

第84回
地球電磁気・地球惑星圏学会講演会

84th SGEPSS Fall Meeting

講演予稿集

Abstracts

- とき / 昭和63年10月12日(水)~14日(金)
- ところ / 金沢大学工学部

October 12-14, 1988
Kanazawa University,
Faculty of Technology

地球電磁気・地球惑星圏学会

Society of Geomagnetism and Earth, Planetary and Space Sciences
(SGEPSS)

地球電磁気・地球惑星圏学会

Society of Geomagnetism and Earth, Planetary and Space Sciences
(SGEPSS)

第84回総会・講演会プログラム

日時 昭和63年10月12日(水)～14日(金)
場所 金沢大学工学部(秀峯会館)
金沢市 小立野 2-40-20
TEL 0762 (61) 2101

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
10月12日(水)	I	古地磁気	古地磁気・岩石磁気 放射年代	太陽系の成因	磁場成因・ 永年変化	古地磁気						
	II	惑星空間ダイナミクス	惑星磁気圏	磁気圏構造								
	III	大気圏組成放射	大気圏組成放射	大気圏力学								
10月13日(木)		ポスターセッション			レビュー講演	総会	懇親会					
10月14日(金)	I	電気伝導度・地電位	磁気異常 テクトノマグネティズム	宇宙線・太陽磁気圏	太陽風							
	II	電離風	電離圏	オーロラ	電離圏・磁気圏結合							
	III	磁気圏波動	磁気圏波動	磁気圏波動	ULF波動							

*指定時間を厳守して下さい。(講演12分、討論3分)

*各会場ともスライドプロジェクター、オーバーヘッドプロジェクター各1台が用意されています。

開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
	<p>古地磁気 座長 田中秀文 (東工大理)</p>		
9:30	I-1 能登半島、第三紀火山岩類の古地磁気 渋谷秀敏 (大阪府大総合)		
9:45	I-2 PALEOMAGNETIC CONSTRAINTS ON THE BACK - ARC SPREADING OF THE JAPAN SEA 浜野洋三 (東大霞研)、当舍利行 (地質調査所)、西谷忠師 (秋田大鉱山)	<p>惑星間空間ダイナミックス 座長 寺沢敏夫 (京大理)</p>	<p>大気組成放射 座長 柴崎和夫 (国学院大)</p>
10:00	I-3 韓半島南東部、Pohang地域およびその周辺地域の古地磁気 石川尚人 (京大教養)、鳥居雅之、西村 進 (京大理)、辛性天 (韓国動力資源研)	II-1 MHD K-H不安定の Pseudo Spectral シミュレーション 高橋 俊、寺沢敏夫 (京大理)	III-1 Possible Effect on the Diurnal variation of East Java's Tropospheric Ozone due to Sea breezes. Ninong Komala and T.Ogawa (東大理)
10:15	I-4 REMAGNETIZATION OF CAMBRIAN TO TRIASSIC SEDIMENTARY ROCKS OF THE PAEGUNSAN SYNCLINE OF OKCH'ON ZONE IN SOUTH KOREA 乙藤洋一郎、葛城一彦、井口博夫、安川克巳 (神大理)、Kwan Ho Kim (Chonbuk National Univ.)、Dai Sung Lee、Ha Yan Lee (Yonsei Univ.)	II-2 磁気圏上流域に於ける大振幅磁気流体波の励起とその非線型現象 中川晃成、寺沢敏夫 (京大理)	III-2 航空機観測用オゾン測定器の開発 堀 雅浩、近藤 豊、高木増美、岩田 晃 (名大空電研)
10:30	I-5 中国黒龍江省七台河地域の古地磁気 (I) 内村英雄、河野 長 (東工大理)、魏 青雲 (中国科学院)	II-3 PARALLEL HEATING ASSOCIATED WITH INTERACTION OF FORWARD AND BACKWARD ELECTROMAGNETIC CYCLOTRON WAVES 大村善治 (京大超高層)、臼井英之 (京大工)、松本 紘 (京大超高層)	III-3 He-Neレーザーを用いたCH ₄ の連続直接測定法の開発 北 和之、岩上直幹、小川利紘 (東大理)
10:45	I-6 Cretaceous paleomagnetic results from Datong basin, north China craton 鄭 重、河野 長 (東工大理)、X. Y. Zhu, X. W. Zhang (中国科学院)	II-4 彗星イオンのピックアップ過程における太陽風の摩擦的相互作用 大家 寛、渡辺智彦 (東北大理)	III-4 成層圏、対流圏オゾン観測用多波長レーザーレーザーによるオゾン・気温の観測 (I) 林田佐智子、笹野泰弘、中根英昭、杉木伸夫、松井一郎、湊 淳 (国公研)
11:00	(休み)	II-5 彗星イオンによる波動不安定性の線形解析：斜め伝搬 小嶋浩嗣、松本紘、大村善治 (京大超高層)	III-5 波長可変半導体レーザーヘテロダイナミクス計によるオゾン観測：オゾン分布観測結果 田口 真、岡野章一、福西 浩 (東北大理)
	<p>岩石磁気・古地磁気・放射年代 座長 鳥居雅之 (京大理)</p>		
11:15	I-7 Precambrian Paleomagnetism in Australia - mafic dykes of Mount Isa Craton - 田中秀文 (東工大理)、M. Idnurm (BMR, オーストラリア)	II-6 「さきがけ」によって観測されたハレー彗星CKRの到来方向 小林敦生、飯島雅英、大家 寛、森岡 昭 (東北大)、三宅 亘 (通総研)	III-6 EXOS-C BUVの成層圏オゾン観測にみられる測定器感度の経年変化 小池 真、小川利紘 (東大理)、鈴木勝久 (横国大教育)
11:30	I-8 南極モーソン基地周辺の岩石の自然残留磁気 船木 実 (極地研)、M. IDNURM (BMR オーストラリア)	II-7 ジャコビニ彗星の近傍で観測されたホイッスラー波のテスト粒子シミュレーション 賀谷信幸 (神大工)、松本 紘 (京大超高層)、B. T. Tsurutani (JPL)	III-7 ラマン散乱を利用した大気観測 I；ラマン散乱ライダー計測の基礎実験 岩坂泰信、林 政彦、今須良一 (名大水圏研)
11:45	I-9 Kerguelen海台の古地磁気(ODP LEG 120の成果) - 予報 - 井口博夫 (神大理)、F. Heider (Toront大物理)、ODP LEG120乗船研究者一同	(昼休み)	(昼休み)
12:00	I-10 伊豆大島1986年溶岩の残留磁化測定 西谷忠師、佐々木宜一 (秋田大鉱山)		

開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
12:15	I-11 MAGNETIZATION OF OCEANIC CRUSTAL LAYER 3 : SOME RESULTS FROM ODP LEG 118 GABBROS 木川栄一(地質調査所)、小沢一仁(東大理)、ODP LEG 118乗船者一同		
12:30	I-12 中新世凝灰岩広域対比の可能性—ジルコンの晶相による対比— 高橋雅紀(東大理)、大友育也(山形大理)、糟谷正雄(U.S. Geological Survey)、斎藤和夫(山形大理)		
12:45		惑星磁気圏 座長 森岡 昭(東大理)	大気圏組成放射 座長 岩坂泰信(名大水圏研)
13:00		II-8 天王星と海王星の電離層 品川裕之(マーシャルスペースフライトセンター)、J.H.Waite, Jr(サウスウエストリサーチインスティテュート)	III-8 南極下部成層圏の気温の年々変動—オゾンホールとの関連— 川平浩二(富山高専)、廣岡俊彦(気象大)
13:15	太陽系の成因 座長 中沢 清(東工大理)	II-9 単極誘導およびドリフトアルビン波に伴う沿磁力線静電場 玉尾 孜(東大理)	III-9 北半球中緯度における成層圏NO ₂ 分布変動 柴崎和夫(国学院大)、岩上直幹、北 和之、小川利紘(東大理)
13:30	I-13 Collisional Rate of Planetesimals with Gaussian-type Distribution 井田 茂(東大理)、中沢 清(東工大理)	II-10 局在電導体の磁力線に垂直な運動による電磁場の三次元構造: Io衛星のアルビン翼 山下実若、玉尾 孜(東大理)	III-10 上部成層圏におけるNOの日変化の観測 近藤 豊、岩田 晃、高木増美、鳥山哲司(名大空電研)、Matthews(DSIR)、Aimediou(CNRS)、Sheldon、Benbrook(ヒューストン大)
13:45	I-14 Kepler粒子の重力散乱 長谷川正樹(東大理)、中沢 清(東工大理)	II-11 巨大惑星電波の放射エネルギー源について 森岡 昭、大家 寛(東大理)	III-11 R1 2926cm ⁻¹ 線輪郭から求めた成層圏および対流圏HClコラム 岩上直幹(東大理)、R. プラスウィック、D.G. マクレイ(デンバー大)
14:00	I-15 多体相互重力散乱による微惑星軌道要素の変化 大槻圭史(東大理)、中沢 清(東工大理)	II-12 木星デカメートル波広帯域偏波スペクトラムの長時間特性の解析 II 今井一雅、上山智代(高知高専)	III-12 日印共同ロケット実験 ツンバにおける熱圏NO測定初期結果 K.S. ザルブリ(NPLニューデリー)、岩上直幹、小川利紘(東大理)
14:15	I-16 原始太陽系星雲の線形非軸対称不安定性 関谷 実(東工大理)、鶴山正見(京大理)	II-13 長基線干渉計網による木星電波の観測 大木章一、大家 寛、森岡 昭、三沢浩昭(東大理)	III-13 O ₂ 1.27μm大気光の地上への透過率と夜光強度 山本博聖、牧野忠男、内藤一郎、安孫子文昭、関口宏之(立大理)
14:30	I-17 原始太陽系星雲の形成と進化 渡邊誠一郎、中川義次(東大理)	II-14 長基線干渉計網と広帯域偏波計による木星デカメートル電波の同時観測 三沢浩昭、大木章一、大家 寛、森岡 昭(東大理)	III-14 金星のナリトウム夜間大気光 小川利紘(東大理)
14:45	磁場成因 永年変化 座長 笹井洋一(東大震研)	(休み)	(休み)
14:45	I-18 存否スペクトル法による地磁気数十年変化の解析 横山由紀子、行武 毅(東大震研)	磁気圏構造 座長 三浦 彰(東大理)	大気圏力学 座長 山本 衛(京大超高層)
15:00	I-19 移動性磁場におよぼす地球核表層の流体運動の影響 行武 毅、横山由紀子(東大震研)	II-15 Dayside Magnetosphereにおける孤立的磁場変動の諸特性 河野英昭、大谷晋一、国分 征(東大理)、K. Takahashi(APL/JHU)	III-15 赤道レーダープロジェクトの現状 深尾昌一郎、津田敏隆、佐藤 亨、山本 衛、加藤 進(京大超高層)
15:15	I-20 キネマティック・ダイナモにおけるエネルギーの流れ 河野 長(東工大理)	II-16 地球磁気圏の昼側境界における磁束管の形成 荻野竜樹(名大空電研)、R.J. Walker and M. Ashour-Abdalla (IGPP, UCLA)	III-16 赤道レーダーアンテナシステムの研究 谷口真一、佐藤 亨、山本 衛、津田敏隆、深尾昌一郎、加藤 進(京大超高層)

開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
15:30	(休み) 古地磁気 座長 西谷忠師 (秋田大鉱山)	II-17 On the source region of FTE-type magnetic spikes observed at cusp latitudes 福西 浩 (東北大理)、 L.J.Lanzerotti (ATTベル研)	III-17 Non-migrating tides 加藤 進、津田敏隆 (京大超高層)
15:45	I-21 堆積物柱状試料から得られた地磁気永年変化の周期性の研究 糸田千鶴、兵頭政幸、安川克巳 (神大理)	II-18 カスプ領域における粒子侵入と沿磁力線電流 田口 聡、杉浦正久 (京大理)、 J.D.Winningham (SRI)	III-18 放送衛星電波を用いた小地域複数観測点による降雨減衰の同時観測 岩井誠人 (京大工)、佐藤 亨 (京大超高層)、木村磐根 (京大工)
16:00	I-22 古地磁気方位結果のFFT解析による深海底コアの年代決定 森永速男 (神大自然科学)、井口博夫 (神大理)、塩崎一郎 (神大自然科学)、下岡謙司 (日本原研)、安川克巳 (神大理)	II-19 ReconnectionによるLow Latitude Boundary Layerの形成 西田篤弘 (宇宙研)	III-19 MUレーダーによる対流圏、成層圏の風速変動の異方性の研究 野村剛彦、津田敏隆 (京大超高層)、T.E.VanZandt (NOAA)、D.C.Fritts (アラスカ大)、山本 衛、佐藤 亨、深尾昌一郎、加藤 進 (京大超高層)
16:15	I-23 石筍の古地磁気から推定した石灰洞窟内の崩落現象 (地震活動) の年代 堀江郁子 (神大理)、森永速男 (神大自然科学)、村山春子、糸田千鶴、安川克巳 (神大理)、庫本 正 (秋吉台科学博物館)	II-20 磁気圏尾部境界における大規模電流系の特性 大谷晋一、國分 征 (東大理)	III-20 MUレーダーによるVAD法を用いた鉛直風観測 有賀 理、深尾昌一郎、佐藤 亨、津田敏隆、山本 衛、加藤 進 (京大超高層)
16:30	I-24 始良Tn火山灰 (AT) の古地磁気 中島正志 (福井大教育)	II-21 磁気圏プラズマ撮像計画 II. 自然プラズマ撮像の可能性について 鶴田浩一郎 (宇宙研)、小川利紘 (東大理)	III-21 MUレーダーによる軌道運動物体の探索 (III) 加藤英俊、木村磐根 (京大工)、佐藤 亨 (京大超高層)
16:45	I-25 考古地磁気永年変化の地域差とモンゴル異常 広岡公夫 (富山大理)	II-22 外側放射線帯の高エネルギー電子と地磁気活動 長井嗣信 (気象研)	
17:00	I-26 房総半島におけるBrunhes-Matuyama境界の古地磁気 岡田 誠、新妻信明 (静岡大理)	II-23 「おおぞら」によるMeV領域陽子・電子の強度分布 河野 毅 (理研)、宗像一起 (玉川大工)、永田勝明 (早大理工研)、道家忠義 (立大理)、菊地 順、村上浩之、中本 淳、長谷部信行 (愛媛大教養)	
17:15	I-27 ジャワ島・サンギランにおける地磁気逆転 (ブリュンヌ/松山) の記録 兵頭政幸 (神大理)、W.Sunata、E.E.Susanto、H.Wahyono (インドネシア地質研究開発センター)		
17:30			

秀峯会館 2 階

- | | |
|---|--|
| <p>P-1 SECULAR VARIATION OF THE NEWLY DEFINED ECCENTRIC DIPOLE (LSM-DIPOLE)
佐納康治、杉浦正久 (京大理)</p> <p>P-2 地磁気静穏日変化によって海洋中に誘導される電流 (II)
竹田雅彦 (京大理)</p> <p>P-3 中国・四国地方の電磁気共同観測 (II)
地殻殻比抵抗研究グループ
大久保 晃、藤田清士(神大理)、野木義史(神大自然科学)、藤原 智(京大理)、塩崎一郎(神大自然科学)、安川克己(神大理)、住友則彦(京大教養)</p> <p>P-4 ULF帯の見掛け抵抗の異方性とその原因となる構造 (2)
-八甲田地熱地域の例-
小川康雄 (地質調査所)</p> <p>P-5 Olivineの$\alpha-\gamma$相転移に伴う電気伝導度変化
小村健太郎 (東大理)</p> <p>P-6 リングコア型スピナー磁力計の改良
新妻信明、小山真人、青池寛 (静大理)</p> <p>P-7 Pelagic clayの磁性鉱物の粒径とVRM
山崎俊嗣 (地調・海洋)、桂郁雄 (京大理)</p> <p>P-8 複数のコアの堆積残留磁化方位から地磁気3成分を復元する方法の検討
網川秀夫 (東海大・開発技研)</p> <p>P-9 スピッツベルゲン島西南部の中・古生界の古地磁気
林田 明、鈴木博之 (同志社大)</p> <p>P-10 100万年前から現在の間に噴出した蔵王火山溶岩の古地磁気学的研究
齋藤和男、齋藤智章、掛川 巖、川村洋生 (山形大理)</p> <p>P-11 炭素質隕石中の炭素および窒素量の関係について
山本哲生 (宇宙研)、小笹隆司 (京大理)</p> <p>P-12 「さきかげ」太陽オカルテーション観測
伊藤寿人 (東海大工)、水野英一、山本善一、佐々木 進、小山孝一郎、河島信樹 (宇宙研)、平尾邦雄 (東海大工)</p> | <p>P-26 ELECTROSTATIC ELECTRON CYCLOTRON HARMONIC WAVES OBSERVED BY EXOS-B ELECTRON BEAM EXPERIMENT
宮武貞夫 (電通大)</p> <p>P-27 EXOS-D VLF波動観測装置の特性
山本正幸、木村碧根 (京大工)、橋本弘蔵 (東京電機大工)、岡田敏美 (名大空電研)、長野 勇 (金沢大工)、EXOS-D VLF波動班</p> <p>P-28 極域におけるAURORAL LF HISSのスペクトル構造-EXOS-Cによる観測-
田中泰盛、森岡 昭、福西 浩、大家 寛 (東北大理)</p> <p>P-29 ロスコーン速度分布関数を用いた静電電子サイクロロン高周波の3次元ホットプラズマ レイトレーシング
澤田 晃、木村碧根 (京大工)、松本 紘、大村善治 (京大超高層)</p> <p>P-30 プラズマポーズ付近に於けるDE-1のスピニング効果による波動解析
渡辺成昭、恩藤忠典、佐藤正樹、沢田史武 (通総研)</p> <p>P-31 DE-1で観測された磁気圏VLF現象の解析
中村義勝、恩藤忠典、渡辺成昭、沢田史武 (通総研)</p> <p>P-32 「おおぞら」で観測したELF/VLF平均強度世界分布と電力線放射の関連性
冨澤一郎、浅見健治、芳野起夫 (電通大菅平)</p> <p>P-33 磁気圏VLF波動の電離層透過域推定におけるモデル依存性
斉藤恭之、島倉 信 (千葉大工)、早川正士 (名大空電研)</p> <p>P-34 稚内で観測された電離圏QPシンチレーション
丸山隆、岡本 智、石橋弘光 (通総研)</p> <p>P-35 LFデッカ局ホイッスラモード波の多点観測結果
田中義人、西野正徳 (名大空電研)</p> <p>P-36 Cepstrumによるホイッスラの発性頻度(14年間)の周期解析
山本高士、島倉 信 (千葉大工)、早川正士 (名大空電研)</p> <p>P-37 有限要素法による地球-電離層導波管内不連続問題の定式化
馬場清英 (中部大工)</p> |
| <p>P-13 コロナーループのダイナミクス
鷲見治一 (名大空電研)、佐藤哲也 (広大核融合)、渡辺国彦 (SP社)</p> <p>P-14 群発性Type IIIバーストの特性
青山隆司 (宮城職訓短大)、大家寛 (東北大理)</p> <p>P-15 宇宙天気予報の数値計算スキーム
田中高史 (通総研)</p> <p>P-16 エクスパンション開始の局所的構造
西谷 望、小口 高 (東大理)</p> <p>P-17 複数衛星による極冠域アークの同時観測
小原隆博、向井利典、西田篤弘 (宇宙研)、賀谷信幸 (神大工)</p> <p>P-18 掃天リオメータと掃天フォトメータによるオーロラ吸収とオーロラ光の比較
池田修一 (電通大)、山岸久雄、佐藤夏雄 (極地研)、菊池 崇 (通総研)、芳野起夫 (電通大)</p> <p>P-19 ON THE CA EFFECT FOR GEOMAGNETIC VARIATIONS AT SYOWA (II)
角村 悟 (地磁気観)</p> <p>P-20 地磁気Sq磁場解析の追加とその結果に関する二三の問題点
太田征次郎</p> <p>P-21 中波強度の高度分布から下部電離層電子密度の推定
井上良彦、長野 勇、牧野将美、満保正吾 (金沢大工)、岡田敏美 (名大空電研)</p> <p>P-22 S-310-18号機で観測されたホイッスラの強度-周波数分散特性
牧野将美、長野 勇、満保正吾 (金沢大工)、谷口智幸 (東芝)、岡田敏美 (名大空電研)</p> <p>P-23 電離層内におけるDCダブルプローブの特性 (S-310-18ロケット実験結果)
岡田敏美 (名大空電研)、長野 勇 (金沢大工)、鶴田浩一郎 (宇宙研)、EXOS-D/GEOTAIL 電場班、波動班</p> <p>P-24 S-310-18によるE層プラズマ擾乱の観測-速報-
森弘隆、佐川永一 (通総研)、中村良治 (宇宙研)、小川俊雄 (高知大)</p> <p>P-25 ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT-PRELIMINARY RESULT OF THE COORDINATED ROCKET EXPERIMENT CARRIED OUT WITH SOUNDING ROCKET K-9M-81 AND S-310-18
小山孝一郎、渡部重十 (宇宙研)、阿部琢美 (電通大)</p> | <p>P-38 北極オゾン層気球観測計画
近藤 豊 (名大空電研)、北極オゾン層キャンペーングループ</p> <p>P-39 南極成層圏のオゾン減少と気温変化-エアロゾル形成領域との対応-
岩坂泰信 (名大水圏研)、近藤幸次 (高層気象台)、川平浩二 (富山高専)</p> <p>P-40 ファブリーベロードップラーイメージングシステムの開発: 大気光の予備観測結果
岡野章一、中島英彰、塩川和夫、福西 浩 (東北大理)、小野高幸、平澤威男 (極地研)</p> <p>P-41 内部重力波と夜光強度
木山喜隆、遠藤英範、斎藤文一 (新潟大理)</p> <p>P-42 MURレーダーのスペクトルパラメータ推定誤差の研究
山本 衛、佐藤 亨 (京大超高層)、Peter T. May (NOAA)、津田敏隆、深尾昌一郎、加藤進 (京大超高層)</p> <p>P-43 MURレーダーによる強い電波源のフラックスデンシティの測定
前田耕一郎 (兵庫医大)、前田佐和子 (大阪短大)、佐藤 亨 (京大超高層)</p> <p>P-44 イオン・ビームを用いた惑星表面遠隔探査方法の基礎開発
矢守 章、佐々木 進 (宇宙研)、三浦保範 (山口大)、横井 領、太田正広 (都立大)、河島信樹 (宇宙研)</p> <p>P-45 EXOS-D搭載用電場計測器 (イオン銃) の開発
河野祐一、鶴田浩一郎、早川 基 (宇宙研)、中村正人 (MPI)</p> <p>P-46 広視野角を有するリチウムイオン検出器の特性
早川 基、鶴田浩一郎 (宇宙研)、中村正人 (MPI)、河野祐一 (宇宙研)</p> <p>P-47 プラズマ粒子計測器校正のための大口径イオン・ビーム発生装置の開発
町田 忍、向井利典 (宇宙研)、賀谷信幸 (神大工)、平原聖文 (京大理)</p> <p>P-48 ポロイダル型エネルギー分析器及び、オレンジ型質量多分析器の電磁場分布と粒子軌道
平原聖文 (京大理)、向井利典、町田忍 (宇宙研)</p> <p>P-49 ポーラーパトロール気球の南極大陸周回実験
宮岡宏 (極地研)、向井裕之 (通総研)、斎藤浩明 (電通大)、藤井良一、江尻全機、平澤威男 (極地研)、山上隆正、太田茂雄、秋山弘光 (宇宙研)、山中大学 (山口大教育)、小玉正弘 (山梨医大)、西村純 (宇宙研)</p> |

開始時間	
13:30	<p style="text-align: center;">秀 峯 会 館 2 階</p> <p>レビュー講演 『古地球磁場強度』 (Geomagnetic paleointensity studies) 河野 長 東京工業大学理学部</p> <p>『磁気圏観測についての一考察 —統計的理解と現実』 (Reflection on magnetospheric observations —statistical pictures and reality) 杉浦正久 京都大学理学部</p>

15:00	<p style="text-align: center;">記 念 写 真 撮 影</p>
15:20	<p style="text-align: center;">秀 峯 会 館 2 階</p>
	<p style="text-align: center;">総 会</p>
18:00	<p style="text-align: center;">第 I 会 場</p>
	<p style="text-align: center;">懇 親 会</p>

開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
	<p>電気伝導度・地電位 座長 西田泰典 (北大理)</p>	<p>電離圏 座長 小川忠彦 (通総研)</p>	<p>磁気圏波動 座長 橋本弘蔵 (東京電機大)</p>
9:00	I-28 北部伊豆海嶺における海底地磁気観測 藤 浩明、藤本博巳、瀬川爾朗 (東大海洋研)	II-24 MUレーダーによる電離圏イオンドリフト周年観測 大西嘉昭、佐藤 亨、深尾昌一郎、山本 衛、津田敏隆、加藤 進 (京大超高層)	III-22 磁気圏伝ぱん波と導波管伝ぱん波が混在したVLF波の方位測定法 島倉 信、根本 彦 (千葉大工)、早川正士、西野正徳 (名大空電研)
9:15	I-29 THE MAGNETOMETRIC OFF-SHORE ELECTRICAL SOUNDING OFF THE IBARAKI PREFECTURE J.Oubina、瀬川爾朗、藤本博巳、福田洋一、古田俊夫、藤 浩明(東大海洋研)、大西信人(テラテクニカ)	II-25 MUレーダーによる電離圏不均一質構造の研究(II) 白川達也、深尾昌一郎(京大超高層)、J.P.McClure(テキサス大)、佐藤 亨、津田敏隆、山本 衛、加藤 進(京大超高層)	III-23 ヒスから励起されるコーラスの発生機構 服部克巳、早川正士(名大空電研)、島倉 信(千葉大工)
9:30	I-30 THE CONDUCTIVITY STRUCTURE BENEATH THE CENOZOIC NORTH CHINA PLAIN BASIN AND ITS COMPARASION WITH JAPAN ISLAND ARC Guoze ZHAO(中国国家地震局地質研究所)、行武 毅(東大震研)、Guodong LIU(中国国家地震局地質研究所)	II-26 電離圏F領域の小規模構造(序報) 高見友幸、深尾昌一郎、加藤 進、津田敏隆、佐藤 亨、山本 衛(京大超高層)	III-24 磁気擾乱時の中緯度VLF放射の周波数ドリフト 早川正士(名大空電研)
9:45	I-31 北海道駒ヶ岳における電磁気学的調査 西田泰典、森 濟、松島喜雄、道脇正則、市川隆一、山口 薫(北大理)	II-27 MUレーダーによるEs層の発達過程の観測—速報— 犬木久夫、小川忠彦、田中高史、菊池 崇、森 弘隆、猪木誠二、皆越尚紀(通総研)、深尾昌一郎、大西嘉昭、佐藤 亨(京大超高層)	III-25 低緯度(L=1.54)で観測されたLFデッカホイッスラモード信号のドブラーシフトの原因について 西野正徳、田中義人(名大空電研)
10:00	I-32 中・北部九州のインダクション・ベクトル分布から推測される沖縄トラフ下のCA 半田 駿、鈴木 亮(佐賀大教養)、田中良和(京大理)	II-28 シンチレーション観測から見たEs層不規則構造の2次元分布 小川忠彦、鈴木 晃、国武 学(通総研)	III-26 DE-1によって夜側磁気圏で観測された衝撃性プラズマ波動 恩藤忠典、中村義勝、渡辺成昭(通総研)、相京和弘(通信放送衛星機構)
10:15	I-33 NTT通信用アースを用いた地電位差連続同時観測 上嶋 誠、木下 正高、上田 誠也(東大震研)	II-29 中間圏VHFエコー層と電子密度勾配の定性的関連 杉山卓也(京大理)、村岡良和(兵庫医大物理)	III-27 VLFダクトの捕捉及び誘導力 松尾敏郎、木村磐根(京大工)
10:30	I-34 BAYTAP-Gを用いた地電位データの解析—水戸、会津若松、柿岡の比較— 小嶋美都子(地磁気観)、森 俊雄(気象庁)、高山寛美(気象研)	II-30 航行衛星による電離層全電子数の南北両半球緯度分布特性—「しらせ」移動観測 國武 学、小川忠彦、大高一弘、前野英生(通総研)、相京和弘(通信放送衛星機構)	(休み)
10:45	(休み)	(休み)	<p>磁気圏波動 座長 長野 勇(金沢大工)</p>
	<p>磁気異常・テクトノマグネティズム 座長 伊勢崎修弘(神大理)</p>	<p>電離圏 座長 小山孝一郎(宇宙研)</p>	<p>III-28 WAVE GUIDE MODE法を用いたオメガ局信号波電界強度の伝搬特性の解析 高畑博樹、木村磐根(京大工)、石井隆広雄、小川忠彦(通総研)</p>
11:00	I-35 KM62式プロトン磁力計による東伊豆地域の観測 笹井洋一、石川良宜、中野徳治(東大震研)	II-31 夜間D領域における電離について 石嶺 剛(通総研)	III-29 WAVE HOP法を用いた夜間中波空間波電界強度の太陽活動度依存性の解析 木村磐根、高畑博樹(京大工)、小川忠彦(通総研)、栗城 功(東北通信サービス)
11:15	I-36 近畿・山陰におけるCA変換関数の時間変化 藤原 智(京大理)、住友則彦(京大教養)	II-32 ひのとり衛星プラズマデータのデータベース化について—インピーダンスプロブデータの自動補正 高橋忠利、大家 寛(東北大理)、渡部重十、小山孝一郎(宇宙研)	III-30 地磁気共役点におけるPolar Chorusの放射強度、発生頻度の季節変化、年変化と太陽活動の関係 笹原敏也(山形大理)、佐藤夏雄(極地研)、前澤 潔(山形大理)
11:30	I-37 白山火山における全磁力測定(序報) 加藤隆司(富山大理)、長尾年恭、河野芳輝(金沢大理)、東野外志男(石川県白山自然保護センター)、高柳一男(金沢大文)	II-33 電子密度ゆらぎのロケット観測 渡辺勇三(宇宙研)、雨宮 宏(理研)、中村良治(宇宙研)	III-31 準静電的ホイッスラー波のホットプラズマレイトレイシング 鮫島敏子、橋本弘蔵(東京電機大工)

開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
11:45	I-38 磁気異常のラフネス 牧野雅彦、大久保泰邦 (地質調査所)	II-34 Resonance Cone Experiment Utilizing K-9M-81 Rocket A.Piel (Bochum Univ.FRG)、H.Thiemann (PTS)、K.-I. Oyama (ISAS) and A.Morioka (Tohoku Univ.)	III-32 オーロラ域におけるオーロラヒスから Z モード波への変換 下村和人、橋本弘蔵 (東京電機大工)
12:00	I-39 海形海山における磁氣的構造の解析 石川秀浩、田 望 (東海大海洋)	II-35 電離層電子のエネルギー分布非等方性 渡部重十、小山孝一郎 (宇宙研)、阿部琢美 (電通大)	III-33 ESCAPING PROCESS OF THE RADIO EMISSIONS FROM THE CELESTIAL BODY WITH DENSE PLASMA DISC 飯島雅英、大家 寛 (東北大理)
12:15	I-40 沖縄トラフ南部の地磁気異常 (予報) 古川雅英 (神大自然科学)、伊勢崎修弘、近藤信哉 (神大理)、三木雅子 (神大自然科学)		
12:30			
12:45	(昼休み)	(昼休み)	(昼休み)
13:00			
	宇宙線・太陽磁気圏 座長 前沢 洸 (名大理)	オーロラ 座長 飯島 健 (東大理)	磁気圏波動 座長 町田 忍 (宇宙研)
13:15	I-41 宇宙線中性子計により観測された太陽時日変化の長期変化 奥谷晶子 (理研)、森 覚 (信大理)	II-36 オーロラサブストームのグローバルダイナミクス 國分 征、飯島 健 (東大理)	III-34 電子ビーム放射に伴う波動励起とビームプラズマ放電 (CHARGE-2) 佐々木進、小山孝一郎、河島信樹 (宇宙研)
13:30	I-42 松代地下宇宙線観測所 ($6.10^{11} \sim 10^{12}$ eV のエネルギー領域) における宇宙線恒星時異方性の観測と解析 森 覚、安江新一、鷲坂修二 (信大理)、一之瀬匡典 (信大教養)	II-37 沿磁力線電流-電圧関係式に及ぼす沿磁力線ポテンシャル高度分布の影響 三浦 彰 (東大理)、鷲見治一 (名大空電研)	III-35 シャトル・テザー衛星の電磁力学過程の計算機実験 (II) 臼井英之 (京大工)、松本 紘、大村善治 (京大超高層)、木村磐根 (京大工)
13:45	I-43 再帰型数値フィルターの設計と宇宙線強度変動非周期成分の解析 安江新一、森 覚 (信大理)	II-38 夕方側オーロラオーバルにおけるオーロラ及びオーロラ粒子降下の特性 小野高幸、平沢威男 (極地研)、C.-I. Meng (応用物理研/ジョンホプキンス大学)	III-36 大電力マイクロ波と宇宙プラズマの非線形効果 橋野嘉孝、平田尚志、松本 紘、大村善治、北野正雄、筒井 稔 (京大超高層)
14:00	I-44 衝撃波による粒子加速: 超新星1987A の場合 寺沢敏夫、佐藤文隆、伊藤 裕 (京大理)、本田守広 (東大宇宙線研)	II-39 掃天型リオメータと通常型リオメータとにより観測される電離層吸収現象の特性比較 山岸久雄 (極地研)、菊池 崇 (通総研)、佐藤夏雄 (極地研)、池田修一、芳野起夫 (電通大)	III-37 シミュレーション結果に基づく三波相互作用 (O波・O波・静電電子サイクロトロン波) の理論的検討 平田尚志、松本 紘、大村善治、北野正雄、筒井 稔 (京大超高層)
14:15	I-45 太陽磁気圏の自転周期と太陽活動サイクルとの相関 大木俊夫、斎藤尚生、湯元清文 (東北大理)	II-40 磁気圏電場ドリフトによるオーロラ吸収領域の移動-昭和基地掃引ビームリオメータ観測- 菊池 崇 (通総研)、山岸久雄 (極地研)、池田修一 (電通大)	III-38 SFU/METSとMINIX-2による非線形プラズマ波動実験 松本 紘 (京大超高層)、賀谷信幸 (神大工)、宮武貞夫 (電通大)、木村磐根 (京大工)、佐藤 亨、筒井 稔 (京大超高層)、長友信人 (宇宙研)、METSチーム
14:30	I-46 3-DIPOLE MODELによる太陽磁気圏磁軸11年変化の解釈 斎藤尚生 (東北大理)、大木俊夫 (東北大理)、赤祖父俊一 (アラスカ大)	II-41 静止軌道、地上同時観測データから求めたinjectionの空間発展 中村るみ、大谷晋一、小口 高 (東大理)、D.N.Baker (NASA/GSF C)	III-39 磁気圏尾部における宇宙飛翔体と希薄プラズマとの相互作用の計算機実験 岡田雅樹、大村善治、松本 紘 (京大超高層)

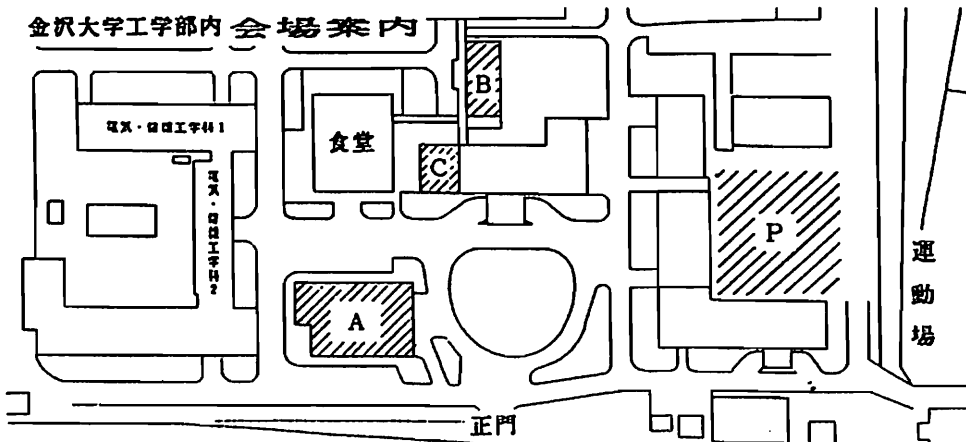
開始時間	第 I 会場	第 II 会場	第 III 会場
14:45	I-47 1984年における、コロナ磁場の三次元構造 高分解能の磁力線トレース 袴田和幸 (中部大工)	II-42 Numerical study of interaction of charge sheets:a cause of ripples on diffuse auroral boundary 山本 隆、堀 尚子 (東大理)、 巻田和男 (拓殖大工)	(休み) U L F 波動 座長 湯元清文 (東北大理)
15:00	I-48 太陽圏周辺のプラズマと磁場 桜井邦朋 (神奈川大工)	(休み)	III-40 LARGE AMPLITUDE Pc1 OBSERVED BY DE-2 AND ON THE GROUND 家森俊彦 (京大理)、R.Ludlow (Boston Univ.)、杉浦正久 (京大理)
15:15	(休み) 太陽風 座長 鷲見治一 (名大空電研)	電離圏・磁気圏結合 座長 藤井良一 (極地研)	III-41 Cusp帯Pc1-PiB 林 幹治、國分 征、山本達人、 小口 高 (東大理)、A.Egeland (オスロ大)
15:30	I-49 太陽風中の平面平行磁場構造 中川朋子、西田篤弘 (宇宙研)	II-44 RELATIONSHIPS BETWEEN LOW ENERGY ELECTRON PRECIPITATION EVENTS IN DIFFUSE AURORA REGIONS AND FIELD-ALIGNED CURRENTS 中島英彰、福西 浩 (東北大理)、 小野高幸 (極地研)、F.J.Rich (AFGL)	III-42 カスプ領域およびオーロラ帯の両共役点で観測されたPc3脈動 利根川豊 (東海大工)、福西 浩 (東北大理)、L.J.Lanzerotti (ベル研)、佐藤夏雄 (極地研)
15:45	I-50 パイオニア・ヴィーナスで観測された太陽風磁気雲 丸橋克英 (通総研)	II-45 オーロラサブストームに伴う沿磁力線電流分布 藤井良一 (極地研)、杉浦正久 (京大理)、R.A.Hoffman (NASA/GSFC)、J.D.Craven、L.A.Frank (Iowa大)、N.C.Maynard (AFGL)	III-43 パルセーティングオーロラに伴うPc2-3帯 (周期~10-15秒) 地磁気脈動の特性とその共役性 佐藤夏雄 (極地研)
16:00	I-51 太陽風高速流のエネルギー収支 前沢 洸 (名大理)	II-46 オーロラ降下電子の後方散乱一現実的モデルによるアプローチ 柳田 健、大家 寛 (東北大理)	III-44 共役点におけるPc3-5帯地磁気脈動の季節変化 斉藤浩明 (電通大)、佐藤夏雄 (極地研)、利根川豊 (東海大)、芳野起夫 (電通大)
16:15	I-52 太陽風イオンの低エネルギー成分 阿部琢美 (電通大)、小山孝一郎、 渡部重十 (宇宙研)、寺沢敏夫 (京大理)、奥沢隆志 (電通大)	II-47 サブストーム時の沿磁力線電流とその結合系 飯島 健 (東大理)	III-45 Psc型、Pi2型地磁気脈動の地上多点及び飛翔体同時観測データの解析結果 湯元清文 (東北大理)、高橋主衛 (APL、ジョンホプキンス大)、 桜井 亨 (東海大工)、P.R.Sutcliffe (ハーマナス地磁気観)、國分 征 (東大理)、斎藤尚生 (東北大理)
16:30	I-53 太陽風中の高速流と低速流の境界における緯度方向の速度勾配 三宅 互 (通総研)、向井利典、 小山孝一郎 (宇宙研)、寺沢敏夫 (京大理)、平尾邦雄 (東海大工)、 A.J.Lararus (MIT)、 A.D.Johnstone (ロンドン大)	II-48 DE-2の観測における電場と磁場の擾乱の相関 石井 守、杉浦正久 (京大理)、 N.C.Maynard (AFGL)、家森俊彦 (京大理)	III-46 磁気圏大規模 U L F 一計算と観測の比較一 古賀清一、北村泰一 (九大理)、 GADCグループ
16:45	I-54 1985年における太陽風速の緯度方向勾配について 柿沼隆清、小島正宜 (名大空電研)	II-49 南極ロケットによるQuiet及びActiveアーク中での磁気圏-電離圏結合過程の観測 塩川和夫、福西 浩 (東北大理)、 山岸久雄、宮岡 宏、藤井良一 (極地研)、遠山文雄 (東海大工)	III-47 m=0 (Pi2)は本当か? 篠原 学、北村泰一 (九大理)
17:00		II-50 高緯度電場の低緯度への侵入効率 <一考察> 上出洋介 (京産大理)	III-48 地上高緯度での S C 磁場変化の D P 場と Psc について 永野 宏 (朝日大)、荒木 徹 (京大理)

宿泊施設案内

金沢市内宿泊所案内 (電話の市外番号は0762) (料金はシングル)

	番号	名前	住所	利用料金	電話
都市型ホテル	1	金沢都ホテル	金沢市此花町6-10	8800円	31-2202
	2	金沢ニューグランドH	" 高岡町1-50	9950円	33-1311
	3	金沢スカイホテル	" 武蔵町15-1	8750円	33-2233
	4	ホテルニュー金沢	" 本町2-14-10	6350円	23-2255
	5	ホリディイン金沢	" 掘川町1-10	8850円	23-1111
	6	金沢東急ホテル	" 香林坊2-1-1	8000円~	31-2411
公共施設	7	石川厚生年金会館	金沢市石引4-17-1	5100円~ 朝付	22-0011
	8	会館 加賀	" 大手町2-32	3800円~	64-3261
	9	金沢郵便貯金会館	" 玉川町9-15	4950円	33-3381
	10	石川県青年会館	" 常盤町160	3960円(3人用/人)	52-0666
	11	石川県婦人生活会館	" 三社町1-44	3400円(3人用/人)	63-0115
	12	公立学校共済 六華苑	" 長田本町ハ98	4730円	22-4488
	13	私学共済 兼六荘	" 尾山町6-40	4730/3300円(組員)	32-1239
	14	会館 かなざわ	" 下本田町5-24	和 3520円~	31-2511
ビジネスホテル	15	ガーデンホテル金沢	金沢市本町2-16-16	5500円	63-3333
	16	セントラルホテル	" 掘川町4-1	5500円	63-5311
	17	オークボホテル	" 本町2-20-3	4200円	33-3000
	18	ビジネスホテル北国	" 十間町46	4500円	64-3201
	19	ビジネスホテル河口	" 本町2-6-23	4200円	23-3155
	20	金沢第1ホテル	" 広坂1-2-25	4400円、4800円	22-2011
	21	三陽ビジネスホテル	" 香林坊2-3-19	4400円	63-2401
	22	ビジネスホテル犀生	" 中村町31-23	3700円	43-1047
	23	北陸ビジネスホテル	" 本町2-6-11	3800円	63-8525
	24	金沢第1ホテル兼六	" 兼六元町3-18	4500~5000円	21-5555
会場周辺宿	25	河原	金沢市石引1-8-13	和4500~5000円朝付	21-2956
	26	西明	" " 1-8-10	" "	21-3736
	27	小島	" " 1-8-6	" "	21-1939
	28	松本	" " 1-8-5	" "	31-6273
	29	山本屋	" " 1-5-18	" "	21-4287

金沢大学工学部内会場案内



- A: 受付、第1会場、ポスターセッション会場、特別講演会会場、懇親会会場、学会事務室
 B: 第2会場(1F)、第3会場(2F)、休憩室(1F、2F)
 C: 会議室(3F)
 P: 学会専用駐車場

領 収 控 (事務局用)

領 収 書

お
願
い

様

様

金 2,000 円

金 2,000 円

但し 第84回総会並びに講演会

但し 第84回総会並びに講演会予稿集代

予稿集代

上記正に領収致しました。

昭和63年10月 日

昭和63年10月 日

地球電磁気・地球惑星圏学会

地球電磁気・地球惑星圏学会 領収印

領 収 控 (事務局用)

領 収 書

様

様

金 1,000 円

金 1,000 円 (会員一般)

500 円

500 円 (会員学生)

2,000 円

2,000 円 (非会員一般)

1,000 円

1,000 円 (非会員学生)

但し 第84回講演会参加費

但し 第84回講演会参加費

上記正に領収いたしました。

昭和63年10月 日

昭和63年10月 日

地球電磁気・地球惑星圏学会

地球電磁気・地球惑星圏学会 領収印

このページをプログラムから切り取り、アンダーラインの部分4箇所氏名を、また会員種別該当欄に×印を
ご記入の上、予稿集代並びに参加費を添えて学会の受付にお出し下さい。受付事務の混乱を軽減するため、
ご協力を是非宜しくお願い致します。

レビュー講演

『古地球磁場強度』

河野 長

『磁気圏観測についての一考察
—統計的理解と現実—』

杉浦正久

古地球磁場強度

河野 長

東京工業大学理学部

Geomagnetic Paleointensity Studies

Masaru Kono

Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology

The present status of paleointensity studies are reviewed. Discussions are devoted to (a) methodology, (b) data reliability, (c) recent topics and future research directions. Review and analysis of data themselves are not intended because there are some relevant summaries already published. It is pointed out that the standard paleointensity techniques have attained a general error level of 5 to 10%. It is now not very difficult to keep this level of experimental errors, but many of the earlier data of paleointensity are not precise enough by the present standard. The field behavior in the reversal process, and secular variation in the last few thousand years were the subjects which received most attention from the paleointensity workers in the last decade. A very precise intensity determination for the last few centuries and field intensity changes in the geological time span will be the important targets in the near future. These data will have direct connection to the dynamo theories of the earth's magnetic field.

「古地球磁場強度」は過去の地球磁場強度の変化を調べるもので、古地磁気学の一分野である。過去の磁場の方向変化を調べるのに比べて、強度の変化を求めるのは格段に困難であり、そのためデータ数も方向に関するものに比べて圧倒的に少ない。しかし、古地磁気学から得られた磁場の方向が磁場自体ばかりではなく地塊の運動の情報も含んでいるのに対し、磁場強度は地球磁場の活動そのものの指標とみなすことができる点で重要性が高い。特に、地球磁場は双極子型に近い分布をしているので、地表のどこで磁場強度を測っても、ファクター2の範囲で同じ値を与えるという性質のために、磁場強度のデータは方向のデータよりはるかに強く磁場強度の状態を表現するパラメタであるといえる。このレビューでは、古地球磁場強度研究の現状について紹介を試みる。

1. 方法

磁場方向に対して磁場強度の方が格段に求めるのが難しいのは、定性的および定量的実験の違いと云ってよい。我々が研究の対象とする自然残留磁化NRM（熱残留磁化TRM、堆積残留磁化DRM、化学残留磁化CRMなど）は、少数の例外を除いていずれも、岩石が形成されたときかかっていた外部磁場の方向に、磁場に比例する大きさで獲得されることが実験的に知られている。しかしこれは初生的な磁化（一次磁化）だけについての話である。岩石の自然残留磁化は普通一次磁化だけでなく、岩石の形成以後現在までに獲得された二次的な磁化（粘性残留磁化VRM、落雷による非履歴性磁化ARMなど）も合わせもっており、なんらかの手段（消磁）によって一次磁化のみを分離することが必要となる。ところでこ

のようにして消磁の結果得られた成分は、方向については正しく過去の地球磁場の値を示すが、強度についてはもはや当時の磁場との比例関係は成り立っていない。しかも我々はこの比例定数を知らないのである。

以上のような事情から、古地球磁場強度の研究方法の対象は、實際上実験室内で磁化獲得過程を再現できるものでなければならない。実験室内で再現できる残留磁化としては熱残留磁化（TRM）が最もわかりやすい。堆積残留磁化（DRM）も実験室で作ることができるが、自然の環境中では時間が非常にかかって進行しているプロセスを急速に行なうので本当の意味で再現するとはいい難い。更に実際の堆積岩中では圧密、脱水、続成作用などがいずれも残留磁化に影響を与えるが、これらの影響を評価することは困難であり、DRMから磁場強度を求める試みはまだ成功していない。

TRMから古地球磁場強度を求めるために最も広く用いられているのはThellier法である。この方法はフランスのThellier and Thellier(1959)によって提唱された

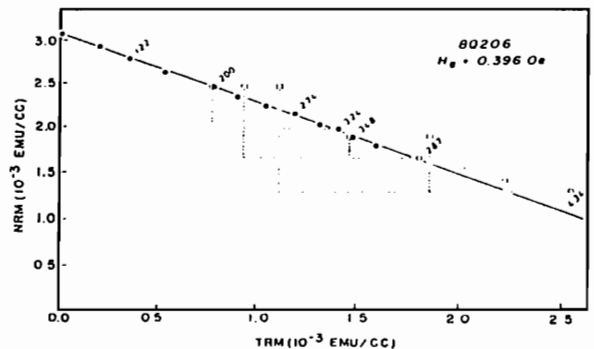


図1. Thellier法による実験例。点線はPTRMテスト。

もので、段階的な加熱によるNRMの熱消磁と部分熱残留磁化(PTRM)の獲得を平行して行なう。この方法が優れているのは、加熱によって試料の磁氣的性質が変化した場合にそのことを検出でき、しかも、それより低温のデータから正しく磁場強度を求められる可能性があることである。つまりThellier法はSelf-consistencyをチェックする機能を備えた方法である(図1)。この優れた性質のためにこの方法は原論文以来約30年にわたって本質的な変更なしにずっと使われてきた。しかも近年はその信頼性が様々な実験で確立されてきており、完全に国際的にスタンダードな方法となっている。この方法の他に、Shaw(1974)が提唱した交流消磁に基づく強度決定法が有力である。しかし実験の再現性に問題があり、その信頼性はThellier法に比して一歩の感がある。

2. データの信頼性

Thellier and Thellier(1959)のもともとの実験では、実験室内の磁場中で試料の向きを 180° 回転した方向で2回の加熱を行ない、これらから計算によってNRM成分とPTRM成分を分離していた。また、実験結果の表現もこれらの両成分の温度に対する変化を示し、PTRM成分の図を反転したときの2つのカーブの相似から磁場強度を推定するという方法であった。それ以来の約30年の間にThellier法と呼ばれる方法はずっと内容を増してきた。

結果の表現に用いられる普通の方法はNRM-TRMダイアグラムであるが、これは荒井によって考案された(Nagata et al., 1963)。Coe(1967)は実験精度をあげるために加熱のうち1回は無磁場中で行なうようにし、また化学変化の有無をチェックするためにPTRMテストを導入した。大幅な修正法としては、Kono and Ueno(1977)の1回加熱法があるが、広く用いられるには至っていない。熱消磁と交流消磁を組み合わせたやり方はうまくいかなかったが(Coe and Gromme, 1967)、前処理に化学消磁を用いる方法は考古磁気試料について成功を取めた(Sakai and Hirooka, 1986)。加熱冷却のサイクルに要する時間を短縮するために、磁化の測定を室温でなく $100\sim 200^\circ\text{C}$ で行なうやり方もいくつか報告されている(e.g., Walton, 1977)。

このように改良の試みは多数あるが、本質的な修正といえるものはなく、Thellier法が安定した実験手法であることを示している。実際、適当な試料を用いれば $2\sim 1000\mu\text{T}$ という広範囲にわたる磁場強度を、Thellier法によって10%ぐらいの誤差で求めるうることをTanaka

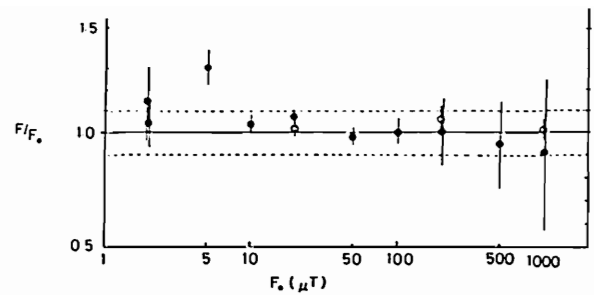


図2. Thellier法が広い範囲の磁場に適用できることを示す実験。

and Kono(1984)が示している(図2)。

得られた結果の信頼性については、長い間適当な計算法がなく、複数のデータ間の差などから見積られてきた。しかし、そもそもNRM-TRMの直線をどのように引くかに任意性があり、異なる実験者のデータ間で信頼性を比較することは困難であった。Coe et al.(1978)は直線を求めるのにYork(1966)法を用いることを提唱した。その際に磁化測定に含まれる誤差についてある仮定をすると、簡単な計算から直線の勾配が求められることを示し、また信頼性の目安として、“quality factor”と名付けた量を導入した。Kono and Tanaka(1986)はThellier法の実験の誤差が加熱温度、実験室磁場、磁化測定の3つの要因に分解できると考え、それぞれについて見積りを与えた。このやり方に従うと、Coeらの仮定した誤差の形は正しくなく、また勾配の標準誤差がそのまま信頼性の指標として扱えるので、quality factorといった意味のよく分からないパラメタを導入する必要がない。

3. 現在の研究の動向と今後の発展

最近の古地球磁場強度研究のまとめとしてはKono et al.(1986)があるが、これを見ると $0\sim 10,000$ 年程度の考古磁気学的研究が圧倒的に多い。しかし、この10年ほどの間の最大の収穫はPrevot et al.(1985)によるSteens Mountain Reversalの研究であり、膨大な実験によって磁場の逆転期間およびその前後について方向・強度ともに信頼性の高いデータを与えた点は特筆に値する(図3)。この研究の結果、地磁気逆転はこれまで考えられていたよりずっと複雑なプロセスであることが一般に認識されるようになった(Hoffman, 1988)。

今後の研究目標としては、地磁気変動スペクトルのどのあたりに着目するかによって、様々な可能性が考えられる。

(1) $10^2\sim 10^4$ 年 永年変化・逆転

I G R FとMagsatの登場により、最近数10年間の地

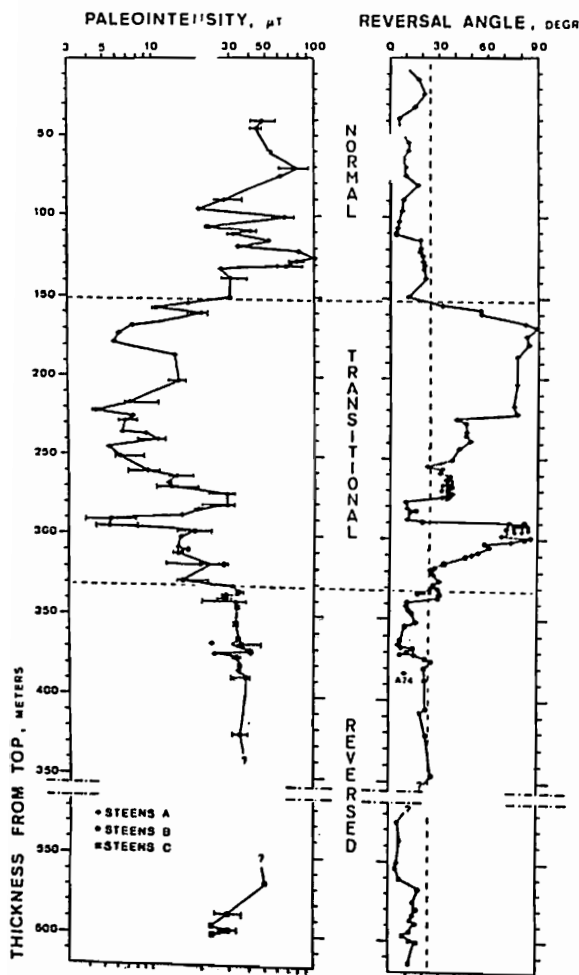


図3. Steens Mountain Reversal中の磁場強度の変化。

球磁場の記述は飛躍的な進歩を遂げた。これを主に偏角と伏角のデータにもとづいて数百年昔まで拡張しようという試みもいろいろなされている (e.g., Bloxham and Gubbins, 1985)。ベクトル的によい磁場モデルが作れるかどうかは古地球磁場研究にかかっているといってよい。特に現在のデータ分布の極端な南北非対称を解消することが重要である。また短周期の変化については誤差を5%以下にする必要がある。逆転はこれからも興味を中心であろうが、よい試料が得られるかどうかにかかっている。

(2) $10^5 \sim 10^7$ 年 長期変動

いわゆる geomagnetic epoch 程度から長周期の変動である。Brunhes normal の期間が他の時代より磁場が強かったか、(Kono, 1971) などは興味のある問題と思われる。

(3) $10^8 \sim 10^9$ 年 最古の磁場

地球磁場はいつ発生したか。これはマントル・コアの分離に関係した重要問題である。また、熱エネルギーが豊富であった太古の方が磁場は平均的に強かったのだら

うか。これらは惑星としての地球の進化を考える上で重要である。

また、TRMでなくDRMから磁場強度を求める方法を開発することができれば、連続的な変化を調べるために強力な手段となる。前に述べたように、実験室内で磁化過程を再現する事は難しいので、多数の堆積物データの相関をとるような解析法が有力かも知れない (Hyodo and Yaskawa, 1986)。

いずれにしても古地球磁場強度の研究はよい試料を手に入れることが最も重要といつてよく、今後更に国外で試料を探す必要に迫られよう。

References

- Bloxham, J., and D. Gubbins, *Nature*, **317**, 777-781, 1985.
- Coe, R.S., *J. Geophys. Res.*, **72**, 3247-3269, 1967.
- Coe, R.S., and S. Gromme, *J. Geomag. Geoelectr.*, **25**, 415-435, 1973.
- Coe, R.S., S. Gromme, and E.A. Mankinen, *J. Geophys. Res.*, **83**, 1740-1756, 1978.
- Hoffman, K.A., *Sci. Amer.*, **258**, 50-59, 1988.
- Hyodo, M., and K. Yaskawa, *J. Geomag. Geoelectr.*, **38**, 11-26, 1986.
- Kono, M., *Earth Planet. Sci. Lett.*, **11**, 10-17, 1971.
- Kono, M., and H. Tanaka, *J. Geomag. Geoelectr.*, **36**, 267-284, 1984.
- Kono, M., and N. Ueno, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **13**, 305-314, 1977.
- Kono, M., R.S. Coe, and J. Shaw, *J. Geomag. Geoelectr.*, **38**, 1257-1272, 1986.
- Nagata, T., Y. Arai, and K. Momose, *J. Geophys. Res.*, **68**, 5277-5281, 1963.
- Prevot, M., E.A. Mankinen, R.S. Coe, and C.S. Gromme, *J. Geophys. Res.*, **90**, 10417, 1985.
- Sakai, H., and K. Hirooka, *J. Geomag. Geoelectr.*, **38**, 1323-1329, 1986.
- Shaw, J., *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **39**, 133-141, 1974.
- Tanaka, H., and M. Kono, *J. Geomag. Geoelectr.*, **36**, 285-297, 1984.
- Theillier, E., and O. Theillier, *Ann. Geophys.*, **15**, 285-376, 1959.
- Walton, D., *Archaeometry*, **19**, 192-200, 1977.
- York, D., *Canad. J. Phys.*, **44**, 1079-1086, 1966.

■第 I 会場

(I-1 ~ I-54)

能登半島、第三紀火山岩類の古地磁気

I - 1

渋谷秀敏
(阪府大・総合)

A paleomagnetic study on tertiary volcanic rocks
in Noto peninsula, Central Japan.

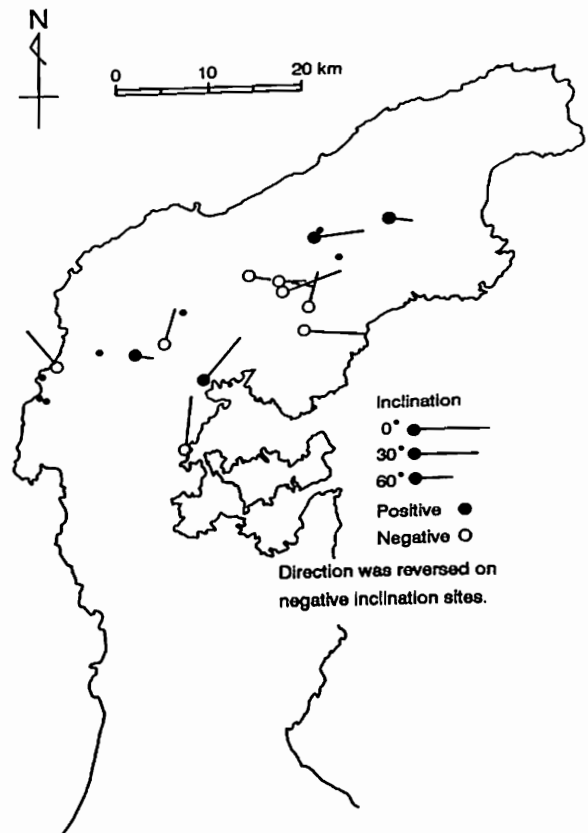
H. Shibuya
CIAS, Univ. Osaka Pref.

A paleomagnetic study on Noto peninsula was performed in order to clarify its paleoposition, which is very difficult to restore for the time before the opening of the Japan Sea. Samples are mostly andesitic volcanic rocks whose ages were determined to range from 57Ma to 8Ma, by means of K-Ar method (Tsukamoto, 1988), though most of them predates the opening of the Japan Sea. They were collected from the very outcrops that those for dating had been collected. We already demagnetize most of the pilot specimens thermally and magnetically (a.f.), and obtained 12 reliable site mean directions out of 19 sites, for the present. These site mean directions are illustrated in the figure below. One can easily be aware of common Eastward deflection of the declination from the figure. There are two alternatives explaining this deflection: 1) The Noto Peninsula was rotated clockwise. 2) These volcanic rocks subjected to a tilting movement toward the northeast. We will discuss which is more plausible, as well as present the mean directions of remaining sites.

近年の古地磁気研究の進展に伴って、約15Maに西南日本ブロックが時計廻りに大きく回転したと、日本海はその際に形成されたことが明らかになった。ところが、日本海拡大前の古地理の復元を行おうとすると、日本海側唯一の大きく突き出した半島である能登半島を適当な位置に収めるのは意外に難しい。これは、中部地方が西南日本の他の部分とは異なって、あまり回転せずに移動したという伊藤(1988)による最新の古地磁気学的成果を考慮に入れても同様である。これらのモデルでは能登半島は中部地方西半と一体となって移動したこととしているが、この前提が適切かどうかは古地磁気学で確かめる必要がある。そこで、我々は能登半島に分布する火山岩類の古地磁気研究を行った。

試料はほとんどが塚本(1988)によってK-Ar年代の測定された露頭で採集された。その年代は57Maから8Maまで分布するが、西南日本の回転した15Ma以前が17サイト、それ以降が2サイトである。ほとんどのサイトでパイロットサンプルの段階熱・交流消磁はすんでいる消磁の直交投影図を見ると、ほとんどの試料で加工する際に付いたと思われる二次磁化が見られ、30mT程度の交流消磁を行なわないと方向の揃った成分は見られない。しかし、多くのサイトではその後は原点に向かってきれいに消磁され、磁化が安定であることが分る。現在の所19サイト中12サイト(すべて15Ma以前)より信頼できる平均古地磁気方位を得ている。パイロットサンプルの段階消磁のようすから見て、残りのサイトについても、全試料に段階消磁を施す等で信頼できる古地磁気方位を得られる見とおしで、実験中である。現在までに得られた平均古地磁気方位を地図上に表すと下図のようになる。図を見てすぐに気がつくことは半島の付根付近を除いて全体に東偏の傾向があることで

ある。この東偏を説明する方法として、二つの可能性がある。一つは、能登半島が根元を除いて時計廻りに回転したとする考えで、いま一つは、能登半島中央部の地層が北西方向に傾動したとする考えである。講演では残りのサイトの結果をふくめて、いずれの考え方が適切であるか議論する。



PALEOMAGNETIC CONSTRAINTS ON THE BACK-ARC SPREADING
OF THE JAPAN SEA

I - 2

Yoizo Hamano¹, Toshiyuki Toshi² and Tadashi Nishitani³

1 Earthquake Research Institute, University of Tokyo

2 Geological Survey of Japan

3 Inst. Mining Geology, Mining College, Akita University

Rotation history of the Northeast Honshu island was re-examined by using the paleomagnetic data obtained from the Oga Peninsula (Tosha and Hamano, 1988; Nishitani and Tanoue, 1988). The Tertiary variation of the paleomagnetic directions derived from the Oga Peninsula (Figure 1) can be divided into three stages. Continuous slow westward shift characterizes the first stage from the basement (about 60 Ma) to the Daijima formation (about 20 Ma). The rather rapid change of the declination is observed between the Daijima formation and the Nishikurosawa formation (between 20 Ma and 15 Ma). After the Nishikurosawa age, the directions are not distinguishable from the present geomagnetic field. During all the Tertiary period, inclination change is small, although the inclination of the older rocks is somewhat shallower than the younger rocks.

Based on the present data set, the rotation of the Northeast Honshu relative to the Korean Peninsula was calculated and compared with the rotation history of the Southwest Honshu (Olofujii and Matsuda, 1983) in Figure 2. The result suggests two-stage rotation of the Northeast Honshu, that is, the first clockwise rotation during 40 Ma and 20 Ma and the second anti-clockwise rotation during 20 Ma and 15 Ma. The Southwest Honshu is characterized by a single clockwise rotation during 20 Ma and 10 Ma. This rotation history of the Northeast and Southwest Honshu indicates that the back-arc spreading of the Japan sea started from the northeast part around 40 Ma, and the spreading stopped at around 15 Ma.

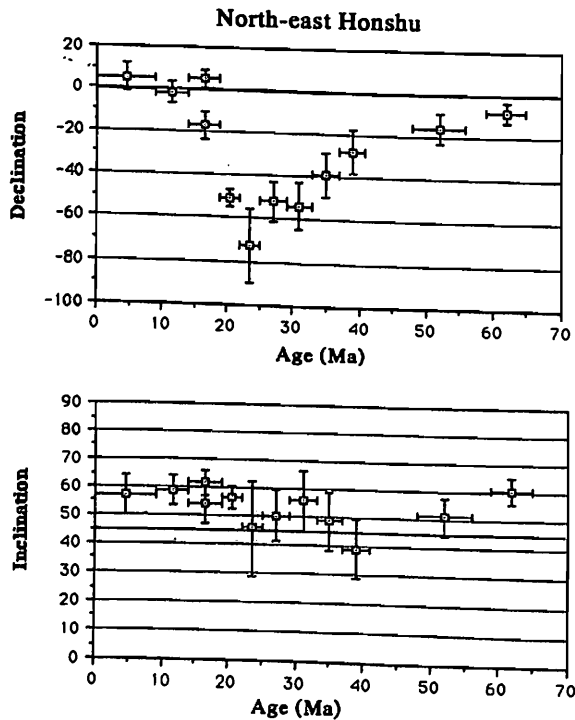


Figure 1

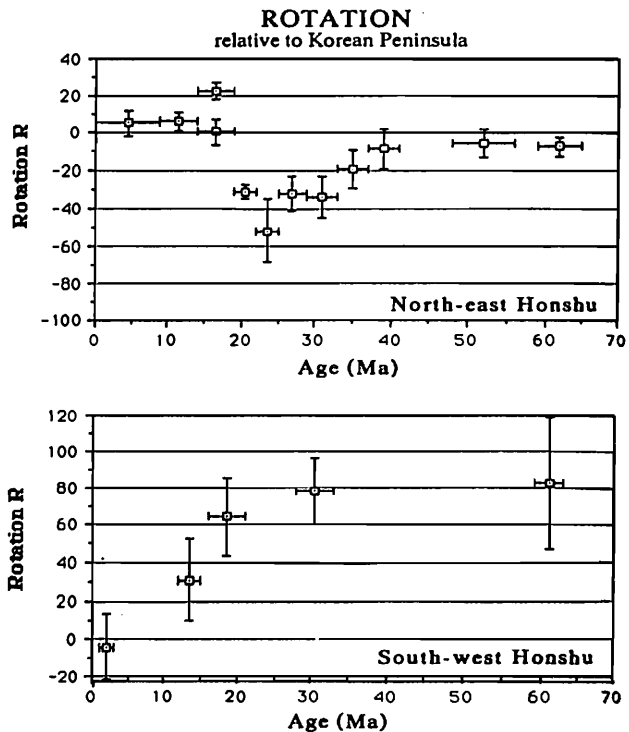


Figure 2

Paleomagnetic study at Pohang and its adjacent areas,
southeastern coast of the Korean Peninsula

Naoto ISHIKAWA*, Masayuki TORII**, Susumu NISHIMURA**, and Seong-Cheon SHIN***

* : Institute of Earth Science, College of Liberal Arts and Sciences, Kyoto University

** : Department of Geology and Mineralogy, Faculty of Science, Kyoto University

***: Korean Institute of Energy and Resources

A paleomagnetic study was carried out at Pohang and its adjacent areas in the southeastern coast of the Korean Peninsula. Samples was collected from Cretaceous welded tuff, volcanic rocks of Eocene and Early Miocene, sedimentary and volcanic rocks of the Early Miocene Yangbug Group, sedimentary rocks of the Middle to Late Miocene Yeonil Group. Progressive demagnetization experiments revealed that 15 sites among 16 had stable remanent magnetic components which were recognized as a linear trend of vector-end points toward the origin of the vector-demagnetization diagram. Paleomagnetic directions of the Yangbug Group and volcanics of Eocene and Early Miocene from Guryongpo, Gampo and Ulsan areas showed the clockwise deflection of about 50°, which implied clockwise rotation of those areas since Early Miocene. The rotational movement may be due to the displacement of Yangsan fault and other faults. No deflected directions of Middle Miocene rocks from Pohang area implied no significant tectonic movement of its area since Middle Miocene.

韓半島の南東部、Yangsan断層より東の地域には白亜紀の堆積岩類 (Gyeongsang Supergroup) と火成岩類を基盤として中新世初期のYangbug Group (非海成堆積岩類、火山岩類)、中期中新世から後期中新世の Yeonil Group (海成堆積岩類)、そして第三紀および第四紀とされている火山岩類が分布している (Fig. 1)。白亜系や Yangbug Group には断層や傾動が認められるのに対して、Yeonil Group にはそれらが認められない。このことから、Yangsan断層以東の地域では中新世初期にYangsan断層などの断層の運動が活発であり、その変動は日本海の形成と関連したものであると考えられている。この地域での古地磁気学的研究として Kim et al. (1986) がある。彼らは Guryongpo地域の Yangbug Groupの火山岩類 (K-Ar年代: 41.7Ma, 22.7~19.4Ma) から約44° 東偏した古地磁気方位を得、Guryongpo地域が初期中新世以降 約 40~50° の時計回り回転運動をしたと結論づけた。我々は更にYangsan断層以東の変動を明らかにするために古地磁気学的研究を行なった。試料採取は白亜紀火成岩類 (溶結凝灰岩)、Yangbug Group、Yeonil Group、第三紀の火山岩類 [site-16: 54.6Ma (K-Ar); Sawada (in preparation)] と第四紀とされていた玄武岩類 [Sawada (in preparation)は site-11: 15.1Ma, site-6, 9, 17, 18: 18.1~18.8MaのK-Ar年代をえた] から16地点で行なった (Fig. 1)。主に熱消磁による段階消磁実験から15地点において安定な残留磁化方位を得た (Fig. 2)。現段階では次のことが指摘できる。(1) Guryongpo, Gampo, Ulsan地域から約 50° 東偏した古地磁気方位が得られ、これらは Kim et al. (1986) と調和的であり、Guryongpo地域以外でも初期中新世以降に時計回り回転運動があった可能性がある。(2) Pohang地域の15Maの玄武岩とYeonil Groupの古地磁気方位はほぼ現在の地球磁場方位に等しい。この地域は中期中新世以降は回転運動を伴うような大きな構造運動はなかったと思われる。白亜紀の火成岩類からえられた古地磁気方位は中新世以前の変動を示している可能性があり、現在試料を補充して研究を進めている。

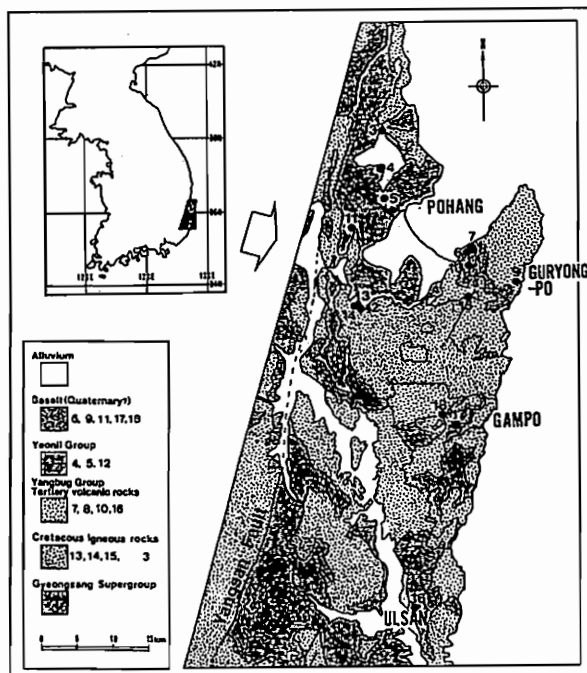


Fig. 1. Simplified geologic map of Pohang and its adjacent areas. Solid circles with numerals indicate locations of paleomagnetic sampling sites.

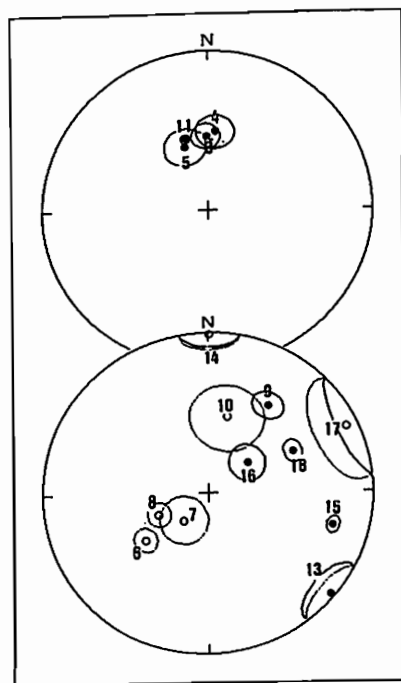


Fig. 2. Tilt-corrected site mean directions.

REMAGNETIZATION OF CAMBRIAN TO TRIASSIC SEDIMENTARY ROCKS OF
THE PAEGUNSAN SYNCLINE OF OKCH'ON ZONE IN SOUTH KOREA

Yo-ichiro OTOFUJI*, Kazuhiko KATSURAGI*, Hiroo INOKUCHI*,
Katsumi YASKAWA*, Kwan Ho Kim**, Dai Sung Lee***,
and Ha Yan Lee***

* Dept. of Earth Sciences, Kobe University, Japan

** Dept. of Earth Science Education, Chonbuk National University, Korea

*** Dept. of Geology, Yonsei University, Korea

Sixty eight samples are collected in 24 sites from either sides of the wing of the synclinal structure of the Choson and P'yongan Supergroups. Almost all specimens show a stable behavior with respect to the alternating field demagnetization and thermal demagnetization. The sedimentary sequences are normally magnetized and their directions of the natural remanent magnetization (NRM) ($D = -2.7^\circ$, $I = 58.1^\circ$, $\alpha_{95} = 5.2^\circ$) are along the present geocentric axial dipole field in situ. The fold test is negative at 99% probability level. These evidence indicates that the original NRM acquired during the formation of the sedimentary strata have been overcome by the new NRM which was acquired quite recently, probably in the Brunhes epoch. The new NRM is carried by hematite and pyrrhotite (Fig. 1). They have been produced in the sedimentary strata due to metamorphism which had occurred until the Brunhes epoch. We conclude that the remagnetization of the strata is not associated with the production of magnetic carrier. Remagnetization may be attributed to the alignment of the fine grains of hematite and pyrrhotite within calcium carbonate rich water in the interstice among quartz or calcite grains.

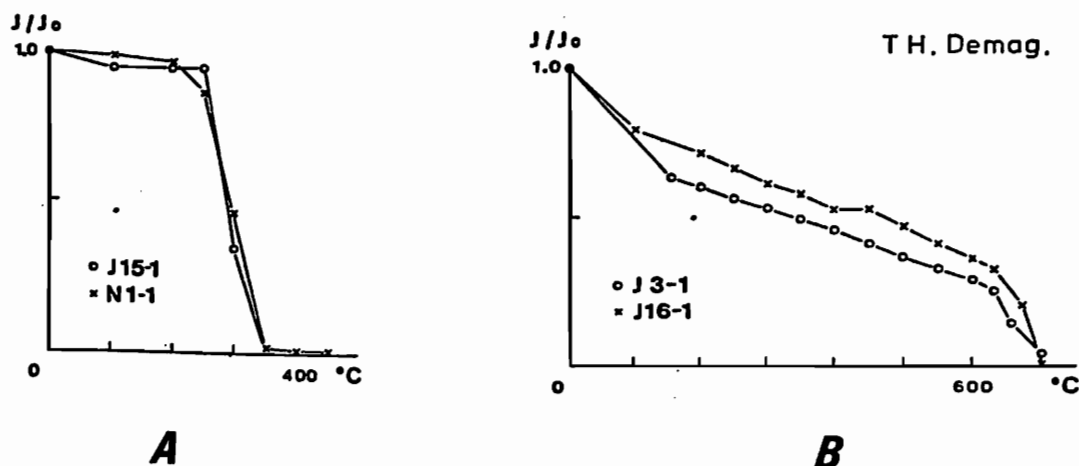


Fig. 1: Normalized intensity decay during progressive thermal demagnetization. The natural remanent magnetization is carried by either pyrrhotite (A) or hematite (B) for Cambrian to Triassic sedimentary rocks in the Paegunsan Syncline.

内村 英雄^{*} 河野 長^{*} 魏 育雲^{**}^{*} 東工大 理^{**} 中国科学院地球物理研究所PRELIMINARY PALEOMAGNETIC STUDY OF UPPER MESOZOIC ROCKS
IN HEILONGJIANG, NORTHEAST CHINAHideo UCHIMURA^{*} Masaru KONO^{*} Qing-yun WEI^{**}^{*} Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology^{**} Institute of Geophysics, Academia Sinica

Middle Jurassic to Lower Cretaceous sandstone and welded tuff were collected in 26 sites in Qitaihe city, Heilongjiang province, China (Fig.1) in order to investigate the tectonics of Northeastern Asia, by paleomagnetism. A few pilot specimens in each site were measured by means of a stepwise thermal demagnetization up to 680° C. Stable component was easily obtained from welded tuff. But sandstone was suffered from considerable secondary magnetization, so more measurements are necessary to get reliable mean directions. We report a tentative result this time.

中国黒龍江省七台河市近郊で古地磁気試料のサンプリングを行なった。東アジアがいくつかのブロックから成ることは常識となっているが、この地域はいわゆる Sino-Korean block と Siberian block とを画する fold belt の中に位置しており、また日本海を挟んで日本列島の反対側に位置することからこの地域における古地磁気方位は非常に興味深い。

七台河市付近にはジュラ紀中期から白亜紀前期の堆積岩（主に砂岩）が分布しており、またカルデラ起源とみられる溶結凝灰岩も存在している。この地方は石炭の産地として有名であり、上記の年代は夾炭層の横への対比と植物化石によってきまれているが、必ずしも明瞭ではない。サンプリングにはコアドリルを用い、砂岩 22 サイト、溶結凝灰岩 4 サイトから古地磁気試料を得た。

測定には超伝導磁力計を用い、各サイト数個のパイロットサンプルについて 680° C までの段階熱消磁実験を行なった。Fig.2 にその例を示す。溶結凝灰岩は 2 次磁化の影響をほとんど受けておらず、300° C 程度の熱消磁によって安定な成分を得ることができた。しかし、砂岩では 500° C 以上で磁化方位が大きく変わる試料が多く、2 次磁化の影響をかなり被っているようである。また、同一サイト内でも試料の振舞いが大きく異なる場合もあり、データの数を増やすことによって、磁化方位の検討を行なっていくかねばならない。



Fig.1 Locality of the studied area (Qitaihe, Heilongjiang province)

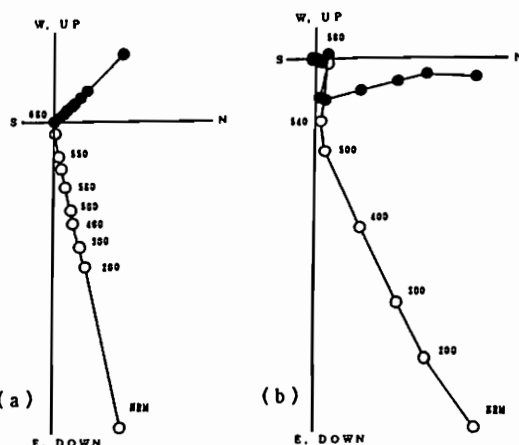


Fig.2 Examples of stepwise thermal demagnetization before tilt correction

(a) welded tuff (b) sandstone
(○ vertical ● horizontal)

Cretaceous paleomagnetic results from
Datong basin, north China craton

I - 6

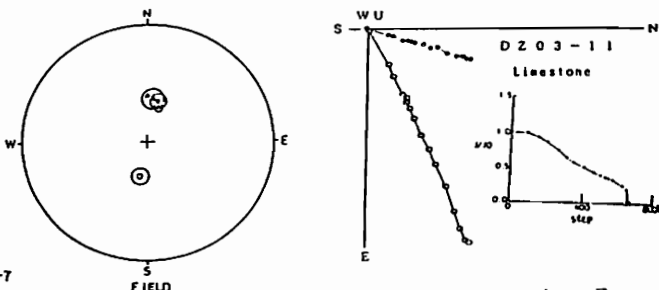
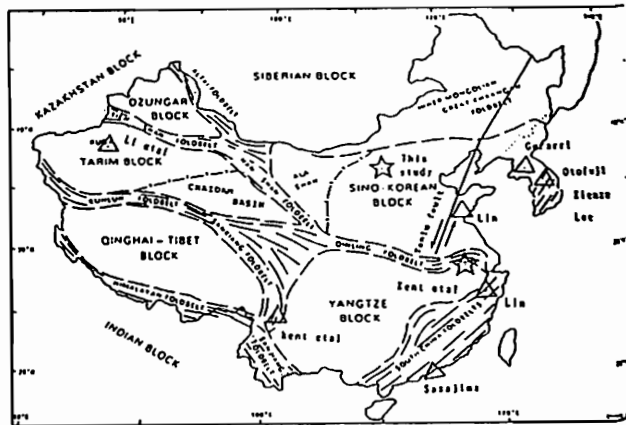
Z. Zheng, M. Kono
Tokyo Institute of Technology
X. Y. Zhu, X. W. Zhang
Institute of Geophysics, Academia Sinica

In recent years, many Cretaceous paleomagnetic results have been reported from China blocks. However, it seems that no results have been obtained from the genuine north China craton, which is considered a most important platform for the study of evolution of the northeastern Asia. Although some paleomagnetic investigations were performed on Cretaceous rocks by Lin Jin-lu in Zhucheng, Shandong, they are located to the east of Tanlu fault zone.

The present samples were collected in Zuoyun limestone factory (40.1°N, 112.9°E), Datong basin, where Mesozoic sequences are well developed. Four sites, each consisting of 20 oriented core samples, were drilled in very flat (dip $\leq 3^\circ$) Cretaceous strata of 15 meter thick limestone, Zuoyun FM; beneath it thin strata of Cretaceous-Jurassic andesite, Jurassic fine grained sandstone and mudstone are also observed. All the samples were oriented both by magnetic and sun directions.

Laboratory investigations were conducted with cryogenic magnetometer and demagnetizers at Tokyo Institute of Technology. Both AF and thermal stepwise demagnetization techniques were tried, but only thermal demagnetization was effective in removing the secondary overprints, as the intensity of NRM remained constant even after AF demagnetization by 80mT. The intensity of NRM increase from 10^7 to 10^8 emu from the top to the bottom of the strata. Among the four sites, the uppermost site shows a reversed remanence, and all the samples of this site show their common direction between 580°C and 617°C, which suggests that it is the primary component. For the other three sites, remanences did not change their directions between 400°C and 670°C, suggesting that these remanences are probably carried by hematite. The directions, which were determined on more than 3 data points, significantly differ from the present geocentric axial dipole field, this and the successful reversal test strongly suggest that the ChRM is primary. Based on these four sites, the VGP is calculated to be at 79.2°N, 170.7°E with an A_{95} of 5.5°, which coincides well with the VGPs from Angara (78.1°N, 175.7°N, A_{95} 4.5°) and from Nanking (SCB) (78.3°N, 172.6°E, A_{95} 10.3°) of the similar age. The mean pole of these three, which was used as the reference pole of Cretaceous for siberia-Asia plate in this study, is located at 77.2°N, 173.2°E with an A_{95} of 2.8°.

From the coincidence of these three VGPs, it is concluded that Angara, north China craton (Datong) and south China block (at least near Nanking) have not changed their relative locations at least since Cretaceous. Comparison with similar age poles from the adjacent blocks of China and Korea suggests that the Chinese blocks linked each other in Cretaceous, but indeed significant post-



Cretaceous movement has occurred. From the calculation with the above reference pole Tarim (41.8°N, 82.0°E) have translated northward by $16.1 \pm 8.4^\circ$, while southwestern Sichuan (26.5°N, 102.3°E) have moved northward by $12.9 \pm 6.5^\circ$ and rotated counterclockwise by $16.0 \pm 10.7^\circ$. These can be considered to be caused by the collision between India and Tibet. Zhejiang (29.7°N, 120.2°E) has moved northward by $10.7 \pm 8.2^\circ$. There are some difficulties about Shandong peninsula because of the bad precision of the Cretaceous data from here. In fact, its location to the east of well-known dextral Tanlu fault. Noted the well coincidence between the Tertiary (18Ma) VGP (76.4°N, 178.0°E, A_{95} 5°) from Shandong peninsula (36.8°N, 118.5°E) and the above reference pole, but significant difference of Cretaceous VGP (69°N, 200.9°E, A_{95} 12°) from same Shandong peninsula (35.9°N, 119.4°E), the relative translation should have occurred in this part of NCB between Cretaceous and Tertiary (18Ma). Unfortunately, because of the bad precision of the Cretaceous data from Shandong, the calculation gave low precision value of northward translation of $6.4 \pm 13.1^\circ$ at 95% confidence. However, the relative movement will become clearer with more detailed study. The Korean block can be considered a part of Siberia-China block at least since Cretaceous according to our calculation.

Precambrian Paleomagnetism in Australia
 - mafic dykes of Mount Isa Craton -

Hidefumi Tanaka¹ and Mart Idnurm²

- 1) Dept. of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology
- 2) Division of Geophysics, Bureau of Mineral Resources, Australia

The nature of Precambrian geodynamics is a matter of debate. Questions about geodynamic processes in Precambrian such as whether plate tectonics can be applied to those remote times are still not answered. Paleomagnetism is a powerful method to solve such problems because independent studies on different continents or on different cratons within a continent can elucidate relative movement of those continents or cratons in Precambrian times. Australian continent, like other continents, looks like a large block assembled from several cratons. Fig.1 shows main Precambrian cratons which are separated by usually younger mobile belts and basins. Recent accumulation of paleomagnetic poles from these cratons seems to form a single swathe of polar path. The concept of a single polar wander path is in favor of the idea that the present distribution of cratons existed since the time of their formations.

We will give an introduction to Precambrian paleomagnetic study in Australia and will show a case study of Proterozoic dolerite dykes in Mount Isa craton. The basement of this craton is older than 1860 Ma and the cover sequences were formed between 1860 and 1670 Ma. Numerous mafic dykes were intruded during the formation of the craton and they are metamorphosed. The age of regional metamorphism is well confined between 1620 and 1550 Ma. There are also younger unmetamorphosed dykes and some of them have radiometric datings ranging from 1180 to 870 Ma. Some dykes including older metamorphosed ones retain surprisingly stable and simple remanences of a single or two components (Fig.2). Preliminary paleointensity study found a metabasalt and a metadolerite which may be suitable to the Thelliers' method.



Fig.1 Precambrian cratons in Australian continent.

Fig.2 Simple remanences of (a) younger (1200 Ma) unmetamorphosed and (b) older (1550 Ma) metamorphosed dykes. Demagnetized by AF. Fig.3 Preliminary paleointensity results by the Thelliers' method obtained from metamorphosed dolerite (a) and basalt (b).

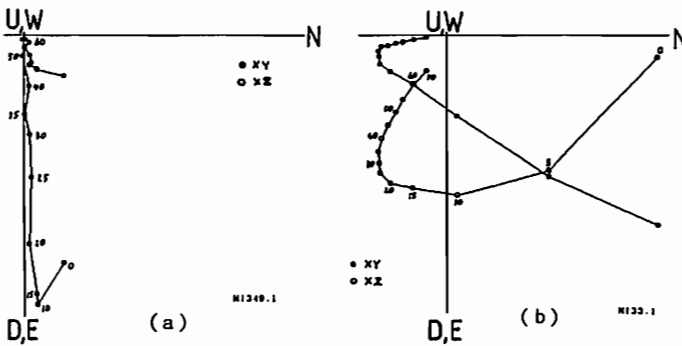


Fig.2

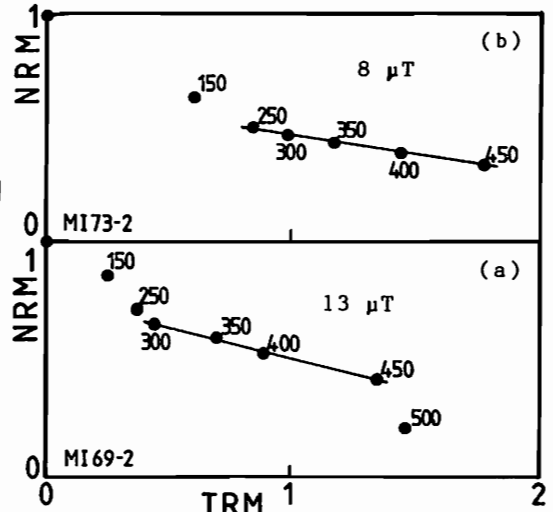


Fig.3

NRM OF THE ROCKS FROM MAWSON STATION AREA IN EAST ANTARCTICA

Minoru Funaki⁽¹⁾ and Murt Idnrum⁽²⁾

(1) National Institute of Polar Research. (2) BMR, Canberra, Australia

A total of 134 paleomagnetic rock samples were collected from Mawson Station area in MacRobertson Land, East Antarctica. The charnockitic rocks of Mawson Station and Mt. Burnett have reasonably stable NRM's against AF demagnetization, although the rocks of Rundoodle Peak and Painted Hill have only unstable ones. The results of thermal demagnetization indicated that the samples from Mawson Station have been magnetized to normal in lower temperature at 300°C and reverse in higher one than that temperature. The mean NRM directions and VGP positions obtained from reversed magnetization are listed in Table 1. These VGP positions located about 100° eastward from Cambro-Ordovician VGPs in East Antarctica. It may be related to rotation of Gondwanaland from end of Precambrian to early Paleozoic Era.

南極MacRobertson Landにはオーストラリアのモーソン基地 (67.6° S, 62.9° E)がある。この地域にはMawson charnockiteと呼ばれる岩石や片麻岩類が広く分布している。1986年この地域のモーソン基地内、Painted Hill、Rundoodle Peak、それにMt. Burnettから合計134個の古地磁気用岩石試料を採集した。モーソン基地及び Rundoodle Peakの試料はMawson charnockiteと呼ばれるhypersthene-quartz feldspar rockが、またPainted Hillにはquartz-heldspar gneissが露出している。今回これらの岩石のNRMを測定したので、その結果の一部を紹介する。なおMawson charnockiteの地質年代はRb-Srで1084±37ma、K-Arで535maが求められており、この地域の岩石はカンブリア紀中期にあった熱変成によりNRMを獲得した可能性が大きい。

NRMの交流消磁に対する安定性を50mTまで行った。その結果Mt. Burnettの岩石のNRMは極めて安定であったが、Painted Hill及びRundoodle Peakのものは不安定であった。Mawson基地のcharnockiteは一般に20mTまで安定であったが、場所により安定性に大きなバラツキがあった。Normal(上向き)に磁化した試料の多くは10mTの交流消磁で水平あるいはReverse(下向き)の磁化が現われた。

10mTで交流消磁した安定なNRMを持つ試料について、熱消磁を行った。その結果Mt. Burnettの岩石は500-600°Cの間にNRMブロッキング温度を持つのにたいし、Mawson基地のcharnockiteは300°C付近及び400-600°Cのブロッキング温度を持つものが多い。この300°C付近のものはNormalであるのに対し、高温のものはReverseの磁化である。

以上の実験結果から、Mt. Burnett試料はmagnetiteの持つ一時磁化を、Mawson基地の試料はReverseの一時磁化とNormalの二時磁化を持つものが多い。この二次磁化は交流消磁でかなり取り除くことができるが、熱消磁のほうがより完全に取り去ることができると考えられる。交流消磁10mTでNRMの不安定成分を取り去った時点でのNRMの方向及びVGPの位置は表1に示すとうりである。

得られたVGPの値は、今までに東南極で得られた古生代初期のVGPに対し、緯度は同じであるが、経度が約100°東方に位置している。これは先カンブリア時代末~古生代初期にあったと考えられている Gondwana大陸の回転と関係していると考えられる。

表 1

demag.	Mt. Brunett		Mawson Station	
	0mT	20mT	0mT	10mT
N	18	1	44	44
I	3.5	18.8	-7.9	19.2
D ⁻	36	39.1	47.5	51.2
K	6	12	8	12
α_{95}	15.9	10.6	8.1	6.6
LAT		7.8N		4.4N
LON		101.8E		1.32E

Kerguelen 海台の古地磁気
1-5) (ODP LEG120の成果) - 予報 -

井口博夫, F. Heider, ODP LEG120乗船研究者一同
神戸大理, Toront大物理

PALEOMAGNETIC STUDY OF THE DEEP-SEA CORE (ODP LEG120)
FROM THE KERGUELEN PLATEAU, SOUTH-CENTRAL INDIAN OCEAN - PRELIMINARY DATA

Hiroo INOKUCHI, Franz HEIDER, and ODP LEG120 Shipboard Scientific Party
Fac. Sci., Kobe Univ., Dept. Phys., Univ. Toront

Located in the South-Central Indian Ocean, the Kerguelen Plateau is one of the world's largest submarine plateau. During ODP Leg 120 (Feb-April 1988) JOIDES Resolution drilled five sites on the Kerguelen Plateau, one in the transition zone (Site 747), one on the western Banzare Bank (Site 749), and three in the Raggatt Basin (Sites 748, 750, and 751). The remanent magnetization of archive halves of most cores were measured with pass-through cryogenic magnetometer to obtain their natural remanent magnetization (NRM). Inclinations and intensities of NRM of 26 basaltic samples from four sites were measured with the spinner magnetometer. All basaltic samples were progressively demagnetized on board by AF or thermal methods. Sediment cores of Leg 120 provided better material for magnetostratigraphy between Pleistocene and Oligocene. Basaltic samples have the potential to determine the paleo-latitude of the plateau.

ODP LEG 120はKerguelen島(49°S)と Prydz Bay(南極)(67°S)の間の南大洋の完全な縦断面を得るために計画された二つの航海の2番目の航海である。Kerguelen海台の基盤の性質と年代、海台の生い立ちと構造発達史およびLate CretaceousからHoloceneにかけてのこの海域での海洋環境の歴史を知ることが二つの航海の目的であった。

Kerguelen海台は地球上で最も大きな海台の一つで、南中央インド洋に位置する。北東はAustralian-Antarctic Basin、南はPrincess Elizabeth Trough、南西はAfrican-Antarctic Basin、そして北西はCrozet Basinで填される。46°Sから64°Sまでの間に、北西-南東方向に幅200-600 km長さ2300 kmにわたって延びていて、周囲の海盆に比べ2000-4000 m浅い。この海台は大きく二つに分けることができる。北側のNorthern Kerguelen Plateau (Kerguelen-Heard Plateau)は46°Sから54°Sに位置し、水深は1000 mより浅い。南側のSouthern Kerguelen Plateauは57°Sから64°Sに位置し、水深は1500-2000 m程度である。

ODP LEG 120ではJOIDES Resolutionにより1988年2月から4月にかけて、Kerguelen海台の5地点で掘削した。Northern Kerguelen PlateauとSouthern Kerguelen Plateauの境界部で1地点 (Site 747),

Southern Kerguelen PlateauのBanzare Bankで1地点 (Site 749), Raggatt Basinで3地点 (Sites 748, 750, and 751)である。

APC(advanced piston corer)およびXCB(extended core barrel)でほぼ連続的に得られた堆積物柱状試料は縦に半切した後、pass-through cryogenic magnetometerにより10または15 cm間隔で自然残留磁化および9 mTの交流消磁後の磁化を測定した。Site 751を除く4地点から採取した玄武岩試料から26個の測定用試料を切り出し、スピナー磁力計により磁化を測定した。22個の試料について交流消磁を、4個の試料について熱消磁を施した。

船上で得た結果は以下のようにまとめられる。(1)ほとんどの堆積物試料は磁気層序学に適した磁化を持っている。厚い堆積物をほぼ連続的に回収したSite 747, 748, 750の3地点から得た古地磁気学と微化石の研究結果とをまとめることにより、PleistoceneからOligoceneまでのこの海域でのBio-magnetostratigraphyの確立に大きく貢献することが期待される。(2) Site 747と750の玄武岩の磁化の伏角は現在の位置で期待される双極子磁場の伏角よりも有意に小さく、より赤道より(北方)に位置していたこと、さらに南極大陸との間に相対的な運動がないことを示唆している。

I - 10 伊豆大島 1986 年 溶岩の
残留磁化測定

西谷 忠師, 佐々木 宣一
秋田 大 鉦 山

MEASUREMENTS OF REMANENT MAGNETIZATION OF IZU OSHIMA LAVA
FLOW IN 1986

Tadashi NISHITANI and Senichi SASAKI
Institute of Mining Geology, Mining College, Akita University

Oriented samples were collected from the Izu Oshima lava flows which erupted November, 1986. Two lava flows, LCI and LAII, are shown in Fig.1. NRM directions were measured in LCI (30 sites, 86 samples) and LAII (35 sites, 105 samples). Fig.2 shows declination in LCI. M.N. means magnetic north direction. Inclinations are shown in Fig.3. All samples except 2 indicate normal polarity. Mean direction of NRM are $D=-10.7^\circ$, $I=64.2^\circ$, $k=4.08$, $\alpha_{95}=10.0^\circ$. This direction are different from the present Earth's magnetic field about 17° . The analysis of variance revealed that the sample on the surface of lava flow acquired NRM soon after the eruption and the direction changed according to the mechanical movements associated with the flow.

1986年11月に噴出した伊豆大島溶岩の表面から定方位試料を採集し、残留磁化方向を測定した。試料は Fig.1 に示すように溶岩 LCI から 30 地点 86 個、溶岩 LAII から 35 地点 105 個である。LCI の測定例を下に示す。Fig.2 は偏角方向の測定結果である。偏角を矢印で示し、磁北を M.N. で示してある。Fig.3 は断面図で伏角の測定値を示している。伏角はほとんどノーマルであった。全地点の平均の磁化方向は $D=-10.7^\circ$, $I=64.2^\circ$, $k=4.08$, $\alpha_{95}=10.0^\circ$ で噴出時の地球磁場方向とは約 17° 異っていた。磁化方向の分散分析を行って、磁化は溶岩が噴出してから間もなく獲得され、その後の流動に伴う機械的変動のために磁化方向が変化すると考えられる。
多田(1974)は秋田駒ヶ岳 1970 年溶岩の残留磁化測定を行ってその方向分布を測定しているが、溶岩噴出当時の地球磁場方向と対比するのみで統計的処理は行っていない。これらの結果の統計的解釈と伊豆大島の結果との比較も行う。

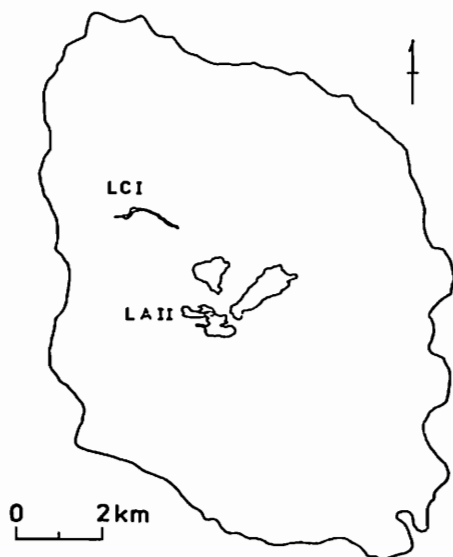


Fig.1 Location of Izu Oshima lava flow. LCI and LAII are the name of lava flow.

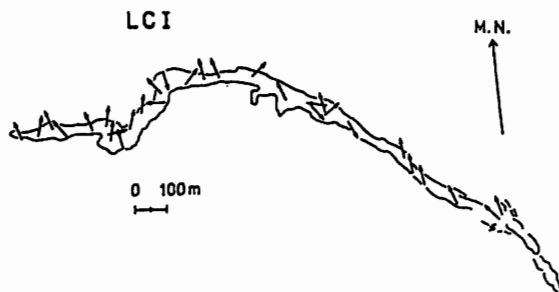


Fig.2 Declinations for samples in LCI. M.N. means magnetic north direction.

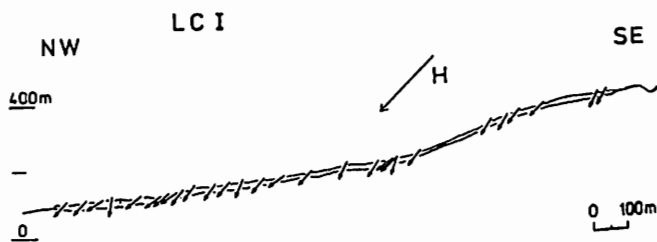


Fig.3 Inclination for samples in LCI. H stands for the direction of Earth's magnetic field.

MAGNETIZATION OF OCEANIC CRUSTAL LAYER 3 : SOME RESULTS FROM ODP LEG 118 GABBROS

木川 栄一 (地質調査所) 小沢 一仁 (東大理) ODP LEG 118 乗船者 一同
 E. Kikawa (GSJ) K. Ozawa (U. T) ODP LEG 118 SHIPBOARD SCIENTISTS

Knowledge of the magnetization intensity in rocks dredged or drilled from the ocean floor and sampled from ophiolite complexes indicates that oceanic extrusive basalts cannot be the only source for marine magnetic anomalies because the magnetization is not high enough to explain the magnetic field amplitude. Systematic direct measurements of magnetic intensity of oceanic gabbros drilled from the oceanic crust have not previously been possible. On ODP Leg 118 we were able to measure directly the magnetic properties of oceanic gabbros from a 501m-thick continuous vertical section of layer 3. These measurements indicated that oceanic gabbros of various types have reasonably high intensities and so a significant contribution to the sea floor spreading magnetic anomalies must come from layer 3.

ODP Leg 118によって得られた500mのoceanic gabbroic sectionは6つのunitに分けられた: Unit 1(0-39.5m) foliated metagabbro Unit 2(39.5-180.0m) olivine gabbro Unit 3(180.0-224.0m) olivine gabbro with intervals of Fe-Ti oxide gabbro Unit 4(224.0-272.0m) Fe-Ti oxide rich gabbro Unit(272.0-374.5m) olivine gabbro Unit 6(374.5-500.7m) olivine rich gabbro and troctolite

これらのgabbroは新鮮なものから様々な程度の変質及び変形を受けたものまでであった。磁化強度は 10^{-3} A/m - 2.5×10^{-2} A/mと従来報告されているものよりはるかに広い範囲を示した。測定された自然残留磁化(NRM)方位は深さ方向に伏角の逆転を示す。しかしながら、消磁後の安定磁化の伏角はすべて逆帯磁を示し、NRMに見られる伏角の逆転は二次磁化によるものであることを表している。この非常に強く不安定な二次磁化はおもにUnit 4とUnit 6のFe-Ti oxide gabbroに見られた。NRMから計算される孔内の伏角と孔内ロギングによって計測された伏角とを比較してみると、先程のFe-Ti oxide gabbroの部分において著しい不一致を示す。また、消磁後の安定磁化方位と消磁の過程で安定磁化が出現する消磁ステップの残留磁化強度(Js, 図1)を用いて同様な計算を行い、ロギングのデータと比較してみると、良好な一致を示した。このことは、測定された二次磁化は掘削の過程で獲得されたもので、in situでは掘削されたgabbroはほぼ安定磁化方向(逆帯磁)に向いていたことを表している。磁化測定を行ったgabbroの中には、変質あるいは変形によってマグネタイトの再結晶したものや再結晶したものや再結晶したものや再結晶したものが主な磁性鉱物であるものも数多くあった。これらのgabbroは明らかに再磁化している。従って、全てのgabbroの安定磁化方位が同一であるということは、oceanic gabbroの形成が海嶺で形成後、地質学的にみれば比較的短い時間(数十万年)で起こった事であることを表している。つまり、oceanic gabbroic layerの獲得する磁化は、いわゆる海嶺で獲得する"初成磁化"と同等のものであると結論できる。またJsは、試料が本来持っている安定磁化強度よりも低い値であると考えられるが、それでもJsの平均は1.5A/m程度の値を示す。この磁化強度の値とlayer 3全体の4.5kmという厚さを考えれば、ほぼ海洋上で観測される磁気異常の振幅を説明することができる。layer 2における伏角の逆転や磁性鉱物の変質を考えれば、layer 2の寄与はかなり小さいものであろう。従って、今回初めて明らかになったoceanic gabbroの磁化が普遍的なものであるとすれば、海洋磁気異常に対するlayer 3の寄与は従来考えられてきたものよりも大きいものであると結論することができる。

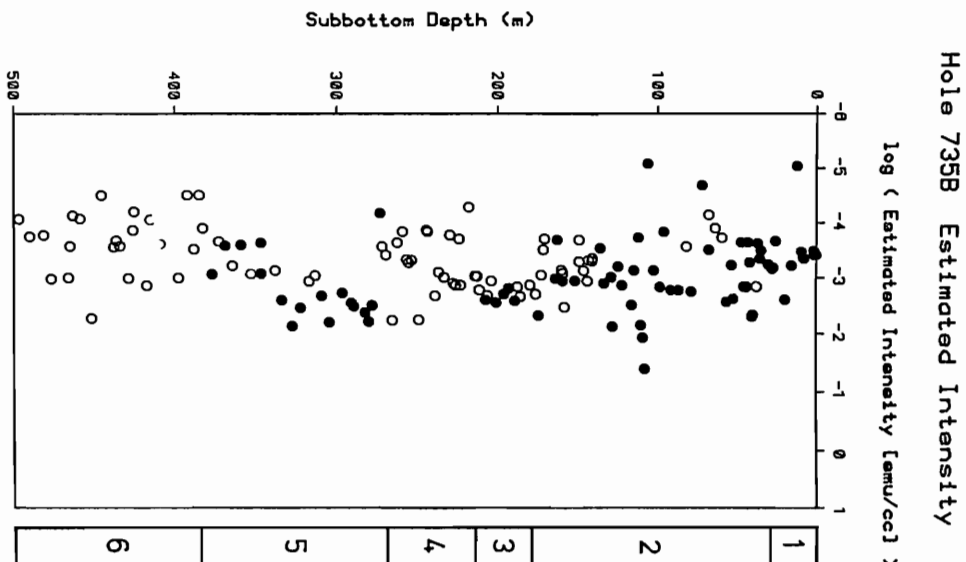


図1

Collisional Rate of Planetesimals with Gaussian-type Distribution

Shigeru Ida and Kiyoshi Nakazawa^{*)}

Geophysical Inst. Faculty of Science, Univ. of Tokyo, Tokyo 113

*)Dept. of Applied Phys., Tokyo Inst. of Technology, Tokyo 152

We have developed the expression of collisional rate of planetesimals upon a protoplanet for arbitrary distribution of planetesimals and for arbitrary eccentricity, inclination, mass and heliocentric distance of protoplanet. Our calculation takes account of solar gravity: orbits are calculated as the three body problem -- Sun, a proto planet and a colliding planetesimals -- using Hill equation, while the collisional rate has been described by two-body (i.e., free-space) approximation in the studies of planetary accumulation until now.

