

学会用

第48回講演会

講演予稿集

昭和45年11月4日～11月7日

於京都府勤労会館

日本地球電気磁気学会

第48回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和45年11月4日(水)・5日(木)・6日(金)・7日(土)

会場 京都府勤労会館(京都市中京区烏丸丸太町通下る)

電話 (075) 221-7821, 7822

| 日 | 時 | 9 | 9:30 | 10 | 11 | 12 | 12:30 | 13 | 13:30 | 14 | 15 | 16 | 16:30 | 17 | 18 |
|--------------|------|----------|------|----|----|-----------|-------|----|-------|-------|----|----|-------|----|----|
| 11月4日 (水) | 第1会場 | 中間圏・電離圏 | | | | 中間圏・電離圏 | | | | 運営委員会 | | | | | |
| | 第2会場 | 地磁気・地球内部 | | | | 地磁気・地球内部 | | | | | | | | | |
| 11月5日 (木) | 第1会場 | 中間圏・電離圏 | | | | 極域現象 | | | | 評議員会 | | | | | |
| | 第2会場 | 岩石磁気 | | | | 岩石磁気 | | | | | | | | | |
| 11月6日 (金) | 第1会場 | 磁気圏プラズマ | | | | 特別講演・総会 | | | | 懇親会 | | | | | |
| | 第2会場 | 観測方法 | | | | X | | | | | | | | | |
| 11月7日 (土) | 第1会場 | 磁気圏プラズマ | | | | 太陽風 | | | | | | | | | |
| | 第2会場 | 宇宙線 | | | | 電波伝播・大気電気 | | | | | | | | | |

第1日 11月4日(水)

中間圏・電離圏 於 第1会場 (10:00-12:30)

開会の辞

- 1-1 早川幸男・伊藤浩武・松本敏雄・西村徹郎・小野忠良(名大理)赤外夜光の観測 (10分)
- 1-2 広野求和・内野修・牧野行雄(九大)上層大気成分観測に用いるDye Laserの特性(1) (15分)
- 1-3 上山弘・有賀規(東北大)レーザーレーダー試験観測 (15分)
- 1-4 上山弘(東北大)市川敏朗(岐阜大)上層大気分光観測 (15分)

| | | |
|------|---|-------|
| 1-5 | 渡谷邦彦(鳥取大)Xe+O ₂ 放電によるOI λ 5577の発光 | (12分) |
| 1-6 | 小川利紘・渡辺隆(東大理)中間紫外線アルベド-球面大気の場合 | (15分) |
| 1-7 | 岩坂泰信(東大理)100 Km領域の熱構造について | (10分) |
| 1-8 | 岩坂泰信(東大理)100 Km領域の大気組成と対流(鉛直方向)によるO, O ₂ の輸送 | (10分) |
| 1-9 | 石嶺剛(電波研)流星風について | (15分) |
| 1-10 | 石嶺剛(電波研)アンペヤカの大気潮汐に及ぼす効果について | (15分) |

地磁気・地球内部 於 第2会場(10:00-12:30)

| | | |
|-----|---|-------|
| 2-1 | 藤田尚美・田島稔(国土地理院)海底磁力計(I) | (10分) |
| 2-2 | 加藤愛雄・青山巖・遠山文雄(東海大工)バルーンによる地磁気測定 | (10分) |
| 2-3 | 水野浩雄(国土地理院)一等磁気測量の資料による地磁気変化量分布について | (15分) |
| 2-4 | 本蔵義守(東大地震研)三宅島における地磁気変化異常(2) | (15分) |
| 2-5 | 本蔵義守(東大地震研)三宅島における地磁気変化異常(3) | (15分) |
| 2-6 | 前田坦・鈴木亮(京大理)住友則彦(京大教養)瑞穂町(京都府)における地磁気観測について | (8分) |
| 2-7 | 荒木健・大久保謙二(地磁気観測所)女満別, 鹿屋における地磁気日変化について | (10分) |

中間圏・電離圏 於 第1会場(13:30-17:00)

| | | |
|------|---|-------|
| 1-11 | 前田憲一(京大工)E層下部の電子密度分布に関する考察 | (15分) |
| 1-12 | 平尾邦雄・小山孝一郎(東大宇宙研)下部電離層の電子温度について | (15分) |
| 1-13 | 藤原玄夫・広野求和(九大理)Es Wind Shear理論における金属イオンの役割に対する考察 | (15分) |
| 1-14 | 丸橋克英(電波研)電離圏・磁気圏のイオン分布に関するモデル | (15分) |
| 1-15 | 藤高和信(東大理)夜間E-F中間層の生成について | (10分) |
| 1-16 | 北村泰一(九大理)電離層内の長周期振動 | (15分) |
| 1-17 | 三浦輝夫・並川富一(阪市大理)台風による内部重力波の励起と地磁気変化 | (15分) |
| 1-18 | 深尾昌一郎・加藤進(京大工)Ionosphere Perturbed by Gravity Wave —— Numerical Experiment —— | (15分) |
| 1-19 | 村田宏雄(岐阜大工)電離層ダイナモ理論 II β-plane | (15分) |
| 1-20 | 加藤進(京大工)Ion Cloudの運動 | (15分) |
| 1-21 | 前田坦(京大理)電離層における中性・電離大気の運動(1) | (15分) |
| 1-22 | 前田坦(京大理)電離層非周期風による電流系(2) | (10分) |

地磁気・地球内部 於 第2会場(13:30-16:00)

| | | |
|------|------------------------------|-------|
| 2-8 | 太田柁次郎(京大教養)夜間Sq変化について | (10分) |
| 2-9 | 西田泰典(北大理)北海道における地磁気短周期変化(II) | (10分) |
| 2-10 | 加藤愛雄・瀬戸正弘・早坂孝(東北工大)東海地方のCA観測 | (10分) |

- 2-11 宮腰潤一郎(鳥取大教養)安原通博(京都教育大)住友則彦(京大教養)鈴木亮(京大理)鳥取砂丘における地電流観測について (15分)
- 2-12 柳原一夫(地磁気観測所)関東地方における地表電流と電場磁場 (15分)
- 2-13 白木正規・柳原一夫(地磁気観測所)地電流の局所のおよび局地的異常について (15分)
- 2-14 福島直・富田宏・飯島健(東大理)地磁気鉛直成分変動を考慮したsfe電流系 (15分)
- 2-15 藤井尚美・井内登(國土地理院)ランダムに分布した磁気双極子による全磁力分布 (10分)
- 2-16 行武毅(東大地震研)地球磁場の停滞性磁場と移動性磁場(続報) (15分)
- 2-17 宇野栄(東大理)力武常次(東大地震研)Bullard Gellman LilleyのDynamo Modelの非定常解 (10分)

第2日 11月5日(木)

中間圏・電離圏 於 第1会場(9:00-12:30)

- 1-23 福島直・上出洋介(東大理)Equatorial electrojet return currentの拡がり (10分)
- 1-24 白木正規(地磁気観測所)地磁気日変化のスペクトル構造 (15分)
- 1-25 米沢利之(電波研)電離層における半年変化 (15分)
- 1-26 松浦延夫・北條尚志・西崎良・永山幹敏・中村毅勝(電波研)上部電離層の磁力線に沿った構造 (15分)
- 1-27 西崎良・松浦延夫・永山幹敏(電波研)Alouette-IIによるDucted Echoes (15分)
- 1-28 西崎良・永山幹敏(電波研)衛星と地上からの観測による f_oF_2 の比較 (15分)
- 1-29 中田美明・菅官夫・合欽垣礼子・加藤仲夏・吉田忠彦(電波研)磁気嵐時の中緯度における N_T の変化 (15分)
- 1-30 中村純二・松岡猛(東大教養)加藤進(京大工)大地登(岐阜大教養)K-8-16号機による風の観測 (15分)
- 1-31 加藤進・麻生武彦(京大工)江尻全機(東大宇宙研)K-8-16号機によるインピーダンスプローブの実験の結果 (10分)
- 1-32 江尻全機(東大宇宙研)麻生武彦・横堀進義(京大工)L-3H-5号機によるインピーダンスプローブの実験 (15分)
- 1-33 倉橋克典(名大空電研)超音速で電離層内を動く物体によるプラズマ波動の励起 (15分)
- 1-34 佐藤哲也(京大理)松田美之(スタンフォード大)小川忠彦(京大工)弱電離プラズマ中の波動の非線形数値解析-I (15分)

岩石磁気 於 第2会場(9:30-12:30)

- 2-18 新妻信明・木村勝弘・酒井豊三郎(東北大理)銚子周辺の地磁気層位 (15分)
- 2-19 浅海英三・時枝克安(島根大文理)有田・唐津窯および山陰安来の窯の考古地磁気について (10分)
- 2-20 堂面春雄(山口大教育)第四紀火山灰層の磁化(IV) (10分)
- 2-21 青木豊(東大理)火山灰の帯磁機構(II) (10分)
- 2-22 百瀬寛一(信州大理)火山灰中の強磁性鉱物の磁氣的性質 (10分)
- 2-23 村上敬助・乗富一雄・鈴木正明(秋田大鉱山)秋田県男鹿半島の火山岩の磁気 (15分)

| | | |
|------|--|-------|
| 2-24 | 笹嶋貞雄・西田潤一(京大理)アルカリ玄武岩のP-N-typeの磁化について | (15分) |
| 2-25 | 伊藤晴明(島根大文理)M.Fuller(ピッツバーグ大)地球磁場の反転機構について | (15分) |
| 2-26 | 木下雄・河野長・青木豊(東大理)インド・デカン高原の古地磁気学(2) NRMとその安定性 | (15分) |
| 2-27 | 伊藤晴明・時枝克安(島根大文理)Paleogene Graniteの古地磁気(I) | (10分) |
| 2-28 | 野村哲(群馬大教養)岐阜県下呂町付近に分布する濃飛流紋岩の磁化 | (15分) |
| 2-29 | 西田潤一・笹嶋貞雄(京大理)和歌山県下の二並系に属する玄武岩の古地磁気 | (10分) |

極域現象 於 第1会場 (13:30—17:00)

| | | |
|------|---|-------|
| 1-35 | 平沢威男・等松隆夫・永田武(東大理)川口貞男(極地センター)平尾邦雄(東大宇宙研)昭和基地に於けるロケット発射実験及び観測結果 | (15分) |
| 1-36 | 平沢威男(東大理)極光からみた極磁気嵐(II) | (15分) |
| 1-37 | 金田榮祐(東大理)極冠に於けるオーロラの変動特性 | (15分) |
| 1-38 | 林幹治(東大理)VLF emission sub-storm aurora chorus | (10分) |
| 1-39 | 林幹治(東大理)SSC, Siの際のpolar chorusのdynamic spectrum | (10分) |
| 1-40 | 林幹治(東大理)JARE 10における極光観測より | (10分) |
| 1-41 | 国分征・平沢威男(東大理)VLF emission substorm (auroral hiss) | (15分) |
| 1-42 | 柴田喬・奥沢隆志(電気通信大)OGO-1 データーによるVLFエミッションについて | (10分) |
| 1-43 | 桑島正幸・森岡昭・斎藤尚生(東北大理)地磁気変動と降下粒子 | (12分) |
| 1-44 | 恩藤忠典(電波研)高緯度SIについて | (15分) |
| 1-45 | 上出洋介(東大理)Field-aligned currentによる磁場分布 | (13分) |
| 1-46 | 上出洋介・福島直(東大理)午後側におけるPolar magnetic substormの空間的構造と時間的特性 | (15分) |
| 1-47 | 飯島健(東大理)Magnetospheric substorm (Tail-field disturbance) | (10分) |

岩石磁気 於 第2会場 (13:30--16:30)

| | | |
|------|---|-------|
| 2-30 | 小林和男・北沢一宏(東大海洋研)太平洋底堆積物の古地磁気 | (15分) |
| 2-31 | 北沢一宏・小林和男(東大海洋研)海洋底岩石の磁性 | (10分) |
| 2-32 | 北沢一宏(東大海洋研)海底マンガン鉱物の物性(II) | (10分) |
| 2-33 | 兼岡一郎・小嶋稔(東大理)大洋底よりドレッジされた岩石のK-Ar年代について | (15分) |
| 2-34 | 小嶋稔・座主繁男(東大理)上野直子(東洋大文)海山玄武岩のK/Rb, Sr アイソトープ比 | (15分) |
| 2-35 | 永田武(東大理)F.C.Schwerer(U.S.Steel, Research Center) アポロ12号月岩石及細砂の磁氣的性質 | (15分) |
| 2-36 | 永田武(東大理)アポロ月岩石の圧磁気効果 | (12分) |

- 2-37 永田武(東大理)月角礫岩残留磁気の特異性 (15分)
- 2-38 川井直人(阪大基礎工)極移動の原因について (15分)

第3日 11月6日(金)

磁気圏プラズマ 於 第1会場(9:00-12:30)

- 1-48 前川紘一郎(京都教育大理)前田垣(京大理)極域電離層電流—数値実験I (12分)
- 1-49 小川忠彦(京大工)佐藤哲也(京大理)多重オーロラ・アークの生成(II) (15分)
- 1-50 田辺弘道・武井恵雄・桜井亨(東北大大理)DP2場とPolar Substorm (15分)
- 1-51 並川富一(阪市大理)高温プラズマと地磁気脈動 (15分)
- 1-52 桜井亨・斎藤尚生・森岡昭(東北大大理)Pc1型地磁気脈動の低緯度伝播特性 (15分)
- 1-53 福島直・佐々木克己・平沢威男(東大理)地磁気脈動pi2のスペクトラム (15分)
- 1-54 宮崎光旗・国分征(東大理)太陽最盛期におけるPc脈動 (15分)
- 1-55 三浦輝夫(阪市大理)極プラズマ風の温度異方性と微視的不安定 (15分)
- 1-56 渋谷仙吉(山形大理)磁気中性面における磁場勾配の加速への影響 (15分)
- 1-57 上田稔・深尾昌一郎・津田孝夫(京大工)磁力線のリコネクション (15分)
- 1-58 塩見正・深尾昌一郎・津田孝夫(京大工)Convective Motion of Non-Interacting Charged Particles in the Earth's Magnetosphere. (15分)

観測方法 於 第2会場(9:00-12:30)

- 2-39 北村泰一・大道寓男(九大大理)SQUID 磁力計の基礎実験(II) (15分)
- 2-40 竹屋芳夫・奥本隆昭・南繁行(阪市大工)正荷電粒子流の測定 (15分)
- 2-41 畚野信義(電波研)前田浩五郎(電子総合技研)伊藤富造(東大宇宙研)中性分子測定用質量分析器(II) (10分)
- 2-42 中村良治・伊藤富造(東大宇宙研)スペースチェンバー中の電子波伝播 (15分)
- 2-43 平尾邦雄・田中高史(東大宇宙研)下部電離層における荷電粒子の捕捉 (10分)
- 2-44 向井利典・松村正三・平尾邦雄(東大宇宙研)低エネルギー電子スペクトロメータ (15分)
- 2-45 平尾邦雄・三留重夫(東大宇宙研)宮崎茂・森弘隆(電波研)スペースチェンバーによるFaraday Cupの基礎実験 (15分)
- 2-46 江尻全機(東大宇宙研)麻生武彦・横堀進義(京大工)プラズマ中のアンテナ相互インピーダンス (15分)
- 2-47 斎藤尚生・森岡昭・桑島正幸(東北大大理)High Speed Spectrum Analyzer (HISSA)について (10分)
- 2-48 松本治弥(神戸大工)L-3H-5号機による荷電粒子観測結果(速報) (10分)
- 2-49 松本治弥(神戸大工)試作増倍管計数効率のX線波長感度特性 (15分)

総会および特別講演 於 第1会場(13:30-17:00)

懇親会 於 楽友会館(18:00-20:00)

磁気圏プラズマ 於 第1会場 (9:00—12:30)

- 1-59 武井恵雄(東北大理)磁気圏の構造と対流 (15分)
- 1-60 玉尾孜(東大理) Induced and Polarization Electric Fields Associated
Inward Penetration of the Tail Plasma Sheet (II) (15分)
- 1-61 南部充宏(東大理)弱く乱れたプラズマのスペクトラムについて (15分)
- 1-62 南部充宏(東大理)弱く乱れたプラズマ中の粒子の軌道について (15分)
- 1-63 南部充宏(東大理)プラズマの異常輸送について (10分)
- 1-64 坂井純一(名大プラズマ研)地球磁気圏尾の電磁流体波動 (15分)
- 1-65 恩藤忠典・相京和弘(電波研)Plasmapauseの電波伝播に及ぼす影響 (15分)
- 1-66 西田篤弘・鶴田浩一郎(東大宇宙研)磁気圏尾部の構造 (15分)
- 1-67 河島信樹・大藪修義(東大宇宙研)Neutral SheetのModel実験 (15分)
- 1-68 木村磐根(京大工)Cerenkov Instability in Whistler Mode (15分)
- 1-69 荒木徹(京大工)不均一プラズマ中でのnon-reciprocalな波動伝播 (15分)

宇宙線 於 第2会場 (9:30—12:00)

- 2-50 北村正岨(気象研)宇宙線日変化の22年変化 (15分)
- 2-51 須田友重(気象研)極地域の宇宙線日変化 (10分)
- 2-52 藤本和彦(名大理)The calculation of the coupling coefficient for the
analysis of the cosmic ray daily variation at Mt.Norikura multi-
directional meson telescope (15分)
- 2-53 和田雅美・奥谷晶子(埋化学研)宇宙線異方性の逐日解析 (15分)
- 2-54 石田喜雄・菅野常吉(福島大教育)斎藤俊子(福島医大物理)宇宙線日変化と太
陽活動について(II) (15分)
- 2-55 森覚・安江新一(信州大理)一之瀬匡興(信州大教養)宇宙線強度の日変化の解析 (15分)
- 2-56 一之瀬匡興(信州大教養)森覚・安江新一・鷲坂修二(信州大理)地下30m.w.e
における宇宙線の強度変化 (15分)

太陽風 於 第1会場 (13:30—17:00)

- 1-70 永田武・河野長(東大理)太陽風と月との電磁相互作用及び月岩石の電気伝導度 (15分)
- 1-71 広瀬徹(名大理)太陽活動静穏期における太陽風 (15分)
- 1-72 竹之下裕五郎(電波研平磯支所)Pioneer 6,7 およびVela衛星における太陽風
速の相互関係 (15分)
- 1-73 山下喜弘・山口又新(地磁気観測所)中緯度に於ける地磁気SIと太陽風不連続 (10分)
- 1-74 柿沼隆清・渡辺亮・鷲見治一・小島正宜(名大空電研)電波星シンチレーション
による太陽風の観測 (15分)
- 1-75 柿沼隆清・鷲見治一・渡辺亮・小島正宜(名大空電研)電波星シンチレーション
による太陽風の解析 (15分)

- 1-76 羽倉幸雄(電波研)太陽プロトンのS成分とバースト—1966年6月のプロトン現象— (15分)
- 1-77 瓦理宜夫・上山弘(東北大理)定常状態における磁場とプラズマ流との境界に関するself-consistentな解 (15分)
- 1-78 国分征(東大理)磁気嵐と惑星間磁場変動 (15分)
- 1-79 前田力雄(電波研平磯支所)地磁気の27日周期成分について(Ⅱ) (15分)
- 1-80 A.Loveless(ブリティッシュコロンビア大)馬淵久夫・小嶋稔(東大理) R.D.Russel(ブリティッシュコロンビア大)柳田昭平(東大理) Gd アイソトープに基いた原始太陽系についての一考察 (15分)

電波伝播・大気電気 於 第2会場(13:00—17:00)

- 2-57 筒井稔・小川徹(京大工)HFドップラーによるTID観測 (15分)
- 2-58 中村義勝(電波研)上部電離層でのRay Tracing (15分)
- 2-59 田中義人(名大空電研)VLFヒスの偏波,入射角について (15分)
- 2-60 荒木徹(京大工)ホイッスラー波の電離層入射—ダクトによらないエネルギー集中の一機構— (15分)
- 2-61 鶴田浩一郎(東大宇宙研)ホイッスラー波の電離層通過 (15分)
- 2-62 梶靖夫・奥沢隆志・芳野尅夫・上滝実(電通大)菅平に於けるホイッスラー空電観測 (10分)
- 2-63 奥沢隆志・芳野尅夫・山中馨(電通大)磁気嵐とホイッスラー伝播 (10分)
- 2-64 鎌田哲夫(名大空電研)電離層内における短波帯電波の伝播実験結果 (15分)
- 2-65 橋詰庄一郎・徳田八郎衛・田中敬史(防衛技研)Multi-frequency Backscatterによる電離層の観測(2) (15分)
- 2-66 山下亨子(名大空電研)S.I.D時におけるVLF局電波の位相変化 (10分)
- 2-67 田中良和・小川俊雄(京大理)シューマンレゾナンスと雷活動度について (15分)
- 2-68 小川俊雄(京大理)超高層大気現象と大気電場 (15分)
- 2-69 芳野尅夫(電通大)極地氷冠上の電波反射 (15分)
- 2-70 宮武貞夫・松本紘・木村磐根(京大工)Three wave processによるIon音波の励起 (15分)

閉会の辞

第 1 会 場

講演番号 1-1~1-80

赤外夜光の観測

早川幸男, 伊藤浩武, 松本敏雄, 西村徹郎, 小野忠良
 名大理

観測ロケットK-10-4に搭載した赤外線観測装置による大気光の観測結果を報告する。図1に示す観測装置を光軸がロケット軸に垂直になるように搭載した。入射光は球面鏡でPBS検知器に集められる。検知器の前に5種類のフィルター及び標準光源を2秒おきに置きかえ、可視部から波長 2.5μ までのスペクトルをとった。フィルターの透過波長領域及び各領域における感度を表1に示した。装置の詳細及び黄道光観測結果の概要はSpace Research X に発表してある。ロケットは1969年1月14日 1900JSTに発射された。この時の太陽の天頂角は 108° であった。観測は高さ60 Kmから始まり、1スピン周期に2回強いピークを得た。図2に示すように、ピーク間隔および高さはロケット高度と共に徐々に変化する。これより発光層の中心高度80 Km, 層の厚さ約10 Kmが得られた。図2にはこのような発光層から期待されるスピニ角と強度の計算結果と実験値と比較してある。この観測結果から導いた夜光のスペクトルを図3に示す。スペクトルは太陽からの離角に弱く依存する。ロケットが僅かに ($\text{cone half angle} = 1.5^\circ$) プレセッションしたため、太陽からの離角の異なる場所を見た。図2で西方のピークの高さが変化しているのはこのためである。これは日没後発光が数十分の半減期で弱くなることを示す。これに比べて東方のピークはほとんど変化せず、夜中の定常値を表わす。以上の観測結果に基づき、赤外夜光の発光並びに消滅について論ずる。

| フィルター名 | 有効波長 | 波長巾 (FWHM) |
|--------|-----------|------------|
| V | 0.52μ | 0.24μ |
| J | 1.23 | 0.27 |
| H | 1.57 | 0.40 |
| K | 2.16 | 0.47 |
| IR | > 1.0 | |

(表1)

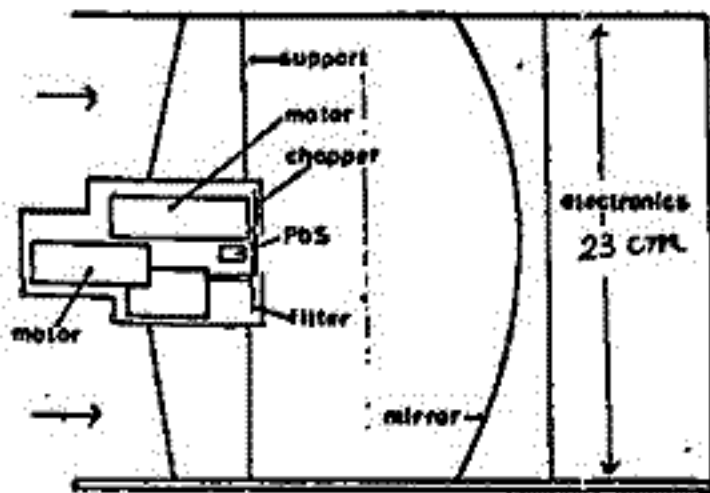


Fig. 1. Schematic diagram of the telescope system.

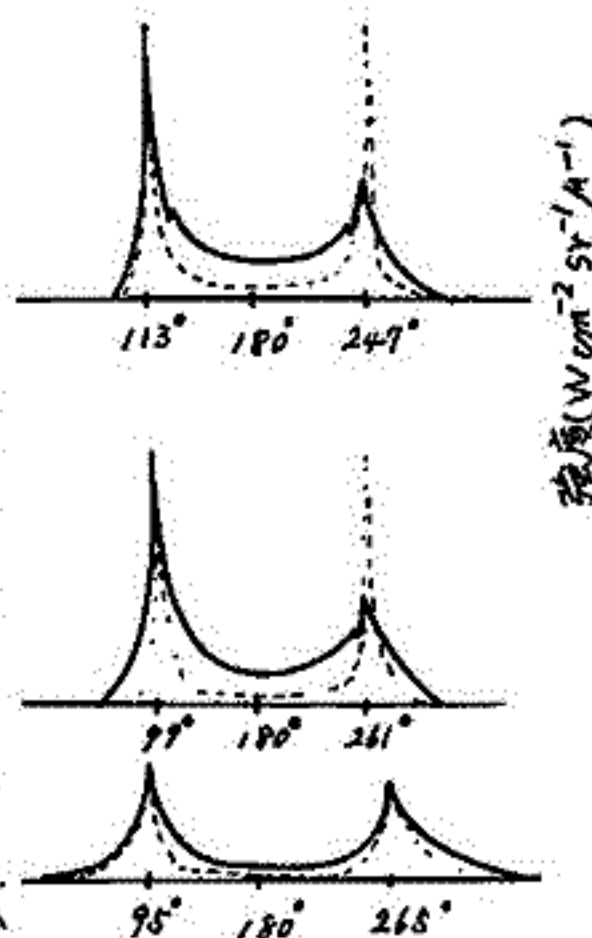


Fig. 2

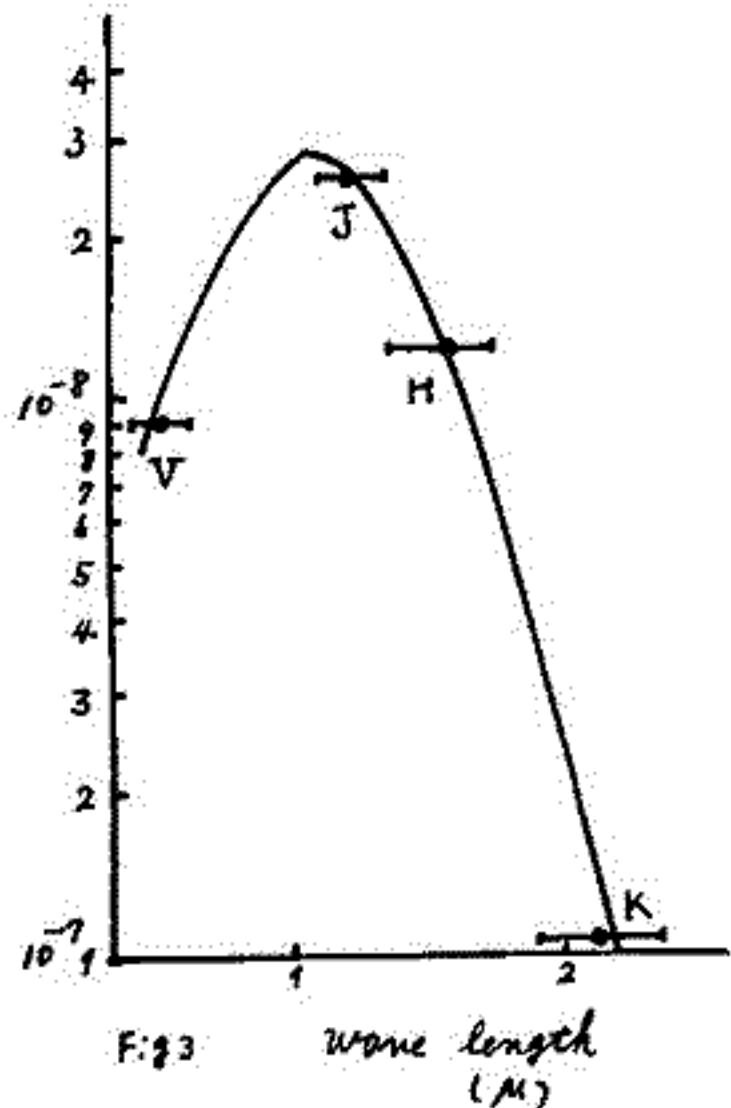


Fig. 3 wave length (μ)

広野 和 内野 修 牧野 行雄

九大理

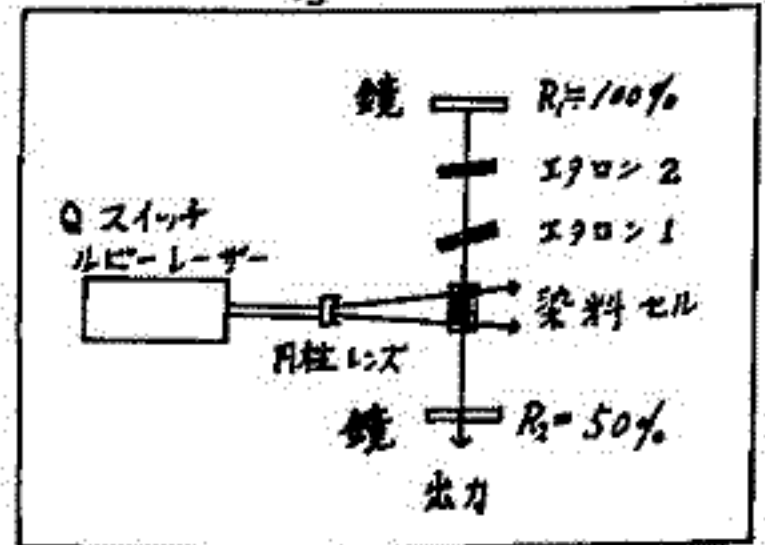
上層大気成分をレーザー・レーダーによって観測する際、地表から30kmの高さにあるエアロソルの Mie 散乱が重要な障害になる。それでは二波長 λ_1, λ_2 で同時に観測を行ない、 λ_1 は例えば O_2 の A バンドの吸収をうけ、 λ_2 はそのような吸収をうけないようにすると、受信した信号の中からエアロソルと他の大気成分の分子や原子からの後方散乱光を区別させることができる、という可能性が前回の講演で述べられた。Dye Laser を用いてこの二波長を作ることを企てられ、若干の実験結果が得られたので報告する。Dye としては、3,3'-Dimethyl-2,2'-Oxatetracyanoquinone iodide を使い、これを Dimethyl sulfoxide に溶かし濃度を種々変えて波長の変化を調べた。Optical pumping のためには水冷式 Ruby Laser を用いた。この特性は、2 μ /pulse、パルスの時間幅は約40ns であり、尖頭出力約50MW、パルス繰返しは1 pulse/55 の程度である。

(Fig 1 参照) Dye solution の両側に反射鏡を置き、その反射率を $R_1 = 100\%$, $R_2 = 50\%$ としたときには、発振波長は約200Åの幅をもち、その中心波長は濃度とともに Fig 2 のように変化する。この波長幅は現在の目的のためには広すぎるので、エタロニ板を共振器中に挿入して狭帯域化をおこなった。エタロニ板の間隔としては、 $d_1 = 20\mu m$, $d_2 = 0.15mm$ を用いた。その結果 d_1 のとき発振波長幅は14Å, d_2 のときには8Å, 両方同時に用いたときは3Åの程度になった。

Fig 3 は d_1 を用いて、光軸からの回転角によって発振波長が如何に変化するかを示したもので、図中3本の曲線は、発振が同時に3本おこなっていることを意味する。

Dye laser 装置の製作については、工学部電気工学教室の岩副泰、前田三男両氏に御教示をいただいたことに深く感謝する。

Fig 1



DYE LASER 装置

Fig 2

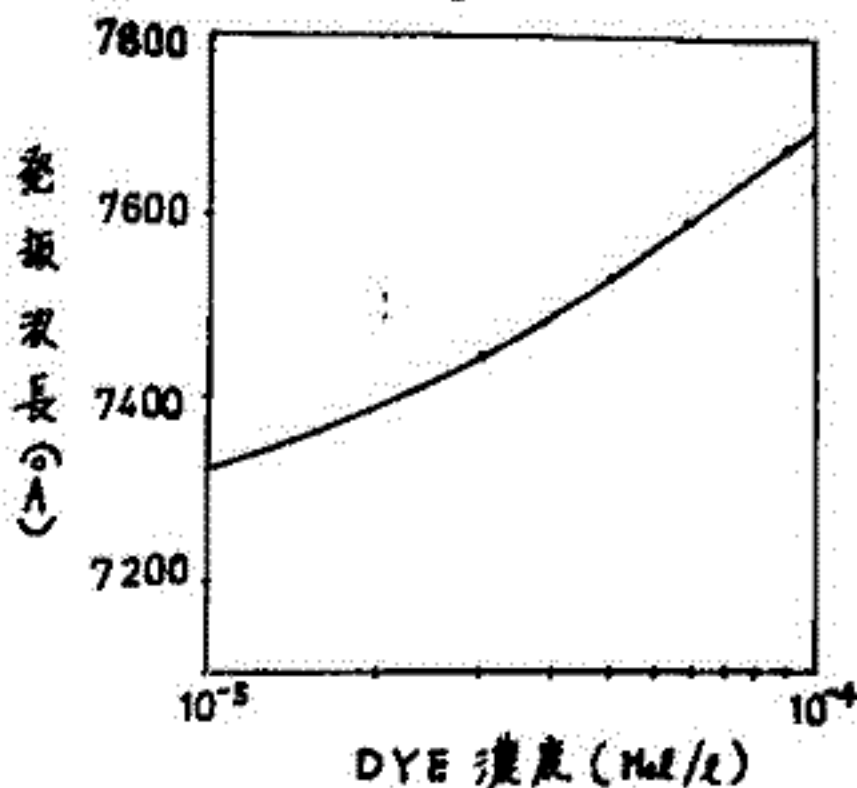
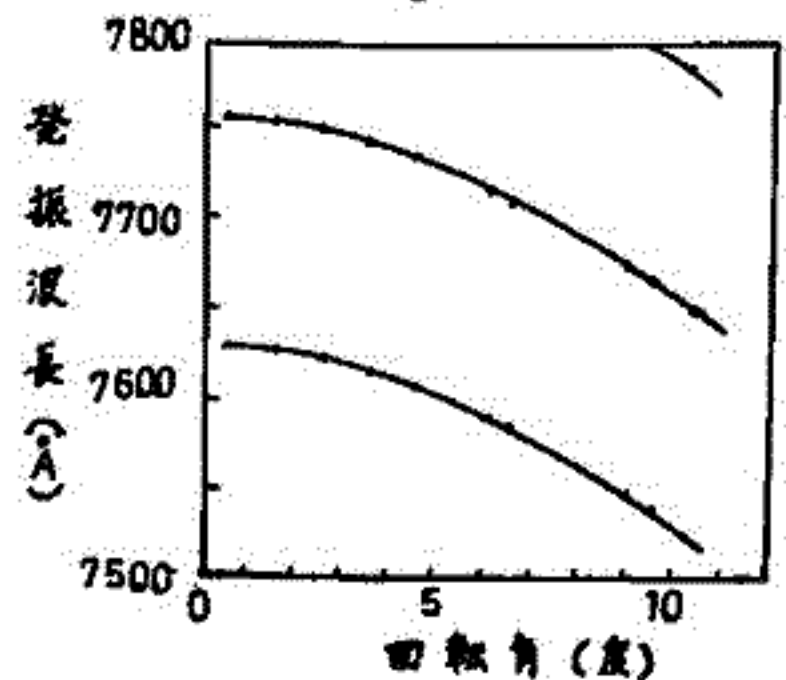


Fig 3



レーザーレーダー試験観測

上山弘, 有賢規 (東北大・理学部)

(I) まえがき

光散乱への応用としてのレーザーレーダーは、MITのTiocco等(1963, Nature)が最初に実験し、以来、英国のRadio and Space Research Station 地数ヶ所で超高層の観測に成功している。又気象学的応用は、Stanford Research Institute によりおこなわれてきた。我々はレーザーレーダーを用いた超高層の観測の検討を、従来行われてきた Rayleigh-Mie 散乱の他に、Raman 散乱、共鳴散乱方式について行った。既に、Raman 散乱方式については、地上での大気汚染分子の検出を行うことにおこなってきた。最近、蔵王山麓に新たにレーザーレーダー装置を設置したので、その試験観測の結果を報告する。

(II) 実験装置

Fig. 1. Table 1 に Rayleigh-Mie 散乱方式のレーザーの構成図及び動作特性を示す。光源は Q-スイッチを用いたジヤイアニトバルス・ルビーレーザーである。受信系は光子計数方式と A-スコア方式を併用している。送信系と受信系は光学的、電気的雑音を少なくするために約 15m 離してあり、この特徴である。

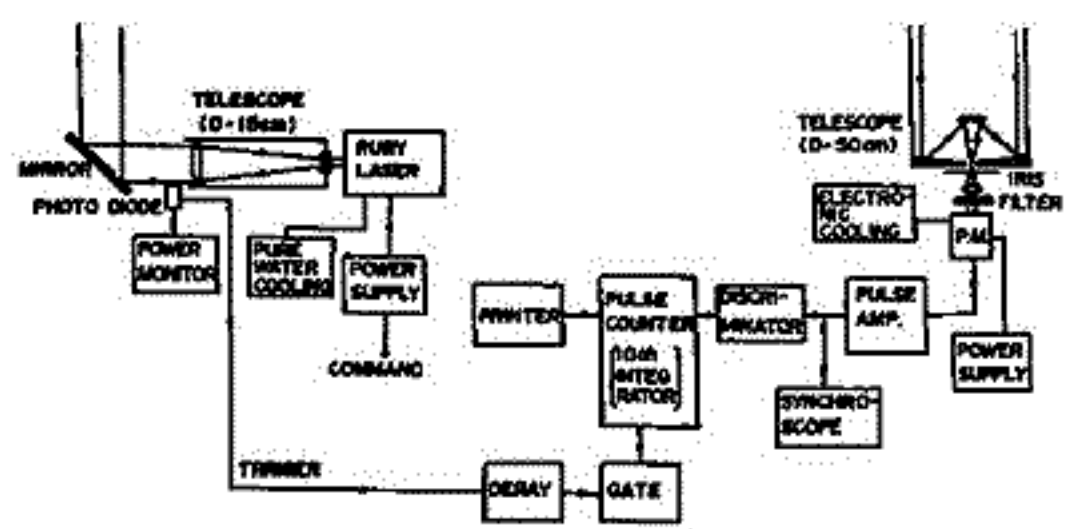


Fig 1

Table 1

| | |
|--------------------|--|
| Transmitter | |
| Laser | Q-Switched Ruby Laser ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) |
| Max. Output Energy | > 5 Joule / shot |
| Pulse Length | < 1 μ sec |
| Beam Divergence | < 1 mrad |
| Receiver | |
| Telescope | D = 50cm Cassegrain |
| Field of View | < 5 mrad |
| Filter Band width | 30 \AA |
| Gate width | 33 μ sec, 66 μ sec |
| Counter | 10 channel |

(III) 信号及び雑音強度

Fig. 2, 100 shots, 1000 shots の場合の超高層大気からの Rayleigh 散乱による期待されるカウント数及び S/N 比を示した。S/N = 3 をデータの信頼限度とすると、100 回行えば約 80 km までの純粋の空気による Rayleigh 散乱光を検出できる。夜光雲等による Mie 散乱が検出される場合がある。

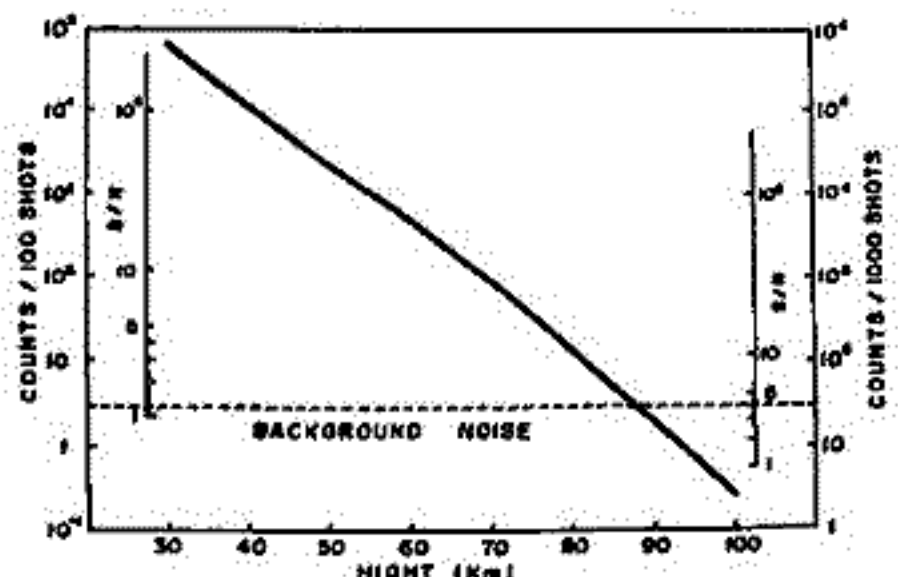


Fig 2

(IV) おまじ

現在 Rayleigh-Mie 散乱, Raman 散乱, 共鳴散乱の実験を併せて行っているが、今回は主に Rayleigh-Mie 散乱の実験結果を報告する。

上層大気分光観測

上山 弘
東北大理

市川敏朗
岐阜大教養

今までに多くの *Twilight* 及び夜光の分光観測の結果が発表されているが、*Bradfoot* 等は格子分光器と、メモリー方式による光子計数器を組み合わせて観測し、興味ある結果を発表している。それによると、 N_2 の 7144 \AA の *Twilight* に関しては *Saskatoon* と *Kitt Peak* の観測でほぼ完全にその様子が解明されているが、その他の上層大気の微量成分の観測は、アルカリ金属その他については、まだあまり十分とはいえない。

原子輝線の測定にはファブリーペロの分光器が最も適しているが、分子 Band に対しては、格子分光器による上記の方式が適している。

今回として、*Twilight* 時における上層大気の散乱の様子を知る目的で、格子分光器と光子計数方式による分光測光器を組み立て東北大学の遠刈田観測所で、8月から10月にかけて予備的な観測を行ったので、その測光器のあらましと結果の一部を速報的に報告する。

分光器はツェルニャーターマウント、ミニグルベームの格子分光器で、格子は 1200 lines/mm 、巾 76 mm 、ブレース波長 500 nm のものを用い、空の像を焦点距離 110 mm の凸レンズで、 15 mm の入射スリット面上に結ばせ、スリットの開口方向の光線が方位とほぼ垂直になるようにして、天頂方向の観測を行った。

渡谷 邦彦
島取大 教育 物理

Xeグロー放電管内に微量の O₂ ガスを混入して、OI λ 5577 を強く発励しえたので報告する。すでに A + O₂ 放電による OI λ 5577 の発励機構について報告してある¹⁾。これと同様な目的および方法により、今回の実験による発励条件を考察し、できればその発励機構を提案したい。

実験：放電管(Pyrexガラス) L. 700mm, D. 40mm V. 約3500cc (L. 600mm, D. 70mm, V. 約9800cc)

電極 Al (L. 30mm, D. 18mm)

電源 15,000V, 60mA (10,000V, 80mA) 交流間欠(1秒断, 2秒通)放電

分光器(定偏角ガラスプリズム) 線分散度 75Å/mm (5600Å)

結果：1) λ 5577 の発励に適する O₂ の混合率は 5~40% の範囲である。

2) λ 5577 の発光強度が特に強い条件では、Xe(³P₂) に遷移する Xe 線の強度は、他の Xe 線に比べて弱い。

3) 黄色グローを発光する条件では、 λ 5577 の強度は特に強い。

4) A + O₂ 放電による λ 5577 の発励条件とは異なる。

O₂ の光分解による O(¹S) の生成でも、O₂ の混合率が 10% 程度のとき N/N 比が特に良くなる報告²⁾ もあるし、実験関係では O₂(¹Δ_g) が D⁺ の主要な源と考えられ³⁾、その寿命も 36

第1図

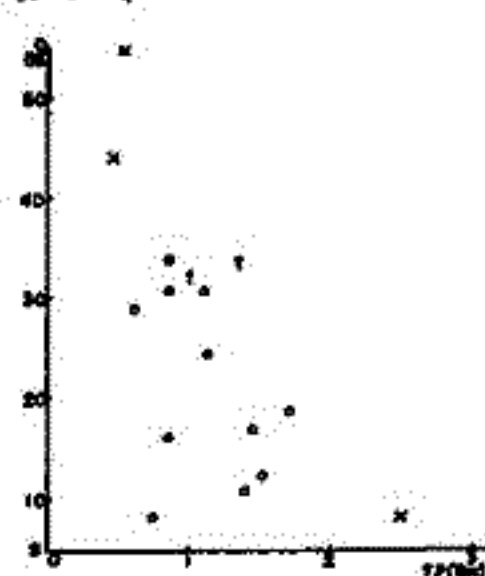
↓5577



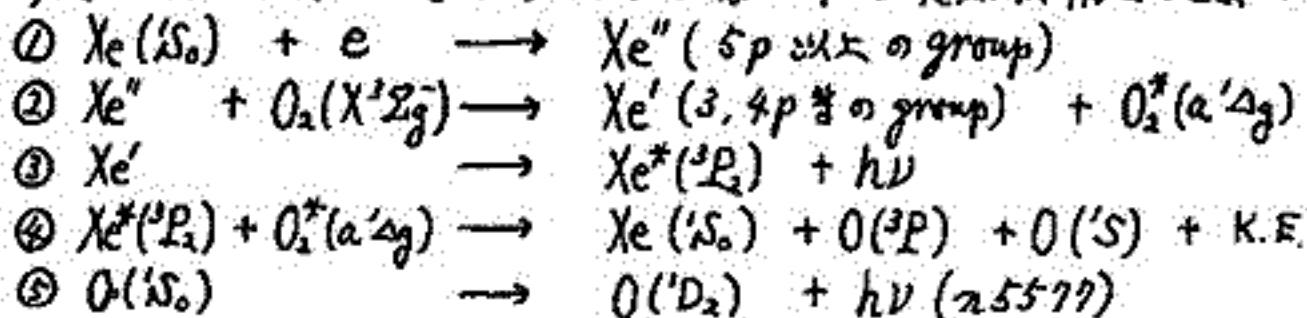
全圧 0.7 Torr.
a. O₂ 9%
3000V, 45'

Kr
全圧 0.6 Torr.
b. O₂ 40%
3000V, 45'

第2図



00秒と計算されている⁴⁾。もし可能ならば以下の発励機構を提案したい。



1) Watadani, J. Geomag. Geoelect. 19, 273 ('67)

2) Filseth et al, J. Chem. Phys. 51, 839 ('69)

3) Hunten et al, J. Geophys. Resear. 73, 2421 ('68)

4) Stolarski et al, J. Geophys. Resear. 72, 3767 ('67)

小川利紘, 渡辺隆
東大理学部

2000 ~ 3000 Å の太陽中間紫外放射は大気中のオゾンの Hartley band の吸収をうけるので、オゾン密度測定に用いられてきた。ここでは、オゾン層より高いところから地球を見下した時の太陽中間紫外線アルベドを、与えられたオゾン高度分布について計算を行なう。

観測の原理

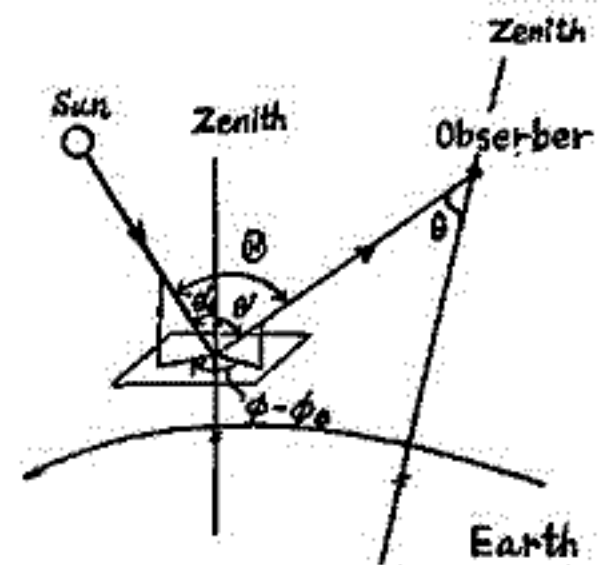
観測される散乱アルベドは次式のようになる。

$$4\pi I_\lambda(\theta, \phi) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\theta) \pi F_\lambda^\odot(\infty) \int_{\text{Emergent path}} \sigma_\lambda(M) n_M(z) ds \times \\ \times \exp \left[- \int_{\text{Incident path}} (\sigma_\lambda(O_3) n_{O_3}(z) + \sigma_\lambda(M) n_M(z)) ds' - \int_{\text{Emergent path}} (\sigma_\lambda(O_3) n_{O_3}(z) + \sigma_\lambda(M) n_M(z)) ds'' \right]$$

ここで

- $I_\lambda(\theta, \phi)$: 放射測定輝度 [photons/cm²/sec/Å/sterad.]
- $\pi F_\lambda^\odot(\infty)$: 太陽放射束 [photons/cm²/sec/Å]
- $\sigma_\lambda(O_3)$: オゾン吸収断面積 [cm²/molecule]
- $\sigma_\lambda(M)$: レーリー散乱断面積 [cm²/molecule]
- θ : 散乱角
- θ : nadir 角
- ϕ : 方位角

大気密度の変化による屈折の効果及び second-order の散乱の効果は無視している。

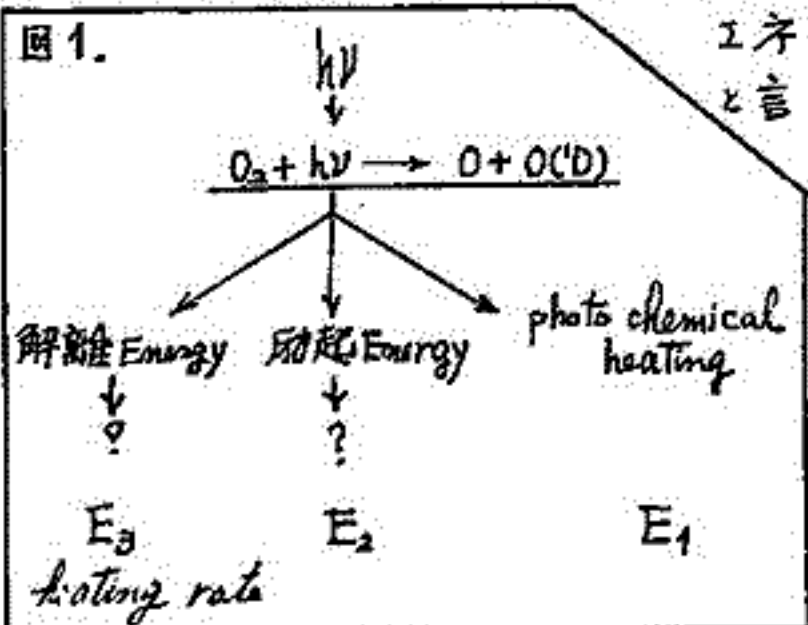


100 Km 領域の熱構造について

岩坂泰信
東大 地球物理

100 Km 領域の熱構造は、主として吸収されるエネルギーなどのように決

まされる点で決まる。表1は100 Km 領域で吸収される太陽紫外光を、各プロセスを通じて熱となる量を示したものである。なお図1はそのプロセスをあらわしている。図でもわかるようにエネルギーは三つの流れに分けられるがこれらでその



エネルギー全体をよとめて熱構造を論じる視点はなかなかに
とよまぬ。Johnson & Wilkins (1965) による熱構造
と E_1 による heating によって下部熱圏及び上部中
間圏の熱度構造を決定するモデルが提案された。

本年2月のシンポジウム(中間圏・電離圏大気カ
層とエネルギー収支に関するシンポジウム)で、
それら3つのエネルギーの流れは、物質の分布、
特に O , O_2 の分布と関連するもので、 O , O_2 今や
と同時に考えねばならぬことを示し、 E_2 による
heating ($O(D)$ の脱活性による) が無視できない
要素であることを主張した。その後 O 状態の酸素
の脱活性化プロセスを考えた。この酸素はオ
シメティックには N_2 によって deactivation を行うであろうが
問題はこの反応によって N_2 の振動温度が 100 Km
領域の大気温度とくらべてきわめて高くなる。さ
して vibration-vibration のエネルギー交換によ
って振動エネルギーが下方へはこぼれる現象が考
えられる。そして下方へはこぼれる途中で
vibration-translation のエネルギー交換によ

表1. heating rate ($eV\ cm^{-3}\ sec^{-1}$)

| 高さ | E_1 | E_2 | E_3 |
|--------|--------|--------|--------|
| 80 Km | 1.1(3) | 1.5(4) | 9.7(5) |
| 100 Km | 2.6(5) | 8.1(5) | 9.6(4) |
| 120 Km | 2.1(5) | 2.8(5) | 8.3(2) |

って大気温度を高めるものと考えられる。vibrational energy の relaxation を解く方程式
は次のように示される。

$$\frac{dn_r}{dt} = \sum_s (Q_{sr} n_s N - Q_{rs} n_r N) + \sum_s (\sum_{l,m} (Q_{sr}^{lm} n_s n_l - Q_{rs}^{ml} n_r n_m)) + Q_\gamma$$

n_i = the population of the i -th vibrational level

Q_{sr} = the rate coefficient; $n_s + M \rightarrow n_r + M$

Q_{sr}^{lm} = the rate coefficient; $n_s + n_l \rightarrow n_r + n_m$

Q_γ = production rate of γ -the level; $O(D) + n_0 \rightarrow n_\gamma + O(^3P)$

参考文献

1965. Johnson F.S. & Wilkins E.M. J.G.R. 22, 7281
1970. 岩坂泰信 等 第10回 電離圏シンポジウム 講演集

この方程式は上下方向に輸送されるエネルギーの評価はきいておいて、
これによって得られる 100 Km 領域の N_2 の振動温度は 4000 K 近くになる。
(遷移確率は Chapman and Raye の Two-state method による)

100 km領域の大気組成と対流によるO, O₂の輸送

岩波 春二
東大・理：物理

最近、F-2層に於ける電子密度の季節変化と中性大気の大気組成変化による、(定明)の季節変化が有り、これら。それ故100 km領域・組成変化は、上層・大気組成変化のよりの影響が大きい。問題は、一度はきつくとたまたまは、F領域の中は、近似的には170 kmあたりまでの拡散平衡に達して、その下は、100 km領域の大気組成と下層の大気組成と大きく左右している。その点から、100 km領域・F領域の大気組成は、このよりのカッパールして、その数値は、100 km。

計算式

分子拡散に関する flux ; $\phi_i^m = -D_i \left(\frac{n_i}{H_i} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{dn_i}{dz} - \frac{n_i}{N} \sum_j \frac{\phi_j^m}{D_{ij}} \right)$

渦拡散に関する flux ; $\phi_i^e = -D_{eddy} \left(\frac{dn_i}{dz} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{n_i}{H_{ave}} \right)$

convection による flux ; $\phi_i^c = U n_i$

連続の式 $\frac{d\Phi_i}{dz} = R_i$

$R_1 = ZJN_2 - Zk_1 n_1 N$

$R_2 = k_2 n_1 N - JN_2$

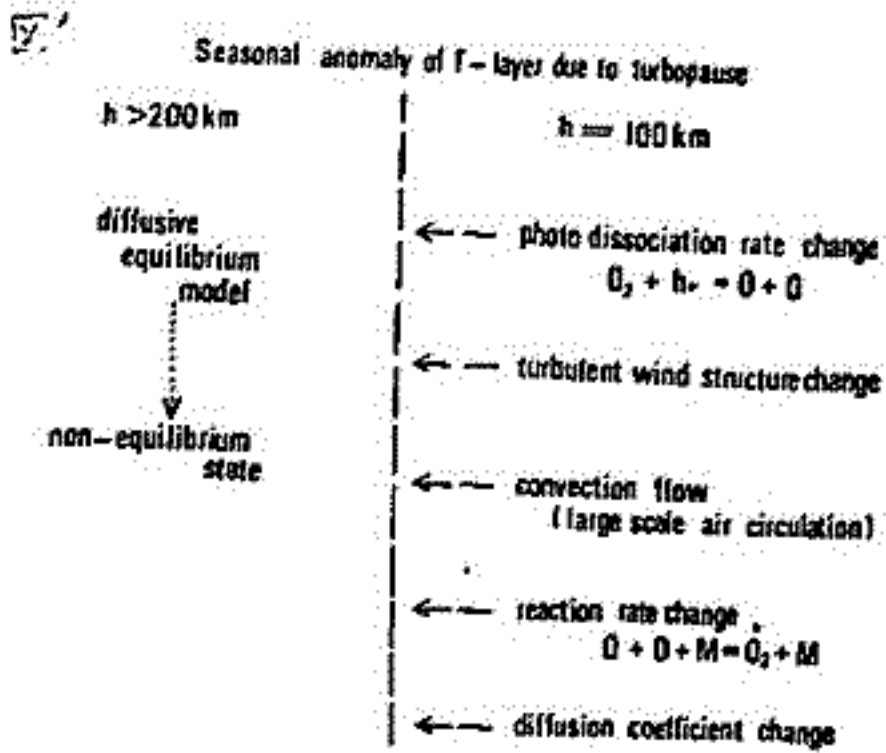
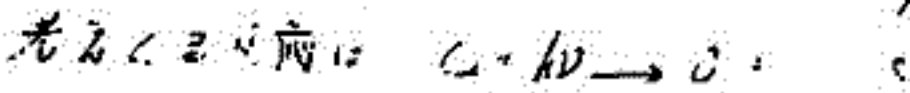


図1: turbopause 起因の季節的組成変化を示すと思われる要素を示してある。

表1

| Height (km) | V=0 | | V=10 ² cm/sec (下向き) | |
|-------------|--------------------------|--------------------|--------------------------------|--------------------|
| | n(O) (cm ⁻³) | n(O ₂) | n(O) | n(O ₂) |
| 170 | 2.20 (11) | 3.70 (11) | 2.20 (11) | 3.70 (11) |
| 150 | 1.08 (10) | 2.80 (9) | 1.08 (10) | 2.73 (9) |
| 130 | 3.43 (9) | 7.97 (8) | 3.43 (9) | 7.71 (8) |
| 200 | 1.77 (9) | 4.58 (8) | 1.77 (9) | 4.41 (8) |
| 210 | 1.01 (9) | 3.12 (8) | 1.01 (9) | 3.00 (8) |

$T_{\infty} = 1000^{\circ}K$

$D_{eddy} = 4.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$

表1の計算結果、一部であり、10⁻² cm²/sec という程度の convection speed でようやく、組成変化があらわれてくる。現在夏半球、冬半球のモデルを設定して計算をしており、今後にはその結果を報告する。

石 嶺 剛
電波研究所

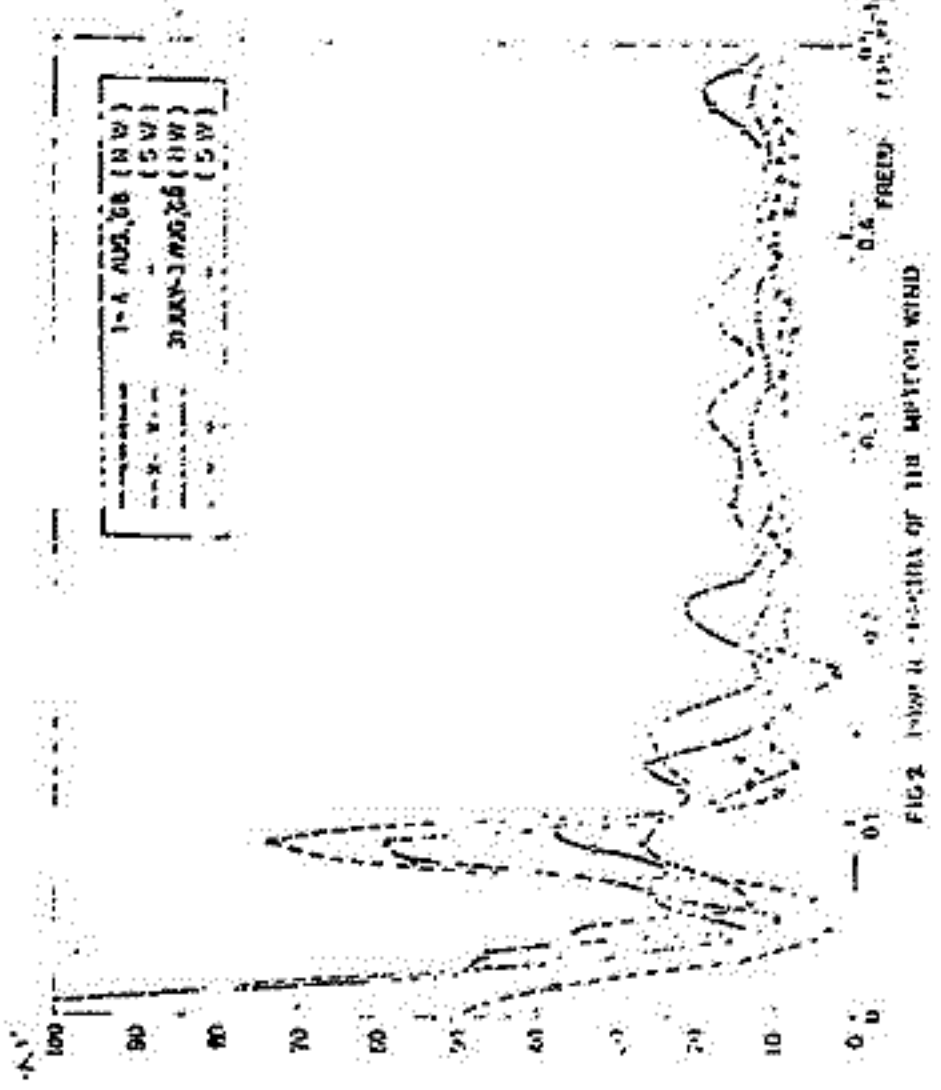
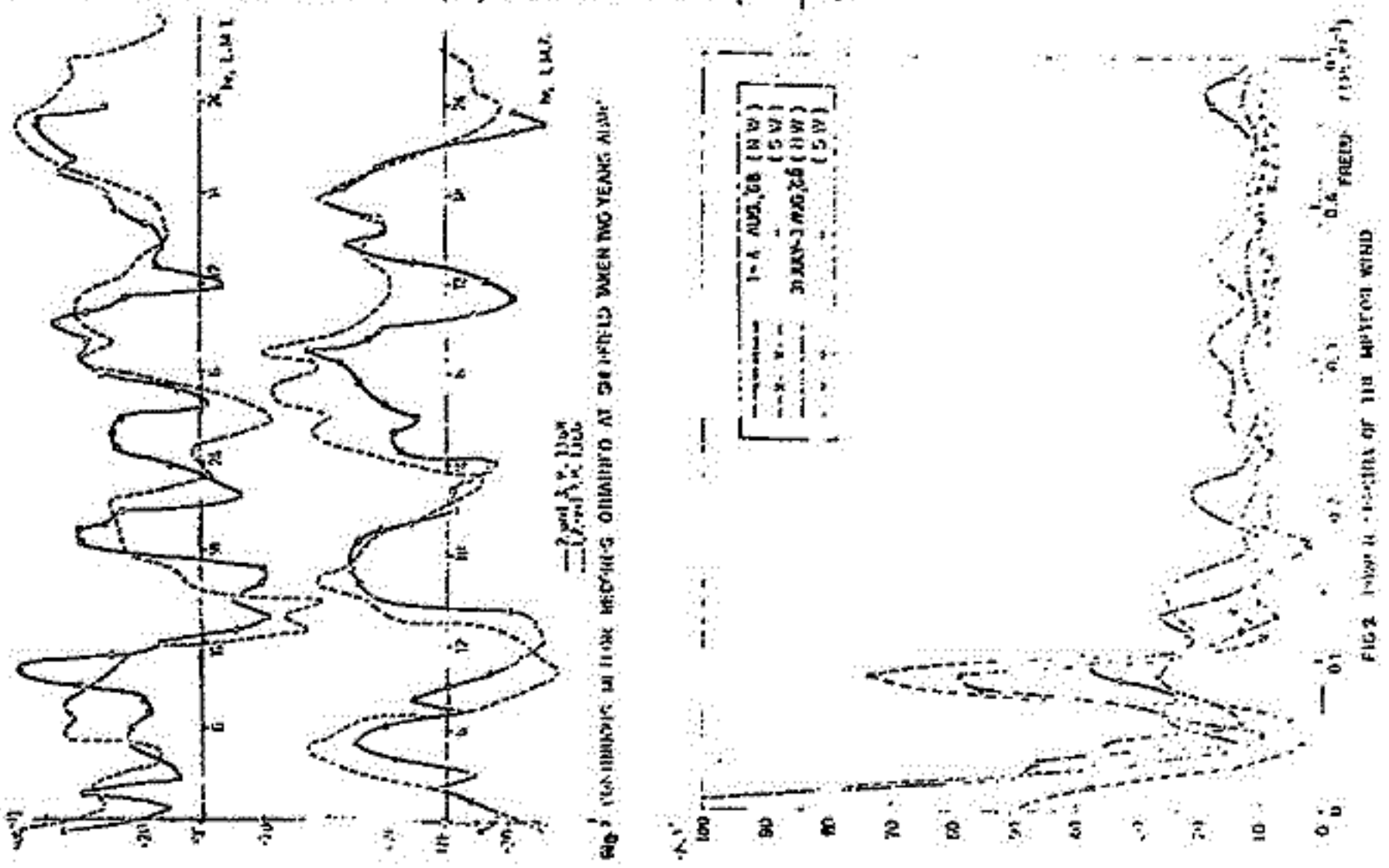
英国シェフィールド大学の流星レーダーを使って得られた流星風資料の解析結果について報告する。使用した資料は1964年8月-1965年7月の毎水曜日の観測資料及び1966, 1968, 1969年の連続(3-4日間)観測各1例である。

使用周波数は25 MHz及び36 MHzで出力は20 KW及び200 KWである。アンテナは北西および南西に向け、半値角は25°である。西方向のアンテナと交互に繰り返して観測し、風の鉛直成分は無視できるとしてこの直交成分から風速ベクトルを求める。流星軌跡 (meteor trail) の高度は反射エコーの形態から決まるとは限らないが、そのためにいろいろ仮定を必要とするのでここでは流星領域 (80-110 km) における風速の高度分布を求め、その平均値と求めた。流星跡の発生頻度は95 km付近が最大になるからこの平均値は95 km付近の風速と近似するものとみなしてよいと思う。観測時間の間隔は15分で平均値はこの間隔について求める。

上の方法で求めた観測例を1図に示す。この図からもわかる通り、半日周期成分が大きく、またこの中、くりした変動に短周期のこまかい変動が重畳されているのが大きな特徴である。これらの変動を詳しくみるために連続観測資料をパワースペクトル解析したのが2図に示される。半日周期成分が圧倒的に大きいことがここでも特徴的である。短周期変動の周期は2-4時間でありこれはいわゆる内波によるものと思われる。

この半日周期成分が卓越することは Goddard Bank の観測でも確かめられ、地表側で観測したと気圧も同様の変化を有することと想起すれば興味深い。重力の起潮力を除外すれば起潮力は一日周期成分が卓越することから予想されるにもかかわらずこのように大気潮汐は半日周期成分が卓越することについて多くの人が議論していることは周知の通りである。この問題はアンテナカを考慮に入れた議論を待たす ("アンテナカの大気潮汐に及ぼす効果について")。

次に毎観測(約15分間隔)の標準偏差を乱流成分として定義し、その日変化を求めたが、12時と24時付近に極大値をとる傾向にある。



アベケ

石 嶺 剛

電機研究所

1. アベケ力 $\sigma \times \Omega$ を考慮し、通常の近似を行って Legendre's operator L は

$$L = \left\{ D + \frac{\sigma}{k} (\mu \cdot \alpha) \right\} \left\{ D - \frac{\sigma}{k} (\mu + \alpha) \right\} - \left(\frac{\sigma}{k} \right)^2$$

但し $k = \frac{\Omega}{2\omega}$, $\alpha = 1 - \nu$ かつ ν の大さき $\frac{1}{2}$ ならば $\nu = 1 - \alpha$, 此は Hough の記号に従う

$\alpha = 0$ は アベケ力が無の場合に対応し、Hough の式と等価である。この本では固有函数を球函数に属するもの係数を用いて表すこととする。

この方程式が自明な解以外に解を求めた場合には、この高次方程式の行列式が零となることを利用して n を求める。 $n = 20$ の場合 n の計算は、この場合行列式は n の 20 次方程式となるから、近似解は $n = 2$ として求める。 n の領域は $(-40, 40)$ にとり、 $\Delta x = 100$ の間隔で行列式の符号を調べ、符号が変化しないうち Δx が小さく n が同じ符号をとり続け、その誤差許容率 ($\Delta x = 100$) を逐次 n の計算を打ち切ります。

周期が 48, 24, 12 時間の場合 n の計算を行つたところ、 n の値は、如何なる n の値も n は正の値となり、12 時間の周期では正の値となる。 $n = 3$ が一日周期では $n = 0$ となる。負の値が混在し、 $n = 0$ のときは n の値は n となる。即ち一日周期の潮汐は アベケ力がある場合以外は外部源として存在しない。

以上の計算では $100 - n$ の間 n の行列式の符号が変化しないうちは n の値は n の値の中 n の増加率 $\Delta x = 100$ が小さく n の絶対値 n の計算が必要か否かを知る。

$$\begin{aligned} & (-c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-1} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-2} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-3} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-4} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-5} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-6} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-7} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-8} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-9} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-10} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-11} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-12} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-13} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-14} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-15} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-16} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-17} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-18} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-19} \\ & + (c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot c_{n-6} \cdot c_{n-7} \cdot c_{n-8} \cdot c_{n-9} \cdot c_{n-10} \cdot c_{n-11} \cdot c_{n-12} \cdot c_{n-13} \cdot c_{n-14} \cdot c_{n-15} \cdot c_{n-16} \cdot c_{n-17} \cdot c_{n-18} \cdot c_{n-19} \cdot c_n) \beta_{n-20} \\ & = 0 \end{aligned}$$

($n = 1, 2, 3, 4, \dots$)

Where

$$a_n = n(n+1) \frac{1}{k}$$

$$b_n = \frac{n}{(2n+1)}$$

$$c_n = \frac{n}{(2n-1)}$$

$$N_n = n$$

$$d_n = \frac{1}{(n(n+1) - \frac{1}{k})}$$

前田 豊一
京都大学 工学部

1) URSIとCOSPARにIRI (International Reference Ionosphere)の作業部

会が設けられている。電離層についてCIRAに匹敵するものを作ろうとしている。このうちE層の80~120KMについて関係者の間では、筆者のJGJの論文(1969)にあるNプロファイルが有用であるとされている。このプロファイルは実験結果をまとめたものであるが、これに理論的根拠を与えることができるかどうかを考察する。

2) 従来E層の生成理論では、CIRAの平均大気モデルを基礎とし、これに対するH_{Ly}-βとX線の電離作用を計算している。しかしCIRAにも掲載されているように、大気モデルは80KMまでについて月毎に相異がある。そこで大気モデルを夏(6,7月平均),冬(12,1,2月平均),春(3,4月平均),秋(10月)の4季に分け、これを基礎として従来のやり方で電子生成率(Q)を計算することとした。

3) Qの計算には大気粒子(N₂, O₂, O)の数密度(n)のほか、太陽光子束密度(Φ), 吸収断面積(σ), 光子当りの電子遊離率(η)を知る必要がある。80KM以上120KMまでのnについてはこの間の気温分布を適当に仮定して計算した。その他の諸量は過去の文献によつて、Qを与える式は

$$Q = \sum_{\lambda} \eta_{\lambda} \sigma_{\lambda} \Phi_{\lambda} n e^{-\tau_{\lambda} \sec \chi}, \quad \tau_{\lambda} = \sigma_{\lambda} \int_{z} n dz$$

であるが、附標入をつけたものは太陽放射線の波長に依存することを意味する。X線についてはΦが大きいとされているλ=2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 および33.7Åを対象とした。

4) 電子消滅は再結合型として有効再結合係数(d_{eff})とQより電子密度(N)を計算する。d_{eff}については大塩氏の論文を参考とした。

5) 結果の要約 (i) 前述の筆者の論文にあるNプロファイル中、χ>60°と30°<χ<60°に対する2つの場合は、今回の計算と極めてよく一致する。χ<30°の場合は計算値の方がやや小さい傾向にあるが、実験の方が数少ないので何とも言えない。(ii) E層最大電子密度N_{max}のcosχ依存性はチャフマン理論のように簡単ではない。これは80~120KMで温度が上昇していること、季節ごとにnの分布がちがうことより考えて当然の帰結である。また言い換えれば、平均大気モデルのn分布だけでχを変えることによってNの季節変化を説明することは無理があるということになる。(iii) 従来衝突回数(ν)はこの辺の高さではν∝p(気圧)とされている、夏の方が冬よりもやや大とされている。しかし80~90KMより上ではpは夏より冬の方が大である。したがって、2~3MHz程度の電波の減衰(β)はN_pに比例すると考えると夏の減衰はNの増加の程度ほどには増加せず、pの影響のために減衰される傾向にある。

6) 冬季異常 冬季異常の時に電波の減衰が増大し、また一時的電子密度は増加するといわれている。この現象を説明することを試みた。その結果は未だ満足すべきものではないが、要点を次に記す。(i) 冬季異常のときに50KM以上の温度分布を夏型と仮定すると、電子密度も夏型となり増加する。この仮定には若干の実験的根拠があるが十分とはいえない。(ii) 冬季異常の区域が1,000KM程度のスチールだといわれているが、ここが夏型で他の区域よりも圧力が低いとすると大気の流入が起り、これにともなって電子とイオンも流入する。これはQの増大か電子のLossの軽減を意味する。これを考慮すると電子密度の増大がさらに助長され、電波減衰の異常増加も説明される可能性がある。

平尾邦雄、小山孝一郎
東京大学宇宙航空研究所

昭和45年1月のロケット実験以降、電子温度の測定に、改善された新しい形の電子温度計を使用している。(An improved type of electron temperature probe J.C.G. 印刷中) 新しい電子温度計は測定用電極の他に校正用電極を同時に使用し、ロケット電位の変化が電子温度の測定に及ぼす影響を打消しており、その精度は $\pm 50^\circ\text{K}$ 以内である。この電子温度計を用いて、いわゆる Bottom Side の電離層の電子温度を測定したデータは K-9M-28, K-9M-29, K-9M-32の3回である。3回の測定結果はそれぞれ特徴のある分布を示している。特に K-9M-28号機の観測(1970 JAN. 25 14:00 JST)においては日中であるにも拘わらず、100 km ~ 200 km の高度における電子温度は 500°K 以下と極めて低い電子温度が認められ、このような低い温度は普通考えられないものである。しかし同時に測定された電子密度分布も、この領域において異常に小さな値を示している。このような異常な分布の機構について考察する。3回の測定結果から共通に言えることは100 km 近傍における電子温度は 300°K 前後であって、中性粒子の温度と、ほぼ等しい。いままでのロケットによる電子温度の観測において、層A $500^\circ\text{K} \sim 7000^\circ\text{K}$ 程度の高温が観測され Back-scatter 法により認められる電子温度が常に低く観測されることと食い違っていることが問題にされたが、これは測定法に問題があるものと考えられる。

