

35回

講 演 予 稿 集

昭和39年5月27・28・29・30日

於 東 京 大 学

日本地球電気磁気学会

目 次

2	東北・関東地方における2等磁気測量結果	1
3	プロトン磁力計による火山の航空磁気測定(第1報)	1
4	オブテイカルボンピングによる磁力計(Ⅲ)	2
6	マントル上部における電気伝導度についての一考察	3
7	地磁気ダイナモに関する Inglis モデルについて	4
8	日本における地磁気変化の局地性序報	4
9	地磁気及び地電流の短周期変化(続報)	5
11	環太平洋古地磁気の研究・韓国における予備調査	6
12	北海道南西部の古地磁気(序報)	6
13	西南日本の古第3系～白亜系による古地磁気(第1報)	7
14	隠岐・島後の火山岩による新第三紀の古地磁気	8
15	新第三紀以後の古地磁気について	8
16	米国コロムビア川玄武岩の残留磁気の安定性	10
19	有史時代における地磁場の強さの変動について	10
20	地磁気異方性の測定による断層運動方向の推定	11
22	マグネタイト残留磁気の低温特性 その5	12
23	グラニットの残留磁気について	12
24	合成鉄ゼオライトの磁性(特にその残留磁性の吟味)	13
25	PRM獲得に関する実験と解析	14
26	PRMの生成機構について	14

27	南北方向の宇宙線強度異方性	15
28	二方向 anisotropy による宇宙線日変化	17
29	太陽静穏時に於る大型電離層による宇宙線	20
30	IGY-IGC における宇宙線日変化極大時刻の変動について (I)	20
31	地磁気擾乱時における宇宙線 Rigidity Spectrum	22
33	太陽プラズマによる宇宙線臨界運動及び強度変化	22
34	都市空中電気 (I) 擾乱の伝播	24
35	1962, 63年の雲放電観測結果	24
36	米国ニューメキシコ州における大イオン, スペクトラムの測定結果	25
38	洋上における V L F 電波の観測	26
43	L-2-2 ロケットによる雑音電波の観測	26
44	V L F 電波による電離層ロケット観測	27
45	平板及び球形ジャイロプラズマプローブの特性	28
46	電離層上部におけるジャイロレゾナンスについて	28
47	レゾナンスプローブによる電離層プラズマ諸量の測定法	29
48	電離層プローブに及ぼす地球磁場の影響	34
49	レーザーによる超高層大気観測の可能性	39
50	夜光の H 強度と 10 mb 層高との相関	40
51	夜光緑線に対する月の影響	40
57	1958年2月9日~12日の Solar-terrestrial disturbance について	43
58	Higher harmonic term で補正した地磁気座標を用いた Polar Cap blackout のパターン	43
59	極地方における磁気嵐前の f_oF_2 及び H F 極回線電界強度の増加 II	44
60	太陽電波 IV 型アウトバーストと Solar Protons	45

64	電離層中での Irregularities の運動	45
65	夜間における F ₂ 層の構造	46
66	夜間 F ₂ 層の電離維持の機構について	47
69	高緯度地帯の地磁気脈動の極性について	48
73	外気圏における微粒子日食	49
74	地磁気脈動に及ぼす電離層内の Irregularity の影響 - 1963.7.20 の日食について -	49
75	地磁気脈動と VLF との関係	50
76	Bay に伴う脈動 Burst の理論	51
78	SC 強度の中低緯度分布について	51
79	高緯度地方の SC と Alfvén Shock の強度計算	52
80	SC [*] について	53
82	Explorer 12 による Magnetic Sudden Impulse	53
83	地磁気 SSC [*] の電磁流体的解釈	54
84	Magnetosphere の振動特性	57
88	磁気圏内荷電粒子におよぼすダイナモ電場の影響	57
32	宇宙線強度の 27 日再帰性およびその太陽・地磁気活動との関連	61
39	柿岡における ホイツスラー観測 - I	63
40	柿岡における ホイツスラー観測 - II	63
53	大気光酸素赤線 - その昼間強度	64

54	極光全天写真の解析 VI	65
55	全天写真からみた極光絶対輝度	65
61	太陽プラズマ流と地球磁場との相互作用	
に対するモデル実験(第三報)	67
62	極擾乱の相互関係—擾乱電場と cavity 内の一般流—	68
68	地磁気変化の周期分析 III	69
86	磁気嵐の DS-場の解析	69

1. Magnetic survey.

教授 頼吉・松崎卓一、
加藤愛雄。

anomaly check (Proton 磁力計)
Head col 27
F といは?

(technical termsの省略が多い.)

図面が多すぎて説明の要旨がぼつろしなり。カルテラの周りに

2 東北・関東地方における2等磁気測量結果 anomalyが

C₁ 補正を加える。

(国土地理院) 藤田 尚美

東北、関東地方においては、1954~55年、1961~62年に二等磁気測量が実施された。初回のは1955年に化成[?]、2回のは1962年に化成してあるので、両者を同一年に化成し直し、それらの差をとり、各点での[?]年高変を求め、それらの年高変の局地性を調べた。1962年の宮城県北地震をはさんで、本院での2回の観測と、東北大での2回の観測があるので、それにも言及する。最後に今後二等磁気測量を地震予知に結びつけるに關して二、三私見をのべる、その際近畿、中部、関東、東北地方の航空磁気測量の実施状況について報告する。★地磁気年変化を対称にする。

H, dip declination

地殻内の磁気性体の圧迫による地磁気変化、(Xの有無が) 調べ

3 プロトン磁力計による火山の航空磁気測定(オ1報)

(東北大理) 加藤 愛雄 ・ (東北大工) 松尾 正之

(東北大理) 高木 章雄 ・ 室井 勲

Flux gate

昭和39年2月7日より3月3日の26日間にわたり箱根カルデラ、十和田湖カルデラ、鬼首カルデラの三火山に就いて、航空磁気測定を行った。測定には記録紙上フルスケールが1,200rの感度を有するプロトン磁力計を用い、且つその機体磁気を避けるため、ディテクターは約10米ポーンにてつるした。使用したヘリコプターは全日空シヨルスキー-S55にて巡航速度約100キロ/時にて、高度は地表面近くの磁気異常を検出するため、それぞれ4000ft~5000ft、5000ft~6000ftの二つの高度面にて磁気測定を行った。測定域はそれぞれ火山の中心を含めて、200km x 200kmで測線間隔は2kmとした。依って1測線間隔200kmの測定は約12分間であり、1測線にて得られるデータは約160ヶでこれらのデータを連続記録した。更に測定点の位置を検出するため、航空カメラを使用し、磁気測定と連動撮影を行い、位置の精度を上げるために努力した。

カー
ミス
て
お
し



以上に依り得られた箱根カルデラ，十和田湖カルデラ，鬼首カルデラの磁気測定の結果について報告する。

4 オプティカル・ポンピングによる磁力計 (Ⅲ)

(同志社大工) 小川 徹

オプティカル・ポンピングを用いたルビジウム磁力計の中で，所謂「AFC」方式についてはすでに前回に発表した，他の方式のものを開発したので報告する。

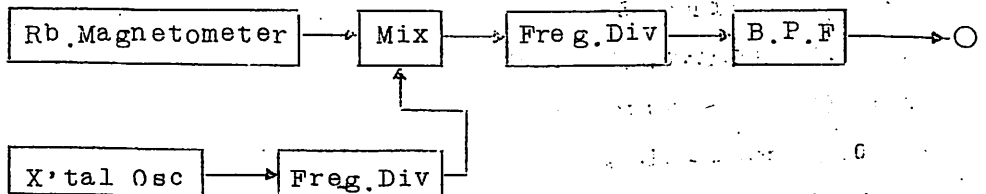
(1) 原子発振方式

ポンピング光がルビジウムの共鳴周波数で振巾変調されることを利用した方式で，構成が比較的簡単である。今回のものはロケット搭載用磁力計として開発したので，特に機械的に安定に構成してある。

- ① 感 度 1 γ 以上
- ② 周波数特性 0～100 $\text{S}\delta$
- ③ 重 量 5Kg

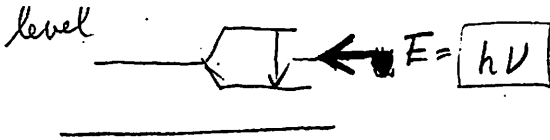
本年10月に打上げるL-3-2に搭載する予定で，テレメーターの帯域の関係で図Iのような周波数変換回路を組込んである。

図I



(2) 共鳴変調方式

筆者が新しく考案した方式で図2のような構成である

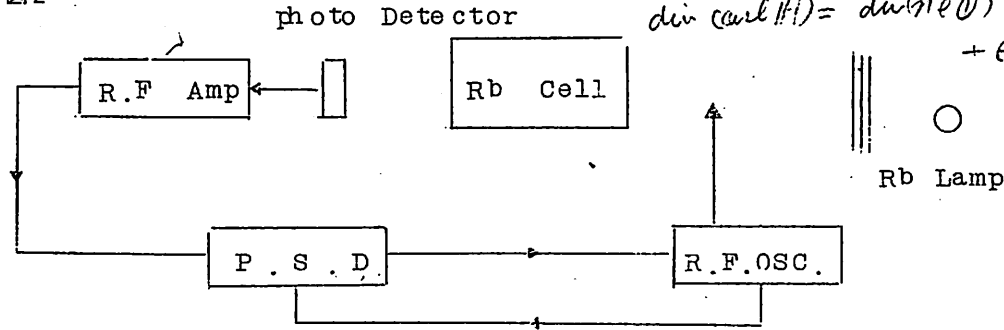


$$\text{div } E = 0$$

$$\text{curl } H = neV + \epsilon \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$\text{div (curl } H) = \text{div}(neV) + \epsilon \frac{\partial \text{div } D}{\partial t}$$

図2



静磁場に重畳している高周波共振磁場を程程度強くすると、ルビジウムの吸収曲線が共振磁場で変調され、等価的に弁別回路となることを利用した方式である。

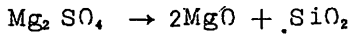
この方式の特徴は均一でない磁場内でも比較的良好な信号対雑音比が得られ、磁力計として動作させることができること、および周波数特性は前述の原子共振方式と同じ程度とすることが出来る点である。

6 マントル上部における電気伝導度についての考察

(秋田大鉱山) 乗富 一雄

前にマントル上部の電気伝導度の機構について、イオン伝導論の立場から説明を試みた。今回は半導体の立場から説明する。

しかし、一般の岩石について当てはまるような半導体論はないので、マントル上部では橄欖岩系の岩石かつ次の如き変化をするものと仮定する。 *Semiconductor.*



尚、マントル上部では、このMgOの電気伝導度が主として役割を果していると仮定する。

MgOはNaCl型の結晶構造である故、この型のものに対して見出されている理論が適用出来る。このときの活性化エネルギーは、

$$E_0 = E_{-I} + B V_a^{-1/3} + A_{100} V_a^{-1/3} / a + A_{20} V_a^{-1/3} / a'' \text{ で与えられる。}$$

5. ロック搭載用

エグゼクティブ / エグゼクティブ!!



Anomaly を明らかにしようとするものである。このためにCAグループが結成され、各種連絡に当たっている。今回は観測器械の概要、観測結果の序報を報告する。

9 地磁気および地電流の短周期変化 (続報)

変化と地電流
kakioka は水平成分変化と同様 (北大埋) 横山 泉

前報までに、ベルギー-D O U R B E S, 柿岡における観測結果に基づいて、湾型変化を主とする、継続時間数10分程度の地磁気および地電流変化の関係を求めた、上記の2観測所においては、それぞれ、地電流変化が略、南北および東西方向に限られるという異方性現象が認められた。そしてまた、地磁気鉛直成分の変化は、それぞれ、偏角および水平分力の変化に相似する。すなわち、これら2地点は、地磁気および地電流の関係を論ずる場合、便宜上、2つの代表的類型と考えられる。

そこで今回は、女満別観測所の気象を拝借して、同じことを調べた。女満別においては、地電流変化は略、南北(N15°W)方向に卓越する。すなわちD O U R B E S型であり、地磁気鉛直成分の変化量は、最大、偏角成分のその約23%に達する。著しいことは、地電流変化の方向性に例外があり、必ずしも厳格に決らないことである。

10 北伊豆大地震前後の地電流の異常

(雪谷高校) 宮本貞夫

昭和5年11月26日の北伊豆大地震前後約1日間に著しい地電流の変化が東京-グアム間の海底電信に記録されている。当時は磁嵐が全く起っていない事を筆者はたしかめた。之はすでに中村左衛門太郎博士によって公表されているが、案外重要視されていない。海底電信を多く持つ英国では7回位この種の例をもつと聞く。原因は勿論今は不明であるが地震と全く関係がないとの証明もない。

この種の変化をつかむための計画も考えてよいと考える。

この北伊豆大地震の前および最中に海上に著しい発光現象もみえた記録が武者金吉氏によって詳細に分類されていて、地震に関連すると思われる例も多い。

大地震と電磁気学的現象は今までは何回起っても不確定のままにみすごされる公算が大きい。地電流観測所を少くとも10ヶ所以上設ければ、之をつかまえる公算大と思う。

福井地震前約2週間の著るしい地震流変化を尾鷲にて記録し、気象庁附属柿岡地磁気観測所長の吉松隆三郎博士が公表した事例を重要視すべきと考える。

11 環太平洋地域古地磁気の研究 韓国に於ける予備調査

(阪大其礎工)・LeRoy Scharon 川井直人
(ワシントン大)・(島根農大) 伊藤晴明

日米科学協力、環太平洋地域古地磁気の研究の一端として、米国ワシントン大学、大阪大学及島根農大の共同で韓国に於ける古地磁気の研究を行うことになり、今度、韓国の京城大学の協力のもとに予備調査を行ったのでその中間報告を行う。

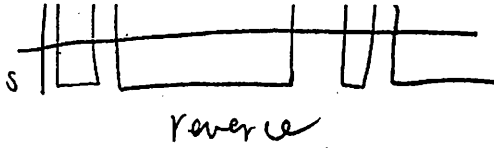
岩石試料として、韓国北東部三陟炭田附近(江原道)の上部石炭紀堆積岩及び、東部の大邱、永川附近(慶尙北道)に分布するジュラ紀、白亜紀の主に陸成堆積岩を採集した。白亜紀及びジュラ紀の試料は北東の偏角を有し、伏角は現在より深い。又、石炭紀の試料は層面修面を行うとかえつて収斂が悪くなり、褶曲運動末期又は完了後に磁化したものと考えられる結果を得た。 Red Red (sable 砂岩)

12 北海道南西部の古地磁気(序報)

(北大理)横山 泉・(帯広畜大)鈴木 建夫
(北大理)森 俊雄

北海道における古地磁気の研究の第一段階として、南西部の噴出岩の帯磁を調べた。今回はその序報である。試料採取場所は、倶知安、留寿都、岩内方面を主として20ヶ所であり、測定した試料総数は145である。各試料の時代は、鮮新世、中新世にわたっているが、鮮新世後期の試料は、現在のところ殆んどない。今後、充実する筈である。

測定したNR Mに 関連した各種の検定は未完了であり、また、各地域の地質学的層序の決定にも問題が残っているが、現在までに得られた結果の概要を報告する。



13 西南日本の古第三系・白亜系による古地磁気

(京大理) 笹嶋貞雄・島田昌彦

吾国における古第三紀及び上部白亜紀の古地磁気に関するデータは今迄に殆んど報告されていない。今回、西南日本におけるこれらの時代の火成岩類を主として採集し、その自然残留磁化から古地磁気に関する若干のデータを得たのでその結果を報告する。

試料の採集地点は山口県深川湾西岸付近、島根県と広島県々境付近の赤来村、広島県作木村及び兵庫県相生町で、これらの地質時代、岩石種及び得られた自然残留磁気の方法は下表の通りである。

中国地方西部

	岩層区分	D(Mean)	I(Mean)	D&I (Mean of Means)
古第三紀	含シソ輝石橄欖石 安山岩	N36°E	+40°	D = N34°E, I = +45°
	今岬橄欖石玄武岩	N31°E	+50°	
	作木安山岩類	N55°E	+46°	
白亜紀	十楽石英安山岩質 熔結凝灰岩層	N69°E	+45°	D = N62°E, I = 45°
	赤名花崗閃緑岩	N60°E	+64°	

兵庫県

	岩層区分	D(Mean)	I(Mean)
古第三紀	天下台山層 (流紋岩)	S58°E	-78°
白亜紀	豊国層 (流紋岩質熔結凝灰岩)	S39°W	-61°

これらの結果から明かごとく、(1)吾国の古第三紀にも諸外国で報告されている如く始めて

Reverse polarization の存在が確認された。(2) 上部白亜紀の比較的新しい時期にやはり Reverse N.R.M. が少くとも一回存在することが始めて明かになった。