Total collisional rate $\Gamma(e_1, i_1)$ of planetesimals upon a protoplanet with heliocentric orbital elements e_1 and i_1 is given by

$$\Gamma(e_1, i_1) = 2\pi^2 \int \langle n_2 \rangle e_i \langle P(e, i) \rangle de di,$$

where $\langle n_2 \rangle$ is the distribution function of planetesimals averaged by the phase angles τ_1 and ω_1 of a protoplanet and the mean collision rate $\langle P(e, i) \rangle$ is defined by

$$\langle P(e, i) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{3}{2} b \left[\frac{1}{(2\pi)^2} \iint P(e, i, b, \tau, \omega) d\tau d\omega \right] db,$$

In the above $P(e, i, b, \tau, \omega)$ is a collisional probability, that is, it is unity if a planetesimal collides with a protoplanet and zero otherwise.

We have found $\langle P(e, i) \rangle$ numerically by computing orbits of relative motion between a protoplanet and a planetesimal. The contour of obtained $\langle P(e, i) \rangle$ is shown in Fig. 1, where it is normalized by that in the two-body approximation.

Though expression of total collisional rate permits arbitrary distribution function of planetesimals, we will here consider distribution function under the following (reasonable) assumptions:

- (1) The guiding centers of planetesimals are uniformly distributed in the ecliptic plane at any time.
 - (2) Distribution function w.r.t. the eccentricity e_2 and inclination i_2 of planetesimals is of a Gaussian type.
 - (3) Phase angles, τ_2 , ϕ_2 , and ω_2 of planetesimals distribute at random.
- Now, under the above assumptions, we have

$$\langle n_2 \rangle = \frac{2n_s}{\pi^2 \langle e_2^2 \rangle \langle i_2^2 \rangle} \exp\left(-\frac{e_1^2 + e^2}{\langle e_2^2 \rangle} - \frac{i_1^2 + i^2}{\langle i_2^2 \rangle}\right) I_0\left(\frac{2ee_1}{\langle e_2^2 \rangle}\right) I_0\left(\frac{2ii_1}{\langle i_2^2 \rangle}\right),$$

where $I_0(z)$ is the second-kind modified Bessel function of rank 0. Examples of total collisional rate with above Gaussian-type distribution function are shown in Fig. 2 and 3, where it is normalized by that in the two-body approximation.

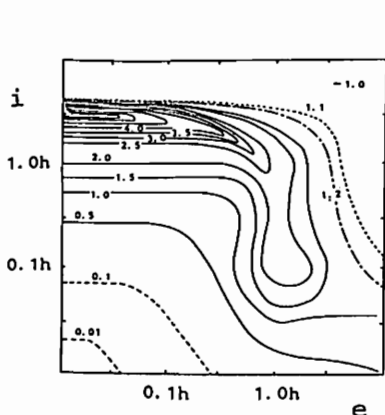


Fig. 1 Mean Collisional Rate

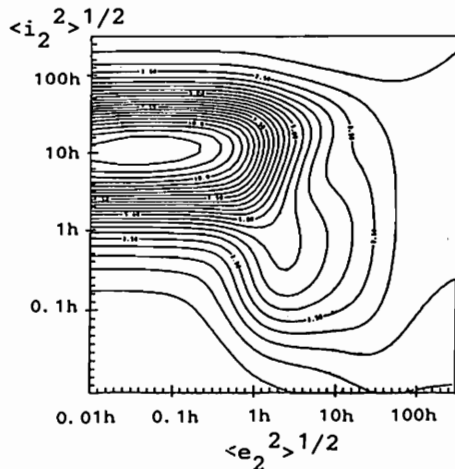


Fig. 2 Total Collisional Rate
 $e_1 = i_1 = 0$

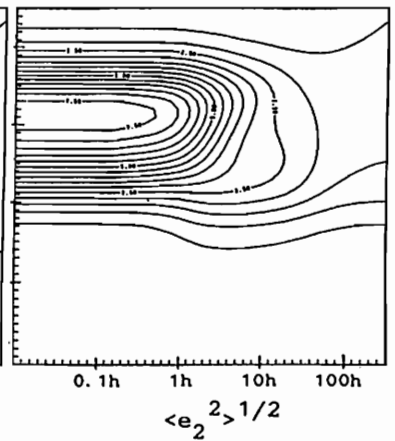


Fig. 3 Total Collisional Rate
 $e_1 = i_1 = 1$

長谷川 正樹、中澤 清
(東大理) (東工大理)

THE GRAVITATIONAL SCATTERING BETWEEN KEPLERIAN PARTICLES

Masaki HASEGAWA and Kiyosi NAKAZAWA*

Geophysical Inst. Faculty of Science, Univ. of Tokyo, Tokyo 113, Japan

*)Dept. of Applied Phys., Tokyo Inst. of Technology, Tokyo 152, Japan

We estimate the distant gravitational scattering. In order to investigate the gravitational scattering between Keplerian particles, we must solve the three body problem. Then we can not estimate analytically the phenomena of the gravitational scattering exactly. But in the case of distant encounter, it is possible to get the analytical expression with respect to the difference with the orbital elements before scattering and these after scattering, approximately. Using Hill approximation, we got these expression. According to these expression, the scattering is not isotropic in the distant encounter.

惑星成長の初期の段階では、微惑星と呼ばれる物体が太陽の周りをほぼ Kepler 回転しており、お互いに衝突、合体、破碎等を繰り返して原始惑星を形成する。この段階は、惑星形成の全時間から見ると短い時間であるが、惑星の形成時間を支配する、形成後期の発展を計算する際の初期条件を与えるものである。微惑星は、非常に数が多いので、この集団を分布関数で表わすのが適当である。微惑星の質量分布、速度分布、空間分布を分布関数で表わして、それについての発展方程式を解く方法をとる。これを記述するためには、微惑星集団に働く様々な物理的過程を調べる必要がある。そういう物理過程の中で、本講演で考察するのは微惑星同士重力作用である。微惑星はお互いに重力を及ぼしあって、互いの角運動量やエネルギーを交換して、微惑星集団の radial diffusion をおこしたり、random motion を励起する。今までの研究では、微惑星相互の重力作用を正しく扱ってはいない。重力相互作用を評価するために用いられてきたのは、自由空間における二体散乱すなわちラザフォード散乱の表式である。実際の微惑星は、太陽の周りをほぼ Kepler 回転しておりその散乱過程は、ラザフォードのそれとはまったく異なったものであり、太陽をいれた、3体問題として考えなければならない。太陽重力場中の小さい質量の散乱には、Hill 方程式が有用である。その利点は、

- ①太陽重力場中を運動する粒子の質量比が任意にとれる
- ②重心運動と相対運動に分離できる
- ③相対運動では Hill 半径で規格化することにより、任意の質量比に大して、一つの方程式ですむ

等の点である。

我々は Hill 方程式を用いて、太陽重力場中の粒子 (Kepler 粒子と呼ぶ) の散乱過程の解析を進めているが、本講演では、遠距離散乱の場合での Kepler 粒子の離心率の変化について考察する。

遠距離散乱の場合は、散乱による軌道長半径 b 、離心率 e 、軌道傾斜角 i の変化は十分小さく、摂動法を用いて近似的に計算することができる。散乱前後の b , e , i の変化 Δb , Δe , Δi は近似的に

$$+ 0.105 \frac{l^2}{b^2} \sin 2\beta$$

$$\Delta e = -\frac{q}{b^2} \left[0.746 \sin \alpha + 1.91 \frac{e}{b} \sin 2\alpha \right]$$

$$\Delta i = -\frac{8}{3} \frac{l^2}{b^2} 0.354 \sin 2\beta$$

となることがわかった。従って遠距離散乱の場合、離心率と軌道傾斜角の変化はいままで考えられてきたように、等方的ではないことがわかる。

$$\Delta b = -\frac{12}{b^2} \left[0.746 \frac{e}{b} \sin \alpha + 1.91 \frac{e^2}{b^2} \sin 2\alpha \right]$$

大槻 圭史、 中澤 清
(東大理) (東工大理)

N-BODY SIMULATION OF GRAVITATIONAL SCATTERING BETWEEN PLANETESIMALS

Keiji OHTSUKI, and Kiyoshi NAKAZAWA^{*})

Geophysical Institute, The University of Tokyo, Tokyo 113, Japan, and ^{*}) Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152, Japan

Orbital calculations of 25 planetesimals revolving in an annular zone around the Sun are performed in order to see their kinetic behavior, especially how the mean eccentricity \bar{e} and inclination \bar{i} evolve. Mutual gravitational interactions between planetesimals and the Sun are fully taken into account, without any cutoff at "the sphere of influence". Numerical results in three dimensions show \bar{e} and \bar{i} evolve through gravitational interactions toward the state where $\bar{e} \approx 2 \bar{i}$, almost irrespective to the initial conditions.

微惑星の集積過程においては、ランダム速度 v (離心率 e 、軌道面傾斜角 i 、Kepler 速度 v_K を使って $v \approx v_K \sqrt{e^2 + i^2}$ と書ける) が重要な物理量となり、その値によって微惑星の衝突確率、動径方向輸送率が決まる。ランダム速度 v の値は、相互重力散乱、ガス抵抗、微惑星同士の非弾性衝突等の効果によって決まると考えられる。ここでは、特に、今まであまり調べられてこなかった太陽重力場での相互重力散乱の効果について調べる。

この効果を調べる方法として、1) 3体問題を解いて1回の散乱における軌道変化を、異なる初期条件のもとに詳しく調べる (Wetherill & Cox (1984), Icarus 60, 40-55; Hasegawa & Nakazawa (1988), in preparation)、2) 多体の長時間軌道計算により、複数回の散乱による軌道の変化を調べる、の2通りが考えられる。ここでは、微惑星集団の多体効果、長時間にわたる統計的振舞いを調べるために、第2の手法をとる。

惑星集積過程に関する従来の、いわゆるN体問題の計算では、微惑星の "重力圏"、 $R_g (\approx a (m/M_\odot)^{2/5})$ 、 a : 軌道長半径、 m : 微惑星質量、 M_\odot : 太陽質量) より遠方にある微惑星との相互重力作用は無視するといった、単純化がなされてきた (例えば、Cox & Lewis (1980), Icarus 44, 706-721) が、 R_g より遠方の影響も非常に重要であることが、3体の軌道計算により示されている (Nishida (1983), Prog.Theor.Phys. 70, 93-105)。

今回、我々は、上述のような単純化をすることなく、すべての微惑星、及び太陽の相互重力を厳密に考慮して多体軌道計算を行なった。下図は、25体、 10^4 年の計算結果を示す。これらの計算結果は、相互重力散乱を多数回繰り返した結果、 $\bar{e}/\bar{i} = 1.8 \sim 2.6$ (\bar{e} 、 \bar{i} は各々 e 、 i の平均値) となることを示している。このような非等方性が e と i の間にあることは従来詳しく調べられてこなかったが、惑星集積時間を見積る際に非常に重要になる (Ohtsuki & Sekiya (1988), in preparation)。

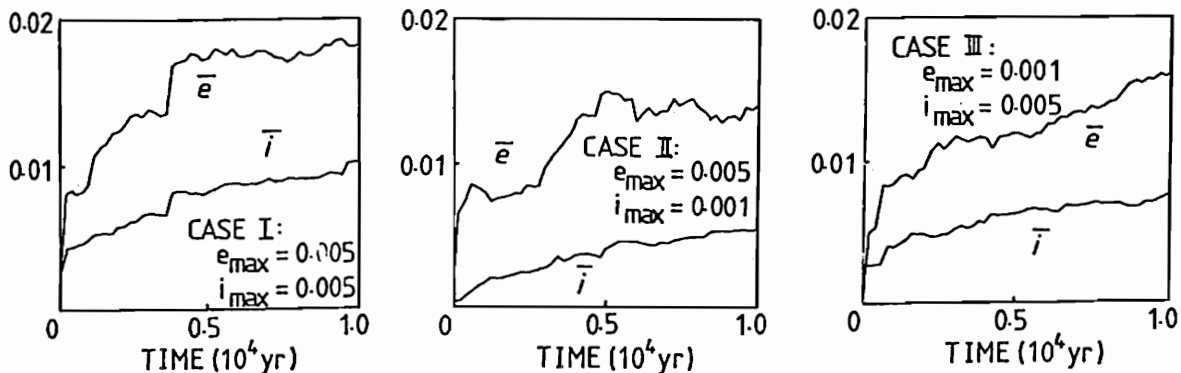


Fig. 1. Time evolution of \bar{e} and \bar{i} for three cases with different initial conditions. Initially, each planetesimal has the equal mass of 2.4×10^{26} g, and their eccentricities are randomly distributed between 0 and e_{max} , inclinations between 0 and i_{max} , and semimajor axes between 0.9 and 1.0 AU. Final values of \bar{e}/\bar{i} for Cases I, II, and III are 1.8, 2.6, and 2.2, respectively.

関谷 実、観山 正見
(東工大理) (京大理)

NONAXISYMMETRIC LINEAR INSTABILITY OF THE PRIMITIVE SOLAR NEBULA

Minoru Sekiya and Shoken M. Miyama*

Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology

*)Department of Physics, Kyoto University

The linear stability of the solar nebula model is examined under the two-dimensional approximation. We made and preliminary computation of the eigenfrequency in the case where the sound velocity at the Earth region is 0.407 times the Keplerian velocity, the inner and the outer boundaries are at 0.40 AU and 1.18 AU, respectively, and azimuthal wave number is 4. In this case, the growth time is 11.5 years. In the case of the realistic solar nebula model, the growth time may be on the order of 10^4 years.

パバロイゾーとプリングルの先験的な論文以来、差動回転不安定性は、アクリーション・ディスクで一般的に起こると考えられている。特に、薄くて広いディスクについて、ゴールドライクとナラヤンは、音波モードの存在を示した。花輪はこの主張をポリトロップ指数 $3/2$ のケプラーディスクの場合について数値的に確かめた。

一方、太陽系形成の理論は、太陽系星雲を基礎に置いている。従って、太陽系星雲の安定性は、惑星形成論の最も重要な問題の一つである。本講演では、我々はこの問題のプレリミナリーな計算結果を発表する。

三次元の安定性問題を扱うのは難しいので、我々は、次のように二次元化する。

1. 重力ポテンシャルは、 $\Psi = -1/r$ で与えられる。ここで、座標系は、 $z = 0$ が星雲の赤道面になるような円筒座標 (r, ϕ, z) を用い、 $GM = 1$ という単位を使った。但し、 G は重力定数、 M は太陽質量である。
2. 速度の z 成分、及び、物理量の z 依存性は無視する。
3. 平衡状態の音速は、 $c_s = c_E r^{-\alpha}$ で与えられ、密度は、 $\rho = \rho_E r^{-\beta}$ で与えられる。ここで、 $\alpha = 0.25$ 、 $\beta = 2.75$ である (林、1981)。
4. 圧力は、 $P = \rho c_s^2 / \gamma$ で与えられる。

上記の系は軸対称な摂動に対しては安定である (ソルバーク・ホイランド条件)。

次に、非軸対称な、摂動に対する安定性を調べた。境界条件は、内と外の境界で、圧力が一定であるとした。音速は、太陽系星雲モデルでは、 $c_E = 0.0407$ であるが、計算を簡単にするために、 $c_E = 0.407$ の場合について調べたところ、例えば、境界の位置が 0.4AU と 1.2AU のとき、不安定性の成長時間は 11.5 年であった。ゴールドライク、ナラヤンによると音波モードの成長率は、音速に比例し、ディスクのサイズに反比例する。従って、現実の太陽系星雲では、ディスクサイズは 100AU 程度だから、成長時間は、 10000 年のオーダーであろう。

渡邊 誠一郎、 中川 義次
(東大・理) (東大・理)

THE FORMATION AND EVOLUTION OF THE PRIMITIVE SOLAR NEBULA

Sei-ichiro WATANABE and Yoshitsugu NAKAGAWA

Faculty of Science, The university of Tokyo, Tokyo 113, Japan

The quasi-static contraction of the primitive solar nebula due to radiative cooling have been simulated numerically in order to clarify which steady state would be realized: a quiescent state or a turbulent state. Radiative heating by the protoSun at the surface are taken into account. Our numerical results can be summarized as follows:

- (1) if thermal convection is the only source of turbulence, convection will varnish in hundreds of years by the effect of solar irradiation;
- (2) if there exist other mechanisms for turbulence, convection may continue, and it is important to examine these mechanisms.

原始太陽系星雲の研究は内惑星及び外惑星の形成を考える上で必要不可欠であるが、従来の太陽系形成論においてその研究はあまり進んでいない。原始太陽系星雲の進化は、現在のところ主に次の4段階を経て進行したと考えられている。

- (1) 星間分子雲からのダイナミカルな収縮過程、
- (2) 力学的平衡状態に達したdiskの冷却・収縮過程、
- (3) 熱的定常状態に達したdiskの粘性による進化過程、
- (4) 星雲ガスの散逸過程。

現実の進化は様々な過程の複合過程であるが、それを上記のように物理的に分解しそれらを順に解くことにより進化を追えると考えられる。これらのうち比較的研究が進んでいるのが(3)の段階で、次の2つの熱的定常状態が考えられている。

- (3 a) 星雲は静かな層流状態にあるとする。すると分子粘性は十分小さいため、半径方向には物質輸送はなく、星雲の温度は太陽輻射とのつりあいで決まる。(例えば、Kusaka et al., 1970, Prog. Theor. Phys. 44, 1580; Hayashi, 1981, Prog. Theor. Phys. Suppl. 70, 35)
- (3 b) 星雲は乱流状態にあるとする。すると乱流粘性により半径方向に物質輸送が起こり、それによって解放された重力エネルギーにより星雲は加熱される。物質が1AU運ばれるのに要する時間は 10^5 年から 10^6 年と見積られている。(例えば、Lin and Papaloizou, 1980, Mon. Not. R. astr. Soc. 191, 37; Cabot et al., 1987, Icarus 69, 423)

両者を分けるのは、熱的定常状態において乱流は持続するか否かということにある。乱流を持続させるにはなんらかの流体の不安定の存在が必要である。不安定の候補として、

- (i) 熱対流不安定、
- (ii) Kepler回転シアによる不安定、
- (iii) 降り積もり物質によるKelvin-Helmholtz型の不安定等があげられる。このうち(i)に関しては前述の Lin and Papaloizou (1980)あるいはCabot et al. (1987)等によって詳しく調べられている。しかしこのモデルでは不安定の原因が直接星雲の熱構造と関係しているため、定常状態が実現されるか否かを知るにはその前の段階である(2)の冷却過程を調べる必要がある。

我々はまず上記(i)のみによって維持される乱流星雲モデル(3 b)は(2)の過程の結果実現されるかどうかを

調べた。原始太陽系星雲は厚さの薄いdisk形状をしているため、disk面に垂直な方向の1次元問題として取り扱うことができる。(1)の過程で形成されたdiskは初期に高温状態にあり表面から輻射を出しつつ冷えていく。この進化を追う上で重要なパラメータはopacity κ 、乱流粘性 ν 、そして太陽による表面加熱の効果 f である。星雲ガスの κ はダストのopacityによって決まる(Pollack et al., 1985, Icarus 64, 471)。乱流の原因としては上記の(i)のみとしCabot et al. (1987, Icarus, 69, 387)に従って ν を求めた。この冷却過程では星雲のopacityが高いため原始太陽の輻射は直接星雲内部には入射できない。従って太陽輻射の効果は表面加熱という形で現われる。我々はいくつかの f について計算を行なった。

この計算の主な結果は次の通りである。

- (R 1) 冷却のタイムスケールは、星雲の面密度の2乗に比例し中心温度の-3乗に比例する。
- (R 2) 表面加熱により表面温度が150 K以上に保たれる場合熱対流は数百年で収まる。
- (R 3) 従って、熱対流による乱流星雲モデルは表面加熱があると維持不能である。

では次に乱流の原因が(ii)及び(iii)である場合について考えてみる。(ii)に関しては最近天文学におけるaccretion diskの研究と関連して多くの論文が書かれている(例えば、Papaloizou and Pringle, 1984, Mon. Not. R. astr. Soc. 208, 721; Goldreich et al., 1986, ibid. 221, 339)。しかし現在までのところ原始太陽系星雲における不安定の成長率は具体的に求められていない。(それどころか実際に不安定か否かについてもはっきりしていない。)また(iii)についてはいくつかの定性的な予測があるだけで定量的な議論は全くなされていない。

このような状況では具体的に乱流粘性 ν を求めるのは困難である。そこでまず経験的な α -モデルを用いていくつかの α について冷却過程の計算を行なった。 α -モデルでは次式によって ν を与える。

$$\nu = \alpha c_s^2 / \Omega$$

ここで c_s は音速、 Ω はKepler回転角速度である。計算の結果 α が約0.001以上のばあい熱対流は持続することがわかった。従って(ii)あるいは(iii)のような過程によって熱的定常状態においても熱対流が持続する可能性がある。

存否スペクトル法による地磁気数十年変化の解析

横山 由紀子、行武 毅

(東大震研)

SOMPI SPECTRAL ANALYSIS OF GEOMAGNETIC SECULAR VARIATION OF SEVERAL DECADES

Yukiko YOKOYAMA and Takesi YUKUTAKE

Earthquake Research Institute, University of Tokyo

Among the geomagnetic secular variations of several decades, eleven year variations associated with the solar activity are well established. Besides these, existance of about sixty year variations is widely recognized, but not yet well analyzed. Applying a Sompi spectral analysis method to a time series of the Gauss coefficients, we obtained two predominant periods, one about 10 years and the other about 50 to 60 years.

数十年周期の地磁気永年変化では、11年周期のものがよく知られている。また、60年程度の周期もあると言われている。しかし、良質の地磁気データが得られているのは今世紀以降であるために、FFTやMEM等従来の方法を用いて60年周期の解析を行うことは容易ではなく、未だにこの周期の変化の解析は不充分である。そこで、我々はいわゆる60年周期のスペクトルを決定するために、比較的短い時系列から長い周期のスペクトルを求めることができる存否スペクトル法を用いてガウス係数の解析を行った。

1. データ

解析に用いたデータは、山本(1983)によって求められている1911年から1974年の3階までのガウス係数である。このデータは、地上20ヶ所の観測所で得られたデータを内部起源と外部起源とに分けたもので、非常に良い連続性を持っている (Fig.1)。

2. 解析方法

はじめに最小自乗法により各ガウス係数の時間変化を直線近似する。これを長周期の波によるものと考え、取り除いて数十年周期以下の変化量だけを求める。これからg、hに共通なスペクトルを存否法で求め、最小自乗法で各スペクトルの振幅と位相を求める。

3. 結果

解析の結果各係数とも50、60年周期のスペクトルを持つことが確認された。Fig.2では、ARオーダーの変化にかかわらず60年周期のスペクトルが安定して存在しているのが分かる。また、60年周期以外のスペクトルとしては、10年周期以下のものしか見られない (Fig.3)。

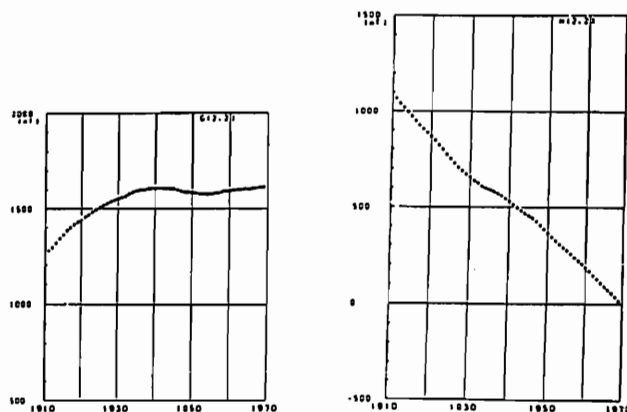


Fig.1 Time variation of Gauss coefficient $g_2^2 h_2^2$

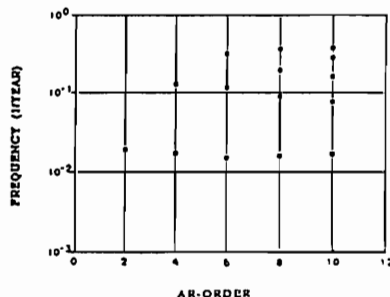


Fig.2 Frequency of the coefficient

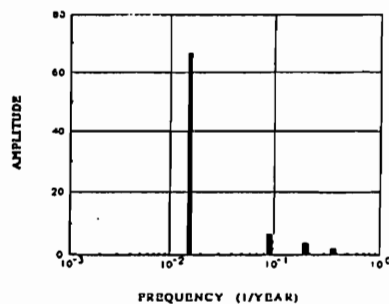


Fig.3 The spectrum obtained by Sompi method

移動性磁場におよぼす地球核表層の 流体運動の影響

行武 毅 ・ 横山 由紀子

東大地震研

Modification of the Drifting Magnetic Field by Fluid Motions
in the Surface Layer of the Core

Takesi YUKTAKE and Yukiko YOKOYAMA

Earthquake Research Institute, University of Tokyo

The drifting geomagnetic field is supposed to originate from the interior of the core, while the standing field in the boundary layer at the top of the core. Interacting with the drifting field, the fluid motions in the boundary layer induce different types of field from the original drifting field. This modification process is examined on a stratified layer model to find that the new types of the induced field in the layer are smaller than the original drifting field that diffuses out through the boundary layer.

1. 地球核・マントル境界層

地球核内の電磁流体の対流によって地球磁場が維持されていることは、ほとんど疑いない。地球核の表層にはなんらかの形で成層した境界層が形成されているのではないかと、いう考えが有力になっている。このような境界層の中や核表面の流体運動が地表で観測される磁場やその時間変化の形成に寄与していることも間違いない。

核表面の流体運動の影響を極端に重視するのが、凍結磁場の近似 (Frozen flux approximation) に基づいた表面運動の研究である。観測される数10年の磁場変化は核表面の運動によってつくられるという考え方にたっている。一方で磁場の西方移動にみられるような数100年から1000年規模の磁場変化は核内部でつくられる電磁流体波が地表で観測されたものである、という考え方があつた。地球核深部でつくられた磁場が境界層内の運動によってどのような変形を受けるかは検討を要する問題である。

2. 移動性磁場と停滞性磁場

空間的スペクトル構造から、停滞性磁場は核表面で、移動性磁場は停滞性磁場よりやや深いところで生成されるのではないかと考えられる。移動性磁場の特徴は、磁場を球関数に展開した場合、sectorial項 ($n=m$) が卓越するということである。このような特徴的な構造が核表面の境界層内の運動によってどのような変形を受けるかを調べてみる。

3. 境界層内のトロイダル運動の影響

境界層内では赤道面に対して対称な、球関数で表現した場合 ($n=m+1, m=m$) で表されるトロイダル運動が卓越すると仮定する。移動性磁場として境界層の内側でsectorial項で表現される磁場が自転軸のまわりを回転する場合を考える。この移動性磁場に境界層内のトロイダル運動が作用して新たな磁場を誘導する。誘導される磁場が強ければ、地表ではもとの磁場でなく境界層でつくられた磁場を観測することになる。このようにして誘導される磁場の種類とその強さを調べた。

例えば移動性磁場として ($n=1, m=1$) の磁場を考える。トロイダル運動 ($n=2, m=1$) が作用すると ($2, 0$), ($2, 2$) の2種類の磁場が誘導される。またトロイダル運動 ($3, 2$) が作用すると ($3, 1$), ($3, 3$) の磁場がつくられる。Sectorial磁場 ($2, 2$), ($3, 3$) は移動性磁場として認められるものであるが、($3, 1$) 項には移動性磁場は認められていない。したがってもしこの作用が強いと ($3, 1$) 項の磁場も移動性磁場として存在することになり観測事実と矛盾した結果を生ずる。実際にモデルをたてて計算してみると、境界層の厚さを100kmとして停滞性磁場をつくる程度の流体速度を仮定すると、低次項では境界層をdiffuseする磁場に比べて境界層内でつくられる磁場のほうが弱いことがわかつた。

Energy Flow in Kinematic Dynamos

Masaru Kono

Department of Applied Physics, Tokyo Institute of Technology

Kinematic dynamo problem is usually formulated by the method of Bullard and Gellman (1954), in which induction equation is expanded into a series of spherical harmonics. A severe problem in this approach is that the eigenvalues and eigenfunctions may drastically change with the change in the truncation level of order or degree of spherical harmonics. Convergence will be convincing if it can be shown that energy from fields of low orders to those of high orders become negligibly small. The energy flow equation was expanded in a way very similar to Bullard and Gellman and expressions for various cases were obtained. Preliminary calculations shows that the dissipative term dominates the energy consumption.

Bullard and Gellman (1954) はキネマティックダイナモの解法として、球面調和関数による展開と微分方程式の差分化という方法を確立した。この方法は大変強力で、それ以後のダイナモの研究でもスタンダードな方法としてしばしば用いられている。この方法の欠点は球面調和関数がある次数で切らなければならないことである。詳しい検討によれば、この切断次数によって固有値や固有関数が大きく変化することが珍しくなく、解の収束性について疑問をいだかせることになる。もし、低次の磁場から高次の磁場へのエネルギーの流れが次数とともに十分小さくなっていくことが示せれば、収束性についての問題は解決しよう。

以上のような考慮から、この研究ではキネマティックダイナモのエネルギーの流れを表わす式の展開を行なった。核内の磁気エネルギーは、

$$E = \int \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (1)$$

である。ここで B は磁場、 μ_0 は真空の透磁率である。Bullard and Gellman (1954) にならい、磁場をトロイダルとポロイダルの成分に分け、更に球面調和関数によって展開し

$$\mathbf{B} = \sum_{\beta} (\mathbf{T}_{\beta} + \mathbf{S}_{\beta}) \quad (2)$$

と書く。ここで β は添え字の場合には球面調和関数の次数 l と位数 m を同時に表わし、また単独で出てくる場合は次数 l を表わすものとする。エネルギーの流れを求めするには、インダクション方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla^2 \mathbf{B} + R \text{curl}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

の両辺に \mathbf{T}_{β}/μ_0 または \mathbf{S}_{β}/μ_0 をかけ、体積積分すればよい。(3) 式で R は磁気レイノルズ数 (固有値)、 \mathbf{v} は速度であり、 \mathbf{v} は (2) と同様に展開する (添え字は α)。

磁場を (2) の形に展開したとき、 r の関数は方程式を解いてはじめて固有関数として与えられるので、 r については数値積分によらなければならない。半径 r の球面上の積分は解析的に求められ、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{Magnetic Energy}) = (\text{Dissipative Term})$$

$$+ (\text{Iterative Term}) \quad (4)$$

の形に書ける。ここで次数 γ の項の左辺と右辺第 1 項は、

$$M.E. = \frac{N_{\gamma} r^2}{2\mu_0} [T_{\gamma}^2 + \left\{ \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^2} S_{\gamma}^2 + \left(\frac{\partial S_{\gamma}}{\partial r} \right)^2 \right\}] \quad (5)$$

$$D.T. = \frac{N_{\gamma} r^2}{2\mu_0} [T_{\gamma} \left\{ \frac{\partial^2 T_{\gamma}}{\partial r^2} - \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^2} T_{\gamma} \right\} + \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^2} S_{\gamma} \left\{ \frac{\partial^2 S_{\gamma}}{\partial r^2} - \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^2} S_{\gamma} \right\} + \frac{\partial S_{\gamma}}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{\partial^2 S_{\gamma}}{\partial r^2} - \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^2} S_{\gamma} \right\}] \quad (6)$$

となる。但し N_{γ} は規格化の定数

$$N_{\gamma}^m = \frac{2(1 + \delta_{m0})\pi l(l+1)(l+m)!}{2l+1(l-m)!} \quad (7)$$

を表わす。

(4) 式の右辺第 2 項が磁場の各モード間でのエネルギーの移動を表わす重要な量であるが、Bullard and Gellman (1954) にならってこの項を

$$I.T. = -\frac{Rr^2}{2\mu_0} \sum_{\alpha\beta} [U_{\alpha} U_{\beta} U_{\gamma}] \quad (8)$$

の形に書く。 U は S または T のいずれかを表わし、従って、 $[U_{\alpha} U_{\beta} U_{\gamma}]$ の組合せは 8 通り存在する。積分を実行した結果、これらの相互作用項は Bullard and Gellman (1954) の $(U_{\alpha} U_{\beta} U_{\gamma})$ の表式と

$$[U_{\alpha} U_{\beta} T_{\gamma}] = \frac{N_{\gamma} T_{\gamma}}{r^2} (U_{\alpha} U_{\beta} T_{\gamma}) \quad (9)$$

$$[U_{\alpha} U_{\beta} S_{\gamma}] = N_{\gamma} D_{\gamma} (U_{\alpha} U_{\beta} S_{\gamma}) \quad (10)$$

という関係があることがわかった。但し D_{γ} は、 $(U_{\alpha} U_{\beta} S_{\gamma})$ 中の項に作用する

$$D_{\gamma} = \frac{\gamma(\gamma+1)}{r^4} S_{\gamma} + \frac{\partial S_{\gamma}}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\partial \gamma r^2} \quad (11)$$

という演算子を表わす。

堆積物柱状試料から得られた
地磁気永年変化の周期性の研究

糸田千鶴、 兵頭政幸、 安川克己
神戸大理

SPECTRAL ANALYSIS ON THE GEOMAGNETIC SECULAR VARIATION
OBTAINED FROM SEDIMENT CORES IN CENTRAL TO SOUTHWEST JAPAN
Chizu ITOTA, Masayuki HYODO and Katsmi YASKAWA
Faculty of Science, Kobe University

Spectral analysis was carried out on a combined secular variation record obtained from three cores of lake sediments and two cores from shallow water sediments in central to southwest Japan. Berg's maximum entropy method was applied to estimate periodicity. The SV record has two remarkable periods in declination; 2200yr/c and 500yr/c, and three periods in inclination; 2400yr/c, 1000yr/c and 650yr/c.

堆積物柱状試料の残留磁化を用いて地球磁場の永年変化の周期性について研究を行った。永年変化は、偏角と伏角に分離して取扱い、それぞれについてスペクトル解析を行った。

Burg (1967) による最大エントロピー法 (MEM) を用いてスペクトル計算を行った。この方法の大きな特徴は、短いデータからもスペクトルの計算が可能であること、スペクトルの分解能が高いことである。古地磁気研究によって得られる限られた長さのデータから、地磁気永年変化の周期性を求める場合にこの点は、大変有用である。

研究対象としたのは、木崎湖の2点、余呉湖、大阪湾、水島灘、以上の5カ所で採取した湖成、浅海成の堆積物の柱状試料の古地磁気変化記録である。これらの偏角・伏角変化曲線それぞれの特徴的な変化どうしを対比させて深さ軸を修正し、一組の変化曲線を合成した。年代は、14C年代、花粉分析による推定、広域テフラ (AKAHOY A, 6300年 B.P.; OKI, 9300年 B.P.) より求めた。合成曲線の年代は 500年 B.P. ~ 10500年 B.P. である (Hyodo & Yaskawa, 1985)。

合成記録のMEMスペクトルより、偏角変化で約2200年と500年の周期が、伏角変化で約2400年、1000年、650年の周期があることが推定される (Fig. 1)。

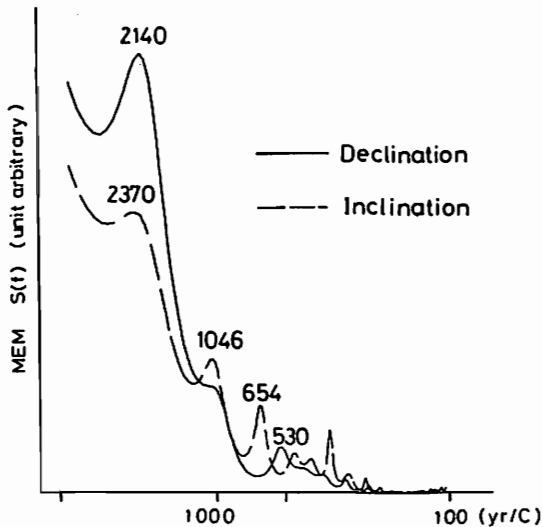


Figure 1. MEM spectral $S(f)$ estimates for declination and inclination records of the combined SV. Auto-regression orders, m , are 30 in declination and 39 in inclination. Remarkable peak periods are labelled in figure.

古地磁気方位結果のFFT解析による 深海底コアの年代決定

森永達男¹、井口博夫²、塩崎一郎¹、下岡説司³、安川克己²

¹神戸大自然科学、²神戸大理、³日本原子力研究所

DATING OF A DEEP-SEA SEDIMENT CORE BY FFT ANALYSIS FOR RESULTS OF PALEOMAGNETIC DIRECTIONS

H. MORINAGA¹, H. INOKUCHI², I. SHIOZAKI¹, K. SHIMOOKA³ and K. YASKAWA²

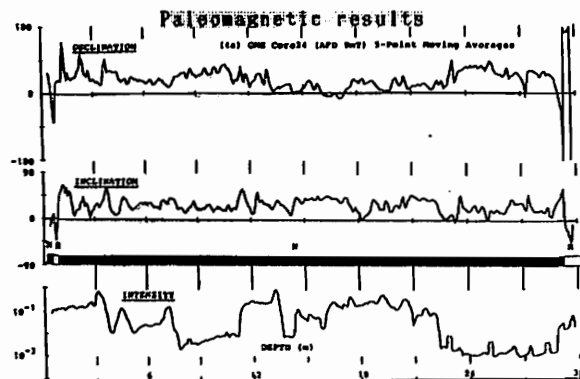
¹Grad. School Sci. & Technol. Kobe Univ., ²Fac. Sci., Kobe Univ., and ³Jap. Atomic Energy Res. Inst.

The periodicity of secular variation in the geomagnetic field direction has been identified from spectrum analyses of paleomagnetic results for several sediment cores. Based on the periodicity, dating was performed on a deep-sea sediment core. Magnetization measurements were carried out for an ESOPE core collected from the Madeira Abyssal Plain- Great Meteor East (GME). The FFT analysis was performed on 1024 directional data sets (both declination and inclination sets, which were sampled from fitted spline curves for original data. The peaks of the FFT power spectrum are comparatively broad and show several slightly distinguished wave lengths. A reversal, at a depth below 29.3m could be regarded as the Matuyama-Brunhes polarity boundary, based on correlation of the wave length with the already-known periodicity. As the result, mean sedimentation rate in the GME area was estimated to be higher than 40mm per 1000 yrs.

湖底の堆積物コアの古地磁気研究によって地磁気方向の永年変化に長周期(約3000年~9000年)、中間の周期(約2000年~3000年)、そして短周期(約600年~1000年)の変化があることが知られている(Creer et al., 1983)。このうち中間の周期性は非双極子項の西方移動が、また長周期のものは双極子の変動が原因となっていると解釈されている。堆積物などの記録している過去の地球磁場情報が乱されることなく保存され、それらが精密な測定を通して正しく再現されれば、おそらくほとんどの堆積物コア等の古地磁気方向の結果には前述の周期性がみられると思われる。堆積物コア中に年代を決定できるような化石などが含まれていない場合には、古地磁気方向の結果にみられる、卓越した周期変化の波長と前述の周期性との対比により、そういった堆積物コアの年代を推定することが可能である。

1985年のESOPE(Etude des Sediments Oceaniques par Penetration)航海で、Madeira Abyssal Plain-Great Meteor East (GME)の北緯31°26.79'、西経24°

48.75'の地点からSTACORを用いて採取された直径約15cm、長さ30.35mの堆積物コアの古地磁気測定を行った。その結果(下図)には二つの地磁気逆転がみられる。一つ(深さ0.8m)はexcursionかも知れないが大変疑わしい。すべての偏角(相対値)と伏角の値を別々にスプライン関数で近似し、それからサンプリングした新しいデータを用いて、FFT解析を行い、いくつかのやや卓越した周期変化の波長(偏角で27.8cm、13.6cmそして8.0cmの周期性と伏角で40.8cm、14.6cmそして8.0cmの周期性)を求めた。その波長と、Creer et al. (1986)とSmith and Creer (1986)が同じくスペクトル解析から求めた周期性(偏角で6000年、3000年そして1750年の周期性と伏角で9000年、3600年そして1550年の周期性)とを比較した結果、深さ29.3mで見られる逆転が0.57Ma~0.72Maの年代になり、松山-Brunhesの境界であると推定された。それにより、この地域での堆積速度は1000年で約40mmであると推定された。



石筍の古地磁気から推定した石灰洞窟内の崩落現象（地震活動）の年代

堀江郁子¹、森永遠男²、村山春子¹、糸田千鶴¹、安川克己¹、庫本正³

¹神戸大理、²神戸大自然科学、³秋吉台科学博物館

THE TIMING OF A COLLAPSE PHENOMENON (AN EARTHQUAKE ACTIVITY) IN A LIMESTONE CAVE DEDUCED FROM PALEOMAGNETISM OF A STALAGMITE

I. HORIE¹, H. MORINAGA², H. MURAYAMA¹, C. ITOTA¹, K. YASKAWA¹, and T. KURAMOTO²

¹Fac. Sci., Kobe Univ., ²Grad. School Sci. & Technol., Kobe Univ., and ³Akiyoshi Sci. Mus.

In several limestone caves, there are many collapse phenomena of base rocks and speleothems (secondary concretions of lime). Such collapse phenomena may have been caused by earthquake in the vicinity of caves. A stalagmite, which had grown up on a collapsed flowstone, was sampled with the flowstone from Yuri-no-Ana cave, Akiyoshi. The stalagmite records the geomagnetic field variation after a collapse phenomenon (an earthquake activity). Based on calibration of the paleomagnetic results of the stalagmite with the paleomagnetic results of sediment cores, the timing of collapse (earthquake) was estimated at about 4000 years BP.

過去数千年から数万年の地磁気永年変化を探索し、その標準曲線を決定する意義の一つに、その曲線をタイム・スケール（地磁気タイム・スケール）として活用し、過去の遺跡、遺物や地層の年代決定に用いるということが考えられている。さらに、場合によっては過去の地震や活断層の活動年代をも、その地磁気タイム・スケールを用いて決定することが可能である。

日本各地に分布する鍾乳洞の中には、天井の岩盤や二次生成物が崩落した様相を呈するものがある。例えば、山口県秋吉台の秋芳洞や百合の穴、また福岡県平尾台の青龍窟等にはそういった崩落現象がみられる。百合の穴では、直径1 m近くもある石筍や鍾乳石が破壊され、床面に転がっているし、秋芳洞や青龍窟では、数mの厚さの岩盤や二次生成物がずり落ち、大きな割れ目を形成している。これらの崩落現象はその地域で起こった過去の地震にともなって現れたと考えられる。

昨年夏に秋吉台科学博物館の協力の下で、百合の穴において崩落したフロー・ストーン（厚さ5~10 cm）とその上に成長した石筍（高さ10 cm）を採取した（Fig. 1）。それぞれは長い期間の古地磁気記録を持っており、フロー・ストーンは崩落（地震）以前まで、そして石筍は崩落以後の記録を持っていると考えられる。それらから直径約2.5 cmの円柱状試料を取り出し、さらに2 mm程度の円盤状に整形して、それぞれの自然残留磁化を測定した。石筍の方で得られた地磁気方向変化曲線（Fig. 2）と堆積物を用いた古地磁気学からの曲線とを対比することによって、崩落（すなわち地震）の起こった年代の推定を試みた。その結果、崩落（地震）は約4000年以前に起こったことが分かった。崩落したフロー・ストーンは元の状態への復元ができないため、それと石筍の結果の両方から正確に崩落（地震）の起こった年代を推定することは困難であるが、その点についての考察も述べる。

Fig. 1 Schematic view of the sample

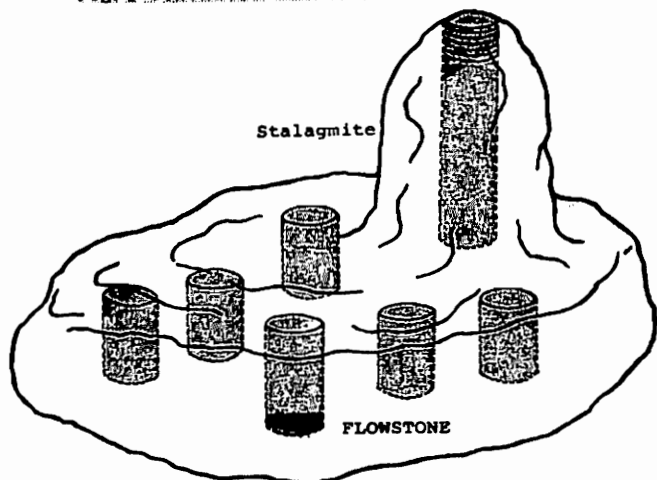
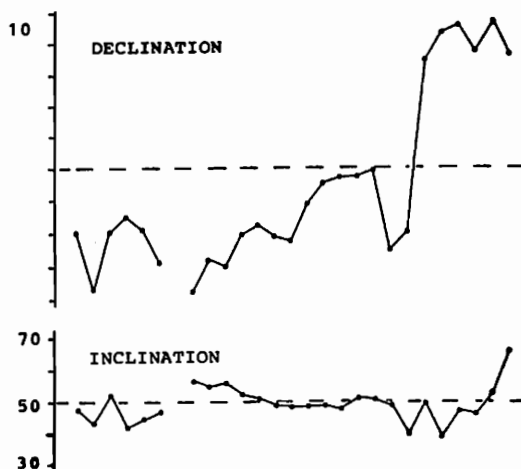


Fig. 2 Paleomagnetic results



始良 T n 火山灰 (A T) の古地磁気

中島正志
福井大教育

PALEOMAGNETISM OF THE AIRA-TN ASH (AT)

Tadashi Nakajima

Faculty of Education, Fukui University

To clarify variations of the earth's magnetic field over the Japanese islands at about 21,000 yrBP, paleomagnetic measurements were made on the Aira-Tn ashes (AT). AT is one of widespread tephros which cover most of the Japanese islands and adjacent area, forming important time-markers in the upper Quaternary sequences.

歴史時代や先史時代の日本列島の地球磁場の様子は、遺跡の焼土や堆積物のボーリング・コアの残留磁化測定によって解明されてきた。しかしこれらの研究の大多数は、ある限られた地域内における地磁気永年変化を明らかにしたものであり、同時間面の日本列島における地磁気分布については言及されていない。そこで、極めて短い時間に広域に堆積するため、同時間面を示す鍵層として、地史に関する広い分野で利用されている広域テフラの残留磁化を測定することにより、先史時代の日本列島における磁気分布を明らかにすることを目的として本研究に着手した。その第一歩として、代表的広域テフラの1つである南九州始良カルデラ起源の始良 Tn 火山灰 (AT) の残留磁化測定を行なったので報告する。

ATは九州から東北地方にかけて広く分布し、その噴出年代は ^{14}C 年代から 21,000

~ 22,000 yrBPとされている。鹿児島県の2地点、島根県と岡山県の各1地点、福井県の3地点、福島県の1地点の計8地点で、一辺 2.4 cm のプラスチック・キューブを AT の露頭に打込み (広岡, 1988) 試料採取を行なった。残留磁化測定はリング・コア型磁力計 (夏原技研 SMM-85 型) で行ない、全ての試料について段階交流消磁実験を行なった (装置は夏原技研 DEM-8601-2)。すべての地点から交流消磁に対して安定な残留磁化測定結果が得られた (表 1)。

島根・岡山・福井県からの偏角が東偏しているのに対し、鹿児島・福島県では西偏となっているのが特徴である。この西偏が当時の地域異常なのか、それとも単に傾動補正が正しくなされていないためなのかを判断するためには、もう少し測定データを増やす必要がある。

表 1 始良火山灰の残留磁化測定結果

試料採取地点	N	D	I	α_{95}	K	V G P		δp	δm
						Lat.	Lon.		
1 福井 (鹿島)	7	-1.0	50.8	7.9	58.6	89.1	28.8	7.2	10.7
2 福井 (鹿島)	10	-6.4	37.2	3.8	163.0	77.6	339.9	2.6	4.5
3 福井 (鹿島)	9	11.7	43.9	5.9	76.6	76.1	263.0	4.6	7.4
4 福井 (鹿島)	15	8.9	44.6	1.6	565.4	78.2	271.0	1.3	2.0
5 福井 (鹿島)	13	12.2	46.4	2.4	310.6	77.0	259.7	2.0	3.1
6 福井 (鹿島)	11	16.0	47.3	2.6	302.6	74.4	251.6	2.2	3.4
7 福井 (鹿島)	10	16.2	47.0	8.8	31.4	74.1	252.1	7.3	11.4
8 福井 (鹿島)	10	-10.3	47.9	6.6	54.9	77.7	7.5	5.6	8.6

I-25 考古地磁気永年変化の地域差とモンゴル異常

広岡公夫

富山大学理学部地球科学教室

Regional Difference of the Japanese Archaeomagnetic Field
Directions and the Mongolian Geomagnetic Anomaly

Kimio HROOKA

Department of Earth Sciences, Faculty of Science, Toyama University

A regional difference of the geomagnetic secular variation is detected by the archaeomagnetic data obtained from the various localities in Japan. In the 17th and 18th Century, for example, declination of the western Japan was less easterly as compared with that of the central Japan by an angle of about 5° . Such archaeomagnetic fields in Japan might be controlled by the location and the intensity of the nondipole Mongolian geomagnetic anomaly.

日本各地で考古地磁気学的データが蓄積してきた結果、過去1500年以上にわたる考古地磁気永年変化が詳しくわかってきた。それによると、測定誤差を超えた、地域による地球磁場の差が検出されるようになってきた。例えば、16世紀中頃から～18世紀末までの期間は、現在は殆ど偏角に差のない北九州と関西、関東とで、相当(約 5°)な違いが見られるのである(広岡, 1981; 広岡・吉村, 1987)。この事実は、日本の古い偏角観測の記録にも現れている。イギリス東インド会社の商船隊の J. Saris によって、17世紀の初頭(1613年)に琉球列島と平戸で行われたのが日本最古の偏角の観測である(Inaniti, 1958; 村川堅固, 1970)。これによると、1613年12月5日、平戸港沖で測った偏角は東偏 $2^\circ 50'$ であった。1615年8月に五島列島で観測されたものも、東偏 $2^\circ 10'$ を示した。これに対して、Geritzohn Vriesが1643年5月に房総沖で行った観測では東偏 $7^\circ 00'$ であったという。30年足らずで偏角が 4° 以上も変化するというのは、地磁気の永年変化としては少し大きすぎる。偏角に地域差があったためであろう。Vriesはこの年の5月から10月にわたって、関東沖から北海道沖に至り、伊豆七島までの航海で16度もの観測した。その結果は $6^\circ 10'$ から $10^\circ 50'$ までの違いが記録されており(Inaniti, 1958)、加藤(1981)がこの記録を使って求めた1643年の磁気偏角図にも明かに、東西で偏角に違いのあることが示されている。

16世紀中頃から18世紀末までの期間の詳しい考古地磁気学的測定の結果は、九州北部から中国地方の西部にかけての西日本と、近畿、北陸から関東にかけての地域とでは、明かな偏角の違いがある。即ち、この時代には等偏角線は、現在のように東西にのびていたのではなく、南北方向の線が並んでいたと考えられる。これは蒙古異常と呼ばれている優勢な停滞性の非双極子磁場(Yukutake and Tatinaka, 1989)の挙動や消長が密接に関与していると思われる。日本付近はその消長が、特に偏角・伏角の変化として敏感に反映される地域にあたっている。このように考古地磁気学的測定データから詳しい地磁気の地域差を求めることによって、非双極子の動向を推測することができる。中世から古代に遡って同様の研究を行えば、蒙古異常の歴史的变化を知ることができよう。特に、5世紀に日本で生産が始まった須恵器と呼ばれる土器は、6世紀から9世紀にかけては、北海道と沖縄を除く日本全土で統一された規格で生産され、その窯跡が各地で発掘されているので、それらから試料を採集し、測定すれば、同じ時代の地磁気の方角を精度よく知ることができ、古代から平安時代にかけての地磁気の地域差を詳しく求めることができる。これによって、停滞性の非双極子磁場の時間的変化を明かにすることが可能となり、コア内のダイナミックスの解明にも寄与することができるであろう。

岡田 誠・新妻信明

静岡大・理

A DETAILED RECORD OF THE BRUNHES-MATUYAMA POLARITY
TRANSITION FROM BOSO PENINSULA.

Makoto Okada and Nobuaki Niitsuma

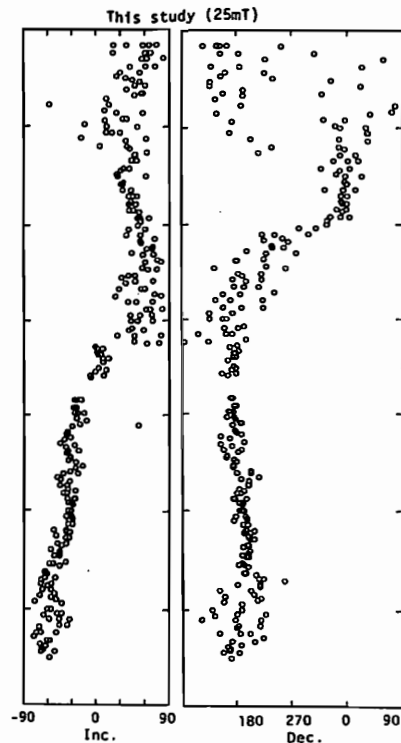
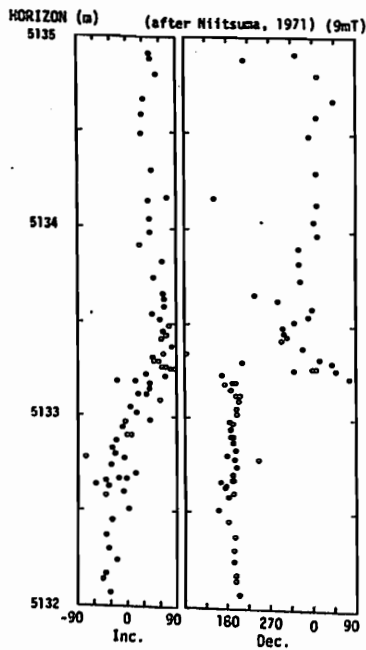
Institute of Geosciences, Shizuoka University

A detailed paleomagnetic record of the Brunhes-Matuyama polarity transition was obtained from homoclinal bathyal siltstone outcropping in the Boso Peninsula, central Japan. The record consists of three cores of 90 samples taken across 320 cm of section, and has differences of paleomagnetic result from Niitsuma, 1971.

房総半島中最も堆積速度が速い (370cm/ka) 養老川周辺における Brunhes-Matuyama境界の古地磁気学的研究は、Niitsuma, 1971 以来行われていなかったが、今回サンプル採取可能な新たな露頭を発見したので TNTT (B/M境界の約2m上に挟在している火山灰鍵層) から下へ B/M境界を挟む約3.2mの層準を連続サンプリングし測定を行ったのでその結果を報告する。

下の図は Niitsuma, 1971 及び今回の測定結果を示したものであるがこれらが大きく異なっているのがわかる。特に異

なっている所は磁場逆転境界における偏角が今回の結果ではただらと変化しその位置も50cm以上現在の方へずれているところである。さらにいったん逆転したあともまた偏角が180°付近を示している層準がでてくる。これらの相違は、Niitsuma, 1971 の結果が消磁しきれていないためとも考えられるが、以前ここで報告した通り房総半島内の他の二つの地域における同一層準の連続サンプルによる結果(20mT)と Niitsuma, 1971 の結果がほとんど同じであったことから他の原因があるのかもしれない。



兵頭政幸、 W. Sunata, E. E. Susanto, H. Wahyono
 (神戸大理) (インドネシア地質研究開発センター)

BRUNHES / MATUYAMA POLARITY TRANSITION RECORDED IN SEDIMENTS
 IN SANGIRAN, JAVA

Masayuki HYODO¹, Wahyu Sunata², Eko Edi Susanto², Hendro Wahyono²

¹ Department of earth sciences, Kobe University, Kobe 657, Japan

² Geological Research and Development Centre, Bandung, Indonesia

A detailed paleomagnetic study on Pliocene - Pleistocene sediments in Sangiran, Central Java fairly revises the magnetostratigraphy of earlier investigations. New stratigraphic level of Brunhes / Matuyama polarity boundary was determined just below the Upper Tuff in Kabuh Formation. Paleomagnetic resampling with dense intervals provides a polarity transition record. The reversal occurs in the depth range 50 - 5 cm below the Upper Tuff and VGP of intermediate directions takes a path along the longitude of 20-50° E.

インドネシア・ジャワ島のサンギラン (7.5° S, 110.8° S) の鮮新統、更新統の磁気層序研究を行った。その結果、いままで不明であった Brunhes/Matuyama 境界をはじめ、Matuyama/Gauss 境界、Jaramillo・Olduvai・Kaena・Mammoth イベントの各層準を決定することに成功した。今回はその内の B/M 境界の地磁気逆転の記録についてのべる。B/M 境界は Mungur, Pohjajar, Bapang の3ヶ所において認められ、その層準はいずれも Kabuh層 Upper Tuff の下1 m以内であった。そのうち Mungurの Upper Tuffより下に連続して堆積しているclay層と、Bapangの Upper Tuffの上のclay層から高密度に古地磁気試料を採取し地磁気逆転時の磁化方向を細かく調べた。一層準当たり5-7個の試料を採取し全ての試料につき95 mTまでの段階AF消磁を行った。図2は Upper Tuffからの深さ軸に対しプロットした偏角と伏角の変化を示す。各点は同一層準5-7個の試料の50-95 mTで消磁後の磁化で最も収束度の良いものの平均値と α_{95} 信頼限界を示す。逆転は Upper Tuffの下50-5 cmの層準で起こっており、磁化方向は全体的に水平西向き (VGPになおすと経度20-5° E) を通る。

Fig.1

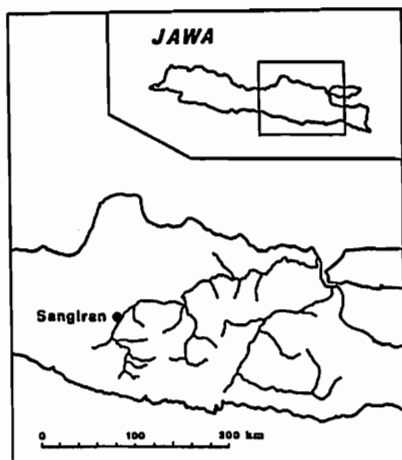
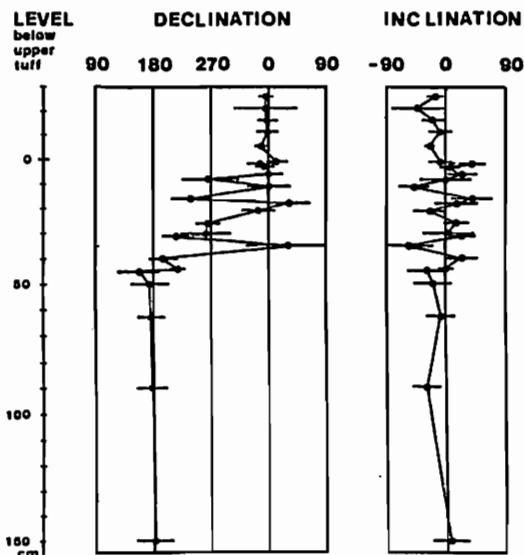


Fig.2



藤 浩明, 藤本 博巳, 瀬川 爾朗

東京大学海洋研究所

A SEAFLOOR GEOMAGNETIC OBSERVATION
ACROSS THE NORTHERN IZU-BONIN RIDGE

Hiroaki Toh, Hiromi Fujimoto, Jiro Segawa

Ocean Research Institute, University of Tokyo

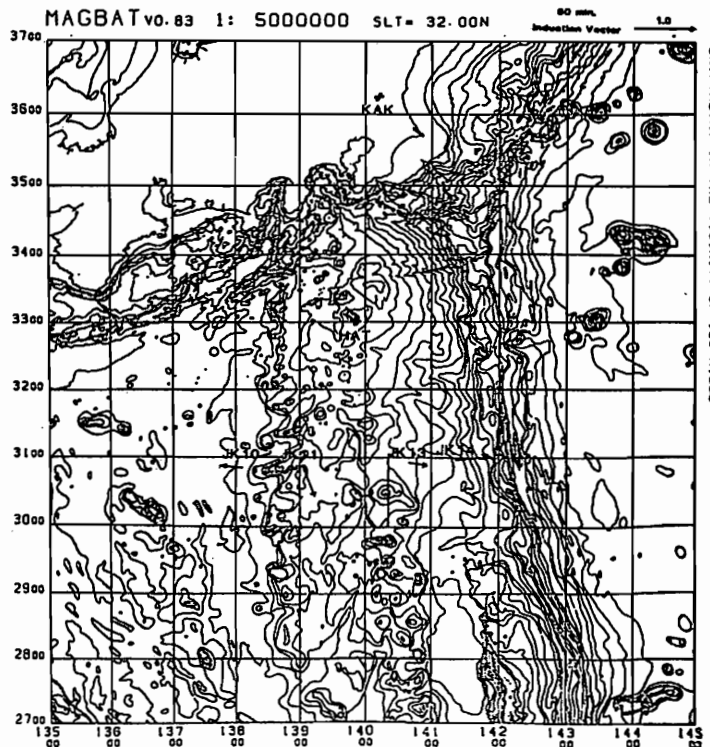
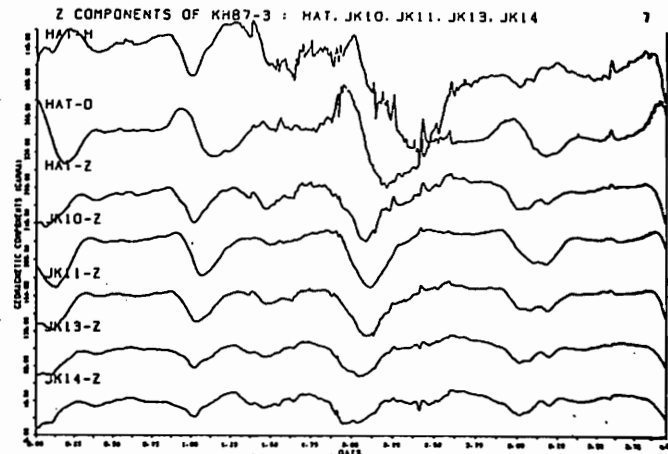
A seafloor geomagnetic observation was made again across the northern Izu-Bonin ridge during KH87-3 cruise. Three-component fluxgate type ocean bottom magnetometers were recovered at 4 sites and the geomagnetic transfer functions were calculated. The obtained transfer functions show some 2-dimensionality of the ridge along the north-south direction, which makes a contrast with our previous result of KT86-12 cruise whose observation sites lay along the latitude of 32°30'N, 1°30' north of the present transverse section.

北部伊豆海嶺において海底地磁気観測を行った結果を報告する。以前の学会でも同様の報告を行ったが、今回の測線はそれより約160km南に下がった31°N上にとられた。

回収された3成分フラックスゲート型海底磁力計のうち4台についてデータの読み取りが行われたが、1987年7月27日00:00UTから7月31日00:00UTにおける各測点の鉛直成分と同期間中の八丈島における地磁気3成分時間変化を右図上に示す。各測点の水深は、JK10:4020m, JK11:2000m, JK13:2370m, JK14:3100mであり、測定間隔は全て2分である。右図下は、周期1時間のインダクションベクトルを示す。

計算された地磁気変換関数だけから判断すると、海嶺軸に沿った方向の電気伝導度の2次元性が高い等の以前の観測結果とは異なる知見も得られた為、以前の結果の再計算及び今回の結果の簡単なモデルによる解釈を行った。

尚、八丈島の地磁気データには、海上保安庁水路部より提供して頂いたものを用いた。



THE MAGNETOMETRIC OFF-SHORE ELECTRICAL SOUNDING OFF THE IBARAKI PREFECTURE

J. Oubina*, J. Segawa*, H. Fujimoto*, Y. Fukuda*,
T. Furuta*, H. Toh*, V. Bapat*, N. Onishi**

* Ocean Research Institute. Tokyo University.
** Tierra Tecnica Co. Ltd.

The Magnetometric Off-Shore Electrical Sounding (MOSES) method, has been used for the first time in Japan off the Ibaraki Prefecture, to get the idea about the shallow resistivity structure of the ocean crust.

This method minimizes the problems that arise due to the presence of the conductive sea layer.

A review of the theory of MOSES method was made and the principal aspects will be referred. Because of the axial symmetry, this method measures only the azimuthal magnetic field at the sea floor, generated by a vertical electric source (VES) over a range of horizontal transmitter-receiver separations. This azimuthal magnetic field, measured at some point, is proportional to the current penetrating the sea floor. The current is proportional to the contrast between the sea and the crustal resistivities, as will be the magnetic response. As the transmitter - receiver separation increases, the field is produced by currents which have penetrated to greater depths. By measuring the magnetic field response for a range separation, an electrical sounding of the crust is obtained.

In the MOSES method three principal aspects are necessary to consider, and each of them is important for a successful survey. These are, A) signal transmission, B) signal reception and C) positioning.

A) For signal transmission, a constant current of 30 A was used with a duration of 4 sec., disconnected for the next 4 sec. and after this, changed the polarity.

B) For the signal reception, an induction magnetometer capable to measure the two orthogonal horizontal components with a sensitivity of $8 \mu\text{V/nTHz}$, was deployed at the ocean bottom.

C) Accurate determination of the transmitter-receiver separation is important in this experiment, especially when it is small. For this purpose Long Base Line Acoustic Transponder Subnavigation System (LBL) was used.

More details of these three aspects, instrumentation, and the methodology of work on board the ship, will be explained.

The experiment was carried out at two points with $36^{\circ} 14' \text{ N}$ as a constant latitude and $141^{\circ} 10' \text{ E}$ and $141^{\circ} 22' \text{ E}$ longitudes the depth of the sea being 800 and 1200 meters respectively.

The aspects like, preliminary data processing and interpretation will be covered.

THE CONDUCTIVITY STRUCTURE BENEATH THE CENOZOIC NORTH CHINA
PLAIN BASIN AND ITS COMPARISON WITH JAPAN ISLAND ARC

Guoze ZHAO * T. YUKUTAKE ** Guodong LIU *

* Institute of Geology, State Seismological Bureau, China

** Earthquake Research Institute, University of Tokyo, Japan

The conductivity structure of Cenozoic North China Plain Basin (CNCBP) in the northern part of North China is investigated. And similarity or dissimilarity of the structure between the CNCBP and the Japan Island Arc is discussed.

CNCBP is a graben basin. Within the region, depressions and uplifts appear one after another in succession. Among the east China, this is the most seismically active region.

Recent years, magnetotelluric observations were made in this region. Several 1-D and 2-D modelling techniques were used for interpretation of the data. The results show that the higher conductivity layers exist widely in the mid-crust at depths of 15-25 km, and their depths are shallower beneath the depressions than beneath the uplifts. In the upper mantle, the higher conductivity layer appears at 60-80 km and the depth changes greatly from place to place, which is about 120 km or more beneath the Taihang mountain uplift. The depth to the conducting layers for different tectonic units varies in a similar way to that of Moho interface. But they have the mirror relationship with the thickness of Cenozoic sediments. In the area of thicker sediment, their depths are shallower.

Above mentioned characteristics of the conductivity structure were compared with seismic velocity structure. The depth to the higher conductivity layer in the crust is in good agreement with that of the low velocity layer. The continuous curves for conductivity and velocity with depth show that the depths of the minimum value for both are almost the same.

Generally, the crust in CNCBP can be divided into three layers in conductivity and velocity under the surface sediment layer. The middle one is a low resistivity and low velocity layer. On the other hand, in Japanese island arc, the crustal structure so far obtained shows two layer structure, i. e., the top resistive layer and the lower conductive layer. In spite of such difference between CNCBP and Japanese island arc, there exists notable similarity. There are higher values of heat flow where the resistivities are lower; e. g., in Japan sea side where a relatively shallower conductive layer is developed, heat flow is higher than in the Pacific side. Similarly, in the Bohai sea depression and surrounding area, in the east part of CNCBP, the higher thermal field appears and the depths of conductive layer in the mid-crust and upper mantle are shallower.

In order to understand this correlation between conductivity and thermal field, the volume fraction of melt phase of rocks and the temperature at about 60 km of depth beneath the CNCBP are estimated from the conductivity structure, assuming that the high conductivity layer in the upper mantle (generally considered as asthenosphere) is made of solid olivine and melting basalt. A larger fractions of melt and the higher temperature are suggested beneath the depressions than those beneath the uplifts, whereas melting of rocks does not appear possibly beneath the Taihang mountain at this depth. This result is consistent with the earth heat flow data obtained at the earth's surface.

Rapid computation technique of gravity anomalies is used for calculating gravitational anomalies of each sediment layer and the residual anomalies corresponding to the relevant stripped layer. It is shown that the greater residual anomalies present in the depressions, suggesting that there are relatively higher density residue in the depth, whereas the lower anomalies in the uplift reflect the relative absence of density in the depth.

These results show that the temperature and the density in the uppermost mantle are quite inhomogeneous and they affect the crustal structure strongly. In addition, there exist complicated geophysical field and stress conditions in the boundary between the depression and the uplift and its vicinity which are supposed to be favourable to the earthquake occurrence.

西田 泰典 · 森 濟 · 松島 喜雄 · 道脇 正則 · 市川 隆一 · 山口 薫
北 大 理

GEOMAGNETIC AND GEOELECTRIC STUDIES ON KOMAGATAKE VOLCANO, HOKKAIDO

Y. NISHIDA, H. MORI, N. MATSUSHIMA, M. MICHIWAKI, R. ICHIKAWA and K. YAMAGUCHI
Faculty of Science, Hokkaido University

The authors have made VLF-MT, geomagnetic, and self-potential studies to know the subsurface structure of Komagatake volcano and its thermal condition. A positive anomaly of self-potential field, several hundred mV in magnitude, is the most significant feature of the present study. The anomaly is distributed along a major fissure which was formed by the phreatic eruption in 1942. Electrokinetic coupling effect due to intensive hydrothermal convection is a convincing interpretation of the anomaly. This suggests that intrusive rocks are latent beneath the fissure.

北海道駒ヶ岳は近年，昭和4年の大噴火および昭和17年の中噴火を経験している。昭和17年の噴火では，火口原内に長さ約1.8km，巾・深さとも数10mの北北西-南南東走行の大裂溝を生じている。火口原内の主たる高地温域はその裂溝沿いに分布している(札幌管区気象台，1987)。著者等は火口原を中心にVLF-MT，全磁力測定，自然電位測定を実施したので報告する。結果の一部は下図に示されるが，大略裂溝に平行して低比抵抗，正磁気異常，正電位異常域が分布している。裂溝の巾と比べてこれらの異常の巾ははるかに大きいため，地

形の影響によるものとは考え難い。数100mVにもものぼる自然電位の異常は裂溝沿いに活発な熱水上昇が起きていることを示唆しており，又地表付近で冷却された熱水が低比抵抗分布の原因になっていると思われる。昭和17年の噴火は，明らかに新しいマグマに由来すると判別できる噴出物はみつかっておらず，水蒸気爆発によるものと考えられている。本観測結果から判断すると地表には到達しなかったものの，裂溝沿いに新しいマグマの貫入を伴ったマグマ水蒸気爆発であった可能性が高い。

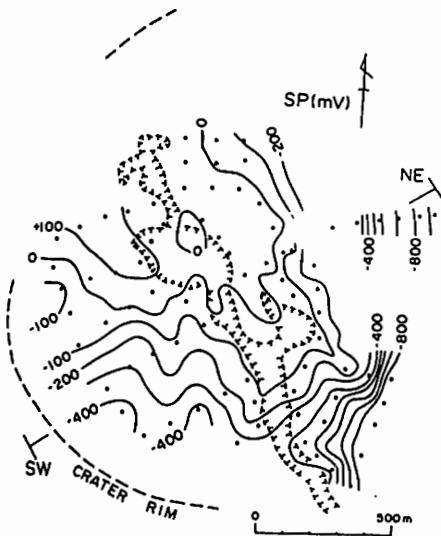


Fig. 1. Contour map of self-potential distribution and the 1942 fissure.

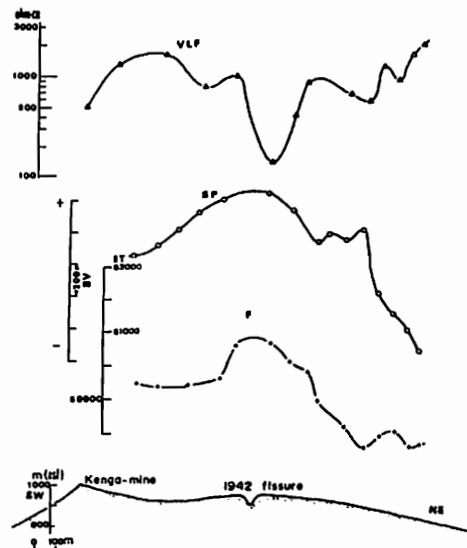


Fig. 2. Apparent resistivity, self-potential and magnetic profiles along the NE-SW line in Fig. 1.

I-32 中・北部九州のインダクション・ベクトル分布から推測される沖縄トラフ下のCA

半田 駿、鈴木 亮・田中良和
(佐賀大 教養) (京大 理)

Conductivity anomalies beneath the Okinawa Trough from the induction vector data in north and central Kyushu

Shun Handa¹, Akira Suzuki¹ and Yoshikazu Tanaka²
1. Saga Univ. 2. Kyoto Univ.

Two different type 2-dimensional modeling have been made to explain the distribution of the induction vectors in north and central Kyushu. A high conductive layer beneath the Okinawa Trough is suggested by the FEM modeling from the induction vector data. The thin sheet modeling shows that an abnormal current may flow in the Tushima Strait, north of Kyushu Island.

非一様平面薄層導体モデルによる数値計算から、中・北部九州でのインダクション・ベクトル分布は、単なる海陸の分布だけによって決まる、海水中の誘導電流分布では説明できないことが明らかになった。今回は、この結果を踏まえて次の2方法による数値計算を行った。

1. 非一様平面薄層導体モデルで、海底下の低比抵抗層を等価的に反映させるために特定地域の水深を増加させる。

- ・沖縄トラフの水深の増加では効果は殆どない。
- ・対馬海峡は水深が100m以下であるが、ここに沖縄トラフと日本海の水深500m(第1図で—500で示す)以上の海域を結ぶように水深を500m増加させると(第1図網目部分)、北西九州でのインダクション・ベクトルが南西を向くことがある程度説明できる。

- ・これは中国地方のベクトルを西に向けるのにも有効である。

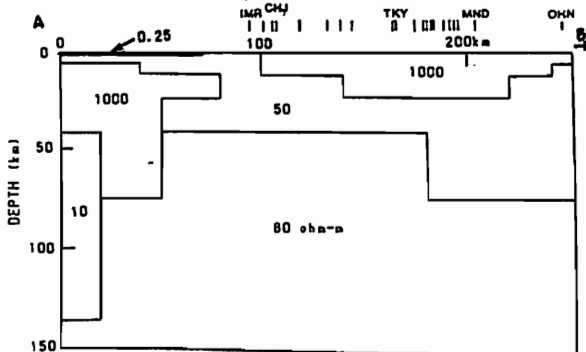
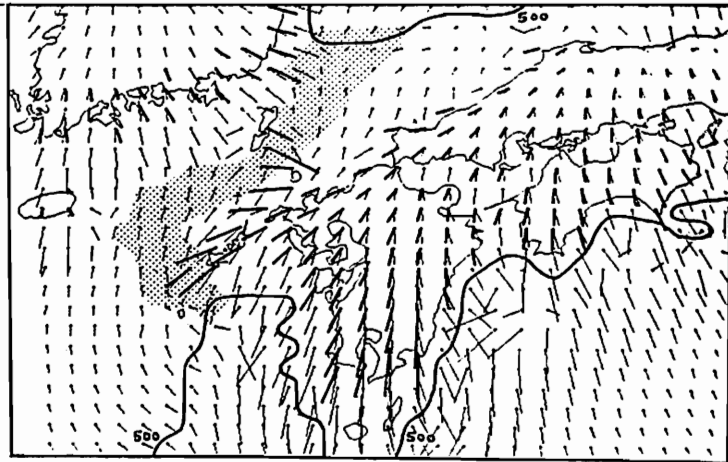
2. 2次元有限要素法によるモデル計算

- ・第2図A-Bで示した断面に沿っての比抵抗構造を、インダクション・ベクトルの分布から推定した。結果は、第3図に示す。

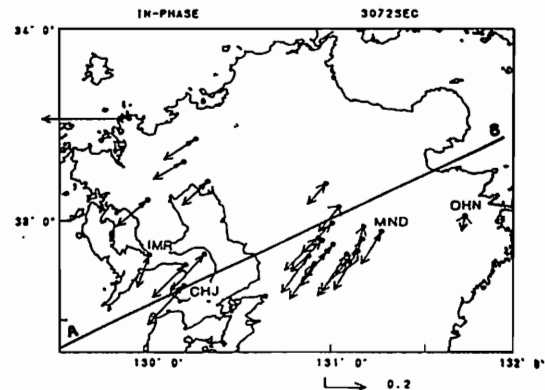
- ・中・北部九州でのインダクション・ベクトルの虚部が1000秒以上では、実部と同符号であることを説明するためには、沖縄トラフの下部約40-130kmに低比抵抗層(10Ω・m)が必要である。

1、2の解析結果から、沖縄トラフから対馬海峡を経由して日本海へ抜けるCAの存在が推定される。この確認のためには第1図でも明らかかなように、対馬での観測が重要である。

第1図 薄層導体モデルによるインダクション・ベクトル(Real)分布
細線：通常の水深分布による
太線：網目部分の水深を500m増加させた場合



第3図 測線ABでの比抵抗モデル



第2図 インダクション・ベクトル分布

NTT 通信用アースを用いた 地電位差連続同時観測

上嶋 誠 木下 正高 上田 誠也
(東大地震研)

CONTINUOUS MEASUREMENTS OF THE ELECTRICAL POTENTIAL IN JAPAN
USING THE GROUNDING EARTHS INSTALLED BY NTT
Makoto Uyeshima, Masataka Kinoshita, and Seiya Uyeda
Earthquake Research Institute

Since February 1987 the long span electrical potential of the earth have been measured in Japan, using the grounding earths installed by NTT. The purpose is to detect pre-seismic signals as identified in Greece. The records obtained, now at 16 stations, are generally drift-free and show clear response to geomagnetic variations. However, as for now, we have not identified any definite preseismic signals.

ギリシャにおいて非常に精度で成功を収めている、地電位差観測による地震予知法(VAN法)のわが国における適用可能性を探るため、NTTの協力を得て、日本全国で同社の通信用アースを用いた地電位差同時連続観測を行っている。ギリシャの地震予知法とは、地震発生の数日から数時間前に発生するとされる比較的短周期(数分-数時間)の電位の変化(SES)を検知するものであるが、このような短周期の異常は、日本ではこれまであまり目を向けられていなかった。

1987年2月より観測を開始し1988年8月現在で観測地点数は16であるが今年度中に20になる予定である(図1)。なお、柿岡では自作電極を用いた観測を行っている。

測定局選定にあたっては、地震の頻発地域(和歌山・浦河)、人工ノイズ源の影響を受けない(那覇・弟子屈・会津若松・土佐中村・佐渡)、活断層の周辺(神岡・山崎・徳島・日田・菊池)、活火山の付近(大島・鹿屋)などの条件を考慮した。各ステーションにおいて、基本的には長期的に安定したデータが得られており(図2)、地磁気変動ともよく対応している。和歌山や山崎など直流電車が付近を走っている地域では、山間部でも数100mVから数Vにおよぶノイズが検出され、長野や日光など測定を中止した観測点もある。

地磁気による誘導電場の変化が場所および基線の方向などによって大きく異なっており、地殻内部の電気伝導度構造を反映していると考えられる。

現在のところVAN的SESと同種の変化は確認されていないが、いくつかの地震や噴火に伴って何等かの異常な変化が観測されており(図2)、今後の観測およびデータ解析によりこれらが本当に自然現象と関連するのかを検討していく。

最後に、本研究に格別の御援助を頂いている日本電信電話株式会社に厚く謝意を表します。

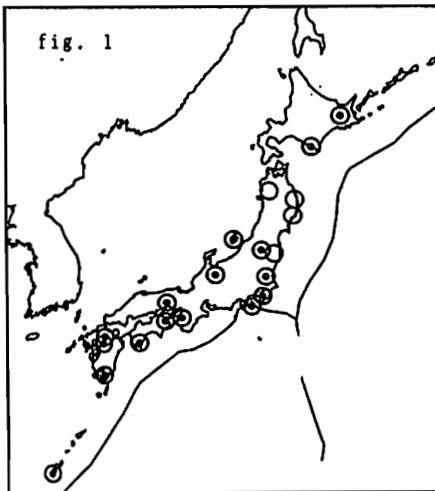
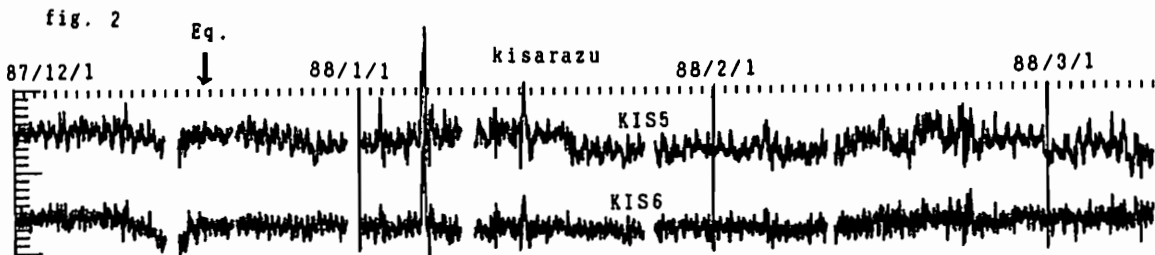


fig. 1 : Distribution of stations.
(Open circle will be set up in this autumn.)

fig. 2 : Example of the data of geoelectric field at Kisarazu.

Some abnormal disturbances before the Chibaken-Toho=oki earthquake (87/12/17)?.



BAYTAP-Gを用いた地電位データの解析

I-34

--水戸、会津若松、柿岡の比較--

小嶋美都子 森俊雄 高山寛美
 地磁気観測所 気象庁地震火山部 気象研究所

ANALYSIS OF THE EARTH-POTENTIAL DATA WITH BAYTAP-G

Mituko Ozima, Toshio Mori, Hiromi Takayama

Kakioka Magnetic Observatory, Japan Meteorological Agency, Meteorological Research Institute

We have been observing digital 1-minute values of the geoelectric field with the use of telegraphic facilities of NTT at Mito and Numazu. The data collected at Mito by us, those at Aizuwakamatsu(observed with the use of telegraphic facilities of NTT by Uyeda group, EQRI), and those at Kakioka(observed by a conventional method by Kakioka Magnetic Observatory) were analyzed with a program, BAYTAP-G. Results were compared with each other with special reference to differences in the observation methods and observation localities.

- (1) 我々は水戸と沼津において、NTT 通信施設を利用して長基線地電位観測を行っている (Fig.1)。そのうち、水戸で得られたデータ、東大地震研究所上田研究室により会津若松において得られた長基線地電位データ、及び柿岡における通常の観測方法による地電位データ等をプログラム BAYTAP-G を用いて解析し、観測方法の違いと、観測地点の違いについて検討した。
- (2) BAYTAP-G を用いて地電位を解析する際、並行観測値として地磁気 X, Y, Z 成分を用いた response をとると、X, Y のみを用いた場合より、よく誘導電位変動を分離することができる。Z 成分に対する frequency response と Dst がよく対応することから、磁気圏内の環状電流と誘導地電位変動との関係が改めて確かめられた。
- (3) BAYTAP-G を用いて誘導地電位変動を分離する際、たとえ X, Y, Z 成分を用いても、必ずしも分離が完全ではなく、特に Bay の際、irregular component に異常 step が現れることがわかった (Fig.2, Fig.3)。

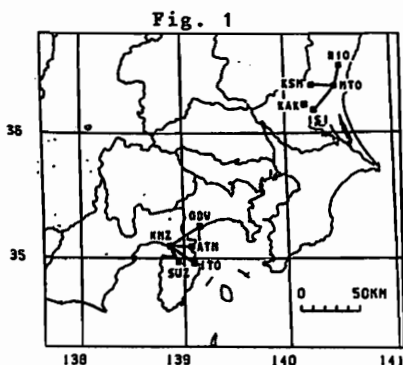


Fig. 1 Observation networks for geoelectric field and Kakioka Magnetic Observatory (KAK).

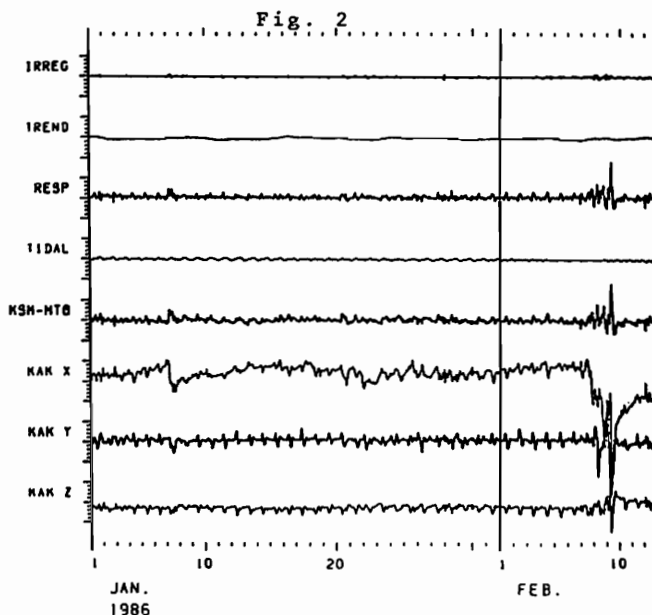


Fig. 2 The result of the analysis with BAYTAP-G, the original data(KSM-MTO), and the associated data(KAK X, Y, Z) for the interval of January to February, 1986.

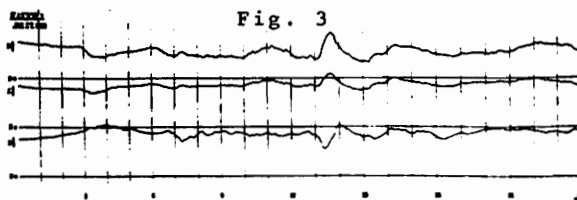


Fig. 3 Magnetic variation at Kakioka on January 27, 1986.

近畿・山陰におけるCA変換関数の時間変化

藤原 智 ・ 住友則彦
(京大理) (京大教養)

The Time Changes of CA Transfer Functions in KINKI and SAN'IN district.

Satoshi FUJIWARA*, Norihiko SUMITOMO**
*Faculty of Science, Kyoto University **College of Liberal Arts and Sciences, Kyoto University

The CA transfer functions at Azai(AZJ), Yasutomi(YST) and Tottori(TOT) were calculated from 3 components of short-period geomagnetic variations. We examined the time changes of them during the period from 1982 to 1987. The time changes for the period 64min. at YST are similar to those at TOT. The phase of YST is reverse to that of AZJ. Therefore the subsurface conductivity might change in a wide area between YST and AZJ. The time changes of transfer functions are probably caused by those of conductivity in some regions where conductivity is sensitive to tectonic stress changes probably associated with the seismicity.

地磁気3成分のデータより周期4分~128分のCA変換関数の時間変化を求めた。観測点は Fig.1 に示したように、滋賀県浅井町 (AZJ)、兵庫県安富町 (YST) および鳥取市 (TOT) であり、比較として気象庁柿岡地磁気観測所 (KAK) および東大鷹研八ヶ岳地磁気観測所 (YAT) のデータについても同様に計算した。

Fig.2-a, b に周期64分のAuおよびBuの変化を示した。外部要因によると思われる各観測点に共通した変動はとくに見いだせない。YSTとTOTの変動はたがいに似ており、またこれらの変動とAZJの変動は逆センスであり(とくにBu)外部要因では説明できない。内部要因であるとすれば、YSTとAZJに挟まれた領域内の地下に電気伝導度に変化している場所が存在しているならば、これらの変動は説明ができる。

変換関数の変動を説明しうる電気伝導度構造の変化を見積るために、2次元モデルのシミュレーションを試みた。モデリングの自由度が大きいのでモデルを一意には決められないが、1例として、Fig.3 に示したように 深さ10km × 幅100km の領域で電気伝導度が5倍変化すれば変換関数にして0.1程度の変化は説明できる。

以上のことをまとめると、

- ①外部要因とは考えられない変動が最大振幅で0.1ほど存在する。
- ②電気伝導度構造が変化しているならば、その範囲はかなり広域(数10km以上)にわたっている。
- また、前回報告した、
- ③M6以下の個々の地震に対応した変動はみられない。
- ④広域の積算地震数の変化に対応した変動がみられる。

の2点についても今回の結果と調和しており、広域の地震活動度を変化させている地殻応力場の変化によって電気伝導度が変化していることが考えられる。

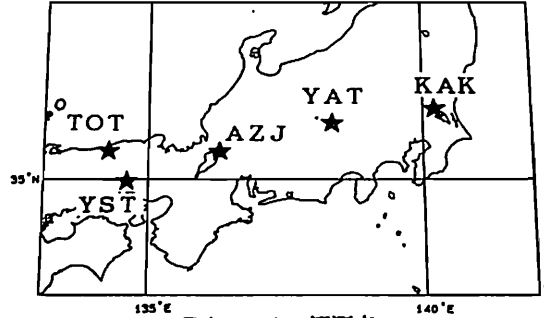


Fig. 1. 観測点

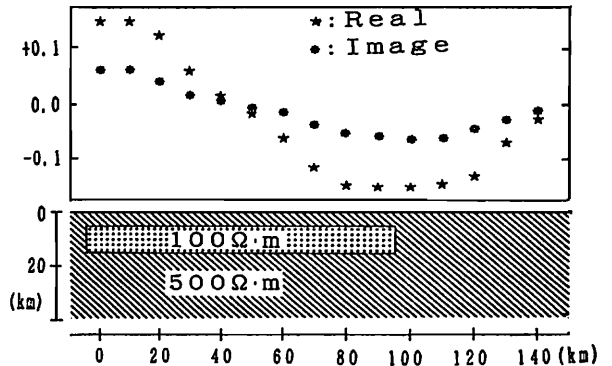


Fig. 3. 2次元モデルによる変換関数の計算例。

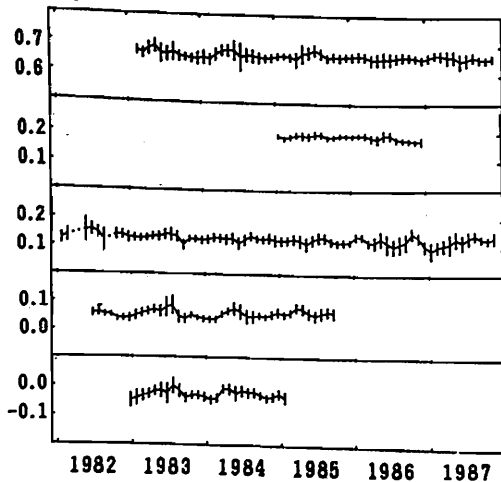


Fig. 2-a. 周期64min. Au

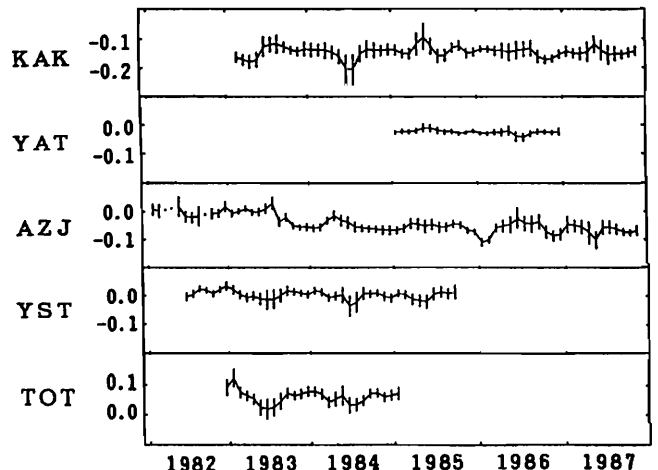


Fig. 2-b. 周期64min. Bu

I-37 白山火山における全磁力測定 (序報)

加藤隆司¹, 長尾年哉², 河野芳嗣², 東野外志男³, 高柳一男⁴

1. 富山大学理学部, 2. 金沢大学理学部,
3. 石川県白山自然保護センター, 4. 金沢大学文学部

Total magnetic force measurements at the Hakusan Volcano
: a preliminary report.

- R. Katou¹, T. Nagao², Y. Kouno², T. Higashino³, K. Takayanagi²
1. Toyama University 2. Kanazawa University
 3. Hakusan Natural Conservation Center

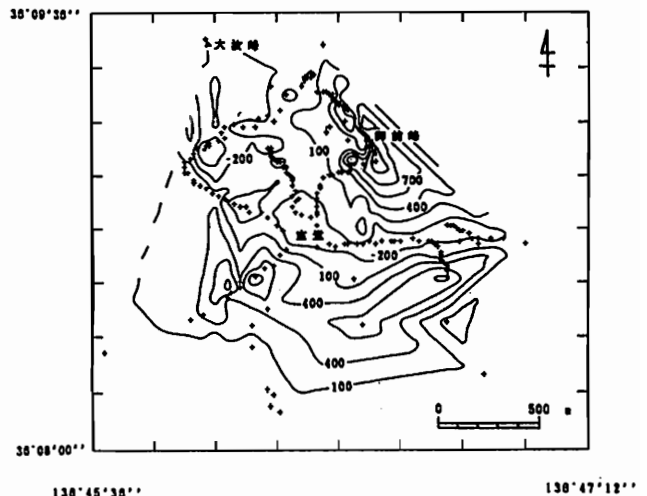
In order to know the origin of the Hakusan Volcano, total magnetic force measurements were made during from August 1 to 6, 1988, by using the Barringer portable proton magnetometer over this region. Gravitmetric and seismic surveys were also carried out at the same time. Near the summit of the volcano, large positive anomalies were observed where the lava flows are distributed. These observations were planned by the Hakusan Natural Conservation Center, Ishikawa Prefecture, and will continue following two years.

1988年8月1日から6日にかけて、白山火山及びその周辺で、全磁力測定を実施した。この測定は、石川県白山自然保護センターが、六十三年度から三年計画で実施を予定している白山火山噴火活動調査の一環として行なわれたもので、今回は重力測定及び地震観測も同時に実施した。この調査は地球物理学的な観測だけでなく、地質学や地形学の分野も含め、学際的な見地から白山火山全体を見直そうというものである。

全磁力測定にはバリンジャーGM-122型携帯用プロトン磁力計を使用した。センサーはアルミ棒により高さ1.5mに設置した。1測定は、3回以上行ないその平均値を採用した。各観測点においては、はじめに測定を行なった後、さらに1m(主に北側に)離れた地点で再度測定を行ない磁場勾配を測定した。ただし、磁場勾配が大きい場合は東西方向の勾配も測定した。また、鉛直方向の磁場勾配も測るために、センサー高を1m高くして2.5mでの測定も行なった。測定点は計222個となり、それぞれの測定点における3測定値を用いて全磁力コンターマップを作成した。基準とした全磁力値は京都大学防災研究所・上宝地殻変動観測所の西天生観測点でのプロトン磁

力計の測定値を用いた。

その結果、全磁力値が大きい地域や磁場勾配が大きい地域が存在し、新しい溶岩流または火砕流堆積物の存在を示唆するものと思われる。また、山頂付近では、異常な測定値を示す測定点が多かった。これは、落雷により山頂付近の岩石が強くて、しかも地球磁場と異なる方向の磁化を有しているためと思われる。



Total magnetic anomaly map
Contour interval is 300nT.

The spatial characteristic of aeromagnetic anomalies in Japan has been quantitatively investigated using the roughness. The roughness of aeromagnetic anomalies is derived from the root mean square of deviations from the first-order trend. The roughness map of 8km window-size reflects the geological distribution of volcanic or ultramafic rocks. Therefore the roughness is an effective criterion useful for the drawing of boundaries between units of different geophysical texture.

地質調査所と新エネルギー総合開発機構によって取得された日本全国の空中磁気グリッドデータの整備および編集が進められて(大久保ほか, 1985)、日本列島の地体区分にデジタルデータ処理による定量的手法が適用できるようになった。図1は東北地方の磁気異常図である。この図は磁気異常は主に火成岩などの強磁性体によるものから成る。したがって、図1には火山岩分布が反映されているが、山岳地帯には磁気異常が分布している。磁気異常は地体区分に直接関係する。磁気異常は磁性のコントラストが原因となつて生じる。言い換えれば、磁気異常とは地体の磁性構造の非一様性を見て、磁気異常の非一様性の度合、つまり、ラフネス(roughness)を新しく導入する。磁気異常によって定義する。

$$R = \sqrt{\sum (f_{ij} - T_{ij})^2 / N}$$

ここで、

f_{ij} : 観測磁気異常
 T_{ij} : 観測磁気異常のウィンドウ内の一次傾向面

N : ウィンドウ内の有効データ数
 Σ は、ある格子点を取り囲むウィンドウの中で行う。ラフネスはそのウィンドウの中における、そのサイズに応じた大きさの非一様性を表現する。サイズが小さくなれば、短波長成分が卓越してくる。

図2はウィンドウサイズ8kmのラフネス図である。ラフネスが大きい地域は第四紀の火山岩地域(八甲田山、十和田湖、岩手山、鳥海山、蔵王山など)や古生代一中生代の超苦鉄岩類(早池峰山、物見山など)に対応している。ほかの日本の地域に適用した場合も同様の結果を得た。したがって、磁気異常のラフネスは地体区分にとって有効な指標であるといえる。

参考文献

大久保泰邦ほか(1985): 全国の空中磁気図、地質ニュース、374, p.48-57.

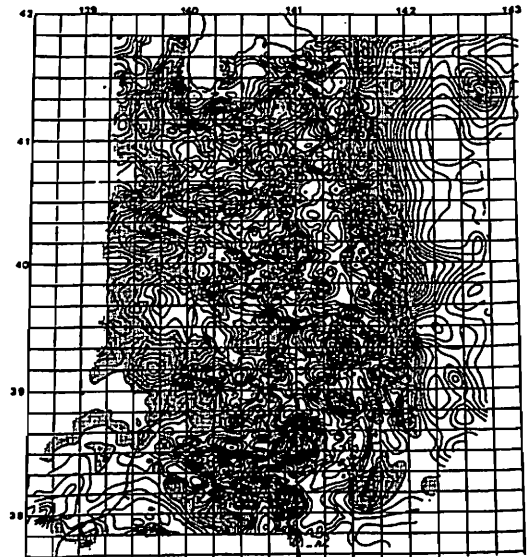


図1 東北地方の磁気異常図。
コンター間隔は25 nT.

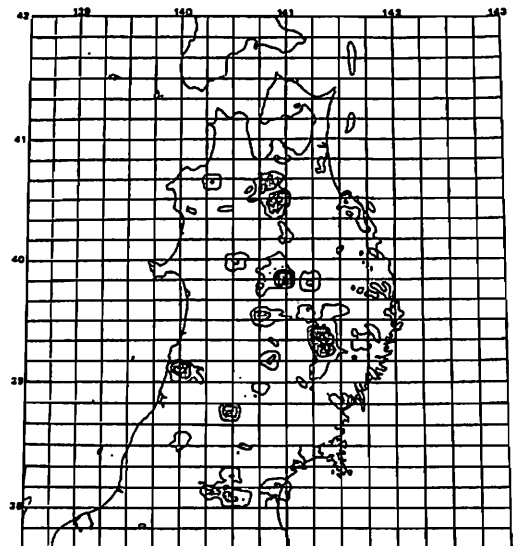


図2 ラフネス図(8kmのウィンドウサイズ)。コンター間隔は25 nT.

石川秀浩・田 望
東海大海洋

The analysis of the magnetic structure of the Kaikata Seamount.

H. Ishikawa and N. Den

Faculty of marine science and technology Tokai University

As the results of geomagnetic surveys in the 1987DELP cruise, the direction of magnetization of the Seamount shows declination $=-43^\circ$ and inclination $=50^\circ$, respectively. The magnetic structure of the Kaikata Seamount is divided into three different blocks. This is in accord well with the distribution of the anomalies (Fig. 3). Consequently it may be concluded that the Kaikata Seamount was built up as a normally magnetized seamount.

1987DELP航海において実施された地磁気全磁力の測定結果から、西ノ島南方の海形海山の磁氣的構造について解析を行ったので報告する。

1 観測概要

調査海域および測線はFig. 1に示した。全磁力の測定には海上用プロトン磁力計を用いた。また測深は、PDR、船位測定は、 $\text{GPS} \cdot \text{NNSS}$ 、で行った。測定した全磁力からは、IGRF 1985を用いて磁気異常を算出し、解析範囲内(50km \times 50km)において2.5km間隔の格子点の値として補間後、磁気異常分布として図化した(Fig. 2)。この磁気異常分布より海山の磁化の特徴として次のことが上げられる。

1) 海山全体としては北に負、南に正の磁気異常が分布し、海山の磁化の方向が現在の磁場方向と同様な正帯磁であることを示している。しかし相対的に負の異常値が大きく、広範囲にわたって分布している。2) 海形海山の磁気異常を細かくみると海山を構成する3つの山体に対応する磁気異常がある。この磁気異常の振幅は大きく、西側の山体では -900nT の負の異常が卓越し、東側の山体では $+600\text{nT}$ の異常が卓越している。さらに西側山体の南側にある山体に対応する磁気異常

もみられる。

2 解析結果

海山の磁氣的構造を求めるにあたっては、磁力分布のフーリエ解析法(加藤, 1987)を用いた。解析を行う前提として解析範囲内の磁場方向は、現在の地球磁場方向(傾角 $D_e = -3^\circ$ 、伏角 $I_e = 35^\circ$)に等しいとし、その強さは、範囲内の平均値から 45000nT と仮定した。磁化の方向は、極磁力より推定した結果では傾角 $D = -43^\circ$ 、伏角 $I = 50^\circ$ となった。これらの値を用いて磁気異常分布(Fig. 2)から重力分布を求め、海山の磁氣的構造を磁気モーメント 0.7Am^2 の深度コンターとして表した(Fig. 3)。この結果、海山の磁氣的構造には次のような特徴がみられる。

1) 磁氣的構造の平均頂部深度は、海水面より 1.5km の深度になる。2) 海山の磁氣的構造は3つのブロックに分けられ、それは、磁化の特徴の2)で述べた磁気異常分布と一致する。3) また3つのブロックは、地形的に海山の3つの山体に対応する。

これらのことから海形海山は、単一の磁性体による海山ではなく、海底地形に調和的な3つの磁性体が複合して形成された正帯磁の海山であると考えられる。

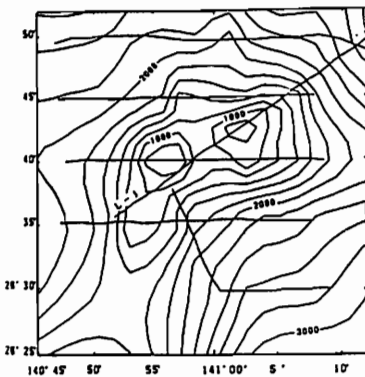


Fig. 1 Location map of study area and ship tracks of the Kaikata Seamount. Contour interval is 200m.

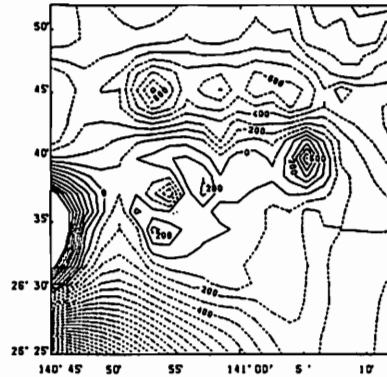


Fig. 2 Total intensity anomaly map around the Kaikata Seamount. Contour interval is 100nT.

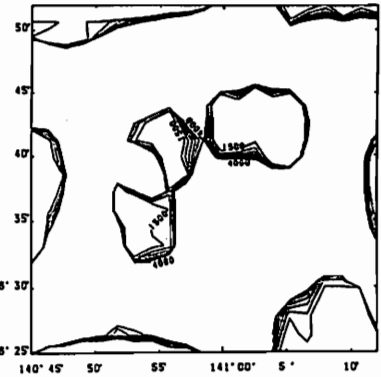


Fig. 3 Depth contours of the igneous rocks of which magnetic moment is 0.7Am^2 . Contour interval is 500m.

