物や 1μ 以下の小さい粒子からできているために、含まれている水の内で吸着水や表面水の割合が多く、自由水が少なくなり、同じ含水量でも粒子が動きにくくなるためと考えられる。

参考文献:

Khrarov (1968), *Phys. Solid Earth*, 1, 68
Løvlie (1974), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 21, 315

2 藤洋一郎・管嶋貞雄
(京大・理)

堆積残留磁化の発生機構解明のモデル実験として、centrifuge (遠心機) を用いて、短時間にて琵琶湖湖底堆積物、海洋底堆積物 (suspension) を沈降・圧密させる。この沈降・圧密を magnetic field の中で行うことは、最終生成物の残留磁化は、堆積物の残留磁化のモデルと考えられる。以下の実験結果はその妥当性を示している。

- (1) 圧密した物質の粒子系の構造を示す量 — magnetic anisotropy quotient: β は、 $\beta < 0.67$ である。
- (2) Anisotropy の min. axis は、initial \vec{E} と final \vec{E} との軌跡上にある。
- (3) Anisotropy の min. axis は、 \vec{E} の軌跡上にあるにもかかわらず、磁化方向は、magnetic field (地球磁場のオーガーの弱い作用磁場) の方向と誤差範囲で一致する。

上記の centrifuge を用いた手法より、suspension が磁化を獲得するスペクトルと、横軸に suspension の initial density (ρ_{ini}) とし、右ある実験を再び、 ρ_{ini} を suspension の ρ_{ini} を parameter とし変化させ、最終状態 $\rho_{fin} = 1.34$ まで圧密しつつ、残留磁化 (J) を獲得させた。 J - ρ のカーブは、スペクトラムの積分のものでは ρ_{ini} がその指標となる。実験結果として、もっとも強い磁化を獲得する suspension の density は、 $\rho = 1.24$ (琵琶湖湖底堆積物) 付近にある事 — density が小さい時よりも、ある critical density がより磁化を獲得する — を得た。同様の結果は海洋底堆積物にも見られる。今回は、この常識的でない実験結果について報告する。

真 一

(東大理)

前回の実験に続くものとして、様々な濃縮率(サンプルにおけるマグネタイトの重量パーセント)、そして様々な外部磁場強度の下における「DRM」強度の温度依存性を調べる実験を行った。

今回の実験においては前回より大型のソレノイドコイルを使用し、その中央部に4つのカプセルを同時に入れられる様にした。さらにカプセル内3つの部分にわけたため、3本のガラスパイプを用いた。この目的は前回の実験における残留磁化強度の高温部での減少が、熱エネルギーの増大による水分子等の活性化にともなう発生する部分的な対流によるものであるかもしれないという考えから、これをおさえるために行ったものである。サンプルにおける変更は無水けい酸(SiO_2)の100ミクロン以上の直径を有する部分をフルイによってカットした。すなわち、無水けい酸のグレインサイズは10~100ミクロンほどである。

温度依存性実験を行うにあたり、その予備実験として2 Oeおよび5 Oeにおける残留磁化強度の濃縮率依存性を3°C一定として何点か調べてみた。その結果マグネタイト1g当りの残留磁化強度は濃縮率0%~20%において急激に減少するという事が明確となった。これに因しては濃縮率が大きくなるという事は双極子相互の接近を意味し、その結果としてとなり合う双極子が相互に逆向きになった方がエネルギー的に安定であるという視点から定性的に理解する事が出来る。この実験からその磁化強度が大きく変化する部分に注目し、0.3%、1.0%、3.0%の3つの濃縮率を採用して温度依存性実験を行う事とした。

上記の3つの濃縮率それぞれに対し地球磁場に比較的近い0.3 Oe, 0.9 Oe, 1.5 Oe, 3.0 Oe, の4点を3°C~48°Cの温度において温度依存性実験を行った。濃縮率0.3%においては3°C~48°Cの温度変化に対し25%~30%の増加が見られた。しかし1.0%, 3.0%のサンプルにおいては温度変化がはたして存在するか不明となってしまう。予備的に言える一つの結論として、外部磁場及び内部相互作用による磁場の相加磁場が大きいほど温度依存性は明確化するが、小さい場合に不明確となってしまうという事であるこれらの結果は前回のそれと相反するものであり定量的にはルブリーのそれともほど遠いものであると思われる。これらの原因を明らかにするため種々の実験が必要と思われる。今回はさらにレッドクレイについての温度依存性についても報告するつもりである。

San Juan 火山岩に含まれるマグネタイトの
残留磁化について

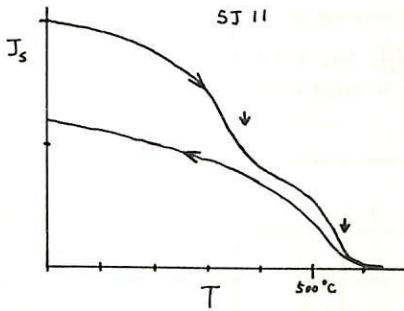
田中 秀文

東京工業大学理学部

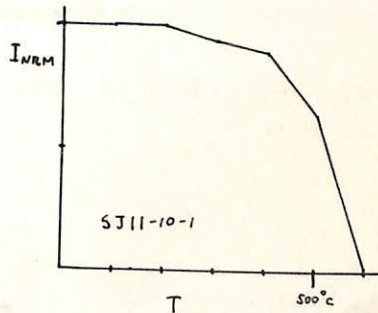
図(a)は San Juan 火山岩 (Colorado, U.S.A.) にしばしば見られる熱磁化曲線で、飽和磁化の break down を示す transition point が 350°C 付近に存在するのが特徴である。この transition point は Readman & O'Reilly⁽¹⁹⁷⁰⁾ によれば低温酸化を受けたマグネタイト (マグネタイト) の分解を示す。即ち、San Juan 火山岩のうち図(a)のよう熱磁化曲線を示す岩石はごく普通に高温酸化を受けて生じた magnetite が後に一部 maghemite 化したものを含むわけで、このことは X 線回折により求めた磁性鉱物の格子定数が magnetite のそれよりも小さいことがよりわかる。海底の岩石と同様地上の岩石には低温酸化を受けた titanomagnetite はめったに存在しないと考えられていることも多い方が、地上の岩石で titanomaghemite を含む物は以前から多数報告されておき珍しくはない。

ところで、この火山岩は maghemite 化による CRM を持っている可能性があるわけだが、このことを調べるために NRM の熱消磁を行なった。maghemite による CRM が存在すれば、熱消磁曲線も図(a)の heating curve のような S 字形になるはずだが、結果は図(b)のよう magnetite による TRM しかないことを示すものであった。即ち、この岩石の NRM には maghemite は寄与していないことがわかる。maghemite による残留磁化は不安定であるという報告もあり (Kent & Lowrie, 1974)、この San Juan 火山岩の場合、安定な TRM が残っているため maghemite による CRM は無視できるものと思われる。

maghemite による CRM が弱く無視できることが一般の火山岩でも成り立つならば、多少低温酸化を受けたような岩石でも古地磁気学に用いることができることになる。



(a) 熱磁化曲線



(b) 熱消磁曲線

(References)

Readman, P.W. and W. O'Reilly, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **4** (1970), 121-128.
Kent, D.V. and W. Lowrie, *J. Geophys. Res.*, **79** (1974), 2987-3000.

杉浦 通治 永田 武

東 大 理 堀 地 研

NRM と ARM の交流消磁を比較することによって古磁場強度を求めろ方法 (Allen, 1970; Stephenson and Collinson, 1974) を chondrite に適用すると, Allende, Y-74-013, Y-74-191 からほぼ linear な NRM vs. ARM の plot が得られ, paleointensity は各々, 1.86, 0.011, 0.15 G となる。他の chondrite の NRM は大きい coercivity を持つ成分が欠けており, (Fig. 1), TRM 以外の IRM, VRM 等の origin を暗示する。このことは, NRM/SIRM vs. H_c の plot (Fig. 2) から明瞭である。一方, VRM の decay constant の測定から, 地球磁場程度の intensity の磁場による VRM では NRM の intensity を説明できない。(Fig. 3) したがって IRM 起源が有力であるが, にはは NRM の低温消磁の特徴を説明しきれず, 30 G 程度の磁場強度を必要とする。これをさしげろるには, Butler and Cox (1974) の磁石残留磁化を安定化する process を考えろる必要がある。一方, 上述の NRM ~ ARM (~ TRM) である chondrites の blocking temperature は低いので, 統一的に解釈するならば, すべての chondrite は低温における TRM (PTRM) を保持していろと考えても宜い。

references

- R. W. Allen, Ph. D. thesis, University of Liverpool (1970)
- A. Stephenson and D. W. Collinson, Earth Planet. Sci. Letters, 23 (1974) 220.
- R. F. Butler and A. V. Cox, J. Geomag. Geoelec. 26 (1974) 55.

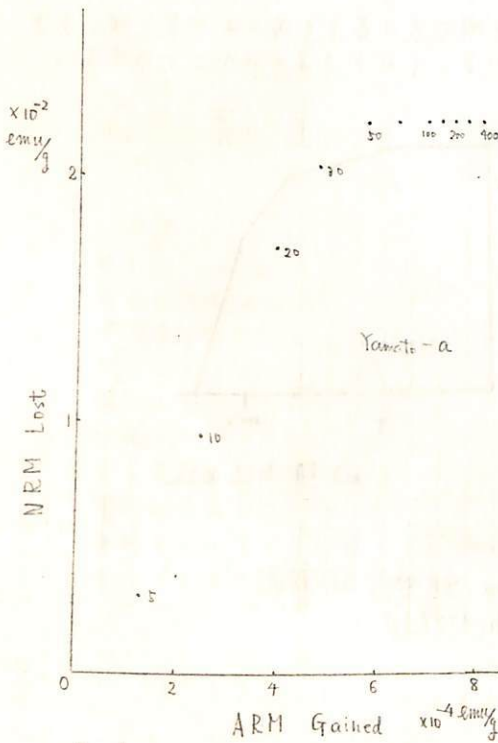


Fig. 1

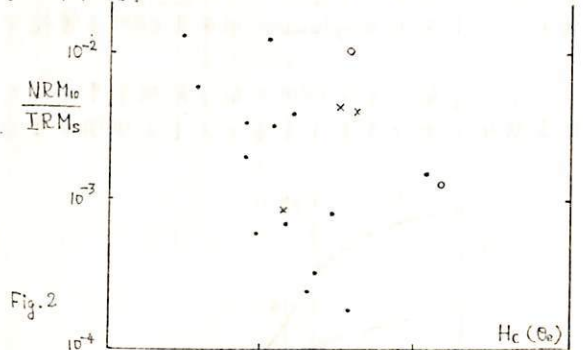


Fig. 2

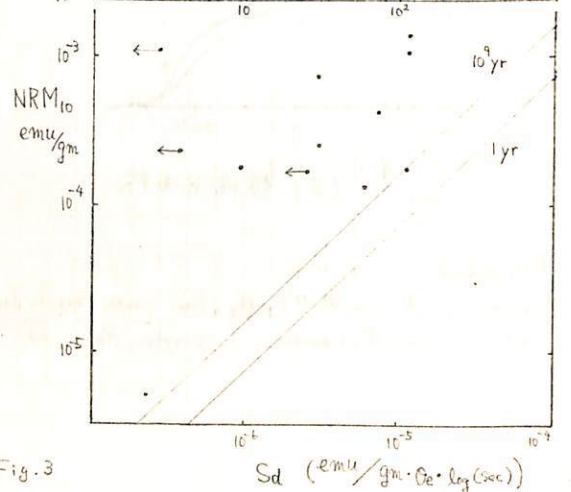


Fig. 3

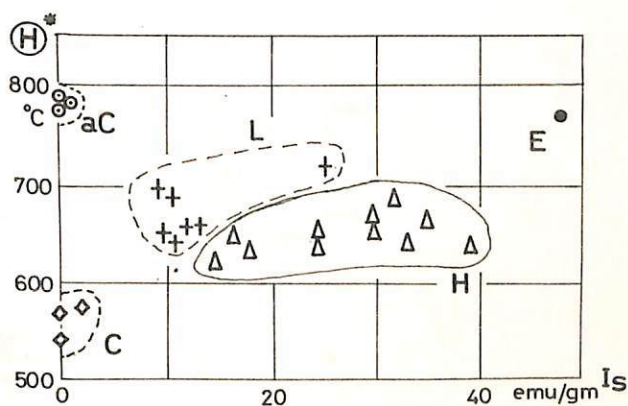
T. Nagata and N. Sugiura
 (Nat'l Inst. Polar Res.) (Geophys. Inst. Univ. Tokyo)

14 Yamato-meteorites have been magnetically examined. These meteorites are one iron, one enstatite chondrite (E), 7 olivine-bronzite chondrites (H), one olivine-hypersthene chondrite (L), one carbonaceous chondrite (C) and 3 achondrites. Up to the present time, the basic magnetic properties of the stone meteorites were measured for one of E, 4 of H, 7 of L and 36 of C. (Stacey et al. 1961, Larson et al. 1974, Sugiura and Nagata 1975). Therefore, the new data of Yamato meteorites have doubled the existing data of the magnetic properties of the enstatite chondrites and the ordinary chondrites and have newly added the magnetic property data of achondrites. It seems thus that a preliminary statistical classification of various stone meteorites has become possible on the basis of their magnetic properties.

Fig. 1 shows an example of results of such statistical examinations. In the figure, I_s represents the specific intensity of saturation magnetization of ferromagnetic metals and $(H)^*$ denotes the magnetic transition temperature of the main ferromagnetic phase in the cooling thermomagnetic curve.

As clearly shown in the figure, each group of plots for E, H, L, C and aC (achondrite) is well separated from one another. The chemical and petrological meanings of this diagram are as follows:

- (a) As established in the Urey-Craig-Mason diagram for the chondrites, the metallic iron abundance decreases in the successive order of $E \rightarrow H \rightarrow L \rightarrow LL \rightarrow C$. The I_s -values in the figure represent this characteristic, i.e. $I_s(E) > I_s(H) > I_s(L) > I_s(C)$.
- (b) $(H)^*$ for H and L groups represents the $\gamma \rightarrow \alpha$ phase transition temperature of kamacites, and $(H)^*$ for E represents either Curie point or the $\gamma \rightarrow \alpha$ phase transition temperature of low Ni kamacite. Thus $(H)^*(E) > (H)^*(H, L)$.
- (c) The achondrites contain, in general, a very little amount of metal, in which Ni content is very small. Thus $I_s(aC) \ll I_s(L)$ and $(H)^* \approx 770^\circ C$.
- (d) $(H)^*$ of C represent Curie point of magnetites and/or substituted magnetites. Thus $(H)^* = 540 \sim 570^\circ C$.



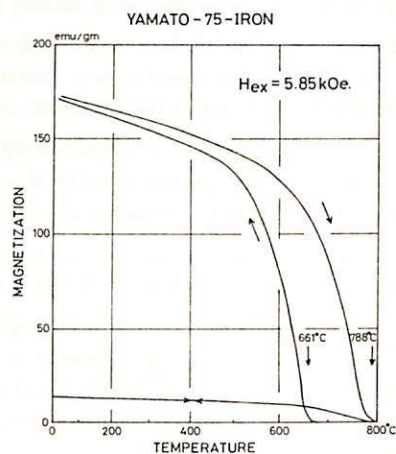
$(H)^*$ - I_s Diagram for the stone meteorites
 $(H)^*$: Magnetic Transition Temperature
 I_s : Saturation Magnetization

Takesi Nagata, R. M. Fisher and Naoji Sugiura
 Nat. Inst. of Polar Res. U. S. Steel Co. Res. Lab. Tokyo Univ.

A Yamato iron meteorite, Yamato-75-105, is examined chemically, metallographically and magnetically, has revealed that the major elements of the metal base of this iron meteorite are 5.65% Ni, 1.0% P and 0.52% Co, in addition to Fe occupying the most parts. From the chemical composition and the microstructure, this iron meteorite can be classified as a reheated hexahedrite, i.e. a Ni-poor ataxite. An "ablation zone" about 2 mm in thickness on the flat surface indicates an extensive reheating on entry into the earth's atmosphere although traces of the original single-crystal features remain.

Within the matrix of kamacite (95% Fe and 5% Ni) composition, Fe-Ni phosphide (schreibersite; 75% Fe, 10% Ni and 15% P) grains are enveloped by high-P kamacite of α -phase (91% Fe, 7% Ni and 2% P). These structures suggest that this meteorite specimen was reheated to above 1000°C. The acicular grain structure of the kamacite matrix indicates a rapid cooling rate after the reheating. Both metallographic and magnetic analyses have consistently revealed the above mentioned conclusion.

NRM of this iron meteorite is very stable against the AF-demagnetization with respect to both the intensity and the direction. The observed NRM is mostly attributable to TRM acquired on entry into the earth's atmosphere.



Thermomagnetic curve of Yamato-75-105, showing an irreversible (95% Fe, 5% Ni) kamacite phase and a reversible (91% Fe, 7% Ni and 2% P) high-P kamacite phase.