E_s Wind Shear 理論における金属イオンの役割 に対する考察

藤原 玄夫 · 広野 求和
九州大学理学部

中低緯度地方の *Sporadic E* 層の生成に関する *Wind Shear* の理論では、電離層気体中の正イオンが、例えば NO^+ や O_2^+ のように再結合係数が比較的大きい ($\alpha \sim 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$) 分子イオンだけで構成されているとするならば、 0.1 sec^{-1} 程度のかかり大きい *Wind Shear* によっても、*normal E* 層の数倍以上の高電子密度の層を形成することはできない。そこで、再結合係数の小さい金属原子イオンの存在が重要になるが、金属イオンの *life time* は *E_s* 層の継続時間に比較すれば非常に長いので、金属イオンとも含むいろいろな種イオン理論では、定常状態と仮定することは不適当である。

電離気体は再結合係数の異なる 2 種の正イオン (例えば NO^+ と Mg^+) および電子から成るものとするれば、それでの密度は次の方程式で記述される。

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \gamma_1 - L_1 - \frac{\partial}{\partial z}(n_1 w_1)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \gamma_2 - L_2 - \frac{\partial}{\partial z}(n_2 w_2)$$

$$n_e = n_1 + n_2$$

非定常の問題を取り扱う第一歩として、ここでは *mode* に集積する荷電粒子の密度の時間的变化も考察する。定常状態での議論から推論すれば、電子密度のピークでは、再結合係数の小さいイオンが卓越する。そこでまず、電荷の生成は *photoionization* のみとすると、金属イオンが 0 から *normal E* 層の密度程度にまで増加するに要する時間は、 $\gamma_2 = 1 - 10^{-2}$ (Mg 原子密度で $10^7 - 10^8 / \text{cm}^3$) で数 10 分程度に見積もれる。数値実験によって、この程度あるいは以下の γ_2 に対して、重力波の周期程度の時間内には *mode* においてどの位荷電粒子が集積し得るかを、次の 2 つの場合に分けて考察する。

1. γ, L : *photoionization, recombination*
2. γ, L : *photoionization, recombination, charge transfer*

丸橋克英
電波研究所

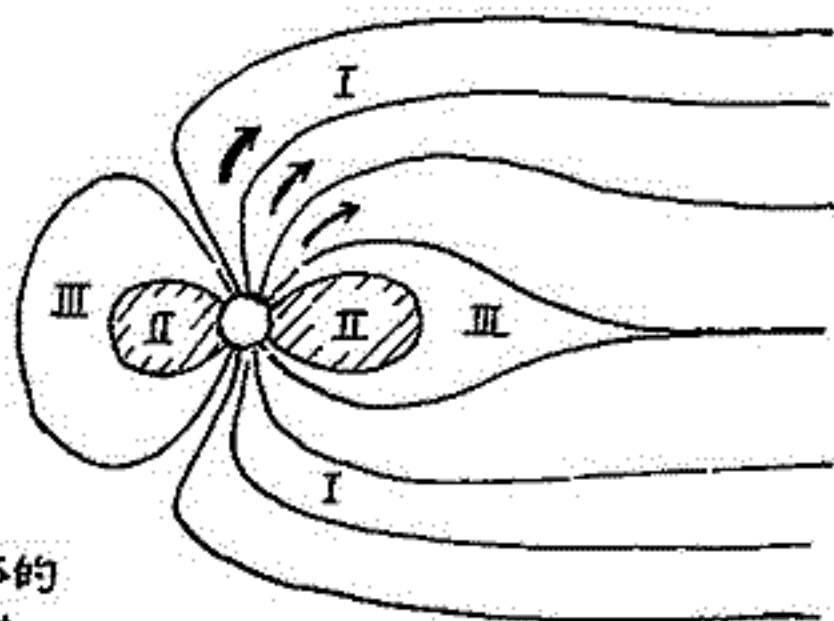
電離圏・磁気圏のイオン分布については、考える領域を図の様に3つに分けて考察するのが適当と思われる。すなわち：(I) 開いた磁力線の領域、(II) プラズマポーズの内側領域、(III) プラズマポーズの外側で磁力線が閉じている領域、の3つである。

磁力線が開いている領域の大きい特徴は、電離層から上昇したイオンが十分なエネルギーを得れば、地球からの脱出が可能なことである。磁気圏尾部へのイオンの逃散過程については、流体的な考え方と無衝突脱出の考え方が提出されているが、

イオンの逃散フラックス、密度分布については、両者は同程度の結果を与えることが示された。しかしながら、実際に流体的に振舞うに十分な等価的衝突過程が磁気圏尾部に存在するかどうかは、今後の問題である。

磁力線が閉じている領域で、イオンの平衡分布を考える場合には、南北両半球を結ぶ磁力管内の力学としての考察が必要である。たとえば、南北の電離層が完全に対称な状態にあれば、定常状態では、赤道面をよこぎる磁力管内の流れは存在し得ない。もちろん、イオンの生成・消滅が起こっている領域では運動は可能であり、日変化などの電離層領域の時間変化にともなって、磁力管内に流れが生ずるが、この場合でも、赤道面では速度の条件を満たすはずである。従来の動的電離層モデルでは、この点の考慮が不足しているように思われる。

上の議論は、(II)、(III)の領域に共通だが、特に(III)の領域は(I)の領域と磁力線の交換が行なわれるため、時間に依存するモデルとして、より複雑になる。また、(II)の領域の運動が流体的に扱えることは疑いないが、(III)では(I)と同様に、等価的衝突過程があるかどうか問題になる。



藤高和信

東大理

夜間 E 領域が $10^3 / \text{cc}$ 程度の電子密度を持つことは観測からほぼ明らかになっている。従って夜間にも電離源を必要とすることが予想され、geocoronal & interplanetary space からの UV 放射が有効と考えられている。(Tokmatsu & Ogawa '66)。それによると 90 - 120 km では H Ly β (1026 Å), それより下では H Ly α (1216 Å), 150 km 以上では He I 587 Å 及び He II 304 Å 放射の寄与を考慮することができる。これらによる電離の profile は 100 km 付近に peak を持ち、140 km 付近に電離の谷をもつ。一方 Sounding rocket による夜間電離層の電子密度の平均 profile によれば 100 km 付近に $10^3 \sim 10^4 / \text{cc}$ の peak を持ち 120 - 170 km に谷をもつ。(K. Maeda '79)。従って geocoronal theory は夜間 E 層の存在とその上方の valley の存在を説明するには成功していると思われる。しかし実際には geocoronal theory によるものよりすこゝと深い谷が観測されることもあるし、下部 E 領域には細かい irregularity が観測されている。これを説明する為には中性の風の鉛直 shear による電子の輸送を考慮することが出来る。1968年 Feb 22 に Wallops Island より打上げられた rocket による電子密度と中性の水平方向の風の連続観測の結果 (L. G. Smith '70) を用いて輸送効果を入れた連続の式を解いたところ、観測された電子密度 profile と基本的には同じ profile を得た。(前回講演 '70)。観測された profile は上部 E 領域に $10^3 / \text{cc}$ の order の main peak (中間層) を含み、下部 E 領域には細かい irregularity をもつ。計算結果と比較して、中間層の生成が wind shear の効果で説明されることはほぼ確実と思える。中間層は鉛直 drift 速度 (ion の) の nodal point に沿って下降しているが、再結合に要する時間を考えると、 $\text{diff} \approx 2 \times 10^7 \text{ cm}^2 / \text{sec}$ として $t_{\text{rec}} = (\text{diff} \cdot N_0)^{-1} \approx 2500 \text{ sec}$ となり、生成された電子は 1 時間以内には消失するはずであるから電離雲がそのまま下降したと考えるよりは、下降する wind shear によって ambient の電子密度が perturbation を受けたと考える方が適当であろう。一方下部における sporadic E 層の微細構造は計算結果には現われない、wind profile とは対応がつかない。 $\frac{dW}{dz} < 0$ の時のみ存在し $\frac{dW}{dz} > 0$ になると消失する peak と、観測期間を通して存在する peak とがある。これらの downward motion は平均 15 cm/sec にすぎず、中間層の下降速度の高々 1/10 にすぎない。これから見て、中間層と sporadic E とは一応別々に考えるべきかも知れない。おそらくは sporadic E は中間層の場合よりも、もっと小規模な擾乱の原因を持つのではないかと予想される。Sporadic E の多層構造を波動論的にとらえるとその波長は数 km であり、超高層に存在する重力波 (internal gravity wave) の波長と比較すると興味深い。(以上詳しくは近々 Constantinescu & Redinger が J.A.T.P. に、Fujitaka, Ogawa & Tokmatsu が P.S.S. に投稿する予定である。)

— 電離層内における Rossby 波の存在の可能性について —

北 林 泰 一
九 大 理

地球の下層大気や海洋には数日周期のゆっくりした波動が存在する (Rossby wave)。この Rossby 波は本質的には Coriolis 力とその存在に寄与するものであるが、それを記述する方程式の性質からみて電離層にも Rossby 波が存在する可能性があると考えられる。電離層の特長は Ampere 力の存在にあるが、これがいかん "Rossby 波" を modify するかをみるのがこの目的である。

§1 座標系は x を南向 y を東向 z を上方にとり Coriolis 力については所謂 β 平面近似をとる $f = f_0 + \beta x$ ($f_0 = 2\Omega \sin \phi$ Ω 地球角速度 ϕ 緯度 $\beta = \frac{1}{a} \cdot (df_0/d\phi)$ a 地球半径) とする。運動方程式に Coriolis 力と Ampere 力をくみこみ、その curl をとって線型化すると

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{u}) + \nabla \times (f \times \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{J} \quad (1)$$

この式の右辺をとると、左辺は中性大気の Rossby 波そのものであり、右辺がその Rossby 波に与える $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ 項の影響となる。これからわかるように

結論① $J_z = 0$ の時 Ampere 力の Rossby 波への寄与はなくなり、電離層と中性大気の coupling はとける。

§2 $J_z \neq 0$ のとき

J_z はダイナモ理論では従来 α 近似としてゼロと考えられてきた。しかしわずかな J_z が存在してもおかしな $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ 項を生じ、その存在の重要性に着目する必要性が何度も指摘され議論されてきた。今の場合 $J_z \sim J_x/100$ 程度としても $(J_z \cdot \mathbf{B}_0)/\rho$ の大きさは左辺の各項の $1/10$ 又はそれ以上となり決して無視出来ない。Maxwell 方程式と Ohm 方程式から電磁方程式として

$$-\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) = \nabla \times [\mathbf{A}_{ij}] \cdot \mathbf{J} \quad (2)$$

\mathbf{b} は擾乱磁場、 \mathbf{u} は中性大気速度、 $[\mathbf{A}_{ij}]$ は電離層伝導率テンソルの逆テンソルである。

(1)(2)式と $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{b} / 4\pi$ を考慮すると分散式が求まる。多少長い計算を遂行すると一般的には $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ 項で modify された Rossby 波を含む 6 つのモードの波の存在が可能となる。波動は Ohmic loss のため dissipation term を含み自由振動としての存在は無理であるが何らかの外力 (励起機構) があれば存在しうる。この modification の一般的な模倣は複雑で、未だ明快なイメージは得られていないが、特別の場合として東西に伝播するモードを考え、かつ議論を低緯度に限ると分散式は

$$i\omega^3 \underbrace{(-\omega k_y + \beta)}_{\text{モード(I)}} \underbrace{(\omega^2 - iS\omega - T)}_{\text{モード(II)}} = 0 \quad (3) \quad S, T \text{ は } \sigma_0, \sigma_1, \sigma_2 \text{ の函数}$$

β は β -平面近似による β であるが、(II) のモードは別として (I) のモードは中性大気の Rossby 波そのものである。結局

結論② J_z が存在しても低緯度では東西に伝播する波動については電磁力と中性大気の coupling がとけ、中性大気中の Rossby 波そのものとなる。

三浦光輝夫・並川高一
(阪市大理)

上層大気の擾乱・不規則運動に よって低周波内新重力波が起っている
ことが、Hines (1960) により指摘されている。この波の励起機構の一つとして
対流圏での気象擾乱があげられている。Gossard (1962) は温度逆転層
での波動のスペクトラムより内新波の励起を確認している。今回は対流圏
での大規模な擾乱である台風に着目し、内新波の励起と超高層大気の
擾乱との関連の可能性を議論する。周期1時間程度の波に対しては
充分関連性があるように思える。

Ionosphere Perturbed by Gravity Wave,
Numerical Experiment.

深尾昌一郎・加藤進
京大工学部

The ionosphere is disturbed by a gravity wave which arrives from below and travels upwards. It is found that the disturbed ionization density always follows closely the gravity wave disturbance of neutral gas immediately upon its arrival. The amplitude of the disturbed ionization increases with that of the gravity wave. The disturbed ionization (mass) motion, however, depends on the ratio of the intensity of the gravity wave disturbance to the gravity wave phase velocity relative to the ambient ionization which is driven upwards by d. c. electric field. If this ratio is larger than unity, the ionization tends to move with the phase velocity of the gravity wave. If not, the ionization continues to be driven by the d. c. electric field with a modulation by the gravity wave. In any case, we have transient phenomena upon the gravity wave arrival, not in density, but in movement of ionization. The present model is valid on the equator side of the S_q -current vortex in the ionosphere.

村田 宏 雄 岐阜大工

IではNon-rotating Earthについて取り扱ったが今回は地球の回転効果によって生ずるコリオリ力を β -plane近似のもとで考慮した場合について考察する。垂直磁場の下でのNon-rotating Earthの場合方程式は解けて正の固有値を持つモードが存在し、その振動の垂直方向伝播におおむねアンペア力の効果について明らかにされた。

$\omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \approx \Omega_2^2$ なるところで共鳴現象がみられ強力な波の反射、減衰がある。ここに ω は大気振動の角振動数、 $\Omega_1 \equiv \omega_1 B_0^2 / \rho_0$ 、 $\Omega_2 \equiv \omega_2 B_0^2 / \rho_0$ (ω_1 ; Pedersen conductivity, ω_2 ; Hall conductivity, B_0 ; 磁場, ρ_0 ; 密度) であり Ω_1 はアンペア力が大気の運動に減衰を与えよときの単位時間当りの減衰の割合、 Ω_2 はアンペア力が大気の運動に回転を与えよ (北半球では反時計回り) とときの角振動数である。大気振動の角振動数とアンペア力による大気の回転角振動数とがほぼ一致するとき共鳴が生じている。垂直方向の電流の効果も考慮に入ると磁力線方向の conductivity ω_1 のおかげで、十分大きいたび振動によって荷電分離がおこるかわかっても瞬間的に磁力線に沿って放電が行われ (単位時間当りの放電の割合 $\Omega_0 \equiv \omega_0 B_0^2 / \rho_0$) 静電場ポテンシャルは磁力線に沿って一定という中性大気の振動本来のモードとは別種のモード、つまり磁力線に垂直に伝播するものが得られた。中性大気中で大気の振動は球面上に支配されているにたがって電離大気内では振動が磁力線に支配されることになる。

負の固有値を持つモードを議論するために地球の回転効果を考慮しなければならぬ。ここでは β -plane 近似の下でダウナモ電場によるアンペア力について考察し、適当なモデル化によって静電場の垂直分布を求め静電場によるアンペア力についても検討する。 β -plane の厚さを colatitude $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ のところに置くことにする。ダウナモ電場によるアンペア力の効果によって Non-rotating Earth の場合と同様な共鳴現象を生ぜしめ、その条件は (垂直磁場の下で)

$$\omega^2 = \Omega_1^2 + (\zeta - \Omega_2)^2$$

が満足されることである。これはコリオリ因子 $2\Omega \cos\theta \approx 2\Omega \cos\theta_0$, Ω ; 地球の回転角速度 である。115 km の高土附近では $\Omega_1 < \Omega_2 (< \zeta)$ である故にこの共鳴現象の条件は $\omega^2 \approx (\zeta - \Omega_2)^2$ で表わされる。これは大気振動の角振動数が大気の運動に時計回りの回転を与えるコリオリ力と反時計回りに回転を与える Hall 効果の差、つまり見掛け上の大気の回転角振動数に等しいとき共鳴が生ずることを意味し、強力な波の反射、減衰がある。高土が高くなるにつれて Ω_1 が大きくなるがそれと同時に Ω_2 が ζ の値に近づくためこの関係は共鳴条件をほぼ満足して行く。このとき

$\Omega_2 \sim \zeta$ なるときは大気の回転の見掛け上の角振動数はなくなり、したがって固有値問題は Non-rotating Earth の場合と類似して見掛け上の固有値はなくなり正の固有値を与える領域が出てくる。したがって、ここでは垂直方向へ伝播可能である。

$\Omega_2 > \zeta$ なる高土ではコリオリ力よりアンペア力が大きくなるため大気の運動は反時計回りとなる。これは大気モデルによるおおよそ 125 ~ 130 km のところに相当する。静電場を評価するために簡単なモデルのもとでダウナモ方程式を3次元的に解くことを試みる。

Susumu Kato,

Ionosphere Research Laboratory,

Kyoto University, Kyoto, Japan.

We examine theoretically how the ions which initially form a field-aligned cylindrical cloud with excess density move in applied uniform electrostatic and magnetostatic fields. Due to polarization field in the presence of the cloud, these ions move very peculiarly, resulting in elongation of the cloud transverse to the magnetic field. The elongation becomes very spectacular at high altitudes as above 200 km, a result which can explain the barium cloud experiment. Besides elongation, the width of the cloud becomes very narrow above 200 km, another result which is consistent with the experiment. It is shown that the elongated ion cloud tends to lose the original excess density. However, the different ion species between the cloud and the ambient plasma always produces different ion mobilities between them causing an instability on the cloud boundary. Such instability can explain the observed striation of intense barium cloud.

電離層内で考えられる非週期風が、どの程度の電流系形成に帰与するかと云ふ問題は、

①電離層に期待される各種の運動の性質を明らかにする；②地磁気日変化磁場の生成にこれら各種の運動がどのよりに帰与しているかしらべる；③各種の運動と関連した電流や電場の分布を求め、それらが電離層の力学的性質に及ぼす影響を明らかにする、などのために重要である。この問題は二つに分けて考えられ、まず地球の磁軸が自転軸と傾くために誘導される電流はすでに Part (1) で求め、合計の日変化電流の約 1/3 くらい、帰与がある事が分った。次には風や電気伝導度が高き変化することによつて誘導される電流をここで報告する。

大気モデルは CIRA 1965 の model 5 (mean solar activity) を用い、電離層モデルはこれにもとづいて modified Chapman type ($f_m E$ が λ と共にほとんど変わらない) を用いて電気伝導度の世界分布を計算し、風速の緯度変化・高度変化は十分な観測がないので仮定した。最も気になる仮定は極地電場が高き変化しないことだが、これは赤道付近では随分でない。しかしそれでもこの仮定が結果に及ぼす影響はそんなに大きいとは考えられない。

仮定の方法は、高さについて積分したもので $J_r = \int_{r_1}^{r_2} j_r dr = 0$ として $J_\theta = \int_{r_1}^{r_2} j_\theta dr$ と $J_\lambda = \int_{r_1}^{r_2} j_\lambda dr$ とから $\text{div } J = 0$ を解く。最終的 k は $\alpha \frac{\partial^2 k}{\partial \theta^2} + \beta \frac{\partial^2 k}{\partial \lambda^2} + \gamma \frac{\partial k}{\partial \theta} + \delta \frac{\partial k}{\partial \lambda} = E$ の δj を植代入置 = 階級型偏微分方程式となるので、 $(J)_\theta = 0$, $(\frac{\partial k}{\partial \theta})_{\theta = \pm \pi} = 0$ なる境界条件下のもとで数値的に解く。(但し $r_1 = 90 \text{ km}$, $r_2 = 150 \text{ km}$ とした)。

Equatorial Electrojet Return Current の振がり

福島 直・上出 洋介

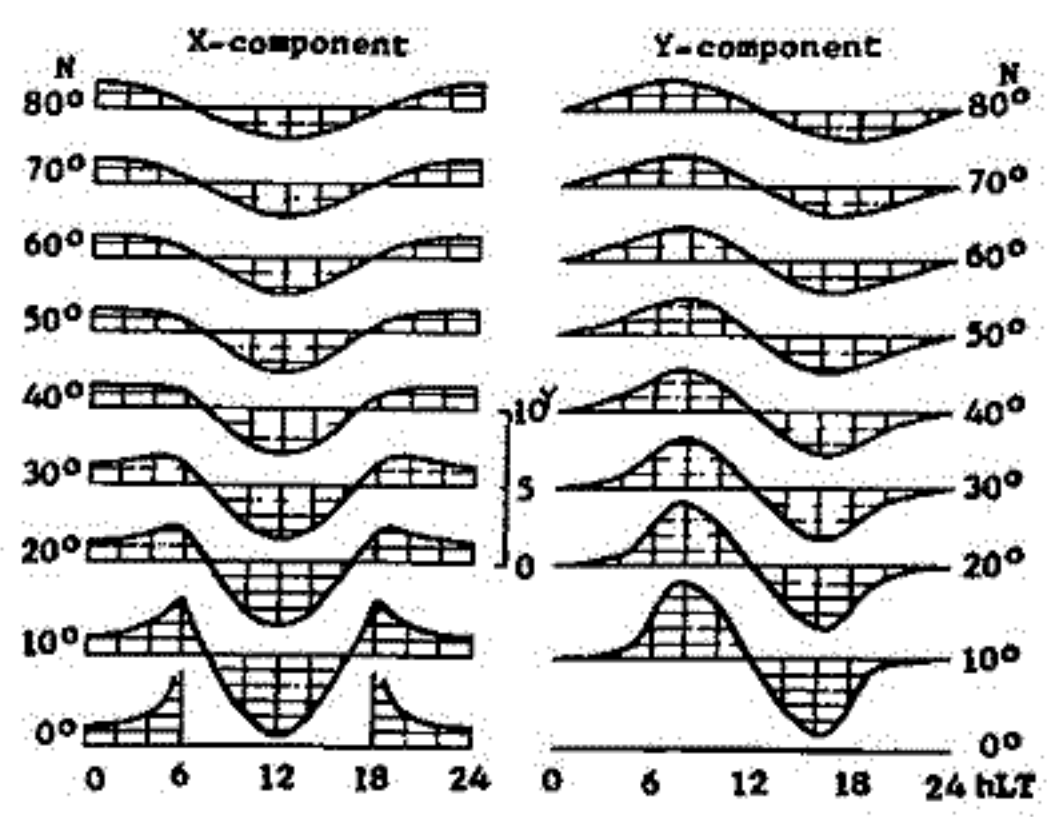
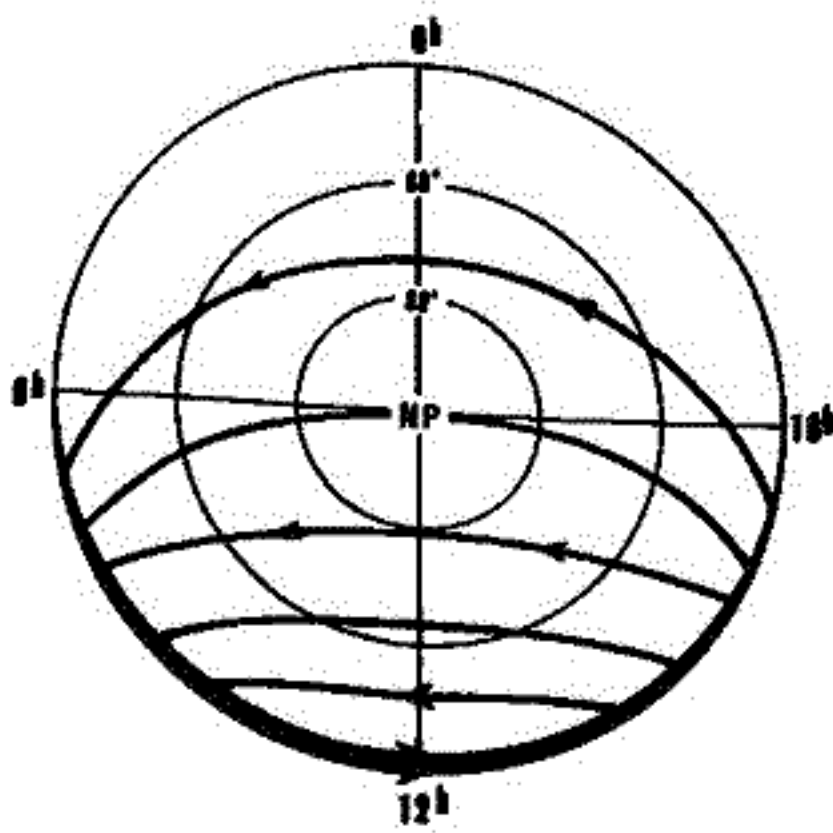
東京大学理学部

Equatorial electrojet の return current が中低緯度においてどの範囲まで及んでいるか またそれが地磁気日周変化にどの程度の影響を及ぼすかについて考察した結果を述べる。筆者らが先に auroral-zone electrojet の勢力範囲を求めた場合と同様な方法を用い、赤道をはさんで緯度 4° 中に、強さが経度の cosine に比例する (12h meridian を経度 0° にとる) electric dipoles を昼間側の半球に置き、それによる地球球殻上の電流分布を求めた。球殻上の電気伝導度が一定の場合には、equatorial electrojet return current の電流函数 J は

$$J \propto \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \lambda_0 d\lambda_0}{1 + \sin \theta \cos \lambda \cos \lambda_0 + \sin \theta \sin \lambda \sin \lambda_0}$$

$$= \frac{1}{\sin \theta} \left[\cos \lambda \left\{ \pi \left(1 - \frac{1}{\cos \theta} \right) - \frac{2}{\cos \theta} \tan^{-1} (\tan \theta \cos \lambda) \right\} + \sin \lambda \cdot \log \left| \frac{1 + \sin \theta \sin \lambda}{1 - \sin \theta \sin \lambda} \right| \right]$$

という形になる。電流分布の形は下左図に示されている。Equatorial electrojet が赤道上において正午に 100γ の地磁気変動を及ぼすと仮定した場合、その return current の X-成分および Y-成分の地磁気変動に及ぼす影響を算出した結果を右下図に示してある。



地磁気日変化のスペクトル構造

(序報)

白木正規

気象庁 地磁気観測所

地磁気日変化の詳細なスペクトル構造を調べるために、一日週期、半日週期、および $\frac{1}{3}$ 日週期の周波数領域で日変化のスペクトル解析を行った。

データ 福岡 1969

D および H の Hourly value

< 解析結果 >

3つの週波数領域で最大の振幅をもつのは、 S_1, S_2, S_3 項の M_2 のピークの幅の広がりまたは小さく非常に尖鋭である。 S_1, S_2, S_3 の他の週波数の成分は、この M_2 のピークの振幅が非常に小さい。

一日週期の領域

H の S_1 は 2つのピークに分かれる。

L_1 項に対応すると S_1 のピークは必ず存在は確かである。

H に L_1 項とは別に太陽項 (L') のピークがみられる。

半日週期の領域

L_2 項の振幅は小さいがはっきり現れる。

$$D: L_2 \sim \frac{1}{8.5} S_2, \quad H: L_2 \sim \frac{1}{7} S_2$$

H の L_2 は L_2 と同じ程度の大きさのピークを下している。

 $\frac{1}{3}$ 日週期の領域

D の L_2 と S_1 の couple 項がみられる。

$$D: L_2 \cdot S_1 \sim \frac{1}{2} L_2$$

H の L_3 とみられるピークがある。

電波研究所 米沢 利之

超高层大気密度(または温度と考えるもよい)が半年同期の変化を(して)いることはよく知られた事実であるが、その原因については今の所全く不明で、この現象はこの方面の研究著により *least understood phenomena* の一つであると考えられている。最近では高さ90kmのレベルにおいても大気密度の半年変化が存在すると主張する人もあるが、これに対して疑問を持つ研究者もあろうである。ところでF2層の電子密度にも半年同期の変化が含まれている。この半年変化の極大が起こるのは、平均すれば、正午の電子密度では北半球で4月(または10月、以下ではこれを書くのを省略する)17日、南半球では4月18日であり、真夜中の電子密度では北半球で5月1日、南半球で4月26日である。一方 Jacchia 等が与えているデータを用いて計算すると、超高层大気温度の半年変化は1958-66年の平均では4月23日、1961-65年の平均では4月25日に極大になるわけで、この二つの現象の極大の時期はほとんど一致するものと見なせるであろう。更に太陽黒点数が0から200まで変わる間に、正午の電子密度では、極大時期が北半球では4月26日から13日まで、南半球では4月30日から12日まで前進するが(真夜中の場合も同様であるが、日付がやや不正確であるからこゝでは述べるない)、超高层大気温度の場合にも同様な位相の前進があることは、1958-66年および1961-65年の平均太陽黒点数がそれぞれ71.9および28.9であったことを考えれば、わかるであろう(ただし統計的有意性に因しては明らかでない)。これらの事実を考えると、F2層電子密度と超高层大気温度の半年変化の間には何等かの深いつながりがありそうに想像されるのであるが、今の所ではその正体が何であるかわからない。しかしこれを明らかにするにむくの手掛りを得るのは、電子密度半年変化の太陽活動特性および緯度特性を明らかにすることは重要であると思われるので、春の学会で述べた所と重複する点もあるが、その主要な点について述べてみるつもりである。

次に、若し高さ90kmのレベルにおいて大気密度の半年変化が存在するならば、それがE層に影響することは考えられるので、E層の正午の電子密度に果して半年変化が含まれているかどうかを調べてみた。その結果(赤道地方の観測所においては半年変化があるのは当然であるが)中緯度地方においても半年変化の存在が明らかに認められる。ただしその振幅は非常に小さく、年平均電子密度の数パーセントの程度である。また極大の時期に因しては、得られる数値のばらつきが大きくて、余りはっきりしたことは言えないが、赤道地方では春秋分は起っていきのが、緯度が増加するに伴っていくらか早く起るようになり、地理緯度25度の辺りで最も早く、2月末から3月初の頃極大が現れるようになるが、更に緯度が小さくと再び極大は遅くなって、60度辺りでは大体春秋分の頃になるといふ傾向があるように見える。この点は今後調査する観測所の数を増して更に吟味を加えるつもりである。ところで上記のような振幅の小さな半年変化は、1年同期の季節変化が太陽地球間の距離の変化により変調を受けるとことによつて起ると考えられる。その場合には極大は3月10日前後に現れることにはなるが、この時期は春秋分にかなり近いので、観測結果の解析からこれが事実起っているかどうかを判定するのは中々難かしい。しかし緯度25度の辺りで極大が早く現れるのはこの変調の効果の現われであるかも知れない。それに反して比較的緯度が高い所で春秋分に極大が現れるのは、荷電粒子侵入の影響と考えべきであるかも知れない。何れにしてもE層における半年変化はF2層の場合とは性質の異なるものであると考えられるが、その点もあつたように思われる。

なお層高の半年変化に因しても考察を加えたが、高さのデータは正確度が劣るので、結論を得ることが困難である。しかしF2層のピークの高さには半年変化が存在して春秋に極大を取るとは同様なところである。

松浦延夫・北條尚志・西崎英・永山幹敏・中村義勝
電波研

上部電離層の構造を探る方途に、トッポサイド・イオノグラムを用いた $N(h)$ 解析がある。Alouette II のイオノグラムを用いた $N(h)$ 解析の結果については、前回の特集でも報告し、また "Data on Topside Ionosphere" として発表している。

Alouette-II, ISIS-I のように高い高度を飛翔する人工衛星のデータからはより広範な領域の電子密度分布が得られるわけであるが、衛星高度が高くなるほどそれだけ解析上の困難が増えてくる。衛星高度が低い場合にはサウンダーからの電波は略鉛直方向の伝搬を行うものと考えられるが、衛星高度が高くなるほど鉛直方向から外れた伝搬によるエコーがむしろ卓越してくる。これが一つの困難な点である。

鉛直方向から外れた伝搬の中で最も可能性の高いのが磁力線に沿った伝搬(主に黒帯波)であろう。南北両半球の共役空間を電波が往復していることを示す "共役ダクト・エコー" がしばしばトッポサイド・イオノグラムに現われ、このようなエコーは磁力線に沿って伝搬しているものと考えられる。そこでダクト・エコーを逆に利用して磁力線に沿った $N(h)$ 解析を行い、各磁力線に沿った電子密度分布を求めた。ここでは、磁力線の形を決める際に IGRF 1965.0 の係数が用いられている。

現在 Alouette-II の4軌道について事例が得られているので、それらについて報告する。

磁力線に沿って得られた $N(h)$ プロファイルから、等電子密度曲線を描くことによって電子密度分布の不規則性が容易に認められる。磁力線方向に長く伸びた電子密度の下規則分布は異常著しく、 $\Delta N/N \sim$ 数十パーセント、磁力線に直角方向のスケールは下規則度間隔にして $0.5 \sim 5^\circ$ 程度である。ただし、サウンダーの周波数掃引時間は約30秒であるので、分解能は限られており微細構造を知ることはできない。

Alouette-II の軌道に沿って南北両半球にまたがってデータが得られている場合には、南北両半球の電子密度の共役性を調べることもできる。可成り良い共役性が認められる場合があり、Alouette-II が観測範囲を通過する時間(約10分)の間は少くとも下規則分布は定常的であったことになる。

電子密度不規則分布の山と谷で夫々得られた磁力線に沿った $N(h)$ プロファイルのスケールハイトには明瞭な差が認められることから、少くとも高度約700km 付近から上の部分での電子密度が一様な(高度について一定の割合で)増減することによって不規則分布が形成されることが考えられる。

等電子密度曲線から得られる電子密度の鉛直分布は可成り凹凸のある不規則な分布となっている。ダクト・エコーが観測される種々の場合、ある程度高い周波数に到るまで O および X モード共に鉛直伝搬のエコーがイオノグラム上に現われてこないので、このような不規則構造に起因するのが考えられる。

西崎 良, 松浦 延夫, 永山 幹敏
電波研究所

Alouette のイオノグラムに時々共役方向を電波が往復することによって生ずる多重反射エコー（共役性ダクトエコー）が見られる。このようなエコーは Alouette - I のイオノグラムから Muldrew によって発見されている。その後も Muldrew, Ramasustry および Walsh らによって発生場所、発生時刻などの統計結果が報告されており、又最近においては Ray Tracing によるダクトエコーの計算結果が発表されている。

今回は鹿島支所において受信された 66 年 10 月から 68 年 10 月までの Alouette - II のイオノグラムを用い、同じような統計結果と二三の興味深い結果について報告する。

1. 共役ダクトエコーの統計結果

ダクトエコーの出現した 305 例のうち、共役方向を 1 往復したものは 258 回、2 往復したものの 47 回、3 往復したものの 25 回と低減している。

ダクトエコーの周波数分布は 0.9 MHz から 2.5 MHz の範囲内で f_{xs} （恒星点における Extraordinary）より高い周波数でおこっており、ダクトの下限周波数は地磁気赤道付近では f_{xs} に近い周波数から発生し、地磁気緯度の比較的高い所では f_{xs} より若干高い周波数から発生している。

又発生場所の統計では恒星高度 1000 Km 以上、地磁気緯度 45° 以下、L 係数 1.2 ~ 1.7 の範囲で 1.4 付近にピークが見られる。

発生時刻は地方時で夜半から午前中に多く発生し、午後から日没頃までは殆んど起っていない。

2. 恒星点とその共役方向のダクト伝搬

恒星が北半球にある場合をらば、北側から反射エコーと南側の Conjugate Point からの反射エコーの見掛けの高さの差 ($h'_{s} - h'_{N}$) を求めると、ある周波数区間この差が殆んど変化しない場合がある。恒星点とその共役方向の磁力線の長さ L と $h'_{s} - h'_{N}$ の関係を 1 Pass とついで比較すると、非常によい比例関係が得られた。

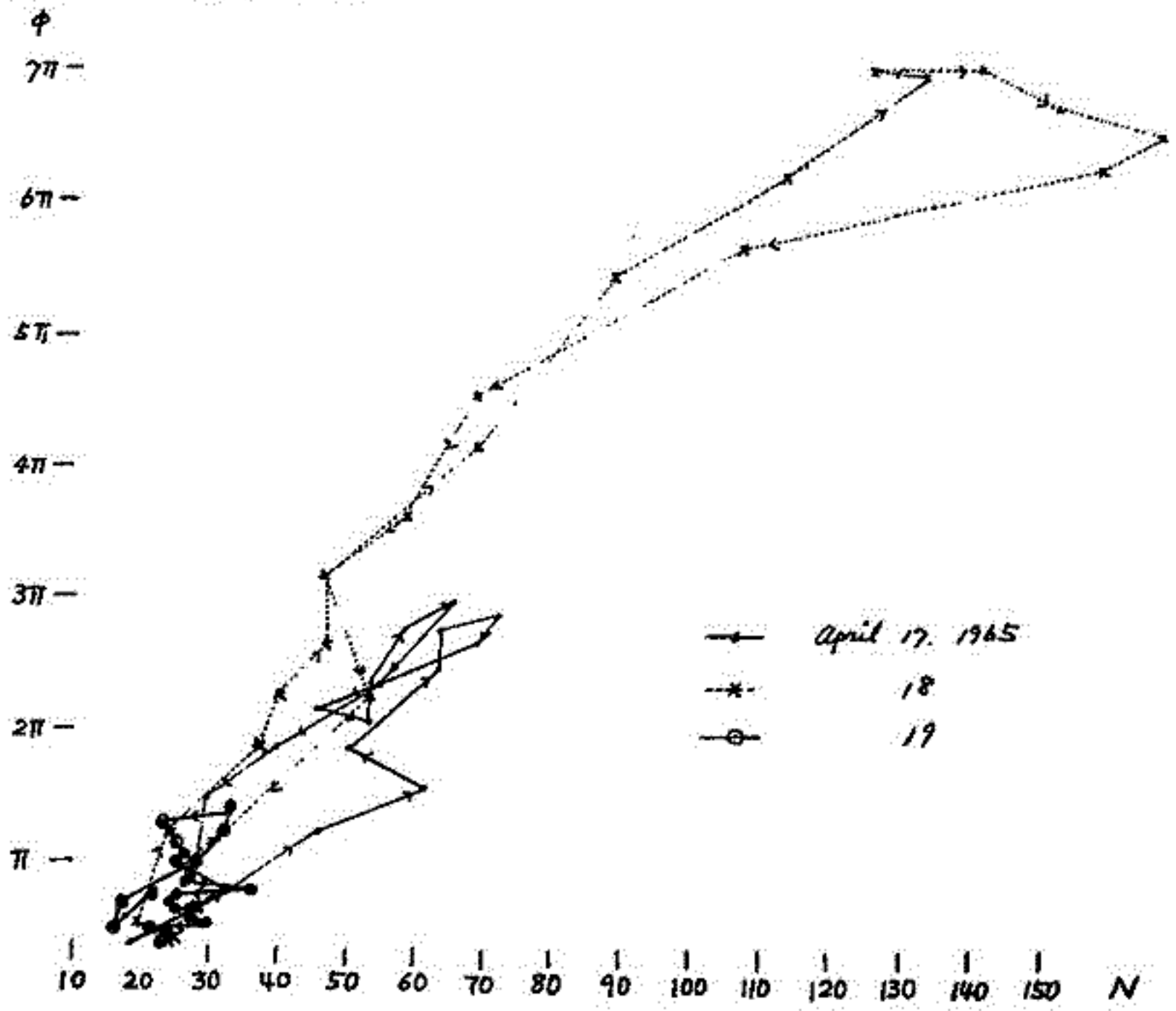
3. 地上観測イオノグラムとの比較

トップサイドでダクトが起っている場合の 30 例程について恒星位置を通る磁力線上の地上局のイオノグラムを調べてみた。その結果 F 層にしばしばもう一つの成層が現われている場合があり、はっきりした成層ではない散乱性のものまで含めると相当よい対応が得られそうである。恒星が動いているため時刻、場所等「対」の比較は難かしいが、ダクトを起す電子密度の変動は F 層付近までおよんでいるのではないかと考えられる。

磁気嵐時の中緯度における N_T の変化

中田美明 菅宮夫 合敷垣礼子 加藤仲夏 吉田忠彦
電波研究所

1964年10月—1969年6月までの期間は Syncom 3号により、1969年8月—1970年8月までの期間は Intelsat 2F2による静止位置の電波の Faraday 効果によって、全電子数 N_T の連続観測を行い いくつかの磁気嵐時の N_T の変化を得ることができた。代表的な例として 1965年4月17日—19日を図にて示した。図は横軸に国分寺の最大電子密度 N をとり、縦軸に Faraday 回転角 ϕ をとり それぞれの毎時の値を plot して結んだものである。磁気嵐は17日22時07分に起きたが、図によればその翌日 N および ϕ は非常に増加したが、更にその翌日は非常に減少していることがわかる。又 plot した点を結ぶ傾斜はほぼ Slab thickness $h'p$ を表わすとみなされるが、磁気嵐の翌日は増加していることが示されている。今回はこのような操作によっていくつかの磁気嵐時において得られた観測結果について述べる。



K-8-16号機による風の観測

中村 純^二 松岡 猛^{*} 加藤 進⁺ 大地 登^{***}
 東大助教^{*} 京大工⁺ 岐阜大教授^{***}

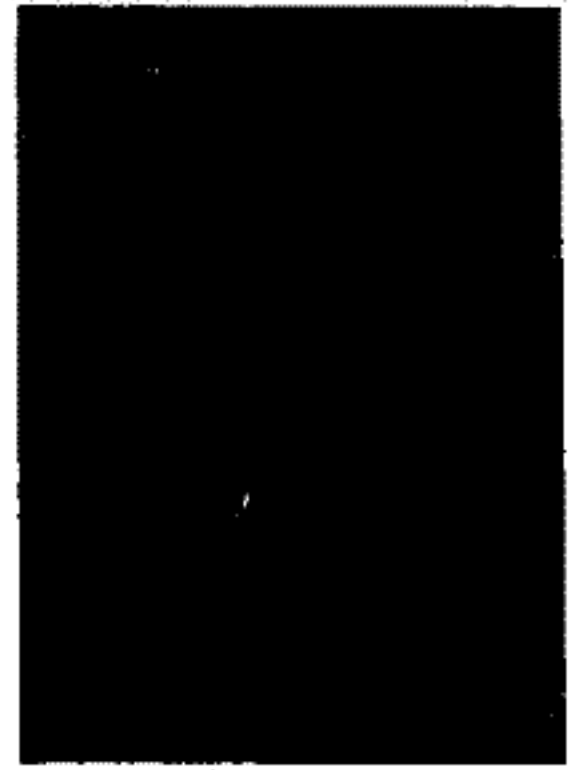
1970年7月2日 19時14分, K-8 16号機は Na 発光雲・Ba 発光雲・電子温度測定器及び電子流測定器を搭載して, 上下角 81° で発射され, 正常に飛上りした。発光雲は内ノ浦南郷種子島・山川及び谷山からの観測点から, 写真撮影が行なわれ, 内ノ浦南郷及び種子島とは, 部分的に雲雲にさえぎられたが, 各発光雲についていくらかも観測点からの同時撮影を行なうことができた。また山川では同時に雷達レーダの観測が行なわれた。

Na 発光雲はロケット上昇時の X 雲と, 下降時の Y 雲が作られ, 特に前者は断続弁を利用して左写真のような数個のクビレのある発光雲を作ることに成功した。

Ba 発光雲は南郷を除く 4 観測点から写真撮影を行なう



Na-X 雲 (谷山)



Na-Y 雲 (南郷)

ことができたが, 予期されたような十分な気化が行なわれず, かつロケット高度も低かった為, 必要な数の Ba⁺ が作られず, イオン風を求めることほできなかつた。しかし直径 1 料程度に広がった BaO 発光雲から ロケットの軌跡を全長 50 料にわたって精度 100 米以下で求めることができる。

現在発光雲の解析は進行中であるが, これまでに判明した概略は下の通りである。

| 発光雲 | 高度範囲 (km) | 内ノ浦からの水平距離 (km) |
|--------|-----------|-----------------|
| Na X 雲 | 90 ~ 120 | 40 ~ 55 |
| Ba 雲 | 170 ~ 150 | 115 ~ 160 |
| Na Y 雲 | 150 ~ 130 | 160 ~ 190 |

内ノ浦から, 川ノ位は北から東へ約 141°

また風向風速の概略値の一例は下の通りである。

| 発光雲 | 高度 (km) | 風向 (°) | 風速 (m/s) |
|------|---------|--------|----------|
| Na X | 92 | 345 | 18 |
| Na X | 94 | 150 | 20 |
| Na X | 98 | 205 | 19 |
| Na X | 107 | 225 | 15 |
| Na Y | 140 | 230 | 50 |

ただし風向は北から東まわりに測ったベクトルの向きを示す。一般的傾向として高度 90 ~ 100 km の間に大きい風速の shear が見られ, また高度 105 km 以上の diffusive zone では高度が増すと共に上から見て風向が時計まわりとなっているのは, これ迄の観測の結果と同じである。

K-8-16号機によるインピーダンスプローブ 実験の結果

加藤 進・麻生武考(京大工) 江尻金機(東大宇宙研)

K-8-16号機は Na及びBaの放出による電離層の風シヤ-の測定及び静電場の測定を主目的とする人工雲の専用ロケットであり、インピーダンスプローブは実験の背景となる電離層電子密度分布、Ba弾放出時のロケット近傍の電子密度の測定及び100 km附近のスポラディックE層の探出等による実験の総合的成功を企図して搭載された。

観測装置は通常のジヤイロプラズマプローブを0.5~9 MHzの同波数掃引時間が62.5 msecと0.5 msecのものに系統装備し高度に対する高い分解能と、弾の燃焼に際しての不測の事態に対する冗長性をもたせた。またこれらのバツファアプ用としてロケットに対して正バイアスされた球アプローブを先端に突き出し約50 dBのダイナミックレンジで電子飽和電流の測定も併せて行なった。

実験は9月2日1914 JSTにロケットが打ち上げられタイムシーフェンスに従い NaX, BaU, BaZ, NaYの各弾が噴出した。インピーダンスプローブの各センサーは発射後72秒後に展開し、機器は動作し始めたが、発射後半に電源電圧の低下 掃引周波数帯域の変動を生じ、ガス噴出により何らかの障害を覚けた可能性もある。

観測結果は、まだ正確な軌道データ、電離層の噴出状況の記録等が入りきれないが、最終的な結果を学会の講演に於て述べることにする。今の時点では以下の通りである。(1) NaXは73~100 secの間に噴出する予定であったが我々のプローブには83.6秒からインピーダンスプローブ(I Pプローブ)とラジミエア飽和電流プローブ(Lプローブ)に全く相応の電流が流出しておりX+87秒で前者によりプラズマ同波数6.7 MHz、後者によりそれに対応した160 μ Aの電流が流れている。Na弾は電離層を穿つわけではなく又この100 km近傍に於けるEsは山りの観測では $f_oE_s = 2.4$ MHz (1915 JST)であるから、高すぎるようであり検討中である。(2) BaUとBaZの噴出に対しては機器はショックを覚けて波形が乱れているが電離層による電子密度の増加は見られず、地上からの観測でBa雲の発光が見られたことと対応している。(3) 下りの高度100 km附近では人工雲の噴出がなかったためI PプローブにEsによる電流が流れている。I Pプローブではこれに対応する共振は緩やかなスペン遷移により暫時のエイク領域にセンサーがあったと推定され、低密度で真空中のレベルを示して居り、見出せない。

K-9M-33号機による同種の実験が来年1~2月に行なわれる予定であるが、我々はこのK-8-16号機によるテストを通じて人工雲への相乗りによるインピーダンスプローブ実験の可能性を確認した。又L-プローブのような直流プローブではガス噴出に伴うプローブ表面の汚染がかなり定量的解析を妨げることを認めた。又地上のような実験はMax-PlanckのHaerendelのグループが幾度か行なったり同波数掃引型のインピーダンスプローブにより電子密度の測定を行なっているがBaとCuOの噴出により背景の5~6倍の電子密度の増加を観測している。

(江上)

Ｌ-３Ｈ-５号機によるインピーダンス プローブの実験

江尻全機・麻生武彦・横堀進哉
 東大宇宙研 京大工 京大工

1970年9月19日20時30分に、内の浦より打ち上げられた観測ロケットＬ-３Ｈ-５号機に搭載されたインピーダンスプローブによって、300km～2000kmの、夜間の電子密度分布が測定された。又、プラズマ中に、送信、受信用のアンテナを突き出し、その間の相互インピーダンスを測定し、電子密度、電子温度、或は、静電波の伝播についての解析を試みた。実験装置は、5本のアンテナを備え、タイムシェアリングで各アンテナを切り換えて、インピーダンスプローブ用、相互インピーダンス測定送信、受信用として用いた。これは、伝播方向を変えて測定すれば、地球磁場、及び、スピンの影響を明らかにし、更に、地球磁場の方向を決める事ができると思われるからである。



- S₁: インピーダンスプローブ用 (62.5ms)
- S₂: _____ (125ms)
- T₁, T₂, T₃: 相互インピーダンス測定送信用
- R: _____ 受信用

アンテナの配置図

送信側を定電圧駆動すれば、電流は、自己インピーダンスの周波数特性に依存するから、その時、受信アンテナに誘起する電圧を測定すれば、プラズマを介した時のアンテナの相互インピーダンスの周波数特性を求める事ができる。インピーダンスプローブによる電子密度測定は、これまで、ロケット実験によって、高精度で行なわれてきたが、相互インピーダンス測定によるプラズマパラメータに関する考察は、未だあまり進められてはいないので、宇宙研のスタッフメンバーに於て得られた、基礎実験の結果や、前回のＬ-３Ｈ-６号機で得られた、データと比較し、検討する。



各モードの波形

超音速で電離層内を動く物体によるプラズマ 波動の励起

倉橋克典

名古屋大学空電研究所

電離層の aerodynamics の理論的研究は主として Soviet の Ya. L. Al'pert, A. V. Gurevich, L. P. Pitaevskii; を中心とする group によりなされて居り最近ではかなり詳しい部分まで究明されて来た。しかし波動の励起の問題については従来あまり積極的な研究はなされて来なかった。これは電離層では damping が大きく波動の存在の可能性が小さいと考えられたためと思われる。しかしながら satellite の観測, 及び laboratory での simulate 実験によるとその存在が確認(音波)され理論的説明が望まれる。

波動の励起の可能性のある領域は粒子の rarefaction の領域であるがこの領域はさうに電子と ion の密度の差から生じる電場の影響を大きく受ける body の近傍と、静磁場及び粒子の diffusion の影響の大きい body から比較的離れた部分とに大別できる。後者は plasma physics の実かすは多くの興味深い現象を含むがここでは電波観測上重要な前者に限定して述べる。

考察の方法は poisson's eq と Boltzmann's eq

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{e_1}{m_1} (E_0 \frac{\partial f_1}{\partial v} + E_1 \frac{\partial f_1}{\partial v}) = \frac{r'(v+V_0)}{r'} \delta(r-R_0) H(-r'(v+V_0)) f_0$$

但し右辺は body の surface による粒子の absorption を表わす項で $H(x)$ は Heaviside function である。

を用いて分布関数 f_1 を求めこれから perturbed density, 電場を求めその dispersion relation, field intensity について論じる予定である。

佐藤 哲也 ・ 松田 美之 ・ 山川 忠彦
 京大理 スツ:フキド大 京大工

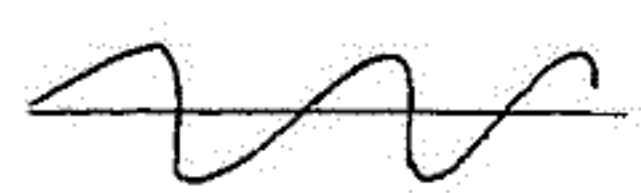
前回の講演において、弱電離プラズマ中のドリフト不安定 (cross-field instability) の非線形解析の結果、モード間結合により、爆発的成長 (explosive instability) に導かれることをお話しした。この例からもわかるように自然界で生じる爆発的現象に対して、プラズマの不安定性にともなうモード間結合 (波-波相互作用) が何らかの役割を果たしていることは実験の力とところであろう。この研究の目的はモード間結合のひき起す振る舞いの性質を電子計算機を用いることにより詳細に調べることにある。

一般に、衝突 (ブラゾフ) プラズマ中の波動の力学にはプラズマの粒子的側面 (微視的側面) が重要であり、モード間結合のみをとり出して調べることはむづかしい。ところが弱電離プラズマは流体的取扱が可能であり、微視的の意味での粒子と波の相互作用 (共鳴粒子) を考慮する必要がない。非線形効果としては、(1) 平均流への引きこもり (いわゆる準線形効果) と (2) モード間結合の二通りしかあり。このようで見地から、ここでは弱電離プラズマをとりあげて、モード間結合の性質を調べることにする。

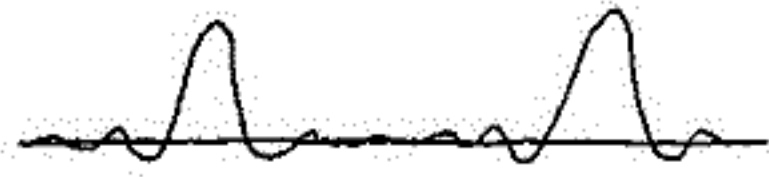
磁場の方向弱電離プラズマでは、粒子間の衝突効果のために波の励起はほとんどなく興味ある現象に欠けるが、このプラズマに磁場を加えると、Hall効果により種々の波が現れる。電離層ではこのようプラズマ状態にあり、種々の波 (irregularities) が存在することや電波伝播や直接測定により確認されている。中でもHall電流 (equatorial electrojet, auroral electrojet) によってイオソ音波やドリフト波の二流体不安定、クロス・フィールド不安定性の結果、生じることを理論的にも観測上でも確かめられている。ここでは、この二流体不安定性及びクロス・フィールド不安定性の非線形発展にしばらく解析を進める。

今回の報告は、クロス・フィールド不安定性によって励起するドリフト波のモード間結合の波に及ぼす影響についてお話しする。詳細は講演にまわすこととして、簡単な結果のみを述べる。

- (1) 非線形性の弱い領域では $\psi(x, t) = \psi(x - V_p t)$, $V_p = \text{一定}$ なる定常解 (steady state) が存在し、その波形は鋸歯状波となる。(図1)
- (2) 非線形性の比較的強い領域では波は局在した波形 (soliton状) となる。(図2)
- (3) (2)の領域における波のエネルギー・スペクトル (密度波の振巾の二乗) は k^{-3} に比例する。
- (4) (1)の領域では系は可逆的である。即ち、系は軟い遷移 (soft type transition) を示し、初期条件に無関係に定常解を有する。
- (5) 非線形性の強い領域では非常に強く乱れた乱流状態になり、計算機でもっとも解析がむづかしくなる。



[図 1]



[図 2]

昭和基地に於けるロケット発射実験及び観測結果

平沢威男・等松隆夫・永田 武 (東大理) 川口貞男 (極地研究センター)
 平尾邦雄 (東大宇宙研)

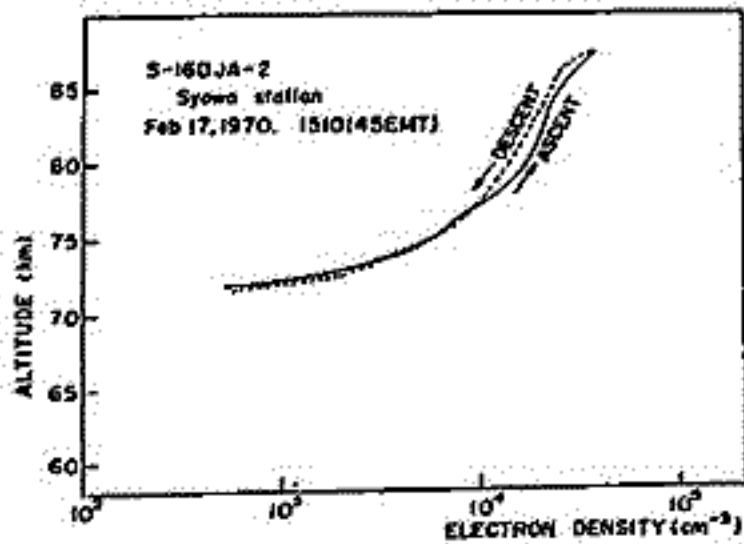
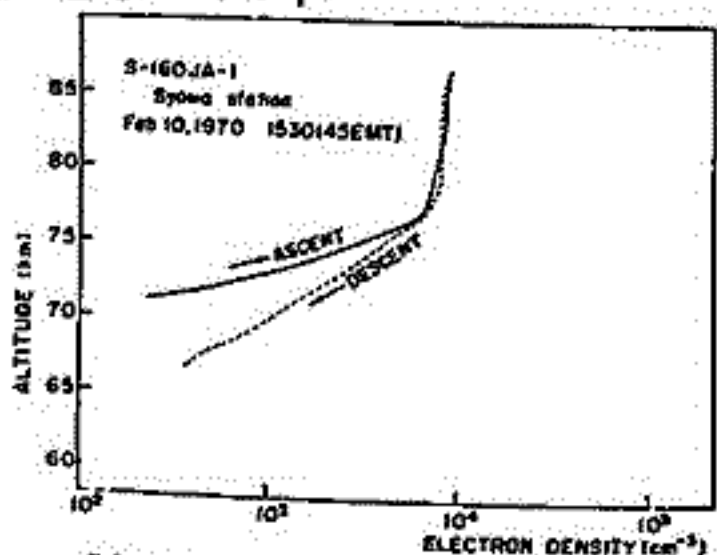
① 第11次南極地域観測隊 (JARE-11) は、今年1月 昭和基地に超高度観測用ロケット発射設備を建設し、2月10日 17日の両日には、初のロケット S-160型 2機の打ち上げに成功。極地域、電子密度及びオゾン分布の観測 data を取得した。

今回の報告では

- ① 昭和基地に建設されたロケット発射設備の紹介
- ② ロケット発射実験の概況
- ③ 観測 data の結果 及び その検討

について述べる。

① 電子密度分布



1号機は、静穏
 2号機は、Positive Bay 現象の最中に打ち上げられた。この2機の発射時の地方時、季節、Solar zenith angle は、殆んど等しい。従って、1号と2号による電子密度の差、 $(3 \times 10^3 - 2 \times 10^3)$ at 78-87 km level は、positive Bay 現象中に侵入した荷電粒子による電離と考えられる。

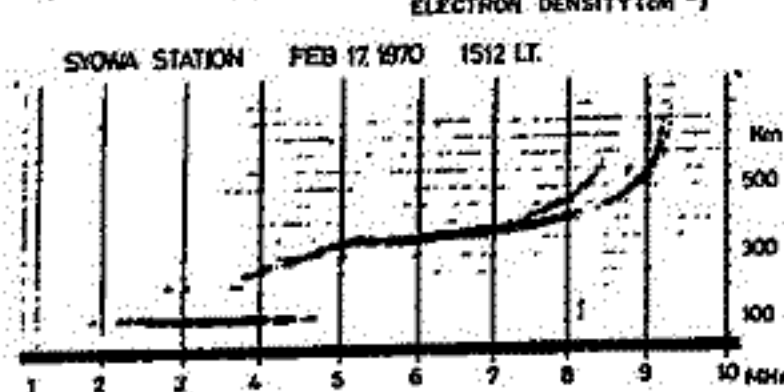
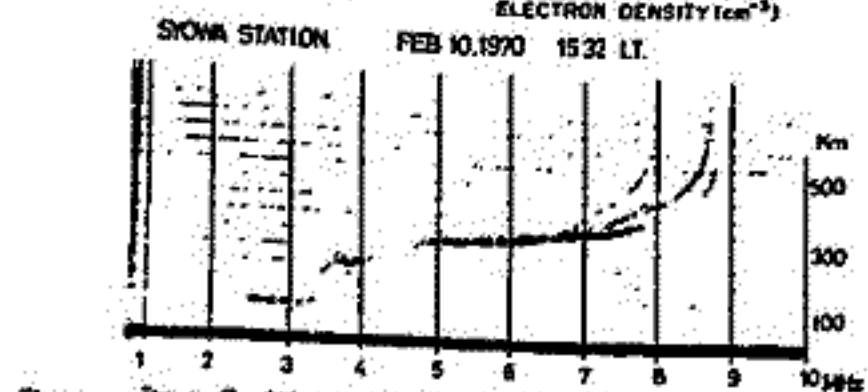
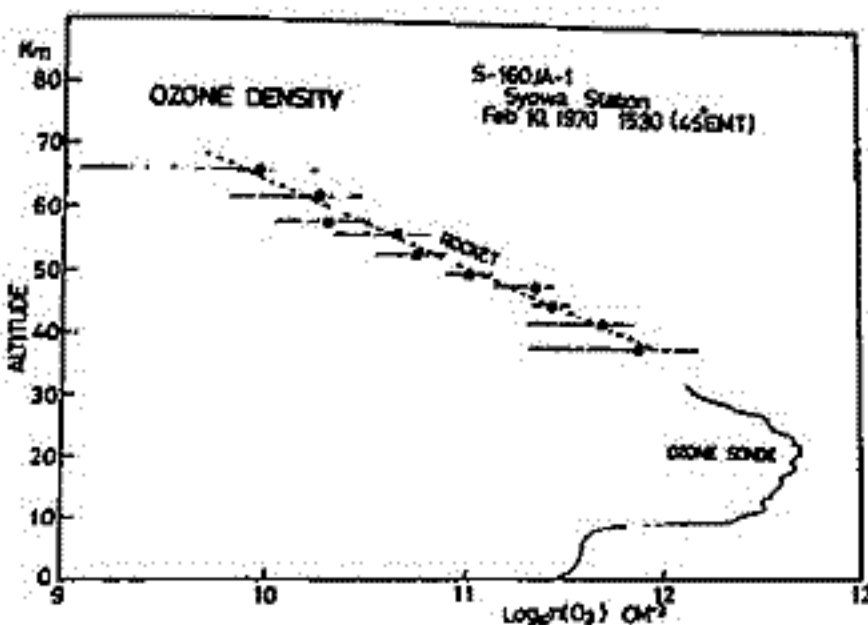


Fig. 1. 1号機による電子密度分布及びアイソグラム。

Fig. 2. 2号機による電子密度分布及びアイソグラム。

② オゾン密度分布



- 40 km 以上の高さに於ける オゾン密度の減少は
$$N(O_3, z) = N(O_3, 40 \text{ km}) e^{-(z-40/5.1)}$$
 z : 高さ; $N(O_3)$: オゾン密度 (cm^{-3})
- 極地域のオゾン密度分布は、静穏時に於ける中緯度で得られたものとそれほどちがわない。

Fig. 3. 1号機によるオゾン密度分布

平沢威男 (東大理)

昭和基地で取得された meridian scanning histogram の data から得られる「極光の時間空間変化図」(ref. JARE Scientific Reports, Series A, No. 8) を中心に、地磁気変動、地磁気脈動、極光脈動、リオメータ μ VLF 等の data も利用し極磁気嵐の特性を調べる。

① Break-up type の極光

極光からみた基本的なパターンとして、次のように定義してやる。^ほ ほとんど静止状態にある Band 又は Arc 状の極光が、急に明るさを増し、 $300^{\circ} \sim 800^{\circ}/\text{sec}$ 位の速さで、Poleward へ動きだす現象。随伴現象としては、極光の明るさが増す時、数 \times ～数 ke の auroral hiss; Poleward の動きと同時に地磁気とリオメータの Sharp な変動; 短周期成分 ($> 1\text{Hz}$ 程度) の変動を含む不規則な地磁気・極光脈動。

② ブレイク・アッパ現象後 2 次的 ~~現象~~ に生成される極光

ブレイク・アッパ type の極光が通過した領域には、2 次的に diffused surface 又は、Rayed Arc 状の極光が広範囲に生成され、これらの極光は漸次 equator ward に移動する。この極光に伴い、地磁気及びリオメータはゆるやかな変動を示めし、地磁気・極光脈動に周期 5～10 秒程度の連続した pulse 的な変動がみられる。時は Auroral chorus が観測される。

③ 極磁気嵐前駆時の極光

かすかに輝く ($\sim 0.3\text{ke} \sim 1\text{ke}$ 程度) Back ground 的な極光が、Poleward から Equatorward へと拡がり初める。この極光の中には明るく部分として homogeneous Band 又は Arc が存在する。この時々は、地磁気とリオメータの変動が幾分認められる程度だが、他には顕著な随伴現象はない。

④ 極磁気嵐 (Bay-type disturbance)

一つの極磁気嵐 (所謂 極地方の Bay disturbance) の多くは、③の前駆現象があり、①で定義された Break-up type の極光現象が、いくつか連鎖的に起り、それにより 2 次的に生成される極光のふるまいを考慮することで、一応 Systematic に説明がつけると考える。

金田榮敏(東大理)

こゝに於て、極域擾乱の前後に於ける極冠でのオーロラの変動を *South Pole* ($\phi_m = -78.5^\circ$) での全天写真記録を *ASCAPA-D* (ディジタル型極冠全天写真光電解析機) に依る解析から究明して来たが、今回は従来天頂部に限定されて居た極冠活動の解析を、東西南北の地平線4領域に於ける極冠活動の解析結果を加味した1つに就いて報告する。

この結果の二、三を要約すると、

1. *South Pole* は *magnetic local time* の正午附近では *auroral oval* の下に位置するを考へた。この時間帯での極冠活動は *polar substorm* の開始に先行する事1~3時間に増加が開始する。この活動の増加は *IMP-C* の惑星間磁場の観測結果と比較した場合、黄道面に対する垂直成分 (F_z) の北から南への移行と対応がつか。この場合極冠の極相は東西に延びた非常に弱く *Arc* の緯度と増し、次に低緯度に移行する事に認められた。
2. 夕方向に於ては、この天体の傾向は同じであるが、低緯度側への移行の度合いが大きく、極冠の低緯度側の地平線と越して移行する事が多く、この極冠の場合全天での極冠緯度は24時間中の最値を示す事が多い。
3. *DP-2* 型と呼ばれる磁場変動と極冠活動との対応であるが、今迄 *DP-2* として挙げられて来たものは *South Pole* に於いて明方から正午前の時間帯に入るものか殆んどであるが、その例の中で極冠の記録が同時に使へる二、三の例に就いて言へば、極冠緯度の変動の *mini-max* と *DP-2* の *mini-max* との対応はあると言へるが、この対応が現象相互の生成機構上平面的なものかどうかが更に解析を加へる必要がある。
4. *South Pole* に於ては極冠緯度の緯度約の特性は低緯度側は高緯度側に対応する場合が殆んどであるが、上述の *substorm* に先行する極冠活動は高緯度側は始まる特性を有し、同時に存在する事もある低緯度側の活動とは殆んど独立である。

林 幹治

東大・理学部

地上における magnetic あるいは auroral event としての substorm の認識は最近の観測が明らかになるにつれて magnetospheric plasma event としての認識が最近一般的になりつつある。磁気圏に於ける magnetic particle の自由エネルギー増加から生じる VLF emission についてもその energy input を考慮するべきである。この VLF emission substorm として現象把握をした方がより正しいと見られる。

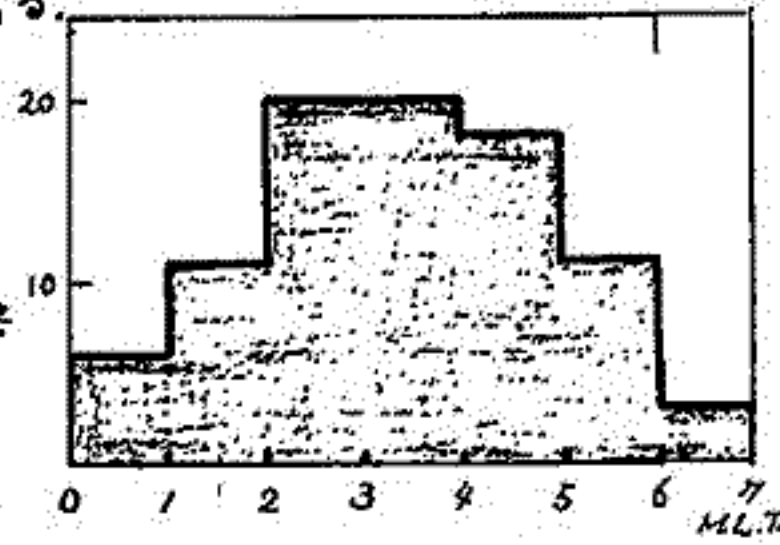
ここでは朝方の emission 現象である仮に "auroral chorus" と呼ぶことにする。これを報告する。

Substorm は真夜中付近を境に各量の性質が一変する。Magnetic field は strong であるが negative な bay が、magnetic pulsation は $\pi-2$ より $\pi-1$ が、auroral break up の後は diffuse な pattern a patch 状のもの (particle sheet) が、20 keV 程度の hard 電子 flux が卓越する領域となる。auroral chorus はこのような時間帯に発生し、以下の特徴を有する

- ① 発生は 06h ~ 07h (local magnetic time) の間で頻度は 0.3h 程度である。これは
- ② 周波数は 0.4 ~ 1.5 kHz の範囲で発生する。
- ③ f-spectrum 構造は全体が 0.1 秒程度の周波数幅 200 Hz 程度の細い line の集まりの 2 秒程度の継続する group を構成しそれが 10 秒以内間隔で出現する。
- ④ group の中心周波数は時間とともに drift up してゆき周波数上昇率は local time の早い方で大きく遅くなるにつれて小さくなるようである。
- ⑤ 他の現象との関連は $\pi-1$ pulsation が出現しているときに観測され、pulsating aurora と関連して出現することが多いようである。

解析が十分に進んでいないので emission の特性及び発生機構について詳しく議論を行うことはできないが、

- (i) electron event の一種である
- (ii) 発生機構について cyclotron like instability を考へるならば、substorm のある stage で加速された electron at midnight 付近より drift の過程で energy dispersion を受けるため細い周波数帯の現象が始まると考へることも可能である。
- (iii) 現象としての重要性は $\pi-1$ pulsation が現在 Colson-Kenne (JGR, 70) なども何人かの人により言われており、何らかの Drift instability によるものとするのはその stabilizing process に発生している可能性がある。
- (iv) Satellite による観測結果の中でこれに相当するものが見られるようである (Scarff et al., Particle and Field, 225, 1970)
- (v) Substorm の関連は昨年の AE index が無いのでいくつかの高精度 station magnetogram と比較中ではっきりしたことは言えないうえに関連はほぼあると見て間違いないようである。



Starting time of Auroral chorus (May 1969 ~ Jan 1970)

1-39: SSC, Si⁺, Si⁻ の際の polar chorus の dynamic spectrum

林 幹治

東大・理学部

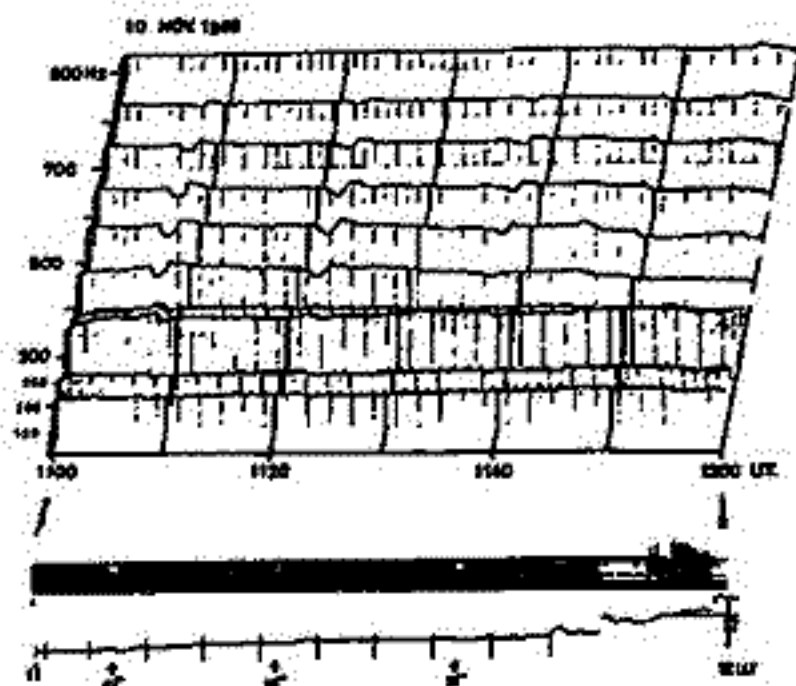
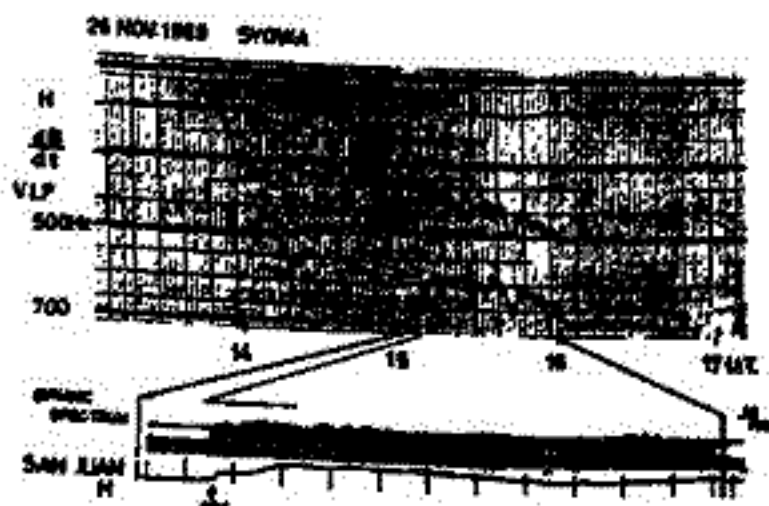
極域自誘電流現象のうち 0.8 LT ~ 2.0 LT 頃に観測されるものに polar chorus といわれるものがある。通常周波数は 0.2 ~ 2 kHz で back ground hiss の rise time のほぼ程度の f_{UH} のスペクトル構造を有するが、地磁気活動の上昇とともに周波数-時間 (f-t) のスペクトル形は多様に変化し、周波数帯も広がることが多い。polar chorus は磁気圏及び電離層での突発現象 (SSC, Si, solar flare effect) の影響を敏感に受け各領域の移行に使える可能性はあるが従来の突発現象を磁気圏-電離層に補えることにより一歩前進の点で有用である。第10次南極地域観測に於いては観測する周波数帯を狭め、方位の記録で現象を進行可能なものはほとんど無いという見通しの上で連続磁気圏-電離層記録が行われた (周波数帯 0.2 ~ 2 kHz)。solar flare effect については既に例が得られつつあるが、SSC, Si⁺ については多量の例が得られた。現存するこの解析と判別したものは女2, 女3 講演会での報告をばは良付けするものである。(cf (1), (2))

- ① 磁気圏の圧縮を伴う SSC, Si⁺ の際には周波数の 上昇及び放射強度の増加 が見られる。
- ② " " Si⁻ " 下降 " 減少 " "