古川雅英¹、伊勢崎修弘²、近藤信哉²、三木雅子¹

1、神戸大自 2、神戸大理

GEOMAGNETIC ANOMALIES OF THE SOUTHERN PART OF THE OKINAWA TROUGH
Masahide FURUKAWA¹, Nobuhiro ISEZAKI², Sinya KONDO², and Masako MIKI¹

1. Graduate School of Science and Technology, Kobe University

2. Faculty of Science, Kobe University

During July, 1988, the R/V "KAIKO-MARU No.5" surveyed an area around the Okinawa Trough as DELP88 cruise. Geomagnetic survey was mainly conducted in the region of southern part of the Okinawa Trough. Three components of the geomagnetic field and the total field were measured by a shipboard three components magnetometer (STCM) and a proton precession magnetometer, respectively. These measurements detected magnetic anomalies with amplitudes exceeding 300 nT. These anomalies would be associated with small sea-hills in the Yaeyama submarine graben.

DELP88航海 (1988年7月、第五海工丸) において、沖縄トラフ南部・中部の地磁気観測を行った。観測には、船上地磁気三成分磁力計およびプロトン磁力計を用いた。観測は、トラフ南部を中心に、図1に示した測線のほか、総延長約2000 nmの測線上で行った。

沖縄トラフ南部の中軸部 (八重山海底地溝) においては、点在する海丘に対応した地磁気異常が認められた。これらの地磁気異常は、短波長で 300-600 nT の振幅を持つ。今航海では、八重山海底地溝の東端部 (25°13.6'N, 124°54.2'E) において、従来の報告・地形図等に記載されていない海丘 (比高約 400 m) を認めた。この海丘においても他の海丘に対応しているものと同様の地磁気異常が認められた (図2)。これらの地磁気異常は、連続性に乏しく島状に分布しているようである。一方、トラフの南縁においては、短波長で大振幅の異常が NE 方向に連続して分布している。

地磁気三成分記録の解析結果も含めて、DELP88航海における地磁気観測について報告する。

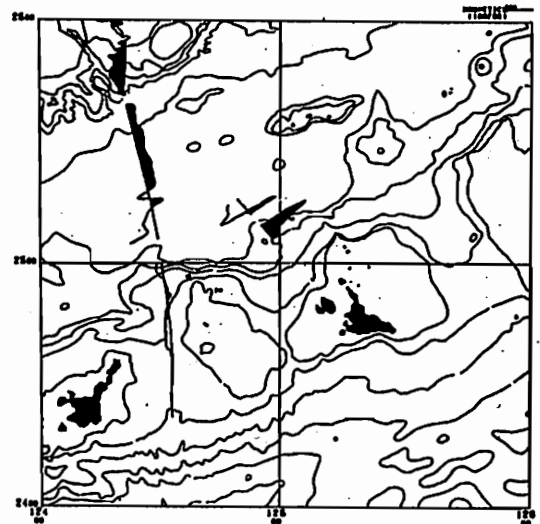


図 1

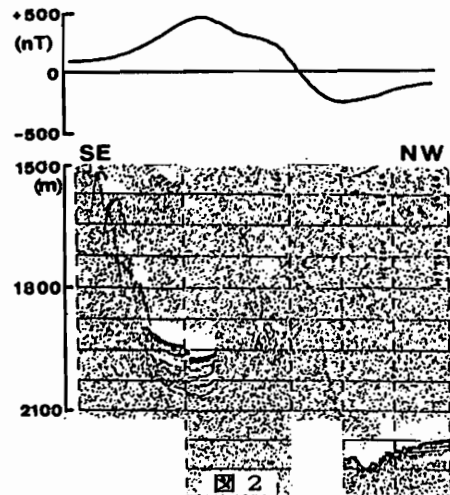


図 2

図 1) 全磁力異常のプロファイル。

図 2) 八重山海底地溝東端部に認められた海丘の 3.5kHz 記録と全磁力異常のプロファイル。

宇宙線中性子計により観測された太陽時日変化の長期変化
 奥谷晶子、森 寛
 理研 信大理

The Secular Variation of Solar Diurnal Variation Observed by Neutron Monitors

S. Kudo S. Mori

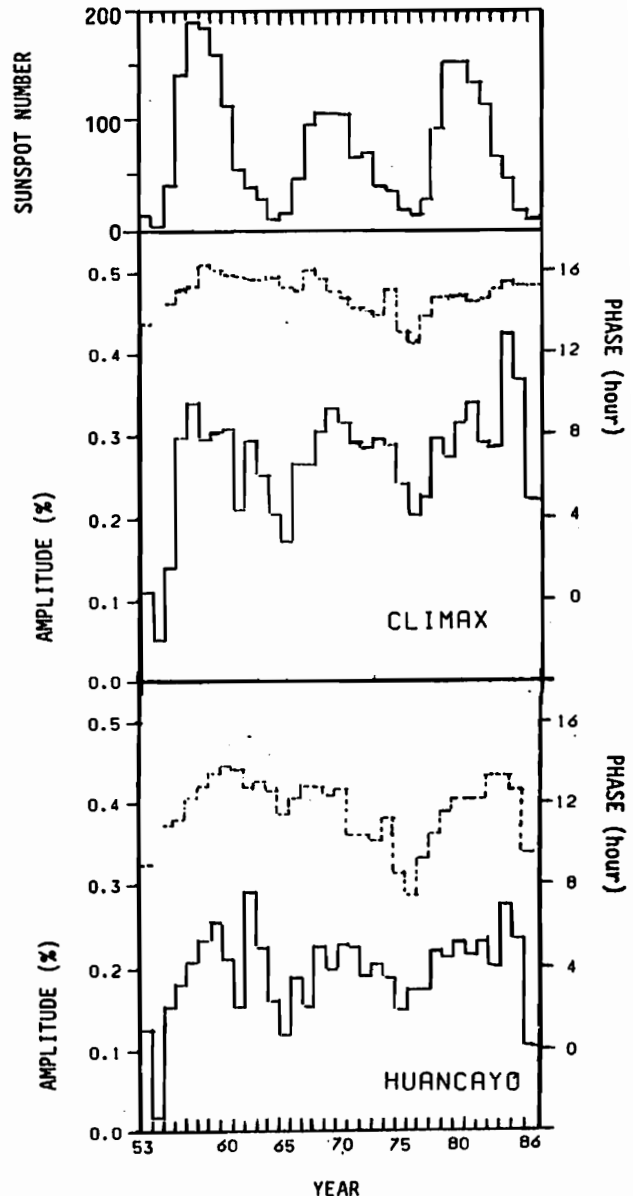
I.P.C.R. Faculty of Science, Shinshu Univ.

The data from worldwide neutron monitors over three solar cycles have been used to study the secular variation in the cosmic ray solar diurnal variation. The amplitude of the yearly mean diurnal variation indicates that, in addition to the well-known 11-year variation, there are increased amplitudes which appear in the declining phases of sunspot number. The relationship between these increases and the other phenomena is investigated over three solar cycles from 1953 to 1986.

汎世界的な中性子計により観測された太陽時日変化について、その長期変化を調べた。右図は Climaxと Huancayo において、1953年から1986年までの 3solar cycle にわたり観測された年平均日変化の位相(点線)と振幅(実線)である。よく知られている位相の22年変化と振幅の11年変化が見られる。即ち、位相は太陽磁場の極性反転に関連して70年代に前進し60年代と80年代に後退する。振幅は、上図の Sunspot Number で表わされる太陽活動の11年変化と関連して、太陽活動の極小期に極小になり、極大期に極大になる。ここで注目するのは、太陽活動の減衰期(62-63, 73-74, 84-85年)にみられる振幅の増大である。この振幅の増大は、3solar cycle にわたって、常に Sunspot Number より 4-5年遅れて現われる。73-74年の増大については高速太陽風との関連が議論されている¹。また、高エネルギーの地下ミューオンテレスコープにより観測された日変化の振幅は、78-85年の期間、太陽磁場のダイポールモーメントと強く相関しているとの報告がある²。しかし、中性子日変化とダイポールモーメントとの相関は良くないと言われており、太陽活動減衰期中に中性子日変化の振幅が増大する理由は明らかではない。そこで、この現象と他現象との関連を 3solar cycle にわたって探ってみる。

1 H.S.Ahluwalia et al., Planet.Space Sci. Vol.35, No.1, (39-43), (45-50), 1987.

2 K.Nagashima et al., Nature, Vol.328, No.6131, (600-601), 1987.



松代地下宇宙線観測所 ($6 \cdot 10^{11} \sim 10^{12}$ eV のエネルギー領域) における宇宙線恒星時異方性の観測と解析

森 覚 安江 新一 鷺坂 修二
(信大理)

一之瀬 匡興
(信大 教養)

An analysis of sidereal diurnal anisotropy in the energy range of $6 \cdot 10^{11} \sim 10^{12}$ eV observed at Matsushiro

S. Mori, S. Yasue, S. Sagisaka and M. Ichinose*

Faculty of Science and Faculty of Liberal Arts*, Shinshu University

The observed sidereal diurnal variations at Matsushiro (median primary energies $6 \cdot 10^{11} \sim 10^{12}$ eV) are analyzed for four-year period 1984-1988. Two types of anisotropy are assumed in free-space: one is of unidirectional (N-S symmetric type) and the other of bidirectional (N-S asymmetric). By means of best-fit method the amplitude and phase of anisotropy are determined for an assumed flat energy spectrum with variable low energy cut-off. It is obtained that unidirectional anisotropy has an amplitude $A=0.096\%$ and phase $\theta=2.8$ h LST and bidirectional one has $A=0.049\%$ and $\theta=15.6$ h LST. The present result may be consistent with NAMS (Ueno et al., 1985). The descriptive model of anisotropy will be discussed.

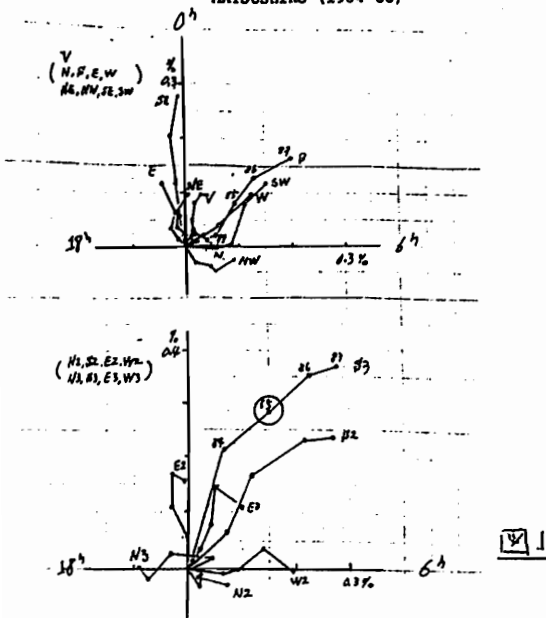
今回は1984-1988年の4年間の松代地下観測所 (平均対応エネルギー $6 \cdot 10^{11} \sim 10^{12}$ 電子ボルト) での宇宙線恒星時異方性の解析結果を報告する。図1は17方向成分の恒星時日変化ベクトルをsummation diagram上に画いてある。そのpersistenceが見られる。また、S3, S2 方向成分は $\sim 1/2$ に小さくなっている。一太陽活動依存を議論するには次の活動極大まで待ちたい。

観測変化に対応する空間での異方性を調べるため、ここではunidirectional (N-S symmetric) と bidirectional (N-S asymmetric) を仮定し、異方性の大きさと方向をbest-fit methodで決めた。図2に観測値と最適値を示す。unidirectionalな異方性は振幅 $A=0.096\%$ で $\theta=2.8$ hLSTの方向、bidirectionalは $A=0.049\%$ で、

$\theta=15.6$ hLSTと得られた。この結果はUeno et al. (NAMS)ともconsistentであるようである。Jacklyn (1962)及び Nagashima (1971)の2方向異方性の存在は確かなようである。また、この結果は更に高いエネルギー $> 10^{12}$ eVでの観測結果ともつながる可能性がある (Baxanの結果; 1987)。但し松代ではsidereal semi-diurnal成分は統計的に有意な結果は得られていない。

OBSERVED SIDEREAL DIURNAL VECTORS

MATSUSHIRO (1984-88)



OBSERVED AND REPRODUCED VECTORS

MATSUSHIRO (1984-88)

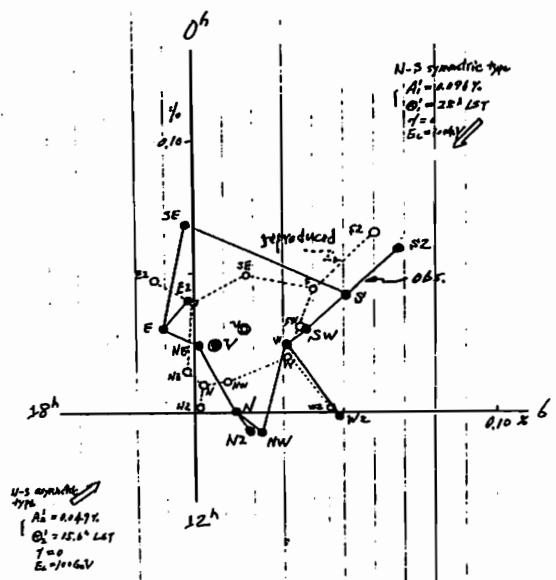


図2

I-43 再帰型数値フィルターの設計と宇宙線強度変動 非周期成分の解析

安江新一、 森 寛
信州大理

DESIGNING OF A RECURSIVE DIGITAL FILTER AND AN ANALYSIS OF
APERIODIC COMPONENT IN THE COSMIC RAY INTENSITY VARIATION.

Shinichi Yasue, Satoru Mori
Fac. Sci. Shinshu Univ.

A new recursive digital filter is designed which is characterized by a gain factor of sharp Gaussian distribution (half width: ± 0.01 cpd). This filter is applied to cosmic ray data observed at Deep River neutron monitor in the period of 1974-1977. It is shown that (1) The aperiodic component extracted by using the digital filter can be regarded to be "fractal". (2) The amplitude of the diurnal and semi-diurnal components produced from the aperiodic variation is also "fractal" with respect to time, during the time interval of one day to one year.

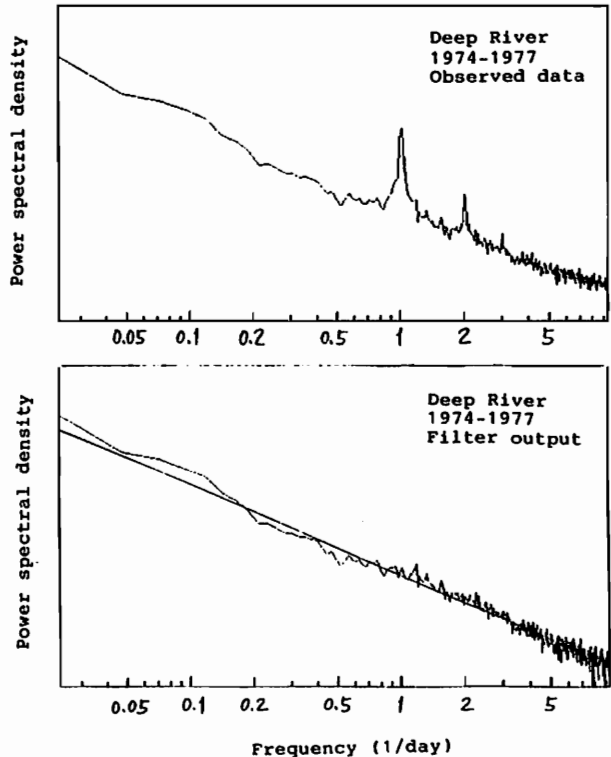
宇宙線強度変動のパワースペクトルを求めると、日変化、半日変化などに鋭いピークが現れることはよく知られている。この様な強い周期成分の存在はバックグラウンドの変動を構成する非周期成分について調べようとする際、逆に障害となる。日変化などの周期成分だけを選択的に除去するような数値フィルターを利用することが出来れば大変便利であるが、従来使われてきた数値フィルター、例えば Charakhchyan et al. (1987) により2年周期の宇宙線変動を抽出するために用いられた様なフィルター（非再帰型）では不十分であり、極めてシャープな周波数応答関数を持つバンドパス・フィルターを構成しなければならない。我々は再帰型数値フィルターを採用することによって、半値幅が 0.01 cpd（サイクル/日）というシャープなガウス型フィルターを設計することを試み、成功した。

次にこの開発されたフィルターを Deep River 中性子モニターの 1974-1977 年のデータに適用し、抽出された宇宙線非周期成分について解析することを試みた。そして以下のような結果を得た。

(1) 上図はフィルターを通す前の観測データのパワースペクトル（FFT法）を表し、下図は適当に組み合わせたフィルターを通した後のそれ（計数率によって決まるホワイトノイズ・レベルを差し引いたもの）を表す。下図に示されるように抽出された非

周期成分はそのパワースペクトルが両対数グラフ上の直線で表されることから、フラクタルとしての特徴を備えていることが分かる。

(2) 同上のフィルターを通した同じデータをフーリエ解析して調べた結果、非周期成分が作る日変化、半日変化などの「振幅」が1日～1年の期間で、時間に関してフラクタルであることも明らかになった。



太陽磁気圏の自転周期と太陽活動サイクルとの相関

大木俊夫、斎藤尚生、湯元清文
東 北 大 理

CORRELATION BETWEEN ROTATION PERIOD OF THE HELIOMAGNETOSPHERE AND SOLAR ACTIVITY CYCLE

T. Oki, T. Saito, and K. Yumoto

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai

Structure of the heliomagnetosphere shows dynamical and complicated variations. In order to find some systematic rules on the variations, various analyses are made for the magnetic fields on the photosphere and the source surface (1959 ~ present), IMF sector polarity (1926 ~ present), and geomagnetic activity indices (1935 ~ present). The figure shows one of the results on the solar cycle change of the rotation periods of the heliosphere.

太陽磁気圏の構造は dynamic に複雑な変化をする。太陽系空間に広がるその磁気圏も、第一義的には太陽光球面の磁場構造に依存しているべきである。従ってその複雑な時間変化にも、太陽活動と共に規則的に変化する法則性があるはずである。

われわれは、太陽光球面と太陽風流源面の磁場（1959 ~ 現在）、太陽風磁場極性（1926 ~ 現在）、地磁気活動指数（1935 ~ 現在）を資料とし、太陽磁気圏の「自転周期」の太陽活動度に対する変化を求めた。自転周期には緯度依存性があり、依存性自体にも複雑な時間変動がある。

SOLAR SOURCE SURFACE

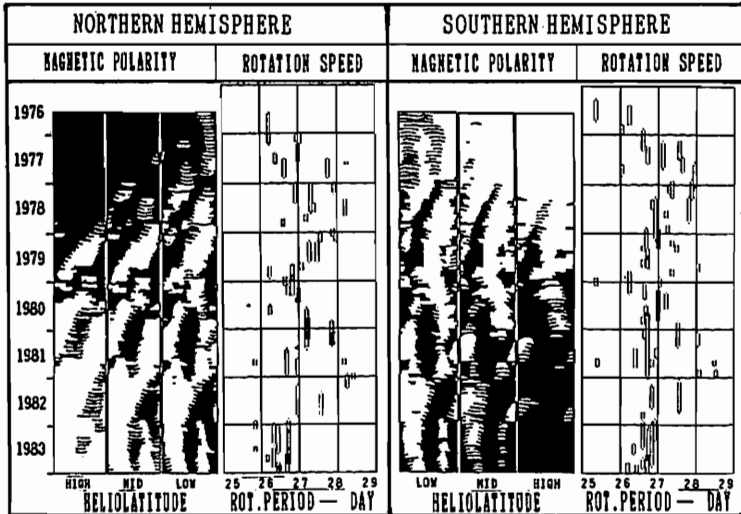


図1 諸惑星に最も影響の大きい領域における自転周期の変動。

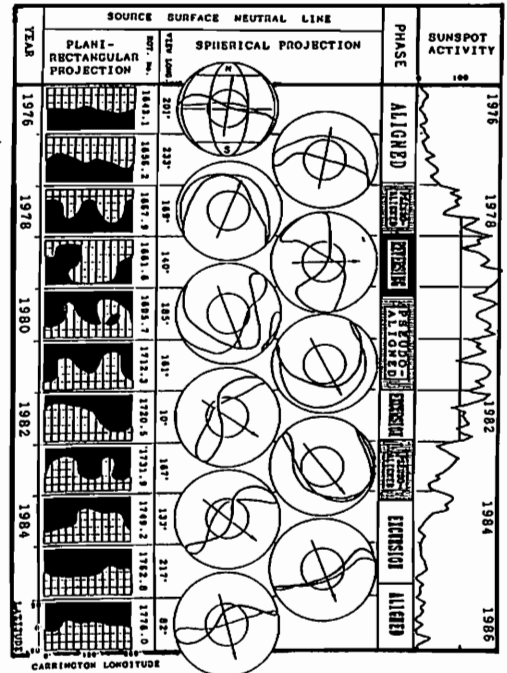


図2 流源面上の磁気中性線の形状の変化と太陽活動サイクル。

I-46 3-DIPOLE MODELによる太陽磁気圏磁軸11年変化の解釈

斎藤尚生・大木俊夫・赤祖父俊一

東北大理 〃 アラスカ大地物研

INTERPRETATION OF THE 11-YEAR VARIATION OF THE MAGNETIC AXIS OF THE HELIOMAGNETOSPHERE BY MEANS OF THE TRIPLE DIPOLE MODEL

T. Saito, T. Oki, and S.-I. Akasofu
Geophys. Inst., Tohoku Univ., Sendai Geophys. Inst., Univ. of Alaska, Fairbanks

Study of the geomagnetospheric disturbances has to be based on a study of the heliomagnetosphere-geomagnetosphere coupling. Movement of the magnetic pole of the heliomagnetosphere is calculated from the spherical harmonic coefficients for the source-surface magnetic field from 1976 through 1985 as shown in Fig.1. The effect of the heliomagnetosphere on the geomagnetospheric disturbances is interpreted by the growth of GBMR's in terms of the triple dipole model.

地球電磁圏擾乱を議論する際には heliosphere と geomagnetosphere 間の coupling を考えなければならない。これを調べるために、先ず太陽風流源面磁場の球面調和解析係数のうち、 g^0, g^1, h^1 を用いて図1に示すような見かけ上の磁極の移動を求めた。更にこの結果と Oki et al. (1988) による太陽磁気圏の自転周期の変動に関する結果を比べ合わせるにより、heliomagnetosphere の変化の原因は次のように説明された。

- (1) Solar minimum phase には sunspot remnant field は equatorial closed region に埋没するために geomagnetosphere への回帰性を失う。
- (2) Inclining phase には急激に open region に GBMR (Giant bipolar magnetic region) が出現するので、突然 28日周期の geomagnetosphere 擾乱が発生する。
- (3) Declining phase に時々磁極が中緯度の一定領域に安定する。このとき geomagnetosphere 擾乱に明瞭な 27日回帰性が現われる。
- (4) この時期 (Excursion phase) は、成長・安定した GBMR が photosphere に発生することが原因している。

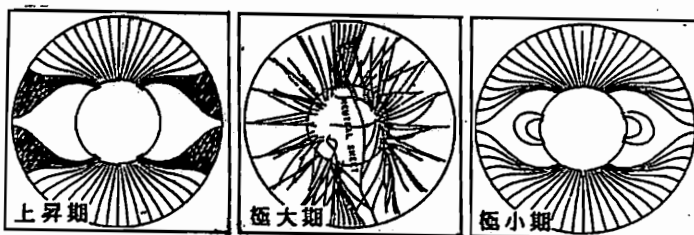


図2

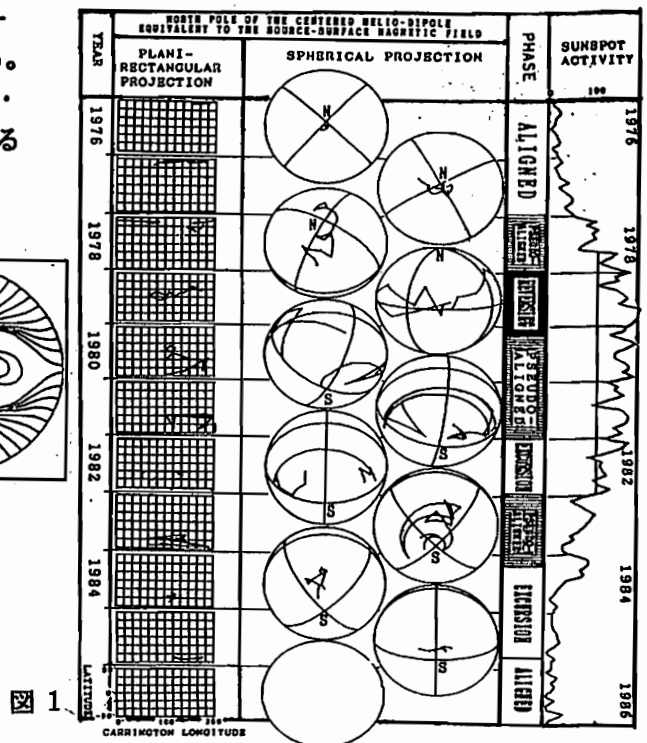


図1

1984年における、コロナ磁場の三次元構造
高分解能の磁力線トレース

袴田和幸

中部大工

THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE OF CORONAL MAGNETIC FIELD
HIGH RESOLUTION MAPPING OF FIELD LINE

Kazuyuki HAKAMADA

Chubu University

Since the line-of-sight component of photospheric magnetic field observed at Kitt Peak in U.S.A. and magnetic neutral line on the source surface on the basis of observations at Wilcox Observatory in U.S.A. were relatively steady between CR1748 and CR1752, the average distribution of the line-of-sight component of photospheric magnetic field can be computed by the superposed epoch analysis. Three-dimensional structure of coronal magnetic field is, then, constructed by the tracing of field lines assuming that there is no electric current in the corona and field lines are radial at the source surface. It is found that many field lines are closed near the photosphere if the spherical harmonic expansion is truncated at $n=90$ but some of them are open to the space if the truncation is performed at $n=10$.

光球磁場の分布 (Kitt Peak) や、ソースサーフィス上の磁気中性線の形 (Wilcox Observatory) をみると、1984年の1748~1752 カリントンローテーションの間、コロナ磁場は比較的安定していたように見える。この間の光球磁場の視線方向成分の観測値を重ね合わせて1984年の平均的な光球磁場の分布を求めることができる。ここではコロナ中には電流が存在せずコロナ磁場はスカラーポテンシャルで表わされる事及びコロナ磁場の磁力線はソースサーフィスと呼ばれる仮想的な球面から外ではすべて動径方向を向いているという二つの仮定をおいたコロナ磁場のポテンシャルモデルを用いる。

磁場のスカラーポテンシャルを球面調和関数の N を90項まで展開し、これらの係数を用いて計算される光球磁場の視線方向の成分が観測値に合うように係数の値を決めた。その後、このスカラーポテンシャルを用いてコロナ磁場の三成分を計算し、ルンゲ・クック法による磁力線のトレースによりコロナ磁場の三次元構造を求めた。図1は磁力線のトレースの際、 $N=10$ 項で展開式を打ち切った結果であり、図2は $N=90$ 項まで展開した例である。図から明らかのように、展開を早く打ち切ると磁力線は太陽から遠くまで到達するが、高次の項まで用いると光球上の強い磁場の影響により磁力線は比較的早く閉じることがわかる。

CORONAL
MAGNETIC
FIELD

IN 1984

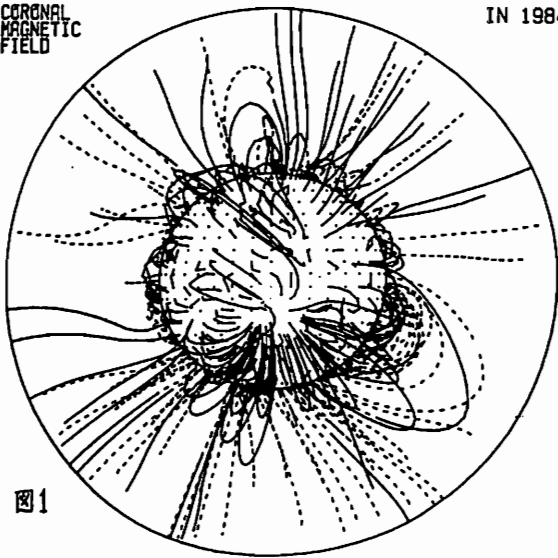


図1

CORONAL
MAGNETIC
FIELD

IN 1984

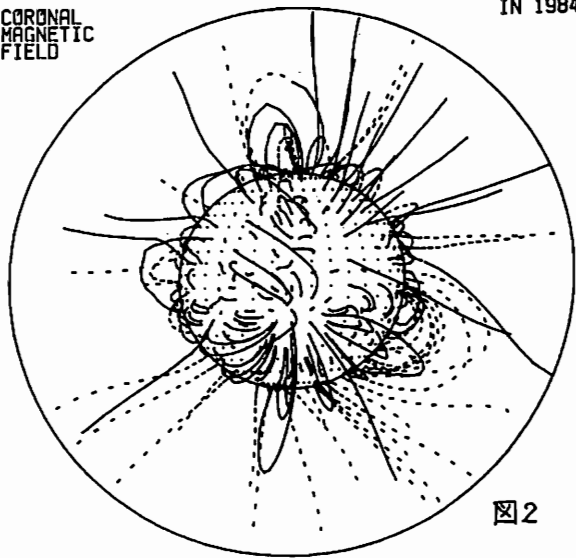


図2

桜井邦朋
神奈川大・工

PLASMAS AND MAGNETIC FIELDS IN THE SPACE AROUND THE SOLAR SYSTEM

Kunitomo Sakurai
Institute of Physics, Kanagawa University, Yokohama 221

Plasmas and magnetic fields in the space surrounding the heliosphere in motion in the galactic space are investigated based on the X-ray, radio and UV observations. The heliosphere formed in the so-called hot bubble seems to have a structure similar to the Jovian magnetosphere, but its size is enormously larger than the latter. This structure seems to take an important part in the long-term modulation of high energy cosmic rays.

太陽は ~ 20 Km/sec の local velocity で、太陽近傍の星々の間を、銀経約 90° の方向に何かが運行している。太陽の周囲には、太陽風により太陽の周囲の空間に運ばれたプラズマと磁場が優勢となり、この中を太陽圏が形成されており、その形状は、木星や土星の磁気圏と似たものとなっていると予想されている。

このような形に出来ていることを示している。

$\sim 10^{15}$ eV以上の超高エネルギーの宇宙線は、このような太陽圏周辺の状態により、変調作用を受けると考えられるので、この状態の微細な構造に関する研究は、今後更に重要性を増すことであろう。

太陽圏の前面には、定性的なbow shockが形成されているはずである。また、太陽圏の構造は、太陽の一般磁場の極性の逆転には、密接な関係に維持されているものと思われる。

銀河宇宙線の長期的な変動は、この太陽圏の構造にみられる変調作用のほかに、太陽圏周囲の空間の物理状態に大きく依存しているものと推測される。そのため、この状態について詳しく知ることが重要となる。

現在、太陽圏は $\sim 10^6$ Kに達する超高温のプラズマから成るhot bubble中に形成されている。現在までに明らかになっている太陽圏周辺の状態は、今あげたhot bubbleのほか、超新星起源のLoop I, Gum Nebulaと名づけられた超高温のプラズマ雲とが、互いに衝突可

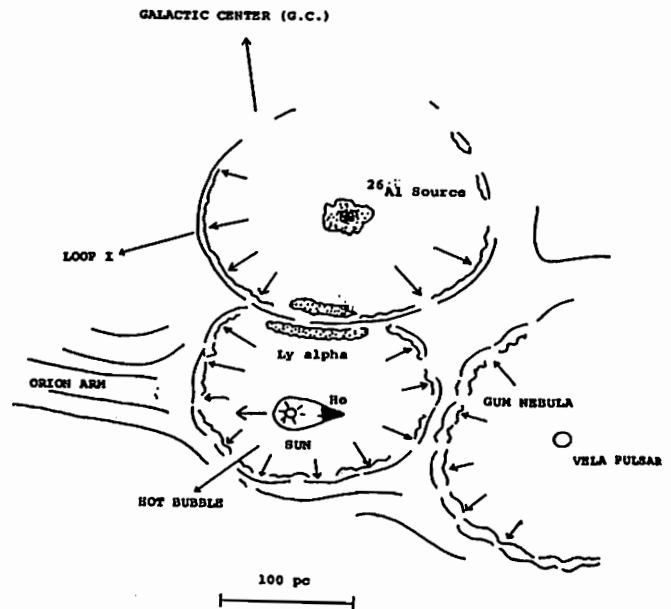


Fig. 1 The heliosphere and its nearby three old supernova remnants, hot bubble, Loop I and Gum Nebula.

太陽風中の平面平行磁場構造

中川朋子・西田篤弘
宇宙科学研究所

PLANER FILED STRUCTURE IN THE SOLAR WIND

T.Nakagawa and A. Nishida
The Institute of Space and Astronautical Science

A distinctive IMF structure is found at 0.8-1.0 AU, in which field vectors are all parallel to some fixed plane while the field direction vary abruptly and randomly in that plane. Eleven examples are found during the period from July 1985 to July 1987. This structure can be interpreted as magnetic tongues elongated from evolving bipolar magnetic structure on the sun.

「さきがけ」のデータに基づき、0.8~1.0 AU での惑星間磁場の方向を調べた結果、以下のような性質を持つ特徴的な磁場構造が1985年7月1日~1986年7月31日の間に11例見つかった。

1. 磁場の方向も強さも激しく変化しているが、磁場ベクトルはすべて或る平面に平行である(つまり $B_n = 0$)。
2. その平面は黄道面に対し $30 \sim 85^\circ$ 傾いており、また、アルキメデススパイラルにおおむね平行である。
3. 磁場変化は決して滑らかではなく、急激かつ不連続的に起り、また、磁場ベクトルは前述の平面に平行なほとんどすべての方向を指す。

4. プラズマ温度は周囲と同等ないし周囲より高い。密度は11例中8例において $10 \text{ 個}/\text{cm}^3$ を超えた。
5. 現象の継続時間は6時間程度である。

Fig. 1, Fig. 2に1981年8月1日に観測された磁場の方向分布及び磁場構造の模式図を示す。これらの観測は、太陽面上に両端を持つ閉じた磁力線が惑星間空間に引き出されたものと解釈することができる (Fig. 3)。この構造は、プラズマ密度が高く空間的に小さい点で magnetic cloud (Klein & Burlaga, 1982) と異り、また磁場変化の不規則な点で flux rope 的な磁場構造と区別される新しい現象と考えられる。

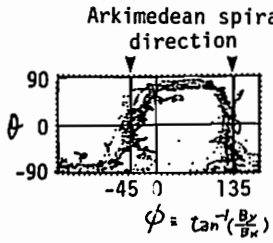


Fig.1 Distribution of field directions observed on Aug.1,1986.

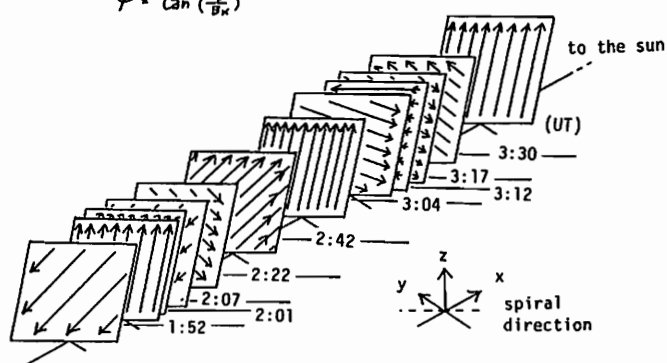


Fig.2 Planer field structure observed on Aug.1,1986

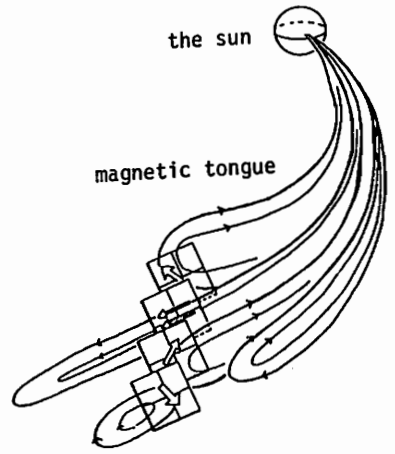


Fig.3 Magnetic tongue model

I-50 パイオニア・ヴィーナスで観測された 太陽風磁気雲

丸橋克英
通総研平磯

INTERPLANETARY MAGNETIC CLOUDS OBSERVED BY PIONEER VENUS

K. Marubashi

Hiraiso Solar Terrestrial Research Center
Communications Research Laboratory

Magnetic field data from PV/OMAG were surveyed in search of the interplanetary magnetic clouds characterized by the magnetic flux rope structure. More than 20 examples were found out in the data set of about 5.5 years. These events provide a unique opportunity to study about solar phenomena to have generated those magnetic clouds, allowing us to look into the solar phenomena from different directions depending upon the Earth-Sun-Venus angle. In some cases when the sun, Venus and the earth are aligned, the same magnetic clouds were observed by the PVO and the near earth satellite. However, chances of such cases are not high, being consistent with the scale of the magnetic clouds.

パイオニア・ヴィーナスは、金星のまわりを周回して連続的に磁場を計測しているが、その軌道の特性により、大部分の時間は太陽風の磁場を測定している。したがって、そのデータは0.72 AU近辺の太陽風磁場を、地球-太陽-金星の角度を変えながら測定したものになっている。

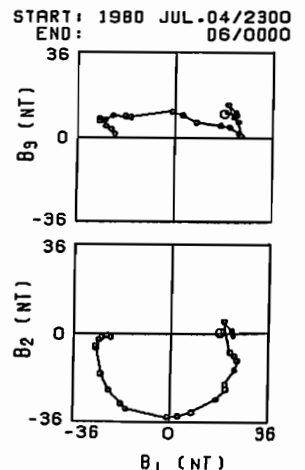
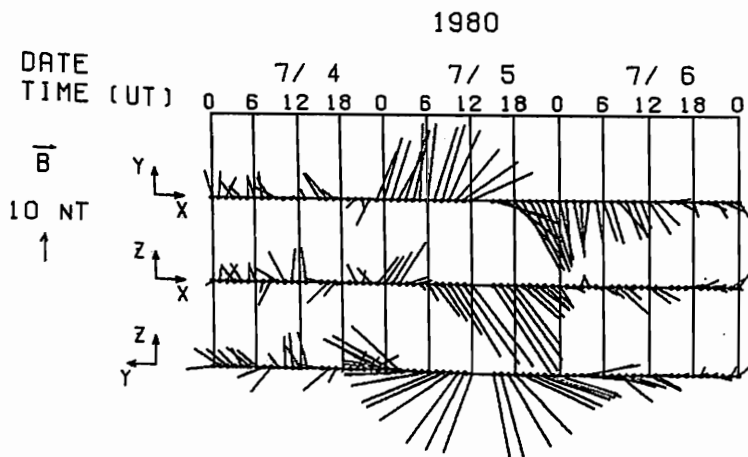
地球近辺で観測される太陽風磁気雲は、太陽の中央子午線付近でフィラメント消失にともなって発生することが明らかにされているが、地球-太陽-金星の角度が90°に近いときに、金星の周辺で太陽風磁気雲を見つければ、その起源となる太陽現象を

詳細に調べる機会が与えられる。

今回は、約5年半のデータから20例以上見出された太陽風磁気雲について報告する。下の図はその一例をベクトル表示と、主軸解析の結果で示したものである。

金星が太陽と地球の間にあるときにも、数例の太陽風磁気雲が見つかっているが同時に地球の近くで（実際は約1日の遅れ）太陽風磁気雲が観測される確率は高くはない。これは、その構造が半径0.2 AU程度の円筒形のものであることから当然期待されることである。今後はリム・イベントについても解析を進めたい。

PVO/OMAG PLOT



名大理
前沢 潤

Heat source requirements for high-speed solar wind streams

Kiyoshi Maezawa

Dept. of Physics, Nagoya university

Parker's original solar wind solutions, with a fixed polytropic index, are unable to account for high speed streams (e.g. 700-800 km/s at the earth), unless we give unrealistic temperatures at the coronal base. Heat and/or momentum addition to the wind would be needed near the sun, to bring theoretical prediction close to observation. By using an energy equation with a variable polytropic index, we simulate the effect of heat addition, and examine the possibility of obtaining reasonable values for plasma parameters (temperature, density and velocity) both at the earth and at the corona.

現在、太陽風の存在について疑うものは誰もいない。しかし十数年前、衛星観測が始まる前の理論的論争においては、Parkerの超音速解と Chamberlainの亜音速解 (Solar breeze) はともに十分にありうる解であった。その違いは、コロナからの熱流がどれだけあるかにかかっていた。

衛星観測が始まって理論と実際を比べられるようになったが、現在の高速度流に、Parkerの理論をあてはめると、Parkerの理論とて、現実とは非常にくいちがっている。特にコロナの温度は、普通、二百万度以下と考えられるが、そこから出発して地球軌道付近の観測に合わせようとする、300km/s 位の太陽風速しか得られない。現実の高速度流の700-800 km/s と比べると、エネルギーで4分の1くらいにしかない。これでは Parker 解も Chamberlain 解も、観測と合わないことに関しては五十歩百歩ではないかと言いたくなる。

ではどうして Parker 解はあわないのであろうか。実は Parker 解といってもエネルギー方程式に関する仮定の仕方によって自由度はいろいろありうる。普通は、エネルギー式としてポリトロップガスの仮定をいれた解や、熱伝導方程式を用いた解に基いて「合わない」といつているわけである。コロナの温度と地球付近 (及び Helios の 0.3 AU) における温度の観測が強い制約になって、それにあわせると、地球付近の速度は 300 km/s 位にしかならないのである。(電子温度と陽子温度の差を考へても余り事態は変わらない。Total なエネルギー束が問題なのである。)

そこで、この矛盾を解決するのに、普通持ち出されるのが、MHD波、特にアルフヴェン波による加速及び加熱である。ここで注意しなければならないのは、加熱と加速の間には、

- (1) 加熱 (Heat addition) においては、アルフヴェン波の dissipation によってプラズマが温まり、それによる 2次的効果 ∇P でプラズマが加速される。
- (2) 加速 (Momentum addition) においては、アルフヴェン波の磁気圧による力、 $\nabla B^2 / 8\pi$ で直接プラズマが加速される。

という大きな相違があることである。(1) ならば、実はどんな熱源でも発熱量さえ同じならば同じ効果が得られる。しかもその効果は後々まで温度という形で観測にかかる。逆に

- (2) では、温度とは、decouple して実証が難しい。

ここでは、上記 (1) の効果に着目し 一般に Parker

解に適切な熱源分布を組み合わせることによって、コロナと 1 AU の観測結果を調らし、しかも 700-800 km/s の高速度流をつくりうるかという問題をといてみる。つまり熱源の理由はともかく、その分布をうまく与えれば、現実の高速度流が説明可能かどうかを追求しようと言うわけである。熱源関数の表現としては、形式的にポリトロップ指数 γ を用いる。つまり形式的に $\gamma / (\gamma - 1) P V$ だけのエネルギー流があると考え、 γ を距離の関数とすると、 $d\gamma / dr$ に対応した熱源ができる。もちろんこれは熱源の分布をパラメータ化するための便法である。(なお、Parker は γ を階段関数にした解を出しているが、 $d\gamma / dr$ を熱源としていれることは無視している。)

具体的には、

- (1) Critical point の外で加熱すると、観測と矛盾せず に有効的に太陽風を加速できるかどうか。
 - (2) アルフヴェン波による「加速 (Momentum addition)」が必要かどうか。
- について論じたい。

阿部琢美¹、 小山孝一郎²、 渡部重十²、 寺沢敏夫³、 奥沢隆志¹¹電気通信大学、 ²宇宙科学研究所、 ³京都大学

LOW ENERGY COMPONENT OF PROTONS IN THE SOLAR WIND

Takumi ABE¹, Koh-ichiro OYAMA², Shigeto WATANABE², Toshio TERASAWA³
and Takashi OKUZAWA¹¹Denki-Tsusin university ²ISAS ³Kyoto University

Low energy component of protons was found in the solar wind by using "Sakigake" observation. This component is always accompanied by a sudden change of the solar wind parameters such as interplanetary shock. A difference of bulk speed between low component and normal component is about 60-210 km/s, and is strongly affected by the configuration of the interplanetary magnetic field as to each event. Furthermore, it seems that maximum difference of these two components can be expressed by a function of Alfvén velocity and variation of the parameters.

惑星間探査機「さきがけ」はハレー彗星との遭遇以後も順調に太陽風の定常観測を続けている。「さきがけ」に搭載されたプラズマ測定器はファラデーカップ型のもので、コレクタとグリッドの間に交流の矩形波電圧を加え、Fig.1aのように太陽方向からの離角に対し電流値が2つの山をもつ角度特性からパラメータを算出している。ところが1986年8月1日に得られた惑星間衝撃波と思われる構造 (Fig.2) の前後に観測された角度特性はFig.1bのように±18度付近に電流のサブピークが現れ、通常とは異なっている。角度特性からサブピークの速度はバルク速度390km/sよりも遅い277km/sとなる。

低速度成分は「さきがけ」の観測では数例見つかっているが、そのいずれも前後に太陽風パラメータの急激な変化を伴っている。現在までの解析から、この成因は下流域の粒子が衝撃波面でのフェルミ加速、あるいは不連続面に生じた電場による加速を受け、速度分

布空間上でトーラスを形成し、その結果生じた低速度側の成分がファラデーカップに捕獲されたためと推測している。

観測によれば、これらの2成分の速度差と磁場の方向は良い相関を示し、速度差は磁場の方向が不連続面の法線方向とほぼ垂直になった時に最大値を示している。また、速度差の絶対値は各現象により異なり60-210km/sであるが、衝撃波面が下流域の系に対し、 $V_A \cdot \cos \theta + \Delta V$ (但し、 V_A はアルフベン速度、 θ は不連続面の法線成分がなす角、 ΔV は衝撃波前後の変動量)の相対速度で運動すると仮定し、速度分布空間上でトーラスの半径を決定した場合とほぼ一致している。

このようにバウショックの上流域と同様に惑星間衝撃波 (あるいは不連続面) により反射される粒子が存在することが確認された。これらのうち惑星間空間での不連続面に生じた電場の加速機構に関する詳しい報告はなされておらず、その確認のため更に細かな構造を調べる必要があると思われる。

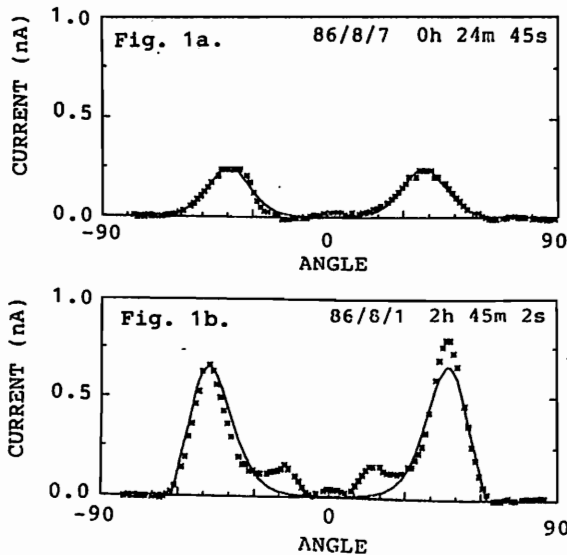


Fig. 1. Angular dependence of collector current

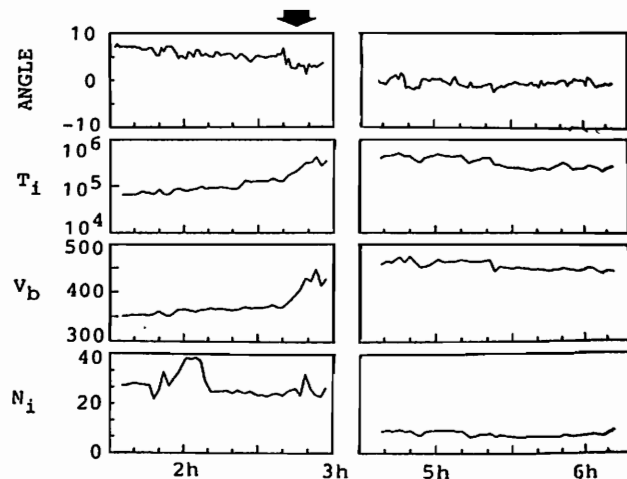


Fig. 2. Solar wind data obtained on August 1, 1986

太陽風中の高速流と低速流の境界における緯度方向の速度勾配

三宅 亨・向井 利典・小山 孝一郎・寺沢 敏夫・平尾 邦雄・A.J.Lazarus・A.D.Johnstone
 (通信総研) (宇宙石研) (京大理) (東海大工) (MIT) (ロンドン大)

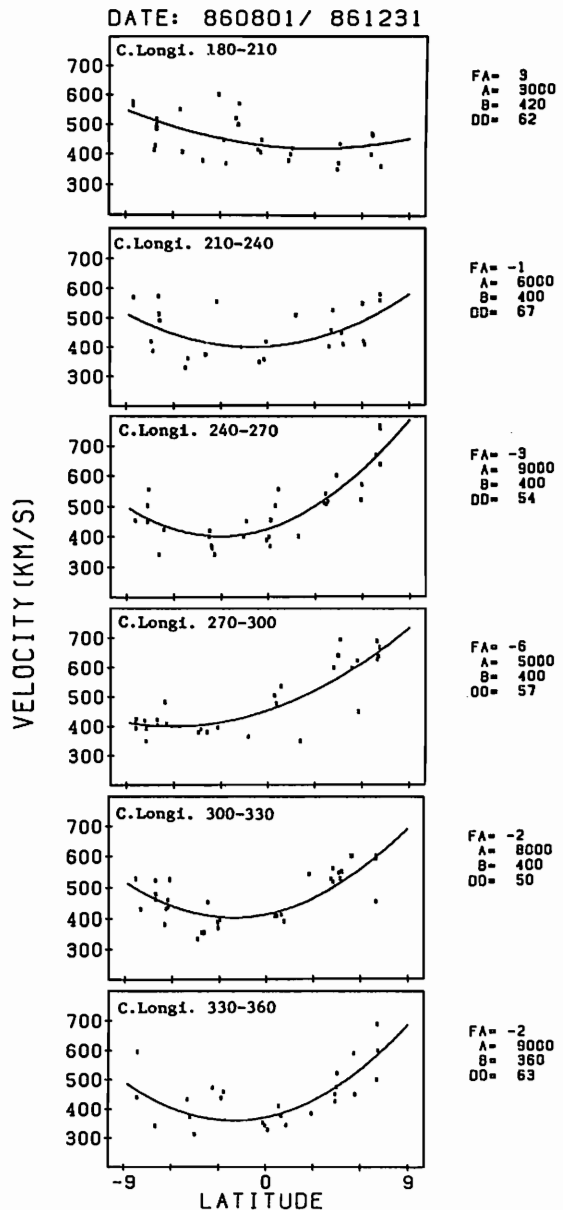
LATITUDINAL GRADIENT OF SOLAR WIND VELOCITY AT THE BOUNDARY OF HIGH- AND LOW-SPEED STREAMS

W.MIYAKE, T.MUKAI, K-I.OYAMA, T.TERASAWA, K.HIRAO, A.J.LAZARUS and A.D.JOHNSTONE
 (C R L) (I S A S) (Kyoto Univ)(Tokai Univ)(M I T) (Univ.College London)

In the spring meeting we presented the large-scale view of the heliographic latitude-longitude structure of the solar wind velocity between late 1985 and early 1987 based on multi-spacecraft observations. Although the spacecraft observations were restricted to near the ecliptic, allowing only about $\pm 8^\circ$ latitude range, we could identify the low-speed belt distributed near the solar equator. This results from the fact that low-speed belt was narrow in latitude and the latitudinal gradient of velocity was so steep at the boundary of high- and low-speed streams. When the relation between the solar wind velocity V and the latitude separation from the velocity minimum $\Delta\phi$ is represented by $V(\text{km/s}) = A \sin^2\phi + B$, our observation indicates A of $3000 \sim 9000 \text{ km/s}$.

太陽風速度の緯度方向の勾配については、磁気中性面を中心として、 $V = A \sin^2\phi + B$ の形で表わされることが多く、低速域の中と速度勾配を与えらる A の値は $400 \sim 1000 \text{ km/s}$ が IPS および衛星観測のデータを基に報告されている。しかし、春の学会で我々が報告した、1985年末から1987年初めにかけての「さきがけ」、「すいせい」、IMP-8、Giotto の観測から求められた太陽風速度構造を見てみると、低速域の緯度中はせまく、緯度方向の勾配はかなり急である。右図に示したように経度を 30° ごとに区切り、各々の経度範囲のデータに $V = A \sin^2(\phi - \phi_0) + B$ を fitting させると、 A の値として $3000 \sim 9000 \text{ km/s}$ が得られた。図中、C.Longi. は カリント 経度、 FA は ϕ_0 (速度極小の経度)、 DD は best-fit の曲線からの、速度の標準偏差である、 500 km/s の速度の地点における緯度方向の勾配としては $10 \sim 40 \text{ km/s/deg}$ を与えることとなる。この値は、過去の衛星観測で報告された特定の場所における局所的な緯度方向の速度勾配としては目新しいものではないが、数々の観測期間には一般的な勾配として上記の値が得られている。

Figure 1 Scatter plots of solar wind velocity against the solar latitude observed by SAKIGAKE, SUISEI, and IMP-8 from August to December in 1986. The best-fitted curves represented by $V = A \sin^2(\phi - \phi_0) + B$ are also drawn in the figure.



1985年における
太陽風速の緯度方向勾配について

柿沼 隆清・小島 正宜

(名古屋大学空電研究所)

LATITUDINAL GRADIENT OF SOLAR WIND SPEED IN 1985

T.Kakinuma and M.Kojima

The Research Institute of Atmospherics, Nagoya University

The heliographic latitude variation of the average solar wind speed over Carrington rotations 1759-1764 has been derived from interplanetary scintillation (IPS) observations. The solar wind speed from IPS measurements is biased by the effect of integration along the line of sight to a radio source. This bias has been removed by the model fitting method. The results show the steep rise of the solar wind speed (27km/s/degree) around 20 deg. latitude and the corresponding decrease of electron density fluctuation.

太陽活動が静かになると高速太陽風を吹き出す極域高速風帯が発達して赤道付近まで張り出して来る。このような場合、惑星間空間シンチレーション (IPS) 観測から求めた太陽風速の緯度・経度方向分布が示すように、速度の緯度方向勾配が非常に急になっている。IPS観測では積分効果があるから、実際には更に急になっていると考えられる。そこで今回、経度方向に比較的平坦な構造をしていた Carrington Rotation 1759-1764 (1985年前半) の期間を選び、平均の太陽風速度が緯度に対してどのように変化していたかを調べてみた。

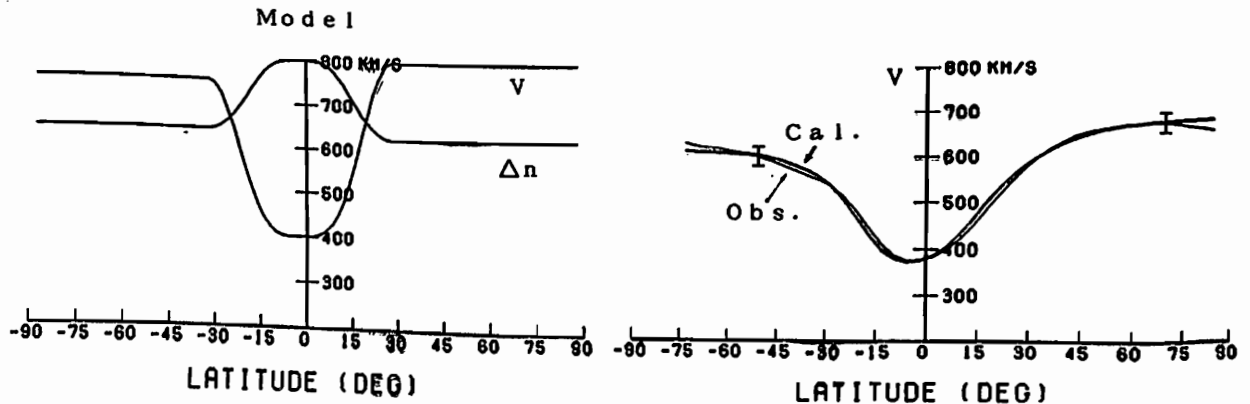
まずこの期間のIPS観測 (観測周波数 327 MHz) から得られた二次元分布を経度方向に平均して緯度方向速度分布を求めた。他方太陽風の構造 (速度と電子密度のみだれの三次元分布) に関してモデルを仮定し、このモデルについて同一期間内のIPS観測をweak scatteringの条件のもとにシミュレートし、全く同じように平均化を行って緯度方向分布を求め、前者と比較するという方法で積分効果を取り除いた。モデルでは速度は太陽から 0.3 AU 以速では一定とし、また電子密度のみだれ (Δn) の緯度及び距離依存性は、高緯度電波源 (例えば3C48) の Scintillation Index の太陽からの距離による変化についても、観測と計算とが矛盾しないように決められた。

最終結果は図に示すようで、速度 (Vkm/s) は緯度 (θ 度) に対して、

$$V = 400 + 400 \times \sin^4(3(\theta+2)) \quad 28 > \theta > -2, \quad V = 800 \quad \theta > 28$$

$$V = 400 + 350 \times \sin^4(3(\theta+2)) \quad -2 > \theta > -32, \quad V = 750 \quad \theta < -32$$

のように変化し、電子密度のみだれの緯度及び距離依存性は、 $(\Delta n)^2 \propto 1/V$ and $r^{-2.2}$ と表される。速度の勾配は、前に Zhao and Hundhausen, Hakamada and Maesawa 等によって求められたものより急であることを示している。



■第Ⅱ会場

(Ⅱ-1 ~ Ⅱ-50)

MHD K-H不安定のPseudo Spectralシミュレーション

高橋俊・寺沢敏夫
京大理

Pseudo Spectral Simulation of MHD Kelvin-Helmholtz Instability
S. Takahashi and T. Terasawa
Department of Geophysics, Faculty of Science, Kyoto University

We simulated MHD Kelvin-Helmholtz instability using Pseudo-Spectral method (full Fourier in flow direction and sin/cos Fourier in shear direction). This method is superior to Lax-Wendroff method and is more clearly defined than Roe's upwind finite difference scheme. We discuss the validity of Pseudo-Spectral method and the extension to the three dimensional simulation, since it is well known that three dimensional effects are essential to the turbulent diffusion of Kelvin-Helmholtz billow.

磁気シースから磁気圏への運動量輸送過程の一つとして磁気流体Kelvin-Helmholtz不安定が考えられている (Miura, 1984, 1987; Wu, 1986; 他)。これは、速度シアに形成される表面波によって、運動量を輸送するものである。しかし、不安定によって渦が形成されただけでは運動量は輸送されたことにはならない。この渦が乱流化して崩壊することによって初めて運動量が境界面を越えて輸送されたこととなる。それまでは、単に境界面が巻き込まれて変型しているだけである。従って、運動量の輸送を理解するためには、この乱流化の解明が必要である。乱流化の原因として、3次元効果が考えられている (Klaassen and Peltier, 1985a, b; 他)。すなわち、まず2次元の不安定が成長し、渦をつくり (第1次不安定)、その後3次元方向の微小擾乱により、渦が乱流化する (第2次不安定) というものである。しかしながら、現在までのシミュレーションは、不安定によって形成された渦が乱流化して崩れるところまでは計算されておらず、3次元方向 (流れ及びシアと垂直方向) の微小擾乱の線形成長率が評価されてきたのみである。従って、3次元的な渦の崩壊過程を含めた計算が必要となっている。

上記のような計算を行なうために、数値計算の精度の向上が望まれる。我々は前回の学会で、流体計算において注意すべき点、すなわち、「何を計算しているのか」について議論した。従来の差分法 (例えば、Lax-Wendroff法) では移流項の周波数特性が平坦でないために、成長する不安定に対して「お化け」をつくること、差分法の数値的安定化のために用いられる平滑化が強力な粘性と等価であることなどである。このような問題を回避すべく、流体シミュレーションの研究者たちは複雑な多段階法である

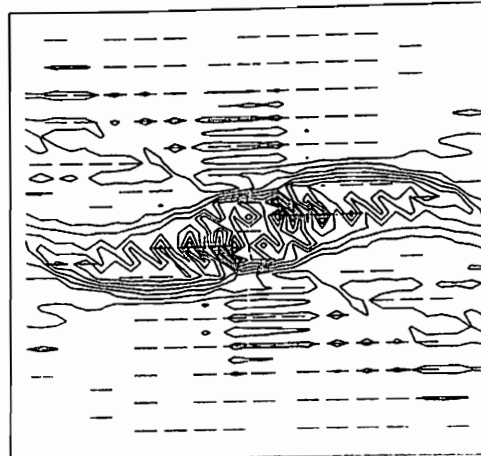
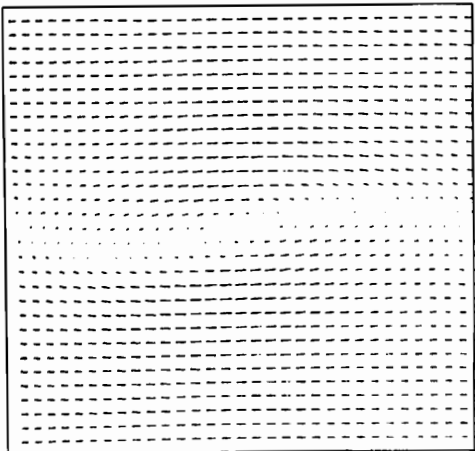
FCT (Grinstein et al., 1986; 他)、比較的単純ではあるが効果的な Roe の風上差分 (Roe, 1981)、Spectral法 (Orszag, 1980) などの手法を開発している。前回我々はこのSpectral法の実用性を検討した。そして、非線形項の扱いの簡略化に有効な Pseudo-Spectral法の精度が、Full-Spectral法と同等であることを確認した。

今回、我々はこの Pseudo-Spectral法を用いて、Kelvin-Helmholtz不安定の磁気流体シミュレーションを行なった。流れの方向は周期系として、フーリエ展開し、流れと垂直方向 (シアの方向) は、境界で値が0となる量はSIN型の、微分が0となる量はCOS型のフーリエ展開を行なった。この結果、境界条件は自動的に満たされることになる。このようにすることで、非周期系でありながら、より数値的に不安定かつ不等間隔メッシュを必要とするチェビシェフ展開をしなくてもよくなる。

学会では、精度を上げた数値計算の結果、及び3次元への拡張について議論する。

【References】

Grinstein F. F., et al., J. Fluid Mech., 165 (1986) 201.
Klaassen, G. P. and W. R. Peltier, J. Fluid Mech., 155 (1985) 1.
Klaassen, G. P. and W. R. Peltier, J. Atmos. Sci., 42 (1985) 1321.
Miura, A., J. Geophys. Res., 89 (1984) 801.
Miura, A., J. Geophys. Res., 92 (1987) 3195.
Orszag, S. A., J. Comput. Phys., 37 (1980) 70.
Roe, P. L., J. Comput. Phys., 43 (1981) 357.
Wu, C. C., J. Geophys. Res., 91 (1986) 3042.



図面脚注 Pseudo-Spectral法によるKelvin-Helmholtz不安定の計算例

磁気圏衝撃波上流域に於ける大振幅磁気流体波の励起とその非線型現象

中川 晃成 · 寺澤 敏夫 (京都大理)

EXCITATION OF LARGE-AMPLITUDE HYDROMAGNETIC WAVES AND THEIR NONLINEAR PHENOMENA IN THE UPSTREAM REGION OF THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

NAKAGAWA Akinari and TERASAWA Toshio / Department of geophysics, Kyoto university

We study wave-particle interactions between hydromagnetic waves and 'reflected ions' in the upstream region of the Earth's magnetosphere by means of one-dimensional hybrid numerical experiment. Large-amplitude hydromagnetic waves, which are excited at the initial stage of the experiment, cause particle scattering (mainly pitch-angle scattering). This scattering is interpreted as a trapped motion of a test particle in a monochromatic wave.

磁気圏衝撃波の上流域に於ける、磁気流体波と「反射イオン」(reflected ions)による波動粒子相互作用については、従来から計算機実験がなされて来ている。それらは、一次元周期系中に一樣に「反射イオン」を注入しておく初期条件のもとで時間発展を追い、波動励起・粒子拡散を調べたものであり、本論もその例に漏れない。ここでは、陽子の旋回振動数(Ω)よりもゆっくりした現象を対象とするので、陽子を超粒子、電子を質量を無視した流体として扱うハイブリッド系(hybrid code)の方法で計算機実験を行う。背景磁場(B_0)を+z方向(平行方向)、これに垂直にx軸y軸(垂直方向)をとり、z方向に空間一次元とする。

流束成分 (beam proton) の速度分布の時間変化を第一図に示す。線型成長期 ($0 < \Omega t < 35$) では、流束成分と共鳴する波が励起される。流束成分が位相角 90° 付近に位相捕捉されること(第一図エ)一段目は、粒子から波へエネルギーが供給されることを示している。

準線型期 ($35 < \Omega t < 60$) では、波の成長は飽和するが未だ単色のままである。この単色波の中で流束成分はピッチ角散乱を受け(第一図ウ)三段目)、流束成分は位相角 0° を中心にほぼ $\pm 90^\circ$ に位相捕捉される様になる(第一図エ)二段目・三段目)。ところで、このピッチ角散乱、位相捕捉は実空間で一様に生じているのではなく、局所的な鋭い負の突起として現れる(第一図イ)三段目)。この粒子分布は観測される「位相集束イオン」(gyro-hasebunched ions)分布に対応する。第二図はある流束成分の軌道であるが、位相捕捉、ピッチ角散乱、平行速度の負の突起は一粒子軌道としても実現されていることがわかる。但し、第二図は粒子分布のいわば時間的構造を見たものであって、第一図の各々の時刻に於ける空間的構造とは区別する必要がある。さて、この準線型期の粒子運動は、与えられた単色波中の試験粒子の運動として理解できる。単色波中の試験粒子の運動には、

$$\frac{1}{2} v_z^2 + \frac{1}{2} (v_z - \frac{\omega}{k})^2 = C_1$$

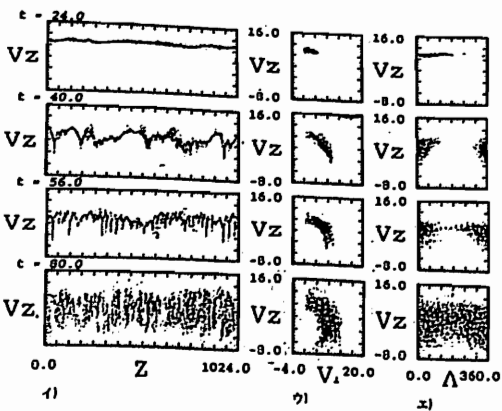
$$\frac{1}{2} (\omega - k v_z + \Omega)^2 - \Omega_e k v_z \cos \lambda = C_2$$

ここで、
 v_z : 垂直速度
 v_z : 平行速度
 λ : 擾乱磁場からの位相角
 $\Omega_e = \frac{e \delta B}{M}$

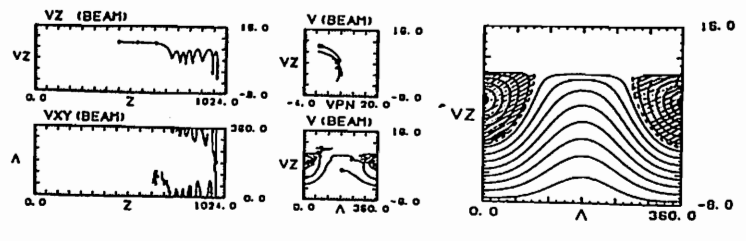
なる二つの保存量が存在する。試験粒子は前者で定義される速度空間内の球殻中を、後者の保存量にしたがって周期運動することになる。第三図には、流束成分を含む球殻上のいくつかの粒子軌道を示した。ある条件を満たす粒子は、位相角 0° のまわりを擾乱磁場と垂直速度によるローレンツ力により周回運動し、これが位相捕捉軌道に他ならない。位相捕捉粒子は磁場からの位相角により加速・減速を繰り返すが、これが平行速度の負の突起として現れる。この際、第一の保存量を満たしながら運動するので、ピッチ角散乱を受けたような軌道をとることになる。ピッチ角散乱や、平行速度の負の突起は、位相捕捉軌道を他の物理量空間から見たものに他ならないであって、準線型期に特徴的な粒子分布は捕捉粒子軌道として理解できる。

非線型崩壊期 ($60 < \Omega t < 80$) では、単色であった波は崩壊し、多色化して行き、流束成分は位相拡散され、主に垂直方向に熱化される(第一図四段目)。この粒子分布は観測される「中間イオン」(intermediate ions)分布に対応する。この期の波の多色化と粒子拡散・熱化は双方向の作用として捉える必要があるだろう。

波の成長・崩壊と粒子の特徴的分布を関連付けることが出来たが、これは一次元周期系の下でであって、現実の空間的構造の中で実現されている観測結果の整理に適用するには解放系での理解を済ませておく必要がある。一方、「小衝撃波」(shocklet)と呼ばれる波動を生成する物理過程はここには含まれず、特に、斜め伝播を扱うために、少なくとも二次元で考察することが要求される。



第一図 流束成分分布の時間変化



第二図 ある流束成分陽子の速度空間に於ける軌道

第三図 単色波中の試験粒子軌道

PARALLEL HEATING ASSOCIATED WITH INTERACTION OF FORWARD AND BACKWARD ELECTROMAGNETIC CYCLOTRON WAVES

Yoshiharu Omura¹, Hideyuki Usui² and Hiroshi Matsumoto¹

¹Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

²Department of Electrical Engineering, Kyoto University

We studied parallel heating of thermal particles in the presence of two forward and backward electromagnetic cyclotron waves propagating parallel to a static magnetic field in a plasma. Such two waves traveling in opposite directions are commonly excited by electromagnetic instabilities driven by a temperature anisotropy of energetic particles in a magnetized plasma. We developed a theory which gives a heating rate of thermal particles in the parallel direction and we also derived a threshold of the wave amplitude for nonlinear cyclotron trapping of the thermal particles. We performed a computer experiment using an electromagnetic hybrid code, where we assumed anisotropic hot protons as a free energy source. Forward and backward ion cyclotron waves were excited with frequencies below the helium cyclotron frequency. We observed heating of helium ions in the parallel direction. The heating rate agrees well with the theoretical estimate.

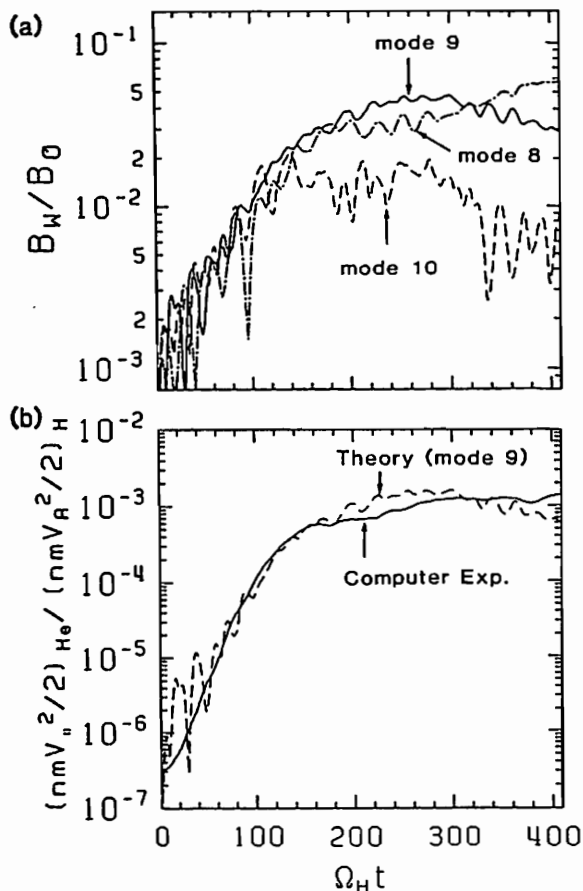


Fig. 1. (a) Time history of the dominant modes (mode 8, 9 and 10). (b) Time evolution of the helium energy density in the parallel direction. The solid line represents the simulation result. The dashed line is the theoretical value computed from the wave amplitude of mode 9.

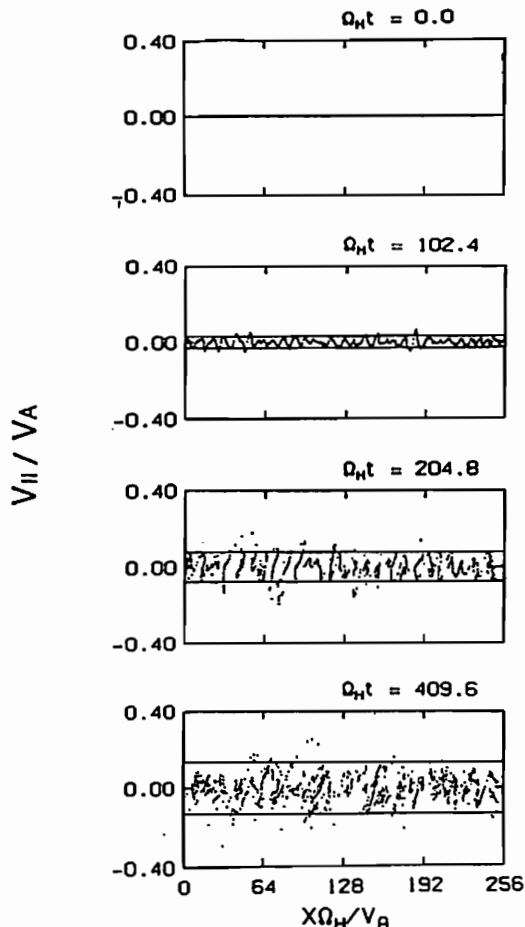


Fig. 2. The phase diagrams of helium ions in the $v_{\parallel} - x$ plane at different times. The solid lines represent the maximum velocity theoretically estimated from the wave amplitude of the most dominant mode.

彗星イオンのピックアップ過程における
太陽風の摩擦的相互作用

大家 寛、 渡辺智彦 (東北大理)

Frictional Interaction between the Solar Wind Plasma
and the Cometary Plasma for Ion Pick Up Processes

Hiroshi Oya and Tomohiko Watanabe
Geophysical Institute Tohoku Univ.

By the in situ observations of plasma waves associated with solar wind interaction with cometary plasma, it is disclosed that the plasma turbulent regions are distributed asymmetrically with respect to the cometary nucleus. The regions with plasma turbulence expanded in the antirection of the motion of the nucleus; the formation of the asymmetry is much larger in the outer region of the coma. The asymmetry is interpreted as manifestation of frictional interaction of the cometary plasma with solar wind plasma. The friction is caused by the generation of the plasma waves which result in the nonlinear wave particle interaction; and the friction effect should be larger in the direction parallel to the magnetic field than in the direction perpendicular to the magnetic field. This evidence has been confirmed by a computer simulation.

1. 序

従来彗星ガスがイオン化した際に太陽風にピックアップされるプロセスは、単純にイオンサイクロトロン運動となって磁場のフレームに捕捉されると考えられてきた。しかし、ハレー彗星観測の際にみられたプラズマ擾乱域の大きな非対称性(第1図参照)や、尾部の模式的加速時間から、これがむしろ1000倍も時間の要する全く別の過程でイオンピックアップが起こっているのではないかとこの疑問がもたれはじめてきた。

2. グループ捕捉過程

ある程度以上の密度を持ってプラズマ化するとき、内部には電荷密度の不均一や電流を生ずるが、この過程で彗星からの粒子群はイオン化後も Drift 運動を継続する。したがって捕捉過程は太陽風粒子と彗星粒子群との等価衝突によってもたらされる。

3. 等価衝突

Macroscopic な加速過程は、

$$m \frac{dV_x}{dt} = -\nu_x m (V_x - V_{s,x})$$

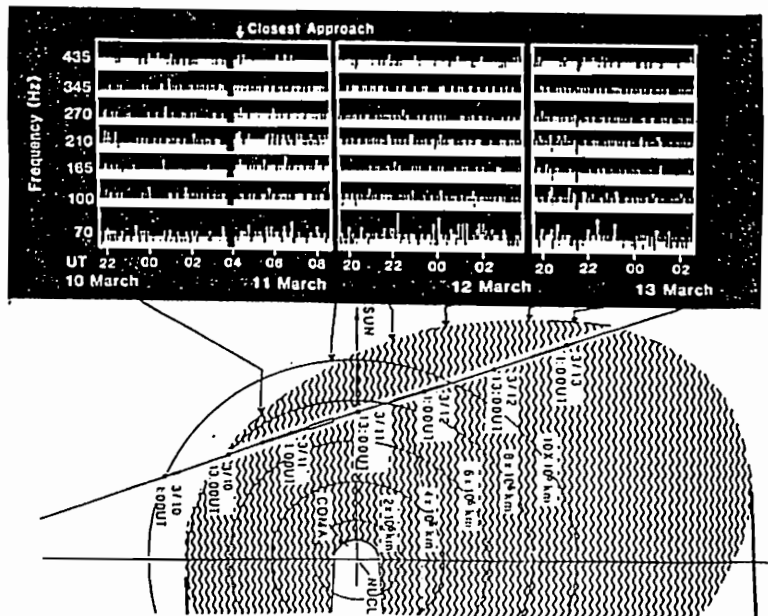
$$m \frac{dV_z}{dt} = -\nu_z m (V_z - V_{s,z})$$

ただし、 m 、 V_x 、 V_z 、 ν_x および ν_z はそれぞれ、イオン質量、彗星のフレームでみたイオン速度の磁力線に直交する成分、同じく磁力線方向の成分、等価衝突の x 成分、および z 成分である。したがって彗星の周囲に観測されている非常に大きな asymmetry は、 $\nu_z > 5\nu_x$ という非等方性によって理解される。

4. プラズマ波動励起による等価衝突

等価衝突の源は、プラズマ波動の励起によるが、これがいかなる効果を及ぼすか、計算機シミュレーションを続行している。

第1図 「さきがけ」によってハレー彗星近傍で観測された E 1 F エミッション(上図)と、その結果得られた、核に対して非対称に分布する擾乱域(下図)。実線は「さきがけ」の軌道を示す。



彗星イオンによる波動不安定性の線形解析 : 斜め伝搬

小嶋 浩嗣 松本 紘 大村 善治
 京都大学超高層電波研究センター

Linear Analysis of Wave Instabilities Driven by Cometary Ions: Oblique Propagation

Hirotsugu KOJIMA Hiroshi MATSUMOTO Yoshiharu OMURA
 Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

By linear analyses and computer experiments we have discussed wave instabilities driven by cometary ions to interpret several observation results. These studies are mainly focused on the parallel propagation. Based on these results, we performed linear analysis of obliquely propagating unstable modes. Cometary heavy ions dramatically modify an unperturbed dispersion in the oblique propagation. We will show cometary heavy ions excite lots of cyclotron harmonic waves and these modes have the same-order growth rates as those of unstable modes in the parallel propagation. Having surveyed parametric dependences of wave instabilities, we suggest that obliquely propagating waves play an important role in the plasma wave phenomena near comets.

我々は、彗星近傍での波動不安定性について主に平行伝搬での線形解析、及びハイブリッドコードによる計算機実験について発表を行なってきた^{1), 2), 3), 4)}。これは、波動不安定が平行伝搬で最も強く起こりやすいと考えたからである。しかしながら、衛星で観測されたような鋸歯状の非線形波を説明するには斜め伝搬の電磁波のような圧縮性の波を想定したほうが都合が良い。また、観測結果においても 10° 程度の伝搬角が報告されている⁵⁾。そこで今回我々は、斜め伝搬についての線形解析を行なった。

一般に斜め伝搬の分散は複雑であり、その解析には非常に困難が伴う。そのため、従来の中でも、斜め伝搬については特定のモードのみを扱うものが多く、広い波数空間に渡って解析が充分に行なわれている例は少ない。そこで今回の解析では、我々のグループで開発したバッチ処理型の分散式の求解プログラム (KUPDAP) を用いる。このプログラムによって広い波数空間や伝搬角に渡って解を求めることができる。

Fig. 1 は、伝搬角 $0^\circ \sim 90^\circ$ での成長率の等高線図である。この図からわかるように、非常に多くの不安定モードが存在している。これらの不安定モードはサイクロトロン高調波であると考えられ、それらの線形成長率は平行伝搬の成長率と同程度のオーダーである。

このように、平行伝搬で不安定になるモードと同程度の線形成長率をもつ斜め伝搬の波は、彗星近傍において観測された波動現象、例えば、先に述べたような非線形波動、或は、幅広い周波数レンジにわたる波動のエネルギースペクトル、といったものを解釈しようとするとき重要な鍵になってくると考えられる。

今回の我々の発表では斜め伝搬においての不安定モードを特定した後、そのパラメータ依存性を調べ、偏波情報等を加味したうえで、衛星での観測結果の解釈に対し、いくつかの提言を試みる。

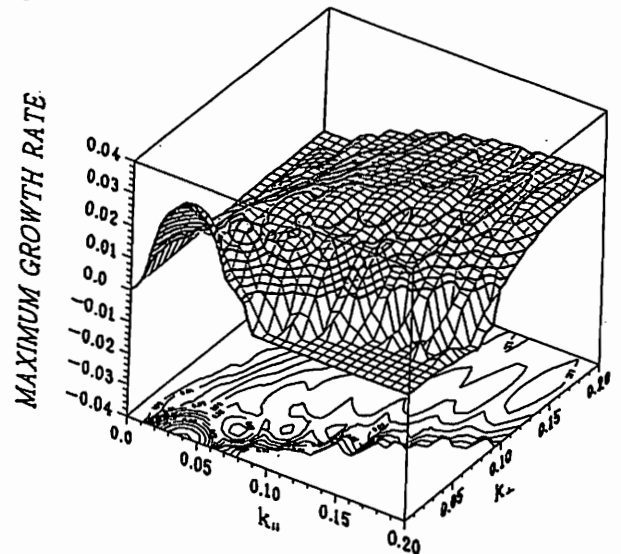


Fig. 1: The three dimensional display of the maximum growth rates. The axis of k_{\parallel} (k_{\perp}) represents the wave number in the direction of the ambient magnetic field (perpendicular direction).

参考文献

- [1] 小嶋 他、第 81 ~ 83 回 SGEPPS、講演予稿集
- [2] 岩根 他、第 81 回 SGEPPS、講演予稿集
- [3] Matsumoto, H., et al., Proceedings of Chapman Conference, 1987
- [4] Kojima, H et al., submitted to *Geophys. Res. Lett.*, 1988
- [5] Tsurutani, B. T. et al., submitted to *J. Geophys. Res.*, 1988

「さきがけ」によって観測されたハレー彗星CKRの到来方向

小林 敬生 飯島 雅英 大家 寛 森岡 昭¹⁾ 三宅 亘²⁾

¹⁾ 東北大理 ²⁾ 通総研

Source Direction of CKR of Halley's Comet Observed by 'Sakigake'

T.Kobayashi, M.Iizima, H.Oya, A.Morioka¹⁾ W.Miyake²⁾

¹⁾ Geophysical Institute, Tohoku University

²⁾ Communication Research Laboratory

Cometary Kilometric Radiation (CKR) were observed when 'Sakigake' encountered with Halley's Comet in March, 1986. The observed data were further analyzed to identify the source direction of CKR. The result consistently indicates that CKR waves are generated at the moving bow shock of the comet.

1986年3月、ハレー彗星に最接近した「さきがけ」は、ハレー彗星のダイナミックなキロメートル電波の放射 Cometary Kilometric Radiation (CKR) を観測した [Oya et al. 1986]。

ダイナミックスペクトラムで見る典型的なCKRは、時間おおよそ30分から40分の間に、周波数が30kHzから190kHzの間で大きくドリフトする。[図1]。これらのCKRはハレー彗星に伴う衝撃波から生じ、周波数のドリフトは衝撃波の移動によると説明されている [Oya, 1986]。今回、「さきがけ」のハレー彗星接近時の観測データを詳細に解析し、これを裏付けるCKR到来方向を示す結果を得た。

図2は結果の一例で、3月11日の観測でCKRと考えられる電波の平均強度を、受信時の「さきがけ」のダイポールアンテナの向きに対してプロットしたヒストグラムである。アンテナ角 145度近傍にあるピークが、CKRの到来方向を示すと考えられる。

そして、図3は、ヒストグラムがピークを示す145度±15度の範囲と「さきがけ」及び、ハレー彗星との位置関係を示す。

参考文献

Oya et al., Nature 321, 307-310 (1986a)

Oya, H., Proc. 20th ESLAB Symposium on the Exploration of Halley's Comet 117-127 (1986b)

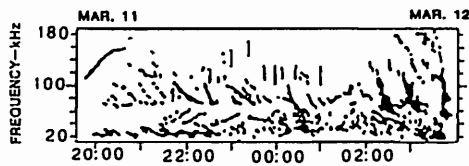


図1 CKRのダイナミックスペクトラム (1986年3月11日観測)

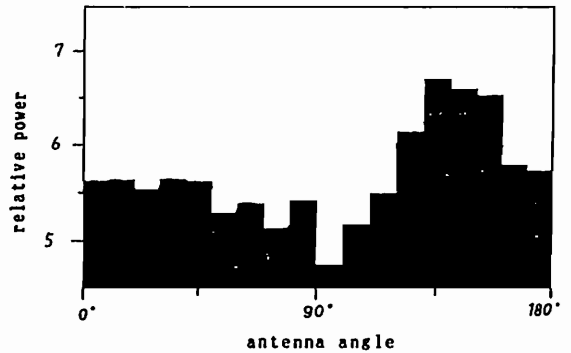


図2 受信されたCKRのアンテナ角に対する平均強度分布。

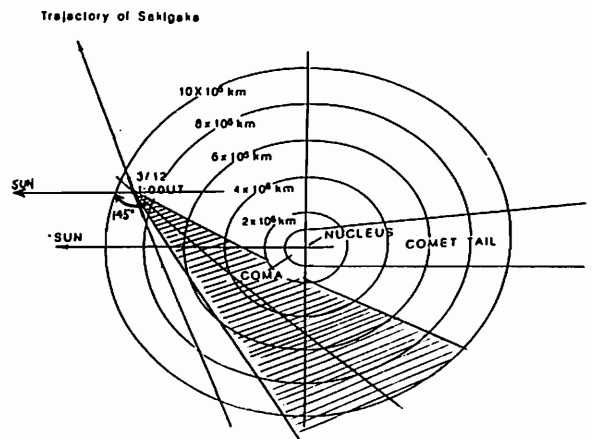


図3 「さきがけ」とハレー彗星の位置関係。斜線を引いた部分がアンテナ角 145度±15度の範囲を示す。

ジャコビニ彗星の近傍で観測された
ホイッスラー波のテスト粒子シミュレーション

賀谷信幸、 松本 紘、 B. T. Tsurutani
(神大工) (京大超高層) (JPL)

TEST PARTICLE SIMULATION OF WHISTLER WAVE PACKETS NEAR COMET GIACOBINI-ZINNER

Nobuyuki KAYA, Hiroshi MATSUMOTO and Bruce T. TSURUTANI
(Kobe Univ.) (Kyoto Univ.) (JPL)

Large amplitude whistler mode wave packets were observed near comet Giacobini-Zinner by the ICE magnetometer. The MHD waves were characterized by two components: steepened waves with periods near 100 sec and circularly polarized wave packets with periods near 3 sec. Though several theoretical mechanisms for the generation of the whistler wave packets exist, there is a possibility that they are excited through an anomalous cyclotron resonance by the pickup of freshly ionized cometary neutrals. It is the purpose of this presentation to examine test particle characteristics pertinent to generation mechanisms of the whistler wave packets.

アメリカの科学衛星ICEによりジャコビニ彗星の近傍で大振幅のMHD波が観測された。彗星に近づくとつれ、この大振幅MHD波にホイッスラー波が観測された。この現象は地球のBow Shockでも観測されている。このホイッスラー波の励起過程として色々な考えが提案されているが、彗星から放出された水イオンによるサイクロトロン共鳴の可能性もある。そこでこれらの励起過程を検討するためにテスト粒子シミュレーションをおこなった。

第1図にテスト粒子シミュレーションに用いた磁場モデルを示す。観測事実より磁場モデルは直線偏波の大振幅MHD波と円偏波のホイッスラー波で構成される。計算は彗星から放出され、太陽風に対し相対速度をもつ水イオンのこの磁場モデルによる動きを追跡する。この追跡は以下の興味深い結果を示した。彗星から放出された水が電離した時点では、Cyclotron共鳴速度より遙かに速い相対速度を持つため共鳴を起こさない。しかしながら一部の水イオンは大振幅MHD波により徐々にピッチ角をたて、ホイッスラー波に達したときにはMHD波の伝搬方向に対し共鳴速度まで減速される。そのイオンはホイッスラー波にトラップされ、ホイッスラー波にエネルギーを与えることとなる。第2図に水イオンの持つエネルギー変化をしめす。この図は電離してから1~2回転する間にエネルギーを失う事を示しており、水イオンがホイッスラー波を維持する可能性を示すものである。

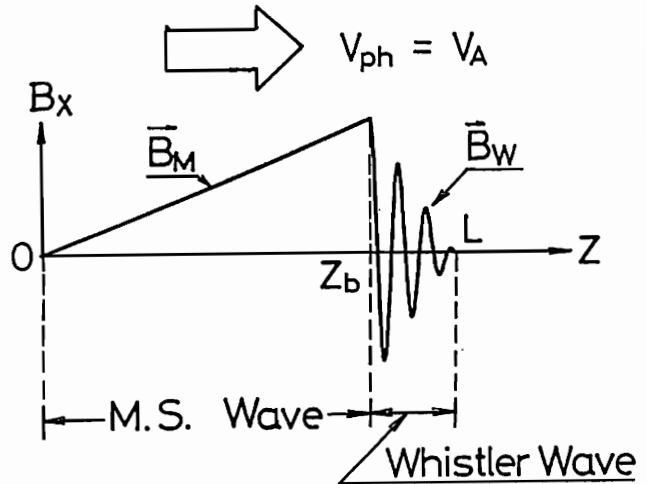


Fig. 1 Model cometary waves used in the test particle simulation

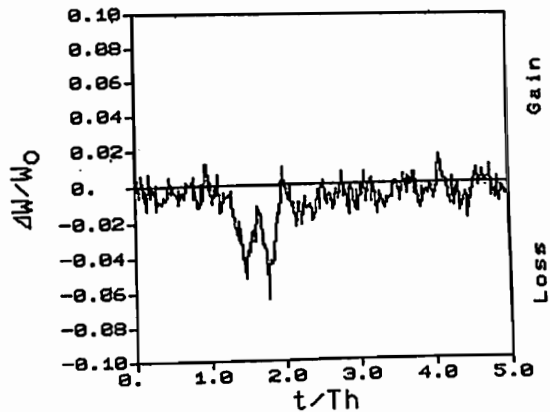


Fig. 2 Temporal change of the increment of the averaged kinetic energy of water ions in the whistler wave region.

H. Shinagawa and J. H. Waite, Jr.*

NASA/Marshall Space Flight Center, *Southwest Research Institute

The ionospheres of Neptune and Uranus have been studied using a steady-state one-dimensional model. The continuity, momentum, and energy equations were solved simultaneously for electrons, ions, and neutral species. The calculated peak electron densities reach $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ for Uranus and $6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ for Neptune, if no significant ion loss processes are present at high altitudes. However, the Voyager 2 radio-occultation measurements at Uranus showed unusually low electron densities at all altitudes ($N_e < 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$), except sharp ionization peaks with 10^5 cm^{-3} in the lower ionosphere. This result indicates that a significant ion loss mechanism must exist in the ionosphere of Uranus. In addition to the previously proposed ion loss mechanisms, loss of H^+ due to water produced by interplanetary micro-meteorite influx, might account for the low electron densities. If such a process is actually present in the Neptune ionosphere, the electron densities will be even lower than the Uranus ionosphere. The Voyager 2 observation at Neptune may give a clue to this problem next summer.

THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE OF EM-FIELDS INDUCED BY A LOCALIZED CONDUCTOR MOVING PERPENDICULAR TO FIELD LINES IN A COLD PLASMA : ALFVÉN WINGS OF Io

Yamashita, M. and Tamao, T. (GRL, Univ. of Tokyo)

EM-field structure generated by the unipolar induction of a finite size conductor moving with a uniform velocity perpendicular to magnetic field lines in a cold plasma is critically examined. In particular, we point out such contradiction included in the model of Alfvén wings of Io proposed by previous workers that additional currents flowing out from the wings are needed for the current closure which is not consistent with their initial assumption of no disturbance in an upstream region. We emphasize that no separate 3D-propagation of perturbed fields of the shear Alfvén and fast magnetosonic waves occurs even for a sub-Alfvénic motion of a finite source in a uniform plasma, especially for the perpendicular components of currents and of EM-fields. The compressional part of magnetic field, δB_{\parallel} , can propagate separately as an isotropic mode from the source while only $\text{div} E_{\perp}$ and j_{\parallel} propagate one-dimensionally along field lines through the source region. Thus, we have $L_C(\delta B_{\parallel}) = \mu_0(\hat{e} \cdot \text{rot} J_{\perp 0})$ and $L_A(\hat{e} \cdot \nabla) \delta j_{\parallel} = V_A^{-2} \partial_t^2 \text{div} J_{\perp 0}$, where $J_{\perp 0}$ is the source current, $B = B_0 + \delta B = (B_0 + \delta B_{\parallel})\hat{e} + \delta B_{\perp}$ the total magnetic field, L_A and L_C are differential operators representing the one-dimensional Alfvén and the isotropically propagating compressional modes defined by

$$L_A \equiv [(\hat{e} \cdot \nabla)^2 - V_A^{-2} \partial_t^2] \text{ and } L_C \equiv [\nabla^2 - V_A^{-2} \partial_t^2],$$

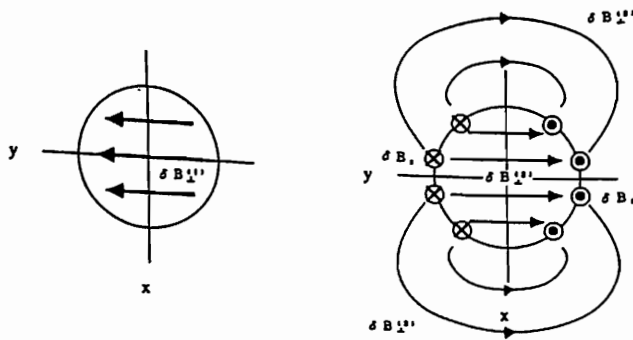
respectively, and V_A is the Alfvén speed. As is seen in the following propagation equation, the perpendicular current has two sources, one is the direct and the other is the secondary one related to the δB_{\parallel}

$$L_A \delta j_{\perp} = L_A (\delta j_{\perp}^{(1)} + \delta j_{\perp}^{(2)}) = -(\mu_0 V_A)^{-2} \partial_t^2 [\mu_0 J_{\perp 0} - \text{rot}_{\perp}(\delta B_{\parallel} \hat{e})].$$

The same situation is taking place for the perpendicular magnetic field, $\delta B_{\perp}^{(1)} + \delta B_{\perp}^{(2)}$, i.e.,

$$L_A \delta B_{\perp} = L_A (\delta B_{\perp}^{(1)} + \delta B_{\perp}^{(2)}) = \mu_0 \text{rot}_{\perp} J_{\perp 0} - \nabla_{\perp} \text{div}(\delta B_{\parallel} \hat{e}).$$

As shown in Fig. 1a and 1b, which are diagrams indicating the two parts of the perpendicular magnetic field corresponding to the case of the Io-related induction, each part is not solenoidal separately but it is solenoidal as a whole with δB_{\parallel} . In Fig. 2 we give a schematic pattern representing of the two parts of current, including the field-aligned current. Consequently, we can explain the currents and the associated plasma flow distortion outside the wings.



(Fig. 1a) $\delta B_{\perp}^{(1)}$

(Fig. 1b) $\delta B_{\perp}^{(2)}$ and δB_{\parallel}

Fig. 1 Type 1 perpendicular magnetic field perturbation due to direct current source (a) and type 2 perpendicular component, as well as compressional part B on a plane of $z = \text{const}$ just behind the wave front (b).

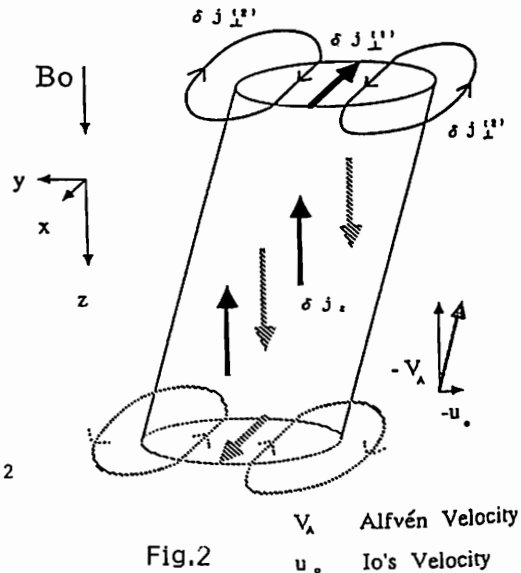


Fig. 2

Schematic pattern of electric current system consisting of type 1 and 2 perpendicular components and field-aligned current, δj_{\parallel} .

巨大惑星電波放射のエネルギー源について

森岡 昭 大家 寛
(東北大・理)

ENERGY SOURCE OF RADIO WAVES FROM GIANT PLANETS

The energy source responsible for the radio waves from giant planets is studied based on the ground and Voyager observation data. The result shows that the total power of the radiation (E_{rad}) is proportional to the rotational energy (E_{rot}) of the planet and is modulated by solar wind energy (E_{sw}) as

$$E_{radiation} = \alpha E_{rot} \cdot \beta E_{sw}$$

巨大惑星から放射される強い電波のエネルギー源として i) 太陽風エネルギー、ii) 自転エネルギー、iii) 衛星によるタリマン作用が考えられている。これらの component の電波放射に対する efficiency は、惑星磁気圏学の立場からも重要な問題であるが、未だ明らかにされていない。本稿では、従来の地上からの木星電波観測データと Voyager による木星、土星、天王星からの電波放射データを用いて、巨大惑星電波放射のエネルギー源について、比較惑星電波学の立場から論じる。

主な結果は以下に要約される。
1) 巨大惑星からの電波放射のエネルギーをすべて太陽風エネルギーに求めると、地球の AKR に比べて極めて大きな efficiency を必要とする。

地球	9.4×10^{-8}
木星	5.5×10^{-6}
土星	1.1×10^{-5}
天王星	3.3×10^{-6}

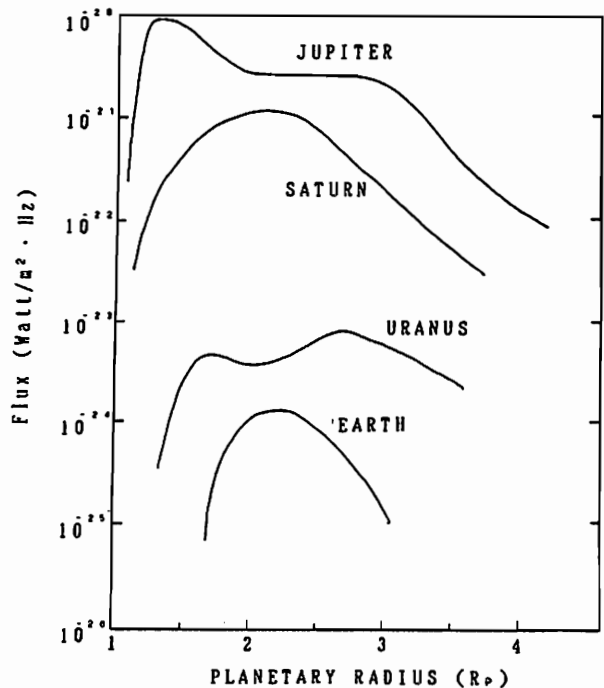
2) 巨大惑星群については、自転のエネルギーと電波放射のエネルギーの間に比例関係が成立する。

3) 以上のことから巨大惑星の電波放射のエネルギー E_{rad} のその主な部分は、自転エネルギーを Source とし、太陽風エネルギー変動によって変動されると考えられる。

$$E_{rad} = \alpha E_{rot} \cdot \beta E_{sw}$$

4) 地球を含めた惑星電波は、木星のデカメータ成分を除いて、すべてのその惑星の極域、2~3 惑星半径の高度で生じている。(第1図参

照) 木星のデカメータ電波成分は、これらに比して発生高度が低く、電離層が放射域の中心となる。



第1図 惑星電波放射の高度分布。電波放射スペクトラムを惑星の極域磁力線に沿ったサイクロトロン周波数としてプロットしたもの。

II - 12 木星デカメートル波広帯域偏波スペクトラムの長時間特性の解析 II

今井一雅 上山 智代
高知工業高等専門学校・電気工学科

AN ANALYSIS OF LONG TIME POLARIZATION CHARACTERISTICS BY JUPITER'S DECAMETRIC WIDE SPECTRUM OBSERVATIONS II

K. IMAI and T. KAMIYAMA

Department of Electrical Engineering, The Kochi National College of Technology

An analysis of the polarization of Jupiter's decametric radiation during the 1986 apparition of Jupiter over a spectrum of about 1MHz was made using a newly developed dynamic spectrum observation system. The right and left hand polarization components of the dynamic spectra observed by a spectrum analyzer were recorded as an analog signal by a data recorder, digitized by an A/D converter, analyzed by a 16 bit personal computer, and displayed as a color coded spectrum by a color display. In this report, we discuss the long time polarization characteristics by these systems.

1. はじめに

筆者らは、木星デカメートル波放射機構を解明する手がかりを得る重要な情報源として、広帯域偏波特性の観測及び解析を行っている。この観測は、21.9MHzを中心とした広帯域(1MHz)偏波特性を観測するために、右旋円偏波と左旋円偏波の偏波特性を交互にスペクトラム・アナライザで測定し、記録されたデータを16ビット・パソコンによりカラーでそのダイナミック・スペクトラムを表示し、解析を行うものである。今回は、前回に引き続いて電波放射源の位置が木星の北から南あるいはその逆というような変化があった場合に、この広帯域偏波観測データの長時間特性になんらかの変化が期待されるのではないかとこの観点から、I_o-B電波源の3例についてのべ84分間の詳しい解析を行った結果を報告する。

2. 解析に使用するデータ

解析に使用する3例の観測データは、いずれもI_o-B電波源に分類されるもので、2例は30分間、1例は24分間の計84分間の解析を行った。図1は、その1例である1986年9月7日の21.87MHzの固定周波数で観測された強度変動で、偏波スペクトラム解析を行った30分間のデータに対応している。写真1は、その30分間の一部である3分間の右旋円偏波・左旋円偏波のスペクトラムである。解析にあたっては、スペクトラムの表示レベルを



図1 解析した偏波スペクトラム・データに対応する1986年9月7日のI_o-B電波放射の30分間の強度変動

変更したり、1画面3分間のスペクトラムを時間をおいて次々と動的に表示できるようにソフトウェアの改良を行って、詳細にスペクトラムを調べるができるようになっている。

3. 解析結果

3例の偏波スペクトラム解析の結果をまとめると、次のようになる。

- (1) 3例の全体的な傾向としては、右旋円偏波成分が強く、左旋円偏波成分は極めて弱い。
- (2) 3例とも、右旋円偏波成分が弱くなり、左旋円偏波成分が強くなるような逆転現象は見られない。
- (3) 各例とも、偏波スペクトラムのパターンは非常に複雑な様相を呈しており、異なるスペクトラムのパターンの電波放射が同時に起こって重なっていると思われる部分が見られた。

以上のことから、同じモードによる電波放射機構で電波放射が起こっていると仮定すると、I_o-B電波源の場合は、少なくとも30分間のオーダーでは木星の北極から南極付近かのどちらかに放射源の位置が固定されているといえる。また、放射源の位置が固定されているといっても、異なる電波放射が同時に起こっている場合もありうるということがわかった。

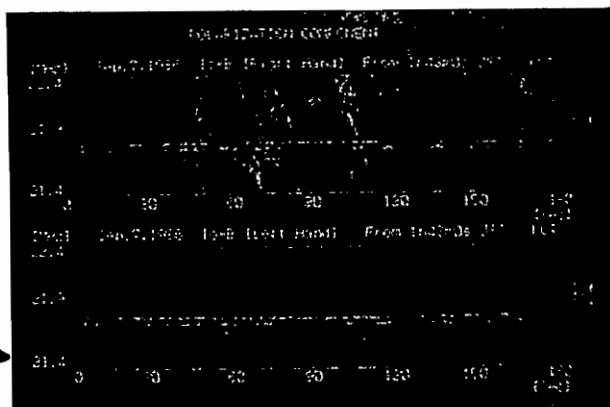


写真1 図1の30分間のデータに対応する偏波スペクトラムの3分間のデータで上段が右旋円偏波成分、下段が左旋円偏波成分に対応

大木章一、大家 寛、森岡 昭、三沢浩昭
東北大理

Analyses of source locations of Jovian Decametric Radiation
with two-dimensional long baseline interferometer

Sho-Ichi Ogi, Hiroshi Oya, Akira Morioka, Hiroaki Misawa
Geophysical Institute Tohoku Univ.

Analyses of the source position of Jovian decametric radiations have been made being based on the three long base-line interferometer system. Observation data are analysed by a computer system after A/D conversion of the observation data employing algorithm of automatic fringe phase analyses. This technique has improved the sensitivity of the position decision and capability is obtained to handle for very long time phenomena; we can use even for the case of low S/N data for identification of the position. By analysing many cases of the interferometer data, we have also accumulated data to identify the criteria for disclimation of the ionospheric disturbance effects; thus the source locations of JDR can be decided more precisely by knowing the ionospheric conditions.