堂面 春雄・宗岡 浩
山口大学 教育学部 物理学教室

九州島北部・佐賀県中部および大分県国東半島近傍の新生代火山岩について、現在までにえられた古地磁気学データ（主に NRM 方位）を報告する。

測定した岩石試料は、Miocene ~ Pleistocene のもので、残留磁化方位は表 1 に示す如きである。

交流消磁の結果は、必ずしも残留磁化方位の収れん度を著しくしますことにはなかった。

大分試料の残留磁化方位は NRM そのもの、佐賀試料のそれらは 200 Oe (実効値) の交流磁場での消磁後の残留磁化方位とそれそれ表には示した。また表中、O(N) および O(R) は磁化方位が北半球上向き、および南半球下向きであることを示している。* は S は Scattered RM を示す。

なお、佐賀試料には、同一岩層についての Creer ら (1970) による方位を並記した。

Table 1. NRM Polarity of Northern Kyushu Cenozoic Rocks

		Saga		Hime-Shima		Kunizaki	Oita
		(1)	(2)	Upper Pleisto. Andesite	N		Upper Pleisto. Volcanics
Pleisto. Volcanics	B5	N	N				
	B5	N	N				
						Lower Pleisto. R Andesite	
Plio. Basalt	B4b	N	N				
	B4a	S	N			Upper Plio. Andesite	O(N)
"	B3	O(R)	O(R)				
	B3	R	R				
	B3	N	N				
"	B2d	S	S				
	B2c	N	N				
	B2b	O(R)	O(R)				
	B2a	O(N)	O(N)				
"	B2a	O(R)	N				
	B1d	O(N)	O(N)				
	B1d	O(N)	O(R)				
	B1c	O(N)	O(R)				
"	B1b	Very Weak					
	B1a	R	R				
	B1a	N	N				
Upper Miocene Sanuki-toids	S	R	R				
Andesite	TA	R	O(R)				

上野宏共 (山大・工)

E. Irving (Energy, Mines & Resources)
Canada

Superior 岩石区 (約 2500 m.y.) から一部は Grenville 岩石区 (約 1000 m.y.) にまたがる当地域から採集した主としてシル一部 花崗岩類岩石を対象とした。何回かの造山運動を受けているこの地域では何種かの磁化が overprint されている。熱消磁と交流消磁によりそれらを分離した結果、下の表のように安定なる種類の磁化 即ち CS・CH・CV と low-blocking temp. の CX が識別された。

CS はシルKのみ見出され、この岩体では 2630 m.y. の Rb/Sr 年代が得られている。2690 m.y. の Matachewan dyke (Strangway, 1964) の pole と符号する。

CH は Grenville Front 近くから得られる pole と良く一致し、Grenville 岩石区外まで Grenville 造山運動の影響が及んだことが示される。

CV については確証はないが、1500 m.y. の pole と一致することからこの時代の overprint であろう。CX はくり返して何度かの中程度の再加熱を受けた折に獲得したであろうと推定される。

尚、表の Thermal type は blocking temp. が高い方から A→D。N は core 数。
n は同一 core で 50° 以上方向が異なるため除外した core 数。

Site	N(n)	a.f. (Oe)	D°, I°	k	Thermal type	Magnetization
<i>Granodiorite suite</i>						
87	5	200	348,+84	50	D	CX
<i>Tonalite suite (metamorphosed in Grenvillian orogeny)</i>						
66	5	300	129,+55	43	A	CH
<i>Bourbeau sill</i>						
51	4(1)	200, 300	137,+45	14	B	CH
<i>Ventures sill</i>						
53	5(2)	200	190,-46	11	B	CS
78	5(1)	200	067,-28	21	A,B	CV
79	5(2)	200	054,-20	24	A	CV
78'	3(2)	200, 300	179,-32	12	A	CS
79'	3(2)	2000	183,-30	25	A	CS
<i>Roberge sill</i>						
54	5(2)	200, 300	116,+72	41	B	CH
<i>Doré Lake Complex</i>						
73	5	n.r.m.	357,-35	26	C	CX
86	5	300	219,+22	95	C	CX
69	4(1)	300	028,+39	93	C	CX
70	5	200	090,+54	24	B	CH
71	4(1)	400	323,+36	10	C	CX
72	4(1)	300	117,+23	144	B	CH
<i>Metagabbro sill</i>						
64	2(3)	400	194,-44	928	A	CS

Magnetization (sites)	B	D°, I°	k	Pole	dm, dp
CS (53, 64, 78', 79')	4	186,-38	70	61S,087W	13,08
CH (51, 54, 66, 70, 72)	5	119,+51	15	07S,155E	28,19
CV (78, 79)	2	060,-24	64	08S,134W	34,18

Minnesota valley の dyke から求めた
Paleo intensity

西谷 忠 師 杉 浦 直 治 小 嶋 稔

東京大学 理学部

Minnesota valley から採集したサンプルから dyke を選び出し、性質を調べて Paleo intensity を求めてみた。サンプルは4個で (01, 04, 06, 07-2 と名前をつける), そのうち2個 (01, 07-2) は 3600 ~ 3800 m.y. の岩帯をつらぬく dyke であることがわかっており、4個ともかなり古い岩石であることが期待できる。交流消磁によって安定性をみた結果、06, 07-2 は非常に安定であることがわかった。これら安定なものに対してテリ工法によって Paleo intensity を求めることを試みた。その結果 07-2 については 0.244 ± 0.005 (Oe) と求めた。(Fig. 1)

得られた値を確かめる意味からも、別の方法を適用して Paleo intensity を求めてみた。この方法は加熱して TRM をつける前後で ARM の交流消磁に対する減少の仕方から性質の変化していない部分を選び出し、TRM, NRM の交流消磁による減り方から Paleo intensity を求めるものである。(Shaw の方法)

06 に対しては Fig. 2 のように、加熱前の ARM(1) 及び加熱後の ARM(2) の減少の様子は加熱によって性質がほとんど変化していないことを示すものであり、

Fig. 3 の NRM, TRM の傾きから Paleo intensity として

0.0832 ± 0.0014 (Oe) と求めることができた。

07-2 に対してもこの方法を適用してみると 0.303 ± 0.006 (Oe) となりテリ工法の結果とも矛盾しない。

Fig. 2

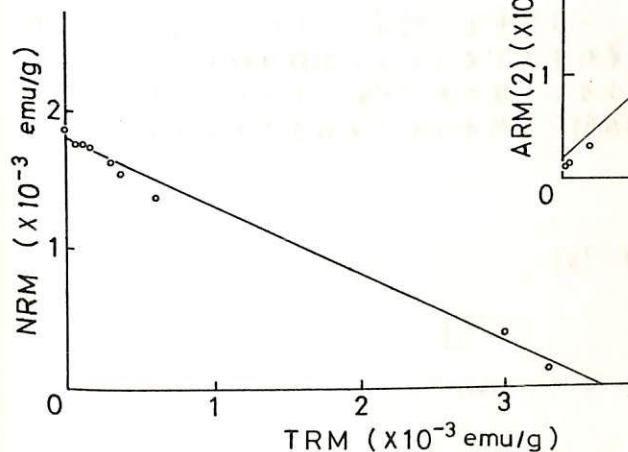
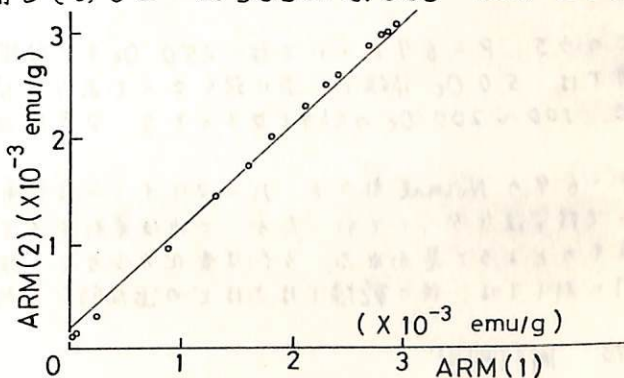
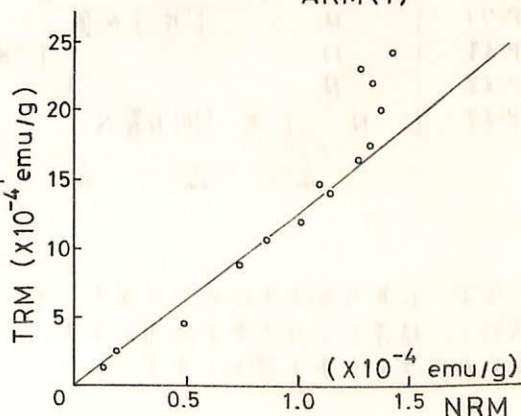


Fig. 1

Fig. 3



II-48

ハワイ西南方海域におけるピストンコアの磁性測定

上嶋正人
地質調査所

自給丸による深海底錫物資源探査航海GH76-1で得られた海底泥のピストンコア資料に対して、残留磁化の測定を行った。(50 Oe 消磁)

海域は 5°N ~ 10°N, 170°W ~ 175°W で測定したコア5本の位置は、

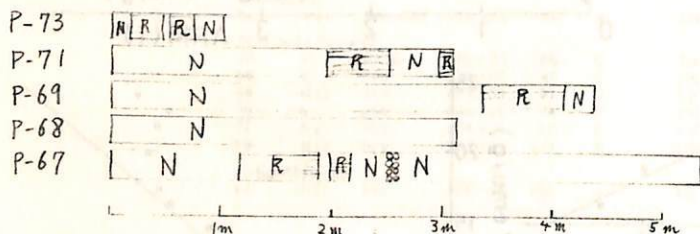
Core name	Lat.	Lon.	depth	depth of first reverse
408A (P-73)	9° 58.7'N	174° 0.9'W	5780m	0.19m
410A (P-71)	8° 59.2'N	173° 1'W	5810m	1.95m
412A (P-69)	6° 59.2'N	172° 59'W	5870m	3.35m
413A (P-68)	6° 1.6'N	172° 59.3'W	5780m	-----
414A-1 (P-67)	4° 59.8'N	172° 58.3'W	5350m	1.18m

コアの年代測定については、有田氏の鑑定(松表デ-9)によれば、depth of first reverse の上少しの所から、Quaternary タイプの radiolaria が上方へ続き、下方へは stained radiolaria が続いており、年代は三紀のかなり古いものと考えられるとなっている。

一方、pelagic sediment の一様堆積を仮定すれば、上記 depth of first reverse は Brunhes Matuyama boundary となり 695年である。P-67には、2.5m に porphyrite cobbles があり、不整合様のものであると考えられ、もっと詳細な磁気および微化石、さらには年代測定の必要がある。

このうち P-69 については 250 Oe まで段階的消磁を行っている。Reverse の部分では 50 Oe 消磁で、逆に強くなっており Normal 方向の DRM によるものと考えられる。100 ~ 200 Oe の部分で見ることがあり、DRM はかなり安定と思われる。

P-69 の Normal 部分を パーマロイニール中で乾燥させた所、乾燥するにしたがって残留磁化が入って行ったが、これは資料が少しずつこじれる磁性粒子のぬじ水のようなものによると見られる。方向は変化が少なく、強さが 2/3 になった。圧密による DRM に対しては、後の乾燥ではさほどの追加的 DRM がつくことはなさそうである。



なお、DRM測定を始めるにあたり、東大海洋研の小林教授、北沢助手より、多大の援助と指導を受けた事感謝します。消磁にあたっては、東大理学部の小嶋研究室のあせわになつた事を感謝します。

フィリピン海洋底の年代学
— Leg 31 岩石の $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ 年代 —

小嶋 稔・兼岡一郎
東京大学 理学部

フィリピン海で、DSDP・Leg 31 で得られた7ヶの海底岩石(いずれもドリルして採集)につき、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代測定を試みた。6ヶのうち、Site 290 および Site 291 より得られた岩石については、有意義な年代が求められなかった。他の4ヶは一応、有意義な年代が求められた。これを表に示す。

Sample	rock type	K (%)	$^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ isochron age (m.y.)	fossil
Hole-core-section				
<u>290-8-2</u>	tuff (volcanic conglomerate)	1.07	—————	43 ~ 45
		1.08		
<u>291-5-CB</u>	basalt	0.538	—————	42 ~ 50
		0.538		
<u>291A-3-CC</u>	basalt		—————	42 ~ 50
<u>292-41-2</u>	basalt	0.366	49.5 ± 3.0	37 ~ 40
		0.386		
<u>293-21-2</u>	gabbro		(42)	44 ~ 46
<u>294-7-1</u>	alkali basalt		48.8 ± 2.0	56 ~ 60
<u>296-63-4</u>	volcanic lapilli tuff		47.5 ± 4.0	~ 30

小嶋 稔・本田勝彦・斎藤和男
 東京大学 理学部

西太平洋海底には、平坦な頂部を有するギョーが数多く存在する。ギョーは、はじめ海面上に島として出現し、これが海浪のための削られ頂上が平坦になり次第に海没したものと考えられている。ギョーの研究はしたがって、その成因からみて海水面レベルおよび海洋底レベルの変動につき、重要な手懸りを与えてくれる。このためにはギョーの形成年代を知ることが不可欠である。筆者等は1971年スクリフス海洋研究所のR/V Washington がドレッジしたギョー岩石のうち6ヶにつき ^{40}Ar - ^{39}Ar 段階加熱年代測定を行った。この結果を下表に示す。

SAMPLE	ROCK	LOCALITY	DEPTH	^{40}Ar - ^{39}Ar age ^{*)} (m.y.) isochron	FOSSIL AGE ^{**)}
AV-3	plagioclase basalt	Renard Guyot (17.8°N, 176.1°E)	1000m	88.5 ± 9.5	lower Eocene
AV-19	trachy andesite	Wilde Guyot (21.2°N, 163.4°E)	800m	86.4 ± 1.9	middle Eocene
AV-23	olivine dolerite	Lamont Guyot (21.5°N, 159.6°E)	800m	84.7 ± 10.6	Eocene
AV-25	alkali basalt	Scripps Guyot (23.7°N, 159.5°E)	1000m	97.5 ± 3.0	middle Eocene (Cretaceous)
AV-30	mugearite	Makarov Guyot (29.5°N, 153.4°E)	800m	93.9 ± 1.3	Cenomanian - Senonian
AV-39	mugearite	Seiko Guyot (34.3°N, 143.9°E)	800m	101.8 ± 3.4	Cretaceous

*) $\lambda_e = 0.585 \times 10^{-10} \text{ y}^{-1}$, $\lambda_\beta = 4.72 \times 10^{-10} \text{ y}^{-1}$, $^{40}\text{K}/\text{K} = 1.14 \times 10^{-4}$

***) Heezen et al., (1973) [3].

Aries V-3および-39の二試料を除き、他はいずれも flat age スペクトラムおよび直線的アイソクロンを示し、求められた実験値年代の信頼性を保証している。又、アイソクロンについて求めた χ^2 検定もこの結論を支持している。

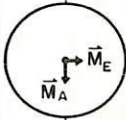
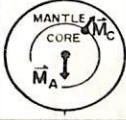
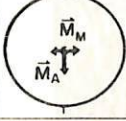
試料の年代および太平洋プレートの運動 (Morgan, 1971; Clague and Jarrard, 1973) から、これらギョーの生れた位置を推定してみた。この結果は、いずれのギョーも赤道附近で生れたことを示している。この結果はJarrard 等 (私信) が Aries V-23 について行った古地磁気研究結果と完全に一致している。

化石年代と絶対年代のズレは、岩石年代が 85 m.y. のものについては特に顕著である。これは 85 m.y. 前後にクライマックスに達した海水面上昇 (Hays and Pitman, 1973) を考慮すると説明できそうである。すなわち 85 m.y. 以降につくられたギョー (島として誕生) は、海面の沈降のため、ギョーの海面下沈降の時期が太中におくれるため、化石年代と絶対年代の差が大きくなったと説明できよう。

斎藤 尚生・高橋 主衛
(東北大・理)

地質時代の地球磁気圏、即ち古地磁気圏 (Paleomagnetosphere) については、磁気 moment の大きさに対する磁気圏や plasma 圏の大きさ、極冠帯の大きさや形状などが報告されてきた。之等の中には磁気 moment の軸が自転軸と平行であるという仮定に立った研究の流れがある。一方、地球磁場が反転する遷移期 (又は excursion 期) に、地球の axial dipole が必ず zero になる時期があり、残余の磁場に多少 equatorial dipole component が存在すれば、paleomagnetosphere はオ3型惑星磁気圏になるというもう一つの研究の流れがある。

地磁気反転遷移期にオ3型になるということを確認する為、今オ1表に示す種々種類 model を設定した。即ち今、axial dipole (\vec{M}_A) の他に equatorial dipole (\vec{M}_E) を考える場合 (Maximum-effect model)、core-mantle boundary に non-axial radial dipole (\vec{M}_C) を考える場合 (Minimum-effect model)、およびそれ以外の quadrupole, octapole 等 (\vec{M}_M) を考える場合 (Non-dipole model) を地球磁場 model として設定する。今、地磁気反転 model として、簡単の為、 \vec{M}_E, \vec{M}_C を不変とし、 \vec{M}_A のみを +100 から -100 に sine 関数的に変化させたとする、Max.-effect model, Min.-effect model の何れにおいても必ず perpendicular stage を経過する事が解る。Non-dipole model に対しても現実に近い値を想定すると、地表では multipole component が卓越していても、外部磁気圏では反張りオ3型になると考えられる。

MODEL			MAX. ANGLE OF RESULTANT DIPOLE DURING:	
			REVERSING	EXCURSION
1	MAX. EFFECT MODEL 	AXIAL DIPOLE + EQUATORIAL D.	90° (TYPE 3)	90° (TYPE 3)
2	MIN. EFFECT MODEL 	AXIAL DIPOLE + NON-AXIAL D.	90° (TYPE 3)	~40° (TYPE 1-3)
3	NON-DIPOLE MODEL 	AXIAL DIPOLE + NON-DIPOLE (QUADRUPOLE etc.)	INDEFINITE (TYPE 4)	INDEFINITE (TYPE 4)

オ1表

参考文献

Saito, T., T. Sakurai, and K. Yumoto (1976) : The earth's paleomagnetosphere as the third type of the planetary magnetospheres, Planet. Space Sci. (in press).
Saito, T., K. Yumoto, and K. Takahashi (1976) : Comparative magnetospherology, Part 2, Earth's paleomagnetosphere and geomagnetic field reversal, 月惑星シンポジウム報告 (印刷中).