特に Si⁻ の際従来の記録では現象消滅が周波数減少を伴うのかどうかはっきりしなかった。が今回その点のあいまいさが除かれ一つの統一的なものの見方が可能になった。

図1~3はスペクトルの一例で図1に Si⁻ の際の周波数減少が見られる。

polar chorus と一口に呼んでみる現象その中身は多様で前の公演の auroral chorus と呼ばれるものの中にも含む場合もあり。先に述べた地磁気活動によるスペクトルパターンの変化、またその変化なども割合と顕著で地球物理学観測に立っての統計的処理も今後行なわれなければならないと考える。発生源については従来の結論から推定することid electronic による cyclotron like な不安定性と考えるのが適当であろう (1), (2) (当然 SSC 際の emission の音の変化も区別させるべきである)



【参考文献】

- (1) K. Hayashi, S. Kokubun and T. Oguti, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 22, 149, 1968.
- (2) S. Kokubun, K. Hayashi and T. Oguti, Japan Antarctic Research Expedition Science Reports Series A No 6

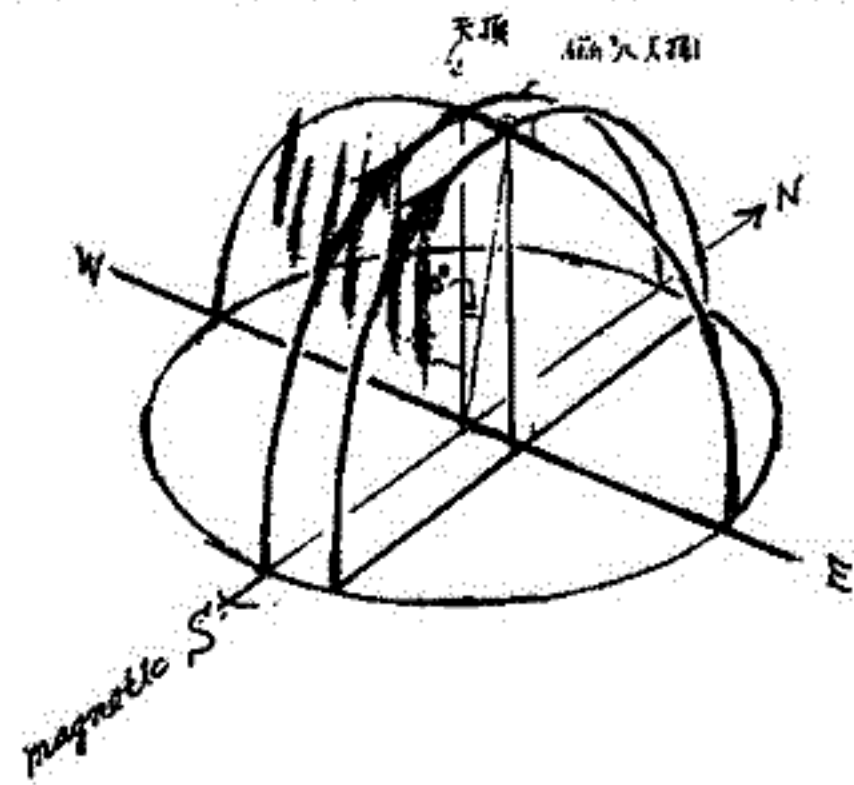
林 幹 治

東大 理学部

第10次南極地域観測における極光夜光部門の研究観測部門では天頂極光強度観測(R278系)

磁気子午線とそれを含む子午面と平行な小円面に含まれる小円上を高速(10回毎秒)に掃く光電管系を用いて観測が行なわれた。今回は後者についての速報を行う。

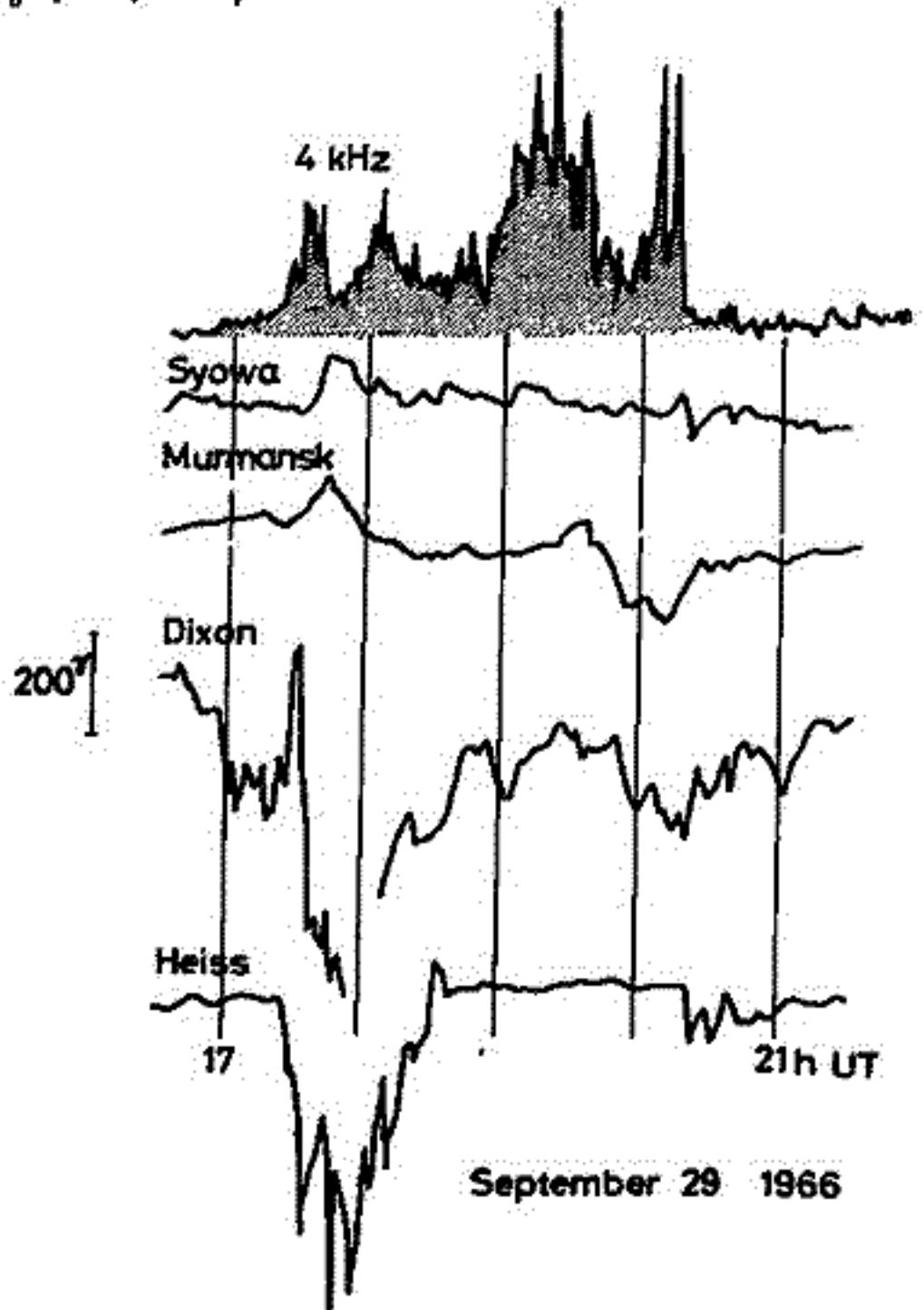
後者については新しい観測系であり光電管系が性能としては限界に近い使用を主としたことにより各種の問題点が現地で発生し、更にフィルム記録であるため現像、感光、点画余らせなどに問題が入り込み、良質の data の数は1部門分程度であった。得られた記録例について報告する。



国分 征 平沢 威男
東大理 地球物理研究施設

極光帯における hiss とその関連現象については Morozumi (1965), Harang 等 (1965, 1967) によってかなり詳しく説明されている。Morozumi は VLF emission と aurora や 地磁気脈動との関係から、substorm を 3つの phase に分けた。N1 と呼ばれている真夜中前の phase は hiss と diffuse な arc 状の aurora が特徴的であり、CNA は小さい。N2 phase はいわゆる auroral breakup であり、impulsive hiss と pi 脈動が卓越する。N3 は post breakup phase で hiss はほとんど観測されない。この分け方は一つの観測点で時間的に変化して行く現象をみて分けられたものであり、汎世界的な現象である polar substorm の発達過程とそれらの phase がどのように対応するかがはっきりしない。最も問題と思われるのは N1 と N2 が本質的にちがったものであるか、単に地方時のちがいに依るかという点である。この点は、最近いろいろとわかっているいわゆる substorm の前に前兆現象と見られるべきものがあるかという問題にも関係がある。

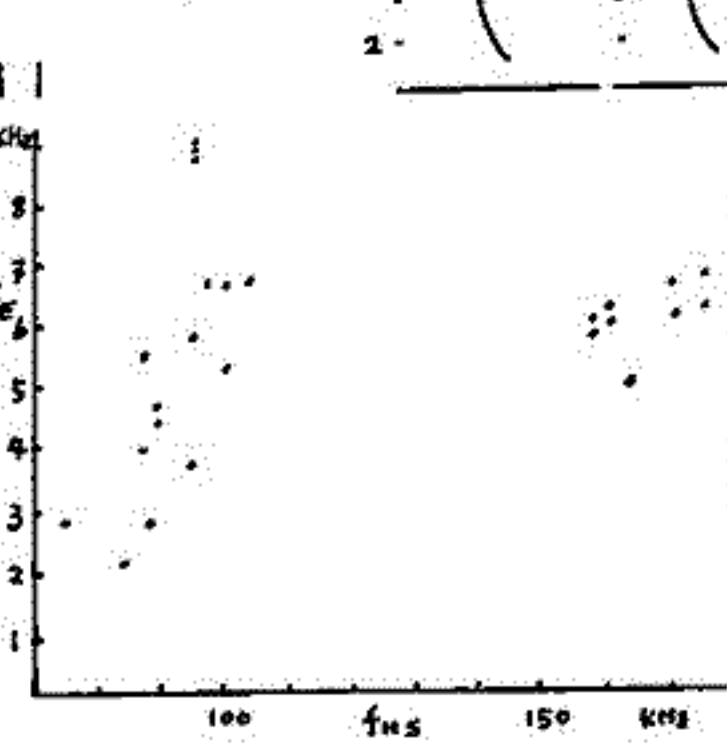
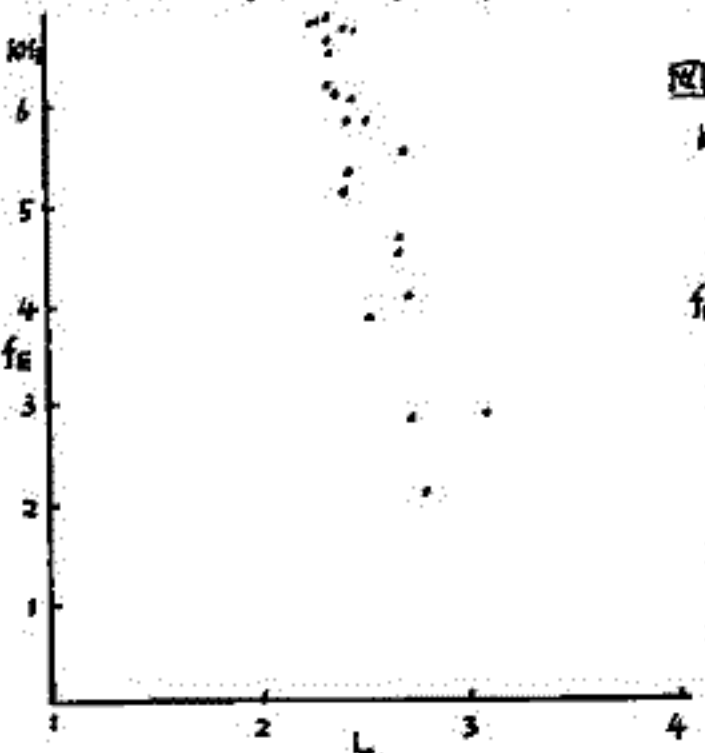
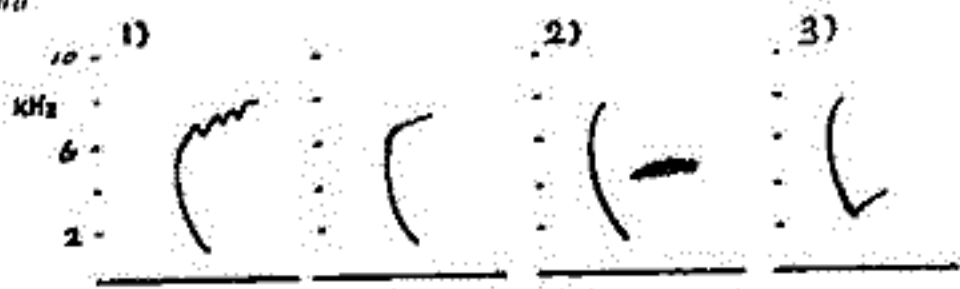
昭和基地での N1 に対応する hiss と auroral electrojet activity とを比較してみると多くの場合真夜中付近に起る breakup に始まる substorm に対応して hiss が発生している。しかしながら jet activity がほとんど増加しないので arc が弱く、それに対応する hiss が、ある場合があり詳しい吟味が必要である。



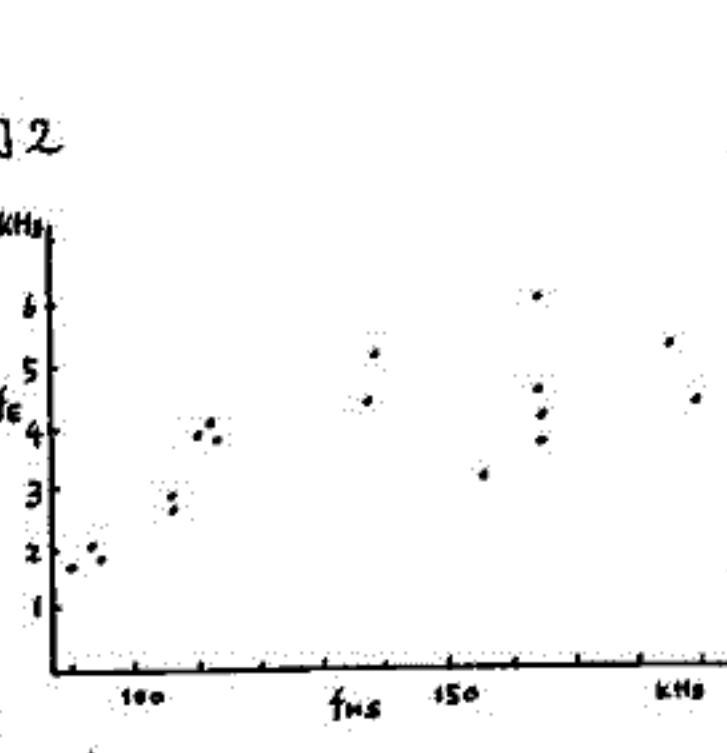
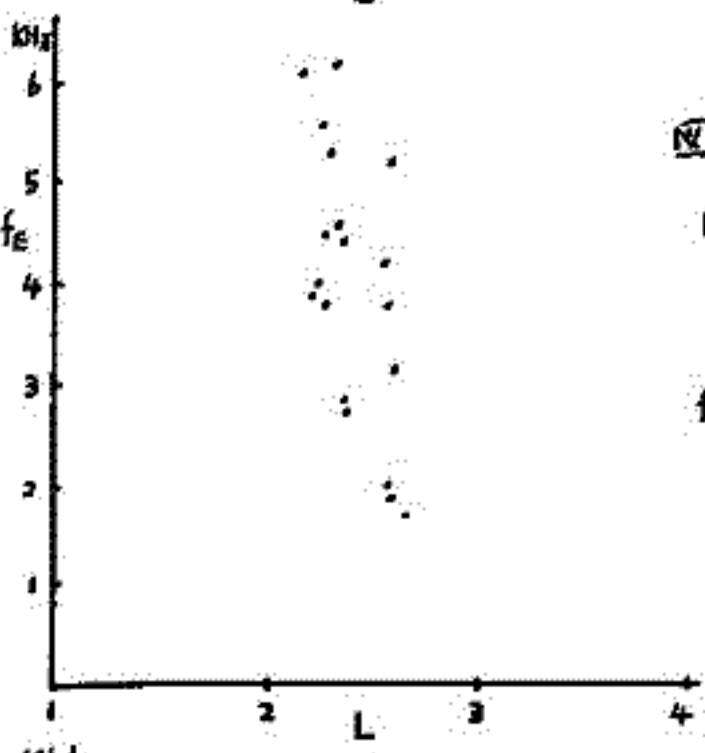
OGO-1 データによる VLF エミッションについて

柴田 尚 奥沢 隆志
電通大

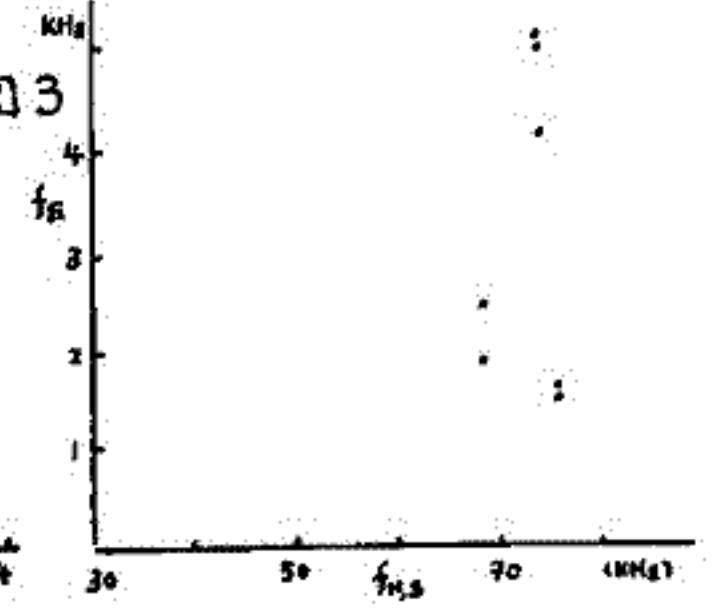
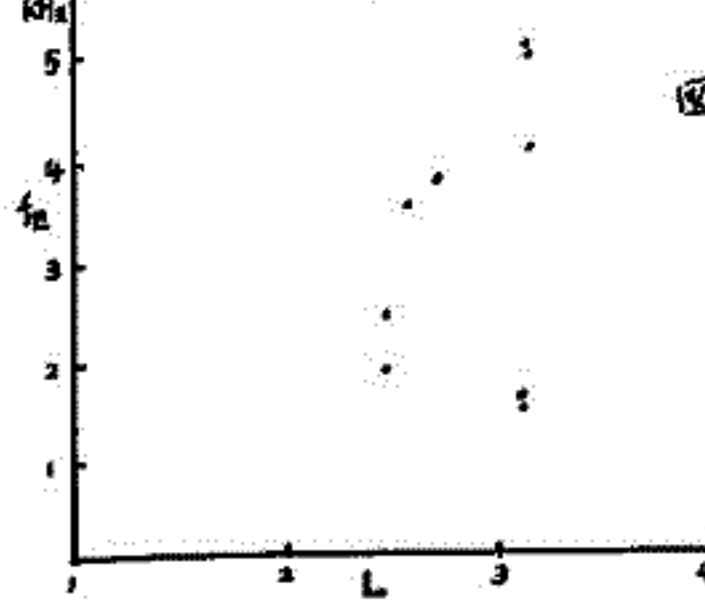
OGO-1 衛星の '65. Mar. 21 から '65. Nov. 24 までの、バンアレン内帯からスロットにわたる場所での VLF 観測データに見られる triggered emission について、その解析を行なった。emission は、特徴的に右図の 3 つのタイプに分けられ、それぞれについて、エミッション周波数 f_E を、衛星位置の L 値、



衛星位置のサイクロ周波数 f_{ms} に対してプロットすると、図 1, 2, 3 の様になる。これらより、タイプ 1), 2) のエミッション放射位置は、衛星位置値ではなく、L 値のみで決定される場所、即ち、赤道面であると考えられる。



これに基づき、このエミッションの観測されている、バンアレン内帯のエッジ付近に存在可能なエネルギー領域の電子による、サイクロトロン放射として、このエミッションを解釈した結果、電子のエネルギーは、500 KeV ~ 1 MeV と推定された。



タイプ 3) のエミッションについては、これと同様の考え方をすると、 $f_E - L$ 図が逆センスとなり、やはり、この考え方はあてはまらない。

なお、タイプ 1), 2), 3) の違いを決定する要素や、タイプ 1) のエミッション周波数の変動を支配する要素等、重要な問題が残るが、ここでは後にゆずることにする。

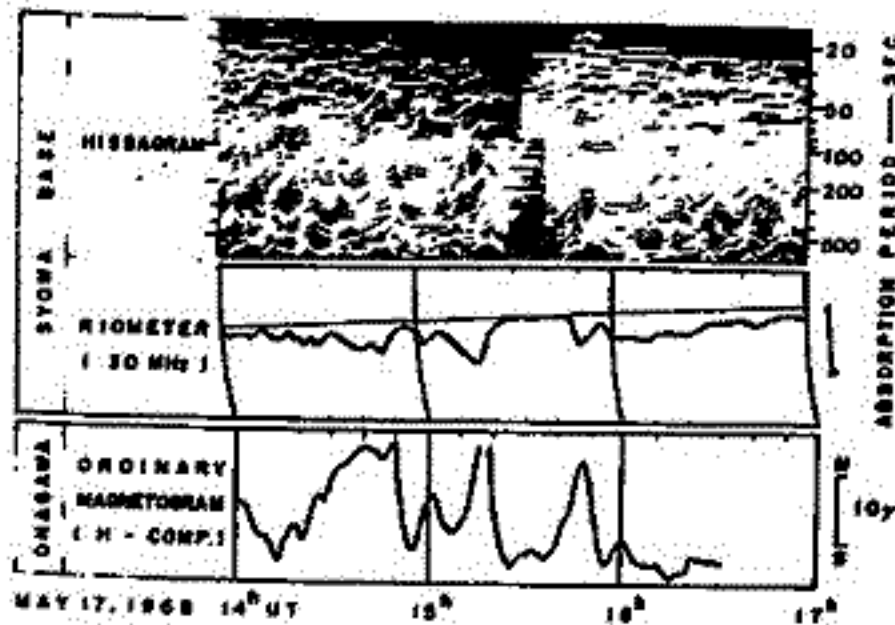
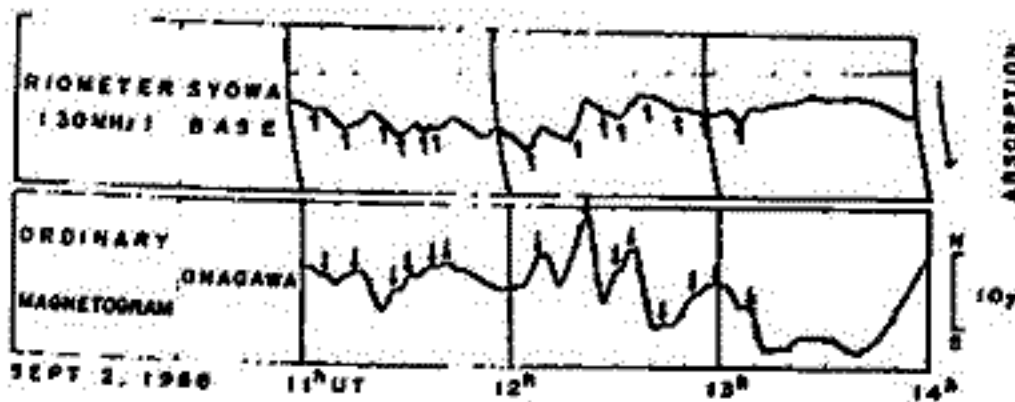
桑島 正幸 森岡 昭 斎藤 尚生
東北大学理学部地球物理教室

前会の学会で、低緯度における地磁気変動と極光帯における *particle precipitation* (CNA現象) とには、極めて良い相関があることを述べた。すなわち、これほど知られていた。50, 52時に粒子の降下がおこる事実の地、極光帯で M-type の CNA現象がおこっているとき、この CNA現象の変動と、磁気圏の *compression, expansion* に対応するような世界的地磁気変動とが非常に良く対応している。(図参照)

今回は この型の対応がどの位の周期のものまで保たれるのか、またこの型の対応一般に知られている極光帯における P5 と降下粒子との対応との関連等について解析を始めた。

用いた資料は 次のとおりである。

- (1) 昭和基地 riometer (電機研 石次氏の御好意による)
- (2) 昭和基地 auroral radar echo (電機研 長谷川氏の御好意による)
- (3) 昭和基地 ULF (Rayspan型 Hisa による解析, 講演番号 2-41 の予稿参照)
- (4) 昭和基地 ordinary magnetogram
- (5) 低緯度 ordinary magnetogram 及び La Cour type magnetograms



恩藤忠典
郵政省電波研究所

Mead (1964) は定常な太陽風 (n_1/cm^3 , V_1 km/sec) で変形された地球磁場を求めその上に嵐時の太陽風 (n_2 , V_2) がやってくる時の地上SI (or SC) の振中を求めた。

$\Delta B(Y) = 0.03 (V_2 \sqrt{n_2} - V_1 \sqrt{n_1})$, $\Delta X = \Delta B \cos \theta$, $\Delta Y = 0$, $\Delta Z = -\Delta B \sin \theta$ (X : 磁気的北, Y : 東, Z : 下向き, θ : 磁気緯度) 即ちSIの水平成分は $\Delta Y = 0$ で, ΔX は高緯度に行くにつれて小さくなる。Nov. 7, 1966, 1720 UT に起ったSIの水平成分 ($\Delta X, \Delta Y$) の世界分布を求めると, $\Delta X, \Delta Y$ 共に緯度 60° 辺りより高緯度へ行くにつれて増大し, $70^\circ \sim 75^\circ$ 辺りで最大になり, それをこすと再び小さくなる。この傾向は Mead モデルでは説明できな。一方 Wilson & Sugiura (1961) は 70° 以上でSC水平成分の精内偏波を見付けこれを磁力線に沿って伝播する横波モードの磁気流作波によるとした。しかし彼等は高緯度大振中にはいれなかった。

Greifinger & Greifinger (1965) によれば高緯度の磁力線に沿って伝播する磁気流作波の高度 500 km と 80 km との間の吸収は 0.1 Hz 以下では無視しうる (SI は 0.01 ~ 0.003 Hz)。今磁気圏赤道面での振中を b_e , 磁気流作波速度を V_{Ae} , 磁力線の断面積を S_e , 磁場強度を B_e とすると, 磁力線に沿っての地磁気束 Φ と磁気流作波電力束の保存, $B_e S_e = B_{500} S_{500}$ 且 $b_e^2 S_e V_{Ae} = b_{500}^2 S_{500} V_{A500}$ から高度 500 km での振中 $b_{500} = b_g$ (b_g : 地上振中) を求めることができる。赤道面ではSI波が全方向に伝播可能と仮定して, 立体角について, 赤道面でのSI振中の観測値, b_0 を平均した。 $b_e = b_0 / \sqrt{3}$ プラズマポーズ及び 500 km での平均イオン質量数, 電子密度の緯度変化を考慮し, 又磁力線に沿う横波モードの振中として b_e とし, 赤道面での観測値 $b_0 = 11 \mu V$ (L に 関して一定) を用いて b_g の緯度変化を求めると, 緯度 $60^\circ \sim 65^\circ$ の間で急速に b_g は増加し, 観測値とほぼ一致する。

70° 以上でのSI振中の減少は赤道面での b_0 の L 分布に依存すると思われる。又 $L=5$ の磁力線に沿って collisionless モデルの電子密度分布を用いて求めた磁気流作波の赤道面から地上までの伝播時間, 30.3 秒は赤道面と地上との伝播時間 54 秒よりも小さく, 高緯度の方が早くSIが起っていることになる。

上出洋介(東大理)

Polar magnetic substorm を初極光帯付近の field-aligned current で説明する試みは古くから為されており、model current による磁場分布の計算も多い。が、それらはすべて、パラメータ (field line の形、separation angle など) を限定したり、特定の地球上の点についてのみ計算している。本論文では、いろいろなタイプの current による地球上のすべての点における磁場 ($\Delta H, \Delta D$) を計算し、実際の ΔD (field-aligned current は中低緯度の ΔD に最も顕著に現われる) を調べ、もし field-aligned current があるならどういうタイプのものがどこにあり得るかについて考えた。計算においては、電流は南北半球に対称に存在し、扱う磁力線はすべて赤道面で $4R_E$ を通るものと仮定した。得られた主な結果は次のとおり。

1. 図1(a)のような current loop (図の電流系は片半球を省略) $i_R = i_L = 2i_p$ による場合と、実際あり得る (b) $i_R = 2i_p \cos(\frac{\alpha}{\pi}\lambda), i_L d\lambda \propto \frac{\alpha}{\pi} \sin(\frac{\alpha}{\pi}\lambda) d\lambda$ による地球上の各点の磁場を比較すると、 ΔH に関しては、(a) とほとんど同じ効果をつくる (b) の α_c (たとえば、 $\alpha = 90^\circ, \alpha_c = 120^\circ$) がある。

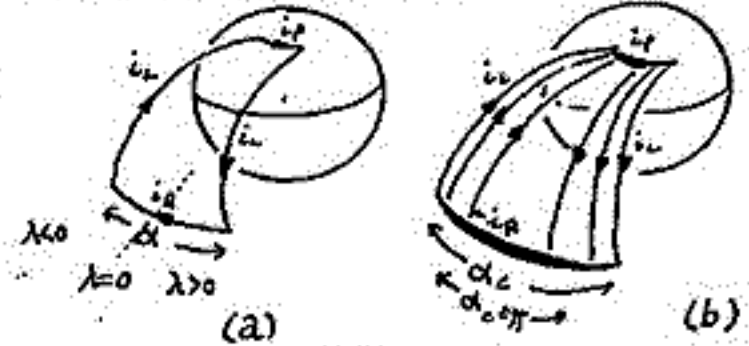


図1

2. Fukushima, Vasyliunas は無限遠方から直線に沿って入射および出る電流の及ぼす地上の磁場分布は AEJ の return current と同効果であることを示した。しかし、実際にあり得る curved field line に沿った電流と直線に沿う場合と比べると、磁場変動の各成分の傾向は同じだが、大きさは特に低緯度で最大 factor ~2 の差がある。すなわち、Chapman-Vestine と Birkeland-Alfvén 型の電流系は低緯度に関しては等価でない。

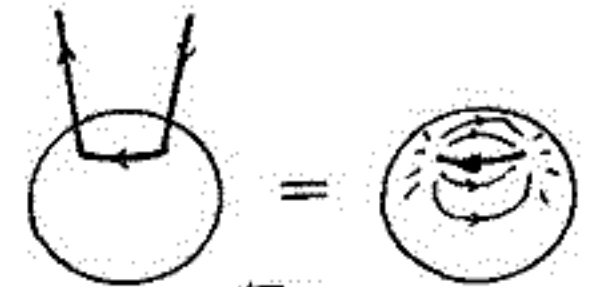


図2

3. Compressed dipole の磁力線に沿う電流の地球上の磁場効果は、あり得る compression の程度では pure dipole の場合と大差ない。

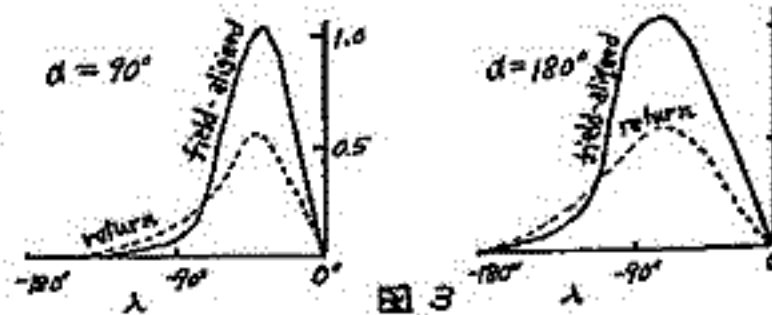


図3

4. ΔD の λ -dependence を return current の場合と比較すると図3のようにながりの差が出る。図は $\varphi_m = 40^\circ, \lambda = 0^\circ$ の ΔH を normalize してある。

5. $\varphi_m = 40^\circ$ の経度に広く分布する 12 の stations の ΔD を 21 個の substorm の各 phase について調べた。データは、return, field-aligned current の latitude dependence の計算結果 (それぞれの傾向はほとんど等しい) の平均により $\varphi_m = 40^\circ$ の値に normalize した結果、(1) 夕方側の $\Delta D > 0$ が朝方の $\Delta D < 0$ より 1.5~2 倍大きい (2) 概して max ~ recovery stage には return current が優勢となる、ことがわかった。まとめると、polar magnetic substorm 時には、図4のようなモデル電流系を考えることができる。

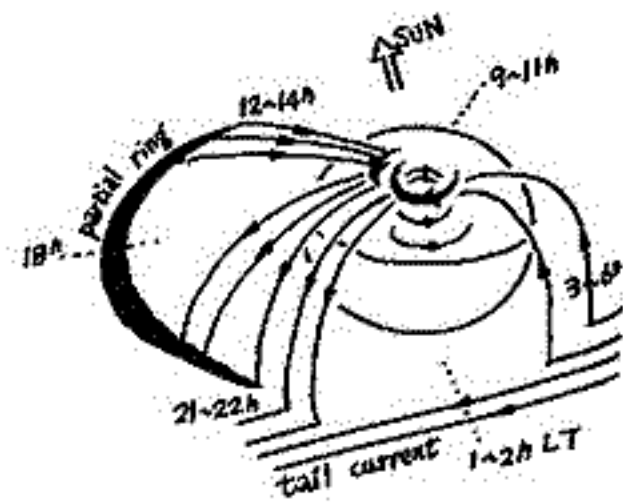


図4

午後側における Polar magnetic substorm の空間的構造と時間的特性

上出 洋介・福島 直(東大理)

午後側における polar magnetic substorm の current pattern に代表される magnetospheric substorm の発達特性は複雑で、特に極光帯でよく観測されるいわゆる positive bay が独立した eastward electrojet が auroral oval を流れる westward electrojet の return current によるものであるかは、partial ring current, field-aligned current が存在するかと関連し重要な問題である。しかし現在までは、適当な station network がいないため、substorm 時の magnetic disturbing force の分布に対する統一的な解釈がない。ここでは、図1のような polar region から低緯度にはほぼ同緯度に並ぶ17個の station の magnetogram を用いて ΔH , ΔZ の latitude profile を調べ、また同時に Worldwide current vector, 他の午後側の現象 (partial ring current, H_p sweeper) との関連について考察を行なった。

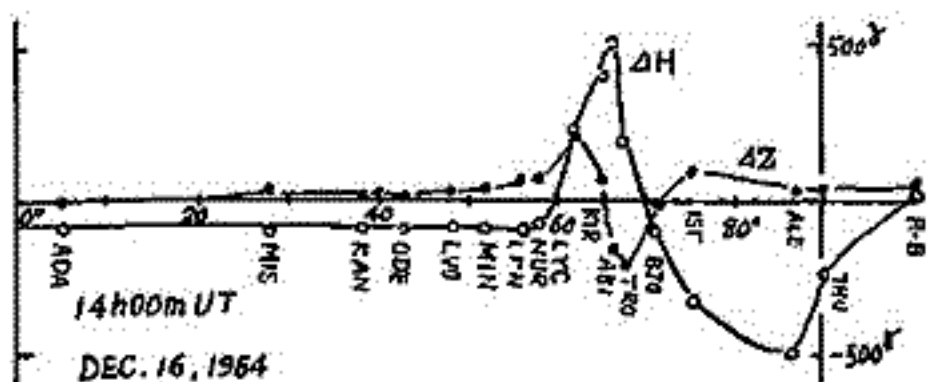


図1

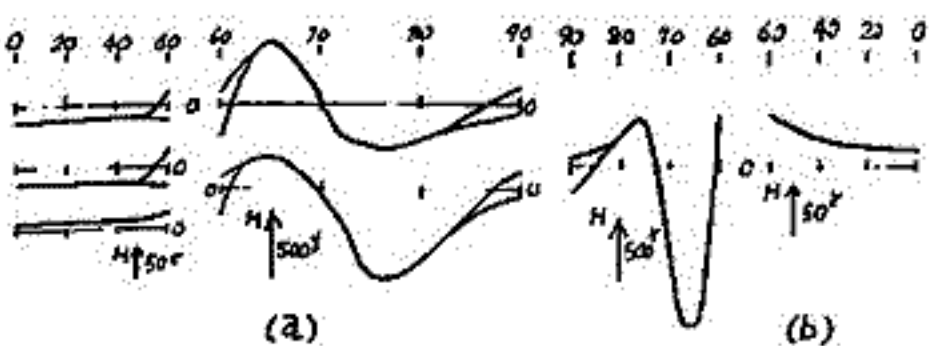


図2

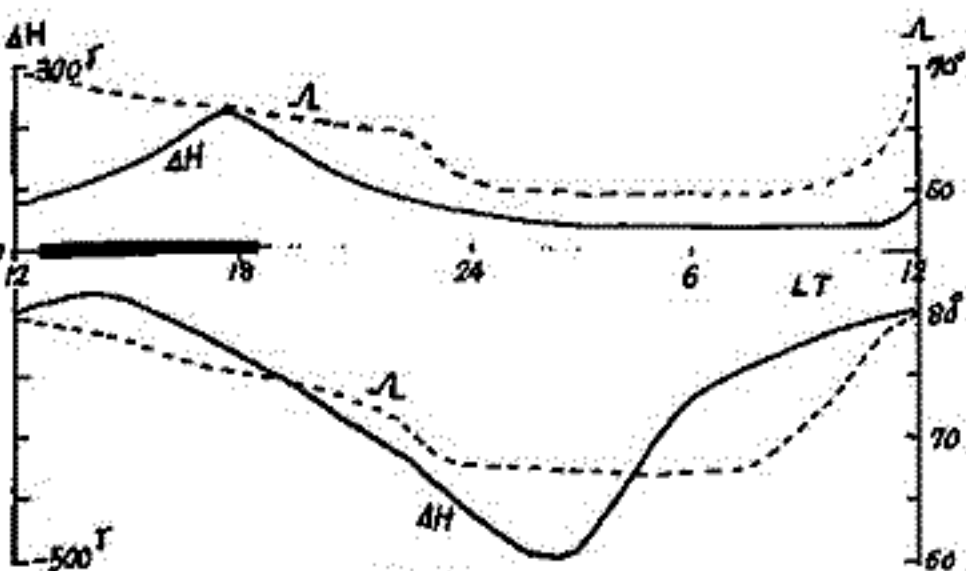


図3

その結果、午後側の ΔH の latitude profile については平均的に図2(a)のような中低緯度と高緯度のいろいろな組合せの pattern があり (それに対し、午前側は(b)のようなものしか観測されない)、どの型になるかは ① substorm ② storm time ③ local time に依っている。したがって、従来のように午後側の極光帯の positive bay を

すべての場合 eastward electrojet が return current のいずれかによるものであるとするのは困難であるということがわかった。

図3は今回調べた10例の substorm の main phase における $|\Delta H|$ のその local time における最大値を $\Delta H > 0$ についてそれぞれ平均したものの、およびそれぞれが最大になる geomagnetic latitude λ を local time の関数として表わしたものである。図3で示したのは positive bay が同じ local time の negative bay より絶対値が大きくなる区間である。これによると、positive bay は 17~18 LT で最大になり、これは eastward electrojet の存在を表わしているものと思われる。この positive bay は、(1) そのさらに高緯度を流れる westward current (これは夜側からの auroral oval に沿った延

長と考えられる) の変動と coherent でない (2) その中心は substorm の発達と共に equator 方向に動く (平均スピード ~ 125 m/sec、magnetosphere に投影すると $\sim 2 R_E/hr$) のに対し negative bay の中心は極方向に動く (3) filamentary or patchy な微細構造がある。

また H_p -aurora, sweeper (IPDP) は午後側において positive bay と同時に観測される (後者は $\Delta Z > 0$ 、すなわち positive bay の中心より赤道側で)

飯島 健

東京大学理学部

Polar storm (Dp)の機構を考えて「場合最も primitive で大切なことはこれがどの様な核から生長しいつわゆる Auroral Electrojet (AEJ)となり、磁気嵐を形成して「かき調べる」とである。Auroral Electrojets が発達し生長して「時必ずその 分後に 暴風と云ふ 地磁気擾乱」があること (永田-飯島 (1964), 永田-岡合-飯島 (1966), 飯島-永田 (1968, 70), Heppner-杉浦 (1967)), 極磁気嵐の中「最も目立つ場」AEJ は本質的には永田-福島 (1952, 53) の polar-elementary storm と同じであり、大筋においては磁気圏内部「おこす物理現象の一部」が地上に反映されて「おこす」ものである (赤祖文 (1968))。

暴風と云ふ 地磁気擾乱は極地域に最も「おこす」おこすのは、昼間-午後側の領域にわたって勢力が大きい 2-電流渦で表される。この現象は地磁気共役性を示し、その強さは夏季半球は冬季半球に比べて3倍位大きい。この現象は主として Solar wind の変動 (運動と電圧変動) の変化に起因する Polar Disturbance と考えられ、根本的には永田-岡合 (1962) の individual constituent 7「あると云ふ」SP と命名されたものである。(注: SP は Feldstein-DPC (1969) と比べて、DPC は AEJ が優勢であるにも関わらず、この polar cap と 午後側の auroral zone とから「おこす」現象は多々 harmonise したものである。又、極磁気嵐をいつ auroral oval に「おこす」westward AEJ が「おこす」説明するの「おこす」午後側の auroral zone に「おこす」positive-ΔH-擾乱をもつ、基本的要素とせよと主張する杉浦-Heppner の考へは説明し「おこす」ものである。又、SP が「おこす」Dp は説明し「おこす」現象は赤祖文 (1970) と「おこす」文「おこす」である)。

AEJ が発達する時、ほとんどの例「おこす」発生 1~2 時間前より「おこす」地磁気嵐暴風 (SP) が発達し「おこす」。伊伯清復「おこす」AEJ の「おこす」異なる形態「おこす」地磁気変化「おこす」である。この現象が AEJ-precursor である。

今回はこの precursor-stage の磁気圏尾部の磁場構造が「おこす」ように「おこす」かき主として「おこす」。これ「おこす」発表「おこす」種々の「おこす」結果「おこす」一致「おこす」。plasma sheet 領域「おこす」磁場の「おこす」形状「おこす」急変「おこす」(飯島 (1970), Fairfield-New (1970), Russell et al (1970)), plasma sheet 領域「おこす」変化「おこす」plasma-sheet 領域「おこす」Hones et al (1970) への「おこす」全圧力 (「おこす」磁気圧) が急増「おこす」(Lazarus et al (1967))。

但々の極磁気嵐「おこす」初相「おこす」出現し SP の「おこす」特徴「おこす」AEJ-precursor は「おこす」太陽風「おこす」磁気圏「おこす」「おこす」「おこす」ある時期「おこす」磁気圏 storm (DM-storm) の storage-phase に対応「おこす」現象「おこす」、AEJ の発生「おこす」特徴「おこす」Dp-storm の主相は magnetospheric storm の release-phase に対応「おこす」と「おこす」。

「おこす」「おこす」。磁気圏空間磁場が南向き「おこす」時「おこす」北向き「おこす」時「おこす」。場合「おこす」地磁気擾乱の形態「おこす」変「おこす」。又、太陽風の動圧変化「おこす」時「おこす」地磁気擾乱との詳細な比較「おこす」。従来「おこす」種々の地磁気擾乱の morphology を整理「おこす」。以上「おこす」。Precursor から Auroral Electrojet の「おこす」物理を「おこす」上に「おこす」。

(尚「おこす」。都合上、文「おこす」reference は「おこす」)

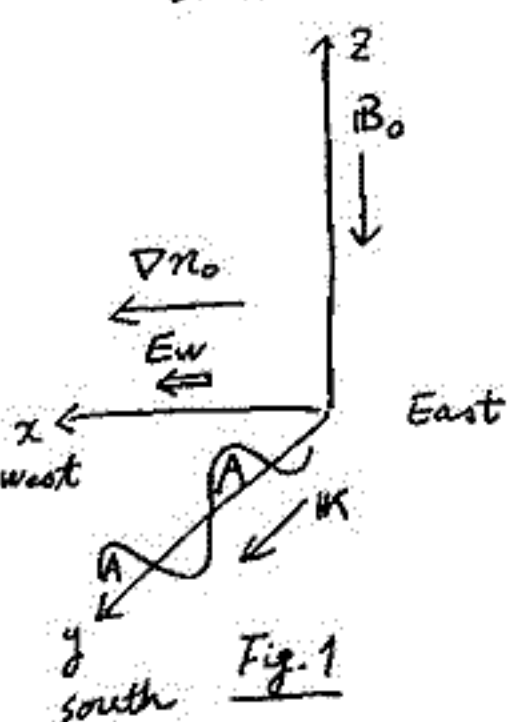
多重オーロラ・アークの生成 - II

小川忠彦 佐藤哲也
(京大工) (京大理)

前回のオ47回講演会において我々は、多重オーロラアークの生成に関する見解を示した。即ち、

1. オーロラアークの多重構造の生成因は S. Akasofu の考えている磁気中性面での *tearing mode* より、むしろ電離層にあるのではないか。 そうだとすると多重構造を説明する為の、tailでの複雑な加速機構は必要でない。
2. オーロラの発光現象をカラーテレビジョンの映像管にたとえらるならば、S. Akasofu の考えは3つの電子銃をもつシャドーマスク型であり、我々のそれは1つの電子銃をもつクロマトロン型である。つまり発光パターンはスクリーンのすぐ前面の偏向ヨークによって制御されるとする。
3. これらの根拠となる考えは、電離層は必ずしも一様でなく静穏時でもマクロな *electrostatic density instability* が起っているとある。一旦この不安定が起ると *conductivity* が場所的に変化し、元々 tail を一様に出発した *electron beam* は *conductivity* の高い所へ降下し易くなり、その場の *conductivity* を増え高くする。結果的に *electron beam* は電離層で *self-focusing* を受け *discrete* に分離し、アークの多重構造が現れる。

今回は3.の *density inata.* として *cross-field inata.* を提案し解析の結果について言及する。 *cross-field inata.* (C.F.I) は T. Tsuda, T. Sato 等によって非線形領域まで研究されており、赤道、中緯度の電離層 *irregularity* の説明に供されている。 C.F.I. をオーロラ領域に適用すると“もし適当な西向き電界(例えば *dawn to dusk* 電界) E_w と *large scale* な西向き勾配をもつ電子密度分布があると、地球磁場の元で東西方向に平行な *wave front* をもつ *large scale* のドリフト波が発生する (Fig. 1)” という結果を得る。



運動方程式、連続方程式を準中性プラズマの条件で線形解析し、例えば $E_w = 10^{-2} \text{ V/m}$, $(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx})^{-1} = 10^3 \text{ km}$, $\nu_{ex} = 10^4 / \text{sec}$, $\nu_{ez} = 200 / \text{sec}$, $T_e = T_i = 300^\circ \text{K}$ とすると *growth rate* $\gamma \sim 3 \times 10^{-4} / \text{sec}$, $\lambda \cdot \frac{2\pi}{k} = 20 \text{ km}$ となる。 Fig. 1でAの部分が高密度 (high conductivity) の領域でアークに相当する。結果として①アーク間の観測値は30-40kmが普通であるから、大略説明できる。②位相速度は $\sim \frac{E_w}{B_0} = 200 \text{ m/sec}$ で、これは *recovery phase* にあてはまる。③ *Coupling conductivity* による強い西向きジェット電流が流れる。④各アークの北側は、南向きの *polarization field* によって再び *small scale* の C.F.I. が発生し更にドリフトしながら崩れていく。これは *small scale foldings* を説明するかもしれない。

C.F.I. がオーロラ領域で生じるには、上記の E_w , $\frac{dn_0}{dx}$ が本質的であるが、*density gradient* に関しては実験的に検証されていない。しかしこれは、朝側が夕方より冷たいと思われるので多分存在するものと思われる。他に、アーク存在時の電離層-磁気圏間の *current system* についても簡単に言及する予定である。

田辺弘道・武井忠雄・板井亨

東北大学 理学部

惑星間空間の状態は、地球上で観測される種々なタイプの磁場変動に直接的、あるいは間接的に自己を表示する。その中で、西田等のいわゆる DP-2 型変動は惑星間空間磁場の Z 成分と相関のよいことを示されている。

我々は前回の学会で、Polar Substorm の出現に至る過程を調べ、"惑星間空間磁場の変動に共変的な DP-2 場の発達——その中での DP-1 場の出現" という時系列が得ると述べたが、この時系列のもつ意味を明らかにし、Polar Substorm の機構を知るために、更に、解析を加えている。

まず、DP-2 型変動そのもの、及びその時の惑星間空間磁場の性質を明らかにするために、1965 年後半期の IMP-C 及び極地域 (Alert) の magnetogram について周波数解析を行なっている。

また、DP-2 → DP-1 の時系列を定量的に把握するため、DP-2 場の表現として、極地域 (Alert) の magnetogram から、X、Y 成分の double amplitude を読み取り、DP-1 場の表現として、AE index をつくり、DP-1 場の発達過程について解析を行なっている。

以上のことから

惑星間空間磁場変動 → DP-2 型変動 ⇔ DP-1 型変動
の各時系列の性質を示す。

並川 富一
大阪市大 理

冷いプラズマ中には熱いプラズマが混合してある場合のイオンスカイフクトロニクス
 波数近くより低い周波数の波が一樣磁場下での伝播特性と異なるとした。冷いプラズマ中のモード
 である磁気音波、アルファゼン波の他にオメガモード（本質的には熱いプラズマ中の音波）
 が存在する。アルファゼン波は $v_s/v_A \geq 1$ (v_s : 熱いプラズマ中の音波, v_A : 混合プラ
 ズマ中のアルファゼン速度) で冷いプラズマ中より更に非等方的に伝播する。非等方的性は
 周波数が ω_c (イオンスカイフクトロニクス周波数) に近づくにつれて著しい。即ち磁場と波角は
 以上で伝播特性は異なる。 $v_s/v_A < 1$ ではオメガモード、超熱モードが ω_c より左に振舞
 する。冷いプラズマ中では非等方的に伝播する磁気音波も熱いプラズマと混合して ω_c と非
 等方的に伝播する。 $1 + \frac{\omega}{\omega_c} = (\frac{v_s}{v_A})^2$ の所で磁気音波と超熱モードの交差がある。

(ω_c での周波数) $1 + \frac{\omega}{\omega_c} < (\frac{v_s}{v_A})^2$ の ω に対しては磁気音波が非等方的であるが
 $1 + \frac{\omega}{\omega_c} > (\frac{v_s}{v_A})^2$ の ω では超熱モードが非等方的である。 $(\frac{v_s}{v_A})^2 \geq 2$ では ω_c の左
 側磁気音波が非等方的に伝播する。その非等方的性は ω が ω_c に近づくにつれて大となる。
 超熱モードは $(\frac{v_s}{v_A})^2 \geq 1$ で右回り、左回りと極性が変化する。

地磁気振動 $P_c 1, P_c 5$ の右回りの波は磁気音波が冷いプラズマ中では一樣に伝
 播するのと同様に 1 keV 程度の高温プラズマと 1 eV 程度の冷いプラズマとが少
 量混合した場合の磁気音波の磁力線に沿って伝播する性質が容易に説明出来る。オメガ
 モードと超熱モードは $P_c, S I$, 磁気音波の極性に異なると判別が容易に思われる。

Pc1 型地磁気脈動の低緯度伝播特性

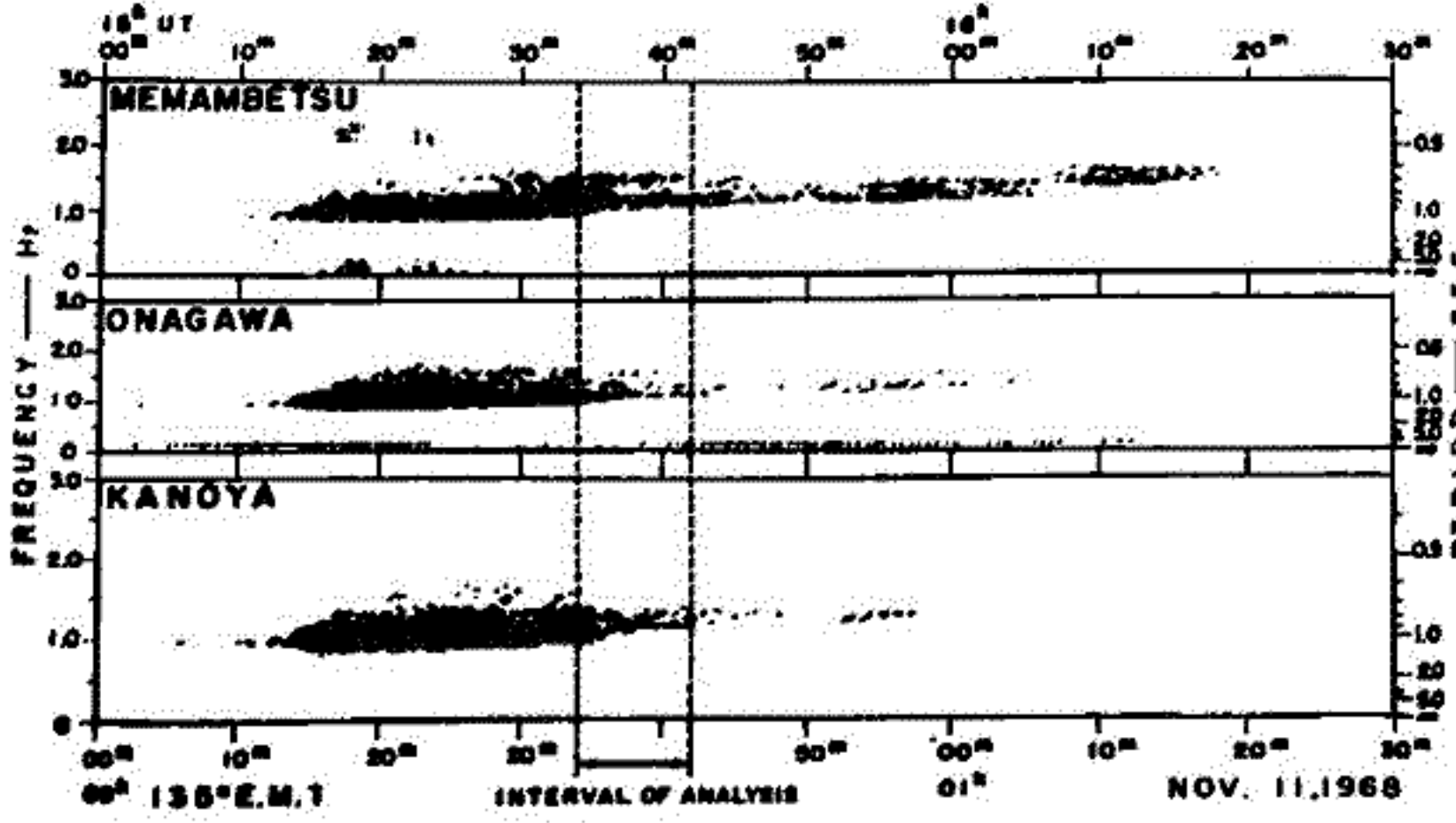
堀井 亨 斎藤尚生 森岡昭
東北大学理学部地球物理学教室

目的 Pc1 (0.2~5 Hz) 型地磁気脈動の電離層 duct 伝播について、今まで多くの理論的研究がなされて来た。これらの研究の中、duct attenuation の周波数依存性を定量的に求めたのは、Greifinger と Manchester であるが、彼等の求めた attenuation の周波数依存性は全く逆の特性を示している。この様に Pc1 の duct attenuation の特性は理論的には互いに相反する結論が得られたまま、まだ実験的に確かめられていない。この研究では、世満別、世川、鹿屋と言う低緯度3観測点で同時に観測された Pc1 event (才1図参照) を解析して上に述べた duct attenuation に関する2つの相反する理論のどちらが正しいかを実験的に検証する事がねらいである。

解析方法 磁気テープに記録された3観測点における信号と同一の周波数解析装置 Minilyzer 型 Hina (講演番号 2-47 の予稿参照) を使用して、0.1 Hz 間隔で各周波数毎に振中—時間曲線を求め、これ等から世満別を基準にした世川、鹿屋での relative power spectrum を求めた。

解析結果及び結論 この結果は、0.9 Hz 以下の周波数に対して周波数が増すにつれ power は小さくなり、0.9 Hz 以上の周波数に対して周波数が増すに従い power が大きくなるという傾向を示した。世満別を基準にした世川、鹿屋におけるこの relative power spectrum は同時に世満別を基準にした各地点での duct attenuation を示す事にもなる。この duct attenuation の曲線の傾向は、Manchester の理論から求めた曲線の傾向に合っており、Greifinger の結果とは逆の傾向を示す事が明らかとされた。

謝辞 世満別、鹿屋の磁気テープによる Pc1 の資料を提供して下さいた研岡地磁気観測所の方々に感謝の意を表します。



才1 図

福島 直 佐々木克己 平沢威男 (東大理)

極磁気嵐の開始時 $\pi 2$ とよばれる低周波の利成分を持つた不規則な波形の地磁気脈動が発生する。発生時は同じでも 極光帯付近で観測されるものと、中低緯度で観測されるものとは、その波形やパワー・スペクトルは非常に異なるものである。

この原因は、これを考察を加える。

① 極光帯 $\pi 2$ の定義; Break-up type 極光 (Ref. 千橋 講演番号 1-36) に伴う不規則な地磁気脈動。

② ①の定義による $\pi 2$ を 49例 えらびだし、そのパワー・スペクトルを調べる。平均的にみれば、極光帯 $\pi 2$ は、周期 160秒 - 8秒の範囲で f^{-4} で表わされる、雑音型スペクトルを示めろ。

③ 中低緯度 $\pi 2$ の定義; ほぼ同じ Meridian の高精度 Station での ~~sharp~~ Sharp な H-comp. decrease (Bay of onset) と同時に現われる不規則な減衰型の脈動。

④ ③の定義による中低緯度地磁気脈動 $\pi 2$ を 70例 えらびだし、そのパワー・スペクトラムを調べる。中緯度 $\pi 2$ は 周期 120 ~ 60 秒の範囲に卓越したパワーを有する。

⑤ 以上の事実は、雑音型スペクトルを持つた脈動が 高精度から中低緯度に伝播する途中で、プラズマ γ -ス¹階近で 吸収され、中低緯度では ¹周期 120 ~ 60 秒の範囲に卓越性を有するようになることをより説明が ~~つく~~ なる。

宮崎光雄・国分征

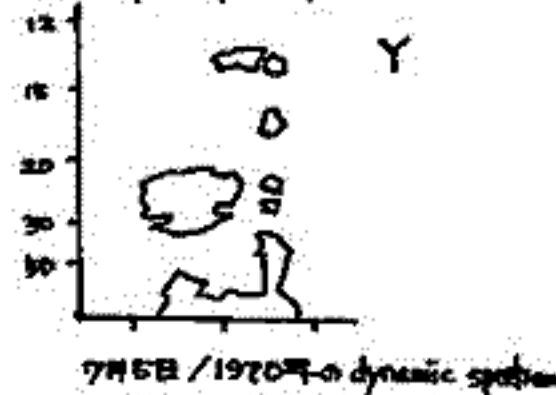
東京大学理学部

柿田(地磁気緯度26°)での地磁気変動記録から1969年9月15日—10月15日、及び1970年6月30日—7月23日の計74日間を遡んで、正弦波解析器により、周期10秒—100秒の地磁気変動のdynamic spectrumをつくり、解析した。

この中で、太陽活動の盛んな時によくみられる、地磁気の変動の際に多く出現する周期10秒位の短周期地磁気変動について、上記のdynamic spectrumと矢F、power spectrumを算出し、調べた。その結果、この短周期変動は、いわゆる35 mHz変動群に比べ、X、Y成分の強度比が大きく、変動の変動はあまり等しくなっていないことが、わかった。(この解析には上記以外の日の記録も解析)



7月5日/1970年の
power spectrum
(1205-1305)



7月5日/1970年のdynamic spectrum

三浦輝夫
(阪市大理)

極域電圏局の H^+ の減少を説明する一つのモデルが Banks-Holzer (1968) によって提唱されている。それによれば、高度 $z_c = 1000 \text{ km}$ で $M=1$ と作り、 $z > z_c$ の領域では電子の熱源の中を超音速となつて磁気圏に侵入することになる。その流れの断面積が $\sim r^2$ で増大するとき、流速の変化が大きくなれば、 H^+ はほとんど流れに垂直な面に冷却されることになる。

一般に静力学的平衡にない希薄ガスの非一様な高速流は温度異方性を示す。たとえば、中性ガスジェット流では流れの方向に、太陽風アラズマ流では惑星間磁場方向にそれぞれ温度が高くなる。この現象は本質的には粒子間の相互作用が充分でなく、局所的な熱平衡を保つことができないことによる。

極アラズマ風においても、(i) $z > z_0 \sim 2000 \text{ km} > z_c$ では粒子間の衝突がおきるので、その温度異方性が充分期待される。(ii) しかしながら異方性を議論するためには極アラズマ風を包む被領域磁気圏の温度分布 $T(r)$ を考慮しなければならぬ。その領域での温度分布は、磁気圏界面を通してこの太陽風による加熱が主なるエネルギー源であるため $T_p(\text{sheath}) \rightarrow T_e \rightarrow T_{p0} \rightarrow T_{p1}$ の過程で加熱されていると思われる。

以上 (i), (ii) を巨視的にみれば、 H^+ に対して圧力テンソル $P = P_{||} \mathbf{1} + P_{\perp} (\mathbf{1} - \mathbf{m} \cdot \mathbf{m}) \dots (1)$ の各方向変化則 $P_{||, \perp} \sim (m_p m)^{\alpha, \beta} \dots (2)$ 、 e^- に対して $P = P_e \mathbf{1}$ 、 $P_e \sim (m_e m)^{\alpha_e} \dots (3)$ を用いることに対応している。さらに各々のガスに対しマクスウェル分布を仮定して、

$P_{||, \perp, e} = n k T_{||, \perp, e}$ を用いる。基方程式系は;

$$\begin{cases} n U r^2 = n_0 U_0 r_0^2 \dots (4), & \frac{1}{m_e m_e} \frac{\partial P_e}{\partial r} + \frac{e E_s}{m_e} = 0 \dots (5) \\ U \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{m_p m} \left[\frac{\partial P_{||}}{\partial r} + \frac{S}{r} (P_{||} - P_{\perp}) \right] + \frac{g_0 r_0^2}{r^2} - \frac{e E_s}{m_i} = 0 \dots (6) \end{cases}$$

$$K = T_{||} / T_{\perp} = (U/U_0)^K (r/r_0)^{SK}, \quad K = \beta - \alpha$$

いす特別の場合として断熱運動を考へる。そのとき $\alpha=1, \beta=2$ と作りこれらは $T_{||} \sim (U/U_0)^2$ となる。流れの方向には等温、垂直方向には n とともに減少している。 H^+ の温度異方性は $K \sim (r/r_0)^3$ で増大する傾向にある。太陽風の場合この条件で超音速加速をすれば K が大きくなったのは、加速に寄与する力が主として P_{\perp} の割合であり、温度 T_{\perp} が急減するに重力項に打ち勝つことができていくからである。即ち K を減少させることは太陽風の場合必要条件である。一方極アラズマ風の場合には H^+ の P_{\perp} だけでなく電子の垂直方向の圧力も存在する。電子は平衡状態(熱学的)にあり異方性は無い。等温を考へると ($\alpha_e=1$)、この項は重力項より充分大きいので、 H^+ を有効に加速する。したがって H^+ の断熱運動は $z > z_c$ の極アラズマ風には存在し得る。この意味での電子圧 P_e 及び偏極電位 E_s の存在の重要値が指摘される。 α, α_e の値は磁気圏の温度分布に一致するように決めなければならぬ。観測値及び熱伝導の方程式を用いて求められべき値を基準にする。これらの値は β と同時に極めて微視的の観点から基礎を打つ必要がある。

渋谷仙吉
山形大・理学部

すでに Murayama や Simpson 等によつて磁気中性面での高エネルギー(≧ 100 KeV)電子の分布が明かにされている。これによると, neutral sheet を中心とする ±3 Re 程度の領域に分布していること, さらに地球からの距離が大きくなるにつれて高エネルギー粒子の密度が小さくなる傾向があることなどが最も大きな特徴として指摘されており, これらの観測結果を説明する必要にせまられている。

今度発表することは, 従来のように Syrovatskii の加速機構を磁気圏尾部に応用し, 磁気中性面での磁場勾配が地球から遠くなるほど小さくなることを使えば高エネルギー粒子が地球から遠く離れたところで密度が小さくなるということとに關係づけられぬかと計算を試みるのがそのねらいである。

応用の仕方は前には Syrovatskii の導いた結論に変数変換を行つて, それに磁気圏の状態常数を代入してしたが, 今回は最初から ±L に電流をおいて計算しなおし, その結果をそのまま使う。このようにして導いた結果のみを記すと,

$$W_H = \frac{H^2}{8\pi} V = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{h_0 \delta L}{r_0} \right)^2 \cdot \pi r_0^2 \cdot L = \frac{1}{8} h_0^2 \delta^2 L^3 \quad (1)$$

$$\Delta W_0 = 2 \left(\frac{1}{c} |j| \cdot H_1 \cdot V \right) \cdot \delta = 2 \frac{1}{c} \left(\frac{ch_0}{4} \right) \left(\frac{h_0 L}{4} \right) V \cdot \delta = \frac{1}{8} h_0^2 \delta L^3 \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{h_0^2 \delta^2 L^2}{16 \pi_0 r_0^2 \log \frac{1.38 L}{r_0}} \quad (3)$$

$$\tau \ll \frac{\sqrt{\varepsilon L}}{V_0}, \quad V \approx \frac{\delta}{\tau} \gg V_0 \left(\frac{\delta}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\text{Efficiency } \eta = \frac{(\Delta W_0 - W_H)}{\Delta W_0} = \frac{L - \delta}{L} \quad (5)$$

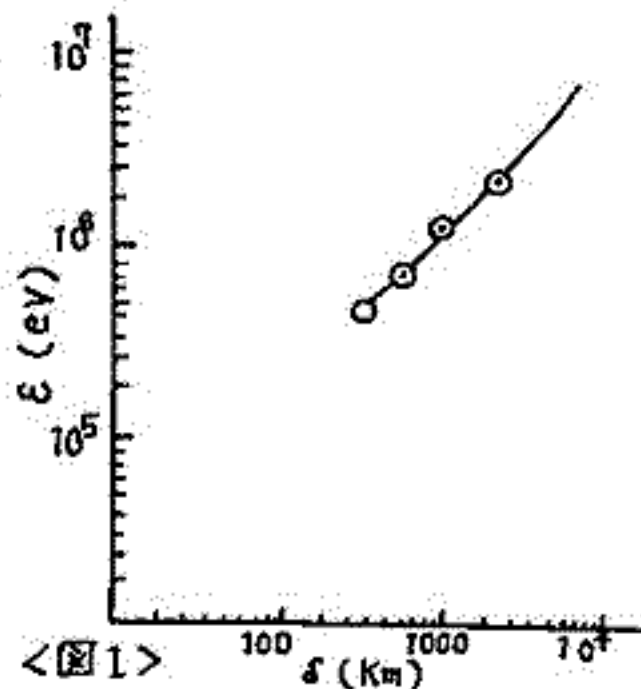
ここで, $H_0 = 50$ gammas, $T = 10^5$ K, $L = 10^9$ cm, $L_0 = 600$ km, $n = 50$ cm⁻³, $h_0 = 8.1 \times 10^{12}$ G/cm, $r_0 = 158$ km をとり, $\delta = 500$ km とおくと $W_H = 7.6 \times 10^9$ eV, $W_0 = 2.2 \times 10^9$ erg, $\Delta W_0 = 4.3 \times 10^9$ erg, $\tau \ll 54$ sec, $V \gg 9.2$ km/sec, $\eta = 0.95$.

h_0 も一定におさえて ε と δ のグラフを両対数方眼紙に記すと, 図1のようになる。

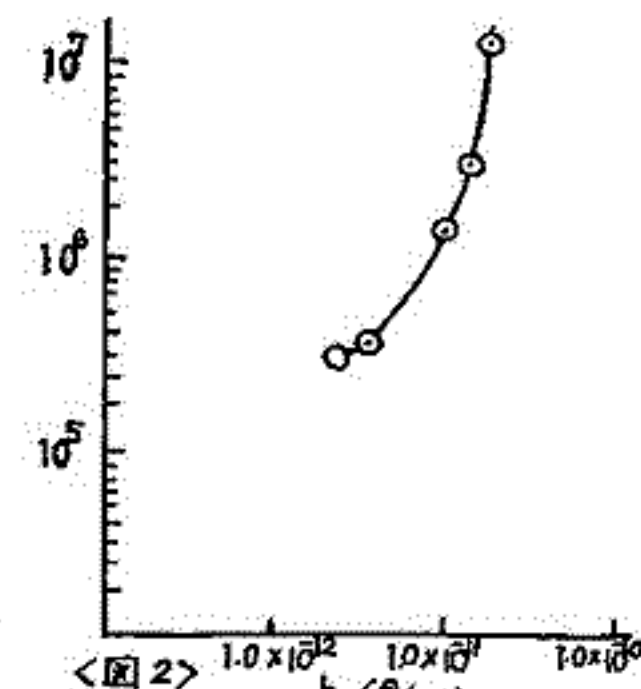
次に $\delta = 500$ km は fix して磁気中性面での勾配 $h_0 = H_0/r_0$ と, ε の關係を片対数方眼紙に記すと図2のようになった。

図2からわかりますように磁気中性面での磁場勾配が大きいたるほど高エネルギーをもつ粒子が存在することを示す。

よつて磁気中性面の厚さがそれほど変化がなければ地球よりあまり遠いところでは高エネルギーは加速できず, 地球より比較的近いところで大きく加速が行われることを暗示しており, 観測結果の一つの説明になると思われる。



<図1>



<図2>

上田 稔 塚尾 昌 一 郎 津田 秀 夫
京都大学工学部 電子工学科

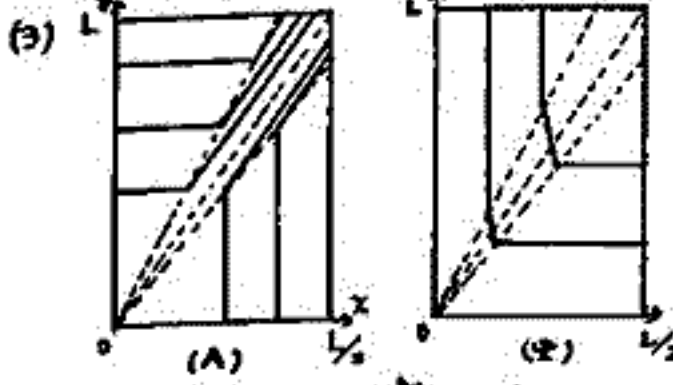
オーロラ solar flare, ある強い radio source 等に伴う加速粒子の生成に、磁力線のリコネクションは極大のエネルギーを供給し得る。この意味で磁力線のリコネクションの機構を明らかにすることは極めて重要である。Yeh & Axford (1969) は完全導電、非粘性流体の X-線中性流の解析解を得た。流は X-line の張る角の底にエッジから流入し、狭いエッジから流出する事を明らかにした。更に粘性は X-line 近傍に生成される shock に、また有層の帯電率は中性流近傍 (diffusion region) に生じる重要な事であり、この領域での流体の運動は対流 (convection region) の流体の速度に支配される。リコネクションレートは帯電率は粘性、帯電率の影響をうける、と述べられている。しかし、この diffusion region の解は deductive である。この領域の大きさは、ついで明らかにされた。我々は有限導電率で、粘性流体の X-線中性流に於けるリコネクション過程の数値解析を試みた。問題を以下のよう設定し、

(1) オーク非圧縮性という事から $\nabla \cdot u = 0$
Maxwell の式 $\nabla \cdot B = 0 \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$
Ohm の運動 $E + u \times B = J/\sigma$ σ : conductivity
運動方程式 $\rho \frac{du}{dt} + \rho(u \cdot \nabla)u = -\nabla P + \nabla \times (B \times u) + \rho \nu \nabla^2 u$

以上の式を用いて、 $\nabla \times A = B$ $\nabla \times E = -u$ とする。ここで $A = (0, 0, A)$ $E = (-u_x, -u_y, 0)$ と導入し、最終的に A の連立方程式にする。(u, B, E は x, y だけ依存し、z 方向に独立と仮定する。z 次元を z に取り換える) ρ : mass density ν : viscosity

(2) 定常状態を解くための方程式: 流線、分布は時間的に変化しないとし、磁力線は一定の割合で供給され、また速く流れていくものとする。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial A}{\partial t} = -E (= \text{const})$$
$$[\frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y}] \nabla^2 \Psi - \beta [\frac{\partial A}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y}] \nabla^2 A = \gamma \nabla^4 \Psi$$
$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial A}{\partial y} = E + \alpha \nabla^2 A$$



左のよう解の存在を求め、逐次四重積分法で解く。境界条件は A について、 $x = L/2$ において $\frac{\partial A}{\partial y} = 0$ $\frac{\partial A}{\partial x} = -B_0$ である。これは $\beta = \infty$ とし、上の式を用いて $\frac{\partial \Psi}{\partial y} = -E/B_0$ であるより $\Psi = (E/B_0)(T/L) \cdot y$ $A = x$ $y = L$ における値も同様にして求める。(この問題は Somnerup (1969) の解であるが hydromagnetic pressure の一様であるという仮定のもとでは磁力線、流線は直線になる事から証明できる。)

(4) 方程式の定数 α, β, γ の意味を考えたみる。 $\alpha = U/V_A \cdot 1/R_m$ $\beta = 1$ $\gamma = U/V_A \cdot 1/R$ (但し U : characteristic velocity R_m : 磁気 Reynolds 数 R : Reynolds 数 V_A : Alfvén velocity) である。場の状態を求めるとき、計算の結果 X-線中性流を持つ、非粘性の磁力線の pattern、流線の pattern を得る。この存在を確認された。diffusion 領域では解はラプラスの式を適用する。解の diffusion 領域を推定する事は可能である。更に α, γ の値をその状況に応じて変えることができる。

(5) 上に求めた定常解の時間変化を考慮する。即ち、磁力線の位置が t のリコネクションの様子はどうなるか、更に電界分布の変化等の動的側面について少し触れた。

Convective Motion of Non-Interacting Charged Particles in the Earth's Magnetosphere.

堀見正・深尾昌一郎・津田孝夫

京大工学部

磁気圏におけるプラズマの対流についての研究は、それが、太陽の活動に依存した、磁気圏内での諸現象の重要な内容を含んでいると考えられるために大いに興味深い。

我々は、下記のような磁気圏の model を用い、計算機によつて、磁気圏尾部（地球の中心から $10 R_E$ 程度）におかれた、種々の値のエネルギーをもち、荷電粒子（電子と陽子）がどのようにドリフトするかを追跡した。赤道面における荷電粒子のドリフトについては、Kavanaghら [1968]* の計算があり、我々はこれを三次元に拡張した。

Model

磁気圏磁場

昼側 …… Mead [1968] による磁場の model.