1. 序

木星デカメータ電波の放射メカニズムを探るため、我々は、電波の発生位置と偏波特性を同時に決定すべく研究を進めてきた。この目的のため、今回、発生位置を決定する長基線干渉計網のデータ解析を、コンピューターによる自動解析に移すことに成功した。これにより、従来よりも長時間のデータに対し、S/Nの低いものまで、精度の高い解析を行なえるようになった。また、長時間データの解析により、電離層電子密度の変動と思われる現象が観測された。この変動を補正することが出来れば、従来よりさらに長時間にわたって電波放射源の位置決定が可能になる。

2. 観測システム

宮城県内に設置されたA (KAWATABI)、B (ZAO)、C (YONEYAMA) 局で受信された21.86 MHzの電波は、高安定の周波数標準により位相を保持されたまま、テレメータ回線で仙台に転送され、各局間の位相差の計測が行なわれる。位相差の計測はアナログレベルでリアルタイム処理されるが、さらにこの位相差データ Φ_{OBS} は111.1 Hz、8ビットでA/D変換された後、所定の移動平均をかけられつつ、3局の位置データから期待される位相差(木星の中心から電波が出ているとしたときの計算値 Φ_{CENT})と比較される。電波源の移動があれば Φ_{OBS} と Φ_{CENT} の差 $\Delta\Phi_0$ に、時間的な飛びが表れる(図1参照)ため、逆に $\Delta\Phi_0$ のデータから木星面上での電波源の動きを求めることができる。本研究では、A/D変換から木星面上での電波源の動きを表示するまでの処理を自動化するアルゴリズムを開発した。システムの最終的な誤差は、天空上で1秒角以内となっている。

3. 解析結果

従来、5分内外に限られていた位相差解析が、今回の自動化により2時間まで可能となった。これにより、様々な電離層の影響が浮彫りになってきた。電離層の影響と見られる Φ_{OBS} のゆらぎは3分から20分ぐらいの変動周期を持つものが多く、動きも連続的である(図2参照)。TID等による電離層電子密度の変動などによるゆらぎの原因では、木星において実際に起こる電波源の移り変りに比べ、特別な時間変化を示す。こうした変動現象を分析し、電離層電子密度の変化を差し引く操作により、今まで不可能だった電離層の影響を含むデータの解析の可能性がでてきた。

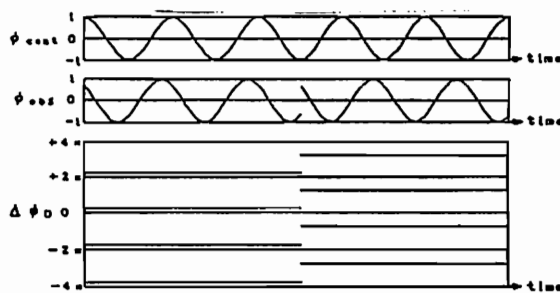


図1. 木星電波源に移動があった場合の Φ_{OBS} と $\Delta\Phi_0$ の時間変化を示す。

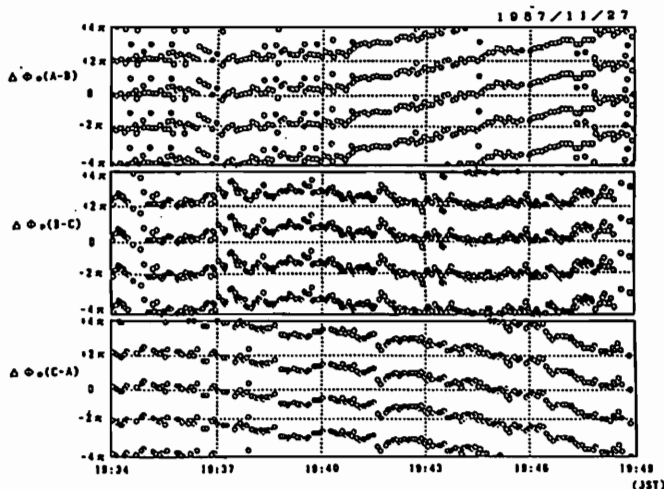


図2. $\Delta\Phi_0$ の変動の観測例。

長基線干渉計網と広帯域偏波計による木星デカメータ電波の同時観測

三沢 浩昭, 大木 章一, 大家 寛, 森岡 昭
(東北大理)

Simultaneous Observation of Long Baseline Interferometer with Polarimeter for Studies on the Generation Mechanism of Jovian Decametric Radiation

Hiroaki Misawa, Sho-Ichi Ogi, Hiroshi Oya and Akira Morioka

Geophysical Institute, Tohoku University

Simultaneous measurement of source locations and polarization for Jovian decametric radiation (JDR) have been made since 1987, to investigate the generation mechanism. By fringe phase analyses of the long baseline interferometer with polarization analyses of wide-band polarimeter, two sources located at a northern and southern polar region of Jupiter are identified with respect to Io-A source. The sources at the northern and southern polar region radiated JDR with the polarization of left-hand sense and right-hand sense, respectively. The resulted evidence suggests that observed Jovian decametric radiations were originated as L-O mode.

1. 序

木星の放射する強力なデカメータ波帯電波の発生機構について、その波動粒子相互作用及び、エネルギー供給のプロセスは十分な説明がなされていない。これらの発生機構のプロセスを解明する上で、電波の発生域を同定し、同時に到来する電波の偏波特性を明らかにする事は、電磁波のモードの同定という重要な手懸りを与える。当グループでは、この電波のモードを明らかにすべく、長基線干渉計網と広帯域偏波計を用い、電波の発生源と偏波の同時情報の取得を試みてきた。本講演では、この干渉計と偏波計による発生位置と偏波の同時観測結果に基づき、木星デカメータ電波発生機構に関わる一つの結論を報告する。

2. 観測結果

長基線干渉計網と広帯域偏波計による木星デカメータ電波の同時観測は、1987年11月より開始されたが1987年11月17日 Io-A 電波源に対しデータが取得された。この現象では、L-パースト性の現象がおよそ一時間、断続的に出現し、偏波計測は右旋左旋両偏波性を持つパーストが混在する事を示していた。図 1 に、ダイナミックスペクトラムの形式で、この現象の約 2 分間の偏波特性を示すが、出現したパーストの軸比は地上反射波の影響も考慮した結果、全帯域 2 MHz で、両偏波とも大きさ $0.3(\pm 0.1)$ であり、楕円偏波性を帯びていた。21.880 MHz における干渉計のデータの位相解析により得られた、同時刻の発生位置の結果を図 2 に、図 1 中の各パース

トに対応付けて示す。干渉計は 3 基線より成り、天球上では対応する 3 方向に感度を持つが、図中パースト(3)は一基線についてしか有効なデータが得られなかった為、導出された発生位置は拡がりを持つ。結果は、右旋偏波性のパースト(1)、(3)が南半球の極付近より、左旋偏波性のパースト(2)が北半球の極付近より発生していた事を示している。尚、パースト(4)については、南及び北半球より発生したパーストが、同時に観測された為に、見掛け上、木星の赤道付近に電波源が存在するような結果を示したと考えられる。

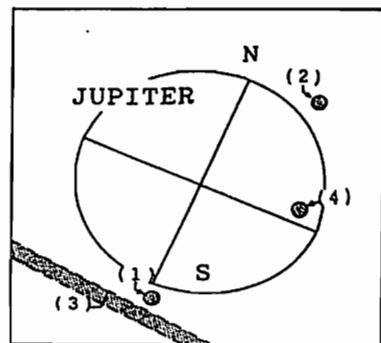
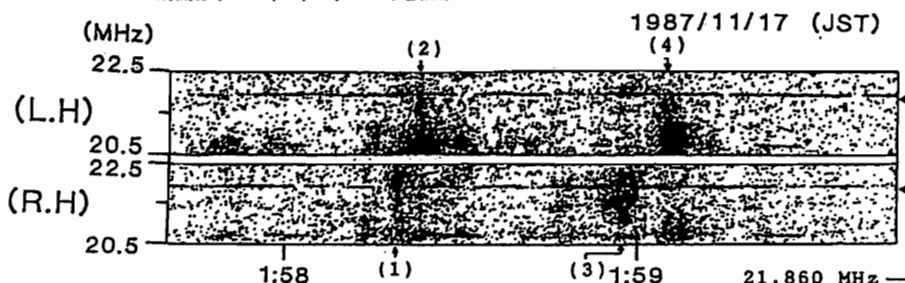
3. まとめ

長基線干渉計網と広帯域偏波計による木星デカメータ電波の同時観測により、Io-A 電波源において、右旋偏波性のパーストが南半球の極付近より、左旋偏波性のパーストが北半球の極付近より放射される現象が確認された。木星の南北半球での磁場の方向性を考慮するとき、この現象は、木星デカメータ電波が L-O モードで発生していた事を示唆する。

木星デカメータ電波の詳細な発生機構を明らかにする為、更に観測例を増すべく、本年の木星の衝(11月23日)に向け現在、同時観測及び解析を続行している。

図 2. 干渉計データの位相解析により得られた発生域 (斜線部)。各番号は、図 1. の各パーストに対応。

図 1. Io-A 電波源からの電磁放射の偏波特性。
観測は、1987/11/17、2 時を前後に行われた。



河野 英昭、大谷 晋一、国分 征、 K.Takahashi
(東大理) (APL, John Hopkins Univ.)

Characteristics of Impulsive Magnetic Variations
in Dayside Magnetosphere

H.Kawano, S.Ohtani and S.Kokubun Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo
K.Takahashi The Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory

Impulsive magnetic variations (FTE like variations) in the dayside magnetosphere, detected with AMPTE/CCE, are statistically examined. The characteristics of these impulses are summarized as follows: The radial component designates a bimodal feature while one-sided pulse is usually seen in the other components; These variations are detected mainly on the late morning side; Applying a simple current tube model to the magnetic component perpendicular to the ambient field under the assumption that current tubes pass by the magnetopause-side of the satellite for the most of the events, the direction of tubes' motion shows a clear reversal around noon meridian(dawnward on the morning side, duskward on the evening side). Relations to IMF conditions will be investigated through the analysis of IMP-J data to find a clue to the driving process.

AMPTE/CCE (apogee ~ 8.8Re, -15.0<MLat<15.0 [deg]) により、昼間側の magnetosphere 内で FTE (Flux Transfer Event) に類似の impulsive magnetic variation (Fig.1) が観測されているが、それについて多数 (現在 183 例) のデータを用い統計的解析を行ったところ、以下のような特徴が認められた。

- ・継続期間: 数分から十数分 (典型的には 6 ~ 12 分)
- ・磁場変動幅: 数 nT から十数 nT (典型的には 6 ~ 16 nT ; 最大で約 25 nT)
- ・バックグラウンド磁場に対する平行成分、垂直成分に分けた場合、一般に、垂直成分は FTE と類似の変動を示し、平行成分は one-sided pulse の変動を示す (V: bimodal, D, H: one-sided pulse ※ V: radial, D: eastward, H: northward)。但し、D成分についてはほとんど変動が現れない例もある (1/8 例程度)。変動の符号 (D成分: 正/負、V成分: 正→負/負→正) は決まっていない。bimodal と one-sided pulse の中心が年間的に一致するケースが多い。V成分とH成分の変動の振幅はほぼ同程度である。
- ・地上の中高緯度における磁場変動と対応関係がほとんどない例があることから、SI 的でない要素をもつと考えられる。
- ・主に、真昼よりやや午前側で多く観測される。
- ・全体として、観測頻度の磁気緯度への依存性は弱い。

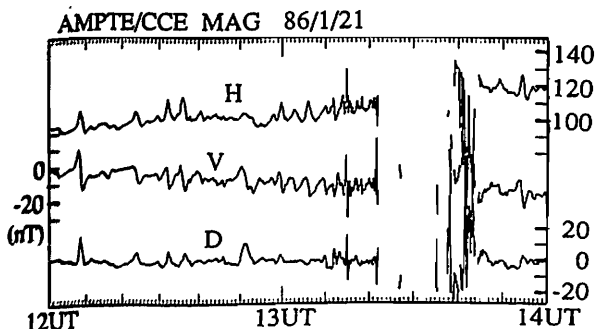


Fig.1

- ・V、D成分は line current 状の電流束の運動による、と仮定し、電流束は AMPTE より magnetopause 側を通るものが多いと仮定すると、D成分の正負により電流の向きが、V成分の変動パターン (正→負/負→正) により電流束の運動方向が推定できるが、その運動方向が午前と午後で明確に逆転し、午前側では朝方側への運動、午後側では夕方側への運動が卓越する (Fig.2)。また、電流の向きも午前側と午後側で逆になっている。
- ・静止衛星 GOES5,6 でも、ほぼ同時 (time lag を伴う) に同様の磁場変動が観測される場合がある。

以上の様な特徴を持つこの磁場変動がどのような物理現象に対応するのかを考察する上で、以下のような点が問題となるだろう。

- 1) 何らかの空間的構造に起因するのか、それとも波動的なものなのか (我々は前者であると考えている)
- 2) 電流による磁場変化と圧力の効果の割合
- 3) 大規模な空間的構造 (magnetopause, Low Latitude Boundary Layer など) との関係
- 4) 生成の要因: 磁気活動度や太陽風、惑星間磁場との関係

そこで今回は、IMP-J のデータなどを用いて外的諸要因との関係 (4) について解析した結果を報告し、その結果や上に挙げた諸特徴はどのように説明できるのかについて考察する。

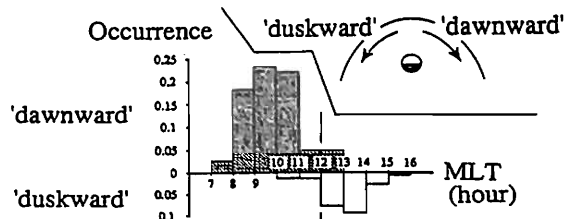


Fig.2 Occurrence of 'dawnward' / 'duskward' events versus MLT. Occurrence is normalized by total number (138).

An MHD Simulation of the Formation of Magnetic Flux Tubes at the Earth's Dayside Magnetopause

Tatsuki Ogino¹, Raymond J. Walker², and Maha Ashour-Abdalla²

¹RIA, Nagoya University, ²IGPP, UCLA

Abstract. Dayside magnetic reconnection has been studied by using a three-dimensional global MHD simulation. Two different mechanisms of the formation of magnetic flux tubes at the dayside magnetopause are presented depending on the orientation of the interplanetary magnetic field (IMF) during southward IMF. A strongly twisted and localized magnetic flux tube similar to magnetic flux ropes appears in the subsolar region when the IMF has a large B_y component. When the B_y component is small, twin flux tubes appear at the dayside magnetopause. These phenomena can be well explained by antiparallel magnetic reconnection and also are consistent with several observational features of the flux transfer events.

We have solved the MHD and Maxwell's equations with high spatial resolution in the northern hemisphere as an initial value problem by using the modified two step Lax-Wendroff scheme. The magnetic Reynold's number, which is the magnetic diffusion time divided by the Alfvén transit time, is $S = 200 \sim 2000$.

The solar magnetospheric coordinate system was used in the simulation. A uniform solar wind with number density $n_{sw} = 5/cm^3$, velocity $v_{sw} = 300km/s$ and temperature $T_{sw} = 2 \times 10^5 K$ flows into a simulation box with a uniform IMF, $\vec{B}_{IMF} = (B_x, B_y, B_z) = B_{IMF} (0, \cos\theta, \sin\theta)$, where $B_{IMF} = 5nT$ and $-x_0 = x_1 = y_0 = z_0 = 24.25R_e$. Free boundary conditions were used at $x = x_0, y = \pm y_0$ and $z = z_0$ and mirror boundary condition was used at $z = 0$. Moreover a simple ionospheric fixed boundary condition was imposed near the earth. The MHD equations were solved on a $(N_x, N_y, N_z) = (96, 96, 48)$ point grid except for the boundary grid points. The spatial mesh size was $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5R_e$ and the time step was selected as $\Delta t = 1.87s$, where R_e is the radius of earth.

Two types of magnetic flux tubes were formed depending on the IMF orientation during southward IMF. When the IMF has a large B_y component in Figure 1, a strongly twisted magnetic flux tube appears in the subsolar region. When the IMF B_y component is small, twin flux tubes appear at the dayside magnetopause. These characteristics are consistent with those expected from antiparallel magnetic reconnection.

A strongly twisted and localized magnetic flux tube is formed at the dayside magnetopause for more dawnward IMF ($\theta = 210^\circ$). The distortion of geomagnetic field lines in the wide throat region gradually occurs because of the combinations of viscous convection at the magnetopause and magnetic reconnection at high latitude antiparallel field region. The twisted single magnetic flux tube is approximately formed in the direction given by the vector summation of the normal vector to the IMF and the normal vector to the geomagnetic field. The field aligned current in the flux tube always flows from dawn to dusk. The B_x component has a bipolar signature in the z direction near the subsolar region, and B_y and B_z are intensified while p decreases. Therefore this flux tube is similar to the magnetic flux ropes. The width of the flux tube is about $3R_e$ in the z direction and $1.5R_e$ in the x direction. Magnetic reconnection succes-

sively occurs on the dawn and dusk sides of the magnetic flux tube. Then, the magnetic flux tube separates into northern and southern pairs, and the northern flux tube convects northward with a speed of $60 \sim 100 km/s$ while the southern flux tube convects southward. Moreover, the spatial bipolar signature of B_x for the isolated flux tubes, which is almost normal component to the magnetopause, is always positive in the northern half and negative in the southern half because the field aligned current J_y flows from dawn to dusk. Therefore, the satellite temporary observes a positive to negative variation of B_x in the northern hemisphere and a negative to positive variation of B_x in the southern hemisphere, and the duration time of such an isolated magnetic pulse is about $3 \sim 5$ minutes. These characteristic simulation results are very consistent with several features of the satellite observations on the flux transfer events.

When the IMF is more southward ($\theta = 240^\circ$), the traditional dayside magnetic reconnection occurs in the antiparallel field region near the subsolar point. Twin magnetic flux tubes are repeatedly formed at the magnetopause in the northern and southern hemispheres when the reconnected open field lines drape over the polar region. The normal component B_x corresponding to the flux tubes again shows a similar bipolar signature, however B_y is small. Thus the flux tubes are similar to plasmoids. The magnetic flux tubes soon convect toward the high latitudes and toward the tail. These behaviours are also similar to several observational features of the FTE's.

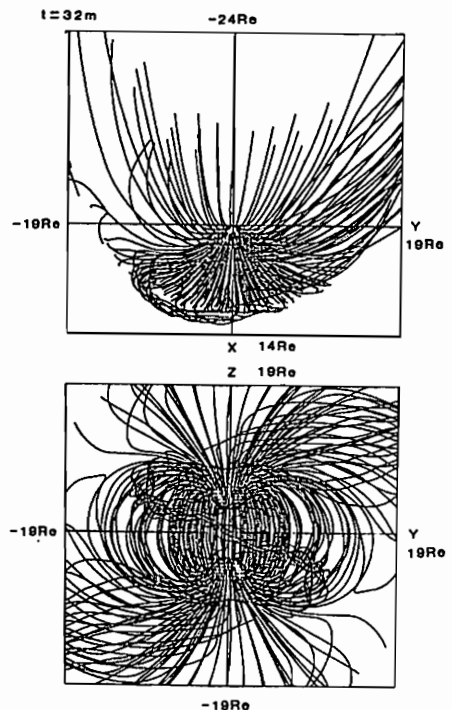


Fig. 1. Configuration of projected magnetic field lines at $t=32m$ for $\theta = 210^\circ$.

II-17 ON THE SOURCE REGION OF FTE-TYPE MAGNETIC SPIKES OBSERVED AT CUSP LATITUDES

H. Fukunishi
Upper Atmosphere and Space Research Laboratory
Tohoku University, Sendai 980, Japan

L.J. Lanzerotti
AT&T Bell Laboratories, Murray hill, N.J. 07974, U.S.A.

Magnetic spikes with durations of a few minutes were frequently observed at South Pole and Frobisher Bay stations at cusp latitudes in the forenoon hours. These magnetic spikes have following features.

1. Ground magnetic signatures appear to be consistent in a westward moving twin vortex current pattern induced by pairs of downward and upward field-aligned current filaments oriented in the east-west direction.
2. The initial magnetic variation is caused by a passage of a westward convecting downward field-aligned current filament.
3. Impulsive auroral activity is observed in the upward field-aligned current region.
4. The speed of westward (tailward) motion is $\sim 3-5$ km/s.
5. Magnetic spikes occur simultaneously in the conjugate regions and the directions of the changes in the Z component are the same in the both hemispheres.
6. Magnetic spikes often accompany damped-type Pc 5 pulsations with characteristics of odd mode standing oscillations.
7. The peak amplitude is located at the

boundary between LLBL-type electron precipitation and CPS-type electron precipitation (see Fig.1).

8. Magnetic spike events appear to be related to tangential or rotational discontinuity in the solar wind.

These characteristics strongly suggest that magnetic spikes observed near cusp regions are a ground signature of the secondary effect due to field-aligned currents induced on the boundary between LLBL and CPS by a passage of a sporadic, tailward traveling disturbance. One possible candidate of such a disturbance is magnetic islands (Lee et al., 1988) or plasma bubbles (Southwood et al., 1988) formed on the magnetopause during flux transfer events.

Acknowledgments. We thank Dr. T. Ono and WDC-C2 for Aurora in National Institute of Polar Research for supplying DMSP particle data.

- References**
- Friss-Christensen et al., Geophys. Res. Lett., **15**, 253, 1988.
 - Lee et al., J. Geophys. Res., **93**, 7578, 1985.
 - Southwood et al., Planet Space Sci., **36**, 503, 1988.

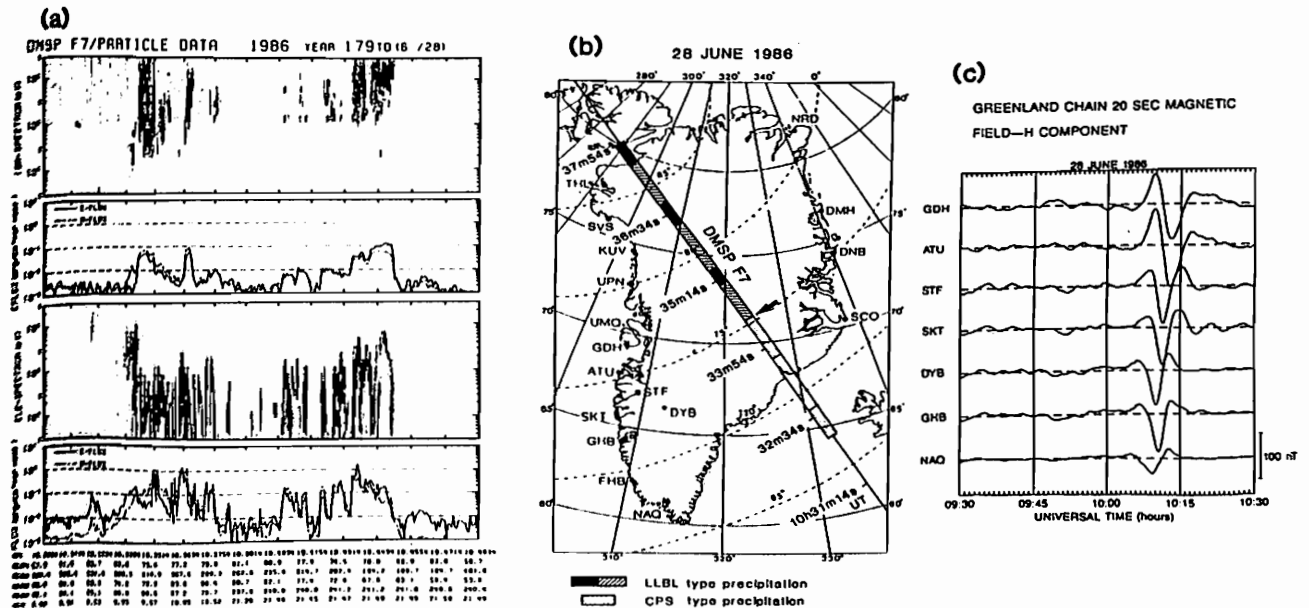


Fig.1. Magnetic and particle signatures of the June 28, 1986 event. (a) Summary plot of DMSP F7 particle data. (b) Magnetic footprint of DMSP F7. An arrow shows the location of the boundary between LLBL-type and CPS-type electron precipitation regions. (c) Magnetograms from the Greenland chain (after Friis-Christensen et al., 1988).

西田 篤弘
宇宙科学研究所

FORMATION OF THE LOW LATITUDE BOUNDARY LAYER BY RECONNECTION

A. Nishida
Institute of Space and Astronautical Science

We propose that the Low Latitude Boundary Layer found inside the magnetopause is a consequence of the dayside reconnection process. Reconnection on the dayside magnetopause could occur not only when the IMF polarity is southward but also when it is northward, but in the latter case open field lines intersect and re-reconnect resulting in closed field lines filled by solar wind plasma.

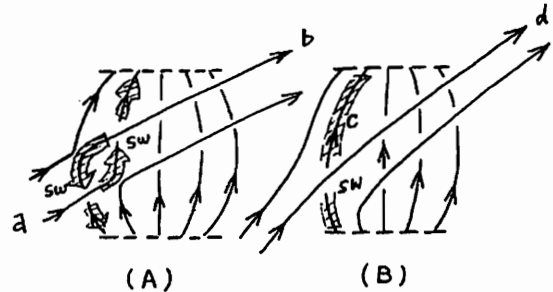
磁気圏の低緯度境界面のすぐ内側には、太陽風プラズマと磁気圏プラズマとが共存する領域があり、この混合プラズマはMagnetosheathの太陽風と同程度の速度で流れている。この領域はLow latitude boundary layer (LLBL) と呼ばれている。磁気圏境界面におけるKelvin Helmholtz不安定は太陽風から磁気圏への運動量の輸送を生じさせることはできるが、プラズマの混合を起こさせるものではなく、それだけでLLBLを説明することはできない。

太陽風と磁気圏の磁力線はreconnectionによってつながっている。太陽風プラズマはこうしてつながった磁力線にそって磁気圏に流入することができるが、LLBLは通常考えられているreconnectionでは説明できない性質をもっている。それは、IMFの極性が北向きのときにも観測されるということである。IMFが北向き極性の時にはpolar capの磁力線だけがIMFとつながるといふ考えをとるかぎり、低緯度の磁気圏内部への太陽風プラズマ流入はreconnectionでは説明できない。

だが、IMF極性が北向きの時には、低緯度の磁気圏境界面ではまったくreconnectionがおきえないものだろうか。元来reconnectionは反平行磁場の間でおきるものとして考えられた。しかし、現在では反平行でない磁場の間でもreconnectionがおきるとされている。そうでなければ、IMF極性が南向きの時の太陽風エネルギーの磁気圏流入が理解できないのである。それなら、北向きIMFも低緯度磁気圏境界面でreconnectionを起こすと考えて良いのではないか。

そこで、下図のモデルを提唱したい。IMFが北向き極性のときにも、reconnectionによって低緯度磁気圏への太陽風プラズマの流入がおきる(A)。しかしこの場合には、つながった磁力線どうしがからみあう確率が高い。からまった磁力線はre-reconnectする、すなわち、IMF磁力線と地球磁場の磁力線とに再び分離する(B)。この過程を経た地球磁場の「閉じた」磁力線上には、太陽風起源のプラズマが存在している。このプラズマには太陽風からK-H不安定によって運動量がさらに供給され、反太陽方向への流れが維持される。

LLBLの厚さはIMF極性に依存し、IMFが北向きの時のほうが厚い。これは、IMF北向きの場合には図(A)に示すようにつながった磁力線が磁気圏に押し付けられるからであろう。IMF南向きの時にはつながった磁力線はpolar capに向かってはがれてゆくので、低緯度には入り込まない。



Reconnected field lines on the dayside magnetopause in the northward IMF case. Open field lines a and b produced by reconnection intersect and re-reconnect, resulting in the closed field line c and the IMF field line d. The field line c filled by the solar wind plasma is suggested to constitute the LLBL.

磁気圏尾部境界における大規模電流系の特性

大谷晋一、國分 征 (東大 理)

Large-scale Current Systems in the Open Magnetotail Boundary

S. Ohtani and S. Kokubun

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

This is the first observational report on the large-scale current systems in the plasma mantle. The magnetic field changes in direction in the plane perpendicular to the surface normal at most of boundary crossings. Such rotational changes can be ascribed to the field-aligned currents flowing in the same region as the frank current flows. The distribution of current polarity and dependence on IMF suggest that these field-aligned currents are parts of the current system observed poleward of the cusp region.

カスプ領域を通る磁力線は、地球磁気圏の境界領域へとたどることができる。そのためにかスプ領域は、太陽風-磁気圏間相互作用の物理機構を理解する上で重要な研究対象となっている。しかし今までの研究の多くは、低高度衛星のデータを用いたもので、磁気圏尾部の境界層付近での観測に基づいた解析はほとんど行われていない。本論文では、地球から30Re程度離れたプラズママンツル(以下PM)中を流れる大規模電流系の特性を報告する。用いたのはIMP-J衛星の磁場データ(15秒値)である。

図1にLobeからSheathへと衛星が横切った例をホドグラムで示す。衛星の位置はGSM座標系で(-34,-8,-20)Reである。N軸は境界層に垂直、外向きを正。L軸はLobe磁場に平行、地球向きを正。M軸は右手系を成す。図1-a,-cはそれぞれPMを横切る前後10分間のLobe及びSheath中の磁場を表す。Lobe中では磁場が安定しているのに対し、Sheath中では変動が大きい。着目しているPM中での様子は図1-bに示してある。L-M面内で磁場が方向を大きく変えているのに対し、N成分の変化は小さい。L成分の絶対値の減少は磁気圏のFrankを流れる電流によると考えられる。一方、それに伴うM成分の変化は沿磁力線電流によるものと解釈される。

このような観測例をもとに、電流の空間分布、IMF依存性を調べてみた。その結果とともに、講演では、カスプ領域で観測されている電流系との対応をも議論したい。

IMP-J May 2, 1982 S/C : (-34.2,-7.9, -20.3)Re in GSM

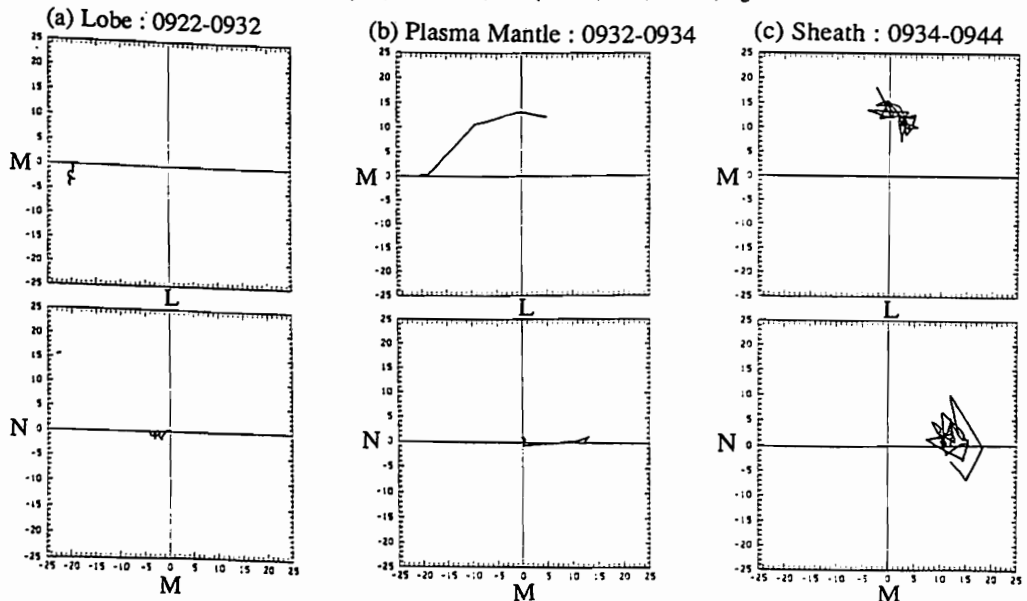


Fig. 1 Hodogram of magnetic field in the (a) tail lobe, (b) plasma mantle, and (c) magnetosheath in the boundary coordinates.

宇宙科学研究所 鶴田浩一郎
東大理学部 小川利紘

Imaging of Magnetospheric plasma(II)

K. Tsuruda (ISAS)
T. Ogawa (Tokyo Univ.)

Feasibility of magnetosphere imaging by means of resonance scattering of the solar UV by the magnetospheric Helium ions at 304A was studied. Helium ions are relatively concentrated at the magnetosphere boundary and at the plasma sheet.

With estimated density of Helium ions, 0.01~0.1/cc, it seems possible to obtain images of the plasma sheet and the boundary layer with spatial resolution of a few thousand km, if we fly a UV telescope of 100cm aperture to the orbit of 20~30Re.

前回の学会でバリウム等の金属イオンをレーザーとして放出し、そのイオンによる太陽光の散乱を測定することにより磁気圏内のプラズマの動きを調べることを提案した。今回は、さらに、自然のプラズマ、主としてヘリウムイオンによる太陽光散乱を測定することにより、磁気圏の全体像を常にモニターすることが出来るかどうかを検討したのでその結果を報告する。

イオン種としては、前回もふれたようにヘリウムイオンが考えられる。プラズマシート、マグネトホースで約0.01~0.1/ccの密度と考えられるが、100Reの距離においた口径100cmの望遠鏡に2000km×2000km×2000kmの領域にあるイオンから毎秒約100~1000個の光子がはいてくる。量子効率0.1を考えると10~100個/秒ということになる。前回の可視部の量産種と異なり、背景放射が黄道光のみと考えられるので上記の値は出発点としてかなり希望の持てるものである。発表では、もう少し定量性を加えた検討結果を紹介する。

長井嗣信

気象研究所

ENERGETIC ELECTRON FLUX IN THE OUTER RADIATION BELT AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Tsugunobu Nagai

Meteorological Research Institute

One of the characteristic signatures for the outer radiation belt electrons in association with geomagnetic activity is a flux decrease during an initial phase of enhanced geomagnetic activity. A decrease of the magnetic field intensity in association with Dst development may cause this flux decrease, however, the flux decrease does not follow the Dst development in some cases. The magnetosphere is often compressed in association with enhancement of geomagnetic activity. It is proposed that the electrons in the outer radiation belt are lost through the magnetopause that moves inward on the dayside.

地球をとりまく高エネルギー粒子による放射線帯の発見以来ほぼ30年が経とうとしている。放射線帯のダイナミクスの解明は、衛星の利用が拡大しているなかで、ますます重要となってきた。理論的な大きい進歩としては、particle diffusion theoryがあげられるが、これだけでは、磁場の構造変化および磁気圏境界の運動が大きく作用する強い擾乱時の外側の放射線帯のダイナミクスには、適用できない。前回の講演では、外側放射線帯の高エネルギー電子の振舞が、地磁気活動度によってうまく記述できることを示した。今回の講演では、外側放射線帯のダイナミクスについて論じる。

使用するデータは、静止衛星 GMS-3 (140° E), GOES-5 (75° W), および GOES-6 (105° W) の高エネルギー電子 (> 2 MeV) である。図1に示すように、地磁気活動に伴う電子フラックスの変化としては急激な減少という過程がある。電子フラックスの減少は、Dstの発達にともない磁場の強さが弱くなることに対応する断熱的な変化があることは十分に考えられる。図2に示すように経度の異なる3つの衛星での粒子フラックスの変動は、かなり良く一致している。このことは、高エネルギー電子が地球のまわりを一周する時間が短いことから当然とも考えられるが、Dstにともなう磁場の非対称的な変動(たとえば夕方側でより磁場は小さくなる)を考えると、もう少し粒子のフラックスの変動にも差があってもよさそうである。また、Dstの発達よりかなり早く夕方側でフラックスが急激に減少することがかなりある。これらのことから、次のようなメカニズムが考えられる。高エネルギー電子は、朝側から昼を通過して夕方側へむかう。地磁気擾乱の始まりには、太陽風の圧力が高まり、磁気圏境界が内側へはいつてくる。従って、従来周回運動していた電子が、磁気圏境界で失われて、夕方側に到達できなくなりうる。この過程によって、急激なフラックスの変動が説明できるが、減少した電子フラックスがもとのレベルに回復する過程や、もとのレベルよりかなり増加する過程について、電子の供給先を考えなければならない。

図 1

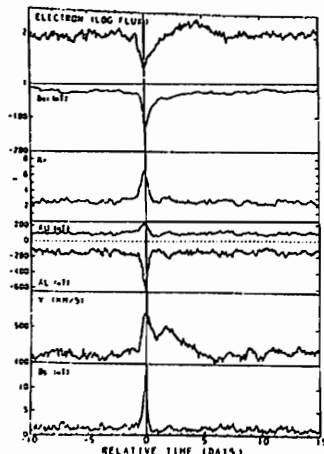
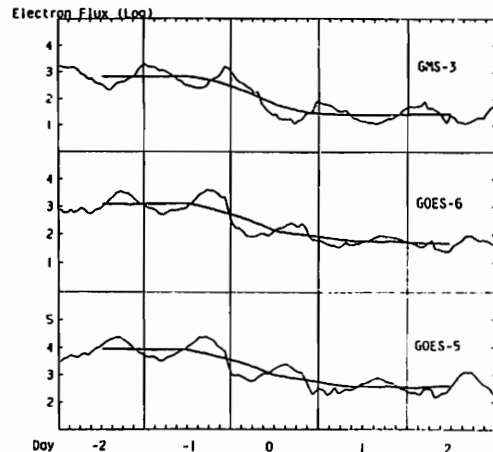


図 2



河野毅 宗像一起 永田勝明 道家忠義 菊池順 村上浩之 中本淳 長谷部信行
理研 玉川大工 早大理工研 立大理 愛媛大教養

INTENSITY MAPS OF MEV ELECTRONS AND PROTONS BELOW THE RADIATION BELT

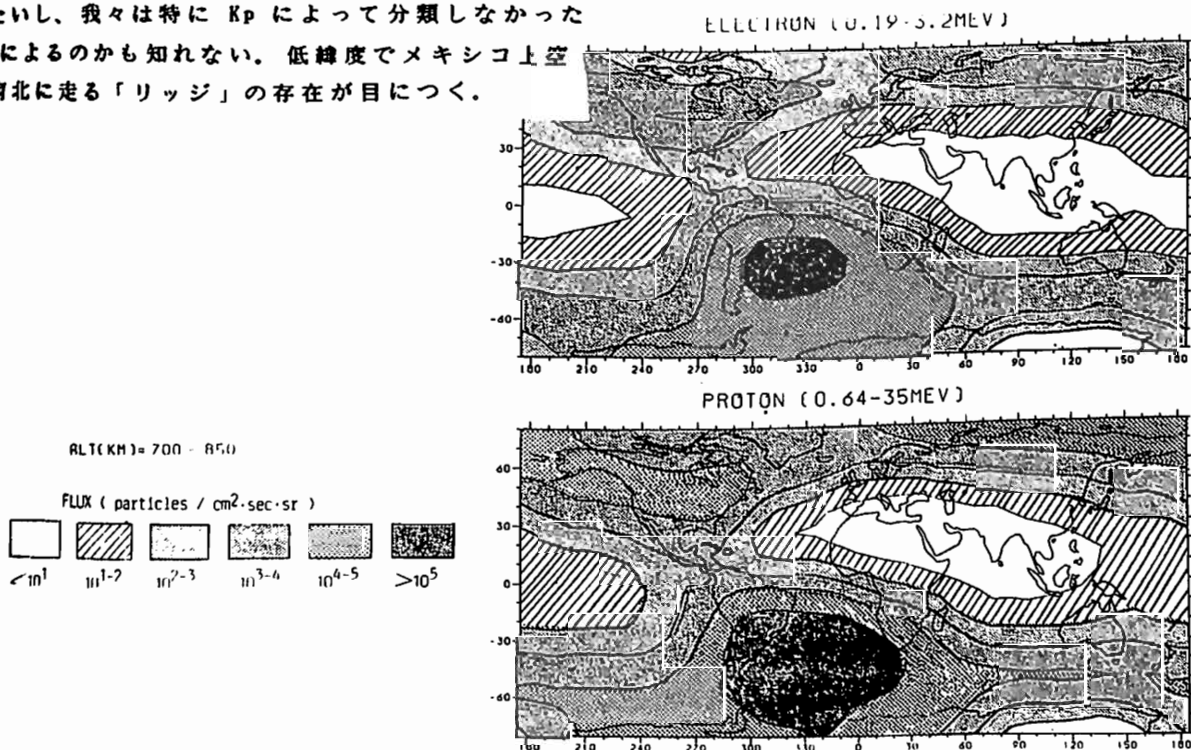
T.Kohno, K.Munakata, K.Nagata, T.Doke, J.Kikuchi, H.Murakami, A.Nakamoto, N.Hasebe

Riken, Tamagawa Univ., Waseda Univ., Rikkyo Univ., Ehime Univ.

The global distributions of energetic electrons (0.19 - 3.2 MeV) and protons (0.64 - 35 MeV) are shown in the form of contour maps. The data were obtained by two sets of energetic particle telescopes on board the satellite OHZORA. The observed altitude range is 350 - 850 km. Ten degrees meshes in longitude and latitude were used to obtain the intensity contours. A pitch angle distribution of $J(\alpha) = J(90) \cdot \sin^n \alpha$ with $n = 5$ is assumed to get the average intensity in each mesh.

科学衛星「おおぞら」に搭載された高エネルギー粒子測定器により、高度 350 - 850 km の範囲で 0.19 - 3.2 MeV の電子と 0.64 - 35 MeV の陽子の強度分布が得られた。粒子の強度は時間的に変動するが、平均的な強度を示す。視野が互いに 90 度を向いた 2 つのセンサーが搭載されているので、磁力線に対する強度依存が分かる。このピッチ角分布を、 \sin の n 乗で表すと、この n は 1 から 10 までの間に広く分布するが n の値として 5 を採用した。また、粒子強度は激しい高度変化を示すので、3 つの高度範囲に分けて表す。南緯 80 度から北緯 80 度にかけて、緯度・経度を 10 度 x 10 度のメッシュにわけ、各メッシュ内で高度毎に平均強度を求めた。データの無いメッシュ（軌道がカバーしていない）については、周囲のデータから内挿で求めた。さらに、等高線を得るため、2次元での移動平均を行った。

各高度範囲ともに SAA (South Atlantic Anomaly) がみられる。又、Voss and Smith たちが得たような Equatorial Precipitation Zone はみられない。これは、彼らが、 Kp の高いときのみを選んだことによるのかも知れない。低緯度でメキシコ上空を南北に走る「リッジ」の存在が目につく。



MUレーダーによる電離圏イオンドリフト通年観測

大西嘉昭・佐藤 亨・深尾昌一郎・山本 衛・津田敏隆・加藤 進
 (京都大学超高層電波研究センター)

ONE FULL-YEAR MEASUREMENT OF ION-DRIFT IN THE IONOSPHERE BY THE MU RADAR

Yoshiaki ONISHI, Toru SATO, Shoichiro FUKAO, Mamoru YANAMOTO, Toshitaka TSUDA, and Susumu KATO
 (Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University)

We have made a series of observations of the ionospheric ion-drift velocities by the MU Radar from April 1987 through March 1988. These observations were scheduled about 48 hours every month. This is the first time that one full-year observation of the ionosphere is made using the MU Radar. We have analyzed these data and have drawn an average behavior of the diurnal variation of ion-drift at mid-latitude in Asia.

MUレーダーによる電離圏IS (Incoherent Scatter) 観測としては、3つのモードが確立されている。電子密度観測、電子・イオン温度観測、そしてイオンドリフトの観測である。

1987年度、われわれはMUレーダーにより、このイオンドリフトの観測をほぼ毎月48時間の頻度で行った。これはMUレーダーによる電離圏観測としては、初めての通年観測である。今回これらのデータの解析結果について報告する。

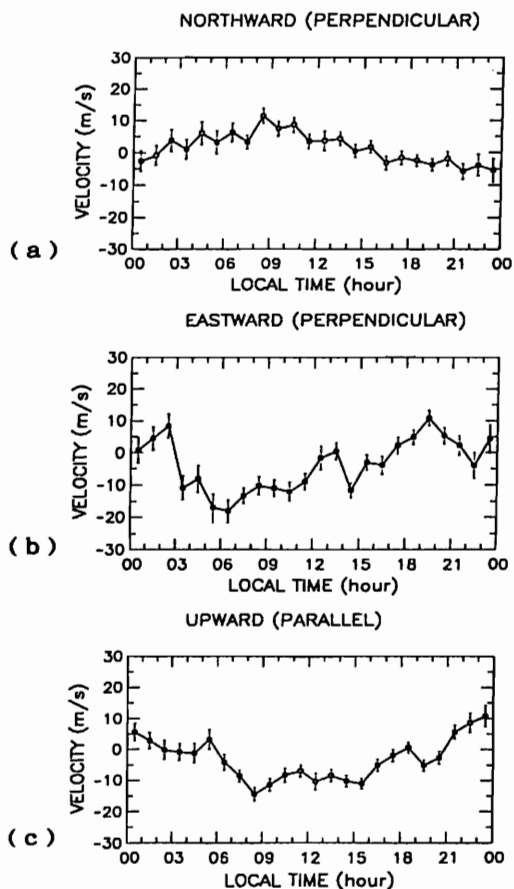
イオンドリフトの観測はマルチパルス法により受信エコーのACF (自己相関関数) を取得し、これよりビーム方向のドリフト速度を求めるものである。天頂角 20° で東西南北4方向のビームでの観測が基本モードとなっており、これを換算して3次元のドリフト速度を求める。また、S/N比などの制限を考慮すると、個々の観測における可能な時間分解能は1時間程度となる。

今回まず、MUレーダーのあるアジア中緯度地域における電離圏イオンドリフトの平均的挙動を求めることに主眼をおいた。すなわち、観測が行われた日時のうち、電離圏の状態の静穏な時を選び、また、観測の状況も良好と考えられる高度200~350kmにおけるイオンドリフトの日変化を年間を通じて平均した。その結果を図1に示す。

通常観測されるイオンドリフトの大きさは $-100 \sim +100$ m/s 程度に及び、それと比べると振幅は小さいが、東向き、あるいは磁力線直交北向き成分などに、基本的な日変化の平均像が示されていると思われる。

ここに示したものは解析としては最初の一歩である。いろいろな角度からの解析を進めることにより、イオンドリフトの季節変化、電離圏の大気潮汐など、重要な結果が見いだされると考えられる。

ALL YEAR AVERAGE



① : 203.7 - 348.0(km)

図1 イオンドリフトの日変化・1年平均。

- (a) 磁力線直交・北向き成分。
- (b) 磁力線直交・東向き成分。
- (c) 磁力線平行・上向き成分。

白川達也¹・深尾昌一郎¹・J.P.McClure²・佐藤 亨¹・津田 敏隆¹・山本 衛¹・加藤 進¹

¹京都大学超高層電波研究センター
²テキサス大学ダラス校宇宙科学センター

STUDY OF FIELD ALIGNED IRREGULARITIES
IN THE IONOSPHERE USING THE MU RADAR (II)

Tatsuya SHIRAKAWA¹, Shoichiro FUKAO¹, J.P.McClure², Toru SATO¹,
Toshitaka TSUDA¹, Mamoru YAMAMOTO¹ and Susumu KATO¹

¹ Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University
² Center for Space Sciences, University of Texas at Dallas

We observed Field Aligned Irregularities (FAI's) in the ionospheric F-region by the MU radar during 12 nights in June of 1987. In this observation, we observed Doppler spectra, so we could simultaneously calculate both the echo power and mean Doppler velocity of FAI's. We found a quasi-periodicity near the Brunt-Vaisala period (about 12 minutes at night in the F-region) in Doppler velocities. Also we found a sudden reversal of Doppler velocities. It seems that a sudden reversal of electric field causes this sudden reversal of FAI echoes.

我々はMUレーダーを用いて中緯度における沿磁力線不均一質構造 (FAI) の観測を行ってきた。すでにドップラースペクトルを得ることによってエコーパワー強度と同時に平均ドップラー速度を求めることに成功しており、エコーパワー強度の時間変化とドップラー速度の時間変化についてよい一致がみられている。今回は観測されたFAIについてより詳しい解析を行っており、それらについての報告を行なう。

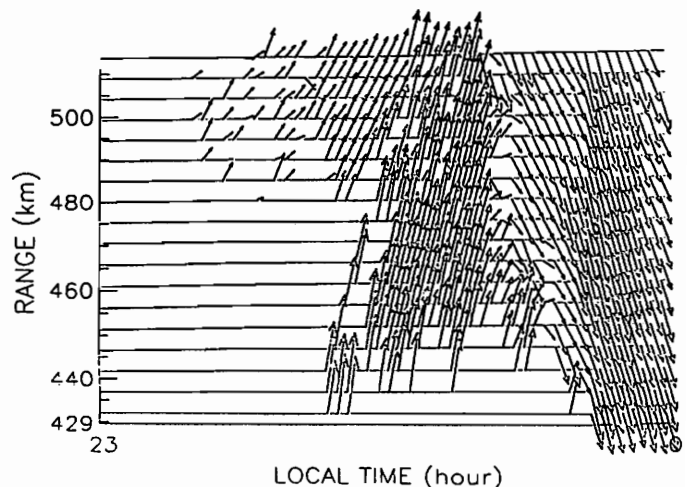
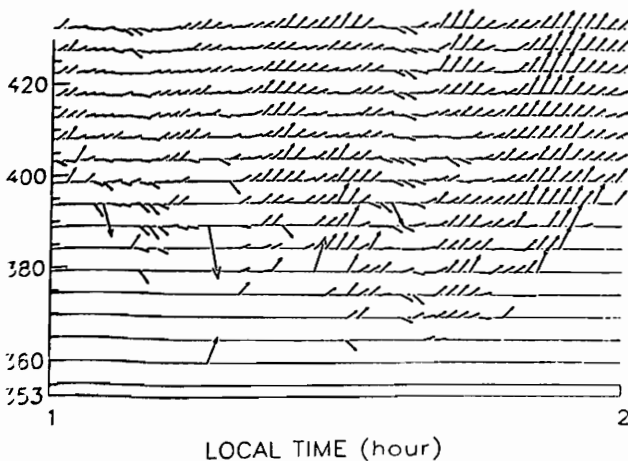
1987年6月5日から17日にわたる12夜の連続観測では、そのうち11夜にFAIエコーの出現が認められた。ビーム方向は北向き天頂角58°であり、ビームは高度約300kmで磁力線と直交している。現れたエコーの形態は、突然発生し、突然消失するもの(20~30分間現れる)から、数時間にわたって観測されるものまであり、一夜毎にFAI出現の様子は異なっている。

今回我々は、視線方向ドップラー速度の時間変化に着目した。図1は、1987年6月16日午前1時から2時にかけて得られたドップラー速度を、観測の時間間隔を掛けて仮想物体の視線方向変位として表わしたものである。10分程度の周期で振動している様子がみとれる。これは、夜間F層におけるプラント・バイサラ周期(約12分)に相当するものである。

図2は、同年6月14日23時から24時にかけて得られたドップラー速度を図1と同様に表わしたものである。23時30分頃現れたエコーが上昇を始め、約15分後に急激に反転し下降する様子がわかる。これは、電場の急激な変化によるものと思われる。

16-JUN-1987 01:00:02 - 01:59:47

14-JUN-1987 23:00:11 - 23:59:56



(図1) 1987年6月16日に得られた
ドップラー速度の時間変化

(図2) 1987年6月14日に得られた
ドップラー速度の時間変化

高見 友幸 深尾 昌一郎 加藤 進 津田 敏隆 佐藤 亨 山本 衛

京都大学超高層電波研究センター

Fine Structures of the Ionospheric F Region

T.TAKAMI, S.FUKAO, S.KATO, T.TUDA, T.SATO and M.YAMAMOTO

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto Univ.

The MU radar as an IS radar has a special feature in the fast beam steering. Using the MU radar, we tried to observe fine structures of the ionospheric F region in eight directions. The observation enables us to find the horizontal propagation characteristics of the ionospheric disturbances.

MUレーダーのビーム走査機能はISレーダーとしてのMUレーダーの大きな特徴である。この機能を生かすことは電離圏擾乱の水平伝搬特性、あるいは電離圏の局所的構造を探るうえで非常に有力である。こうした目的の試みとしてMUレーダーの多ビームによるF領域の電子密度観測を行ったので報告する

観測は1988年8月23日22時25分~24日1時20分に行われ、使用されたビームは8ビームである。ビームの方位角はそれぞれ北から時計回りに40度、85度、130度、175度、220度、265度、310度、355度、天頂角はすべて30度である。MUレーダーでは1パルス毎にビームを走査できるので各ビーム方向についてはほぼ同時の観測が可能である。各観測領域はF領域において水平に約100kmの隔りがある。従って各ビーム方向で観測された電子密度の差異はこの空間スケールに対応した擾乱を反映していると解釈することができる。

Fig.1は高度358kmにおける各ビーム方向の電子密度である。電子密度の値を点oから各ビーム方向への距離の大きさとしてプロットした。異なる線は時刻の違いを表している。Fig.2は同一時刻における各ビーム方向の電子密度である。異なる線は高度の違いを表している。

F領域の小規模構造、それに基づく短時間変動についてはアイオノゾンデによる観測があるものの、他のISレーダー観測では機能上の制約から対象が限られている。

今回の発表では他の多ビーム観測の解析結果もあわせて、F領域の電子密度観測をもとにした空間的に小規模な擾乱について議論する予定である。

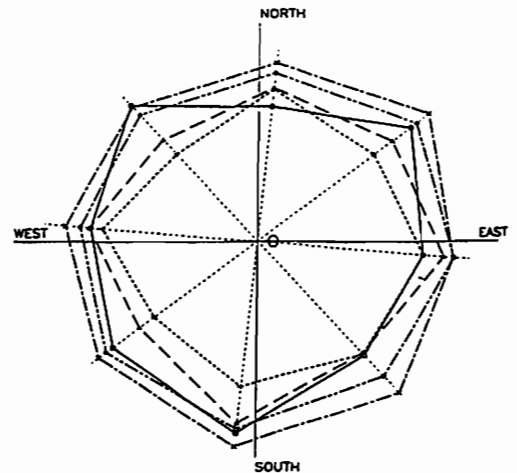


Fig.1: Electron densities at a height 358km for different times in 8 beam directions.

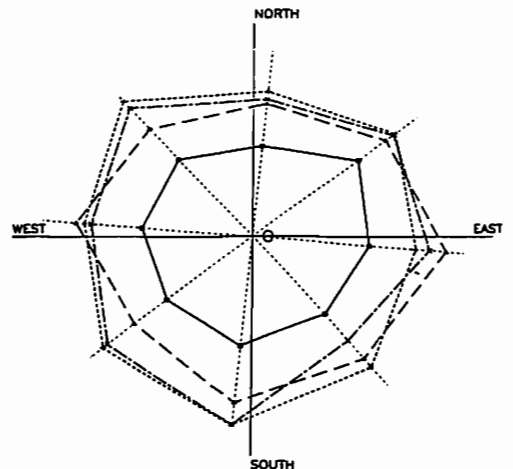


Fig.2: Electron densities during 2225-2325 LT (23 AUG 1988) at different heights in 8 beam directions.

MUレーダーによるE_s層の発達過程の

観測 — 速報 —

犬木久夫、小川忠彦、田中高史、菊池 崇、森 弘隆、猪木誠二、皆越尚紀 (通信総研)

深尾昌一郎、大西嘉昭、佐藤 亨 (京大超高層)

THE MU RADAR OBSERVATION OF THE GROWTH AND MODIFICATION PROCESSES OF SPORADIC E LAYER

H. Inuki, T. Ogawa, T. Tanaka, T. Kikuchi, H. Mori, S. Igi and H. Minakoshi (CRL)
S. Fukao, Y. Onishi and T. Sato (RASC, Kyoto Univ.)

We made MU radar observations of the ionospheric electron density during the periods of 30 May - 2 June and 13 - 15 June, 1988. In these measurements, anomalously strong echoes were observed at the ranges from 600km to 1170km during the daytime. From the combined analysis of these data and bottomside sounding data from CRL, we conclude that anomalous echoes are generated by the combination of the reflection by sporadic E-layers and the scattering from oceanic waves. It is interesting that growth and modification processes of sporadic E-layers are seen in these data through the appearance of anomalously short range echoes, which seem to be generated by the multi-reflection of horizontally structured sporadic E-layers.

1988年5月30日～6月2日と6月13～15日の期間、中緯度電離圏ダイナミクスを観測するために、MUレーダーを用いて電離圏観測を行い、同時に通信総研のイオノゾンデ観測網によっても観測を行った。MUレーダーによる観測では、高度範囲90～1200km、天頂角20°で東西南北方向にビームを走査して、エコー強度が9.6kmの高度分解能(時間分解能12秒)で測定された。この観測期間中の昼間、MUレーダーによって観測されたデータの高度800～1100km(レンジ840～1170kmに相当)の範囲に、最大電子密度約 $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ に対応する強いエコーがしばしば観測された(第1図参照)。第1図は、6月1日、ビーム方向北向き、時間分解能8分の電子密度の高度(レンジ)・時間変化を示す。

この種の異常エコーの発生原因として、(a)日中の中緯度トップサイド不規則構造、(b)E_s層を介する海面反射(散乱)が考えられる。しかし、この異常エコーは、全観測所のイオノグラムにスプレッドFが現れていないにもかかわらず出現しており、昼間に限り観測されている。逆に夜間においてはイオノグラムにスプレッドFが現れていても、トップ・ボトムの両サイドに一度も観測されていない。従って、この種の異常エコーが日中の中緯度トップサイド不規則構造に起因している可能性は少ないと考えられる。

次に、E_s層を介する海面反射(散乱)である可能性を議論する。石嶺等によって1978年7月17～22日に行われた、37.4 MHzの流星レーダーを用いた海面散乱エコーの観測実験結果と本観測結果とを比較した。その結果、本観測結果は海面散乱エコー観測結果すなわち“(1)海面散乱エコーは、午前(6～12時：ピークは9時頃)と午後(12～22時：ピークは18時)に発生し、夜間にはほとんど発生しない。(2)レンジは600～1800kmに及ぶが、900～1500kmで最も卓越する(石嶺、私信)。”と矛盾していないことが明かになった。更に本観測においても、f_oE_sが比較的高い時間帯に異常エコーが生じている。

本観測によるエコー強度の高度(レンジ)・時間変化の等高線図とf_oE_sから予想されるエコーの最小高度(レンジ)との比較を行ったところ、E_s層の発達が進んだ段階で、水平方向に構造を持った層により二重反射されたと考えられる近距離エコーが見られるなど、等高線図はE_s層の内部構造並びに発達過程(運動)を示していることが見いだされた。また、近距離エコーに対応して、イオノグラム上にM型反射エコーが出現しており、不均一なE_s層の存在を裏付けている。

1-JUN-1988 05:54:25 - 13:09:02
Beam Dir.: (355, 20)

10LOG(Ne) (cm⁻³)

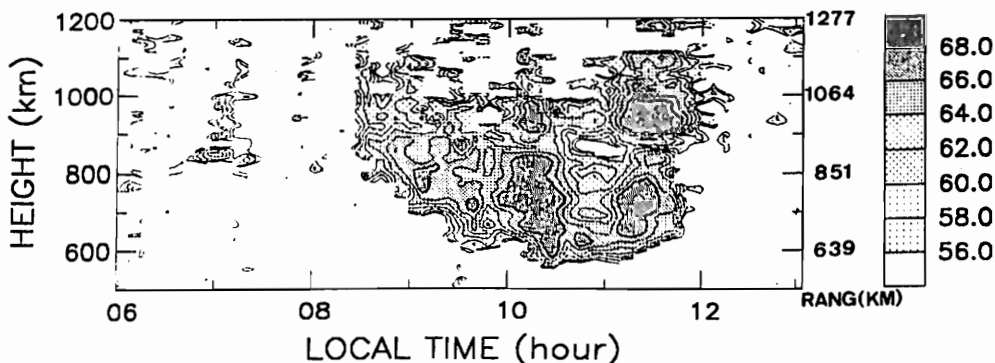


Fig.1 Time height contour of equivalent electron density observed on June 1, 1988.

シンチレーション観測から見たEs層不規則構造の2次元分布

小川 忠彦、鈴木 晃、国武 学
(通信総合研究所)

TWO-DIMENSIONAL DISTRIBUTION OF SPORADIC-E IRREGULARITIES DEDUCED FROM IONOSPHERIC SCINTILLATIONS

T. Ogawa, A. Suzuki, and M. Kunitake
(Communications Research Laboratory)

Daytime ionospheric scintillations produced by the Es-layer were observed during May 27 - July 27, 1986 at Kokubunji (35.7°N, 139.5°E) by means of 150 MHz radio wave from NNSS satellites. A two-dimensional map of scintillation occurrences over Japan indicates that the scintillations appear more often over the northern part of Kokubunji than over the southern part. Occurrence probabilities of strong foEs (≥ 8 MHz) at two parts, however, are almost the same. These facts suggest that though the Es activities at two parts are similar to each other, characteristics of ionospheric irregularities (or Es) are different.

Es層は100km高度での電子密度の突発的な急増により形成され、日本では4~7月の昼間に最も頻繁に出現する。電子密度増加は必然的に密度の空間勾配を伴う。これと電離圏電場の作用により、gradient-drift型のプラズマ不安定が発生し、数mから数100mスケールのirregularitiesが形成されるため、人工衛星のVHF/UHF帯電波はシンチレーションを被ることになる。逆に、シンチレーション測定から、電子密度勾配域、すなわち、電子密度増加域(Es層)の様相が判明することになる。

1986年5月27日から7月27日まで、東京国分寺でNNSS衛星(高度約1000kmの極軌道衛星)の150/400MHz波のシンチレーション観測を実施した。チャート記録から、昼間のEs層によると思われる150 MHz波のシンチレーションを選び出し、その継続時間を読み取ることにより、シンチレーション発生域(プラズマ不安定域)の南北方向に沿った水平スケールは10~400 kmで、50kmが最

も卓越することを明らかにした(前々回報告)。今報告では、シンチレーション発生域の2次元分布と国内4か所のアイオノゾンデ観測データ(foEs)を使った解析結果を述べる。Fig.1に、衛星の最大仰角が10°以上の場合のシンチレーション発生域がプロットされている。これから次の事が分る。①シンチレーション域は秋田(A)上空に集中している、②国分寺(K)付近にはほとんど現われない、③国分寺の南側で発生数がやや多くなるが、秋田上空ほどではない。シンチレーションはirregularities中の電波の通路長が長いほど(したがって、仰角が低いほど)強くなるので、上記①と②は理解できるが、③の説明がつかない。観測期間中における、稚内(W)、秋田、国分寺、山川(Y)のfoEs(≥ 8 MHz)の発生率(Fig.2)を見ると、稚内では確かに率は少なくなるが、秋田、国分寺、山川で差はほとんどない。以上の事実から、国分寺の北と南では、シンチレーションを引き起こすirregularities(プラズマ不安定)の様子が違うことが推測できる。南側では、Esの性質が北側と違うため、プラズマ不安定が起きにくいのかも知れない。

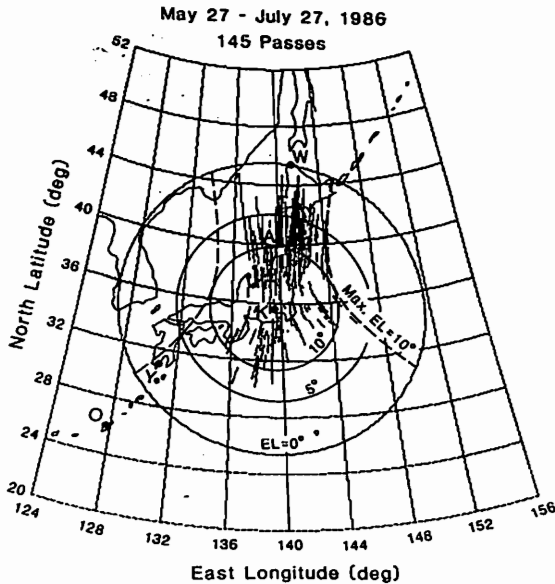


Fig. 1. Geographical distribution of Es scintillation occurrences observed at Kokubunji (K). Also shown are 100-km subionospheric points (circles) for three elevation angles (EL) and 100-km subionospheric points (dashed curves) for satellite path with maximum EL of 10°.

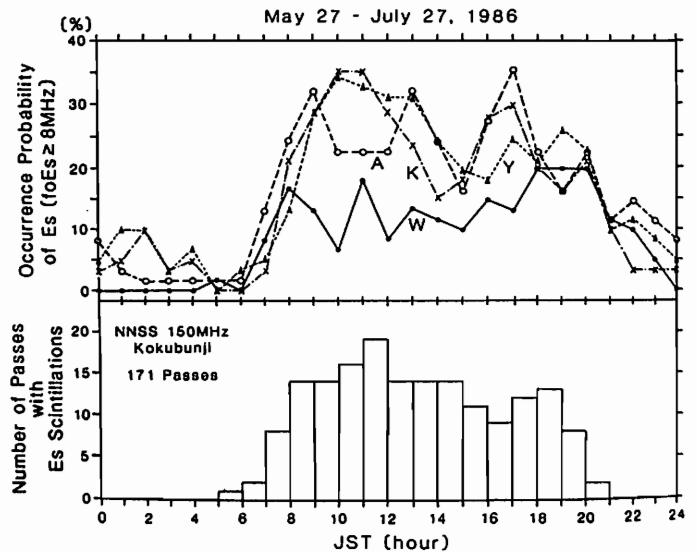


Fig. 2. Diurnal variations of the number of satellite passes accompanied by Es scintillations (bottom) and the occurrence probabilities of foEs (≥ 8 MHz) at four ionosonde stations (top).

中間圏VHFエコー層と電子密度勾配の定性的関連

杉山卓也[°]村岡良和^{°°}[°]京大理^{°°}兵庫医大物理QUALITATIVE DISCUSSION CONCERNING THE MESOSPHERIC VHF ECHOING LAYERS
AND THE GRADIENTS OF THE ELECTRON CONCENTRATION.T. Sugiyama[°]Y. Muraoka^{°°}[°]Kyoto University ^{°°}Hyogo College of Medicine

From the MU and other VHF radar observations, echo returns in the mesosphere have mainly found in the layered forms, frequently consist of the lower thin layer (~65km) and the upper thick layers around 75km. We show, although qualitatively at present, that the negative ion chemistry controlled by O, O₂('Δg) and O₃ are responsible to form the VHF echoing layers: the strong gradients of electrons are produced at ~75km due to the three-body attachment of electrons to O₂ and the sharp depletion of electrons are pronounced at ~65km owing to the formation of the heavy negative ions.

VHFレーダーによる中間圏観測にみられるリターンエコーは、大気波動と関連するものと、顕著な波動の存在しないときにもみられるもの、とに大別できるであろう。後者に分類されるものは、2つのエコー層、すなわち、低い高度(~65km)の薄い層と、より高い高度(~75km)に位置するより幅広い層、がもっともしばしば見られるようである。その成因を以下で議論する。

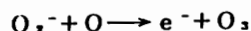
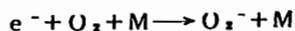
夏の極地域での観測で見られた層状の強いエコー層の成因について、Kelley et al. (GRL, 14, 1031 '87) は H⁺(H₂O)_n の形成による電子の移動度の低下に起因して電子密度の等方乱流慣性領域が高い波数にまでのびることが原因であるとしている。しかし、中緯度の高度75km以下に見られる上述のような層状エコーについては、H⁺(H₂O)_nの形成高度は80kmより高いと考えられるため、別の成因を考える必要がある。

我々は上述のエコー層の成因は、O, O₂('Δg)およびO₃に制御された負イオンの生成にともなう電子密度の急激な変化であると考えて、その定性的評価を試みる。

レーダーリターンの強度は、レーダー電波に対する大気の屈折率の変化に依存するから、観測されたエコー層においては、平均電子密度の鉛直勾配の大きいことが必要条件である。Passive scalarとしての電子密度のゆらぎを考える乱流散乱や'フレネル散乱'では、屈折率の変化はその上で力学的ゆら

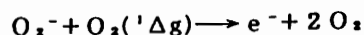
ぎの鉛直変位の大きさにも依存するが、この考察では、スケールの小さい力学的ゆらぎは普遍的に存在するとし、その強度は高度により大きく変わらないと考える。

高い高度(~75km)の電子密度の大きな鉛直勾配は、イオン反応



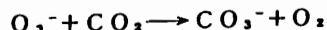
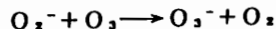
において、[O]が低高度ほど小さいため、低高度ほど電子の減少が激しいことによる。

中間高度のレーダーリターンの不在は、反応



において、[O₂('Δg)]が低高度ほど大きいため電子の減少が緩和されることによる。

低い高度(~65km)の電子密度の大きな鉛直勾配は、主として反応



により重い負イオン形成がはじまるため、電子密度が一方向的に減少することが原因である。従って、低い高度のエコー層は、自由電子に起因するレーダー散乱の下限と言える。

結局、酸素化学種の変動がエコーの変動をもたらすと予想され、高い高度のエコー層(~75km)の下端は[O]=[O₂('Δg)]、低い高度のエコー層(~65km)の上端は[O₂('Δg)]≡[O₃]である高度を示していると考えられる。

II-30 航行衛星による電離層全電子数の南北両半球緯度分布特性

- 「しらせ」移動観測

國武 学* 小川 忠彦* 大高 一弘* 前野 英生* 相京 和弘**

*通信総合研究所 **通信・放送衛星機構

LATITUDINAL VARIATION CHARACTERISTICS OF TOTAL ELECTRON CONTENT IN THE NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERE DEDUCED FROM NNSS SATELLITES OBSERVATION

M. Kunitake¹, T. Ogawa¹, K. Ohtaka¹, H. Maeno¹, K. Aikyo²

1. Communications Research Laboratory

2. Telecommunications Satellite Corporation of Japan

By using the icebreaker "Shirase", ionospheric total electron contents (TEC) were observed during Nov. 14 - Dec. 31 in 1984 by means of differential doppler frequency of radio waves (150 MHz and 400 MHz) received from six NNSS satellites. The observe region ranged from Japan to Antarctica, that is, 35°N to 70°S.

This paper presents characteristics of latitudinal variations of total electron contents obtained in the northern and southern hemisphere in each local solar time interval.

1984年11月14日(東京港)から12月31日(南極ブライド湾)まで、第26次南極観測隊により砕氷艦「しらせ」船上で、航行衛星(NNSS)のビーコン波(150MHz及び400MHz)受信が行われた。それぞれの電波のドップラー周波数の差、いわゆる差分ドップラー周波数($\Delta f = f_{150} - 3f_{400}/8$)及び軌道要素から鉛直電離層全電子数(TEC)が計算される。NNSSは高度約1000kmの極軌道を周回する。したがって、原理的には、1パスから、ほぼ同一経度の緯度幅10°~15°にわたる全電子数分布が得られることになる。

先回、数例を用いた中低緯度における解析結果が報告されている。[相京 他、第78回講演会(1985)]

観測範囲は、日本上空から南極上空まで(35°N~70°S)と南北両半球の広い緯度にわたっている。そこで、今回は、可能な限り多くのパスを解析し(シンチレーション等により受信状態が良好でないものや低仰角軌道のものを除く)、local solar time (L. S. T.) で分割した上で、TECの広範囲にわたる南北両半球の緯度分布を求めた。

下図はL. S. T. 22時付近における全電子数の緯度分布の一部である。この図からも見受けられるように、パス間で値が変化に富んでいる。地磁気の状態については、11月15日開始の磁気嵐により15~17日は乱れているが、図の期間中は比較的静穏である。(図の右上に各パスにおけるKpを併記)したがって、(3)や(7)の全電子数値が大であるのは、地磁気擾乱によるもの、とは考えにくい。ところで、鉛直の全電子数値を計算する際に、積分定数を決定する必要があるが、1 stationでの観測では、ダイレクトには求められない。そのため、数種の仮定を用い、最小二乗法を使用して値を得るのである。値が変化に富むのは、このような計算上の問題であろうと思われる。

講演では、各L. S. T. での全電子数の緯度分布(35°N~70°Sにわたる)の基本的特性及びそれからの変動等について報告する予定である。

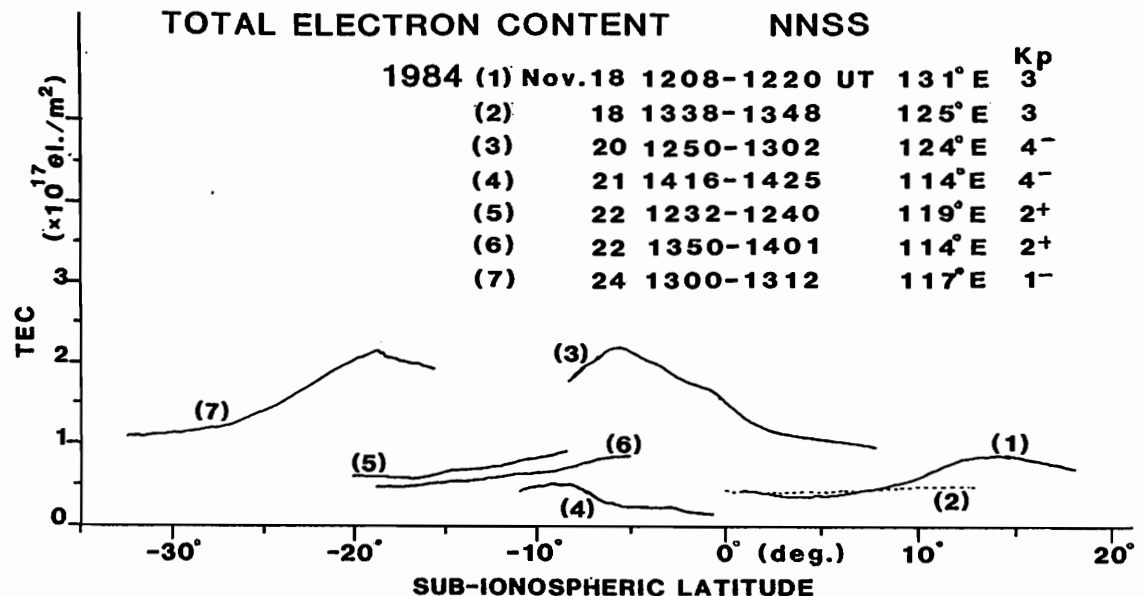


Fig. Latitudinal variations of total electron contents(TEC) near 22h local solar time.

夜間D領域における電離について

石 嶺 剛
郵政省 通信総合研究所

ON IONIZATION IN THE NIGHT-TIME D REGION

Tsuyoshi ISHIMINE

Communications Research Laboratory

The night-time electron density in the D region is determined by using propagation data for LF40 kHz radio waves. The production rate of electrons and the effective recombination coefficient are also estimated on basis of the determined electron densities. The derived values are: 18 cm^{-3} (electron density at altitude of 88 km), $4.0 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (production rate), $2.0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (effective recombination coefficient).

標準電波 JF25 40 kHz を秋田で受信して得られた観測資料の解析によると、空間波の位相は日没から真夜中まで時間とともに遅れが増大し、真夜中から日出時までには逆に進みが大きくなる。これは反射高度が電子密度変動（地球コナキフ）に伴って変化するカナルを意味する。この変動特性を利用して、電子密度、生成率、有効再結合係数を求める方法を述べる。

長波、超長波の近距離伝搬では、最も強い分反射はプラズマ周波数 f_p 、観測周波数 ω 、衝突回数 N として、 $N_p^2 = \omega^2$ が成立する高度で起る。従って反射高度 h_p がわかれば、この電子密度を求めることが出来る。反射高度は分反射波（空間波）の地表波位相に対する相対変化から推定することが可能である。

この方法を使って、高度 88 km, 0-4 時における電子密度、生成率、有効再結合係数を求めると、それぞれ 18 cm^{-3} , $4.0 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $2.0 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ となる。

高橋 忠利 大家 寛 渡部 重十 小山 孝一郎
 東北大・理 東北大・理 宇宙研 宇宙研

POLISH UP DATA FROM THE IMPEDANCE PROBE
 ON BOARD HINOTORI SATELLITE

T. Takahashi¹, H. Oya¹, S. Watanabe², and K. Oyama²

1. Geophysical Institute, Tohoku University
2. Institute of Space and Astronautical Science

Studies on the organization for the data base on the satellite Hinotori plasma data have been made. In this study, algorism and system operation have been developed for automatic identifier of data quality and data reduction. Using the complete set of the observation data of the impedance probe, some improvements on the determination of the electron density are performed. The improvements are given on data area where the precise determination of the Upper Hybrid Resonance frequency is disturbed due to scale out, instrumental interfere, and misdetection of UHR frequency. Accurate value of electron density are obtained even for the area of the disturbances by utilizing the data of measured capacitance at 400 kHz.

HINOTORI衛星プラズマデータのデータベース化にあたり、インピーダンスプローブのデータに再吟味を加え、UHR周波数、低周波数域の容量値等の観測された全データからより完全な電子密度のデータセットを系統的に求める手法を開発したので報告する。

インピーダンスプローブはUHR周波数から電子密度を決定するものであるが、HINOTORI衛星によるUHR周波数の検出にはその機器構成上の制約により、(イ)電子密度の高い領域での検出周波数のSuppression、(ロ)特定周波数領域での干渉による検出周波数のDisturbance、(ハ)電子密度の低い領域でのUHR周波数の誤検出、等により、衛星軌道の一部において正しい電子密度が得られないと言う問題があった。特に(イ)の点は赤道異常のピーク付近で頻出、Equatorial Ionosphereの構造を探る上で

の障害になっていた。またWakeによる計測値の擾乱もプラズマバブル等の微細構造を含む現象にとって大きな問題である。

HINOTORI衛星搭載のインピーダンスプローブはUHR周波数のほか、それぞれ200, 400 kHz及びUHR点でのプローブ容量値の計測も行っている。図1、図2にRev. 408のケースにつき400 kHzでの容量値(W82)及び、UHR(W18)の計測値及びそれらの関係を示した。各々は衛星のwakeによる擾乱を強く受けているが、両者の間には電子密度も関係した一定の関係が保たれている。これらの結果を吟味した結果、W82のデータを用いてUHRデータの補正を行うことにより、上記の(イ)、(ロ)、(ハ)の領域に於ける電子密度の妥当な推測値を求めることが可能となった。

図 1

ST.TIME= 7. 24.0. UT /81.3. 20.

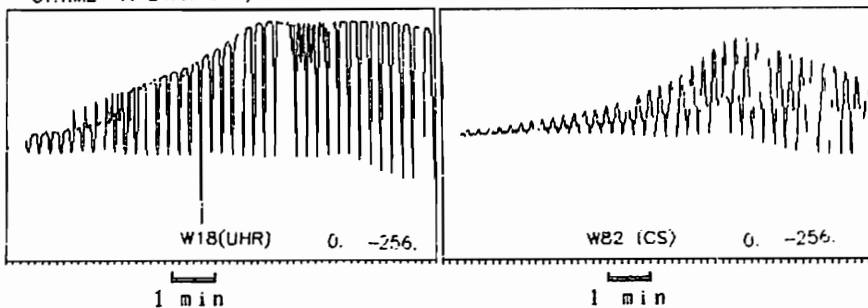
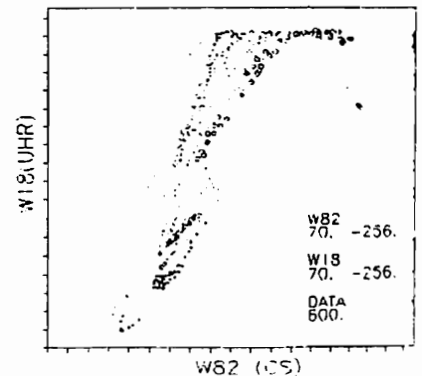


図 2



渡辺 勇三
(宇宙研)

雨宮 宏
(理研)

中村良治
(宇宙研)

ROCKET OBSERVATION OF ELECTRON DENSITY
IRREGULARITIES IN THE LOWER IONOSPHERE

Yuzo Watanabe
(ISAS)

Hiroshi Amemiya
(IPCR)

Yoshiharu Nakamura
(ISAS)

Local ionospheric density-perturbation was measured by the fix biased Langmuir probe onboard the S-310-16 rocket which was launched at 22:40:00 on February 1, 1986. The electron density irregularity detected from 74 to 131 km was frequency analyzed to examine the spectral-index. The generation-mechanism is researched.

昭和61年2月1日午後22時40分00秒にKSCから打ち上げられた観測用ロケットS-310-16号機に搭載された固定バイアス・ラングミュアプローブによって電離層電子密度の高度分布および電子密度のゆらぎが高精度測定された。

同号機は発射ドーム(31.2°N, 131.1°E)発射後、223.1秒後に最高々度200.6 km, 距離105.8 kmの位置(30.3°N, 131.4°E)を通過し、445秒後に内之浦南東239.8 kmの海面上(29.4°N, 132.3°E)に落下着水した。

搭載された電子密度測定のための固定バイアス・ラングミュアプローブはロケットから電離層プラズマ中に突き出した金属製プローブ(長さ1 m, 直径10 mm)に固定バイアス電圧(+5 V)を印加して流入する飽和電子電流値およびその交流成分を測定して電離層電子密度及び密度ゆらぎを観測を行なった。発射後46秒のテレメーターチャンネルチェンジに続いて47秒にアンテナ伸展を行ない、約60秒~約385秒の区間で計測が行なわれた。

電離層のE層は昇りの100.3 km(75秒)から119.7 km(90秒)の間と降りの114.7 km(360秒)から101.6 km(370秒)の区間に観測され、最大電子密度は2~3×10⁴ (1/cc)で複層の構造を現わした。EF-Valleyが125 kmから170 kmの高度領域に観測された。最小電子密度は上昇時6×10³ (1/cc)で、降下時に3×10³ (1/cc)であった。ロケットの降下時の測定値にはwake-effectが現れてspin modulationを受けた。また、ロケットウェイクの影響で降下時の測定値

が上昇時よりわずかに小さくなっていた。

電子密度のゆらぎは74.3 km(57秒)から93.4 km(70秒)及び、131.4 km(346秒)~115.9 km(359秒)の二領域で解析された。電子密度ゆらぎの大きさは背景の電離層電子密度の1~5%であった

電離層E層領域の電子密度ゆらぎの生成の機構はcross-field不安定、neutral-turbulenceなどの理論によって説明されている。

電子密度ゆらぎの特性を調べるためにspectral-indexを求める。

① 周波数解析を行なう時の1データは1秒とし1000点サンプリングする。

② 1 msec ずらして次の1000点を次のデータとする。

③ ロケット速度を用いて周波数を密度ゆらぎの波長に変換し、その逆数をとって単位長当りの波数kを出す。

④ spectral-index、Zは
[n] = ∫ E(k) dk, E(k) ∝ k^{-Z}

上記右式の対数プロットの傾斜から得る。データ解析の結果、74~93 kmの高度領域でZ=0.9~1.8、降下時の高度131~116 km領域でZ=0.95~1.6であった。

中性粒子密度のゆらぎのスペクトラルインデックスは5/3である。Zimmermanはchemical releaseの実験でこの値を確かめている。中性大気密度のゆらぎは高度約110 kmに及ぶ。また電子密度の高度分布に高度勾配があっても構わない。

K-9M-44号機の実験結果によると91~113 kmでZ=2.2~4.1、183 km以上の高度で1~1.4となっている。講演時には実験とデータ解析の経過を報告し、結果の検討を試みたい。

RESONANCE CONE EXPERIMENTS UTILIZING K-9M-81 ROCKET

A. Piel¹, K.I. Oyama², H. Thiemann³, A. Morioka⁴ and T. Takahashi⁵

¹ Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-Universität Bochum, Postfach 102148, D-4630 Bochum, Germany (FRG)

² The Institute of Space and Astronautical Science, 3-1-1 Yoshinodai, Sagamihara, Kanagawa 229, Japan

³ Physikalisch-Technische-Studien GmbH, Leinenweberstr. 16, D-7800 Freiburg, Germany (FRG)

⁴ Tohoku University, Aoba, Aza, Aramaki, Sendai 980, Japan

Results from the resonance cone experiment COREX are reported. Besides electron density and temperature measurements, the instrument is intended for measuring non-Maxwellian features of the distribution function. The temperature anomaly at the height of 90-120km is discussed.

There are many observations of a winter anomaly of electron temperature in the mid-latitude ionosphere. In the altitude regime of h=90-120km enhanced electron temperatures and high-energy tails of the distribution function have been observed at local noon. One possible explanation of electron heating and tail formation may be due to current driven instabilities. In such a case the anisotropic velocity distribution should be detectable by resonance cone measurements in terms of a modified downstream interference pattern.

Within the joint German-Japanese project COREX (Cooperative Resonance cone experiment) a resonance cone instrument was designed, which was launched aboard the K-9M-81 rocket on Jan. 25, 1988, at 11:00 local time from Kagoshima Space Center, Japan (131° E, 31° N). The instrument consists of an electronic box and a set of three antenna spheres of 2cm dia., which are mounted on a telescopic boom in the rocket's

symmetry axis (1) and on two radial booms (II,III) (see Fig. 1). Each antenna can be operated as transmitter and receiver. For detecting non-thermal plasma features the upstream and downstream parts of the resonance cone must be measured simultaneously. This is done by rapidly interchanging the roles of transmitter and receiver according to the switching scheme in Fig. 1. 360 sets of all four resonance cones are measured each second. The antenna geometry has been designed for wave propagation angles $\alpha_1 = 28.7^\circ$ and $\alpha_2 = 37.7^\circ$, which are lower and upper bounds to the expected attitude angle $\sigma = 35^\circ$ between rocket axis and geomagnetic field direction. The transformation from spin phase angle ϕ to the actual wave propagation angle θ with respect to the magnetic field is obtained by the formula :

$$\cos \theta = \frac{\sin \sigma \sin \alpha \cos \phi + \cos \sigma \cos \alpha}{\cos \alpha} \quad (1)$$

The schematic of the instrument is shown in Fig. 2. The transmitting antenna is sinusoidally excited at a frequency of 600 kHz (0.7 V_{pp}). Part of the preamplifier and the antenna switch is integrated into the antenna sphere. The received signal is filtered, amplified and rectified for subsequent A/D conversion (12 bit resolution). Each data word is completed with the actual position of the antenna switch.

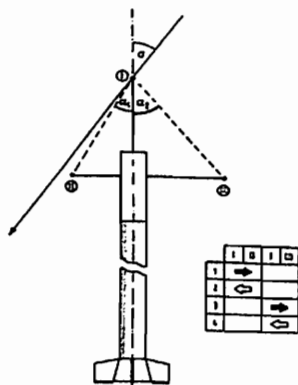


Fig.1 Antenna geometry.

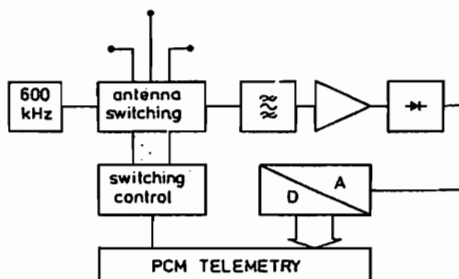


Fig.2 Schematic of the instrument.

電離層電子のエネルギー分布非等方性

II-35

渡部重十¹ 小山孝一郎¹ 阿部琢美² (¹宇宙研、²電通大)

ANISOTROPY OF ELECTRON ENERGY DISTRIBUTION
IN THE TOPSIDE F REGION IONOSPHERE

Shigeto WATANABE¹, Koh-Ichiro OYAMA¹, and Takumi ABE²

¹Institute of Space and Astronautical Science,
²Department of Applied Electronic Engineering,
University of Electro-Communications

The numerical simulations of Boltzmann's equation have been carried out for the investigations of anisotropy of electron energy distribution in the topside F region ionosphere. The equation contains electron-electron collisions, electron-ion collisions and electron-neutral particle collisions as the function of particle velocity. The simulation results show that the anisotropy of electron energy distribution can be generated in the topside F region ionosphere when the electric field or the temperature gradient exists in the plasma. The simulation also indicates the dependence of electron density on the anisotropy of electron energy distribution.

1. はじめに 電離層電子のエネルギー分布非等方性は衛星、ロケットによる直接測定及びレーダーなどによる観測から明らかにされてきた。最近、おおぞら衛星に搭載された電子温度プローブを用い、電離層電子の温度非等方性が詳細に測定されている。電離層電子はクーロン散乱が強いために等方的なマクスウェル分布になっていると考えられるが、おおぞら衛星による観測結果は磁力線に平行な成分の温度が1.1~1.4倍一般に高く、これらの現象は極域及び明け方で主に観測されることを示している。電子温度の非等方性のメカニズムを考察するために、我々はボルツマン方程式を用い、電離層電子のエネルギー分布のシミュレーションを行った。さらにそのシミュレーション結果は観測結果と比較された。

2. 基礎方程式 電子に対するボルツマン方程式を以下に示す

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + e/m_e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \delta f / \delta t \quad \text{----- (1)}$$

ここで

$$\delta f / \delta t = - \sum_{s=1,e} 2\pi / m_s (e \cdot e_s / 4\pi \epsilon_0)^2 \ln \Lambda \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \int U_{ss}(f(\vec{v}) / m_s) \cdot \frac{\partial f_s(\vec{v}_1) / \partial \vec{v}_1 - f_s(\vec{v}_1) / m_s \cdot \frac{\partial f(\vec{v})}{\partial \vec{v}}}{d\vec{v}_1}$$

$$U_{ss} = (g^2 - \vec{g}_s \vec{g}_s) / g^3, \quad \vec{g} = \vec{v} - \vec{v}_1$$

である。(1)式はプラズマの分布が空間的に一様であると仮定することにより得られている。衝突項は、電子-電子、電子-酸素イオン、電子-中性大気衝突を含んでいる。

3. シミュレーション結果 磁力線に平行な電場を加えた時の速度分布を図1に示す。b及びcは最小2乗法で一致させたマクスウェル分布を同時に示している。電子の速度分布はマクスウェル分布をほぼ保ったまま磁力線方向の速度成分が増加している。熱速度付近のデータから温度を求め、時間と共に変化する様子を示したものが図2である。ジュール加熱により温度が上昇すると同時に、温度の異方性が顕著になってくる。磁力線に平行な電場を0.5秒間加えた時の結果を図3に示す。ジュール加熱により温度が上昇し、同時に非等方的となるが、その後ただちに等方的な分布に移行している。空間的な温度勾配が存在するとき、電場の時と同様に非等方的な分布となる。また、これらの非等方性は電子密度に強く依存する。その結果を図4に示す。電子密度の増加と共に非等方性が見られなくなっている。

4. 結論 ボルツマン方程式を用いた電離層電子のエネルギー分布のシミュレーションから、電場及び空間的な温度勾配が存在する時、電離層電子のエネルギー分布は、非等方的な分布になることが明らかとなった。さらに、エネルギー分布の非等方性はプラズマの密度に強く依存することも示された。これらの結果は、おおぞら衛星による観測結果とよい一致を示していると共に、電離層電子の非等方性が電離層F領域の上部、極域に主に存在することを示している。

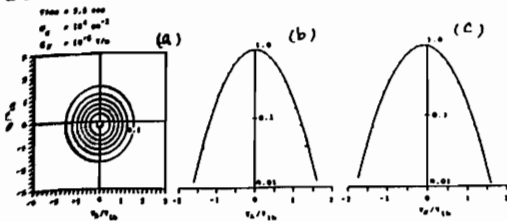


図1 磁力線に平行な電場を加えた時の電子の速度分布。

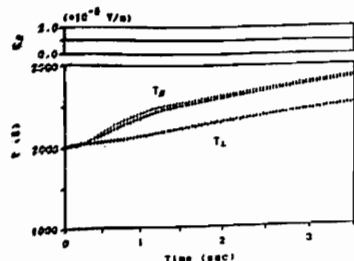


図2 磁力線に平行な電場を加えた時の電子温度の時間変化。

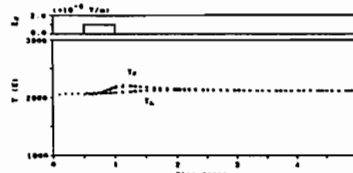


図3 磁力線に平行な電場を加えた時の電子温度の時間変化。

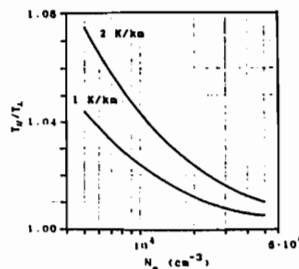


図4 電子温度の非等方性と電子密度との関係。

岡分 征・ 飯島 健
 東京大学理学部

GLOBAL DYNAMICS OF AURORAL SUBSTORMS

Susumu KOKUBUN and Takeshi IJIMA
 Faculty of Science, The University of Tokyo

By using the data acquired with the AMPTE/CCE magnetometer experiment, the DMSP particle experiments and the ground-based geomagnetic experiments, we have determined the characteristics of global dynamics of auroral substorms.

AMPTE/CCE 衛星 (遠地点 $L \sim 9$) で地球磁場を計測しているとき、通常 $L \sim 11$ に位置する昼間磁気圏境界域長が、昼間磁気圏の磁場がはかた、急がなくなった、 $L < 9$ 以内は前項のように思われる現象が発見された。この現象は、5月9日、発達しているオーロラサブストーム (極磁気嵐) にも関連しているように見えた。一般に地球磁気圏の磁場変化、オーロラ帯の粒子おとす現象、磁気圏磁場には去る電位は $2a$ のように関係している。

Φ_M : M の作用で発生する電位
 Φ_L : L の作用で発生する電位
 従来、正負のオーロラサブストームは
 成長相: $\Phi_M > 0$ $\Phi_L \approx 0$
 発展相: $\Phi_M(?)$ $\Phi_L > 0$

今回の AMPTE/CCE の観測結果を適用して、
 観測量 \rightarrow 現象と対応させる
 AMPTE/CCE 磁場 $\rightarrow M$
 DMSP 降下粒子 $\rightarrow L$
 極磁帯の地球磁場変動 $\rightarrow \Phi_M - \Phi_L$
 極光帯の地球磁場変動 \rightarrow サブストームの発展

$$\frac{d}{dt} (\pi a^2 B_p) = \int (M - L) dt = \Phi_M - \Phi_L$$

- a : オーロラ帯の半径
- B_p : 極磁帯の地球磁場強度
- M : 昼間磁気圏の単位時間当りの磁場変化量
- L : 磁気圏尾部の単位時間当りの磁場変化量

サブストームのグローバル発展を予測して、磁気圏尾部の尾部ストームの進化とそれによる開放を表現する。サブストームは、昼間磁気圏の磁場変化が $2a$ のように関係している。このように今回の議論の目的は、

沿磁力線電流-電圧関係式に及ぼす
沿磁力線ポテンシャル高度分布の影響

三浦 彰 鷲見 治一
(東大理) (名大空電研)

Effect of Field-aligned Potential Distribution
on the Current-Voltage Relationship

A. Miura¹ and H. Washimi²

1. Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo
2. The Research Institute of Atmospherics, Nagoya University

Effect of field-aligned potential distribution on the current-voltage relationship along the auroral field line is studied. When the field-aligned potential difference exists locally above the ionosphere, plasma sheet electrons with energy $E \leq \mu B_e$, where μ is the electron's magnetic moment and B_e is the magnetic field strength at the ionosphere, are reflected before reaching the ionosphere and those electrons do not contribute to the net field-aligned current. Therefore, in such a situation, downward electron current is independent of the potential difference and is much smaller than that obtained by Knight (1973).

オーロラ磁力線に沿って、このポテンシャル差 $\Delta\phi$ とこのポテンシャル差による加速される電子により、運ばれる沿磁力線電流との関係は Knight (1973) によつて考察され電流-電圧関係式として知られ次の形で与えられる。

$$j_{||e} = -en_0 (kT_0 / 2\pi m_e)^{1/2} (1 + e\Delta\phi / kT_0) \quad (1)$$

ここで n_0 と T_0 はプラズマシートと電離層での量を表わす。(1) を導出する上では電子の磁気モーメント μ の保存と $e\Delta\phi / kT_0 \ll B_e / B_0$ が仮定されている。更に(1)を導出する上で Knight は沿磁力線ポテンシャルはプラズマシートから電離層にかけてなだらかに単調増加すると仮定した。然しながら観測結果によれば、 $\Delta\phi$ はかなり高度の低い所に局所的に存在するということが示唆されてきておりこの点は Knight の計算では考慮されていない。

そこで今回は沿磁力線ポテンシャルの高度分布として Fig. 1 のように二つの極端な場合を考え沿磁力線電流を求めた。(a) の場合には電流-電圧関係式は(1)と同じように与えられる。(b) の場合には電子のエネルギー $E \leq \mu B_e$ を満たす電子は電離層に到達する前に反射され電流に寄与せず $E \geq \mu B_e$ を満たすプラズマシートの電子だけが $j_{||e}$ に寄与することから $j_{||e}$ は $\Delta\phi$ と無関係になり

$$j_{||e} = -en_0 (kT_0 / 2\pi m_e)^{1/2} \quad (2)$$

で与えられる $j_{||e}$ は(1)と比べ小さな値に制限されることがわかる。

現実にはオーロラ磁力線に沿って存在するポテンシャルの高度分布は Fig. 1 の (a) と (b) の両極端の中間のものである(より(b)に近い)ことを考慮すれば沿磁力線電流-電圧関係式は必ずしも(1)のような形で表わされる訳ではなく $\mu B - e\phi$ 中の有効ポテンシャルの高度分布に大きく支配されることが明らかであろう。

講演の際にはプラズマシートに於けるプラズマの流れの電流-電圧関係式に及ぼす影響等についても論ずる。

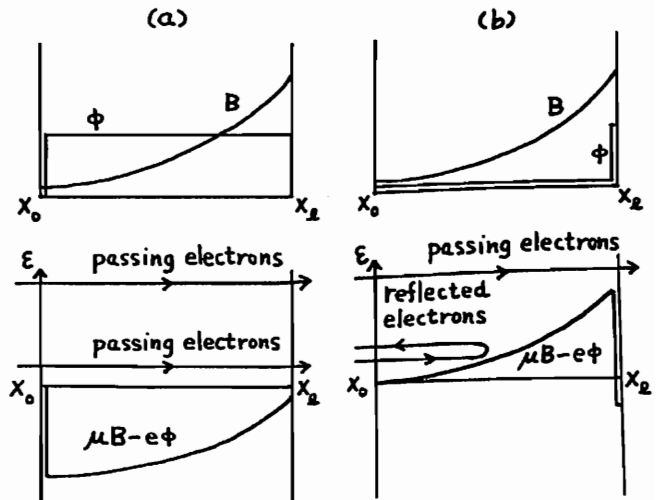


Fig. 1. Field-aligned potential distributions for two limiting cases.

II - 38 Faint Auroras and Precipitating Auroral Particles
in Low Latitude Dusk Auroral Oval

Takayuki Ono¹, Takeo Hirasawa¹, C.-I. Meng²

1 : National Institute of Polar Research

2 : Applied Physics Laboratories / JHU

Abstract

Faint auroral displays in the low latitude region of the duskside auroral oval were examined by using images from three monochromatic TV cameras at Syowa Station, Antarctica and simultaneous precipitating auroral particle data obtained by DMSP-F6 satellite. Auroral images were obtained by a highly sensitive TV cameras using image intensifiers and CCD detectors(1). Observation wavelengths were selected from the principal auroral emission lines such as 6300 Å (OI), 5577 Å (OI), 4861 Å (H β), and 4278 Å (1N N₂⁺) by using interference filters. A high sensitivity of the TV camera made it possible to observe faint auroral displays with high time resolution. The obtained image data were recorded by a PCM digital recording method. In addition the simultaneous auroral particle measurements were carried out by the DMSP-F6 satellite for electrons and ions with the time resolution of 1 second. The DMSP satellite data made it possible to examine precipitating electrons and protons in a wide energy range (30eV ~ 30keV) with a sufficient spectral resolutions (19 energy steps).

In the low latitude region of duskside auroral oval, we found three types of auroral displays with weak optical intensity. Namely they are (i) proton auroras, (ii) pulsating auroras and (iii) faint discrete auroral arcs distinct only in the 6300 Å auroral image. In many cases, the energy input into the low latitude region in dusk sector is mainly carried by proton precipitations to produce proton auroras mainly at wavelengths of 4861 Å and 5577 Å (2). On the other hand many events reveal pulsating features in the diffuse auroras in the dusk sector in the

recovery phase of the magnetospheric substorm. Comparing auroral images which reveal pulsating feature with precipitating auroral particle data, we confirmed that a significant intensification of precipitating electrons from the central plasma sheet (CPS) is associated with the pulsating auroras in dusk sector. In this case, precipitating electrons are the main contributors of the energy input into the dusk auroral oval.

We also found in many cases that discrete auroras appeared in the 6300 Å images but not in other wavelengths. They appeared in the equatorial part of the dusk auroral oval associated with proton auroras or pulsating auroras. These 6300 Å discrete arcs correspond to precipitation spikes of low energy electrons simultaneously observed by the DMSP satellite. The number flux and mean energy of these electron spikes were about 10⁸ el/cm²·sr·sec and 80 ~ 200 eV, respectively. The fluxes of electrons' spikes are intense enough to excite 6300 Å but not 5577 Å auroral photoemissions as detected from the ground. Appearance region of these low energy electrons' spikes tends to be near the equatorward boundary of CPS electrons.

(1) Ono et al.; J Geomag. Geoelectr., 39, 65-95, 1987.

(2) Ono et al.; Geophys. Res. Lett., 14, 660-663, 1987.

掃天型リオメータと通常型リオメータとにより観測される電離層吸収現象の特性比較

山岸久雄¹、菊池 崇²、佐藤夏雄¹、池田修一³、芳野起夫³

1:極地研、2:通総研平磯支所、3:電通大

CHARACTERISTICS OF CNA OBSERVED BY THE SCANNING-BEAM RIOMETER AS COMPARED WITH BROAD-BEAM RIOMETER OBSERVATIONS

Hisao YAMAGISHI¹, Takashi KIKUCHI², Natuo SATO¹, Syuichi IKEDA³, Takeo YOSHINO³

¹National Inst. Polar Res. ²Hiraiso Solar Terrest. Res. Center ³Univ. Electro-communications

Characteristics of CNA observed by the scanning-beam riometer at Syowa-Station, Antarctica was compared with those observed by the broad-beam riometer at the same station and the riometer network located at its geomagnetically conjugate point in Iceland.

It is found that a small-scale (<50 km) CNA is easily detected by the scanning-beam riometer, while it is very difficult for a broad-beam riometer. It is also found that a drifting-type CNA is often found by the scanning-beam riometer, while it is difficult for a broad-beam riometer observation to identify the drift motion of CNA.

南極昭和基地の掃天型リオメータは、電離層D層にて直径100km以内の領域の電離層吸収(CNA)を空間分解能10km、時間分解能10秒で観測することができる。これにより得られたCNAの空間分布、移動の状況が通常のリオメータでは、どのように見えるか、比較を行った。

比較に用いたリオメータは昭和基地、及びその地磁気共役点アイスランドの三地点(Husafell, Tjornes, Isafjordur)に設置された標準型リオメータである。図1にアイスランドの地図上に投影した、昭和基地掃天型リオメータ、及びアイスランドと昭和基地の標準型リオメータの観測視野を示す。

両者の比較により次の点が明らかになった。

(1) 掃天型リオメータでは直径50km以下の局在化された吸収が見出される。この種の吸収は標準型リオ

メータでは、視野に占める吸収領域の割合が小さい場合(20%以下)検出され難い。

(2) 掃天型リオメータでは移動性のCNAが頻繁に見られるが(図2下段)、標準型リオメータでは明確に移動性と同定できるCNAの例は非常に少ない。

(2)の特性は、標準型リオメータ観測の場合、隣接観測点間の吸収波形が相似的でない場合が多いためであり、吸収領域が200~300km移動する間にその形状が変化してしまうことを示唆している。また吸収波形が相似であった場合でも波形間の位相差が大きいため移動方向の決定にあいまいさが残る場合が多い(図2上段)。

以上よりCNAの伝搬を観測する上で、掃天型リオメータは、標準型リオメータのネットワーク観測に比べ非常に有効であることがわかる。

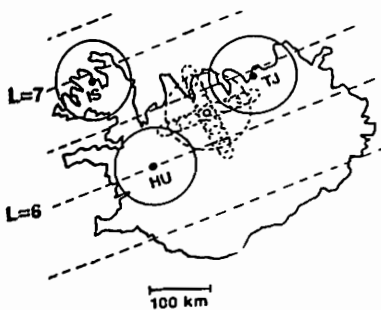


Fig.1 Projections of the FOV of the scanning-beam riometer and a broad-beam riometer at Syowa Station (broken circles) and three broad-beam riometers in Iceland (solid circles) at an altitude of the absorption layer.

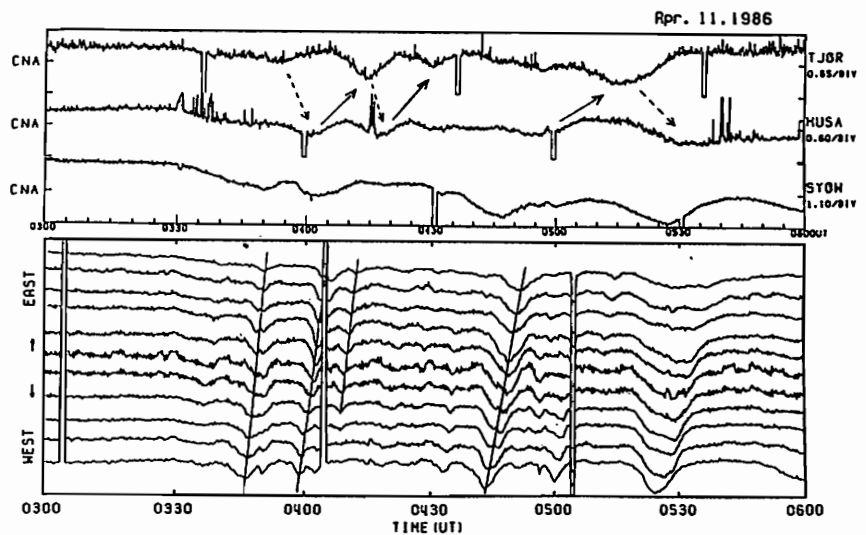


Fig.2 Drifting-type CNA observed by the scanning-beam riometer (lower panel) and the correspondent absorption curves observed by the broad-beam riometers (upper panel) at the two stations in Iceland (TJOR and HUSA) and at Syowa Station (SYOW).

磁気圏電場ドリフトによるオーロラ吸収領域の移動

- 昭和基地掃引ビームリオメータ観測 -

菊池 崇¹ 山岸久雄² 池田修一³

¹ 通総研・平磯 ² 極地研 ³ 電通大

DRIFTS OF AURORAL ABSORPTION REGION AND MAGNETOSPHERIC ELECTRIC FIELDS

- SCANNING-BEAM RIOMETER OBSERVATION AT SYOWA STATION -

Takashi KIKUCHI¹, Hisao YAMAGISHI², Syuichi IKEDA³

¹CRL/Hiraiso S-T Res. Center ²National Inst. Polar Res. ³Univ. Electro-communication

The scanning-beam riometer at Syowa station detected a drift of auroral absorption with a temporal resolution of 10 sec and spatial resolution of 10 km. The auroral absorption region drifts eastward in the morning sector and westward in the afternoon sector. The drift speed is 200 m/s - 3 km/s, which agrees with the drift of nighttime optical aurora and also plasma drift due to the magnetospheric electric field.