さらに詳細な今後の研究が必要であるが古地磁学的にも、また火山層序学的にもいろいろ興味ある問題の発展が考えられる。

14 隠岐・島後の火山岩による新才三紀の古地磁気

(島根農大) 伊藤晴明

島根県隠岐、島後には後期中新世から第四紀の初期にかけて、ほぼ連続的に Lava Flow の噴出があったとされている。これら Lava Flow の中で中新世、鮮新世のもの N.R.M. を測定した結果、これが後期中新世から鮮新世末にかけての地球磁場の変化を比較的正確に示していると考えられるので報告する。即ち後期中新世に Normal であつた地球磁場は中新～鮮新世に逆転し、鮮新世初期に再び Normal になり、その直後又 Reverse になつた様子が明らかに認められる。そして鮮新世中期にかけての Reverse の期間は相当にながかつたのでないかと考えられる。

これは、山陰地方の他の地域に露出するほぼ連続的な Lava Flow の測定結果ともよく一致する。

15 新才三紀以後の古地磁気について

(教育大理) 野村 哲

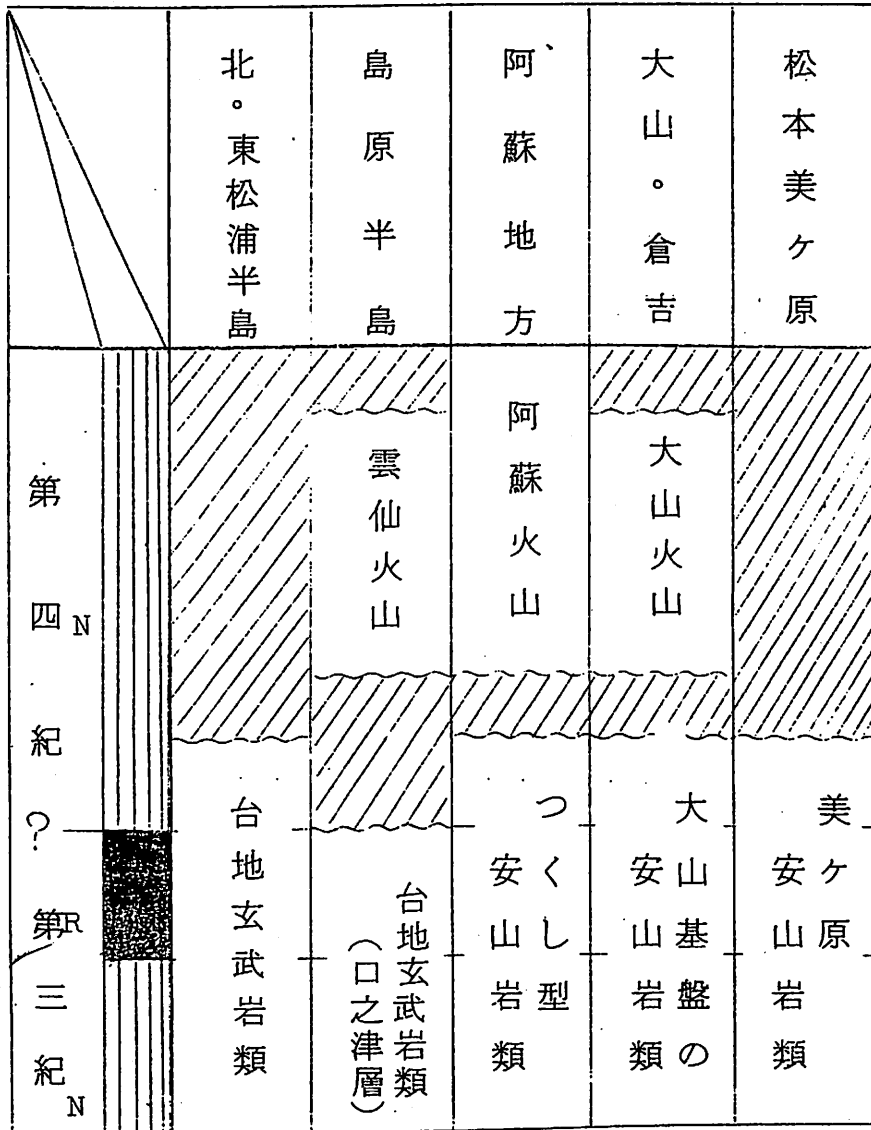
新第三紀以後の古地磁気学、とくに Plio ~ Pleistocene boundary 附近にあるといわれている地球磁場逆転についての資料が、たくさん出されるようになってきた。

東北裏日本及び表日本の新第三系の地質学的対比は、まだ不完全であるが、すでに公表した仙台地方の古地磁気学的研究と、出羽丘陵に広く分布する火山岩の磁気とを比較してみると、あるていど、対比が可能のようと思われる。しかし、あちこちに、くいちがいがあらわれており、いくつかの問題が今後へのこされる。

第三紀末から第四紀にかけてのころにあらわれる地球磁場逆転の研究は、日本でおこな

美奈介はつくるてそのて地質時代の絶対測定は、
1972

うのに、もつとも好都合である。九州地方を中心にした、この時期の火山岩の磁気は、ほぼ、
図のとおりになる(ただし、火山の対比は不完全)



S. Nomura, 1964

16 米国コロムビア川玄武岩の残留磁気の安定性 The stability of the remanent magnetizations of Columbia River basalts from Washington State, U.S.A

(山口大) 堂面 春雄

コロムビア川玄武岩 (late - Tertiary) の自然残留磁化がほぼ同数の正逆帯磁を示すことが Campbell & Runcorn (1956) ※ により報告されたが、この磁化の安定性の吟味はまだなされていない。

筆者は Professor Campbell よりゆずりうけた試料 (Steptoe Canyon および Asotin Creek) の僅かについてその測定を試みた。測定は次の如きセットによる。

1. 自然残留磁化の測定、これによる正逆グループへの組別け。
2. 自然残留磁化の再測。
3. 同一試料内での残留磁化の差異。
4. 帯 磁 率。
5. 交 流 消 磁
6. 正逆磁化に基く Virtual Pole Positions の比較。

現在までのところ磁化の安定性については試料採取地点および正逆グループでの差異は極めて小さく、かなり安定であることがいえる。

※ Campbell, C.D. & S.K. Runcorn; J.G.R. 61(3) 449 - 458,
1956.

19 有史時代における地磁場の 強さの変動について

(京大理) 前中一 晃 ・ 笹嶋 貞雄

関西地方に分布する古 窯焼土の自然残留磁気から得られた有史時代における地磁気の方角の経年変化については既にその結果を報告した。これらの試料を用いて地磁気の強さの有史時代における変動を実験的に求めたので今回はその結果について述べる。

Intensity の測定法としては J_n/J_{TC} 法と Thellier の方法を併用した。総論的なことを述べる実験段階に未だ至らないが、現在迄に得られた結果の範囲では既報の永田ら



(1963)の data とかなりよく似た波状変動を示しており、日本における Regional な field intensity の変化は必ずしも外国で報告されている様を (E and O Thellier 1959, Burlatskaya et al. 1961) 単調な減少を示すものでなく、むしろ伏角変化とかなり密接な関連をもっている変動様相を呈している。しかし、大まかに過去1500年における平均的な磁場強度の変化をみると永田らの結果よりやや著しく、1500年前に現在の約1.5倍の強さが推定される。

20 地磁気異方性の測定による 断層運動方向の推定

(京大理) 小島 稔・木下 肇

断層の運動方向を推定することは、経済地質学上極めて重要であるが、その推定方法は単に断層面内での手触りに頼っているのが現状である。ここでは飽和磁気異方性の測定により断層の運動方向推定を試みた。試料はアンデサイトで断層の両側にまたがり12ヶの岩を採取し、各々の岩より互いに垂直な三つの円板を切り出し、これについて飽和磁気異方性の測定を行った。

この結果

- (1) 異方性は断層に近いほど著しい。
- (2) 異方性トルク曲線は $\sin 2\theta$ が卓越し $\sin 4\theta$ は無視出来る。
- (3) 異方性はある特定な面 (B) に垂直な方向に著しい。

以上の実験事実より結論として

- (1) 異方性の原因は断層運動にある。
- (2) 異方性は岩石中の鉱物粒子の統計的な形状配列による。
- (3) 断層の運動方向はおそらくB面に垂直な方向であろう。

22 マグネタイト残留磁気の低温特性(そのV)

(東大理) 小島美都子・小島 稔

マグネタイト-チタン マグネタイト系強磁性 鉱物の残留磁気は低温域において極めて特徴ある現象を示す。このことについては、すでに前回までの学会で報告して来た通りである。

又、低温域での残留磁気の特異現象を応用して、低温消磁法 — low Temperature magnetic Cleaning, の可能性も指摘してきた。今回は更に“低温消磁法”の物理的基礎につき種々の実験を行った結果につき報告する。この研究結果によると“低温消磁”により、弱磁場で作ったIRM, TRMは極めてよく分離されることがわかった。即ち古地磁気試料において地磁場で作られたVRMの様な“磁氣的”にやわらかい二次成分は、“低温消磁法”により極めて効果的にそのTRM成分から除去されることが判った。

又、低温域におけるマグネタイトの残留磁気の研究を基に、残留磁気発成機構につき考察を加えた。前回の報告と同じ様に、残留磁気の低温特性も又、TRMが単磁区の廻転により作られることの見方を強く支持する様に思われる。

23 グラニットの残留磁気について

(東大理) 小島美都子・小島 稔

(島根農大) 伊藤 晴明

最近グラニットが古地磁気学的研究に用いられるようになって来たが、(1) グラニットはその残留磁気獲得機構に多くの問題を含むので、その結果は信頼性に乏しい。

グラニットは強磁性鉱物として主としてマグネタイトを含むが、他に、ピロタイトを含むものもある。ここではマグネタイトを含むものだけを扱うことにして、その磁氣的性質をしらべた。

マグネタイトの残留磁気の獲得機構をしらべる有力な手段として、残留磁気の低温特性をしらべる方法がある。(2) これをグラニットに応用してみた。二つの典型的な試料をとり上げて、磁氣的性質を比較した。

この結果、

グラニットにも沢山種類があるが、そのうち磁氣的に硬いものは古地磁気学に用いられるが軟いものは一次的成因の残留磁気(熱残留磁気)を持っていないばかりでなく、仮に獲得されたとしても長時間安定に保たれることができない。従って;一般に、グラニットをそのまま古地磁気学に用いることは非常に危険であると言える。

更に、これらの性質のちがいを、そのグラニットの成因と関係づけて、どの様なグラニットが古地磁気的研究に用い得る自然残留磁気を持つか等を議論する。

- (1) Currie, Grommé and Verhoogen J.G.R. 68 (1963)
- (2) Ozima and Ozima (to be published)

24 合成鉄ゼオライトの磁性(特にその残留磁性の吟味)

(阪大教養) 久米昭一・小泉光恵

Pollucite ($\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag}$) はアルカリイオンとしてCsを含むフッ石であって、天然にはベスピアス火山その他からの産出が知られている。最近 Kopp らは $\text{CsOH} - \text{SiO}_2 - \text{H}_2\text{O}$ 系の研究をおこなった際に、オートクレーブの壁から溶出した鉄が Fe^{3+} として Pollucite 中の Al とおきかわって Pollucite の鉄置換体 ($\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag}$) が生成したことを報告した。さらに彼等はこの鉱物が弱い磁性をもつことを認めた。

フッ石は火山岩、堆積岩等の中に極めて普遍的に分布する鉱物であるから、もしこの種の鉱物が自然磁化をもつならば岩石の磁化を担当する強磁性鉱物としても意義は大きいと考えられるので、われわれは $\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag} - \text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{Ag}$ 系混晶の合成をおこない、生成物の物理的性質を吟味した。

合成に際して使用する出発物質としてまず所定の化学組成をもつゲルを調製し、これを Test-Tube 型ポンプを用いて 450°C 、1 kb の温度、圧力条件下において3日間処理した。このようにして合成された粉末結晶は白色ないし赤かつ色を呈し、X線回折および顕微鏡観察の結果、格子定数ならびに、屈折率のいずれも組成とともに連続的かつ直線的に変化することが認められたので、この系は連続固溶体を形成することが判明した。たゞ問題となって

いる磁性は、液体窒素から常温までの温度範囲で、帯磁率が Curie - Weiss の法則に従うこと、また常温における帯磁率が作用磁場の大きさは無関係に一定であることから、上記温度範囲においては生成物は常磁性であると判断された。Kopp らが報告した Pollucite 鉄置換体の示す磁性は、その詳細が記述されていないので推測のほかはないが、多分オートクレーブから溶出した鉄の一部が酸化鉄の形で生成物中に含まれるために示されたものではないかと考えられる。

文 献

O.C.Kopp , L.A.Harris , G.W.Clark and H.L.Yakel,
Amer. Min , 48 , 100~109 , 1963

25 PRM 獲得に関する実験と解析

(東大理) 永田 武・木下 雄

著者等はこの2年間、PRM生成の基礎的実験を行なって来た。その結果を一応まとめて発表する。

すべての測定は定温で行なわれた。実験結果は、今まで H.Domen により発表された PRM 及び Kapitza や Kerr により提示された $X(p)$ の変化と同傾向を示す。

又、PRM 獲得の mechanism として現在最も単純に Single domain の assemblage を考えて説明を行なったが一応 Reasonable な結果が得られた。

26 PRM の生成機構について

(東大理) 永田 武

単軸圧縮によって生ずる PRM の諸性質は木下・永田の実験によってかなり明らかになった。木下は単磁区微小粒の磁化に及ぼす歪力の影響と仮定して PRM の諸性質をある程度解釈することに成功している。

然し一方では多磁区粒内における磁壁移動の歪力影響と考えた方が良いと思われる性質もある。この論文では、磁壁移動のみを考えて、PRMの諸性質をどの程度まで説明出来るかを試みる。

単軸圧力によって結晶中に誘起される異方性エネルギーを考え、磁壁の移動は常に高エネルギー磁区から低エネルギー磁区に向ってのみ起ると仮定する。又磁壁の移動に要する仕事については、高エネルギー磁区と低エネルギー磁区間のエネルギー差とつり合うと考える。ただし、磁壁エネルギーは単一値をとるのではなく、0に近い中央値をもつガウス分布をしていると考える。

この様な模型に基く計算の結果、圧縮による磁化の減少、圧縮を取除くことに因る磁化の飛躍的増大、交流消磁に対するPRMの安定性、その他の実験事実を定性的にほぼ説明することが出来る。

実際のPRM現象は、木下理論における単磁区磁化の回転と、この理論による多磁区磁化における磁壁移動の両方の重ね合せによるものと思われる。

27 南北方向の宇宙線強度異方性

(理研) 奥谷晶子・村上一昭

宇宙線強度の日変化により惑星空間での宇宙線強度の異方性のあることが判っているが、現在に於いてはまだ、その異方性を作る機構について満足すべき説明がない。それを考える場合、違った角度から異方性を調べることは重要である。

日変化では赤道面に沿った方向からの異方性に関する知識が得られるが、この日変化についても、特定の方向ばかりでなく、逆位相日変化の如く、全く違った方向からの異方性も見られることがある、この事を延長して、赤道面ばかりでなく、南北に沿う方向にも異方性があるのか、どうかを調べるのが、今回の目的である。

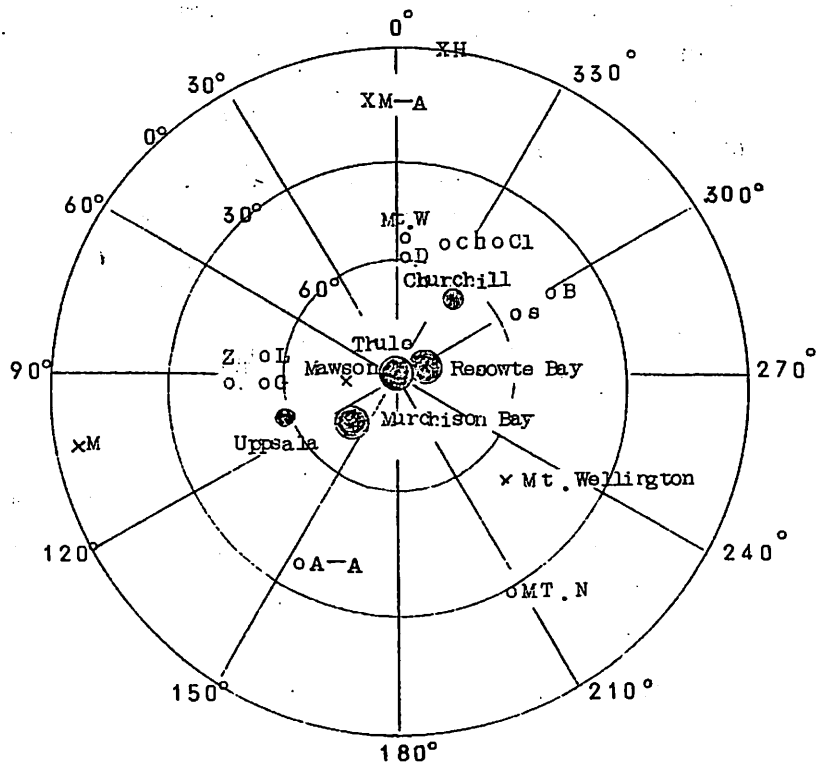
南北方向に異方性があれば、南北両極に近い観測に於いて、強度変化の差が大きく出て来ることが予想される。

結果は、宇宙線強度のよく判らない変動が大きくて、日変化に相当する様な南北方向の異

Meson 271 -15- 奥谷晶子の 70.9.18 am.