齋藤 尚生

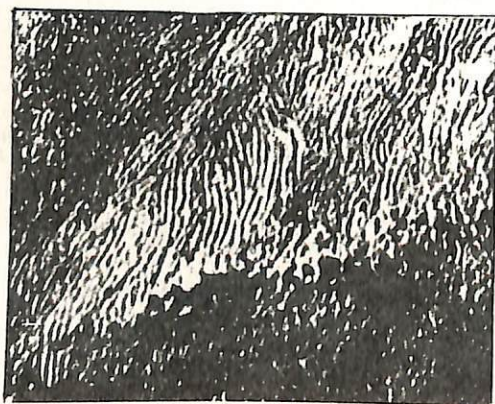
(東北大・理)

古オーロラに関しては福島・慶松両教授による一連の研究が有名であり、之等は古文書という明確な記録に基づいた研究である。又で最近 Siscoe (1976) は旧石器時代の古オーロラ記録に関して大学同窓会誌に次の様な一文を寄稿している。

Among the possibilities are the serpentine meanders or "macaronis" found on rocks, in habitation sites, and on cave walls from Cro-Magnon times. The most dramatic of them are found on a ceiling deep in the cave of Rouffignac in France. Here lines drawn in red clay by the fingers of many different people resemble the folded-curtain patterns of aurorae.

地磁気 excursion 期には paleomagnetsphere は perpendicular stage に入って第3型になり、地磁気極は geographic equator に移動して "equatorial polar cap" の状態が出現し、高緯度ではなく寧ろ中低緯度に aurora が現われる時期があった (Saito, 1970; Saito, Sakurai, Yamota, 1970a, b; Saito, Takahashi, Yamota, 1976) と考えられるので、旧石器時代に起こった excursion の際のオーロラが、中緯度に棲息した人類によって記録として残されたとするならば、第3型 paleomagnetsphere という我々の model にとっても好都合である。

題が Siscoe は筆者への手紙にも「Regarding the archeological aspects of the subject I know very little. My hope was to cause archeologist to take a look at the possibility.」としか述べていないので、古オーロラの記録に関しては実物の写真もなく、上記の記述しか手がかりがない。そこで旧石器時代を専門として居られる芹沢長介教授の御協力を得て、Siscoe とは独立に不馴れな洞窟画の検討をし始めた。第1図は、若し古オーロラを表わしているとすれば最もそれに近いと思われる Pech Merle 洞窟中の Macaroni の一部分である。之が果して geomagnetic excursion 期のオーロラを表わしているか否かの検討結果を述べる。



オ 1 図

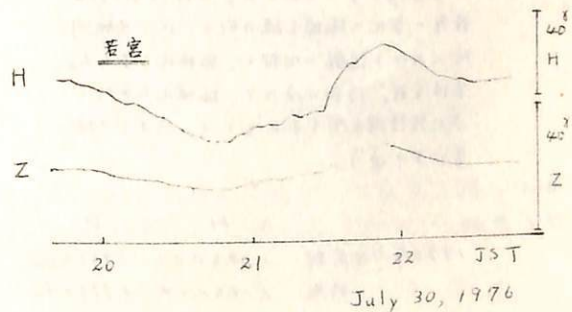
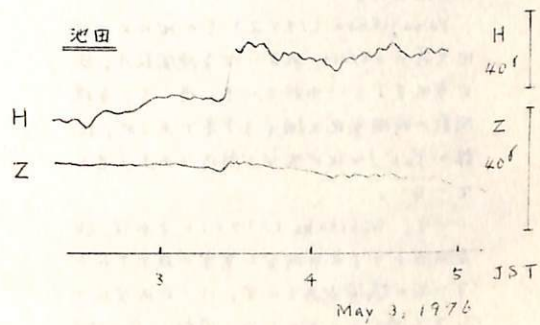
鈴木 亮, 佐反則考, 宮腰潤一郎
 (京大理) (京大教養) (鳥取大教養)

震研よりフラックスゲート磁力計をお借りして、池田(徳島県)と若宮(高知県土佐山田町)の二ヶ所において磁場観測を行った。この観測については次の二点で興味がある。ひとつは、日本海側の鳥取から智頭、津山に向けての一連の観測、あるいは先年の船岡、引原、山崎等での共同観測が、本州を横断して太平洋へと至る過程でどのように変わってゆくかという問題、他のひとつは、いわゆる Central Japan Anomaly の西の境界として、四国での磁場がどのような特徴を持っているかということである。

今のところデータは未整理であるが、極く少数の現象についてあたってみたところ、次のような性質が見られるようである。池田、若宮ともHとZは同位相の変化を示す。 $\Delta Z/\Delta H$ は大きくはなく、池田では0.1~0.3, 若宮では0.2~0.4であるようだ。若宮で長周期にわたると $\Delta Z/\Delta H$ が大きくなる傾向がやや見られるが、池田では解析を増やさないと不明である。

若宮のZ変化は我々の予想より小さかったが、四国の地形から考えて、若宮が海に近いものゝ、まだかなり内陸の性質を持っているのかも知れない。下に変化の例と、地図を示す。

磁力計をお貸し下さった震研の方へ、観測の便宜を許して下さい。京大防災研、地すべり観測所及び高知大地震観測所の方へお礼を申し上げたい。



本蔵義守, 小山 茂
東大地震研究所

地震と電磁気現象の関連を調べるために、今年7月より御前崎付近と中伊豆において地磁気・地電流観測を実施している。第1の観測点は御前崎に近い浜岡町に設け、遠州灘に予想されている大地震に関連して電磁氣的異常があるかどうかを調べている。第2の観測点は異常隆起が観測されて注目される冷川付近に設け、異常隆起、を察している微小地震などとの関連で異常が検出されるかどうかを調査している。

浜岡観測点

フリップスタート磁気計による地磁気成分の他に、地電流2成分の連続観測も行なっている。地電流測定には、短周期ノイズを除去し、ドリフトによるステールアウトを防止するため、同期帯2.5分~2.5時間のバンドパスフィルターを用いている。また自然電位の測定も行なっている。これまでの結果は以下の通りである。

地磁気短周期変化

Yanagihara (1972) その他によれば地電流は $\Delta Z/\Delta H$, ΔX の変換関数 A, B が変化するとわかれている。従って、変換関数の時間変化を調べた予定であるが、記録のデジタル化が大幅に解析はあまり進んでいない。

一方、Rikitake (1976) によれば、鉛直成分よりも水平成分に異常が検出されやすいとの議論もあるので、H, D成分についても調べておくことにした。同期10分~20分程度の变化の振幅を抜き取り、1ヶ月観測所における記録と比較し、振幅比を求めた。各月を前、後期に分けて、振幅比の平均と95%信頼区間を求めた。今までの結果は下の通り。

	H	D
1976年7月前期	1.18 ± 0.02	0.95 ± 0.03
後期	1.16 ± 0.04	0.97 ± 0.02

1971年に御前崎町で地磁気観測を行なったが、その時の記録は1ヶ月観測所における記録から振幅比を求めると以下のようになる。

	H	D
1971年8月	1.16 ± 0.03	0.99 ± 0.03

これを今日の結果と比較するとHはほぼ変化はみられぬが、Dは有意な変化が又、注目される。しかし今日の観測点は前回の点から数km離れているため、場所の違いによる可能性もある。

自然電位

電極間隔は NS: 143m, EW: 145m である。電極埋設後1ヶ月間で両成分とも $\pm 50\text{-}100\text{V}$ の範囲で変動しているようである。

中伊豆観測点

ここでは地磁気成分、バンドパスフィルターを通じた後の地電流変化2成分を観測している。

地磁気短周期変化

浜岡観測点と同様のことを行なっている。H, Dの振幅比は以下のようになる。

	H	D
1976年7月前期	1.04 ± 0.03	0.90 ± 0.02

地電流短周期変化

観測点は直流通化線に近くノイズはかなり大きい。フィルターを通しても同期10分~20分のノイズも大きく、誘導電流の精度よく観測することは不可能に近い。

参考文献

Yanagihara (1972), Memo. Kakioka Mag. Obs., 15, 1-11.
Rikitake (1976), J. Geomag. Geoelectr., 28, 145-156.

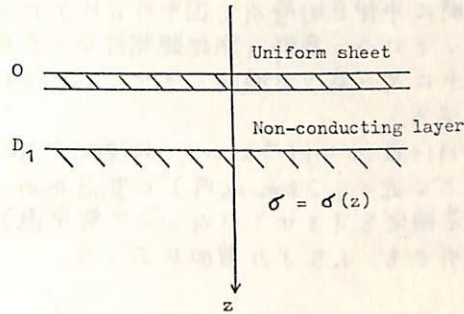
離島における地磁気・地電流変化から推定される上部マントルの電気伝導度構造

本藏義守

東大地震研究所

Honkura (1973) は離島効果から上部マントルの電気伝導度を求める方法を考察し、実際に三宅島におけるデータを利用して伊豆・小笠原弧下の電気伝導度構造を推定した。今回は離島上におけるマグネットテルリック法から上部マントルの電気伝導度を求めたことができたのかについて考察する。離島上で観測される誘導電流は海と島の電気伝導度が著しく異なるために大きな擾乱を受け、一次元モデルとして扱うことは不可能である。しかし島の電気伝導度がわかれば、Ashour & Chapman (1965) の議論から、島で観測される電場より海中の電場を求めることができる。そうすると、問題は Honkura (1973) の方法と同様に扱うことができることになる。

今、島がないとしたときの構造を右図のように考える。この構造に対して Modified response function Q を次のように定義する。



$$Q = \frac{\frac{dv(D_1)}{dz} + \lambda v(D_1)}{\frac{dv(D_1)}{dz} - \lambda v(D_1)} e^{-2\lambda D_1}$$

ここで λ^{-1} は誘導磁場の波長、 $v(z)$ は次の方程式を満足する。

$$\frac{d^2 v(z)}{dz^2} - (\lambda^2 + \chi^2) v(z) = 0$$

$$\chi^2 = 4\pi \sigma(z) \omega i$$

一方、観測から求めた島の電場と磁場の比、 E/H である。従って E/H から Q を求めれば $\sigma(z)$ を決定することが可能になる。Self-induction, Mutual-induction は島が小さい場合、 ω 周期が非常に短くなる場合には無視でき、このとき Q は次のようになる。

$$Q = \frac{2\pi M(2-R_1 + \beta) + PR_2}{2\pi M(2-R_1 - \beta) + PR_2}$$

ここで、 $M = E/H$ (観測値), $R_1 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$, $R_2 = \frac{2\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2}$, $\beta = \frac{\rho\lambda}{2\pi\omega i}$, $P = \frac{1}{\sigma_1 d}$

σ_1, σ_2 はそれぞれ、海、島の電気伝導度、 α は平均的な塩濃度を表わす。三宅島で得られた地磁気・地電流の記録から求めた E/H を用いて $\sigma(z)$ を推定し、Honkura (1973) の結果と比較すると興味深いであろう。

参考文献

Honkura (1973), J. Geomag. Geoelectr., 25, 167-179.

Ashour & Chapman (1965), Geophys. J. R. astr. Soc., 10, 31-44.

地磁気移動観測班 (笹井洋一・石川良宣)

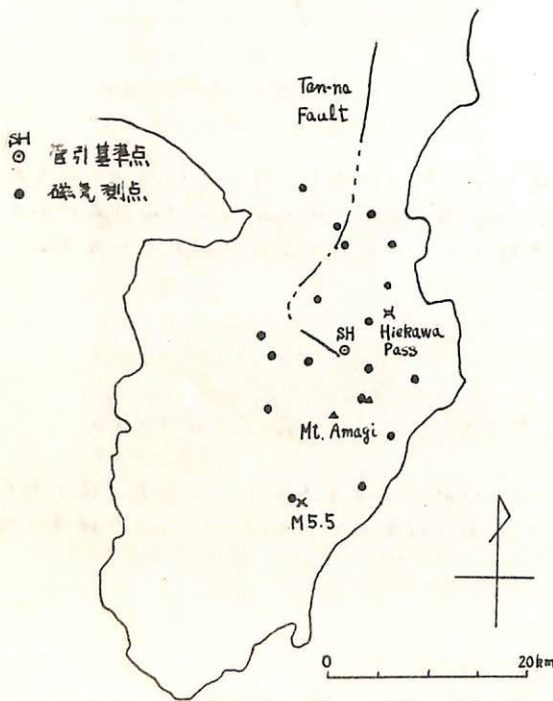
東京大学 地震研究所

伊豆半島の天城山付近に昨年夏頃から微小地震が群発し、その活動は天城山系の走向に沿って盛衰をくり返しなが、現在も続いている。一方、国土地理院は、水準測量の再測から、伊東の西方、冷川付近を中心とした、直径20kmほどの地域が、6年前に比べて、数cm~10cm以上も異常隆起していることを見出した。重力測量の結果では、この隆起は少なくとも最近2年ほどの間に生じた、とされている。この地域は1930年に伊東群発一北伊豆地震という前歴がある。天城火山群は4000年~1万年前に活動した火山地域でもある。異常隆起の原因が、大地震をもたらす構造的な地殻歪の蓄積によるものか、伊豆等で知られている火山性の膨張なのか、今の所、明らかでない。

本年5月末に半島の東部一帯で、才1回の全磁力測量を行なった。測量方式は、我々が房総半島で行なっている方式を踏襲した。電車のノイズをさけるため、大部分の測点では深夜に測定している。測点分布を図に示す。

同時に中伊豆町管引(図中のSH)において、プロトン磁力計による全磁力連続観測を行なっている。鹿野山測地観測所から夜間値を送って頂いて比較している。全磁力値は、6月中にやや減少の傾向を見せたが、その後回復して、8月には当初のレベルに戻ったようである。

8月18日02h19m a.m., 河津町でM5.5の直下型強震が発生した。(図中のX印)震源のごく近く(2km以内)に測点があったので、8月20日に再測したところ、約5σ(残差検定をすませているないので暫定値)程度の全磁力の増加が見られた。約16km北方の管引でも、1.5σの増加があった。



の地磁気異常について

歌代慎吉（海上保安大学校）

海上保安庁水路部測量船「昭洋」「明洋」により九州周辺海域の海上磁気測量が実施された。測線間隔は2〜3 miles で、地磁気全磁力が成航式プロトン磁力計により測定された。測定結果から壱岐、対馬、五島列島周辺海域には顕著な local magnetic anomaly が数多く存在することが解った。特に壱岐周辺及び玄界灘には最大 $+500^\circ$ 、 -600° の多数の正負の local anomaly がある。又対馬の西方、五島列島の北方の対馬海峡には最大 $+1,200^\circ$ 、 -600° に及ぶ正負の多数の local anomaly が存在する。之等の磁気異常帯は対馬海峡を越えて済州島方面へ續いていくものと推定される。之等の磁気異常帯は伊豆小笠原海域、北海道積丹半島沖、秋田男鹿半島、能登半島沖と共に我国周辺海域の極めて顕著な磁気異常帯の一つである。

一方対馬の東方、壱岐北方の対馬海峡では local anomaly はほとんど見られない。之等の海域の水深は割に深く 40m 〜 100m である。壱岐、対馬、五島列島周辺海域の local anomaly の中には南側に正、北側に負の磁気双極子型を示すものが、三見られる。之等について磁化の方向、強さを示す結果から之等の磁気異常帯はほぼ現在の地球磁場の方向に磁化したものと推定される。