夜側 …… 主磁気双極子（地球の中心）と逆双極子（磁気圏後方 $14 R_E$ ）を用いて磁気中性面の存在を考慮した model (Kavanagh, 1968).

電場

朝側から夕側に向かう一様電場 (0.3 volt/km).

共回転電場.

プラズマ圏

地球を中心に含む半径 $4 R_E$ の導体球で近似.

計算にあたっては、荷電粒子間の相互作用は考えに入れず、また、磁力線に垂直な方向の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトおよび ∇B ドリフトのみを考慮した。

得られた結果を簡単に示すと次のようである。

1. 荷電粒子は、磁気圏尾部から前方へドリフトして、尾部において赤道面から離れ、北側または南側にあつたものが、急速に赤道面近くへ集積する。一方、これらの荷電粒子の軌跡を赤道面に投影してみると、Kavanagh が得たと同様な傾向を示している。つまり、電子および低エネルギー（ 1 eV 程度）の陽子は地球近傍を朝側に回り込んで前方へドリフトし、逆に高エネルギー（ 1 keV 程度以上）の陽子は夕側に回り込む。陽子のドリフト速度は地球近傍では遅くなる。

2. 特に高エネルギー（ 10 keV 程度以上）の荷電粒子（特に電子）は、地球近傍にとらえられ、地球の自転の方向（電子の場合）に回りつづける。

* Kavanagh, L. D. Jr., J. W. Freeman, Jr., and A. J. Chen, Plasma Flow in the Magnetosphere, J. Geophys. Res., 73 (1968), 5511-5519.

武井 恵 雄

東北大学理学部

ときに著者等(*)は、惑星間空間磁場及び極域磁場擾乱の解析を通して、Polar Substorm の break up に導く過程を考察してきた。その中で、DP 1 場の出現、
 にとって、“惑星間空間磁場の南北成分の変化——それと共変的な DP 2 場の生成”という
 事が一つの要件として挙げられる事を指し、Polar Substorm の break up に伴って、
 磁気圏対流が強められる事に注意を払った。

磁気圏対流の励起は、磁気圏(ここでは磁気圏・同層界面・同尾部と併せて意味を
 用いる)の構造と密接な関係をもつから、上記のことから、我々の地球磁気圏は、惑星間
 空間磁場の変動とともに共変的に変動する磁気圏対流を許すものでなければならぬ。換
 言すると、それに肉する電場を伝達する機能がなければならない。この点を考慮してあ
 るのが Dungey のモデルであろう。しかし同時に、人工衛星によって現在迄に観測され
 ている磁気圏の諸々の特性——磁気圏の形状・磁気圏内部の磁場の配位・Plasma Sheet 等
 の特長的な領域の存在等——は、そのモデルの自然な帰結として出てくるものではない
 はならないが、彼のモデルはその点不利であろう。むしろ Chapman-Ferraro 以来の伝統的モ
 デルの方が(対流という事を除けば)観測事実に対して合理的な面をもっている。

Dungey / Chapman-Ferraro 型内モデルから出発して構成された昨今の数種類の磁気圏モ
 デルについて検討した結果、現在迄の理論をはなれて、直接人工衛星の提供する事実と
 ともに、いくつかの基本的仮定を置く事によって可能な磁気圏モデルを導き出す必要を
 感じ、一つのモデルを提出する。そのモデルについて、磁場の配位・Plasma の分布・対流
 のパターンを調べ、磁気圏モデルとしての当^作・動力学的特性について論ずる。このモ
 デルでは、Plasma Sheet の存在・Neutral Sheet Electron の存在等が、磁気圏対流との有机的関
 連で示される。

(*) 田辺・梶井・武井 前回講演

Induced and Polarization Electric Fields Associated with Inward Penetration of the Tail Plasma Sheet (II)

玉尾 莚
東大理 地球物理研究施設

磁気圏内に斜方磁場を有する場合には、大規模電場が存在した場合のプラズマシートが地球方向への侵入の問題を数値実験で考察する。この際、考慮すべき重要な要因として

- 1) プラズマ密度の空間依存性による diamagnetic current の存在、及びそれによる磁場の局所的変化
- 2) 磁場の非一様性によるドリフトが生ずる空間電荷による polarization field, E_p
- 3) 磁場の時間変化による induced electric field, E_i
- 4) 磁力線に沿う電流 ($j_{||}$) による Loss.

等が考えられる。是等の効果を考慮した場合の粒子密度は次式で決まる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}(\underline{V}_{D_i} n_i) = -\text{Loss} \quad (i \text{ は電子又はイオン}) \quad (1)$$

$$\underline{V}_{D_i} = \underline{V}_{E_0} + \underline{V}_{B_i} + \underline{V}_E \quad (2)$$

$$\underline{E} = \underline{E}_0 + \delta \underline{E}, \quad \delta \underline{E} = \underline{E}_p + \underline{E}_i = -\nabla \Phi + \text{rot}(\frac{1}{c} \Psi) \quad (3)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi c^2 e (n_i - n_e), \quad \text{polarization field} \quad (4)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \Psi = \partial B / \partial t, \quad \text{induced field} \quad (5)$$

現象の時間スケールが電磁伝播速度の伝る時間と比較して充分小さくすれば、polarization current は無視出来るから電流として

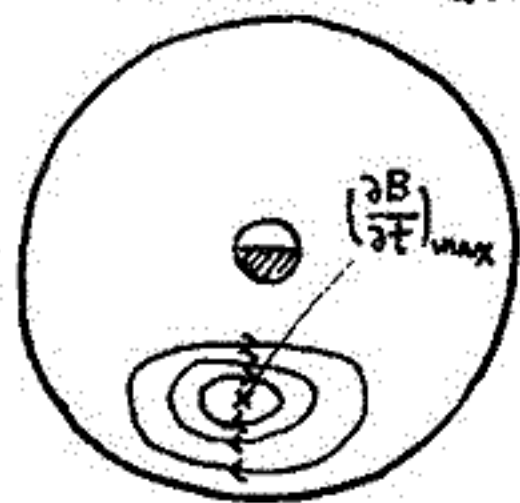
$$\underline{J}_{\perp} = \underline{J}_D + \underline{J}_{\text{diamag}}, \quad \underline{J}_D = e \sum_i N_i \underline{V}_{D_i}, \quad \underline{J}_{\text{diamag}} = -\sum_i \text{rot}_{\perp}(\frac{1}{c} N_i \mu_i) \quad (6)$$

この近似の下では $\sum_i p_i + B^2/8\pi = \text{const.}$

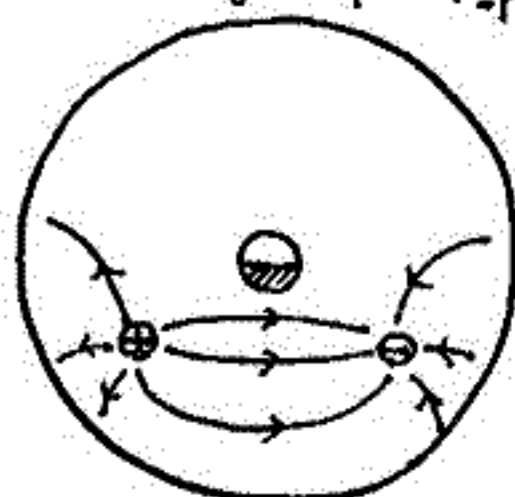
磁力線に沿って電子の移動を妨げることは Loss として $e^{-1} \text{div} \underline{J}_D$ として表すこと

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = -\text{div}(N_e \underline{V}_{D_e}) - |e|^{-1} \text{div} \underline{J}_D, \quad \frac{\partial N_i}{\partial t} = -\text{div}(N_i \underline{V}_{D_i}) \quad (1')$$

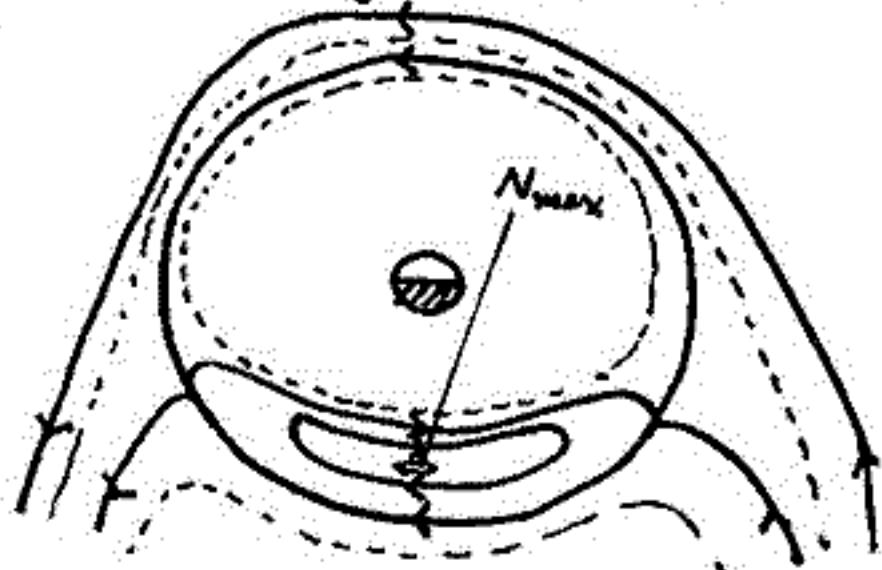
induced field (\underline{E}_i)



polarization field (\underline{E}_p)



Diamag Current ($N = \text{const}$)



新部 元宏
(東大・理)

1. Introduction

プラズマの輸送係数を定めるのはスペクトラムであり, ここでは2次元プラズマのスペクトラムを beam があるときと, なしの場合について全領域にわたってスペクトラムを analytic に求め, 前者が後者に対してどの位 Enhance されるかを調べた。

Space に対する輸送現象に関連して分布関数が非平衡である場合の効果と Space の Geometry による輸送の Enhancement

の2つの効果の研究がこれからの Space Plasma の問題として未解決であると考えられるが前者の例として本論文は位置づけられる。前記は安定なプラズマの効果である。

2. 結果

安定な非平衡プラズマの Spectrum (縦成分) (1)

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\int f_0 \delta(\omega - kv) dv}{|f_0(k, \omega)|^2}$$

(a) $f_0 = \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{v^2 + \bar{v}_B^2}$ とき $E_0(k, \omega) = \frac{(\omega + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega + ik\bar{v}_B + \omega_p)}{(\omega + ik\bar{v}_B)^2}$ (2)

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(\omega/k)^2 + \bar{v}_B^2} \frac{(\omega + ik\bar{v}_B)^2 (\omega - ik\bar{v}_B)^2}{(\omega + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega + ik\bar{v}_B + \omega_p)(\omega - ik\bar{v}_B + \omega_p)}$$

(b) $f_0 = \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(v - v_p)^2 + \bar{v}_B^2}$ とき

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(\omega/k - v_p)^2 + \bar{v}_B^2} \frac{(\omega - kv_p + ik\bar{v}_B)^2 (\omega - kv_p - ik\bar{v}_B)^2}{(\omega - kv_p + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - kv_p - ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - kv_p + ik\bar{v}_B + \omega_p)}$$

$$\times \frac{1}{(\omega - kv_p - ik\bar{v}_B + \omega_p)}$$

(1) Sitenko, Electromagnetic Fluctuations in Plasma (67)
 (2) O'Neil and Malmberg Phys. of Fluids 11 (68) 1754

弱く乱れたプラズマ中の粒子の軌道について

瀬部 充宏

(東大・理)

1. Introduction

非線型方程式(1)がプラズマ中の諸現象のよう本質的に Dynamical の過程を記述するのには不十分である事に気付かれ markov process から non-markov process へと拡張されて来た。(2)

しかしながらごく最近まで波動の効果や粒子の軌道へ与える効果が無視されていられるように思われていたが: いわゆる "Strong Turbulence" と称されていろいろと誤解されてきた Dupree の理論(3)が上記の効果生そのものずばり取り入れた理論にすぎないという非常に重要な注意が 市川(4)によってなされた。だが具体的に Dupree がどのダイアグラムを取っていて; 無視している部分はどれか?。この疑問に答えられるところまでにはななかった。

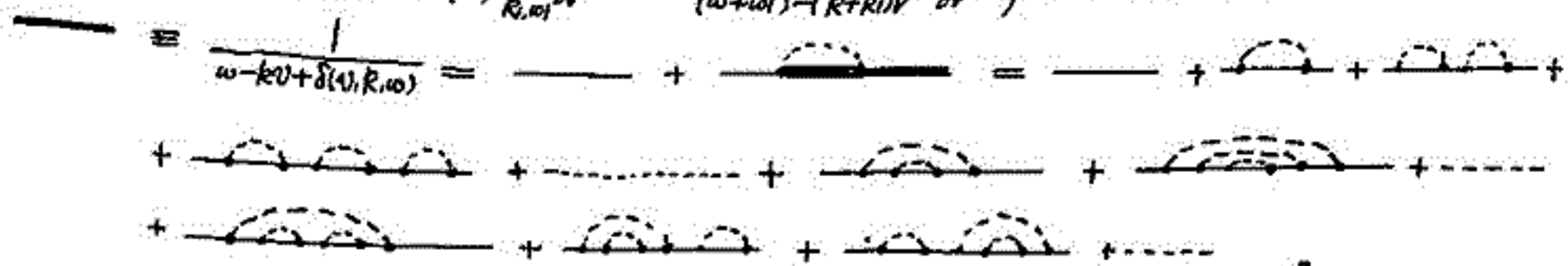
本講演では上記の注意を念頭に置き非線型 Vlasov eq. の擾動解のうち長時間後にまで大きくダイアグラムの部分和を多体問題でよく使用される Resolvent の方法(5)を用いて種々の図形に対して粒子の軌道へプラズマ波動が与える効果を与えるかを論じ 時に Dupree がどの図形に対応し彼が無視してしまっただけのどのダイアグラムかを明白にし将来のプラズマ乱流理論を発展させる第一歩としたい。尚、この効果は明らかに弱く乱れたプラズマ中の効果であり Space の諸現象に対しても当然考慮されなければいけないものである事を注意したい。(特に輸送現象)

本講演の内容は昨年末から本年春にかけて 我々電磁気研究室・プラズマグループ内での Discussion を講義者がまとめて代表して発表しているにすぎない事を付記したい。又この理論を量子論的方法から拡張する事は大切であると考える。

2. 粒子の free streaming $\frac{1}{\omega - kv}$ で表現される propagator への変更を考える。

$$\frac{1}{\omega - kv + \delta(V, k, \omega)} = \frac{1}{\omega - kv} + \text{lowest order の補正}$$

$$\delta(V, k, \omega) = \left(\frac{e}{m}\right)^2 \sum_{k, \omega_1} \frac{2|E(k, \omega_1)|^2}{(\omega + \omega_1 - (k+k_1)V)} \frac{\partial}{\partial V}, \text{超越方程式に過ぎない。}$$



この項が Dupree の理論に相当する。 $\delta(V, k, \omega) = -\left(\frac{e}{m}\right)^2 \sum_{k, \omega_1} \frac{|E(k, \omega_1)|^2}{\omega + \omega_1 - (k+k_1)V + \delta(V, k, k_1, \omega + \omega_1)} \frac{\partial}{\partial V}$

(1) Drummond and Penes Nucl. Fusion. 1962 Suppl. Pt 3, 1049
 (2) Al'tshul and Karpman JET.P. 22(66) 361
 (3) Dupree Phys. Fluids 9(66) 1773
 (4) 市川 8回 プラズマ若手グループ 夏の学校 (2冊) (29)
 (5) Van Hove Physica 21(55) 901

南部 元宏
東大・理

1. Introduction

異常輸送の物理的メカニズムを解明する事は Space Plasma の研究にとって最も重要な課題に成りこきこいんと考へる。さこ粒子の分布函数が異常輸送に与える効果はいくつが報告されていゝる。(1, 2) この結果の本質を掘り下げて現象論の段階をぬける事は非常に重要な事と考へる。

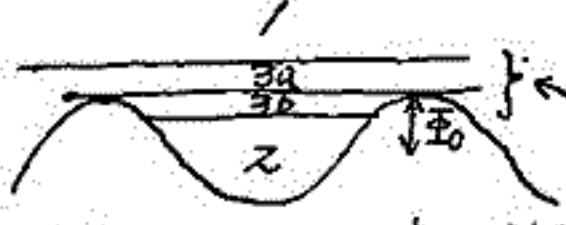
本講演では有限採引、単色波 (periodic) とプラズマ中に伝播させ、その前、分布函数の中が心を正確に (摂動の範囲で) 定め、外力に対する応答である電流の寄与を共鳴領域、境界領域、非共鳴領域の夫々の部分に分けて計算した結果、共鳴領域からの寄与は他の部分からのそれと比して $\sqrt{\frac{eE_0}{T}} \ll 1$ (5); 有限採引波の採引、 T : 熱エネルギー) 程度である事を得た。従つて電圧伝導度への非線型効果の変更は、境界域、非共鳴域粒子の寄与によるものであると考へる。これは別の方法で既に報告されていゝる傾向と矛盾しない。(3, 4) 尚、得られた分布函数を用いて種々の輸送係数 (速度空間ごとの拡散係数、磁場を横切る拡散係数 D_{\perp}) を計算すれば Bohm 型とは違つた意味での異常輸送が起きると考へる。

2. 定式化

弱い電場から衝突の存在するプラズマに伝播する単色波 (位相速度 \gg 熱速度) を通し、この Large Amplitude の波の効果は粒子の分布函数にきちんととり入れる。(5) ($\frac{eE_0}{T} \ll 1$)

分布函数の従つて: $\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{dE}{dx} \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{3}{2T_0} \frac{\partial}{\partial v} (\frac{\partial f}{\partial t} v^2 + v f)$

衝突部分を摂動として解くと 各領域 (1, 3a, 3b, 2) について粒子の分布函数が求まる。
 $T_0 = m^2 v_f^3 / 3\pi e^2 n L$, L : スロン対数



f (粒子の全エネルギー, 粒子の位置) である。

collision が存在する前、境界領域

1次のモーメントを計算すれば (電圧伝導度)

(数因子) $\times \sqrt{\frac{eE_0}{T}} \cong \frac{\text{領域 2 からの寄与}}{\text{領域 1 からの寄与}} \ll 1$, $\frac{\text{領域 3b からの寄与}}{\text{領域 2 からの寄与}} \cong 1$

(数因子) $\times \sqrt{\frac{eE_0}{T}} \cong \frac{\text{領域 2 からの寄与}}{\text{領域 3a からの寄与}} \ll 1$,

各 Response は非線型性のたの電場に比例した形をとつてこいなり。

この方法を種々の輸送係数の算出に適用する事は有意義であると考へる。

(1) Sitonko, Electromagnetic Fluctuations in Plasma (67)
(2) 北井, 地球電磁気学会講演 (70春)
(3) S. Yoshikawa Phys. of Fluids 5 (62) 1272
(4) K. Nishikawa and Y. Ichikawa Jour. of Phys. Soc. Japan Supp. 78 (64)
(5) Zakharov et al Soviet Physics JETP (63) 351

坂井純一, 川村孝次
(名大プラズマ研)

地球磁気圏尾は、しばしば振動状態にあることが知られている。我々は、この運動を2つに分離する必要があると考える。1つは、太陽風内で尾全体が揺らぐ運動と、尾の内部に磁気中性面が存在することに本質的に起因する運動とである。ここでは、後者の立場から磁気圏尾内を伝播する電磁流体波が、磁気中性面の存在と、巨視的プラズマ流によって、その磁場構造と与える効果を電磁流体モデルを用いて考察する。

尾のプラズマは、シート状態で、巨視的流れは磁場に平行で、磁場方向に伝播する波動を扱う。種々の物理量の1次の微少量を $\sum \hat{\varphi}(x) e^{i(\omega t - kx)}$ とし、零次の定常分布 $P_0(x)$, $B_x^{(0)}(x)$, $V_x^{(0)}(x)$ について線形化すると、シートを横切る方向の磁場強度を決定する次式が得られる;

$$\frac{d^2 \tilde{B}_x}{dx^2} + P(k, \omega, x) \frac{d \tilde{B}_x}{dx} + Q(k, \omega, x) \tilde{B}_x = 0$$

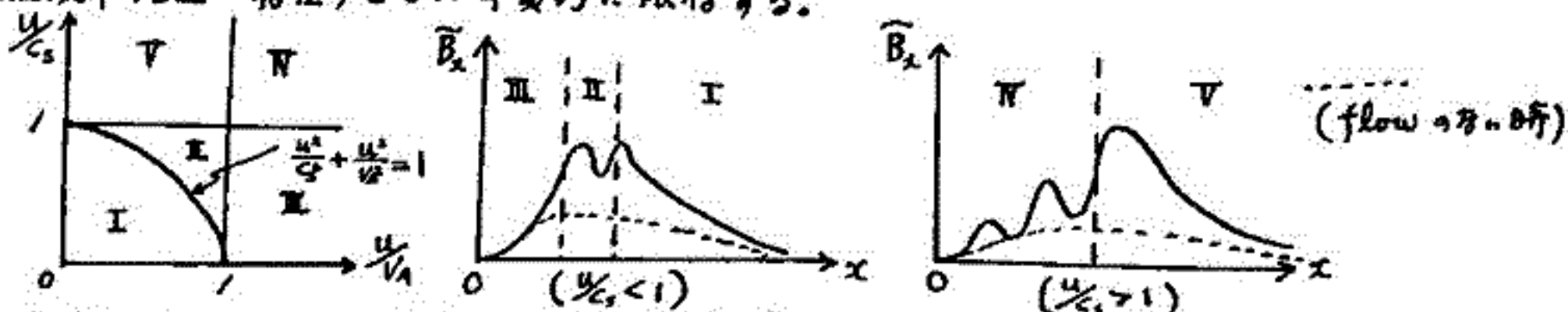
$$P(k, \omega, x) = \frac{V_A^2 (u^2 - c_s^2)}{V_A^2 (u^2 - c_s^2) + u^2 c_s^2} \left\{ \frac{b u^2}{u^2 - c_s^2} + \frac{a u^2 c_s^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} + c_s^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} \right) \right\}$$

$$Q(k, \omega, x) = \frac{V_A^2 (u^2 - c_s^2)}{V_A^2 (u^2 - c_s^2) + u^2 c_s^2} \left[-k^2 \frac{(V_A^2 - u^2)}{V_A^2} + a c_s^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} \right) + \frac{a b c_s^2 u^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} + b c_s^2 \right. \\ \left. \times \frac{d}{dx} \left(\frac{V_A^2 - u^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} \right) + b^2 \frac{c_s^2 (V_A^2 - u^2)}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} + \frac{c_s^2}{V_A^2 (u^2 - c_s^2)} \left(u^2 \frac{d a}{dx} + (V_A^2 - u^2) \frac{d b}{dx} \right) \right]$$

$$a(x) = \frac{1}{P_0} \frac{d P_0}{dx}, \quad b(x) = \frac{1}{B_x^{(0)}} \frac{d B_x^{(0)}}{dx}, \quad V_A(x) = \frac{B_x^{(0)}}{\sqrt{4\pi P_0}}, \quad u(x) = \frac{\omega}{k} - V_x^{(0)}(x), \quad c_s^2 = \gamma k T$$

境界条件; $\tilde{B}_x(x \rightarrow \infty) = 0$, $\tilde{B}_x(x \rightarrow 0) = \tilde{B}_x'(x \rightarrow 0) = 0$, λ : current layer の厚さ

定常分布の例として、 $P_0(x) = \frac{P_0(0)}{\cosh^2(x/\lambda)}$, $B_x^{(0)} = B_0 \tanh(x/\lambda)$, $V_x^{(0)}(x)$: ($x=0$ で対称で $x \rightarrow \infty$ で一定) を考えると、上の境界条件を満たす解が存在することが確かめられる。定常流れの空間変化が充分中々くりしていかば、下図の様で、シートを横切る方向に、場所的に磁場強度が振動する解がある。これは、巨視的流れと、Alfvén速度が空間的に変化している(即ち磁気中性面の存在)ことに本質的に依存する。



実際の尾では、(II)の領域は狭く、この効果は出にくいが $u > c_s$ の時は、中性面を中心に対称なパターンとして観測されると考える。

恩藤忠典, 相京和弘
郵政省 電波研究所

$L \leq 8.5$ の磁気圏は Plasmapause ($L \approx 4$) を境界として Plasmasphere ($L \leq 4$) と Plasma Trough ($4 < L \leq 8.5$) とに大別される。Plasmapause での粒子密度の減少は cm^{-3} 当り 1 order にも及び、電波伝播にも影響を与えるはずで、今回は VLF 帯電波がその境界によりどのような影響を受けるかを Ray Tracing 法で調べた。

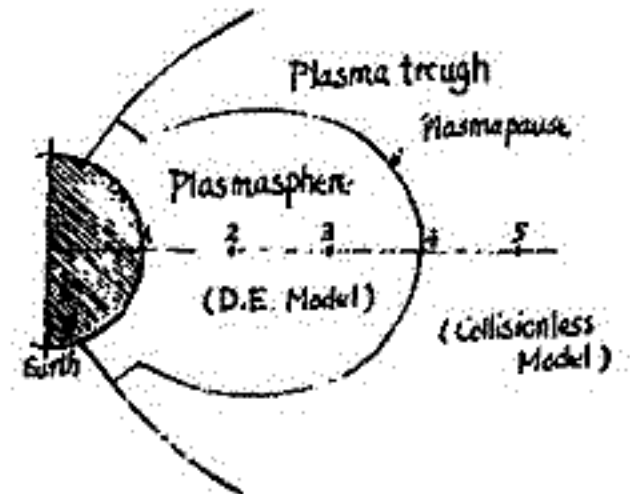


Figure 1

Figure 1 に示すように、粒子分布モデルとして、 $L \leq 4$ の Plasmasphere 内と $L \geq 4$ 、高度 3000 km 以下の領域に Diffusive Equilibrium Model を、また、それ以外の領域に Collisionless Model を適用し、境界をスムーズにするため、step 関数に近い関数 $f_i(x, y, z) = \frac{1}{2} [1 \pm \tanh^{-1} \frac{z}{z_0}]$, ($i = \pm 1$) を用いた両モデルの線型結合型を仮定した。すなわち、 i 種の粒子密度 N_i は

$$N_i = [f_1(L, \theta, E) + f_2(L, \theta, E)] N_{DE,i} + [f_1(L, \theta, E) - f_2(L, \theta, E)] N_{CL,i}$$
 と与える。ここで N_{DE}, N_{CL} はおのおの Diffusive Equilibrium, Collisionless Model に与えられる粒子密度である。簡単のため、磁気線に沿って粒子温度は一定、等温と仮定し、基準高度 1000 km での電子密度、温度を地磁気緯度の関数として与えた。基準高度でのモデルとして (1) 密度、温度、組成は緯度依存性なし (2) 密度、温度は緯度依存性、組成は緯度依存性なし の二種を考え、(2) は Equinox の昼間、夜間の Alouette-I の観測値を採用した。

計算結果を要約すると、(i) Ray が反対半球のある緯度帯に収束する。これはすでに Plasmasphere ($L \leq 4$) 内のみでの伝播計算でも確認されているが、Plasma trough 内 ($L \geq 4$) を出発した Ray が一度、trough 内を伝播した後、更に Plasmasphere 内に入り、収束緯度に到達する。しかし、この場合、赤道越えると Resonance Cone に近づくため、吸収量が増大し、反対半球の低高度まで伝播できないうちであろう。これは Alouette による $L \sim 4$ での whistler の spatial cutoff の観測事実にも一致する。この効果は最高到達点が出発点の緯度が指すとき矢に出発半球側に移っていくことに因る。赤道面から出発した場合には収束効果は相対的に少ない。(ii) Plasmapause の内側と外側で反射が起こることがある。これは周波数、入射位置、入射角に依存する。

磁気圏尾部の構造

西田 弘

鶴田 浩一 郎

東京大学宇宙航空研究所

前回の講演会で、磁気圏尾部の力学的バランスを論じた際には(鶴田)、電場の存在は無視できると仮定していた。しかし、内部磁気圏では 0.1 mV/m 程度の大型電場が存在することが種々の方法によって確認されている。もしも、「磁力線は等電位」という仮定が尾部においても成り立つとすれば、上の程度の電場が朝側から夕側に向い、尾部を貫いて存在する筈である。今日はこのような電場の存否及び効果を検討してみる。主なポイントは、(1) 尾部に適用されるオーム則が、 $E = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ であるための条件、(2) ドリフト \mathbf{u} がプラズマシート維持に及ぼす影響、(3) DP 2 との関係、(4) Speiser の effective conductivity の適用の可否、などである。

Neutral Sheet の Model 実験

河島信樹 大藪修義

東大宇宙研

Neutral current sheet の問題は space physics や Plasma physics において興味ある問題である。地球の背後には Neutral sheet と呼ばれる current sheet が厚さ 500 km 程度で地球背後のかなり遠方まで広がっている。また太陽の flare 現象においても、この問題は重要である。これらの現象を究明する手がかりとして我々は neutral sheet を実験室で作る。その Model 実験を試みている。

まず、Neutral sheet Pinch の平衡と安定性を調べるために以下の実験を行った。準定常的な quadrupole field に plasma current を流し、図 2 の様な配置の neutral sheet を作る。適当な条件のもとで sheet pinch は Plasma の流れに沿って小さな pinches に分かれる(図 3)。

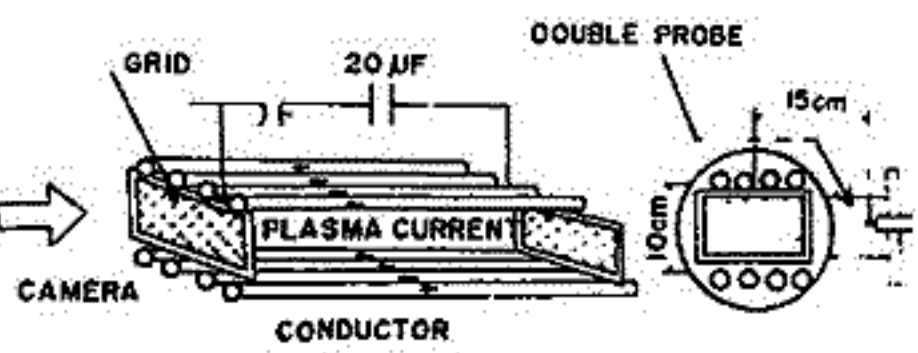


図1 実験装置

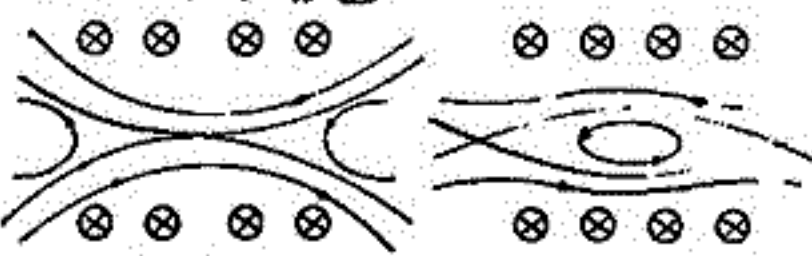


図2 外部磁場 Plasma current を流した時の磁場配置

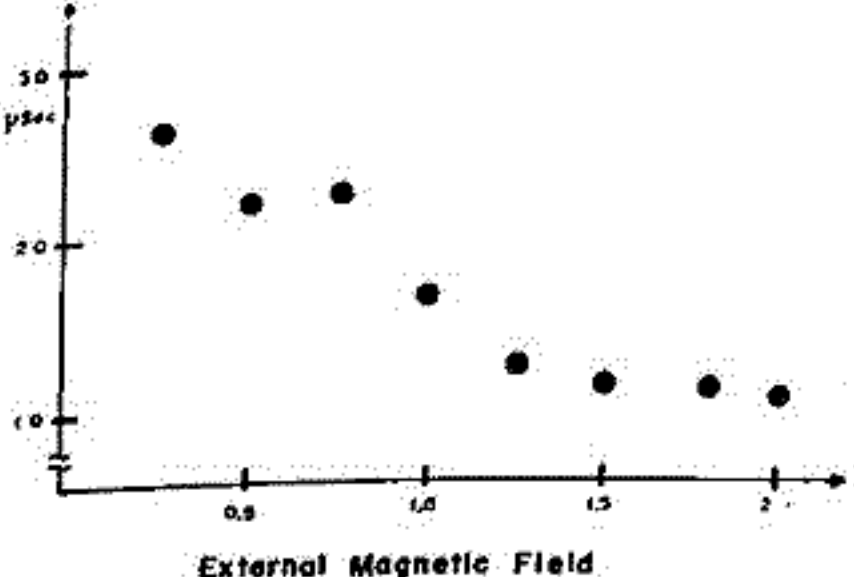


図5 磁場 Dependence

この instability の成長率の parameter 依存性を見るためには、double probe (図1) で plasma discharge から小さく分かれた pinch が probe に到達するまでの時間を測定した(図4)。



図3



図4 2 Msec/cm Double Probe の signal

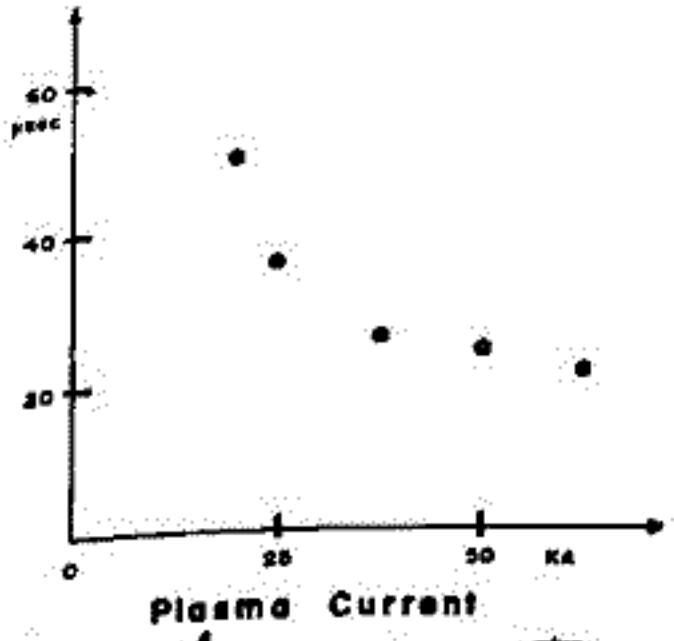


図6 Plasma Current Dependence

結果は、磁場の強さと plasma current を増すと、又 plasma discharge 荷の圧力を減かすると、その時間は短くなる(図5. 6. 7)。我々はこの instability を resistive tearing mode と予想しており、上の結果とは矛盾してはいない。

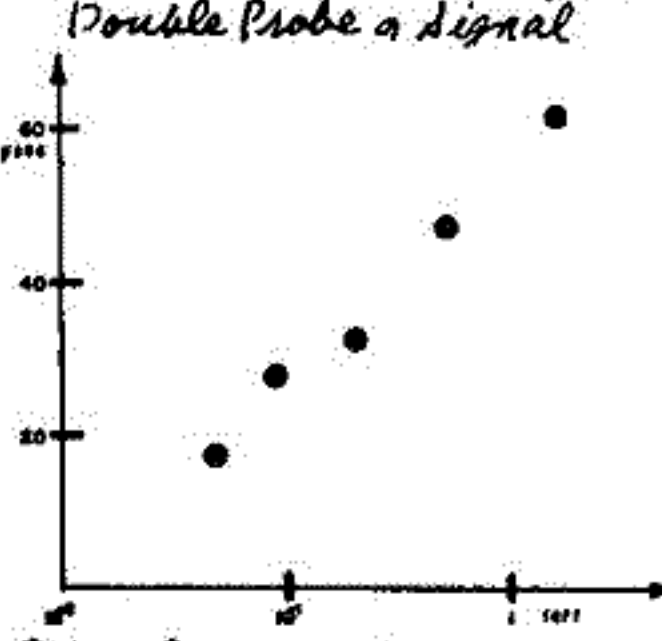


図7 Pressure Dependence

木村 磐 根
(京大工)

VLF放射のメカニズムの一つとして、磁気圏プラズマ中の電子ビームが走ったときにできる空間電荷波 Space Charge wave (以下S.C.W.と略記) とホイストモード波 (W.M.W) との結合を再検討した。この結合により不安定が起り電波が成長することになるが、これはチレンコフ放射がコヒーレントになる条件をも満足し、強い放射が期待できる。この結合を調べるためには磁気圏プラズマ中の電子ビームが走る系の分散式を解けばよい。そこで以下簡単のために電子ビーム(速度 U_b)が外部磁場に平行にコールドプラズマ中を走るとして i) マクスウェルの方程式, ii) 連続の式, iii) 運動方程式 から線形化して分散式を導き、これを計算機で解いた。

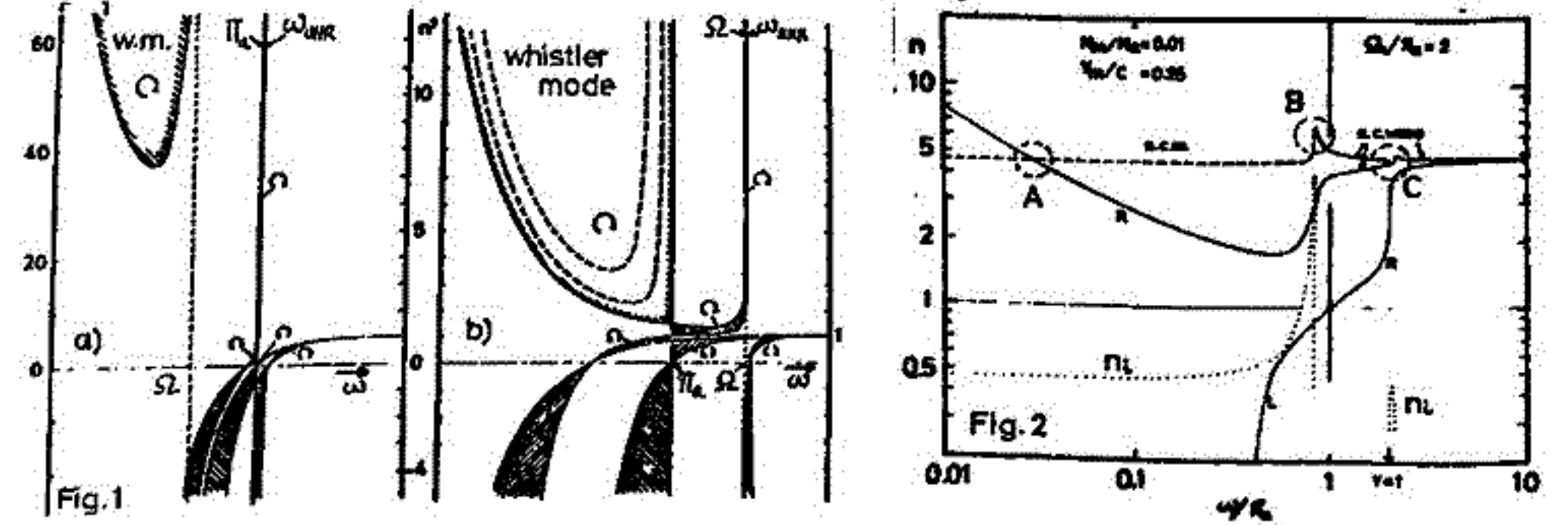
S.C.W. 外部磁場方向に伝搬するS.C.W.の屈折率 n は $n = (c/U_b)(1 \pm \sqrt{\pi b^2 / (\omega^2 - \pi a^2)})$ (1) と与えられる ($T \pm i\pi b$ はビームの、 πa は周囲プラズマのプラズマ周波数)。このモードは $\pi b \ll \pi a$ ならば位相速度 v_{ph} が U_b 近傍の2つのモードになり、 $\omega < \pi a$ では複素根となり、特に $\omega \approx \pi a$ では強い不安定を起す。伝搬方向 θ のキ0に対しては $v_{ph} \approx U_b \cos \theta$ となる。

W.M.W. ビームがない場合の電波のモードはFig.1(a),(b)のように電子のジヤイロ周波数 Ω と πa の相対的大小によって全く様子が異なる。これは重要なポイントである。

モード結合 上記のモードとS.C.W.との結合は定性的には次のようにしてみつけれらる。ie. Fig.1上) S.C.W.として ω 軸に平行な直線 $n^2 = (c/U_b \cos \theta)^2$ を描くと、電波の曲線との交差点で結合が起りうる。この交点は図のa) b) 両ケース共に一般に3点あり、周波数の低いものをA, B, Cと名付けると、分散式の計算結果は以下の様に要約される。
i) コールドの取組みの範囲ではa), b) 両ケース共A点では結合が起らないが、B, C点では共に結合が起る。 ii) 特にa)のC点, b)のB点では成長率(n_i)が大きい。これはS.C.W.の特性($\theta=0$ では $\omega \approx \pi a$ で $n_i = \infty$) から了解される。

Fig. 2には $\pi a < \Omega$ の場合(a)の場合)の計算結果の一例を示す。上述のようにa), b)両ケース共B, C点で電波の成長があるが、a)のB, b)のC点は $\omega \approx \Omega$ のため磁気圏ではサイクロトロン減衰が強く、又b)のCはW.M.W.に直接つながらなことを考えると、VLF放射に最も結びつくのはb)のBの場合である。しかし $\pi a < \Omega$ の条件で且つ πa がVLFになるのはプラズマポーズの外側でしかありえないので、このメカニズムで起る放射の発生率は自ら制限をうける。なお計算結果によるとb)のBの場合、最も成長率の高い周波数 ω は伝搬方向 θ に依存しほぼ $\pi a \cos \theta$ となる。

文献 1) I. Kimura, R.I.S.R.J. 15, 191-191 (1961)



荒木 徹
(京大工)

下1 F 電波が地表と電離層の間の空間を東から西へ伝わる時、は西から東へ伝わる時より大なる減衰を受けることは古くから知られてきた。Baber and Crombie (1951) と Galejs (1963) は電離層下端での反射係数 (又は surface impedance) が non-reciprocal な性質を持つことを示し、これによりこの現象を説明しようとした。彼等の論理は、伝わる方向によって異なるプラズマ中の non-reciprocal な波動伝播が生じることを示唆しているからである。

例1 のように、静磁場の鉛直方向 (z 方向) にある時、一様なプラズマ 1 とプラズマ 2 の間にある境界での波の反射係数 R、透射係数 T は

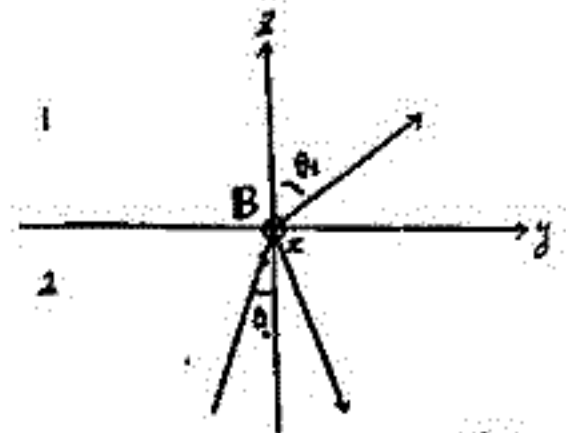


図1

$$R = \frac{A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i + A_1 \cos \theta_i) - A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t)}{A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t) - A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i - A_1 \cos \theta_i)}$$

$$T = \frac{2 A_1 A_2 N_2 \cos \theta_i}{A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t) - A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i - A_1 \cos \theta_i)}$$

$$A = 1 - \frac{i}{4\pi\omega} \alpha_L \quad (\alpha_L: \text{Pedersen conductivity}), \quad B = \frac{i}{4\pi\omega} \alpha_H \quad (\alpha_H: \text{Hall conductivity})$$

$$N = \sqrt{\frac{A^2 + B^2}{A}} \quad (N: \text{屈折率})$$

α_H は符号を内蔵してあり、磁場が x 方向か -x 方向かによって B の符号が変わり、これによって R, T の値が変わる。

上のような sharp boundary と gradual な媒質変化の極限を考えると、gradual な変化を及ぼす媒質中では non-reciprocal な process が起り得るはずである。今媒質が z 方向に gradual に変化する場合、静磁場 (x 方向) に垂直に道心線と考える。この時、E (電場) = $(E_z, 0, 0)$, B (電の磁場) = $(0, b_y, b_z)$ とする波は、 $E = (0, E_y, E_z)$, $b = (b_x, 0, 0)$ とする波とは分離できるので、後者は $b_x = \phi(z) e^{i(b_y y - \omega t)}$ とおく。この

$$\frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} + \frac{d}{dz} \left(\log \frac{A}{A+B} \right) \frac{d\phi(z)}{dz} + \left[i b_y \frac{A B^2}{A} \left(\frac{A}{A+B} \right) - b_y^2 + \frac{i\omega}{c} \frac{A+B^2}{A} \right] \phi = 0$$

を導くならばよい。[] の第一項は静磁場 (又は E_y) の符号を含んでいるから、これによって [] の値が変わり、これによって $\phi(z)$ の値が変わる。媒質が均一な時は $b_x^2 + b_y^2 = \frac{i\omega}{c} \frac{A+B^2}{A} = \omega^2$ より上式は $-b_y^2 + \frac{i\omega}{c} \frac{A+B^2}{A} = 0$ と置くことができる。この時は non-reciprocity が顕著に表われない。Galejs はこの式を電離層下端での surface impedance と導くのは、 b_x が電離層 Hall region 下層付近 plasma parameter の非線形性によって non-reciprocal な波動伝播が生じる可能性がある。

大津仁助
名古屋大学空電研究所

VLF放射が磁気圏プラズマと、高速荷電粒子流との相互作用で起ることは既に疑いの余地はないが、その発生機構についてはまだ決定的なものはない。しかし、POF01によるVLF放射の統計的な解析結果、ASE (Artificially Stimulated Emission) の波形の説明や Kenell-Petschek による electron stream の flux に関する上限値の計算等により、現在のところ電子流による Cyclotron Resonance Instability 説が有力になって来ている。ところが、1967年5月~11月に行われたイギリスの人工衛星 UK-3 の観測結果によると、磁気圏発生時における Hiss の源は、 $L=2\sim 3.5$ 程度の磁気圏内部にあることが確認された。又1回にサイクロトロン及び4エレメント レゾナンス時の電子のエネルギーを示したか(電子密度は地上 6,370 km の磁気赤道面で $10^3/cm^3$ をとり、 $f \propto \sqrt{f_H}$ の分布を仮定した。エネルギーの計算には相対論効果も入れて行った)、これより明かなように、このような磁気圏内ではサイクロトロン レゾナンスでは、必要な電子のエネルギーは概 100 keV になるのに対し、4エレメント では 1~2 keV に過ぎない。他方、人工衛星によるエレクトロンのエネルギースペクトラムの観測結果から(磁気圏時のリングカレントに関するもの、観測例はすくなくはない)、後者のエネルギー範囲の電子の数が、前者のエネルギー範囲のものに比し、遙かに多いであろうことが推測出来る。また、UK-3 と地上における Hiss の観測結果から、Hiss は SC より主相にかけて、真夜中前より夜明の地域 (Magnetic Local Time で見てみる) で発生し、地球の自転と共に東まわりに発生域が広がることも明かになった。これは磁気圏時に形成される環電流中の電子が Hiss の発生に用としており、この電子流の orbiting period が地球自転速度に比し、概ね遅いことを意味し、上記4エレメント レゾナント エレクトロンのエネルギー帯の電子流とよく合致している。また、Stepanov 等の計算によると、(ユールト プラズマ中のコールドビームの場合で)、4エレメント インスタビリティの VLF 波の成長率はかなり大ましく、ビームの電子の密度を $0.1/cm^3$ とした場合、100 dB の増大を得るときの様子が2回に示した。Hiss の発生機構として、4エレメント インスタビリティを仮定する。

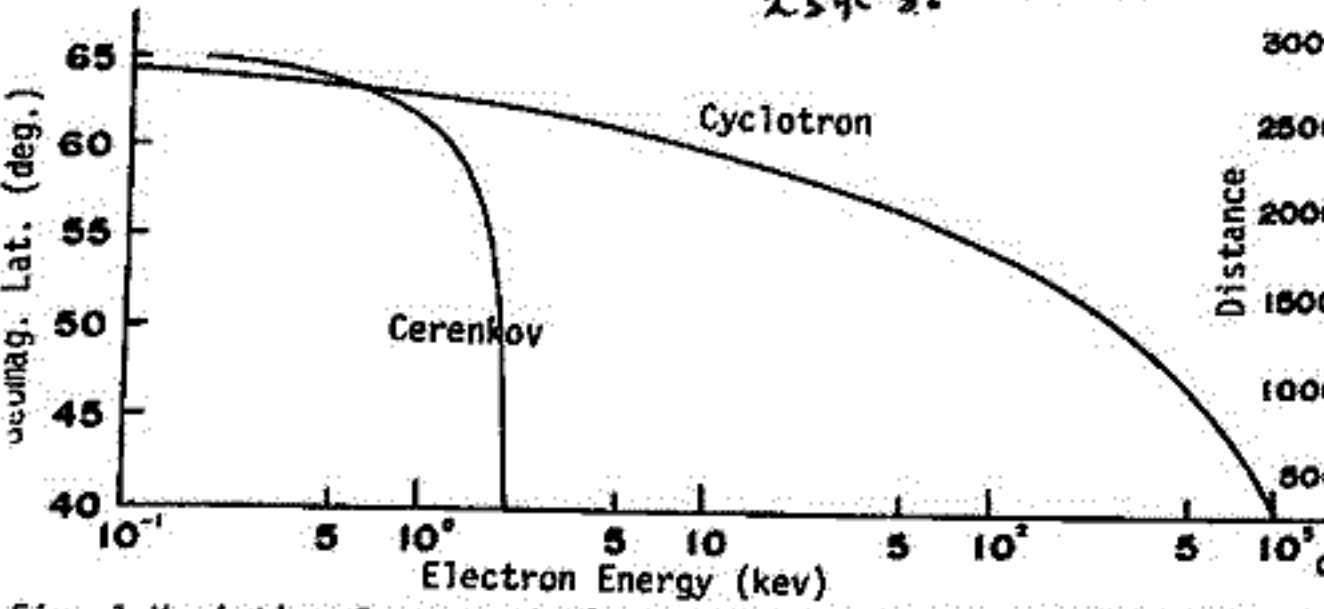


Fig. 1 Variatin of resonant electron energy in the equatorial plane of geomagnetic dipole field
 $f = 3.2 \text{ kHz}$, $\theta = 45^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $f_p = 27.226\sqrt{f_H}$
 $\alpha = \text{pitch angle}$, $f_p = \text{plasma freq.}$, $f_H = \text{gyrofreq.}$

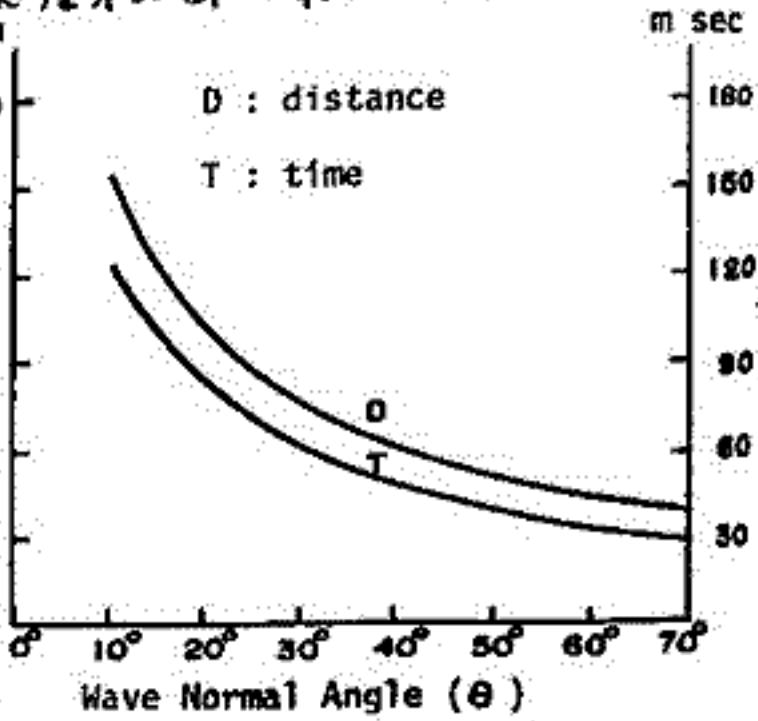
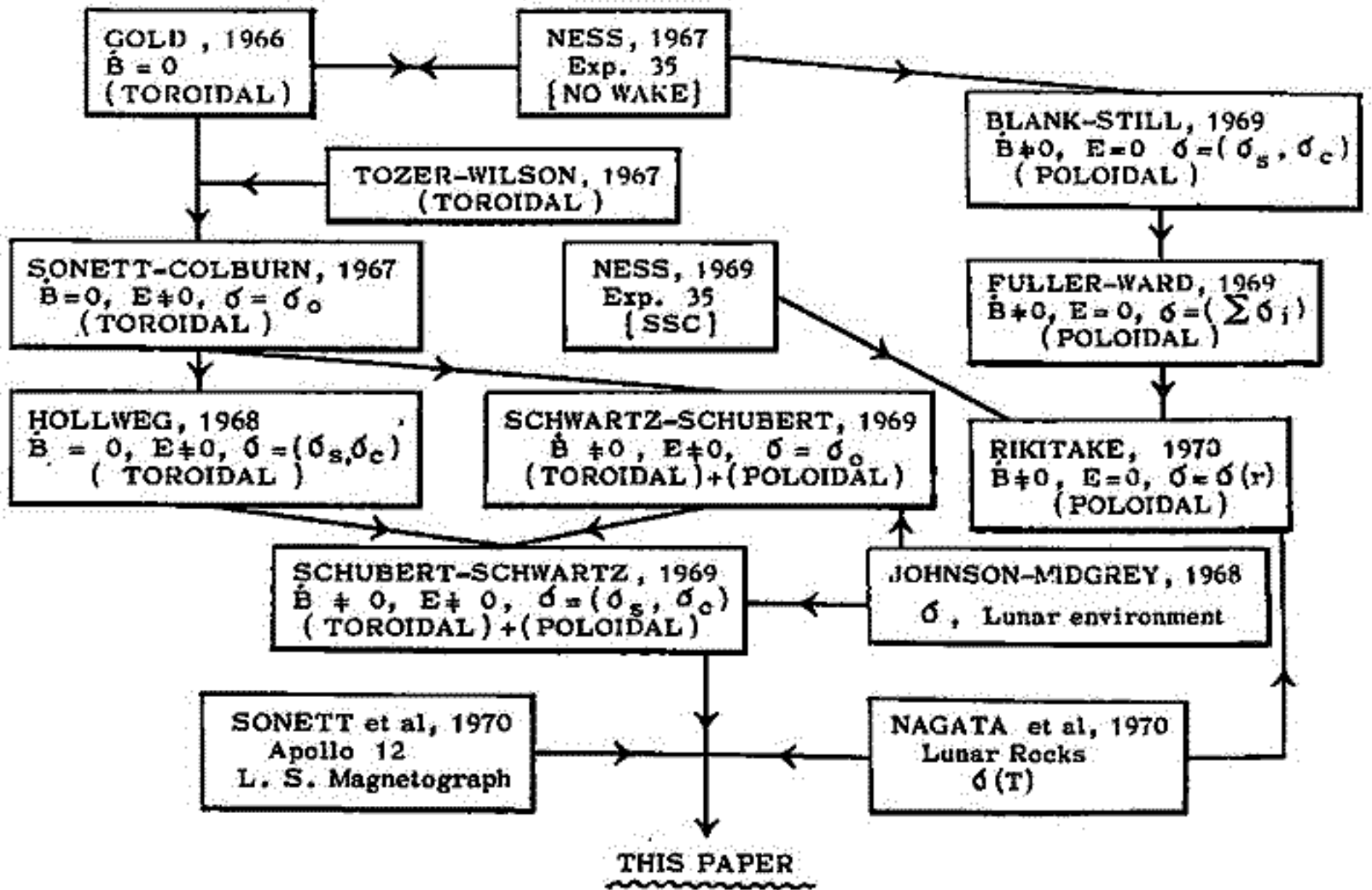


Fig. 2 Cérenkov interaction distanc and time for 100 dB growth
 $f = 3.2 \text{ kHz}$, $L = 2.42(50)$
 $f_p = 27.226\sqrt{f_H}$

太陽風と月との電磁的相互作用 及び月岩石の電気伝導度

永田 武 · 河野 長
東京大学 · 理学部

(i) 太陽風は、プラズマ流と電気伝導体である月との間の電磁相互作用については、その考え方の道筋に於いてかなりの混乱がづづいた。最近5年間におけるこの問題の研究の進展の主流は、次の如くである。



上の研究進展系統図に示す如く、この論文では、 $\dot{B} \neq 0, \dot{E} \neq 0 (E \neq 0)$ の立場を支持し TOROIDAL 磁場と POLOIDAL 磁場の双方を考える。理論的な段階としては、 $\dot{B} \neq 0, \dot{E} \neq 0, \sigma = \sigma(r)$ の場合を取扱うべきであるが、 $\sigma = \sigma(r)$ の影響を数値的に取扱うには、未だ観測データが足りないため $\sigma = (\sigma_s, \sigma_c)$ 模型に近い $\sigma = \sigma(r)$ 模型を考える。

(ii) Apollo 11号及12号採集による火成岩の $\sigma(T)$ の実験結果は次の如くである。

(#10024-22) $\sigma(T) = 7.9 \times 10^{-2} \cdot \exp\left(-\frac{0.51 \text{ eV}}{kT}\right) + 3.1 \times 10^4 \exp\left(-\frac{1.25 \text{ eV}}{kT}\right) \quad (\Omega \text{ cm})^{-1}$

(#12043-47) $\sigma(T) = 2.3 \times 10^{-1} \exp\left(-\frac{0.63 \text{ eV}}{kT}\right) + 1.8 \times 10^3 \exp\left(-\frac{2.42 \text{ eV}}{kT}\right) \quad (\Omega \text{ cm})^{-1}$

双方ともに地球内岩石より全温度区間にわたって σ が著しく大きい。

(iii) 月面に在る L.S. 磁力計によって得られた磁場変動を Explorer 35号磁力計による同時観測値と比べる。著しいことは太陽側における月面上での磁場変動がきわめて大きい事である。

(iv) (iii)の観測事実は、月内部の σ が大きいことと理解される。又月の WAKE が観測されない事実は、月表面近くの σ が大きくないことによつて理解される。

広瀬 徹
名大理

太陽活動静穏期 (1963, Nov. ~ 1964, Feb.) における IMP-1 衛星によるプラズマ・磁場の惑星間空間のデータを解析した。一時間平均値の太陽風各物理量の相関は、(速度-密度) ≈ -0.4 、(速度-磁場の強さ) ≈ 0.1 、(密度-磁場の強さ) ≈ 0.3 であった。

3 太陽回転周期中、10 例の「プラズマ速度の正勾配 (positive gradient)」 \sim factor 1.5 を示すものが観測されたが、そのうち 9 例が密度・磁場の大きな変化を伴っており、地磁気の乱れを引き起している。その模式図を第 1 図に示す。300 km/sec から 600 km/sec への速度変化は太陽表面近くの太陽風速度の経度的変化とみなし、それが密度・磁場のふらつきを誘起したと考えよう。電磁流体方程式の線型式、

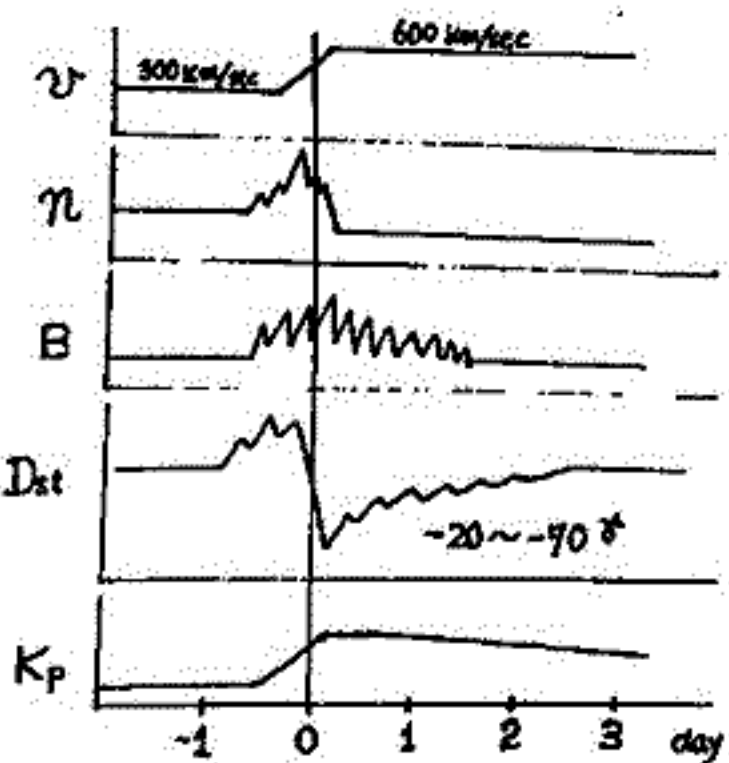
$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta P) + \text{div}(\rho_0 \delta \vec{v} + \delta P \cdot \vec{v}_0) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}(\delta \vec{B}) - \text{rot}(\vec{v}_0 \times \delta \vec{B} + \delta \vec{v} \times \vec{B}_0) = 0$$

において、 $\rho_0, \vec{v}_0, \vec{B}_0, \delta \vec{v}$ を与えれば、 $\delta P, \delta \vec{B}$ が求まる。観測より、 $\rho_0 \cdot \vec{v}_0 \cdot \vec{B}_0$ 及び速度の正勾配 δv (伝播中不変とする) を適当に仮定した近似計算の結果を、観測値と第 2 図に比較してある。磁場についてはある程度的一致を示すが、速度勾配が大きい時、密度は二つした線型近似より大きくずれる。

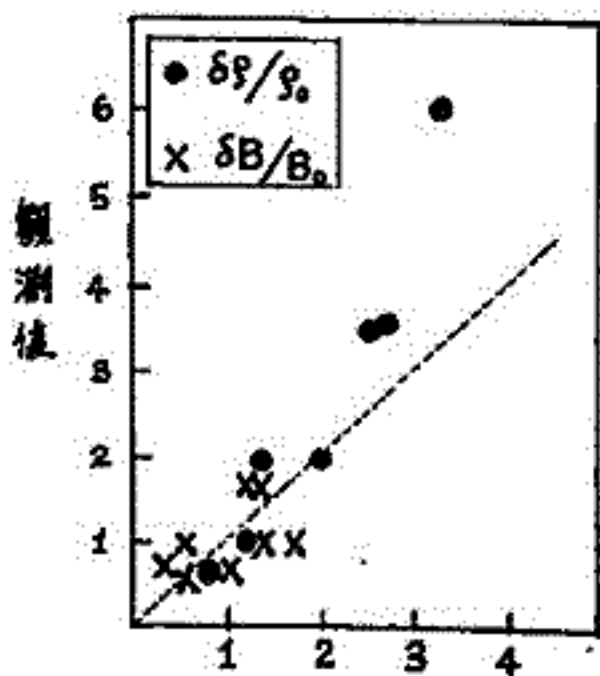
第 1 図に示したように、太陽風と地磁気擾乱には systematic な関連が見られる。全期間中、15 例の地磁気擾乱があったが、太陽風のデータが得られたのは 12 例であり、そのうち 9 例が大略第 1 図の如き対応を示した。この時期において、惑星間空間磁場の正成分、 B_z については 1 例を除き、Dst, K_p との特別な相関はみられなかった。

地球磁場 Dst の正の成分と太陽風密度は良い相関を示しており、これは太陽風の運動圧の増加として理解し得る。第 3 図に、地磁気静穏時と主相の運動圧の差と、Dst 正の成分の最大値とが示してある。Siscoe et al (1968) は、Pioneer 6 号によるプラズマの観測と地磁気 S_{10} との比較から点線のような実験式を出しており、この解析結果とよい一致を示す。

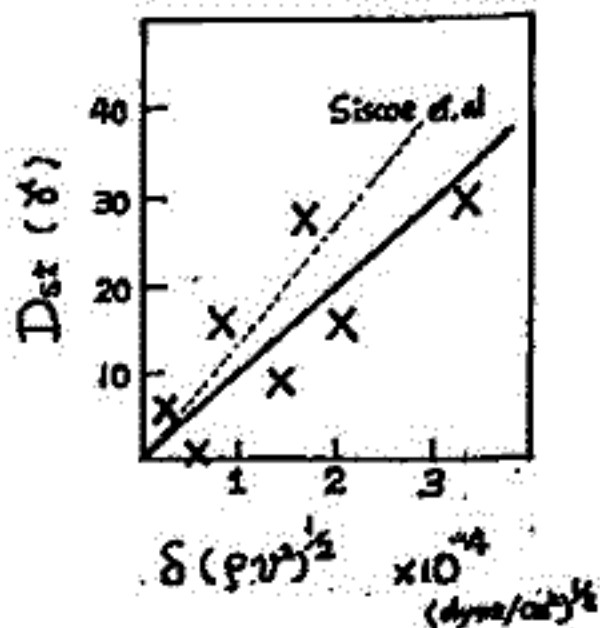
- (1) T. Hime, M. Fujimoto, and K. Kamebata, "Magnetohydrodynamical Processes of the Sector Structure in the Solar Wind", Publ. Astronomical Soc. Japan, 22, No. 4. (in press).
- (2) G. L. Siscoe, V. Formisano, and A. J. Lazarus, J.G.R. 13, 4869, 1968.



第 1 図



第 2 図 計算値



第 3 図

山下 喜弘, 山口 又新
地磁気観測所

1965年5月~1966年12月の間に起った中低緯度における地磁気擾乱の、主相(DR場)の形成共合と、惑星間空間磁場の状態を比較検討した。使用資料は、IMP-C磁場(B, θ , ϕ)資料と、中低緯度地上磁場である。

特にIMP-Cが、地球磁気圏に対して、太陽側惑星間空間を通過時(1965年5月~12月, 1966年7月~12月)に起った磁気嵐について調べた。この期間の磁気嵐は22個であった。この中、A) 顕著なDR場の発達してこゝろものが6例, B) 急激な変化は存在するが、その後のDR場の発達が顕著でないものが16例である。

A) の場合.

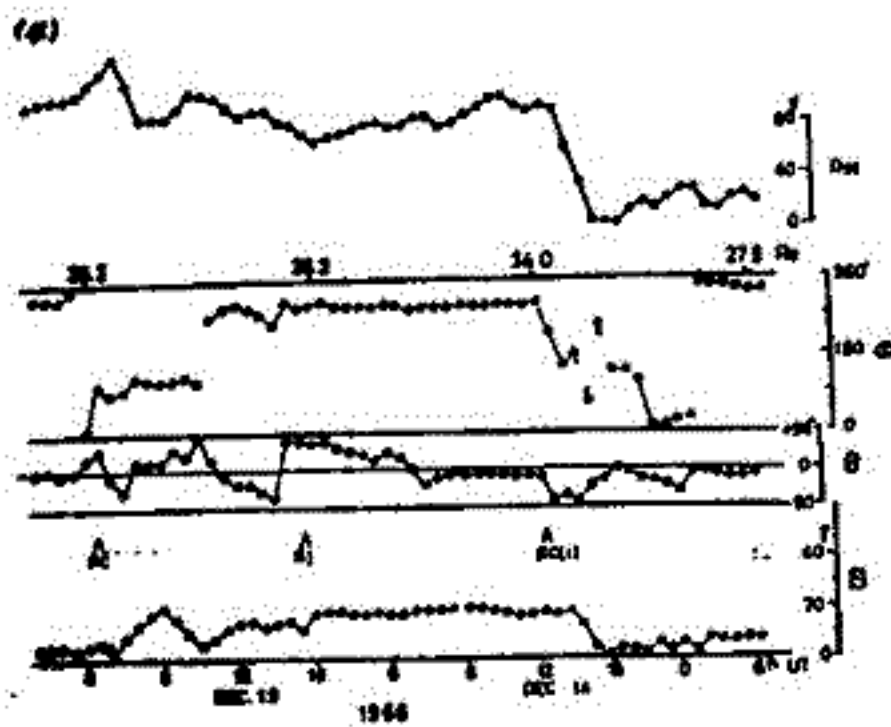
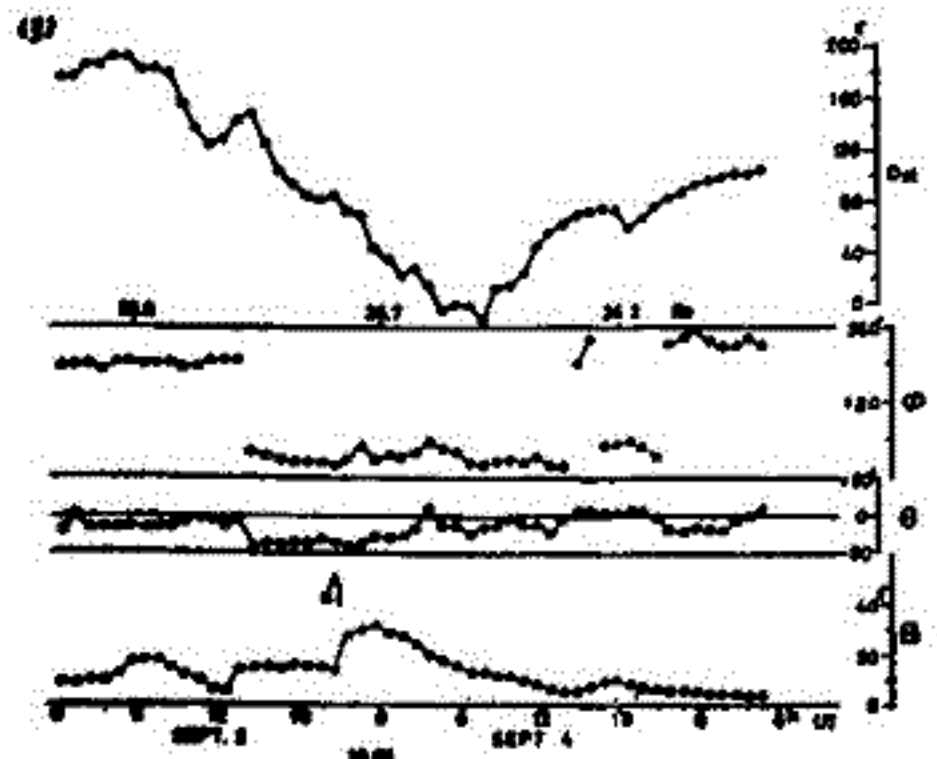
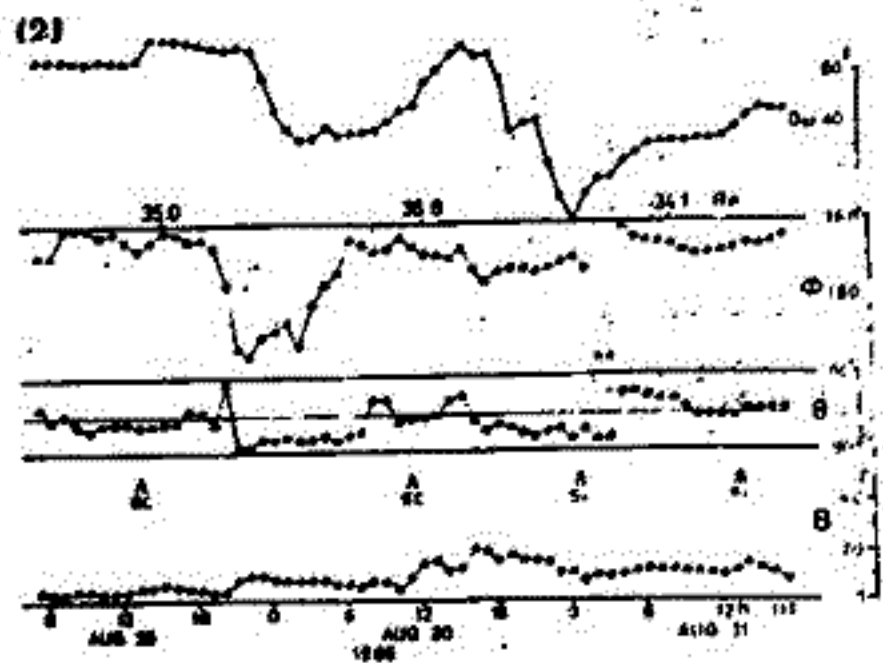
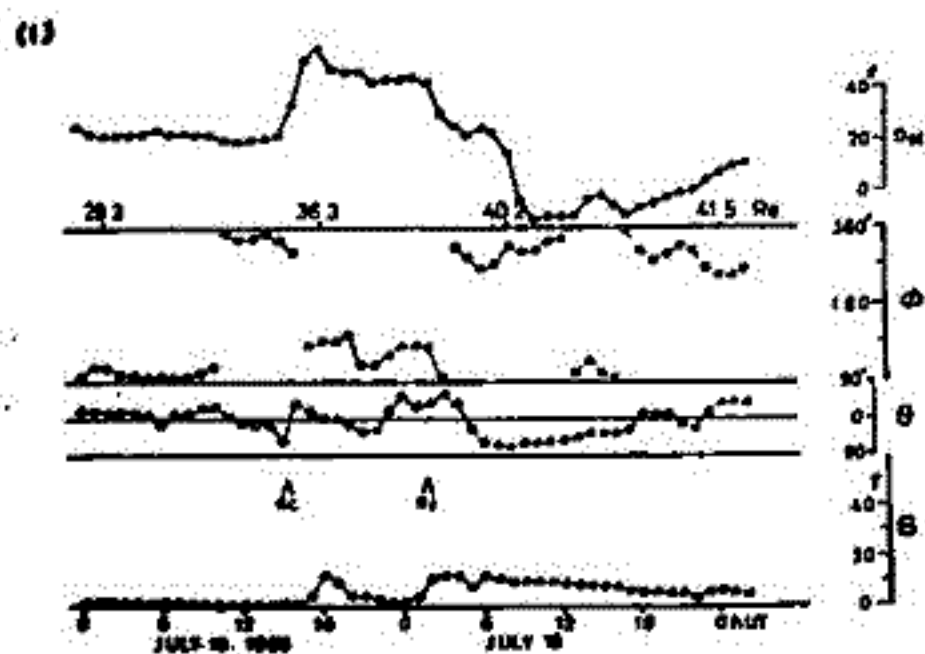
地上の磁場係数回の急変化(Si)が見られ、主相(DR場)の発達時と数時間前後して惑星間磁場は、急激に南向きになり、磁場の強さは、15~30%変化し、その後の状態が、10時間以上続いている。

B) の場合.