方性ははっきりしなかったが、次の1例だけが、特に著るしいものとして紹介する。

1957年11月18日の宇宙線強度変化で、北極に近い地点だけ強度増加が見られ、それ以外南極も含めて強度変化が見られない。大きい増加(3~4%)のあった点を大きい黒丸で、それ以下で増加の認められる点を中位の黒丸で、北極から見た図にプロットすると下図の如くなり、之は明らかに、北極の方向よりの異方性によるものと考えられる。



28 二方向 anisotropy による宇宙線日変化

7.4 x 10⁵
174 cm²

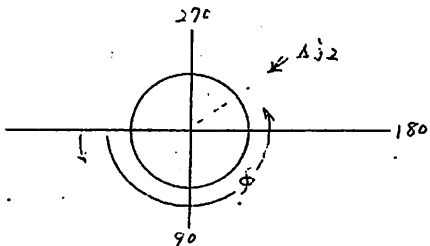
(気象研) 太田垣三和子
北村正丞

宇宙空間における宇宙線の非等方性を調べる一つの方法として宇宙線日変化の解析がある。然しこれ迄の研究の結果、惑星間空間における単一方向の宇宙線非等方性では説明出来ない事実が見出された。成分による日変化位相の違い⁽¹⁾がその一つである。

(1) 地上中性子成分が山上中性子成分より最大時刻 (Tmax) が早く、又、地上中間子成分も山上中間子成分より Tmax が早い。

ここでは惑星間空間に二方向の宇宙線非等方性が存在することを仮定し、その方向とエネルギー・スペクトラムによって、地球上で観測する宇宙線各種成分の日変化がどの様になるかを検討する。

今、黄道面に ϕ なる角をなす2つの宇宙線非等方性 $\Delta j_1, \Delta j_2$ が存在するものとする。そして各々のエネルギー・スペクトラムと空間分布を次の様に仮定する。



$$\Delta j_1 (E, \Psi) = k_1 E^{-(\gamma+m_1)} \cos \Psi \dots \dots (1)$$

$$\Delta j_2 (E, \Psi) = k_2 E^{-(\gamma+m_2)} \cos(\Psi - \phi) \dots \dots (2)$$

(第1回)

ここで Ψ は第1図の様に測るものとする。 Δj_1 及び Δj_2 によって地球上の地磁気緯度入方向 Ψ なる地点で観測される宇宙線積分強度は夫々次の様になる。(γ は平均エネルギー・スペクトラムの中)

$$y_i^d (E_\lambda, \Psi) \equiv \Delta I_i (E_\lambda, \Psi) / I_0 (E_\lambda)$$

$$= \frac{1}{I_0 (E_\lambda)} \int_{E_\lambda}^{\infty} S_i (E, X) \Delta j_i (E; \Psi - \Psi_E) dE \dots \dots (3)$$

$$y_2^i(E_\lambda, \psi) \equiv \Delta I_2(E_\lambda, \psi) / I_0(E_\lambda)$$

$$= \frac{1}{I_0(E_\lambda)} \int_{E_\lambda}^{\infty} S_i(E, x) \Delta j_2(E; \psi - \psi_E) dE$$

.....(4)

従って合成された積分強度は

$$y^i(E_\lambda, \psi) = y_1^i(E_\lambda, \psi) + y_2^i(E_\lambda, \psi)$$

で表わされる。

ここで、

E_λ : 地磁気緯度入における cut off energy

$I_0(E)$: 地磁気緯度入における平均積分強度

i : 宇宙線成分 (θx , 地上又は山上における中間子及び中性子成分)

$S_i(E, x)$: 高度 x gr/cm² における成分 i に対する yield function,

ψ_E : エネルギー E なる粒子の deflection ところで, $y_1^i(E_\lambda, \psi)$ は ψ の函数として次の様に表示される。即ち,

$$y_1^i(E_\lambda, \psi, k_1, m_1) = k_1 A_1 \cos(\psi - \langle \psi_E \rangle_1) \dots \dots \dots (6)$$

となり, A_1 及び $\langle \psi_E \rangle_1$ が m_1 及び E_λ に対して求められる。(2)

(2) K. Nagashima, V.R. Potnis and M.A. Pomerantz:

Nuovo Cimento, 19, No.2 (16 Gennaio, 1961) 292-330

同様に $y_2^i(E_\lambda, \psi)$ は次の様に表示される

$$y_2^i(E_\lambda, \psi, \phi; k_2, m_2) = k_2 A_2 \cos(\psi - \langle \psi_E \rangle_2 - \phi) \dots \dots (7)$$

(5), (6), (7) から地球上の地磁気緯度入における宇宙線強度の ψ による変化 (日変化) を k_1, k_2, m_1, m_2 及び ϕ の函数として求めることができる。

今, 地上及び山上中性子の積分強度が最大になる方向を夫々 $\psi_{\max} [n(s1)]$ 及び $\psi_{\max} [n(680)]$ とすれば,

$$\Delta = 0^\circ$$

$$m_1 = 1, m_2 = 0 \dots \dots \dots (8)$$

$$k_2 / k_1 = 0.2$$

の場合について計算すれば

$$\phi \sim 180^\circ \dots \dots \dots (9)$$

の附近だけが

$$\Psi \max [n(s1)] < \Psi \max [n(680)] \dots \dots \dots (10)$$

となり観測に合い、 ϕ が 180° より著しく異なる場合はこの条件を満たさない。

(8)及び(9)の条件に対して実際 $\Psi \max$ は次の値をとる

$$\Psi \max [n(s1)] \sim 210^\circ \dots \dots \dots (11)$$

$$\Psi \max [n(680)] \sim 230^\circ$$

従って、 $\Psi = 0$ を 21^h 方向に一致させると、

$$T \max [n(s1)] \sim 11^h \quad (\text{地上中性子成分の日変化最大時刻})$$

$$T \max [n(680)] \sim 12^h \text{ 半} \quad (\text{山上中性子成分の日変化最大時刻})$$

となり観測に大体一致する。

従って次のことが結論される。即ち

惑星間空間において

21^h 方向から $k_1 E^{-(r+1)}$ なる anisotropy が

9^h 方向から $\sim a_2 k_1 E^{-r}$ なる anisotropy が

あるということがいえる。

このことは、以前に報告した解析(II)の結果と傾向が一致する。即ち

前者は high intensity で low average energy

後者は low intensity で high average energy

で傾向として一致する。

29 太陽静穏時に於ける大型電離層による 宇宙線強度の大気効果

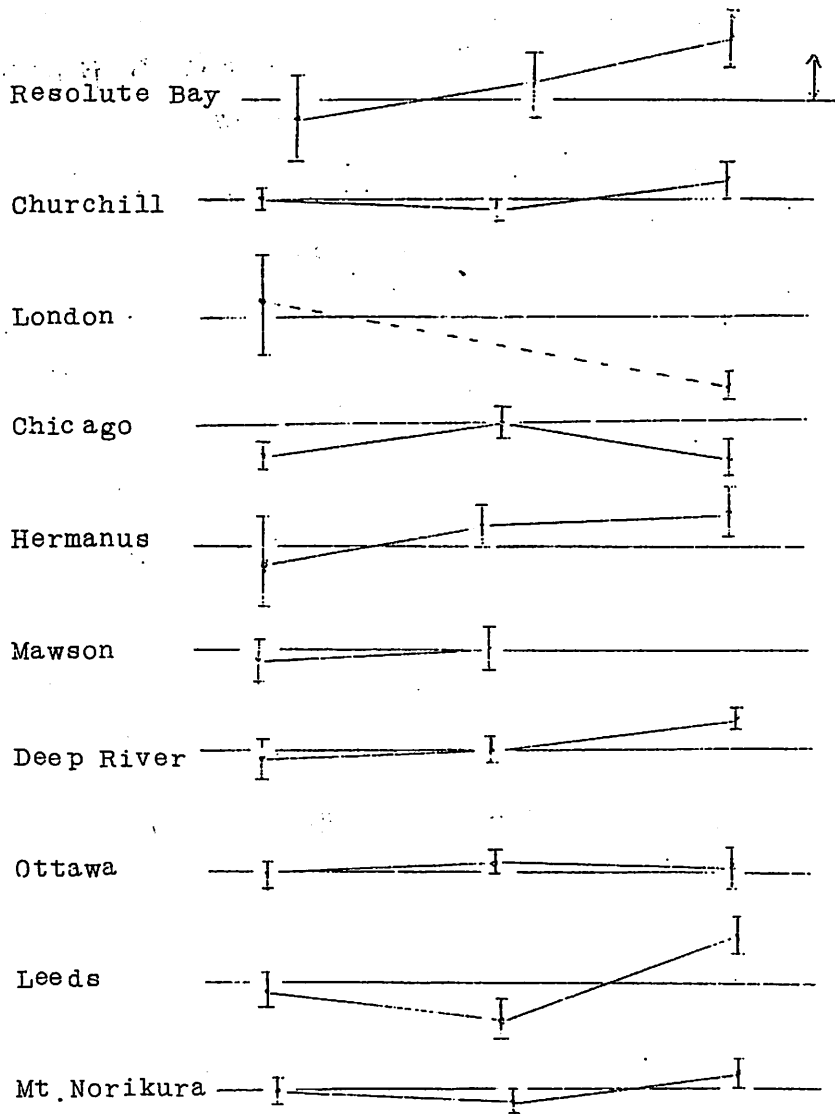
新井芳子・北原福二
(気象研) 石井千尋・鈴木正

大型電離層は太陽活動時から動き初めたため純粋の大気効果の統計が充分出来なかつたので最近これを実施した結果を報告する。

30 IGY-IGCにおける宇宙線日変化極大時刻 の変動について(I)

(福島医大)石田喜雄・伊関静子
(福島大宇芸) 菅野常吉

I.G.Y 期間中における 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(x) (この期間中は150~250の範囲であった)との間にある関係: $T_{mn} = a + b \cdot 10^{-2}x$ を求め、I.G.Y 期間中の b の世界分布及び x の仮想値 C に対して計算によって求められた T_{mn} の世界分布と太陽黒点数の関係等については、これまでに数回にわたって報告して来たが、今回は、その後入手出来た I.G.C 期間中のデータも加えて、Chicago 他十数地点について T_{mn} と太陽黒点数(この期間では、太陽黒点数の月平均値は20 ~ 250の範囲になる)の関係を求めて報告する。更らに、I.G.Y 以後、1.5年を一期間として、1957年7月 ~ 1961年12月までの3期間について、各地点の b の値を求めた結果は第1図のようになる。これより太陽活動度の T_{mn} に対する影響は、期間(又は太陽黒点数)によっても変化する可能性のあることが推論される。この変化の地域的な分布及びその原因等についても考えてみる。



July ' 57 Jan. ' 59 July ' 60
 } } }
 Dec. 58 June ' 60 Dec. ' 61

第1図 3期間中の各地点のbの値。縦軸はbの値で、各々の横線 (b=0)
 の上方がb>0, 下方がb<0である。

$$\nabla \cdot \text{curl } \mathbf{E} / H = m e v \cdot \mathbf{E} + \frac{15 \text{ ZP}}{r_0}$$

31 地磁気擾乱時における宇宙線 rigidity spectrum

(岩手大) 高橋八郎

前に(昨年春)1957年7月から1ヶ年間の乗鞍宇宙線観測所の宇宙線中性子成分並びに中間子成分を用いての宇宙線嵐時における宇宙線 rigidity spectrum と地磁気擾乱との関係を報告したが、今回は更に資料をふやして前回同様な解析を続行した結果について報告する。

ふやした宇宙線資料は1958年7月より1960年12月までの「のりくら」中性子成分中間子成分並びに1960年3月より12月までの「昭和基地」中性子成分および中間子成分である。地磁気資料は前回の A_p - index の外に K_p - index も用いた。

得られた結果は前回の報告結果と同様で、宇宙線嵐時の宇宙線 rigidity spectrum は宇宙線嵐と一諸におこった地磁気擾乱と密接な相関関係を持ち、嵐ごとに変化していることを示す。

$A_p, K_p, ?$ K_p

33 太陽プラズマによる宇宙線臨界運動量及び強度変化

(京大理) 牧野忠男・近藤一郎

SOLAR PLASMA によって形成される地球磁場の変形は地球に入射する宇宙線粒子の CUT - OFF RIGIDITY を変える。CUT - OFF RIGIDITY が変れば強度変化をもたらす。

この地球磁場の変化はいろいろの人によって計算されているが我々は G. Mead による結果を用いる。

MAGNETIC CAVITY 内の磁場は次のポテンシャルより導かれる。

$$\phi = R e \sum \sum g_n^m \left(\frac{R}{R_e} \right)^n P(\cos \theta) \cdot \cos m \psi$$

$$\text{div } \mathbf{E} = j\omega \text{div } \mathbf{V}$$

$$-\omega_H (\text{curl } \mathbf{H})_z$$

$$\text{curl } \mathbf{H} = -me\mathbf{V} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$j\omega me\mathbf{V} = e\mathbf{E} - \nabla \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H})$$

$$\text{div } \mathbf{E} = \text{div}(\text{curl } \mathbf{H}_0 + \text{curl } \mathbf{H})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_0 = \nabla \times \mathbf{H}$$

$$g_1^0 = \frac{-0.200}{r_0^5}, \quad g_2^1 = \frac{0.092}{r_0^4}$$

$$j\omega \text{div } \mathbf{V}$$

$$\text{div } \mathbf{E} = j\omega \text{div } \mathbf{V} - (\text{curl } \mathbf{H})_z$$

$$j\omega \mathbf{E} = j\omega (\text{div } \mathbf{V}) - \omega_H (\text{curl } \mathbf{H})_z$$

$$\text{div } \mathbf{E} = -me\mathbf{V}$$

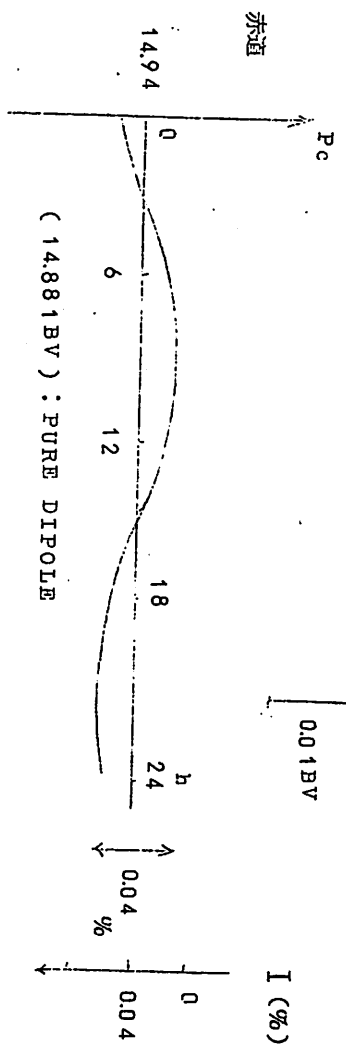
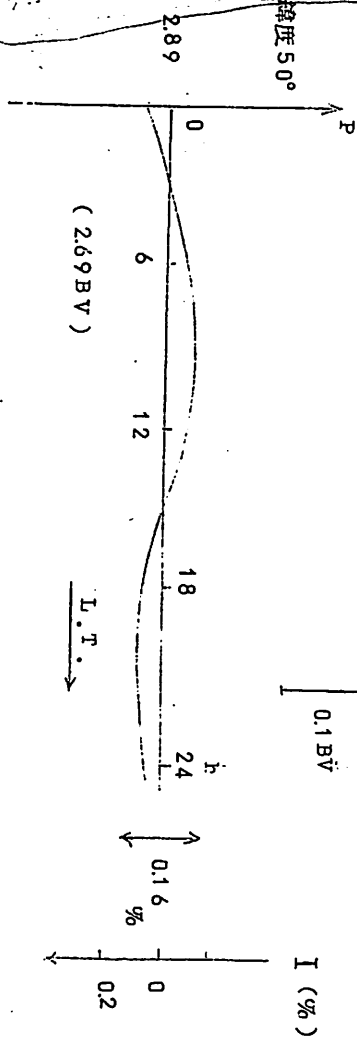
$$g_3^0 = \frac{-0.010}{r_0^5}, \quad g_3^2 = \frac{-0.015}{r_0^5}$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \omega^2 \text{div } \mathbf{V} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \omega_H \text{curl } \mathbf{H}_z = \mathbf{E}_0$$

$r_0 = 8.9 R_e : R_e$, 地球半径

これと DIPOLE の重ね合わせとなる。

$$\text{div } \mathbf{E} = 0, \text{div}$$



34 都市空中電気 (I) 擾乱の伝播

(京大理) 小川 俊雄

都市における空中電場の地方時変動から海上における世界的変動までの推移を知るためには都市周辺における空中電場の分布を知る必要がある。またこのことは、都市の大気汚染の機構とも関聯して重要な問題である。1955年11月以来数回にわたって、京都市及びその周辺の数地点で空中電位傾度の同時観測をした結果、(1)その平均値は都市の中心に近い程大きく、(2)市街地の境界から約5Km離れた高さ860mの山頂でも、世界時変動の極大を示すことがある。ということがわかった。(Okawati, 1961 a, b)