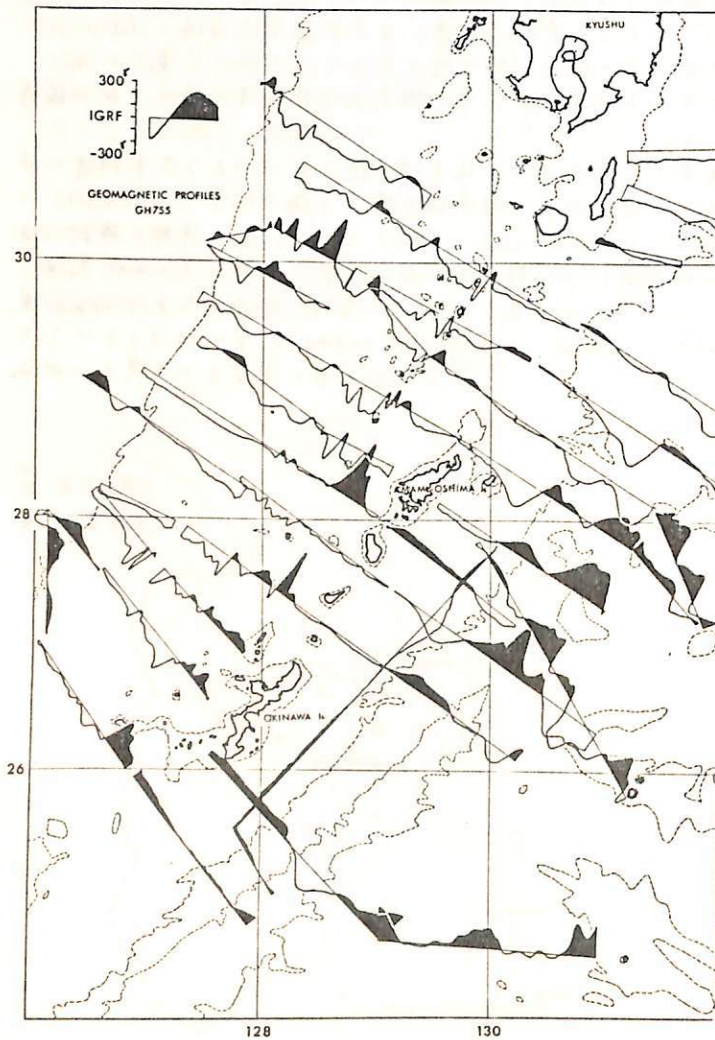
一方九州東岸沖の豊後水道から宮崎沖、都井岬沖、佐多岬、種子島にわたる太平洋岸に沿う海域では顕著な磁気異常はほとんど見られず、等全磁力線は方向は北東-南西を向いて日本近海の全磁力の normal distribution とほぼ一致している。然し詳細に検討すると四国沖から種子島近の太平洋沿岸海域に 30° 程度の北西-南東に向いた linear な正負の magnetic anomaly が交互に存在するのが見られる。之等は三陸沖の太平洋海盆に見られる大きさが 500° に及ぶ顕著な linear な magnetic anomaly よりかはるかに小さく又向きも三陸沖の anomaly と直交しているのて其の原因は全く異なるものと考えられる。

前崎光博・田本繁英・村上大助
 地磁気研究所

1975年7月16日から18日及び19日にかけての3日間、西本國近大隈群島の地磁気総合研究にかけられた西日本諸島北東部の地磁気調査「GH755」と実施された磁気観測について報告する。

経度は、 $24^{\circ}\text{N} \sim 32^{\circ}\text{N}$ 、 $126^{\circ}\text{E} \sim 134^{\circ}\text{E}$ 、地磁気異常帯として、観測値より IGRF1965.0 を差し引いた値を用いて示す(下図)。

地磁気異常帯はプロファイルの連続の帯とみられてきた。(1)島弧帯の南側の地磁気異常帯は小さい。(2)島弧帯の北側に40km程度の、南に半分の距離帯の異常帯が存在する。(3)島弧の南東、島嶼より外側には沖合帯の異常帯がある。(4)沖合帯は沖合帯より地磁気異常帯は比較的小さい。(5)大隈群島の北側で、やや異なる異常帯が見られる。



野村 雅史

東京大学 海洋研究所

プロトン磁カ計による 海洋地域の地磁気全磁カ測定は十数年前から行なわれ、日本近海でも、かなりの量の測定がすでになされている。ここでは、主として友田、瀬川篤による、水産大の海鷹丸 及び海洋研の白鳳丸の観測データを解析した結果を報告する。

対象となる地域は $20^{\circ}\text{S} - 60^{\circ}\text{N}$ 及び $100^{\circ}\text{E} - 160^{\circ}\text{W}$ の北西太平洋海域である。なをここで向題にする地磁気異常は長波長成分だけであり、いわゆる magnetic lination をつくる、波長 10 mile 程度の地磁気異常は無視している。すなわち、観測値から 1965年の IGRF を引いたものに、30 mile の移動平均をとったものを一次データとしている。

これには、以下の三つの要素が含まれている。

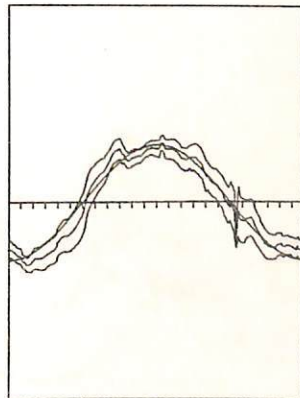
1. 地磁気の日変化
2. 地磁気の経年変化
3. 長波長の地磁気異常

地磁気の日変化については、観測値に数時間から、24時間の Band pass filter をかけ、場所による地磁気異常は Random noise とみなして、平均化する操作によって、かなり reasonable な結果がでる。特に日変化の大きい赤道付近では、この傾向は著しく、以下に例をあげておく。

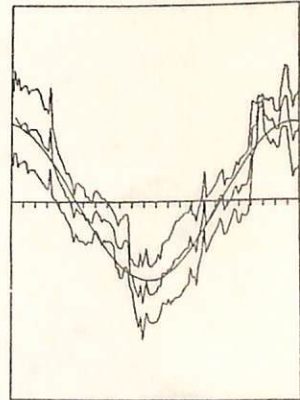
地磁気の経年変化については、航路の cross point でのデータが少なく、データ量の不足とともに、船の位置判定の誤差が大きいこと、古い観測のプロトン磁カ計の絶対値の精度不足などから傾向を出すことができない。

長波長の地磁気異常は、対象海域には二つの大きな異常がある。一つは日本の東から日本海へかけての -250 nT におよぶ異常であり、もう一つは、グアム島の東、マリアナ海域の -150 nT 程度の異常である。これは人工衛星の観測とは必ずしも一致しない。また、人工地震によるガニ層の厚さ等との相関もあきらかではなく、この原因は明らかではない。

赤道附近の日変化



南緯附近の日変化



縦軸は Full scale 100 nT

横軸は local time で左から右へ 0-12-24時

II-60 四国海盆 (27°N ~ 30°N) の地磁気縞模様について

中田正夫 小林和男 藤本博己
東京大学海洋研究所

GDP-12, GDP-16, KH7602 のプロトン磁力計の全磁気データを用い、四国海盆の地磁気縞模様について考察する。

IGRFとして1965年のものを用い、それぞれの測線データについてパワースペクトルを計算し、5~30マイル以下の波長はおとした。

バンドパスフィルターをかけた地磁気異常のデータを用い、地磁気異常の原因していると思われる。第2層の厚さを仮定し *Intensity* を計算してみる。

Heizler Number と比較し *Spreading rate* を計算し、Inter-Arc-Basin としての四国海盆を考察してみる。

この地域は日本列島及び縁辺海の地史を研究するのにきわめて重要な地域と思われる。

人工ダイポール・フィールドによる構造調査法

— 地震火山断層地域の例 —

鍋谷祐夫 (拡大・理)
 栗富一雄 (拡大・鉦)
 高木慎一郎 (地調)

人工大電流電源 (数10KW) を dipole source として電界を作り、平面的に電界の値から apparent resistivity を決定して行く方法は広域調査のため能率が良いので青森県岩木山地震域 (Fig. 1) と兵庫県山崎断層地区 (Fig. 2) の二ヶ所で実験した。A-B 又は A'-B' は電流ダイポールを広く測定点 (Fig. 1 白丸, Fig. 2 黒丸) を分布させ解析の結果、図の様な見掛け抵抗分布図を得た。

岩木山の場合は I, II の精査 (DES) 結果と併せ群発地震 (黒丸) は南東の低抵抗部から構造線 (点線) 南側に発生頻度が高くなっている。

山崎の場合は中国縦貫道 (C-J HWY) を断層と近似すればその南北で抵抗は不連続に考えられるが、その結果 Pliocene 以後数 km の左ずれ断層運動があったと推定。

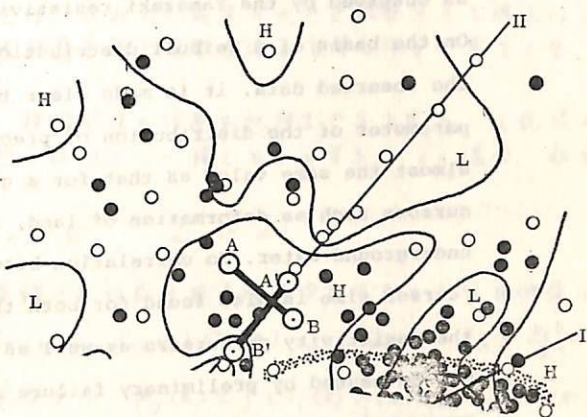
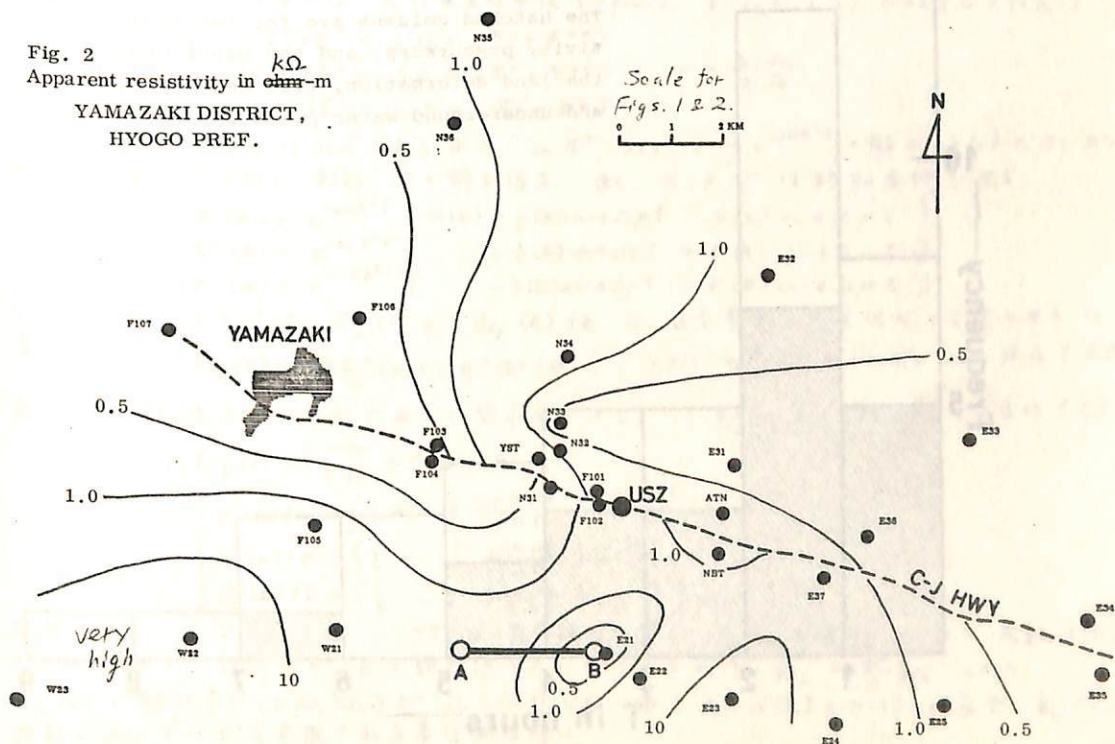


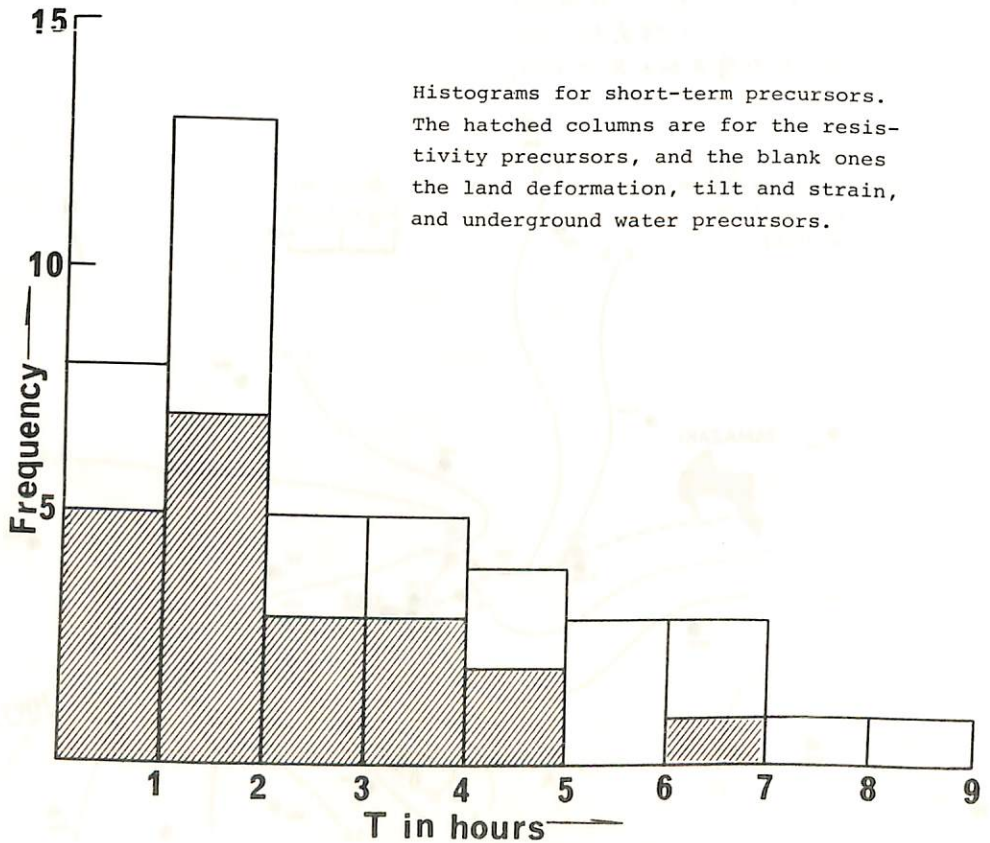
Fig. 2
 Apparent resistivity in $\frac{k\Omega}{\text{km-m}}$
 YAMAZAKI DISTRICT,
 HYOGO PREF.



Resistivity Changes as a Precursor of Earthquake

T. RIKITAKE Faculty of Science, Tokyo Institute of Technology
 Y. YAMAZAKI Earthquake Research Institute, University of Tokyo

Twenty-one resistivity changes forerunning an earthquake as observed by the Yamazaki resistivity variometer are analyzed. On the basis of a Weibull distribution analysis applied to the observed data, it is made clear that a characteristic parameter of the distribution of precursor time takes on an almost the same value as that for a group of short-term precursors such as deformation of land, tilt and strain, and underground water. No correlation between earthquake magnitude and precursor time is also found for both the groups. It is surmised that the resistivity precursors as well as the others cited in the above may be caused by preliminary failure immediately prior to the main rupture in the earth's crust.