掃引ビームリオメータは空間的に小さなCNAの動きを1観測点で観測することが出来る。一方、広ビームリオメータの多点観測は長時間かつ広範囲に形を変化しない現象の移動を観測するのに適している。両者の比較は本講演会で山岸氏が報告する。

波状構造を持つオーロラの移動に対応して、CNAが見掛け上脈動性CNAのように見えることを前回の講演で報告した。脈動性CNAの移動速度は昼間午前で 200 m/s - 3 km/s (Kikuchi et al., GRL 15, p.168, 1988)であり、夜間午前のオーロラドリフト速度 (Nakamura et al., JGR 92, p. 11241, 1987) と同程度である。また、この速度は磁気圏電場によるプラズマドリフト速度とも一致する。今回の報告では掃引ビームリオメータで観測されるCNAが脈動性か孤立型かによらず、その移動は磁気圏電場によるプラズマドリフトであるとの観点から解析を行った。

第1図はCNAの移動が午前で東向き(同図上段)、午後で西向き(下段)であることを示した例である。速度はそれぞれ500m/sと150m/sである。東西方向に移動する49例を調べ

たところ 0-10MLTでは大部分が東向きであり、それに対応する南北方向移動は南向きと北向きがほぼ同じ頻度で現れる(第2図)。前回の講演で示したように午前側のCNAが東向きに移動する波状構造を持つオーロラに対応すると考えれば、午前側CNAの移動は基本的に東向きであり、波状構造があるために北向きまたは南向きへの移動成分が現れる。第2図(縦軸はCNAが電離層高度で100kmの範囲を移動する時間を表す)から東向きの移動速度は200m/s-3km/sであり、この速度は磁気圏対流電場によるプラズマドリフト速度と同程度である。以上の結果は前回の講演でも強調したようにCNAの原因が磁気圏コールドプラズマ中に生じたアーク状やパッチ状の構造の中で降下する高エネルギー電子であり、この構造が磁気圏の対流に乗って動いていることを示唆する。この結果、掃引ビームリオメータは光オーロラの観測されない昼間でもオーロラドリフトとその原因である磁気圏電場ドリフトを観測できる。

Fig.1 Auroral absorptions drifting eastward in the morning sector (upper panel) and westward in the afternoon sector (lower panel), observed with the scanning-beam riometer.

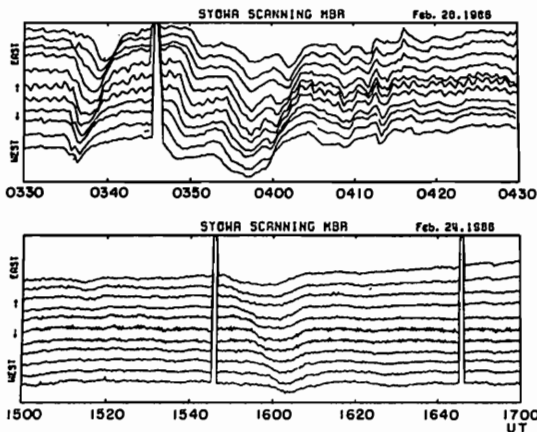
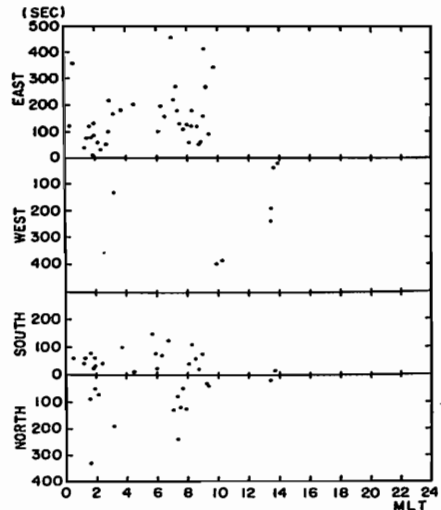


Fig.2 Drift directions of auroral absorption and times required for drifting over 100 km range at the ionospheric height.



静止軌道、地上同時観測データから求めた
injectionの時間空間発展

中村 りみ、大谷 晋一、小口 高、 D. N. Baker
(東大理) (NASA/GSFC)

INJECTION REGION DETERMINED FROM GEOSYNCHRONOUS AND GROUND BASED
PARTICLE AND FIELD OBSERVATION

Rumi Nakamura, Shin-Ichi Ohtani, Takasi Oguti and D.N. Baker
(GRI., University of Tokyo) (NASA / GSFC)

We determined the region (LT distribution) of the injection region by calculating the drift trajectory of electrons observed at synchronous orbit. Electric field deduced from the average drift velocity of the pulsating auroral patches and magnetic field model, which consist of dipole field and Tsyganenko & Uzumanov external field model are used to calculate the drift velocity of the particles. Results are compared with the simultaneous measurement of the ground magnetic field and auroral activities. It is shown that the injected particles could be closely related to the activity of pulsating aurora.

オーロラのドリフトから求めた電場及び磁場モデルを用いて、静止軌道衛星(1982-019、1984-129)で観測された電子のドリフトtrajectoryを計算し、injectionの起こった領域(LT)と時間(UT)を求めた。この結果を地上多点観測から得た等価電流系、及びオーロラ活動の時間空間発展と対応させた。

静止軌道の電子フラックスは、substormのonsetに伴い著しく増加する。その際、break upの起こる領域と衛星との相対的な位置関係により、フラックス変動にエネルギー分散がある場合とない場合が観測される。substormのonset時に異なるエネルギーの粒子が同時に注入され、ドリフトと共にエネルギー差が生じると考えて、静止軌道で観測された異なるエネルギーの電子が同時に現れる位置と時間を求めた。ドリフト速度の計算には、オーロラのドリフト観測による電場と、双極子磁場及びTsyganenko & Uzumanovによる外部磁場(磁気圏尾部電流、環電流、マグネトポーズ電流による磁場)のモデルを用いた。

図1に観測点の位置関係を磁気座標系(corrected coordinates)で示した。衛星の

foot pointも図示した。ベクトル表示は、1986年1月1日、世界標準時7時8分の等価電流である。全天カメラによるオーロラの観測点は、LGR, LRG, FSMである。FSMではexpansionのオーロラ、LRG、LGRでは東にドリフトする脈動性のオーロラが観測された。

地上の磁場のonsetは6:43で、西向きジェット電流はYLK付近で最も強い。一方、静止軌道の電子フラックスは、(-129)衛星で6:59にエネルギー差なしの急激な増加、(-019)衛星では7:15-7:25にピーク値を持つエネルギー分散のある緩やかな増加が観測された。後者の衛星の3チャンネル(65keV-95keV、95keV-140keV、140keV-200keV)のデータを用いて粒子が同時にinjectされたと考えられる位置と時間を求めた結果を図2に示した。この結果から粒子は、7:06-7:10に真夜中付近に入ったと考えられ、その時の位置を図1に矢印で示した。この領域はオーロラ観測の行われたところであり、LGRの東向きのドリフト速度の変化とよく一致し、expansionに伴い、粒子速度で伝搬する擾乱として解釈しやすい結果を得た。

-----initial condition-----
B field: T-U model + dipole, (Kp 3+)
E field: E(corotation) + E_y (1mV/m)
particles start points: (electron)
65 keV, 7:25 UT, 0533LT, 6.6Re
90 keV, 7:17 UT, 0525LT, 6.6 Re
140 keV, 7:15 UT, 0523LT, 6.6Re

図 2

	time [UT]	position [LT, L]
65.vs.95	7:06:30	2327, 9.9 (65)
		2333, 7.8 (95)
65.vs.140	7:08:30	2341, 9.1 (65)
		2346, 7.1 (140)
95.vs.140	7:10:30	0115, 7.0 (95)
		0112, 6.6 (140)

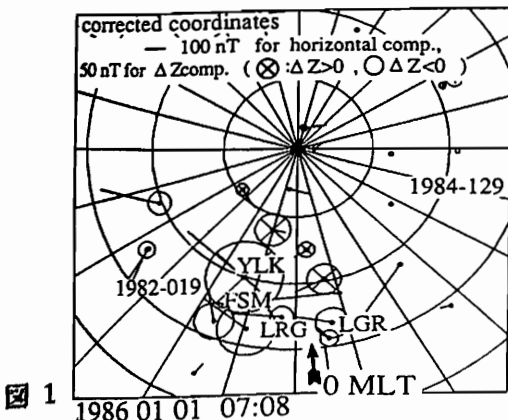


図 1

NUMERICAL STUDY OF INTERACTION OF CHARGE SHEETS:
 A CAUSE OF RIPPLES ON DIFFUSE AURORAL BOUNDARY

Takashi Yamamoto, N. Hori (University of Tokyo)
 and K. Makita (Takushoku University)

Global auroral pictures from the DMSP satellite have shown occurrences of large amplitude undulations on the equatorward boundary of the diffuse aurora in the afternoon-evening sector (Lui et al., 1982). The crest-to-trough amplitude of these waveforms ranges from about 40 to 400 km and the wavelength varies from about 200 to 900 km (see Figure 1). This phenomenon seems to last for about 0.5 to 3.5 hours. The undulations occur during a geomagnetic storm interval near the peak development of the storm time ring current. Several satellite experiments have previously reported intense sheared flow near the edge of the diffuse aurora as evidenced either by detection of large localized meridional electric fields or by narrow regions of high azimuthal flow velocity. It was then suggested by Kelley (1986) that the diffuse auroral undulations are caused by an instability of this sheared flow.

Fig. 1: A DMSP photo showing undulations of the equatorward edge of the diffuse aurora.

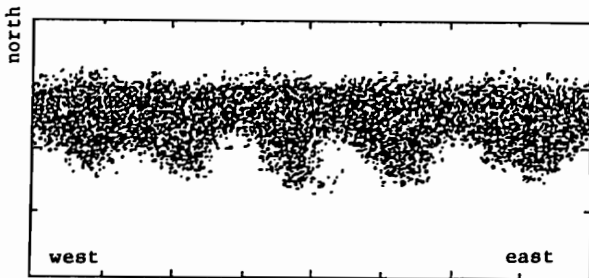
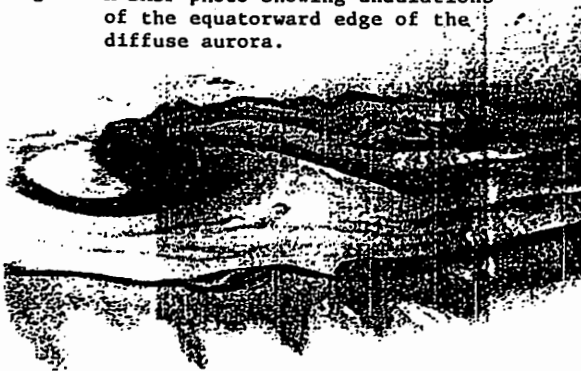
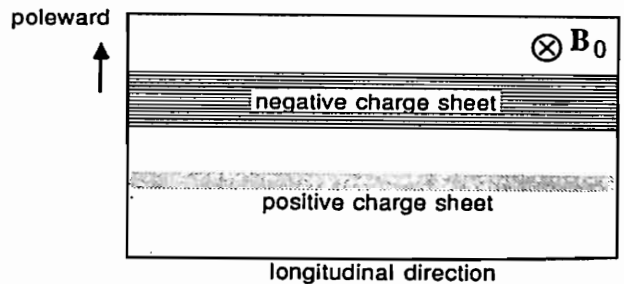


Fig. 3: Numerical result of deformation of the negative charge layer

In the present paper, the undulation pattern associated with the Kelvin-Helmholtz instability is numerically studied by using a two dimensional particle code. In the numerical calculation, a uniform ambient magnetic field is assumed and the Larmor radius of a particle is neglected (the simulation code is capable of calculating the ion exact motion) because of large scale of the phenomenon of interest. The particles then execute only the ExB drift. Taking into account the existence of the large poleward electric fields observed at the equatorward edge of the auroral oval in the evening sector, two azimuthally-elongated layers of negative (poleward) and positive (equatorward) charge excess are assumed to extend along the field lines in the magnetosphere (see Figure 2). The region of the negative charge layer is assumed to contain energetic particles causing the diffuse aurora. Dynamics of the two charge layers are numerically followed in time in a perpendicular plane to the magnetic field. The numerical results show formation of undulations on the equatorward boundary of the negative charge layer (see Figure 3), which are similar to the observed ripples of the diffuse aurora, when the latitudinal width of the negative charge layer is sufficiently greater than that of the positive charge layer.

Fig. 2: Initial distribution of space charge



II-43 昼間側磁気リコネクション、磁気圏対流、 磁力線開一閉境界領域に関する問題点

小口 高
東大理

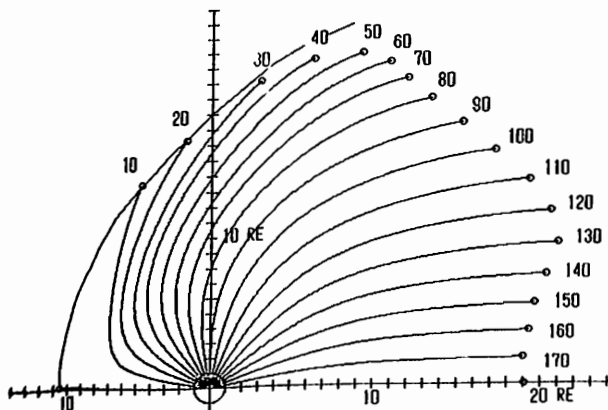
Questions on the Dayside Reconnection, Magnetospheric Convection, and Open-Close Boundary

Takasi Oguti
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo, Tokyo 113, Japan

In examining magnetic field linkage between the outer magnetospheric structures and the polar ionosphere, some questions are brought forward on 1) efficiency of the dayside magnetic reconnection to drive the magnetospheric convection, 2) magnetospheric source regions of electric potential across the polar cap and region 1 field-aligned currents, and 3) the open-close boundary of magnetic fields in high latitudes, in connection with the related polar ionospheric phenomena. These questions lead to a conclusion that

- 1) the dayside magnetic reconnection, if any, appears to play little role to drive the magnetospheric convection,
- 2) the electric potential peak regions in the dawn and the dusk high latitudes,

磁気圏最外部の磁場分布 (HEOS 2) を考慮すると、オーロラオーバルの昼間側のごく一部だけが磁気圏最外域 (Magnetopause, Low Latitude Boundary Layer) につながり、他の部分はほとんど夜側のプラズマシートに連結していると推定される。図はその一例で、電離圏での Region 1 沿磁力線電流領域から磁気圏へ磁力線をたどった結果を示す。このことから、



- and region 1 field-aligned currents could mainly be connected with the dawn and dusk parts of the plasma sheet (boundary layers),
- 3) magnetic fields most likely become open ("connected with IMF") at the magnetospheric flank largely in the tail, and
- 4) energy and momentum transfer from the solar wind at the dawn and dusk tail flank could play an essential role to drive the magnetospheric convection.

In this connection, it is also shown that a simple macroscopic idea of the boundary layers and magnetospheric electric nature could be almost enough to account for magnetospheric electrodynamic response to the changes in the interplanetary magnetic field.

- 1) Dayside Reconnection は、もし起こっていても、磁気圏 Convection に大きな役割を果たしているとは考え難い、
 - 2) 極域電位は主として夜側 Plasma Sheet の Dawn、Dusk 部分から供給されている、
 - 3) もし Reconnection が起こっているとするれば、Dayside ではなく Tail Flank が最も考え易い場所である、
 - 4) Tail Flank における輸送現象が磁気圏の Dynamics に最も大きな役割を果たしていると考えられる、
- と云う結論が導かれる。

なお、これに関連して、磁気圏の Electro dynamics は境界層及び磁気圏のマクロな性質でおおよそ規定されているものと考えてよいようである。

Fig.1 Magnetic field lines which connect region 1 field-aligned currents at the ionospheric level with magnetospheric source regions. Field lines are projected onto the equatorial plane. Numerals indicate separation angles of the current regions in degree from the noon meridian in the ionosphere.

RELATIONSHIPS BETWEEN LOW ENERGY ELECTRON PRECIPITATION EVENTS IN DIFFUSE AURORA REGIONS AND FIELD-ALIGNED CURRENTS

H.Nakajima, H.Fukunishi, T.Ono*, and F.J.Rich**

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University

* National Institute of Polar Research

** Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731

We have discovered Low Energy Electron Precipitation (LEEP) events in diffuse aurora regions using the DMSP-F6/F7 particle data. We have examined several tens of this type of events. The characteristics of LEEP events are summarized in Table 1.

We have further examined the relationships between LEEP events and field-aligned currents using the simultaneous particle and magnetometer data from DMSP-F7. An example of typical LEEP events is given in Fig. 1. These data give us strong evidence that precipitating low energy electrons are related to small-scale field-aligned currents embedded in the large-scale Region II field-aligned current. Further, it is found that upward field-aligned currents related to LEEP events are accompanied with the adjacent downward field-aligned currents which usually exist both poleward and equatorward of the LEEP events.

The relationships between LEEP events and visible auroras are discussed based on all-sky TV data taken in Iceland and aurora imagery data from the DMSP satellite.

Table 1. The characteristics of LEEP events.

Location	diffuse auroral precipitation region (Region II)
Local Time	mainly 22h - 6h MLT
Substorm Phase	mainly recovery phase
Peak Energy	~100 - 500 eV
Number Flux	$10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1}$
Spatial Scale	15 - 30 km at h=830km
J _{II}	0.5 - 5 $\mu\text{A/m}^2$
Other	close relation to streaming type auroral pulsation

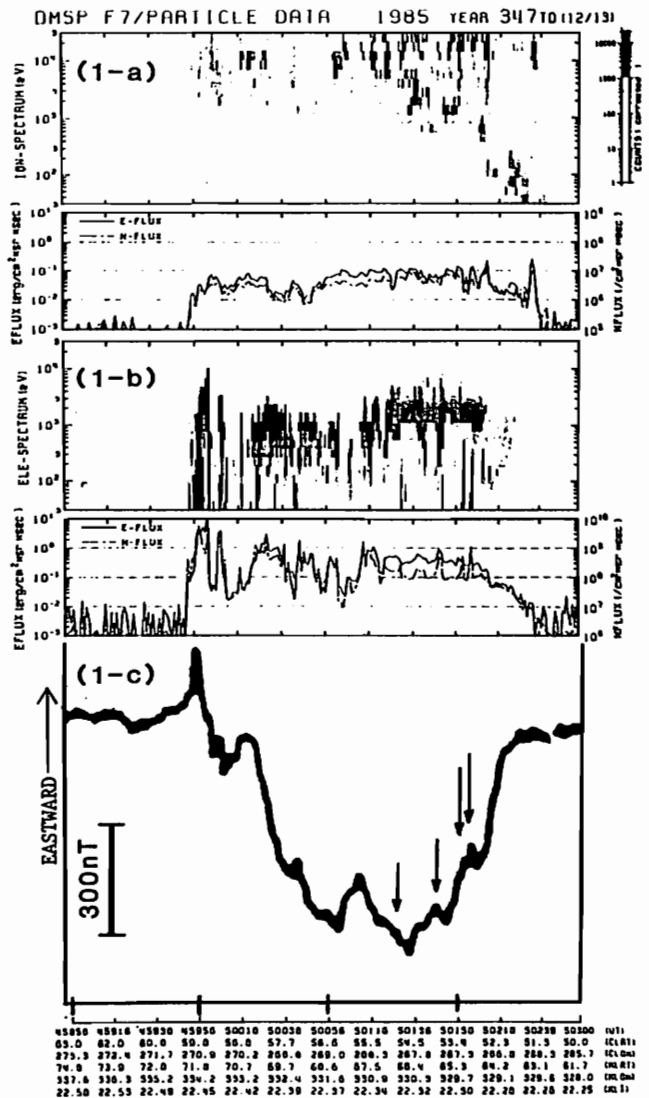


Fig.1. Summary plots of precipitating ions(1-a), electrons(1-b), and magnetic Bz(east-west) component(1-c) observed on DMSP-F7 at 04:59 - 05:03 UT on December 13,1985. Four arrows in (1-c) correspond to LEEP events in (1-b).

オーロラサブストームに伴う沿磁力線電流分布

藤井良一、杉浦正久、R. A. Hoffman、J. D. Craven、L. A. Frank、N. C. Maynard

極地研 京大理 NASA/GSFC IOWA大 IOWA大 AFGL

FIELD-ALIGNED CURRENT SYSTEM ASSOCIATED WITH THE BULGE AND SURGE AURORAS DURING SUBSTORMS

R Fujii M Sugiura R A Hoffman J D Craven L A Frank N C Maynard
NIPR Kyoto Univ. NASA/GSFC Iowa Univ. AFGL

Relationships among the field-aligned currents (FACs), electric fields, plasmas and auroras have not as yet been clarified. Since these physical quantities relate to each other, and the auroras show a number of configuration and dynamical motions during substorms, a variety of the relations among the quantities are expected, depending upon the type of the aurora. We have determined the FAC system associated with the auroral bulge and surge during substorms, using the simultaneous data sets of the magnetic field, electric field and electron precipitation obtained from the DE-2 spacecraft and the image data from the DE-1 spacecraft.

沿磁力線電流 (FAC) はサブストーム過程に重要な役割を果たしている。しかしサブストームに伴うFACの分布・変動等の固有特性や、FACと深い結び付きのある電場や降下粒子がどのような振舞いをするかについては未だよく分っていない。一口にサブストームといっても、オーロラの爆発的發展が見られる他は、グローバルな形態、発達過程は多様である。このオーロラの形態の違いによりFACや電場・降下粒子の分布も異なっている可能性がある。

本論文では、サブストーム時に出現する典型的なオーロラ形態であるbulge type及びSurge typeのオーロラに伴うFAC分布と電場・粒子降下分布について報告する。使用したデータはDynamics Explorer (DE)-2衛星から得られた磁場・電場及び降下電子データと、それらと同時に観測されたDE-1衛星から得られたオーロラ画像である。

オーロラはサブストーム毎にその出現する緯度 (INV) 緯度 (MLT) が変わるので、本解析では、bulgeに例をとると、図1のようにbulgeに対して相対的にAからFまでの軌道各々に特徴的なFACや電場・降下粒子パターンを求めた。surgeについてもsurge本体、そこから西側にのびるdiscrete aurora部分、東側のdiscrete aurora各々につき上記パターンを求めた。

bulgeについて特徴的なことは、(図2)

- 1) bulge本体の高緯度部分(通常discreteで強いauroraが出現している)では、電離層から磁気圏に向かう(上向き)FACが存在している。
- 2) この上向き電流は方向として午後側のRegion 1 FACに対応しているが、電場や降下粒子パターンからは2つの部分に分かれる。1つは、この上向き電流の高緯度側半分で、これはその更に高緯度側に下向きのFACを伴い

アとなっている。このペアFACは、極冠帯内で観測される低緯度向きの、緯度方向に極めて狭く強い電場スパイクを伴っている。即ちこのペアFACは緯度方向に狭いanti-sunwardのplasma convection領域に位置している。もう一つは低緯度側半分でこれは電場からいうとオーロラ帯に見られる高緯度向き電場 (sunward convection) 領域に出現している。

3) この2つに分かれる上向き電流領域は降下粒子から見ても、高緯度側は加熱を受けたパースト的な降り込みに、低緯度側はinverted Vの領域に各々対応している。

4) この上向き電流の低緯度には下向き電流 (Region 2) が存在している。

5) bulge本体から離れた領域(図1 A, F)では、Region 1, 2 FACがオーロラ帯電場領域に観測される。

6) 以上より 2) で述べたbulgeの高緯度部分に現れる、強い電場スパイクに伴う上向きFACとその更に高緯度側にペアになって現われる下向きFACが、bulgeの発達により出現する電流系であると思われる。

surgeについては

1) surge本体部分からは強い上向きFACが流れ出ている。その高緯度側には強い下向きFACは伴われていない。上向きFACは、bulgeの場合と同様、極冠帯型及びオーロラ帯型電場両方の領域にまたがって存在している。この低緯度側には下向きのRegion 2 FACがある。

2) surgeの西側・東側のdiscrete aurora全体とdiffuse auroraの一部には上向き電流が存在し、その高緯度部分は極冠帯電場領域にある。その更に高緯度側には下向きFACが出現し、このペアFACはスパイク的(緯度的に狭い)な電場(anti-sunward convection)を伴っている。

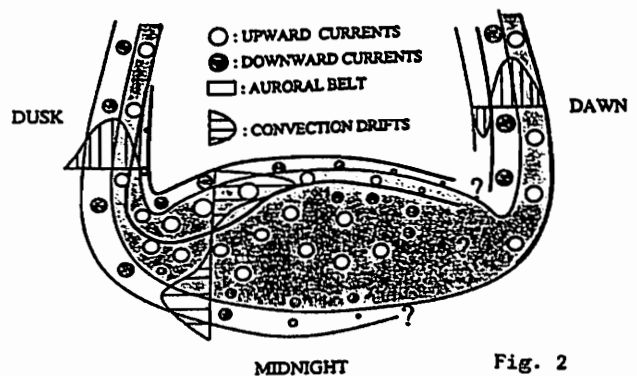
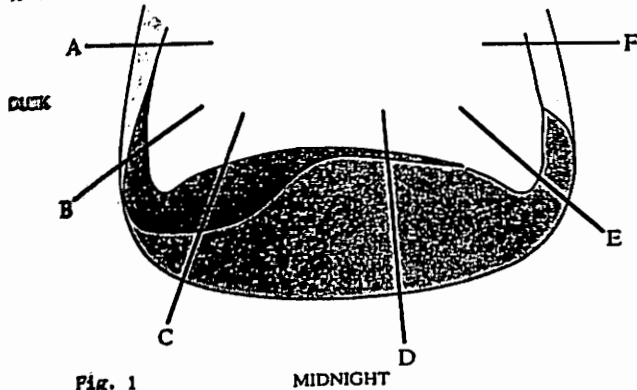


Fig. 2

樋田 健、 大家 寛
(東北大理)

CALCULATION OF BACKSCATTERING COMPONENT OF AURORAL
PRECIPITATING ELECTRONS - REALISTIC MODEL APPROACH

Ken KUSIDA and Hiroshi OYA
Geophysical Institute, Tohoku University

A calculation of the collisional interaction of auroral precipitating electrons with neutral atmosphere with the use of conventional cross sections shows that collisional scattering is not sufficient to produce the backscattering (up-going) component of the flux, i.e. smaller than the flux observed by sounding rockets by factor of 2-4. It is required to modify almost all kinds of cross sections (excitation, ionization, production of secondary electrons, total elastic, and momentum transfer cross sections), typically by factor of 2, to make a good agreement between calculation and measurements in the ionospheric E-region where collisional process is dominant.

ロケット高度 (E~F₁層) におけるオーロラ降下電子の後方散乱成分は、未だ十分な定量的理解が得られているとは言えない。前回の報告では①中性大気との衝突による散乱だけでは実測値の1/2~1/4程度しか説明できないこと、②電離層高度において下向き10mV/m程度の沿磁力線電場を仮定すると、上部E層以上の高度において実測値をその高度変化も含めてかなりよく説明できること、を示した。しかし、濃い大気のため電場の効果が極めて小さくなるE層においても、依然として説明しきれない成分が明らかに残されていた。

そこで今回、この事実を説明するための可能性として、計算に用いている電子の中性大気との衝突断面積それぞれ自身に着目し、E層領域で実測された後方散乱成分を、衝突散乱だけで十分に説明することのできる断面積(励起、電離、2次電子生成、全弾性、および運動量輸送の各断面積)の組を求めようとした。オーロラ電子の実測値は前回同様、江尻ほかによる値を用い、計算は電子の輸送方程式を4-stream近似で解いた。

上記の各断面積は、散乱強度のみならずそのスペクトル形をも複雑に支配しているため、それらの組は必ずしもユニークには決まらないが、そのようにして求められた一例を図のケースBに示す。ケースAが従来の値(非弾性衝突については主にJackmann et al., 1977に、弾性散乱についてはDubois and Rudd, 1976 他、による)とそれによる計算結果である。

ロケット観測より各断面積に少しずつの修正が要請され、より現実的なモデルが得られたと考えることができる。

* 使用した南極ロケットのデータは第25次南極観測越冬隊により得られた。江尻教授ほか、実験担当者の方々に感謝します。

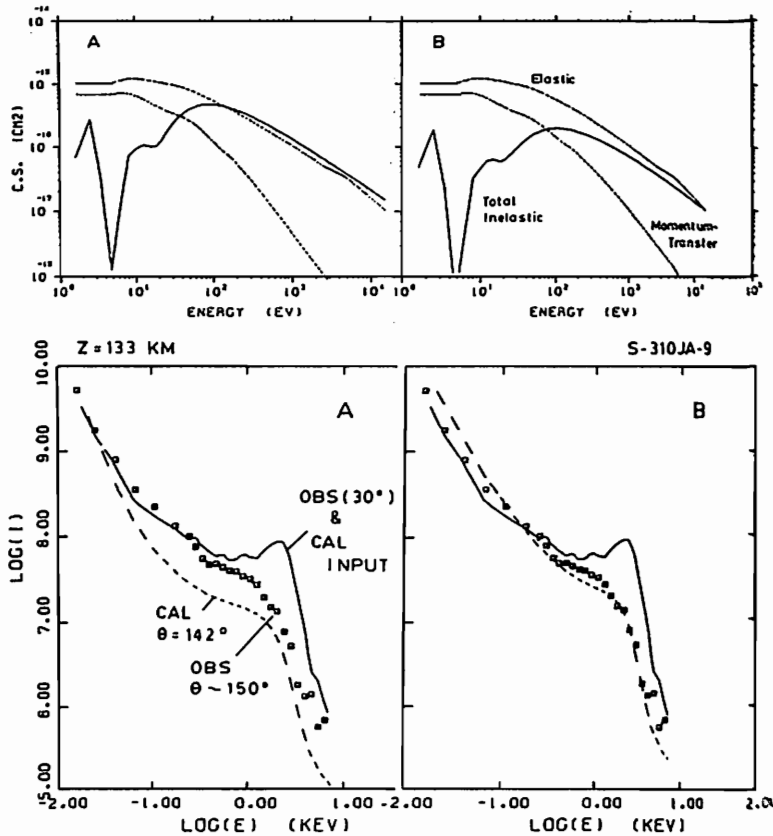


Figure Upper: Conventional cross sections (case A) and cross sections required to reconcile flux calculation to measurements (case B). Bottom: Comparison of backscattering flux calculated from observed downward flux with observed upward flux, with the use of two different sets of cross sections shown above.

II-47 サブストーム時の磁気力線電流とその結合系

飯島 了建
東京大学理学部

SUBSTORM-ASSOCIATED FIELD-ALIGNED CURRENTS

Takesi IJIMA

Faculty of Science, The University of Tokyo

By using the AMPTE/CCE magnetometer data, we have determined the characteristics of substorm-associated field-aligned current systems in the near-equatorial nightside magnetosphere.

AMPTE/CCE 衛星で計測した磁気圏データを解析して、サブストーム（極磁鞘急激）時に夜側磁気圏 ($L \sim 4-9$) に発生する磁気力線電流 (クワイル) の特性を明らかにする。要約論文の要約。次の如くである。

- サブストーム時の極磁鞘尾部の磁気端変動は、極磁鞘尾部磁気圏 $L \sim 9$ の磁化とそれに伴う磁化放電として別々に表現される。
- 磁気力線電流 (極磁鞘東西成分変動の逆相) は、極磁鞘尾部磁化中に発達し、その開始はサブストームの開始後平均 20-30 分先行する。
- 極磁鞘の急激な磁化帯の地球磁気急変動は、サブストームの発達過程 (成長相 + 発達相) に全体的に一致して進行する。

結果、磁気力線電流の発達開始は、極磁鞘の南向磁化帯電流の強化に伴って一致し、極磁鞘の急激な磁化帯の急激な南向磁化帯電流の急激な増大と一致する。

磁気力線電流は、上記の特性は、極磁鞘尾部の磁化帯電流の急激な増大に伴って一致する。従って、モデルは、サブストーム時の極磁鞘尾部の磁気端変動とそれに伴う磁化放電の急激な増大に伴って一致する。また、極磁鞘尾部の磁化帯電流の急激な増大に伴って一致する。また、極磁鞘尾部の磁化帯電流の急激な増大に伴って一致する。

DE-2の観測における電場と磁場の擾乱の相関

¹石井 守 · ¹杉浦正久 · ²N. C. Maynard · ¹家森俊彦
¹京都大理 · ²AFGL

CORRELATION BETWEEN THE DISTURBANCES IN ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS
 DEDUCED FROM THE DYNAMICS EXPLORER-2 OBSERVATIONS

¹M. Ishii, ¹M. Sugiura, ²N. C. Maynard, ¹T. Iyemori
¹Faculty of Science, Kyoto University ²AFGL

Gurnett et al.(1984) gave two models to explain intense low frequency electric and magnetic noises observed at low latitudes over the auroral zones by DE-1. One is static model, and the other is an Alfvén wave model. While the ratio $\Delta B_z/E_x$ represents (apart from the constant μ_0) the height-integrated Pedersen conductivity Σ_p in the static model, the same ratio gives the Alfvén wave velocity in the Alfvén wave model. In this study, how this ratio changes with spatial scale length is investigated on the bases of the DE-2 observation. The ratio $\Delta B_z/E_x$ is found to have little variation with scale length for those sets of data that are obtained with filters having cut-off periods greater than 5 seconds (or 40 km in terms of distance). While for those data obtained using filters with cut-off periods shorter than 5 seconds, the same ratio is found to have significant dependence on scale length. The ratio is nearly equal to Σ_p for the long wavelength structures, and to V_a for the short wavelength structures. Therefore the static model is applicable to variations of scale lengths greater than 5 seconds (or 40km); while the Alfvén wave model is more appropriate for variations of smaller scale lengths than 5 seconds (or 40km).

Gurnett et al.(1984) は、DE-1により電離層で観測された電場と磁場の擾乱の原因に2つのモデルを与えている。1つは static model と呼ばれ、電離層内の static な電場、磁場の構造の中を衛星が移動することによって、電場や磁場の擾乱が観測されるというモデルである。もう一つは Alfvén wave model と呼ばれ、Alfvén波がオーロラ帯磁力線に沿って伝わることによって擾乱が生じるというモデルである。そして電場の南北成分 E_x と磁場の東西成分 ΔB_z の比は、static model では Pedersen conductivity, Alfvén wave model では Alfvén 波の速度に対応する。実際にはこの両方のモデルが、ある割合で同時に擾乱に関与していると考えられる。今回は比が空間的スケールで変化するかどうかを考察してみた。

具体的には、DE-2の観測における電場と磁場の擾乱に様々な長さの High Pass Filter をかけ、与えられたデータについて

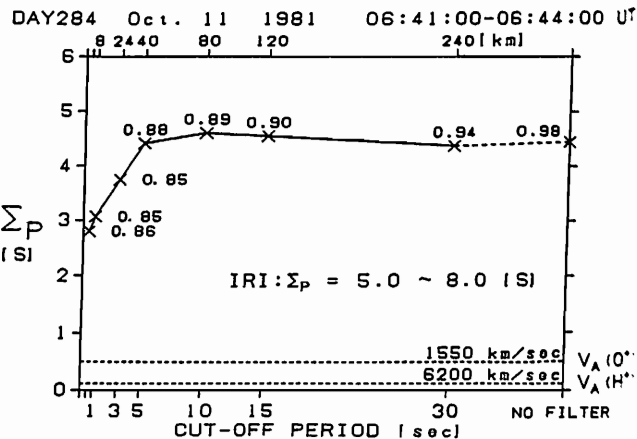
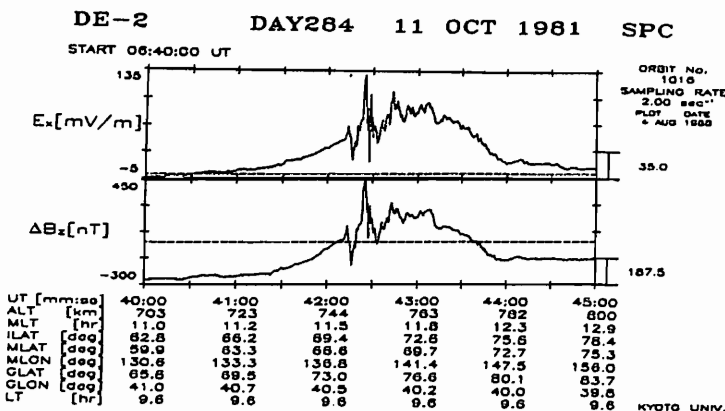
$\Delta B_z/E_x$ の比を最小自乗法を用いて算出し、比の値の変化を見た。併せてその時点での height-integrated Pedersen Conductivity Σ_p を IRI-86 モデルから算出し、また Alfvén 速度 V_a を計算した。

下に示した Event では、filter の cut-off period が5秒程度(距離にして約40km)までは $\Delta B_z/E_x$ の比にほとんど変化がなく、それより短くなると、大きな変化が見られる。一方この時の Σ_p はモデルより 5.0~8.0 mho, V_a を比に変換した値は観測値より 0.1~0.4 となる。このことから長波長の構造においては比は Σ_p 、短波長の構造においては V_a に対応する。つまり、cut-off period が5秒程度(距離で40km)までは static model、それ以下では Alfvén wave model によって表わされる成分の効果があらわれてくるのがこれによって示される。

< Reference >

Gurnett, D.A., et al.

Correlated low-frequency electric and magnetic noise along the auroral field lines. J. Geophys. Res., **89** 8971, 1984



$\Delta B_z/E_x$ の比の変化。図中の数値は相関係数。

南極ロケットによる Quiet 及び Active アーク中の磁気圏-電離圏結合過程の観測

塩川和夫、 福西浩、 山岸久雄、 宮岡宏、 藤井良一、 遠山文雄
 (東北大理) (国立極地研究所) (東海大工)

Antarctic Sounding Rocket Observation of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes in Quiet and Active Arcs

K. Shiohawa¹, H. Fukunishi¹, H. Yamagishi², H. Miyaoka², R. Fujii², F. Tohyama³

¹ Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University

² National Institute of Polar Research

³ Faculty of Engineering, Tokai University

The particle and magnetic field data obtained from S-310JA-11 and -12 sounding rockets, launched into quiet and active auroral arcs, respectively, have demonstrated that the relation $J = KV$ given by Lyons (1980) is conserved over auroral arcs. In case of quiet arc E value is larger outside the arc than inside the arc, while in case of active arc the relation is reversed. Magnetospheric plasma density and temperature have been determined by fitting the downward accelerated Maxwellian distribution function to the observational data. From these results, we conclude that auroral arc structures are originated in the inhomogeneous spatial distribution in magnetospheric plasma under the current-potential difference relationship along auroral field lines.

オーロラ域に降下する電子が沿磁力線電位差 V で加速され、沿磁力線電流 J を担う場合、

$$J = KV, \quad K = K(n_e, E_e, B_v/B_i)$$

n_e : 磁気圏電子密度 E_e : 磁気圏電子温度 B_v/B_i : 沿磁力線電位差領域の磁場強度比
 なる関係が成立することが Lyons (1980) によって示された。南極ロケット S-310JA-11, -12 号機で観測された下向きの net downward electron number flux から J を求め、ピークエネルギーから V を求めてみると、11号機は quiet なアーク、12号機は active なアークという違いはあるが、Fig. 1(a), (b) のように両者とも上の関係式をよく満たしており、アーク領域では V を通して磁気圏-電離圏のカップリングが行われていることが明らかとなった。但し K の値は、11号機は前半、後半のアーク内でほぼ一定で、アークの外ではそれに比べて増大しているのに対し、12号機では逆にアークの外 (253.7s 以前) よりもアーク内 (253.7s 以後) で K が大きく増大している。特に 320.2s 以後は K の値がアークの外約 3 倍となったが、この領域は激しい動きを伴ったアーク中であり、磁場データからは強い沿磁力線電流が観測されている。また Evans (1974) によれば、密度 n_e 、温度 E_e

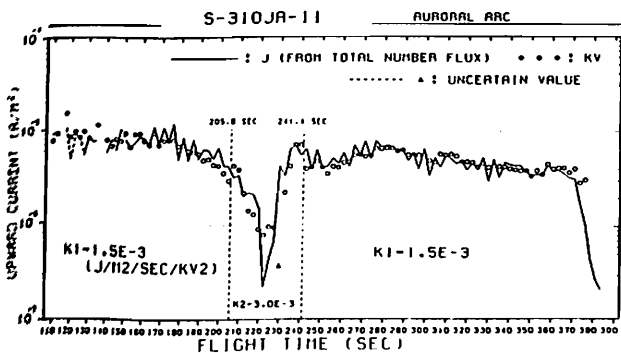
の Maxwell 分布をした磁気圏のプラズマが、沿磁力線電位差 V で降り込んできた場合、磁場の効果を無視すると、その分布関数は、

$$I(E) = \frac{n_0 \exp(eV/E_0)}{(2\pi^3 n_0 E_0^3)^{1/2}} \cdot E \exp(-E/E_0) \quad (E > eV)$$

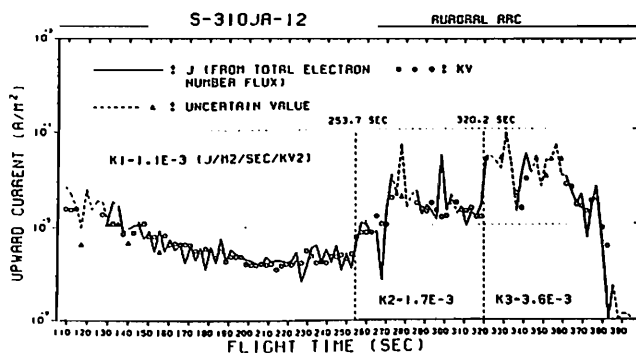
で表される。この関数を観測された分布関数に fitting させることによって、加速を受ける前の n_0 (cm^{-3}) と E_0 (keV) を求めた。それによると、11号機の quiet なアーク中では $n_0 = 0.4-0.6$, $E_0 = 0.5-1.0$ であるのに対し、アークの外では $n_0 = 1.5-2.2$, $E_0 = 0.3$ となり、 n_0 の増加と E_0 の減少が観測された。一方 12号機による active なアークの観測では、アークの外では $n_0 = 0.5-0.7$, $E_0 = 0.5-0.6$ 、激しいアーク中では $n_0 = 1.5-2.5$, $E_0 = 1.5-2.0$ となり、アーク中で n_0 と E_0 が共に増加した。前述の K の値とあわせて考えると、アーク構造は基本的には、沿磁力線電流を介しての磁気圏-電離圏カップリングによる沿磁力線加速によって作り出されているが、磁気圏プラズマの非一様な空間分布がその微細構造を作り出していることが明らかとなった。

References

- Evans, D. S., JGR., 79, 2853-2858, 1974.
- Lyons, L. R., JGR., 85, 17-24, 1980.



(a) For quiet arc



(b) For active arc

Fig. 1: Relation between J and V .

II-50 高緯度電場の低緯度への侵入効率 (一考察)

上出 洋介
京産大 理

EFFICIENCY OF THE PENETRATION OF HIGH-LATITUDE ELECTRIC FIELDS INTO LOW LATITUDES

Y. Kamide

Kyoto Sangyo University

One of the important problems connected with magnetospheric convection concerns how electric fields of high-latitude origin can penetrate deep into lower latitudes. The observational study of low-latitude effects of substorm- and interplanetary-associated electric fields appears, at present, to be only at its beginning stage. In fact, it has been shown that there is no obvious one-to-one correspondence between enhancements in high-latitude electric fields and those at low latitudes, indicating that some complicated processes regulate the efficiency of the direct electrical coupling between high and low latitudes. This paper examines a simple model that predicts the local dependence of latitudinal changes in the electric fields, i.e., the efficiency of the field penetration.

高緯度、あるいは惑星間空間、に根をもつ電場が低緯度へ伝播/侵入するメカニズムは2つ提案されている。1つは熱圏の中性風/ダイナモ作用を通して、もう1つは高緯度(磁気圏では高L値)にかかった電場の低緯度(磁気圏では低L値)への“直接”侵入である。それぞれは独特の異なるタイムスケールをもつ。前者により、主として磁気嵐に伴うタイムスケールが2~3日の中低緯度電場変動が説明され(Richmond, Blanc 他)、後者によりサブストーム時の電場変動が説明される(Vasyliunas, Wolf 他)、と考えられている。これらの理論を支持する観測データも数多い。電場の“直接”侵入メカニズムについて、次のような問題が残されている。

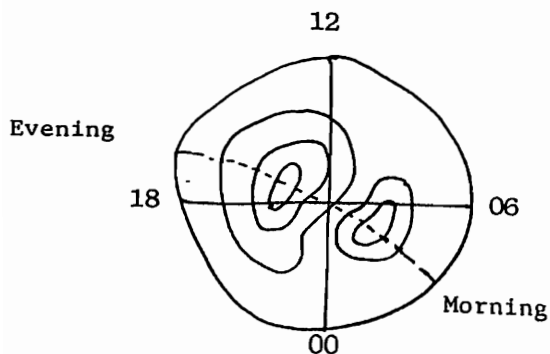
① 中低緯度電場のサブストームへの対応は、簡単な1対1の関係ではない。すなわち、サブストームをAE指数で測ると、あるサブストームのときには中低緯度の電場が明らかな増大を示すが、別のサブストームに対しては全く対応を示さない(Testud et al., 1975; Fejer et al., 1979, 1986; Gonzales et al., 1983)。

② 磁気圏電場の低L領域への侵入を、プラズマ対流の効率/シールド効果により説明すれば、Alfvén層の分布には強い地方時依存性があるはずである(Jaggi and Wolf, 1973; Harel et al., 1981)。

本論文の主目的は、“直接”メカニズム侵入について、ある一定の条件のもとに、中低緯度の電場がどのような緯度分布をもつかを予測することである。このモデルでは、電離層を薄い2次元球殻と考え、オームの法則

$$\text{div}(\sigma) \underline{E} = j, \sin \alpha$$

から出発し、電離層電気伝導度の経度方向への傾き(すなわち、 $\partial \Sigma / \partial \lambda$; λ は経度)が重要であることを示す。この簡単なモデルから、朝方の方が夕方よりも低緯度侵入の効率がよいことが予測される。Blanc 他による部分的環電流(夕方側で強い)の電場シールド効果理論との関係についても議論する予定である。



■ 第Ⅲ会場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-48)

Possible Effect on The Diurnal variation of East Java's Tropospheric Ozone due to Sea breezes.

Ninong Komala and T. Ogawa
 Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

The diurnal variation of surface ozone concentration at Watukosek (7° 35' S 112° 40' E, 50 m above sea level) has been observed since December 1986 with Dasibi ozone monitor. We analyzed the ozone data for December 1986 - May 1988 along with meteorological data. Ozone concentration exhibits a significant diurnal variation : maximum of ~40 ppbv before noon, minimum of ~10 ppbv at night and diurnal average of ~20 ppbv.

A seasonal variation is clearly seen in fig. 1, exhibiting the local time when diurnal ozone maximum occurs. Diurnal maximum occurs around 10 LT in June - October where as it occurs at 11 LT -12 LT in other months. The ratio of ozone concentration at 12 LT and 09 LT is also lower in June - October than in other months (fig. 2). Since solar insolation does not vary significantly with day and between dry and wet months, those seasonal variations (fig. 1 and 2) should not be ascribed to solar insolation. It is highly probable that those seasonal variations are related with the development of sea breeze in dry season.

The typical wind direction in the day time of the dry season at Watukosek is the easterlies which are the monsoon wind and sea breezes and carry marine air. Since ozone concentration is low in marine air, the easterlies are able to suppress ozone increase due to photochemical production. Consequently the diurnal ozone maximum around 10 LT and the subsequent gradual decrease can be interpreted in term of the development of the sea breezes . From the comparison of the diurnal variations on the days of light sea breezes with those of strong sea breezes, the ozone concentration under strong sea breezes is lower than under light sea breezes.

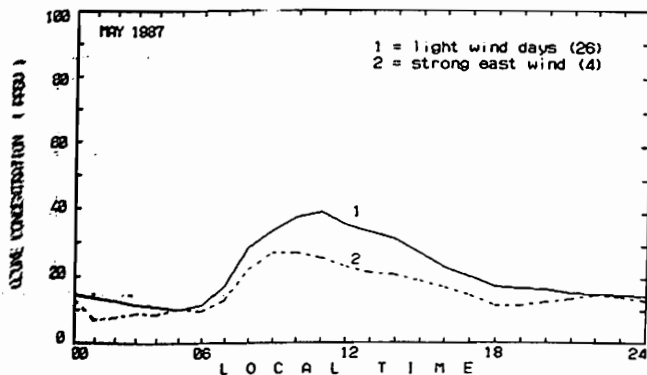
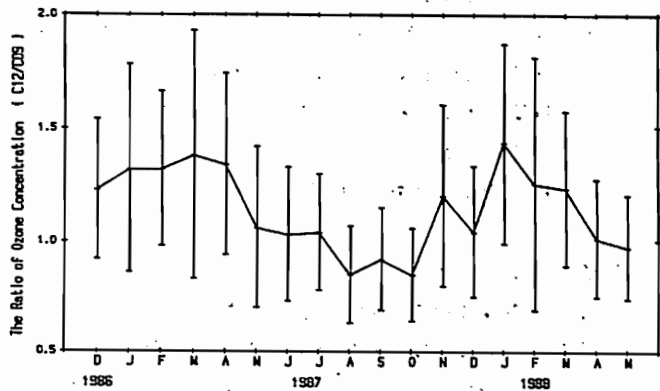
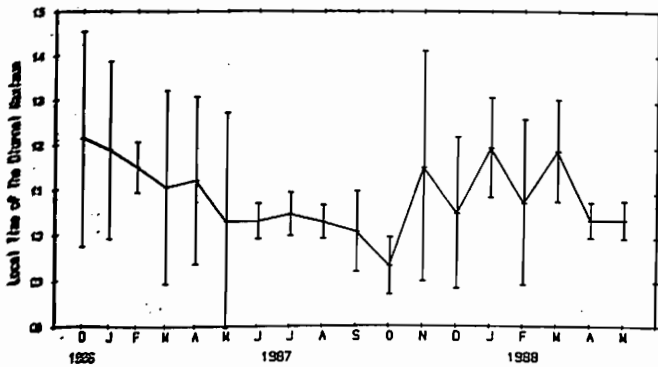


Fig. 1:
 Month-to-month variation in the local time when ozone concentration attains its diurnal maximum. The panel exhibits monthly averages and standard deviations.

Fig. 2:
 Month-to-month variation in the ratio of ozone concentration at 12 LT and 09 LT. The panel exhibits monthly averages and standard deviations.

Fig. 3:
 Difference in diurnal variations due to wind speed.

堀 雅浩、近藤 豊、高木 増美、岩田 晃
名古屋大学空電研究所

DEVELOPMENT OF AIRBORNE OZONE INSTRUMENT

M.Hori, Y.Kondo, M.Takagi, A.Iwata

Research Institute of Atmospherics, Nagoya University

An ozone-ethylene chemiluminescent instrument for airborne observation has been developed. The major characteristics of the instrument are as follows.

1) Sample mass flow rate is maintained to be constant to within 1% for a pressure range between 1013 mb (sea level) and 170 mb (12 km). 2) Zero mode is provided to measure the dark count rate of the photomultiplier tube used. 3) The inner surface of the reaction chamber is coated with Teflon to minimize the surface loss of ozone in the reaction chamber. 4) The photomultiplier tube is mounted in a hermetically sealed container to enable operation of the instrument at low ambient pressure.

Through laboratory experiments, it is found that the instrument can measure ozone up to 12 km with a precision of about 10%.

1. オゾン測定器

オゾン-エチレンの化学反応(ケミルミネッセンス)を利用したオゾン測定器の出力信号Sとサンプル大気流量 f_s 、オゾン濃度 χ との間には、ある圧力範囲において、次の関係が成り立つ。

$$S = c \cdot f_s \cdot \chi \quad (c: \text{定数})$$

これによりサンプル大気流量を一定に保てば、測定器の出力はオゾン濃度に比例することが分かる。

しかし、市販の測定器ではサンプル大気流量は外気圧の変動に対して制御されておらず、航空機上での使用には適していない。

以上の点を考慮して、我々は航空機用オゾン測定器を開発した。測定器の構成を図1に示す。これまで我々が開発した同種の測定器に比べ以下の点を改良した。

- 1) サンプル大気流量を170 mbまで1%以下の精度で制御できる様にした。
- 2) 光電子増倍管の暗電流分の出力を取り除くため、ゼロモードを設けた。
- 3) 反応管内でのオゾンの破壊を防ぐため、反応管にテフロンコーティングを施した。
- 4) 反応管及び光電子増倍管のケースを耐圧構造にした。

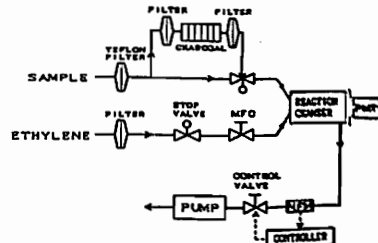


Fig. 1 Schematic diagram of the ozone instrument. (MFC: Mass Flow Controller, MFM: Mass Flow Meter, PMT: Photomultiplier Tube)

2. 実験室における評価

オゾン濃度に対する出力信号の直線性を図2に示す。これによりその直線性はかなり良いことが分かる。

また、測定器の感度のサンプル大気の圧力に対する依存性を図3に示す。

この特性を考慮すれば、地上から高度12 km位の間の領域において10%位の精度でオゾンの測定が可能になると予想される。

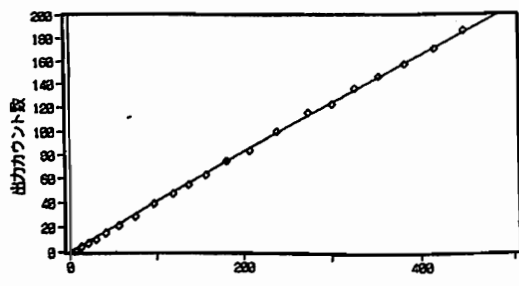


図2 出力カウント数の直線性

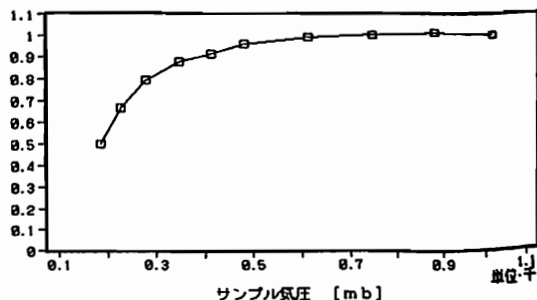


図3 測定器の感度の圧力依存性

北 和之, 岩上直幹, 小川利敏

東京大 理学部

DEVELOPMENT OF AN IN SITU MEASUREMENT METHOD FOR CH₄ BY USING He-Ne LASER

Kazuyuki KITA, Naomoto IWAGAMI, Toshihiro OGAWA

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo.

We introduce a new (?) method for determination of atmospheric methane. In this method, the methane concentration in the atmosphere is determined from the absorption of the 3S→3P, He-Ne emission of an He-Ne Laser ($\lambda = 3.39 \mu\text{m}$). This method has a merit of high temporal and spatial resolution in measuring CH₄ in situ continuously.

メタン(CH₄)は大気中に最も多く含まれる炭化水素であり、対流圏に於いてはOHと反応して H₂, CH₂O, CO 等を作り、成層圏では H₂O の生成源であり、また Cl との反応により O₃ を増加させる作用を持つ。さらにメタンは、赤外放射吸収による温室効果を持つ気体としても重要である。

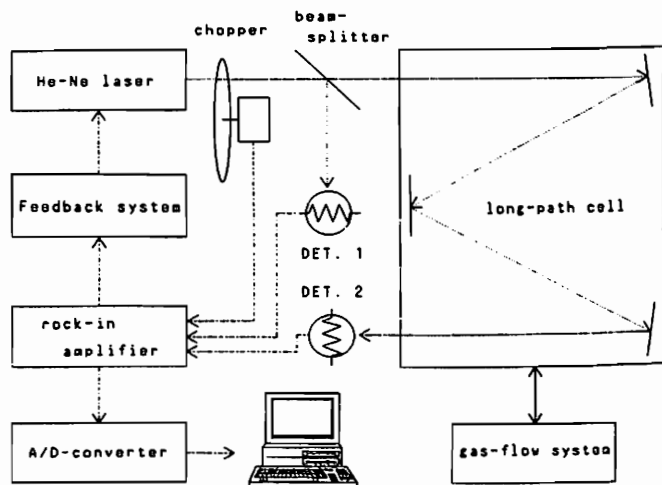
メタンの生成源は主に土壌中などのバクテリアであり、消失は OH との化学反応によると考えられている。また濃度は対流圏では約1.6ppmVであり、およそ1%/yearの割合で増加していることが報告されている。

しかしこの増加の原因を始め、メタンの生成、消失、あるいは分布、特にその空間的・時間的変動についてはまだ十分理解されているとはいえない。その大きな理由としては、メタンは地表、生物圏にその起源を持ち、その生成量・分布共に地域的季節的な変動が大きいために、限られた少数の観測からだけではその全貌をつかむことが困難であることが挙げられると思われる。

この困難を取り除くためには、空間的、時間的に広範囲を高分解能で観測することが必要であり、その目的に適合する測定法として He-Ne レーザーを用いた観測法を開発する運びとなったのでここに紹介する。

3.39 μm の He-Ne レーザー光は、メタン ν_3 band の吸収線の本と極めて近い波長を持ち、吸収断面積は約 $1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ (1 atm)、地表付近では光路長 10 m で 5 % 程度の吸収量が期待できる。下図に、観測装置の構成概念図を示す。開発に際しては、レーザー発振周波数の安定化などが課題になると考えられる。詳細については、学会時に発表したい。

He-Ne レーザーによるメタン直接観測装置



林田佐智子、笹野泰弘、中根英昭、杉本伸夫、松井一郎、湊 淳
国立公害研究所

Measurements of the ozone and temperature by a multiple-wavelength laser radar for the troposphere and the stratosphere. (1).

S. Hayashida-Amano, Y. Sasano, H. Nakane, N. Sugimoto, I. Matsui, J. Minato.
National Institute for Environmental Studies

The National Institute for Environmental Studies has introduced a multiple-wavelength DIAL(Differential Absorption Lidar) system for the measurements of ozone in the troposphere and the stratosphere. The system can also measure the temperature in the stratosphere and the mesosphere. The preliminary results of the measurements of the ozone concentration and the temperature will be presented, and the performance of the system will be evaluated.

国立公害研究所では対流圏、成層圏観測用の多波長レーザーレーダーを今年3月導入し、6月より観測を開始した。このシステムは、①対流圏から高度約50kmまでのオゾン濃度の高精度での測定と、②高度約75kmまでの気温の測定を行うことを目的として設計された。このために、①最適設計のために低高度用、高高度用の2つのサブシステムを持ち、②エアロゾルの影響の補正を行うために各サブシステムは3波長を持っている。各サブシステムの主なパラメータを表1に示した。

図1は308nmと339nmの信号から求めたオゾン濃度である。約6分毎に求めたオゾン濃度プロファイルを20個重ねてある。高度分解能は高度20kmで2kmとし高度に対し指数関数的に増加するようにとってある。講演では、オゾン濃度導出のための最適な波長の組合せ、高度分解能の設定などについて議論する。

図2は気温の測定例である。オゾンの吸収を受けない351nmの信号から大気分子密度を求め、75km高度の気圧が U. S. Standard

Atmosphereに一致するとして気温を求めた。319秒ごとのプロファイルを10kずつ右にずらして示してある。気温の鉛直分布が時間とともに変化しており、重力波などの観測が可能であることを示している。オゾン濃度分布と気温分布を同時に観測できるので、今後は両者の関係を調べていく予定である。

表 1

国公研オゾンレーザーレーダーの主パラメータ

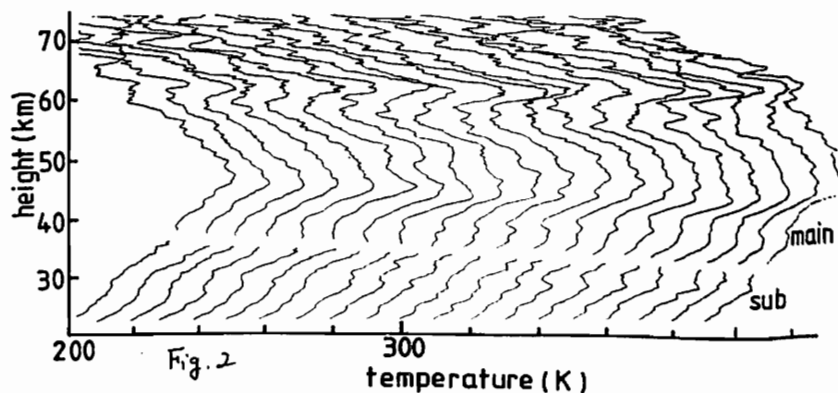
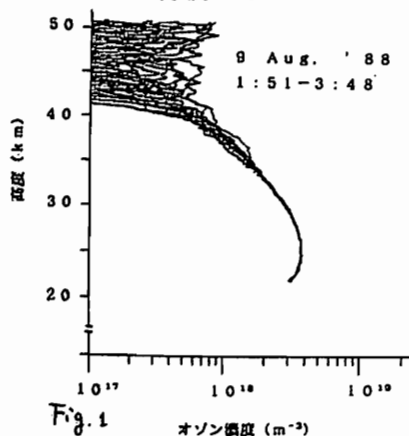
	波長(nm)	出力(mJ/pulse)
低高度用	277	25
	292	13
	313	22
高高度用	308	80
	339	10
	351	75

受光望遠鏡直径(m)

低高度用 0.56 高高度用 2.0

Fig. 1 Ozone concentration profiles.

Fig. 2 Temperature profiles deduced from the signals of 351nm integrated for 319 sec.



Observations of Atmospheric Ozone with a Tunable Diode Laser Heterodyne Spectrometer: The First Result of Ozone Profile

Taguchi, M., S. Okano, and H. Fukunishi

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University

Observations of atmospheric solar absorption spectra of ozone in the infrared region ($\sim 9\mu\text{m}$) were made with a laser heterodyne spectrometer using a tunable diode laser (TDL) as a local oscillator. In this report, we present the first result of the altitude profile of ozone obtained from the inversion of observed spectra.

The details of the instrument were reported at the 83rd annual meeting of SGPSS, therefore it is not repeated here. The local oscillator was recently replaced with a TDL whose wavenumber range of single mode emission covers ozone absorption lines suitable for inversion. The selected line is centered at 1109.972cm^{-1} ; its absorption never saturates even when the elevation of the sun is less than 30° and it is almost completely isolated from nearby lines.

Figure 1 shows ozone profile retrieved from a spectrum observed at 0738-0900JST on August 22, 1988. The observed spectrum, although not shown here, is a superposition of 17 scans. The scan time of each single scan is 200sec and the integration time of lock-in amplifier is 1sec. The signal-to-noise ratio of the superposed spectrum is 135. Since the weighting functions do not have a peak above $\sim 30\text{-}35\text{km}$, the reliability of the retrieved ozone profile is limited up to $\sim 35\text{-}30\text{km}$. The accuracy of the retrieved ozone profile was evaluated and included in the figure with error bars.

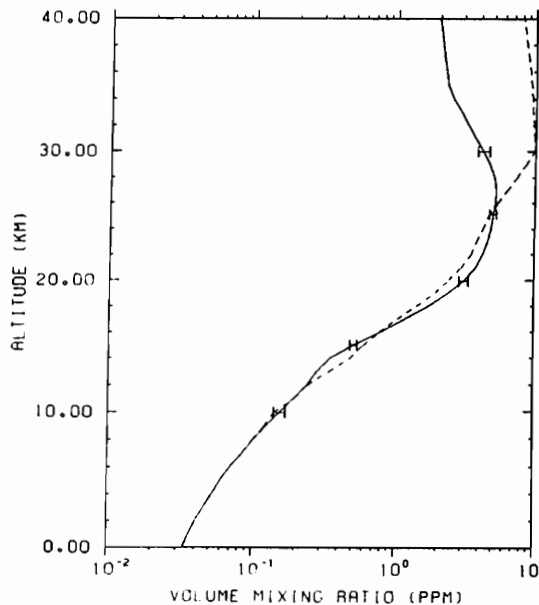


Figure 1. Retrieved ozone profile from a spectrum observed at 0738-0900JST on August 22, 1988. Dashed line is a model profile for midlatitude summer.

EXOS-C BUUVの成層圏オゾン観測に みられる測定器感度の経年変化

小池 真、小川 利紘、鈴木 勝久
(東大理) (横国大教育)

INSTRUMENTAL DRIFT DETECTED IN THE STRATOSPHERIC OZONE OBSERVATION OF EXOS-C BUUV

M. Koike, T. Ogawa, K. Suzuki
(GRL, University of Tokyo) (Yokohama National University)

The stratospheric ozone had been derived by BUUV spectrometer aboard the EXOS-C ("OHZORA") satellite from Mar. 1984 to Sep. 1987. We will report two subjects from these data analysis. First, systematic change was detected in all latitude through the whole period and maximum minus change was found at 1.8mb altitude level. The most likely source of the drift is a degradation in the spectrometer sensitivity. Second, zonally averaged profile in every month is compared with CIRA reference ozone model and a good agreement within $\pm 10 \sim \pm 15\%$ was found between 1mb and 10mb level.

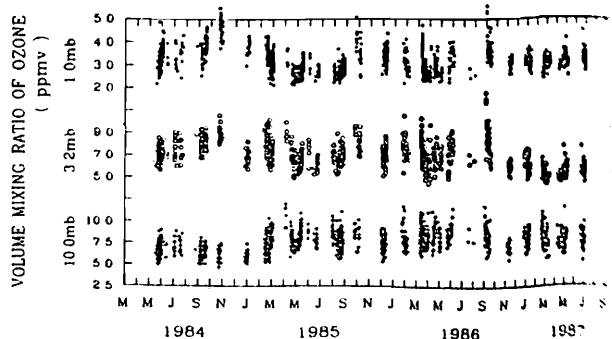
人工衛星EXOS-Cに搭載されたBUUVによって1984年3月から1987年9月までの全運用期間中に観測されたオゾン高度分布データの解析が進められている。今回はこの解析のうち、3年半のデータの中にみられるオゾン量の系統的变化とその原因について、全データを用いた平均的分布をCIRAのオゾンモデルと比較した結果について報告する。

第1にオゾン量の系統的变化について。各緯度帯で緯度幅10度毎にデータを3年半分集めてプロットしてみると、大きなバラツキがあるものの季節変化と共に経年的なオゾン量の変化が幾つかの高度でみられた(図)。プレリミナリーな解析としてこれに直線を最小2乗法であてはめてみると、 $40^{\circ}\text{N} \sim 50^{\circ}\text{N}$ では1.8mb高度で最も大きいオゾンの減少がみられ、逆に1mb以上および10mb以下の高度では増加の傾向が示された。これは比較的観測機器の経年変化が小さいと考えられる可視光を使ったSAGEのオゾン観測で、1979~80年から1984~85年の期間において3mb付近で最大3%の減少がみられたという結果と、減少のみられる高度は一致するものの数値的には明らかに我々の得た結果は大き過ぎる。実際全緯度帯について同様の計算を行ってみると緯度によらずほとんどその減少の高度パターンは同じで、我々のデータのオゾンの減少はむしろ紫外放射測定の前器感度の経年変化にその主たる原因があると考えられる。そこで逆にオ

ゾン量に経年変化がないと仮定して測定感度の変化を波長方向にプロットしてみると、290nm付近でプラスという波長依存性を持ったカーブが得られた。この結果は衛星による継続的な大気観測とその感度補正の難かしさを示すものである。

第2にCIRAのオゾン・モデルとの比較について。各月毎にBUUVの3年半分のデータからひとつの経度平均分布を作成しこれをCIRAモデルと比較してみた。この結果1~10mbにおいては $\pm 10 \sim \pm 15\%$ の範囲で非常によく一致していることが分かった。更に詳しくみると系統的に1mb高度以上で10~20%程度BUUVの方がどの緯度帯でも小さく、また10mb以下の高緯度側において逆にBUUVの方が多いということが分かった。両領域ともBUUVオゾンの解析値の不確かさがやや大きいところであるが、前者は絶対感度の設定にその原因の一つがあるかも知れない。いずれにせよ更なる検討が必要とされている。

40°-50°N



III-7

ラマン散乱を利用した大気観測 I

; ラマン散乱ライダー計測の基礎実験

岩坂泰信、林 政彦、今須良

(名古屋大・水圏研)

Atmospheric Monitoring by Raman Lidar (I)

; Preliminary Results on Lidar Measurements

Y. Iwasaka, M. Hayashi, R. Imasu

Water Research Institute, Nagoya University

Preliminary results on ramann scattering lidar measurements were described. Raman scattering effects is useful to detect atmospheric molecules, and therefore it is possible to obtain more detailed informations on physico-chemical processes on aerosols if mie scattering lidar measurement is simultaneously made. At first stage, we observed raman scattering signals of atmospheric nitrogen molecules to estimate atmospheric density and temperature.

はじめに; ラマン散乱を利用したライダー計測法は、ミー散乱を利用したライダーが実用化されて間もなく多くの人によって提案された。しかし、ライダーのその後の発展は、ミー散乱ライダーに大きく傾き、この方面では多くの成果を挙げるに至ったが、ラマン散乱に関しては、進展を見る迄にはなっていない。今回、水圏科学研究所では、既設のライダー装置を利用してラマン散乱型ライダーの開発に着手し、ライダー観測に関する基礎的な実験を行なっている。

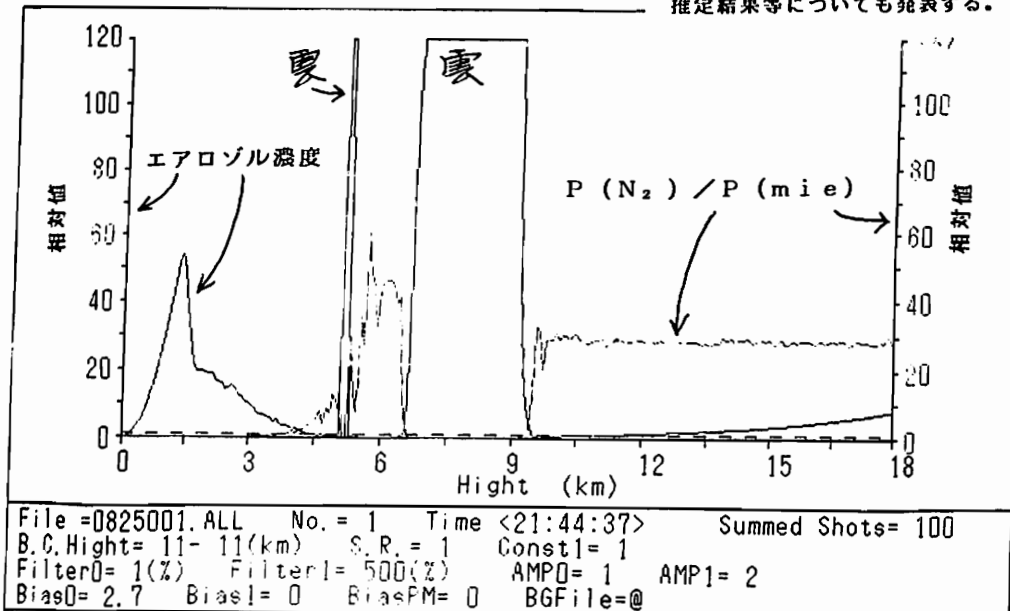
今回発表するのは、主に、窒素分子濃度の観測結果である。

結果; 試験観測時に得られているデータの一例を図に示す。近距離の探査を行なったときのもので、ミー散

乱(一部レーリ散乱が含まれている) $P(mie)$ と窒素分子からのラマン散乱、 $P(N_2)$ を同時に受信して両者の高度プロファイルの違いが良く判るように、

$$P(N_2) / P(mie) \quad (\text{相対日盛り})$$

の高度変化を示したものである。霞が出ているところや地上の境界層内のエアロゾル濃度の極めて高いところでは、圧倒的にミー散乱の寄与が大きいことや、エアロゾル濃度が高度を増すに連れて急速に減少するのに、窒素分子濃度の変化は、それに比べるとゆるやかな減少であること等定性的な傾向が良く判る。会場では、大気密度の高度変化の推定結果、それをもとにした気温の推定結果等についても発表する。



Year-to-year changes of the zonal mean temperatures in the Antarctic lower stratosphere -A relation to the ozone hole-

Kohji Kawahira and Toshihiko Hirooka
(Toyama National College of Tech'y) (Meteorological College)

1. Introduction

It has been well known that the total ozone depletion in the Antarctic polar region(Ozone Hole) in spring has accompanied the temperature decline(Angell,1986; Iwasaka and Kondoh,1986). The temperature decline is the base of the theories to account for the cause of the ozone hole(Tung et al., 1986; Solomon et al., 1986).

However the reason why temperature declines is not clarified. In the study of Kawahira and Hirooka(1987), we proposed the evidences that the temperature changes can cause the ozone depletion through dynamical processes and suggested that the temperature decline in the stratosphere would be due to the increasing concentration of the greenhouse gases. The present study aims to elucidate the more detailed features of temperature changes in the Antarctic stratosphere in relation to the ozone hole.

2. Results

To investigate the relation between the ozone depletion and the temperature decline in the Southern Hemisphere stratosphere, the daily changes of the zonal mean temperature in the 100-200 mb layer(about 13 km height) are shown in Fig.1. As indicated by thick line which is the line of 195K, the period and area under 195K become longer and wider as the year progressed. This feature show that the temperature decline occurs nearly all seasons, not spring season only.

These changes are further shown in Fig.2, where temperature difference bewteen 1980 and 1985($T(1985)-T(1980)$) is presented. Shaded area means temperature decline from 1980 to 1985. It is apparent that the decline occurred not only polar region and spring season, but also high and middle latitudes and nearly all seasons. Further the decline is remarkable in the polar night period, when the ozone chemical heating can not act. This is very important evidence in considering the cause of the ozone hole.

Fig.1. \bar{T}

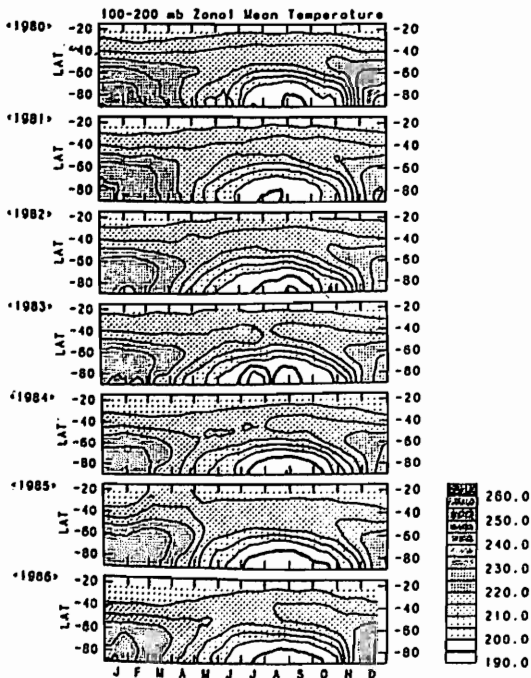
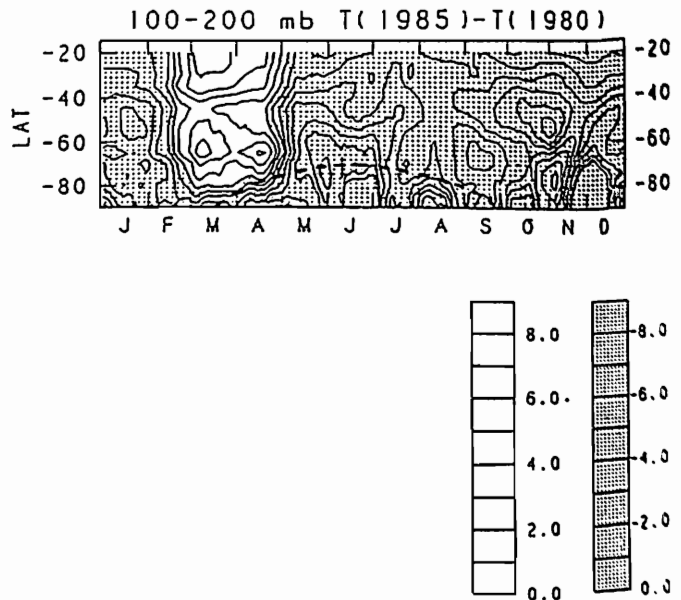


Fig.2. $\Delta \bar{T} (1985 - 1980)$



III-9 Variability of stratospheric NO₂ profiles at northern middle latitudes

SHIBASAKI Kazuo

Kokugakuin University, Shibuya-ku, Tokyo, Japan

IWAGAMI Naomoto, KITA Kazuyuki and OGAWA Toshihiro

Geophysics Reseach Laboratory, University of Tokyo, Tokyo, Japan

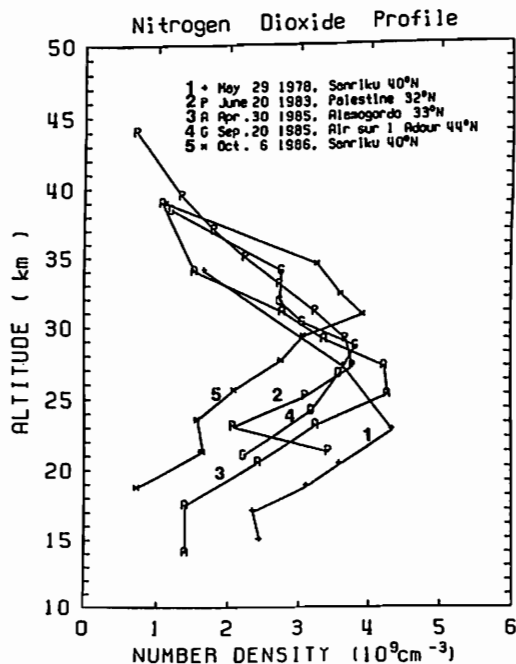
Abstract

Five profiles of the stratospheric NO₂ are presented here. All the measurements were made from balloon platforms using long path visible absorption spectroscopy at sunset. Observation sites were distributed in northern middle latitudes from 32°N to 44°N: Palestine (32°N), Alamogordo (33°N), Sanriku (40°N), Aire sur l'Adour (44°N). A new retrieval technique based on the constrained linear inversion method was applied to our recent data as well as our previous data. Unlike an onion peeling method, this retrieval method allows us to infer the NO₂ distribution above a balloon altitude. A comparison of these five NO₂ profiles reveals a significant variability in lower stratospheric NO₂: however, the vertical column densities are generally consistent with the seasonal behavior observed on the ground within experimental uncertainties. The altitude distribution of the lower stratospheric NO₂ seems to be affected largely by dynamical process as seen in the ozone distribution. We also examined the sensitivity of the temperature dependence of NO₂ absorption cross sections in retrieving the stratospheric NO₂ profile. In case of the NO₂ profile obtained at Air sur l'Adour in 1985, the inclusion of the temperature effect makes the NO₂ densities reduced by about 20 % Uniformly with altitude as compared to those deduced by using the cross sections at 298 K.

TABLE 1. LOCATIONS AND DATES OF BALLOON OBSERVATIONS

No.	Location	Date
1	Sanriku 39.2°N, 141.8°E	May 29, 1978
5		Oct. 6, 1986
2	Palestine 31.8°N, 95.7°W	June 20, 1983
3	Alamogordo 32.9°N, 106.2°W	Apr. 30, 1985
4	Aire sur l'Adour 43.7°N, 0.3°W	Sep. 19, 1985

Fig.1. Derived stratospheric NO₂ profiles in the balloon measurements listed. Each symbol is marked at the center of atmospheric layer. Latitudes denoted in the Figure are those where balloons are located at local sunset.



上部成層圏におけるNOの日変化の観測

近藤 豊・岩田 晃・高木 増美・鳥山 哲司(名大空電研究所)

W. A. Matthews (DSIR, NZ)

P. Aumedieu (CNRS, France)

W. R. Sheldon, and J. R. Benbrook (U. Houston, USA)

BALLOON BORNE MEASUREMENTS of NO_x/NO_y (OZNOXY II CAMPAIGN)Y. Kondo, M. Takagi, A. Iwata, and N. Toriyama
(Res. Inst. Atmos., Nagoya Univ.)

W.A. Matthews (DSIR, NZ), P. Aumedieu (CNRS, France),

W.R. Sheldon, and J.R. Benbrook (U. Houston)

A balloon gondola for the measurements of NO/NO_y , ozone, and NO_2 by visible absorption spectroscopy was launched from CNES balloon launching facility at Gap-Tallard, France on June 18, 1988. The balloon reached a float altitude of 38 km around 0730 UT and NO was measured for 4.5 hours at this altitude. The outline and some preliminary results of the experiment will be presented.

1. 序

成層圏上部において一酸化窒素(NO)は、昼間存在する窒素酸化物の主要部分を占めている。上部成層圏におけるオゾンの破壊は窒素化合物の存在量に大きく左右される。従って将来のオゾンの減少を予測する上で、NOの密度は重要なパラメーターとなる。現在までの所、30-45 kmの高度領域で測定されたNOの値には大きなばらつきがある(WMO, 1986)。

上部成層圏でのNOの日変化の観測はさらに少ない。我々は1987年9月17日に、高度40 km付近で、日出後4時間位までのNOの日変化の詳しい測定を行った(Kondo et al., 1988)。この結果は前回の学会でも報告した。午前の後半から日中にかけてのNOの日変化には依然不確定な部分が残されていたため、この点に焦点を合わせた気球観測を行った。

2. 気球実験

気球実験は、フランスのCNESの実験場であるGap-Tallard(44.5° N, 6° E)から行われた。ゴンドラにはケミルミネッセンス方式の NO/NO_y 測定器、 NO_2 可視分光測定装置、オゾン測定器(CNRS, NASA)が搭載され、1988年6月18日に打ち上げられた。気球は7:30 UT頃高度38 kmで水平飛行に入り、その高度で1200 UTまで、4時間半にわたりNOの測定が行われた。また、上昇中、28 kmより上で、また下降時38 km以下でNOの観測が行われた。 NO_y の測定は高度8-28 kmの領域で試みられた。

III-1 R1 2926 cm⁻¹線輪廓から求めた 成層圏および対流圏 HCl コラム

岩上直幹, R. ブラスウック, D.G.マクレイ
東大理 デンバー大物理

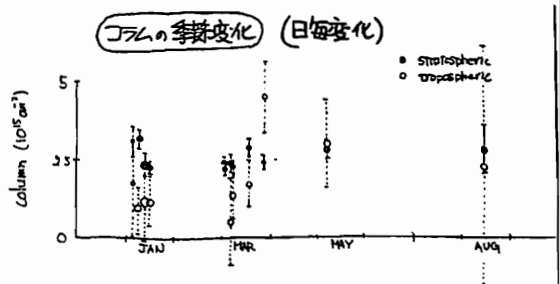
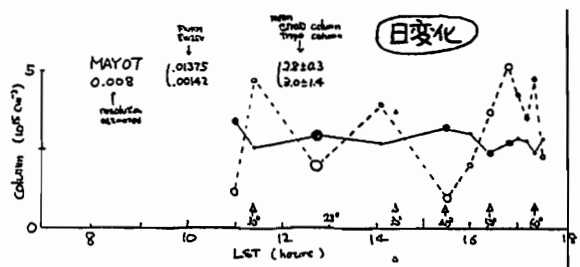
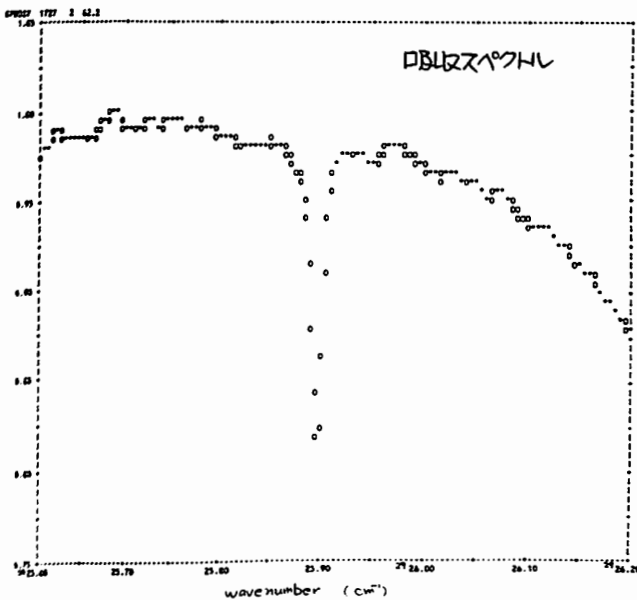
STRATOSPHERIC AND TROPOSPHERIC HCL COLUMNS DERIVED FROM THE R1 2926 CM⁻¹ LINE PROFILE

Iwagami, N., R. Blatherwick, D.G. Murcray
GRL U Tokyo, Physics U Denver

HCl columns in the stratosphere and troposphere were derived by analyzing the R1 2926 cm⁻¹ absorption line profile, which was measured with an interferometer at University of Denver (40°N, 105°W, 1.6 km) in 1987. Measured stratospheric columns appear to be stable showing values of $(2.5 \pm .2) \times 10^5$ cm⁻², whereas the tropospheric column varies widely.

フーリエ干渉計を用いてHCl R1 2926 cm⁻¹吸収線の輪廓を測定しHClの成層圏コラム・対流圏コラムを別々に求めることを試した。この干渉計は最大光路差長250 cm,理論分解能0.002 cm⁻¹に達するか,調整は必ずしも最良とはならず,ここで使用しているデータはアポダイズも含めて0.008 cm⁻¹の分解能におとして使用している。これはドップラ半値全幅にほぼ等しい。対流圏界面付近での衝突幅は0.04 cm⁻¹なので成層圏・対流圏コラムの分離には充分である。

解析ではこれまでの観測,モデル計算などからの先験的情報を最大限にとりこみつつ成層圏で2個,対流圏で1個のパラメータを最小自乗法的に解き,密度分布さるコラムを求めている。コラムの日変化・季節変化を下図に示す。成層圏コラムは 2.5×10^5 cm⁻²程度の値が安定に得られるのに対し,対流圏コラムは日変化ではランダム誤差,季節(日毎)変化では汚染大気(?)の影響を受け大きな変化を示している。



III-12 日印協同ロケット実験
 ツンバにおける熱圏NO測定初期結果
 K.S.ガルプリー, 岩上直幹, 小川和紘
 NPL ニューデリー, 東大理

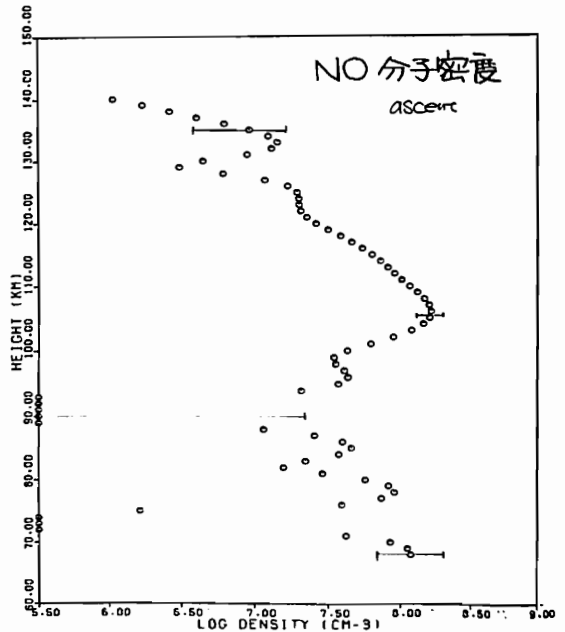
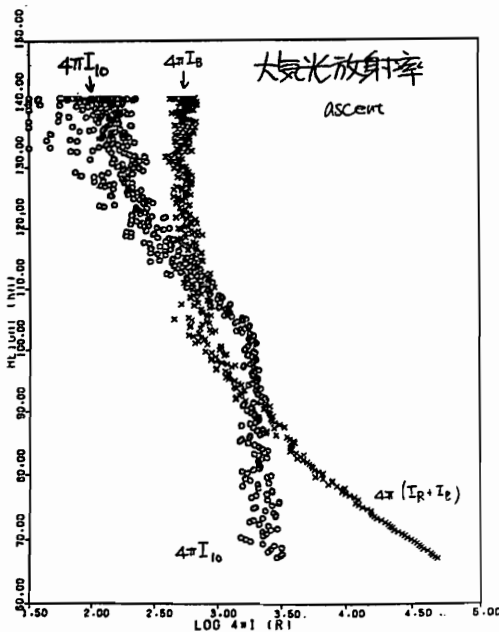
PRELIMINARY RESULTS OF THERMOSPHERIC NO MEASUREMENT AT THUMBA, INDIA

K.S.Zalpuri, Iwagami, N., Ogawa, T.
 NPL New Delhi, GRL U Tokyo

Thermospheric NO density distribution was measured with gamma band radiometry at Thumba (9°N, 77°E), India on 4th May 1988 under a medium solar activity. The peak NO density of $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ found at 106 km is much larger than expected from a model calculation.

1984年以来延期になっていた日印協同ロケット実験を今年5月4日南印ツンバ実験場(9°N, 77°E)で行うことができた。日本側から東大理の熱圏NO放射計, 宇宙研の電子温度プローブ, インド側から国立物理研のO₃, エーロゾル測定器およびラングミュアプローブを搭載され, 赤道域における中層・超高層大気の観測を行った。実験時刻は0640 IST=0110 UT ($X_{10} = 82$) 太陽活動度は中程度 ($F_{10.7} = 125$) だった。初期結果を下図に示す。

今回の結果の特徴は
 1. 極大密度が $\sim 1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ と太陽活動極大期並に大きい。
 2. N^+ 大気光と考えられる背景光 ($4\pi I_B$ と表示) も 140 km で 500 R 程度と大きくこれまでの内の補での測定値の数倍あることである。いずれも現在の熱圏数値モデルとは整合しない。放射および密度の絶対値はこれまでと同じく 70 km ~ 90 km のレーリ-散乱光放射率とモデル大気からの計算値との比較により決定している。



山本博聖 牧野忠男 内藤一郎 安孫子文昭 関口宏之
立教大理

Ground transmission and emission intensity
of the O₂ 1.27 μm nightglow

Yamamoto, H., T. Makino, I. Naito, F. Abiko and H. Sekiguchi
Rikkyo Univ.

The transmission of the O₂ 1.27 μm airglow at the ground is determined to be 10.6±3.2 % by means of the coordinated measurements of the filter radiometer on board the S-310-16 rocket and the ground-based grating monochrometer. The O₂ 1.27 μm nightglow intensity is inferred to be 58±10kR, which is in good agreement with the rocket observations of Evans et al., (1972) and Thomas and Young (1981).

O₂ I.R. Atmospheric System (a¹Δ_g-X³Σ_g) の(0-0)バンドは下層大気による吸収を受け、地上への透過率は約6.5%と理論的に求められている (Evans et al., 1970)。また夜間のこの放射強度はロケット観測例がいくつかあるが、観測時刻と昼間に生成されているO₂(¹Δ_g)のなごりの寄与との関係を考慮するとEvans et al. (1972)とThomas and Young(1981)の2例を除いては夜光強度の推定には適したものは無い。

我々は1986年2月1日2240JSTにKSCから打ち上げられたロケットS-310-16号機にフィルター放射計を搭載しO₂ 1.27 μm光を測定した。また同じ時期にKSC地上において1.27 μmと1.58 μmの2波長で分光測定を実施した。ロケット打ち上げ前日の同一時刻付近の地上測定データとロケットデータを比較してこの放射の地上への透過率を求めた。結果は10.6±3.2%となり、理論値に比べてかなり高い値となった。

ロケット観測の上りのデータから得られたO₂ 1.27 μm夜光強度は、昼のなごりとOH(8-5)光の寄与を差し引いた結果58±10kRであった。前述のEvans等の測定では昼の影響は無視して良いため58±5 kR(上り)であり、またThomas and Youngでは昼の寄与分(約30kR)を除いて55±10kR(上り)となる。これらの結果は極めて良い一致を示し、夜光強度が55~60kRとなり、従来言われてきた値(100kR)の約半分である。

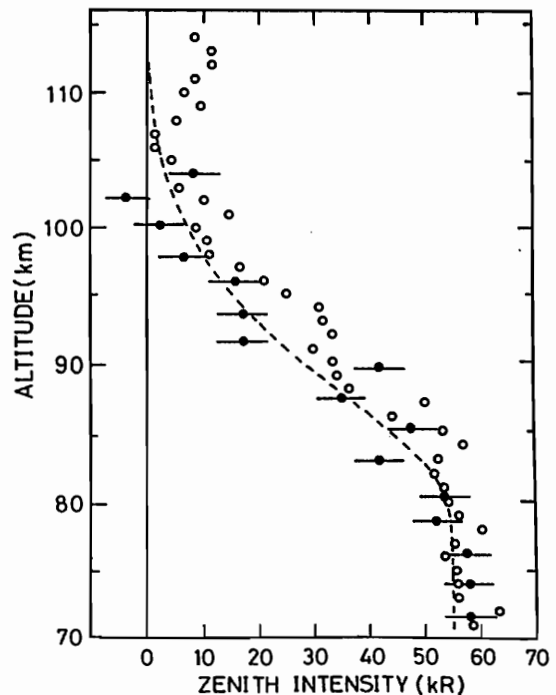
図に積分強度を示すが、高度分布は昼の影響などを含めた場合と同一と仮定している。

Reference

- Evans et al., Can. J. Phys., 48, 747, 1970.
- Evans et al., J. G. R. 77, 4899, 1972.
- Thomas and Young, J. G. R. 86, 7389, 1981.

Figure

Deduced O₂ 1.27 μm nightglow emission profiles. Present observation is represented by the solid circles. The results obtained by Evans et al. (open circles) and by Thomas and Young (broken curve) are also shown.



小川 利 紘 (東大 理)

地 球の夜間大気光においては、おおよそ50レイリー ($50 \times 10^6 \text{ photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) の放射強度を持つナトリウムD線 $5890\text{-}96 \text{ \AA}$ が見出される。地球超高層大気中のナトリウム (Na) は流星起源と考えるのが妥当である。もしそうだとすると、公転軌道が地球に近い金星の超高層大気でも地球と同じようにナトリウムが存在するかも知れない。

ベ ネラ9号、10号に搭載した分光器の感度限界は200レイリー程度であったが、周縁大気でもD線は検出されなかったため、Krasnopolskiは鉛直柱強度を20レイリー以下と見込んでいる。金星の場合は、地球に比べて酸素原子 (O) が少ないのでD線強度の励起が弱いのだと解釈している。しかし最近の金星大気の観測結果やモデルを見ると、O原子密度は地球の場合と大差ない。

Na は、酸化的大気中で NaO 、 NaO_2 、 NaO_3 などになる。Na-NaO間には $\text{Na} \xrightleftharpoons[\text{O}]{\text{O}_3} \text{NaO}$ の速い交換反応があり、



の反応がD線夜間大気光の励起反応だとされている。これらの酸化物が超高層大気から消失する経路については、最近の室内実験結果によれば NaO から NaCO_3 、あるいは NaO から NaOH を経由して NaHCO_3 になるプロセスが有効であるらしい。これらの分子はさらに HCl や HNO_3 などの酸 (主に成層圏に存在) とクラスターを作って粒子状となり、結局は重力落下により下層大気へと消失していく。(NaOH から NaCl になる経路も考えられたが、 NaCl は光解離を起こし、Naを再生するので、正味の消失にはならないことが判明している。)

以 上のナトリウムの消失過程から、地球超高層大気中のNa元素の消失量を見積ると $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度となる。したがって、この消失量に見合うだけのNaが流星によってもたされたものと考えられる。

金 星の場合も地球と同量のNaが流星によってもたらされるものとする。金星超高層大気におけるNaの消失反応系も地球と同様なもの考えることができるが、地球に比べて CO_2 ははるかに多量に存在するので、Naは NaCO_3 、 NaHCO_3 となって消失する率は高くなる。結果として、金星超高層大気においては、地球と同程度のO原子密度だったとしても、 NaO 密度ははるかに小さくなる。このためD線大気光強度も、とうてい観測できない程度の小さい値 10^{-4} レイリーという見積りになる。この推定が正しいかどうか? ベネラの分光器より約100倍感度の高い測定をすることは可能であるので、金星大気探査オービターによる観測でD線夜間大気光をねらってみるのは面白い。

深尾 昌一郎・津田 敏隆・佐藤 亨・山本 衛・加藤 進
(京都大学超高度電波研究センター)

PRESENT STATUS OF THE EQUATORIAL RADAR PROJECT

Shoichiro Fukao, Toshitaka Tsuda, Toru Sato, Mamoru Yamamoto and Susumu Kato
(Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, Uji, Kyoto 611, JAPAN)

A large clear air radar with the sensitivity of an incoherent scatter radar for observing the whole equatorial atmosphere up to 1,000 km altitude is now being designed in Japan. The radar will be built in Pontianak, West Kalimantan, Indonesia (0.03°N, 109.29°E). The system is a 47-MHz monostatic Doppler radar with an active phased array configuration similar to that of the MU radar in Japan, which has been in successful operation since 1983 (see Table 1). It will have a PA product of $\sim 3 \times 10^9 \text{ Wm}^2$ (P = average transmitter power, A = effective antenna aperture) with a sensitivity of approximately 10 times that of the MU radar. This system configuration enables pulse-to-pulse beam steering within 20° from the zenith. As is the case of the MU radar, a variety of operations will be made feasible under the supervision of the radar controller. A brief description of the current status of this project will be presented.

TABLE 1 Basic parameters of the international equatorial radar.

Parameter	Value
Location	Pontianak, West Kalimantan, Indonesia (0.03°N, 109.29°E)
Radar system	monostatic pulse radar; active phased array system
Operational frequency	47 MHz
Antenna	circular array of $\sim 2,500$ crossed Yagi's
aperture	$\sim 60,000 \text{ m}^2$ ($\sim 280 \text{ m}$ in diameter)
beam width	1.2° (one way; half power for full array)
steerability	steering is completed in each IPP
beam directions	$\sim 2,000$; 0°–20° off zenith angle
polarizations	circular
Transmitter	$\sim 2,500$ solid state amplifiers (TR modules; each with output power of $\sim 500 \text{ W}$ peak and $\sim 25 \text{ W}$ average)
peak power	$\sim 1.1 \text{ MW}$ (maximum)
average power	$\sim 55 \text{ kW}$ (duty ratio 5%)(maximum)
bandwidth	$\sim 2 \text{ MHz}$ (maximum) (pulse width: 1–512 μs variable)
IPP	200 μs to 65 ms (variable)
Receiver	
bandwidth	$\sim 2 \text{ MHz}$ (maximum)
IF	5 MHz
A/D converter	12–16 (not fixed) bits \times 8 channels
Pulse compression	binary phase coding up to 32 elements; Barker and complementary codes presently in use

赤道レーダーアンテナシステムの研究

谷口 真一・佐藤 亨・山本 衛・津田 敏隆・深尾 昌一郎・加藤 進
 (京都大学超高層電波研究センター)

A STUDY OF THE EQUATORIAL RADAR ANTENNA SYSTEM

Shinichi TANIGUCHI, Toru SATO, Mamoru YAMAMOTO, Toshitaka TSUDA,
 Shoichiro FUKAO, and Susumu KATO
 (Radio Atmospheric Science Center, Kyoto Univ.)

We are designing a VHF Doppler radar (Equatorial Radar) in an equatorial area, which will be mainly used to observe the dynamics of the entire earth's atmosphere.

We have changed the antenna system design from an array that consists of 588 sub-arrays to the one that consists of about 2500 Yagis in a regular triangular grids. The interval between elements of the present array is about 0.83λ , enabling to scan the beam in any direction within 20° from the zenith.

京都大学超高層電波研究センターでは、赤道域に下層大気から超高層大気に至る領域を観測するためのVHF帯ドップラーレーダー(赤道レーダー)を設置する計画が進められている。中心周波数は47.0MHzが予定されている。このレーダーでは送受信機や制御部はMUレーダーと同一の方式を用い、広大な敷地を利用してアンテナの開口面積を大きくすることにより、システムの感度を上げることが考えられている。

当初、アンテナアレイの構成として、4素子直交八木アンテナ4基を並列給電したサブアレイを一边約2λの準正三角配列(素子間隔は0.9λ~1.1λ:スペースター付)にしたものが考えられたが、グレーティングローブの影響でビーム走査角を大きくできないことや、大地の反射係数を考慮した場合に相互結合によって帯域内のある周波数で定在波比が異常に大きくなり利得が下がることがわかり、アレイ構成を変更することになった。グレーティングローブを出さずにビームを天頂方向から20°まで走査できるようにするために、独立給電でアレイ間隔を約0.83λ(5.3m)の正三角配列(スペースターはつけない)にすることが考えられている。図1にアレイパターンを示す。この間隔ではビーム走査角が約23°(天頂角)で初めて水平方向にグレーティングローブが現れる。また、第1サイドローブの抑圧比が15dB以上、水平方向のサイドローブも40dB以上抑圧されている。

1送受信モジュール当りの開口面積は約0.6λ²となり、単体のアンテナ素子に要求される利得は約8.7dBとなる。3素子八木アンテナでもこの利得を得ることができるが、大地の影響を小さくするため4素子八木アンテナでの実現を考えている。

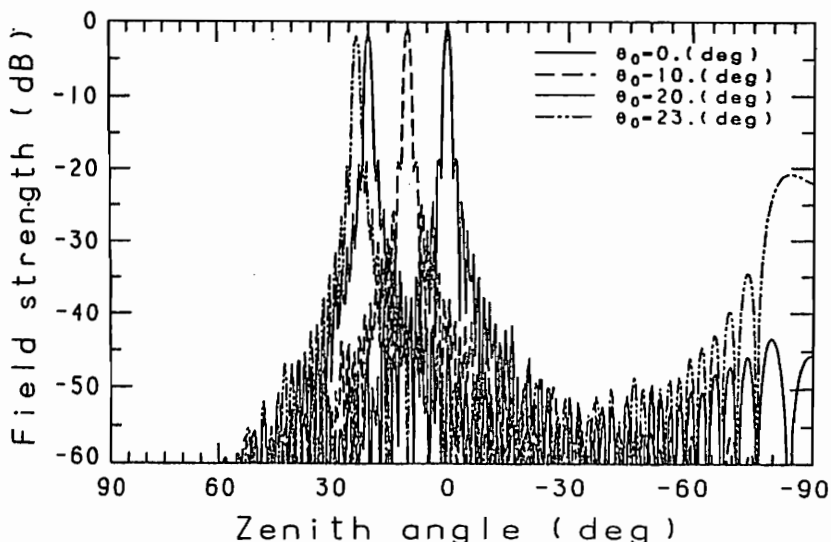


図1. 赤道レーダーアンテナのアレイパターン。縦軸は、ビームを天頂方向に向けたときの主ビームの利得で正規化している。

S. Kato and T. Tsuda

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Recently, we have seen significant developments in the study of atmospheric non-migrating tides, tides which, oscillating with diurnal and semi-diurnal periods, do not propagate westwards with the sun. Non-uniform heat source distribution with longitudes is known as the main cause of the tides.

There are three distinct approaches in the recent studies. One of them considers tropospheric water vapour insolation absorption which is non-uniform with latitudes, producing diurnal propagating-modes to cause non-migrating tides in the upper atmosphere as large as 15 % of the migrating ones. The second approach considers planetary boundary layer (PBL) heating only on lands which are distributed non-uniformly with longitudes as well as latitudes; this can well explain the observed enhancement diurnal pressure tides on the ground. Short vertical wavelengths of diurnal tides often observed can also be interpreted in this work.

Distinguished from these two works which are based on conventional mechanistic models, there are two other works which are based on GCM (General Circulation Model) developed by Institute of Meteorological Research. This highly realistic model makes it possible, up to 1 mb level, to reproduce, surprisingly well, observed pressure tides even in their detail global distribution, an approach which is novel and powerful for studying the observed complicated behavior of atmospheric tides.

放送衛星電波を用いた小地域複数観測点による降雨減衰の同時観測

岩井 誠人¹・佐藤 亨²・木村 磐根¹

1 京都大学工学部 2 京都大学超高層電波研究センター

Simultaneous observation of rain attenuation of the BS signal at multi observation points in a small region.

Hisato IWAI¹

Toru SATO²

Iwane KIMURA¹

1 Dept. of Electrical Eng. II, Kyoto University 2 RASC, Kyoto University

We have observed rain attenuation by monitoring the broadcasting satellite (BS) signal strength at 12GHz. The observation had been performed at the MU radar site, where the rain volume observed by the BS signal differs from that observed by the MU radar, because the MU radar's beam directs to the zenith while the BS signal comes from the direction of an elevation angle of 40°. So we have constructed a new station from which we can observe the same rain volume as observed by the MU radar. By adding one more new station, we have constructed a triangle network for observing the BS signal. We report a preliminary result of simultaneous observation at multi stations.