都市における擾乱がその周辺に伝播する機構を詳しく調べるため、空中電位傾度の午前及び午後の極大値の起時の水平分布を求め、これと地表における風向風速との関聯を調べた結果について報告する。

35 1962、63年の雲放電観測結果

(空電研) 竹内利雄・石川晴治
高木増美・岩田 晃

1962、63年の二年間に、雲放電の解析に都合の良い記録の得られた雷が十個あったので、これについて報告する。

I 雷雲内の電荷分布と放電の様子

雲放電を解析してみたら、次の三つの形の雷があることがわかった。

- A 正電荷が上方、負電荷が下の放電の多い雷
- B 横にとぶ放電の多い雷
- C 雲の上部の正電荷が更に上に向って放電すると考えられる雷

II 放電の細かい様子

- 1. 垂直性放電は上方から下方に進む放電が多い
- 2. 放電の進行速度は始から終迄大体一様で、約 1.5×10^8 cm/sec である。

3. 放電路の長さは、垂直の場合は2 Km程度のものが多いが、横にとぶ場合はもっと長くなる場合が多い。
4. 一つの放電が数個の部分放電からなりたっている場合が時々ある。この部分放電の長さは大体1 Kmである。
5. 放電路の中には約200 mの間において小さな電荷のかたまりが並んでいる。

36 米国ニューメキシコ州における 大イオン・スペクトラムの測定結果

(気象庁) 三崎万郎

1963年。米国ニューメキシコ州で行った大イオン規域の移動度スペクトラムの測定の結果を述べる。測定地は半砂漠地帯で、大気の人工的汚染はほとんどないと考えられる。

地上100 cm, 35 cm, および地表面での14回にわたる24時間連続記録を解析して、約800対(正および負イオン)の移動度スペクトラムを得た。この結果

- (1) 地表面では $2.4 \times 10^{-3} \sim 4.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ volt}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ の範囲が走査されたが、日変化が明瞭に現われた。日中には分布の山が移動度の極めて小さいところ ($4.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ volt}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ 以下) に現われる。従来大イオンの移動度はもっと大きい(例えば $3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ volt}^{-1} \text{ sec}^{-1}$) と信ぜられていることを考え合わせると、これは予想外の結果である。地上100 cmでの測定では定形的な日変化は見出されなかった。
- (2) 屢々、中イオン、大イオンは線スペクトラムを形成していると報ぜられているが、そのような傾向は全く認められなかった。分布はむしろ平坦である。勿論、時により山は現われるが、それが特定の移動度をもつことはない。しかもこの山は時間を追って連続的に移動度軸上を移動する。この点で、小イオン領域のスペクトラムとは全く性質を異にしている。
- (3) 分布の山が時間的に移動度軸上を連続移動した量も顕著な一例を示す。この例では分布の山がスペクトラム走査範囲の上限 ($1.0 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ volt}^{-1} \text{ sec}^{-1}$) に現われてから7時間後に消滅するまで、その移動度を減少して行った。これは核の凝集現象を反映するものようである。
- (4) スペクトラム走査は多重電荷の存在を無視できない領域まで行われたので、多重電荷のスペクトラムを考慮に入れなければならない。この直接測定は現在の方法では不可能であるので、第一近似として Bri card のイオン平衡理論をもととした補正を行った。

- (5) スペクトラム測定の精度を検討するため、同時に行った空間電荷、伝導度の測定結果と比較した。これらの資料はよく一致したことから、スペクトラムの測定精度は満足すべきものと考えられる。

38 洋上における V L F 電波の観測

(京大埋) 徳田八郎 衛

1964年2月上旬に日向灘で行ったV L F電波の船上観測の結果について報告する。船の発電機から生じるノイズレベルは予想よりも低く、航行中においても tweek, whistler が受信された。アンテナや装置の改良、さらに大型の船舶の使用によって、船上でのV L F観測はさらに容易に行えるものと思われる。

43 L-2-2 ロケットによる 雑音電波の観測

(空電研) 岩井 章

大津仁助・田中義人

昨年12月11日に打上げられたL-2-2号機によって、主としてホイッスラーの検出と3k%, 500%の雑音電波の平均レベルの観測を行った。又、ロケットと並行して地上観測も内之浦附近で行った。

ロケット飛翔中に地上では、6ケのホイッスラーが検出され、それらの中、5ケはロケットでも観測された。その他、地上では観測されなかったがロケットでは検出されたホイッスラーが10ケ程度あった。

3k%の雑音電波の平均レベルは受信機の感度不足で電離層突入時のみに検出されたが、500%の方は全飛翔中にわたって記録された。その平均レベルは高さと共に上昇しており上昇と下降で大体同じ結果が得られた。

本観測は唯一回の観測であり、飛翔にも異常があったので、尙、今後の観測結果をまたなければ正確な事は分らないが、第一報として得られた結果のみを報告する。

44 Rocket Observation of the Ionosphere by using the VLF Doppler Technique.

(京大工) 前田 憲一・大林 辰蔵・木村 磐根

The NDT signal, 17.44 Mc, was measured by the Japanese rocket L-2-2, which was launched at 1400 J.S.T. on December 11, 1963 at Kagoshima Space Center (K.S.C.), for investigating the electron density profile of the ionosphere by the Radio Doppler Technique. The rocket reached 400 Km altitude and the observation was satisfactory. The Doppler beat signal was continuously recorded on a pen oscillograph during the entire flight-time whenever the NDT signal was transmitted.

The maximum plasma frequency, equivalent to the critical frequency f_oF_2 , deduced from the record was about 6.8 Mc for the ascending path and 8.9 Mc for the descending path, while the value of f_oF_2 observed at K.S.C. by the vertical incidence ionosonde was 6.2 Mc. The above discrepancy may be due to the latitude difference of the observing point, because the f_oF_2 at ascent was observed at a point about 100 Km southeast of K.S.C. and at descent was observed about 500 Km southeast of K.S.C., The electron-density profile obtained by the rocket observation is compared with that of ionosonde data

45 平板及び球形（イオンシースを考慮した） ジャイロプラズマプローブの特性

（京大工）大林辰蔵・大家 寛

ジャイロ周波数，プラズマ周波数を含む周波数領域にわたって周波数を掃引けるインピーダンス，プローブの特性の検討に際して，イオンシースの存在をかならず考慮しなくてはならない。ここで (1)シースポテンシャルは井戸状である。(2)イオンの動きはプローブに対して定常である。(3)プローブはロケット・ボデーより十分小さい。ことを仮定する。又プローブに印加される，交番ポテンシャルによる電界が，シールディングの障壁をこえて侵入するが，この条件のもとに，ジャイロレゾナンスにおける現象を，Kelly Margenau - Brown^{※1}の理論を基礎に，それをさらに一般化し，任意の方向に磁場がかかっている場合のシースインピーダンスの理論を展開した。

この結果，電子の衝突回数が適度に小さければ，ジャイロ・レゾナンスにおいて，著しく，シースの実効的な厚さが減少し，ジャイロレゾナンスが測定されることが判明した。

又シースインピーダンスとプラズマインピーダンス^{※2}の間に起る共振条件，いわゆるシースレゾナンス，をさかいに，それより周波数が高くなると，プラズマインピーダンスがプローブの特性を決定し，周波数が低くなるとシースインピーダンスがプローブの特性をきめることも確認した。

※1 Kelly, D.C. Margenau, H., and Brown, S.C.
Rhy. Rev., 108, 1367, (1957)

※2 大林，大家，第34回 地球電気磁気学会講演

46 電離層上部における ジャイロレゾナンスについて

（京大工）大林辰蔵・大家 寛

トップサイド，サウンダーによって提出されたジャイロレゾナンスの高調波[※]について基礎的な検討を試みた。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{v}{r^2}$$

ジャイロ周波数の近傍の周波数 $f_H + \Delta f$ で伝播する電波を f_H と観測するような動きの電子群がレゾナンスを起し、入射電波の停止後もパンチングが緩和されるまで輻射が続くが電離層上部の電子温度は 10^4 K 程度であって、粒子速度と光速との比は、 $v/c \ll 1$ となる。このため自由なジャイロレゾナンスでは何ら高調波は発生していない。

ここでは一つのテスト粒子について、モデル化した軌道をもって、イオン、電子の衝突の効果に依存する、高周波の発生機構を明らかにした。

※ Warren, E., Canadian Jou. Phys., 41, 188, 1963

47 レゾナンスプローブによる 電離層プラズマ諸量の測定法

(埋 研) 土手敏彦 ・ 一宮虎雄

1. レゾナンスプローブの特性の総括⁽¹⁾

プラズマの反共振回路 (L_p, C_p, ν) と鞘の等価容量 (C_s) との直列合成インピーダンスに流れる交流電流が鞘の非直線特性のために整流されて生ずる直流電流がレゾナンスプローブ特性を表わすというメカニズムによる理論の結果を総括して次に示す。

直列合成インピーダンス

$$\dot{Z} = \frac{\nu \{ (1+\varphi) + i \{ \varphi + (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}) \} \}}{i \omega C_s \{ \frac{\nu}{\omega} + i (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}) \}}, \quad \varphi \equiv \frac{C_s}{C_p} \quad (1)$$

レゾナンス周波数

$$\frac{\omega_r^2}{\omega_p^2} \approx \begin{cases} 1 - \frac{\nu^2}{\omega_p^2} (1 + \frac{1}{\varphi}) \\ \frac{1}{1+\varphi} + \frac{\nu^2}{\omega_p^2} \frac{1}{\varphi} \end{cases}$$

ω_p : プラズマ周波数

反共振 (2)

直列共振 (3)

直流プローブ電流

$$I_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} j_0 A_p e^{-\phi(\nu_0 + \nu_c)} d(\omega t)$$

$$j_0 \equiv N_0 e \sqrt{\frac{K T_e}{2\pi m_e}}, \quad \phi \equiv \frac{e}{K T_e}$$

$$I_{dc} = i_0 I_0 (F^{-1} \phi \nu \omega) \quad i_0 \equiv j_0 A_p e^{-\phi \nu_0} \text{ (静的プローブ電流)}$$

$$F \equiv \frac{1}{\frac{\nu^2}{\omega_p^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2}$$

$$\times \left[\frac{\omega_p^2}{\nu^2} \frac{\nu^2}{\omega^2} \varphi^2 + \left\{ \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \left(\varphi + 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) + \frac{\nu^2}{\omega_p^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} (1 + \varphi) \right\}^2 \right]^{1/2}$$

半値巾

$$F^{-1} = \frac{1}{2} (F^{-1})_{\Delta\omega \rightarrow 0}, \quad \Delta\omega, -\Delta\omega_2 \approx \sqrt{2} \nu$$

$$F^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (F^{-1})_{\Delta\omega \rightarrow 0}, \quad \Delta\omega, -\Delta\omega_2 \approx 0.91 \nu$$

レゾナンスピークと最小値

$$\frac{\Delta i}{i_0} = I_0 (\phi \nabla_{\omega} (F^{-1})_{\omega})$$

$$(F^{-1})_{\omega} = \frac{\omega_p}{\nu} \frac{\omega_p}{\omega} \left\{ \frac{\nu^2}{\omega_p^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2 \right\} \frac{1}{\varphi}$$

$$\approx \frac{\omega_p}{\nu} \frac{\varphi}{(1+\varphi)^{3/2}}$$

$$\approx \frac{\nu}{\omega_p} \frac{1}{\varphi}$$

$\omega \ll \omega_p$ 領域の特性

$$I_{dc} \rightarrow i_0 I_0 (\phi \nabla_{\omega})$$

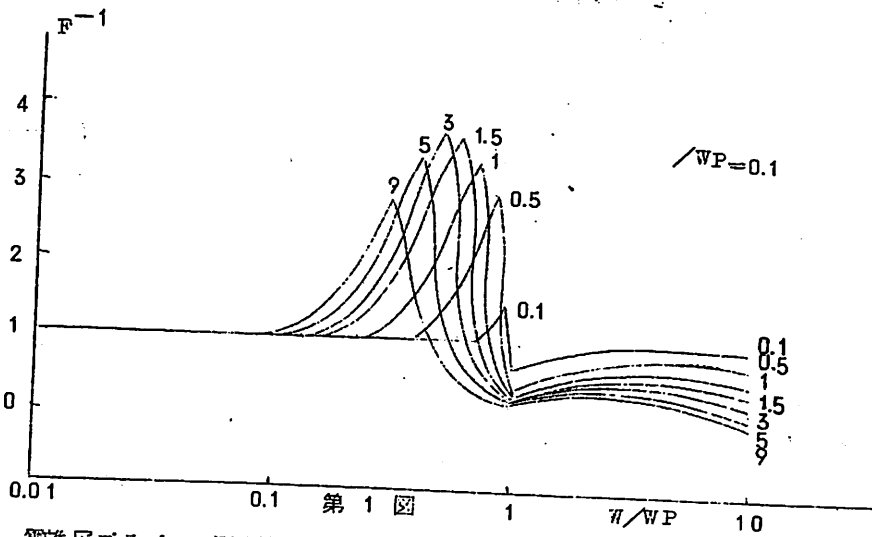
$\omega > \omega_p$ の領域の特性

$$I_{dc} \rightarrow i_0 I_0 \left(\frac{\phi \nabla_{\omega}}{1+\varphi} \right)$$

電離層プラズマの場合は高度 100 km 以上に於ては衝突周波数 ν は大凡 10^4 sec^{-1} 以下
 ω_p は昼間 $1.8 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$, 夜間 $3.9 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ 以上, 又電子温度は $2000 \text{ }^\circ\text{K}$
 以下と考えられるから $\phi(\omega_p/\nu)$ の大きさは夜間 2.26×10^2 , 昼間 1.04×10^4
 以上となる。従つてレゾナンスピークの大きさを問題にする限り

$$\ln I_0(x) \approx x$$

とかきあらわして差し支えない。即ちピーク電流の自然対数をとることになれば $[F^{-1}]$ の
 特性のみを考察することで十分である (第 1 図)



第 1 図

2. 電離層プラズマの測定法

電離層プラズマの未知量の中主なるものとして T_e , ω_p , ν の三つを対象とする。その中 T_e は従来の方々に従って $\omega \ll \omega_p$ の特性, (8)式から求められる。

I 反共振特性が容易に得られる場合

この場合は最も簡単で, 反共振を表わす周波数は ω_p に等しい。 ν はプローブ電流の自然対数のピーク値に対する半値巾又は $1/\sqrt{2}$ 巾から(5)又は(6)式を用いて得られる。更に直列共振の式(3) 又はその近似形

$$\frac{\omega_r^2}{\omega_p^2} \approx \frac{1}{1+\phi}$$

から ϕ が得られる。なお反共振の最小値 (7-2) 式は ν/ω_p が通常小さいので用いることは困難である。

II 反共振特性が容易に得られない場合

この場合は何れも容量比 ϕ を媒介としなければならない。

(1) $\omega \gg \omega_p$ の領域の特性が得られる場合

この場合は(9)式から直ちに ϕ が求められ, これを(3)式に代入すれば ω_p が得られる。 ν は上と同様(5)又は(6)式から得られる。

(2) $\omega \gg \omega_p$ の領域の特性が得られない場合レゾナンスピーク(7-1)式と(3)'式とを組み合わせれば

$$(F^{-1})_m \approx \frac{\omega_T}{V} \frac{\varphi}{1+\varphi} \quad (7-1)'$$

又は

$$(F^{-1})_m \approx \frac{\omega_T}{V} \left(1 - \frac{\omega_T^2}{\omega_p^2}\right)$$

となる。高周波電圧 $V\omega$ の大きさを変えたときのピーク電流の変化の特性から(7-1)'式が求められるので、(5)又は(6)式を用いて得られた V を用いれば(7-1)'の上の式と(3)'から又は(7-1)'の下式から直接に φ が得られる。

3. プラズマ電位の測定法

φ は鞘とプラズマの容量比であってプローブの静的な電位がプラズマ電位に等しいときは鞘の容量は無窮大となって $\varphi \rightarrow \infty$ 従ってレゾナンス周波数は零となる。しかしこのときはプローブに流入する電流が大きく鞘は容量と並列のインピーダンスを考慮する必要があるからレゾナンス周波数は零にはならずある有限な値を持つ。そしてプローブ電位がプラズマ電位より高くなるとレゾナンス周波数は再び上昇する。即ちレゾナンス周波数はプローブがプラズマ電位にあるときに最小となる。従ってプローブのバイアス電圧を変化させレゾナンス周波数が最小となる電圧を求めればよい。