渡辺 秀文

東大. 理

これまで、第1近似的には、一様で等方、反転対称な乱流に対して、コリオリ力やローレンツ力が小さな擾動として加わった場合のダイナモ作用を考えた。しかし、現実の天体及び地球物理的な場においては、これらの効果が大きく擾動として扱える事が多い。そこで、ここでは、これらの作用が基本的に重要な場合を考えた第1歩として、乱流に対する回転の効果を考えてみた。

簡単のために乱流は十分に弱くて、非線形項の作用を無視できるとする。又乱流のスケールは遠心力が問題となるほど大きくは無く、一様であるとする。この場合、非圧縮流体に対する基本方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p - 2\Omega \times \mathbf{v} + \nu \nabla^2 \mathbf{v}, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0$$

一般化されたフーリエ変換を使って、連続の式により圧力項を消去すると、 k 区波数ベクトルとして、 $\frac{\partial v_i(k)}{\partial t} = -\nu k^2 v_i(k) - 2 \epsilon_{lmn} \Omega_m P_{ij}(k) v_n(k)$, $P_{ij}(k) = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}$

これから、一様乱流のスペクトル・テンソル $\psi_{ij}(k) \equiv \int \langle v_i(\mathbf{x}) v_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}$ に対して次の式を得る。

$$\frac{\partial \psi_{ij}}{\partial t} = -2\nu k^2 \psi_{ij}(k) - 2 \epsilon_{lmn} \Omega_m [P_{ij}(k) \psi_{nj} + P_{ij}(k) \psi_{in}]$$

これは ψ_{ij} の直交展開: $\psi_{ij} = \sum^{\lambda} \epsilon_i^{\lambda} \epsilon_j^{\lambda} + \sum^{\lambda} \epsilon_i^{\lambda} \epsilon_j^{\lambda*} + \sum^{\lambda} \epsilon_i^{\lambda} \epsilon_j^{\lambda} + \sum^{\lambda*} \epsilon_i^{\lambda} \epsilon_j^{\lambda}$ を用いると簡単化される。(=に e^{λ} は k に垂直な単位ベクトル)。 $\sum^{\lambda} (\lambda=1, 2, 3)$ に対する方程式は

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2\right) \sum^1 &= 2\Omega \mu (\sum^3 + \sum^{3*}) \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2\right) \sum^2 &= -2\Omega \mu (\sum^3 + \sum^{3*}) \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + 2\nu k^2\right) \sum^3 &= -2\Omega \mu (\sum^1 - \sum^2) \end{aligned} \quad \mu = \frac{k \cdot \Omega}{k \Omega}$$

ここで第3式の右辺は real であるから、 $\text{Im} \sum^3$ に対しては $\propto e^{-2\nu k^2 t}$ の解が得られるのであるから以後 \sum^3 real とすると、結局、次の解を得る。但し、 α, β, γ は初期条件で決まる。

$$\begin{aligned} \sum^1(k) &= e^{-2\nu k^2 t} [\alpha(k) + \beta(k) \cos 4\Omega \mu t - \gamma(k) \sin 4\Omega \mu t] \\ \sum^2(k) &= e^{-2\nu k^2 t} [-\beta(k) \cos 4\Omega \mu t + \gamma(k) \sin 4\Omega \mu t] \\ \sum^3(k) &= e^{-2\nu k^2 t} [-\beta(k) \sin 4\Omega \mu t - \gamma(k) \cos 4\Omega \mu t] \end{aligned}$$

エネルギー・テンソル $R_{ij}(0) \equiv \int \psi_{ij}(k) dk$ は直交展開の式を代入して次のように書ける。 $R_{ij}(0) = \int \sum_{\lambda} f_{ij}^{\lambda}(k/k) \sum^{\lambda}(k) dk$, (=に f_{ij}^{λ} は k の方向のみに依存する関数で、その依存性はゆるやかであると思われろので、 f_{ij}^{λ} の k の方向についての平均をとると

$$R_{ij}(0) = \int f_{ij}^{\lambda} \sum^{\lambda}(k) dk$$

よって

$$\begin{aligned} \int \sum^1(k) dk &= \int [\alpha + \bar{\beta} \frac{\sin 4\Omega t}{4\Omega t}] e^{-2\nu k^2 t} dk \\ \int \sum^2(k) dk &= \int [\alpha - \bar{\beta} \frac{\sin 4\Omega t}{4\Omega t}] e^{-2\nu k^2 t} dk \\ \int \sum^3(k) dk &= \int [-\bar{\gamma} \frac{\sin 4\Omega t}{4\Omega t}] e^{-2\nu k^2 t} dk \end{aligned}$$

であるから、 $t \gg 1/\Omega$ では、コリオリ力寄与は小さくなり、 $R_{ij}(t)$ は唯一つのスカラー関数 $\alpha(k)$ から求められる。特に α が k の絶対値のみに依存する時は $R_{ij} = \frac{\alpha^2}{3} \delta_{ij}$ とはなる。

$R_{ij}(0)$ の漸近解 ($t \gg 1/\Omega$) が Ω に依存しない事、又、 $\alpha(k) = \alpha(k)$ の場合、乱流の運動エネルギーが等分配される事は興味深い。

行 武 毅

東京大学 地震研究所

過去数百年の地磁気永年変化は、移動性磁場と停滞性磁場の 2 種類の磁場の重ね合せでかなりよく表現できるが、よく見ると近似の度合の不十分なことがわかる。このことは赤道面内双極子の変化に、より明瞭にみとれる。1000 ~ 2000 年の範囲の地磁気永年変化を表現するには、モデルさじのように修正すればよいかを検討することにした。

移動性磁場と停滞性磁場とが、たんにその強度を時間的に変化させただけでは、近似の度合をあげることはできない。赤道面内双極子磁場の変化をよりよく表現するには、西方移動磁場の他に、東方へ移動する磁場成分を加えることが必要と思われた。

地磁気永年変化を Gauss 係数の時系列で表現したとき、もしデータが長期にわたるものであれば、各項の時間変化を Fourier 級数に展開して、球函数の展開項が異なる周期あるいは異なる位相速度をもつ成分の重ね合せとして表現できる。既存のデータはせいぜい数百年にわたるに過ぎないので、このような展開方法は不可能である。そこで短期間の変化を説明できる種類のモデル (A: 停滞性磁場と西方移動磁場; B: 西方移動磁場と東方移動磁場の重ね合せ; C: 停滞性磁場, 西方移動磁場, 東方移動磁場の 3 種類の磁場の重ね合せ) を求め、これらが過去 2000 年間の古地磁気学データと適合するかどうかを調べることにした。

具体的には、まず 1600 AD 以降の Gauss 係数について、モデル A, B, C を求めた。次に各項毎にモデル A, B または C さじで磁場を合成し、過去 2000 年間の偏角、伏角と比較して、観測値をもっともよく説明するモデルとその項のモデルとして採用することにした。このようにして、順次各項毎に得られたモデルについて報告する。

中国における極光観察史料 — BC 2世紀から AD 16世紀までの史料調査結果総括

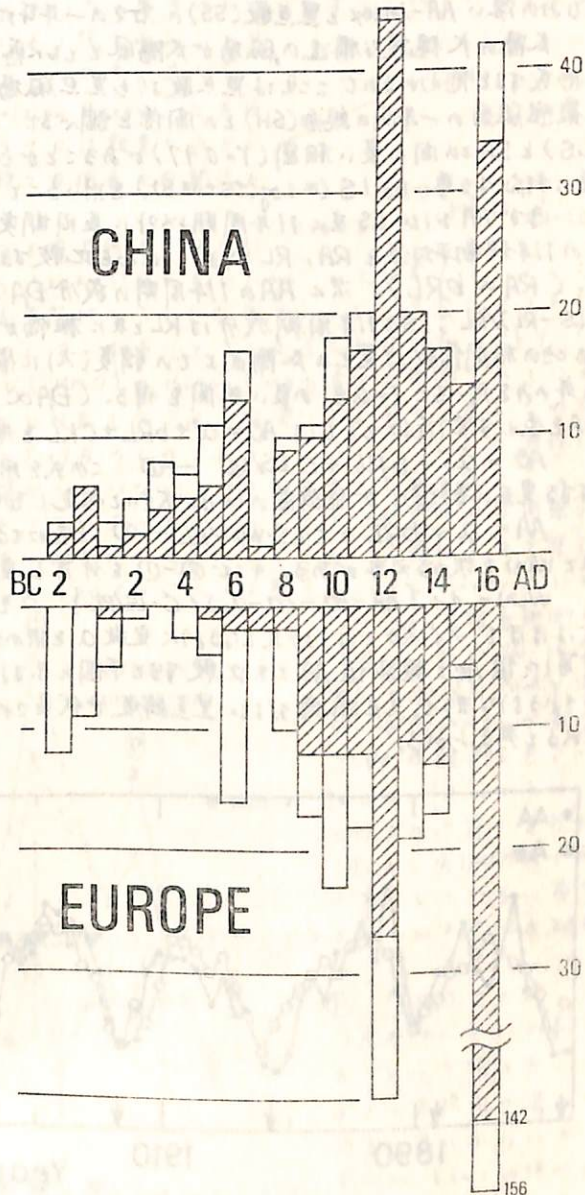
慶松光雄 (遺稿代誌: 涌島直 (東京大学理学部))

著者は中国の史書(とくに史記天官書、正史天文志など)中に記載されている極光および太陽黒点観察史料を集め、1130年までの分をこわすまでに6部にわけて金沢大学教養部論集・自然科学篇に連載してきた。このたび1131年~1600年にわたる史料を調査してまとめの機会に、中国と欧州における記録を比較してみた結果を簡単に記述する。

中国極光資料をまとめるにあたっては、記事中に示されている出現時刻、方角、色、形態および動態を記述する表現などを考慮して、(1) certain, (2) very probable, (3) probable, (4) doubtful, (5) unlikely の5段階による評価を加えてきた。この5段階のうち、(1), (2), (3)を附したもののみを集め、その出現頻度をBC 2世紀始めからAD 16世紀末までの期間について世紀別に示したものが右図である。一方欧州における極光記事はF. LINKが発表したものをもつて用いて統計した。なお右図中斜線を施してある部分は、極光出現年月日が明確である史料についての統計結果である。

16世紀以降になると欧州側の極光史料が圧倒的に増大するが、15世紀末までの期間では、史料として残っている極光記事の数は中国と欧州でほぼ同数であり、極光出現年月日まで明確な記載がある史料の数は中国の方がずっと多い。6~14世紀の間における極光史料増減の傾向は両地域でよく似ており、共に紀元7世紀において史料が極端に少なく、12世紀においては著しく多い。12世紀においては中国では太陽黒点観察史料も多い。

これらの資料の一部は、歴史時代における地球磁場の変動を推論するために利用されることがある。上記史料がまた他の研究にも多く利用されることを期待している。



袴田和幸 (中部工大)

地磁気活動度は惑星間空間磁場の南向き成分および太陽風の速度に依存していることは、すでに明らかであるが、これらの磁場および太陽風が太陽に起源を持つものである(い)地磁気活動度の増減の原因も太陽活動度に求められるはずのものである。今回は地磁気活動度および太陽活動度としてなじみの深い AA-index と黒点数(SS)の各々の一年平均値を用いて両者の間の定量的関係を調べた。

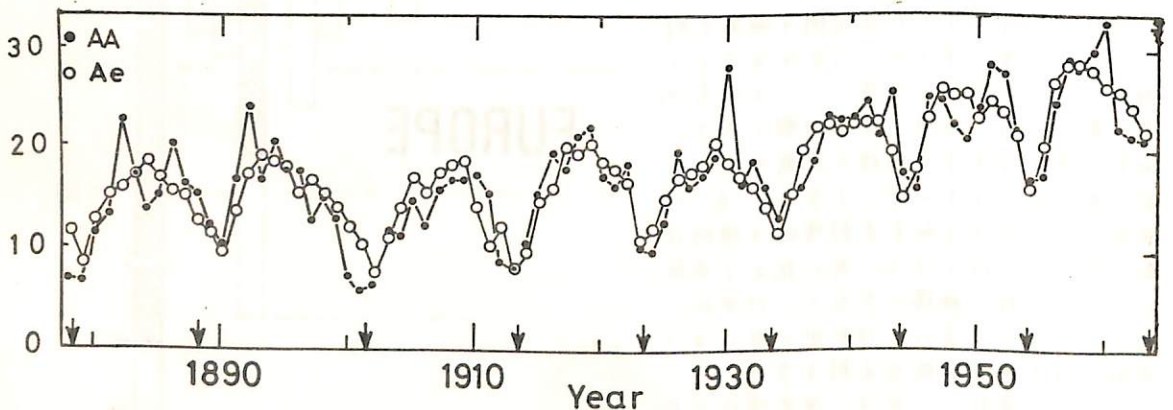
太陽の大規模な構造の磁場が太陽風とともに惑星間空間に引き伸ばされ惑星間空間磁場を形成すると思われるのでここでは黒点数よりも黒点磁場に注目する。そこで黒点数(SS)と黒点群中の最強磁場の一年間の総和(SH)との関係を調べると、SSを用いて $\text{Log}(SS+43.8)$ の式で計算される値(LS)とSHとの間に良い相関($r=0.97$)があることがわかった。今後SSのかわりに黒点磁場の一年平均値に対応する量であるLS($=\text{Log}(SS+43.8)$)を用いることにする。

まずAAおよびLS共に11年周期以外に長周期変動があるので両者共に11年移動平均をL(各々の11年移動平均値をRA, RLとする)これらと比較するとやはり高い相関係数($r=0.97$)が得られる。 $(RA \propto bRL)$ 。次にAAの11年周期の成分EA($=AA-RA$)とLSの11年周期の成分KL($=LS-RL$) ; LSの11年周期成分はRLと共に振幅が増加するのでRLで規格化する)と比較する。このときの相関係数は黒点の太陽面上での緯度(λ)に依存しているので、 λ 依存性の比較的小さい $\lambda \geq 14.0$ の年のみを用いると $r=0.81$ の良い相関を得る。 $(EA \propto cKL)$ 。AA=RA+EAであるからLSを用いてAAを表わす第1近似としては $AO = a' + bRL + cKL$ を得る。ここでKLを書きなおすと

$AO = a_0 + bRL + c \cdot LS/RL$ —① この式を用いて各年のAOが求められる。次に地球に対する黒点の影響力が低緯度のほうが大きいと仮定しその影響力が $W(\lambda)$ と書けるとするとLSの項に $W(\lambda)$ をかけた

$AA = a + bRL + c \cdot LS \cdot W(\lambda)/RL$ —② と表わせる。今bとcはすでに求められているのでここでは、aと $W(\lambda)$ を求める必要がある。そこで②-①を計算し変形すると $W(\lambda)$ として次式が求められる。

$W(\lambda) = 1 + \{AA - AO - (a - a_0) / c \cdot LS/RL\}$ ここで $W(\lambda)$ としては、 λ に対して滑らかに変化し $\lambda \geq 14.0$ ではほぼ1、 $\lambda < 14.0$ では1より大となるように定数aを決める。こうして求めたaと $W(\lambda)$ を用いて再び②式で計算した値Aeと観測値AAとを比較すると下図に示すように良い一致を得る。 $(r=0.86)$ 従って②式で示されるような形で黒点磁場および黒点緯度で代表される太陽活動度により、地磁気活動度が決定されると考えられる。

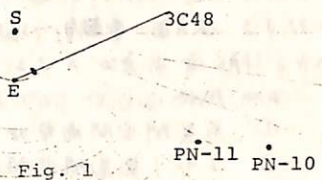


1974年6月~7月における惑星間空間
ショック波の観測

渡辺 堯

名古屋大学 空電研究所

1974年の6月下旬から7月上旬にかけて多くのフレアが群発した事は良く知られていますが、この時期のシンチレーション観測により惑星間空間ショック波がいくつか観測された。観測の geometry を Fig. 1 に示す。3C 48によりモニターする領域は地球の約20度西、太陽から約0.9 AUのところにあった。参考のためパイオニア10, 11号の位置も Fig. 1 に示してある。3C 48の観測により得られたシンチレーション指数と太陽風の速さを Fig. 2 に示す。速さは radial 方向に流れる太陽風と等方的 diffraction pattern とを仮定して求めた。Scintillation Index のグラフには顕著な山が4つ見られ、各々に①~④と名前を付け、種々の現象との関係を探る事とする。



- ① この Scintillation Index の増加は6月23日8時57分に起ったSSCに対応しており太陽風の速さも320 km/s から510 km/s へと上昇している。これはこの現象は6月19日23時頃に発生したII型バーストに起因するショック波によるものと考えられるが、6月21日にも2N程度のフレアがありどすとも云えないが、ストリークによる現象とは考えにくい。0.3~0.5 MeV (IMP-7) の Proton Flux の増加が観測されている。
- ② これは6月25日23時に起ったSSCに対応したショック波によるものと考えられる。関係するフレアは6月23日5時に起った3Bのものであった。Proton Flux の増加も観測されている。しかし太陽風の速さは増加していない。この点は更に考察を要する。
- ③ 7月3日~7日の間にいくつかのプロトンフレアが生じていたため対応付けは困難だが7月4日20時50分に発生したII, IV型バーストによるショック波によるものとされる。太陽風の速さも約500 km/s から約720 km/s へと上昇している。Pioneer 10, 11 もこのショック波を観測しており、特にPN-11の場合、speedのjumpは500→720 km/s であり、3C48の観測とよく一致している。これは、このショック波の速度が1AUから4.3AUの間で余り減衰していない事を示しているのかもしれない。
- ④ 7月7日に起った3Nのフレアに対応したショック波を考えた。太陽風の速さの増大は見られなかった。Proton Flux の増加には良く対応している。SSC は無い。