惑星間磁場の南北成分が、数時間間隔で変動している。

今後更に他の関連現象について比較検討してみたい。

(A) の例



電波星シンチレーションによる太陽風の観測

柿沼清, 渡辺 亮, 鷲見浩一, 小島正宣
(名大空電研)

本年6月より豊川〜富士の2基で同時観測を行っており。使用した電波源は6月中の3C48, 7,8日は3C197と3C196, 9月中は3C286, 10月より3C296キチあり。このうち3C48が最も良いデータを提供している。観測時間は毎日の南中時3~9分間である。データは計算機で処理し毎日のデータ、(7日までの auto correlation, power spectrum) 2点間の cross correlation を計算出させている。cross correlation curve の peak の位置からこの値により豊川〜富士間(約126km)での diffraction pattern の見かけの特徴を調べ、spectrum の中「 d 」が pattern の scale 「 $d = u / (R + u)$ 」が得られる。これは weak scattering の場合 solar wind の見かけの速度と乱れの大ささに対応する。3C48より出した u, d の日ごとの変化の様子をFig-1に示した。date につけた○印は I.p. 2以上のフレアのある日を示す。

Fig-1で注目すべき点は u, d を比較して見ると 13, 14日のフレアの後に生じた u の peak 時には d も大きくなっている。(しかし 25日のフレアの後の peak 時には d は増大してはいるが平均的な scale の 100km を示している。 $u-d$ の関係をグラフに plot (左のグラフ) である。これは d に時々 u に比例して増加する場合とそうでない場合との2通りがあるようだ。この事を毎日の観測を約100秒毎のグラフに分けて各 u, d を算出して見ると、 u が突然50%程を増加する事があり、その時は d も増加している場合が多い。これは見かけの速度 u が本来の pattern の速度 V と d に関係した速度 V' の2つに分けられ、 d の増大により見かけ上の u が上昇したように見えた場合が考えられる。このため cross-correlation curve よりいさぎよく solar wind

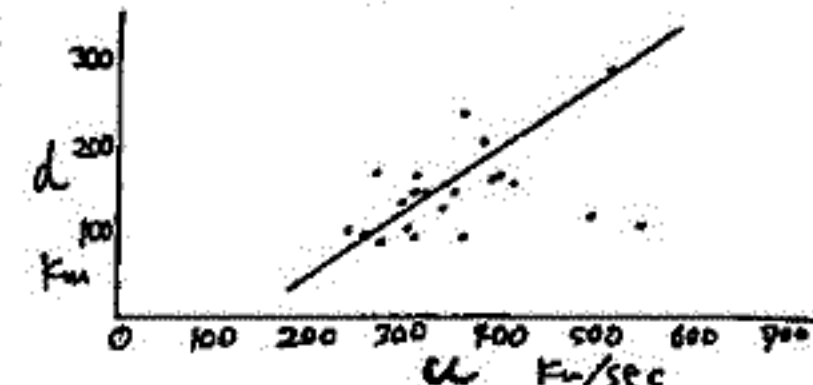
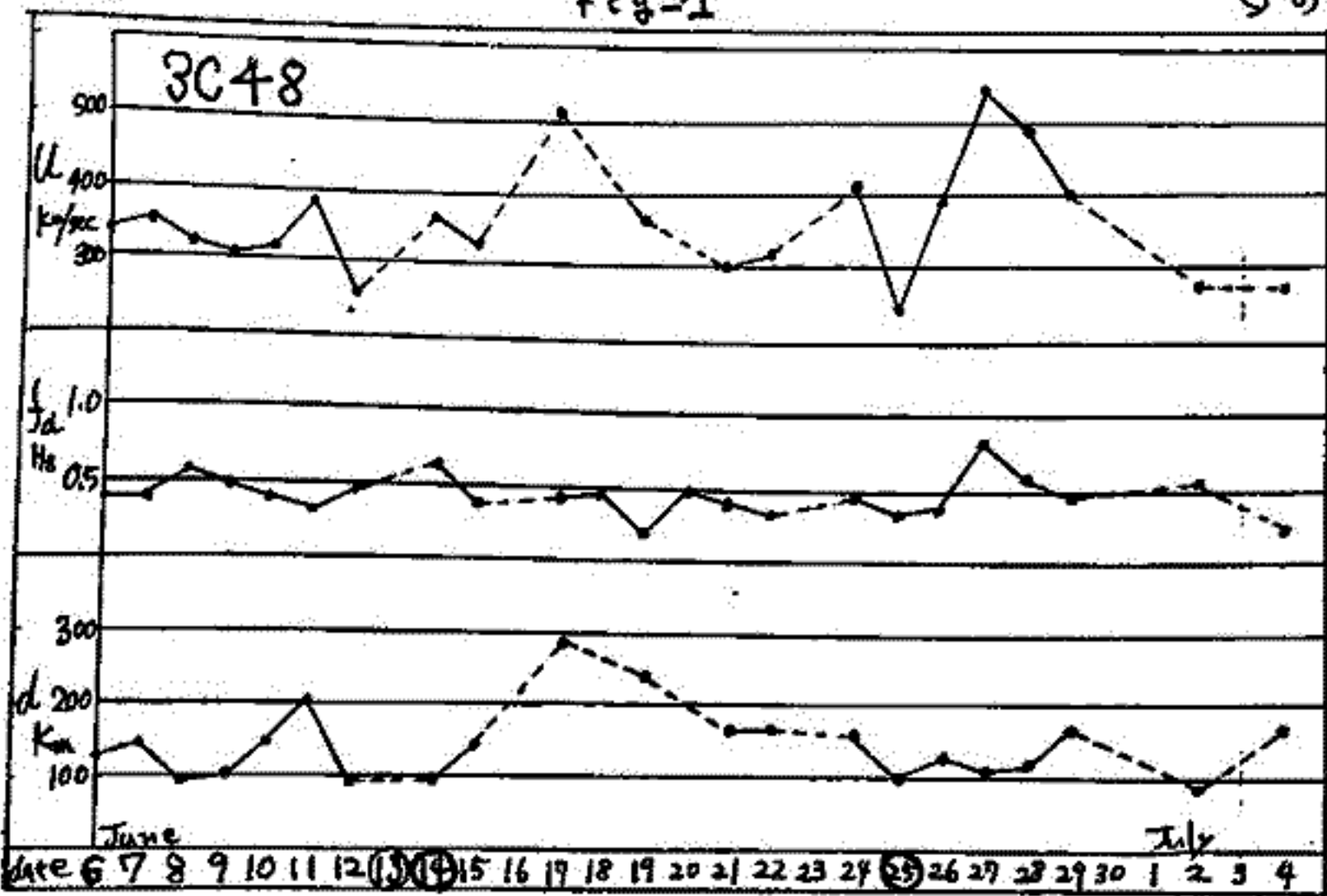


Fig-2

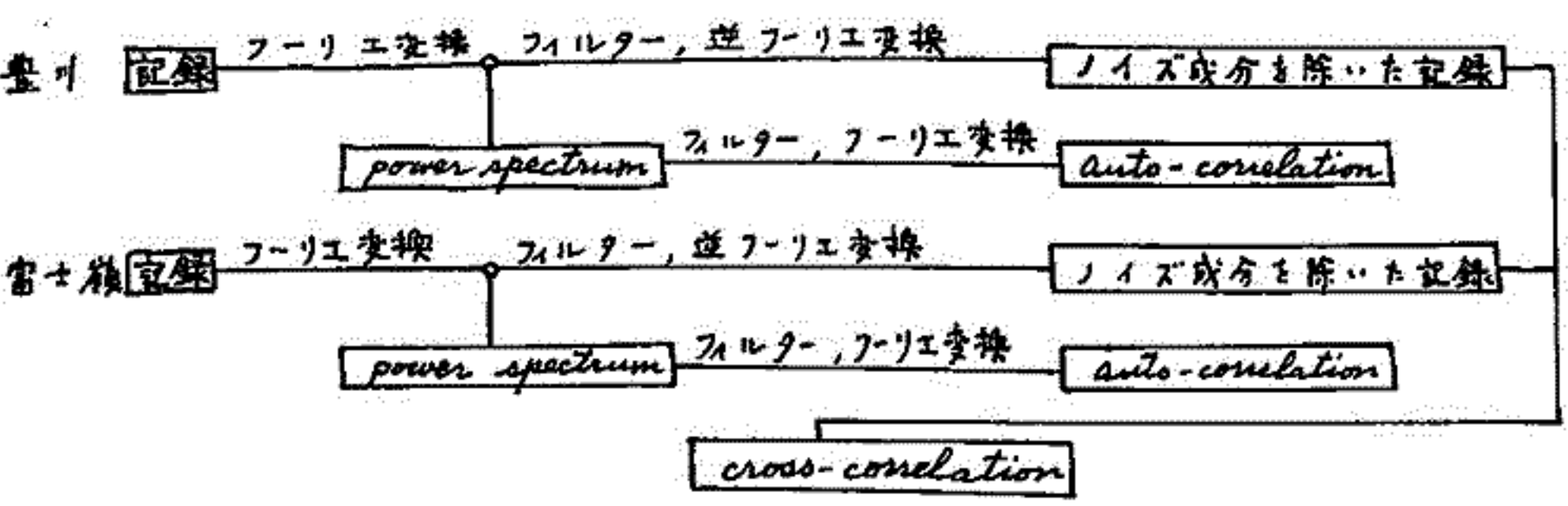
Fig-1



の速さを論じるには注意が必要で、(本) 経路長の異なる平均値が必要である。 u と V_c を求めてグラフにすると V_c は非常に大きく u の速さ(2軸 u) に乗り見かけの速さ u と V_c は極めて密接に関係していると考えられる。

柿沼隆清, 鷲見治一, 渡辺克, 小島正宜
名大空電研

電波星からの電波は太陽風中の密度の *irregularity* (δn) によって散乱されるため、地上には *diffraction pattern* (大きさ l) が映される。この *diffraction pattern* は太陽風の流れと共に動くので、2 点で同時観測をして *cross-correlation* を計算すると 2 点を結ぶ線方向の速さ V が求まり、又同波数 f と波数 g ($g = 2\pi/l$) は $f = Vg/2\pi$ の関係があるため 1 点での観測で求まる *power spectrum* は *diffraction pattern* の *spatial power spectrum* $P(g)$ と対応がつかう。現在、豊川と富士嶺の 2 点での同時観測より、各点での *power spectrum* と *auto-correlation* 及び 2 点間の *cross-correlation* の計算をしているが、そのデータ処理の略図を次に示す。



電磁波の散乱理論を用いて $P(g)$ より δn の *spatial power spectrum* を求めることを現在検討中である。又 δn は縦浪的波動によるものと考えられるが、これに対し *space-craft* で測られる磁場の変動は横浪的波動によるものと考えられるので、これらとを比較させて太陽風中のプラズマ変動の解析を行ってある。

太陽プロトンの成分とバースト

- 1966年6月のプロトン現象 -

羽倉幸雄
電波研究所 (1)

前回の報告において、1969年プロトンフレア強化観測期間 (PFP

Retrospective Interval 1969) 中の太陽活動後、地球軌を離れた結果、1969年6月7日 20:30 UT に発生した PCA, そのほぼ同時刻に ATS-1 で観測された 10 MeV (5 MeV) プロトン現象は 6月5日 10時 11分 大陽経度 64°E (Ca plage 領域 10134) に発生した重電圧 3B のフレアであると指定された。プロトンフレアと 10 MeV プロトン現象の発生時刻差と観測方位は惑星間空間磁場は 12 ヶプロトンの伝播の向きを示している。これを説明するために、惑星間空間磁場は 8 日 05:05 に地球の地球系から発生した shock wave の経路に於いて発生した 10 MeV プロトン現象を示した。

しかし 10 MeV プロトンの伝播は Fan 等⁽²⁾ の Pioneer 6, 7 の 0.6 MeV プロトン観測で示した活動領域を南北 180° のセクターを考慮する必要があり、また 6月5日 10時 11分 のフレアが 10 MeV プロトンフレアであったことと示すためには、その前後の地球系以外の (Pioneer 6, 7 の) 観測プロトンフラックスを考慮する必要がある。

- 今回は上述の結論をさらに図示するため
- (1) PFP 期間中の Pioneer 7 のデータを、太陽プロトンの成分とバーストの存在を示し、それらと太陽活動領域、太陽風速度から指定した惑星間空間のセクター構造との関係を考察し、
 - (2) 惑星の位置と太陽バーストの発生位置、時刻により、惑星で観測されたプロトンフラックスの時間的変化が種々変化していることを示し、
 - (3) 最後に Pioneer 6, 7 のプロトンデータ (シリゴ大学 J.A. Simpson 氏提供) を用いて 6月5日 10時 11分 のフレア発生にプロトンフレアであったことを示し、これを 6月7日 21時の earth event とつながり考察する。

(参考)

- (1) 前回の報告文報告, 詳しくは
Y. Hakura, Results of Special Observations for the Proton Flare Project 1969, VI. Summary of the June 1969 Events, J. Radio Research Labs., 17, 55, 1970.
- (2) C.Y. Fan et al., Protons Associated with Centers of Solar Activity and Their Propagation in Interplanetary Magnetic Field Regions Corotating with the Sun, J. Geophys. Res., 73, 1555, 1968.

定常状態における磁場とプラズマ流との境界

に関する selfconsistent な解

巨野宣夫・上山 弘

東北大・理学部

Cold plasma 流と磁場との相互作用は Chapman and Ferraro (1931) 以来、数多くの研究者によって取扱われ、地球磁気圏境界の形や構造に関する基本的問題である。しかし、境界層の微細構造を理解する為には、従来の解析結果を再検討し、プラズマ流の diamagnetic 及び dielectric な性質をより明らかにする必要がある。

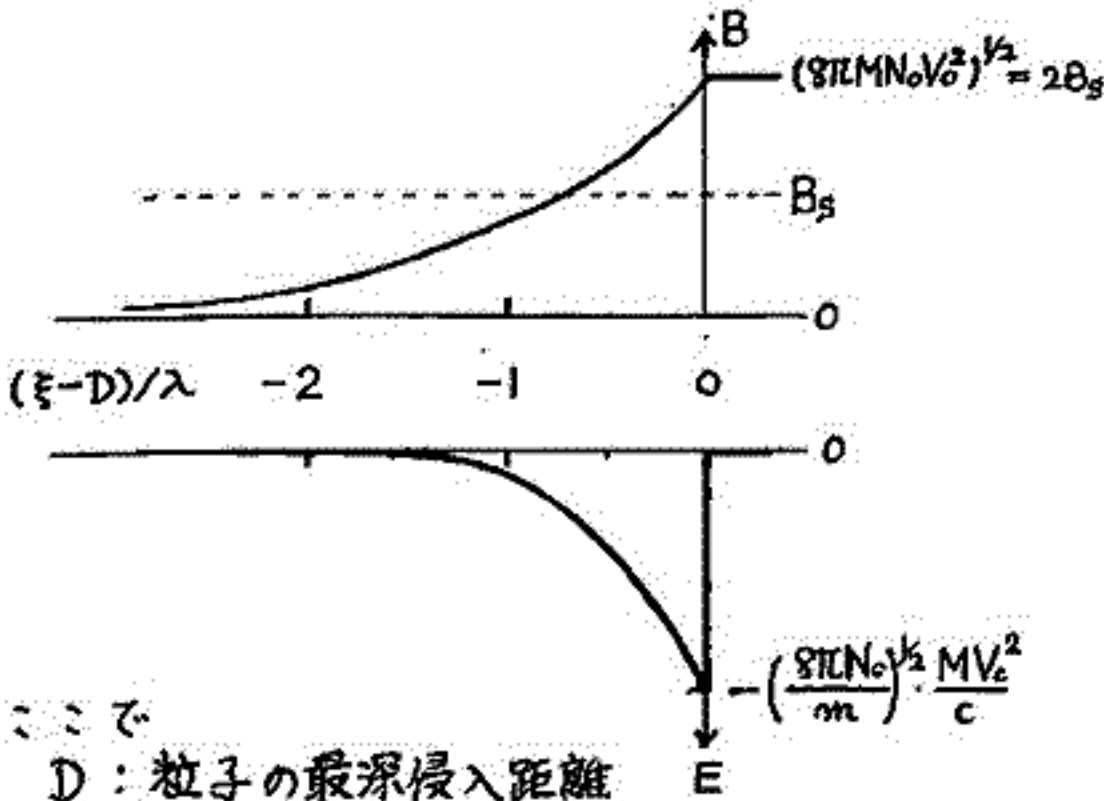
ここでは一次元モデルを扱い、

- ① プラズマ流は H^+ と電子から成り、初速, $V_0 = (V_{0\xi}, V_{0\eta}, 0)$, は共に等しく、 $\xi = 0$ から $\xi > 0$ の領域に流れる。
- ② プラズマ流がない場合の磁場, $B_s = (0, 0, B_s)$ は一様。
- ③ プラズマ流と磁場の初期境界面は $\xi = 0$ 上の $\eta - \zeta$ 面。プラズマ流の境界面に対する入射角, ψ , は任意。磁場に対しては直角。

という仮定の下に、Maxwell の方程式、運動方程式、それに連続の方程式を組合せることにより定常状態における self-consistent な平衡解を求めた。

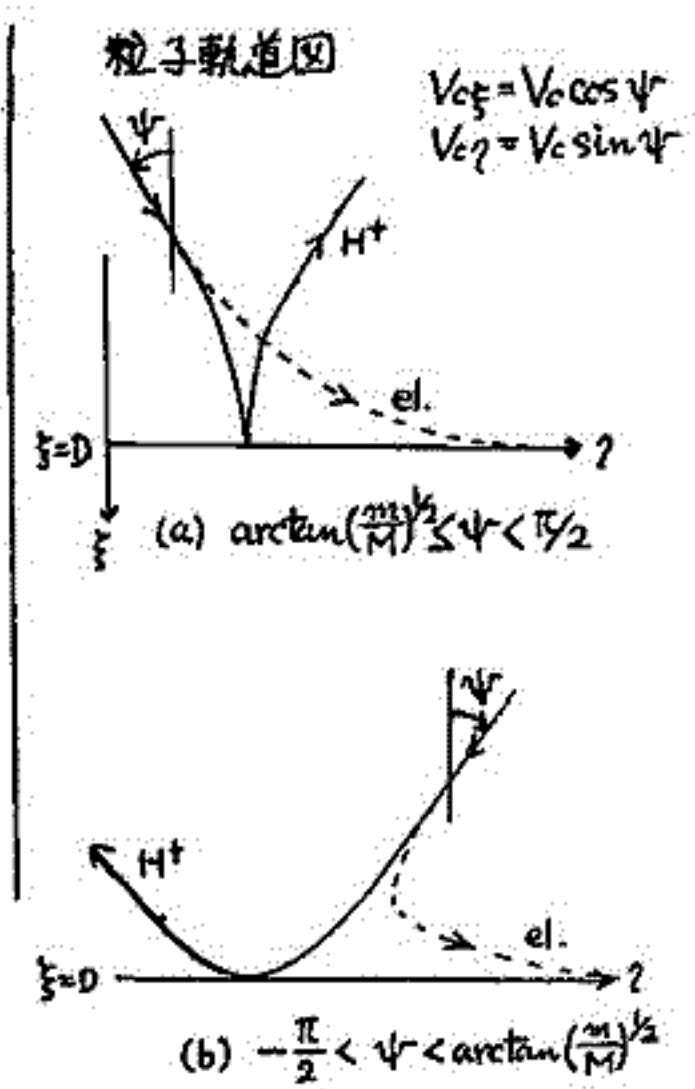
その結果、磁場 (B)、電流密度 (j)、電気 potential (Φ)、電場 (E)、電荷密度 (ρ)、流束 (J)、エネルギー (W) などの分布、さらに粒子の軌道に到るまで、境界層の形成にあぶかる諸量を入射角と侵入距離 (ξ) の函数として表わすことができた。

下図に一例として、 $\psi = 0$ ($V_{0\eta} = 0$) の場合の磁場と電場の分布を示す。



ここで
 D : 粒子の最深侵入距離
 λ : 磁気遮蔽距離
 $= \left(\frac{mc^2}{8\pi e^2 N_0} \right)^{1/2}$

m, M : 電子, H^+ の質量
 N_0 : 初期プラズマ流粒子密度
 c : 光速
 e : 電荷



圖分 征

京大理・地球物理研究施設

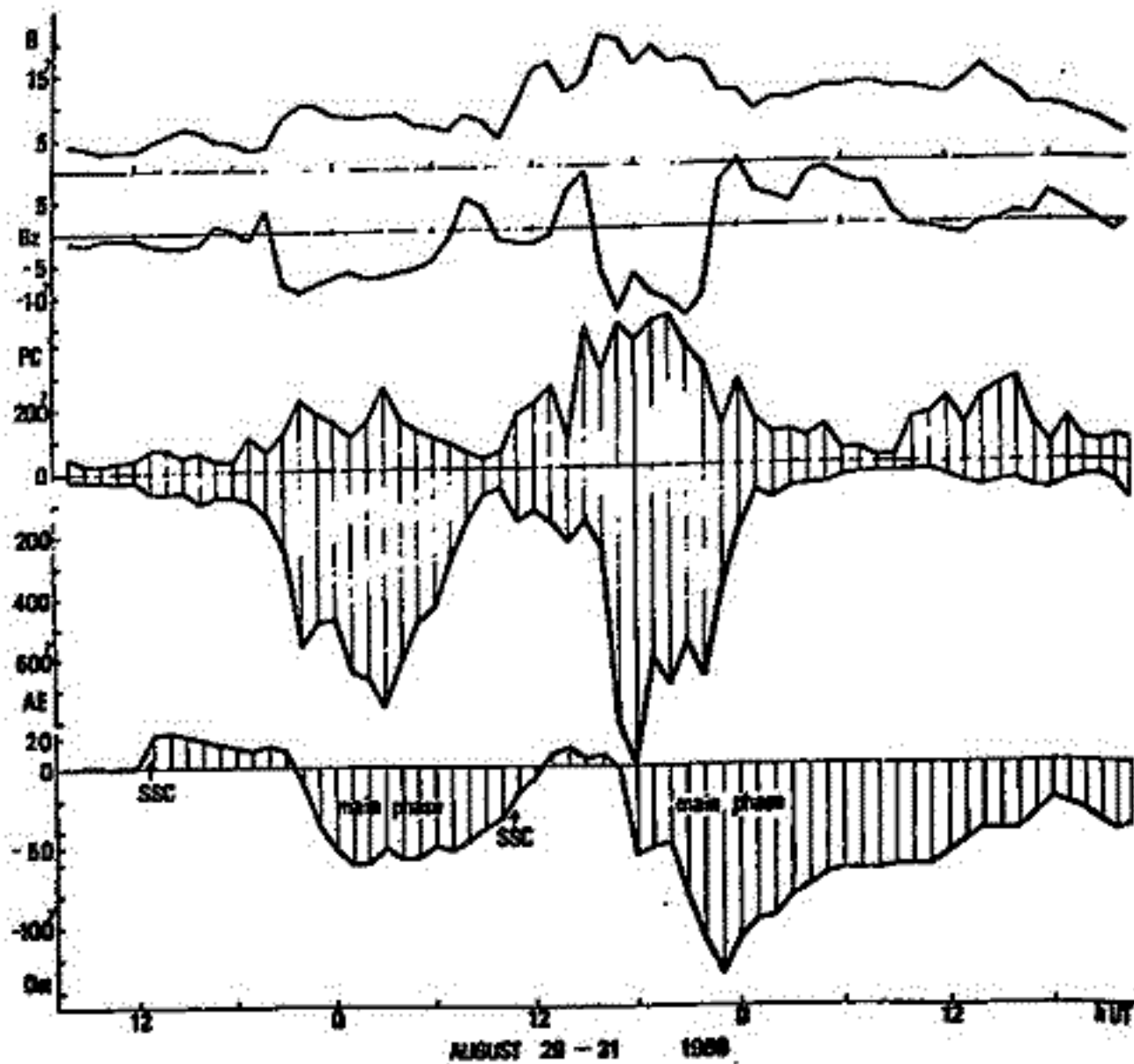
IMP-3の観測資料を用いて、1965年7月から1967年1月までに起った磁気嵐と惑星間磁場変動との関連について解析した結果を述べる。結果は次のように要約される

1. AE及びDstが極度弱の場合。

惑星間磁場の全磁力(B)はShockの増加後数時間内で減り、再びmain phaseに対応して増加する($B \sim 10^8$)。それとともに南向成分 B_z が増大し、南向の変動が始まってから1時間程度の後main phaseが始まる。又、このBの増加の前には discontinuity があり、これに対応する si が地上で観測される。下図に二のような場合の例を示す。

2. Shockに伴う SSC があつた(1日程度)間、顕著な地磁気活動がない場合。Shockの後2時間程度はBがふるふるが、その後は徐々に減り、 $(B_{max} < 10^8)$ 。又、南向成分は比較的小さい。

右図には、Aug. 29-31, 1966に起った2つのSSCに引続く磁気嵐時の地磁気活動(PC, AE, Dst)と惑星間磁場(B, B_z)の変動を示した。



前田力雄

電波研究所平磯支所

地磁気変動には太陽自転と関連する27日周期成分が混入している。古くから知られていた K_p index の27日周期性はその例証である。この K_p index は磁気圏の形態変動に由来するものであり⁽¹⁾、したがって惑星間磁場との深い関係にある⁽²⁾。このことから S/N を別とすれば、地表における磁気観測量から抽出された太陽自転周期中の変動もまた磁気圏変動の測度となりうる。その単純な場合として、極点付近における地磁気-鉛直成分と惑星間磁場の方向との相関がすでに議論されてきた⁽³⁾。

ここでは、極点における磁気ベクトルを黄道座標系で表示したとき、27日変動成分の問題にす。あとで惑星間磁場との関係を考察するとき IMF の磁場データが利用できるように、解析期間には1963-1966年を選んだ。解析の手続きは

H, D, Z 成分の1時間値から黄道座標系における meridional 成分, azimuthal 成分, radial 成分を求めた。

1日平均値を求めた。

27日平均値を求めた。

27日変動量 DMXS, DMYS, DMZS を求めた。

おもな結果は

DMXS の振幅は10数%であったのに対し、DMYS, DMZS の振幅は数%であった。

DMXS は ΣK である ΣK_p と逆相関であった。

DMXS, DMYS, DMZS は磁気変動の測度、 ΣK_p とは惑星間磁場が地球磁場に及ぼす効果の測度である。

文献

(1) Dessler, A. J., and J. A. Fejer, PSS, 11, 505, 1963.

(2) Siebert, M., JGR, 72, 3049, 1968.

(3) Mansurov, S. M., Geomag. Aeronom., 9, 622, 1969.

Gdアイソトープに基づいた原始太陽系についての考察

A. Loveless^{*} 馬淵 久夫^{**} 小嶋 祐^{***} R. D. Russell 柳田 昇平^{**}

* Univ. British Columbia, ** 東大化学, *** 東大地物

Gd^{157} , Sm^{149} はそれぞれ $6 \times 10^5 \text{ barn}$ 及び $5 \times 10^4 \text{ barn}$ という極めて高い熱中性子衝突断面積を持つ。このため Gd アイソトープ比は、最も鋭敏な中性子検出器として用いられることになる。初期太陽は、現在の数倍程度の luminosity を持っていた時期があったと推定されている。この様に高い luminosity の時期には、Solar radiation も極めて強く、したがって Solar particles と宇宙塵（隕石の原物質）との核反応も又増大したであろうと推定される。

筆者等は、隕石の起源に関する都城の仮説（1967）を作業仮説とし、この仮説に基づいて、最も太陽に近い場所（誕生したと推定される）で最も Solar radiation の影響を受けたと推定される Enstatite Chondrite につき、Gd アイソトープ比を測定した。もし初期太陽が、尋常極めて高い活動度をもっていたとすれば、enstatite chondrite の Gd アイソトープ比に最もよく、その影響が見出されよう。

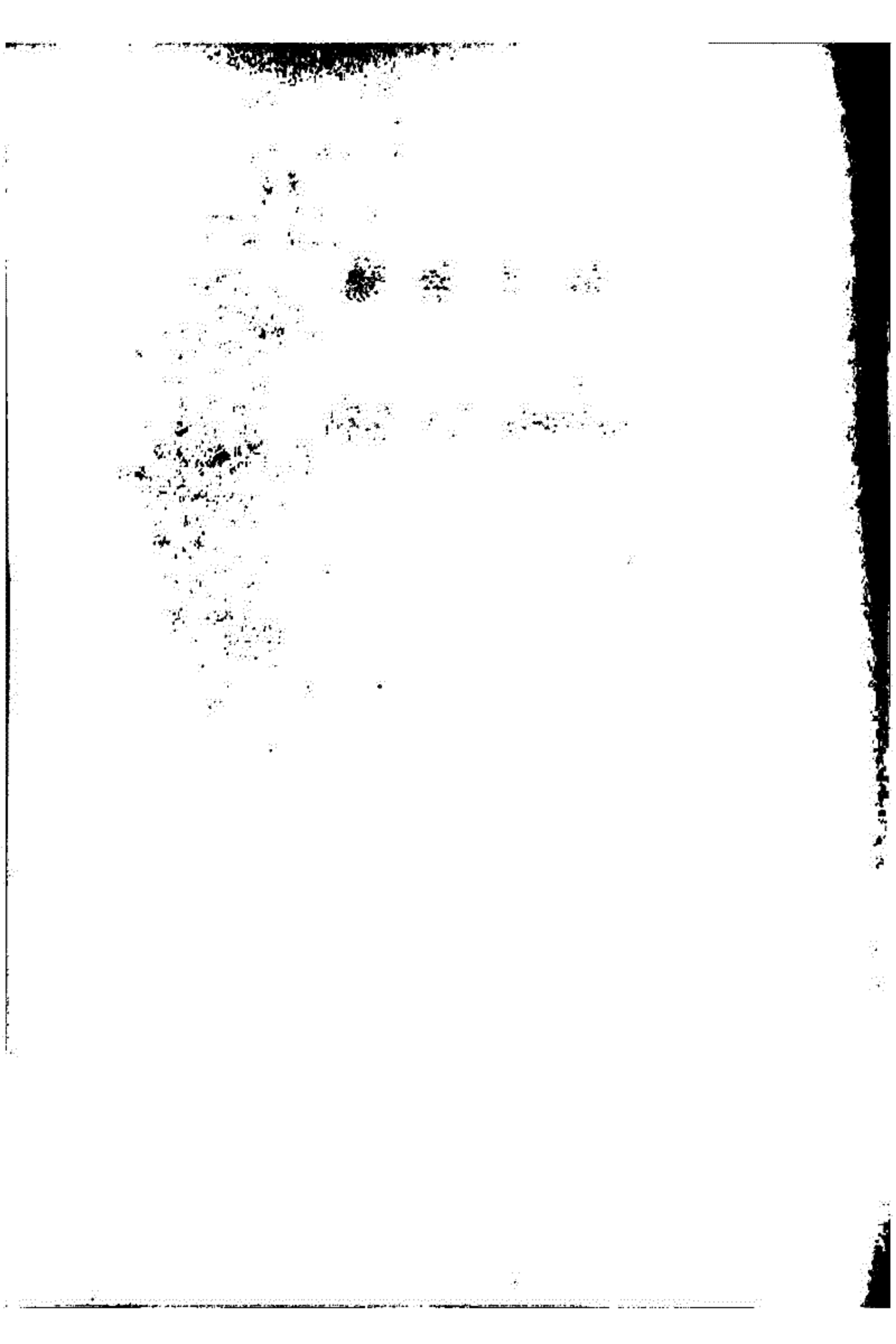
実験結果は、下表に示す通りである。

| | $\frac{Gd^{157}}{Gd^{160}}$ | $\frac{Sm^{149}}{Sm^{152}}$ |
|--|-----------------------------|-----------------------------|
| terrestrial rock (this work) | 0.71601 ± 0.00009 | 0.51942 ± 0.00012 |
| terrestrial rock (Eugster et al., 1970) | 0.71589 ± 0.00004 | — |
| Enst. Chondrite (Abee) | 0.71602 ± 0.00010 | 0.51871 ± 0.00022 |

いずれの場合についても、地球上の岩石と、隕石 (Enst. Chond.) の Gd, Sm アイソトープ比の間には有意な差 (0.1% 以上) は認められなかった。このことは、この隕石 (Abee) 及び地球上の岩石に比べて有意に高い熱中性子照射を受けたことを示している。因みに、 Gd^{157}/Gd^{160} は 0.1% の変化を起す熱中性子束は約 10^{17} n/cm^2 である。

第 2 会 場

講演番号 2-1~2-70



藤田尚美 田島 稔
 □土地理院

大地震の発生頻度の多い太平洋沿岸海底において、地磁気経年変化異常の監視、電気伝導度異常の観測、海流の磁気的効果等の調査を行なうことを目的として、□土地理院では海底磁力計の開発を進めている。今回は主にシステム設計について述べる。

本装置はプロトン磁力計で、全磁力、必要に応じて水平分力を15分毎に3ヶ月間または1時間毎に1年間に測定する。

構成については、上の方から、水中浮標、柱出部、電子制御記録部（リール）と重錘から成り、全長約10mで海底に設置す。ある期間観測記録をした後、時計機構によりリール、重錘を切り離して浮上し、浮上後電報を発振する。

重量は水中浮標、重錘を除いて、約800kgであり、浮力も約100kgである。自由落下速度約50cm/sec、自己浮上速度約100cm/secになるように水中浮標、重錘を調節する。

回収方法としては自由落下—自己浮上方式を考えているが、磁置式浮標方式の海底地震計との共存方式も検討したい。

加藤俊雄、青山 巖、遠山文雄
東海大学 工学部

1970年9月4日、原の町気球実験場から放球された気球(B2-27)に搭載したプロトン磁力計により高度約25kmまでの地球磁場の高度変化と、水平距離にして約180kmにわたる測線についての磁気分布の全磁力測定を行った。

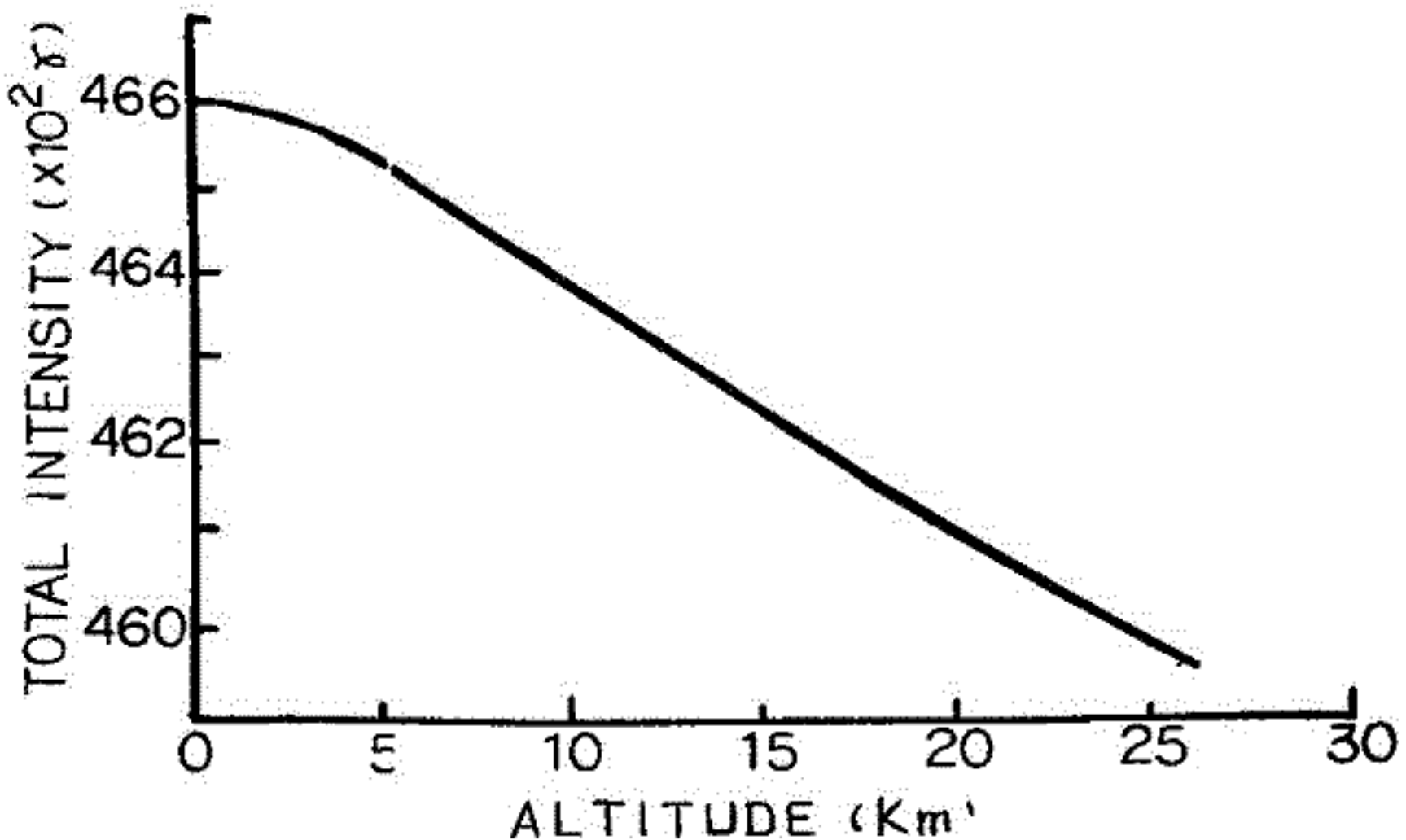
測定精度はテレメータ系を含めて±2ガンマである。観測は午後6時頃から約6時間に行われて行われ、データは約15秒に1点得られた。

この実験の主目的は次の点にあった。

- 1) 地球磁場の高度変化は、地表からたゞらに逆三乗則に従うかどうか。
- 2) 局地的な磁気異常がどの位の高度までその影響を及ぼすか。
- 3) 地磁気の変動の中で1分以上の周期を持つものについて、高度約25kmでの観測と地上観測との間に差があるかどうか。

以上の目的で観測を行ったが、この観測の性質上、ある程度地域的な広がりを持つに観測が出来ない為、今回の観測結果のみですべての結論を導くには至らないが、以下にその様な結果が得られた。

目的のうちである地球磁場の高度変化については、下図に示す様に単純な逆三乗則では表わされな、結果が得られた。すなわち、高度約5km程度までは地下の影響が大きく表われ、その後次第に逆三乗則に近づくが、高度約15kmからこの逆三乗則にほぼ従う様になる。次にその問題では、測定路線にはあるが地磁気分布図から見て大きな異常が二ヶ所の付近が見られた。その問題の変動は、現在まだ解析中であるが、目的の現象は見つかっていない。



水野 浩 雄

国土地理院

一等磁気測量の資料を用いて、地磁気年変化量の分布とその時間的変動と考察してきた。前回の学会では一等磁気測量のすべての資料を有効に利用するという立場で、その処理方法と試みた。すなわちまず、基本的に二年毎に一回の観測が一回以上あって、Aグループの測点、十年程度の長い間隔で2~3回の測定のあるCグループの測点、およびその中間のBグループの測点に分類する。次にAグループの資料により一年毎の年変化量分布を Primary chart として求め、資料のより少ないBグループの測点については Primary chart を参照することにより資料の少ないことと補いつつ、やはり一年毎に年変化量とよみとり、A,B両グループのよみとり値を求めて secondary chart を作る。secondary chart をCグループの測点に適用して測定値と secondary chart のよみとり値とくらべることにより、secondary chart の信頼性をみる。以上の処理方法である。この方法により secondary chart は 2°/year 程度の S.D. で信頼できること、年変化量の分布は広い範囲にわたり、急速に変動することと主張した。

これに対して、このように処理方法の妥当性について批判をうけた。私は一年毎のよみとり値と向題にしたのは、才一義的には「すべての資料を有効に利用するため」であった。しかし実際にやってみると、2°/year の間隔で、思ったよりも無理なくコンターを書けることが判り、あえてそのまま公表した次第である。そして secondary chart が 2°/year の S.D. で信頼でき、したがって、少くとも 4°/year の間隔のコンターの時間的変動は、細かな屈曲は別として、大局的には信頼できると主張した。その根拠は才一に secondary chart とCグループの比較の結果であり、才二には、柿岡~女満別、柿岡~鹿屋の日平均値の差のばらつきからの推定である。

今回は一等磁気測量の資料と女満別、鹿屋の両観測所の資料でこれを処理し、同じように一年毎の年変化量とよみとり、すでに用意してある、柿岡による結果と合せ、この方法の妥当性を検討した。

観測点 P における観測値と、J, K 両観測所の資料により epoch t_0 に化成した reduced value と、観測年時 t の函数としてそれぞれ $M^{PJ}(t_0, t)$, $M^{PK}(t_0, t)$ とあらわすと、

$$\frac{\partial M^{PJ}(t_0, t)}{\partial t} - \frac{\partial M^{PK}(t_0, t)}{\partial t} = \Delta^{PJK}(t)$$

は、一定年時 t に対しては P におけるより一定値とらなければならない。それは年時 t における J 観測所の K 観測所に対する相対的年変化量 $\partial M^{JK}(t_0, t) / \partial t$ に等しくなければならない。各年時毎、各成分毎に、多くの観測点から得られる $\Delta^{PJK}(t)$ の平均値と、J, K 両観測所の資料から直接求めてくる $\partial M^{JK}(t_0, t) / \partial t$ とを比較することにより、この方法の妥当性を検討できる。また $\partial M^{JK}(t_0, t) / \partial t$ のよみとりに $\Delta^{PJK}(t)$ がどの程度はらつくかを見ることがより同じ目的と達することができる。

下に示す表は、J として鹿屋、K として女満別の両観測所を用いたときの、上記諸量である。これらの値は、1947年の両観測所の資料と未だ入力しない段階での暫定的なものであるが、それと見比べると、一等磁気測量の測地内のほぼ両端に位置する観測所（かなりの緯度差と有する観測所）による化成値から得る年変化量の向には、最高で 4.5°/year、最も小さいものでは 1.6°/year、平均で 3.0°/year の S.D. で矛盾がないことが判る。このことは、上記のよう処理方法の妥当性を示唆するものである。同時に、画面上

た年変化量図が external origin に存在されてはならない」という点については、十分に反論を考へた。何故ならば、近くの観測所によって画いた年変化量分布のパターンと、遠くの観測所によって画いたものが上記の S.D. の程度で一致することは、とりもたず、遠い観測所を用いて画いても、external origin による影響はそれ以下だということになりうるからである。

(したがって、柿岡による化成値を用いて年変化量分布図を画けば、20/year 程度の S.D. で画くことは、このことから期待できよう。

| t | | n | $\overline{\Delta^{PJK}(t)}$ | $\frac{\partial M^{JK}(t_0, t)}{\partial t}$ | diff. | S |
|------|---|-----|------------------------------|--|-------|-----|
| 1960 | D | 14 | + 6 | + 8 | - 2 | 3.6 |
| | H | | + 4 | - 1 | + 5 | 4.5 |
| | Z | | + 7 | + 7 | 0 | 4.2 |
| 1961 | D | 13 | + 13 | + 9 | + 4 | 3.5 |
| | H | | + 4 | - 1 | + 5 | 3.5 |
| | Z | | + 7 | + 7 | 0 | 3.8 |
| 1962 | D | 13 | + 11 | + 9 | + 2 | 2.8 |
| | H | | + 1 | 0 | + 1 | 1.6 |
| | Z | | + 8 | + 5 | + 3 | 2.9 |
| 1963 | D | 15 | + 8 | + 10 | - 2 | 2.6 |
| | H | | 0 | 0 | 0 | 2.0 |
| | Z | | + 2 | + 5 | - 3 | 2.3 |
| 1964 | D | 20 | + 14 | + 12 | + 2 | 3.2 |
| | H | | - 1 | - 1 | 0 | 2.9 |
| | Z | | + 4 | + 6 | - 2 | 2.0 |

n : 使用した観測点数

$\overline{\Delta^{PJK}(t)}$: $\Delta^{PJK}(t)$ の平均値

S : $\Delta^{PJK}(t)$ の S.D.

単位: σ

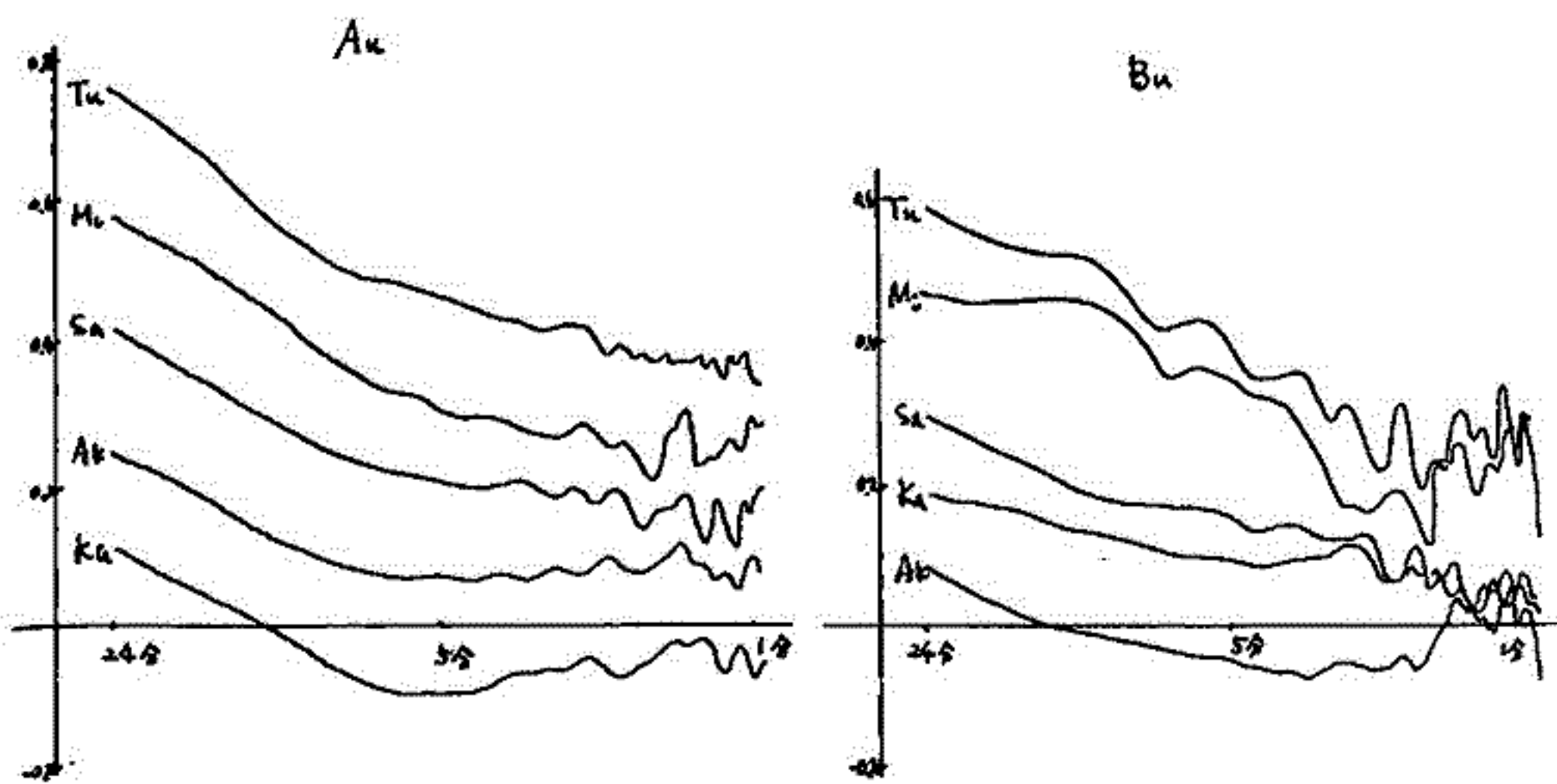
本蔵義彦
東京大学地震研究所

春の学会では magnetic storm のスペクトル解析より周期 120分~5分の A, B の周期性を求め、三宅島における地磁気変化異常を論じた。この周期帯では、三宅島においては Central Japan Anomaly と Island Effect が重なるといえることがわかり、しかも Central Japan Anomaly は周期が短くなるにつれてその影響が小さくなるという特性を持つ。しかし周期が5分以下になると読み取り誤差が大きくなり正確なことはいえない。よって、周期5分以下の Central Japan Anomaly の影響が小さくて殆んど消えてしまっているように見えるので、今回は読み取り間隔をもっと短くして、短周期の変化異常を論じることにした。

今回の読み取り間隔は 28.8 秒であるので記録上読み取り可能な最低限度であり、従って、周期1分前後の結果は誤差が大きいと思われる。cut-off period 24分の high-pass filter をかけて、24分~1分の周期帯について解析した。この周期帯でもやはり長周期側が卓越しているのを Prewhitening Operation を行った。前回の同様、この storm を解析し、最終的にはそれぞれの平均操作を施して、より平均的な結果を導いた。

結果は下図に示されている。これを見ると B についてはよくわかるが、A については、やはり傾向が違っていきることがわかる。しかも傾きが変わる周期はだいたい5分である。それより長い周期については 120分~5分の Trend にほぼ一致するが、短い周期については横軸に平行に近くなっていく。

これは周期5分以上では Island Effect と Central Japan Anomaly の影響がある、2分以下では Central Japan Anomaly の影響は消えて、Island Effect がほぼ完全を支配していることを示している。このことは地下の Conductor についての情報を与えるものであると思われるが、これは今回は論じない。



本蔵美舟

東京大学地質研究所

Island Effect の ψ は管井によつて、平均質導層導体モデルを用いて計算成された
 おり、伊豆大島における実測値との比較が行われてゐる。また管井、近藤によつて三宅島
 における計算はなされたことが、あまり正確でないと思はれるので改めて計算を行つた。
 計算は磁場の南北方向に変化する場合と、東西方向に変化する場合によつて行つた。
 なお、Self-induction の影響を無視した。

解くべき方程式は

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \bar{\psi}_0 - \text{grad}(\rho - \rho_0) \cdot \text{grad } \bar{\psi}_0$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma_0 D}$$

$$\sigma_0 = 4 \times 10^{11} \text{ emu.} \quad D: \text{地球}$$

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0 D_0} = 2.5 \times 10^5 \text{ emu}$$

$$D_0: 1 \text{ km}$$

$$\bar{\psi}_0 = \frac{1}{2\pi} (U + iV) e^{i\omega t - \lambda z}$$

$$\lambda = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$$

$$U = \frac{1}{1+d^2}, \quad V = \frac{d}{1+d^2}, \quad d = \frac{\rho_0 \lambda}{2\pi \omega}$$

ψ : anomalous current function

2 周期 30 分の磁場変動に ψ を relaxation method (accelerated Liebmann method) を用
 いて計算した。 ψ の最大値は約 4.5 の residual が 0.1 以下に収束したことが見えた。
 計算結果は下記通り。

南北方向に変化する場合

| | Z_u | Z_v | X_u | X_v | Y_u | Y_v |
|----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Ka | -0.29 | -0.03 | 1.10 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| Ak | 0.29 | 0.04 | 1.07 | 0.01 | -0.04 | 0.00 |
| Sa | 0.35 | 0.04 | 1.06 | 0.01 | -0.01 | 0.00 |
| Mi | 0.35 | 0.04 | 1.05 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| Tu | 0.65 | 0.07 | 1.05 | 0.01 | -0.01 | 0.00 |

X: 北向成分

Y: 西向成分

Z: 下向成分

u: in-phase part

v: out-of-phase part

東西方向に変化する場合

| | Z_u | Z_v | X_u | X_v | Y_u | Y_v |
|----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Ka | 0.12 | 0.02 | -0.01 | 0.00 | 1.06 | 0.01 |
| Ak | -0.44 | -0.05 | -0.01 | 0.00 | 1.12 | 0.01 |
| Sa | 0.06 | 0.01 | -0.01 | 0.00 | 1.06 | 0.01 |
| Mi | 0.63 | 0.07 | -0.01 | 0.00 | 1.05 | 0.01 |
| Tu | 0.39 | 0.04 | 0.00 | 0.00 | 1.05 | 0.01 |

前田 坦・鈴木 鹿・住友則彦
(京大理工) (京大教養)

京都大学理学部では新たに地磁気の観測所を京都府瑞穂町(下図)に設け、研究と教育のために役立てることになった。当観測所の位置は地理及地磁気座標では次のようであるが、日本では特に内陸部の観測所が少しいから各種の研究に役立つものと思われる。

$$\text{地理座標} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = 35^{\circ} 13' . 4 \\ \lambda = 135^{\circ} 20' . 6 \end{array} \right.$$

$$\text{地磁気座標} \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 24^{\circ} 45' \\ \mu = 202^{\circ} 26' \end{array} \right.$$

9月中旬から10月中旬にかけてフラックスゲート磁力計による予備観測を行って来たので、今までに気がついた当観測所の地磁気変化の特徴を述べてみる。

- ・人工ノイズの多い所をさがしたが、当地は京都の一番近い電車線から30 km 余りであるが、まだそれらの影響と思われるノイズが存在する。
- ・ S_z はまだ日が浅くて何ともいえないが、電離層ダイナモのうちの中心の直下を思わせる変化が多い。それを除けばE型がやや多いようだ。
- ・Z成分の変化は鳥取と比べて小さい。周期数時間以下の変化について調べると、Z/Hの絶対値は鳥取の半分程である。またZとHの phase は短周期では逆、長周期では正と付くことは鳥取と同じだが、その境界が鳥取の場合よりもずっと短かく30分~50分のところにあるようである。



荒木 健・大久保 謙二

地磁気観測所

女満別で地磁気観測されたのは1952年で、鹿屋では1958年からである。しかし女満別では磁気儀の精度の良で毎時値として正式に発表されたのは1957年からである。

この両地奥の日変化の特性については必要に応じてその都度報告されていゝが、いずれも短期間のものであり、長期にわたる調査結果はまだ得られていない。

最近資料の蓄積により1958年から1968年までの太陽活動の1サイクルにわたる両地奥の日変化などの統計を行なつたので、今回はこの期間の両地奥の日変化の特性をベクトルダイヤグラムなどにより、*All Days*・*Calm Days* について季節毎の相異、各成分の較差、太陽活動との関係などについて拂圖と比較した結果を報告する。

北海道における地磁気短周期変化(II)

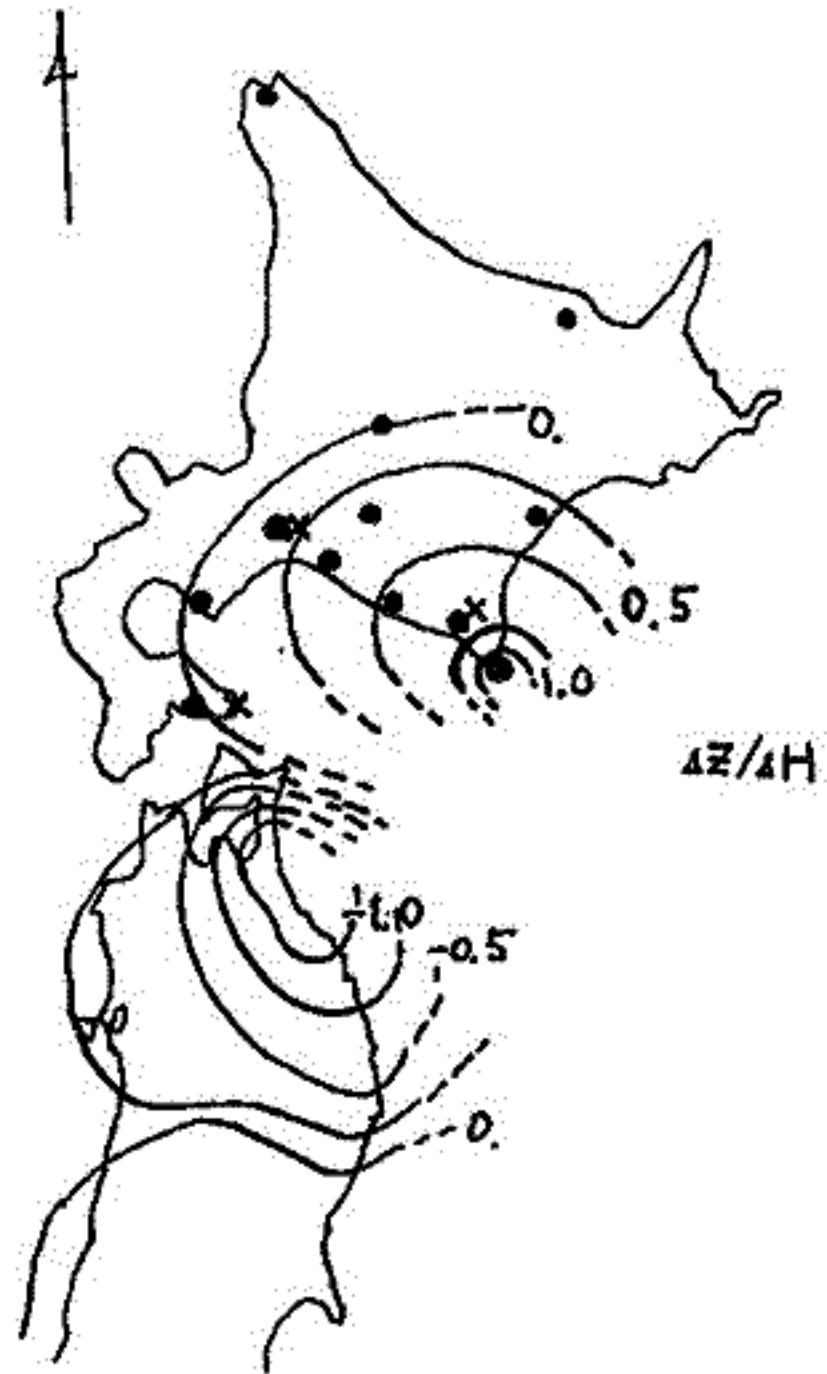
西田 泰典

北海道大学理学部地球物理

現在までの地磁気変化観測に加え、エリモ岬および干戈で観測を行つて ~~いる~~。

エリモ岬ではZの変化が非常によくHの変化と相関しており、近くの観測点浦河とよく似ている。しかしながらZの振幅自体は非常に大きくZ/Hの値が1を超えている。又干戈ではZの振幅がかなり小さくなっているが、近くの他の観測点、平取、日高と同様Dの変化と相関している。(昭和45年春の地磁気学)。Z/Hの値を引くと下図の如くなり、かなり大きな異常を形成しているように見える。

道北部にはまだ観測空白部が残っているが、大ざっぱな地磁気変化の異常の様子がわかってきたので ~~この異常を~~、この異常の説明を述べなければならない。今回そのはじめとして、浦河、干戈、恵山で(X印)地電流観測を行つたので、その結果も含めて発表する。



2-10 講演題目 東海地方のCA観測(予報)

著者名 加藤俊雄 瀬戸正弘 早坂春

所属 東北工業大学

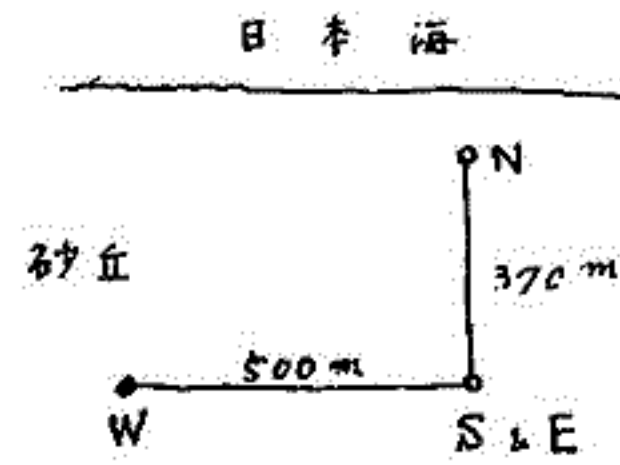
要旨

東海地方の地下構造を知るために、静岡及び愛知県トによりに、静岡市新内地区
にて、CAの観測を行、た。特に原周期の変動に注目するため、高感度の伝動設
備を計と試作した。(感度: $0.2 \mu\text{m}$, SN比: 0.3) 今回観測結果の予報に
とめる。

宮腰 潤一郎・安原 通博・佐友 則彦・鈴木 亮
 (鳥取大) (京都教育大) (京大教養) (京大理)

鳥取大学の砂丘利用研究所において地電流と地磁気の観測を行なったのでその結果を報告する。

観測場所は砂丘であり、最も近いN極は海岸より200m程の距離しかない。海岸線はほぼ東西に延びている。従ってNS成分はほぼ海岸と直交の成分となり、EWは並行となる。電極はNとW極とはそれぞれ独立であるが、^{BとEは}一本の電極を共有している。電極の材質は木炭で、それを地下1m余りの所にうの、^{BとEは}まわりを炭の粉でかいたのている。NS, EWの電極間の距離はそれぞれ370mと500mであり、接地抵抗は電極をうの直後にそれぞれ1kΩ程度であり、極間の大地の抵抗は数10Ωである。電極の間に多少高度の差があるが、高い方からN, W, SとEとしている。地電流のZ成分は低い所にある極が他に対し高電位にたることが知られているが、今回の場合も常にS, EがN, Wに対して高電位をたっている。観測点の近辺は広大な砂地であるが、地下に少し入ればそこは相当の陸地奥深くまで海水がしみ込んでいるようである。



地磁気の方はフラックスゲート磁力計による観測値を利用した。資料は目下解析中であるが、電場は極端に polarize していて、そのホドグラフは周期によらずほぼ完全にNNW-SEEの方向の直線とたってしまう。これは地電流が海岸線と直交方向に流れるという性格とはよく一致するが、あまりに極端である。この polarization は電場変化で $NS > EW$ ということであるが、一方磁場変化では $H > D$ であるので、^{互に}直交する電場と磁場の比EとDとその比は NS / D の方が EW / H よりも常に1桁程大とたってしまう。従って、たとえば conductivity が一律に semi-infinite earth における電場と磁場の関係

$$(E/H)^2 = \rho_a / 0.2T$$

はこのまゝではつかえない。

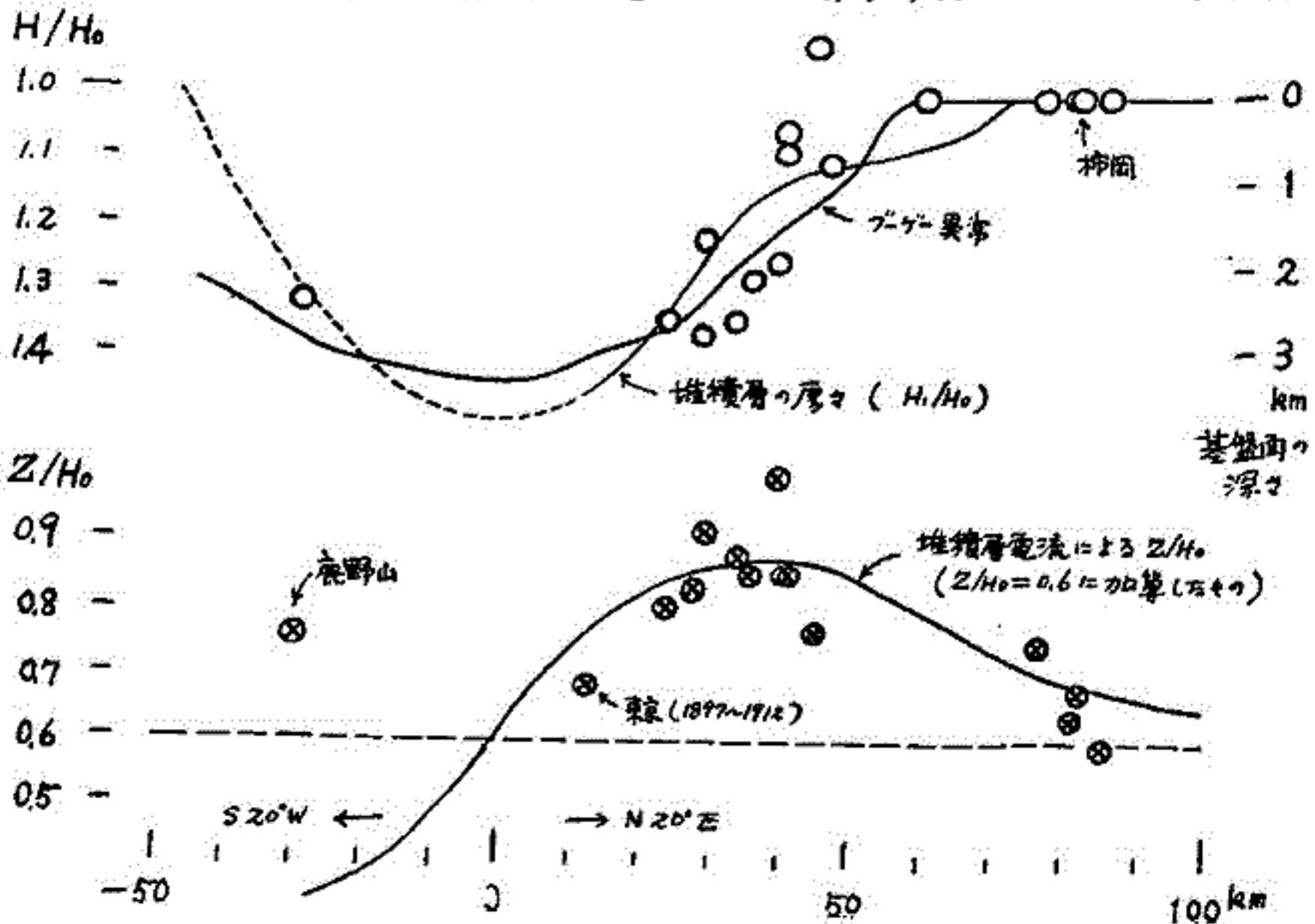
柳原一夫
地磁気観測所

最近CA研究において地下浅層を流れる電流による影響の重要性が認識されてきた。日本では関東地方は比較的地下浅層構造が知られ、堆積層の厚さ、その電気伝導度、電場磁場の分布等もかなり測定されている。そこでこの地方で地下浅層電流の磁場に対する影響を調べた。

まず磁場については、久保木によれば東関東地域で大層複雑な分布をしているが、そのデータのうち一点(浜田)を除くと約 $N20^{\circ}E$ の線に沿って単純な分布をしているのに気が付く(図)。この線はまた堆積層穿深線に垂直でもある。かつ電場(地電流)の分布はこの線に垂直、すなわち堆積層穿深線に平行である。

そこでまず地下浅層電流は $N20^{\circ}E$ 線に垂直に流れ、電流の大きさは ED/ρ であるとする。E:電場, D:堆積層の厚さ, $\rho=4 \times 10^8 \text{ } \Omega \cdot \text{m}$:比抵抗。これによる磁場は $N20^{\circ}E$ 方向に $H_1 = ED/2\rho$ である。周期 $T=500 \text{ sec}$ (SSC, S_i等) に対して、 $E/H_0 = 0.88 \text{ mV/km/h}$ (実測) を入れると $H_1/H_0 = 0.13 D$ (D in km) となる。 $N20^{\circ}E$ と水平分力との方向の違いを無視すると図の如く、水平分力の実測分布は堆積層中の電流によって生じたものとして説明される。 H_0 は毎日の水平分力変化量で堆積層の影響をうけない量として使用した。

次にZ成分については電流の大きさの分布(すなわち堆積層の厚さの分布)を $N20^{\circ}E$ 断面についてMax.から60km点で零になるように一様に減少するとし垂直方向には同じ距離60kmまで一様に存在するとし近似し磁場を計算するとD_{max}点から北の方ではZ/H₀の分布をよく説明できる。Z/H₀ = 0.6 のもとでの値に最大で0.28を加わりZ/H₀ = 0.88となる。しかし南の方の点(鹿野山のみが)ではこの表層電流の影響はZ/H₀を減少すべきであるが必ずしもそうならない。これは海の影響が大きくあらわれたものかもしれない。



気象庁・地磁気観測所

白木正規
柳原一夫

地電流の局所的異常は、地球の表層の電気伝導度の非一様分布のT.M.にほゞ見かけの異常性と考えられる。この異常性によって、外部磁場の変化を誘起された電場 E^0 は、第一近似によれば $E = (\gamma)E^0$ と修飾を受ける。ここで、 (γ) は2階のT.M.にソルご出る。地球を均質球と考えたとき、電場 E^0 は磁場 H との間には位相差 $\pi/4$ を隔て、

$$E^0 = \lambda \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} H, \quad \lambda = \sqrt{\frac{F}{2T}}$$

と表わせる。これから、

$$E = (\gamma) \lambda \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} H, \quad (\gamma) = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} \end{pmatrix}$$

となり、 E と H の観測から $\lambda(\gamma) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ が求まる。

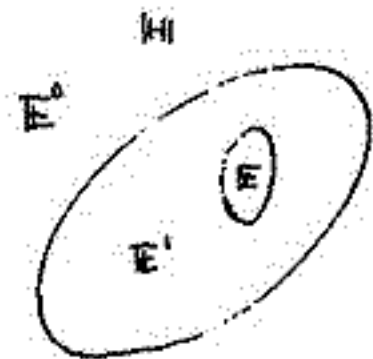
日変化と短周期変化とを考慮すれば、 E と H の位相差は $\pi/4$ に近いことから E^0 と H の間には均質地球の仮定が近似的に正しいと考えられる。そこで実際に上の式を用いて、林岡、中崎別、鹿屋の3点について、日変化、短周期変化の $\lambda(\gamma) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ を求めると、 γ_{12} や γ_{21} となり (γ) は著しい非対称性を示す。

この (γ) の非対称性は、観測点のまわりの伝導度の分布を単純に $\gamma_{12} = \gamma_{21}$ とした異常性を置き換えることが示す。この非対称性について、2階の対称T.M.の項は対称とせずとも可なり、 (α) 、 (β) を対称T.M.として、次のようを取扱いを考へる。

均質球と考えられる地球を誘起された電場 E^0 は、観測点をとりまく適度の分布によつて生じる局地的異常性によつて $E^1 = (\alpha)E^0$ と修飾され、つぎに観測点の近傍の地殻層の分布によつて生じる局所的異常性によつて $E = (\beta)E^1 = (\beta)(\alpha)E^0 = (\gamma)E^0$ と修飾されたものが観測されると考へる。

無限薄層の中に異常な伝導度の楕円形の領域があるとき、この領域のT.M. (γ) は対称T.M.とせずとも可なり、局地的および局所的異常性として2重の楕円形の分布を考へて、林岡など各点のまわりの観測点の電場 E 、 E^1 による取扱いを適用した。このことから電場 E と E^1 の間には矛盾な結果が得られた。

この結果を用いて、日変化に対する2重の修飾を取除いた場合の異常性の比値を求めた。



福島直・富田宏・飯島健
 東京大学 理学部

S f e 現象の実際の記録を調べると、特に鉛直成分変動が複雑な様相を呈する。

鉛直分力の変動は同一の観測所に於いても、必ずしも水平分力変動と単純な比例関係にはない。これは S f e の外部磁場自身に水平成分以外に鉛直分力も含まれている為であろうと考えられる。地球内部の電気伝導度分布を推定する手段として地磁気短周期変動の解析が行われており、通常は外部磁場が比較的単純な形に仮定し得る b a y, s c, 等が利用される。併しなから、もし S f e の外部磁場(電流系)が或る程度簡単な形に仮定出来るならば、観測記録の複雑さ、観測可能地域の制限、等の制約にも拘らず、C A 研究の有力な一助ともなり得るものと考えられる。

ここでは先ず、モデル計算を用いて S f e 時の電離層電流系を地表データから定量的に推定することを考える。

1) 地磁気変動の水平成分を X, 鉛直成分を Z で表わすと

$$X_0 = X_e + X_i + X_a, \quad Z_0 = Z_e + Z_i + Z_a \quad (1)$$

ここで、0; 観測値 e; 外部原因に依る。 i; 内部(正常)原因に依る。 a; 内部(異常)原因に依る。

2) Z_a と X_0 の関係は (s c の場合) 前田氏に依りて調べられている結果を用い、

$$Z_a = \alpha X_0 \quad (\alpha \text{ は場所によるパラメーター}) \quad (2)$$

3) X_a は Z 成分の外場が anomaly に依りて曲げられる効果によるとし、 ϕ の地点に於ける地磁気抱束面(所謂、力武-横山面)の傾きをもりて anomaly の状態を表現すると

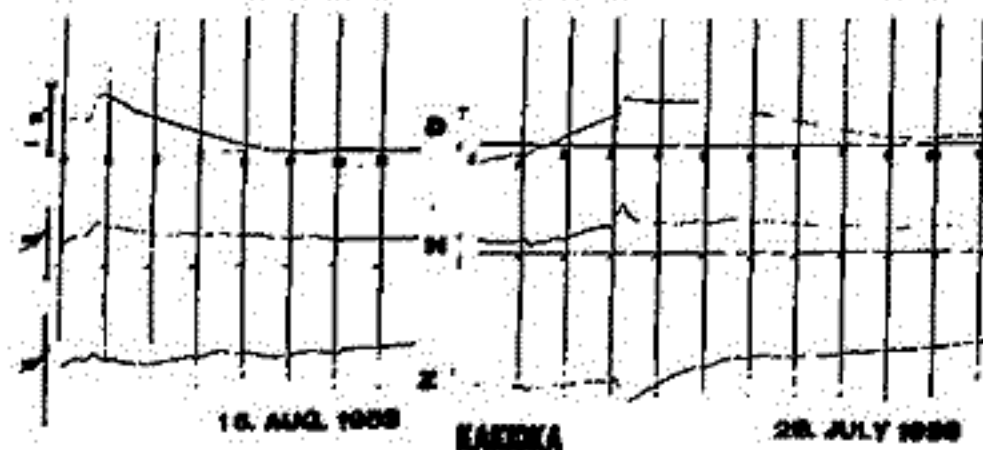
$$X_a = \beta Z_0 \quad (3)$$

$$\beta = (\sin \chi \cos \chi + \sqrt{\frac{\sin \chi}{2}} \cos(\theta - 2\chi)) / (\cos^2 \chi + \sqrt{\frac{\sin \chi}{2}} \sin(\theta - 2\chi))$$

従りて (1) より

$$\begin{cases} X_0 - \beta Z_0 = X_e + X_i \\ Z_0 - \alpha X_0 = Z_e + Z_i \end{cases} \quad (4)$$

4) 電離層(地上 100 km) に適当な電流系を設定し、完全導体(地下 400 km) に於ける反射を考慮して (4) 式の右辺の値を数値的に算出する。次に X_0 (H_0, D_0) を用いて等価電流系のパターンを調べ、これをモデルのパターンに等角写像し、各々の地点で (4) 式の左辺の値(観測値より求まる)と比較する事により、等価電流系の電流密度を推定出来ることになる。



分布

藤田尚美 井内 登

□上地理院

ある深さに分布する単一磁気双極子による全磁力分布には方向性があり、この方向性の強弱が磁気緯度傾斜にどの程度影響を及ぼすかを調べる。

ある深さの平面に、乱数表を用いてランダムに磁気双極子を分布させ、ある高さの平面上で、どのような全磁力分布を算出するかを求めた。

磁気双極子の数を 9, 25, 49 にとり、双極子分布の深さを格子間隔の 0.2, 0.5, 1.0 と変え、また傾角 $I = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ の場合について全磁力分布の計算を行った。

$I = 30^\circ$ では、磁気的東西方向に縞模様が見られる傾向がある。これは、傾角値が小さく、縞模様が全磁力の一般傾向とほぼ平行の場合には、原因がランダムに分布しているとしても、説明出来ることに注意を要する。

行武 毅

東京大学地震研究所

前にも同じ題目で講演したことがあるが、その際は、17-18世紀のデータとして、Fritscheの球函数解析結果を用いた。その後Fritscheの解析には難点があることがわかったので、17-18世紀の地球磁場に対して球函数解析をやり直し、その結果を使って停滞性磁場と移動性磁場の分離をおこなった。方法は前と全く同じで、まず永年変化磁場より移動速度を求め、Gauss-Schmidt係数の各次毎に分離をおこなった。