4. 第3の反共振回路付加法

レゾナンスプローブ回路に直列に第3の反共振回路 (L_0, C_0) を接続したときの直列レゾナンスの周波数は

$$\frac{\omega_T^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{2(1+\varphi_p+\varphi_e)} \left\{ 1+\varphi_e + (1+\varphi_p) \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2} \right.$$

$$\left. \pm \sqrt{\left\{ 1+\varphi_e + (1+\varphi_p) \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2} \right\}^2 - 4(1+\varphi_e+\varphi_p) \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2}} \right\} \quad (11)'$$

$$\varphi_p \equiv \frac{C_s}{C_p} \quad \varphi_e \equiv \frac{C_s}{C_e}$$

で与えられる ($Y/W_p \approx 0$)。従って

$$\Sigma W_r^2 = \frac{1}{1 + \varphi_p + \varphi_e} \left\{ (1 + \varphi_e) W_p^2 + (1 + \varphi_p) W_e^2 \right\} \quad (12)$$

$$\pi \cdot W_r^2 = \frac{W_p^2}{1 + \varphi_p + \varphi_e} W_e^2 \quad (13)$$

が得られる。今、反共振回路の $C\theta$ を一定とし、 $L\theta$ を種々の値に変えて二つの ω_r^2 の和と積を W_e^2 に対してプロットすれば (12), (13) 両式から

$$\left. \begin{aligned} \frac{1 + \varphi_e}{1 + \varphi_p + \varphi_e} W_p^2 &= A \\ \frac{1 + \varphi_p}{1 + \varphi_p + \varphi_e} &= B \\ \frac{W_p^2}{1 + \varphi_p + \varphi_e} &= C \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

が得られ、従ってこれを解いて

$$\varphi_p = \frac{1}{1 - B} \left(\frac{A}{C} - 1 \right)$$

$$\varphi_e = \frac{A}{C} - 1 \quad (15)$$

$$W_p^2 = \frac{1}{1 - B} (A - C)$$

が求められる。

文献

- (1) T. Dote and T. Ichimiya : to be Published 1964

48 電離層プローブに及ぼす 地球磁場の影響

(埋 研) 土 手 敏 彦 , 雨 宮 宏 , 一 官 虎 雄

プローブの電子電流飽和値は地球磁場の影響を受けて大きく減少するであろうということについて前に報告した。⁽¹⁾ それは磁場の大きさは小さいが、電子の衝突回数も又小さいので電子の平均自由行程に対するその Larmor 半径の比が極めて小さくなるからである。

即ちその比の逆数を $\omega_c \tau$ (ω_c : 電子のサイクロトロン角周波数, τ : 平均衝突時間) とすれば磁場有無の場合の電流比は $\omega_c \tau$ の増大と共に減少するという今まで一般に理解されていた知識⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾ に基づいたものである。しかし従来のデータを整理すると⁽¹⁾ ガス圧が低い程 $\omega_c \tau$ に対する特性は $\omega_c \tau$ の大きい方にずれる傾向がある。[※]

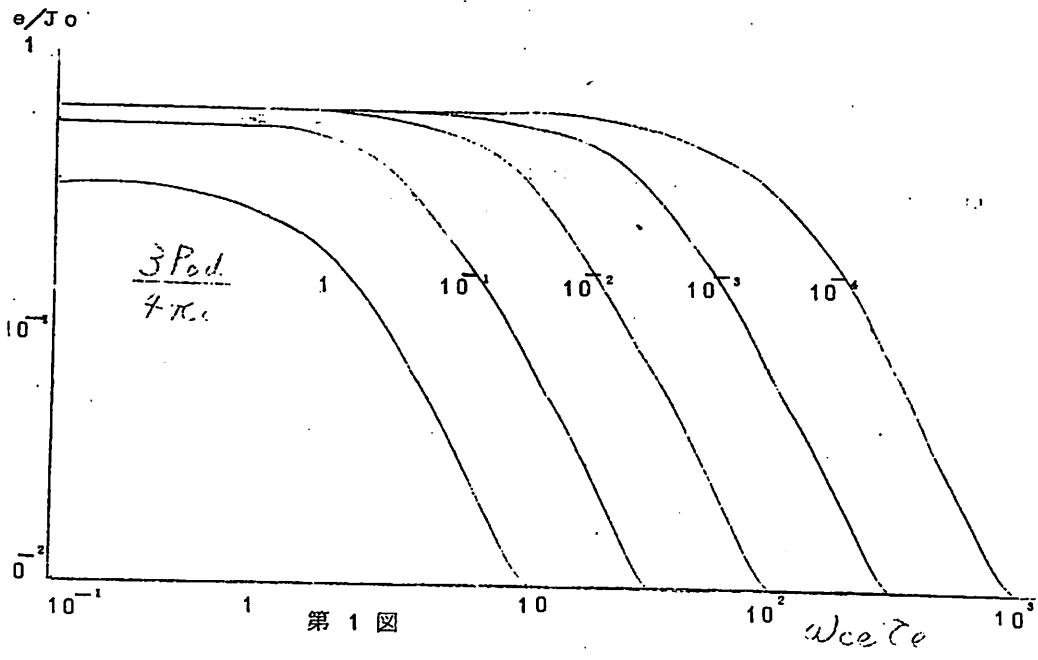
これはプローブがプラズマにおいていわゆる "sink" であるという考えから説明できる。⁽⁵⁾ 即ちプローブに流入する電流によりプラズマ粒子は損失を受けるが、これはプラズマの非擾乱領域からの流れによって補給される筈である。従ってプローブの周囲のプラズマ密度は非擾乱プラズマ密度より小さい値で平衡している。上記の流れを拡散によるものと仮定して磁場に平行な平板型プローブの場合プローブを無限平板の一部と見做し、補給は磁場と垂直な方向からのみの流れによってなされるという最も単純な考え方を用いて電流比を計算すれば、

$$\frac{J_e}{J_0} = \frac{1}{1 + (1 + \omega_c^2 \tau^2) \frac{3}{4} \frac{P_0 d}{\lambda_0}} \quad (1)$$

となる。ここに λ_0 / P_0 はガス圧 P_0 における平均自由行程, d はプローブ表面からプラズマの非擾乱領域までの距離である。この式によれば $\omega_c \tau$ の値でもガス圧が低い程電流

[※] これは前田憲一教授の示唆による。

比は大きくなる。第1図はガス圧に比例する量 $(3/4) P_0 d / \lambda_0$ をパラメータとした電流比の特性である。



第 1 図

第 2 図は長さ 5 mm, 直径 0.2 mm の円筒型プローブで得られた種々のガス圧のネオンプラズマの場合の実験結果である。この特性は上述の定性的な考え方の妥当性を証明している。

第 3 図は上記のデータ及びそれとは別に測定した水銀の場合のデータを磁場に対してプロットし直したものである。これによると特性はここで扱った範囲ではガス圧にかかわらず磁場のみの函数に帰せられ、しかも 100 ガウス以下では磁場の効果はないという結果が得られた。

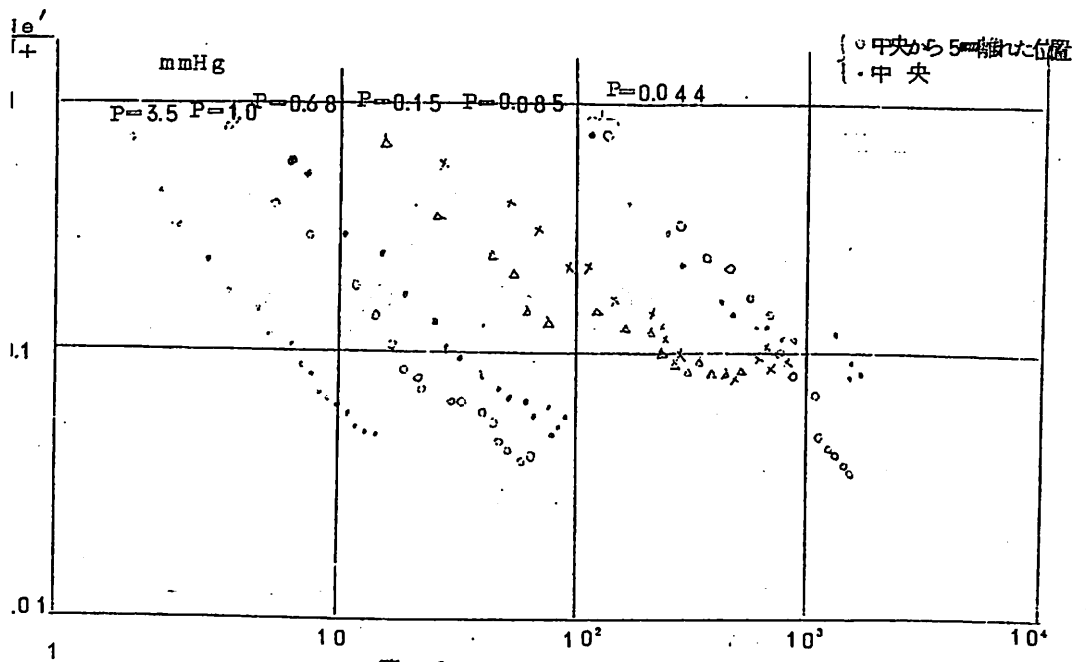
これは前述の単純な定性的な考え方に代り、有限の大きさのプローブの場合、磁場に垂直と平行の両方向からの補給を考慮するや、精密な理論によって定性的に説明することができる。

即ち計算の比較的簡単な半径 \$a\$ の円板型プローブの場合の電流比は

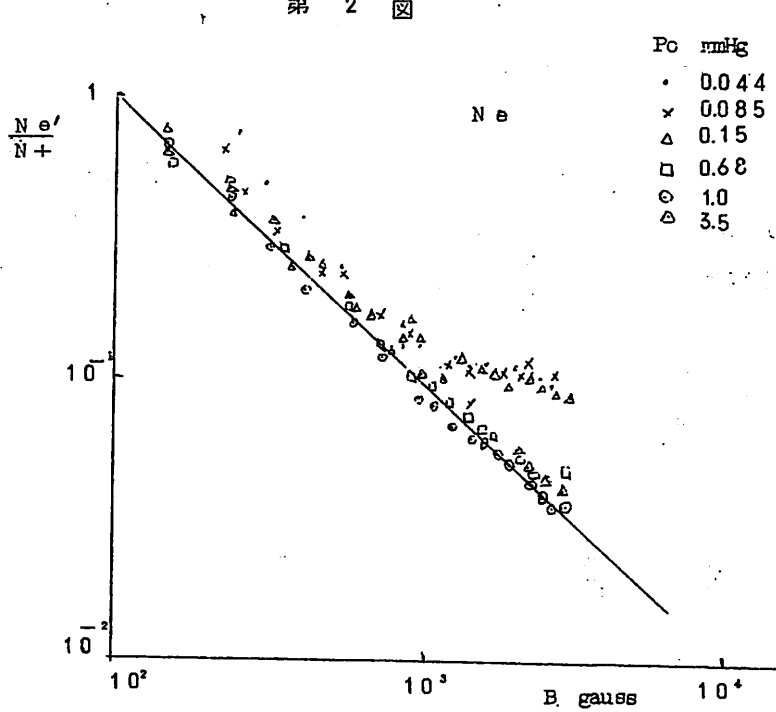
$$\frac{J_e}{J_0} = \frac{1}{1 + \frac{a^2}{4c} \frac{P_0}{\lambda_0} \sqrt{\frac{D}{D_L}}} \quad , \quad C \equiv \frac{a}{K(\sqrt{1 - \frac{D^2}{D_0^2}}) - F(\sin^{-1} \frac{a}{\frac{D_0}{3}}, \sqrt{1 - \frac{D^2}{D_0^2}})}$$

$$\frac{D_L}{D} = \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2}$$

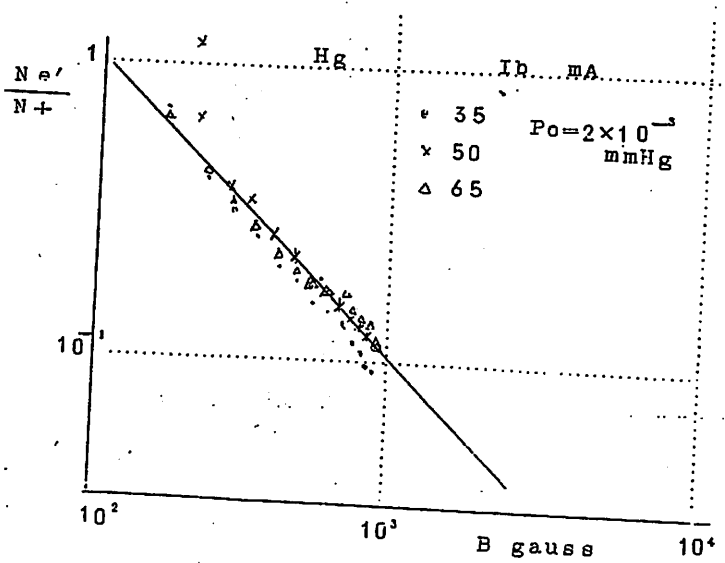
- F : 第 1 種楕円積分
- K : 第 1 種完全楕円積分
- $\frac{D_0}{3}$: 遷移域の長さ



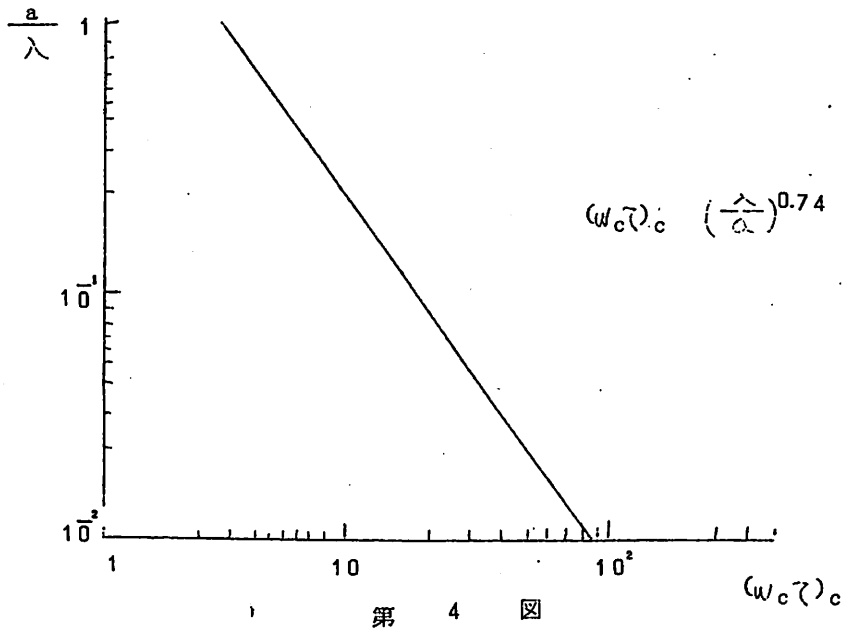
第 2 図



第 3 図 (a)



第 3 图 (b)



第4図はこの式から計算した電流比が1より減少し始める $\omega_c \tau$ の値 $(\omega_c \tau)_c$ と a/λ との関係を表わしたもので、これによると限界の ω_c の値はほぼ $(\lambda)^{-0.26}$ に比例することが分る。即ち ω_c の限界値のガス圧及びガスの種類の依存性は非常に小さい。

従って第3図の如き関係が電離層プラズマにおいても成立つと仮定すれば、電離層における地球磁場は小さいので電流比はほとんど1より減少せず、結局電離層プローブに及ぼす地球磁場の影響は非常に小さいと結論することができよう。

文 献

- (1) 土手, 一宮 : 日本地球電気磁気学会 6, 1963, 11
- (2) R. J. Bickerten et al, : Proc, Phys, Soc, 69, 468, 1956
- (3) 菅原, 森戸, 八田 : 日本物理学会分科会 1P-A-5, 1961, 4
- (4) 三好, 坂本, 塩原 : 日本物理学会年会 8P-0-3, 1963, 4
- (5) 土手, 雨宮, 一宮 : 日本物理学会分科会 4a-P-13, 1964, 4

49 レーザによる超高層大気観測の可能性

(電波研) 広野 求和

ルビーレーザーのパルス出力($\sim 0.5 \text{ j} / 50 \text{ nanosec}$) を用いて超高層大気からの散乱波を観測しうることは昨年MITにおいて確かめられた。110 - 140 Kmおよび60-90 Kmにある反射層の後方散乱の微分断面積 $N\sigma$ は $N\sigma \sim 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ (1)の程度の値をとると推定される。高出力のレーザーは種々の波長で得られようとする情勢であるのでそれらを用いて超高層大気を観測をなしうる可能性を検討し、その結果の一部を述べることにする。

(1) 先づレーザーでパルス(幅 τ) を垂直に打ち上げてレーリ散乱を受信する場合送信電力 F_T と受信電力 F_R の間に

$$\frac{F_R}{F_T} = N \sigma(\pi) \frac{c \tau}{2} \frac{A_R}{r^2}$$

$$\times \exp \left\{ - \frac{64 \pi^3 \gamma^2}{3 \lambda^4} \int_0^y N dr \right\} T_\lambda \quad (2)$$

が成立する。Nは大気の分子数/cm³,

$$A_R = S_R / r^2, \quad r \text{ は高さ, } S_R$$

は受信望遠鏡の有効断面積, cは光速,

$T_\lambda (\leq 1)$ は散乱以外の損失を表わし,

$$\gamma = 1.08 \times 10^{-23} \text{ cm}^3,$$

$$\lambda = 0.6940 \mu \text{ を採用し, } \sigma(\pi) = 1.98 \times 10^{-28} \text{ cm}^{-1} \text{ sterad}^{-1} \quad (3)$$

である。 $T_\lambda = 1$, $\tau = 50 \text{ nanosec}$, 望遠鏡の口径を40 cmとした場合の(2)