前回までに発表したように我々は12GHz帯放送衛星電波の降雨減衰現象の観測を行っている。我々の目標は、降雨減衰と京都大学信楽MUレーダーによって測定される降雨粒径分布とを統計的に比較し、雨の種類(降り方)を判断する方法を確立することにある。

さて、そのような目的で同観測所内で放送衛星電波の観測を行っているのであるが、放送衛星BS-2は仰角約40度の南西方向にあるので天頂方向にビームが向いているレーダーとは観測している雨域が異なる。そこで我々は粒径分布との比較を行う前に観測域の相違を解消すべく、ちょうどレーダーの観測域中を放送衛星からの到来電波が通過している、観測所から北東へ約2.5kmの地点を選びサブステーションを設置した。またそれに先立ち観測所から北へ2kmの地点にも観測ステーションの設置を行った。(Fig.1参照)これは本観測実験のアプリケーションの一つとして我々が考えている放送衛星電波強度データのネットワーク化への試みの一つである。これは、将来において放送衛星の受信設備が広く普及した際にその電波強度から得られる降雨減衰のデータを集め解析することによって非常に密度の高い降雨に関する情報(具体的には降雨強度計測等)を得ようという構想である。

複数の観測点による減衰のデータを得ることによって降水雲の動きや、降雨の地域性などを調べることができる。今回は複数の観測点の最初のデータについて報告する。

その具体例の一つをFig.2に示す。Fig.2[A]、Fig.2[B]はそれぞれサブステーションA、Bにおける1988年8月16日の0時から4時にかけての降雨減衰量の時間変化である。変化の様子は両局とも酷似しているが相互相関を計算してみるとB局の方が時間的に約5分進んでいることがわかった。A B間の見かけの速度は約20km/hとなる。このような相関を考えることによって降水雲の動きを得ることもできる。またこの例では二例の減衰量の最大値はほぼ等しいが他にはそれが大きく異なる場合も観測されており、降雨の地域性や降水雲の大きさを考える手段となると考えられる。

今後は前回の発表で示した減衰の時間変動から導

いた自由度の概念等をこれらのデータに適用し当初の目的である粒径分布との比較を行う計画である。

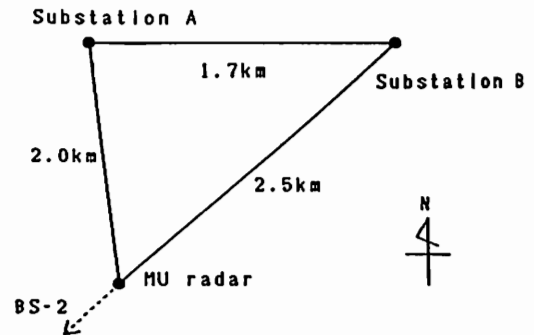


Fig.1 Relative location of the MU radar and substation A, B. Substation A is located 2km north of the MU radar. Substation B is set 2.5km northeast from the MU radar.

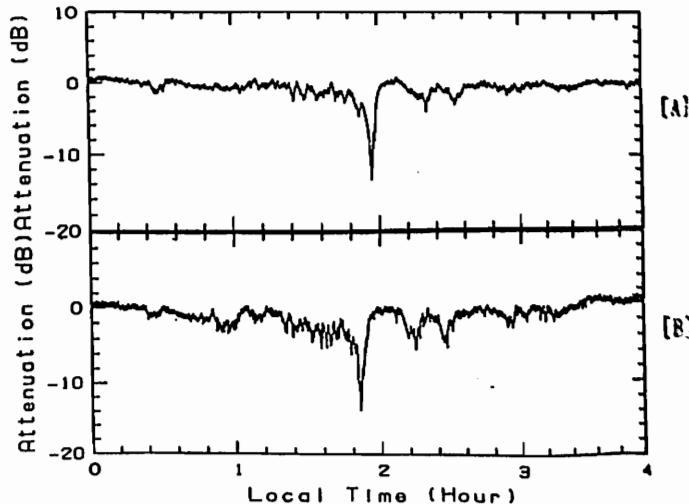


Fig.2 An example of rain attenuation measured at two substations (A) and (B) for a period from 00:00 to 04:00 on Aug. 16, 1988.

MUレーダーによる対流圏、成層圏の
風速変動の異方性の研究

野村陽彦¹⁾・津田敏隆¹⁾・T.E.VanZandt²⁾・D.C.Fritts³⁾・山本衛¹⁾・佐藤亨¹⁾・深尾昌一郎¹⁾・加藤進¹⁾
1) 京都大学超高層電波研究センター、 2) 米国商務省海洋大気科学研究所、 3) アラスカ大学

A STUDY OF ANISOTROPY OF THE WIND VELOCITY FLUCTUATIONS IN THE TROPOSPHERE
AND THE LOWER STRATOSPHERE OBSERVED BY THE MU RADAR

Takehiko Nomura¹⁾, Toshitaka Tsuda¹⁾, T.E.VanZandt²⁾, D.C.Fritts³⁾, Manoru Yamamoto¹⁾,
Toru Sato¹⁾, Shoichiro Fukao¹⁾, and Susumu Kato¹⁾

1) Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, 2) NOAA, 3) University of Alaska

The MU radar with an active phased array system can steer the beam every inter pulse period. We measured the radial wind velocity in eight azimuths by making use of this advantage to investigate anisotropy of the wind velocity fluctuations. The variance of the wind fluctuations showed strong azimuthal anisotropy. We found that the azimuthal anisotropy was well described by the function $f(\phi) = C + A \cdot \sin(\phi + \alpha) + B \cdot \sin(2\phi + \beta)$, where f is the variance of the wind fluctuations, ϕ is the azimuthal angle, A, B, C, α, β are constants. The anisotropy was generally dominated by the second harmonic, but sometimes dominated by the first harmonic.

MUレーダーは、active phased array system を用いることにより、ビーム方向を高速で切り替えることができる。我々は、この長所を利用して多ビーム観測を行なって、風速変動の方位角異方性を調べている。今回は風速の高度プロファイルの振動分から求めた分散の異方性について報告する。

観測は1986年8月27日から30日にかけて行なわれた。この観測では、天頂方向に1ビーム、天頂角20°の方向には方位角45°おきに8ビームの、計9ビームを用いている。時間分解能は約1.45秒である。解析は、以下に示す手順で行なった。背景風としては、注目する時刻の前後24時間の平均値を用い、振動分は個々の風速の高度プロファイルから背景風を引くことによって得る。この振動分の高度プロファイルから、ある高度範囲での分散を求めて時系列とする。図1は、このようにして求めたある時刻の分散の方位角異方性を、 $f(\phi) = C + A \sin(\phi + \alpha) + B \sin(2\phi + \beta)$ (但し、 ϕ は方位角、 A, B, C, α, β は定数。)という関数で、最小二乗近似したものである。大部分の例は、図1(a)のように $\sin 2\phi$ の項が支配的で2つのピークを持つが、図1(b)のように $\sin \phi$ の項が支配的になって1つのピークを持つ場合もある。しかしいずれにせよ非常によくフィッティングができています。1988年8月にも同様の観測を行っており、その解析結果も含めて発表を行なう。

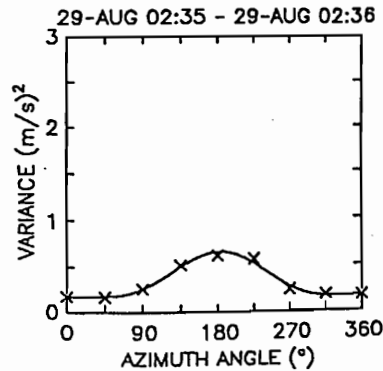
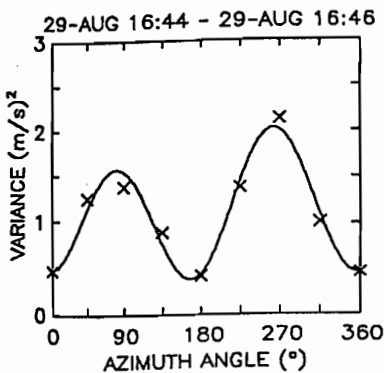


図1(a)

1986年8月29日16時44分～46分の分散の方位角異方性。 $\sin 2\phi$ の項が支配的になっている例。

図1(b)

1986年8月29日2時35分～36分の分散の方位角異方性。 $\sin \phi$ の項が支配的になっている例。

MUレーダーによる
VAD法を用いた鉛直風観測

有賀 理・深尾昌一郎・佐藤 亨・津田 敏隆・山本 衛・加藤 進
(京都大学超高層電波研究センター)

NON-UNIFORMITY OF VERTICAL WIND VELOCITIES IN THE MIDDLE ATMOSPHERE
OBSERVED BY VAD METHOD WITH THE MU RADAR

O.Aruga, S.Fukao, T.Sato, T.Tsuda, M.Yanamoto, and S.Kato
(RASC, Kyoto University)

Vertical wind velocities in the lower stratosphere and the upper troposphere were observed by VAD (Velocity-Azimuth-Display) method with the MU radar in April 1988. We analyzed the non-uniformity of vertical wind velocities, and found larger non-uniformity in the lower stratosphere than in the upper troposphere.

大型レーダーで観測されたデータをもとに中層大気の風について考察する場合、一般に半径数キロメートル程度のビーム走査領域内では、風速は一様であると仮定される。この一様性について、VAD (Velocity-Azimuth-Display)法を用いた観測結果より考察を行ったので、その結果について報告する。

VAD法は、天頂角を一定に保ったままビームを異なる方位に走査 (Conical Scan) させる観測法で、風が走査領域内でほぼ一様な場合、得られる視線方向速度は方位に対して正弦波状となる。この正弦波状のデータに実際に一つの正弦波をフィッティングさせることによって、その振幅、位相、直流成分よりそれぞれ風速、風向、鉛直風を求めることができる。

今回は、この方法で求めた鉛直風と、天頂ビームから直接求めた鉛直風との比較を行った。

MUレーダーによる観測は1988年4月22日20時より24日0時に至る28時間行われた。観測高度範囲は5km~15kmで、走査ビームは、天頂角15°に沿って15本、天頂方向に1本の計16本を用いた。最大高度分解能、最大時間分解能は、それぞれ150m、80秒である。

この観測結果を図1に示す。図は、観測データを約1時間毎に平均して示したものである。実線は、VAD法により求めた鉛直風、破線は天頂ビームにより直接求めた鉛直風である。

対流圏では、両者はほぼ一致しているが、成層圏では、両者の間に有意な差異が認められる。ビームの天頂角が15°と小さく、水平収束、発散の影響は小さいと考えられることから、成層圏における両者の差異は、鉛直風の非一様性を示すものと考えられる。

また、成層圏では、対流圏と異なり、鉛直波長1km程度の揺らぎが多く観測されている。これらの原因について、講演で詳しく論じる予定である。

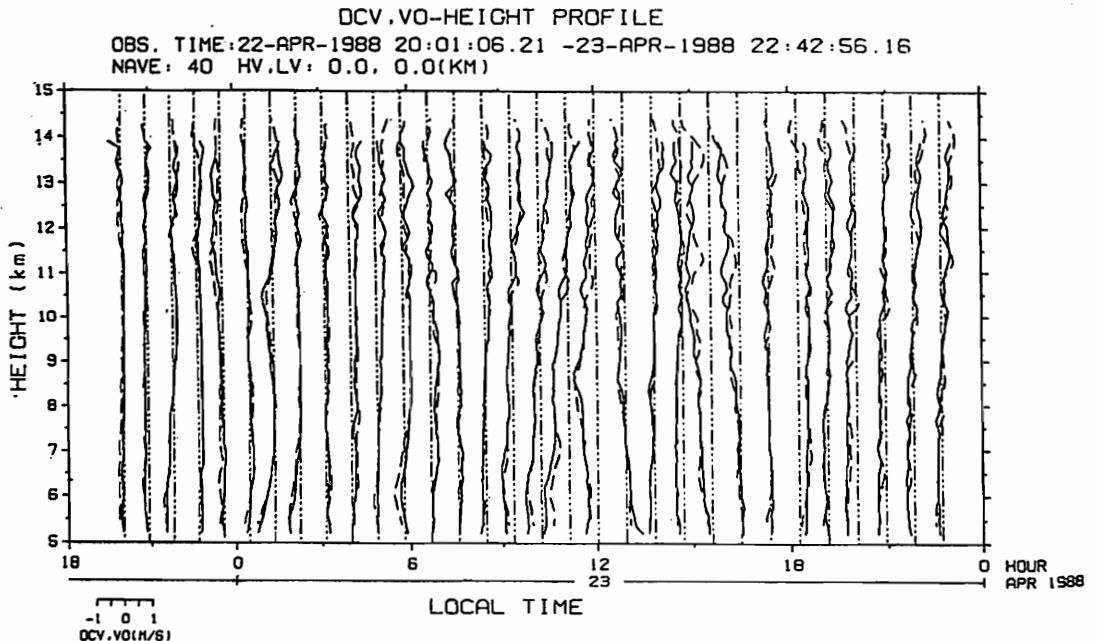


図1 1988年4月に観測された鉛直風の比較。
実線は、VAD法により求めた鉛直風。破線は
天頂ビームにより直接求めた鉛直風。

MUレーダーによる軌道運動物体の探索 (III)

加山 英俊¹ 木村 磐根¹ 佐藤 亨²
¹京都大学工学部 ²京都大学超高層電波研究センター

Exploration of Orbital Objects by the MU Radar (III)

Hidetoshi KAYAMA¹ Iwane KIMURA¹ Toru SATO²
¹Fac. Eng., Kyoto University ²RASC, Kyoto University

We have been researching the distribution of orbital objects in the height region from 300km to 1240km by the MU radar. At the beginning, the elimination of unnecessary signals, such as meteor echo, had been made by hand. We have newly developed an automatic procedure for these elimination. By this method, we can make use of much more data than before. First, we explain about this algorithm. Then, we report the distribution of the orbital objects which has been obtained by the new algorithm.

我々はこれまでMUレーダーを用いて高度領域300~1240kmにおける軌道運動物体の統計的探索を行ってきた。従来、レーダーのデータから軌道運動物体からのエコーを判断するには人間の手によってなされていたが、今回このプロセスを自動化するプログラムを開発した。本発表ではこのプログラムについて説明し、これを用いて得られた軌道運動物体の統計的分布についてのべる

レーダーから得られたデータには目的とする軌道運動物体からのエコーの他に流星エコーやノイズ、電離圏の不均質構造からのエコーなどが含まれている。不均質構造からのエコーは比較的まれに、しかも長時間にわたって観測されるので、これを除去するのは容易である。これに対し流星エコーは観測中頻繁に発生するものであり、ノイズもランダムに生じるものであるから、これらを除去するにはかなり手間が掛かる。そこで大量のデータ処理を可能にするために不要信号を自動的に除去するプログラムを開発した。このプログラムではそれぞれのエコー強度の時間変化の違いを利用して不要信号の除去を行っている。Fig.1は軌道運動物体からのエコーと流星エコーの例を示している。ここで破線はそれぞれのエコーが観測された高度における軌道運動物体のエコーを理論的に計算したものである。このように軌道運動物体においては物体がメインビームを通過する時間に対応したエコーパターンが観測されるのに対し、流星エコーは突発的なエコーパターンが観測

されるのが特徴である。両者のこの違いを利用して軌道運動物体のエコーの判定を行った。

このプログラムを用いて得られた軌道運動物体の高度分布をFig.2に示す。この図では1240kmの高度における最小検知可能散乱断面積0.022m²以上のものについて示してある。この図を見ると500km~1000km付近のfluxに極大が認められるが、もしこの付近に1km四方の宇宙ステーションを建設したと仮定すると他の軌道運動物体との衝突回数は一年間に1回の割合となることが予想される。また、Fig.3は高度領域500km~700kmにおける軌道運動物体の散乱断面積の大きさによる分布を示している。この図を見ると特に散乱断面積が10⁻²~10⁻¹m²の物体が中心となって分布していることがわかる。

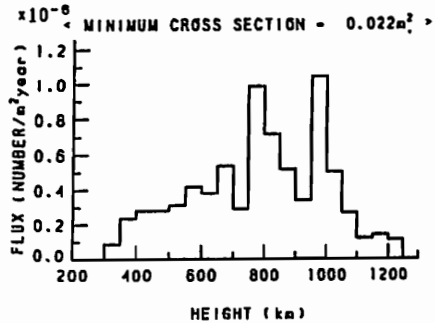


Fig. 2 Height distribution of orbital objects

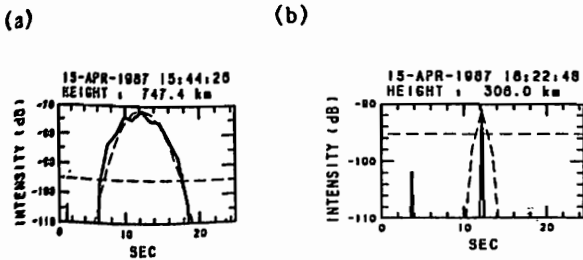


Fig.1 (a) Echo from an orbital object
(b) Meteor echo

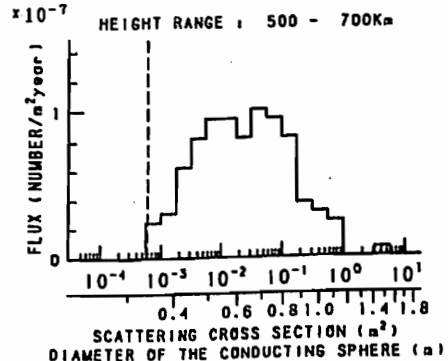
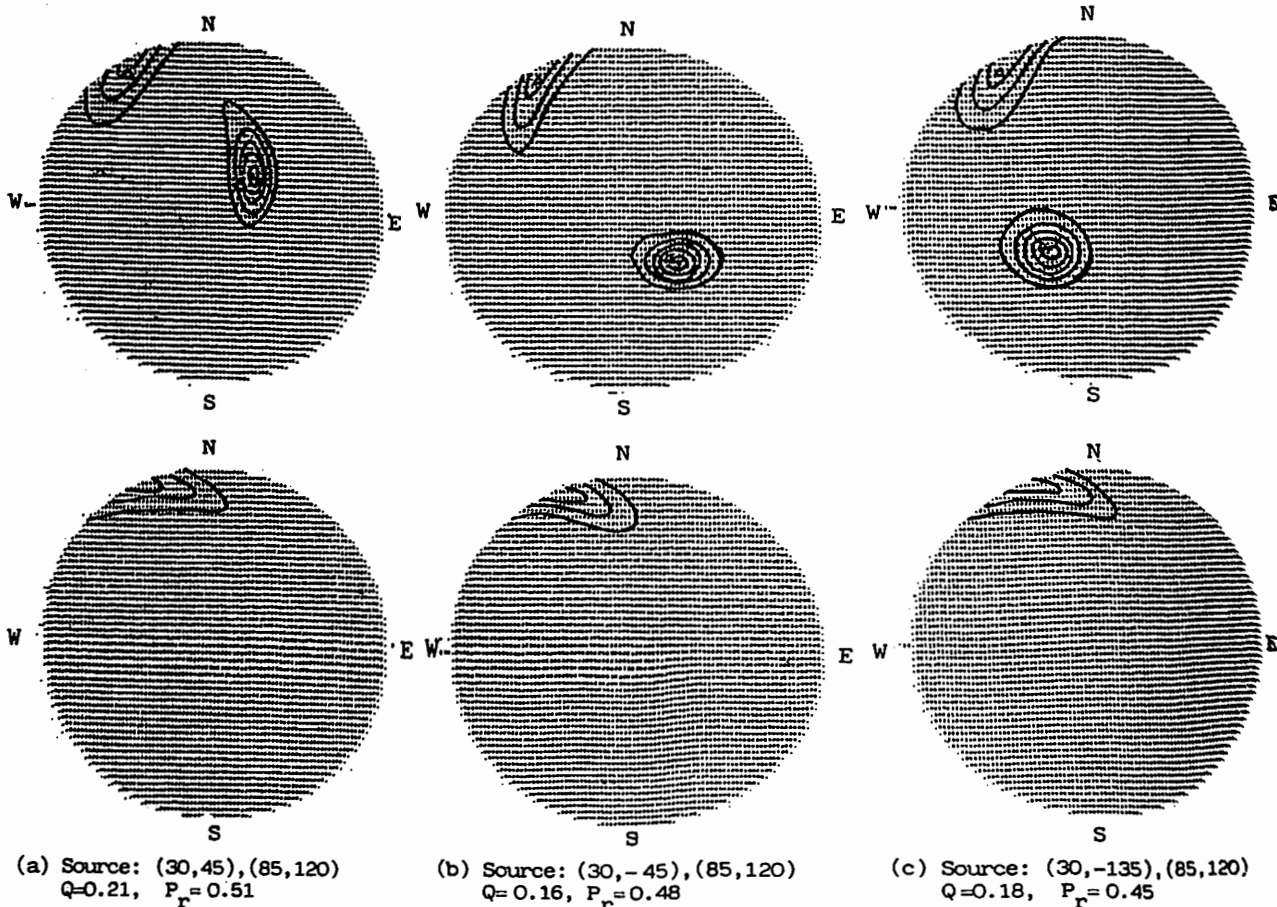


Fig. 3 Size distribution of orbital objects

NEW DIRECTION FINDING TECHNIQUE FOR THE VLF WAVES OBSERVED
AT THE GROUND, WHICH ARE CONSISTED OF MAGNETOSPHERIC WAVES
AND WAVEGUIDE MODE WAVES

S. Shimakura, Y. Nemoto,
Dept. of Electrical Eng., Chiba Univ.,
M. Hayakawa and M. Nishino
Institute of Atmospheric, Nagoya Univ.

Three Soviet transmission stations organized in "Alpha" navigation system transmit the VLF signals at 14.880, 12.649 and 11.905 kHz with each duration of 0.4 sec, according to the format corresponding to each station. The waves observed at conjugate point corresponding to one of three stations are consisted of two characteristic waves. One is the magnetospheric wave, which arrives at the receiving antenna after propagating in the magnetosphere with whistler mode and then emerges from the ionosphere, the other the Earth-ionosphere waveguide mode wave with large incident angle of 90 degrees. So far, we have had no technique to find the directions of waves which arrive simultaneously at the observing point from different directions with each polarization. As shown in figures, it is found that the directions of two waves with different polarization can be estimated by maximum entropy method, when the kernels of inverse model are expressed in the restriction of propagation range (incident angle) of each characteristic wave. The contours in each figure represent the intensity of wave energy and the triangles the location of energy peak of given sources.



ヒスから励起されるコーラスの発生機構

服部 克巳 早川 正士 島倉 信
 名古屋大学空電研究所 千葉大学工学部

ON THE MECHANISM OF CHORUS EMISSIONS TRIGGERED BY HISS IN THE MAGNETOSPHERE

KATSUMI HATTORI MASASHI HAYAKAWA SHIN SHIMAKURA
 Research Institute of Atmospherics, Department of Electrical Engineering,
 Nagoya University Chiba University

The generation mechanism of triggering chorus from the hiss-band in the outer magnetosphere is studied, based on the direction finding measurement on board GEOS-1 at a geomagnetic latitude of 7. Firstly, the wave normal directions of hiss and chorus have been measured, which has indicated nearly longitudinal propagation for hiss and oblique angles for chorus. Based on these direction finding data and the analysis of fine structure within the hiss band, we propose a coherent wave generation as the mechanism of triggering chorus from component coherent waves existing near the upper edge of the hiss-band and the df/dt is theoretically computed to be compared with the observed values.

1. 序

磁気圏プラズマ中では、いろいろな周波数において、いろいろな性質のプラズマ波動（電磁波、静電波）が発生している。その中で最もポピュラーなものがVLF帯の電磁放射で、VLF放射と呼ばれている。このVLF放射は、突発的に発生するspontaneous emissionと他の波によって励起されるtriggered emissionとに分類される。本研究では、後者のtriggered emissionを取り扱う。

VLF放射にはヒスとコーラスと習われる二種類のものがある。ヒスはバンド幅の制限された連続性の雑音として、コーラスは時間とともに周波数が急速に上昇する孤立的なemissionとして特徴づけられる。このコーラスとヒスは、しばしば衛星上で同時観測されることがある。即ち、コーラスのバックグラウンドにヒスが存在しているイベントが観測されるのである（図1）。近年、このヒスが、コーラスemissionと非常に重大な関係を持っていると考えられており、このヒスが、コーラスemissionの励起波であることを示す。

2. Hiss-triggered VLF chorus の観測、及び方位測定

図1は、我々が解析するコーラスの一例であり、0.5-0.8kHzのヒスバンドの上限周波数付近から新しいコーラスが発生している。このイベントは、GEOS-1衛星で、磁気緯度7.23度、L値6.67で観測されたものである。この衛星では、電磁界三成分 (B_x, B_y, B_z), (E_x, E_y, E_z) の同時観測を行っており、信頼性の高い磁界三成分を用いて、伝搬ベクトル k の測定、即ち、方位測定を行う。 θ は地球磁場と伝搬ベクトル k とがなす角である。この結果、コーラス中の波は、周波数が低いと θ が小さく、周波数が高いと θ の小さ

なもの大きなものが混在し、他方、ヒスの方位測定結果によれば、ヒスバンド中の波は、ほぼ磁力線に沿って伝搬することがわかる。

3. Hiss-triggered VLF chorus の発生機構

ヒスバンドの詳細なスペクトル解析により、ヒス中にも数十ms続くようなコヒーレントな成分が内在し、これらの成分が励起波になると考え、上記Hiss-triggered VLF chorus の発生機構として、次のような二つの段階による機構を考える。

① ヒスによる荷電粒子の位相バンチング

赤道面付近において励起波であるヒスとそこに存在する高速荷電粒子（電子）とのサイクロトロン共鳴相互作用により、電子が位相の揃った粒子群を形成するようになる。これらの位相バンチング（Phase Bunching）された電子は、いわばアンテナのような働きをして、コヒーレントな波を放射できるようになる。

② 位相バンチされた電子からのサイクロトロン放射

バンチングされた粒子群は、磁力線に沿って赤道面から高緯度側へ進み、サイクロトロン共鳴条件 $\omega + kv = \Omega$ を満足するような周波数 ω の波を放射する。

（ v ：共鳴電子速度、 Ω ：電子ジャイロ周波数）



図1 衛星で観測されたスペクトルの一例

早川 正士 (名大・空電研)

Further study of the frequency drift of storm-associated mid-latitude VLF emissions

Masashi HAYAKAWA

Research Institute of Atmospheric, Nagaya University

Abstract- Subauroral and mid-latitude VLF emissions are recently found to exhibit a regular frequency drift during substorms. We have found a frequency increase in the dawn side, and also an inverted V shape (new finding) for the pre-midnight emissions. This paper is intended to have further support to those kinds of frequency drifts of storm-time VLF emissions, on the basis of the long-term VLF data observed at Moshiri.

磁気擾乱時(即ち、サブストームに伴い)、サブオーロラ帯及び中緯度VLF放射が周波数ドリフトを示すことが明らかになってきた。つまり、朝方側では多くの場合周波数が上昇することが Vershinin(1970), Carpenter et al.(1975), Hayakawa et al.(1986) により明らかになされ、特にHayakawa et al.は周波数ドリフトを真夜中にインジェクトされた電子の束回りドリフトに伴う速度分散として理論計算を行い、実測値と合わせた。更に、近年、Hayakawa et al.(J.G.R., vol.9 3, p.5685-5700, 1988) は pre-midnight のVLF放射はこれとは異なる inverted V型の周波数ドリフトを示すことを始めて発見し、またその解釈を与えた。これらの周波数ドリフトは(1)wave-particle interaction processの解明や磁気圏プラズマ構造、(2)サブストーム時の粒子のインジェクションとその後のドリフト等の粒子ダイナミクスの研究に大いに役立つ。

上記の論文は比較的短い期間のデータとか Case study であるため、周波数ドリフトがサブオーロラ帯や中緯度(プラズマボーズ近傍)における普遍的な現象か否かを調べる目的で、母子里のデータ(1984年1月から1985年4月迄)に基づく解析を行った。dawnsideの周波数ドリフトの一例を図1に示す。図(a)では1-2kHzを中心としてヒス型の低周波の放射が認められ、1時間後(19:50UT, LT=4:50)の図(b)ではヒスバンドが4kHzに上昇するとともに上限周波数にて孤立型VLF放射が現れる。次に、図(c)(20:50UT)では更に高周波のコラス群が認められる。詳しい諸特性は講演時

に行う。

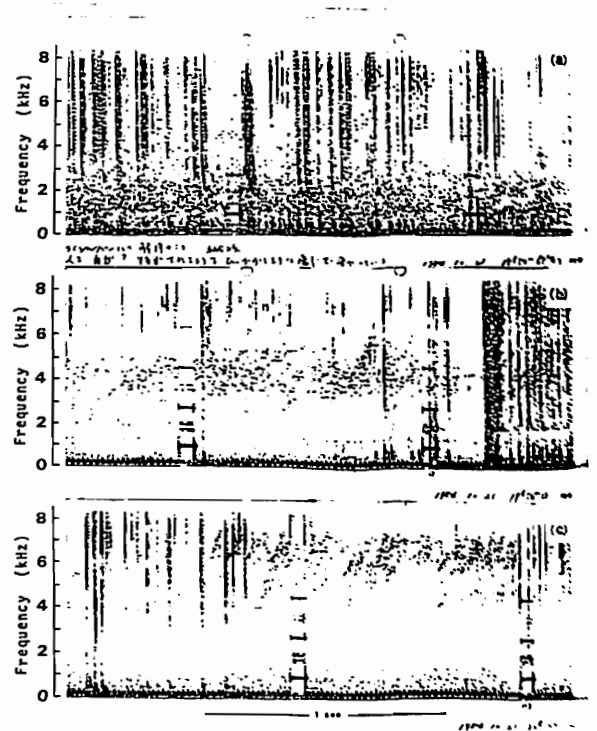


図1: 1984年10月21日のイベント:(a)18h50m UT(3:50LT), (b)19:50UT, (c)20:50UT. LTとともにVLF放射の周波数が上昇することがわかってる。

On the causes of Doppler shifts of the LF Decca whistler mode signals observed at a low latitude(L=1.54)

Masanori NISHINO and Yoshihito TANAKA

RESEARCH INSTITUTE OF ATMOSPHERICS, NAGOYA UNIVERSITY

Observations of the whistler-mode waves of Decca signals transmitted at 85.725 kHz from Biei(L=1.54), Japan were carried out in 1984 at Birdsville, QLD, Australia, the geomagnetic conjugate point.

Fig. 1, 2 and 3 show the summary of the Doppler shifts of the LF whistler mode signals on quiet days ($\Sigma Kp < 24$), moderately disturbed days ($24 < \Sigma Kp < 40$) and severely disturbed days ($\Sigma Kp > 40$), respectively. The Doppler shifts indicate usually positive and negative shifts of 0.5 Hz around sunset and sunrise, respectively, being independent of the magnetic activities. The abrupt positive shifts with the duration time of 2h sometimes appeared in the nighttime at moderately disturbed days. Doppler shifts on one-day lag of severely disturbed days showed a fluctuating variation of the amplitude of 0.3-0.4 Hz.

Three possible causes of the frequency shift which could be responsible for the change in phase path are

- (1) a change in the magnetic field strength along the path,
- (2) a change in the electron density while the path remains fixed in space,
- (3) the duct drifting across a steady magnetic field due to the convection.

We will discuss the causes of Doppler shifts of the LF whistler mode signals at low latitude(L=1.56), referring to the observational results of VLF whistler-mode signals(18.6 kHz) at L=2.3(Thomson, 1976, Andrews, 1978).

References

Thomson, N. R.(1976): Causes of the frequency shift of whistler-mode signals, Planet. Space Sci., 24, 447-454.
 Andrews, M. K.(1978): Magnetospheric electric fields and protonospheric coupling fluxes inferred from simultaneous phase and group path measurements on whistler-mode signals, Planet. Space Sci., 26, 171-183.

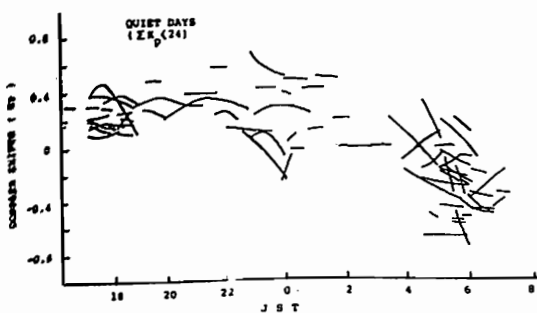


Fig. 1

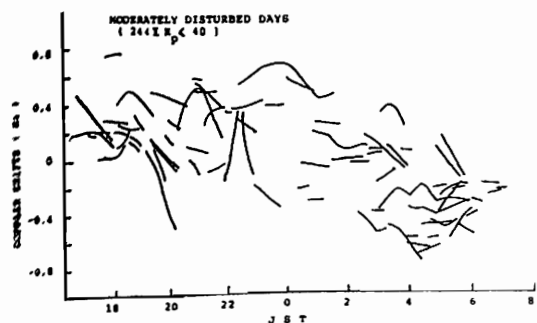


Fig. 2

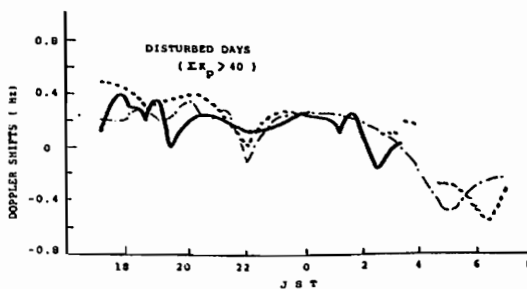


Fig. 3

DE-1 によって夜側磁気圏で観測された
衝撃性プラズマ波動

恩藤忠典¹、中村義勝¹、渡辺成昭¹、相京和弘²

¹ 通信総合研究所, ² 通信放送衛星機構

IMPULSIVE PLASMA WAVES OBSERVED BY DE-1 IN NIGHTSIDE MAGNETOSPHERE

T. Ondoh*, Y. Nakamura*, S. Watanabe* and K. Aikyo**

* Communications Research Lab. ** Telecommunications Satellite Corporation of Japan

Impulsive plasma waves (1 - 9 kHz) were found from wide-band electric field data (650 Hz - 10 kHz) of the DE-1 satellite received at Kashima, Japan.

Impulsive plasma waves were observed at low geomagnetic latitudes in nightside outer magnetosphere ($L = 4.2 - 5.3$) for geomagnetic quiet time ($Kp = 2+$) on July 30, 1986 and also in nightside middle magnetosphere ($L = 3.4 - 3.6$) for geomagnetic disturbed time ($Kp = 4+$) on Sept. 12, 1986.

Frequency-time spectra of impulsive plasma waves with duration less than 100 milliseconds are very similar to those of electrostatic bursts with ELF chorus observed just inside the dayside outer magnetospheric boundary by the ISEE-1. However, all impulsive plasma waves observed by DE-1 were not associated with chorus which occurs often in the outer radiation zone ($L = 3.4 - 5.3$).

On the DE-1 pass of July 30, 1986, impulsive plasma waves associated with 1 kHz narrow-band hiss were observed intermittently in the continuous occurrence region of the 1 kHz narrow-band hiss on auroral field lines ($L = 5.01 - 5.25$, invari. lat. $63.5^\circ - 64.1^\circ$) and impulsive plasma waves without the 1 kHz narrow-band hiss were also observed on subauroral field lines ($L = 4.41 - 4.90$, invari. lat. $61.6^\circ - 63.1^\circ$). The Z-mode lower cutoff frequency, 5 kHz of auroral hiss occurring simultaneously with the impulsive plasma waves gives local electron density, $1.2/\text{cm}^3$. Consequently, the impulsive plasma waves, of which upper frequency limits are below the local electron plasma frequency, seem to occur outside the quiet time plasmopause, since the plasmopause position is estimated to be 4 earth's radii at $Kp = 2$ by the Rycroft's empirical relation between the plasmopause position and Kp .

On the DE-1 pass of Sept. 12, 1986, most impulsive plasma waves were associated with 1 kHz narrow-band hiss, and the hiss lower cutoff frequency, 7.8 kHz observed simultaneously gives a local electron density, $3.4/\text{cm}^3$. This low electron density suggests that the impulsive plasma waves of Sept. 12, 1986 were also observed outside the disturbed time plasmopause, $L_{pp} = 3 R_E$ estimated at $Kp = 4$.

The impulsive plasma waves associated with the 1 kHz narrow-band hiss seem to be generated by the Landau resonant interaction of magnetospheric electrons with the 1 kHz narrow-band hiss. The impulsive plasma waves may be electrostatic waves since they have never been observed in the topside ionosphere. If the impulsive plasma waves were the whistler-mode waves, they could be observed in the topside ionosphere. The impulsive plasma waves without the whistler-mode wave observed outside the plasmopause may be caused by space discharges occurring around the 200 m wire antenna on the DE-1 spacecraft.

Toshio MATSUO and Iwane KIMURA

Dept. of Electrical Engineering, Kyoto University

To evaluate the trapping and the guiding strength in a VLF duct, the contribution of density structure and magnetic field structure in the magnetosphere to the evolution of the wave normal direction, which is introduced by Walter (1969), Scarabucci (1969) and Edgar (1976), is investigated. By a quantitative analysis of the effect of the magnetic field structure, we have found that it is not symmetrical about the geomagnetic equatorial plane, when the wave normal direction makes a non-zero angle with the earth magnetic field line. The region where the effect becomes maximum depends upon the wave normal angle, as shown in Fig. 1.

On the other hand, in Fig. 2 the effects of density structure and magnetic field structure at the both edges of duct are calculated and displayed on the gray scale in order to indicate the trapping and the guiding strength along field-aligned ducts, located at $L=1.5, 2.5$ and 3.5 . A positive density dependent term at the outer edge of the duct bends the wave normal inwards and a negative one at the inner edge bends outwards. The gray scale indicates the guiding strength which is represented by the magnitude of the difference between the contributions from the density structure and from the magnetic field structure, calculated for a constant wave normal angle of 30° . At the inner edge of the duct, the guiding strength acts to bend the wave normal outwards, whereas at the outer edge the guiding strength acts to bend inwards. Actually, near the equatorial plane, the guiding strength at the outer edge becomes weak especially due to the effect of magnetic field structure that is generally asymmetric about the magnetic equatorial plane as mentioned previously, e.g. for the $L=1.5$ duct as shown in Fig. 2, so that the trapping becomes incomplete and the wave can leak out from the outer edge of the duct. In low altitude, especially in the F region, the density gradient of the F region is superimposed on the density gradient at the edge of the duct, guiding strength of the inner edge of the duct becomes very weak, so that the wave can leak inwards from the duct.

References

Edgar : J. Geophys. Res., 81, 3327, 1976
 Scarabucci : Technical Report, No.3418-2, Stanford Univ., 1969
 Walter : Technical Report, No.3418-1, Stanford Univ., 1969

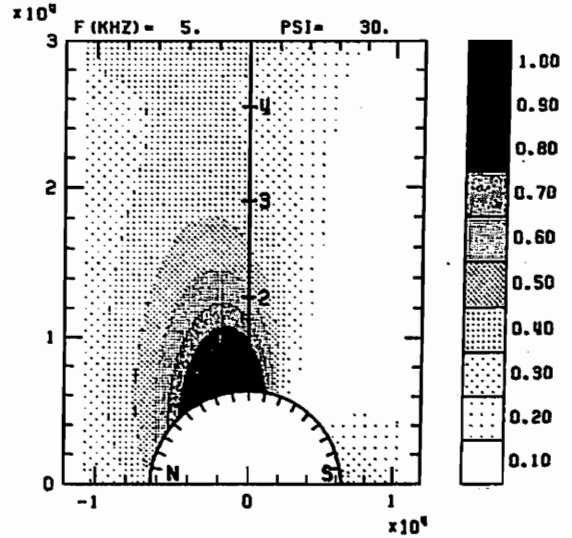


Fig. 1 Spatial distribution of the magnitude of magnetic field dependent terms calculated in the condition of $f=5\text{kHz}$, $\psi=30^\circ$.

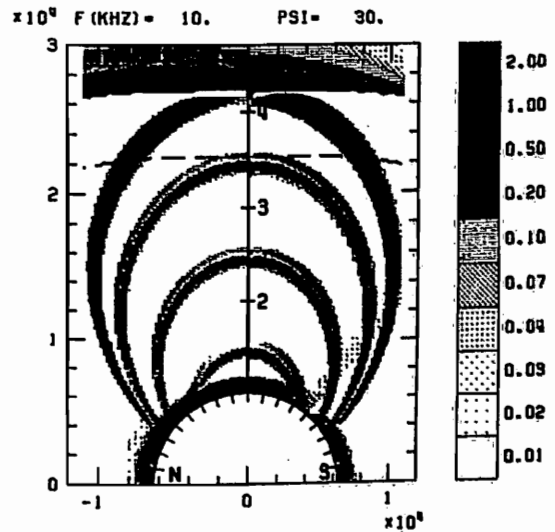


Fig. 2 3 ducts ($L=1.5, 2.5$ and 3.5) are displayed on the gray scale to indicate the guiding strength at the both edges of duct in the condition of enhancement factor = 0.5, duct width = $0.5(L)$, $\psi=30^\circ$ and $f=10\text{kHz}$.

WAVE GUIDE MODE 法を用いた オメガ局信号波電界強度の伝搬特性の解析

高畑 博樹¹ 木村 啓根¹ 石井 隆広雄² 小川 忠彦³
¹京都大学工学部 ²通総研犬吠 ³通総研国分寺

AN ANALYSIS OF PROPAGATION CHARACTERISTICS OF OMEGA SIGNAL BY USING WAVE GUIDE MODE METHOD

Hiroki KOHATA¹ Iwane KIMURA¹ Takahiroo ISHII² Tadahiko OGAWA³
¹Dept. of Electrical Eng. II, Kyoto University ²Communications Research Laboratory

Our computer program based on wave guide mode method that calculates EM fields of a ground-based VLF signal in the earth-ionosphere waveguide and in the space above the ionosphere have been developed. For an application of this program, Omega signal field strength data measured onboard the Japanese ice-breaker "Shirase" are compared with those calculated by our computer program in order to investigate the diurnal, seasonal and path variations in propagation characteristics.

前回の発表では地上局を中心としたVLF電波の、広範囲にわたる電離層-大地間の伝搬・減衰特性を求め、さらに電離層透過特性を計算することにより電離層上部における電磁界強度を算出するプログラムを開発したこと、及びその計算結果について発表を行ったが、今回はその一つの応用例として、南極観測船"しらせ"を使って得られたオーストラリアのオメガ局(146.9°E, 38.9°S)の信号(10.2kHz)の船上観測データと、我々の計算結果を比較・検討する。

船上観測データは航路別に

- I. 晴海 - フリーマントル
(NOV. 14. 1987 - NOV. 27. 1987)
- II. フリーマントル - 昭和基地
(DEC. 7. 1987 - DEC. 15. 1987)
- III. 昭和基地 - シドニー
(MAR. 6. 1988 - MAR. 18. 1988)

の三種類がある。データは強度の相対値で、30分から1時間ごとに観測されたものである(Fig.1参照)。

これらのデータに対して、wave guide mode 法を用いて伝搬・減衰特性の計算を行った。データは上記の期間連続的に観測されているので、昼夜における伝搬・減衰特性の変化がわかる。この一例として Fig. 1に示されるIIIのデータの中で、昼間(2:00 - 6:00 U.T.)に観測されたデータを取り出し、オメガ局から真南に伝搬路をとった場合の計算結果と比較してみた(Fig.2参照)。Fig.2より伝搬・減衰特性の計算結果は観測データと非常によく一致していることがわかる。この他にも上記の三種類のデータではオメガ局からの伝搬通路や季節が異なるため、伝搬・減衰特性にその影響が現われるものと考えられる。それらの影響を計算結果と観測データを比較することにより明らかにするとともに、我々の伝搬・減衰特性の計算プログラムの信頼性を確認する。

謝辞

オメガ局信号の船上観測をして頂いた通信総合研究所の稲森康治、ならびに大塚 敦尚氏に感謝の意を表します。

参考文献

高畑博樹、木村啓根、
 「第83回地球電磁気・地球惑星圏学会予稿集」、1988

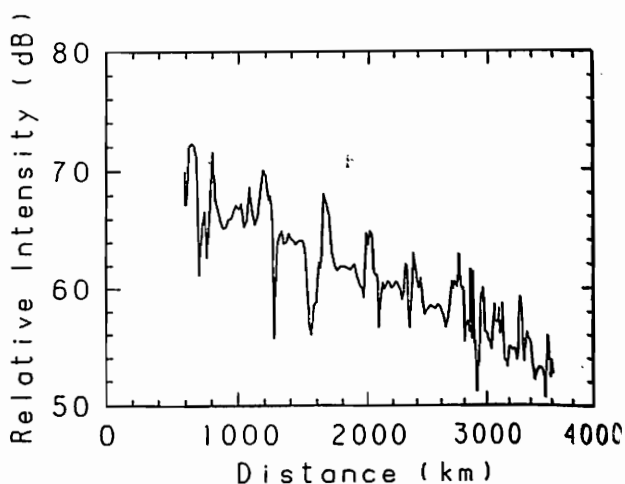


Fig.1 Omega signal(10.2 kHz) relative field strength measured onboard while on its voyage from the Syowa station to Sydney versus distance. (data No. III)

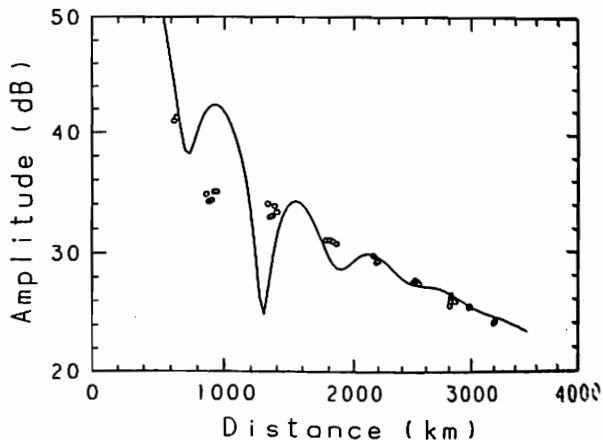


Fig.2 Computed field strength versus distance (solid curve) using our wave guide mode method in comparison with those measured (data No. III) in the daytime(2:00 - 6:00 U.T.).

WAVE HOP 法を用いた夜間中波空間波電界強度の太陽活動度依存性の解析

木村 啓根¹ 高畑 博樹¹ 小川 忠彦² 栗城 功³
¹京都大学工学部 ²通総研国分寺 ³東北通信サービス(株)

AN ANALYSIS OF SOLAR ACTIVITY DEPENDENCE OF MF SKY-WAVE FIELD STRENGTH IN THE NIGHTTIME BY USING WAVE HOP METHOD

Iwane KIMURA¹ Hiroki KOHATA¹ Tadahiko OGAWA² Isao KURIKI³
¹Dept. of Electrical Eng. II, Kyoto University
²Communications Research Laboratory ³Tohoku Communication Service Co.

MF nighttime sky-wave field strength measurements have been made for ten years on board the Japanese ice-breaker "Fuji" while on its voyage from Japan to Antarctica along a north-south course of approximately 11,000km. From the measurements and a numerical analysis using three-dimensional ray tracing technique, an existence of clear solar activity dependence was reported. In order to investigate the dependence and to compute a propagation curve, the wave hop method with full wave analysis is applied, and a similar result for the dependence is obtained. Then, the characteristic of propagation curve we obtained is found to be different from that of the Cairo curve in the region over 6,000km, but to support that of the onboard measurements.

南極観測船"ふじ"の船上で10年間(1973年-1982年)にわたり、約11,000kmに及ぶ南北の航路(東経108°-140°の範囲)上における夜間の中波空間波(770/774kHz)電界強度の測定結果から、明瞭な太陽活動度の影響があることが根本らにより報告されている¹⁾。また太陽活動極小期(1975,76年、黒点数R=15)と極大期(1979,80年、R=155)のデータについて、伝搬に伴う電波の電離層中での吸収量を三次元レイトリングを用いて数値解析を行い(Fig.1参照)、太陽活動度の高いときには吸収量が少なく、従って電界強度は高く、太陽活動度の低いときには吸収量が大きく、電界強度が低くなる結果を得ている²⁾。

そこで我々は、これまでVLF電波の電離層-大地間の伝搬特性を求めるために構築してきたFULL WAVE法を用いたWAVE HOP法を使って電界強度の伝搬特性の計算を行い、データとの比較を行った(Fig.2参照)。Fig.2からも明らかなように太陽活動度の高いときには電界強度は高く、太陽活動度の低いときには電界強度が低くなるという、前述の結果と同様、観測データと同じ傾向を示すという結果が得られた。

これまで中波帯の伝搬曲線(伝搬距離と電界強度の関係)にはFig.1に示されているようなカイロ曲線があり、この曲線は伝搬距離が長くなるほど距離に対する電界強度の減衰の割合が小さくなるという特徴があるが、我々の計算結果からは、約6,000km以遠では逆に、伝搬距離が長くなるほど、電界強度の減衰の割合が大きくなっており、Fig.2からもわかるように実際の観測データもそのような傾向を示している。

今回の計算では、夜間における電離層の電子密度と衝突周波数の高度分布については一般的なモデルを用いたが、これらの依存性についても十分検討していく必要があるものと思われる。

参考文献

- 1) 根本長四郎、若井 登、大瀬正美、藤井 周、「日本-南極間の航路上における中波電界強度測定の総合結果」、電波研究所季報, Vol. 33, No. 168, 1987
- 2) 栗城 功、猪木誠二、若井 登、「夜間における中波空間波電界強度の太陽活動度依存性」、電波研究所季報, Vol. 34, No. 170, 1988

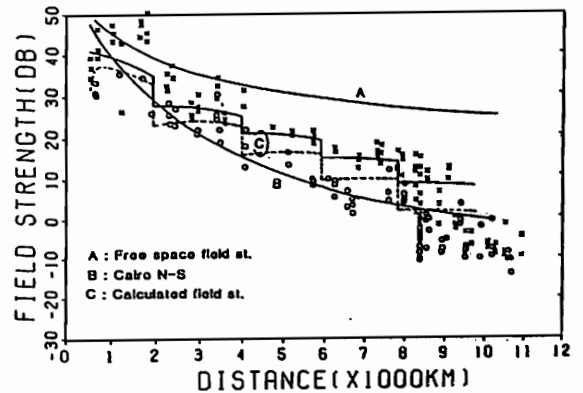


Fig.1 Calculated field strength using three-dimensional ray tracing technique(solid curve corresponds to R=155, and broken curve to R=15) versus distance, in comparison with onboard measurements(x:R=155, and O:R=15). (taken from the reference paper 2)

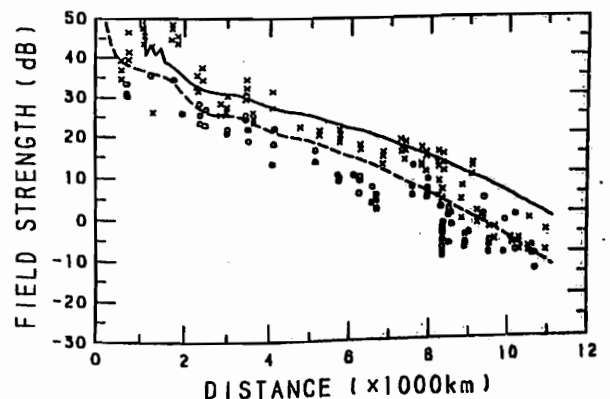


Fig.2 Computed field strength using wave hop method(solid curve corresponds to R=155, and broken curve to R=15) versus distance, in comparison with onboard measurements.

地磁気共役点における Polar Chorus の放射強度、発生頻度の
季節変化、年変化と太陽活動の関係

笹原 敏也* 佐藤 夏雄** 前澤 源*
* 山形大理 ** 国立極地研究所

Seasonal and Annual Variation of Polar Chorus Emission Intensity at
Geomagnetically Conjugate Stations and their Relation to Solar Activity.

Toshiya Sasahara* Natsuo Sato** Kiyoshi Maezawa*
* Yamagata Univ. ** National Institute of Polar Research

We obtained the data of ELF-VLF emission intensity observed at geomagnetically conjugate station of Syowa in Antarctica (data period of 1981-1987) and Husafell in Iceland (1984-1987), and examined statistical characteristics of polar chorus emission intensity using the data of 750Hz and 2.0kHz.

Seasonal variation of polar chorus at 750Hz shows that the emission intensity is stronger in summer and weaker in winter than other season, and the intensity gradually decreases from 1984 to 1987 in association with solar activity.

Polar Chorus は主に昼間に多く現れる現象で、発生頻度、強度は10時から14時 (MLT) に最大になり、さらに夏に最大、冬に最低になることは既に知られている。南極昭和基地において、1981年から1987年まで、また地磁気共役点の Iceland (Husafell) では1984年から1987年までのデータが得られている。共役点観測として得られた4年間のデータのうち、750Hz 2.0kHzのデータを用い、昼間の現象に注目し統計的解析を行った。

下図は昭和基地及びHusafellにおける1984年から1987年の750Hzの、10時から14時の平均放射強度を求めさらに10日ごとの平均を求め、縦軸に放射強度、横軸に観測期間をとって、全期間にわたってプロットしたものである。夏に強く、冬に弱い傾向の季節変化が両観測点ともにはっきり見られる。また、放射の絶対強度が Husafellの方が

昭和基地より2倍近く強く出ているが、これはまだ検討中である。

太陽活動の周期はウォルフ黒点数によれば、約12年の周期を持ち、そのピークは1980年ごろである。1984年から1987年のはじめにかけて放射強度がしだいに小さくなっているのがわかる。これは1986年、1987年ごろが太陽活動のもっとも静かな時期に当たるためだと思われる。

本講演では、これらの結果と、太陽活動の半周期分に当たる昭和基地の1981年から1987年のデータ及び2.0kHzのデータの解析結果、 K_p -indexとの関係も併せてPolar Chorusの強度、発生頻度の季節変化、年変化、及び太陽活動との関係等について述べる。

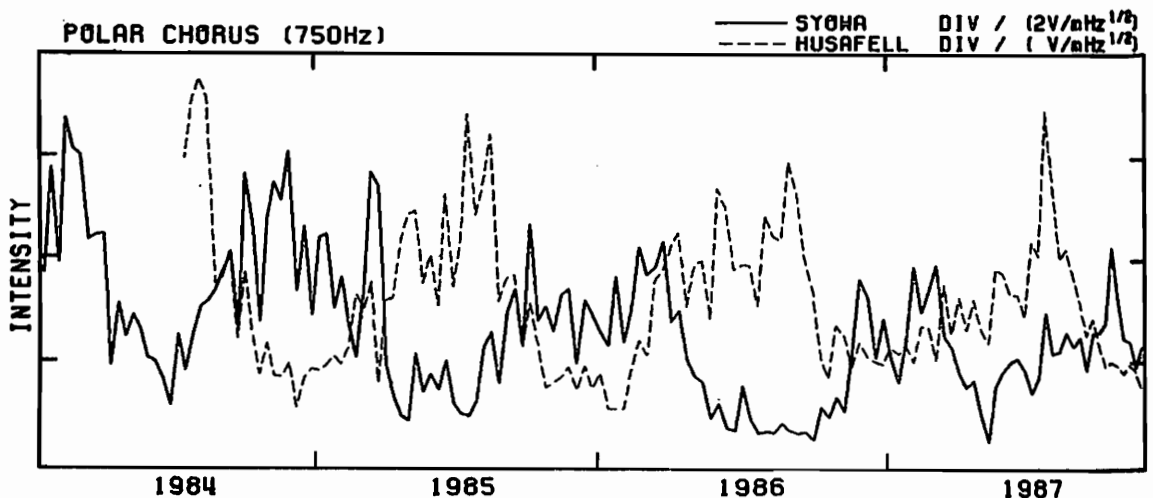


Fig. Seasonal and annual variation of 750Hz polar chorus emission intensity obtained at conjugate-pair station, Syowa and Husafell in 1984-1987.

準静電的ホイスラー波のホットプラズマレイトレイシング

鮫島敏子、橋本弘藏

東京電機大学工学部

HOT PLASMA RAY TRACING OF QUASI-ELECTROSTATIC WHISTLER
MODE WAVES

Toshiko SAMESHIMA and Kozo HASHIMOTO

Tokyo Denki University, Tokyo

Some of narrow-band VLF emissions observed just above the local half cyclotron frequency near the equator have been proposed to be quasi-electrostatic whistler mode waves, which are in electro-static extension of the whistler mode in a hot plasma. Ray paths of these waves are calculated using hot plasma ray tracing to examine the propagation of these quasi-electrostatic waves and conversion to the whistler mode waves.

いくつかの科学衛星によって、磁気赤道近傍で、サイクロトロン周波数 f_H のほぼ半分 ($f_H/2$) より少し上および下の周波数で、挟帯域のホイスラー波が観測されている。例えば OGO 3 衛星では、 $f_H/2$ 近傍には放射のない部分があるがその上下にコーラスが、また $f_H/2$ より上のみにヒスが観測されている¹⁾。この他の観測を含め、このうち $f_H/2$ より少し上の周波数での挟帯域放射は、準静電的ホイスラー波である可能性が明らかにされた²⁾。この波動は、いわゆるコールドプラズマ中でのホイスラー波の共鳴角 ψ_{res} よりも大きな伝搬角 ψ においても励起される、プラズマの温度異方性の効果を入れた場合に現われてくるものである。文献²⁾では、 $L \sim 6$ におけるプラズマパラメータとして $f_p = 8f_H$, $T_{\perp} = 3T_{\parallel}$ ($A = 2$), $T_{\parallel} = 2.5eV$ を仮定し $f = 0.63f_H$ において、 $\psi \geq \psi_{res}$ においても不安定が存在し波動はほぼ静電的となること、および電磁界の強度比は $c|B|/|E| \sim 10$ と意外と大きいことが示された。その後 GEOS 2 においても同様の現象が観測され³⁾、伝搬角 $\psi \sim \psi_{res}$ となっていることや、 $c|B|/|E| \sim 10$ が確認された。

われわれは、このような準静電的ホイスラー波がどのように伝搬出来るのか、また観測結果との関係はどうかなどを調べるため、周波数 $f \sim f_H/2$ の波動を $L \sim 6$ の赤道近傍から不安定な領域である $\psi \sim \psi_{res}$ とした上記と似た条件で放射し、ホットプラズマレイトレイシング⁴⁾の手法を用いて伝搬路の計算を行なった。電子密度モデルとしては、無衝突モデルを用い、

$f_p \sim 8f_H$ とするようイオン温度を定めた。他の値は上記に準じた値を用いた。これらの値は、最近の review⁵⁾と比較しておかしいものではない。温度異方性は、適当な観測がないこともあり一定 ($A = 2$) としたが、励起源から離れたところでは本質的な影響はないものと考えられる。伝搬につれ ψ は共鳴角よりも小さくなって、通常のホイスラー波となって行く過程等を明らかにする。

参考文献

- 1) W. J. Burtis and R. A. Helliwell, *Planet. Space. Sci.*, 24, 1007, 1976.
- 2) K. Hashimoto and I. Kimura, *J. Geophys. Res.*, 86, 11148, 1981.
- 3) M. Hayakawa, Y. Yamanaka, M. Parrot, and F. Lefeuvre, *J. Geophys. Res.*, 89, 2811, 1984.
- 4) K. Hashimoto, K. Yamaashi, and I. Kimura, *Radio Sci.*, 22, 579, 1987.
- 5) H. G. Demars and R. W. Schunk, *Rev. Geophys.*, 25, 1659, 1987.

オーロラ域におけるオーロラヒスからZモード波への変換

下村和人、橋本弘藏

東京電機大学工学部

MODE CONVERSION OF AURORAL HISS TO Z MODE WAVES IN THE AURORAL REGION

Kazuhito SHIMOMURA and Kozo HASHIMOTO

Tokyo Denki University, Tokyo

Recent satellite observations show that Z mode waves may be generated near the plasma frequency rather than the cyclotron frequency in the auroral source region. We assumed that the Z mode waves are mode-converted from whistler mode auroral hiss near the plasma frequency. The conversion rates are calculated using a sharp-boundary model based on the fact that the hiss propagates at wave normal angles very close to the resonance cone.

プラズマ周波数 f_p がサイクロトロン周波数 f_H よりも低い極域においては、しばしば Z モード波がオーロラヒスとともに、ヒスの高域カットオフ周波数 (= プラズマ周波数 f_p) より高い周波数でサイクロトロン周波数まで渡って Z モード波が観測されている。またオーロラヒスは少なくともカットオフ周波数近傍ではほぼ共鳴角で伝搬していることが知られている¹⁾。さらに Z モード波の観測結果を説明するためには、Z モード波はサイクロトロン周波数 f_H よりむしろプラズマ周波数近傍で比較的大きな伝搬角 (wave normal angle) で放射されたと考えた方が良いことが提案されている²⁾。しかし、どうして f_p 近傍で Z モードが励起されるかが問題である。これらの波動が、 $f_p < f_H$ であるオーロラ領域で観測されていることを考えると、オーロラヒスがプラズマキャビティの底部の電子密度の変化の大きな場所においてプラズマ周波数で Z モードに変換される可能性について考える。

周波数が f であるホイスラー波 ($f < f_p$) がプラズマ周波数に等しくなったところで $f > f_p$ の領域へ移る場合について、Sharp Boundary モデルを用いて Z モードへの変換効率の計算を行った。 $f = f_p$ での変換に注目しているため、このモデルで十分である。ほぼ磁場に沿った伝搬をしているホイスラー波は、100%に近い効率でほぼ磁場に沿った Z モードに変換されるが、このような条件で出発した Z モード波では観測を説明できない。また、ホイスラー波も共鳴角に近い伝搬をしている観測事実と反する。

そこで、入射ホイスラー波を屈折率の大きな共鳴角近傍で伝搬しているものを仮定し、 f_p/f_H 、境界での電子密度変化や地球磁場と等電子密度面 (境界面) のなす角を変えて、比較的大きな伝搬角を有する Z モード波に変換される効率について観測結果と比較検討する。当然磁場方向に対する場合よりも効率はかなり低下する。しかし観測例によると、Z モード波の電界強度はヒスの 10 分の 1 位に弱くなっており、それほど大きな効率が要求されているわけではない。また地球磁場と境界面のなす角が 90° からずれることは、源がキャビティ中央からずれることを意味する。

参考文献

- 1) D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, and R. R. Shaw, *J. Geophys. Res.*, 88, 329, 1983.
- 2) K. Hashimoto and W. Calvert, *Proc. Plasma Waves and Instabilities in Magnetospheres and at Comets*, 374, 1987.

ESCAPING PROCESS OF THE RADIO EMISSIONS FROM THE CELESTIAL BODY WITH DENSE PLASMA DISC

M. IIZIMA and H. OYA
TOHOKU University

As to the detection of the non-thermal radio emissions from the celestial bodies, it has been an open question how the radiation can escape through the dense plasma accreting disc around them. For this problem, a hypothetical concepts of the escaping model has been proposed for the case of the radiation from our galactic center (Oya et.al., 1987). In this model, mode conversion processes from Z-mode wave to whistler mode wave and occasionally further down to MHD mode wave are considered to be essential (Oya 1971, 1974; Jones 1976; Budden 1981).

In this paper, we will discuss the possible mode coupling processes and also the dispersion time required to pass through the dense disc region. The numerical results show the following possible mechanism;

- 1) When the escaping waves propagate outward through the dense plasma disc region, the wave can propagate in the form of whistler mode waves and further the waves are converted to MHD mode waves in the case of intense local magnetic field ($f_p / f_c < 1$, see Fig. 1). The energy conversion rate from Z-mode wave to whistler mode wave is up to about 8 % (Fig. 2). It should be noted that the MHD mode waves in this case show very small dispersion effect (see Fig. 3).
- 2) The MHD waves are converted to the whistler mode waves in the region where the magnetic field intensity becomes weaker and the plasma density becomes tenuous.
- 3) Finally whistler mode waves are converted to the free space mode waves which can propagate to outer space.

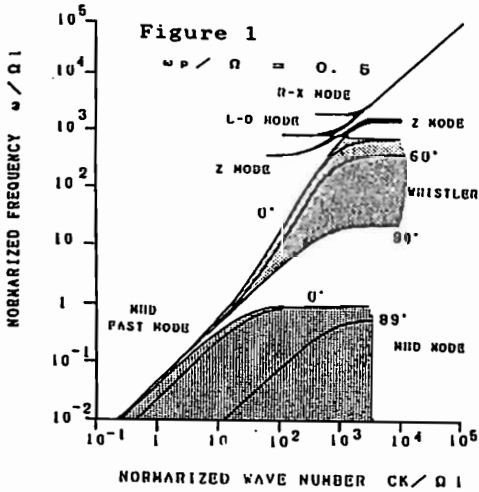


Figure 1. ω - k diagram in the wide range of frequency, from MHD mode waves to free space mode waves.

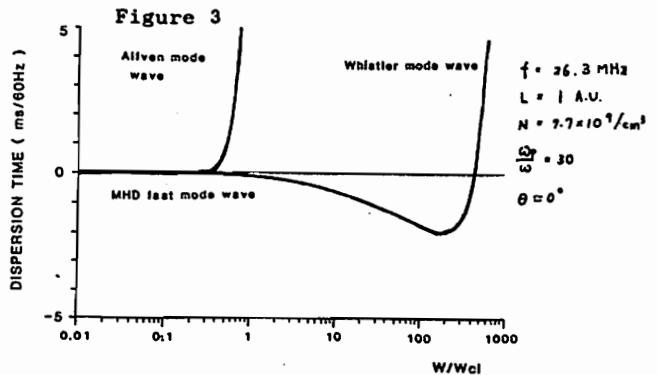


Figure 3. Dispersion time calculation for both MHD mode waves and whistler mode wave.

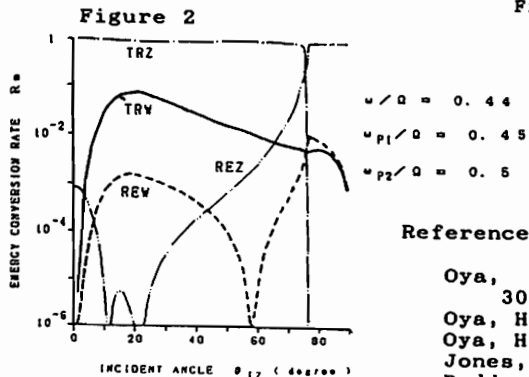


Figure 2. Energy conversion rate form Z-mode wave to whistler mode wave.

References

Oya, H. et.al., Sci. Rep. TOHOKU Univ. Ser. 5 Geophys., 30,15, 1987.
 Oya, H., Radio Sci., 6, 1133, 1971.
 Oya, H., Planet. Space Sci., 22, 687, 1974.
 Jones, D., Nature, 262, 674, 1976.
 Budden, K.G., J. Atmos. Terr. Phys., 43, 287, 1981.

シャトル・テザー衛星の電磁力学過程の計算機実験 (II)

白井 英¹ 松本 紘² 大村 善治² 木村 磐根¹
¹京都大学工学部 ²京都大学超高層電波研究センター

Computer experiments of SETS(Shuttle Electrodynamics Tether System)

Hideyuki USUI¹ Hiroshi MATSUMOTO² Yoshiharu OMURA² Iwane KIMURA¹
¹Dept. of Electr. Eng. II, Kyoto Univ. ²RASC, Kyoto Univ.

By computer experiments, using a full electromagnetic particle code, we studied nonlinear plasma phenomena which will be driven by the SETS (Shuttle Electrodynamics Tether system). Our model includes two conductive bodies (satellite and shuttle) and an electron gun. The items studied are; closure of the current driven by $V \times B$ potential, current-voltage characteristics of the whole system of the SETS, interaction between the electron beam emitted from the shuttle and the ambient plasma, and wave generation and propagation excited around the SETS.

スペースシャトルによるテザー衛星実験 (SETS) が計画されている¹⁾。SETS においては 20 km の長さのシステムが地球磁場を横切って進むため $V \times B$ 効果による起電力がシャトル・テザー間に生じる。その際のシステムと周辺プラズマとの電磁力学的相互作用について、計算機実験の手法を用いて解析を行う。

前回は、 $V \times B$ 効果によって周辺プラズマに対して高電位となるテザー衛星付近を切り取ったモデルについて計算機実験を行い、衛星付近の電磁力学過程について報告した。

今回は、テザー衛星、シャトルに相当する電位差を持つ 2 つの導体とシャトル上の電子銃を取り入れたシミュレーション空間を用いて、SETS システム全体の計算機実験を行う。研究項目としては、以下の事項が挙げられる。

- (1) テザー衛星、シャトル周辺のプラズマ加熱、加速。
- (2) システムの電流電圧特性。
- (3) システム周辺の電流ループの形成。
- (4) 放出電子ビームの軌跡と加減速。
- (5) プラズマ波動の励起と伝搬。

シミュレーション空間としては、地球磁場に垂直又は、平行な平面を考える。システムに飛び込む粒子を単純に蓄積するモデルと、これらの注入粒子を電子ビームとしてシステム外に放出する場合のそれぞれについて、2 次元電磁粒子コード²⁾を用いて計算機実験を行う。

Fig.1 は、磁場に垂直な平面において、シャトルに相当する下の内部導体から電子ビームを放出した場合の計算機実験について、ある時間における電流密度をベクトルで示したものである。 $V \times B$ 効果により周辺プラズマに対して低電位となるシャトルの近傍では、シャトルに向かう電界が発生し、その結果 $E \times B$ ドリフト方向とは逆方向に環状電流が形成される。

その他の場合についても計算機実験を行い、上に述べた事項について比較検討を加え、総合的に SETS 実験の理論的予測を行う予定である。

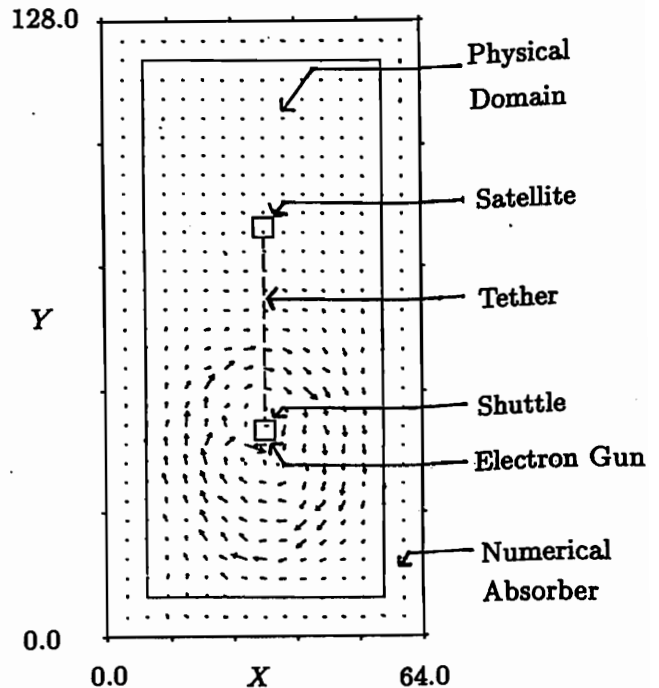


Fig. 1: Spatial profile of current caused by $V \times B$ voltage generator plus electron gun.

参考文献

- [1] P.M.Banks and P.Byers, 'SETS Development Phase Proposal'.
- [2] 例えば、田中剛彦 京都大学大学院修士論文, 1986
- [3] 白井 他、第 83 回 SGPSS、講演予稿集

橋野嘉孝 平田尚志 松本 紘 大村 善治 北野正雄 筒井稔
 京都大学超高層電波研究センター

Nonlinear effects between high power microwave and space plasma

Yoshitaka Hashino Hisashi Hirata Hiroshi Matsumoto Yoshiharu Omura Masao Kitano Minoru Tutsi
 Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

We present the results of our recent computer experiments on nonlinear collapse of strong microwave beam into lower frequency microwave exciting electron cyclotron harmonic waves .

In our previous simulations, the run time was not long enough to observe the phenomenon and of not sufficiently high k-resolution.

The results show that a simple three wave coupling theory fails to interpret the phenomenon.

We will present detailed analyses of the computer experiments.

将来、石油資源が枯渇し人口爆発する中、Clean な代替エネルギーとしてSPS(宇宙太陽発電)が候補に挙げられている。その電力を伝送する手段として、マイクロ波伝送が考えられている。我々は65年には空間送電の実験MINIX-2、その後SFUによるMETSを計画している。マイクロ波送電に伴う電離層プラズマ中の非線形波動効果の計算機実験を我々は試みてきた。

今回は今までと異なり長時間、高k分解能なシミュレーションを行ってみた。結果を要約すると以下の通りである。

大振幅電磁波(マイクロ波)がプラズマ中で安定には伝搬せず、後方散乱電磁波の発生に伴い、低周波プラズマを励起することはプラズマ中の非線形三波相互作用理論¹⁾によっても予測されたし、以前の我々のシミュレーションによっても示される。しかし、大振幅マイクロ波を初期値として与えた今回のシミュレーションではManley-Roweの関係を満たす単純な三波共鳴プロセスが見られず、初期マイクロ波は減衰し、後方散乱マイクロ波が次の三波もしくは二つの三波共鳴現象を引き起こすことが見いだされた。理論モデリングの役に立つように詳細なデータ解析を行った。

Fig.1 はモード 208 の前進波を入力したときに次々と励起されていくモード 176、157、144 のOモード波のスペクトルを表している。Fig.2、3 はその三波共鳴の際に励起されていくサイクロトロン高調波のスペクトルを表している。

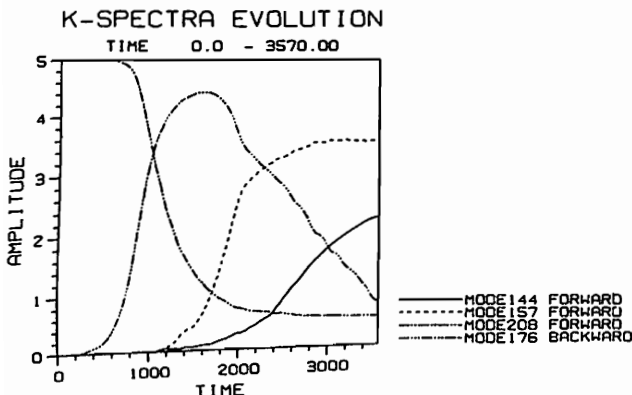


Fig.1: The k-spectra evolution of O-mode wave

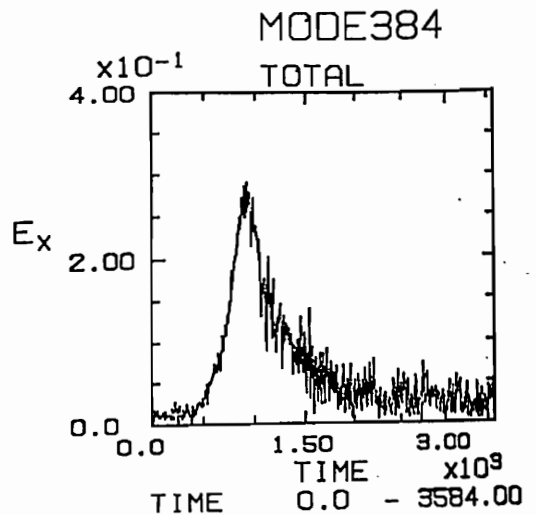


Fig.2: The k-spectra evolution of bernstein wave(mode 384)

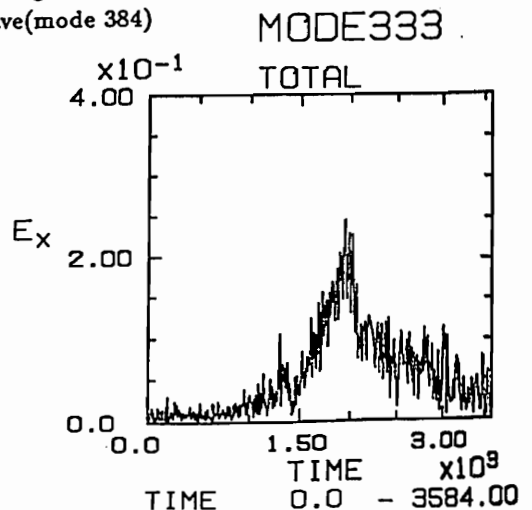


Fig.3: The k-spectra evolution of bernstein wave(mode 333)

<参考文献>

- 1) 例えば、Drake et al
- 2) 第83回SGEPPS、講演予稿集

III-37 シミュレーション結果に基づく三波相互作用

(O波 - O波 - 静電電子サイクロトロン波) の理論的検討

平田尚志 松本 紘 大村 善治 北野 正雄 筒井 稔
京都大学超高層電波研究センター

Study of three-wave-coupling (Owave - Owave - Bernstein wave) on the basis of computer simulation results

Hisashi Hirata, Hiroshi Matsumoto, Yoshiharu Omura, Masao Kitano, Minoru Tsutsui
Radio Atmospheric Center, Kyoto University

Solar Power Satellite (SPS) might be one of the main energy resources in the 21st century. SPS is designed to use a microwave beam as an energy transmission line. As the very intense microwave penetrates the ionospheric plasma environment, it will cause various nonlinear effects.

Some complex phenomena of three-wave coupling was observed in computer simulation¹⁾. We derived mode coupling equations under fluid approximation to give a theoretical model of them. In the present talk, we present a theoretical discussion of multiple three-wave couplings among two electromagnetic and one electrostatic waves.

将来の有望なエネルギー供給源として模索されている宇宙太陽発電衛星 (SPS) の電力伝送手段として考えられているのは、マイクロ波による無線送電である。宇宙プラズマは微小なマイクロ波に対しては、影響を及ぼさないと考えても差し支えないが、電力伝送用の大電力マイクロ波とは、様々な非線形効果により影響を及ぼし合うと考えられる。SPS 実現のためのステップとして、この影響を評価する必要がある。

我々の研究室に置いては、過去、ロケット実験等によりこの影響の評価を行ってきたが、それによって二次の非線形効果である三波相互作用によってマイクロ波から静電波にエネルギーが流れ込むことが確認された。

今回、垂直伝搬について長時間シミュレーションを行なった結果、マイクロ波を想定したO波の崩壊、静電波の励起、プラズマの加熱の過程が詳細に観測され、またこの三波相互作用の繰り返しによるO波の低周波への推移も確認された。また、垂直伝搬においては静電波の分散曲線は、パーシユタインモードと呼ばれる電子サイクロトロン高調波となるが、O波とこれらの高調波間の、複数の3波相互作用が同時に起こる様子が、空間的高分解シミュレーションによって確認された¹⁾。

これらシミュレーション結果の示す物理過程は、三波相互作用を素過程とする複合過程であると考えられる。

まず、O波の低周波への推移について考えてみる。三波相互作用の構成要素である静電電子サイクロトロン波の振幅が共鳴によって増加していく。このプロセスでプラズマは加熱される。静電電子サイクロトロン波の分散特性は温度に依存するため、加熱にともない、振幅を増した波は分散関係はずれて急速に減衰する。このためそれまで相互作用を起こしていた三波共鳴関係がなくなるため、共鳴により同時に振幅が増加したO波後方散乱波 (idler wave) を新たな入力波 (pump wave) とした三波相互作用が後に続く。この過程を繰り返すことによりO波の低周波推移が起こると考えられる。Fig. 1 にそのモデルにより微分方程式を数値的に解いた例を示す。この例では三段の連続したモード結合方程式を設定しており、励起波 (excite wave) がある一定レベルまで成長すると強制的に減衰させている。このモデルはシミュレーションで観測されたような、次の段の三波相互作用への移行を示している。

次に三波相互作用が同時に起こる場合のモデルについて考える。これは一つの pump wave に対して複数の idler wave, excite wave のペアが存在することに対応する。二つの三波相互作用が同時に起こっている場合、モード結合方程式における結合係数の大きい方のペアが大きく成長することが示された。この問題に関するシミュレーション結果は結合係数の大きさとシミュレーションの波数解像度の問題と密接に関わっている。また更に進んで、先の時間的に連なった三波相互作用とこの同時複数の三波相互作用が複合した複雑な物理過程も予想される。

以上の考察を流体近似により導いたモード結合方程式 (O波-O波-SX波)²⁾ の議論も含めて発表する予定である。

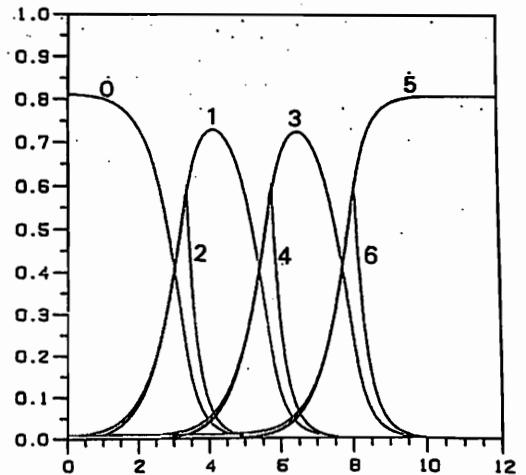


Fig. 1: The result of numerical computation of the time multiple three-wave-coupling model

参考文献

- [1] 本誌 橋野氏他予稿 大電力マイクロ波と宇宙プラズマの非線形効果
- [2] 谷内、西原 著、非線形波動、岩波書店

SFU/METS と MINIX-2 による非線形プラズマ波動実験

松本 紘¹、賀谷 信幸²、宮武 貞夫³、木村 磐根⁴、佐藤 亨¹、筒井 稔¹、長友 信人⁵、METS チーム
 1. 京大・超高層 2. 神戸大・工 3. 電気通信大 4. 京大・工 5. 宇宙研

Nonlinear Plasma Wave Dynamics Study by MINIX-2 and SFU/METS Space Experiments

H. Matsumoto, N. Kaya, S. Miyatake, I. Kimura, T. Sato, M. Tsutsui, M. Nagatomo and METS Team

In parallel to technical development of microwave energy transmission in space, scientific research of nonlinear plasma phenomena associated with the high power microwave transmission through the magnetospheric and ionospheric plasmas is an important task for the projects, MINIX-2 and SFU/METS space experiments.

To study these plasma effects, we carried out a rocket experiment called MINIX following a crude theoretical estimation of the nonlinear Raman and Brillouin scattering of the microwave[1]. We found that the strong microwave energy beam nonlinearly excites the expected electron plasma wave via Raman scattering process. However what we detected as strongest of the excited plasma waves in the rocket data are the electron cyclotron harmonic waves[2,3]. We then tackled some computer experiments on the wave coupling between the intense microwave and electron harmonic waves[4, 5].

In the present talk, we will present our current targets of the MINIX-2 and METS space active experiments.

Figure shows an artist drawing of one of the experimental mode of the the METS/SFU. We focus the microwave energy beam into a certain point above the SFU by an active phased array of the transmitter. By controlling the power density of the microwave near the hot spot, we could study a dependence of the nonlinear wave generation and associated plasma heating upon the incident microwave intensity.

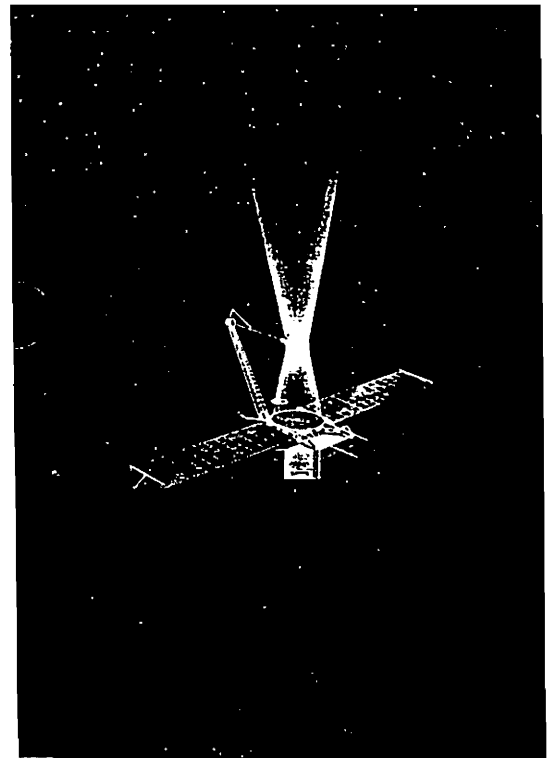
The subject to be studies are:

1. Does the energy beam is stable or unstable against nonlinear wave decay process? If unstable, does a strong microwave be backscattered?
2. Is the surrounding plasma heated by the damping electron cyclotron harmonic waves as shown by computer experiments?
3. What kinds of plasma wave modes are excited? What mode is the strongest?
4. Do the excited plasma waves convey energy to the ionospheric and magnetospheric plasma? If so, how much energy will be deposited to the space plasma environment by the future Solar Power Station?

Before addressing these issues, we must study and understand the fundamental nonlinear processes accompanied by the very huge wave power injection.

参考文献

- [1] H. Matsumoto, *Acta Astronautica*, 9, 493, 1982.
- [2] N. Kaya et al., *Space Solar Power Review*, 6, 181, 1986.
- [3] I. Kimura et al., *Adv. Space Res.*, 1986.
- [4] H. Matsumoto and T. Kimura, *Space Solar Power Review*, 6, 187, 1986.



磁気圏尾部における宇宙飛翔体と希薄プラズマとの
相互作用の計算機実験

岡田 雅樹 大村 善治 松本 絃
京都大学超高層電波研究センター

Computer Experiments on the Interaction between Spacecraft and Dilute Plasma in
the Geomagnetic Tail Region

Masaki OKADA Yoshiharu OMURA Hiroshi MATSUMOTO
Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

A spacecraft exposed to the sunlight in space plasmas suffers from a very large effect by photoelectrons. In the magnetotail region, which will be mainly observed by GEOTAIL, the Debye length is longer than the effective radius of the spacecraft. Photoemitted electrons there are captured in the near field of the spacecraft potential caused by the photoelectric emission. The density fluctuation produced by the photoemitted electrons will be very large. We will show the data by computer experiments on waves and particle energy distributions near the spacecraft.

GEOTAIL の打ち上げを 1992 年に控え地球の磁気圏尾部に於ける観測に、光電子の放出を含む飛翔体-プラズマ相互作用の影響をあらかじめ予測することは非常に重要なことである。

そこで、我々は粒子コードを用いた計算機実験によって、GEOTAIL が遭遇するであろうと思われる環境を再現する事を試みた。

磁気圏尾部におけるような、宇宙飛翔体の有効半径に比べて周辺のプラズマのデバイ長の方が大きい様な場合、光電子の放出により飛翔体の電位が上昇しその電位に光電子が捉えられているという構造になっていることが分かる。逆に、飛翔体の電荷蓄積によって生じる電界は光電子によって相殺されるために背景電子は飛翔体の近傍まで比較的均質に存在している。

Fig.1~3 は光電子の放出を考慮したモデルにおいて背景の電子、イオン及び光電子の密度を表わしたものである。中央に飛翔体に相当する内部境界をおき、デバイ長はその約3倍である。

さらに、講演においては観測されることが予想される波動現象についても発表する予定である。

参考文献

- [1] 田中 剛彦、京都大学大学院修士論文
- [2] 岡田 雅樹、京都大学特別研究報告書
- [3] 岡田 他、第 83 回 SGEPPS、講演予稿集

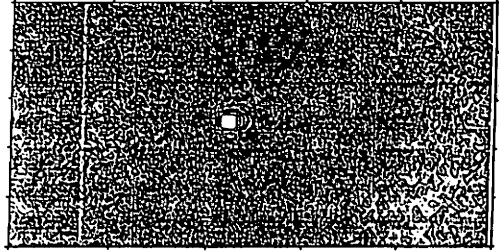


Fig. 1: Density contour of back ground electrons.

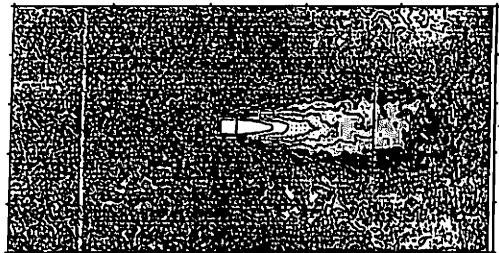


Fig. 2: Density contour of back ground ion.

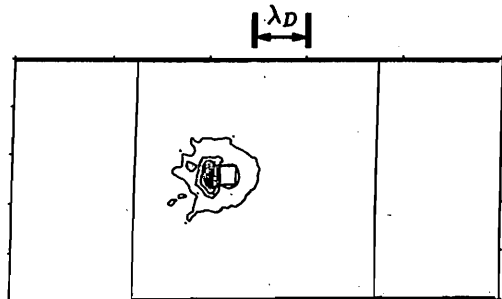


Fig. 3: Density contour of photoelectrons.

III - 4 O LARGE AMPLITUDE PC 1 OBSERVED BY DE-2 AND ON THE GROUND

T. Iyemori¹, R. Ludlow² and M. Sugiura¹

(¹Kyoto University, ²Boston University)

A large amplitude Pc 1 pulsation with increasing frequency (i.e., IPDP) was observed at subauroral latitudes on October 20, 1981. At Wingst (MLAT=54.2, MLONG=95.2) and Gottingen (51.9, 94.9), the IPDP started at about 1908 UT. The frequency linearly increased from 0.13 Hz to 0.3 Hz in 30 minutes (Figure 1). The Dynamics Explorer 2 (DE-2) satellite passed about 10 degrees east of these stations around 1922 UT observing some short period fluctuations in both magnetic and electric fields (Figure 2). Although the fluctuations observed by DE-2 were irregular, the main spectral peak in the north-south magnetic component around 0.2 Hz nearly coincides to the frequency on the ground at 1922 UT, suggesting that the DE-2 observed the incident wave of the IPDP event just over the ionosphere (altitude 915-920 km). Some spiky structures are seen in the east-west magnetic component or in the north-south electric component, suggesting the presence of small-scale field-aligned currents embedded in the region of the wave incidence. These fluctuations were observed on the equator side of the central plasma sheet.

The sense of polarization at DE-2 was predominantly left-handed. The spatial variation of the amplitude was not clear. This is in contrast to the Pc 1 pulsations observed by the Magsat at 300-400 km altitudes.

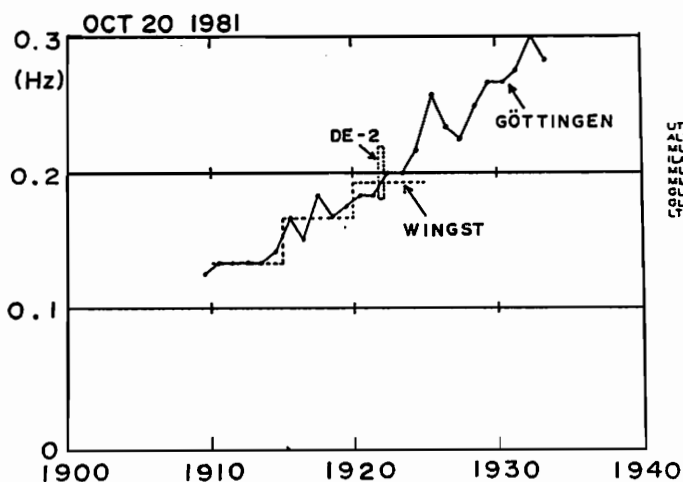


Fig. 1 Frequency drift at Gottingen and Wingst.

At Mt. Clemens (MLAT=55.8, MLONG=-15.2), a similar large amplitude IPDP event was observed from 1925 to 1955 UT. If these IPDPs were caused by the same source plasma cloud, the drift speed of the source is about 5.5 deg/min. As the L-value is around 2.4-2.9 for these stations, the particle energy should be rather high (300-450 keV) to have such a drift speed. As the magnitude of the magnetic field is rather strong at the equator of L=2.4 (or 2.9), the ratio of the proton cyclotron frequency to the wave frequency is very high (about 100). If the wave is caused by a cyclotron resonance instability, the resonant particle energy should be also rather high, and it is estimated to be the same order of magnitude as the estimation from the drift speed. Therefore, this event may have been excited by rather high energy (i.e., several hundred keV) particles. The possibility of bounce resonance will also be discussed.

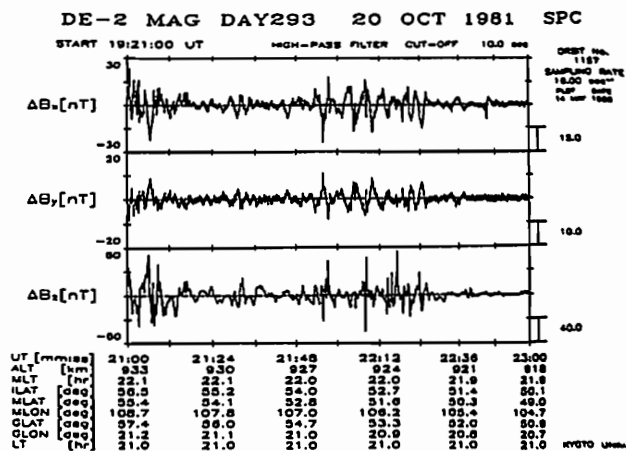


Fig. 2 Magnetic field variation observed by the DE-2. Bx and Bz components correspond to the north-south and east-west components, respectively.

林 幹治、 國分 征、 山本 達人、 小口 高 (東大理)
A. Egeland (オスロ大学)

Pcl - PiB EMISSIONS IN THE CUSP LATITUDES

K. Hayashi, S. Kokubun, Tatsundo Yamamoto, T. Oguti
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

and

A. Egeland
Department of Physics, University of Oslo

Occurrence of Pcl emissions in the cusp latitudes are very frequently coincident with those of PiB's having source near the same latitude. In f-t spectral display, Pcl and the enhancement band of PiB are found in a same frequency band. But they are normally different in the source latitudes when they are inferred from power density.

Svalbard地域の4地点 (NyAlesund, Longyearbyen, Hornsund, Bear Island; 地磁気緯度 $76^{\circ} \sim 71^{\circ}$; 1984~1986年につき2~3地点の同時データ)でのULF磁場観測に基づいて短周期ULF波動の特性について報告する。

- 1) Impulsiveな電離層電流に伴うPi Burst (PiB)には、夜側と昼側に際立った2つの発生の極大がみられる。これらPiBには0.3-1 Hz (local time、年(solar activity?)によって異なる)のパワーの強いバンド (enhancement band)が見られ、顕著な傾向として夜側のenhancement bandの周波数が高い。
- 2) この地域に特徴的に発生するPcl帯の現象は、f-tスペクトル上で、ドット、棒状あるいはやや分散を伴ってrisingまたはfalling toneを示し、典型的には5分程度の継続時間を持つ。またこれらが繰り返し発生することもある。
- 3) Cusp帯Pclの発生はdaysideであり、近接した緯度帯でのPiBの発生と対応している場合が多い。PiBのenhancement bandとPclの周波数帯はほぼ一致している。しかし、それぞれのパワーが最大になる緯度帯は一致しないのが普通である。これらが共通の原因を持つとした場合、電離層のAlfvén速度極小に伴う固有周波数、磁気圏のイオンサイクロトロン不安定の周波域 (両者はこの地域では非常に近い)とそれに寄与し得る共鳴粒子の供給等の関係を考慮したモデルを考える必要がある。

PC 3 PULSATIONS OBSERVED AT TWO CONJUGATE STATION PAIRS
NEAR THE CUSP AND AT AURORAL LATITUDES

Y. Tonegawa¹, H. Fukunishi², L.J. Lanzerotti³, and N. Sato⁴

1. Department of Aeronautics and Astronautics, Tokai University
2. Upper Atmospheric and Atmospheric Laboratory, Tohoku University
3. AT&T Bell Laboratories
4. National Institute of Polar Research

In order to clarify the energy source and propagation mechanism of hydromagnetic waves in the magnetosphere, we examine Pc 3 magnetic pulsations simultaneously observed at two conjugate station pairs, South Pole-Frobisher Bay and Syowa-Husafell, located near the cusp and at auroral latitudes, respectively. Through a dynamic spectral analysis, it is shown that the Pc 3 pulsations are observed over a wider azimuthal extent at an auroral zone location than at a location near the cusp. That is, at cusp latitudes the Pc 3 pulsations are preferentially observed around local noon, whereas they are simultaneously activated at auroral latitudes with a longer duration. It is also found that the activities of the Pc 3 pulsations both near the cusp and in the auroral zone are strongly correlated with the cone angle of the interplanetary magnetic field (IMF) observed by IMP J satellite.

The Pc 3 pulsations at cusp latitudes between southern and northern hemispheres have a worse conjugacy than at auroral latitudes. The Pc 3 activity is often different between South Pole and Frobisher Bay, and that seems to be controlled by the polarity of the Bx component of IMF. Such an asymmetry is not observed at auroral latitudes.

Our results suggest that the upstream energy can reach both cusp and auroral latitudes, but the propagation processes are different with each other.

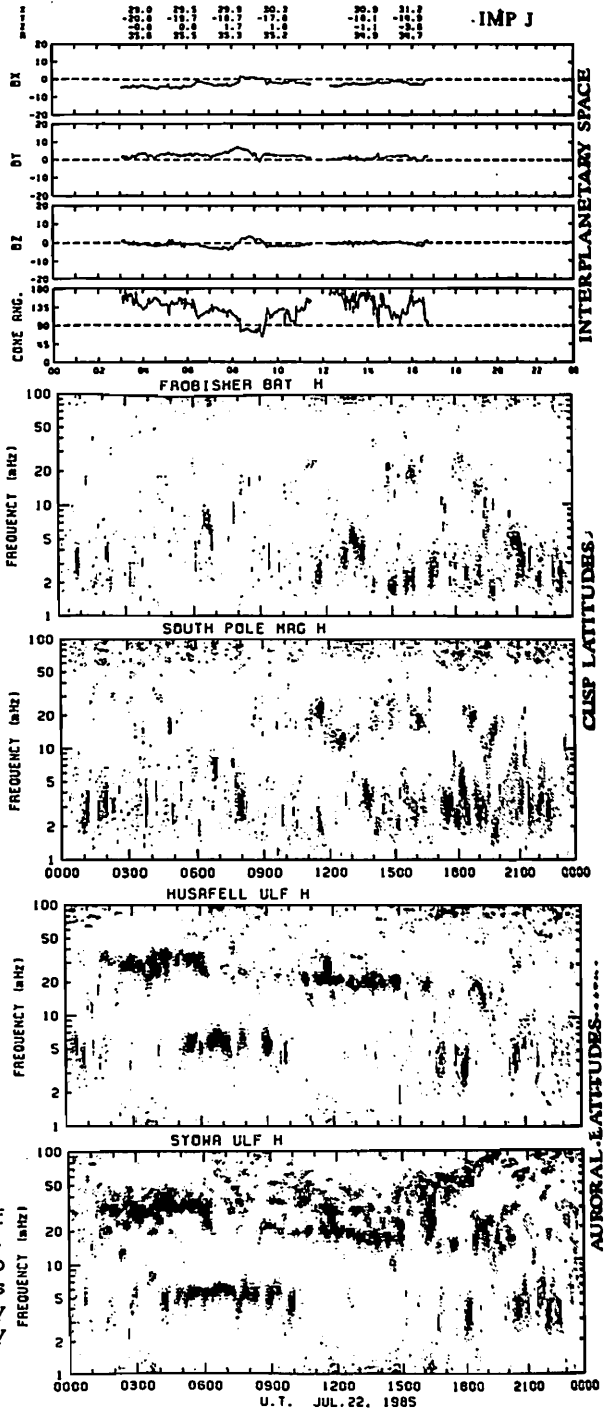


Figure 1. Dynamic power spectra of magnetic pulsations observed on July 22, 1985 at two conjugate pairs near the cusp (middle panels) and at auroral latitudes (bottom panels). The interplanetary magnetic field observed on the same day is also plotted on the top panel.

パルセーティングオーロラに伴う Pc2-3 帯 (周期~10-15 秒) 地磁気脈動の特性とその共役性

佐藤 夏雄
国立極地研究所

Conjugacy of Pc 2-3 (T~10-15s) Geomagnetic Pulsations associated with Pulsating Auroras.

Natsuo Sato
National Institute of Polar Research

Pc 2-3 (T~10-15s) geomagnetic pulsations associated with pulsating aurora are observed at three stations in Iceland. By the correlation analysis among three directional photometer (45° south, zenith, 45° north) at Husafell, geomagnetic pulsations at Husafell, Tjornes, Isafjordur in Iceland and Syowa Station in Antarctica (geomagnetically conjugate point of Iceland), following characteristics are obtained. i) Pulsating auroras show high coherency (>0.9) among three directions, and show poleward propagation. ii) The D component of magnetic pulsations show higher coherency with the pulsating aurora than that of the H component. iii) The dominant frequency of magnetic pulsation at Syowa is different in comparison to that at Iceland.

1985年12月19日の早朝(0100-0330 MLT)に、周期10~15秒のパルセーティングオーロラが Husafell の固定方位フォトメータ(3方位:南方向45°、天頂、北方向45°)で観測された。このオーロラに伴って、Pc 2-3帯の地磁気脈動が Husafell(HL)、Tjornes(TJ)、Isafjordur(IS)で観測された。アイスランドの地磁気共役点である昭和基地の地磁気脈動データを加えて、パルセーティングオーロラと地磁気脈動の相関解析を行った。

図1に、Husafellで観測した3方位フォトメータ、アイスランド3点及び昭和基地で観測された地磁気脈動のH、D成分の波形を示した。パルセーティングオーロラは Husafell のほぼ全天で起きているが、北方向がやや強い。アイスランド3地点の地磁気脈動はパルセーティングオーロラとほぼ同じ周期であるが、IsafjordurのH成分の振幅が小さい。注目されるのは、昭和基地の地磁気脈動波形がアイスランド3地点の波形と異なっており、長周期成分が卓越している。

表1に、パルセーティングオーロラ(フォトメータ)と地磁気脈動との相関解析の結果を示した。この表より、フォトメータの3方位間のCoherencyは大きく、極方向へ伝搬している。D成分はH成分よりも、また、IsafjordurはTjornesよりもパルセーティングオーロラと相関が良い。さらに、昭和基地の地磁気脈動は、他の観測点に比べ Husafell のパルセーティングオーロラと最も相関が悪い。今回の発表では、パルセーティングオーロラと地磁気脈動のデータを用いて、共役性、非共役性の原因について考察する。

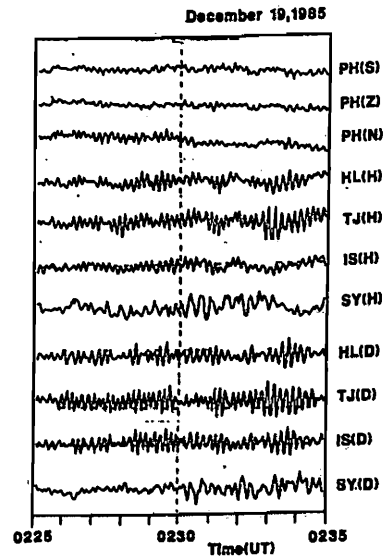


Fig 1 : Wave from of pulsating aurora at Husafell, the H and D component of magnetic pulsations at Husafell, Tjornes, Isafjordur in Iceland and at Syowa Station in Antarctica.

correlation Data	Coherency		Relative Phase(degrees)	
	0225-0235(UT)	0235-0245(UT)	0225-0235(UT)	0235-0245(UT)
PH(S)-PH(Z)	0.85	0.89	(-) 7	(-) 8
PH(Z)-PH(N)	0.81	0.92	(-) 11	(-) 3
PH(Z)-HL(H)	0.78	0.61	(-) 97	(-) 188
PH(Z)-HL(D)	0.89	0.90	(-) 15	(-) 16
PH(Z)-SY(H)	0.63	0.45	(-) 109	x
PH(Z)-SY(D)	0.41	0.39	x	x
PH(Z)-TJ(H)	0.61	0.43	0	x
PH(Z)-TJ(D)	0.88	0.45	(+) 50	x
PH(Z)-IS(H)	0.71	0.80	(+) 90	(+) 40
PH(Z)-IS(D)	0.92	0.79	(-) 55	(-) 42

Table 1 : Coherency and relative phase between photometers and magnetic pulsations at different time period.

共役点におけるPc3-5帯地磁気脈動の季節変化

齊藤浩明¹、佐藤夏雄²、利根川登³、芳野起夫¹

1:電気通信大学 2:国立極地研究所 3:東海大学

Seasonal Variation of Pc3-5 Magnetic Pulsations at Conjugate Stations

Hiroaki Saito¹, Natsuo Sato², Yutaka Tonegawa³, Takeo Yoshino¹

1:Univ. of Electro-Comm. 2:National Inst. of Polar Res. 3:Tokai Univ.

We studied the seasonal variation of Pc3-5 magnetic pulsations using the H component of induction magnetometer data observed at geomagnetically conjugate station of Syowa in Antarctica and Husafell in Iceland from September 1985 to August 1986. As a result of statistical analysis, we found some interesting characteristics in the following.
 i) Pc5 (3-5mHz) and Pc3 (20-50mHz) pulsations show obvious seasonal variation at both hemisphere. Power of magnetic pulsations averaged in the daytime period becomes maximum in winter and minimum in summer. ii) The magnitude of pulsation power difference between maximum and minimum season at Husafell is larger than that at Syowa.

I 序

Pc3-5帯地磁気脈動の共役性を検討する上でその強度を比較することは欠かせない。今回は、オーロラ帯の昭和基地(SY)とその共役点に当たるアイスランドのHusafell(HU)のULF波動を1年間にわたり比較し、その季節変化を求めた。

II 解析方法

解析に用いたデータはSYとHUで同時観測されたULF波動H成分のデジタルデータのうち、1985年9月1日から1986年8月31日までの1年間分である。スペクトル解析には2次元AKAIKE法を用い、地磁気脈動をPc5帯(3-9mHz)、Pc3帯(20-50mHz)に分類し、それぞれの周波数帯で積分することにより地磁気脈動の強度を比較した。また、季節変化を見るために1年を北半球側の春(2/3-5/4)、夏(5/5-8/5)、秋(8/6-11/4)、冬(11/5-2/2)の4シーズンに分類し統計をとった。

III 解析結果

図1、図2はそれぞれPc5帯とPc3帯脈動の夏と冬の平均強度の日変化を表示したものである。Pc5帯、Pc3帯とも明らかに冬半球側の強度が大きいことが解る。一方、春と秋について比較してみると、Pc5帯、Pc3帯とも大きな違いは見られない。

さらに、1日を午前(8-11UT)、午後(13-16UT)に分け平均強度の大きさを季節について調べたのが図3である。Pc5帯の平均強度の季節変化は午前側と午後側で似た傾向を示し夏半球側の強度が弱くなる。Pc3帯の平均強度はSY、HUとも午前側と午後側で夏半球側が弱くなるが、午前側HUの平均強度の季節変化は甚だしく大きい。また、1年間を通して脈動の強度の日変化を見てみると、Pc5帯では02-03 UTと18-22 UTで強度は極小となり、昼の12-13 UTでも強度の減少が見られる。一方、Pc3帯の強度は、HUでは09-10 UTに、SYでは10-12 UTに極大となり午後になるにつれ単調に減少し18UT頃極小となる。

IV 結論

Pc3-5帯地磁気脈動の強度の季節変化は単に冬半球側が強いのではなく夏半球側で弱くなる事、そして強度の大きさの季節変化はSYよりHUの方が大きい事が解った。またPc5帯、Pc3帯脈動の強度の日変化は明らかに異なり、脈動のoriginが違う事を示している。講演ではさらに解析期間を延ばすと共に、アイスランドの他の観測点のデータからも検討してみる。

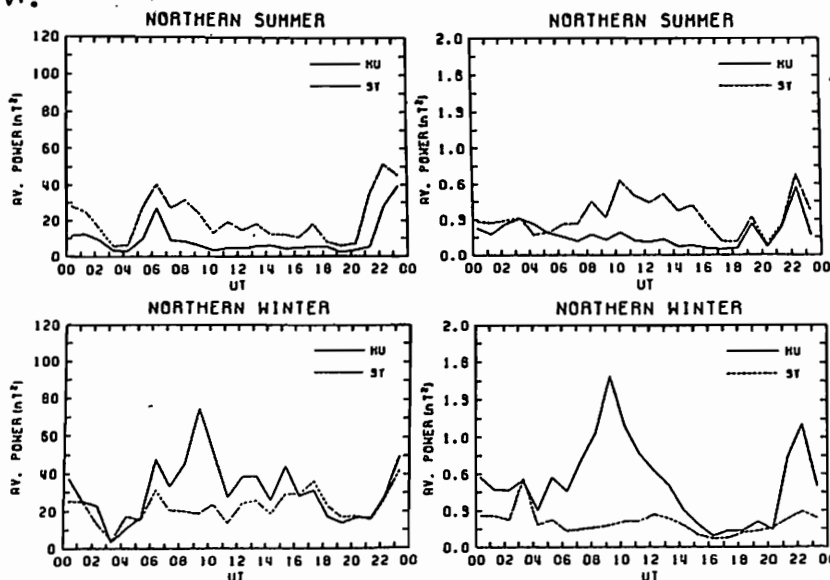


Fig.1 Diurnal variation of Pc5 pulsation power

Fig.2 Same as Fig.1 but Pc3 pulsation

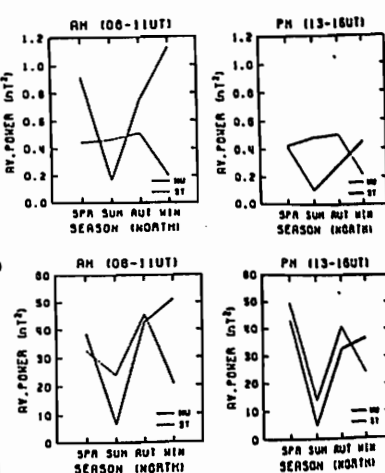


Fig.3 Seasonal variation of Pc5 (upper) and Pc3 (lower) pulsation power averaged at morning side (left) and at afternoon side (right).