1. 地磁気永年変化の移動速度

新たに得られた、17-18世紀に対する球函数解析結果より、地磁気永年変化の係数を求め、その位相の時間的変化により移動速度を見積った。1710-1965のデータについて得られた結果は第1表の通りである。これを見ると Sectorial term について、移動速度が精度よく求まっており、他の項ではばらつきが大きくなっている。このことは、sectorial terms は主として移動性磁場からなることを示唆している。したがって移動速度を見積る上では、これらの項のみに着目した。

前回には、低次の項程、移動速度が遅く、高次の項程速いという結果が得られた。今回はそのような速度の分散性が認められないばかりか、逆に僅かではあるが、低次の項程速度が速いという結果が得られた。移動速度に分散性があるとしても、過去2-300年の範囲を問題にする限り、その影響はあまり大きくないと考え、全体が一様な速度で回転するとして、 $n=m$ ($n=1, 2, 3, 4$)の移動速度の荷重平均 $0.293/\text{yr}$ をこれから用いることにする。

2. 停滞性磁場と移動性磁場の分離

Gauss-Schmidt 係数が

$$g_n^m = F_n^m \cos \varphi_n^m + K_n^m \cos m\lambda(t - \tau_n^m)$$

$$h_n^m = -F_n^m \sin \varphi_n^m - K_n^m \sin m\lambda(t - \tau_n^m)$$

の形をしているとして、13組のGauss-Schmidt係数(年代: 1600, 1650, 1700, 1770, 1780, 1829, 1845, 1885, 1922, 1945, 1955, 1960, 1965)を使って $F_n^m, \varphi_n^m, K_n^m, \tau_n^m$ を求めた。結果は第2表に示してある。前回、Fritscheの解析結果を用いて得られた結果をも比較のために示してある。両者の間に著しい相違は認め難い。

3. 永年変化曲線

上に得られた停滞性磁場と移動性磁場とを逆に合成して、いくつかの点で偏角伏角の永年変化曲線を計算し、観測と比較してみた。このように特定地点での永年変化を合成する場合、 $n=5, 6$ の高次の項も無視できない役割を果たしていることが判明した。

第1表

| n | m | 速度 | 標準偏差 |
|-----|-----|--------|-------|
| 1 | 1 | -0.357 | 0.088 |
| 2 | 1 | -0.177 | 0.086 |
| | 2 | -0.286 | 0.031 |
| 3 | 1 | -0.484 | 0.220 |
| | 2 | -0.644 | 0.107 |
| | 3 | -0.271 | 0.013 |
| 4 | 1 | -0.276 | 0.240 |
| | 2 | -0.571 | 0.101 |
| | 3 | 0.195 | 0.090 |
| | 4 | -0.219 | 0.037 |

第2表

| n | m | F_n^m | φ_n^m | K_n^m | τ_n^m | Fritsche の解析を含む | | | |
|-----|-----|-------------------|--------------------|-------------------|------------|-------------------|--------------------|-------------------|------------|
| | | | | | | F_n^m | φ_n^m | K_n^m | τ_n^m |
| 1 | 1 | 3876 ^Y | 259.6 [*] | 2670 ^Y | 5.49 | 4656 [*] | 255.3 [*] | 2364 [*] | 5.36 |
| 2 | 1 | 1094 | 52.3 | 2317 | 6.82 | 1257 | 41.9 | 2114 | 0.76 |
| | 2 | 679 | 100.5 | 2004 | 1.96 | 678 | 106.2 | 1972 | 1.74 |
| 3 | 1 | 1049 | 266.5 | 1135 | -3.66 | 1039 | 204.3 | 1116 | -3.03 |
| | 2 | 1104 | 356.4 | 242 | 1.04 | 1064 | 354.7 | 242 | 1.41 |
| | 3 | 382 | 363.4 | 586 | 1.23 | 363 | 311.6 | 552 | 1.28 |
| 4 | 1 | 996 | 14.5 | 446 | 5.25 | 713 | 13.8 | 318 | 4.07 |
| | 2 | 716 | 35.3 | 183 | 3.60 | 669 | 33.4 | 125 | 2.80 |
| | 3 | 197 | 118.7 | 239 | -1.17 | 255 | 119.5 | 230 | -1.20 |
| | 4 | 201 | 72.5 | 151 | 1.45 | 196 | 74.0 | 142 | 1.41 |

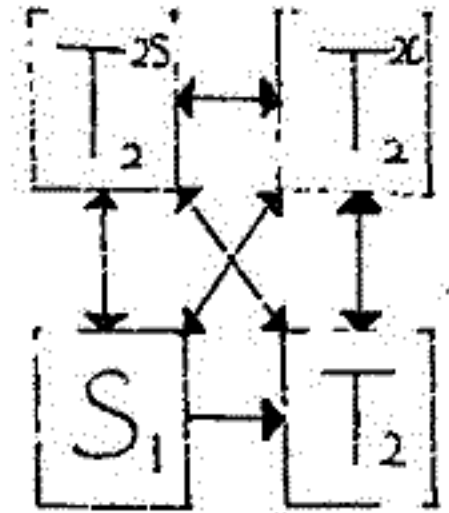
Bullard Gellman Lilley の Dynamo Model の非定常解

宇野 栄
東大理

力武常次
東大地震研

Bullard Gellman のダイナモに運動 S_2^{25} をつけ加えたものは、高次の項までと、ても固有値 V_m に発散がみられないことが Lilley (Proc. Roy. Soc. Lond. A. 316, 153-167, 1970) によって示された。

ここでは、このモデルの非定常解を調べた。



磁場間の相互作用
横: T_1 による
縦: S_2^{2c} による
斜: S_2^{25} による

速度場

$$T_1(r) = 10r^2(1-r^2)$$

$$S_2^{2c}(r) = r^3(1-r^2)^2$$

$$S_2^{25}(r) = \begin{cases} 1.6r^3(1-4r^2)^2 & 0 \leq r \leq 0.5 \\ 0 & 0.5 < r \leq 1 \end{cases}$$

磁場

S_1 及び S_1 と上の速度場を通して相互作用をもつもののうち degree 2 以下のもの T_2, T_2^{2c}, T_2^{25} の計 4 個

初期条件

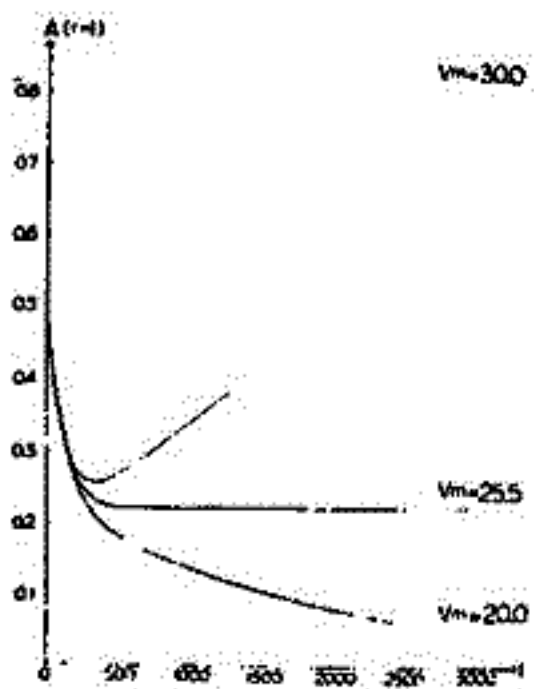
軸方向一様磁場
 $S_1(r) = r^2/2, T_2(r) = T_2^{2c}(r) = T_2^{25}(r) = 0$

境界条件

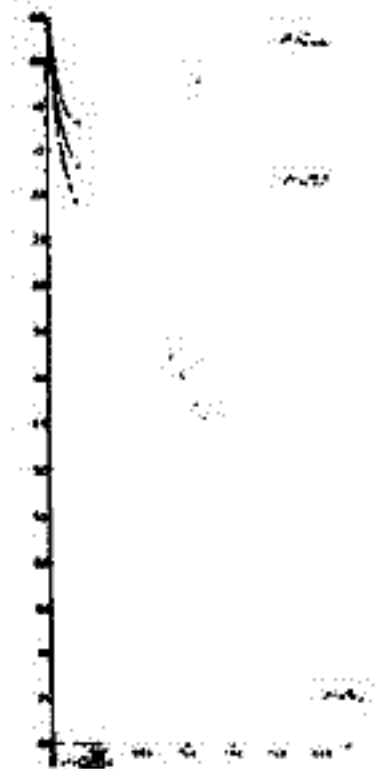
$r=0 \quad S_1 = T_2 = T_2^{2c} = T_2^{25} = 0$
 $r=1 \quad \frac{\partial S_1}{\partial r} + S_1 = T_2 = T_2^{2c} = T_2^{25} = 0$

上の条件下で $V_m = 20.0, 25.5, 30.0$ の 3 つの場合について計算した。差分法は $\Delta r = 0.05, \Delta t = 0.0001$ で空間中央差分、時間前進差分を用いた。 $V_m = 25.5$ は $\Delta r = 0.05$ の場合の Lilley の定常固有値である。差分法の安定性については、変数係数の場合の理論が確立されていない上に、方程式系が複雑のため厳密な議論はできないが、準必要条件として $\Delta t \leq \frac{2}{9}(\Delta r)^2$ である。

- これより次のようなことがいえる。
- $V_m = 25.5$ の場合は 400~500 ステップで定常に達する。実時間に換算すると約 6000~7000 年である。このとき $r=1$ での磁場 S_1 と初期に与えられた一様磁場とを比べると、同方向で 0.4~0.5 倍の大きさである。他の場合は、400~500 ステップの後、指數的に減少又は増大する。
- 磁場 T_2 は磁場 S_1 の 10 倍程度である。



磁場 S_1 の時間変化



磁場 T_2 の時間変化

新妻信明*・木村勝弘**・酒井豊三郎**

*東北大学・教養・地学 **東北大学・理・地質

鏡子周辺に分布する中新世～更新世の海成層から、層位間隔50cm～10mごとに、携帯用コアラーで定方位定形試料を採取し、DRMを測定し、地磁気層位学的な検討を行なった。

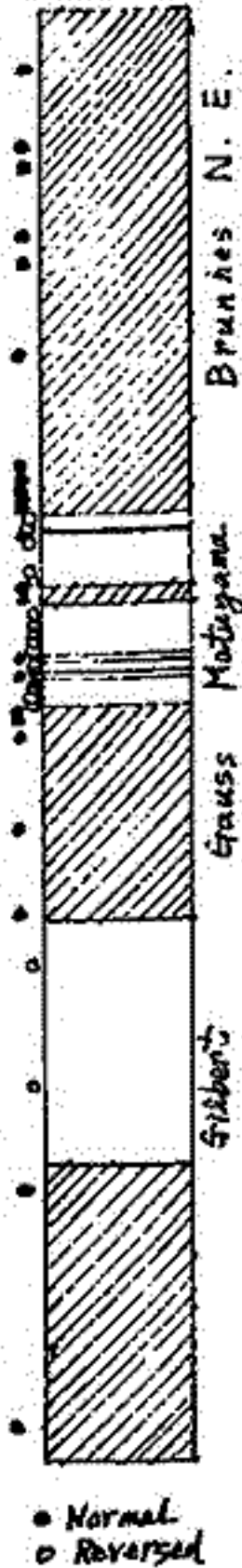
鏡子周辺の中新世から更新世の地層は、連続的に堆積したシルト岩からなり、層位学的鍵層となる凝灰岩薄層を多数夾在し、堆積速度も深海底堆積物に比較して大きく、遠洋性生物の化石に富むため、古地磁気層位、古地磁気、古生物学の研究に非常に適している。しかし、地層の露出地は、海岸に近く、付近には河川が少なく、試料は主として海岸段丘崖から採集せねばならぬため、たまため風化している試料が多く、残留磁気の安定性の十分な吟味を行なう必要がある。

シルト岩試料中の磁性鉱物を磁石で取り出し、 J_s-T 曲線(5000oe)を検討すると、風化している試料の J_s はほぼ直線的に減少し、570°位で0になる。未風化のもの J_s は、300°C位までの減少が少なく、それ以上の温度で急に減少する。風化した試料で J_s が直線的に減少することは、低温にキューリー点をもち磁性鉱物が二次的に生成されたためと考えられる。

段階的な交流消磁および熱消磁を行ない、偏角・伏角の変化経路を比較検討してみると、3000oeまでの交流消磁で安定な残留磁気の方角をもつ試料でも250°Cの熱消磁で安定な方角を失なうものがあった。これは、250°C以下にキューリー点をもち磁性鉱物の持っていた磁化方向が、この試料の残留磁気の大分を占めていたためと考えられる。

したがって、今回の測定は、各層準について、1つの試料を900oeと1800oeで交流消磁し、もう1つの試料を900oeで交流消磁し、さらに300°Cで熱消磁して残留磁気を測定し、安定性を吟味した。

その結果、Matuyama Reversed Epoch中に深海底の堆積物中には見い出されていなかったEventが見い出された。これらのEventはCox(1969)が火山岩のTRMとK/Ar絶対年代によって見出したEventとほぼ合うことがわかった。また、Opdykeら(1966, 1969)のOldvai Eventと呼ばれるものは、Cox(1969)のGilua Eventに相当するものと考えられる。



奈良・唐平宮および山陰安木の遺跡の
考古学概観

浅海英三・時枝克安

島根大学文学部物理学教室

佐賀県多久市の「大山安跡」(江戸後期 1560~1567?)、自田市の「天田谷安跡」(江戸初期 1616~1656 の4ヶ所)、および唐平市外の「岸岳飯阿庵下安跡」(鎌倉末期・室町末期・安土・桃華期等の諸伽藍が佐賀県文化館と永竹成氏の現拠山末期 1570~1600 等の可能性が高い)、更に山陰安木市の「山陰郷新造院の安跡」(A.D.733 の出雲風土記に新造院の記あり。奈良時代初期 700~750?)の各遺跡を採取してその N・R 比を測定した。また僅か四ヶ所に限るが、これ九州・山陰地方に依り華唐ニ或山の遺跡があるの事、従って此らの大古遺跡をとりて近畿地方其のどの諸遺跡と比較検討し得る。

堂 面 春 雄
山口大学教育学部

山口県を中心に分布する第四紀火山灰層は、前回までに述べたように、上部・赤褐色層(B層)および、下部・灰白色層(W層)に区別されるが、各層よりえられた強磁性物質についての、粒度分布、キュリー温度分布、X線解析資料 などについて、今までにえられた結果を述べる。

B層およびW層相互の本質的な関連は、今迄不明とされるにいたるが、各層に与えられた名(B, W)の如き色別の他に、上述の物性についてセグ相違がみられる;

| | | B層試料 | W層試料 |
|------------|------------------|------|------|
| 粒度分布 | 細粒 | 2 | 1 |
| | 大粒 | 1 | 1 |
| キュリー温度分布 | 600°C以上 | 3 | 2 |
| | 500~600 | 1 | 1 |
| | 150~500 | 3 | 2 |
| | Mode | 不可逆的 | 可逆的 |
| X線解析 peak比 | | | |
| | Titanium, series | 1 | 0.5 |
| | Iron, series | 1 | 0.6 |

火山灰の帯磁機構(II)

青 不 豊
東 大 理

前回(第47回)の講演会において、水中堆積物としての火山灰が、降雨等の水のしめこみによって帯磁することを経験したが、その中で実験室での帯磁実験では、外部磁場と比べ、傾角が浅くなる(*inclination error*)ことが問題点として残されていた。そこで今回は、*inclination error* と磁化強度の生長を中心として検討を行った。

実験は、伊豆大島のA.V. 500年噴出の火山巨石を含む火山灰、S1(中村-明氏分類による)をくだいたものから、粒度を分けて4種の試料をつくり、おのづかについで、水のしめこみによる磁化の生長、および傾角の変化を測定した。試料は10~12gの量をこぼすに配慮して落下堆積させたもので、実験開始前の磁化は、 $2.3 \times 10^{-6} \text{ emu/g}$ 以下であった。結果を次に示す。

| 回数 | ① < 105 μ | | ② 105 < 149 μ | | ③ 149 < 297 μ | | ④ 297 < 840 μ | |
|----|--------------------------------------|------|--------------------------------------|------|--------------------------------------|------|--------------------------------------|------|
| | M ($\times 10^{-6} \text{ emu/g}$) | I | M ($\times 10^{-6} \text{ emu/g}$) | I | M ($\times 10^{-6} \text{ emu/g}$) | I | M ($\times 10^{-6} \text{ emu/g}$) | I |
| 1 | 1.90 ± 0.87 | 36.7 | 1.61 ± 0.21 | 41.3 | 1.53 ± 0.26 | 38.8 | 0.44 ± 0.06 | 9.9 |
| 2 | 1.91 ± 0.73 | 36.6 | 1.83 ± 0.35 | 39.6 | 1.54 ± 0.29 | 39.3 | 0.57 ± 0.09 | 18.8 |
| 3 | 2.12 ± 0.31 | 36.1 | 2.14 ± 0.36 | 39.7 | 1.77 ± 0.30 | 37.7 | 0.66 ± 0.16 | 19.4 |
| 4 | 2.25 ± 0.20 | 37.3 | 2.15 ± 0.26 | 39.0 | 1.97 ± 0.27 | 39.5 | 0.62 ± 0.15 | 21.7 |
| 5 | 2.35 ± 0.23 | 35.8 | 2.33 ± 0.27 | 39.4 | 2.17 ± 0.31 | 40.3 | 0.84 ± 0.16 | 23.4 |

1) 水のしめこみは、5mmの降雨に相当する水による行われ、測定はしめこみ後6時間経過してから行われた。この時より、試料が乾くまでの間の磁化、方向の変化はほとんど無視できるものであった。磁化は最初、粒度が細かいほど大きい。くりかえしてしめこみを行なうと、差は減少する方向に変化する。S1中の火山巨石のNRMは $(1.77 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ emu/g}$ 、全体では $(3.58 \pm 0.22) \times 10^{-4} \text{ emu/g}$ の強度である。

傾角はいずれの試料についても、外部磁場($I=49^\circ$)に対して浅くなる。これは①②③の粒度の試料についてはほとんど変化せず、おつくりかえしのしめこみによっても大きくは変わりない。しかし④の試料については、しめこみが重なるにつれて、磁化方向が外部磁場方向へ変化していく現象が認められた。

S1は水蒸気爆発によるもので、堆積環境は最初から濡れた状態であったが、(中村-明氏 *personal communication*) この状態での帯磁実験は $I=39.8^\circ$ を与え(実験は粒度③についてのみ)上記の結果と差異はない。しかし、10分間で5mmの雨量を与えた実験に対して、~12時間と5mmの実際の降雨による帯磁では *inclination error* が半減すること(試料は焙焼を拘束にしたもの)、および④の試料については、しめこみのくりかえしによって、*inclination error* が減少することを考慮すると、自然界で磁化がほとんど磁場方向をむくことはありえないことではあると思われるが、この点については自然環境下での実験が必要である。

百瀬寛一

信大理学部

第四紀の最も新しい地層にローム層と呼ばれてゐる過去の火山降下物層がある。この火山降下物層は、時間を要して何枚か堆積してゐる、筆者はローム層中の粘土層中に挟まれてゐる Pumice 層中の強磁性鉱物の磁気的性質を同定に利用 ~~する~~ と試みてゐる。今までに種々熱磁気分析を行つた。たとえば Curie 点か Original 相の温度を示すかどうかといつた test を行つた。この水層に ついて今までに三回報告したが、Pumice fall の Curie 点は場所を異にして、又層の部分によつても(同一 Pumice 層)異なる。この結果は、全体的な Pumice fall についてまだ不明である。(隆起原 5-6 層 ~ 27 層、伊豆中期 Pumice 10 層と上記の層が確認される)。この性質は Lava flow と比較して特異なものである。この特性を究明する目的で熱磁気分離を行つて見た。今回はさらにくわしい実験結果について報告した。

秋田県男鹿半島の火山岩の磁気

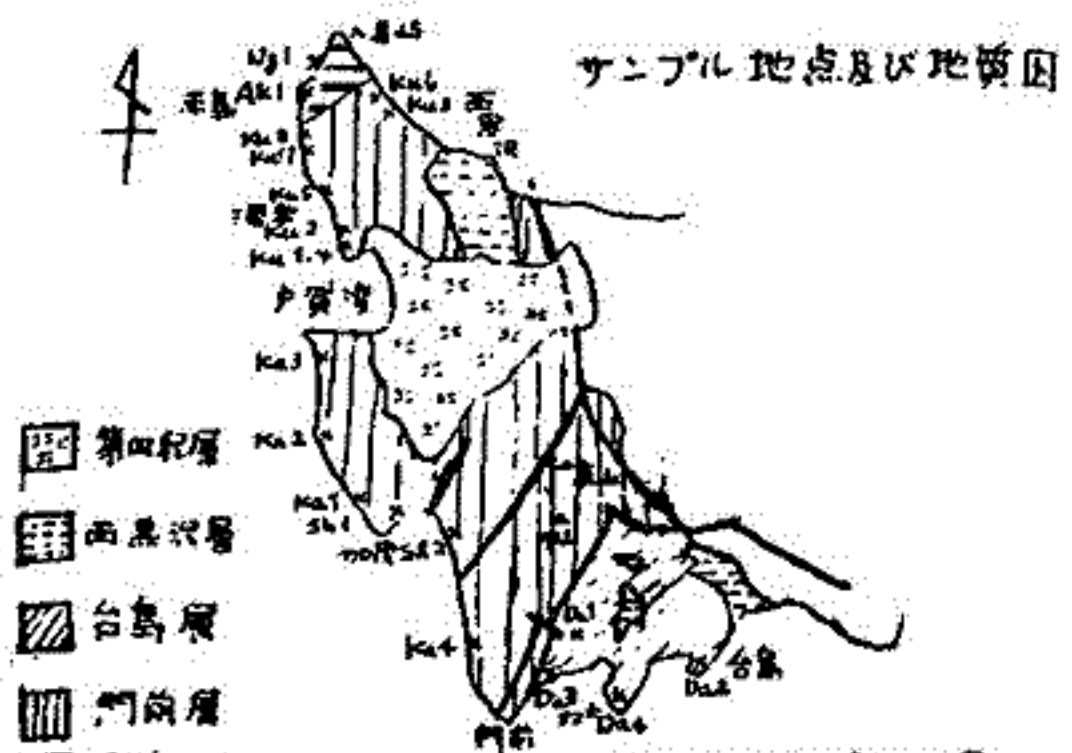
村上 政助, 乗富 一雄, 鈴木 正明
 秋田大学 鉱山学部 鉱山地質学教室

最近、新第三紀中新世の火成岩 とくにいわゆる "グリーンタフ" 地区に関する岩石残留磁気の測定データが集まって来た。そこで今回はグリーンタフの東北日本内帯の模式地である男鹿半島の火山岩(主に下部中新世のもの)について残留磁気を測定した。

試料は野外において、明らかに熔岩、凝灰岩と認められるものについて、各相の岩相単位ごとにならぶべく広範囲に採集した。結果は下図に示す通りであるが、下位より、門前層群中の赤島層は正帯磁、門前層中の潜岩(くぐりいわ)熔岩類は、ほぼ中間帯磁、加茂熔岩類は逆帯磁、奥山流紋岩類は逆帯磁、その上位の台島層群は、ほぼ正帯磁であった。

今回の結果をこれまでのデータと比較してみると、殆んどどの地域(福島盆地、出羽丘陵、山形地方、能登半島)において、地質的に門前階に相当するものと見做される層に、逆帯磁の共通性が見出されることになった。このことは、この年代におけるこの種調査の標準的な "Epoch" ともなるべきことと示唆する。

この逆転の際の地移動の経路は、これまでに報じられている同-Epochのもの(福島盆地、出羽丘陵)とは、必ずしも一致しなかつた。



古地磁気検定比較表

| 出羽丘陵 (野村, 1964) | 山形地方 (野村, 1963) | 福島盆地 (奥村, 1957) | 能登半島 (河野, 1967) | 男鹿半島 (村下, 1970) |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 赤島層 | 赤島層 | 赤島層 | 赤島層 | 赤島層 |
| 門前層 | 門前層 | 門前層 | 門前層 | 門前層 |
| 台島層 | 台島層 | 台島層 | 台島層 | 台島層 |

地質編年表及び磁化方向

| 時代 | 磁化方向 | 岩相 |
|-------|------|--------|
| 中部中新世 | 正帯磁 | 台島層群 |
| 下部中新世 | 逆帯磁 | 門前層群 |
| | 中間帯磁 | 赤島層 |
| | 逆帯磁 | 加茂熔岩類 |
| | 逆帯磁 | 奥山流紋岩類 |

荻場英雄・西田潤一

京都大学理学部地質学鉱山学教室

西南日本各地に分布する小規模のアルカリ玄武岩について、その飽和磁化-温度曲線(T_s-T curve)をとるとNellの提唱する P-type の磁化田線を示すものが見出される。これらの試料についてその残留磁気の低温での変化、及び空気中、 CO_2 中の真空での加熱・冷却過程での T_s-T curve を測定した。これらの結果に基づいて海洋性玄武岩について報告されている結果と比較検討してみた。

伊藤昭明 M. O. Fuller
島大文理学部 匹次バグ大学

貫入花崗岩体の磁性と冷却速度から、地球磁場の反転機構を詳細に追跡する事ができたので、その結果について報告する。

岩体の貫入年代は K-Ar dating により 8.2 ± 0.5 million years (Mt. Hood) とされたものである。これと比較するため、 14.7 ± 1 million years (Mt. Rainier) の岩体についての測定結果も報告する。これらの岩体は Stuck 状態であるというが、地表面に露ける形によつて大きさは明らかでなく、正確な冷却速度は求められないうが、反転に要した時間は大体 10^3 年の Order であつたと予想される。 8.2 million years の岩体は Contact 付近が Reverse に帯磁し、内部は Normal であつた。 14.7 million years の岩体は Contact 付近は Normal に帯磁してゐるが、見かけ上の岩体内部には Reverse に帯磁した場所と Normal に帯磁した場所が見出された。しかし Normal から Reverse、または Reverse から Normal への変化はほぼ連続的であり、二、三ヶ所で intermediate NRM をもつ岩石試料が得られた。この岩体の NRM の測定結果と室内実験により、次のような結論が得られた。

- (1) 地球磁場の反転においては、最初に磁場の強さが減少しはじめ、次いで Inclination が変化し、最後に Declination が変わつて、磁場の逆転が起るように見える。
- (2) 双極子磁場は、方向の変化が起る前にその強度を比較的早く減少し、方向を変える過程では、比較的早くその方向を変化したように見える。
- (3) 外部磁場を変化しなかつた TRM をつくと、一定の外部磁場による TRM よりも不安定である。

インド・デカン高原の古地磁気学

(2) NRMとその安定性

木下 肇・河野 昌・青木 豊
東京大学理学部地球物理学教室

インド・デカン高原で採集された玄武岩溶岩の連続層序からの試料を用い、これらの岩石のNRMの方向強度と、このNRMの交流消磁・熱消磁・低温消磁に対する安定性をしらべた。

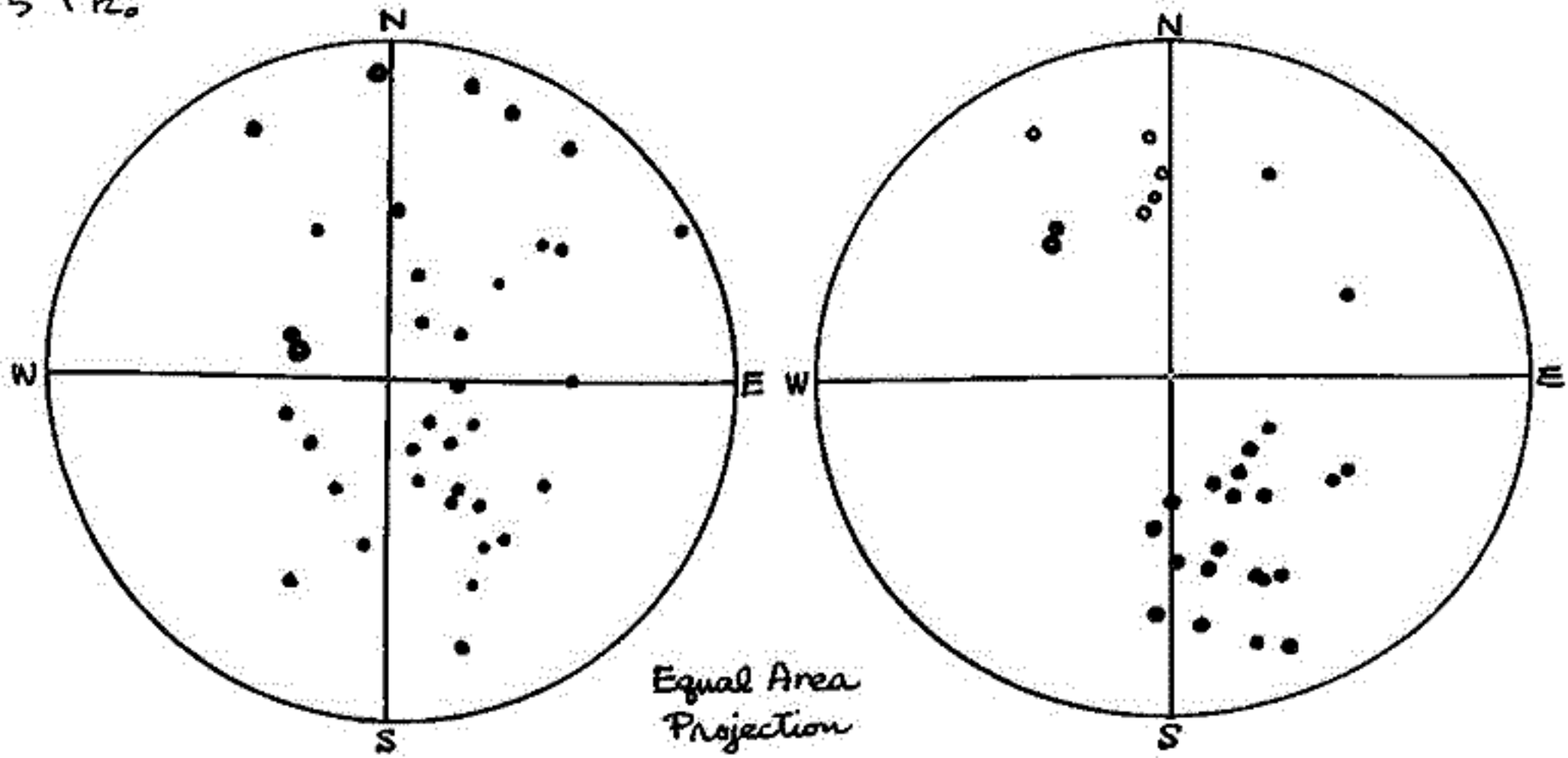


Fig. 1 Mahabaleshwar 各層(36枚)の自然残留磁気(NRM)の平均方向。

Fig. 2 同じ試料についての交流消磁後の安定な残留磁化方向。

自然残留磁化(NRM)自体は各層毎にばらばらで、また同一層内においても方向のまとまりが悪い。交流消磁は全ての試料について50, 100, 200, 300, 400 oeの5段階で行ったがその結果、最も大きなまわった時の方向をstable componentと考えたところ、その方向の分布はFig. 2のようになり、方向の柔軟性がはっきりあらわれてきた。これらの岩石の磁化のうち不安定成分は、最近の地球磁場によるVRM成分としては説明ができていない。不安定成分のうちごく簡単に消磁される部分は試料採集後測定までの短時間で獲得された可能性があり、これについてはStorage実験で検討中である。又300 oe程度の磁場をかけた後消すことの出来ない成分(安定成分とは向きが異なり、また各試料毎にも向きが異なるらしい)の原因は今のところ不明であるが、デカン高原の岩石で一般的に見られる小規模の熱水変成と関係があるかもしれない。

いずれにしてもデカン高原の玄武岩がoriginal magnetizationを保っていることは確実である。またMahabaleshwarの36枚の溶岩(厚さ約1000 m)は下部が"reversed"上部が"normal"と間に1回の逆転があるだけであり、その膨大な噴出量にもかかわらずデカン高原は比較的短い期間に生成したのかも知れない。方位の平均は40~50° Nのもので地球磁場の双極子近似を仮定すると、この採集地点(18°N)は溶岩噴出時には23~31°S(マダガスカル-南アフリカ連邦の緯度)にあったことが推定される。

伊藤晴明 柴坂克安
鳥取大学理学部

中国地方には、中生代末には古第三紀とよばれる花崗岩が広く分布している。この岩体の一部は河野、植田 (1966, 1967) によって年代が決定されている。それによると、約 60 million years から 30 million years にとれた岩体が鳥根、鳥取両県に露出している。今回は次の場所とよぶ年代のものについて、NRM の測定結果を報告する。特に鳥根県横田町大谷 (46 million years) より得られた岩体は比較的安定した Reverse NRM をもっている。年代測定のとれた場所と岩種は次の通りである。

鳥根県

| | | | |
|------------|-------|------------------|-----------|
| 大原郡大東町石畑 | 花崗肉緑岩 | 58 million years | |
| 飯石郡三田屋町三刀屋 | " | 51 " | |
| 仁田郡横田町大谷 | " | 46 " | (Reverse) |
| 飯石郡三刀屋栗谷 | " | 44 " | |

鳥取県

| | | | |
|--------------|-------|------------------|--|
| 三朝町人形峠 | 花崗肉緑岩 | 60 million years | |
| 三朝町木地山 (下古尾) | アタメコ岩 | 38 million years | |

野村哲

群馬大学教養部

岐阜県の東北部と中心にして分布する濃飛流紋岩類は、白亜紀の後期に形成されたこととわがわがっている。

このうち、岐阜県下呂町および付知町付近の濃飛流紋岩類は、山田直利らによって調査され、次のような層序が明らかにされてきた。

| |
|----------|
| 高樽溶結凝灰岩 |
| 阿 寺 層 |
| 夕森山溶結凝灰岩 |
| 赤石溶結凝灰岩 |
| 東俣溶結凝灰岩 |

これらの岩石の自然残留磁気を調べてみると、東俣層の上部から夕森山層までは、逆転磁化を示したが、高樽層は正常磁化であった。

和歌山県下 和歌山市

和歌山大学理学部地質学教室

和歌山県下 和歌山市 古期玄武岩のNRMを測定した。NRMのintensityは非常に弱く安定性の計測等については不十分のところが多いが得られた結果は下に示す表のようである。

| | N | Direction of NRM | | α_{95} | V. P. P. | |
|--------|----|------------------|-------|---------------|----------|-----------|
| | | D | I | | ψ | λ |
| Site A | 13 | NW 69.5° | 41.0° | 25.0° | E 54.5° | N 30.5° |
| B | 12 | NW 56.5° | 47° | 152° | E 27.5° | N 29.0° |
| C | 7 | NE 80° | 101° | 51.0° | W 62.5° | N 60.0° |

この結果と山口県真・原地方、石炭紀の赤色頁岩について以前に得られているDataと比較し検討した結果次のようなること指摘される。

1) 地元の傾きの補正を行おうと site A, B, C について得られたNRMの方向はのどろどろ散乱する。

2) 地元の傾きの補正を行わずに V. P. P. を求めると site A, site B の V. P. P. は真・原の之れ(W 156.0°, S 22.0°)と丁度地球の裏裏に位置することになる。

以上のことについて考察してみた。

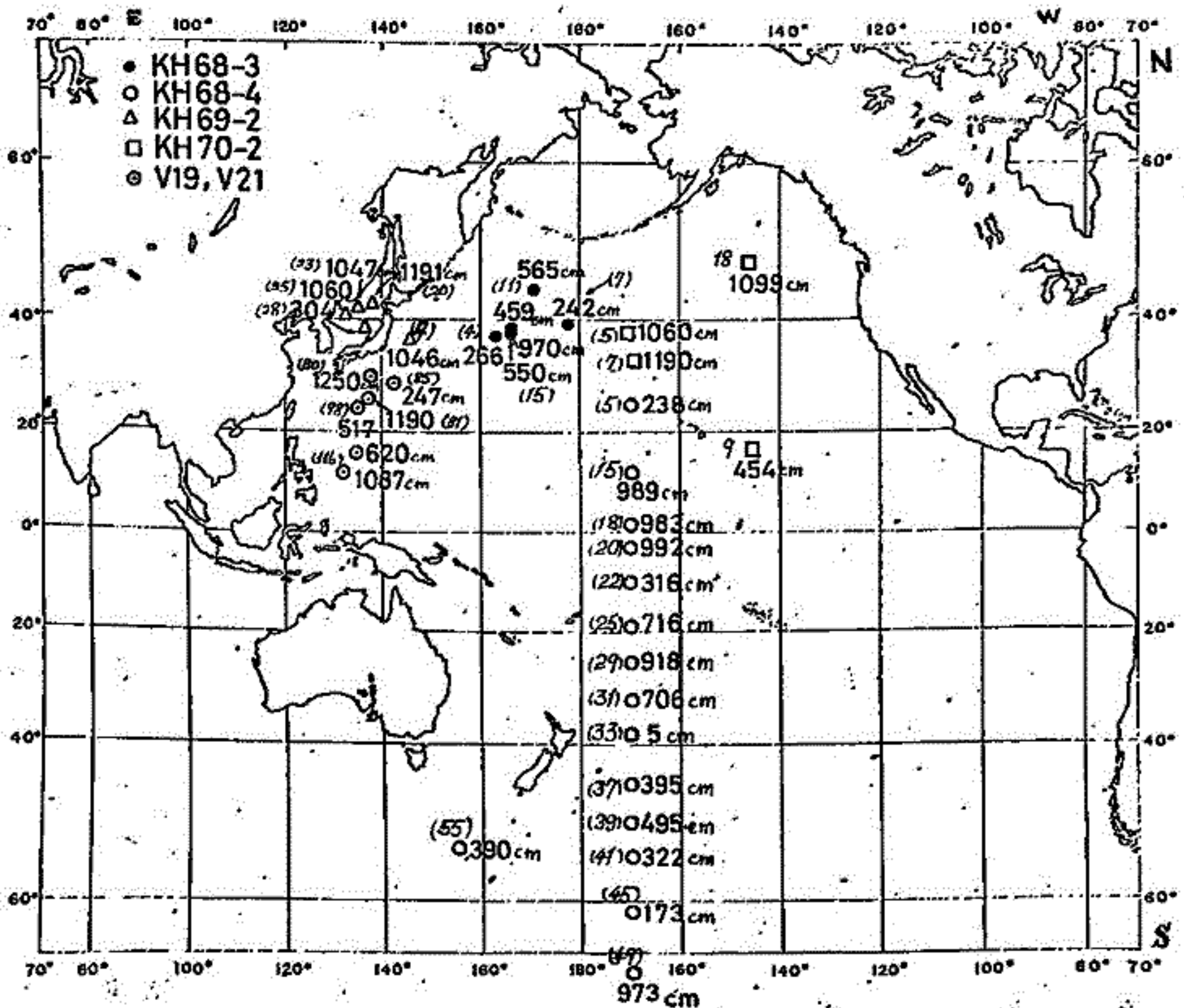
太平洋底堆積物の古地磁気

小林和男, 北沢一宏
東京大学 海洋研究所

白鳳丸の過去3年にわたる4航海において採集された太平洋底堆積物コアについて、古地磁気学的結果をまとめてあげる。

計25本のコアのうち、ほぼ半数からは地球磁界の反転が見られる。特に、170°W線上で2~5°おきに採られた試料から、38.5°Nと2.5°Sの地点をそれぞれ4.5 my, 3.5 myまで貫いていると思われるものが見出された。

堆積速度は生物生産力の差のほか、ローカルな地形や附近の火山活動などの影響を微妙に与えているようで、況を界的なトレンドよりも、狭い範囲でのちがいが目立っている。

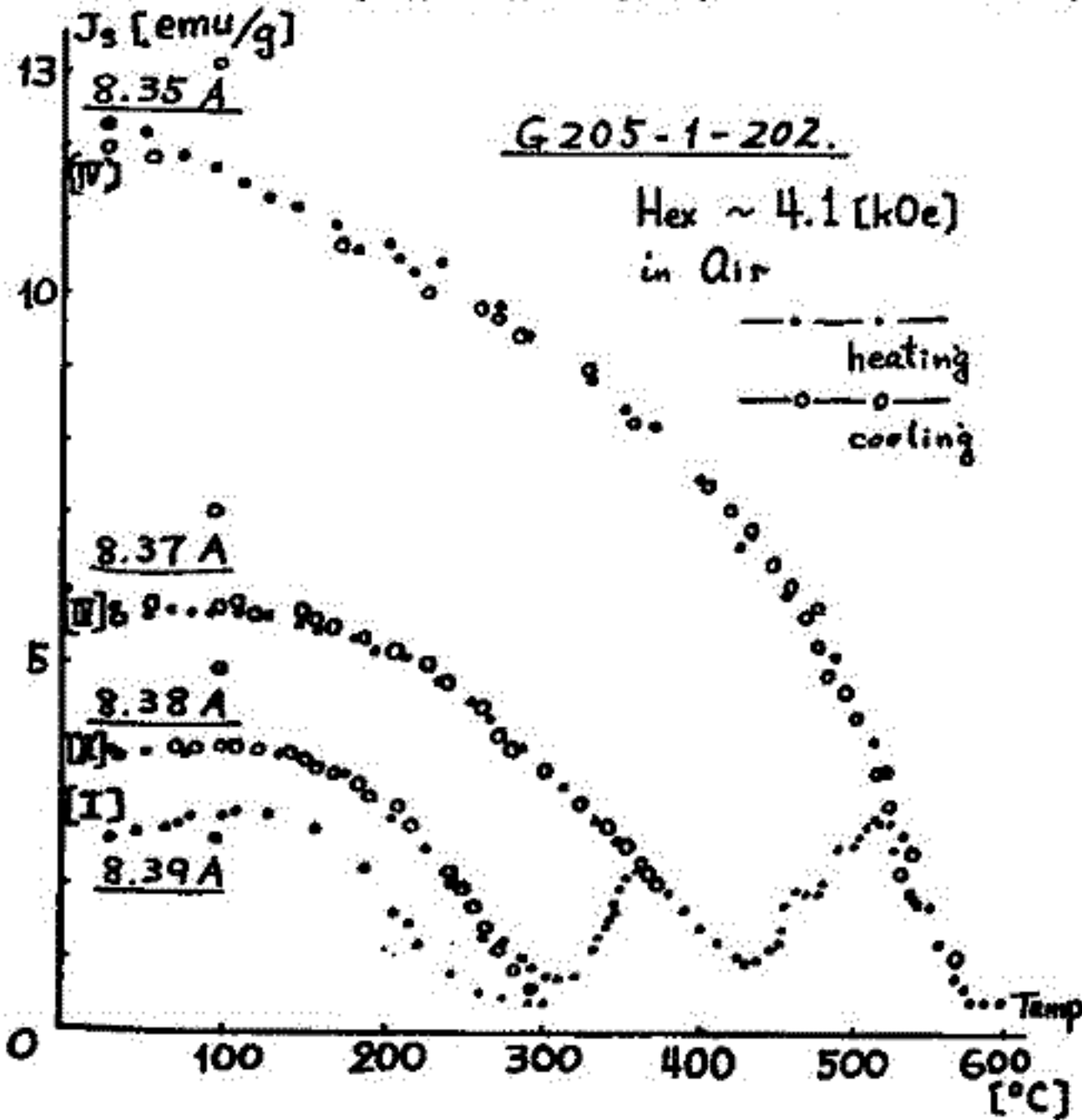


堆積物コア(ベストコア)の採集地点とコアの長さ
()内のイタリックは地点番号, ボックス数字は採れたコアの長さ(単位センチメートル)を示す。

北沢一宏, 小林和男
東大・海洋研究所

過去数年の間に日本近海の高山からトレッチにより採集された岩石の磁気的性質について報告する。特に JEDS-6 (日本深海研究船6次航海) および KH 69-2 (白鳳丸研究航海, 69年2次) において, エリモ海山にて採集された岩石は海洋底産の岩石としては磁性鉄物の粒度が比較的大きく, 粉砕して磁気選別することにより, X線解析, 化学分析, 熱分析などの測定を行い得る程度の磁性鉄物が得られた。

一般に海洋底産岩石の飽和磁化の温度変化は岩石ごとに様々の様相を呈し, 多くのものは200°C程度の温度変化に対しては可逆的な変化を示し, 200°Cから室温にまで冷却した場合には元の飽和磁化の強さを示す。300°C以上の温度変化に対しては非可逆な飽和磁化の温度変化を示し, 加熱温度が高くなるにしたがって室温に冷却したときの飽和磁化も大きくなる傾向を示す。図に岩石中より選別した磁性鉄物について行った測定結果を一例として示した。このように, 室温[I]→(加熱)→300°C→(冷却)→室温[II]→(加熱)→375°C→(冷却)→室温[III]→(加熱)→530°C→(冷却)→室温[IV]→(加熱)→600°C→(冷却)→室温[IV] という加熱-冷却の過程における飽和磁化を測定した。[IV]の状態に達すると, 飽和磁化は温度変化に対して可逆的な変化を示すようになる。熱変化後の室温にまで冷却した時のX線回折によれば[I]~[IV]の状態でも立方スピネル構造の格子定数が図に示すように一連の変化を示す。[I]においては回折線はすべてスピネル型のものとして説明できるが, [IV]においてはスピネル型の回折線の他に数本の回折線が現われ, [IV]においてはそれらの新たなる回折線の強度は増し, スピネル型のものは弱くなる。これは加熱処理を行なったことによりスピネル型の鉄物から新たなる鉄物が生じたものと考えられる。また, この変化の様子を明確にするために行なった熱分析の測定結果をも合せ報告する。



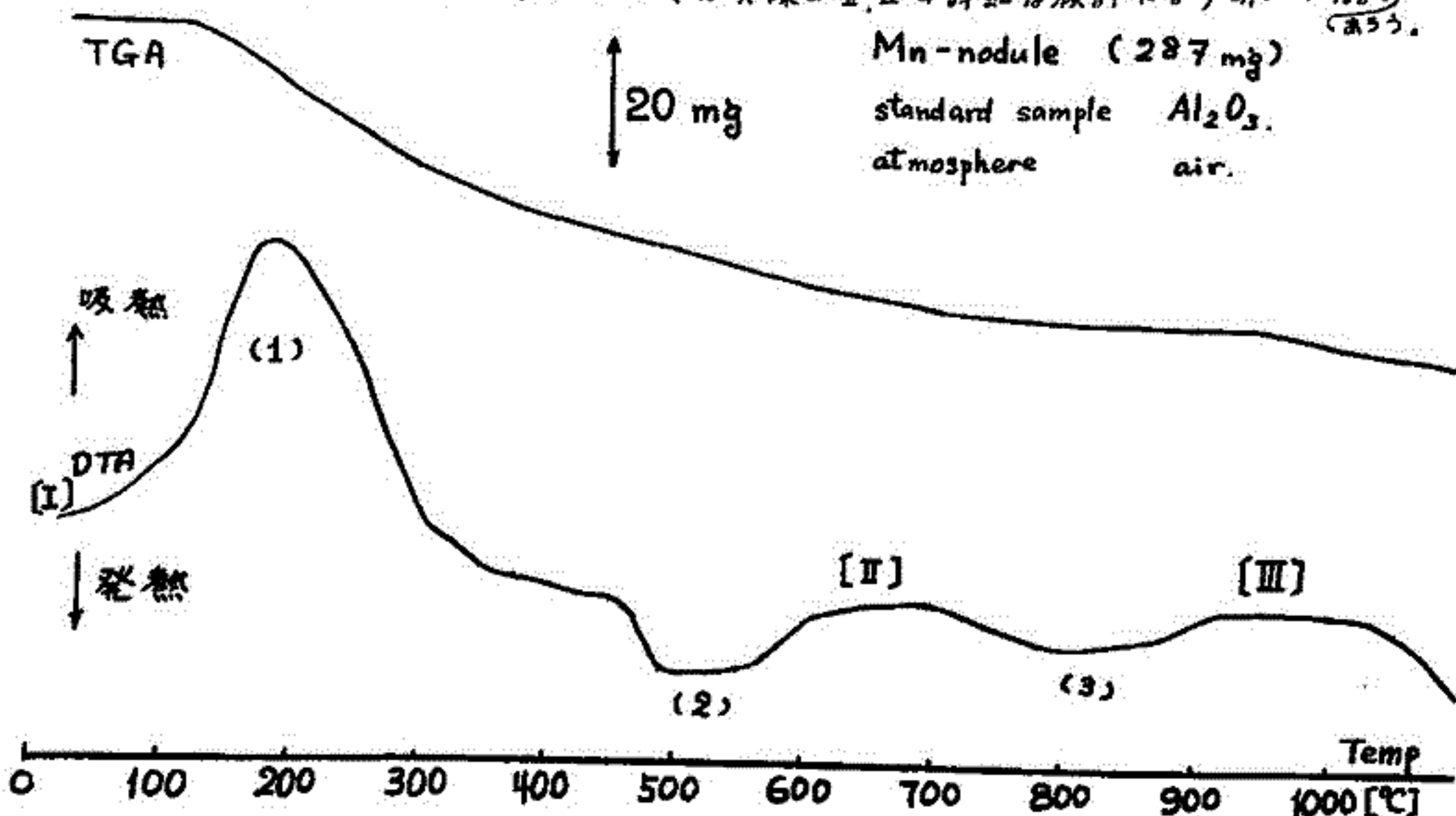
行なったことによりスピネル型の鉄物から新たなる鉄物が生じたものと考えられる。また, この変化の様子を明確にするために行なった熱分析の測定結果をも合せ報告する。

北沢 一 宏

東大・海洋研究所

今回の報告は第46回講演会(1969年10月, 名古屋)の報告に続くものである。試料として用いたマンガン鉱物は堆古海山にてトレンチにより採集されたもので、前回の報告の際に使用したものである。

今回は熱分析およびX線解析による結晶構造の決定について報告する。図に熱分析の結果を示す。マンガン鉱物にはかなりの量の水が付着していることは以前から報告されてきた。今回も付着水を除去することを目的として行、た200°Cで1時間の熱処理の前後で30%近くの質量の減少が認められた。このように一度200°Cで短時間の熱処理したものを試料として用いた。示差熱分析の測定結果によれば(1) 200°Cを中心にして大きな吸熱ピーク(2) 500°C~600°Cに顕著な発熱ピーク(3) 750°C~900°Cに小さな発熱ピークがみられる。このうち(1)は結晶水あるいは-OH基の離脱現象であろうと考えられる。(2)は後述するX線解析の結果と合せ考えると結晶化にともなう発熱と考えられる。(3)のピークは現段階では説明できない。熱重量分析によれば150°C近くから単調な質量の減少がみられ1000°Cでは測定前の質量の1/6程度の減少が測定された。図中のI, II, IIIの各状態の試料によるX線解析を行、た。Iの状態の試料からは非晶質物質にみられるような回折像しか得られなかった。IIでの回折像には明瞭なスピネル型の像と他に数本の回折線が現われる。スピネル型の回折線は $Mn_2Fe_2O_4$ のものと考えられる。他の回折線については検討中である。IIIではIIとほとんど同じ回折線が得られる。X線解析の結果から熱分析に置ける(2)のピークは結晶化の反映と考えられるが(3)についてはX線のII, IIIの詳細な検討により明らかになるであろう。



大洋底よりドレッジされた岩石の K-Ar 年代

兼岡 一郎・小嶋 稔
(東大理)

我々の研究室では、従来より大洋底よりドレッジされた岩石の K-Ar 年代測定を続けており、これら年代を知ることは大洋底の成因、大洋底拡大説等を検討する上で、極めて重要な情報と手になる。

しかしながら、大洋底に噴出した溶岩は、水圧によりかなりの逸散による、逸散アルゴンが生じやすいこと、海水との反応により交換によるイオノ交換を生じて見かけの年代を実際より若くするなどの問題がある。逸散アルゴンの問題に関しては、その半減期が若干のカラス含有量に依存するといふ) Funkhouser et al. (1968) の報告があり、実際にはカラス含有量の少ない巨大な斑岩を含まない火山岩に於ては、顕著な逸散アルゴンの存在は認められていない。従ってドレッジされた岩石についても、顕著な逸散アルゴンの存在は認められ、限られた少量の結晶質岩石の中央部は並に試料として用いるは、逸散アルゴンの影響は最小限に抑えられる。実際として、用いる試料の検討のため、結局これらの岩石の K-Ar 年代は、それらの生成年代の younger limit を与えていると考えるべきである。

日本海溝付近、Philippine 海、日本海よりドレッジされた岩石の K-Ar 年代測定結果を示す。

Table. K-Ar Ages of Dredged Submarine Rocks

| Sample | Dredging Depth (m) | Rock Name | $(^{40}\text{Ar})_{\text{rad}}$ (moles/gm) | $\frac{(^{40}\text{Ar})_{\text{air}}}{(^{40}\text{Ar})_{\text{tot}}}$ | (K) (%) | Age (m.y.) |
|--|--------------------|------------------------------------|---|---|-------------------|-----------------|
| Northwestern Pacific along the Japan Trench | | | | | | |
| JT 1-55 (36°04'N 143°32'E) | 3,350-3,700 | Trachy andesite(?) | 3.409×10^{-10} | 16.7 | 2.86 ± 0.06 | 66.0 ± 1.3 |
| JT 5 (37°07'N 145°18'E) | 2,200-2,630 | Trachy andesite(?) | 3.519×10^{-10} | 33.8 | 2.51 ± 0.03 | 69.5 ± 1.5 |
| JT 8-12 (39°37'N 143°43'E) | 3,050-3,100 | Trachy andesite(?) | 2.845×10^{-10} | 20.8 | 3.21 ± 0.01 | 49.2 ± 1.0 |
| JT 18-20 (40°57'N 144°54'E) | 3,950-4,200 | Trachy andesite(?) | 2.969×10^{-10} | 31.6 | 2.03 ± 0.02 | 80.7 ± 1.7 |
| Philippine Sea | | | | | | |
| 42D (17°49.1'N 144°46.5'E) | 5,049 | Olivine- titanaugite basalt | $< 3.382 \times 10^{-12}$ | ~100 | 0.444 ± 0.008 | < 4.3 |
| 45D (17°33.1'N 144°53.4'E) | 6,813 | Variolite | $< 3.098 \times 10^{-12}$ | ~100 | 0.134 ± 0.016 | < 13.0 |
| 46D (17°49.1'N 144°46.5'E) | 5,985 | Olivine- titanaugite basalt | 6.818×10^{-12} | 96.5 | 0.653 ± 0.001 | 5.9 ± 2.8 |
| Japan Sea | | | | | | |
| YS 1-2 (39°32.0'N 135°20.8'E) | 347-385 | Olivine- augite basalt | 5.552×10^{-11} | 51.2 | 1.45 ± 0.01 | 21.6 ± 0.5 |
| YS 7-1 (39°12.0'N 134°53.0'E) | 320 | Augite basalt | 3.225×10^{-11} | 51.2 | 0.940 ± 0.002 | 19.3 ± 0.5 |
| HS-A (38°30.7'N 137°03.5'E) | 325 | Hypersthene andesite | 9.488×10^{-12} | 90.2 | 0.684 ± 0.006 | 7.70 ± 0.81 |
| MAS-A2 (39°31.6'N 138°11.0'E) | 975 | Augite- hypersthene andesite | 1.298×10^{-11} | 73.5 | 1.76 ± 0.01 | 4.16 ± 0.16 |

小嶋 裕・佐主繁男・上野直子

* 東大・理

** 東洋大 自然科学

太平洋地域からトレマイト玄武岩 147 の海山玄武岩につき、 (K/Rb) 及び (Sr^{87}/Sr^{86}) を測定した。この結果 (K/Rb) は、200 から 700 の値をとるこゝと知られた。一般に、海嶺から採集されたソレマイト玄武岩は、 K/Rb が 1000 以上とこの高い値を持つものにくらべ、海山玄武岩の (K/Rb) は、むしろ低い。このことは、海山玄武岩はアルカリ玄武岩で、海嶺から得られるソレマイト玄武岩とは成因的に異なることを意味するものかも知れない。

日本海溝東部（海洋側）の海山は、海溝の大陸側にある伊豆一マリアナ島の火山岩に比べ、むしろ低い (Sr^{87}/Sr^{86}) をもつ。これは、rigid plate が海溝の大陸側に沈むため、地殻物質の混入が大陸側でより顕著であるせいと自解決されたり、又、アルカリ玄武岩、ソレマイト玄武岩の成因に差を認めるとも可能である。

さらに Shatsky Rise から得られた岩石は、有意義に高い (Sr^{87}/Sr^{86}) を示し、かつ、この Rise が rigid plate の縁に位置していたと仮説を反駁する確にも見受けられる。これは、rigid plate の沈降部では、一般に地殻物質からマントル物質に混入し、高い (Sr^{87}/Sr^{86}) を示すと考えられるからである。

永田 武
東京大学 理学部

F. C. Schwerer
U.S. Steel Research Center

Chemical and Mineralogical compositions of Apollo 12 lunar materials are appreciably different from those of Apollo 11 ones, as indicated in the following table of metallic oxide compositions.

| Sample | | SiO ₂ | Al ₂ O ₃ | TiO ₂ | FeO | MgO | CaO | Na ₂ O | K ₂ O | MnO | Cr ₂ O ₃ | ZrO ₂ | NiO |
|--------|----|------------------|--------------------------------|------------------|------|------|------|-------------------|------------------|-----|--------------------------------|------------------|------|
| ROCK | 11 | 40.6 | 10.6 | <u>10.3</u> | 18.8 | 8.0 | 9.9 | .54 | .14 | .39 | .60 | <u>.13</u> | .023 |
| | 12 | 40 | 11.2 | <u>3.7</u> | 21.3 | 11.7 | 10.7 | .45 | .07 | .26 | .55 | <u>.02</u> | .24 |
| FINE | 11 | 43 | 13 | 7.0 | 15.6 | 7.6 | 11.6 | .50 | .14 | .34 | .41 | .07 | .015 |
| | 12 | 42 | 14 | 3.1 | 17 | 12 | 10 | .40 | .18 | .25 | .41 | .09 | .025 |

In wt %.

Correspondingly, magnetic properties also are somewhat different in Apollo 12 lunar crystalline rocks and fines from those of Apollo 11 materials. For example, the antiferromagnetic Néel point peak of ilmenite (FeTiO₃) was clearly observed in the magnetization-temperature curve in Apollo 11 materials, but it is almost buried under the paramagnetic curve for Apollo 12 materials. In the following table, main magnetic properties of Apollo 12 crystalline rock (12053-47) and fine (12070-102) observed as precisely as possible are compared with those of Apollo 11 samples, which were observed previously by the authors.

| Magnetic parameters | Crystalline rocks | | Fines | |
|---|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------------|
| | 10024-22 | 12053-47 | 10084-89 | 12070-102 |
| Initial Susceptibility (χ_0) | 2.6×10^{-4} | 2.6×10^{-4} | 8.8×10^{-3} | 7.2×10^{-3} emu/gm |
| Paramagnetic Susceptibility (χ_p) | 3.4×10^{-5} | 3.2×10^{-5} | 3.5×10^{-5} | 2.5×10^{-5} " |
| Saturation Magnetization (I_s) | 0.155 | 0.20 | 1.17 | 1.28 " |
| Saturation Remanent Magnetization (I_R) | 1.5×10^{-3} | 8×10^{-4} | 8.4×10^{-2} | 6.2×10^{-2} " |
| Coercive force (H_c) | — | 8 | 36 | 22 Oe |
| Remanence Coercive force (H_{RC}) | — | 80 | 460 | 450 " |
| NRM (I_N) | 7.5×10^{-6} | 2.3×10^{-6} | — | — emu/gm |
| Effective AC-demag. field (\tilde{H}_0) | 25 | 10 | — | — Oe |

Only a noticeable difference between Apollo 11 and 12 materials may be that the magnitude of (I_R/I_s) is a little smaller in Apollo 12 samples than Apollo 11 samples. Although I_N of sample 12053-47 is smaller than that of Sample 10024-22, it may not be significant. Because NRM measurements of two other Apollo 12 crystalline rocks (12038-29 and 12038-32) show that ($I_N=8.7 \times 10^{-6}$ emu/gm, $\tilde{H}_0=508$ Oe) and ($I_N=5.1 \times 10^{-6}$ emu/gm, $\tilde{H}_0=5$ Oe).

永田 武
東京大学 理学部

アポロ11号及び12号によって採集された月火成岩及び月角礫岩の多くが無視出来ない大きさの残留磁気を保有している事実は、既に確立されたと云える。然し、その残留磁気の獲得機構については、全く未知とい、てよい現状である。月岩石残留磁気の獲得機構の一つの可能性として、弱磁場内において極めて強いショックをうける事による圧残留磁気又は、衝撃残留磁気機構が考えられる。この論文に於ては、単軸静加圧による圧残留磁気発生をアポロ12号月火成岩について実験した結果を報告する。

(i) 試料の磁气的性質

自然残留磁気強度 = 2.3×10^{-6} emu/gm, 有効 AC 消磁場 = 10 Oe.
 臨界 AC 消磁場 = 7 Oe, 飽和磁気 = 0.20 emu/gm.
 飽和残留磁気 = 8×10^{-4} emu/gm, 抗磁力 = 8 Oe.
 残留抗磁力 = 80 Oe, 初期帯磁率 = 2.6×10^{-4} emu/gm.
 帯磁性帯磁率 = 3.2×10^{-5} emu/gm, IRM 係数 $B = 2.4 \times 10^{-8}$ emu/gm · Oe².

(ii) 一定単軸圧下における圧残留磁気, $J_R''(HPPH) \sim H$ の関係

$P = 255$ kg/cm² に於いて

$$J_R''(HPPH) = 9.0 \times 10^{-7} \cdot H \quad \text{emu/gm.}$$

(iii) 一定磁場内における圧残留磁気, $J_R''(HPPH) \sim P$ の関係

$$\left. \begin{aligned} J_R''(HPPH) &= B(3HH_c - H^2) \quad \text{for } H \leq 1/2 H_c \\ J_R''(HPPH) &= B(H^2 + HH_c + \frac{1}{2} H_c^2) \quad \text{for } H \geq 1/2 H_c \end{aligned} \right\} \text{但し } H = 9.37 \text{ Oe.}$$

但し. $H_c(P) = 5.4 \times 10^{-2} P \cdot \text{Oe}$ (但し. P の単位 = kg/cm²)

(iv) 圧残留磁気理論との比較

(iii) の表現は、永田 - Carleton 理論と一致し、又この理論に基づいて予言なく表現される。この理論によれば、 P - 一定の場合 $J_R''(HPPH)$ と H との関係は、

$$J_R''(HPPH) = 3BH_c H$$

であるから実験値から $H_c(P) = 5.0 \times 10^{-2} P \cdot \text{Oe}$ が得られるので、全体の実験結果及び永田 - Carleton 理論は良好な一致を見せている。

(v) 月岩石の残留磁気の一解決

上述の実験結果が極めて小さな磁場・極めて強い圧力まで拡張し得るならば、 $H = 10^3$ Oe, $P = 10^2$ kbar の組合せで、月岩石は、 4×10^{-6} emu/gm 程度の残留磁気を獲得出来る。

永田 武

東京大学 理学部

アポロ月岩石試料のうちで、特に角礫岩(Breccia)が、強いNRMを保持している場合が多いという事実は、すでにアポロ11号月岩石予備調査報告において指摘された通りである。月角礫岩の大部分、月面への隕石衝突による衝撃圧によって固められたことであることは、月角礫岩中鉱物中に見られる Shock metamorphism の証憑によって明らかにされている。このような Shock によって構成された月角礫岩の NRM の特性は特に興味があるので、アポロ11号大粒月砂試料 No. 10021 及び No. 10085、共に主研究担当者(ス成育夫氏)中の月角礫岩試料の他に、新たに月角礫岩試料 No. 10048-55 の特別交付を受け、それ等の一般的磁気的性質ならびに NRM 特性を詳しく分析した。

(i) これ等3試料の磁気的性質は次表の通りである。

| Magnetic parameters | | 月角礫岩試料番号 | | | Unit |
|---------------------------------|----------|----------------------|----------------------|----------------------|---------|
| | | No. 10021-32 | No. 10048-55 | No. 10085-16 | |
| Initial Magnetic Susceptibility | χ_0 | 8.6×10^{-3} | 9.6×10^{-3} | 4.3×10^{-3} | emu/gm |
| Paramagnetic Susceptibility | χ_a | 2.7×10^{-4} | | 4.4×10^{-5} | emu/gm |
| Saturation Magnetization | I_s | 0.74 | | 0.44 | emu/gm |
| Saturation Remanence | I_R | 5.0×10^{-2} | | 6.7×10^{-2} | emu/gm |
| Coercive Force | H_c | 19 | | 125 | Oersted |
| Remanence Coercive Force | H_{RC} | — | | 670 | Oersted |

(ii) これ等3試料の NRM 特性は、次表の如くである。

| NRM Parameter | | No. 10021-32 | No. 10048-55 | No. 10085-16 | Unit |
|---------------------------|-------|-----------------------|----------------------|-----------------------|---------|
| Intensity | I_n | 1.50×10^{-5} | 5.6×10^{-5} | 1.53×10^{-4} | emu/gm |
| Effective AC-demag. field | H_0 | 35 | ~400 | ~1400 | Oersted |
| Critical AC-demag. field | H_* | 40 | ~100 | > 500 | Oersted |
| (VRM)(NRM) ₀ | | 8.4 | 7.4 | 0.23 | . |

ここに (NRM)₀ は、NRM の安定成分を示し、又 (VRM) は地球磁場中で実質的に飽和した VRM を意味する。

- (iii) 先づ試料 10021 と 10048 における著しい粘性磁気が注目される。両試料共に月面微細粒が単に凝固させられた部分が全体の殆んどを占め、特に No. 10021 においてその傾向は著しい。無磁場中における VRM の時間的減衰の曲線を測定分析することにより、平均粒子直径 d が 250 \AA 以下の金属鉄粉群の磁化に帰せられる。特に試料 10021 においては、VRM 成分が大部分を占めるので安定残留磁気成分の検討は困難である。
- (iv) 試料 10085 は、著しく衝撃変成された岩片である。VRM 成分は他の試料に比べて著しく小さい。注目されるのは交流消磁に対する極めて高い安定性である。試料 10048 については VRM 成分除去後の安定成分がやはりかなり高い交流消磁安定性を示している。この試料の部分的にはかなり衝撃変成を受けている。結論として熔融を伴う様な劇しい衝撃変成を月面で受けに月岩石は著しく安定な残留磁気を獲得している事になる。この特殊な残留磁気の発生機構の究明は将来の一難問となるであろう。

川井直人

大阪大学基礎工学部

一般に回転体は慣性能率最大の軸を選んで回転するものである。この軸のまわりに回った方がエネルギーが低く安定軸となる。

アジアが東へ、アメリカが西へ、またオーストラリアが北上するなど大陸が移動し、太平洋が狭められるようになる。この質量移動がクリスマス島あたりを通過した主軸のまわりの能率に変化を与えるのではないだろうかと思いたくなる。

大陸の慣性能率をアインシュタインを考慮して計算すると、大陸が存在しない海ばかりの時とわずかの違いを許せばほとんど同様の値となる。したがって大陸が浮かんでいる限り、それがどう移動しようともいかなる慣性軸に対してもたいした変化を与えないとはなく、大陸移動が自転軸の変化には大きい役割を演じないことがわかった。したがって、これ以外の理由で大きい質量変化と移動を引き起こす要因を考えなければならぬ。

マントル対流は物質の移動であり、地底で温められ、密度の軽くなった岩石が上昇する一方、冷えて密度の高くなった岩石がマントル中へ環流する。しかも、太平洋の中心あたりに湧き出し口があるので、この流れの慣性能率に与える効果を考えるべきだが、このマントル対流は昔から今まで一応不変であり、定常流とする限り、昔も今もこの対流の慣性能率に与える効果は一定とすべきで、自転軸への変化にはつながらない。

そこで最後に花崗岩のマントル中での部分融解と、その上昇が慣性能率（太平洋中心軸のまわりの）にあたる変化量を考えることにする。

小さい密度 ρ_g の花崗岩が、より大きい密度 ρ_m のマントル岩石から部分融解してでき、それが上昇して地表に現われたとする。太平洋中心から大陸までの距離を r とし、当時の大陸の極距離を θ とし、近似計算を行なうと、花崗岩 1 km^3 がマントル内で生成し、地表へ進入することにより、 $\delta I = -2(\rho_m - \rho_g) r h \sin \theta$ だけその慣性能率が減少することとなる。

各大陸で太平洋のまわりに現在分布する花崗岩の量は巨大であり、少なく見積っても、 $v = 4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^3$ となる。したがって、 $(\rho_m - \rho_g)$ を 1.0 とし、 h を 100 km とみなして能率減少の全量をなるべく少なく見積りながら計算しても、 $\delta I = -1.0 \times 10^{49} \text{ g cm}^2$ とおぼろげに大きいものとなり、太平洋の中心を通過している慣性主軸が激減する一方、これと直交する軸の能率が増大して、ついには現在の軸が主軸となってしまうと考えればよい。

SQUID 磁気計の基礎実験 (II)

(Superconducting Quantum Interference Device)

北林 泰一 大道 寓男

九大 理

“Weak link” とは、2個の超伝導体が分れてはいるが、粒子が一方から他方へトンネル効果又はその他の過程でリーク出来る程に接してはいる状態をいう。具体的には2つの超伝導体が厚さ数Åの絶縁被膜を通して接触するか(遮膜素子, 接触素子)又は数Å巾の“橋”を通して電気的に結びつけられていると(ブリッジ素子) これらは Weak-link と呼ばれる。Josephson はこのような弱超伝導体間をバリアを通して電位差ゼロの超伝導電流が流れ得ることを示した。その電流は

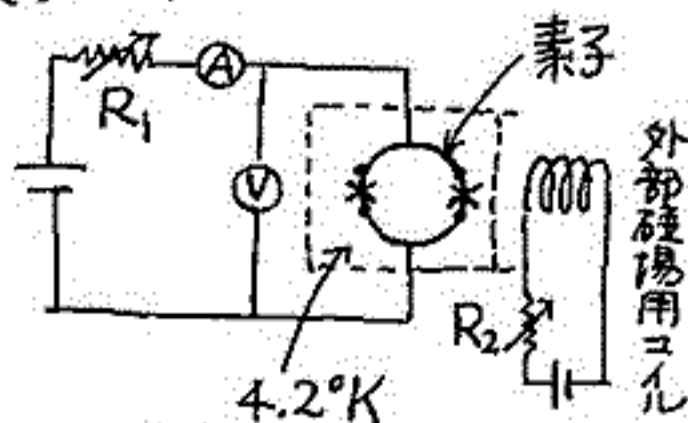
$$I = I_0 \sin \chi \quad \chi: \text{超伝導体間の状態函数の位相差}$$

この χ は外的条件 例えは磁場によって変化させることが出来るので、電流の変化を知って磁場の変化を知り得る。これを一般に Josephson 効果 と呼ぶ。この効果を利用して 現在 $10^{-9} \sim 10^{-10}$ ガウスの磁場を測定したことが報告されており 理論的には更に 1~2桁上まわることが期待されている。

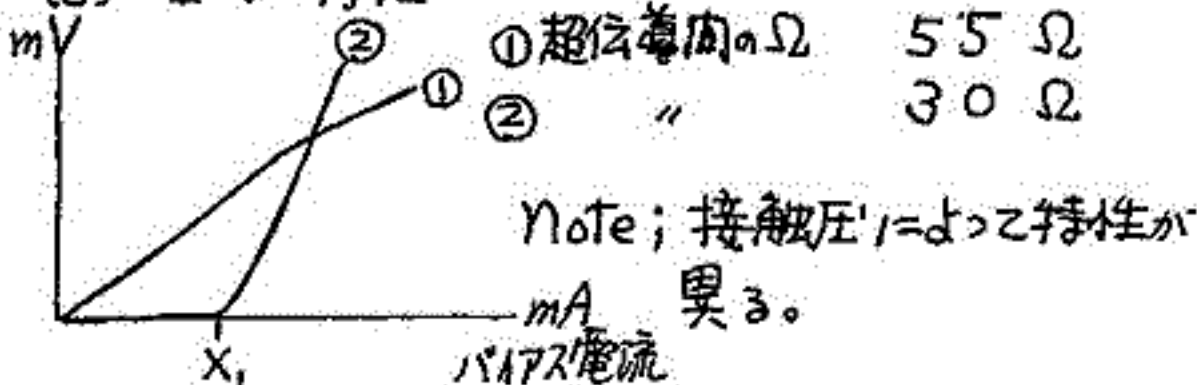
筆者達は1年程前からこの種の磁気計の基礎実験を試みてきたが 未だ実験装置も幼稚で整はず 素子に使用する金属の合金を実験室で製作することから始めねばならぬ状態であるが 今回最も基礎的な特性を得る技術を取得したのでその結果を報告する。

(1) 素子 接触素子。2点接触型。接触圧外部調整型。ケビゴ4程の大きさ。(スライド)

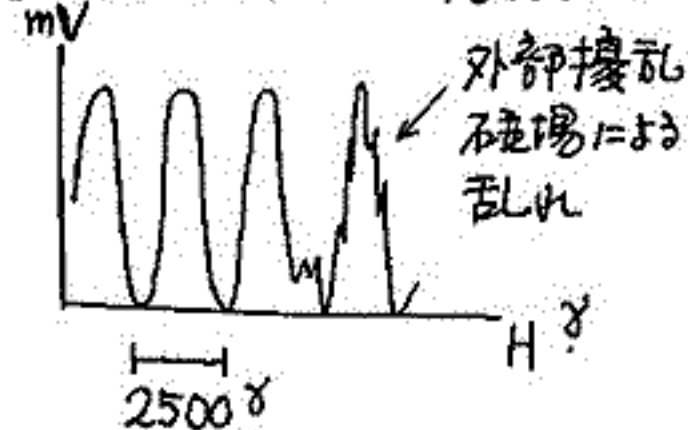
(2) 回路



(3) I-V 特性



(4) 磁場周期 約2500 G



R_1 を調節してバイアス電流が X_1 附近になるようにセットし、次に R_2 を変化させて素子の磁場を変化させると出力は左図のように整った周期変化をする。山の間隔は約2500ガウス。なので出力を1/10~1/100位読みとれるとすると、この素子の感度は $25^\circ \sim 250^\circ$ ということになる。実験中曲線の乱れを(左図右はし)

屢々至験したが、これは人が鉄金属をもちて歩いたり大型ジェット機が上空を通過した等によることを確認している。

(5) 今後の課題 — 感度をあげること —

今回の至験によると素子の感度を 1° 程度に up することは比較的容易と思われる。しかし装置全体を地球磁場からシールドし 理想的には絶対磁場ゼロの空間をつくることは容易なことではなく、又素子の永年変化に対する安定性、エレクトロニクス回路の價的向上の問題等 実用には未だ程度に現状である。