式の値を図に示す。90 Kmの高さに(1)式で表わされる反射層があり $F_T = 2 \times 10^7 \text{ W}$ とすれば, $F_R = 4 \times 10^{-14} \text{ W}$ (4)

これは20 Aの幅のフィルターを用いると airglow の3倍の程度の大きさとなり, 冷却された Photomulで受信すれば, 光電子数を数える方法で凡そ100回のパルス繰返ルにより10 Km毎の反射層の存在を検出しうるであろう。

(2) 自由電子による散乱は, $\sigma_e = 5.28 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ sterad}^{-1}$ であるから,

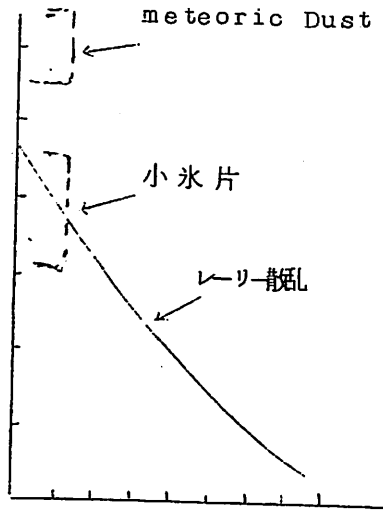


図 1 F_R / F_T

n_e は(1)式の値より遙かに小で無視しうるであろう。

(3) 共鳴散乱の場合 N_d^{3+} イオンは例えば微量 (S_2O_2 , Na, Ca, Al, Sb) ガラス等にドープされる場合 9180 Å で発振出来ることが示されている。もしこの発振を強力に行うことが出来れば上層大気観測用に使用出来る可能性がある。先づ対流圏の H_2O による若干の吸収があるのでこれを利用してその垂直分布を決定出来る。次にこの波長は、 N_2^+ の Meinel band (1-0) によって共鳴散乱されるであろう。この遷移は、Allowed Transition ($\pi_u \leftrightarrow \Sigma_g^+$) であり N_2^+ は $10^3/cm^3$ が 100 Km の高さで見積られているので N_i は(1)の値よりも遙かに大きくなる可能性がある。これを利用出来るならば N_2^+ の垂直分布を決定出来るであろう。この量は magnetic Activity と密接に関係しているようである。

この外ラマン・レーザーの出力の利用が検討されている。

終に種々の資料を提供していただいた東大等松隆夫氏、中村強氏に深謝する。尚、電波研の一電及び原子研の各位の熱心を御討論をいただいたことを附記する。

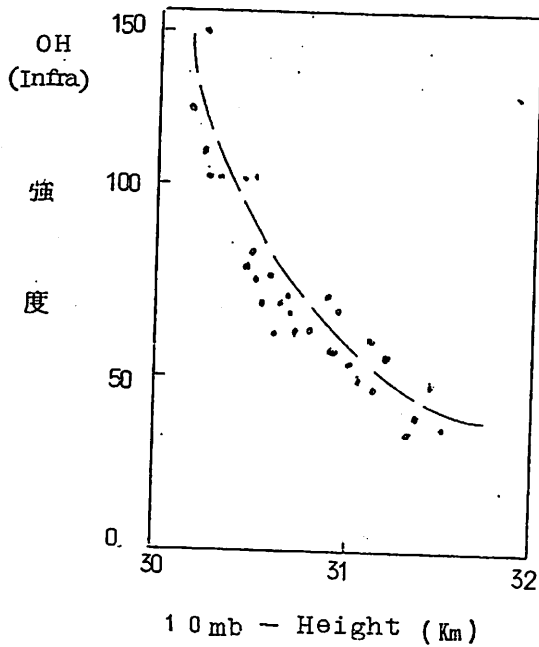
5.0. 夜光 OH 強度と 10 mb / 層高との相関

(天文台) 古畑正秋 (代統中村 強)

大気光の中で近赤外域に強い輝線帯を持つ OH の発光層は、地上 70 Km 程度の、比較的低いところに発光層があることは、ロケット観測等によって確かめられている。

1960年あたりから、かなりよい結果が得られるようになった 10 ミリバール層の高層天気図を用いて、OH 強度と 10 ミリバール層高との相関を調べてみた。この天気図は米軍の依頼を受けて、ベルリン大学の気象及び地球物理研究所で作成、出版しているものである。毎日世界時 0 時の北半球の 10 ミリバール等高線及び風速、風向が示されている。この天気図はゾンデ観測によるもので、ヨーロッパ及び北米の値が最も信頼できるものと推定できる。それ故 OH 強度の観測値はフランスのオートプロバンスのものを使用し、その毎夜 0 時の値とその上空の 10 ミリバール層高との相関を求めたのである。

その結果は、1960、61、62、年の各年ともよい相関を示し、層高が低いときOHは強く、層高が高くなるとOHは弱くなることが認められる。3ヶ年の月平均値については第1.図に示されている。



第 1 図

また、宗谷船上で行ったOHの観測にも明かな季節変化が認められるが、これも10ミリバール層高との逆相関がよく認められる。

10ミリバール層は大体地上30Km 附近であって、OH発光層は70Km 程度である。

この二つの層の大気の垂直運動については、1960年から1962年にわたってアメリカ近辺で行われたロケット観測の結果から推定してみることができる。それによれば、10ミリバール層と、0.4ミリバール層、即ち60Km層とはほとんど同じ大気運動をしていることが認められている。これから推定して、OH発光層もまた10ミリバール層と運動が大体同じであろうと思われる。この推定が正しければ、OH強度は、その発光層が低くなれば強くなり、高くなれば弱くなる結論できる。

この理由は、最も単純なものとしては、オゾンの密度分布の変化であろう。特にOH発光層付近のオゾンの密度がかなり急激に増すものと推定される。中村正年はOHの一夜変化について、同じような発光層の上下運動があり、それを水素原子の高さに対する密度変化と

考えているが、これらの問題については更に将来検討すべきであろう。

51 夜光緑線強度に対する月の影響

(天文台) 古 畑 正 秋
(中村 強代統)

この問題は以前、永田、等松、金田により IGY, IGC の資料を使って検討された夜光緑線強度が Local Lunar hour の 0^h 附近に極小となるような半日周期を持つことが示された。それにより、大気の運動力学的な研究を行って、夜光緑線発光層附近の大気の垂直運動の結果であると結論し、電離層の $h' E$, $R' E$ の半日周期の観測結果を結びつけられた。

緑線強度は、毎夜変化が激しく、観測から解析することはかなり注意を要することは勿論である。

1961年夏以来ハワイ大学、ハレアカラ観測所で多数の観測が得られているので、これを使って、同じ解析をやってみた。この資料で有利と思われるのは次のような点である。

- (1) ハレアカラ観測所は天気が非常によく、毎月15日くらいにわたって、ほとんど連続した資料が得られ、かつまんべんなく利用できた。
- (2) この期間は太陽活動期を外れ、太陽活動による異常現象が少なくなっているので、この種の解析には有利であること。
- (3) 緯度 20° の低緯度にあつて、夜光緑線の変化が比較的平穏で、これもこの種の解析に有利であること。

1961年7月より1963年6月までの2年間の資料について、毎時天頂値と、最も近い Local Lunar hour の値として平均して求めた。

この結果として、月の潮汐の影響は、あつても非常に小さいものと思われるので、まだこの程度の観測数では、結論を出すことは不可能のようである。

第 3 日 5 月 2 9 日 (金)

超 高 層 大 気 (0 9 0 0 - 1 2 0 0)

57 Higher harmonic Term で補正した地磁気座標

を用いた Polar cap blackout のパターン

(電波研) 羽倉幸雄
Polar cap blackout のパターン特にその南限界の問題を議論するとき、地磁気座標では不十分である。

Polar cap blackout を生起する Solar C.R. の運動は Stormer regime では Cavity boundary の影響を受け、Active regime では地磁気の non-dipole part に影響される。

ここでは後者に対する検討を行うため、Hultqvist の求めた、dipole からの補正ベクトル (地磁気ポテンシャルの 5th Spherical harmonic terms. までを考慮した) を基にして、南北両半球高緯度地方に分散する約 100ヶ の電離層観測所に対する補正地磁気座標を計算した。

得られた座標が Polar cap blackout のパターンをしらべるのに適していることを実例で示す。

58 1958年2月9日~12日の Solar-terrestrial Disturbance について

(電波研) 羽倉幸雄
(地磁気観) 永井正男

1958年2月9-12日に起った Solar-terrestrial Disturbance を再検討した結果、次の結論を得た。

1. Warwick 等により疑問視されている slow occurrence type の PCA はやはり存在する。
2. この時の PCA は、発達初期、ssc 前後の変化等で 5 段階に分類出来る。

即ち

{	Flare の 10 時間後	— (PCA) p —	Pole 附近より始まる。
	" 15 "	— (PCA) A —	Auroral zone 附近より始まる
	SC の 1 時間前	— (PCA) presc —	Polar cap 全体
	SC ₁ の直後	— (SCA ₁) —	Auroral zone (やゝ南下)
	SC ₂ の直後	— (SCA ₂) —	Auroral zone (極めて南下)

3. SCA_1 , SCA_2 に関連して烈しい地磁気の DP substorm が観測される。
4. 地磁気嵐の初相付近から, Blackout 領域の変形, Storm E_S の発達がみられる。
5. F_2 層嵐は2段階に分類出来る。 $D_1 (F_2)$ は極めて特殊なパターンをしている。 $D_2 (F_2)$ は通常の F_2 層嵐である。

5.9. 極地方における磁気嵐前の f_0F_2 及 極回線電界強度の増加 II

(電波研) 恩藤忠典・(半電研) 大部弘次

1. 前回に続き極地方の Δf_0F_2 の磁気嵐前の増加と短波極回線への影響を統計的に調べた。 Δf_0F_2 の Dst の磁気嵐前の増加が起る南限は Ottawa (mag lat 57.0° Hakura lat 59.0°) 辺りであろう。一方 WWV 5 M% 系列の電界強度 (S-単位) の Dst を Baker Lake (ML 73.07 , HL 75.0°), Churchill (ML 68.7 , HL 70.0°), Winnipeg (ML 59.0° , HL 61.0°) について求めた。各観測所共に 10, 5, 2.5 M% では $T_{set} = -12$ hr 辺りに最大をもつ磁気嵐前の増大を示す。この変化は各回線の apex 近傍の Δf_0F_2 の嵐前の増加によく対応している。10, 5, 2.5 M% ではこの様な増大は認められない。Spread-F の発生率及び Δf_0F_2 の Dst は極光帯では磁気嵐前の増加を持っていない。従って 10, 2.5 M% の磁気嵐前の増大に対応する電離層現象は, 電波が大円コースに沿うとした場合, Δf_0F_2 の増加のみと思われる。
2. 次に SC 前の一日について Δf_0F_2 の S D 変化を求めた。Resolute (ML 83.0° , HL 84.2°) では明確な変化はない。極光帯では正午頃最大をもつ。勿論 Washington (ML 50.0° , HL 52.3°) ではこの最大はない。これから磁気嵐前の Δf_0F_2 の増加は荷電粒子の太陽方向からの極光帯電離層への侵入によると思われる。

3. 各嵐時毎の Δf 、 F_2 の Dst 値を地磁気緯度に対して plot してみると、 Δf 、 F_2 の減少(負値)が SC の直後極光帯から始る事がわかった。

60 太陽電波 IV 型アウトバースト Solar Protons

(京大理) 桜井 邦明

Solar Proton Events を伴う太陽電波 IV 型アウトバーストの特性について調べる。太陽フレアの大きさ(例えば、フレアの Duration, Importance), 太陽電波の μ , dm , m -波各周波数領域のフラックスと Solar Protons の Sun-Earth Transit Time, 大きさ(Importance)等との関係を調べた結果、フレアの大きさと Transit Time との間に著しい関係のあることが判った。フレアの大きさが大きくなるにつれて、この Transit Time が短くなる傾向があり、この傾向が group 化されている。Transit Time が大きくなるにつれて、宇宙線 Forbush Decrease は大きくなる。これには太陽面経度効果も関係している。

太陽電波 IV 型アウトバーストの各周波数領域の発生時刻は、波長が大きくなるにつれて系統的に遅くなるが、この遅れに太陽面経度効果のあることが判った。この遅れは太陽面上東半球で著しくなる傾向がある。これは太陽電波の発生、伝播機構に関係があるものと考えられる。

64 電離層中での Irregularities の運動

(京大工) 加藤 進

1953年に D. F. Martyn が、cylinder 形の irregularity の model を想定してこの問題について論じて以来、多くの人達が様々の model を使用してこの問題を解こうと努力して来た。併し求められた結論の多くは使用する model の性格により様々であって、基本となる物理的意味を論じ得る一般的なものは未だ得られていない。

著者はこの重要な ionosphere の理論的な問題をきめて一般的な形で論じ得ること

に成功した。得られた結論の一つとして irregularity の移動速度はその形と無関係にその強さの減少と共に

$$\vec{V} \rightarrow \frac{\Omega_e \Omega_i}{\gamma_e \gamma_i + \Omega_e \Omega_i} \cdot \frac{\vec{E}_0 \times \vec{B}_0}{B_0^2} \parallel \text{direction}$$

なる極限值を有することの証明を与えた。ここに $\Omega_{e,i}$ は各々 electrons 及び ions の gyrofrequencies であり、 $\gamma_{e,i}$ はそれ等の Collision frequencies である。 \vec{E}_0, \vec{B}_0 は各々 apply された電界と磁界である。meteors の trail の動きや E_S 層の運動の解析にこの研究の結果は役立つものと思われる。

65 夜間における E_S の構造

(電波研) 保田襄似

中緯度地帯における E_S 層は、 E_{SS} と E_{SC} との2つの型に分類しうるが、夜間には E_{SC} のみとなる。高緯度地帯以外での E_S 層の生成に対して、近時 Whitehead らにより Wind shear による生成理論が提起せられており、ロケットによる観測結果もこれを支持している。この理論による E_S 層は夜間の E_{SC} に対応するものであるから、ここではこのことを考慮にいれながら観測結果のとりまとめが行われた。

筆者は、1959年および1960年の夏季および秋季に2.4 M%, 3.2 M%および4.6 M%のインパルス波の垂直打上をおこない、 E_S 層反射波、F層反射波のAスコープでの写真による振幅の同時記録および E_S 層反射波のペンレコーダーによる連続記録をえた。また1963年8月には九州野間池のロラン波(1.85 M%)を国分寺で受信し、パルスの位相の写真さつ影によって連続的な伝播距離対時間の関係をえた。これにより得られた層の構造についての概念は次の如くである。即ち、 E_{SS} から E_{SC} に移行した直後の E_S 層は電子密度の分布のはっきりした薄層をなしている。一般の夜間の E_{SC} ではこれに平行にならんだ紐のような不規則性が重畳しているものとみられる。このような層の詳細については、観測結果より次の諸点が明らかにせられている。

- (1) 野間池のロラン波を国分寺で受信した結果によれば紐の間隔は約12 Kmである。
- (2) E_s層の反射、透過係数の測定結果は、統計的にE_s層を蔽層としてとりあつかって矛盾を生じないことを示している。
- (3) このとき Epstein 層を仮定すると半層幅は

$$f_o E_s / f_b E_s = 1.1 \sim 1.39, 1.4 \sim 1.99, 2 \text{ 以上}$$
- (4) $f_o E_s$ および $f_b E_s$ は $h' - f$ 曲線上でそれぞれE_s層での反射損失17 db 透過損失7 db に対応する周波数である。
- (5) 層幅は $f_o E_s$ が低くなると大きくなり、これは Whitehead の wind shear によるE_s層の生成理論と矛盾しない。
- (6) この生成理論によれば (3)で示した半層幅の層が実際に発生しうることが明かである。

以上であるが、地上からの測定結果が理論による計算値とよい対応を示していることは極めて興味あることである。

66 夜間 F₂ 層の電離維持の機構について

(電波研) 米沢利之

中緯度および高緯度地方で観測されたF₂層の最大電子密度は、冬季夜間太陽黒点衰退期には、日没後の数時間を除けば、ほとんど一定の値を保つ。この現象は、外気圏から地磁気指力線に沿って電子とイオンがゆっくりと下方に拡散してくるものと考えれば、説明できるように思われる。電子の連続の方程式の定常解の中でこのような状態に対応するものが求められ、それから最大電子密度と電子イオンの下向き流量の間の関係が導き出された。 10^5 cm^{-3} の最大電子密度を保つには $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の程度の流量で足りる。この解はまた上のような機構でできるイオン化層が、日没時の正常F₂層よりももっと高いレベルのところを生ずることを示している。上に指摘したF₂層最大電子密度の夜間の一定値についてその緯度分布をしらべると、それは地磁氣的パラメーターに著しく依存し、北半球

では地磁気緯度 50° のあたりに極小を示し、南半球ではいくらかより高い地磁気緯度のところに、もっと幅の広い極小を示している。その意味は明らかではない。

地球電磁気学将来計画シンポジウム
(1300-1600)

総 会 (1600-1730)

懇 親 会 (1800-2000)

第4日 5月30日(土)

超高層大気 (0900-1200)