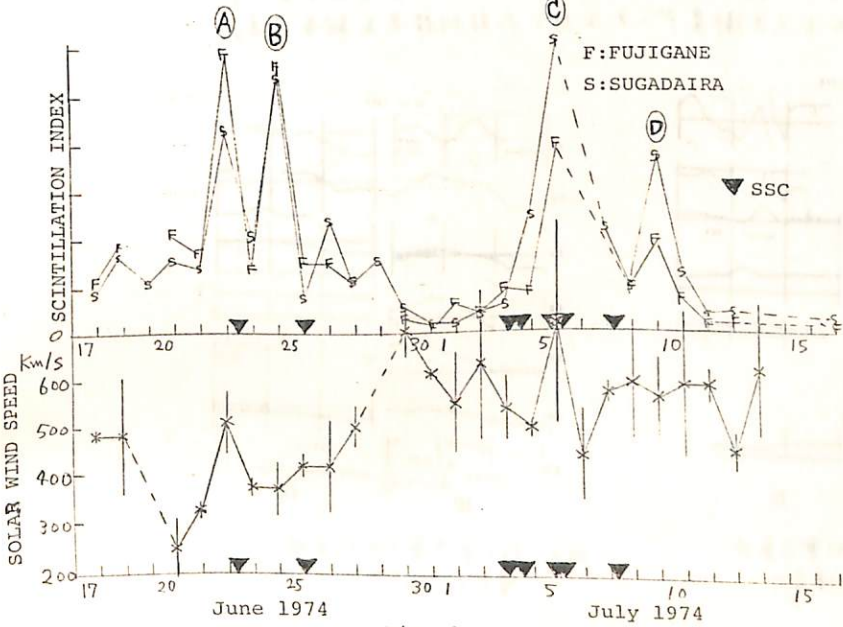


Fig. 2

栗木 徹
京大理工

前回までの解析で 赤道直側に孤立して現れ出る SC* は 高緯度 SC* と別な特異なものでなく 高緯度 SC* と同じ原因によつて起る現象であること、MI (Main Impulse) 電流系に先行して常に PRI (Preliminary Reverse Impulse) 電流系が存在するのではなく 全 SSC events の 3~4割には MI 電流系のみが現われ それは赤道正午を30の観測所の波形 (SC* が PRI なら pure SC) をみれば判別できること等を示した (図1, 2)。つまり、太陽風中の衝撃波 (or 不連続面) に対する 磁気圏-電離層-地球系の反応には PRI 電流系と MI 電流系が引き続いて現れ出るものと、PRI 電流系が欠けその2種類があることとなる。

この原因として、以下のように考えられることが出来る。

- ① 惑星間空間衝撃波 (or 不連続面) の構造,
- ② IMF (惑星間空間磁場) の polarity,
- ③ 磁気圏直側と伝播する左旋波の波面の向き。

① については 衝撃波の中には PRI によく似た precursor を持つものがあるが、これは地上の磁場変化との関係は明らかでない。②は IMF の polarity によつて衝撃波を受けた側の磁気圏の configuration が異なるとその反応にも差異が生ずるはずだとの考之にそとずくものであり、1つの例はすでに Kokubun (1976) によつて示されているが、統計的に果してそうなのかははっきりしない。③は 惑星間空間衝撃波による磁気圏圧縮の効果が直側磁気圏を地球側へ伝播する際に生じる外向電場を磁力線沿いに極地方へ投射し、これによる Hall current が PRI を作る (Taman 1964) とすれば、磁場の時間変化が大きければ発生する電場も大きければあると考之方にそとずく、地上のデータを見ると、そのように傾向が見られるが、物理的に意味のある因果関係があるのか定かでない。

以上の点に関し、地上と人工衛星データを併せた解析結果を報告する。

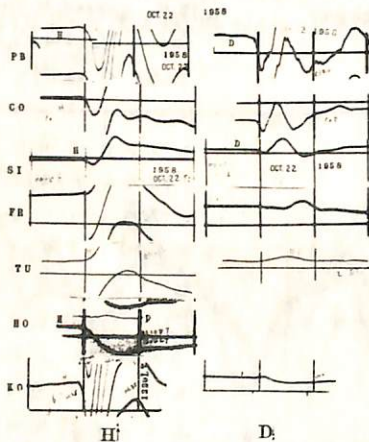


図1. PRI電流系とMI電流系が連続して出現した場合の波形分析。

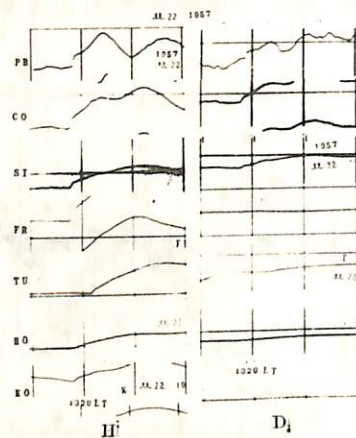


図2. MI電流系のみが出現した場合の波形分析。

岩崎 昇

相模工大・工

これまでの報告で、惑星向空北向き磁場変動に対して、地球極域の高緯度（つまりは、auroral oval 内）の昼側側の領域に、通常のものとは逆向きの、昼側から夜側に向かう電離層電流（DP-pile）が発生することを示してきた。

今回は、これらの地磁気変動と惑星向磁場変動との対応する事例を、1968年1月～12月の1年向について、採り出し整理してみたいので、その好対応例等を紹介する。データは、Thule の地磁気、及び、Exp. 33, 35 の惑星向磁場を用いる。Thule の磁場変動は、昼夜成分・ F_n と、朝夕成分・ F_d とに分解し、それらと、惑星向磁場の南北成分・ B_z との比較が基本となっている。

分析結果は、以前から報告されていることも含めて、次の様である。

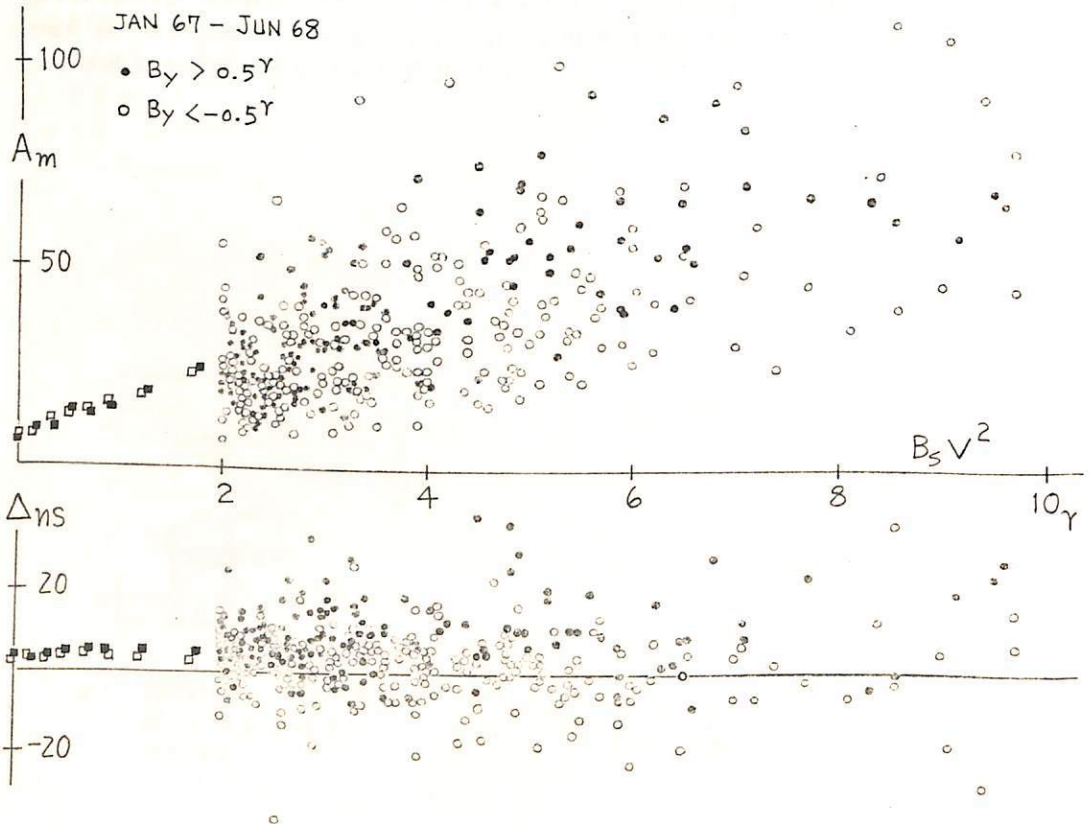
- ① $B_z (> 0)$ と F_n or $F_d (> 0)$ とは、夏期に、そして、昼同時によく対応し、
- ② $B_z (> 0)$ に対して、 $F_n (> 0)$ の方が、 $F_d (> 0)$ よりもよく対応する。
- ③ B_z に対する F_n or F_d の有効時間遅れは、15～20 min とみられる。
- ④ $B_z (> 0)$ が十分に大きくなれば、 F_n or F_d も > 0 となるが、見かけ上の電離層電流が昼側から夜側へと逆向きに流れる ($F_n > 0$) とみさせる臨界点は、ぼつとではあるが、 $B_z \approx 3^7$ である。
- ⑤ として、DP-pile が最も明確に現われているときでも、 $B_z = 0^7$ に対して $20 \sim 30^6$ 程度の夜側から昼側への正常の向きの電離層電流が存在しているから、このことから、極域には、 B_z の原因に依るものとは別に、 $20 \sim 30^7$ 程度以上の正常の向きの磁場が存在していると考えられる。

芳沢 克明, 村山 喬
名大理

地球上で測られた地磁気擾乱の大きさは、北半球と南半球とで必ずしも等しくないが、ここでは Mayaud の作った南北別の地磁気活動度指数 A_n, A_s を用いて、その非対称性の性質を調べた。解析は、1967-1972 の範囲で、太陽風及び IMF の情報が得られている時期について行なった。

下図は、 $A_m \equiv (A_n + A_s) / 2$ 及び $\Delta ns \equiv A_n - A_s$ を、substorm の大きさを規定するパラメーター $B_s V^2$ (B_s : IMF 南向き成分, V : 太陽風速度 / 400 km/s) の関数として示したものである。 A_m は $B_s V^2$ にほぼ比例し、IMF の成分による差は殆んど認められない。一方、 Δns は、 $B_s V^2 \geq 2$ では、明らかに $B_y > 0$ の時の方が $B_y < 0$ のときより大きい値を示す。しかしその差は $B_s V^2$ にはあまり強く依存していない。

$A_n - A_s$ が IMF の極性に依存することは、既に Berthelier and Guerin (1972) によって 1964-1969 の期間につき報告されている。一方、北半球では $B_y > 0$ か $B_y < 0$ かに従ってオーロラ帯電場の南向き成分に系統的差異のあることが知られ (Mozer and Lucht, 1974), これに対応して、AE index で見た substorm activity にも $B_y \geq 0$ による差が認められている (Murayama and Hakamada, 1975)。これらの結果は一つの現象を異なる側面から見たものと考えられるが、その成因についても考察を加える予定である。



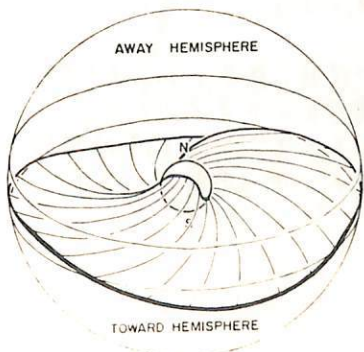
齋藤尚生・渡辺 栄
(東北大・理)

Wilcox 達(1965)が 4-sector 構造を称えに直後から、惑星間空間で観測される磁場構造は既に 2-sector になったり 6-sector になったり、見かけ上の sector 数を刻々と変えてきた。又 PIMF (Prehistoric Interplanetary Magnetic Field) の存在に基づいて、4-sector 構造は決して定常的ではなく、この半世紀間 sector 数は絶えず変動し続けた。この様に sector 構造という観点から捉えようとすると、惑星間空間磁場構造は時間的・空間的に不規則な要素が亦りにも多い。

然し、今 two-hemisphere model (Saito, 1974) に基づくと第 1 図に図示した様に、僅か一枚の褶曲した neutral sheet で惑星間空間の極性が二分されくいと考えられ、複雑な種々の観測事実が単純に説明出来る部分が良い。即ち時間的に少し変化する褶曲中性面が、太陽の 1 自転の間に地球をかすめ過ぎる回数によって、見かけ上の sector 数が決定されると考えれば説明がつく。

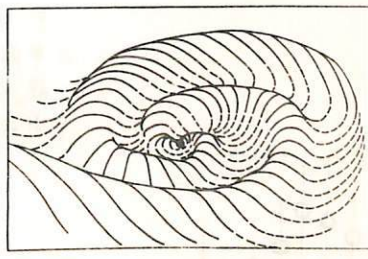
この中性面を挟む磁場の極性は two solar cycle の周期で反転を繰り返すが、その反転の mechanism は、先づ第 1 図の中性面に波が立ち、その波の振幅が次第に大きくなると第 2 図の様になったり型(斎藤・大塚・湯元・桜井、春季学芸)となり、遂に中性面が赤道になる。それから、波の phase が反転して再び第 3 図の様な対称型となり、後述の如くは第 1 図の様(反し極性逆転)に収まって磁場の反転を終了すると考えられる。

Two-hemisphere model は Wilcox 等も support しているが、最近の Svergaard and Wilcox の論文 preprint に第 2 図の様な図が掲載されて居り、偶然然りと同じ shell という用語で中性面の形が譬えられている。然し同じ表現でも、彼等の shell (第 2 図) が意味するものは、基本的な two-hemisphere model (第 1 図) であり、その各段である磁場反転の考え(第 3 図)は未だ善しきくない。而も第 2 図の構造を若し shell に譬えらば、shell の厚さは outer coronal region に占められ、極く薄くなる筈である。この事を彼等自身の論文に引用された outer 等を用い、校註する。



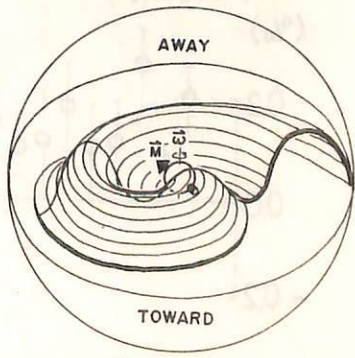
第 1 図

Saito, Sakurai & Yumoto
Planet. Space Sci. (in press)



第 2 図

Svergaard & Wilcox
Nature (to be submitted)



第 3 図

齋藤・大塚・湯元・桜井
月惑星シンポジウム報告集(4)中

宗像義教 (中部工大) 森 寛 (信大・理)

宇宙線の異方性と惑星間空間磁場 (IMF) との関係はかなり良く認められて来た。この事とさらに詳しく調べるため、IMF の直接測定値を用い、さらに地上に固定された宇宙線の観測データとの比較と容易にするため、IMF のデータを Solar ecliptic coordinate から Geocentric equatorial coordinate に変換し、両者を比較検討する。

図1に、NAGOYA の GG-factor と IMF の方位角成分との関係が示してある。これによると、いわゆる ΔM を相対とした宇宙線の流れ即ち $0^\circ - 180^\circ$ で北から、 $180^\circ - 360^\circ$ で南からの流れとはなく、 $45^\circ - 225^\circ$ で北から、 $225^\circ - 45^\circ$ で南からの流れがみえる。

図1. N-S ASYMMETRY V.S. B_ϕ
GG(NAGOYA)

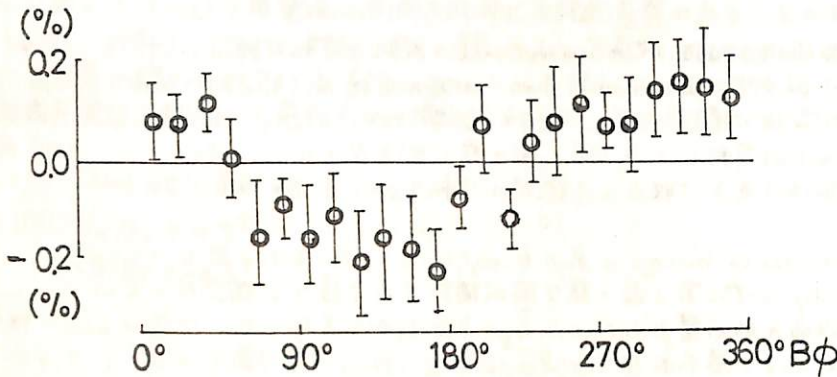
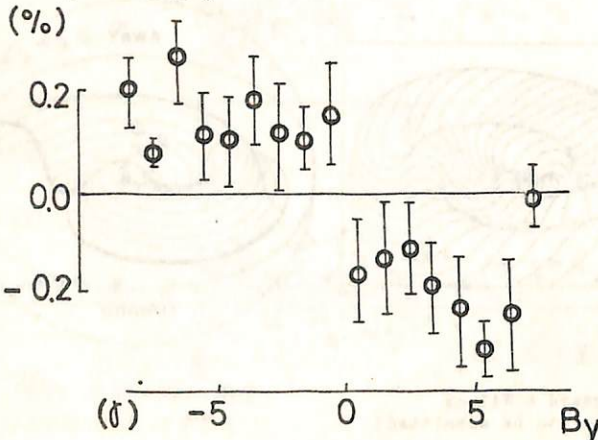


図2. には ΔM が太陽方向であれば、宇宙線の流れの大きさは IMF の B_y 成分に依存しているのど、その B_y 成分は名古屋の GG-factor との比較が示してある。この図からは、異方性の大きさは B_y の大きさに依存して「南」と判断できる。

図2. N-S ASYMMETRY V.S. B_y

GG(NAGOYA)