低エネルギー正荷電粒子流の測定

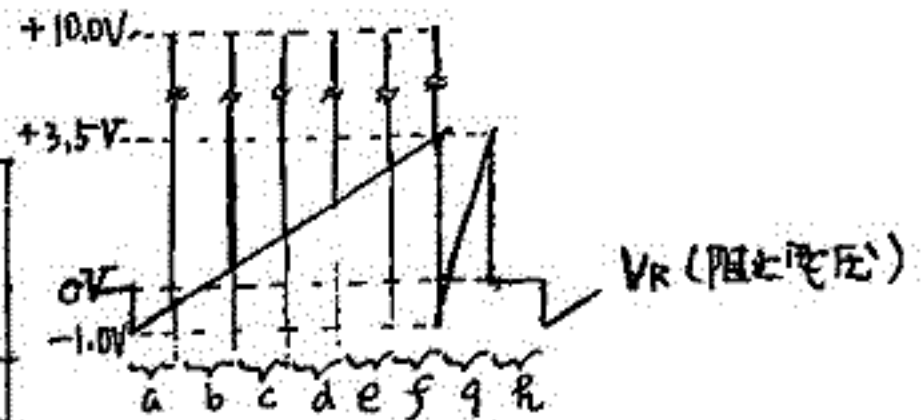
竹屋 芳夫 奥本 隆昭 南 繁行
 大阪市大 工

正イオンに関する諸量測定のために用いる飛翔体搭載用改良型アラデーカップ¹⁾について、著者らは従来から開発を行ってきたが、今回L-3H-7号機に搭載する装置の設計が完了したので報告する。

本装置は、層間のF層正イオンを対象としたため、その諸元は第1表の通りである。また装置の構成と1周期の測定項目をそれぞれ第1図、第2図に示す。各部の特性については先に述べたので詳細を省くが、特に電離層のロケットによる観測を目的としたので以下の点に考慮した。すなわちロケット飛翔中の高度変化を考慮し、スピンの影響で、セニサに入射するイオンの方向が絶えず変動するので、各測定量をアナログ量で記憶し、そのあと順次読み出す方法を採用した。この方法はデジタル記憶に比べ、回路構成が簡便で、これが利点である。記憶回路部は、円筒形電子レンズの収束機構を用いて、分割エレクタから方向性(粒子束の)を求めるといふ改良型アラデーカップの特徴を發揮させるために、是非必要とされる。

第1表 装置の諸元

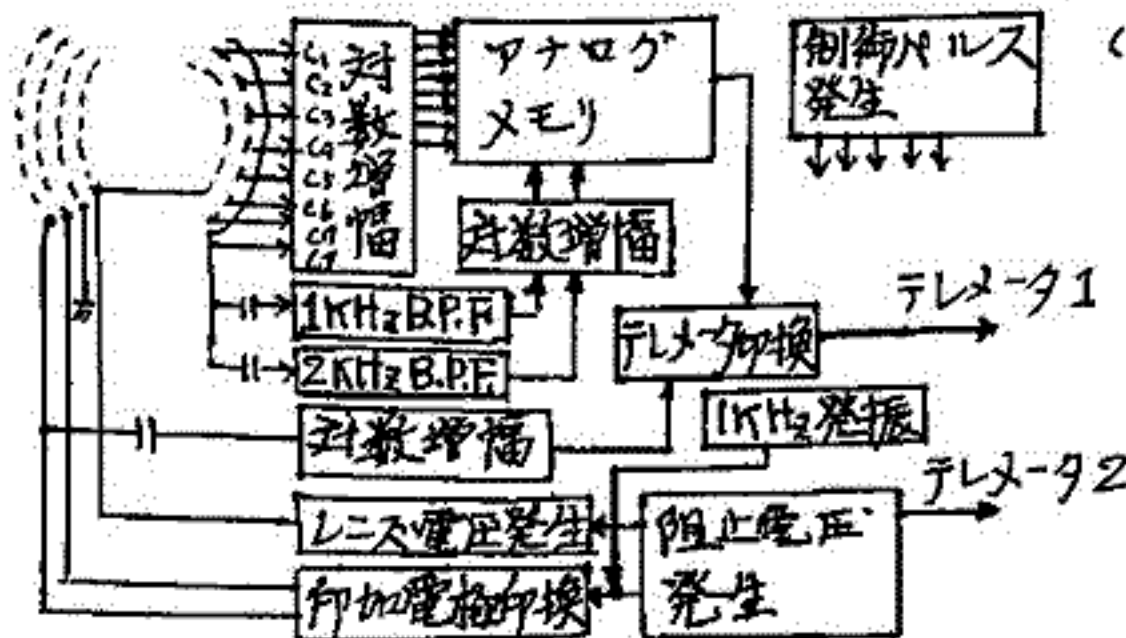
| | |
|-----------------------------------|---|
| 1. 測定イオン電流(DC成分) | $1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-6} (A)$ |
| " (1 KHz成分) | $1 \times 10^{-9} \sim 1 \times 10^{-7} (A)$ |
| " (2 KHz成分) | $2 \times 10^{-11} \sim 2 \times 10^{-9} (A)$ |
| 2. 入力電圧 (対数増幅) | 0 ~ 5 (V) |
| 3. 阻止電圧 (VR) | 第2図参照 |
| 4. レンズ電圧 (VL) | -3.75 VR |
| 5. セニサ (形状) (コレクタ数) (方向分解能) | 円筒形 (20mm) 7 12° |
| 6. データ伝送 | 時分割記憶読み |



第2図 1周期の測定項目

| | |
|---------------------|-----------------------------------|
| 時刻 a ~ f (記憶回路使用する) | 粒子の入射方向を各阻止電圧値につき測定し、同時にコレクタ電流流す |
| g (リプルタイム) | VR-IC特性を測定 |
| h (") | GIを平面探針として空間電位 V _h を測定 |

注) +10V は飽和電圧で、超音測定
 (昭和43年度宇宙観測シンポジウム P.620)



第1図 装置の全構成

中性大気測定用質量分析器 (II)

巻野信典
(地波研)

前田浩五郎
(電子技術総合研)

伊藤富造
(東大宇宙研)

上層大気の組成を測定するため、コンパクト搭載可能な中性大気測定用質量分析器の開発を行つた。

測定器は、Quadrupole 型質量分析器にイオン源を組合せたものを用いる。質量分析器については、S-210-5 に下部電極層イオン組成の測定のために搭載したのと同じものを用いる。

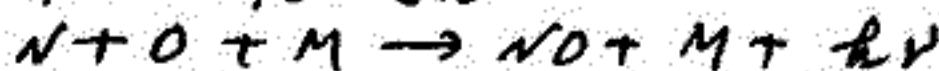
イオン源については、先にその構造、効率、特性等について報告した。ここでは、イオン源を含めた分析器全体の各種組成、特に酸素原子に対する特性についての実験を行う。

中性大気組成の測定については、測定器の各組成に対する感度差が問題となる。特に酸素原子が、イオン源中で大気中の割合と異なることを考慮される。これを正しく測定するためには二つの方法が考えられる。一つは感度差を補正する測定器を開発すること、酸素原子の損失の主要原因と考えられる熱せられたイオン源電極面をヘリウム流で冷却する等の工夫がなされていり、他の一つは通常の測定器を用いてその特性を正確に校正することである。我々は二つの方法をとり、酸素原子ははじめ上層大気中に存在すると想定される各種組成の既知量の混合気体を用いてこれにより飛翔筒分析器の校正を行う。酸素原子は NO 測定法により作る。これは N_2 マイクロ波放電によりその一部を N として、これに NO を注入する。



$$k_1 = 22 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ molecule}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

ここで O は更に過剰の N があるときは



$$k_2 = 5 \times 10^{-23} \text{ cm}^6 \text{ molecule}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

により青色の発光を行う。NO が多いときは、



$$k_3 = 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ molecule}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

により黄緑色の発光があり、NO と N の量が等しいとき無色となる。このとき N_2 と O のみが存在する。このとき放電を停止すると NO が、NO の供給とあつた N が、これら反応発生時の O と同量だけ存在することになる。NO の量は流量計、既知量の N_2 の圧力変化等から正確に測ることが出来る。反応の圧力は約 1 Torr であり、分析器の校正は 10^{-5} Torr 程度で行つたため、パイロットランプのビニールを通して差動増幅を行つていり、このため正確な分子の量は計算による必要があるが、少なくとも O, N, NO の間の感度差の校正は正確に行つておこなう。又、NO は他の気体との校正と別の方法、を行つて、相対感度を求めることも出来る。更に、金属導膜による吸着現象を利用して、O の流量を正確におこなうことも出来る。これらの装置による分析器の校正実験については後述する。

スペースチェンバー中の電子波伝播

中村良治 伊藤富造
東大宇宙研

電子プラズマ波の伝播の実験により分散関係が得られれば
それから電子密度、温度を求めらる。宇宙研スペースチェン
バーを用いて低密度プラズマ中での electrostatic wave
の励起の実験を行った。測定の方法は Fig. 1 の如くでいゆる
干渉法を用いた。Exciter として直径 15cm の mesh grid,
Receiver として 1mm 中 x 10cm の probe を軸上におき、
grid を probe から 2m 程動かした。Helmholtz coil により 60
ガウスの磁場を加えた時の生のデータを Fig. 2 に示す。ガスは
Ar でガス圧 5×10^{-6} Torr, $n_e \approx 3.2 \times 10^8 / \text{cm}^3$, $T_e \approx 0.9 \text{ eV}$ 。
電子-中性原子の衝突の mean free path は約 20m である
ので波の減衰は Landau damping による。励起周波数は 6 MHz
で grid に加えた励起電圧 V_{ex} が A) $7.1 V_{p-p}$, B) $3.7 V_{p-p}$, C) $1.4 V_{p-p}$
である。波長は V_{ex} によらないが図のように減衰率は V_{ex} に依存し
 V_{ex} が約 $0.4 V_{p-p}$ より小であれば一定であるがそれを超ると
ほぼ直線的に増大する。励起電圧が $0.2 V_{p-p}$ での得られた分散関係
を Fig. 3 に示す。これは理論的には磁場のある有限断面積の
プラズマの分散式と一致する。磁場なしでも実験を行い Bohm-
Gross 型の分散を得。それと probe との n_e, T_e も比較しかなり
の一致を見た。 V_{ex} と共に減衰率が増加するのは共鳴粒子の効果と
考えらるがその影響として更に振巾振動が観測された。(Fig. 2)
振巾振動の山から山までのきりを λ_{osc} とすれば理論的に

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_{osc}}\right) V_p = \left(\frac{e\phi}{m}\right)^{1/2}$$

が導かれている。ここで λ, V_p
は波の波長、位相速度、 ϕ は波のポテンシャルで V_{ex} に
比例する。 λ_{osc} の代わりに最初の谷の位置を代入し
て左辺を V_{ex} に対してプロットしたのが Fig. 4 である。
更に振巾の minimum 点で位相がずれが見られた。(
Fig. 2) V_{ex} が大になると共にずれは 180° になっ
ている。すなわち波が減衰していく途中で新しい波が
増大し始め、この二つの位相差が 180° になっ
てい
ると思われる
。理論的な説
明のない新し
い現象であ
る。

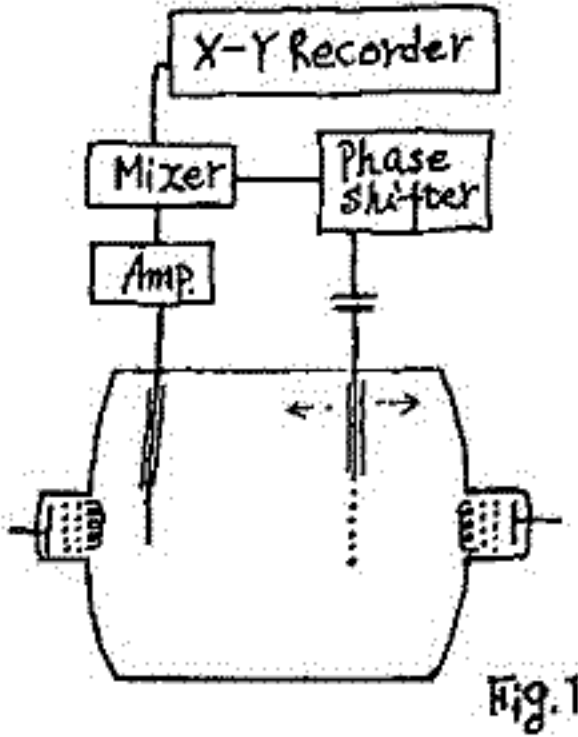


Fig. 1

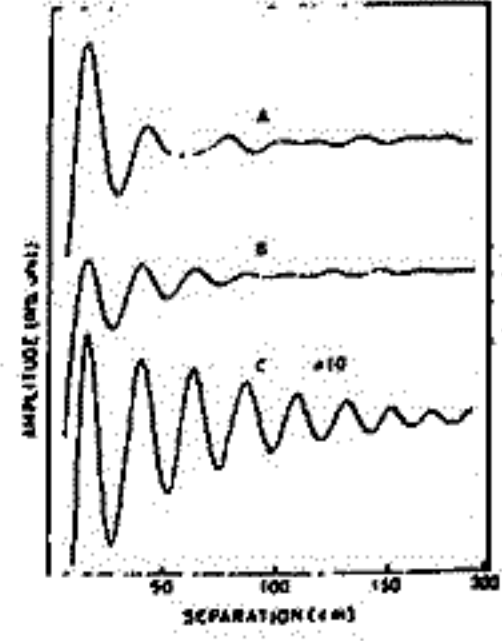


Fig. 2

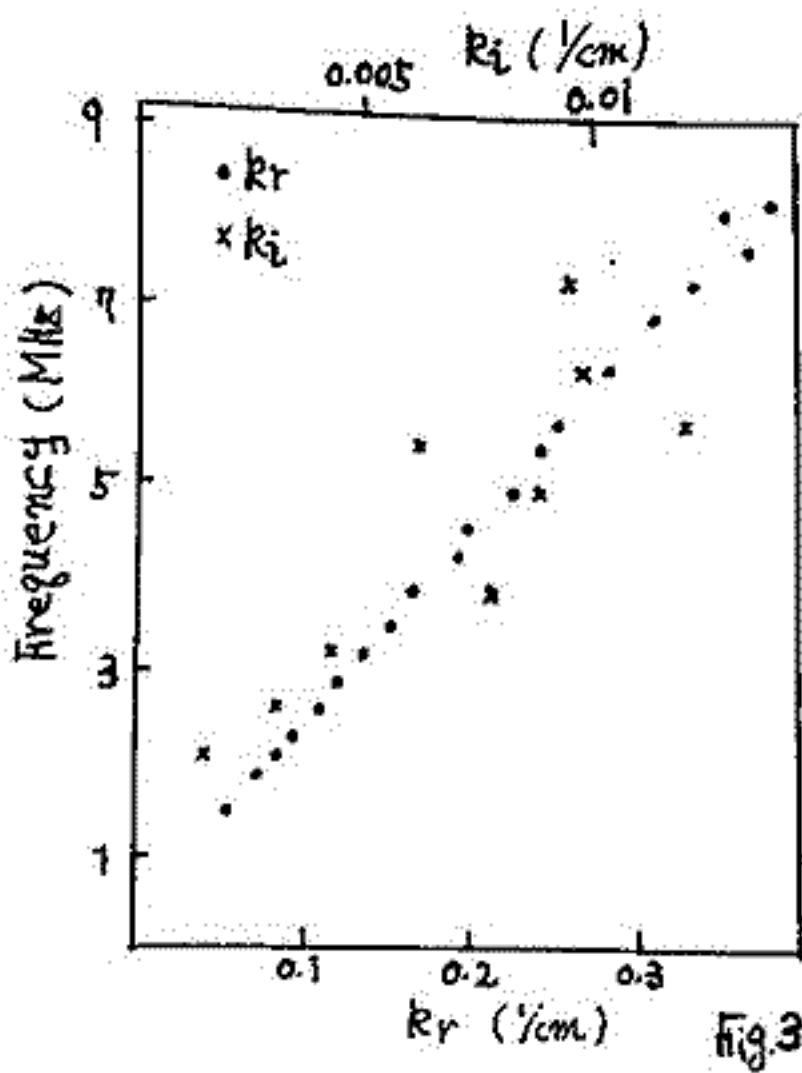


Fig. 3

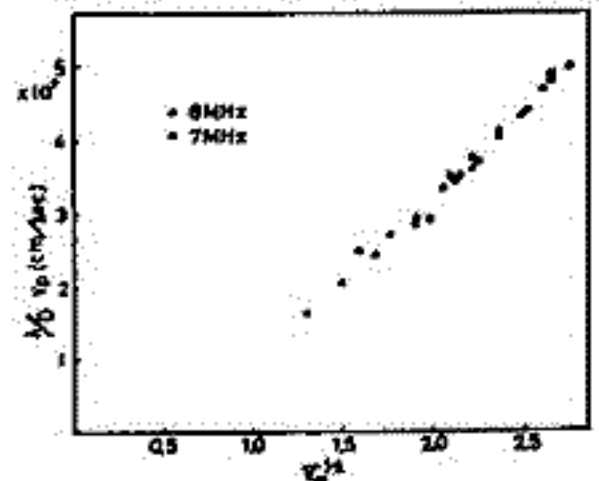


Fig. 4

平尾邦雄 田中高史

東京大学宇宙航空研究所

下部電離層は気象学と電離層物理学の境界領域であり、また化学反応の面から見れば、いわゆる微量成分が重要な役割を演ずる領域である。電離層物理学の立場から見れば、この領域の電子密度を決定するメカニズムはなにかということが当面の研究の目的となる。電子密度分布を決定する要素は大きくわけて次の6つになる。

- (1) 電子生成のメカニズム N_0 , $O(\Delta)$, $L\alpha$, X-ray, 宇宙線, 金属
- (2) +イオンモード電子消滅 一次イオン, 二次イオン特に水イオン
- (3) -イオンモード電子消滅 -一次イオン, 二次イオン
- (4) 電子再分布メカニズム
- (5) (1)~(3)をきめるための輸送係数の値 重力波, 超長波, 潮汐
- (6) 反応速度をきめる温度場

たとえば冬季異常は(1)と(6)が主メカニズムであるというのは昔よりいわれていることであり、SIDは(1)のX-rayが原因であるというのはいく知られている。また最近 Reid は(2)の水イオンが電子密度決定に重要であることを、85 km付近の電子密度の急な減少を根拠に主張している。これなどは冬季異常は下層よりの水の輸送が原因であるという理論に発展する可能性もある。しかしここで Reid が用いている電子密度分布は L.G. Smith の固定フロアのデータであることは問題となる。また質量分析は電子密度決定に対して(1)~(6)の要素が互にどう作用しあっているのかを決定する有力な手段である。さて電子密度の高度分布を測定したり、質量分析でイオン密度を測定したりする時、我々はどうしても次のことを無視できない。すなわち高度100 km以上では荷電粒子は軌道運動を行うが下層になるにつれて拡散型の方程式に支配されるようになるということである。ここでは特に静電探針に注目し、探針の特性が軌道運動型から拡散型へ移行してゆく様子を問題にしてみたい。ロケットによる下部電離層の電子密度測定にはどうしても考えなくてはならない問題である。

実験は0.01 torrから、6 torrまでの領域において探針特性の変化を測定した。これを WASSERSTROM の理論 Chou の理論と比較してみた。

主な結果は次の通りである。

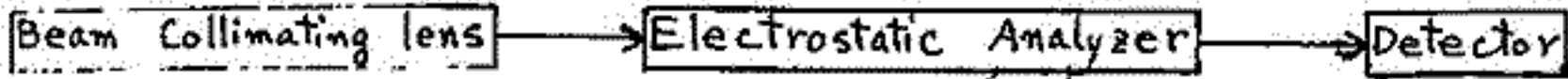
- (1) 電子密度は $N_e = 1.4 \left(1 + \frac{R_p}{\lambda_e} \right) N^*$ (N^* : 変曲点の電流より出した密度) でだいたいよい。
- (2) 球プローブで $\lambda_e \approx \frac{1}{10} R_p$ までは飽和電流はへるがカーブはひずまない。
この結果 $I_e = e^{-x_p} / \left(1 + \frac{R_p}{\lambda_e} \int_0^1 e^{-x_p + x} dx \right)$ の式は疑向である。
これは Chou の理論であるが分布函数の仮定のしかたに問題があるのではないか。
- (3) $\lambda_e < \frac{1}{10} R_p$ ではカーブはひずんできてこの領域での電子温度測定はかなりむずかしい。しかし近似的に出す方法はある。
- (4) 以上の結果を出す時どうしても含まれてくるカーブの肩のひずみについて、このひずみは放電管の放電のさせ方にかかなりいぞんする。

今後 S-210 ロケットを用いて D 層のラングミュアカーブを出し、電子密度の絶対測定を行う予定であるが、その際には-イオンのある時のラングミュアカーブの特性が問題となつて来よう。(1)~(6)の各過程が定量的におさえられれば、下部電離層の種々のじょう乱がどのモードを通しておこっているじょう乱であるか、すなわちじょう乱の構造が正確に決定できるであろう。

向井利典 松村正三 平尾邦雄

東京大学宇宙航空研究所

原子或いは分子の気体による低エネルギー(1~数百 eV)電子の散乱の実験は電離層の素過程の研究上、重要である。また、その一部に使われている低エネルギー電子スペクトロメータを搭載して電離層の非熱的電子のエネルギー分布およびその flux を直接測定する事が可能であると考えられる。スペクトロメータの主要部の構成は、

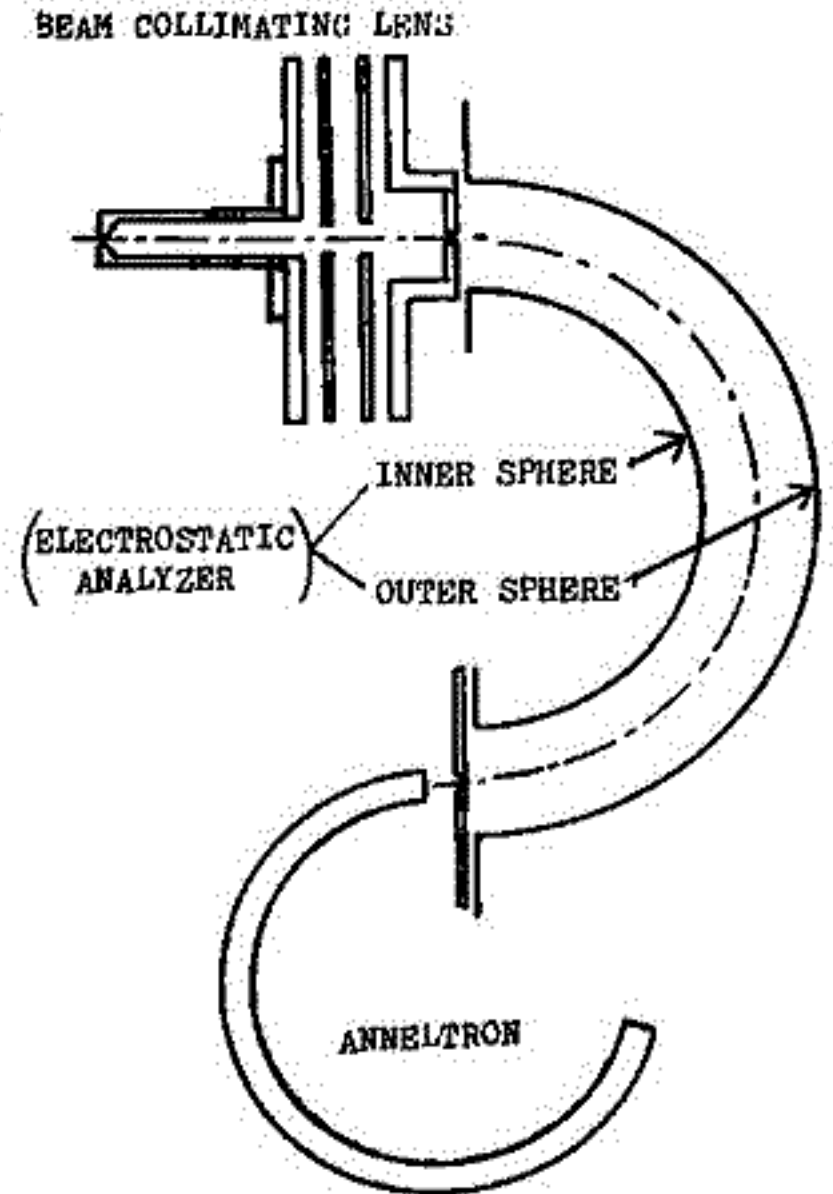


から成っていて、左図に示す。

これらに関する若干の計算と実験について報告する。

(i) Beam Collimating lens

被測定電子が次の Electrostatic Analyzer を通過するように或るエネルギーに減速(又は加速)し、かつ collimation するための電子レンズである。これは Electrostatic Analyzer を通過する際の被測定電子のエネルギーを一定にして、スペクトロメータのエネルギー分解能をエネルギー(被測定電子の入射時のエネルギー)に因りて不変にするために必要である。またこの種の collimator の電子の transmission は一般に電子レンズの色収差により被測定電子のエネルギーと共に変化する。この transmission を被測定電子のエネルギーに因りて一定にするために、入口の pin hole (1 mm 中) と出口の pin hole (0.5 mm 中、Electrostatic Analyzer の入口を兼ねる) の間に 2 枚の aperture lens を置いてこれらの potential を調整する。これらについての計算と実験についての詳細は講演の際、報告する。



(ii) Electrostatic Analyzer

筆者らは同心半球形静電偏向板を用いているが、これの電子透過特性については昨年の本学会で報告した。相対的エネルギー分解能 ($\Delta E/E_0$) は非常によく collimation された beam に対しては入口と出口の pinhole の直径(又はスリット幅)を w 、電子の平均軌道半径を r_0 とすると $\Delta E/E_0 \approx w/2r_0$ となる。従って半値幅 (ΔE) を小さくするためには Analyzing Energy をできるだけ低くする方が良くわけであるが、エネルギーが低くなると磁場の影響、space charge の影響も大きくなるので、その兼ね合いで実際に analyze するエネルギーが決まる。現在筆者らは $r_0 = 30 \text{ mm}$ 、 $w = 0.5 \text{ mm}$ で、5 eV で Spherical Electrostatic Analyzer の中を電子を通している。

(iii) Detector

出力電流の大きさにより Faraday Cup で受けて electrometer で測定するか、又は electron multiplier を用いて計数する。図では Channeltron を置いてある。

スペース・プラズマによる Faraday Cup の基礎実験

東大宇宙研 甲尾邦雄, 三留重夫
電波研 島崎 茂, 森 弘隆

1. 緒言

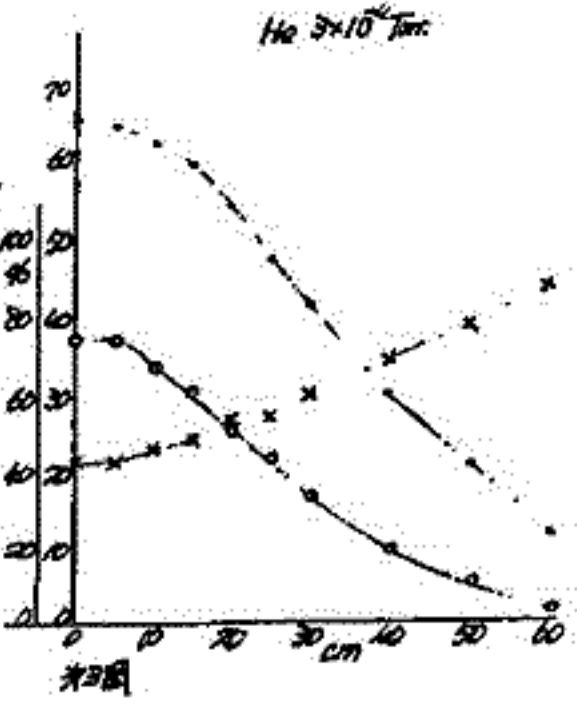
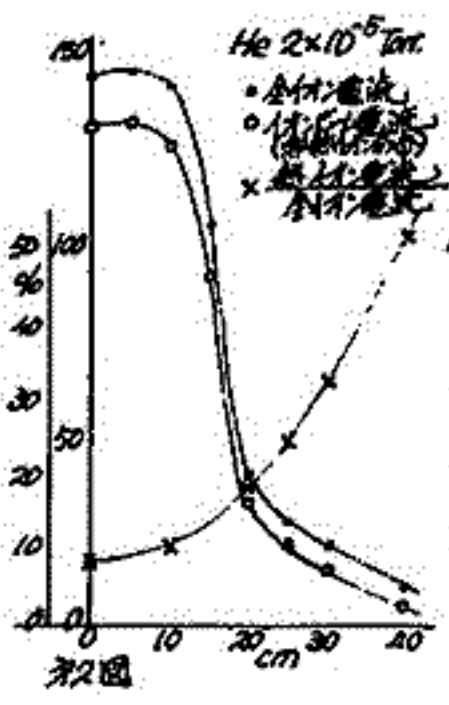
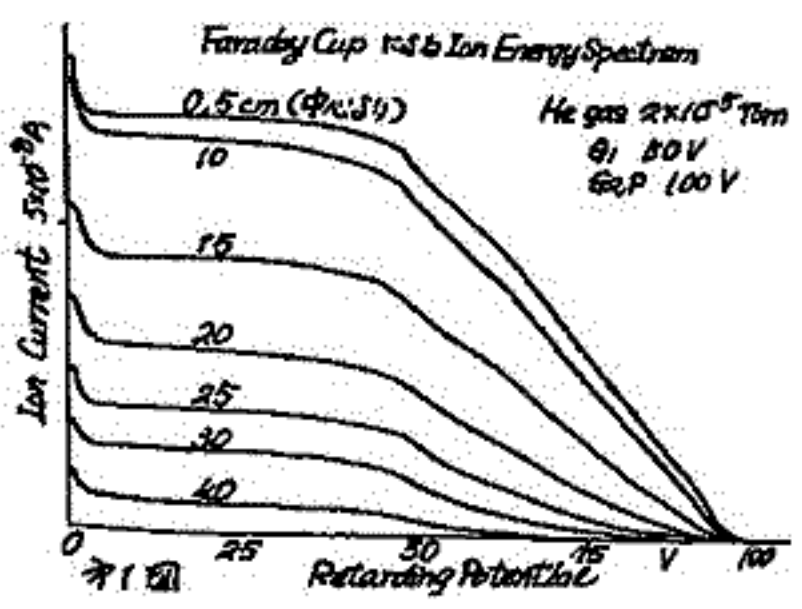
Retarding Potential Trap (Faraday Cup) の多電極系センサーによる宇宙研スペース・チャンパー・プラズマの電子およびイオンの分離測定と基礎実験と、後方拡散プラズマ源によるチャンパー内の Thermal Ion および Non-Thermal Ion の空間分布を調べた。

2. 実験

プラズマ源としてオキサイド・カソードおよび2枚のグリッドを有する後方拡散型を用いた。使用したガスは He で gas flow 方式で圧力は $\sim 10^5$ Torr および 10^4 Torr 台で行った。2の状態は Thermal Plasma と Ion beam が混在する状態である。測定電極としては、単極構成の Retarding Potential Trap および、5枚のグリッドとコレクタを有するセンサーを用いた。

3. 結果概要

第1図は Faraday Cup による Ion energy spectrum の測定結果。パラメータは中心を 0 cm とし、上に移動した (60 cm まで)。ただしセンサーは一方のプラズマ源の方を向いている。左端に Thermal energy 部分が明瞭に記録されていることが注目される。またビーム径は約 20 cm ϕ であることが判る。また第2図および第3図は空間電位点における全イオン電流とイオンビーム電流の関係を示す。結論として Retarding Potential Trap による Ion および Electron の分離した電流電圧特性が得られ、イオン温度および電子温度は $\pm 50^\circ K$ で決定できることが判った。また Ion Energy Analyzer として測定した場合、チャンパー内のプラズマ状態は 10^5 Torr 台ではやはりビーム成分が多く、Thermal に比して2桁程度多く粒子密度が存在する。またプラズマ源の G2, P で加速されたイオン流は広範囲のエネルギー中を $G1$ の加速電圧に相当するシヤープなイオンビームが存在することが明らかになる。次に 10^4 Torr 台の圧力では Non-Thermal 成分は勿論存在するが非常にブロードになっており、衝突によるエネルギーが失われていることが推定される。また Non-Thermal 成分は Thermal 成分の10倍程度の大きさになっている。この実験で明らかになったことは Thermal ion の温度はほぼチャンパー内一定であるが、Non-Thermal 成分は場所によって、また圧力によって顕著に変化しているため、Ion に関する実験を行う場合この事実を厳密に考察する必要がある。また実験に用いた Faraday Cup の Ion Energy Analyzer としての性能は Energy 範囲として 0 ~ 数 100 eV で分解能は 100 eV 付近で 1 eV 程度であることが推定された。

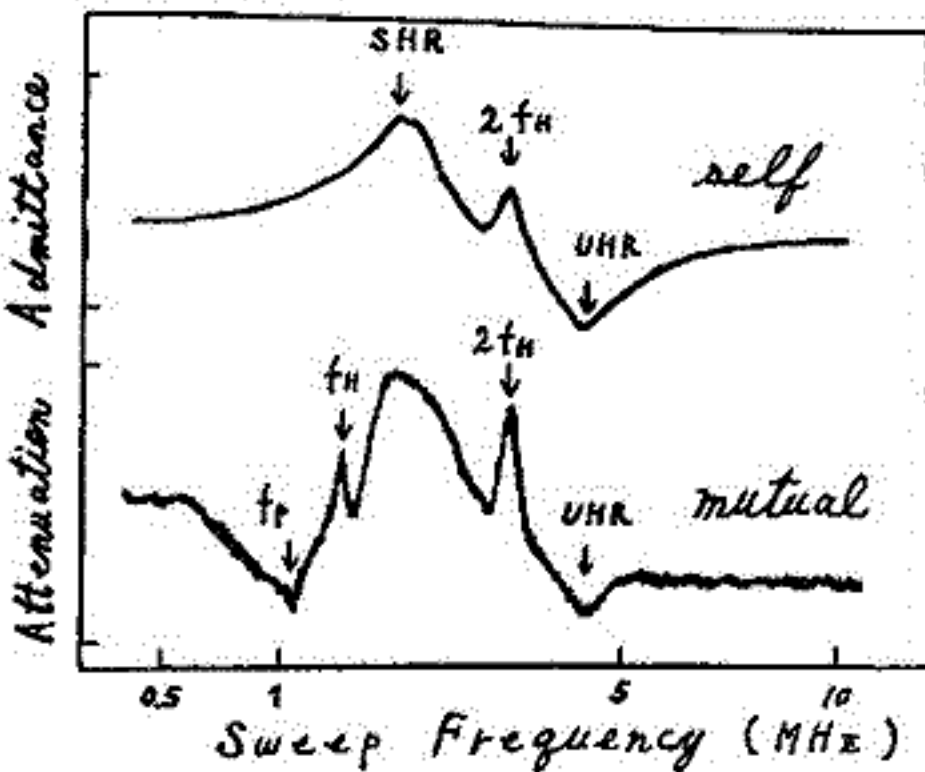
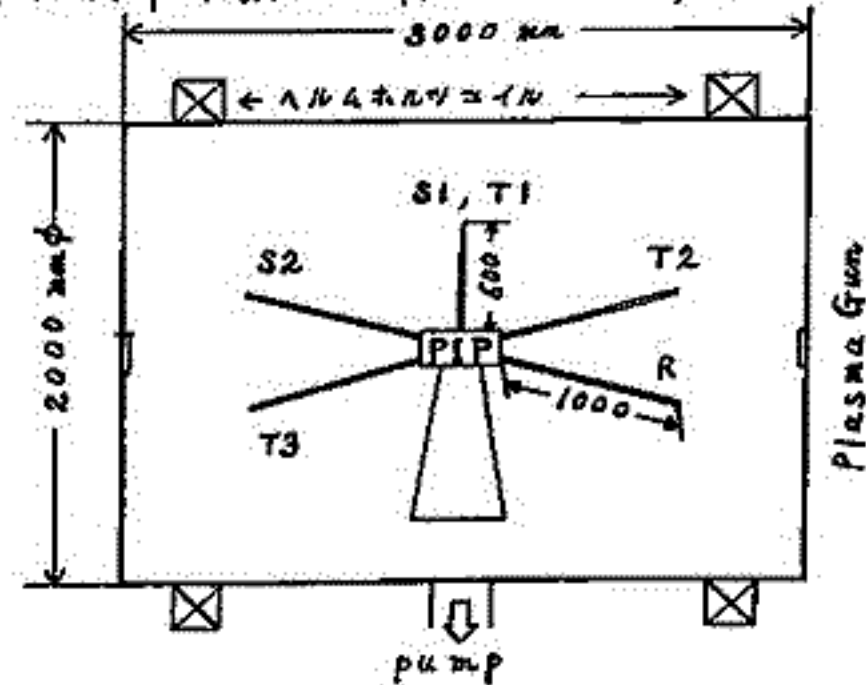


江尻全機 麻生武彦 横堀進義
 東大宇宙研 京大工 京大工

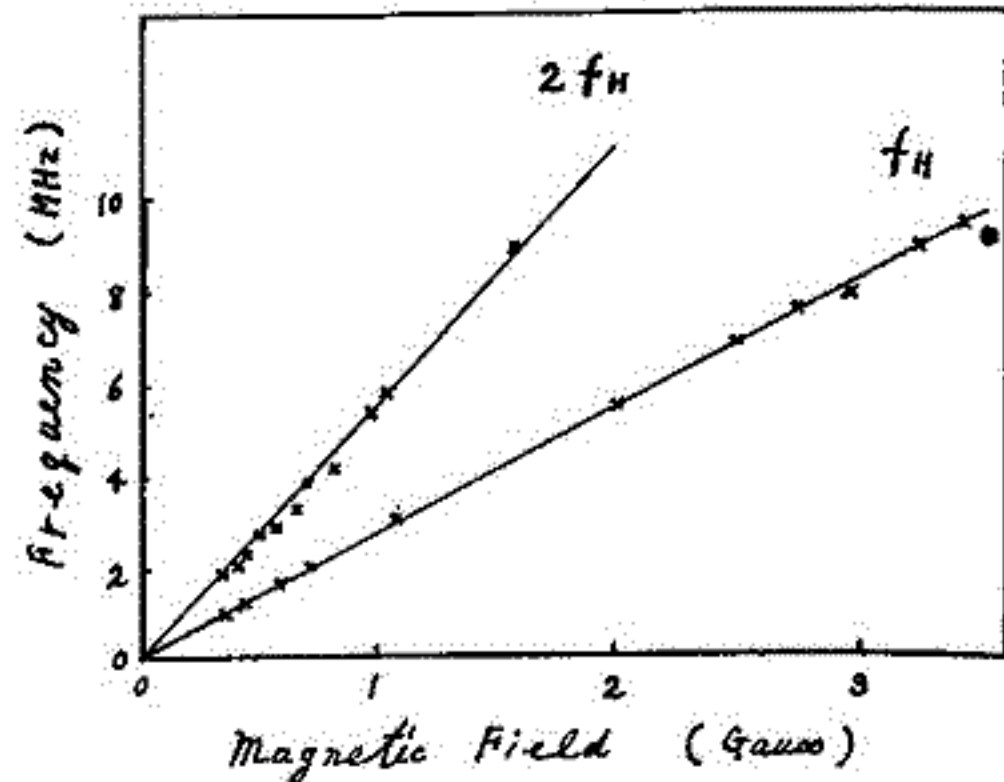
東大宇宙研に設置された、大型スペースプラズマチェンバーに於て、プラズマ中のアンテナの自己及び相互インピーダンスの測定を行った。現在迄、高周波掃引型インピーダンスプローブにより、アンテナの自己インピーダンスの測定がなされ、高域ハイブリッド共鳴(UHR)と、アンテナの周囲に形成されるイオンシースによるシース共鳴(SHR)等が検出され、理論も確立し、ロケット及び人工衛星搭載用として実用化されている。UHR, SHRに加え、筆者らは、自己インピーダンスに於いて、ジャイロ共鳴周波数の第2高調波の共鳴をロケット実験で検出し、新たな理論的検討を加えた。本実験は、スペースチェンバー内での自己インピーダンスの確認と、新たに、2本のアンテナ間の相互インピーダンスを測定し、自己インピーダンスの特性と比較検討をした。

図-1に、スペースチェンバー内のアンテナ配置を示した。図中、Sは Self impedance probe で、Tは Transmitter, Rは Receiver antenna で、T-Rにより相互インピーダンスを測る。Tには50Ω終端の定電圧(V_0)供給で、電流 $I(\omega)$ は自己インピーダンス $Z_i(\omega)$ の周波数特性により変化する。Rにより、誘起電圧を測定すれば、T-Rの相互インピーダンスの特性が計算される。図-2に測定の一例を示す。Selfは自己アドミタンスで、Mutualは受信電圧の形で表わされている。図中には矢印で示した様に、UHR, SHRの対応の他、ジャイロ共鳴(f_H)及びその第2高調波($2f_H$)、プラズマ共鳴(f_p)等が検出されている。これらの peak の磁場依存性を調べた結果をグラフに示すと図-3の様になり、 $f_H, 2f_H$ が直線に非常に良くのる。T1-R, T2-R, T3-Rモードの比較(磁場に対する伝播方向依存)、送信レベルによる違い、及び、ロケット実験(L-3H-5)で得られた結果との簡単な比較も行なう。

[図-1]



[図-2]



[図-3]

音響尚生・森岡昭・桑島正幸
東北大学理学部地球物理学教室

地磁気脈動と同波数解析する場合に、本音響分析やVLF現象の解析の為に設計された Sonagraph や VLF 解析装置をそのままの状態で使用しようとすると、有効同波数範囲が狭過ぎるのゝ脈動全域を大量解析する事は殆んど不可能に近い。譬えば、Missilyzer で 1 年間の Pc1~5 を解析するには解析実時間式で半日間以上を必要とするので本に當り此の様な大量解析が成るに例は無い。今回 dynamic spectrum analyzer における同波数軸の同数型を対数型若しくは半対数形にして脈動同波数帯のほぼ全域を cover し、且つ従来の Sonagraph よりも 20~400 倍も速く解析し得る高速同波数解析装置 (Hissa) を考案したので報告する。

(A) Sonagraph 型 Hissa Missilyzer の同波数軸の同数形を mechanical に自由に变换し、ブラウン管表示で記録する。表示方式としては主に次の三種類が考えられる。

(1) 強度時間表示方式 之は脈動の強度対時間曲線と同波数毎に表示する。(才1A図参照)

(2) 輝度変調表示方式 脈動強度は輝度変調表示する。

(3) 強度セクション表示方式 所謂 amplitude section に相当する。(才1B図参照)

この中、(1)又は(2)の方式で1年間の Pc1~5 を解析すると実時間約18時間で済む。

(B) Rayspan 型 Hissa 今、rayspan の filter 出力をブラウン管の Z 軸(下記(1)の場合)又は Y 軸(2)の場合)に入れる。之を X 軸方向に半対数型鋸歯状波で掃引しつつ連続流し撮影を行はうと下記的方式で超高速解析が可能となる。

(1) 輝度変調表示方式 此の方式で昭和基地の ULF 資料を1年分解析したが、その一部を才2A図に示す。

此処に示された各日分の解析実時間は僅か7秒である。

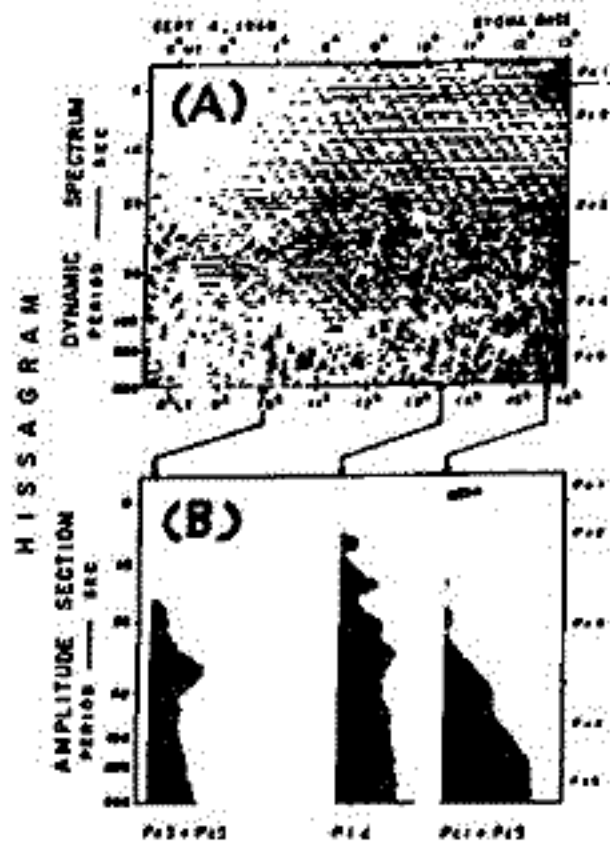
(2) 強度セクション表示方式 結果の一部を才2B図に示す。

此の図では original の時間にして 40秒毎の amplitude section が連続的に表示されて居り、此の図に相当する解析実時間は 0.4秒である。

(1)(2)の何れの方法を用いても1年間の Pc1~5 を解析するのに要する実時間は僅かに 1.1時間には過ぎない。

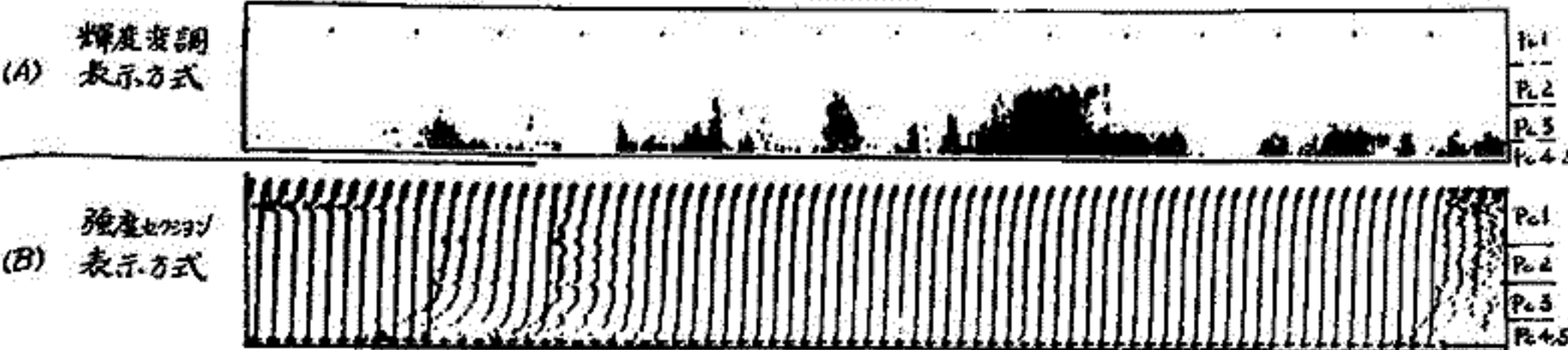
(Hissa の応用例については講演番号 1-43 及び 1-52 の予稿参照)

最後に、Rayspan 型 Hissagram を得る為に東大地球物理研究施設の VLF 解析装置をお借りした事を深く感謝する。



才1図 Sonagraph 型 Hissagram 例

才2図 Rayspan 型 Hissagram 例



松本 治 弥
(神戸大学 工学部)

超高層観測ロケット L-3H-5号機は昭和45年9月19日20時30分内え洞から発射されメインロケットは発射より15分36秒後に最高高度2017kmに達した。これに搭載されたEPA装置(Electron and Proton Analyser)は100~2500eVの電子,陽イオンの観測を目的としたもので高度500kmから観測を開始し上昇時は電子,陽イオン,下降時はゲート回路の不具合により電子のみを低下した感度でそれぞれ観測した。まだ正確な飛翔データがなく,また定量的な解析の前段階としての定性的な分析,解析の段階であるが速報として報告する。

装置の構成図は第1図のようなもので3枚の静電偏向板の中央の板に0~2kVの電圧を加えることにより電子,陽イオンを分離するとともにエネルギー選別を行なう。偏向板から出た粒子はそれぞれチヤネル形二次電子増倍管で増倍されて電圧パルスに変換され増幅したのち交互に切りかえられて対数圧縮のDA変換器へ送られる。こゝでパルス計数率を直流電圧に変換し

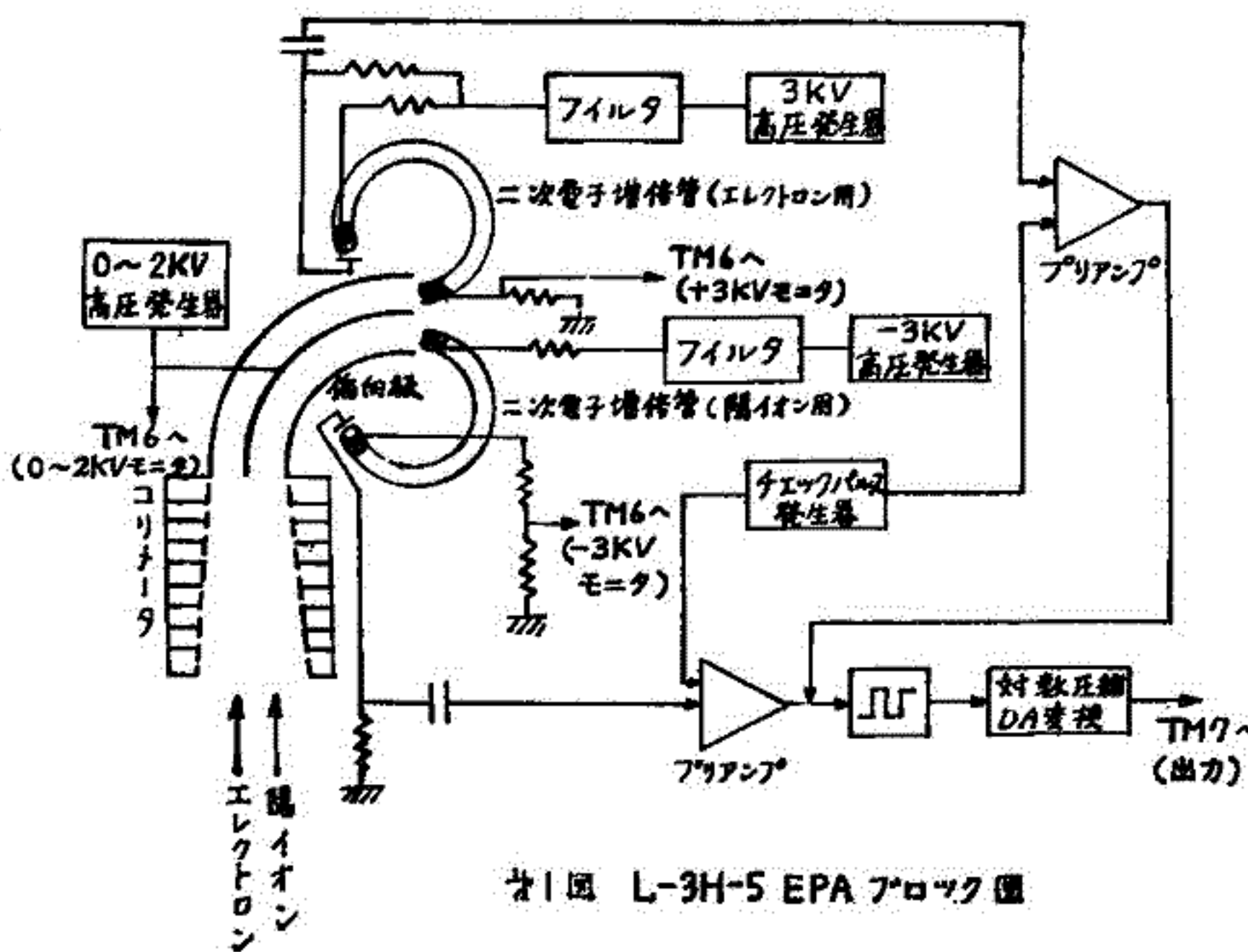
てテレメータへ送られる。

この電子回路はチエックパルスにより動作をチエックされている。

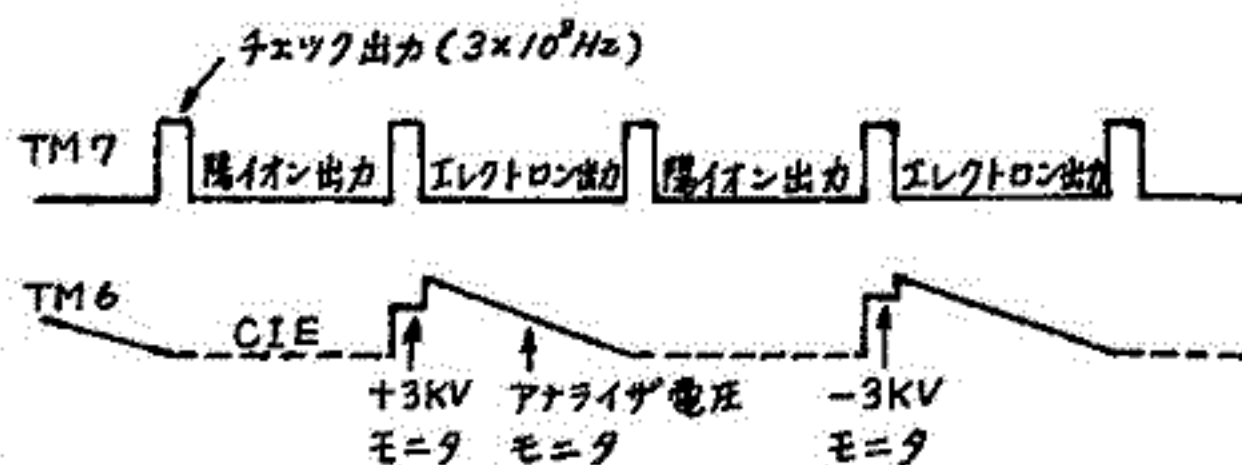
このほか増倍管高圧の+3kV,-3kVは増倍管動作をチエックしアライザ(偏向板)電圧とともにテレメータで送られる。これらのタイムチャートは第2図に示めされる。

直流電圧として検出可能な計数値は $10 \sim 10^4$ counts/secであり。これは入射粒子束に換算すると $10^3 \sim 10^6$ particles/cm² sec str/kV, $10^2 \sim 10^7$ particles/cm² sec str, $10^2 \sim 10^5$ particles/cm² sec に対応する。

これらの単位の相違は粒子束のエネルギースペクトルの形,方向の均一性などの仮定による相違である。



第1図 L-3H-5 EPA ブロック図



第2図 EPA タイムチャート

松本治弥
(神戸大学 工学部)

われわれの試作したチャンネル形二次電子増倍管の電子、イオンなど粒子線に対する特性はすでに実験をかさねて資料もあり、それらの検出用として実用に供しているが軟X線領域における特性も調べておくことは将来観測、計測用として用いるため必須と思われる。今回は東大宇宙研に設置された軟X線発生装置を使用して1~10 Åについて計数効率を測定した結果について報告する。

使用した装置の構成の概要をFig. 1に示す。封陰極から出たX線を金属試料(使用したものはCu, Fe, Cr, Ti, Al, Mg)に当てて蛍光X線を取り出し、これを分光結晶(LMDあるいはEDDT)へブラッグ角θで入射させてブラッグ反射により2θまげて単色化しソーラースリットを通しシヤツタの比例計数管で計数する。この計数管を基準として測定するためには本来計数管と増倍管を置きかえて比較すればよいわけであるが計数管の位置が微妙でかえって誤差の恐れがあった。一方計数管は前後に窓を持ち(前:2μポリプロピレン, 後:6μマイラ)若干のX線を後方へ透過する。これを利用して計数管背後に横試増倍管を置き、同時に計数して計数管PRガスの吸収率, 窓材料吸収率, 窓面積などから増倍管に入射するX線強度を計算し、増倍管計数と比較して計数効率を求めた。

結果は下表に示す。この波長特性をFig. 2に描けばFig. 2のようになる。10 Å以上の波長では計数管の吸収が大ききこの方法では測定不可能であった。またMgの場合も増倍管計数値が小さく誤差が大ききと思われるが予測されるように波長とともに高い感度をしめしている。

終りに本装置使用の便宜をはかって頂いた東大宇宙研小田教授, 宮本助教, 装置製作者理学電機株式会社研究課新井課長はじめ課員の方々に深甚なる謝意を表す。

| 金属 | 波長(Å) | 効率(%) |
|----|-------|-------|
| Cu | 1.54 | 0.26 |
| Fe | 1.94 | 0.86 |
| Cr | 2.29 | 1.09 |
| Ti | 2.75 | 1.29 |
| Al | 8.34 | 7.55 |
| Mg | 9.89 | 26.1 |

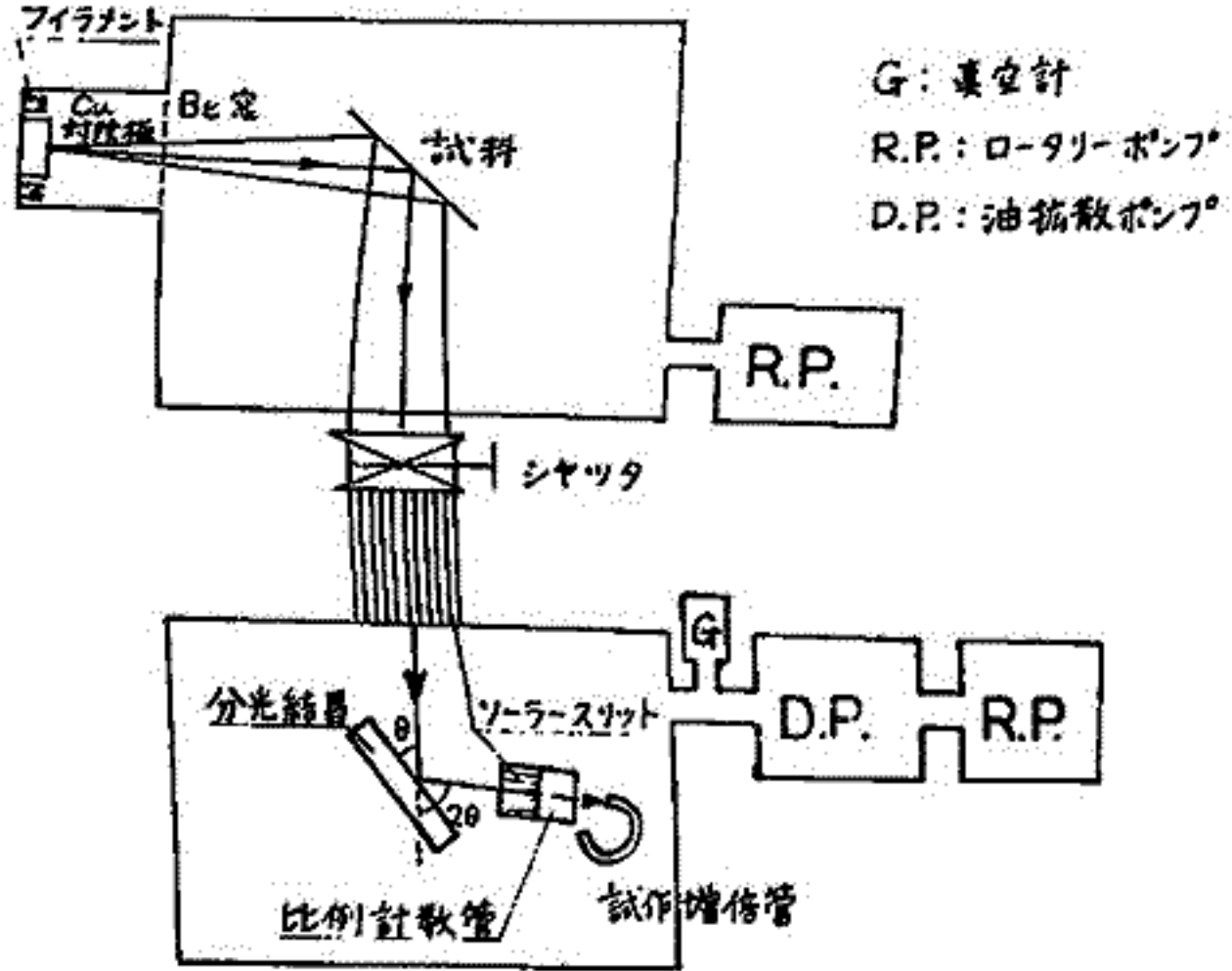


Fig. 1 増倍管X線計数効率実験装置概要図

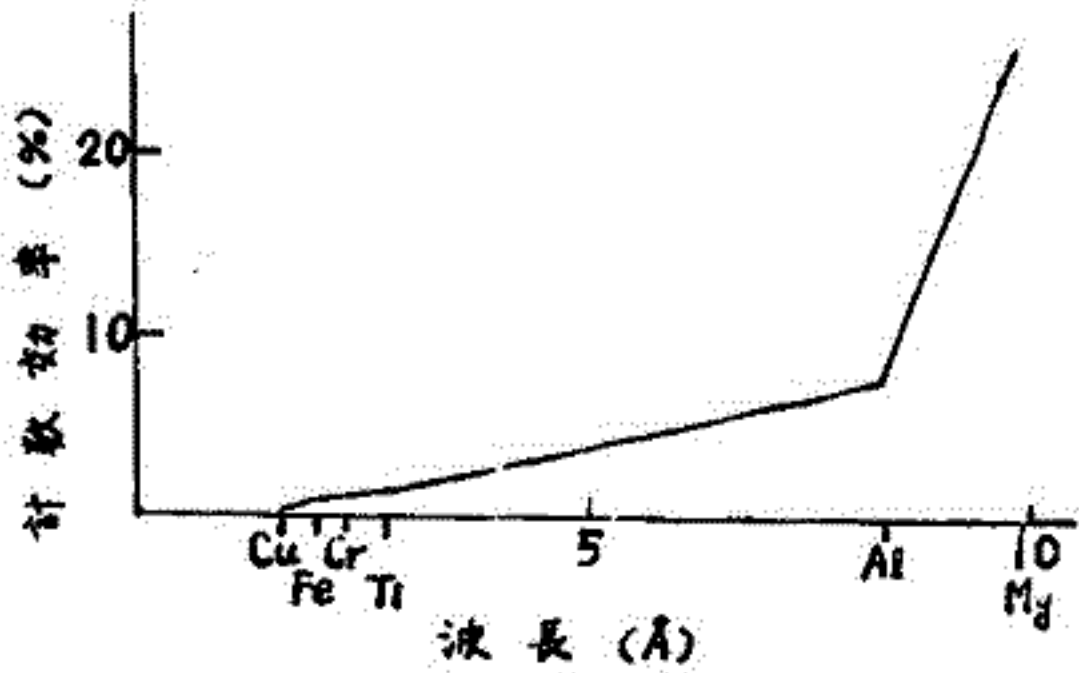


Fig. 2 増倍管計数効率の波長特性

宇宙線日変化の22年変化

北村 正道
気象研究所

惑星間空間における宇宙線の bidirectional anisotropy model と Heliosphere の磁気的構造との関係について考察し、宇宙線日変化最大時刻 (T_{max}) の22年変化を説明する。

Heliosphere における銀河宇宙線の拡散領域は太陽活動によって影響を受けることはすでに知られている。(宇宙線強度の11年変化もそれに起因すると考えられる。)従ってこの領域の拡散によって Heliosphere 内に侵入し、Heliosphere 内部の磁力線 (Archimedean spiral) を沿って太陽方向に向って運動する成分 (Δj_1) は、当然太陽活動の影響を受けることと考えられる。

一方、太陽磁力線は黄道面のみならず、極方向の磁力線の存在も観測されており、しかもその周期は11年ごとに向きが反転することも知られている。従って極方向の太陽磁力線と銀河磁力線との connection の状態は11年ごとに変化し、結果として、極方向から磁力線に沿って Heliosphere 内に入る銀河宇宙線の成分は22年周期の変化をすることが考えられる。Heliosphere 内に入ったこれらの宇宙線粒子は、その後太陽で吸収されるものも散乱されて黄道面内の磁力線 (Archimedean spiral) を沿って外方に向って運動する成分 (Δj_2) と仮定して考えられる。

この様な場合、地球上では上述の bidirectional anisotropy (Δj_1 及び Δj_2) による宇宙線日変化が観測される筈である。今、以上の宇宙線 anisotropy のエネルギー・スペクトル Δj を

$$\Delta j_1(E, \psi) = \begin{cases} k_1 j_0(E) (E_0/E)^{m_1} \cos \psi & (E \geq E_1) \\ 0 & (E < E_1) \end{cases} \dots (1)$$

$$\Delta j_2(E, \psi) = \begin{cases} k_2 j_0(E) (E_0/E)^{m_2} \cos(\psi - \phi) & (E \geq E_2) \\ 0 & (E < E_2) \end{cases} \dots (2)$$

とするとき、これを7の解析により、

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 10 \text{ Bev} \\ E_1 &\sim 10 \text{ Bev} \\ E_2 &\sim 10 \text{ Bev} \\ m_1 &= 1 \sim 2 \\ m_2 &= 0 \\ \phi &\sim 180^\circ \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

であり、且つ Δj_1 及び Δj_2 の方向は大体 Archimedean spiral の方向であることは知られている。但し上式で $j_0(E)$ は平均微分スペクトル ψ は Δj_1 の方向に $\psi=0$ にとり反時計回りに測るものとする。よってこれら Δj_1 及び Δj_2 の11年変化及び22年変化を考慮し、太陽の一般磁場の反転した時点を時間の原点として、これを年で表せば

$$k_1 = a_1 \cos\left(\frac{2\pi}{11}t\right) + b_1 \dots (4)$$

$$k_2 = a_2 \sin\left(\frac{2\pi}{22}t\right) + b_2 \dots (5)$$

の形で表される。この場合、 $a_1 \sim 0.2$, $b_1 \sim 1.5$, $a_2 \sim 0.05$, $b_2 \sim 0.15\%$ とし、太陽活動による惑星間空間の磁場の方向の変化を考慮に入れると、大体 T_{max} の22年周期の説明が出来る。

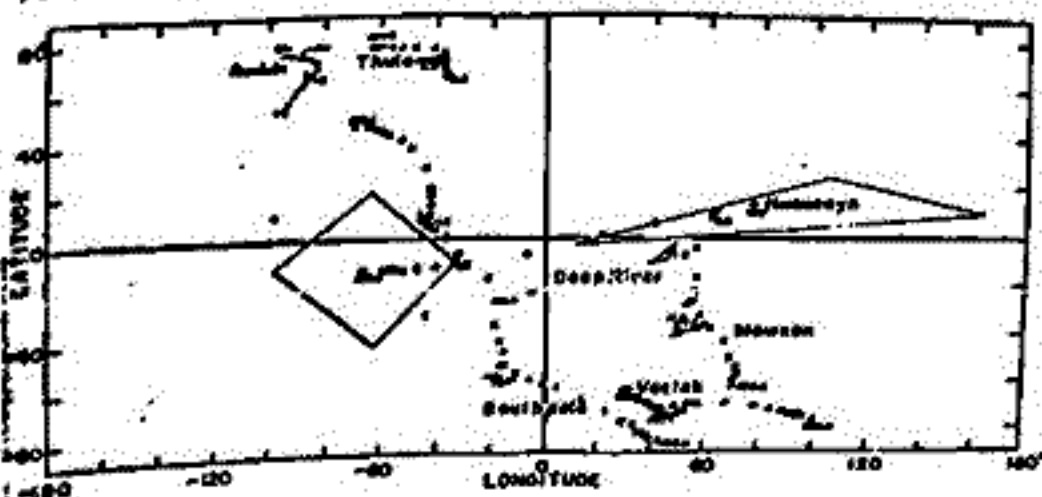
須田 友重
気象研究所

極地域の日変化は、回転軸に近い所をみてみるに比べて、一般に小さくなる。

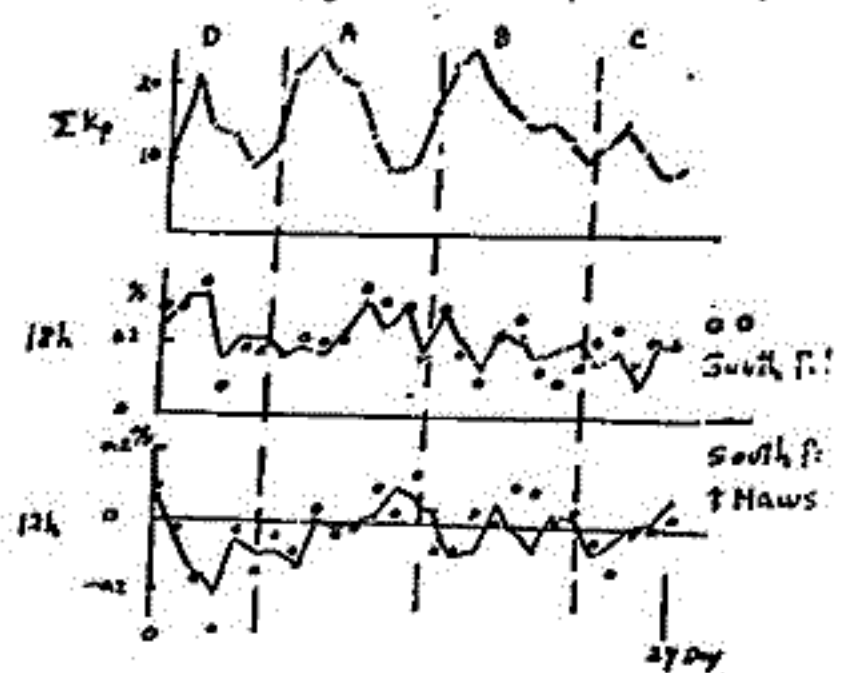
しかし、South Pole や Mawson の Asymptotic Direction は、第1図に見るように、Low Energy で赤道付近をみてあり、これらの解析から Low Energy の特性がみられる可能性がある。

第2図には、1964年の月平均値の日変化 1st Harmonics を示した。これは McCracken 達の日変化の予想と合っており、日変化が、18時方向に平均として向いており、エスキモーにあまりよまなく又低エネルギーまでのびてみると考えてよい。

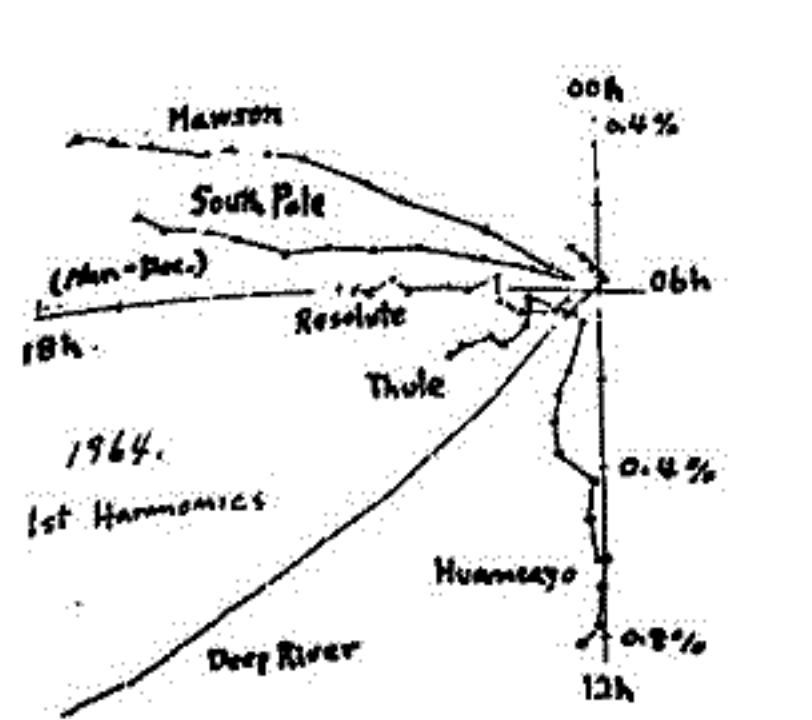
1964年3月から10月までの data を Wilcox 達に任せて sector ごとに分けて、種々の統計をとった。A及びBの領域では Forbush Decrease も連続してきており、擾乱期であるが、C及びDは静穏な時期であった。第3図は日変化を18時方向と、12時方向に分けてるのである。これを(A,B), (C,D)の期間で ΣKp との相関図にしたものが第4図であるが、負の相関がみられる。



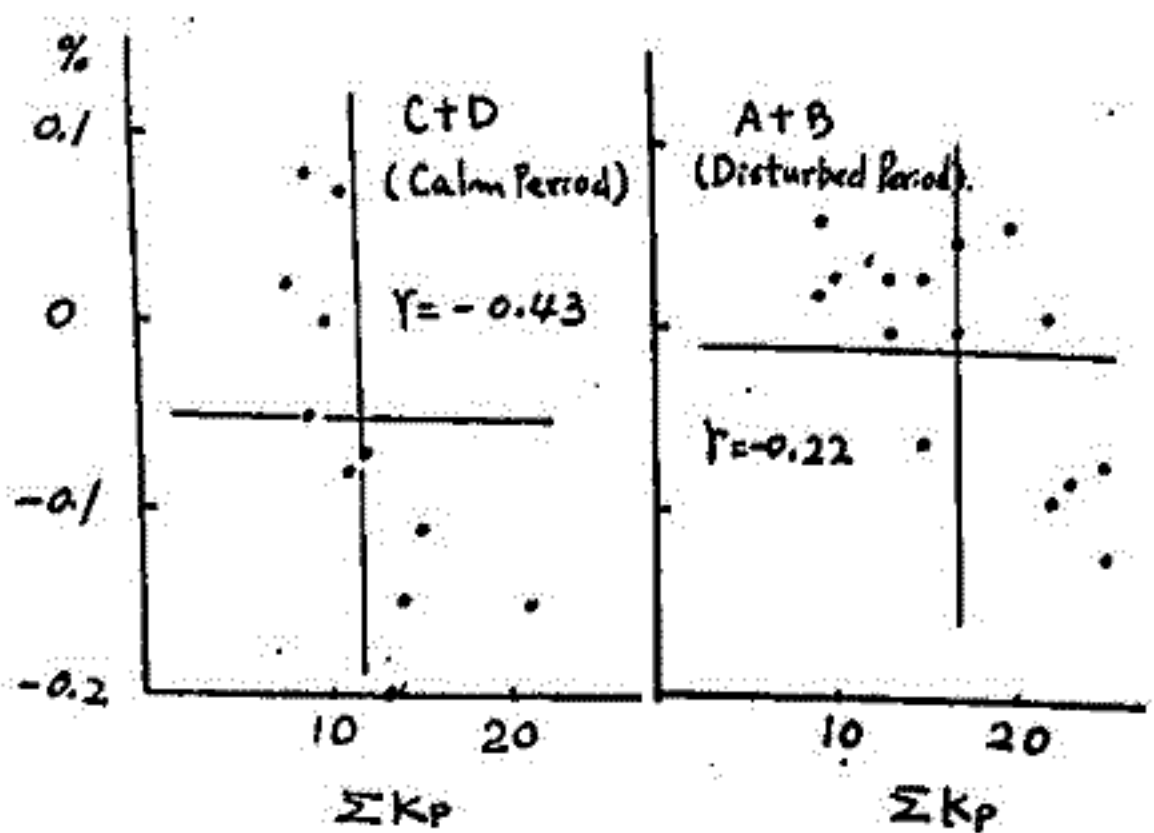
第1図



第3図



第2図



第4図

Theoretical calculation of the cosmic ray daily
variation expected at Mt. Norikura meson telescope