69 高緯度地帯の地磁気脈動の極性について

(東北大理)加藤愛雄・内海 健

IGY期間に得られた rapid-run magnetogram から周期300秒前後の高緯度地帯の地磁気脈動の極性を解析した。

college の記録から190例選び同時刻で Point Barrow, Sitka のものを調べた。

極性は、午前側で反時計廻り、午後側で時計廻りであることが確かめられ、特に college, Sitka においては午前側の数の中90%以上が反時計、午後側の約70%が時計廻りであった。Point Barrow ではその傾向があるが強くはない。

Kp-index との対応をみると、College と Sitka では、Kpが0, 1, 2の時傾向が強く現われるがKpが3以上になると午後側でも反時計廻りになることがわかる。

又極性の同時性をみると、College と Sitka と一致したものは約75%で、Point Barrow を含めた三地点で一致したものは約45%である。

73 外気圏における微粒子日食

(東北大理) 加藤愛雄

1932 *Chapman* (岩手大) 矢作直弘

標題の趣旨は、地球外気圏内での微粒子日食の地球物理的な影響を研究することです。今回はその最初の段階として、日面の或1点より(全体としてみれば中性の)微粒子流(1150キロ/秒と仮定)が放出されており、これが月によって遮蔽される。という想定のもとに地球の磁気圏の拡りの変化を考慮して外気圏内の夫々ちがった高さのところ(地心より、地球半径の2.5, 3.5, 5, 7倍の距離の所)で、純幾何学的に食の状況を調べてみました。この様にして得られた結果(日食圏)を見ますと、或高さ(地球半径の2.5倍の距離の所あたり)に於る食の様子は「月影」がほとんど同じ様な所になりに長時間在ることになり一応興味があります。尚、これからこの結果をもとに、地磁気の記録をしらべにかかるところです。

74 地磁気脈動に及ぼす電離層内の Irregularity

の影響 - 1963.7.20の日食について

(東北大理) 加藤愛雄

武井恵雄

1963年7月20日の皆既日食に於ける ALASKA NORTHWAY での地磁気脈動の観測に関しては、前回の学会で既に結果を報告した。

その中で、日食時をはさんで周期約25秒のPC3が連続して観測され、その振動の vector diagram を画くと、主軸の方向が日食事になりに変化することも報告した。

今回は、その現象を説明するために日食事にE層電子密度が減少し、そのため電気伝導度がかなりの範囲で低下することを考えて簡単なモデルを考え地上における振動磁場ベクトルを計算した結果について報告する。周期25秒であるからその波長は電離層外部で 10^8 cm の程度であり電気伝導度の減少する範囲はこれよりずっと小さく 10^7 cm の程度である。従って、model では、円柱座標をとってz軸上方から電磁流体波が入射してきて、 $\theta = \theta_0$ の面にある電気伝導性の板 ($r < a$ で 伝導度 0, $r > a$ で一定の伝導度) に電流を流すとき下

方 $z=z'$ にある地上での振動磁場を計算することにした。結果は、伝導度が0となる穴の大きさと、二つの面の間の距離 z 、 $-z'$ の大きさとに依存しているが、ベクトルの主軸方向が変化して行くことを説明出来ると考えられる。

75 地磁気脈動と V . L . F との関係

(名大空電) 岩井 章・大津仁助

(東北大理) 加藤愛雄

桜井 享

1963年1月以来、名古屋大学空電研究所は、北海道母子里に於いて、4-6 kHz Band の VLF noise emission の観測を行っている。これは我国初めてのものである。

ここでは、1963年1月から11日迄の母子里に於ける、VLFの記録と、女川に於ける地磁気の記録とを比較対比させた結果について報告する。

地磁気変化に対しては Bay 及び Pi2 (前の Pt で 40~150秒の Irregular pulsation) に着目する。

VLFの記録については、地磁気活動に対応させ、擾乱日(SSC-Storm に伴う擾乱の日)に於けるVLF noise は、強度大で sharp な立上りを見せる type のものと、又強度大で継続時間が数時間に及ぶものが見られる。そしてこれらは storm の恢復期に発生するのが大部分である。

これらと Bay 及び Pi 2 との対応は静穏日ほどはっきりしたものがないが4月30日、5月1日の例は、夫々 Negative Bay , Positive Bay とに時間的に非常によい一致を示す。

静穏日におけるVLFと地磁気変化の対応は次の如くである。

この場合VLF noise は次の二つの Type が見られた。

- イ 発生時刻が $20^h \sim 06^h$ LT のものは立上がりの勾配が急で強度が大きくなる。
- ロ 発生時刻が $08^h \sim 20^h$ LT のものは緩慢な立上りを示し、継続時間が数時間に及ぶ。

上記イ、ロに対しての地磁気変化との対応は

イに対しては Pi 2 及び Bay との時間的相関が良いことがわかった。

ロに対しては、ほとんど対応がないようである。

以上の結果は高緯度に於ける VLF noise の解析と似た性質のものであって興味深い。

76 Bay に伴う脈動 Burst の理論

(京大理) 西田篤弘

極光帯における不規則な地磁気脈動のバーストは、極光帯への電子流の入射に伴って生ずる事が知られている。この事から、電子流の運動エネルギーの波動エネルギーへの移行によって脈動のバーストを説明する事を試みた。実際媒質中に電子流の存在する時には、電磁流体波は特定の周期域で不安定となる。電子流のエネルギーを 10 keV , 密度を(電圧幅上に達した時に) 1 cm^{-3} , magnetosphere 内のプラズマ密度を 10^2 cm^{-3} としたとき、不安定波動の周期は大体 0.2 秒から 200 秒の間となり、観測される脈動バーストの周期と一致する。

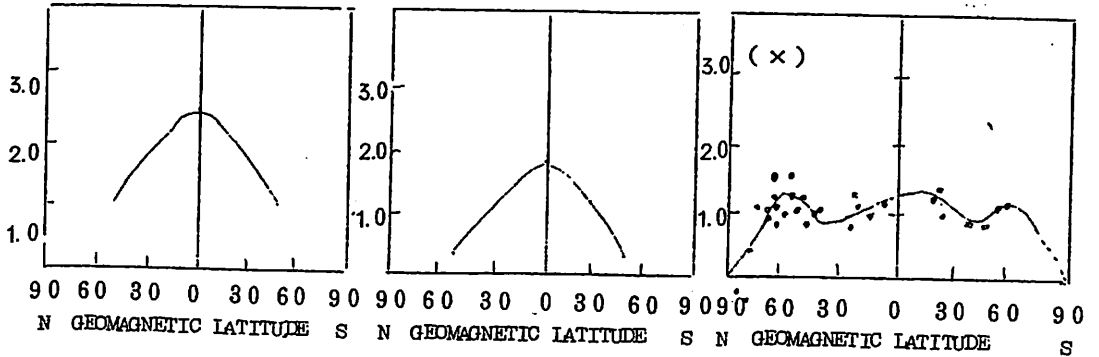
78 SC 強度の中低緯度分布について

(京大理) 奥沢隆志・荒木 徹

(阪市大理) 並川富一(同志大工) 北村泰一

先に我々は数 earth radii に置かれた初期波面から発してモデル外気圏(デスラー・パーカーモデル)を伝播する Fast mode の弱い磁気流体衝撃波面を追跡した(子午面内及び赤道面内), この結果を用いて SHOCK 強度の緯度分布を二つの初期波面について計算した。この結果は下図の通り。第一図は初期波面が平面の場合, 第二図は, 地球に向かって凸な曲面(北村 etc) の場合の高度 600 km での強度分布を示す。この結果

は大林による D_{st}^C 成分の中低緯度での振巾緯度分布 (第三図) に良く合う。従って少なくとも $S C$ の D_{st}^C 成分については中低緯度での寄与は磁気衝撃波に依るとされる。



第一図

第二図

第三図

7.9 高緯度地方の S_c と Alfvén Shock の強度計算

(京大理) 荒木 徹 (同志大工) 北村泰一

(京大理) 奥沢隆志 (阪市大理) 並川富一

Alfvén shock に伴う磁場の飛び $[H] = \pm \epsilon n \times H$
 (Friedrichs and Kranzer, 1958) を変形すると

$$[H] = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon^2}{4}} \left\{ \vec{H}_1 \times n - \frac{\epsilon}{2} (n \times H_1) \times n \right\}$$

H_1 : 波面の前面の磁場

n : wave normal

と表わせる。

この式と Bazer and Fleischman (1959) の

$$\left(\int (\rho \mu)^2 E^2 dt \right)_{t=t_0} = \left[\rho \mu E \right]_{t=t_0}$$

(ρ : 密度, μ : Flow velocity, $\square(dt)$; Alfven velocity
 $E(dt) = \frac{da}{da}$, da ; 波面上の面積要素)

とを用いて, 高緯度地方に入射する Alfven shock の波面(北村, 1963) 上の強度分布を計算し, 高緯度地方 SC との関係を論じる。

80 Sc* について

(阪市大理) 並川 富一 (京大理) 奥沢隆志
 (同志大工) 北村 泰一 (京大理) 荒木 徹

1957年-1959年の Koror, Guam, Kanoya, Kakioka, Memanbetu, Sitka, College, Pt., Barrow の資料を用いて Sc* の緯度分布を調べた。Sc と同様に高緯度地方で振巾が最も大きく赤道地方で小さい極大値がある。College と Koror における振巾の比をとつてみると、その比の値は非常に大きいばらつきを示す。このことは Sc の生起機構が高緯度と赤道地方で異なることを示すのではないかと思われる。Sc の生起機構について簡単な議論を行う。

82 Explorer 12 による Magnetic Sudden Impulse

の観測結果

(University of New Hampshire) L.J. CAHILL JR.
 (京大理) 西田 篤弘

Explorer 12 の magnetic record を用いて, 地表での sudden impulse に伴う magnetosphere 内での磁場の変化を調べた。(Explorer 12 の record は主として低緯度, 朝側で, 地心から 3~13 R のところで得られている。) 地表で positive sudden impulse が見られる際には, magnetosphere 内でも磁場の強度が増している。同様に, 地表での negative sudden impulse は magnetosphere 内の磁場の減少を伴っている。Negative su-

dden impulse の際に magnetopause が外向きに移動する事を示す資料も得られた。磁場変化の time scale は, 超高層でも地表でも大差がなく, magnetosphere が収縮ないし膨脹するに要する時間と解釈するのが妥当と思われる。磁場変化の伝播速度は, Alfvén velocity に近いようである。Impulse の大きさの高度による変化は, Image Dipole によってよりも曲率を持つ boundary model によって計算した値に近い。

83 地磁気 SSC* の電磁流体的解釈

(東北大理) 玉尾 牧

局地的擾乱による電磁流体波の伝播特性に基づいて地磁気 SSC* の電磁流体的解釈を試みた。第1図及び Table 1 にその結果を示す。

FIG. 1

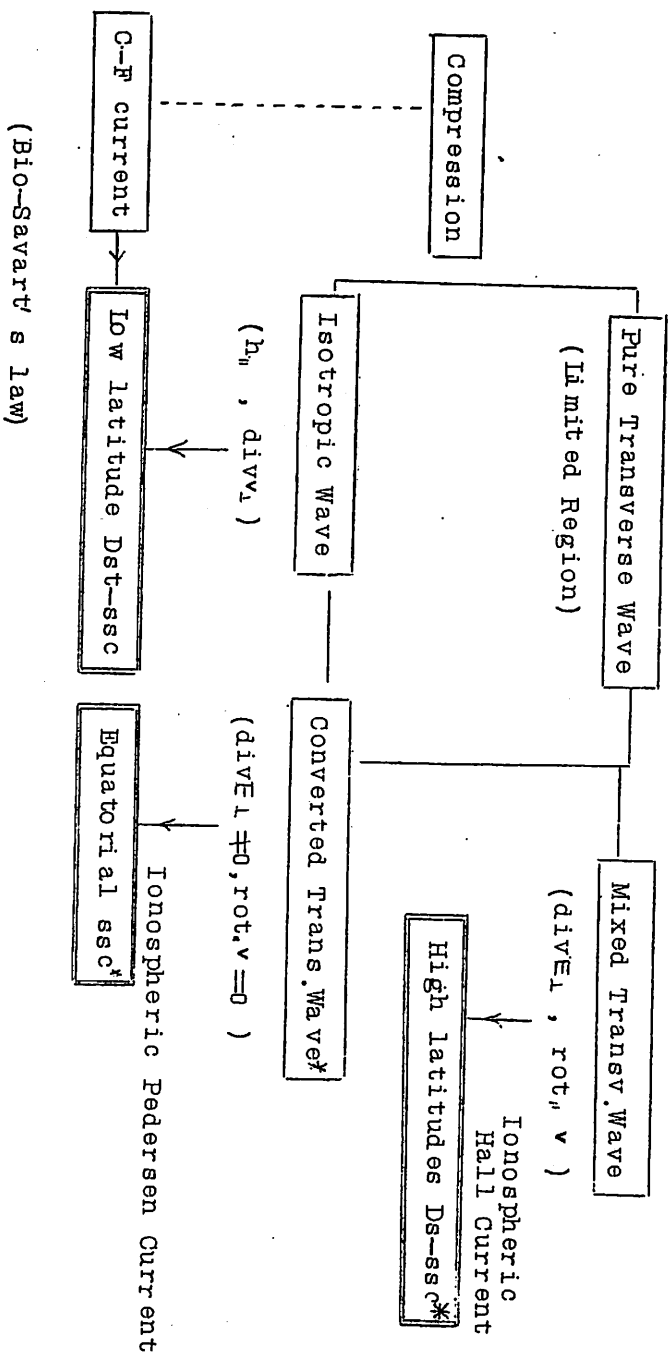


Table 1

Summary of a hydromagnetic interpretation of geomagnetic ssc phenomenon

Outer Magnetosphere	Local Compression	Steady C-F current	Contin. Azimuthal Stress
Electric Field in low latitudes	Yes (Westward)	No	Yes (Eastward)
High latitudes* Ionospheric Currents	Clockwise Hall-Current	Bio-Savart's law	Counter-Clockwise Hall-Current
Low latitudes Ionospheric Currents	Westward Pedersen-Current		Eastward Pedersen-Current
Magnetic Effects	Preliminary Reverse Impulse, Equatorial ssc*	Dst-ssc	Ds-ssc, Equatorial Enhancement

* Ionospheric Currents in high-latitudes are those for evening-side in the Northern-hemisphere.

84 Magnetosphere の振動特性

(東北大理) 加藤愛雄

武井恵雄

Exosphere における電磁流体振動を論じる際に考慮すべき重要な量として振動の減衰時間がある。媒質自体の dissipation は微弱なものと考えられるので減衰に寄与するものは境界である。一方の端の電離層では Joule-Heating であり、他方の端の Cavity surface ではそこを通過して interplanetary space に放射される音波とが考えられる。

ここでは一様な媒質をもつ cylindrical model について、糸の振動周期と減衰時間を求めているのでそれについて報告する。

88 磁気圏内荷電粒子におよぼす

ダイナモ電場の影響

(京大工) 前田憲一

Dynamo layer に発生する静電場が磁力線に沿って減衰なく磁気圏に伝わりとするとこの電場によって磁気子午面内および東西方向に所謂荷電粒子の drift を生ずる。子午面内 drift は磁力線に直角であり、その方向が内側向きの際は荷電粒子(電子について述べる)が赤道面を切る点が低下し、外側向きの際は反対に上昇する。また、mirror Point も若干の影響を受ける。これらの諸点について計算を行い、energetic electron の赤道面内分布の変動、電離層の影響、energetic electron の loss などについて考察する。

(1) mirror point より赤道面までの所要時間 (T_{11})

$$T_{11} = \frac{R\epsilon}{V} \int_{\theta_m}^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta \sqrt{1+3u_0^2 \theta}}{\sqrt{1 + \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta} \sqrt{\frac{1+3u_0^2 \theta}{1+3u_0^2 \theta m}}} d\theta \quad (1)$$

$$\frac{H}{\sin \theta} = \frac{H_1}{\sin \theta_1}$$

v は電子の速度, R_e は軌道が赤道面を切る点の地球中心からの距離, θ は colatitude, θ_m はその mirror Point の値である。 θ_m 対 T_{11} は終りの表に示す。

2) 赤道面より mirror Point へ行き再び戻る間に受ける Apex 点の変化 (ΔH)

$$\Delta H = \Delta H' + \Delta H'' = R_e \left(\frac{1}{\sin^2 \theta_m} + 1 \right) \frac{1}{\sin^2 \theta_m} \frac{v_m^{mp}}{T_{11}} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin \theta (1+3 \cos^2 \theta) d\theta}{1 + \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_m} \sqrt{1+3 \cos^2 \theta}} \quad (2)$$

v_m^{mp} は子午面内 drift の mirror point における値であるが, F_2 層内 drift の値は前田担氏の発表論文にあるのでこれより計算する。単位時間当りの ΔH は $\Delta H / 2 T_{11}$ ($= \Delta H$) で終りの表に示す。

3) mirror point の上昇下降 (Δh) (3)

$$\Delta h = \Delta h' + \Delta h'' = (1 + \sin^2 \theta_m) \frac{\sin^2 \theta_m}{3 + 5 \cos^2 \theta_m} \Delta H''$$