MULTIPLE GROUND-BASED AND SATELLITE OBSERVATIONS
OF Psc AND Pi 2 MAGNETIC PULSATIONS

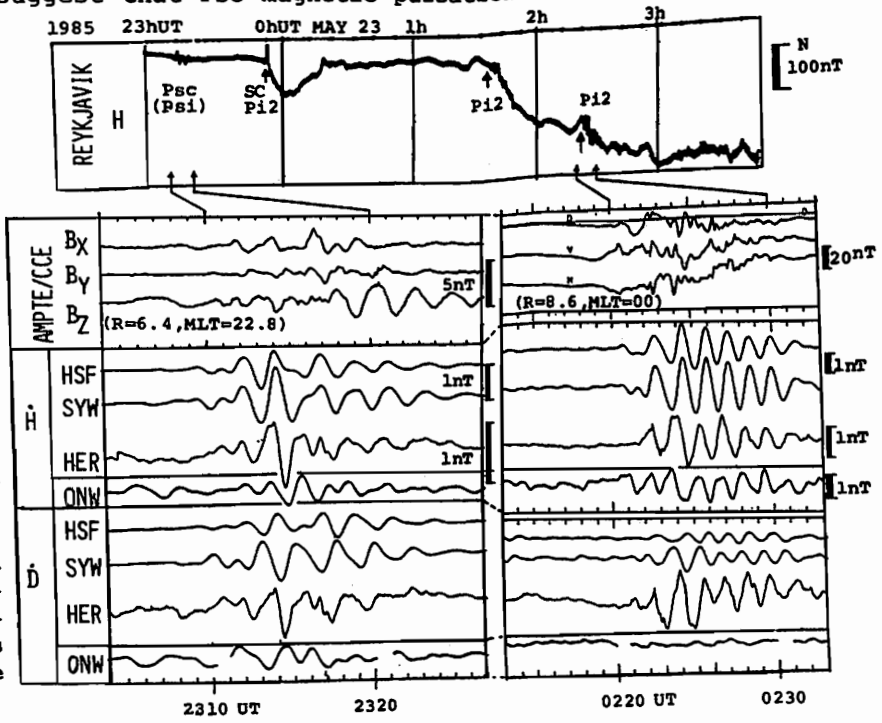
K. Yumoto¹, K. Takahashi², T. Sakurai³, P.R. Sutcliffe⁴, S. Kokubun⁵, and T. Saito¹

- ¹Onagawa Magnetic Obs. & Geophys. Inst., Tohoku Univ., Sendai 980, Japan.
- ²Appl. Phys. Lab., Johns Hopkins Univ., Laurel, Maryland 20707, U.S.A.
- ³Dept. of Engine., Aeron. & Space Sci., Tokai Univ., Hiratsuka 259-12, Japan.
- ⁴Magnetic Observatory, CSIR, Hermanus 7200, South Africa.
- ⁵Geophys. Res. Lab., Univ. of Tokyo, Tokyo 113, Japan.

Sequential Psc and Pi 2 waves, which occurred at 2310, 2350 UT on May 22, 0136 and 0220 UT on May 23, 1985, provide an opportunity to examine differences in wave characteristics between Psc and Pi 2 magnetic pulsations observed at globally separated ground stations and at AMPTE/CCE in space. The two events at 2310 and 2350 UT on May 22, 1985 are correlated with rarefactions of the interplanetary magnetic field. On the other hand, small substorms occurred at Reykjavik and Syowa station at 0136 and 0220 UT on May 23, 1985. We analyzed magnetic data on the nightside at high-latitude conjugate stations, Syowa (SYW, $\phi = -66.22^\circ$, $\Lambda = 71.44^\circ$, $L = 6.1$, $MLT = UT$) and Husafell (HSF, 65.78° , 69.36° , 5.85), low-latitude station, Hermanus (HER, -43.1° , 81.1° , 1.8, $LT = UT + 1.3$) and the AMPTE/CCE satellite in the midnight sector. Daytime magnetic data from Onagawa (ONW, 28.7° , 142.7° , 1.30, $LT = UT + 9.0$) were also analyzed to clarify the global wave characteristics.

From the analysis, main differences in the wave characteristics between the Psc and Pi 2 pulsations can be summarized as follows; (1) The H-component Pi 2 pulsations show a nearly out-of-phase relation between high- and low-latitude ground stations (see lower right-side panel of the figure). Whereas the H-component Psc pulsations show a nearly in-phase relation at the globally separated stations (left-side panel), although shorter-period component at low latitudes predominates than that at high latitudes. (2) The daytime Pi 2's at low latitude (ONW) are found to have a depression in the D component, whereas the daytime Psc pulsations have comparable H- and D-component. (3) Amplitudes of the high-latitude Pi 2's are about twice of those of the low-latitude Pi 2's at HER, while amplitudes of the high-latitude Psc's are comparable to those at HER.

The observations suggest that Psc magnetic pulsations consist of a broad-band Alfvén resonance oscillation in the whole magnetosphere, excited by external source waves in the solar wind. High-latitude Pi 2's may be a standing field-line-like oscillation in the outer magnetosphere, however, further theoretical and observational studies are required in order to give a full explanation for the generation and propagation mechanisms of low-latitude Pi 2's, having the same period and the nearly out-of-phase relation in H-component variations to the high-latitude Pi 2's.



磁気圏大規模ULF — 計算と観測の比較 —

古賀 清一、北村 泰一、GADCグループ
(九大理)

Global Scale of ULF in the Magnetosphere
- Observation and Calculation -

K.KOGA, T.KITAMURA, GADC group
Dep. Phys, Kyushu University

Global mode of daytime ULF events, which appear in the equatorial region were examined by using the ground data (Huancayo and Garoua) and the satellite data (Goes 5,6). Eigen periods of such the mode usually fall between 300 and 600 seconds (Figs. 1 and 2). A theoretical model was investigated. The result shows that such the global mode oscillation is likely to occur in a region between the plasmopause and the magnetopause as was inferred by Kivelson et al(1984).

我々の研究室では、赤道地域の地磁気のデータ解析により赤道域での地磁気脈動は磁気音波の $m=0$ のモードのものが観測されると結論した。そこで、今回は衛星と地上(赤道)の関係を知るためほぼ同じ経度のワンカヨーとGOES 5衛星の磁気データのFFTのスペクトルをとった(図1)。図1では昼間に300-600秒の周期が地上と衛星で観測された。またこの周期の脈動は衛星高度(GOES5-GOES6)でも地上(ワンカヨー-ガロワ)でもほぼ同位相で近似的に $m=0$ と考えられる(図2)。

一方、双極子磁場内の磁気音波の基本方程式は、(Dungey, 1963, 1968; 円筒座標)

$$\left(\frac{\omega^2}{r} \mu_0 \rho + r B^2 (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{1}{r^2 B^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla)\right) r E_\phi = -i \omega B^2 (\mathbf{B} \times \nabla)_\phi \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{h}}{B^2}\right)$$

$$i \omega \mathbf{B} \cdot \mathbf{h} = \frac{1}{r} (\mathbf{B} \times \nabla)_\phi (r E_\phi)$$

この式を($m=0$)として変形すると

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \Omega(x)^2 f = 0 \quad (1)$$

$$\Omega = \frac{\omega^2}{A^2} - k_\perp^2, \quad f = x \xi \cdot B$$

となる(Kivelson et al. 1984)。WKB解は

$$f = \left(\frac{\rho}{A}\right) \exp\left(\pm i \int_{x_1}^x \Omega dx\right)$$

また定在波の条件は、

$$\int_{x_1}^{x_2} \Omega dx = n\pi/2 \quad (2)$$

となる。実際に Ω を積分して(2)式を満足する ω をもとめる。その結果が表1で固有周期は200-600秒になる。一方、図2の卓越周期は $T=400$ 秒であるので、これは表1の $n=1, \nu=2$ の振動にあたる。

この結果から、地上での400秒ぐらいの周期の脈動はKivelson et al. の示した様に磁気圏での $X > 5 R_e$ での大規模な共鳴磁気音波が地上まで伝播してきたものではないかと考えられる。しかしこのモデルはあまりに簡略化してあるため今後はモデルをより現実の磁場に近くすること、GOES 5, 6での $m=0$ の現象をより統計的に解析することが必要である。

表1

$x_2 = 12 L$

n	ν	T (sec.)
1	1	518
	2	400
2	1	306
	2	256
3	1	219
	2	191

図1 HUANCAO, FSJ 1986/2/14 12:00-14:00 UT 3 sec TL/TH: 20/600 (DANFLIS) 2E+01 4E+01 6E+01 1E+02 2E+02 4E+02 6E+02 8E+02

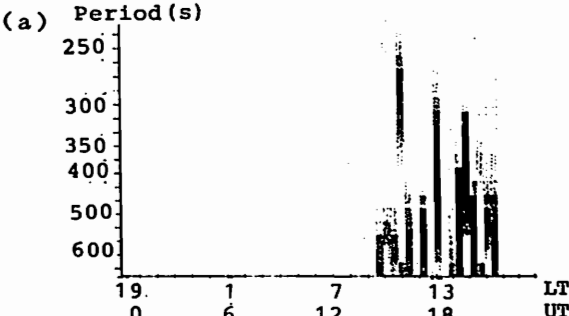
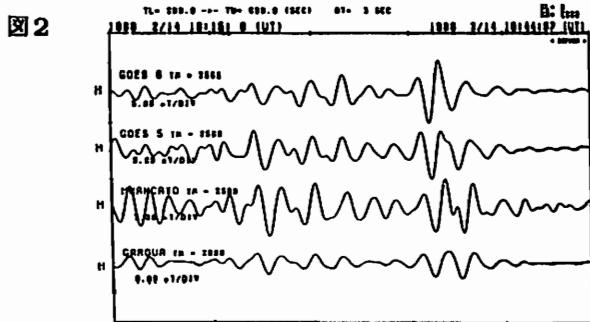
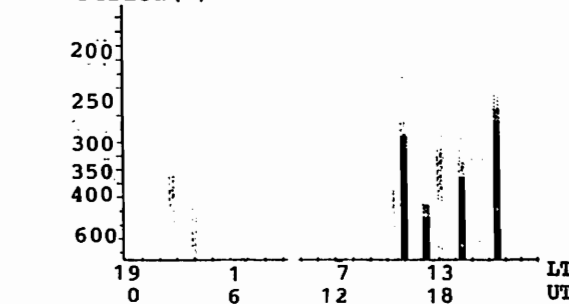


図2 GOES 5, FSJ 1986/2/14 12:00-14:00 UT 3 sec TL/TH: 20/600 (DANFLIS) 2E+01 4E+01 6E+01 1E+02 2E+02 4E+02 6E+02



$m = 0$ (P i 2) は本当か？

篠原 学 北村 泰一
(九大理)

$m = 0$ (P i 2) really happens to occur ?

M.SHINOHARA , T.KITAMURA
Dept.Phys, Kyushu University

A statistical investigation about $m=0$ characteristic of equatorial ULF was made for 140 nightside ULF events. The nightside ULF events were chosen from Koror and Huancayo data during the period between July and August, 1987. The results are,
1. Events with m less than 0.3 are the most likely to occur, as seen in Fig.1.
2. However a number of events with $m \neq 0$, are included in the events. They seem to propagate from night to dayside hemisphere.

我々の研究室では、低緯度・赤道地域における P i 2 が $m \approx 0$ であることを明らかにして来たが、今回それについて統計的解析を行った。

1987年7月13日～8月10日に、ワンカヨー、コロールで観測した3秒サンプリング地磁気データから、周期40～150秒の、P i 2を主とする夜側ULFについて調べた。夜側の観測点を基準とし、他方でも同じ現象が見られるものを選別した。約140個のULFイベントに対して、自己相関関数で周期を見積り、相互相関関数で各観測点間の位相のずれを計算した。

このデータより、 m 値を計算した。 m 値の時刻依存性を図1に示す。また、これを集計したものが図2である。ほとんどの夜側ULFの m 値が0.0～0.3の範囲に入っている。従って $m \approx 0$ とした先の結論は正しい。

しかし、 $m \neq 0$ のULFもいくらか含まれていることから、観測点間の位相のずれの、時刻依存性も調べてみた(図3)。これは見かけ上、夜側(夜半前が中心の様である)から昼側へ、ULFが伝搬をしている様にも見られるが、この点については更に詳しい解析が必要だろう。また、円の直径はコロール/ワンカヨーの振幅の比であるが、23時～7時UTの間はコロールの方が強く、11時～2

2時UTはワンカヨーの方が強くなっている、これは赤道 enhancement の効果によるものと考えられる。

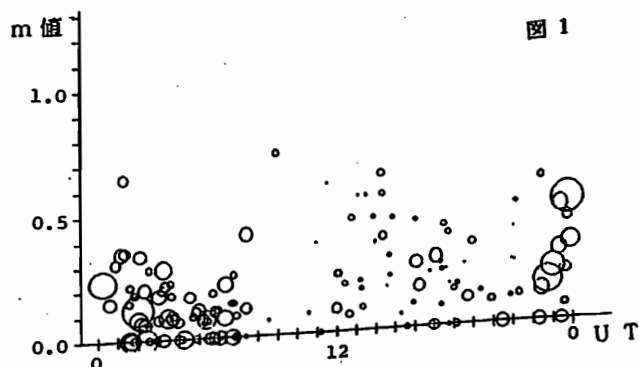


図1

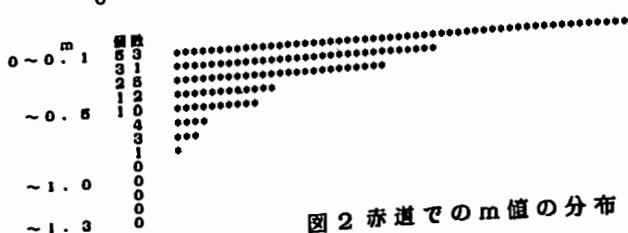


図2 赤道でのm値の分布

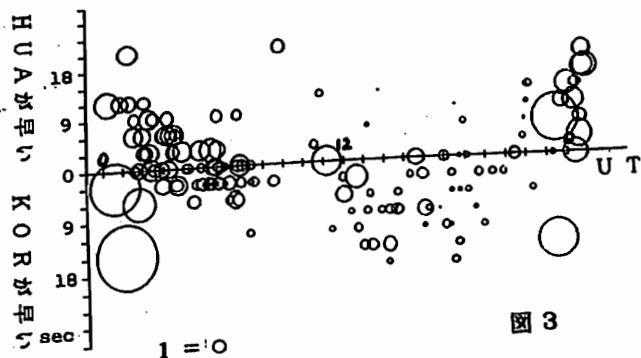


図3

地上高緯度でのSC磁場変化のDP場とPscとについて

永野 宏 ・ 荒木 徹
(朝日大) (京大理)

DP-FIELD AND Psc FOR MAGNETIC VARIATION OF SC IN HIGH LATITUDES

Hiroshi NAGANO and Tohru ARAKI
(Asahi Univ.) (Fac. Science, Kyoto Univ.)

The magnetic variation of SC in high latitudes is mainly produced by polar-origin disturbance field DP, which consists of preliminary impulse DPpi and main impulse DPmi, and SC-associated pulsation Psc. The variation of DPpi is computed by using the model for movement of twin current-vortices from dayside to nightside introduced by us. The latitudinal variation of SC is explained by superposition of the DP-field and Psc.

地上高緯度のSCの磁場変化 Dsc は、次のように記述することができる。

$$D_{sc} = D P_{pi} + D L_{mi} + D P_{mi} + D p_{sc} + D p_{pp}$$

ここで、DPは極域に origin を持つ擾乱であり、DLは低緯度で卓越する擾乱である。piとmiは、preliminary impulse と main impulse とを表している。また、DpscはSCに伴って励起される pulsation による変化を示し、Dppは極域電離層への particle precipitation によって生じる電気伝導度の増加による局所的な磁場変化を示している。高緯度で主要に効いているのは、この中のDP場とDpscとであると考えられる。DPpiの変化は、図1のように、磁気圏の中に生じた dusk-to-dawn の電場が極域電離層に磁力線に沿って伝達され、その結果生じた2つの current-vortex が昼間側から夜側に移動することによって起こっていると思われる。このモデルでの平面近似を用い、一様な電気伝導度を仮定した場合の Biot-Savart の法則を用いた計算結果では、我々が想定していた preliminary impulse の磁場変動と一致することが分かった。DPmiの変化は、磁気圏尾部で増強した convection による dawn-to-dusk の電場が極域電離層に投影され、その結果生じた twin-vortices current (DPpi current とは逆向き) によって起こっていると考えられている。それ故、DPmiの磁場変化は、DPpiとは逆転することになる。現実のSCの磁場変動は複雑であるが、このDP-fieldとDpscとの重ね合わせによって主に生じていると考えることができる。図2には、北半球高緯度の午前側での、この2つの変動の重ね合わせの結果によるH成分の緯度変化を示してある。DP-field による波形の周期は緯度依存性がないのに対して、Dpscは高緯度に行くにつれて周期が長くなるので、この図から高緯度側への位相のずれを見ることが出来る。

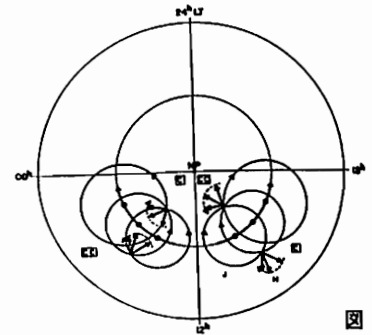


図1

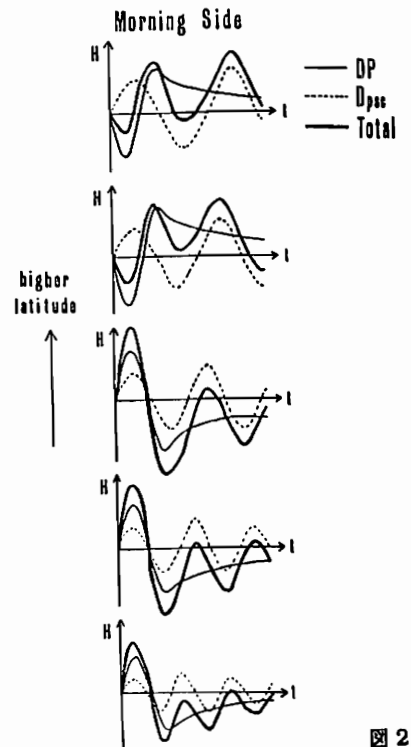


図2

ポスターセッション

(P-1~P-49)

SECULAR VARIATION OF THE NEWLY DEFINED ECCENTRIC DIPOLE (LSM-DIPOLE)

Y.SANO and M.SUGIURA

Dept. of Geophysics, Faculty of Science, Kyoto University, Kyoto, 606, Japan

Secular variation of the newly defined LSM-dipole during 1945-1985 is investigated. The models used are mainly DGRF/IGRF. The location and the components of the LSM-dipole are determined so as to minimize the quantity defined as follows:

$$f = \sum_{n=1}^{n=N} w_n \sum_{m=0}^{m=n} [(g_n^m - A_n^m)^2 + (h_n^m - B_n^m)^2] \tag{1}$$

with (g_n^m, h_n^m) as the SHC(Spherical Harmonic Coefficients) of the observed geomagnetic potential, and (A_n^m, B_n^m) as the SHC of the potential for the LSM-dipole. In the definition, w_n are the weights, of which we deal with several cases. At the last meeting we reported that the LSM-dipoles, defined with different choices of the weights w_n , show qualitatively the similar features in their secular variations. Hence we mostly restrict ourselves to the case $w_n = n + 1$ here. In this case, the quantity f can be regarded as meaning the spatial power spectrum of the residual field, i.e. the field derived from the SHC $\alpha_n^m = g_n^m - A_n^m$ and $\beta_n^m = h_n^m - B_n^m$.

It was confirmed that the LSM-dipole migrates westward as does the usual eccentric dipole, and that the magnitude of the dipole moment decreases with time. These features, however, are also found with other choices of the weight w_n . To investigate in more detail, we define the secular variation terms of the coefficients $A_n^m, B_n^m, \alpha_n^m, \beta_n^m$ between the epoch t_1 and t_2 by

$$\begin{aligned} \dot{A}_n^m &= \frac{1}{t_2 - t_1} (A_n^m(t_2) - A_n^m(t_1)), & \dot{B}_n^m &= \frac{1}{t_2 - t_1} (B_n^m(t_2) - B_n^m(t_1)) \\ \dot{\alpha}_n^m &= \dot{g}_n^m - \dot{A}_n^m, & \dot{\beta}_n^m &= \dot{h}_n^m - \dot{B}_n^m \end{aligned} \tag{2}$$

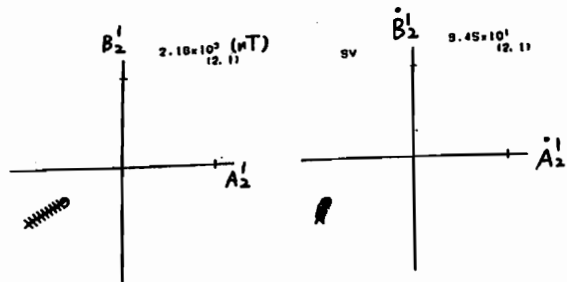
One of the effective methods to find the features of the secular variation is to examine the g_n^m, h_n^m diagrams (Yukutake 1985); the point (g_n^m, h_n^m) traces a circle on this plane when the (n,m) -component has a westward drift motion.

Another method is to investigate the spatial power spectrum P_n of the field (Lowes 1966). Usually, P_n decreases with increasing n , and the slope of the P_n curve on the n, P_n plane can provide information on the source depths.

It is found from the above analysis that when the LSM-dipole, with any choice of the weights considered, is expressed in the centered coordinates the dipole component decreases with time, while the components of higher degrees increase with time. When the residual part is expressed in the centered coordinates, these changes are reversed; namely, the dipole component increases, and the higher degree components decrease, with time. It is seen that the secular variation of the (2,1)-component mostly comes from that of the LSM-dipole, but that the secular variations of the other terms appear to be independent of that of the LSM-dipole.

REFERENCES:

Lowes 1966 JGR 71 2179
 Yukutake 1985 PEPI 39 217-227



地磁気静穏日日変化によって 海洋中に誘導される電流 (II)

竹田雅彦
京大理

ELECTRIC CURRENTS IN THE OCEAN INDUCED BY THE GEOMAGNETIC SOLAR QUIET DAILY VARIATION (II)

Masahiko Takeda

Geophysical Institute, Faculty of Science, Kyoto University

Electric currents in the ocean induced by the observed external Sq fields are simulated for a realistic distribution of the electric conductivity based on the bathymetry. It is shown that the intensity of the current vortex in the ocean is about 50kA at its maximum, which is about one third of the observed intensity of total internal current. When an oceanic region comes to the duskside, the sense of the current vortex is reversed and the current tends to cancel the normal internal current.

前回の学会時には、地磁気Sq場の地球内部成分のかなりの部分が海洋中に誘導された電流であり、したがって地磁気Sq場を用いて地球内部の電気伝導度を求める際に海洋中の誘導電流の効果を評価しておくことが重要であることを示した。今回は、実際に地磁気Sq場によって海洋中に流れる誘導電流をシミュレーションによって調べた。海洋の分布は薄層球殻上の1'×1'メッシュ上の海洋の深さに応じた電気伝導度分布として与え、マントルとの相互誘導の効果は、Hewson-Browne (1978)の方法により、マントルを深さ400kmにある完全導体と近似して評価した。地球外部のinducing成分としては、1980年3月1日-20日のUT別に求められたSq解析の地球外部項をフーリエ解析して得られるUT変化成分を用いた。

Fig. 1は一例として今回のシミュレーションによって求められたUT24時での海洋中を流れる誘導電流を示している。またFig. 2は、データ解析によって求められた該当期間(1980年3月1日-20日)・UT24時の

の平均のSq地球外部(上)・内部(下)等価電流を示している。シミュレーションによると太平洋中には各半球それぞれに50kA程度の電流渦が生じることになり、これは解析から求められた地球内部電流渦の強さ(142kA)の約1/3に相当する。このことからデータ解析からの地球内部成分Sq電流のかなりの部分が海洋中に誘導された電流であるという推定が裏付けられた。また、シミュレーションは、海洋の部分が夕方にさしかかると、有限の抵抗に起因する、本来地球内部に誘導される電流とは逆向きの電流渦が海洋中にできることも示している (Fig. 3)。

学会時には、さらにこのシミュレーションの結果を考慮に入れて、マントル内を流れるSq誘導電流のUT変化についても議論する。

References

Hewson-Browne, P.C., *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **55**, 645-654, 1978.

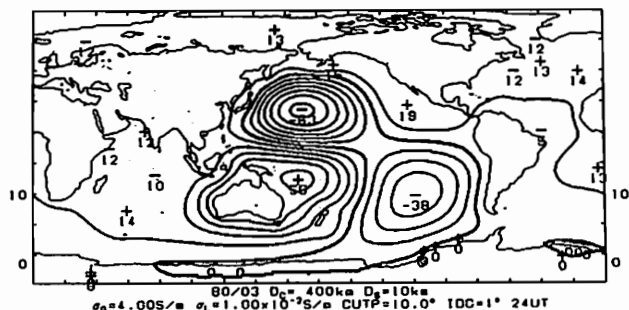


Fig. 1 Calculated induced currents in the ocean at 24h UT.

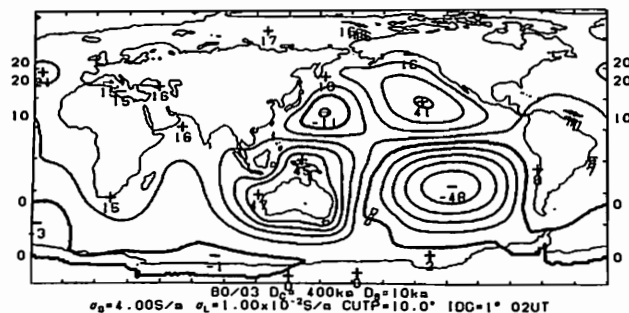


Fig. 3 Same as in Fig. 1 but at 02h UT.

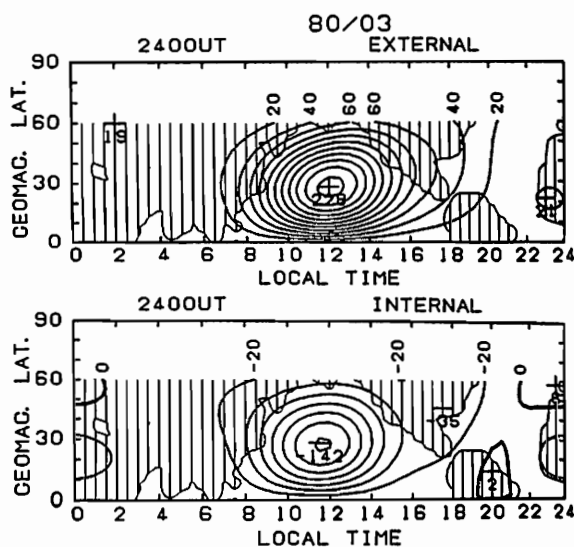


Fig. 2 External (top) and internal (bottom) equivalent Sq currents averaged through March 1-20, 1980 at 24h UT.

中国・四国地方の電磁気共同観測(Ⅱ)

地殻比抵抗研究グループ

大久保 晃¹⁾ 藤田 清士¹⁾ 野木 義史²⁾ 藤原 智²⁾ 塩崎 一郎³⁾ 安川 克己¹⁾ 住友 則彦⁴⁾

1)神戸大学理学部 2)神戸大学自然科学 3)京都大学理学部 4)京都大学教養部

SECOND REPORT ON COOPERATIVE INVESTIGATIONS OF ELECTRICAL RESISTIVITY STRUCTURE BENEATH THE CHUGOKU AND SHIKOKU DISTRICTS OF JAPAN

Research Group for Crustal Resistivity Structure

Akira OHKUBO¹⁾ Kiyoshi FUJITA¹⁾ Yoshifumi NOGI²⁾ Satoshi FUJIWARA²⁾ Ichiro SHIOZAKI³⁾ Katumi YASUKAWA¹⁾ Norihiko SUMITOMO⁴⁾
 1)Faculty of Science, Kobe University, 2)Division of Environmental Science, The Graduate School of Science and Technology, Kobe University, 3)Faculty of Science, Kyoto University, 4)College of Liberal Arts and Science, Kyoto University

Induction vectors for the period from several seconds to several minutes (the ULF band) are calculated in the Chugoku and Shikoku districts. The typically coastal effect was observed at the San'in area, whereas a low resistivity zone possibly belonged to Sanbagawa belt was inferred from the induction vectors around the middle part of the Shikoku district.

Preliminary resistivity structure of upper crust were estimated from the MT analyses at site No.1 and No.14. Some result of ORN observation at the Shikoku basin is briefly reported.

①はじめに

地殻比抵抗研究グループが、1987年に中国・四国地方で行った電磁気共同観測の結果のうち、長周期地磁気変化と地殻浅部の比抵抗分布について、これまでに報告しており、中国地方では、60分以上のインダクション・ベクトルが西ないし西南西を向くことなどがわかった。

本講演では、長周期からULF帯にかけてのMT解析結果を中心に、ULF帯の地磁気変換関数も求め、中国・四国地方一部の比抵抗構造を推定する。また、四国海盆の海底磁力計から得られた地磁気変換関数についても報告する。

②ULF帯の地磁気変換関数

現在までのところ、解析を行った地点は、No.1(太田), No.3(赤来), No.4(作木), No.12(下野呂内), No.13(川崎), No.14(大豊)の6地点である。周期60秒、30秒、15秒の実数部のインダクション・ベクトルを、それぞれ Fig.1(a), (b)および(c) に示す。

中国地方北部のNo.1では海岸線に直交する北西を向き、No.3とNo.4ではほぼ北を向く。また、その大きさは、海岸線に近いほど大きくなり、周期が長くなるほど大きくなる。これらは、数分程度での傾向と似ており、海岸線効果が大きいようである。

四国地方中央部のNo.12とNo.13では南を向き、中央構造線あるいは帯状の地質構造に直交するのに対し、No.14では西ないし北を向く。このことから、三波川帯が低比抵抗である可能性がある。また、No.14での大きさは、No.12, No.13より小さい。

③MT解析

MT法を適用できる観測点は、電車の漏洩電流などの影響により少

ない。現在まで、長周期帯でNo.1, No.14, No.16(安芸)の3地点、ULF帯でNo.1, No.3, No.12, No.13の4地点で解析が可能である。No.1での見かけ比抵抗曲線を Fig.2 に示す。VLF・ELF帯の比抵抗値は、神戸大・京都大グループのC5地点の値を用いた。ULF帯の比抵抗値が低いことは興味深い。

④海底地磁気変化の変換関数

四国海盆の3地点の海底磁力計のうち、1地点(J25)のデータを解析した。実数部のインダクションベクトルは、周期数分から数時間まで南を向き、大きさは周期10分以上では0.5程度で、周期10分以下になると0.2程度に小さくなる。虚数部の大きさは、10分以上では0.1程度だが、10分以下では0.5程度に大きくなる。

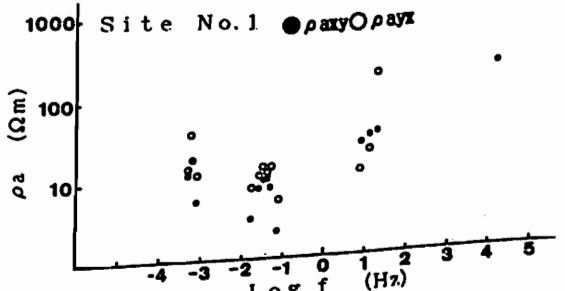


Fig.2 Apparent resistivity against frequency at No.1.

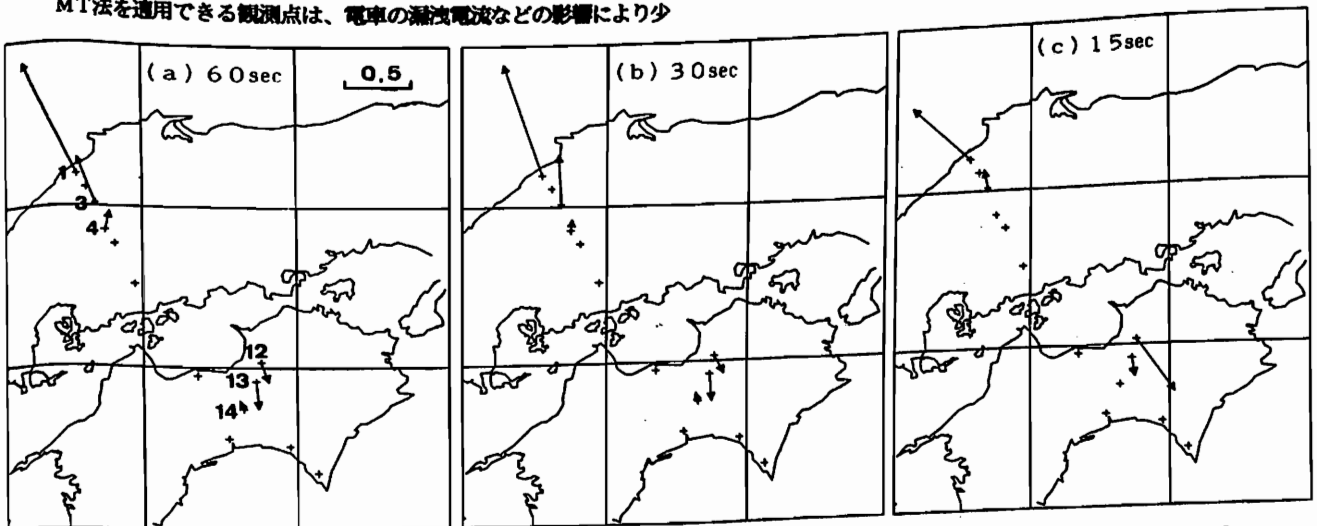


Fig.1(a), (b), (c) Distribution of real induction vectors at the period of 60(a), 30(b) and 15 seconds(c), respectively.

P-4 U L F 帯の見掛比抵抗の異方性と
その原因となる構造(2)
— 八甲田地熱地域の例

小川康雄(地質調査所)

Anisotropy in Apparent Resistivity in ULF band and its Cause(2)
-Case Study by use of Magnetotelluric Data in Hakkouda Geothermal Area-

Y.Ogawa (Geological Survey of Japan)

Magnetotelluric data in Hakkouda geothermal field (Aomori prefecture) was investigated. Large anisotropies in apparent resistivity and phase of impedance in ULF range were explained by coastal effect and crustal conductor beneath the geothermal field.

【はじめに】これまで筆者は、東北地方北部で地質調査所が実施した20kmグリッドのMT、GDS観測の結果(Ogawa,1987a,b)、仙岩地熱地域、鬼首地熱地域での新エネルギー総合開発機構の取得した詳細なMT法調査データの解析(小川ほか,1987,1988)について、報告してきた。これらを通じて、周波数10秒以上のULF帯ではしばしば、広域規模で、見掛比抵抗、位相に異方性が生じることがわかった。これらの異方性は、地殻浅部の堆積構造、地殻深部の低比抵抗帯の存在、海洋の分布などに影響される。

【八甲田周辺のインダクション・ベクトルと見掛比抵抗の異方性】八甲田周辺では、津軽海峡のチャネリングによってインダクション・ベクトルが北を向くことが知られている(Kato et al.,1973, Yamashita & Yokoyama,1976;RGCRSJ,1983; Ogawa,1987)。地質学的大構造の走行は南北であるが、このチャネリングは、八甲田地域に2次元モデルを当てはめることを困難にする。『それにもかかわらず』、見掛比抵抗の異方性の方は、南北走行の2次元性を示す。すなわち、周波数が低くなるにつれ(0.1Hz以下)、電場が東西方向のモードでは見掛比抵抗が減少するのに対して、電場が南北方向のモードでは逆に単調増加する(第1図)。この傾向は八甲田地域全体で見られる。

インダクション・ベクトルと見掛比抵抗との振舞いの違いを説明するには詳細な3次元モデルが要求されが、ここではその前段階として、2次元モデルから、八甲田地域の深部比抵抗構造を考察した。

【見掛比抵抗の異方性の原因】新エネルギー総合開発機構(1986)では、いくつかの孤立した岩脈状の低比抵抗帯をこの地域の地殻においたモデルをつくり、見掛比抵抗の異方性を説明した。新エネルギー総合開発機構(1986)はその低比抵抗岩脈が、マグマである可能性を指摘している。このような解析の背景には、この地熱地域の外側には測点がなく、調査範囲の端点の構造が外側にも続くことと仮定し、異方性の原因を調査範囲内のみ求めたやり方がある。

火山地域の地殻深部構造を明らかにするには、それを取り巻く周辺の比抵抗構造(海洋を含む)を知る必要がある。海洋の分布と、火山地域での深部低比抵抗帯(ダイクではない)とを考慮した2Dモデルによって、ULF帯の異方性が説明できる(第1図)。海洋はTM(H-Polarization)モードの低周波での見掛比抵抗の単調増加を説明し、火山地域の地殻下部の低比抵抗異常は、TE(E-Polarization)モードでの見掛比抵抗の減少を説明する。

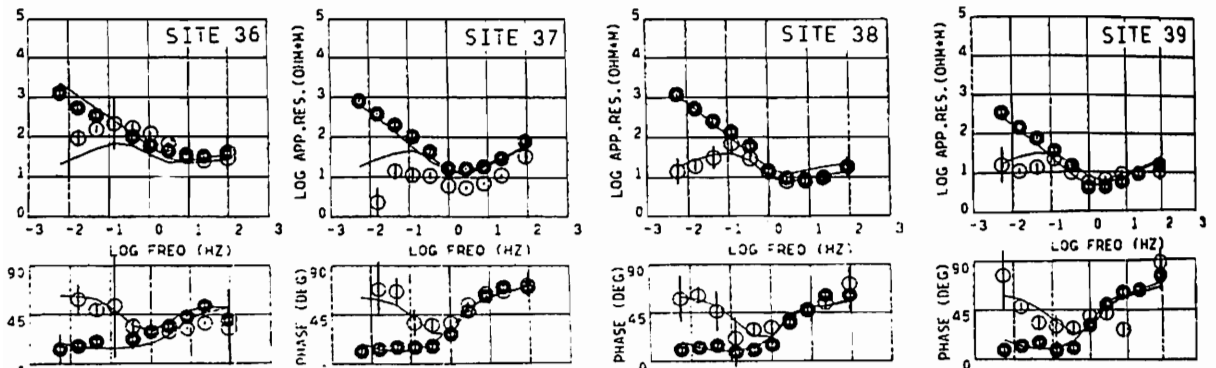


Fig.1 Typical MT sounding curves in Hakkouda region.
Circles denote observed values (Solid=TM, Open=TE).
Solid lines represent calculated values.

Olivineの α - γ 相転移に伴う電気伝導度変化

小村健太郎
東大理

Change of the Electrical Conductivity of Olivine attendant on α - γ Phase Transition.

Kentaro Omura
Faculty of Science, University of Tokyo

We observed the change of the electrical conductivity of olivine ($(Mg_{1-x}Fe_x)_2SiO_4$) attendant on α - γ phase transition using MAB type high pressure and high temperature generating apparatus. The temperature is 1000~1200 °C. The change, $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ decreases with the decrease of Fe content. For the composition of Earth's mantle ($x_{Fe}=10\%$), $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ is ~0.3. With the raise of temperature to that at the mantle transition zone (~1600 °C), $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ may show a decrease of about 0.1.

はじめに 地球マンツルのダイナミクスについて、対流が上部、下部マンツルに分かれている(2層対流)のか、全マンツルに及んでいる(1層対流)のかという重要問題がある。問題を解く鍵は、多くの数値シミュレーションが示すように、2層対流では上下マンツルの境界(深さ650 km付近)に熱境界層が存在し、急激な温度変化が存在することである。電気伝導度は温度に対して敏感に変化するので、2層対流なら、上下マンツル境界付近に急激な電気伝導度変化が観測されるはずである。

ここで2つの問題がある。1つは、電気伝導度の急激な変化が存在するかどうか、観測からはまだ明確になっていないという事。もう1つは、たとえ急激な電気伝導度変化が観測されても、すぐには急激な温度変化にむすびつかない事である。というには、上下マンツル境界付近では構成鉱物の相転移が起こっていると考えられており、相転移に伴う電気伝導度変化が無視できない可能性があるからである。

ここでは、後者の問題に注目し、実際にマンツル構成鉱物であるOlivine ($(Mg_{1-x}Fe_x)_2SiO_4$)の α - γ 相転移

に伴う電気伝導度変化を実測したので結果を報告する。
測定 Sampleとして、 $x_{Fe}=10, 28, 52, 76, 100$ (Fa10, Fa28, ...と書く)のものを用いた。転移温度は1000~1200°C。東大地震研究所の多数アンビル型高圧高温発生装置を利用し、周波数特性分析器で電気伝導度を測定した。

結果 Fig. 1で見られるように α 相(低圧側)から γ 相(高圧側)への相転移に伴う電気伝導度変化 $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ が測定された(図中の矢印)。

$\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ をFe含有量に対してプロットしたのがFig.2である。Feが減るにつれ、 $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ は減少し、地球マンツル組成(Fa10)では、0.3程度になっている。上下マンツル境界付近の温度は、測定温度より高く1600°Cぐらいなので、測定結果を高温側へ外挿しようとしたのがFig.3である。Fe含有量の小さいFa28で見ると、1200から1600°Cで、 $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ は0.1程度小さくなるのが予想される。Fa10についても同じ外挿をすると、結局、上下マンツル境界付近でのOlivineの α - γ 相転移に伴う電気伝導度変化 $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ は0.2程度と予想される。

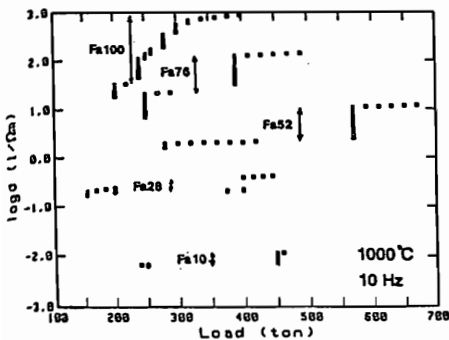


Fig.1 Variation of the electrical conductivity of olivine with load which is proportional to pressure.

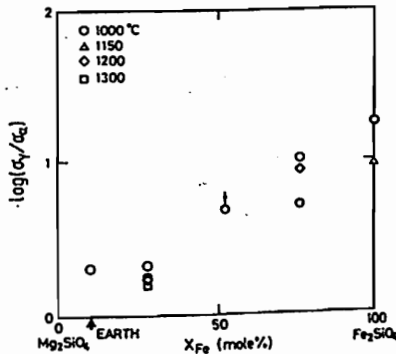


Fig.2 Variation of $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ with Fe content.

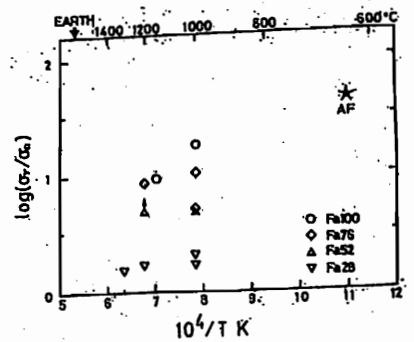


Fig.3 Variation of $\log(\sigma_\gamma/\sigma_\alpha)$ with temperature.

リングコア型スピナー磁力計の改良

新妻信明・小山真人・青池 寛(静岡大理)

ADVANCED RING-CORE SPINNER MAGNETOMETER

Nobuaki NIITSUMA, Masato KOYAMA and Hiroshi AOIKE
Shizuoka University

We describe a new spinner magnetometer, which is composed of a ring-core-type flux-gate sensor in a magnetic shield tube, a sensor activator, a lock-in amplifier, an A/D converter (digital voltmeter), and a controller (computer). Samples are rotated with a non-magnetic ultrasonic motor, which is light in weight (33 g) and has enough torque and rotation speed. The noise level of the magnetometer is about 0.4 mV, which corresponds to the intensity of 6.2×10^{-7} kA/m (= emu/cc) of a 30 cc sample.

静岡大学においてかつて製作したリングコア型スピナー磁力計(小山・新妻, 1983, 静大地球科学研報, 8)の性能向上を, 今回新たに試みたので報告する。

[従来のシステム]

直径25.5mmのリングコアを15kHzの矩形波信号で励磁, 出力信号をオペアンプで増幅した後, 位相検波によって磁束密度に比例した30kHz成分を取り出して積分, A/D変換を通して計算機処理していた。試料の回転はインダクションモーターを用いており, プレーキバックを通じて計算機からON/OFF制御していた。

[今回の改良点]

①センサーの改造

感度向上のため, 従来のセンサーを直径67mmのリングに巻き直し(Fig. 1), リング中央において試料を回転させるようにした。

②回路の見直し

センサーの改造に伴いマッチング状態と入力レベルが変化したため, 回路定数を決め直した。また, 入力初段に計装用増幅器(PMI, ANP01)を採用した。さらにリングコア励磁用の電力増幅器の電源ライン(+12V)を, 微小信号増幅系の電源と分離し, 電気的ノイズの低減に成功した。

③超音波モーターの採用

インダクションモーターおよびギアボックスの回転に起因するノイズを低減させかつ試料回転系の軽量化を図るために, 市販の超音波モーターを採用した。超音波モーターは, 弾性体に圧電セラミックを接着したステータに低周波電気信号を印加して進行波状の超音波振動を発生させ, その振動エネルギーをステータに加圧接触させているロータの回転運動として取り出している(Fig. 2)。超音波モーターは一般に軽量かつ高トルクであり, 本体重量わずか33gのものでスピナー磁力計としての試料回転に十分なトルクと回転速度を備えている。モーターを構成する部品のうち, 回転軸と軸受が磁性体であったため非磁性のものと交換した。

[結果]

センサー改造と回路見直しの結果得られた磁力計のノイズレベルは約0.4mVであり, 30ccの試料の磁化強度に換算して 6.2×10^{-7} kA/m (= emu/cc)にあたる(8月

22日までの回路改変時点)。また, 超音波モーターをセンサーに近づけて回転させても, センサーに対して全く磁気作用を及ぼしていないことがわかった。このため試料近傍の回転軸上にモーターを付加することが可能である。

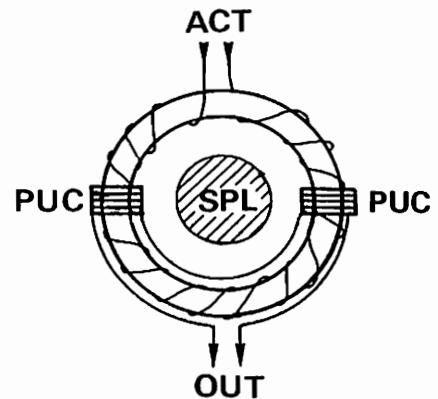


Fig. 1. Ring-core sensor. PUC: pick-up coil. SPL: sample. ACT: from activator. OUT: to lock-in amplifier.

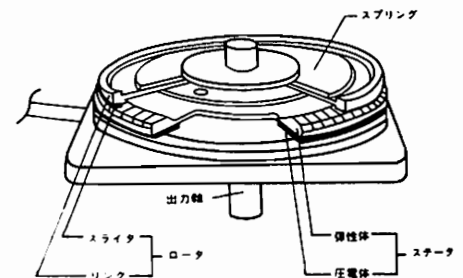


Fig. 2. Structure of ultrasonic motor.

山崎 俊嗣・桂 都雄
(地調・海洋) (京大・理)

MAGNETIC GRAIN SIZE AND VRM OF PELAGIC RED CLAY

Toshitsugu YAMAZAKI and Ikuo KATSURA
(Geol. Surv. Japan) (Kyoto Univ.)

We conducted rock magnetic study of a pelagic clay core from the South Pacific. We investigated down-core variation of the complete alignment magnetization (CAM) and the geometric mean moment (m_g) with log-standard deviation using the suspension method of Yoshida & Katsura (1985). Assuming that all the magnetic grains are magnetite in a SD state of spherical shape, grain size was obtained from the m_g . The diameters range from about 0.03 to 0.12 μ m, and decrease with depth. The VRM acquisition coefficient normalized by the CAM increases with depth. Grain size variation mainly controls the magnitude of the secondary magnetization (VRM) of pelagic red clay.

1. はじめに

太平洋の中緯度地域に広く分布する、微化石を全く含まない遠洋性粘土(red clay)は、後期更新世以前のもので、一般に強い二次磁化を持つことが知られている。この二次磁化はVRMと考えられ、300°C程度の熱消磁で除去できる。VRMを獲得する原因としては、低温酸化をうけたためとする考えが、一般的であったが、別のメカニズムとして、磁性粒子の粒径変化が考えられる。この推論は、約0.3 μ mより小さいマグネタイトでは、粒径の減少とともにVRM獲得係数が増加するという実験結果(例えば Dunlop, 1983)に基づいている。今回、実際に粒径変化がおこっているかどうかを確かめるために、Yoshida & Katsura (1985)のサスペンション法を用いて、遠洋性粘土コアの磁性粒子の粒径を求めた。用いたコアは、13°06.2'S, 159°18.0'Wで採取されたもので、1.5m付近より下では、強い二次磁化を持つ。

2. サスペンション法

堆積物を水でうすめ、磁性粒子間に相互作用が無い状態に分散した時、磁場Bの下では、磁場による作用とブラウン運動による拡散の効果によってきまる、平衡磁化M(B)を持つ。磁気モーメントmの磁性粒子がN個ある時、

$$M(B) = Nm \left\{ \coth\left(\frac{mB}{kT}\right) - \frac{kT}{mB} \right\}$$

$Nm = CAM$ (Complete alignment magnetization)
(T:温度、k:ボルツマン定数)

磁場Bを変えて磁化M(B)を測定することにより、CAMとmを求められる。実際には、磁気モーメント分布が対数正規分布であると仮定して、CAM、 $\log m_g$ (平均磁気モーメント)、 $\log a$ (標準偏差)を最小二乗法により求めた。

3. 結果

用いた堆積物の磁性鉱物は、IRM獲得実験からマグネタイトが主であると考えられるので、平均磁気モーメント m_g から、マグネタイトの飽和磁化 4.8×10^{20} A/mを用いて、磁性鉱物が球形であると仮定して、粒径を求めた。もし、マグネタイトが酸化を受けてマグヘマイトになっていても、マグヘマイトの飽和磁化はマグネタイトのそれと大差無いので、粒径への影響はほとんど無い。

得られた粒径は、0.03-0.12 μ mであり、深さとともに

減少する(第1図)。一方、CAMで規格化したVRM獲得係数は、深さとともに増加する(第2図)。また、得られた粒径の範囲は、Dunlopらの実験結果では、粒径の減少とともにVRM獲得係数が増加する範囲に入っている。これらのことは、遠洋性粘土の二次磁化(VRM)の獲得が、磁性粒子の粒径変化によってコントロールされていることを示す。

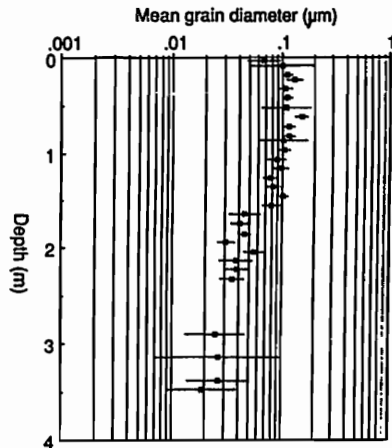


Fig. 1

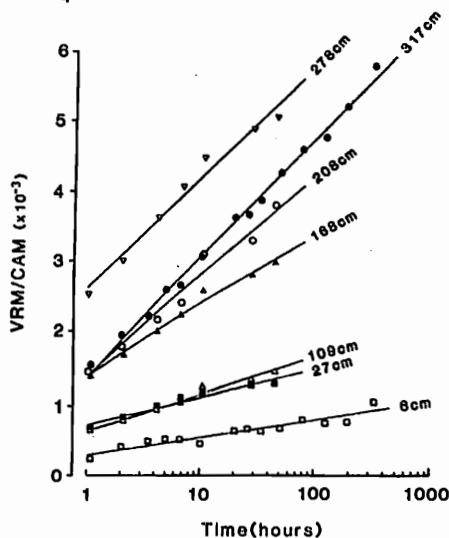


Fig. 2

網川 秀夫
東海大 開発技研

Possibility to restore three components of the past geomagnetic field
from DRM directions of multiple cores
Hideo Tsunakawa
Inst. of Res. & Develop., Tokai Univ.

Directions of post-DRM are affected by geomagnetic field intensity as well as its direction. There is a possibility to restore three components of the past geomagnetic field from DRM directions of multiple independent cores collected at the same area.

堆積残留磁化の基礎的実験は、Hamano(1980,1983),Otofuji(1981)等により研究されている。その結果、DRMは、堆積直後から固結するまで徐々に獲得されていくこと、また加法性がほぼ成り立つこと、がわかっている。Hyodo(1984)はこの性質に基づき、均質堆積物の残留磁化は固有の時定数(実際上はfixing depth)をもつフィルターと地磁気変化とのconvolutionであるとし、逆に残留磁化方位の時系列をdeconvolutionすることで入力としての地磁気方位変化を求める可能性を示した。deconvolution法はたいへん疎かに含む方法であるが、地磁気強度の変化が残留磁化方位に及ぼす影響を明瞭にとりいれることがむずかしい。地磁気強度は、過去一万年間だけでも2-3倍は変化していることが知られており、DRMの方位は多かれ少なかれその影響を受けている。下図に、正弦関数的に変化する地磁気方位・強度の理想的堆積物の残留磁化方位に対する影響の例を示す。強度が変化しない場合(case 1)と変化する場合(case 2)とでは、かなり堆積残留磁化方位に差がでてくる。厳密に言えば、fixing depthがかなり小さいものでない限り地磁気強度変化を考慮しなければ地磁気方位変化をも求めることはできない。

このように堆積物は、火山岩などと違ってその残留磁化方位に地磁気3成分が要因として働いている。逆に、この性質を使って、DRM方位から地磁気強度(ただし相対的強度)・方位を復元する方法を検討する。隣接した地域から*i*個の堆積物コアを採取・測定し、かつコアどうしの対比ができており、fixing depthが各々異なっているとす。この場合、同一の地磁気変化を違うフィルターをどうして見ていることになる。したがって、独立したデータは2*i*個になる。一方、未知数は地磁気3成分と各々のコアのfixing depthの*i*+3個である。 $i+3 \leq 2i$ つまり*i* ≥ 3であれば、原理的には解が求められる。解を求める方程式をたてるとき、ある時間*t*における*i*番目のコアのDRMの方位ベクトルを $n_i(t)$ 、fixing depthに対応する時定数を $\tau_i(t)$ 、地磁気ベクトルを $f(t)$ とすると、

$$|m_i(t) - n_i(t)| : \min. \quad m_i(t) = \int_0^t f(\eta) \exp\{-\eta/\tau_i(t)\} d\eta / \int_0^t f(\eta) \exp\{-\eta/\tau_i(t)\} d\eta$$

という条件を考える。結果として、*N*点の時間に対する地磁気ベクトルを求めるには、非線形*N*(*i*+3)元連立方程式を解くことになる。このとき、fixing depthも時間変化するとしているが、 $\tau_i = \text{const.}$ とすれば2本のコアデータでも原理的には最適解が求められる。

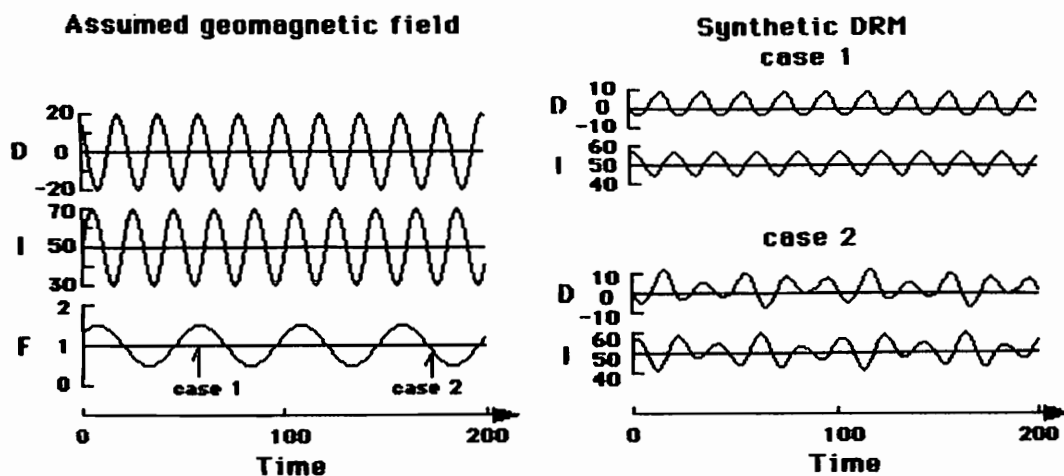


Fig. 1 Directional variation of DRM due to field intensity change. Case 1: field intensity is constant. Case 2: field intensity is varied in a sinusoidal form. Both cases are assumed that a half fixing time (or depth) is 7.

林田 明・鈴木博之
同志社大

PALEOMAGNETIC DATA OF PALEOZOIC AND MESOZOIC ROCKS FROM SOUTHWEST SPITSBERGEN

Akira HAYASHIDA and Hiroyuki SUZUKI
Laboratory of Earth Science, Doshisha University

Magnetic measurement was made on samples of sedimentary and intrusive rocks distributed on east of the Central West Fault Zone, Southwest Spitsbergen. Characteristic remanent magnetization was found in Upper Carboniferous red sandstones and a Mesozoic dolerite sill, which give pole positions discordant with those reported from other areas of Spitsbergen. The deflected paleomagnetic directions may be explained by tectonic rotation along the fault zone, possibly associated with the separation of the Svalbard Archipelago from Greenland.

グリーンランド東方の北極圏に位置するスヴァールバル諸島スピッツベルゲン島には、プレカンブリア時代～オルドビス紀の変成岩類を基盤としてデヴォン紀から古第三紀にかけての堆積岩類がひろく露出している。これらの地層は安定地塊上に堆積した浅海成ないし陸成層で、デヴォン・石炭系の岩相や化石の資料から赤道地域で形成されたと考えられている。また、スピッツベルゲンが低緯度地域から北上したことをしめす古地磁気資料も数多く報告されている。

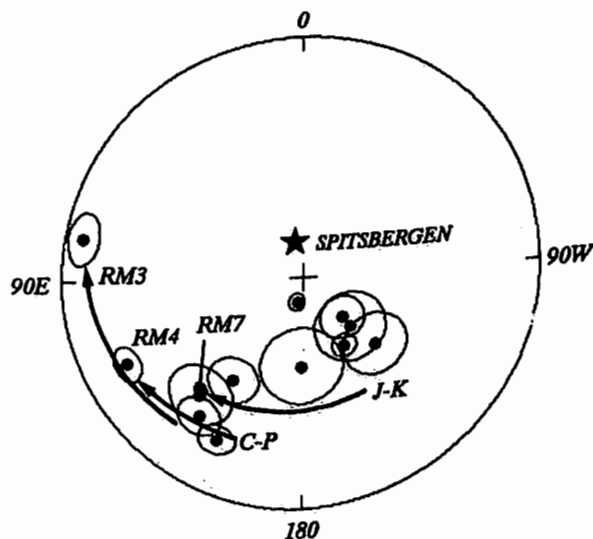
今回、島の西南部に位置する Billefjorden 南岸の石炭紀～三疊紀の堆積岩類と中生代の粗粒玄武岩から採取された試料について残留磁化の測定をおこなった。この地域は Central West Fault Zone の東側に沿った場所で、これまでに古地磁気の研究がおこなわれた地域とは異なり、地層が急傾斜し、一部逆転している (80～150°)。

残留磁化の測定は主としてスピナー磁力計をもちいておこない、交流消磁と熱消磁をおこなって磁化の安定性を検討した。多くの試料の磁化強度は 10^{-4} A/m 以下であり、スピナー磁力計での測定は困難であった。赤色砂岩と粗粒玄武岩の試料の磁化強度は比較的大きく、交流消磁・熱消磁に対して安定で原点にむかって収束する磁化が見いだされた。赤色砂岩の磁化はヘマタイトが、粗粒玄武岩の磁化はマグネタイトが、それぞれになっていると思われる。

上部石炭系の赤色砂岩 (2 サイト) とジュラ～白亜紀の粗粒玄武岩シル (1 サイト) についてそれぞれの平均磁化方位を求め、さらに地層の傾動を単純な水平軸のまわりの回転によるものと仮定して補正をおこなった。上部石炭系の古緯度は約 15° となり、スピッツベルゲンの他の地域から報告された結果と調

和的である。しかし、傾動補正後の磁化方位をもちいてもとめた VGP の位置は、これまでに報告されているスピッツベルゲンの中生代の古地磁気極とは一致しない (下図)。

古地磁気極の位置が一致しないことは、地層の構造変形が単純な水平軸のまわりの回転だけでなく垂直軸の時計まわりの回転をともなっておこった、と考えて説明することができる。ジュラ紀～白亜紀の粗粒玄武岩シルの VGP も同じ傾向のずれをしめすことから、Central West Fault Zone 東側の回転をともなった傾動は第三紀におこったと考えることができる。この変形は、大西洋の拡大にとまらないスヴァールバル諸島がグリーンランドから分離する際のトランスフォーム断層の運動に関係したものかもしれない。



Paleomagnetic poles of Paleozoic sediments and Mesozoic igneous rocks of Spitsbergen.
(Northern hemisphere of equal-area projection)
RM3, RM4: Upper Carboniferous red sandstone.
RM7: Jurassic/Cretaceous dolerite sill.
CP: Carboniferous-Permian poles.
JK: Jurassic-Cretaceous poles.

P-10 100万年前から現在の間には噴出した
蔵王火山溶岩の古地磁気学的研究

齋藤和男、齋藤智章、掛川巖、川村洋生

(山形大理)

PALEOMAGNETIC STUDIES ON ZAO LAVA
FLOWS ERUPTED IN THE LAST 1 Ma

Kazuo SAITO, Tomoaki SAITO, Iwao KAKEGAWA, and Hiroo KAWANURA
Dept. Earth Sciences, Yamagata University

Paleomagnetic studies on successive lava flows in the North and Central Zao have revealed results consistent with the previously reported K-Ar ages. One of the North Zao lava flows recorded Jaramillo event. On the other hand, we could not find any clear record for short reversal events in the Brunhes epoch from the Central Zao lava flows.

蔵王火山は、熊野岳、お釜を中心とする中央蔵王、その南に連なる南蔵王、蔵王温泉の北にそびえる瀧山を中心とする北蔵王の3つの領域から成り立っている。このうち中央蔵王と北蔵王に関しては数多くの溶岩流に対してK-Ar年代が測定されており(高岡ほか、1988)、岩石学的研究、火山層序学的研究と合わせることによって、蔵王火山形成史がかなり詳しく解明されている(表1)。それによると、中央蔵王の仙人沢、一枚石沢などでは、今から20万年ないし30万年前のかなり短期間に連続して噴出したと考えられる溶岩流が、4枚から7枚観察される。

本研究では、蔵王火山のさまざまな地点から採取された溶岩の残留磁気を測定し、K-Ar年代との整合性を検討し、また、短期の地磁気反転現象、特にビワなどのブルンヌ期中のイベントが記録されていないか検討した。

残留磁気測定の結果、以下のことが明らかになった。

1. 北蔵王の溶岩はほとんどが逆帯磁している。これは94万年～113万年というK-Ar年代と矛盾しない。
2. 中央蔵王の溶岩はほとんど正帯磁しており、10万年～30万年とされる噴出年代と矛盾しない。中央蔵王火山の第一期活動の噴出物と考えられるロバの耳岩中の貫入岩脈は逆帯磁している。

ロバの耳岩については、54万年～146万年のK-Ar年代が報告されているが、逆帯磁していることから松山期末期に噴出したものと考えられる。

3. 短期反転に関しては、北蔵王の試料から、ハラミロ・イベントを示すと考えられる正帯磁下溶岩流が見つかった。

ブルンヌ期中の短期反転については、はっきりした記録は得られなかった。

第1表 蔵王火山形成史

時代	(ア-ブ)	中央蔵王	瀧山	南蔵王
完新世	III	御釜噴出物~1 五色岳噴出物(獅子沢溶岩1) 馬の背火口噴出物ca3	掛川泥流ca4・神尾泥流	七日懸泥流
	II	瀧川泥流 川田岳D 熊野岳D 地蔵山D 鳥兜山D 瀧川溶岩(o) 8,12 地蔵溶岩(o)11,14	蔵王ライン火砕流 中丸山溶岩	澄川溶岩7 空沢溶岩17 大沢溶岩26 瀧川下部溶岩26,29 冷水山溶岩 箱沢溶岩(o)29,31
新中期	II	寶ノ嶺 上部 3,28 中部20,2 熊野 溶岩 下部26,2	上部16,19,20,2 中部(o)25-30(54) 下部17,2	
	I	蔵王沢溶岩31,32,35	蔵王高原溶岩	
新前期	I	丸山沢火山噴出物・53,63 79,146	丸山 溶岩 (凝灰岩、火砕岩、 溶岩、酥岩)	丸山山頂溶岩 赤倉沢溶岩104 蔵王温泉上部溶岩94,96 蔵王温泉下部溶岩107 西蔵王溶岩94-130
	III			
新第三紀		軽石質凝灰岩、グリーンタフ、プロピライト、泥岩		
先第三紀		基盤花崗岩類		

註) D: 円頂丘溶岩 * : ソレアイト質岩 (*) : ソレアイト質岩を含む
数字は年代/万年 o : テフラ、泥流に関する14C年代からの推定値

P-11 炭素質隕石中の炭素および窒素量の関係について

山本哲生¹, 小笹隆司²

¹宇宙研, ²京大理

ON THE RELATION BETWEEN THE CONTENTS OF CARBON AND NITROGEN IN CARBONACEOUS CHONDRITES

Tetsuo Yamamoto¹ and Takashi Kozasa²

¹Inst. Space Astronautical Sci., ²Dept. Physics, Kyoto University

On the basis of chemical kinetic consideration, we examine processing of carbon and nitrogen that leads to the linear relation for the C and N contents in carbonaceous chondrites, $\log N = a \log C - b$, recently found by Shimoyama et al. (1987), where $a (> 1)$ and b are constants. It is shown that the linearity results from destructive processing of original organic grains by penetrative radiation (e.g. cosmic ray), or radiation absorbed at the surface layers of the grains (e.g. UV).

最近, 下山たちは南極隕石中の炭素質隕石の炭素と窒素の含有量を測定し, これらの間には

$$\log N = a \log C - b \quad (*)$$

の線形関係が成立することを見出した (Shimoyama et al., 1987, Chem. Lett. p. 2013). この関係は非南極炭素質隕石を含めても成立する. 南極隕石については, 定数値は $a = 1.84$, $b = 1.46$ である. 炭素質隕石中の炭素および窒素原子の大部分は非揮発性の有機物 (OR, organic refractory) になっていることから, 上記の関係 (*) は原始太陽系星雲およびそれ以前の段階の星間空間における有機物の生成や変成過程についての情報を含んでいるものと考えられる. そこで (*) の意味するところを chemical kinetics に基づいて考察してみた.

(*) の関係を導く過程の候補として, (1) 熱的過程, および (2) 放射線の照射を検討した. (1) の熱的過程では OR は何等かの原初物質の蒸発残存物, あるいはガスからの凝縮物として形成された可能性などが考えられる. (2) では宇宙空間における放射線照射によって水が高分子化し, OR を生成する過程, あるいは逆に OR が照射によって壊れる過程が考えられる. 放射線のタイプとして, 宇宙線型 (グレインを貫通) と紫外線型 (グレイン表面で吸収される) の 2 つを検討した.

結果を以下に示す.

1) 炭素質隕石を形成したグレイン中

の有機物が宇宙線または紫外線の照射によって破壊される過程は (*) の関係を導くこの際, 有機物の生成率は破壊率よりずっと小さい (比 $< 10^{-3}$) が必要である. 2) 照射によって水が有機物に変成する過程は (*) を満たさない.

3) 熱的過程によっても (*) は導かれなことが期待される. ただし, この過程についての詳細な解析は現在進行中であり, 結果は講演で報告する.

炭素質隕石を形成したグレインは隕石形成以前に, すでにかなり有機的な組成をもっていた ($C \sim 10$ wt.%, $N \sim 1$ wt.%) をもっていた (1) の結果は示している. 近年, 隕石中の C, N 等の軽元素形成時に生き残ったの異常から, 太陽系形成時に生き残った pre-solar grains (星間塵) からなる物質が見出されるようになってきた (Yuen et al., 1984; Lewis et al., 1983; Pillinger et al., 1984). すでにわれわれは星間塵を手にかけているのかも知れない.

C, N 量をプローブとしてみた, 原始太陽系星雲と星間空間における宇宙線および紫外線による有機物の生成と進化, および隕石中の有機物の関連についても議論する.

P-12 「さきがけ」 太陽オカルテーション観測

伊藤寿人¹、水野英一、山本善一、佐々木進、小山孝一郎、河島信樹、平尾邦雄¹
 (¹ 東海大工、宇宙研)

SOLAR OCCULTATION OBSERVATION USING 'SAKIGAKE'

H.Ito¹, E.Mizuno, Z.Yamamoto, S.Sasaki, K.Kawashima, and K.Hirao¹
 (¹Tokai Univ. ISAS)

Japan's second interplanetary probe 'SUISEI' was behind the sun in July, 1987 and solar occultation observation was carried out. Following 'SUISEI', 'SAKIGAKE' also experienced solar occultation during the period between April and June, 1988. Unmodulated telemeter wave was received by means of 64m diameter antenna in USUDA, Nagano prefecture. Spectral broadening of the frequency received is being studied in order to compare the extend of solar corona between low and high solar activities.

ハレー探査機「すいせい」が1987年7月に日本の探査機として初めて太陽オカルテーション (solar occultation) を起こした。そして、今度は「さきがけ」が太陽オカルテーションを起こす機会を得た (Fig.1)。但し、「さきがけ」は完全なオカルテーションではない。オカルテーション観測は、探査機に搭載された測定器を使用したいわゆる「直接観測」とは異なり、太陽近傍のような探査機が直接行くことが困難なところでの観測が可能である。また、オカルテーション観測と管っても、実際に探査機がオカルテーションを起こしているときはもちろん電波の受信は無理である。大切なのは、オカルテーションの前後、つまり電波が太陽の近くを通過して来る時である。探査機から発せられた電波が太陽近傍を通過してくる際になんらかの物理的な情報を拾ってきて、それを受信することによりその領域に関する情報を得ると言うことである。電波が太陽プラズマ中を通過すると、本来デルタ関数的である周波数スペクトルが広がって観測される。このスペクトルの幅は $\{ (\text{電子密度の変動量}) \times (\text{太陽風速度}) \}$ に近似的に比例する。Fig.2を見ると、全体的には太陽に近づくに従って (solar offsetが小さくなる程) スペクトルの幅は大きくなるが、部分的には必ずしもそうではない。特に6月1日と2日ではスペクトル幅はそれぞれ、25Hzと5Hzであり1日で20Hzの差もある。これらの原因を過去のDATAとの比較をしながら検討しているところである。

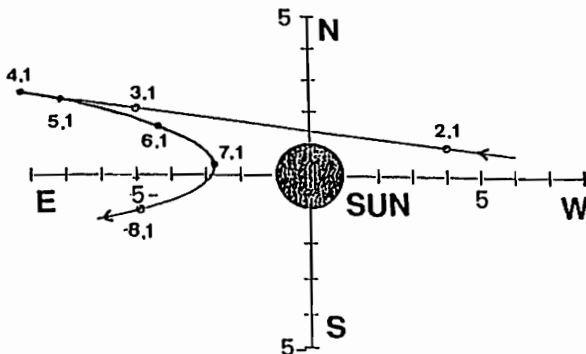


Fig.1 'SAKIGAKE' trajectory seen from the earth

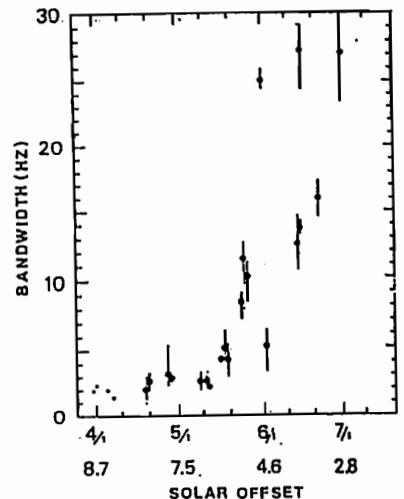


Fig.2 Radial dependence of spectral broadening

鷲見治一 佐藤哲也 渡辺国彦
 (名大空電研) (広核融合) (SP社)

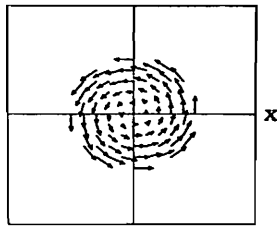
DYNAMICS OF CORONAL LOOP

H. Washimi¹, T. Sato² and K. Watanabe³

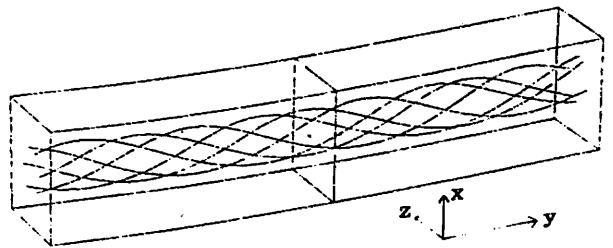
1. The research Institute of Atmospherics, Nagoya University
2. Institute for Fusion Theory, Hiroshima University
3. Science Project Corporation

Dynamics of coronal loop is examined by means of 3-D MHD simulation. It is found that the helical component of the magnetic field increases with time when the plasma rotates at the footpoints of the coronal loop. The MHD instability is investigated in connection with the spatial distribution of the safety factor q .

太陽大気に於けるフレア現象及び大規模擾乱についての古典的なモデルとして Hoyle-Gold 説が挙げられる。これはコロナループが、その両端である太陽光球面上において、プラズマの局所的な回転運動により磁場



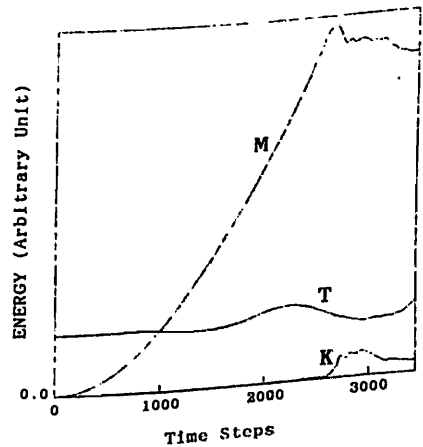
第1図



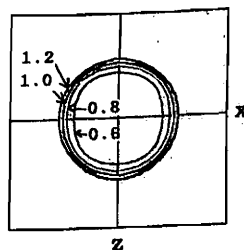
第2図

がヘリカル状に捩られるであろうことを基本としている。我々は3次元MHDシミュレーションによりコロナループのダイナミクスの解析を始めた。

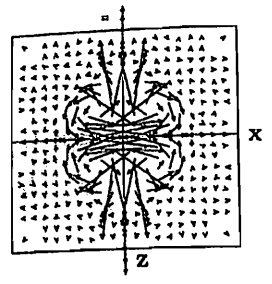
y方向(スケール L_y) に一様な磁場を初期に与え、シミュレーションボックスの両端 ($y = \pm 0.5L_y$) でプラズマに z-x 面上で第1図のような回転運動を与え続けると、時間の経過と共に第2図のようにヘリカル磁場が形成される。安全係数 $q = (2\pi r_\perp / L_y) (B_y / B_\theta)$ が1より小さくなると、即ち Kruskal-Shafranov 限界を越えると系は不安定となる。この $q < 1$ の領域は時間と共に増加し、遂にMHD不安定が起こり、磁場とプラズマ間のエネルギーの授受が起きることが確認された。第3図に磁場エネルギー(M)、プラズマの力学的エネルギー(K)、及び熱的エネルギー(T)の時間発展を、第4図に不安定開始時における q 値の z-x 面上での、 $y=0$ (中心)での、空間分布を、更に、第5図に同じく $y=0$ におけるプラズマ流を示す。これらの図はメッシュ数 $21 \times 101 \times 21$ 、等価スケール $0.1R_\odot \times 0.5R_\odot \times 0.1R_\odot$ 、 $1 \text{ step} = 0.004R_\odot / V_A$ 、両端でのプラズマの回転の角速度 $= 4V_A / R_\odot$ の時の計算により得られたものである。



第3図



第4図



第5図

青山 隆司 大家 寛
 (宮城職訓短大) (東北大理)

PROPERTIES OF TYPE III BURST GROUP

Takashi Aoyama and Hiroshi Oya
 Miyagi Vocational Training College Tohoku Univ.

Many cases of Type III solar radio bursts are observed where multiple bursts are making a group burst, in the decametric wavelength range. The group burst is usually composed of two, three or several successive Type III bursts. A result of statistic study for these successive group bursts has shown that the time interval between neighbouring bursts is in a range from several seconds to 30 seconds. Considering underlying mechanism of generation of the Type III burst by electron beam, this result suggests that the quasi-periodic nature of the particle acceleration mechanism is important in the solar coronal plasma.

序 デカメータ帯 (20-40MHz) での太陽電波観測を続けている。その中で最も高い頻度で観測される Type III バーストは、単発のバーストとしてよりも、複数のバーストが短時間の間に集中して発生する場合が多い。このことは、コロナ域での粒子の加速メカニズムに直結した問題として興味深い。今回はこのような群発性 Type III バーストに対し、その統計的性質を調べて見たので、その結果を報告する。

解析結果 太陽コロナ域の複数の加速域からほぼ同時に電子ビームが放出されるような場合には、個々の加速域では単発の電子ビームを生成しても、ダイナミックスペクトル上では群発バーストとして観測されることになる。このような場合を極力除外するため、孤立したバースト (バーストの前後それぞれ30分間は他のバーストが起きていない) のみを取り出し、統計処理を行なった。

まず、単発バーストと群発バーストとの発生頻度であるが、1985年から1987年までの3年間のデータの中で、上述の条件を満たす105例のうち、38例が単発バーストで他は全て群発バーストであった。(群発バーストの典型的な例を1図に示す)

又、群発バーストの強度 (複数のバーストの中で、最も強いバーストの強度を群発バーストの強度とする) の平均は、単発バーストの強度の平均値の約2倍であり、強度の強いバースト程群発バーストになりやすい傾向を示している。

次に、群発バーストを構成する Type III バーストに対し、その繰り返し周期についての統計結果を2図に示す。隣合うバースト間の時間間隔 ΔT を横軸に、そのような間隔で発生するバーストペアの数を縦軸にとったものである。この図から、数秒から30秒程度の間隔で繰り返すバーストが圧倒的に多いことがわかる。結果は、波動の励起源となる電子ビームの存在を考える時、30秒程度以内の時間間隔で準周期的に粒子加速を起こすメカニズムが存在している事を強く示唆している。つまり、エネルギーの開放メカニズム自体が本質的に準周期的なものであるか、あるいは、単発のエネルギー開放機構が一つの領域にあるとき、隣接する領域でのエネルギー開放の引き金になるかのどちらかであろう。

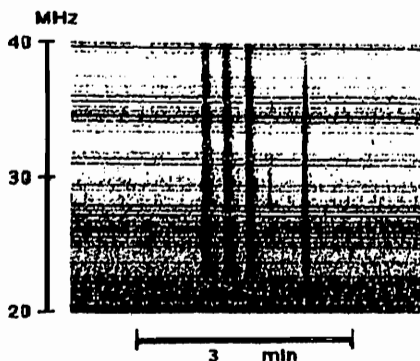


Fig.1. An example of Type III burst group.

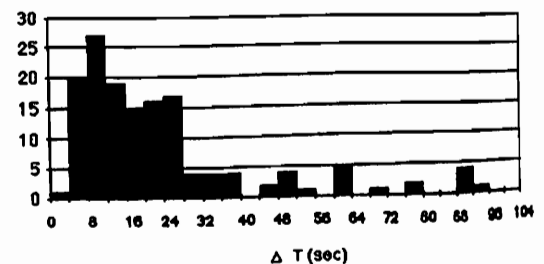


Fig.2. Histogram for the time interval of repeating bursts.

Numerical schemes for the Space Weather Prediction
T. Tanaka
Com. Research Laboratories

Aiming at the application for the Space Weather Prediction, TVD, TVD2 and MUSCL TVD schemes are tested for one-dimensional solar wind equations. Among these three schemes, MUSCL TVD shows the most desirable characteristics for the capturing of travelling shocks. It is also shown that second order accuracy in time is necessary for sharp calculations of shock waves. In the case of two or three-dimensional calculations including magnetic fields, it is important to avoid zero divisions in the calculation of slow, fast and Alfvén eigen vectors when there occur degenerations of eigen values for Jacobian matrices.

宇宙天気予報においては、太陽面観測を初期値として方程式を解き、地球での擾乱を予報することを目指している。方程式系は双曲型であるので、弱解を効率良く求める手法が必要となる。このため、一次元太陽風方程式を用い、各種TVDスキームをテストした。Beam-Warming型のIAF解法を用いる事を考えると、多次元の計算に対しても一次元の計算は一般性を持っているので、一次元でスキームをテストする事は重要である。TVD法は上流差分の一種であるが、上流差分の原型はGodunovスキームであり、このスキームはTVD条件を満たしている。上流差分は中央差分+拡散項と書き表され、こうするとGodunovスキームは一次精度の上流差分である事がわかる。従って、数値拡散が大きくなる。これに対しL.W.スキームは拡散は小さいが、TVD条件を満たしていないため、ショック前後でオーバーシュートが生じる。そこで解が単調なところではL.W.スキーム、ショック前後ではGodunovスキームとしてやると、二次精度対称TVDスキームが得られる。ここでリミッタ関数と呼ばれる場の量の関数を用い、拡散項をコントロールしてTVD条件を満たすようにする。方程式系は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{b}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\xi_r \hat{m}) &= 0 \\ \frac{\partial \hat{m}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\xi_r \frac{\hat{m}^2}{\hat{b}} + \xi_r \hat{b} T) - \frac{2}{r} \hat{b} T + K \frac{\hat{b}}{r^2} &= 0 \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\hat{m}}{\hat{b}} \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma-1) T \frac{1}{\xi_r r^2} \frac{\partial}{\partial x} (r^2 \frac{\hat{m}}{\hat{b}}) &= 0 \end{aligned}$$

である。ここで、 $\hat{b} = \frac{\rho r^2}{\xi_r}$, $\hat{m} = \frac{\rho v r^2}{\xi_r}$, $\xi_r = \frac{\partial}{\partial r} \xi(r)$ であり、各変数は太陽半径、音速等でノーマライズしてある。エネルギー方程式は非保存型としてある。解く手順は、まずヤコビ行列

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \xi_r & 0 \\ \xi_r T - \xi_r \frac{\hat{m}^2}{\hat{b}^2} & 2 \xi_r \frac{\hat{m}}{\hat{b}} & \xi_r \hat{b} \\ -(\gamma-1) T \xi_r \frac{\hat{m}}{\hat{b}^2} & (\gamma-1) T \xi_r \frac{1}{\hat{b}} & \frac{\hat{m}}{\hat{b}} \xi_r \end{pmatrix}$$

の固有値を求めると、単純波 $\lambda^{(1)} = \frac{\xi_r \hat{m}}{\hat{b}}$ 音波 $\lambda^{(2,3)} = \xi_r \frac{\hat{m}}{\hat{b}} \pm \xi_r \sqrt{T}$ がえられる。 $u = (\hat{b}, \hat{m}, T)$ として $\Delta u_j = u_j^{n+1} - u_j^n$ に対する方程式は

$$\begin{aligned} \Delta u_j + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\frac{A_{j+1}}{2} \Delta u_{j+1} - \frac{A_{j-1}}{2} \Delta u_{j-1} - K_{j+1/2} \Delta u_{j+1/2} \right. \\ \left. + K_{j-1/2} \Delta u_{j-1/2} \right] + \Delta t f_j' \Delta u_j \\ = - \frac{\Delta t}{2 \Delta x} [E_{j+1} - E_{j-1} - 2K_{j+1/2} u_{j+1/2} + 2K_{j-1/2} u_{j-1/2}] \\ - \Delta t f_j \end{aligned}$$

である。ここで $u_{j+1/2} = u_{j+1} - u_j$,

$$E_{j \pm 1} = \begin{pmatrix} (\xi_r \frac{\hat{m}}{\hat{b}})_{j \pm 1} \\ (\xi_r \frac{\hat{m}^2}{\hat{b}^2} + \xi_r \hat{b} T)_{j \pm 1} \\ \frac{\hat{m}}{\hat{b}} \xi_r T_{j \pm 1} + (\gamma-1) T_j \xi_r \frac{1}{\hat{b}} (r^2 \frac{\hat{m}}{\hat{b}})_{j \pm 1} \end{pmatrix}, f_j = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{2}{r} \hat{b} T + \frac{K}{r^2} \\ 0 \end{pmatrix}$$

である。

$R_{j+1/2}$ を $j+1/2$ に於けるAの固有ベクトルを並べたものとする
と $K_{j+1/2} = R_{j+1/2} | \lambda_{j+1/2} R_{j+1/2}^{-1}$, $| \lambda_{j+1/2} = \delta_{ii} | \lambda_{j+1/2}^{(i)}$ として

$$| \lambda_{j+1/2}^{(i)} = \left[\frac{\Delta t}{\Delta x} \lambda_{j+1/2}^{(i)2} Q_{j+1/2}^{(i)} + | \lambda_{j+1/2}^{(i)} | (1 - Q_{j+1/2}^{(i)}) \right] \\ -1 \leq Q_{j+1/2}^{(i)} \leq 1$$

であり、 $Q_{j+1/2}^{(i)}$ は $(R^{-1} u)_{j-1/2, j+1/2, j+1/2}$ の関数である。 $Q_{j+1/2}^{(i)} = 0$ とすれば(1)成分の波に対して、Godunovスキームとなる。 $\lambda_{j+1/2}, R_{j+1/2}$ は u_j と u_{j+1} の平均から求めた。以下、上記のTVDスキームを次に示す順序で改良していった場合の解の様子について述べる。

1. 対称TVDスキーム+Van Leer型リミッタ
 2. 対称TVDスキーム+MINMOD型リミッタ
 3. TVDをTVD2にした時
 4. エネルギー方程式を保存型にした時
 5. 時間微分を二次精度とした時
 6. TVDをMUSCL型にしたとき
- また多次元に拡張した場合、二次元でFast modeとSlow mode
三次元でAlfvén modeを取り扱う必要があるが、この場合
の固有ベクトルの計算について述べる。

P-16 エクスパンション開始の局所的構造

西谷 望・小口 高 (東大理)

Localized Nature of Auroral Expansion Onset
 Nozomu Nishitani and Takasi Oguti, GRL (Univ. of Tokyo)

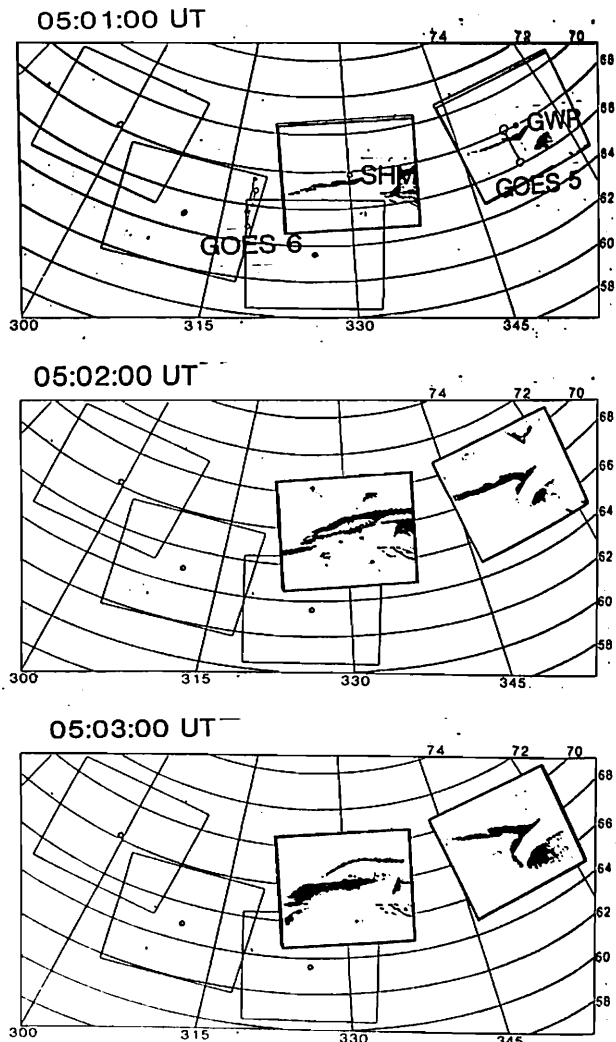
Auroral Activities are examined for several expansions during the period of Global Aurora Dynamics Campaign, 1985-1986. They are compared with magnetic signatures on the ground and at synchronous orbit, with emphasis on localized nature of auroral expansion onset.

昭和62年春の学会において、1980年2月16日の3回のオーロラエクスパンションについてGOES2・3の磁場変動との比較を行い、両者間の密接な対応を示した。しかし、オーロラの観測地点が主に緯度方向に並んでおり、経度方向の構造及びその伝搬について詳しい解析を行うことが困難であった。

今回1985~86年に行われたGADCのデータを用い、いくつかのexpansionについてオーロラと地上・GOES5・GOES6の磁場変動との比較を行った。オーロラの観測範囲が東西に広がっているため、エクスパンションの開始の局所性をより明確にすることが出来る。講演ではこの局所性を地上及び衛星の磁場を併用して議論する予定である。

図は1月27日の5時1分のエクスパンションを示している。GWRからSHMの西にわたってinitial brighteningが起こり、その後高緯度側に広がっている。同時にSHMの西方で低緯度側に進むオーロラが観測されており、これに伴いGOES6でD成分が急激に変化している(スペースの都合上割愛)。これはオーロラに伴うFACが衛星を通過したことにより理解できるが、GOES5で変動がないのを見ても、オーロラの局所的構造が静止軌道まで対応しているのがわかる。

Fig. Sequential Pictures of Auroral expansion at 05:01 UT, Jan. 27, 1986.



小原 隆博, 向井 利典, 西田 篤弘, 賀谷 信幸
 (宇宙科学研究所) (神戸大工学部)

Multi-satellite observations of the polar cap arcs

T. Obara, T. Mukai, A. Nishida (ISAS) N. Kaya (Kobe University)

We have investigated the conjugacy and the acceleration region in the polar cap, using the multi-satellite (EXOS-C, Viking, DMSP) data. Observations indicated that the polar cap arcs were conjugate in both hemisphere and this suggests that they occur on closed field line.

Particle measurements on the polar cap arc were simultaneously made on the same field line by EXOS-C (500km) and Viking (10,000km). Comparing these data it can be concluded that the acceleration region exists in the altitude range between both satellites.

1. はじめに 極冠域アークの生成メカニズムについては、未だ判然としない状況にある。それは磁気圏尾部がこの時、どの様に構造が変化しているか観測的に押えられないからである。それを考える一つの手がかりとして、極冠域アークの共役性について調べた。また降下電子の存在から加速域の存在が示されるが、加速域がどの高度に生成されるかは未だ示されていない。極冠域アークの磁力線上異なった高度に於けるプラズマのデータから加速域が地球に近い領域にある事が判明したので報告する。

とを示唆する。以上の観測から2図に示すような磁気圏尾部の構造変化が想起される。つまりプラズマシートがローブの領域に張り出していくと思われるが、この時磁力線は閉じた状態を保っており結果として共役的に両半球に出現することになるものと思われる。

2. 共役性 1図に DMSP のイメージを示すが、pre-midnightの ovalから poleに向かって伸びるポーラーキャップアークが捕らえられている。この時 EXOS-C は、反対半球のキャップ域を飛ばすようして太線で示す領域で降下電子を観測している。ポーラーキャップアーク域での良い一致がみられ、共役的にポーラーキャップアークが出現することを示している。(DMSPと EXOS-Cの同時観測は他にもう1例あり、この時も共役的に出現している。)また、降下電子のスペクトルの解析から温度が200-300eV程度である事が判明した。この事はプラズマシート又はプラズマシート境界層が source であるこ

3. 加速域 ポーラーキャップアークの上空 500kmで EXOS-Cが約1kVの電圧で加速された降下電子を観測している時、同じ磁力線の上空10,000kmで Vikingが観測している例が2例見つかった。どちらの例も Vikingは上向きのイオンビームを観測しており、加速電圧は1kVであった。この結果から加速は EXOS-Cと Vikingの間の高度で起きていることが結論づけられる。ここで加速電圧が1kVと、いわゆるオーバルに比べて小さいことに気が付くが一般にポーラーキャップアークを越す電子の加速電圧は小さく最大でも2keV程度である。このことは、ポーラーキャップアークの生成メカニズムと密接な関係にあると思われる。

Reference. Obara et al., Simultaneous observations of the sun-aligned polar cap arcs in both hemispheres by EXOS-C and VIKING, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 713-716, 1988

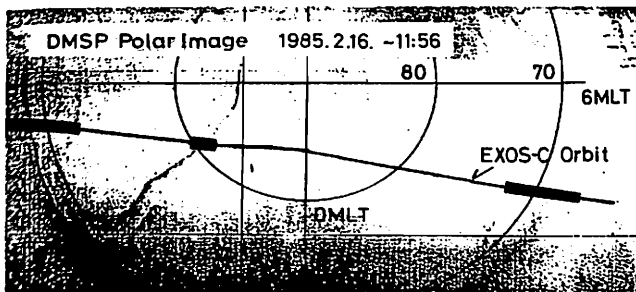


図1 DMSPによるポーラーキャップアークのイメージと EXOS-Cの軌道

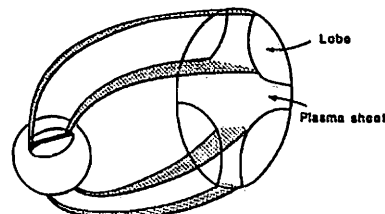


図2 ポーラーキャップアーク出現時の磁気圏尾部の構造のモデル

掃天リオメータと掃天フォトメータによるオーロラ吸収とオーロラ光の比較

池田 修一¹、山岸 久雄²、佐藤 夏雄²、菊池 崇³、芳野 超夫¹

1: 電通大、 2: 極地研、 3: 通総研平磯支所

The Relation between Auroral Absorption and Auroral Luminosity
Using the Scanning Beam Technique

Syuichi IKEDA¹, Hisao YAMAGISHI², Natsuo SATO², Takashi KIKUCHI³ and Takeo YOSHINO¹

1: Univ. Electro-communications 2: National Inst. Polar Res. 3: Hiraiso Solar Terrest. Res.

We analyzed a relation between CNA observed with scanning-beam riometer and 5577A aurora with scanning photometer at Syowa station in Antarctica. It is found that the ratio of the absorption to the 5577A intensity at the dawn side is greater than that at the dusk side. During the recovery phase of substorm, the intensity distribution of pulsating aurora shows no obvious differences in space, but that of the absorption is greater in the north.

南極昭和基地において、1985年より半値幅13°の指向性の鋭いマルチビームアンテナによるリオメータ観測が行われている。今回は、地磁気子午面方向に掃天するマルチビームリオメータデータと、掃天フォトメータの同時観測データとの比較、解析を行った。

粒子降下の空間分布を地上から観測する際、掃天フォトメータ、全天カメラなどの光学観測が考えられる。これらの観測は、昼間、月光の強い夜、及び、天候の悪い時などには、観測不可能である。しかし、掃天リオメータは、このような時でも観測できる利点を持っている。

1986年のデータを用いて次の点について調べた。(1)CNAと5577Aの強度の割合を夕方側と朝側で比較。(2)CNAと5577Aの空間分布の比較。

Fig.1,2は、1986年5月2日1930-0300UTの例である。このときのKp指数は6~7+、K指数は7~6であった。この間、2107、2307、0144UTにブレークアップが観測されている。2107UTのブレークアップでは、5577Aは3kRを超えたところもあるが、CNAは余力強くでない。それに対し、0144UTのブレークアップは、2107UTに対して5577Aは弱い、CNAは強くでている。その他、夕方側でいくつかのオーロラ活動が観測されているが、吸収は弱い。Fig.2は2307UTのブレークアップの時間軸を延ばしたものである。2307UTに激しいコロナ状オーロラのブレークアップがあり、2320UTから1秒程度の周期の短いパルセーティングオーロラになっている時のものである。5577Aでは、はっきりとした南北間での差はないが、CNAは、北の方が強い。

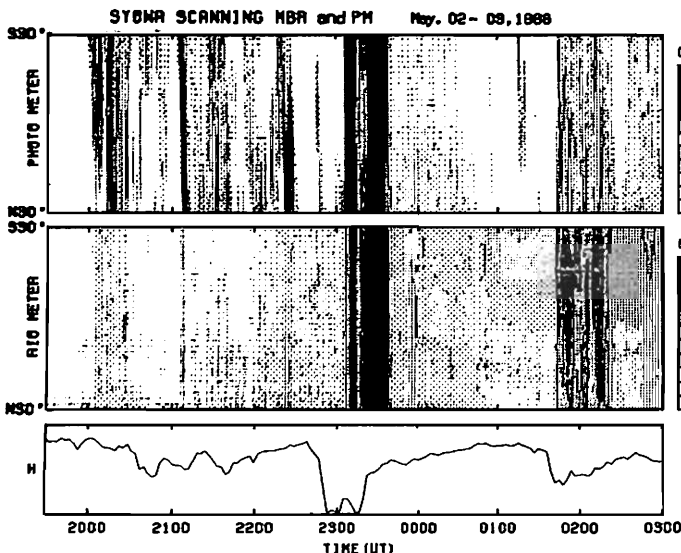


Fig.1 Meridional scanning photometer in 5577A and riometer at 30MHz, and the H-component of magnetic variation. The ratio of absorption to the 5577A intensity at dawn side is greater than that at the dusk side.

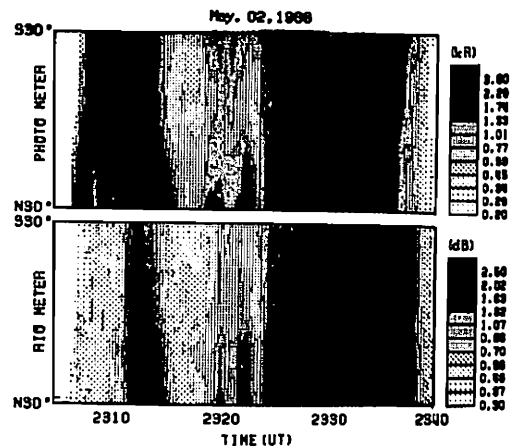


Fig.2 Expanding display with time from Fig.1 in the time period of 2305-2340UT. The distribution of 5577A intensity in space shows no obvious differences from the north and the south, but that of the absorption is greater in the north.

ON THE CA EFFECT FOR GEOMAGNETIC VARIATIONS AT SYOWA (II)

Satoru Tsunomura
Kakioka Magnetic Observatory

CA effect at Syowa has been studied using the one second values of three components of geomagnetic variation. In the last paper, CA effects of SC's and SI's are investigated. It is probable that SC's or SI's in high latitudes are due to enhanced convection field driven by the increase of solar wind pressure and thus enhanced magnetospheric convection (Araki, 1977). Regarding the ionospheric current almost uniform, the so-called CA analysis were performed. The induction vectors for the periods of 128 and 256 seconds obtained independently for each SC and SI which is not accompanied with substorm are shown in Fig.1. Most of them are in the cone from northwestward to southwestward, that is, the direction from the ground to the ocean almost perpendicularly to the coast line at Syowa. This can be explained by the well known coast line effect. Meanwhile, the fact that some events have different directed induction vectors suggests that there exist other mechanisms. If the geomagnetic variations are caused by field-aligned current or auroral electro jet flowing in the narrow region, induction vectors calculated by simple CA formula may be scattered. It may be interesting to investigate this 'anomalous' behaviour of induction vector to discuss the characteristics about the source region itself. In this paper, however, the basic pattern of ground induction will be further discussed since a 'reference' picture of the induction vector must be obtained before extending the study. It is also important to establish the method to check the basic condition in other stations.

reference

Araki T.: Planet Space Sci., 25, 373-384, 1977.

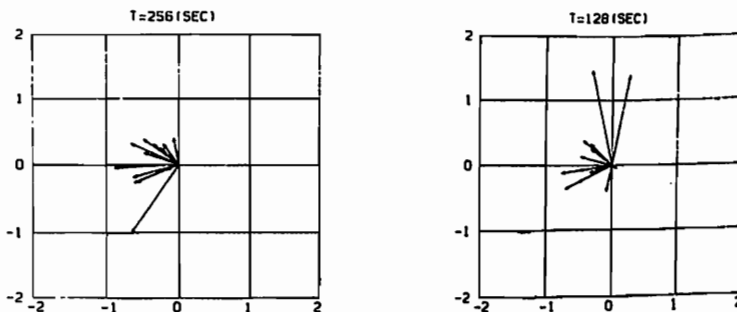


Figure 1 Induction vectors calculated for SC's and SI's without substorm from 1981 to 1984.

Upward is geophysical northward.

地磁気 S_q 磁場解析 の追加とその結果に関する 二三の
問題点

太田 社次郎

AN ADDITIONAL TREATMENT FOR GEOMAGNETIC S_q ANALYSIS, AND SOME PROBLEMS FROM THESE RESULTS.

Masatake Ota

ABSTRACT: This additional treatment is a continuation of the previous work presented at the Oslo Assembly of I.U.G.G. in 1948, that is, the geomagnetic S_q Field is shown by coefficients of Spherical Harmonics. Numerical calculations are done under the same principle and the same method to the previous work. As the conclusion, the author wishes to propose the following three problems: (1) Need for application of corrected geomagnetic co-ordinate at the lower latitude. (2) Comparison between two values of coefficients from North Component (X) and from East Component (Y). (3) Comparison between annual-term (Summer + Winter/2) and Equinox-term.

Sq COEFF'S OF S. H. A.
Schmidt's Half Normalized, Force unit:nT

m	n	A			B		
		from X	cored from Y	(S+W)/2	from X	cored from Y	(S+W)/2
1	1	3.76	2.56	0.28	-0.35	-1.12	-0.23
1	2	10.10 (8.47)	7.67 (6.19)	7.09	-2.47 (-1.91)	-1.82	-2.28
1	3	0.78	0.89	-0.50	0.29	0.05	-0.08
1	4	-1.90 (-1.51)	-1.97 (-1.23)	-1.20	0.14	1.98 (0.16)	0.25
1	5	0.33	-0.26	-0.35	0.03	-0.04	-0.13
1	6	1.02 (0.03)	-0.04	0.30	-0.01 (-0.09)	-1.44	-0.21
2	2	-0.91	0.07 (0.06)		0.29		0.80
2	3	-4.96	-3.51		1.61		1.56
2	4	-0.33	-0.20 (-0.18)		-0.15		0.42
2	5	0.22	0.26		0.05		0.13
2	6	-0.24	0.10 (-0.03)		0.04		0.07
2	7	-0.50	-0.37		-0.04		-0.07
3	4	1.25					
3	6	-0.10					

この仕事は中緯度での S_q の定数を詳細に調査するために、S.H.A. の係数を、その算出方法を含めて検討し、その結果について若干の問題を提起することにある。まず、 S_q の磁気ポテンシャルを球面調和関数で表わすと $R \sum \sum [A_n^m \cos t + B_n^m \sin t] P_n^m$ となり、このなかの係数 A_n^m, B_n^m を算出する。今回は LT 変換だけを扱うことにしたため、 t は地方時を示す。使用した資料は I.P.Y の中低緯度 38ヶ所の時値で、この結果を左の表に示す。この一部は前回 (1948) 発表のものも含まれ、 $45^\circ N \sim 45^\circ S$ 間の数値だけを使っている。つぎに、この数値について次の3つの問題点を挙げ検討する。

- (1) S_q 解析に Corrected Geomag. Latitude を採用することの可否。ここでは、この座標系が local time field の longitude による差異の少ない座標として適当かどうかを問題にした。結果は不十分である (表の Cored のコラと参照)
- (2) X からの係数 (A_n^m, B_n^m) と Y からのそれとの比較。赤道地帯を除いた中緯度 ($45^\circ \sim 15^\circ$) の値から求めた係数を表の () で示してある。これが他の値よりも一致度が高い。これは EJC の性格を示唆している。
- (3) Equinox の特徴。Annual term として通常 ($\frac{S+W}{2}$) が採用されているか (表の上半部)、Equinox (表の下半部) とを比較すると、この間に、現明性のちがいがみられる。

Eq

1	1	8.29	0.16 (0.18)	-3.56	-0.77 (-0.70)
1	2	10.16 (7.80)	7.78	-1.67	-2.20
1	3	2.06	0.14 (0.17)	-0.103	-0.31 (-0.47)
1	4	-1.60 (-1.77)	-0.16	-0.39	-0.00
1	5	-0.015	0.026 (0.10)	0.061	0.005 (0.53)
1	6	1.73 (0.23)	0.14	-0.06	-0.17
2	2	0.87	0.67 (0.76)	0.82	1.17 (1.13)
2	3	-6.11 (-5.01)	-4.13	0.76	1.03
2	4	-0.027	0.35 (0.26)	-0.63	0.44 (0.46)
2	5	-0.24 (-0.11)	-0.18	0.053	0.066
2	6	-0.027	0.15 (0.21)	0.23	-0.088 (0.048)
2	7	-0.18 (-0.13)	-0.48	-0.051	-0.099
3	4	[2.08]	[1.19]	[-1.10]	[-0.51]
3	6				

中波強度の高度分布から下部電離層電子密度の推定

井上良彦、長野 勇、牧野将美、満保正喜（金大工）
 岡田敏美（名大空電）

ESTIMATION OF ELECTRON DENSITY PROFILE FROM THE HEIGHT PROFILE OF MF RADIO WAVE INTENSITY

Y. Inoue, I. Nagano, M. Makino, M. Mambo and T. Okada
 (Kanazawa Univ.) (Nagoya Univ.)

The height variation of MF radio wave (873kHz), which was transmitted from Kumamoto, was observed by the S-310-18 rocket. Electron density profile in the D region was estimated using the relation between the electron density and the MF radio wave absorption calculated by full wave method. We will discuss the merits of this estimation method compared with the VLF absorption method.