藤本和孝

五大理

惑星間空間 γ 線. 宇宙線 α Axis Symmetric Anisotropy による π 生成の daily
variation の一般的な Formulation が最近発表された (in press)
この Formulation によれば. 宇宙線 α Anisotropy と Daily variation と結びつけた
量としての Coupling Coefficient が定義された
現在. 東館にある Multi-Directional Meson Telescope の観測結果を基にこの係数の測定
が行われた
この測定に用いた coupling coefficient の計算結果は以下の報告書

理論的 10 日間変動, 異常変動

Super neutron monitor network data の規則性 (逐日) の 1/2 日変化の spectrum は
統計的状況 (振幅, 位相, rigidity dependence) の測定に parameter の決定は
 χ^2 test を用いる。

Station の T'' (V.T.) は観測された 10 日変化 $S(T)$ の理論的伝達

$$S(T) = \sum_k W_k(R_k) g(R_k) \Delta R_k \sum_i f(\theta_i, T, R_k)$$

ここで W_k は normalized response function である。

$$W_k(R_k) = W(R_k) / \sum W(R_k) \Delta R_k$$

rigidity spectrum は

$$g(R_k) = a (R_k/10)^\beta \exp(-R_k/R_0)^{\beta+1}$$

を用いる。 source function は 2 次 Legendre の多項式

$$f(\theta_i, T, R_k) = \frac{1}{2} (\alpha \cos^2 \theta_i - 1)$$

ここで θ_i は観測点の asymptotic direction (λ_i, ϕ_i) と source direction (λ_s, T) との方位角である。 f は 1 日成分と 1/2 日成分を含む 3 次半日変化成分 A, B は
Fourier 解析より A, B は

$$A = \frac{3}{4} \cos^2 \lambda_s \sum_k W_k(R_k) g(R_k) \Delta R_k \sum_i \cos^2 \lambda_i \cos 2\phi_i$$

$$B = -\frac{3}{4} \cos^2 \lambda_s \sum_k W_k(R_k) g(R_k) \Delta R_k \sum_i \cos^2 \lambda_i \sin 2\phi_i$$

各 Station の counting rate を重ねると

A, B の平均値は観測値 A, B に合う様に理論値
を調節して χ^2 test を行う。

Fig. 10 χ^2 値の等高線図の 1 例を示す。

χ^2 minimum の部分 (斜線) は $\beta R_0 = 20$ と $\beta R_0 = 50$
の点線は平行して 2 本の間にある。

特徴は年平均日変化の解析 (1) や高精度中肉子計
の結果 (2) と良く一致している。

他現象との関連や 1/2 日変化について
調べた。逐日解析より得た半日変化は

density gradient (4) に与る, pitch angle
distribution (2) に与るものと考えられる。

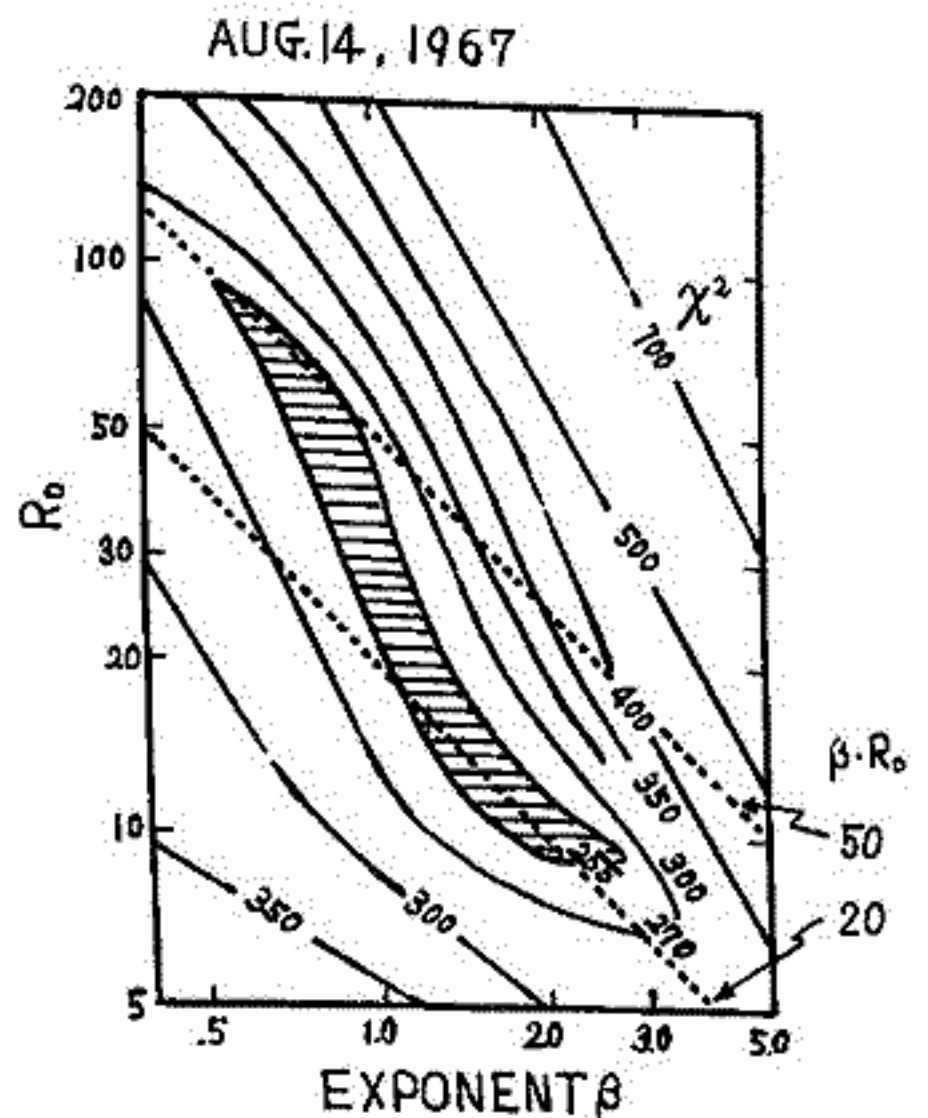
(1) M. Wada and H. Komori, Can. J. phys. 46 (5971) 1968

(2) K. Nagashima et al. 学会報告

(3) S. Mori et al. 学会報告

(4) J. J. Quenby and B. Lieth

Planet Space Sci. 16 (1207) 1968



宇宙線日変化と太陽活動について (II)

石田喜雄, 菅野常吉, 斎藤俊子
 福島大・教育 福島医大・物理

これまで、IqY-IQSYの期間(第19太陽サイクル)の資料を用いて、次のようなことを報告してきた。

1) T_{mn} と太陽黒点数について

T_{mn} (宇宙線中性子強度日変化極大時刻(地方時))と太陽黒点数(R)との間には

$$T_{mn} = a_0 + b_0 \times 10^{-2} \cdot R \quad (1)$$

の関係があり、 b_0 は全世界的に、(a)赤道付近緯度地方では $b_0 \approx 0$ 、(b)両極部及び南太平洋では $b_0 > 0$ という分布を示している。

2) T_{mn2} と太陽コロナ緑線強度について

T_{mn2} (宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(地方時))と太陽コロナ緑線(5303Å)強度(I)との間には

$$T_{mn2} = a_2 + b_2 \times 10^{-2} \cdot I \quad (2)$$

の関係があり、 I を太陽面緯度 $30^\circ N \sim 30^\circ S$ を 5° 毎に分け、それぞれと T_{mn2} との相関をとると、太陽面赤道部と良い相関を示す地点と、 30° 附近の I と深い相関を示す地点があること、及び、この場合も地点によって正相関を示すところと負相関を示すところがあることもわかった。

3) 以上のことから、第19太陽サイクルに於ては次のことがいえそうに思われる。

宇宙線一日変化は太陽面に近いところには原因を持つものの modulation をうけ、半日変化は、^{高度}それより高度のコロナと強い関係を持つものに原因を持つ modulation をうけると考えられる。

今回は、調和解析の次の項を無視してもよいかどうか——現在わかっているところでも無視し得ないと思われる地点がある——について検討した結果について述べる予定である。更に資料加入予定は第20太陽サイクルの場合についても上述のことかいかどうかについても報告する予定である。

宇宙線強度の日変化の解析

森 覚* 安江新一* 一之瀬匡興**
 信大理* 信大教養**

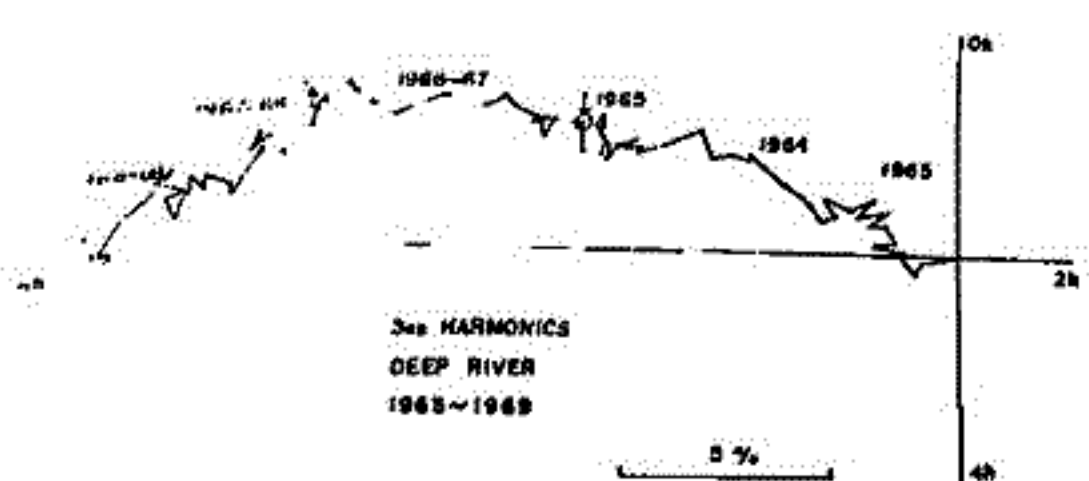
藤井等によれば惑星間空間磁場に沿う太陽方向への "Loss cone" を考えることにより、 $1/3$ 日変化 (P_3) は説明できる。又、チェルテニハムとフライストナーのデータ解析から P_3 の存在が、長島等により示され、さらにこの P_3 の異方性から生ずる P_3' と従来の180°方向の P_1' との二方向異方性を仮定することにより、山と地上の位相の逆転が説明されるという提案があった。

我々は中性子のデータを用いて $1/3$ 日変化 (P_3) の存在について調べた。Ables et al. は1964年の中性子のデータでパワースペクトル解析を使って半日変化を確認したが、その際 $1/3$ 日変化についてはふれていない。我々はDeep Riverの1962-1969年、及びAlertの1965-1967年の中性子データを用いて解析を行った。

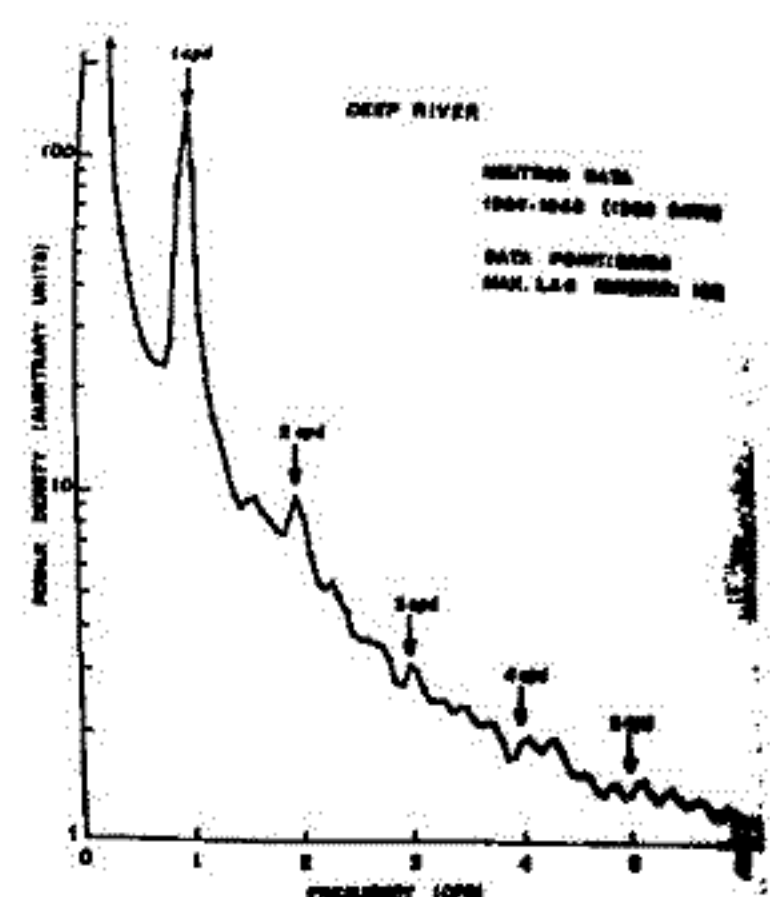
(1) 第1図は $1/3$ 日変化のダイアグラムを示す。この図から $1/3$ 日変化のベクトルが60°方向にのびていることがわかる。この図は P_3 が安定に存在していることを示しているとしてよい。

(2) 一方Deep Riverでの1年ごとのパワースペクトルを求め、これを重ね合わせた結果を第2図に示す。1日変化と半日変化に対応する1cpdと2cpdに有意なピークが見られる。さらに3cpdのところにもピークの存在がみられる。Deep Riverの気圧を使った同様の解析ではパワーは全cpdにわたって平らである。すなわち上記の宇宙線強度の3cpdの有意なピークは気圧変動によるものではないと思われる。

等方的な成分の寄りをとり除くため、Deep RiverとAlertの差を使った解析を進める予定である。



第1図



第2図

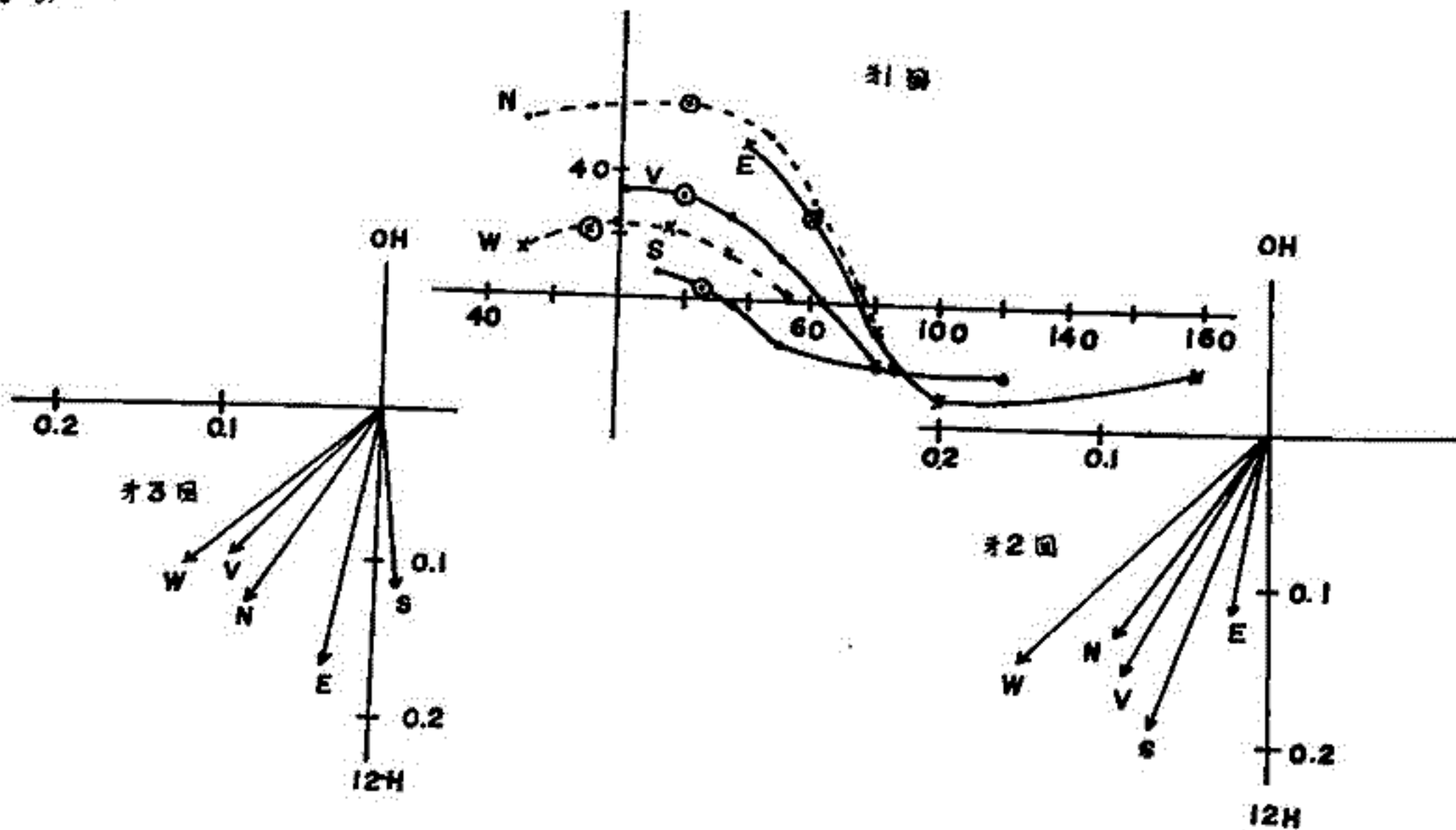
地下30m.w.eにおける宇宙線の強度変化

一之瀬匡興** 森 覚* 安江 新一* 鷲坂 修二*
 信大教養** 信大理*

1970年6月より地下30m.w.eにおいて、1m²×4のプラスチックシンチレータ
 -を1.6m離して上下2段においた宇宙線計によつて連続観測を開始した。

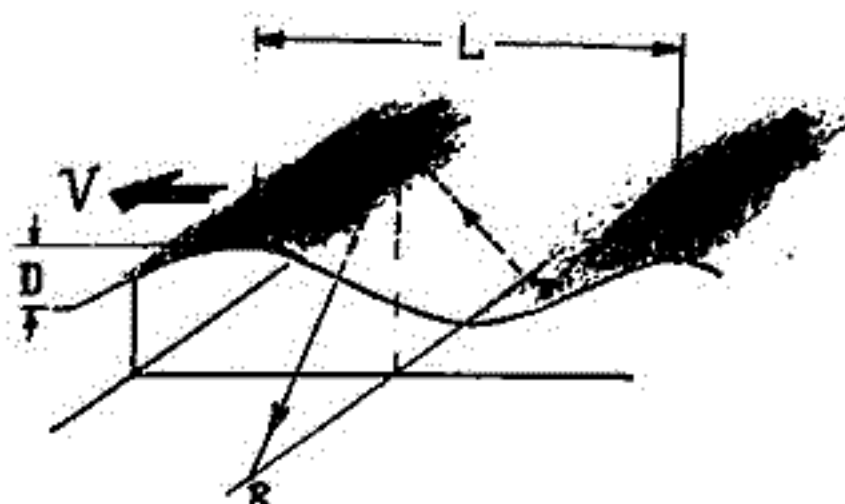
才1回は天頂角32° 方位角54° (N方向よりE方向にとる)における各成分の軌道
 である。才2回は6月15日~31日, 才3回は6月15日~8月31日までのうち49
 日のデータを用いた太陽時日変の解析の結果である。

各成分の位相関係は軌道とよく一致している。その後の観測結果もあわせて述べる予定
 である。



筒井 裕 小川 徹
(京都大学工学部)

HF ドップラーにより TID の観測が出来たので報告する。
電離層の反射面に凹凸があり、それが水平に移動する場合、HF ドップラー観測によ、てそれととらえる事が出来る。第1図のように電離層における電波の反射点付近の高さの凹凸が正弦的であるとすると、その水平移動によるドップラー観測は第2例のようになる。これとともに電離層自身の波動を求めらる事が出来る。

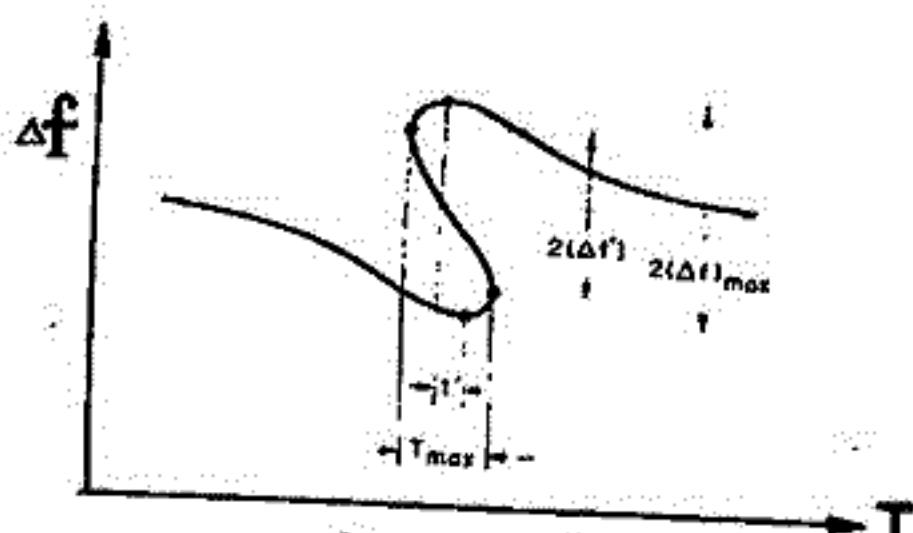


第1図

$$D \cong \frac{c T_{max}}{2\pi} \cdot \frac{|\Delta f_{max}|}{f_1} \text{-----(1)}$$

$$V \cong \left[\frac{c h'}{T + T_{max}/2} \frac{\Delta f_{max}}{f_1} \right]^{1/2} \text{-----(2)}$$

$$L \cong V T_{max} \text{-----(3)}$$

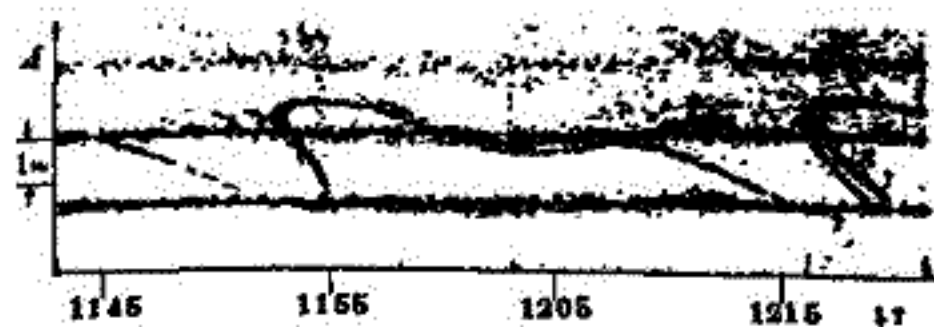


第2図

ここで、D は L は正弦的の凹凸をも、た電離層のそれそれ振幅及び波長であり、c は真空中の電波の速度、f₁ は使用周波数を垂直入射に変換した値、V は電離層の水平移動速度、h' は Ionogram による電離層の見かけの高さである。

第3図は早稲で観測した TID の例であり、この TID は 9:00 から 16:00 JST に続いていた。このデータをもとに 12:10 JST から始まる S 字カーブについて計算すると次のようになる。

DECEMBER 21, 1969 JJY TO UJI



第3図

- h' = 250 Km
- L = 56 Km
- D = 1.4 Km
- V = 310 m/sec

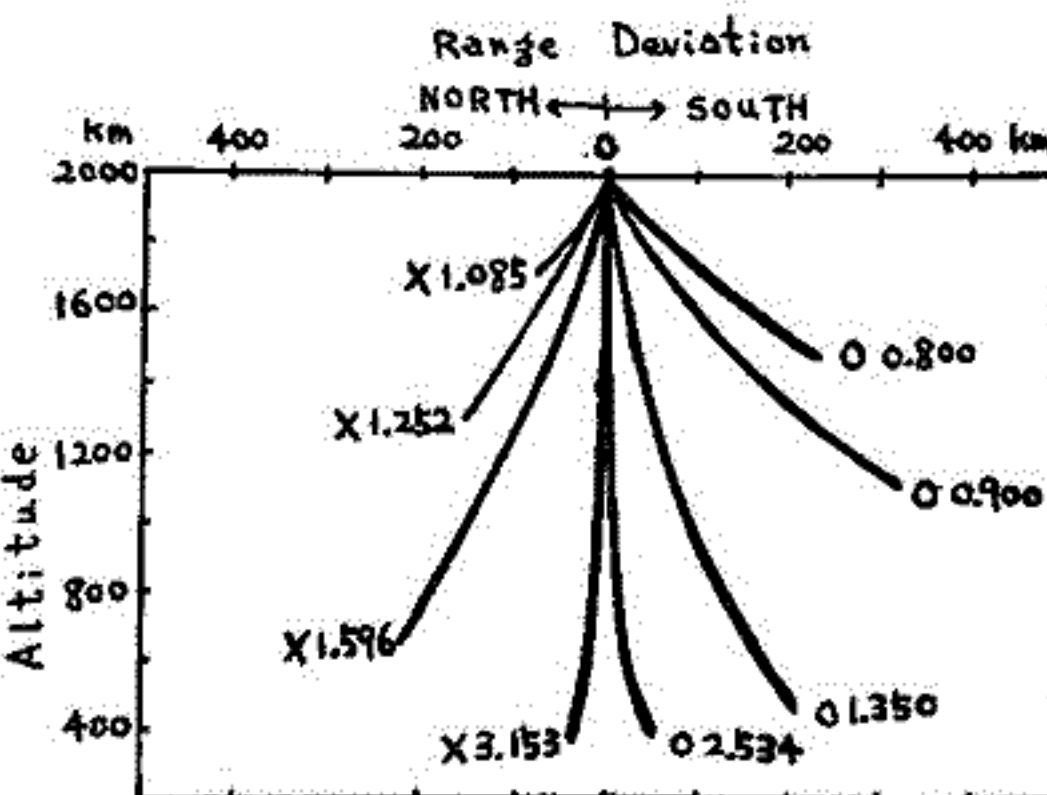
中村 義勝 北條 尚彦

郵政省電波研究所

トッポサイド・イオノグラムを解析して上部電離層の電子密度分布 ($N(h)$ プロファイル) を求める際に反射波は鉛直下方から帰ってくるものと仮定している。すなわちサウンダ (sounder) から発射された電波は鉛直下方に進んだものが反射され、同じ経路を上方に進んでサウンダで受信されると仮定する。この仮定は磁場がある場合には屈折率が異方性を示すために正しくない。本文においてはアローエリト 2 のトッポサイド・イオノグラムを解析して得られた電子密度分布を用いて各モードについての反射経路を計算し、その鉛直伝播からのずれの程度を考察した。またイオノグラムの読取り値と Ray Tracing から求めた計算値を比較して鉛直伝播の仮定の妥当性について検討を行った。Ray Tracing に使用した電子密度分布は鉛直伝播を仮定して読取り値から得たものであるから鉛直伝播の仮定が妥当でなければ計算値は読取り値からずれるはずである。電子密度分布は電波研究所から出版された DATA ON TOPSIDE IONOSPHERE Vol. 1 (Electron Densities and Scale Heights from Alouette II Observations over Japan, Oct., Nov., and Dec. 1966) から 3 例を選んだ。その結果、鉛直伝播の仮定はほぼ妥当であって読取り値と計算値に大きなずれは無く、さしあたり $N(h)$ 解析に Ray Tracing を考慮する必要がなれりことが明らかになった。第 1 図と第 1 表は 3 例のうち 1 例についての結果である。電子密度分布は 11 月 8 日 18 時 27 分 22 秒 UT のものを用いた。サウンダの高度は 2008 km でありサウンダ位置での地磁気傾角は 38° である。第 1 図はサウンダで受信される電波の伝播経路である。仰角周波数ほど鉛直からずれることがわかる。X モードと O モードでは O モードのほうが幾分鉛直からのずれが大きく、電波は分散しやすい傾向が見られる。このことはトッポサイド・イオノグラムにおいて O トレースより X トレースのほうが安定して観測されるという事実と関係があるように思われる。第 1 表はイオノグラムの読取り値と Ray Tracing で計算した見かけの伝播距離の比較である。観測値と計算値との差は大きくても 100 km 程度であり、これは現在のイオノグラムの読取り精度を考えるとそれほど大きな値ではない。なお屈折率面は磁力線に関して対称であるから地磁気傾角が 0° または 90° の時は鉛直伝播の仮定は満足される。従って電子密度分布が単純な高土の関数として与えられるような場合には解析の際に Ray Tracing を無視しても大きな誤差を生じなれりことがわかった。

第 1 図 Ray Path.

第 1 表 見かけの距離



| Mode | Frequency MHz | Group Delay / 2, km | |
|------|---------------|---------------------|------------|
| | | observed | calculated |
| O | 1.088 | 2815 | 2885 |
| | 1.192 | 2295 | 2315 |
| | 1.350 | 2015 | 2210 |
| | 1.629 | 1890 | 1925 |
| | 2.534 | 1850 | 1880 |
| | 3.468 | 1960 | 1995 |
| X | 1.000 | 905 | 780 |
| | 1.085 | 1870 | 1750 |
| | 1.252 | 2640 | 2495 |
| | 1.407 | 3010 | 2970 |
| | 1.577 | 3130 | 3055 |
| | 1.596 | 2945 | 3010 |
| | 1.738 | 2505 | 2425 |
| | 1.879 | 2240 | 2375 |
| | 1.998 | 2125 | 2245 |
| | 2.378 | 1960 | 1895 |

VLFヒスの偏波、入射角について

田中義人

名古屋大学空電研究所

1968年昭和基地で得られた偏波及び入射角記録(偏波ペン書記録: 12, 25 KHz, CRT方式: 5, 12, 25 KHz)を解析した結果、次のとおりである。

1. 波は右旋且ほぼ円偏波である。
2. 入射角は余り大きくなく(約数十度)、且高緯度側にづれる。
3. 波のエネルギーの大半はほぼ磁気子午面によつて下降して来る。
4. 偏波ペン書連続記録の解析結果より見て、果して入射角と夫々独立の位相を持つ複数の波の、右旋且ほぼ円偏波となし概ね磁気子午面によつて下降して来る、地上で同時に受信されるものと思われる。
5. 地上で反射された波のエネルギーの大半は電離層中の再透過する。従つて中、低緯度まで伝播しない。故にオーロラヒスは local phenomenon である。

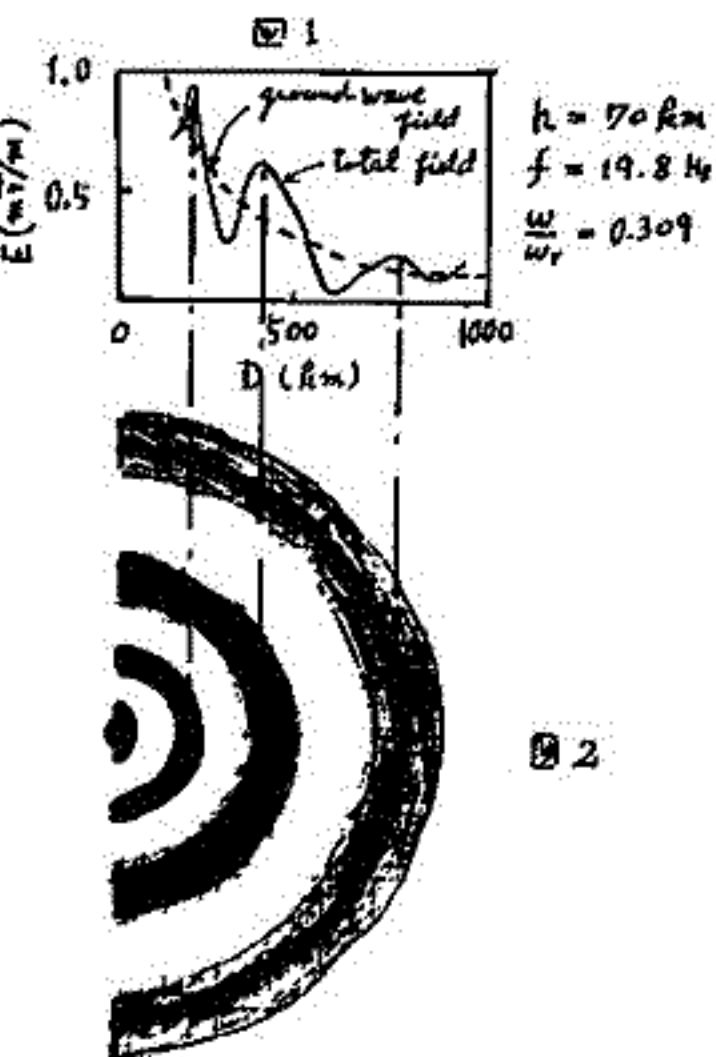
ホイッスラー波の電離層入射 — グクトによる なエネルギー集中の機構 —

黒木 徹
(京大工)

ホイッスラー波は 磁力線に沿って存在する ionization duct 内に confine されて伝
わると思われていたが 実際には別に ホイッスラー波が電離層に入射する際に すでに
ある程度のエネルギー集中が行われる可能性があるのではあるからと議論する。

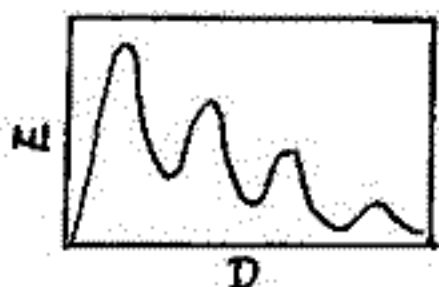
球面地球と球面電離層と境を以て空間での場を考慮する。地表に置かれた垂直電流双極子
による電場の垂直方向成分 E_r の地表における値を 双極子からの距離 D に対してプロットす
ると図1のようになる (J. R. Wait, 1959)。これは二次元的に波源の真上から見ると 図
2のように E_r の強弱に表れた同心円状の縞模様が現れるはずである。これは波源から放射さ
れる無数の ray の合成による干渉縞に他ならない。Wait は 電離層が半導体的な場合につ
いて地表での場を計算したが この結果を修正して非等方電離層での場を計算する
ことが出来る。この時の E_r-D 曲線は多分図3のようになると思われが 地球磁場の傾
度を他と、VLF 領域での電離層の反射係数が東-西伝播の際に示す non-reciprocal な性質
を考慮に入れると 干渉縞は図2のような同心円状にならずに楕円状やゆがんだ形に
なるであろう。この干渉縞は ray tracing によって反折半球に写像でき 反折半球の地表
では観測点の位置によって受信電界強度の強弱が出来るはずである。

この縞の位置は周波数によって異なるので 一点で観測したホイッスラー電界強
度はある特定の周波数で強くなるより逆に強くなるよりかは必ずであり 同じホイッスラ
ー電界強度で観測するとその特定の周波数が観測点によ
って異なるはずである。しかし、干渉パターンが出来ると
は波源から coherent な波が一定時間以上でる必要がある
あり また 雷放電は常に垂直に起るとは限らないので
ホイッスラー波への考慮もあてはめなければならない
であろう。干渉縞の位置を推定するには 本
定した単一周波数で連続的に発射された人工VLF
電波のホイッスラーモードを使うのが最適である



計算方法: 一般に波源からの距離が大きくなる時は用いられる
Mode Theory は 波源近傍では高次の mode を無視でき
ないので有効でない。また 球面地球と球面電離層との
境界条件を代入して球座標での波動方程式を解く Mode
Theory に地球磁場を任意の形で取り入れることは極めて
困難である。したがって ここでは多数の ray の重ね
合わせとして一点の場を定める幾何光学近似を用いて計
算を行う。

図2



木イ スラ一波の電離層通過

舘田 浩一郎
(東大宇宙研)

木イ・スラ一波の電離層通過の数値計算の結果がやっと得らぬようになったので今回はその一部を報告する。

今回は計算方法の4つの中の意味の (I) Sharp 及 Boundary の電離層の場合について解析解と数値計算結果の比較 (II) Pitway の使用した電離層モデルでの波の計算との比較を報告した。

木イとを含めた計算は Resonance 点での取扱ひ方法が未だ解決出来ていないので、今回はエレクトロニのみとした。

菅平におけるホイッスラー空電観測について

梶 靖夫 奥沢隆志 若野科夫 上滝 実
電 気 通 信 大 学

はじめに 電通大菅平宇宙電波観測所(地理的経緯度 $N36^{\circ}31'$, $E138^{\circ}19'$, 地磁気緯度 $N26^{\circ}0'$)では、昭和44年2月よりホイッスラー空電の予備観測を開始し、昭和45年1月よりルーチン観測を実施している。本稿では観測装置の概要とこの間に得られたホイッスラー空電の月別発生数および分散値の分布について報告する。

観測装置 受信空中線は高さ20m、横30mのデルタ型の1ターンスルー型空中線で、この空中線を東西・南北両方向に張って使用する。空中線からの信号は周囲の人工雑音の除去を考慮したアンプで増幅し、その信号を加えて毎時20分と50分より1分20秒間データレコーダに録音される。得られたデータはソナグラフによって周波数解析される。

観測結果 (1) 発生頻度 1例として図1に本年1月から3月までのホイッスラーの月別発生数を示す。季節的な発生数の変化は、冬季の1月から2月にかけて最も多く発生し春から夏にかけて激減するが秋になりやや増加する傾向を示す。1日の発生状況については、午前1時頃より日没までおおよそ日没から2時間ぐらいの間にピークがある。このピークのうち、冬季では後者の方に発生が集中しているが、春から夏にかけて逆に日出前の時間帯の方に発生の集中が移行している。

(2) 分散 図2に1例として1月に発生したホイッスラーについて地方時をパラメータとする分散値の分布を示す。この図より日出前の20(sec)から日没までには40(sec)ぐらいまでに増加し、真夜中にはさらに急激に減少していく日変化があることが分る。

また分散には季節変化が存在し、冬季のショートホイッスラーの平均値 $D=35.0(\text{sec})^2$ に対し、春・秋季には $D=40\sim50(\text{sec})^2$ と増加している。冬季のホイッスラーはそのほとんどがショートホイッスラーであるが、夏季には80%以上が $D=60(\text{sec})^2$ 以上のロングホイッスラーである。

他の詳細は講演時に申す。

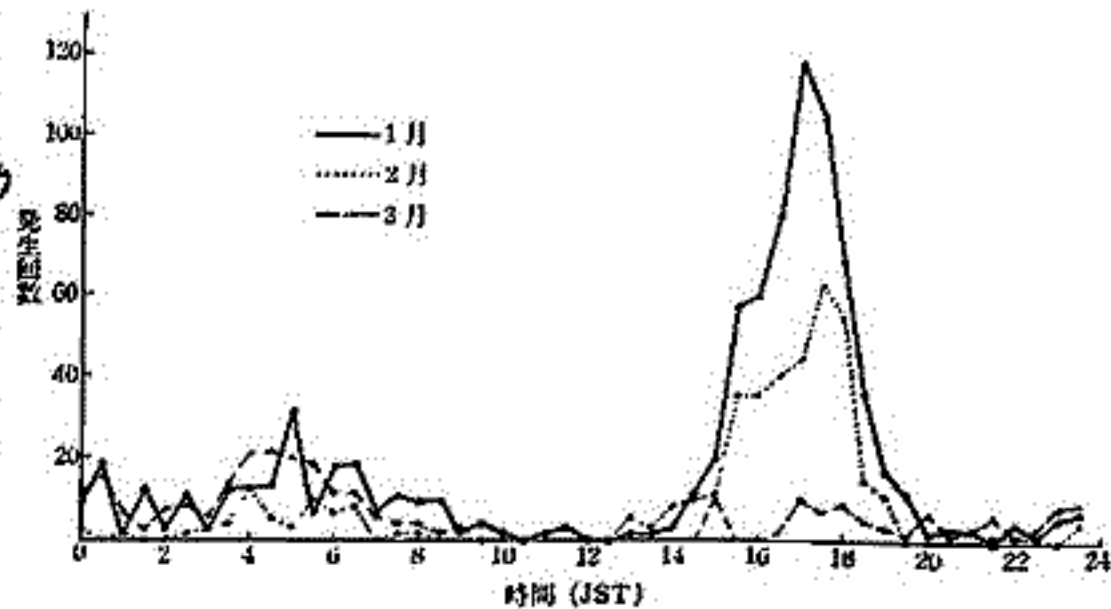
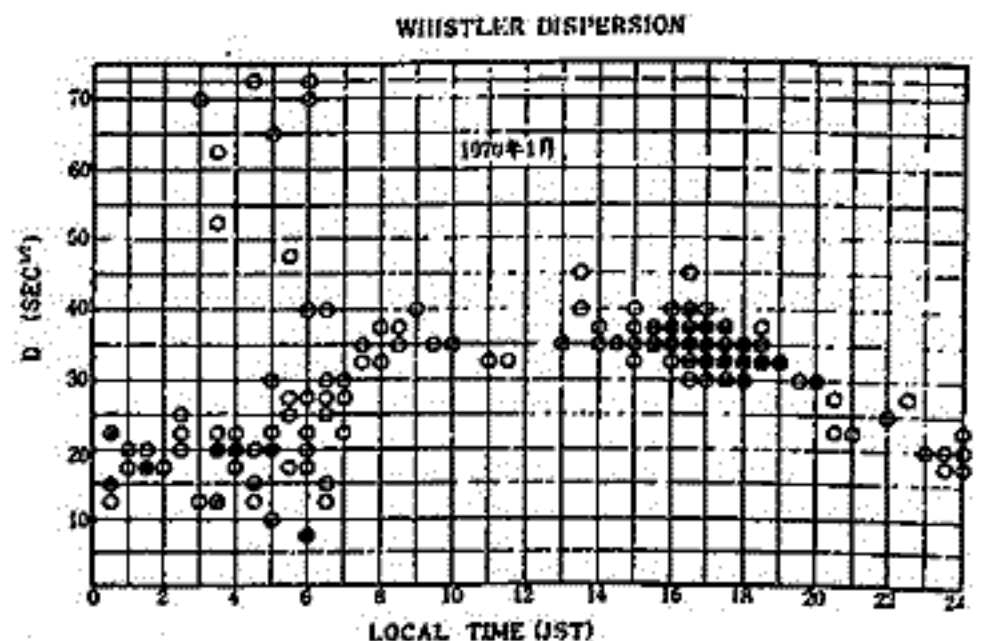


図1 ホイッスラーの月別発生数



(発生回数: ●9回以上, ◐6-8回, ⊙4-5回, ⊖2-3回, ○1回)

図2 分散値の時間別分布

- Characteristics of Whistler Propagations Associated
with Magnetic Storms on Mar. '70 -

奥沢隆志・山中馨・芳野赳夫 (電気通信大学)

From the theoretical grounds, it has long been accepted (Smith et al., 1960, Smith, 1961) that whistlers can be ducted along the field-aligned columns of enhanced ionization. The great possibility has also been pointed out by several experimenters that a considerable number of such ducts may be produced more often in the periods of high magnetic activity. However, any conclusive theory of the duct formation has not yet satisfactorily been established even from morphological basis.

In order to have a possible guide to a theory of the duct formation, four points at least should be clarified from morphological ground. These are : (1) With what time scale are the ducts formed and destructed ? (2) Mainly by which the dispersion can be determined, the magnetospheric electron density or the ionospheric density ? (3) Does the temporal behavior of f_oF2 respond to that of whistler dispersion ? (4) How thick are the ducts ? Using the whistler data at Sugadaira Space Radio Wave Observatory, Univ. Electro-Communications, (geomag. lat., $26.0^\circ N$), as well as hourly values of f_oF2 at Kokubunji, during Mar. '70 storms and normal days preceding the storm and following the storm, some answers to these questions are presented by showing several examples in which the growing and the decaying times of the whistler duct are occasionally as short as 30 minutes or less, and an hour or less, respectively. Poor correlation is found between the dispersion and f_oF2 during the moderate and severe storms, indicating that the dispersion is mainly determined by the magnetospheric electron density in the storm periods. A good similarity is also found between the temporal variations (with time scale of an hour) of ΔD , the increment of the dispersion D from averaged diurnal values of D , and that of $\Delta(f_oF2)$, similarly defined quantity of f_oF2 . This seems to provide an evidence that ionospheric density variation at f_oF2 height, with time scale of the order of an hour, does respond to the formation and destruction of the whistler ducts. The effective width of the ducts for 5 KHz are estimated, using the diffuseness of individual whistler traces on sonagrams, to be 6 to 27 km in normal quiet days and to range from 7 to 71 km in storm periods, provided that the duration time of return stroke of lightning discharge, as the source of whistler, is taken 500 μsec .

鎌田 啓夫
名古屋大学空電研究所

K-9M-26観測ロケット実験において親子方式のロケットの発射が成功したので、既知の電波を電離層プラズマ内でやりとりをして受信電波の性質をいろいろ電離層プラズマ内で予測される各種プラズマ波のモード、伝播等と対照して、自然雑音電波の発生機構や伝播様式等の研究を推進する実験が可能となった。そこで実験の第一段階として電子の効果をうける周波数領域の電波を掃引して電離層内で発射し、之をプラズマを透して受信することによりプラズマ周波数、プラズマカットオフ周波数、ハイブリッド周波数等の特性周波数現象の検出並びに雑音強度の測定を試してみた。ここではこの実験結果を報告する。

この実験はK-9M-29号観測ロケットを用いて1970年1月27日19時20分(JST)に東大内之浦のスペースセンターで実施された。子ロケットは高度75kmで分岐速度2.44 %secで切断された。親ロケットでは切断の時より約46秒間子ロケットからの送信波を受信した。受信強度は特定の周波数で著しい減衰を来した。この特定周波数におけるレゾナンス的な減衰は電離層プラズマの特性周波数に関係するとの観測から整理し、プラズマ周波数に相等すると見做される吸収周波数から電子密度の高度分布を求め、同時に実施された電子密度の直接測定結果と比較し、オーダーとしておおしくない結果をえたのでこの吸収周波数を一本プラズマ周波数と考えたとき、他の吸収周波数の説明がつかぬ点を検討した。これらに関して詳細は学会で報告する。子ロケットからの送信波が受信不能になった後は、地上からの短波通信が受信されており、この臨界周波数から、その高度での電子密度を算出した。又0.5~5MHz領域での電離層内での雑音強度の測定結果もえられた。

Multi-frequency Backscatter による電離層の観測 (2)

橋詰庄一郎 徳田八郎衛 田中敏史
防衛技研 オ-研究所 飯岡支所

Multi-frequency backscatter (斜入射アイオノグラム) による大地後方散乱波の観測においては、常に 10 MHz 程度までの電離層直接反射波が受信されるが、(図1) 今年7月中旬に行った連続観測においては、この直接反射波が 30 MHz 以上にも及ぶ例が数多く見出された。発射方位はいずれも 270° であり、9^h, 12^h, 15^h, 18^h, 21^h JST を観測実施時刻とした。直接反射波に見られる特徴は次の通り。

- (1) 9^h, 12^h には、観測事例の約半数に現われ、1例だけを除いて、直接反射波が現われた場合には大地後方散乱波が受信されなかったり、受信されてもその最高周波数は 10 MHz 以下に低下する。(図2)
- (2) 15^h においては、8回の観測事例中、6回も直接反射波が現われたが、MUF(2000 km) (1500 km) 等の値や大地後方散乱波の分散曲線には著しい変化は見られない。この6例中、1例だけを除いて、(大地後方散乱波の最高周波数) \leq (直接反射波の最高周波数) の関係が成り立っている。
- (3) 18^h には8回の観測事例中、2回、21^h には6回の事例中、1回と、直接反射波の出現事例も少なくなり、その出現の有無が大地後方散乱波に及ぼす影響は見出されない。

これらの電離層直接反射波は、Spread F, Field Aligned Irregularity による散乱現象とも考えられるが、夜間の出現事例が少ないのは何故か、VHF帯のみならず全短波帯にわたって大地後方散乱波が消滅するのは何故かといった疑問を Irregularity による散乱効果だけで説明するのは難しい。

9月には 25 MHz backscatter (回転空中線使用) を併用して連続観測を行っているが、30 MHz に達する電離層直接反射波が受信されたのは 2日だけであり、この現象は夏夏季に特有のものではないかと思われる。

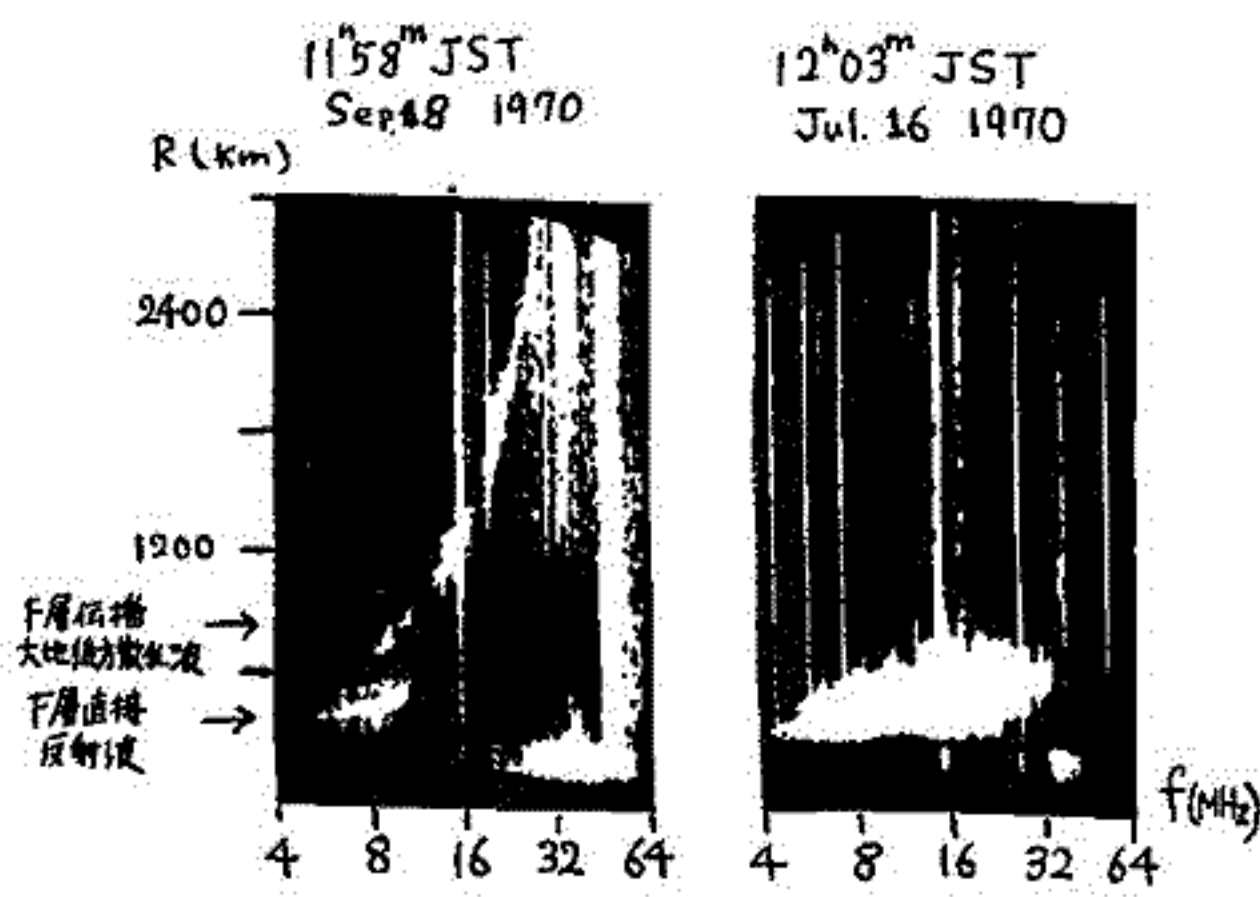


図1 正常な斜入射アイオノグラム

図2 電離層直接反射波のみの斜入射アイオノグラム

S.I.D 時における VLF 局電波の位相変化

山下 亨子
名古屋大学 空電研究所

電離層 disturb 時には、VLF 送信局電波の位相が変化する現象を S.P.A とよんでいる。現在まで、位相が進む場合の現象のみ報告されていたが、最近 大塩氏等により、 disturb 時に位相が遅れる "S.P.A 負効果" の現象が 4 例報告されている。

ここでは、下図のような電離層模型を使い、導波管理論を用いて、 disturb 時における位相変化と減衰係数の関係を調べる。

電離層反射係数の微分方程式

$$\frac{2i}{k_0} \frac{dR}{dz} = c n^2 (1-R)^2 - \frac{1}{c} \left(1 - \frac{S^2}{n^2}\right) (1+R)^2 \quad \text{----- (1)}$$

R: 反射係数

$S = \sin \theta$ (θ : 入射角)
 $C = \cos \theta$

$$k_0 = \frac{\omega}{c}$$

$$n = \sqrt{1 - \frac{X}{1 - iZ}} \quad ; \quad \text{屈折率} \quad \left(X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad Z = \frac{\nu}{\omega} \right)$$

モード方程式

$$R \cdot e^{-i2k_0 h C} = e^{-i2\pi N} \quad (N=1) \quad \text{----- (2)}$$

(1) 式と (2) 式を数値計算して、波動関数の位相項 $e^{-i k_0 S d}$ (d : 伝搬距離) から 1000 km あたりでの位相と減衰係数の変化分を求めた。



田中良知・小川俊雄
京都大学理学部

シューマ共振電磁波は主として雷放電により発生していると考えられる。従来の研究では源が単一点にあるとして取扱われる事が多かったが、今回は源が広がりを持った場合に、垂直電場のみかけの振巾、共振周波数及びQ値の日変化に現われる差異について報告する。ある場所で観測される共振波は下部電離層及び源までの距離の影響を大きく受けるから⁽¹⁾これを表現出来る適当なモデルを作り計算する必要がある。電離層パラメータを二次元的に受え得る事、源点を多点に取れる事を考慮してM.I.T.グループの用いたセクターモデルを採用したので計算法を略記しておく。

1. 経度・緯度について各々24, 18分割しそれぞれに(I, J)座標を与える。
2. 電離層モデルはMADDEN, THOMPSON⁽²⁾の用いた、夜風・緯度で変化する二次元モデルを用い各点で每個インピーダンス $Z(I, J)$, アドミタンス $Y(I, J)$ を求める。
3. 源函数 $S(I, J)$ を雷電時刻はL.T. 16HであるとしてThunderstorm day mapから求める。⁽³⁾⁽⁴⁾
4. TMOモードの垂直電界は以下の様にして求められる。⁽⁵⁾

$$\mathbb{L}_z(V) - YZ R^2(V) = -S - T \quad \mathbb{L}_z \equiv \frac{\partial}{\partial x} \left((1-x^2) \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{1}{1-x^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$$

$$-T = \frac{1-x^2}{Z} \frac{\partial Z}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{(1-x^2)Z} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \frac{\partial V}{\partial \phi} + (YZ - \bar{Y}Z) R^2 V$$

Green函数を挿入すると

$$V_{ij} = \iint G_{ij} (S_{ij} + T_{ij}) dX' d\phi'$$

Perturbationを行なうと

$$V_{ij}^0 = \iint G_{ij} S_{ij} dX' d\phi'$$

これを用いて

$$-T_{ij}^0 = \frac{1-x^2}{Z_{ij}} \frac{\partial Z}{\partial x} \frac{\partial V_{ij}^0}{\partial x} + \frac{1}{(1-x^2)Z_{ij}} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \frac{\partial V_{ij}^0}{\partial \phi} + (YZ_{ij} - \bar{Y}Z) R^2 V_{ij}^0$$

$$V_{ij}^1 = \iint G_{ij} (S_{ij} + T_{ij}^0) dX' d\phi'$$

以下同様に計算する事でVを求める事が出来る。

$$G_{ij}(x, \phi; x', \phi') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{4\pi} \frac{P_n(\cos \gamma)}{n(n+1) + YZ R^2}$$

座標は極座標。 $x; \cos \theta$
 $\gamma; 受信点と源点とのなす中心角$
 $R; 地球の半径$

共振は分母が零に近づく時生じ $\omega^2 \approx \sqrt{n(n+1)} \frac{(\text{phase velocity})}{R}$ である。

[参考文献]

- D. Jones, D. Kemp Experimental and Theoretical Observations on the Impulse Excitation of Schumann Resonances
T. Madden, W. Thompson Low Frequency Electromagnetic Oscillations of the Earth Atmosphere Cavity, Reviews of Geophysics, 3, 1965
Hand book of Geophysics, Air Force Research Division, Geophysics Research Directorate, MacMillan Co., N.Y., 1960
T. Ogawa, et. Schumann Resonances and World wide Thunderstorm Activity, J.G.G., 21, 1969
P. Nelson Ionospheric Perturbations and Schumann Resonance Data, ph.D. thesis, M.I.T., May 1967

小川俊雄
京大理

1. 太陽フレアと大気電場——高山における観測

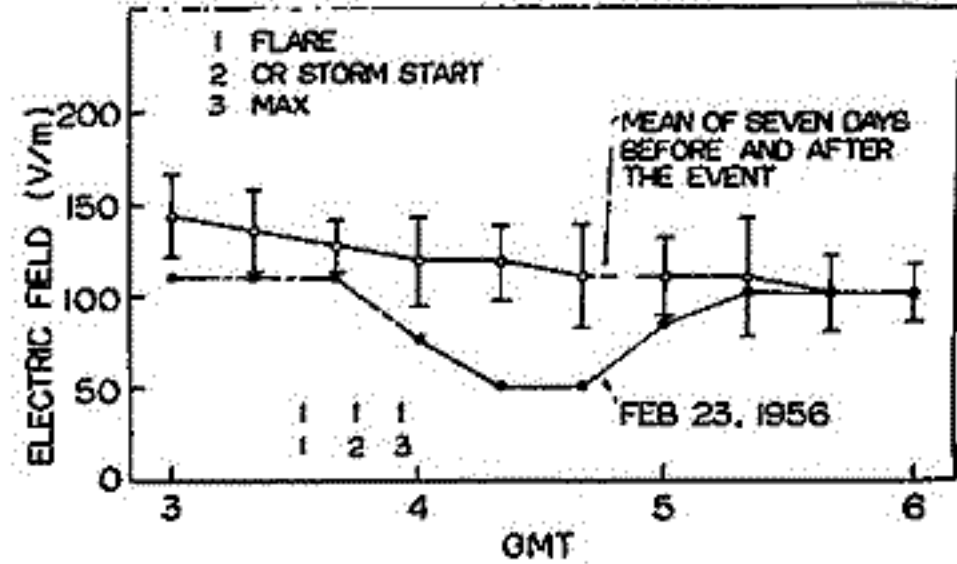
3000m級の高山ではフレアにともなう電場電流ともに増大し、その影響は数日間続く。これは気柱抵抗の減少によると思われる。

2. オーロラと大気電場——極地域または高緯度における観測

北極または北半球の高緯度地方での観測では、オーロラにともなう電場が減少するが、南極では反対に増加する傾向がある。文献から記録例をみると、これらの変動は、上層大気中に突入する電子流とそれに先行するプロトン流が、空間電荷として地上の電場に影響を与えるようにみえる。

3. 1956年2月23日の太陽宇宙線異常増加の影響

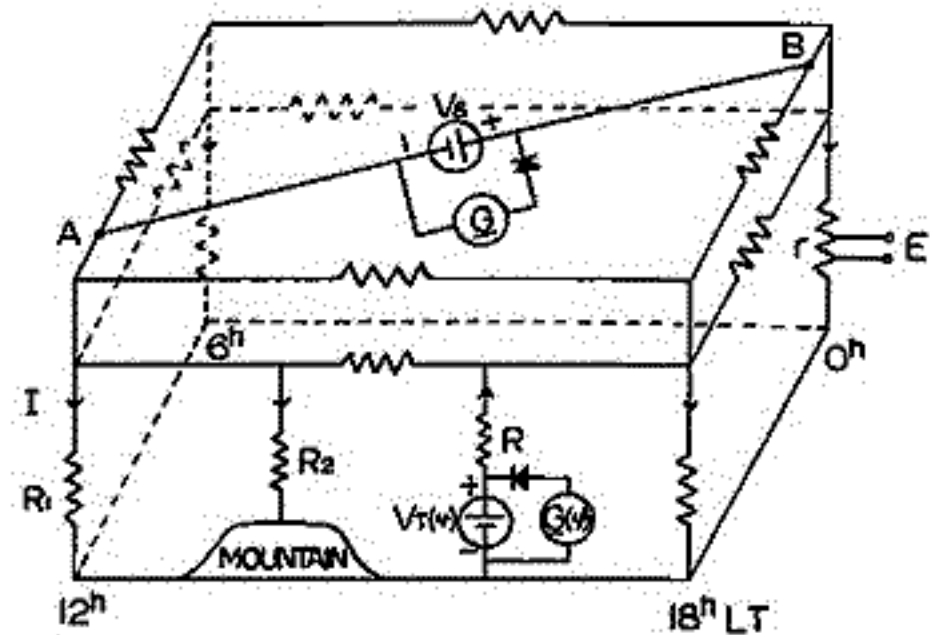
03時32分UTの太陽フレアにともなう発生した史上最大の太陽宇宙線異常増加の際、電場に明らかな影響が現われた。オ1図は標高860mの比叡山頂で観測した結果を、前後7日間の平均静電電場と比較したものである。このとき、布岡・女満別でも同様で、Swider (ポーランド)でも同じ傾向が見られる。(Zugspitze では2と同じ結果を得ている)この直接の原因は地上の電気伝導度の増加であろう。



オ1図 1956年2月23日の太陽宇宙線異常増加にともなう電場の減少

4. 電離層電場と大気電場

オ2図は電離層電場と大気電場の関係を示す模型図である。電離層にはダイナモ電圧 ($= \mathbf{v} \times \mathbf{B}$) により常に一定電圧に保たれている定電圧電源 $V_s (= \int E_s dl)$ があると考えられる。ここで v は風速の水平成分、 B は地磁気の垂直成分。 E_s は電離層静電場で、ほとんど減衰することなく下層大気中にも浸透している。一方、大気中には雷ダイナモ $G(\varphi)$ があると電源 $V_T(\varphi)$ と一定電圧に保っている。 $G(\varphi)$ によって充電される電流は、 R と発雷地域以外の電離層地球間抵抗 R_1, R_2 等を通って放電する。大気電流系の水平方向の電流による電位降下はなく、発雷地域より十分遠いところで成層圏での水平電場は電離層電流系のものであると考えてよい。地上の電場の分布から電離層電場も推定する可能性について検討する。



オ2図 電離層電場と大気電場の関係を示す等価回路

南極氷冠表面における電波反射について

芳野 勉 夫

(電気通信大学 電波物理学研究室)

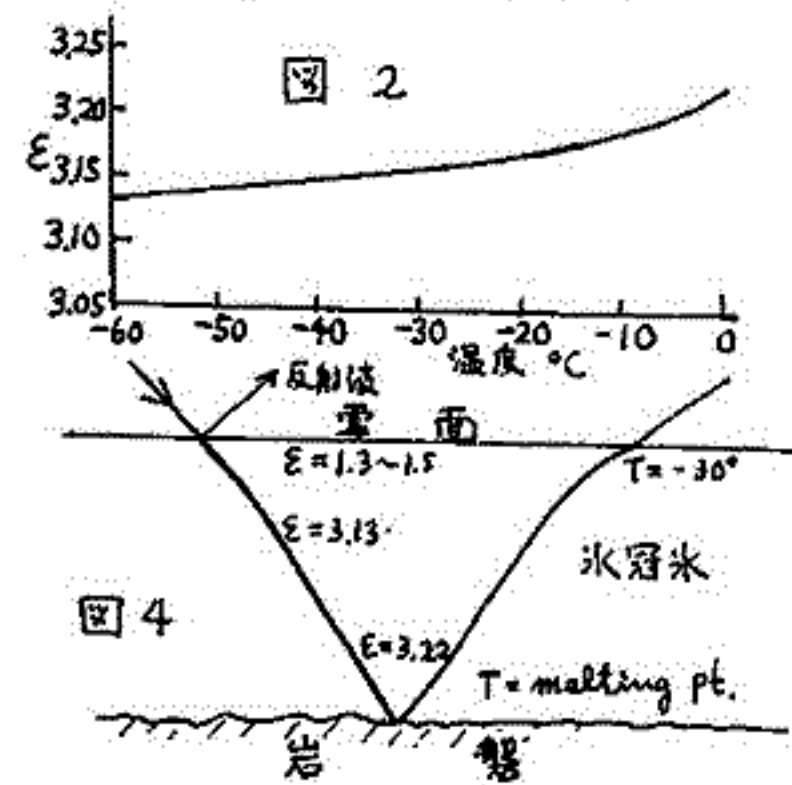
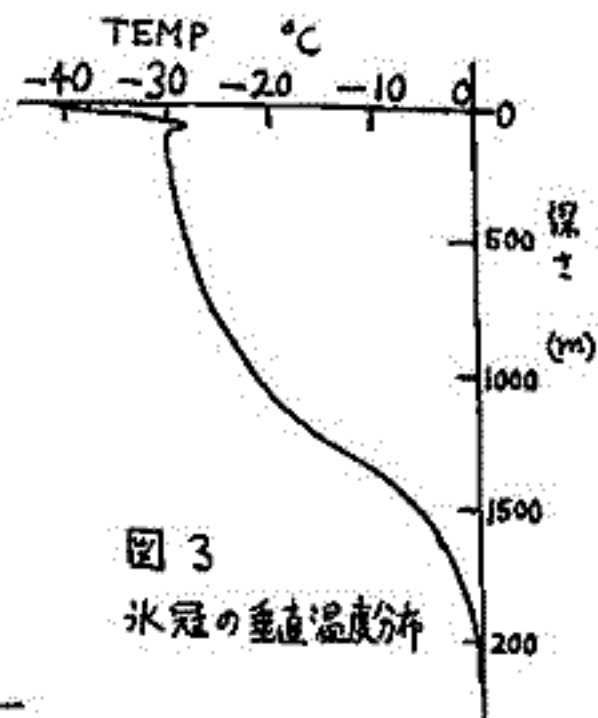
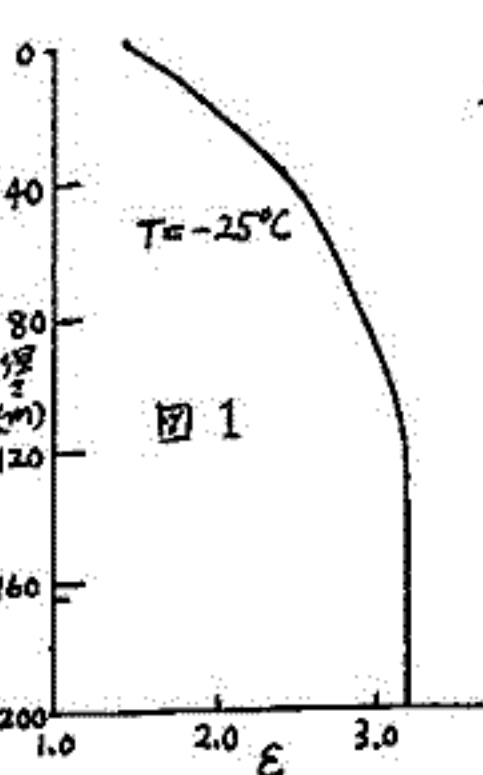
本研究は著者が、オ3次南極観測隊員(1959)として越冬中、HF帯による海岸沿いの伝搬路(オーロラ帯にほぼ並行)における通信の安定度が高いにもかかわらず、大陸の内陸部と昭和基地および、大陸横断の伝搬路の通信がほとんど不可能に近い状態であることに気付いた。当初は、この原因は一般にPCAによると考えられていたが、内陸旅行隊からの電波が、一回電離層反射と考えられる時の電界に比較して、二回反射と考えられる距離での損失が急激に増加することから、この原因に雪面反射時の影響が加わっていると考え、本研究をおこなった。

初期のデータにもとづく論文は、すでにIEEE, G-AP に採録され、(Yoshino 1967) また、優秀研究アワードを受けているが、1967~68 にかけて南極Byrd 基地における氷冠のボーリングによって、当初均一温度分布として取扱っていた氷冠内の温度の、垂直温度分布が明らかになり、先の著者の得た結果に修正を加える必要が生じた。また、その後におこなわれた氷冠雪氷の誘電特性に関する数多くの測定結果(Jirasek 1967 etc.)をも考慮して修正を加えた結果をここに報告する。

最近の測定による氷冠雪氷の誘電特性の垂直分布を図1、垂直温度分布を図2、温度特性を図3、氷冠表面に斜入射する電波の通路を図4に夫々示す。

氷冠表面における電磁波の反射損失はHF帯の垂直入射において約20dBであり、垂直偏波に対するブリュースター角は約50度である。したがって、氷冠表面では電磁波のエネルギーの極く少量が反射し、大部分は氷冠内に侵入する。この侵入波は次第に通路を下に向けて進み、底の岩盤に到達し、一部が反射して上に戻る。このとき電波は氷によって誘電体損失を受けるが、この量は温度に関係し、温度が高くなるにつれて増加する。しかるに氷冠内では図2のように底に向かうにつれて温度上昇とともに増加する。若し氷冠の厚さを約2000メートルとするときは電波の伝搬損失は約140dB とかなり実測値とよく一致する。(Robin & Evans 1966)

本研究の結果、氷冠上で2回以上hopする短波はPCA以外に更に大きな損失を雪面反射によって受けることが明らかになったばかりでなく、本研究を基に、氷冠上における電波高度計の誤差の解析、電波による氷厚の測定への応用が可能となった。



宮武 貞夫・松本 紘・木村 繁根

京大工

電離層プラズマに近しいプラズマを発生しうる大型チエンバー（スペースチエンバー）を用いたプラズマ中の波動現象に関する実験を試みた。（実験の概要については前回の予稿集参照）これらの中で特に興味深いのはプラズマ中に印加した高周波電界による低周波の波動励起である。

いま電子と1種類のイオンから成る弱電離プラズマを考え、これに天板中の外部電場 $E = 2E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x)$ が加わったとき、フーリエ変換された運動方程式は、非線形慣性項を無視すれば S 種の粒子 ($S = e, i$) に関し、

$$j\omega(\tilde{n}_s \tilde{v}_s) + \nu_s(\tilde{n}_s \tilde{v}_s) - j \frac{k(\tilde{n}_s \times T_s)}{m_s} - \frac{n_0 e_s}{m_s} \tilde{E} - \frac{e_s E_0}{m_s} (\tilde{n}_s^+ + \tilde{n}_s^-) = 0 \quad (1)$$

ここに $(\tilde{n}_s \tilde{v}_s)$, \tilde{n}_s , \tilde{E} はそれぞれ流量、密度、電界の (ω, k) に関するフーリエ変換で、 \tilde{n}_s^+ , \tilde{n}_s^- は密度の $(\omega + \omega_0, k + k_0)$ 及び $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ に関するフーリエ変換である。 ν_s , m_s , e_s 及び T_s は衝突周波数、質量、電荷及び温度を表わす。連続の式及びポアソンンの式を用いて上式から $(\tilde{n}_s \tilde{v}_s)$ 及び \tilde{E} を消去すると、

$$(1 + \tilde{\chi}_s) \tilde{n}_s - \tilde{\chi}_s \tilde{n}_s^{\pm} - j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e_s} \tilde{\chi}_s (\tilde{n}_s^+ + \tilde{n}_s^-) = 0 \quad (2)$$

$$\tilde{\chi}_s = \frac{\pi_s^2}{\omega(\omega + j\nu_s) - k^2 \lambda_s^2 \pi_s^2} \quad (3)$$

ここに π_s 及び λ_s はプラズマ周波数とデバイ長を表わす。(2)式は (ω, k) , $(\omega + \omega_0, k + k_0)$ 及び $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ に関する方程式でこのままでは肉じでない。そこで $\omega \ll \omega_0$ とし、電子、イオン共に $\omega \ll \omega_0$ には応答せず、さらにイオンは $\omega \ll \omega_0$ にも応答しないとする。(2)式から \tilde{n}_e , \tilde{n}_i , \tilde{n}_e^{\pm} 及び \tilde{n}_i^{\pm} に関する連立方程式が得られ、これらが non-trivial な解を持つための条件は

$$\begin{vmatrix} 1 + \tilde{\chi}_e & -\tilde{\chi}_e & -j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e & -j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e \\ -\tilde{\chi}_i & 1 + \tilde{\chi}_i & 0 & 0 \\ j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e & 0 & 1 + \tilde{\chi}_e & 0 \\ j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_i & 0 & 0 & 1 + \tilde{\chi}_i \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

(4)式に適当なパラメータを与えると ω は時間と共に増大する解を持つ。これはプラズマ波 (ω_0, k_0) によるプラズマ波 $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ とイオン音波 (ω, k) の励起を意味し、スペースチエンバーによる実験結果に対する解釈の一つと考えられる。

岩田晃, 石川晴治, 高木増美
名古屋大宇宙空電研究所

スロ-テ-ル帯(数10 Hz ~ 1 KHz)の空電が雷放電から発生し、伝播して行くことについて我々は数年来研究を進めてゐます。今日は昨年の夏に行つた観測結果から、スロ-テ-ル帯に於ける電波の減衰係数を求めましたので、報告いたします。1969年7月26日14時1分38秒に観測された記録であります。雷放電は今市観測所から15.4 Kmの距離で発生した三重雷撃の村地放電であり、今市観測所では3つのステップ状の静電場変化の記録が得られました。一方同時に約1000 Km離れた長見島観測所では3ヶ所のスロ-テ-ル空電が得られました。源より d_1 の距離で受信した電界強度を $E_1(\omega)$ 、 d_2 の距離で受信した電界強度を $E_2(\omega)$ とすると、減衰係数 $\alpha(\omega)$ は次式で与えられる。

$$\alpha(\omega) = \left[20 \log \frac{E_1(\omega)}{E_2(\omega)} - 10 \log \frac{\sin d_2/a}{\sin d_1/a} \right] \cdot \frac{10^3}{d_2 - d_1} \quad \dots\dots (1)$$

源より15.4 Kmの距離で得た静電場変化を時間について2度微分することにより、源の近くでの放射電界を求め、更にその振巾周波数スペクトルをフーリエ変換を用いて求めた。一方約1000 Km離れた距離で受信したスロ-テ-ル空電についてもその振巾周波数スペクトルを同様に求めてみた。この2ヶ所での電界強度から(1)式を用いて減衰係数 $\alpha(\omega)$ を求めた。結果を次表に示す。

| 周波数(Hz) | 100 | 200 | 300 | 400 | 500 | 600 | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1100 | 1200 |
|-------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 減衰係数(dB/km) | 8.8 | 8.4 | 8.6 | 10.3 | 12.7 | 15.3 | 17.6 | 19.5 | 21.8 | 24.9 | 29.6 | 34.3 |
| Chapman & Macario | 1.53 | 4.15 | 7.48 | 11.0 | 14.0 | 17.0 | 19.8 | 22.6 | 25.5 | 27.0 | 28.5 | 29.8 |

Chapman & Macarioの実測値も同時に示してある。300 Hz以下の我々の測定値が大きいのには源より1000 Kmでのスロ-テ-ル空電が3 m sec ~ 6 m sec位の長さしか測定されてないからだと思われる。400 ~ 1000 Hzの範囲では我々の測定値が小さく、それ以上の周波数では大きくなっている。測定例が少いけれども、放電点から1000 Km離れた地奥でのスロ-テ-ル空電は雷放電(主として村地放電)の放射電界成分が地球電離層間を伝播して行く間に形成されたものと結論してよいであろう。