構成では、さらに、いわゆる Away Toward における IMF の相関に言及する予定である。

データの提供を許可された名古屋大学の宇宙線グループ及び、IMF のデータを提供して下さい、た理化研研究所の宇宙線グループに感謝致します。

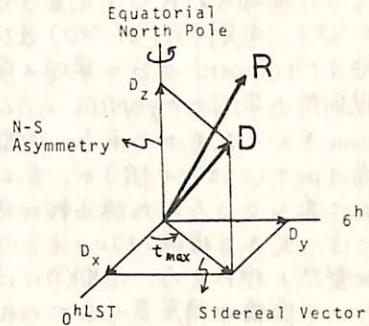
黄道面に垂直な方向の宇宙線異方性の解析

安江新一、森 寛、一尾我匠興
 信大理 信大理 信大理

宇宙線強度のデータを惑星間空間磁場 (IMF) が Toward の日と Away の日に分けたあと、両者の差をとることにより「IMFの極性に依存した」恒星時日変化や、南北非対称を描出して種々の解析が行われてきた。その結果、Swinson 等により示された黄道面にほぼ垂直な方向 ($B \times \Omega$ 方向) の流れの可能性が強調されている。我々は上の恒星時日変化と、南北非対称の両者を含みにして、3次元空間における IMF の極性に依存した宇宙線の流れの方向を決定することを試みた。

初1回 R で示される異方性が存在すれば地上の観測所では地球磁場の影響でベクトル D として観測される。 R と D の間には次の関係が成り立つことが長島氏により示されている。

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & c_1^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_x \\ R_y \\ R_z \end{pmatrix}$$



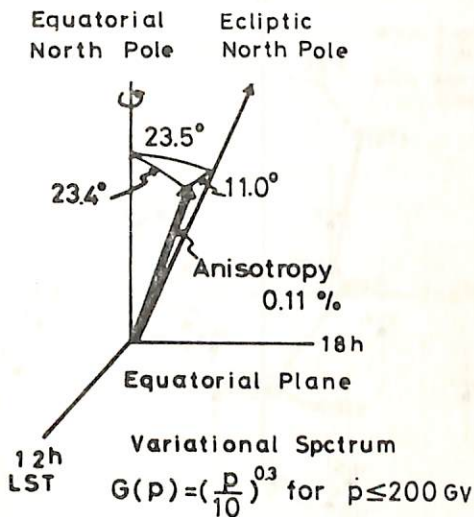
(第1図)

ここで、 c_1, s_1, c_1^0 は Coupling Coefficient と呼ばれ、変化スプレットの関数である。

使用したデータは宇宙線中性子成分 (Deep River, Thule, McMurdo)、中陽子成分 (名古屋)、及び地下宇宙線 (三郡、武山) の 1974-75 年の平均値を用いた。

その結果、初2回に示すように、黄道面にほぼ垂直な方向に $(0.11 \pm 0.02)\%$ の大きさの宇宙線の流れが存在することが示された。又、変化スプレットの中は 0.3 で予想されていたゼロに近い値を示した。

これらの結果に基き、太陽動径方向の密度勾配の大きさなどについて議論する予定である。

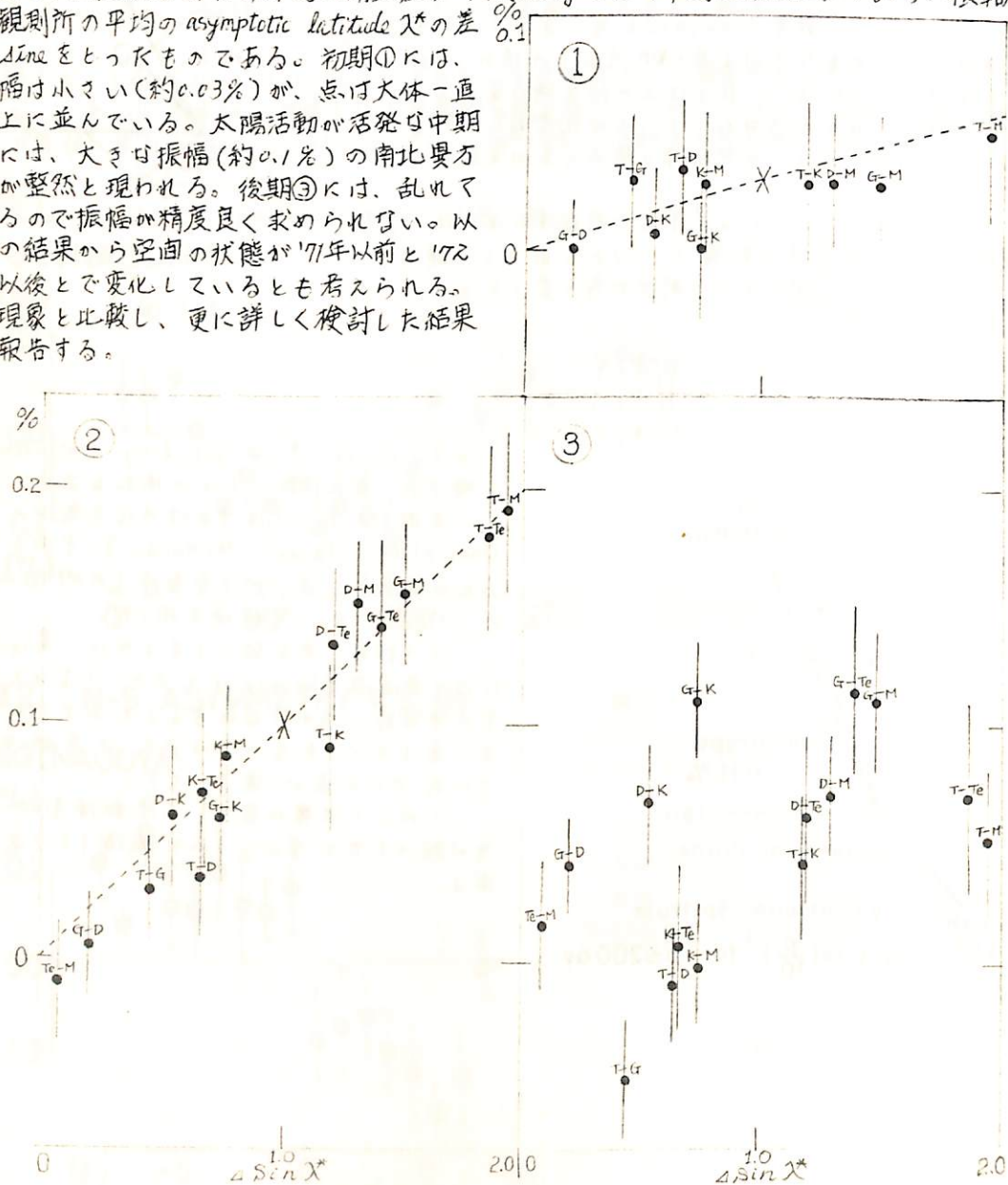


(第2図)

太陽活動周期 No.20に見られる宇宙線強度の南北異方性

梶谷晶子、和田雅美
理化学研究所

高緯度地域(cutoff 2GV以下)で観測された宇宙線中性子強度を用いて1965年から1975年迄の11年間にわたる南北異方性の年変化を調べた。図①②③は夫々太陽活動周期の初期('66,'67)、中期('68,'69,'70)及び後期('72,'73,'74)に観測された南北異方性を示す。図の縦軸は $MI(Toward)$ の日の平均の南北差 - $MA(Away)$ の日の平均の南北差であり、横軸は各観測所の平均の asymptotic latitude λ^* の差の $\Delta \sin \lambda^*$ をとったものである。初期①には、振幅は小さい(約0.03%)が、点は大体一直線上に並んでいる。太陽活動が活発な中期②には、大きな振幅(約0.1%)の南北異方性が整然と現われる。後期③には、乱れているので振幅が精度良く求められない。以上の結果から宇宙の状態が'71年以前と'72年以後とで変化しているとも考えられる。他現象と比較し、更に詳しく検討した結果を報告する。



一之瀬匡理, 森 覚, 安江新一
信大教養 信大理

1975年のMÜNCHENにおける宇宙線国際会議において、北半球においてのみ恒星時宇宙線異方性の位相が1969年に逆転し、~18h恒星時から~6h恒星時に変化したことが、Conc-Castagnoli et al. によって報告された。そしてこの位相変化は太陽磁場の逆転の時期と一致するので、これに因連させた解釈が提議された。

我々はこの現象の存在を確かめるために、1967~1975年の期間にわたる地上、地下のmeson telescope及び地上のion chamberのdataを回った解析を行った。その結果を図1、及び図2に示す。図にみられるように、恒星時宇宙線異方性の位相変化は先にのべて1969年のみならず、1974年にも生じ異方性の位相が~18h恒星時にもどつてくることと見出し、特に1974年における位相の变化は太陽磁場の逆転のみによる説明は困難であることを示している。

1969年及び1974年の2度にわたる恒星時宇宙線の位相変化に相対して、太陽のactivity 南北赤道帯が逆転していることが知られている。これとの関係について報告の予定である。

Summation Dial of The Sidereal Diurnal Variation at Takeyama (54 m.w.e.)

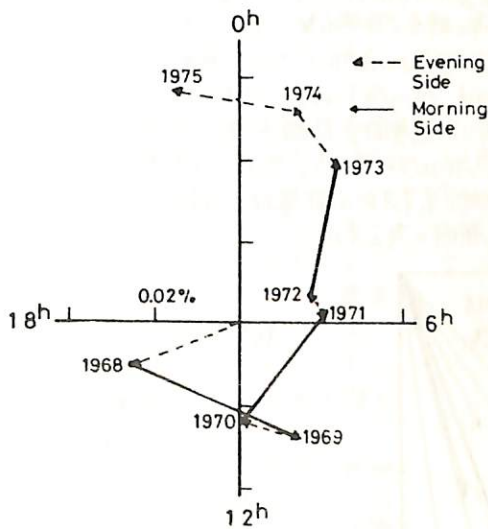


図 1

Change in Phase of The Sidereal Diurnal Variations

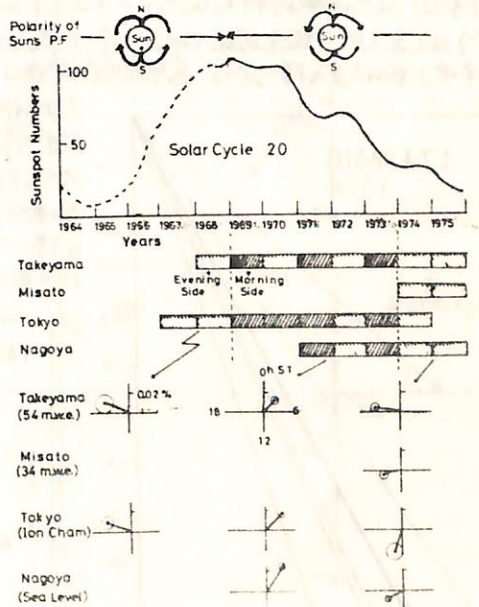


図 2

北村正彦・池上由昌志
気象研究所

§1. 解析事実

1-1) 1974年武山(地下成分)及び板橋(中性成分)の太陽日変化に>112月平均日変化Vectorをプロットして Harmonic Dial を>くと、両成分の変化は一身殆ど不一致の様に見え、各々の年平均日変化Vectorを求めると、何れも地球上で(ま)14^h L.T. 方向に最大時刻(Tmax)を示し、惑星間空間で大体15^h方向となる。

1-2) 次に1月と7月、2月と8月、...という具合に6ヶ月離れた月の平均Vector a組を>くと、両者の差Vectorの中心を求め原点よりその点に垂るVectorを求めれば Fig 1, 2の様になる。これらの平均Vectorを求めれば、それは年平均Vectorと一致し、Tmaxは地球上で(ま)14^h L.T. と一致する。

§2. 解釈

2-1) Swinson は上記指摘した Ecliptic plane に垂直な Cosmic Ray flow を前提とすれば、6ヶ月離れた月平均太陽日変化Vectorの中には180°(12時値)異なるVectorが含まれることになる。(これは仮にこのVectorを Swinson Vector と呼ぶことにする)。今も、Tward Polarity と Away Polarity の出現回数は各月とも大体等しいとすれば、両月の Swinson Vector a、絶対値は大体等しいが、それを除いた残りの両月は共通のVector z、これを1-2)で求めたVectorと一致する。(実際には別れにある Tward, Away Field の出現回数は必ずしも等しいが、それは次項に示す) 以上の考察から年平均Vectorと1-2)で求めた平均Vectorと一致することから明かである。

2-2) 以上のことから宇宙線日変化Vectorの中には Swinson Vector と同時に15^h方向の異方性も存在する可能性がある。この事実と我々の次の様に示す: 惑星間空間の場合は(1974年の時点では平均的に Ecliptic plane 上)とすれば

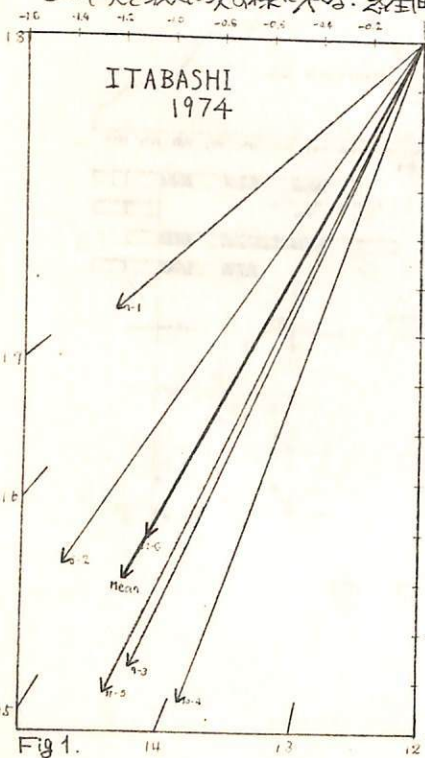


Fig 1.

Away 方向、下方は Tward 方向)。その境界面の凸凹によつて地球近傍では Tward, Away Field が交互に観測されたと見られる。今地球近傍において惑星間空間磁場の果に直角は断面を考へると、この面は15^h3^h方向となる(Fig 3)。この面の磁場は平均的に Fig 4 の様にはり、矢印が示す方向の荷電粒子の運動が存在し、この15^h異方性の原因と考えられる。

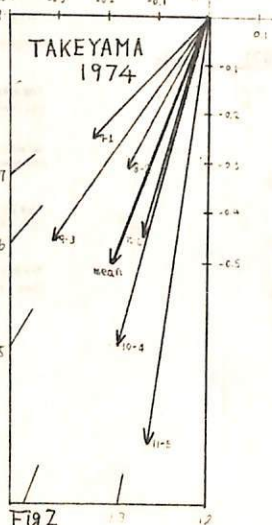


Fig 2

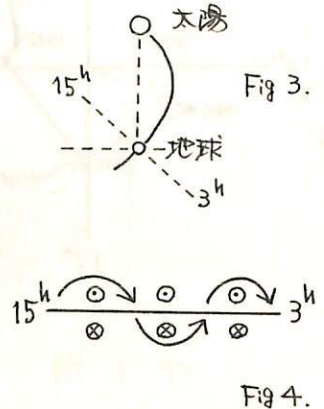


Fig 4.