冬の11時頃内之浦上空100km付近に現れる電子密度の異常上昇の原因を調べるという目的で、昭和63年1月26日午前11時00分にS-310-18号機が鹿児島県宇宙観測所から打ち上げられた。筆者らは、電波吸収法による中性大気と電子との衝突回数の測定を担当し、中波(NHK熊本第2:873kHz)、短波(JJY:8MHz)、そしてVLF波(NDT:17.4kHz)の強度分布を測定した。

図1に、ロケット上昇時の中波磁界強度の高度分布を示す。観測値の振動は、ロケットによるスピン(3.5→1Hz)の影響である。この高度分布を見て分かるように、中波の電波は、高度66km付近から電離層に入り88km付近で反射している。電離層に入り反射するまでの磁界強度の減衰は、衝突回数によるものである。衝突回数は、大気圧に比例するもので、100km以下の下部電離層では、ほぼ正確に仮定できる。電子密度を一定に分布させ、上昇波の各高度での減衰率をFULL WAVE法により計算すると、おおよその電子密度が得られる。これをもとに、観測値と計算値がよく合うように電子密度を修正し最終的に得たものを図2に示す。そのときの観測値と計算値の分布を図3に示す。図2には、昼間のD層の電子密度が現れている。ロケットのスピンが1Hzであったため、磁界強度観測値の高度分解能が十分でなかった。そのため、反射点の下層付近は、定在波が立っていたはずであるが、観測値にはそれが現れていない。スピンのもっと早ければ、かなり細かい中波磁界強度の高度分布が得られ反射点下層付近の衝突回数も同時に推定できるようになるであろう。

本方法の長所は、放送局からの直接波がロケットに到達しているのと、昼間であるために反射波が減衰するので、多重反射の影響を考慮しなくてもよいことである。今回の実験で、中波の磁界強度観測値と、FULL WAVE法による計算値を合わせることで、高度60kmから90km付近の低電子密度が、かなりよく求められることが分かった。今後ロケット下降時のデータ解析も行い、仮定した電子密度分布の変化に対する推定した電子密度の精度を調べる。

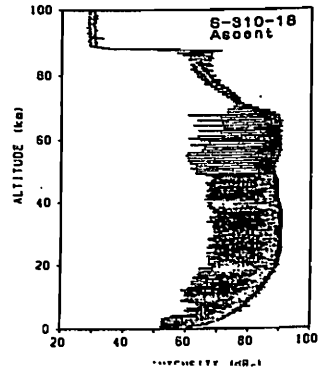


図1 中波(873kHz)の磁界強度(Z₀H)の高度分布の測定値 (0dB μ=1 μV/m)

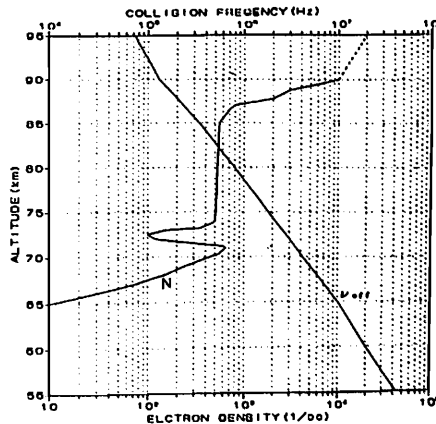


図2 推定した電子密度分布

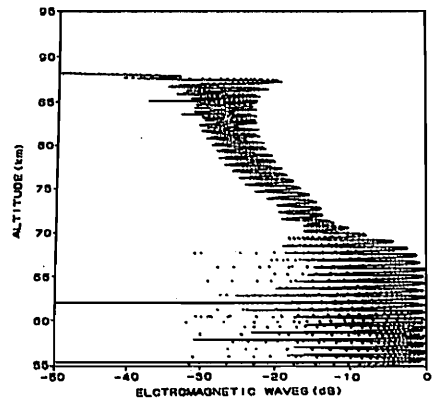


図3 計算値(実線)と観測値(点)の比較 (0dB=91.1dB μ)

牧野将美、長野 勇、満保正喜（金沢大工）、谷口智幸（東芝）
 岡田敏美（名大空電研）

Intensity dispersions of the whistlers observed
 by the S-310-18 rocket

M.Makino, I.Nagano, M.Mambo, T.Taniguchi and T.Okada
 (Kanazawa Univ.) (Toshiba) (Nagoya Univ.)

The electrical circuits of both electric field and magnetic loop antennas to be installed in the EXOS-D spacecraft were tested by S-310-18 rocket. Many whistlers were observed by the loop antenna onboard the rocket. Their dispersion and absolute magnetic field intensity were obtained exactly with a micro computer system. In this paper, intensity dispersions of the whistlers are analyzed by a full wave calculation. The whistler analysis system will be demonstrated in poster session.

今年1月に打ち上げられた S-310-18号機では、EXOS-D科学衛星に搭載予定の電界アンテナ及びループアンテナの性能試験が電離層中の自然電波の受信を通して行われた。その際、広帯域(WB)受信機には多数のホイストラが

観測され、その分散値、絶対強度が正確に得られた。WB受信機系から解析装置の構成をFig.1に示す。S-310-18号機搭載WB受信機は、ループおよび tip-to-tip 2.6m のダイポールアンテナにより磁界と電界を観測した。受信帯域は、それぞれ約1~15kHzであり、磁界成分は18~36kHzに周波数変換し電界成分と合成して帯域100kHzワイドバンドテレメータにより地上へ伝送された。電界観測はロケットの下降時のみ、磁界観測は上昇時、下降時の両方で行われたが、電界に非常に大きな雑音がありホイストラは検出できなかった(Fig.2)。ホイストラ解析装置は、パーソナルコンピュータを利用し、対話形式の操作により分散値と強度-周波数分散特性を求めるものである。スペクトル解析した受信データをCRT画面に表示し、マウス操作によりホイストラの周波数変化を求め最小二乗近似により分散値を計算する。同時に強度-周波数分散特性が求められる(Fig.3)。

分散値は約25、強度の周波数分散は-2.78 dB/kHzだった。この特性を示す原因を以下に考察する。まず、ホイストラのソースとなる雷電波を磁界用WB受信機と類似の装置で測定したところ、個々の雷で違いが見られるが総じて平坦な特性を持っていた。次に、FULL WAVE法により計算したエネルギー透過係数の傾きは-0.73 dB/kHzである。それに周波数による屈折率変化を考慮すると、傾きは約-1.2 dB/kHzとなり、分散が生ずる原因の一部は電離層中の減衰と思われるが、磁気圏中での伝搬にこの原因があると考えられる。

なお、会場ではマイコンによる対話型ホイストラ解析システムの実演を行う予定である。

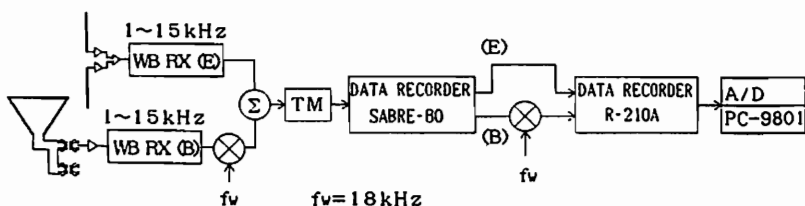


Fig.1 Block diagrams of wide band receiver and data analysis

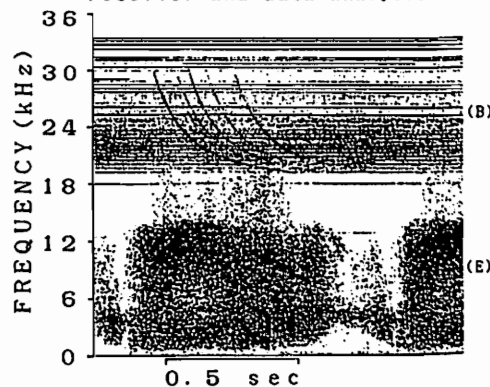


Fig.2 f-t Spectrums observed by dipole and loop antennas

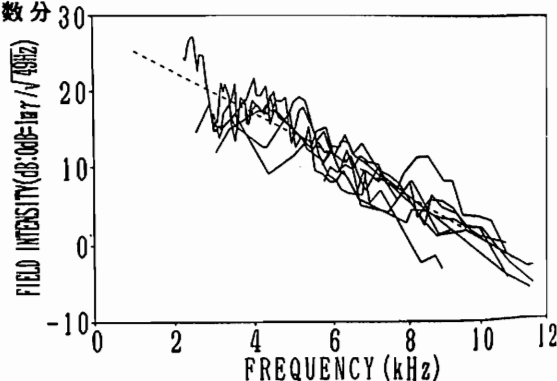


Fig.3 Intensity dispersions of the whistlers observed by the S-310-18 rocket

空電研 岡田 敏美、金沢大・工 長野 勇、宇宙研 鶴田浩一郎、EXOS-D/GEOTAIL電場班、波動班

Characteristics of DC double probe on board the S-310-18 Rocket.

Okada, T., I. Nagano, K. Tsuruda, and Exos-D/Geotail EPD and Wave Teams

In order to study the performance of the short dipole whip antenna (2.8 meter tip-to-tip) in a frequency range from DC to 40 Hz in the ionospheric plasma, a rocket experiment was carried out at 11:00 JST January 1988, at Kagoshima Space Center. This experiment is one part of the COL-W wave instrument. The potential differences between the whip antenna and the rocket body, and that between whips were measured in every 10 msec. The block diagram of the DC electric field equipment is shown in Figure 1. The observed DC electric field in the rocket spin plane is plotted in Figure 2. Here, we assumed that the effective length of the dipole is equal to the tip-to-tip length of the dipole. This result will be examined taking account of the $V \times B$ electric field (V is the rocket velocity and B is the earth's magnetic field) and the ionospheric electric field.

One of the authors (T. Okada) thanks Prof. N. Matuura for his continuous discussions on the data analysis.

Figure 1. Block diagram of the apparatus.

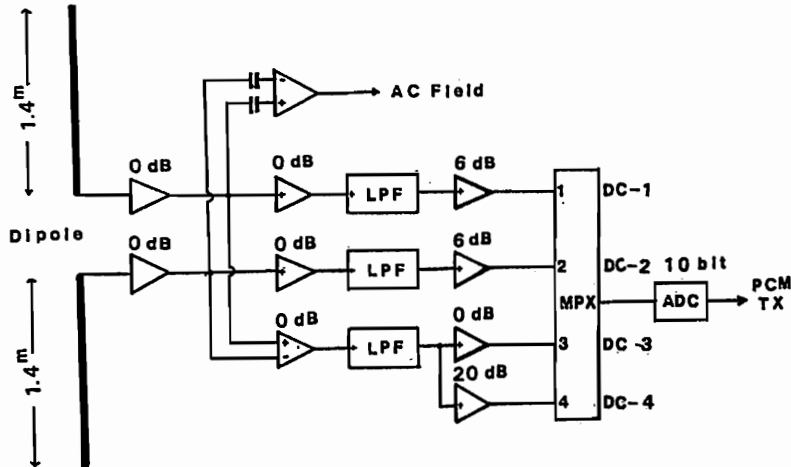
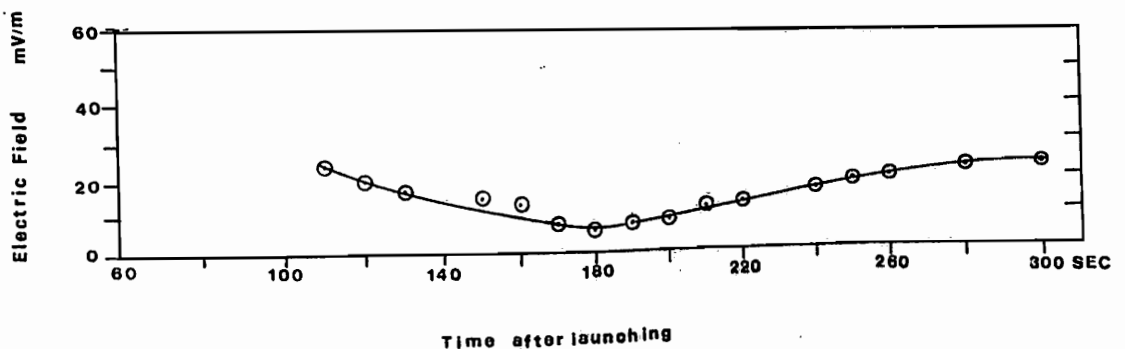


Figure 2. Observed DC electric field in the rocket spin plane.



S-310-18によるE層プラズマ擾乱の観測 — 速報 —

森 弘隆¹, 佐川 永一¹, 中村 良治², 小川 俊雄³
¹ 通信総研 ² 宇宙研 ³ 高知大

OBSERVATIONS OF THE E-REGION PLASMA IRREGULARITIES
 BY THE S-310-18 ROCKET

Hiroataka Mori¹⁾ Eiichi Sagawa¹⁾ Yoshiharu Nakamura²⁾ Toshio Ogawa³⁾
 1) Communications Research Lab. 2) ISAS 3) Kochi Univ.

Sounding rocket S-310-18 was flown on 26th, Jan. 1988 to study the anomalous increase of the E-region electron temperature which often generates in winter over Uchinoura.

A fixed voltage probe (PWN) on board the rocket measured abrupt decrease of the DC current and increase of the amplitude of the AC current (5-160Hz component) in the height range of 94-130 km where an elevated electron temperature was measured by an other group(TEL).

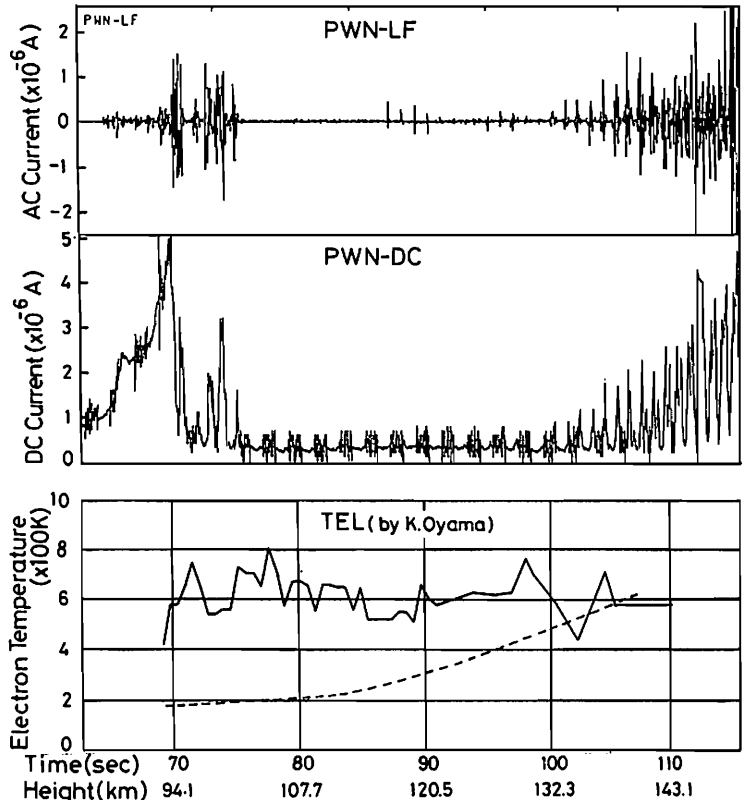
We will discuss the relationship among the observations carried on this rocket.

観測ロケットS-310-18は、内之浦上空のE層電子温度異常昇温現象の解明を目的として、今年1月26日午前11時に発射された。前日の同時刻には、同じ目的の姉妹機K-9M-81が発射された。

我々の観測器PWNは、ロケット先端部に固定した球プローブ(50mmφ, +2.75V印加)と、径方向に展張した一対の球プローブ(40mmφ, 浮動電位)を用いて、天々、電子密度ゆらぎ、及び電場ゆらぎの観測を行った。

同時に搭載された電子温度計(TEL)によると、右の下図に示されるように、ロケット上昇時の高度約94~130kmの範囲で電子温度の異常昇温が観測されたが、この領域でPWNにも異常な変化が観測されていた(図中の破線はCIRA1972による中性ガス温度)。まず、50mm球プローブのDC電流成分(中図)は、高度94kmで急減少し、130kmから徐々に回復している。この間電子密度は増加を続けているので、何らかの原因でプローブ電位が空間電位以下に低下したものと推定される。一方、AC成分(上図, 5~160Hz成分)は高度94kmに振幅が急増し

それ以後はDC成分の変化に伴って変化している。高度94km以上でロケットスピンの周期に同期してDC電流に深く、鋭い電流の減少が見られるのも、プローブの配置を考慮すると異常な現象である。今後、これらの現象と電子温度異常昇温との関係について、解析を進めたい。おわりに、TELのデータを提供していただいた小山孝一郎氏(宇宙研)に深く感謝いたします。



ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT
- PRELIMINARY RESULT
OF
THE COORDINATED ROCKET EXPERIMENT
CARRIED OUT
WITH
SOUNDING ROCKET K-9M-81 AND S-310-18

小山孝一郎¹、渡部重十¹、阿部琢美² (1宇宙研、²電通大)

ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT
- PRELIMINARY RESULT OF THE COORDINATED ROCKET EXPERIMENT
CARRIED OUT WITH SOUNDING ROCKET K-9M-81 AND S-310-18

Koh-Ichiro OYAMA¹, Shigeto WATANABE¹, and Takumi ABE²

¹Institute of Space and Astronautical Science,

²Department of Applied Electronic Engineering,
University of Electro-Communications

A sounding rocket K-9M-81 was launched on the 23th, January 1988 at eleven o'clock local time. At the same time on the next day, S-310-18 was launched. The purpose of the rocket experiment was to find heat sources which may elevate electron temperature above neutral temperature. Geophysical parameters which should be finally obtained are electron temperature, electron density, energy distribution of thermal electrons, vibrational temperature of molecular nitrogen, electron neutral collision frequency, plasma irregularities and density of atomic oxygen. Data which were obtained are still being analyzed. In this report, we briefly described to outline of the coordinated experiment and discuss the preliminary result of electron temperature.

高度100~200 km付近における電子温度についてはまだ観測データも少なく、未解決な問題が残されている。この高度においては理論的には中性ガス温度と等しい筈の電子温度は中性ガス温度より往々にして高い。熱的電子を中性ガス温度以上に上げる熱源の存在は依然として確立されていない。我々は励起された窒素分子が、熱的電子にエネルギーを与えていることを示唆する実験事実を過去に得ている。本実験はこの実験事実を確認するために窒素分子の励起温度、電子エネルギー分布、電子温度、電子密度、電子密度のゆらぎ及び電子温度と中性ガス温度との比を求めるべく、これら地球物理パラメータを測定するための機器をK-9M-81、S-310-18号機の二つのロケットに分乗させた。電子密度ゆらぎの測定は熱的電子を加熱しているもう一つの機槽として上げられている波動を研究するために行われた。また、熱的電子エネルギー分布において0.78 eV及び0.99 eVにピークをつくると思われる励起酸素分子O₂の密度測定もあわせて行われた。これら地球物理パラメータの測定機及び担当者は以下の通りである。

K-9M-81

電子温度:	電子温度プローブ、	小山、渡部、阿部
電子密度:	インピーダンスプローブ、	森岡、高橋
N ₂ 振動温度:	光スペクトロメータ、	鈴木
熱的電子エネルギー分布:	二次高調波プローブ、	小山、渡部、阿部

S-310-18

電子温度:	電子温度プローブ、	小山、渡部、阿部
電子密度:	インピーダンスプローブ、	渡辺
衝突周波数:	波動受信機、	長野、岡田
O ₂ 密度:	フォトメータ、	牧野、山本
プラズマ変動:	固定プローブ、	森、佐川

この他に、西独ボーフム大学のレゾナンスコーンプローブが日本の電子温度プローブと共に搭載されて、電子温度の比較、非熱的電子の検出、ビーム成分の検出の試みがなされた。

実験は完全に成功し、これによって得られた結果は未だ解析中であるが、K-9M-81号機においては電子温度は中性ガス温度とほぼ等しく、S-310-18号機においては高度100~200 km付近に小さな電子温度のもりあがりが見られ、K-9M-81号機の場合より約100 K高い。高度約95 kmには、はげしいプラズマ密度のゆらぎにともない電子温度が上昇しているのがみられた。

ELECTROSTATIC ELECTRON CYCLOTRON
 HARMONIC WAVES OBSERVED BY
 EXOS-B ELECTRON BEAM EXPERIMENT

SADAO MIYATAKE

UNIVERSITY OF ELECTRO-COMMUNICATIONS

It was reported that the EXOS-B electron beam injection experiment observed various kind of electrostatic electron cyclotron harmonic waves excited in the plasmasphere.

In spite of a smooth change of plasma parameters along an orbit, the excited electrostatic electron cyclotron harmonic waves were found to show sudden frequency changes with the interval much longer than a spin period. The excited electrostatic electron cyclotron harmonic waves were also found with the similar interval but different phase to accompany two waves which is considered to be generated through decay process since the three frequencies satisfy the frequency condition $f_0=f_1+f_2$.

Using the new analyzing diagnostics PASA (Personal-computer Aided Spectral data Analysis program package), it has been found that the excited electrostatic electron cyclotron harmonic wave has a frequency between f_{UHR} and f_Q and the sudden frequency change corresponds to the sudden change from f_Q to f_{UHR} . The wave generation through decay proces is controlled by the normalized primary wave frequency as shown in Fig. 1.

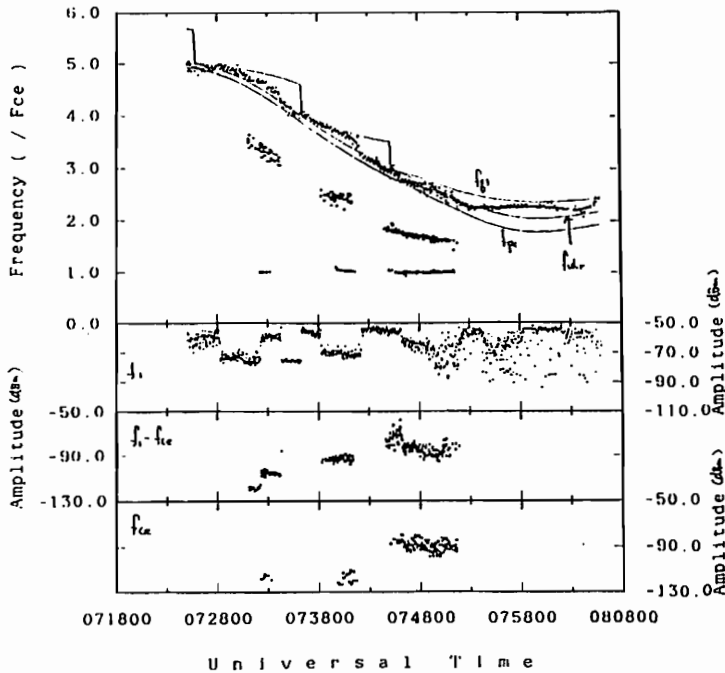


Fig.1. Normalized frequencies of a primary and decay waves. Amplitudes are also shown.

EXOS-D
VLF 波動観測装置の特性

山本正幸¹ 木村啓根² 橋本弘蔵³ 岡田敏美⁴ 長野勇⁴ EXOS-D VLF 波動班
1.京大工 2.東京電機大工 3.名大空電研 4.金沢大工

PERFORMANCE OF VLF WAVE INSTRUMENT
ONBOARD EXOS-D

M. YAMAMOTO¹ I. KIMURA² K. HASHIMOTO³ T. OKADA⁴ I. NAGANO⁴
EXOS-D VLF wave group

1. Kyoto Univ., 2. Tokyo Denki Univ., 3. Nagoya Univ., 4. Kanazawa Univ.

We got the final prelaunch data of VLF wave instruments onboard EXOS-D, which will be launched in February 1989. Most of them satisfy our requirements. Each instrument has 90dB dynamic range. The minimum detectable level of electric field is $0.3 \mu\text{V/m}$. And the minimum level for magnetic field is about $10 \mu\gamma/\sqrt{\text{Hz}}$.

1989年2月打ち上げ予定の科学観測衛星EXOS-DのVLF波動観測装置の打ち上げ前の最終データを得た。性能的にはほぼ設計目標値に達した。今回はその一部を報告する。VLFの各機器の主要諸元をTable 1 にあげる。各機器は0又は25dBのゲインを持つ3段の可変利得増幅器がある。受信ダイナミックレンジはリニアな領域で80dB, 若干の補正を加えることによりさらに10dBが得られた。

VLFのセンサーは電界成分はワイヤアンテナ(WAT)を, 磁界成分は800Hz以下でサーチコイル(SC), それ以上ではループアンテナ(Loop)を使用する。Table 2 にプリアンプのノイズレベル及びVLF機器が非飽和である最大入力レベルを示す。最大入力レベルより観測レンジを求める。全長60mのWATはプリアンプノイズレベルがVLFの検出レベル以下であるので, 非飽和最高レベルは 10 mV/m で検出限界レベルは $0.3 \mu\text{V/m}$ である。サーチコイル及びループアンテナではプリアンプノイズレベルが検出限界となる。Fig.1 に磁界成分の最小検出レベルをあげる。 $(10^{-8} \mu\gamma = 1\text{pT})$ 非飽和最高レベルは図の線の約75dB上のレベルである。

参考文献

EXOS-D 中間報告書, 宇宙科学研究所

Table 1. Component of VLF Instrument. E and B column represent the number of channels for electric field and magnetic field measurements.

	E B	Frequency Range	Band Width
WBA	1	0 - 5 or 10kHz	5 or 10kHz
ELF	1 3	0 - 50 or 100Hz	50 or 100Hz
PFX	2 3	50-12.75kHz	50Hz
MCA	1 1	3Hz - 17.8kHz	16 channels

Table 2. Noise level of preamplifier, and threshold for saturation.

Sensors	Noise level	threshold
Wire antenna	-140dBV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	-20dBV
Search coil	-100dBV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	-25dBV
Loop antenna	-105dBV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	-30dBV

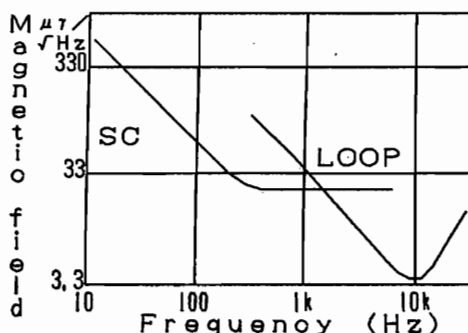


Fig. 1. Minimum detectable level of Magnetic sensors versus frequency.

極域における AURORAL LF HISS のスペクトル構造
- EXOS-C による観測 -

田中泰義、森岡昭、福西浩、大家寛
(東北大学理学部)

SPECTRAL STRUCTURES OF AURORAL LF HISS OBSERVED
BY THE EXOS-C SATELLITE

Yasuyoshi Tanaka, Akira Morioka, Hiroshi Fukunishi and Hiroshi Oya
(Faculty of Science, Tohoku University)

Auroral LF hiss emissions observed by the EXOS-C (Ohzora) satellite in the polar topside ionosphere are classified into two types based on spectral structures: one is "V-shaped" hiss and the other is "inverted-U shaped" hiss. It is found that inverted U-shaped hiss emissions are observed in extremely low plasma density regions in the vicinity of the auroral oval, and that its upper cut off frequency is nearly equal to the local plasma frequency.

LF帯のオーロラヒスの放射・伝搬特性および降下粒子との相関、さらにVLF帯のオーロラヒスとの関係についての詳細はまだ明らかにされていない。この理由は、LF帯のホイッスラーモード波が存在するトップサイド電離層での波動観測が極めて少ないことによる。EXOS-C (Ohzora)衛星は300~800 kmの高度を飛行し、VLF帯(1~20 kHz)およびLF/HF帯(100 kHz~16 MHz)の自然プラズマ波動の観測を詳細に行った。本稿では、このEXOS-Cデータを用いて極域におけるLF帯のオーロラヒスの総合的解析の第一段階として、LFヒスのスペクトル特性について報告する。

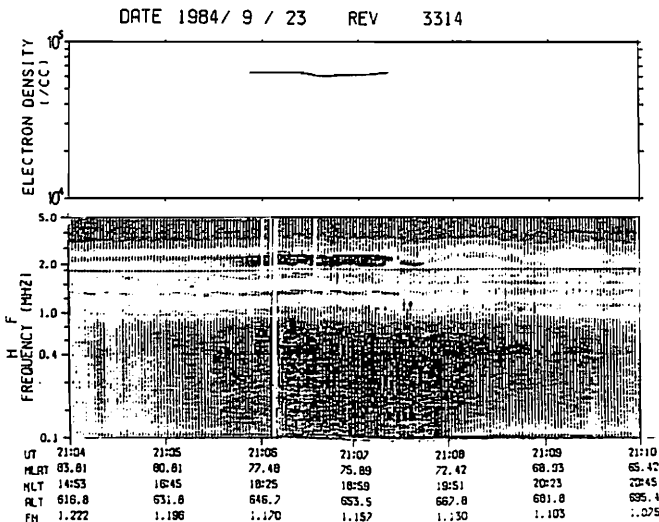
極域で観測されるLFヒスのダイナミクススペクトルは2つのtypeに分けられる。

a) V型LFヒス: 従来のVLFヒス観測から明らかにされているV型スペクトルがLF帯につながる形でV型のスペクトルを示す(図1a下段)。

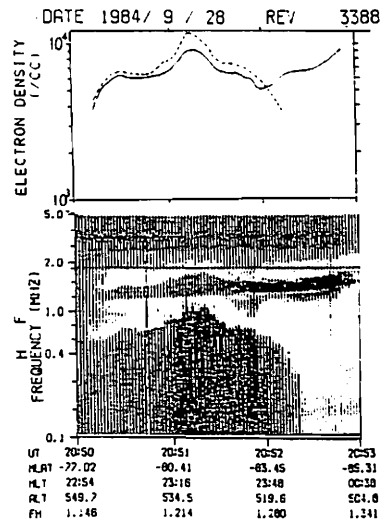
b) 逆U型LFヒス: スペクトルの上限がシャープなcut offを持ち、逆U型プロファイルを示す(図1b下段)。

図1 a, bにみられるように、通常LFヒスの上側にはZモード波と思われるエミッションが観測される。この上限周波数をUHR周波数と考え、電子密度を求めると図1 a, bの上段のようになり、V型LFヒスでは800 km以下の高度で期待されるように $f_o > f_H$ となり、LFヒスの上限周波数は f_H に近い。一方逆U型LFヒスでは電子密度は通常値よりもかなり下がっており、 $f_o < f_H$ の関係になっている。また上限周波数はUHR周波数より求めた f_o とより一致を示す。従って逆U型LFヒスのスペクトル構造が極域トップサイド電離層の電子密度構造によって作り出されていることが明らかとなった。

図1 EXOS-Cで観測されたV型LFヒス(a)と、逆U型LFヒス(b)の例。上段の実線はUHR周波数より求めた電子密度を、点線は逆U型LFヒスの上限を f_o と考えて算出した電子密度を示す。



a



b

ロスコーン速度分布関数を用いた静電電子サイクロトロン高調波の
3次元ホットプラズマレイトレイシング

澤田 晃¹ 木村 磐根¹ 松本 紘² 大村 善治²
¹京都大学工学部 ²京都大学超高層電波研究センター

Three-dimensional Hot Plasma Ray Tracing of Electrostatic Electron Cyclotron Harmonic Waves with Loss-cone Velocity Distribution Function

Akira SAWADA¹ Iwane KIMURA¹ Hiroshi MATSUMOTO² Yoshiharu OMURA²
¹Dept. of Electr. Eng. II, Kyoto Univ. ²RASC, Kyoto Univ.

We have developed three-dimensional ray tracing program in a hot plasma with loss-cone velocity distribution function using subtracted bi-Maxwellian distribution. By this program, we have calculated ray paths of electrostatic electron cyclotron harmonic waves in an unstable medium. An example of these ray paths is shown in Fig.2. In this case, the wave has gained almost 40dB in the early stage of the propagation. After passing two reflecting points f_{q2} and f_{q1} , the wave is converted to a UHR wave and finally reach the radio window on the point W.

我々は、3次元ホットプラズマレイトレイシングを用いて、磁気圏赤道域における静電電子サイクロトロン高調波からUHR波を経てL-O波にモード変換されるような波動の伝搬路について解析を行い、前回・前々回の学会において報告してきた。特に、前回の発表においては、熱速度の異なる多成分のプラズマを媒質とした場合の伝搬路についての解析を行った¹⁾。今回のレイトレイシングにおいては、複数のプラズマ成分のうち、エネルギーソースとなるようなホットプラズマ成分をロスコーン分布として取り扱い、さらに背景のコールドプラズマ成分を考慮した場合の伝搬特性について計算を行ったので、その解析結果を報告する予定である。

まず、ロスコーン速度分布関数を導入するために、熱速度の異なる2種類のマックスウェル速度分布関数を引算した形のサブトラクトマックスウェル速度分布関数を用いた²⁾。このようにして実現したロスコーン分布に熱速度の異なるコールドプラズマ成分を加えた場合の第2サイクロトロン高調波についての分散曲線の例をFig.1に示す。この図上で点Sに相当する増幅率を持ったサイクロトロン高調波に対してレイトレイシングを行った結果の伝搬路がFig.2である。この例は、初期値として地心距離3.19 r_e の磁気赤道線上を出発点とし、伝搬角89.78°で出発したものである。まず、伝搬初期の数秒間に増幅率を伴う波数領域を通るため、約40dBの振幅増幅を受ける。この増幅率は、伝搬路の計算と同時に波数ベクトルの虚数成分を積分して求めたものである。さらに、この場合においては、媒質が熱速度の異なる複数のプラズマ成分から成るため、分散曲線(Fig.1)上に2つの極大点 f_{q2} 及び f_{q1} が存在し、それぞれに対応する伝搬路上の2点で反射される。その後は、UHR波となって前進波として伝搬し、Fig.2上の点Wでradio windowに相当する位置に到達するが、この部分の伝搬特性については、これまでの発表で述べてきたものと同じである。従って、この計算例においてロスコーン分布による影響は、UHR波になるまでの静電波領域において強く受けているものと思われる。

今回の発表では、種々のパラメータ・初期値に対するロスコーン分布の及ぼす影響を伝搬路とそれに沿った増幅

減衰率という観点から解析した結果をさらにいくつかの具体例とともに示す予定である。

<参考文献>

- 1) 澤田 他, 第83回地球電磁気・地球惑星圏学会予稿集, 1988.
- 2) Ashour-Abdalla, M. and C. F. Kennel, Nonconvective and convective electron cyclotron harmonic instabilities, *J. Geophys. Res.*, 83, 1531, 1978.

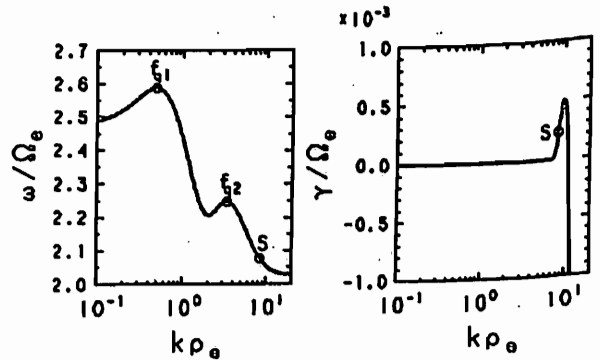


Fig.1 $\omega - k$ diagram of 2nd electron cyclotron harmonic wave. The propagation angle is 89.78°. Right panel shows growth rates.

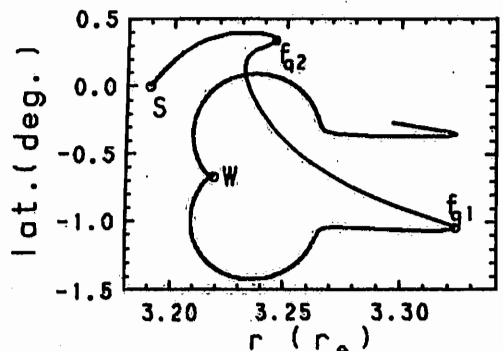


Fig.2 An example of ray paths. A point S corresponds to the initial point.

プラズマポーズ付近に於けるDE-1 のスピンの効果による波動解析

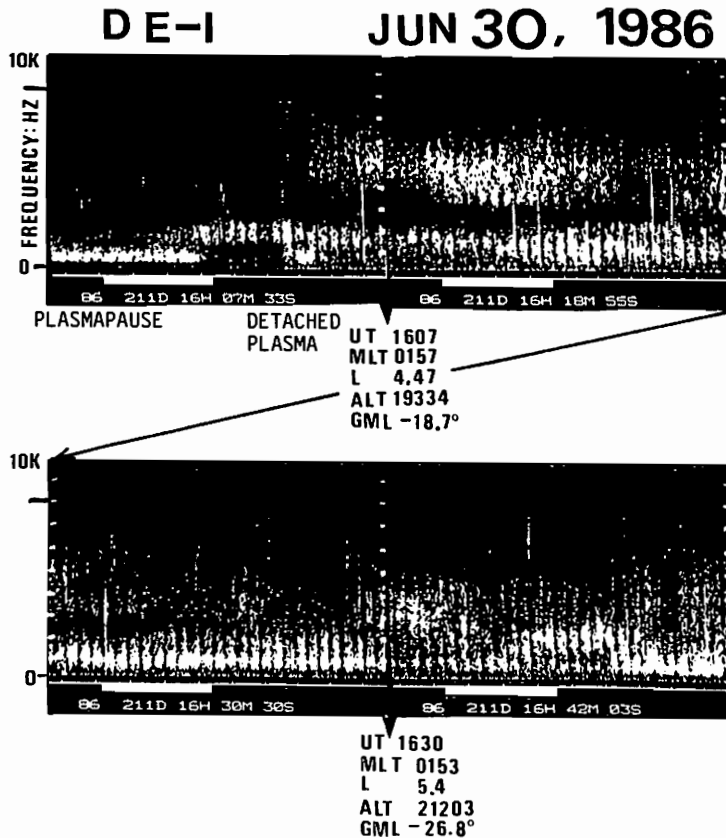
渡邊成昭、恩藤忠典、佐藤正樹、沢田史武
郵政省 通信総合研究所

Analyses of Plasma Waves Properties Using Spin Effect of DE-1
in the Vicinity of the Plasmopause

Shigeaki Watanabe, Tadanori Ondoh, Masaki Sato, Fumitake Sawada
Communications Research Laboratory

Spin effect from plasma wave properties observed in the vicinity of the plasmopause were analyzed using DE-1 analog electric field (650Hz-10kHz) data received at Kashima station, CRL, Japan, on June 30, 1986. Time compressive f-t diagram observed in the vicinity of the plasmopause shows a lot of plasma wave groups. The whistler mode hiss appearing at frequencies lower than 1 kHz is taken as the reference wave in this analysis. We discuss the wave mode and direction of wave vector in comparison of various f-t spectra with calculated spectra. The lower cutoff frequency of Z-mode was measured in the hiss spectra vicinity of the plasmopause.

DE-1が軌道に沿って飛行するにしたがって、種々の自然波動を受信する。粒子データが取得出来た1986年7月30日のヒス状の波動群を、プラズマポーズを横切って磁気圏に入った軌道について報告する。下図は約50分にわたるデータお鹿島に在りて受信し時間圧縮したf-tダイアグラムであって種々の波動群の消長が見られる。上部電離圏を飛ぶISIS衛星と異り、DE-1の様な高高度衛星では、スピンの効果は多様である。本報告では、通信総合研究所鹿島支所でテレメトリー受信したアナログデータのスピンの効果及び粒子データによる計算上のスピンのパターンを比較し、これらの波動群およびその波動ベクトル方向に言及する。1kHz以下のヒス状波動をホイストラモードと仮定し(陽子ジャイロ周波数は数ヘルツ)解析を始める。プラズマポーズ付近からZモード等が始まる様子等を報告する。



DE-1で観測された磁気圏VLF現象の解析

中村義勝、恩藤忠典、渡辺成昭、沢田史武
通信総合研究所

MAGNETOSPHERIC VLF PHENOMENA OBSERVED BY DE-1

Y. Nakamura, T. Ondoh, S. Watanabe and F. Sawada
Communications Research Laboratory, Tokyo, 184

DE-1 provides plasma wave measurements in the polar magnetosphere in the radial distance from about 2 to 5 R_E , where is the crucial region for the acceleration of auroral particles and intense wave generation. The acquisition of plasma wave data from DE-1 has been started since 1985 at Kashima station, CRL and 60 passes have been received from 1986 to 1988. Main VLF emissions in the polar region received by DE-1 are VLF hiss and Z mode emission (Fig. 1, Gurnette et al, JGR, 1983). These emissions have inherent cutoff frequencies in the VLF range because of low electron density and low gyrofrequency at high altitudes, and show complicated spectral patterns because of the satellite's spin. We determine the mode of the waves using the cutoff frequencies in some typical passes of VLF emissions and, especially, examine the characteristics of VLF banded emissions (Fig. 2).

DE-1衛星は、高度570kmと地心距離4.5REの間を南北にとよ極軌道衛星である。DE-1衛星によって高緯度磁気圏で観測されるプラズマ波動は、第1図に示す4モードが基本的であるが(Gurnett et al, JGR, 1983), VLF帯においてはホイッスル・モードとZモードが特に重要である。通信総合研究所鹿島支所では1986年7月からDE-1の定常受信を開始し、1986-1988年の間に約60パスのプラズマ波動データを取得している。DE-1によって磁気圏において観測された主なものは、VLFヒスとZモード放射であるが、高高度のため電子密度及び電子ジャイロ周波数が低くなり、特性的なしゃ断周波数があらわれる。また衛星スピンにともない複雑なスペクトル・パターンをしめす。本講演においては1987年3月24日、2130UT
INLAT GMLAT MLT
-2205UT、磁気不変緯度75度-71度、磁気緯度57度-46度、磁気地方時0855-0917、 $K_p=1+$ のときDE-1によって観測されたVLF現象(第2図)のスペクトル解析結果の概況について述べ、注目した現象(たとえば微細構造を持つ狭帯域放射)について発生領域、発生条件等について他の類似したパスのデータも加味して報告する。

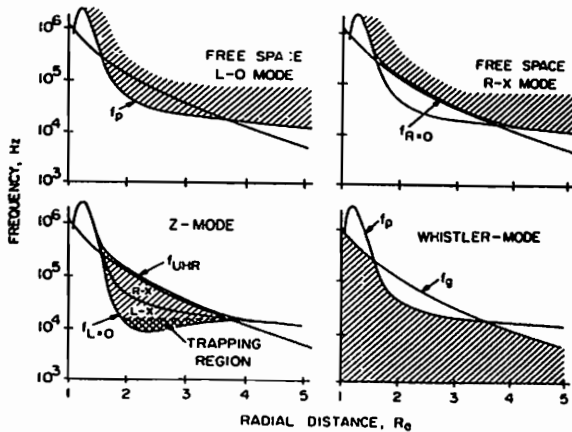
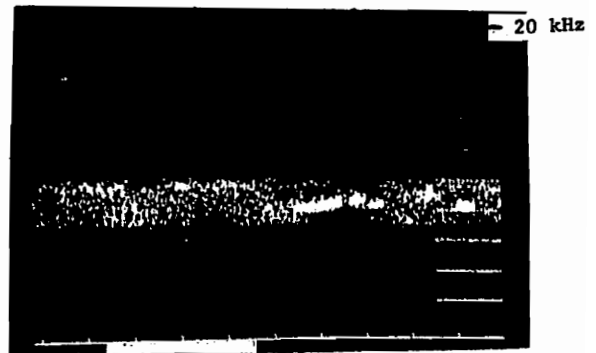


Fig. 1 (After Gurnett et al)



87 083D 21H 59M 18S

Fig. 2

「おおぞら」で観測した ELF/VLF 平均強度世界分布と電力線放射の関連性

沼澤一郎・浅見健治・芳野越夫 (電通大菅平)

On the Relationship between Global ELF/VLF Average-Intensity Map Observed by OHZORA and Power Line Radiation

Ichiro TOMIZAWA, Kenji Asami and Takeo YOSHINO
SSRO, Univ. of Electro-Communications

Power-Line-Radiation (PLR) effect on ELF/VLF radiation in the magnetosphere is investigated on three-year ELF/VLF intensity data observed by the satellite "OHZORA". The intensity data is averaged over the geographic/geomagnetic coordinates. As a result, ELF/VLF intensity is intensified over North-America and Europe where are highly consuming regions of electrical power. The result is consistent with the observations of Bullough et al. (1976) and Luette et al. (1977).

「磁気圏における ELF/VLF 帯の放射が、地上設置された電力線から放射された高調波電磁界によって誘起されている」という事例が Helliwell et al. (1975) に報告されている。この中で、衛星による ELF/VLF 帯の観測データに於いて、北米大陸やヨーロッパなどの電力消費地域に於いて、電力線放射の影響が強く現れている。Luette et al. (1977) や Bullough et al. (1976) の報告がある。一方、Tsurutani et al. (1979) は、同様の観測でも電力線放射との関連性について疑問を呈している。我々は、このような ELF/VLF 帯の放射現象と電力線放射との関連性について明らかにするために、「おおぞら」に搭載し型 40m のダイポール及び 0-5.4kHz の掃引型受信機を用いて 3 年間観測を行った。今回は、1kHz の帯域幅毎に平均強度をとり、さらにこれを観測時の衛星位置を平均する方法により、ELF/VLF 帯の放射強度の世界分布図を作成した。この方法とはほぼ同じである。

図 1 (a) は、Luette 等が OGO3 によるコーラスの発生頻度分布の地域依存性があることを示す図である。一方、図 1 (b) は、「おおぞら」の観測から求めた 1.5-2.5kHz の平均強度分布の北半球周波数帯に示した。これは、コーラスの発生周波数帯に対応させるためである。Luette 等は、アラビア半島の北東部、ヨーロッパの西シベリアの北東部、高い領域が観測結果として、ELF 平均強度が北米・ヨーロッパで高くなっていることが分かった。この二つの観測結果は、完全に一致しているわけではないが、対応関係はよい。このように地域的な強度の偏りは、電力線放射の結果から現れる圏内の放射が誘起される。この結果から考えると、現象的に電力線放射が ELF/VLF 帯の

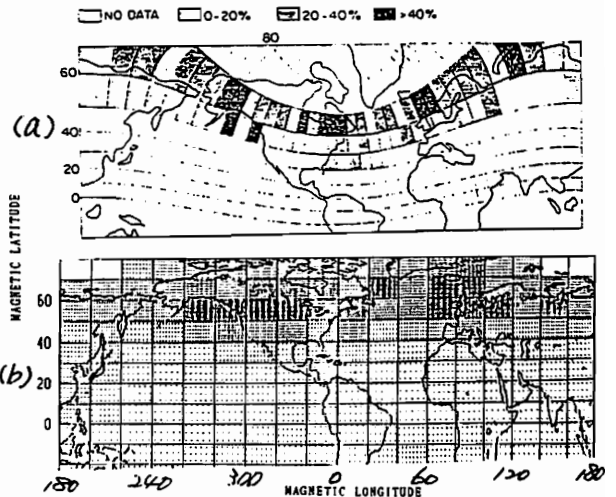
放射と関連があるといえる。今後、さらにこの関連性の直接的な証拠を探して行きたい。

[参考文献]

Helliwell et al. (1975), J.G.R., 80, 4249-4258
Bullough et al. (1976), Nature, 260, 401-403
Luette et al. (1977), G.R.L., 4, 275-278
Tsurutani et al. (1979), J.G.R., 84, 4116-4124

図 1 (a) OGO3 衛星によって観測されたコーラス発生頻度の地理的分布 [Luette et al., 1977]

図 1 (b) おおぞら衛星によって観測された 1.5-2.5kHz 平均強度の地理的分布。ただし、地図表示は色の濃いところが高く、北米及びヨーロッパで強度の増加が顕著である。



磁気圏VLF波動の電離層透過域推定におけるモデル依存性

P-33

齊藤 恭之, 島倉 信, 早川正士
千葉大工 名大空電研

MODEL DEPENDENCE OF WAVE ENERGY DISTRIBUTION FUNCTION OF MAGNETOSPHERIC VLF WAVES OBSERVED AT THE GROUND

Y. Saito, S. Shimakura
Dept. of Electrical Eng., Chiba Univ.
and M. Hayakawa
Institute of Atmospheric, Nagoya Univ.

The dependence of the wave energy distribution function (WDF) on inverse model is discussed. Supposed that the polarization of magnetospheric VLF waves observed at the ground is right-handed circular, it is founded that the wave energy distribution can be estimated at the base of the ionosphere and the direction of wave energy peak coincides with that of equivalent plane wave. However, the stability of WDF is not sufficient and the prediction error is larger compared with theoretical value in some cases. When appropriate value of the wave polarization is used in the kernels of inverse model, the estimated WDF is sufficiently stable and also has small prediction error.

1982年1月15日, 16日の両日, 岐阜県山岡において観測されたホイッスラ波の波動分布関数(WDF; 波数空間における波動エネルギー分布)を右廻り円偏波モデルを仮定して求めたところ, 単一平面波の仮定のもとに求められた方位測定結果とよい一致を示した。しかしながら, 解(WDF)の安定度は必ずしも充分であるとはいえない(Fig.1)。即ち, このことは逆変換モデルには波面の偏波の情報が含まれており, 観測波の偏波を考慮する必要があることを示唆している。ここでは次のように逆変換モデルを構築する。(1)右廻り円偏波モデルを用いてWDFを求める。(2)そのエネルギー中心から等価平面波の偏波を求める。(3)この偏波を用いてWDFを求める。この手順によるWDFの結果(Fig.2)は, 極めて満足すべきものである(安定性 ≤ 1 , 予測誤差 ≤ 9)。Fig.1とFig.2の比較より明らかのように, エネルギーピークの方角はほぼ等しいにも拘らず, 波数空間におけるエネルギー分布は異なる。波源の形から判断してFig.2の結果は反射波の影響を強く受けているものと考えられる。もしこの仮定が正しいとすれば, ホイッスラ波の透過域は求められた領域よりも遠くに存在することになる。

以上のことを考慮し, 多重反射波の影響および偏波がWDFにどの様に反映するか, シミュレーションによって明らかにする。

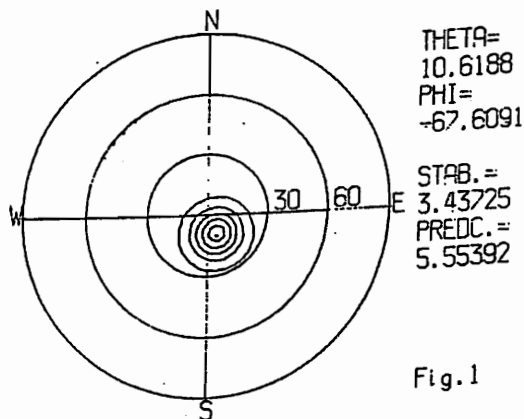


Fig.1

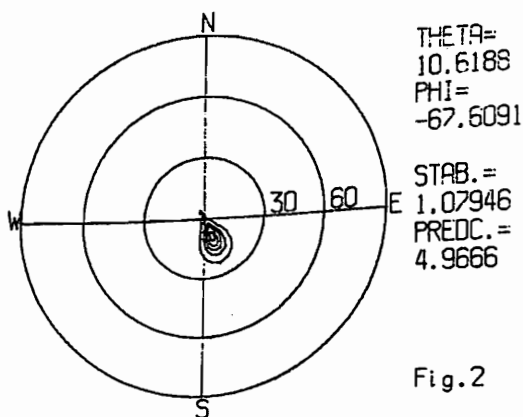


Fig.2

WDF results of whistler observed at Yamaoka on January 15, 1982. Upper panel corresponds to right-handed circular polarization model and the lower corrected polarization model.

丸山 隆、岡本 智、石橋弘光
(通信総研稚内)

Ionospheric QP Scintillations Observed at Wakkanai

Takashi Maruyama, Satoshi Okamoto and Hiromitsu Ishibashi
(CRL/Wakkanai Radio Wave Observatory)

Quasi-periodic scintillations (QPS) are observed at Wakkanai (45.5 deg N) using beacon transmission at a frequency of 136 MHz from the ETS-2 geo-stationary satellite. Commonly observed QPS are an asymmetric type, i.e., deep depression followed by ringing. The asymmetric QPS have two distinct occurrence maxima at 07 and 19LT. The morning peak of the QPS occurrence precedes a secondary occurrence maximum of random scintillations. The time difference is about two hours. Symmetric QPS are also observed, although they are not so often and almost confined in the evening hours. The relation between QPS and random scintillations will be discussed in the session.

稚内電波観測所(45°24'N)に於ける静止衛星ETS-2のVHFビーコン電波受信記録の中に通常のランダム・シンチレーションとは別に、いわゆるQPシンチレーション(QPS)が見いだされる。QPS(quasi-periodic scintillations)は電離圏中のプラズマ雲(密度の濃い領域)によるレンズ効果で説明されている。すなわち、ドリフトによってプラズマ雲が衛星と地上を結ぶ直線上を横切る際に直接波と屈折波との干渉により電界強度の周期的な振幅変動が生ずるためである。

我々は、チャート紙記録からQPSを4つのタイプに分類し、出現個数を調べると共に比較のためランダム・シンチレーションについても発生頻度を求めた。タイプ1(図1a)は非対称型で、深い減衰の後側だけにリングングが現れる。タイプ2ではリングングが両側に現れるが非対称で後側がよく発達している。タイプ3は前後対称型(図1b)、タイプ4は規則性がくずれたシンチレーション・バースト型である。いずれのタイプも持続時間は数分以下である。

図2にQPSの出現時刻を示す。上段はタイプ1-3の出現個数である。最も出現数の多い非対称型は12時間離れた2つのピークを示している。これに対して対称型は日没後に多い。中段はタイプ4で、1-3とほぼ同様な特性を示す。下段はランダム・シンチレーションの発生頻度である。20時~06時に高い発生頻度を示すが、他に07時~14時の日中

にも発生している。

最初に日中のQPSとランダム・シンチレーションとの関係を見てみると、QPSの発生時刻が約2時間ランダム・シンチレーションに先行しており、タイプ4はその中間に発生している。これはQPSを引き起こしたプラズマ雲が崩壊してスケールの小さい不規則構造を形成していることを示唆する。後側にリングングの発達する非対称QPSの個数が圧倒的に多いことからプラズマ雲の空間構造がドリフトの後面で急峻になっていることが分かる。ドリフトの機構とプラズマ雲の非対称性及び崩壊とが密接に関連していると考えられる。午後から夜間にかけてもQPSの出現がランダム・シンチレーションに先行しているが22時以降のQPSの急減はランダム・シンチレーションの増加による見かけ上の減少である可能性もある。更にデータの検討が必要である。

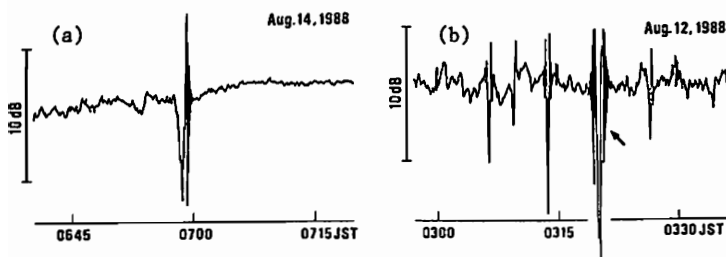


Fig.1 a: Asymmetric QPS and b: Symmetric QPS

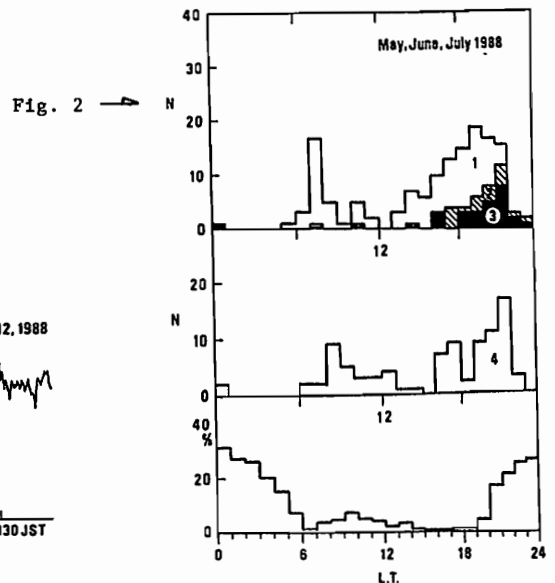


Fig. 2

田中義人 西野正徳

名古屋大学空電研究所

MULTI-STATION OBSERVATION OF LF WHISTLER-MODE SIGNALS FROM THREE DECCA NAVIGATION STATIONS

Yoshihito TANAKA and Masanori NISHINO

Research Institute of Atmospherics, Nagoya University

In order to understand wave-particle interaction and the propagation in the low latitude magnetosphere, we carried out observation of LF whistler-mode signals from three Decca navigation stations in Hokkaido, Japan, at Birdsville, QLD, Australia and its spaced points during July-September, 1986. Enhancements of the whistler-mode signals at 85.725 kHz associated with the magnetic storm exceed by more than 20 dB from the background noise, while such enhancements at 114.300 and 128.588 kHz's were not observed.

内部磁気圏に存在する高エネルギー電子 (~50 KeV) と波動の相互作用を実験的に検証するため、及び磁気圏内波動伝搬機構を明らかにするため、我々は、北海道からの3周波数のデッカ局ホイッスラモード波をオーストラリアのバースビル及びその周辺で1986年7月~9月に観測した。

図1はデッカ局送信点の地磁気共役点及びバースビル周辺の観測点の位置を示す。 Λ は信号周波数(f)を磁気赤道域の電子ジャイロ周波数(f_{Heq})で規格化した値を示す。図2は、バースビルでの3周波数における南北、東西成分の強度変化を示す。柿岡の地磁気3成分データによると、1986年9月12日1時UT過ぎにSCが発生し、5時頃H成分は最大に減少し、この約28時間後の9月13日9時UT (18時JST) からホイッスラモード波が背景レベルより20dB以上も強く観測された。

この強いホイッスラモード波は同日15時UT、20時UT、及び14日9時UTにも観測された。一方114.300、125.588 kHzではいずれもホイッスラモード波は観測されなかった。本講演では、ホイッスラモード波の Direction Finding、あるいは多点での同時強度観測結果にも、低緯度磁気圏内LF波の伝搬機構についても考察したい。

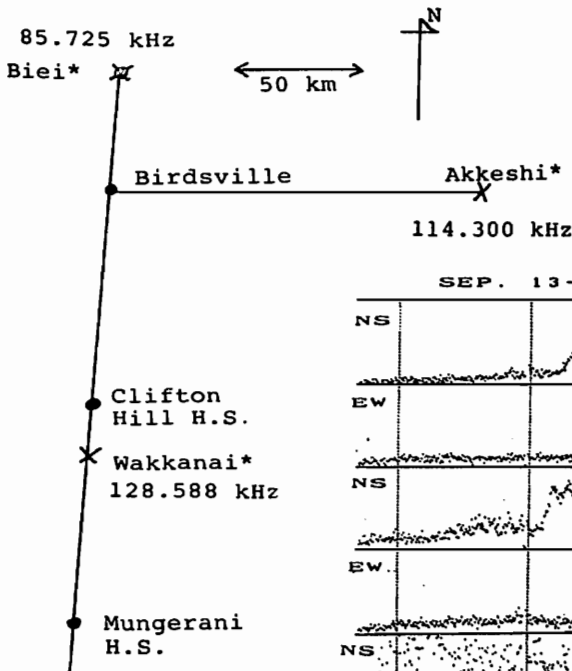


図 1

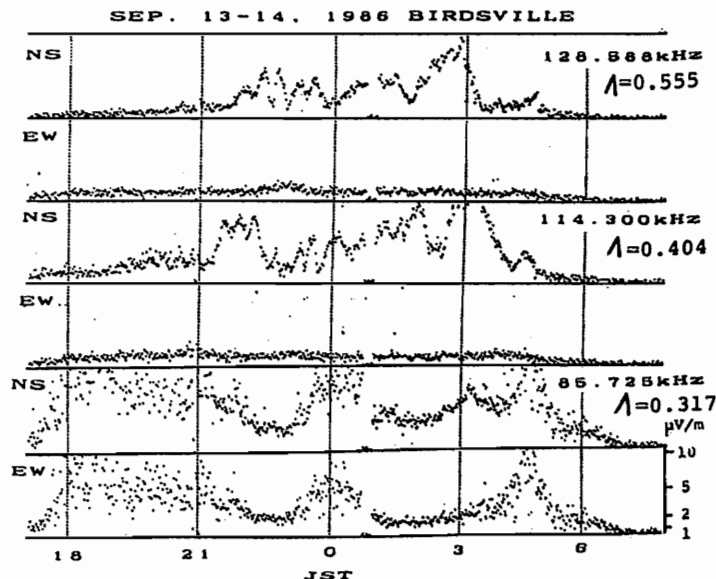


図 2

Cepstrumによるホイッスラの発生頻度(14年間)の周期解析

山本高士, 島倉 信, 早川正士
千葉大工 名大空電研

PERIODS OF WHISTLER'S OCCURRENCE RATE OBSERVED AT MOSHIRI
FROM 1970 TO 1983

T. Yamamoto, S. Shimakura,
Dept. of Electrical Eng., Chiba Univ.
and M. Hayakawa
Institute of Atmospheric, Nagoya Univ.

Whistler's occurrence rate observed at the ground depends on number of sources, transmission properties through the ionosphere and also condition of magnetospheric path. The methods and results of period analysis of whistler's occurrence rate observed at Moshiri from 1970 to 1983 are discussed. Fig. 1 shows an example of harmonic analysis by FFT and Fig. 2 the results in terms of cepstrum analysis. It can be clearly found that whistler's occurrence rate is modulated by some periodic phenomena in terms of cepstrum (Fig.2), compared with simple analysis by FFT (Fig.1).

ホイッスラは雷を源とし、磁気圏をほぼ磁力線に沿って伝はんし、反対半球に達するVLF帯の電磁波である。地上で観測されるホイッスラの受信数は雷の発生数および伝はん路としての磁気圏の状態に依存していると考えられる。また、ホイッスラが地上で観測されるためには電離層を突き抜ける必要があり、この意味でホイッスラの受信数は電離層の状態に強く依存しているものといえる。

一方、図2はセブストラムで表わしたものであり、図1に比べ約2日あるいは数日の周期が卓越し、明確に読み取ることができる。この周期はplanetary waveに関連したものであると考えられ、雷の活動度および電離層電子密度あるいはダクトの生成に関連したものであろう。雷活動については必ずしも周期性を持たないとの報告もあるが、電離層の電子密度、ダクトの生成、および雷活動との関連について更に詳細に検討する必要がある。

名古屋大学空電研究所・母子里観測所では毎時50~52分の2分間磁気圏VLF波の定時観測を行なっている。解析に用いたデータは、1970年1月~1983年12月の14年間に観測されたホイッスラの1時間毎の発生数(2分間値)である。図1は約8ヶ月の平均スペクトルであり、縦軸は任意スケールである。また、横軸の"Δ"は左から4日、2日、1日の周期を示している。図より明らかのように、概ね1日周期のところにピークが現われている。

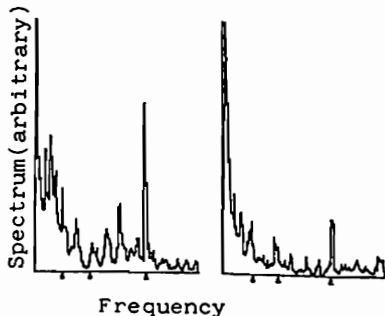


Fig.1 Spectrum of whistler occurrence rate

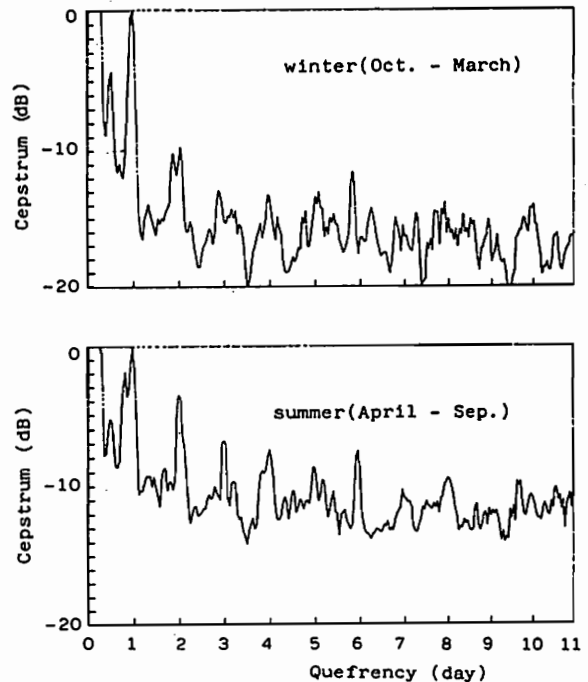


Fig.2 Cepstrum of whistler occurrence rate

有限要素法による地球-電離層導波管内不連続問題の定式化

馬場 清英
中部大工

FINITE ELEMENT FORMULATION FOR DISCONTINUITY PROBLEM IN THE EARTH-IONOSPHERE WAVEGUIDE.

Kiyohide BABA
Chubu University

Finite element method is used for VLF radio wave propagation in the earth-ionosphere waveguide with ionospheric discontinuities. A Galerkin procedure is adopted to obtain the global matrix equations. Open boundary conditions are dealt with by the procedure proposed by McDonald and Wexler. This method may be applicable to the problems of excitation of waves by an antenna and guiding of waves by the field-aligned irregularities.

1. はじめに

前回の学会では、超長波電波の地球-電離層間導波管の固有値問題について報告した。今回は有限要素法を用いて、伝搬方向に、一様でない領域を部分的に有している導波管の不連続問題の定式化について報告する。この問題は、超長波電波の赤道越え伝搬や、日出線による電離層高の変化のある導波管の解析をするのが目的ではあるが、応用としては、アンテナによる放射の問題、あるいは地球磁場に沿った irregularity による導波などの問題に適用できるのではないかと考えている。

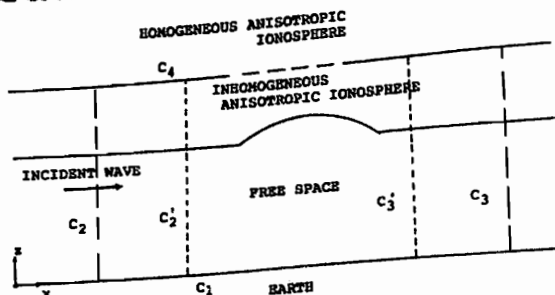
2. 原理及び方法

上に述べた問題は異方性媒質中での伝搬であることが本質的であり、表示式は等方性媒質に比して複雑である。又、電離層伝搬に係る問題は、無限領域を有しており、有限要素法でもそれを処理しなければならない。対処の方法は、いろいろ考えられる。図のような $C_1 \sim C_4$ の境界で囲まれた 2 次元領域を考える。 C_1 は地球表面であり、 C_4 より上は一様な電離層であるとする。 $C_2 - C_2'$, $C_3 - C_3'$ 間は、 x -方向に一様であり、 x -方向に不均質な領域は $C_2' - C_3'$ の間にあるものとする。問題は C_2 より x 方向に入射してきた波がどのような変換を受けて C_3 を通過するかということである。同様な幾何学による問題は、光導波路などでも扱われており、それらを参考にして、我々は有限要素

法による表示式を求める。境界については C_1 は完全導体、 C_4 より上部は解析解で与えられ C_4 で有限要素解と接続する。又、 $C_2 - C_2'$, $C_3 - C_3'$ 間は、有限要素解と解析解を重ねることにより処理する。媒質が異方性かつ損失性であることを考えて、有限要素法による離散化は、ガラーキン法による。又、境界条件より生ずる解析解を同様な形に離散化する。これらの離散化方程式を連立することにより、領域内の電磁界分布が求まるわけである。

3. まとめ

境界を処理するため解析解を用いたが、その直交性を用いるため、ajoint waveguide とのその直交性や、簡単な構造の不連続問題について検討する予定である。



参考文献

- 1) B.H. McDonald and A. Wexler
IEEE Trans. MTT-20, 841, '72
- 2) 駕梁 慎他 信学論 (B), J64, 1, '81
- 3) 熊耳 浩他 信学論 (B), J67, 949, '84

近藤 豊・高木増美(名大空電研)・小口 高(東大理)・岩坂泰信(名大水圏研)

B. Hultquist, A. Steen (SISP), G. Witt (U. Stockholm)

W. R. Sheldon (U. Houston), P. Amedieu (CNRS)

W. A. Matthews (DSIR)

ARCTIC OZONE BALLOON CAMPAIGN in 1989

Y. Kondo, M. Takagi (RIA, Nagoya U.), T. Oguti (GRL, U. Tokyo),
Y. Iwasaka (WRI, Nagoya U.), B. Hultquist, A. Steen (SISP),
G. Witt (U. Stockholm), W.A. Matthews (DSIR, NZ),
P. Amedieu (CNRS, France), W.R. Sheldon (U. Houston)

An international balloon campaign to study the Arctic ozone chemistry is to be carried out from Kiruna, Sweden in January and February, 1989. Continuous ground based measurements of NO_2 and O_3 support the balloon observations. The campaign is also coordinated with aircraft missions by NASA. An outline of the program is explained.

1. 序

高緯度地方では、日の全く照らない極夜が冬の間続く。この間冷却された成層圏で、細かな氷の粒子が作られる。その表面上で、もともとフレオンなどの塩素化合物に含まれていた活性な塩素が多量に生成される。一方、窒素酸化物(NO_x)はこの粒子に吸着されてしまう。冬が終わり太陽が出始める春先に、活性な塩素ガスがオゾンと急速に反応を始める。通常は NO_x が塩素によるオゾン破壊反応を押さえる役目をしているが、冬の間 NO_x が消失してしまうため、このオゾンの破壊反応が非常に速く進行してしまう。これが「オゾンホール」のメカニズムの1つの有力な考え方である。

これと同じような事態が北極圏でも起こる可能性が強い。北極圏では南極と異なり、北欧諸国が位置し人間が実際に生活しており、この「北極オゾンホール」は非常に深刻な環境問題となりうる。

現在までの所、極夜の間には窒素化合物や塩素化合物を含め、どのような化学的プロセスが進行するのがほとんど解明されていない。このため、西ドイツ、フランスを中心にヨーロッパ諸国の大気科学の研究者が協力してスウェーデンのキルナにある気球、ロケット実験場(エスレンジ、スウェーデン宇宙基地)で1987年及び1988年に気球観測を実施した。フランスは1989年の冬にさらに国際共同観測を計画しており、我々に参加を呼びかけてきた。

2. 実験計画

気球実験は1989年1-2月にかけて、エスレンジで行われる予定である。観測項目は、 NO 、 NO_y 、 HN O_3 、 O_3 、エアロゾル(化学組成分析)である。また、1-3月同じ場所で、地上において、 NO_2 、 O_3 の全量の連続分光観測も行うことになっている。

一方、NASAはこの時期、ノルウェーのStuvangerを基地にしてER-2、DC-8の2つの航空機を用いた北極圏オゾン層観測を実施することになっている。NASA/NOAAの航空機観測と、気球との同時観測も行う方向で、アメリカと調整に入っている。

昨年の観測結果の一部と今年の計画の概要を述べる。

1989年のキャンペーンの実験費用の一部は、スカンジナビア・ニッポンササカワ財団から助成を頂いています。

岩坂泰信 (名古屋大・水圏研)、近藤幸次 (高層気象台)、川平浩二 (富山高専)

Ozone Depletion and Temperature decrease in the Antarctic stratosphere

-With Regard to Aerosol Formation Region-

Y. Iwasaka (Nagoya Univ), K. Kondoh (Aerological Obs), K. Kwahira (Toyama NCT)

Stratospheric Temperature showed a "Year to Year Change" having good correspondence with total ozone decrease (Ozone Hole) in Antarctica. Long term trend of Antarctic stratospheric temperature changes was discussed on the basis of the measurements at Syowa station and the previous results were reexamined. The results showed that there was meaningful temperature decrease in all season except with mid-winter (July) from the view point of statistical analysis.

南極オゾンの形成過程については、他の地球科学的現象と同様、多くの基礎的過程が高度に関係し合ったシステムとみなすべき兆候を示している。これらの、基礎的過程のうちの一つである化学反応では、多くの研究者がエアロゾルを含んだ Heterogeneous Reaction の重要性を指摘するようになっていく。が、Heterogeneous Reaction がオゾンホール形成に有効な働きをしているか否かを考えるさい、反応定数を決定すると共に、現実のオゾンホールの中でエアロゾルがどの様に変化しているかをも合わせて考えてみる必要であろう。ここでは、エアロゾル形成領域と、オゾン量や気温の変化を対応させて、これまでしばしば指摘されてきた「オゾン減少領域と気温低下領域との対応が良い」観測事実をエアロゾルの運動と言う点から考えてみる。図に示すものは、オゾン減少領域及び気温低下領域を下記の式で定義し、その量が高さと時間での横に推移したかを、見たものである。

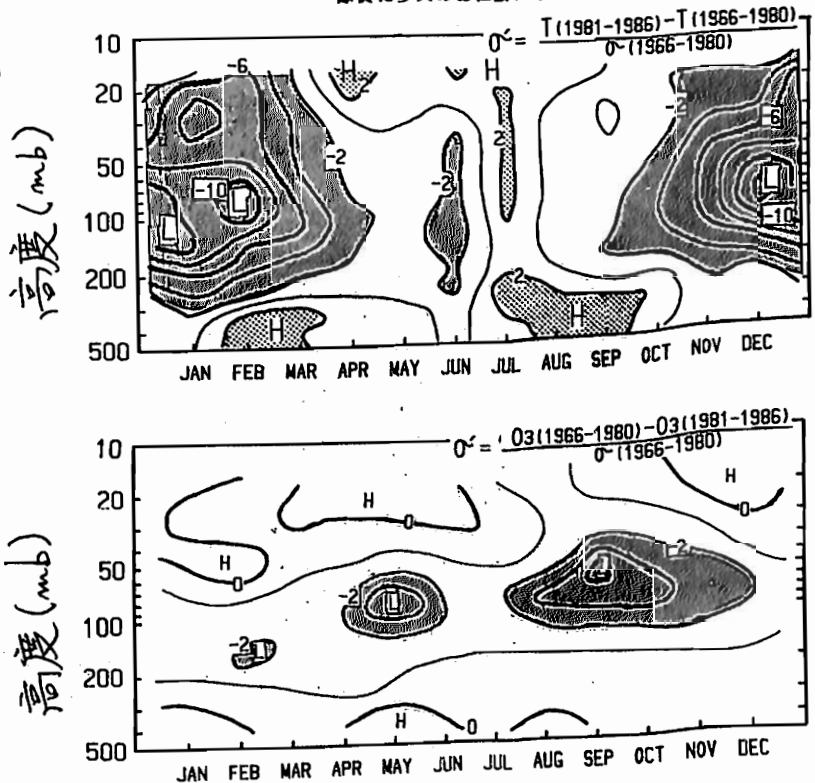
[O3 (1981-1986) - O3 (1988-1980)]

o O3 (1988-1980)

ただし、気温のばあいにはO3をTに変える。

興味をもたれる点は、気温の低下が生じている領域や密気が、年の成層圏のみならず其冬のぞいた全季節に見られることである。オゾンの顕著な減少域は、8月から11月に集中しているものの秋から冬にかけても見られる。エアロゾル形成が、低温下傾向に対応して活発化する領域は春先に集中しているものの、下部成層圏では、秋から冬にかけても見られる。

このことが、秋から冬にかけてのオゾン減少に因連するの否か、興味をもたれる。なを、資料をまとめるにあたり、オゾン観測にあたった、気象庁南極観測事務室や関係の南極観測隊員に多大のお世話になった。厚くお礼申し上げます。



Development of a Fabry-Perot Doppler Imaging System:
Preliminary Results of Airglow Observation

Okano, S., H. Nakajima, K. Shiokawa, H. Fukunishi
T. Ono*, and T. Hirasawa*

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory, Tohoku University
* National Institute of Polar Research

We are developing a Fabry-Perot Doppler Imaging System (FPDIS) which enables us to measure 2-dimensional distributions of the Doppler shift and Doppler width of aurora and/or airglow emission lines. From measured Doppler data, we can determine spatial distribution of line-of-sight component of wind vector and temperature in the thermosphere.

A proto-model FPDIS was constructed and is now being applied to airglow observation at Zao Observatory. Its optical characteristics are given in Table 1. The detector system is consisted of a photon imaging head whose phosphor output image is focused onto a CCD (charge coupled device) with a relay lens.

Figure 1 is an example of fringes of OI557.7nm airglow emission. The exposure time was 300sec.

Further improvements of the data quality are now in progress by reducing noise in the detector and by increasing throughput with a larger etalon.

Fore-optics	
Field of view	150° (full angle)
Objective lens	F2.8 f=8mm fish-eye
Number of fringes	6 at 630nm
Fabry-Perot etalon	
Clear aperture	60mm
Spacing	20mm
Focusing optics	
Focal length	390mm
Detector	HTV C2166-01 combined with a CCD

Table 1. Characteristics of proto-model FPDIS

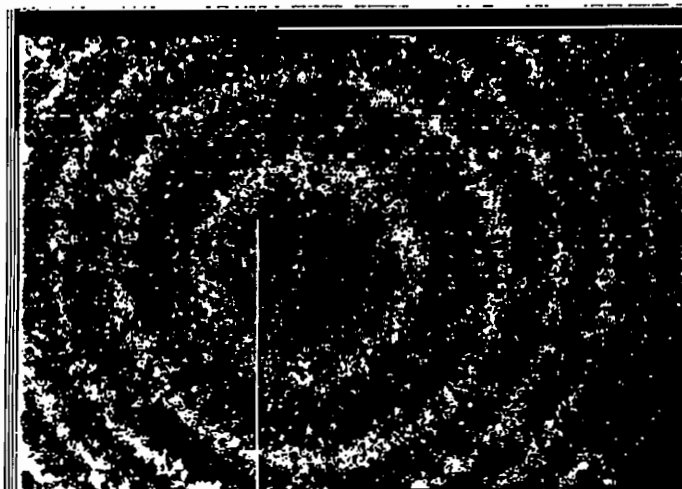


Figure 1. An example of airglow 557.7nm fringes observed at 1236UT on June 13, 1988.

木山喜隆・遠藤英範・斎藤文一
新潟大理

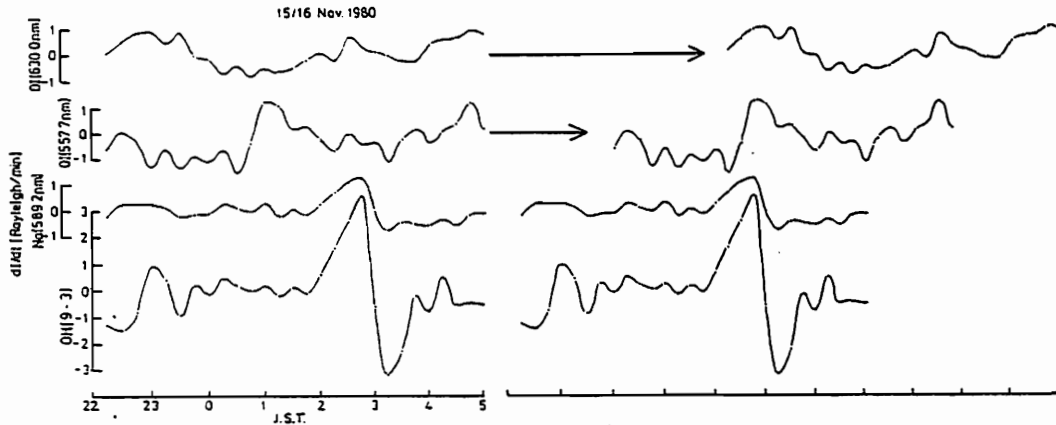
GRAVITY WAVE PROPAGATION IN NIGHTGLOW EMISSIONS

Y. Kiyama, H. Endo, and B. Saito

Department of Physics, Niigata University

Four nightglow emissions with different height profiles [OI(630.0nm), OI(557.7nm), Na(589.2nm) and OH(9-3)band] have been observed, at Niigata Airglow Observatory [geographical longitude 138.8E, latitude 37.7N], since April 1977.

Quasi-periodic fluctuations are observed in their zenith intensities, where their phases are propagated downward.



良く知られているように、内部重力波の特徴として、1) エネルギーを上層へ伝播し、その振幅は、全大気密度の平方根に逆比例して増大する。2) 位相は下層へ伝播するように振る舞う。ことが Hines (1960) によって示された。Noxon (1978) は、 $O_2(^1\Sigma_g^-)$ と OH(6-2) バンドを用いて、大気温度の変動が、内部重力波に影響されていることを示した。Tepley (1981) も又、OH(8-3) バンドの回転線強度と大気温度の空間分布を求め、内部重力波が温度変動に関与し、回転線強度には影響を与えてないとした。しかし、一方で、Taylor (1987) は、TV を用いた夜光 OI(557.7nm), Na(589.2nm) と OH(近赤外領域) の空間分布観測から、波様構造を見出だし、等温大気の仮定の基で、発光層高の違いを利用して、重力波の波長、周期、速度を求めている。このように近年、夜光層高の違いを利用して、さらに空間分布を求めることによって、より詳細な情報が

得られつつある。

1977年以降、新潟で観測されてきた、異なる高度分布をもつ四つの夜光 [OI(630.0nm), OI(557.7nm), Na(589.2nm) と OH(9-3) バンド] の天頂強度の変動を調べた。その一例を図に示す。OH バンドの変動に特殊な傾向が認められるが、明かに、位相は下層へ伝播していることがわかる。

参考文献

- Hines, C. O., *Can. J. Phys.*, 38, 1441, 1960
 Noxon, J. F., *Geophys. Res. Letters*, 5, 1, 25, 1978
 Tepley, C. A., R. G. Burnside, and J. W. Meriwether, JR., *Planet. Space Sci.*, 29, 11, 1241, 1981
 Taylor, M. J., M. A. Hapgood, and P. Rothwell, *Planet. Space Sci.*, 35, 4, 413, 1987

山本 衛, 佐藤 亨*, Peter T. May**, 津田 敏隆*, 深尾昌一郎*, 加藤 進*
 (* 京大超高層, ** 米国商務省海洋大気科学研究所)

A Study of Estimation Error of Spectral Parameters of the MU Radar

Mamoru Yamamoto*, Toru Sato*, Peter T. May**
 Toshitaka Tsuda*, Shoichiro Fukao* and Susumu Kato*
 (*RASC, Kyoto Univ., **NOAA)

We have calculated the estimation error of parameters of echo power spectra observed by the MU radar by means of computer simulations for least squares fitting and moment methods. The least squares fitting method is shown to be better than the moment method in the region with low signal-to-noise ratio (SNR), especially for narrow spectra. However, the estimation error of the fitting method at infinite SNR is approximately twice that of the moment method. For both methods at infinite SNR, we have derived equations which show the accuracy of the estimates versus observation period and spectral width. When we use the fitting method for the data observed with the MU radar (46.5 MHz), the typical errors of the radial wind velocities are 0.7 and 2.0 ms⁻¹ in the stratosphere and in the mesosphere, respectively.

MUレーダーによる乱流散乱エコーの観測では、受信した信号をフーリエ変換し、ドップラーパワースペクトルを得る。我々はこのスペクトルがガウス型であると仮定し、最小2乗法を用いたフィッティングによってエコーパワー、視線方向風速、スペクトル幅といったパラメータを推定している。今回、計算機シミュレーションによってこれらのパラメータの推定誤差について調べたので報告する。

パラメータ推定法としてモーメント法とフィッティング法を用いて両者の推定誤差の比較を行った。シミュレーションではまずガウス型分布を持つスペクトルを仮定し、これにスペクトルの統計ゆらぎとしてχ²(カイ2乗)分布を持つ乱数を掛けあわせてモデルスペクトルを作る。500個のモデルスペクトルについてパラメータ推定を行って、得られた推定値の平均と分散σ²からパラメータの推定誤差 E = √σ² + b²を得た。

図1にドップラー偏移推定誤差の信号対雑音比 (SNR) による変化を示す。図中の E_F 及び W はそれぞれドップラー偏移の推定誤差とスペクトル幅であって、どちらも離散スペクトルの周波数分解能 Δf で正規化されている。また、インコヒーレント積分回数は5回である。SNRが良いときにはフィッティングよりもモーメント法の推定精度が良い。これは、フィッティング法においてパラメータ推定に用いられる有効なスペクトル点数が、モーメント法より

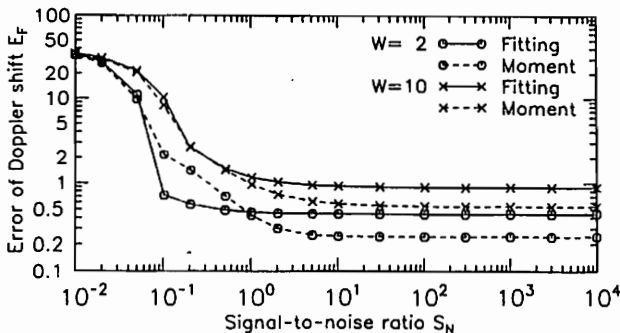


Figure 1: Variation of the estimation error of the Doppler shift versus signal-to-noise ratio for the number of incoherent integration of five. Circle and X symbols show results for W = 2 and W = 10, respectively, where W is the normalized spectral width. Solid and dotted lines correspond to the errors obtained by the fitting and moment methods, respectively.

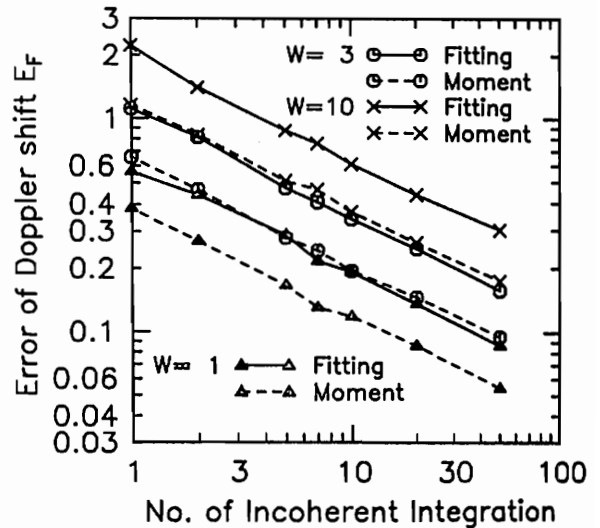


Figure 2: Estimation error of the Doppler shift versus number of incoherent integration of the spectra at infinite signal-to-noise ratio. Triangle, circle and X symbols show that W = 1, W = 3 and W = 10, respectively. Solid and dotted lines correspond to the errors for the fitting and moment methods, respectively.

も相対的に少ないことを示している。しかしSNRが1以下の場合、特にスペクトル幅が狭いとき (W = 2) フィッティング法が良い結果を示す。また低SNRにおける推定精度は初期値の求め方に大きく依存することがわかった。

図2はSNR無限大(雑音なし)のときのドップラー偏移推定誤差のインコヒーレント積分回数に対する変化をしめす。インコヒーレント積分回数を n とすると、E_F = k√W/n という関係にあることがわかる。ここで k は定数である。図より k を決定することができ、SNRが十分良い場合の視線方向風速の推定誤差が得られる。例えば、典型的なスペクトル幅が成層圏、中間圏でそれぞれ 0.12 及び 0.20ms⁻¹ であると仮定すると、時間分解能 1 分の観測の風速推定誤差は、成層圏では約 0.7ms⁻¹、中間圏では約 2.0ms⁻¹ である。

報告ではこれらの結果とともに、推定精度を向上する方法についても報告する予定である。

MUレーダーによる強い電波源の フラックスデンシティの測定

前田耕一郎 前田佐和子 佐藤亨
(兵庫医大) (大阪短大) (京大超高層)

FLUX DENSITY MEASUREMENTS OF STRONG RADIO SOURCES WITH THE MU RADAR

K. Maeda
Hyogo Coll. of Medicine

S. Maeda
Osaka Coll.

T. Sato
Radio Atmospheric Science
Center, Kyoto University

We observed strong radio sources (Cas A, Cyg A, Tau A, and Vir A) at 46.5 MHz with the MU radar in February, 1988. The observations were analyzed to measure the flux densities of the strong radio sources. We present preliminary results from the analysis.

1988年2月にMUレーダーにより行なわれた Cas A, Cyg A, Tau A, および Vir A の観測を解析した結果について報告する。観測は、46.5 MHz で、右回り (RH) で2日、左回り (LH) で2日の計4日間行なわれた。

天頂方向のビームの出力の再現性によりゲイン変動のチェックを行なった。その結果、4日間にわたってゲイン変動は、±0.2 dB 以内であったとの結論を得た。

比較的広いビーム (ビーム幅 3.6°) による観測であるので、電波源の場所における背景放射の強度を推定する際に不確定を生ずるが、背景推定の誤差は10%程度と考えられる。

電離層のシンチレーションの程度がデータの質に影響する。今回の観測においては、最初の2日 (RH) の Cas A, Cyg A の観測に

影響が見られた。特に、Cas A のフラックスデンシティを基準として他の電波源の値を決めるため、Cas A の測定値の不確定性が他の電波源のフラックスデンシティの推定値に影響する。

ビームを傾けた効果、およびゲイン変動の補正を行なって得た予備的結果を Table 1 に示す。RH および LH には、LH の Cas A の値を 1.00 とした場合の相対値を示す。また、Total には、RH + LH の値を Cas A の値を 1.00 とした相対値で示す。フラックスデンシティは、Cas A の値を 2.28×10^4 Jy (Baars et al., 1977 の式に基く) として計算した。求めた値の誤差は各電波源について個別に検討する必要があるが、概ね 10% 以下と考えられる。

Table 1: Preliminary Results of Flux Density Measurements of Strong Radio Sources

	Cas A	Cyg A	Tau A	Vir A
RH (relative)	1.06	0.965	0.101	0.130
LH (relative)	1.00	0.812	0.086	0.115
Total (relative)	1.00	0.865	0.091	0.119
Flux Density (Jy)	2.28×10^4	1.97×10^4	2.06×10^3	2.71×10^3
$\frac{RH-LH}{RH+LH}$	0.027	0.086	0.078	0.063

イオンビームを用いた惑星表面遠隔探査 方法の基礎開発

矢野章, 佐々木進, 三浦保範, 横井健, 太田正広, 河島信樹
宇宙研, 宇宙研, 山口大, 都立大, 都立大, 宇宙研

LABORATORY STUDY OF REMOTE SENSING FOR PLANET'S SURFACE WITH ION BEAM.

Akira Yanoi, Susumu Sasaki, Yasunori Miura, Ryo Tokoi, Masahiro Ohta, Nobuki Kawashima
/SAS, /SAS, T.M.U, T.M.U Yamaguchi University, ISAS

We plan to use SIMS(Secondary Ion Mass Spectrometry)for survey the moon in 1990's. To examine a possibility of SIMS application to space,we measured
1)angle dependence of incident ion beam 2)linearity of secondary ion signal vs primary ion beam quantity 3)difference of secondary ion signal by primary O_2, Kr^+, Xe^+ beams.

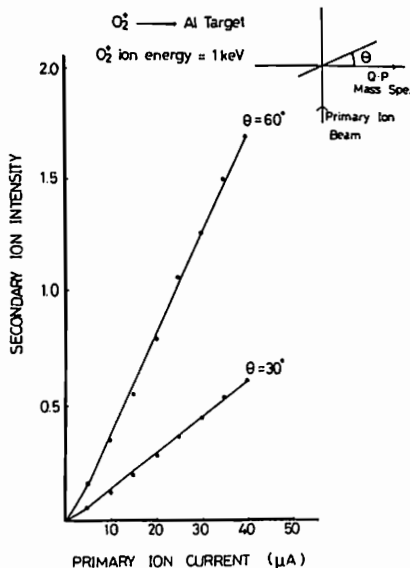
数keV程度のイオンビームを試料に照射し、試料よりの二次イオンを質量分析器で分析し、試料中に含まれる元素を調べるSIMSを月面及び小惑星表面の遠隔探査に用いる為の基礎実験を現在行っています。今回

- 1) 試料への入射イオンビームの角度依存性
- 2) 入射イオン量に対する二次イオン発生量の直線性
- 3) 入射イオンの種類を変えた時の二次イオン発生効率の変化

等について実験を行いました。

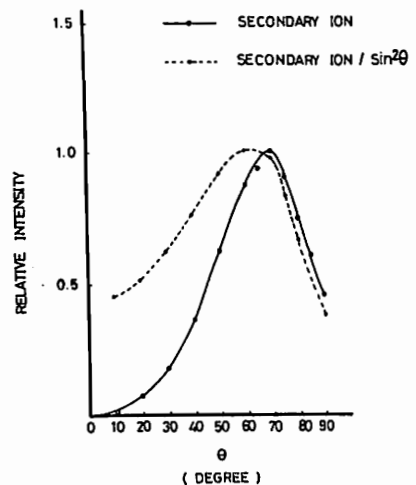
[Fig-1]

(Al^+ secondary ion intensity versus O_2^+ primary ion current)



[Fig-2]

SECONDARY ION and SECONDARY ION / $\sin^2\theta$ versus INCIDENT ANGLE OF ION BEAM



[Fig-1]に入射イオン量に対する二次イオンの直線性を示します。 O_2^+ イオンをAl試料に $\theta = 30^\circ, 60^\circ$ に設定して照射してあります。[Fig-2]には、入射イオンの角度依存性を示します。但し $\theta = 0^\circ$ は入射イオンが試料に直角に照射される場合です。

以上より、試料と質量分析器との幾何学的な配置が決まり、更に二次イオン発生効率が変われば二次イオン検出に必要とされる諸元のパラメーターがある程度推測可能となります。

早川基¹、鶴田浩一郎²、中村正人¹、河野祐一¹

1. 宇宙科学研究所 2. マックスプランク研究所

Characteristics of wide view angle lithium detector

H. Hayakawa, K. Tsuruda, M. Nakamura, Y. - Kohno

Wide view angle lithium ion detectors have been developed for electric field detector (EFD) on board EXOS-D satellite which will be launched next February. Lithium ion detectors are designed to satisfy the conditions: 1.view angle of $90^\circ \times \pm 30^\circ$, 2.selective detection of lithium ion, 3.effective area of 0.1 cm^2 for all the direction within the view angle. Characteristics of the detectors including the comparison to the calculation will be reported.

我々は、ここ数年来ブーメラン法による電場計測器の開発を進めてきた。ブーメラン法を用いた電場計測器は、来年2月に打ち上げられるEXOS-D衛星に搭載される。ブーメラン法においては、荷電流子のE×Bドリフトによるシャイロ周期からのずれを飛翔時間計測を行なうことにより求めている。打ち出した粒子の軌道は、E×Bドリフトが存在すると円軌道からずれるために戻ってくる方向と打ち出す方向とは必ずしも一致しない。EXOS-D衛星のように低高度を飛翔する衛星では、衛星の軌道速度が大きくかつ地球磁場の強度も大きいいためV×Bによる大きな見かけの電場が発生する。この為、荷電流子を射出する方向とその戻り粒子の方向とは最大で30度程度にも違える。この為にEXOS-D搭載用電場計測器のリシウムイオン検出器は下記の条件のもとで開発を行なった。

1. リシウムイオンビームを射出する平面内では 90° 、それと垂直な方向には $\pm 30^\circ$ の視野を有すること
2. S/N比を向上させる為にリシウムイオンを選択的に検出できること
3. ビームの強度を低減させる為に 0.1 cm^2 程度の有効面積を視野角内の任意の方向に対して持つこと

本講演においては、EXOS-D搭載用リシウムイオン検出器の特性について計算結果との比較を交えて報告する。

町田 忍・向井 典・賀谷 信幸・平原 聖文
(宇宙研) (神戸大工) (京大理)

Development of a large-area ion beam generator for calibrating plasma particle detector

S. Machida, T. Mukai, N. Kaya, K. Hirahara
(ISAS) (Kobe Univ.) (Kyoto Univ.)

A recent progress of our ion beam calibration facility in ISAS will be reported. The device is able to generate a stable and uniform ion beam with fairly large cross section for various ion species in an energy range from 100 eV up to 30 keV. Many key parameters generating an ion beam such as filament voltage, current, and beam energy etc. can be controlled from online microcomputers and measured beam data by MCP or channeltron can be digitized and acquired by those microcomputers as well. A calibration of the Low Energy Particle (LEP) instrument onboard EXOS-D satellite has been conducted with a use of this facility.

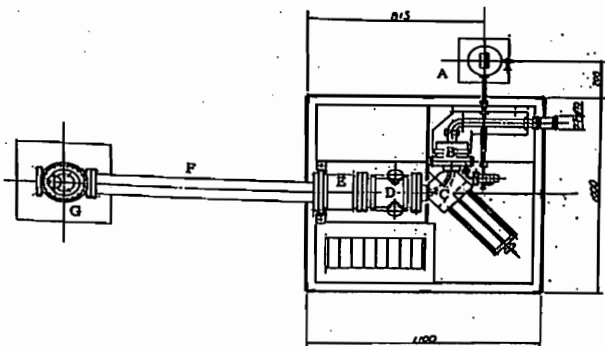
我々のグループでは、かねてより、ロケットおよび衛星に搭載される粒子計測器の校正装置の開発を行ってきた。プラズマ分析器の粒子ウインドウの視野面積は用途に応じて $0.1 \sim 10 \text{ cm}^2$ と広範囲に亘るため、校正を行なうに際して大口径で安定な各種の平行イオン・ビームを作り出す必要がある。今回、初期の目標をほぼ達成する様な装置に整備する事ができたので、その概要を発表する。

第1図に装置の構成を示したが、ガス導入機構部(A)のリザーバーに貯蔵された気体分子はポートを経て電子衝突型のイオン・ソース部(B)で電離され、E×B静電分析器からなる質量選別部(C)で特定のイオンが選ばれる。次に、イオンは、2対の静電偏向電極と4つの同軸円筒型レンズからなるビーム拡張部(D)でビームの径が広げられ、かつ平行にされる。主加速部(E)は多数のリング電極で構成されており、ビームを線形的に最終加速するためのものである。プラズマ計測器を据え付けたチェンバーに至るドリフト・チューブ(F)の内壁にはミュンメタルのチューブ

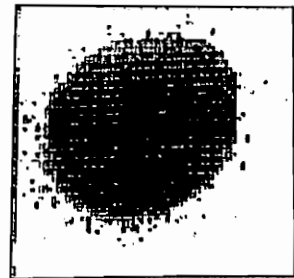
が採用され、地球磁場の影響を受けない様、工夫が施されている。また、ビーム・モニター(G)によって、出力イオン・ビームの電流がモニターされる。ソース部のフィラメントの電圧やエミッション電流、さらに、質量選別部、ビーム拡張部及び主加速部の電極電圧などはパソコン(PC88及びPC98)によって制御されるが、MCPやチャンネルトロンによって得られたデータもパソコンに取り込まれ解析される様、設計されている。

第2図には、10 keVの N_2^+ イオン・ビームを発生し、主チェンバー側に置いたMCPビーム・モニターに照射して得られたビームの2次元断面像を示す。この例では、直径が約5 cmの円形の強度プロファイルを示していた。

本装置は、既に、来年2月に打ち上げられる EXOS-D衛星に搭載される低エネルギープラズマ粒子計測器(LEP)の校正に用いられたが、今後は、粒子計測器を据え付けるジンバルも完全にオン・ライン化して、さらに進化した自動制御による校正データ取得を可能としたい。



第1図 イオン・ビーム発生装置の概略図
(Top View)



第2図 MCPで捕らえた N_2^+ イオン・ビームの
2次元像

P-49 ホーラーパトロール気球の南極大陸周回実験

宮岡 宏¹⁾, 向井 裕之²⁾, 斎藤 浩明³⁾, 藤井 良一¹⁾, 江尻 全機¹⁾, 平澤 威男¹⁾, 山上 隆正⁴⁾, 太田 茂雄⁴⁾,
 秋山 弘光⁴⁾, 山中 大志⁵⁾, 小玉 正弘⁶⁾, 西村 純⁴⁾

1) 極地研, 2) 通総研, 3) 電通大, 4) 宇宙研, 5) 山口大教育, 6) 山梨医大

Test Flight of Polar Patrol Balloon over Antarctica

H. Miyaoka¹⁾, H. Mukai²⁾, H. Saito³⁾, R. Fujii¹⁾, M. Ejiri¹⁾, T. Hirasawa¹⁾, T. Yamagami⁴⁾, S. Ohta⁴⁾,
 H. Akiyama⁴⁾, M. Yamanaka⁵⁾, M. Kodama⁶⁾ and J. Nishimura⁴⁾

1) NIPR, 2) CRL, 3) UEC, 4) ISAS, 5) UY, 6) YMC

The first test flight of "Polar Patrol Balloon" (PPB) has been carried out at Syowa Station, Antarctica in December, 1987. Two PPBs equipped with the auto ballasting system, solar battery and ARGOS system were launched successfully and flew more than 5000km along the almost same trajectory derived from calculations. These results indicate the high reality and possibility for the PPB system over Antarctica.

1. はじめに ホーラーパトロール気球(以下PPB)は、南極域の夏季(12月~1月)に安定した吹上層の東風を利用して複数個の観測気球を南極大陸に沿って周回させ、連続2~3週間に渡り長時間・広域多点観測網を実現しようとするものである。国立極地研究所では、宇宙科学研究所の協力により昭和58年度よりPPBシステムの開発を行ってきたが、昨年12月に南極域での初の飛翔実験を実施した。本講演では、実験結果とその評価について報告する。

2. PPBシステム 気球が南極大陸を周回するためには、夏季の場合、約20日間を要する。その大部分、気球は昭和基地のテレメトリーおよびコマンド制御不可能な領域を飛翔するため、次の4項目のサブシステムの開発が必要となる。

- i) 気球高度維持システム
- ii) 長時間電源システム
- iii) データ収録・伝送システム
- iv) 気球位置追跡システム

このうち、i)は精密気圧計から気球高度を検知し、機上バルラスト投下を判断するオートバルラスト機構、ii)は太陽電池システムと、電源と併用して用いた。iii)のデータレコーダは今回搭載しなかったが、アログシステムを利用して8chおよび16chのデータ取得を行った。同時にこのシステムにより、気球位置を平均約3時間に1回の頻度で追跡する事ができた。

3. 実験経過 上層風が安定した東風となった1987年12月18日、PPB-1号機の放球を行った。ガス注入時の突風により気球表面が傷ついたが、コマンドによるバルラスト投下により約29kmのレベルフライトに入ることになった。第1図にその航跡図を示す。気球はその後オートバルラストを正常に機能しつづけて

したが、西経92°を回った地点でバルラストがつかずたため落下した。飛翔距離は約5700kmのおよそ1/3周回したことになる。12月25日にPPB-2号機の放球したが、精密気圧計の故障により、オートバルラスト機構が作動しないまま飛翔した。日没が早いので気球は予想以上に長時間飛行し、西経約65°に到達した後落下した。

4. まとめ 今回のPPB-1/2号機ともに昭和基地まで周回させるに至らなかったが、多くの貴重な実験結果を得ることができた。特にPPB-1号機の航跡は、予想軌道に極めて良く一致しており、気球周回の実現性が非常に高いこと、またそれぞれのPPBがシステムが有効に機能していることが明らかとなった。

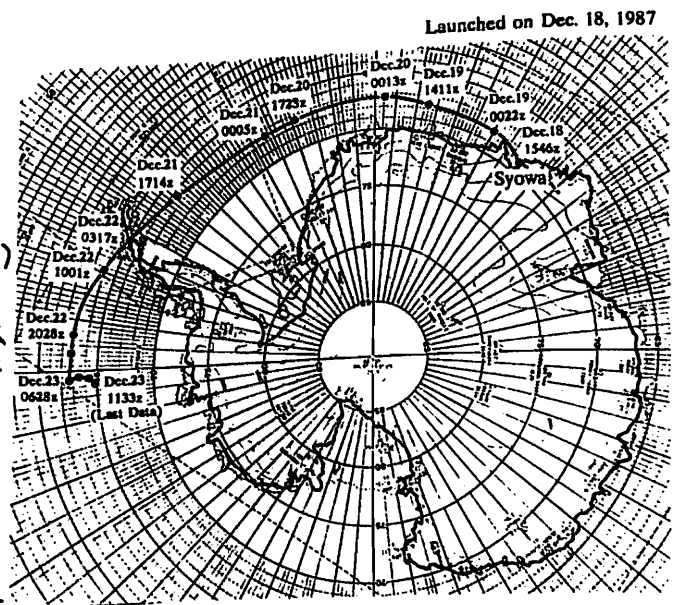


Fig. 1 PPB-1 Flight Trajectory