千葉 敏 躬
岩手大教育

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。しかし、惑星間磁場の polarity を考慮した場合の日変化の異方性ならば、季節的变化などは、中性子成分を用いた解析の場合、あまり明確にあらわれないらしいがある。ここでは、その要因の手がかりを得るために、手はじめに polarity の boundary および磁場の尺度の一つ K_p などに着目して宇宙線異方性の解析を試みる。

解析には、とりあえず最も適している期間1974年における Tokyo の中性子データを用いた。Fig. 1~4 は、その解析結果の一例を示す。惑星間空間磁場の polarity にもとずいて、中性子成分の異方性と平均的に求めたものが Fig. 1 である。これからは、polarity にもとづく異方性の差異ははっきりあらわれない。Fig. 2 は、sector の boundary に着目して同様な解析を行った結果を示す。この図から、amplitude に関しては、その差異が顕著に認められる。なお、図中 B.G. は boundary 直後の5日間を除いた期間における異方性の平均値を示す。

Fig. 3 は、 K_p key の大きい (Disturb, \odot) 期間に相応する中性子データのみを用いて、異方性を解析した結果を示す。又、上記期間を除いた中性子データを用いて、季節的变化の異方性を解析した結果を Fig. 4 に示す。これらは、このような解析において、 K_p の尺度を配慮することにより、磁場の polarity および季節的变化に因する宇宙線の異方性のパターンをより明確にとらえることが可能であることを暗示している。

TOKYO NEUTRON 1974

POLARITY

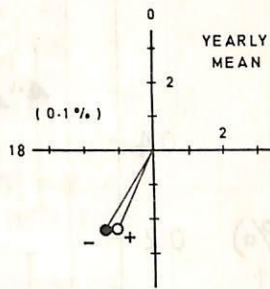


Fig. 1

MEAN VECTOR

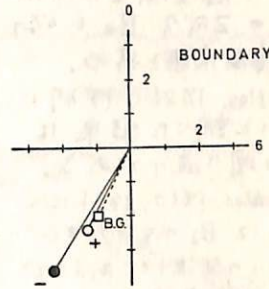


Fig. 2

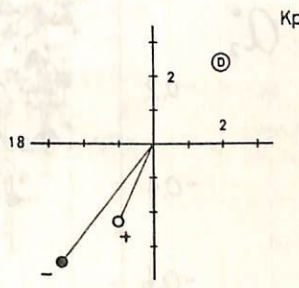


Fig. 3

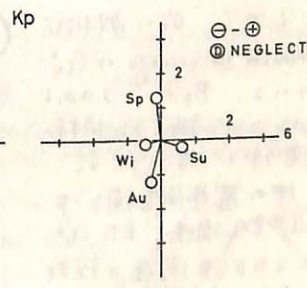


Fig. 4

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

高橋八郎 矢作直弘 長島一男
岩手大. 教養 岩手大. 教養 岩手大. 理

長島による宇宙線三次元異方性解析方法により、右昇ネットワークの宇宙線観測所よりの宇宙線中性子成分データをを用いて、1967年の55の4つの Solar Rotations (Rot. Nos. 1826, 1827, 1830, 1831) の期間内の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components (A_0^0, A_1^0 および A_2^0) ならびにそれらに best-fit の宇宙線変化スペクトラム (P_0^0, P_1^0 および P_2^0) を求め、検討を加えた結果を、今までの2回にわたって報告してきた。

これらの解析した期間は、いづれも Forbush Decreases が顕著に回復(2期)し、我々の今までの Forbush Decreases の解析結果との比較に便利であり、また一応、これらの期間は Satellites 等による、惑星間空間データも比較的よく揃っている。解析で得られた宇宙線異方性 (A_1^0, A_2^0) ならびにスペクトラム変化のメカニズムの手がかりを得るに便利である。

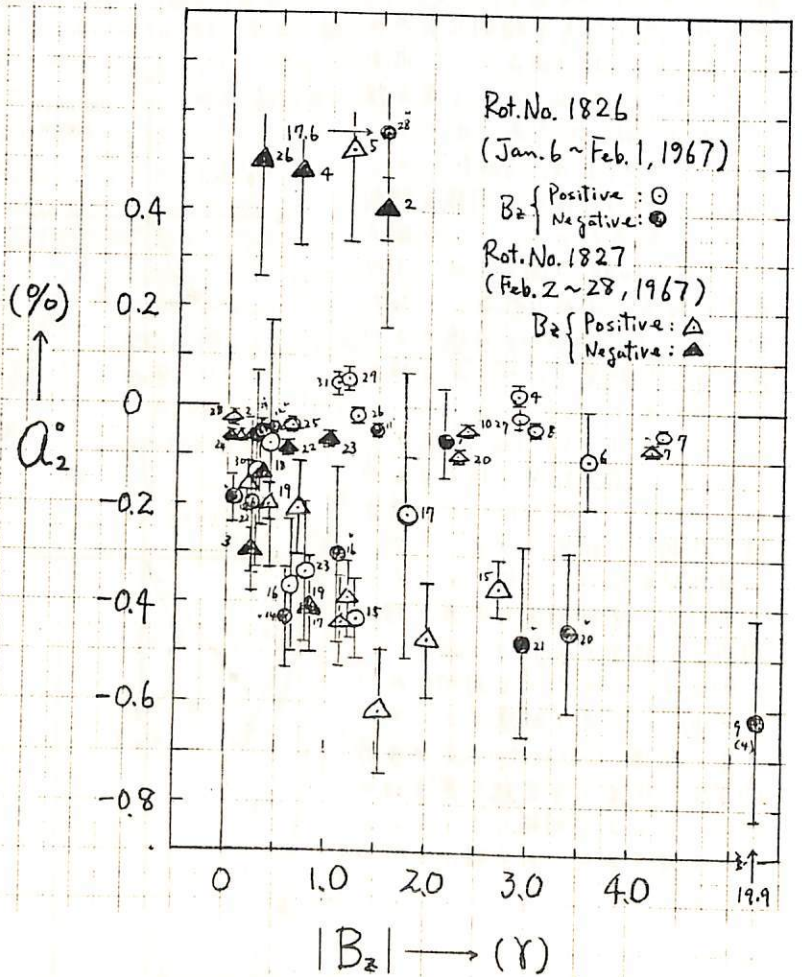
今までの結果では、 A_2^0 が惑星間空間磁場のZ成分 B_z とが密接な関連を持つ。

Rot. Nos. 1826, 1827 については調べた結果は右の図の通りである。

Rot. Nos. 1830, 1831 については B_z のデータが十分な欠測があるためこの対応関係は、はっきりしない。

しかし、前に解析した Forbush Decreases の A_2^0 について、 B_z のデータのあるものについて調べると同様な関係が得られる。

他の惑星間空間データと A_2^0 との関連、また A_1^0 との対応関係の検討は将来の問題である。



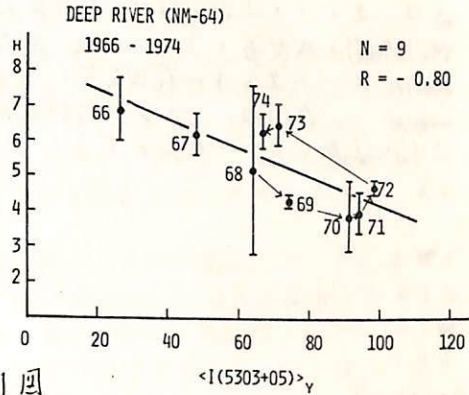
石田 善雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島 大・教育* 福島 匠大・敬養**

I. これまで、宇宙線日変化が存在し、そのspaceでの異方性は平均として $\sim 1h$ 又は $\sim 5h$ 方向にあり、 $\langle T_{mn3} \rangle_y$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ緑線強度(I5303)(太陽面低緯度)と大変良い相関(地点により正相関、負相関あり)があること、宇宙線強度半日変化と日変化のspaceでの異方性の研究より、太陽活動期ではLoss coneの半開角(α_c)は $0^\circ < \alpha_c < 63^\circ$, 太陽静穏期では $63^\circ < \alpha_c < 90^\circ$ になること、又、日変化のspaceでの異方性は太陽活動期には $\sim 5h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1h$ 方向にあること、並次に、宇宙線日変化の経年変化とIMFの構造より、経年変化が太陽一般磁場の回転と関連があるらしいことを報告してきた。

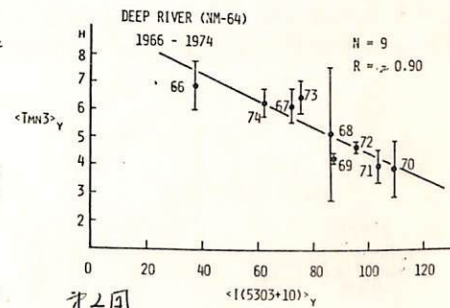
II. その際、 T_{mn3} のヒストグラムの分布が、1968年以降には、それ以前に比べて変化していること、Deep River では $\langle T_{mn3} \rangle_y - I(5303)(+05^\circ)$ の相関は1962~1970では大変良く直線上にのる($r = -0.95$)が、1968年以降は反時計方向に回転を始め(才1図)、1966~1974では $(+05^\circ)$ ($r = -0.80$)よりは $(+10^\circ)$ との相関が良い($r = -0.90$)とわかった(才2図)。この傾向は東京の電離率でもみられることもわかった。

なお、太陽黒点数とI5303との相関係数(R)の太陽面緯度分布をしらべると、1951~1965の期間と1966~1974の期間では明瞭に差異があることもわかる(才3図)。

III. 宇宙線日変化の年変化が、1969以降は1968以前と比べて差異があることを、太陽活動(特に、一般磁場の回転、19 cycle と 20 cycle の差 その他)と関連づけて説明する。

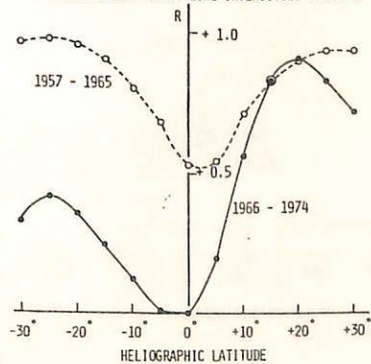


才1図



才2図

CORRELATIONS BETWEEN THE RELATIVE SUNSPOT NUMBERS AND SOLAR CORONAL GREEN LINE INTENSITIES (5303 Å)



才3図

森 覚 (信大理) 石田 喜雄 (福島大 教員)

宇宙線強度 1/2 日変化の研究は、宇宙線 modulation の中でも最も長い尺を持つこと¹⁾、その変調機構の解析が、空間の物理について貴重な情報を与えている。特に最近の森島²⁾、¹⁾ に于ける解析と、それによる Fujii³⁾ の Loss-core モデルは、宇宙線空間分布の「急激な変動」を予言するものであり、極めて興味深い。

変調機構をさぐる上で「変化スペクトル」は、重要な手がかりである。これは、上記の解析は、宇宙線成分(例えば中性子成分、地上中性子成分等⁴⁾、地下中性子成分等々)について、個別に行われてきた。当然、この取扱いは、あまりの限り、広いエネルギー範囲を含めるべきであることが望ましい。

今回は、このような手続から、世界的中性子成分、地上及び地下中性子成分、さらには空気シャワー成分とを含めて、その「変化スペクトル」を知りたい。

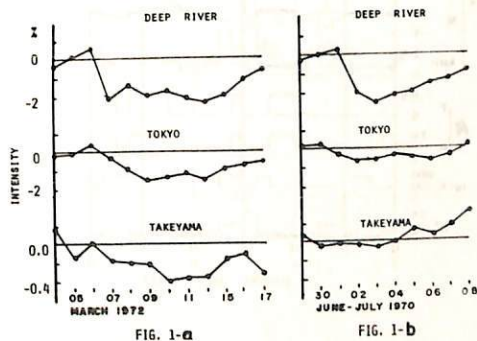
須田 友重, 三島 靖, 村上 一昭, 和田 雅美
 気象研, 駿城大理物理, 理研, 理研.

Forbush Decrease (FD) には, 地下の宇宙線強度にも減少を示すものがある。オノの2例で, Deep River での減少量は同じ位であるが, 54 m.w.e の武山では, Fig. 1-a の方が大きく変化している。これは, 変化スペクトルの差によるわけで, $I(P) = P^{\gamma} e^{P/P_0}$ のスペクトルを仮定して, 理論値との χ^2 検定で, 最も合うものとして, Fig. 1-a に対して ($\gamma = 0.5$, $P_0 = 100 \text{ GV}$), Fig. 1-b には ($\gamma = 0.2$, $P_0 = 20 \text{ GV}$) のものがえられる。

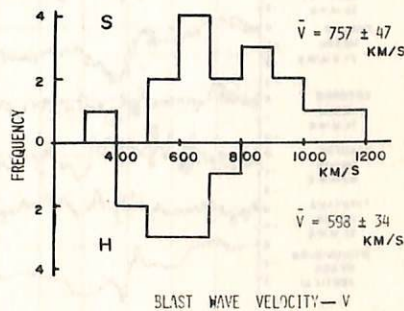
1969-1975年の間に, Deep River で約2%の減少を示した FD 34例について, 個々の変化スペクトルを求めた。この際地下の資料が重要なものである事をオノ2例に示した。即ち同じFDに対し, 左図は地上での観測値で ($\gamma = 0.5$, $P_0 = 50 \text{ GV}$) がえられた, 右図では, 地下の資料も入れて ($\gamma = 0.5$, $P_0 = 100 \text{ GV}$) となる。左図の武山の誤は, ~~左図~~ スペクトルから予想される値として打つたものである。この図から, 地上の観測は, どのようスペクトルをひとつも大きな差はなく, スペクトルの決定が武山の値によっていることが分る。

三島ら[1973]は, 変化スペクトルを2種類に分けた。それにならって, FDを地下の減少をおこすような Hard (H) なものと, そうでない Soft (S) のものに分類, それらと磁気圏空間の状況との関係を調べた。ここでは, Blast wave の速度を, フレーから地磁気嵐までの時間から算出し, 夫々のグループについて分布を求めた。オノ2例に示すように, 両者の間には差がみられ H-FDの方が $\bar{V} = 598 \pm 34 \text{ km/sec}$ と S-FDのもの $\bar{V} = 757 \pm 47 \text{ km/sec}$ よりおそい速度の wave にともなわれていることが分る。又オノ4例にみるように, 減少の割合(型)は, S-FDの方が早い。これらは, スペクトルをほぼ決り決めてえられたものと云える。

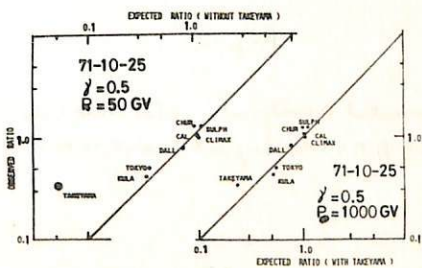
オノ1例



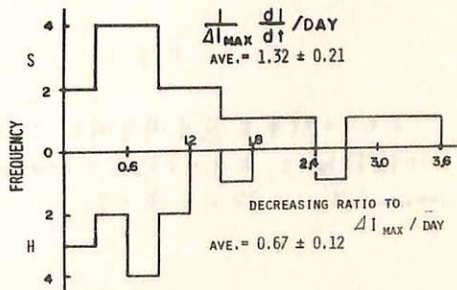
オノ3例



オノ2例



オノ4例



Eventの三次元解析

高橋八郎・千葉敏彰・藤本和彦・安江新一・和田雅美
岩手大・教育 名大・理 信大・理 理研

最近村上等により地下宇宙線 Meson 成分に対する Response function の計算がなされ、これに基づき名古屋グループ (Fujimoto et al.) により、世界の主要地上ならびに地下宇宙線観測所におけるこれらの Meson 成分に対する Coupling coefficients の計算がなされた。

我々は、今までの neutron 成分とこれらの meson 成分に対する Coupling coefficients を使って、地上 neutron 成分から地下 60 m.w.e. の meson 成分に亘る広い範囲の energy の宇宙線の modulation の様子を用いたため、一例として 1972 August event をとりあげ、長島による解析方法を利用して、この三次元解析を解析を行った。

解析結果は下に示した Fig. 1, Fig. 2 の通りである。Fig. 1 の実線と結びつけられた点線は、解析から求められた各観測所における宇宙線強度変化期待値 (3 時間平均) である。1 時間値を plot した各観測所とのかなりよい一致が見られる。Fig. 2 は解析結果の宇宙線の isotropic 成分 (A_0)、南北方向成分 (A_1)、LT 0^h 方向成分 (A_1')、LT 6^h 方向成分 (B_1)、 $Amp. = (A_1'^2 + B_1^2)^{1/2}$ 、さらに best-fit の rigidity spectra (χ, P_0) 等を示す。

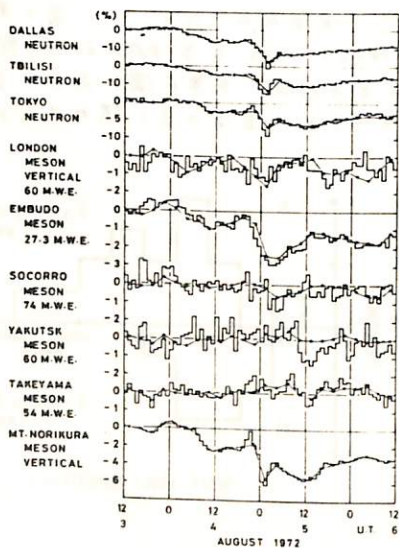


Fig. 1

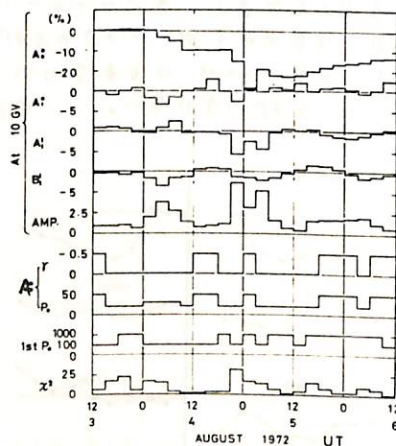


Fig. 2

これらの結果を惑星間空間データ (磁場, Tangential Discontinuity, Solar wind Velocity, etc) と比較検討して、上述の宇宙線の energy range における August event の宇宙線の modulation の様子を述べた。

Small Air Shower を含む High Energy Cosmic Ray Modulation.

長島一男
石大理

Primary energy $10^{11} \sim 10^{14}$ eV の領域の宇宙線の観測は、 10^{11} eV 代は地下の muon, $10^{11} \sim 10^{12}$ eV は Local Air Shower, $10^{12} \sim 10^{14}$ eV は General Air Shower を測ることにより行われている。

上記エネルギー範囲における宇宙線の modulation を研究することにより、Helio-magneto sphere の物理的状態およびそのスケール、更に Galactic Space とのつながり等が解明されることが考えられる。

下図に、既に報告された数ヶ所の station の観測から、sea level を含む地下および Air Shower の Sidereal Anisotropy (1st, 2nd) の結果を示す。