$\Delta h = \Delta h / 2 T_{11}$ は終りの表に示す。 (4)

4) mirror Point の南下北上 (Δd)

$$\Delta d = \Delta d' + \Delta d'' = (1 + \sin^2 \theta_m) \frac{\sin (1+3 \cos^2 \theta_m)}{\cos \theta_m (3+5 \cos^2 \theta_m)} \Delta H''$$

$\Delta d = \Delta d / 2 T_{11}$ は終りの表に示す。

5) Longitudinal drift

mirror point より赤道面に行く間に電場によって受ける drift (L)

$$L = \Delta H'' \cos \phi_m \frac{v_m^{mp}}{v_m} \quad (5)$$

v_m^{mp} は mirror point における東西方向の drift, ϕ_m はその dip である。 L/T とこれより計算した角速度 ω は終りの表に示す。

gradient と Curvature による drift を計算し, その角速度 ω_D を表に示す。(数式省略)

6) 赤道面より mirror point に達するまでの衝突回数 ($\int \gamma dt$)

$$\int \gamma dx = \frac{V_0 R_e}{2V} \int_{z_m}^{-z_m} \frac{\sqrt{\frac{4-3x}{1-x}}}{\sqrt{1-\frac{z_m^2}{x^2}} \sqrt{\frac{4-3x}{4-x}}} dx, z_m/R_e \quad (6)$$

$V = V_0 e^{-\gamma z}$ とし, V_0 は基準点の V の値である。

$\bar{\gamma} = \int \gamma dx / T_0$ を平均の衝突回数とし, これを終りの表に示す。

7) 電子の往復運動の繰返しによる ΔH の蓄積効果 (H)

前田 坦氏の論文により t は local time に対して, 大体 $\sin \omega_0 t$ (mean solstice の場合) (ω_0 は地球の自転の角速度 $7.26 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$) であるが, これに ω_D と ω' を考慮すると

$$\begin{aligned} H &= \int_{t-\Delta t}^t \Delta H \sin(\omega_0 + \omega_D + \omega') t dt \\ &= -\frac{\Delta H}{\omega_0 + \omega_D + \omega'} \left[\cos(\omega_0 + \omega_D + \omega') t \right]_{t-\Delta t}^t \quad (7) \end{aligned}$$

となり, ω_0 と ω' を ω_0 に対して無視して $\Delta H / \omega_0$ を計算して表に示す。

8) V_0 について

弾性衝突は影響なしとし, 非弾性衝突のうち電離のみを考慮する。

$$V_0 = n_e q \nu \quad (8)$$

n_e は基準点の中性粒子密度, q は電子の電離断面積である。 q の値は永田, 等松氏の論文と等松氏の教示による。これにより mirror Point の比較的低い場合 (300~500 km) の電離の率を知ることができる。

表

Θ_m (deg)	20	30	40	50	60	70	80
T'' (sec)	8.3	3.7	2.1	1.4	0.95	0.71	0.59
$\Delta \dot{H}$ (m/s)	2330	303	85.5	36.4	20.4	14.0	5.7
$\Delta \dot{h}$ (m/s)	4.4	2.8	2.4	2.4	2.7	3.0	/
$\Delta \dot{d}$ (m/s)	50.0	21.1	13.7	11.3	10.9	12.8	/
$w' \times 10^4$ (sec')	1.59	1.28	1.21	1.22	1.29	1.42	/
$w'' \times 10^6$ (sec')	4.54	2.24	1.43	1.07	0.9	0.81	0.78
$\bar{D} \times 10$ (sec')	2.4×10^{-3}	1.15×10^{-2}	3.7×10^{-2}	8.1×10^{-2}	1.64×10^{-1}	3.93×10^{-1}	/
$\Delta H/w_0$ (m)	3.21×10^4	4.17×10^3	1.18×10^3	5×10^2	2.81×10^2	1.93×10^2	7.9×10^1

$$v_m^{mp} = v_\lambda^{mp} = 10 \text{ m/s}, \quad v = 10^8 \text{ km/s} \quad (300 \times v)$$

mirror point の高さは

T'' は 1,000 Km

\bar{D} は 1,000 Km

$\Delta \dot{H}$ は 200 Km

$\Delta \dot{H}/w_0$ は 200 Km で計算した値である。

$\Delta \dot{h}, \Delta \dot{d}, w'$ は共通

w_D は 1,000 Km

32 宇宙線強度の27-日再帰性及びその 太陽・地磁気活動との関連

* 名大理 長島一男*
 上野裕幸*
 森 覚**
 ** 信大繊維 鷺坂修二**

1962 Aug 27から1963 Dec 25の18 Solar rotations にわたって、
 地磁気活動 K_p , 宇宙線強度 I に顕著な27-日再帰性が見られる。我々はこの再帰性を太陽・
 地磁気活動との関連の下に解析し、この再帰性が、特にコロナ緑線指数 G_0 と強い相関をもつこ
 とを強調する。 ΣK_p , I , G_0 , R 及び Solar Radio Noise Flux の平均値の27-
 日変化を第1図に、 G_0 の変化を各 Cycles にわたって第2回に示した。

この K_p の27-日再帰性は Solar M-Region の存在を示唆するが、この M-Regi
 on は上記の G_0 が North Hemisphere にのみ輝いていることからその位置を太陽面
 の北側に限定出来た。

上期の期間の初めの数 Cycles がまさに Mariner II による Snyder et al の Solar
 wind velocity の測定期間と一致しているから、それとの比較も行う。又 ΣK_p , I 及び
 G_0 の Time Relation から、Stream の構造を、更に宇宙線日変化の解析から平均的
 な、Stream 中の宇宙線異方性の解析も試みる。

K_p index \uparrow B T re cur.

(M-region) Mariner \uparrow re cur. 6-10 27d

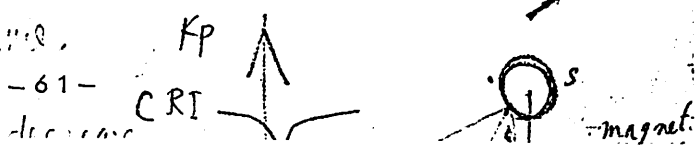
LTMS. 73XR 27d

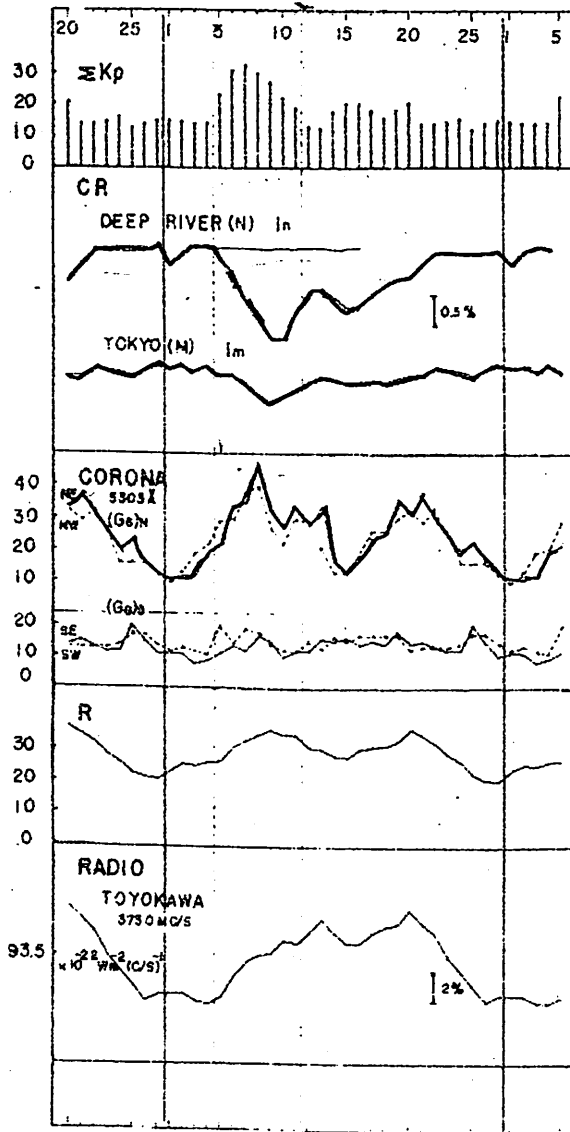
Ca フラッシュ I.S 27d 同い

クリーライン 同い

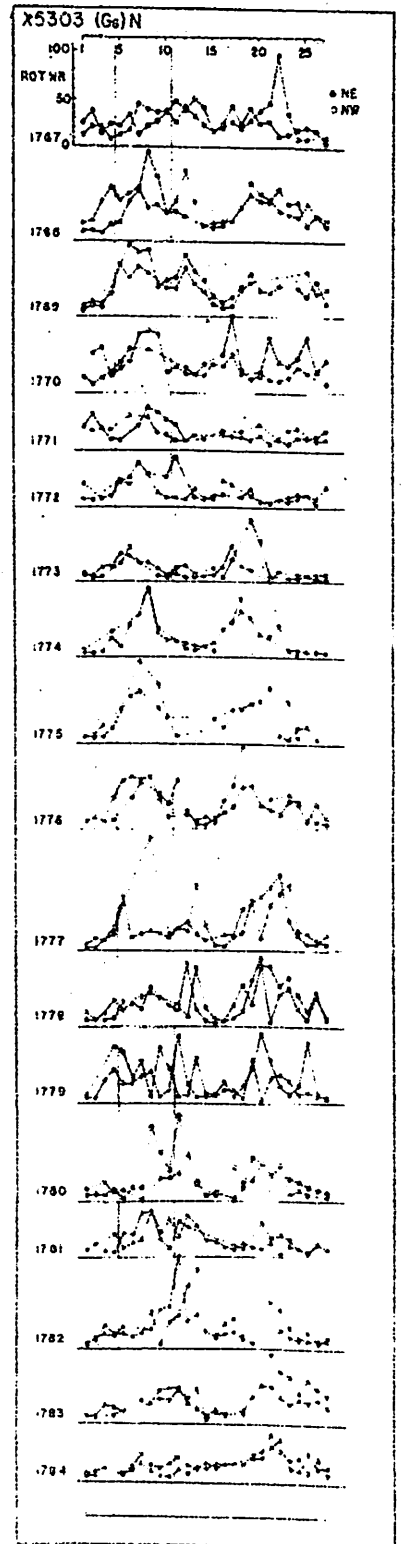
Sunspot

Bartels 27d recurrence.





第一圖 第二圖



39 柿岡に於けるホイッスラー観測 (I)



東大(理) 鶴田 浩一郎
 国分 征
 小口 高

柿岡におけるIQSY計画の一つとしてホイッスラー観測の体制が64年1月後半より整った。アンテナは高さ30m, 底辺50mの2回巻のループアンテナである。常時観測する周波数帯域は425C/S ~ 9.6KC/Sである。上限は17.4KC/Sの依佐美の電波, 下限はハム其の他を取除くために上期のようにした。観測時間は毎整時50分より2分間とした。

これまで磁気緯度25°付近においては豊川に於て行かれた観測結果があるが豊川の結果から推定される発生頻度より非常に多く2月, 3月, 4月の資料のみで統計的な結果が出る程度のホイッスラーが観測された。又ソナグラムによると種類もきわめて豊富でありDのはんいも5~100程度に達する。

ノイズは1.5KC/S以下にはかなり強いがこれは柿岡の有線放送に伴うものと考えられ, 今のところ手のほどこしようがない。1.5KC/S以上では比較的少くホイッスラーに対する妨害は空電のみといてよい程度である。

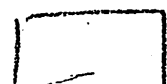
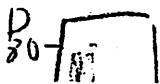
40 柿岡に於けるホイッスラー観測 (II)

国分 征
 鶴田 浩一郎
 小口 高



未だ観測が始まってから日が浅く, 統計的なことははっきり云えないが, 2月から4月までの資料を用いて, Dispersion及び発生頻度の日変化等を調べた。約400枚のソナグラムより求められたDispersionは5から100程度の広範囲にわたっている。同程度のDをもつものでShort及びLongと推定されるEchoをもつものがあり, DのみでShortとLongの正別をつけることが困難であるという事象が見出された。発生頻度は3月から4月にかけて急激な減少を示している。又その日変化は朝方及び夕方にPeakをもっているが逐日変化も著しい。

観測されたホイッスラーのうちノイズレベルより10db以上もの強度をもつものがいくつか見出された, これらの波形解析から振幅は周波数と共に著しく変動していることがわかった。

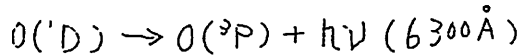
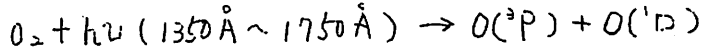


53 大気光酸素赤線…… その昼間強度

東大理学部 永田 武
小川利 紘

([O₂I] 6300-6364 Å 大気光の昼間強度の Prediction を試みる。発光の mechanism は(1) Schumann-Runge Continuum による Dissociation と、(2) Dissociative recombination が主要なものであって、この兩者について、Emissivity の高度分布を求めた。

(1) Schumann-Runge dissociation



emissivity は

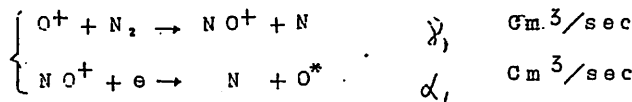
$$j(z, \theta) = \eta n(O_2, z) \left[\sigma_{\nu} q_{\nu} - \cos \theta \exp\{-\sigma_{\nu} N(O_2, z) \sec \theta\} d\nu \right]$$

但し σ_{ν} は吸収係数, q_{ν} は Solar Flux, n は密度であって

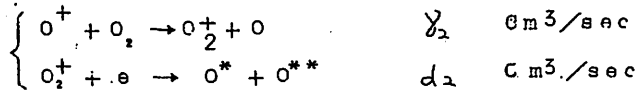
$$N(O_2, z) = \int_z^{\infty} n(O_2, z) dz$$

また η は Deactivation である。

(2) Dissociative Recombination



又は



emissivity は

$$j(z) = \eta \alpha_1 [NO^+][e] \text{ 又は } \eta \alpha_2 [O_2^+][e], (E \text{ F I 層})$$

$$j(z) = \eta \gamma_1 [N_2][e] \text{ 又は } \eta \gamma_2 [O_2][e] (F_2 \text{ 層})$$

(1) による強度は Deactivation rate により大いに変わるが, $S_D = 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{sec}$ とすれば大体 10 KR 前後の値になる。(2) によるものは $\alpha \leq 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 又は $10^{-13} \text{ cm}^3/\text{sec}$ とすると大体 1 k R 前後となるが、これは太陽活動の変化に伴う F 2 層電子密度の

変化により、かなり変化するであろう。また $\rho \approx 10^{-7} \text{ cm}^3 / \text{sec}$ とすれば強度は One Order 増し、(1)と(2)の Mechanism による強度が大体同程度になる。

(1)の発光層は大体 150 Km 付近、(2)によるものは 200 Km 付近となり、高度 100 Km ~ 300 Km にわたる Emissivity Profile がロケット観測によって得られれば、Deactivation Rate ならびに、Rate Coefficient α の値についての有力な手がかりとなる。

54 極光全天写真の解析 VI

東大理・地球物理 金田 栄 祐

極光全天写真の解析の為に極光全天写真光電解析機 (ASCAPA) を作製したが、この研究室に於いて、この改良型としての ASCAPA-II が完成した。

この ASCAPA-II の主たる改装点としては

1. 全天を5領域に分割した同時測光
2. 感度の増加

の2点である。

今回は、この ASCAPA-II の性能の試験を兼ねて行った解析の中から興味あるものを、幾つか速報として報告する。解析に使用したのは Barrow (Geomag. Lat. 68.6°) Alaska, の記録である。その解析の主たる内容は

1. 極光輝度の頻度分布
2. 天頂部分 (R=100 Km の領域) の極光輝度のパワー・スペクトル
3. 極光輝度と地磁気活動との関連
4. 地磁気湾型変化のパワー・スペクトルと極光輝度のパワー・スペクトルとの対応

55 全天写真からみた極光絶対輝度

東大・理 金田 栄 祐
小川 利 敏
等 松 隆 夫

極光全天写真光電解析機 (ASCAPA) による極光輝度の絶対測定は永田一金田 (1961) によって報告されている、そこでは極光全天写真と同時に記録されている薄明 (夕暮、

夜明)の写真濃度を標準として使用している,したがって絶対測定をおこなう基本的要素として次の4つのものがある。

- (1) 薄明の分光特性とその時間的变化
- (2) 薄明の絶対輝度の時間的变化
- (3) 使用フィルムの分光感度特性
- (4) 極光の分光輝度分布

以上の4要素のうち,(3),(4)は全天写真撮影時の条件によって決定されるが,(1)(2)は太陽の伏角にのみ依存して観測地点によってあまり変化しなかつたことが予想される。

永田,金田(1961)では薄明絶対強度の算出にあたって,Hulbart(1938)の測光資料を用い薄明の分光特性を考慮していなかった,その影響を調べるため1964年3月~4月の柿岡での多色測光記録から,薄明の絶対分光特性を実験的に求めた,その要約を第1表に示した太陽伏角と〔O I〕5577A相当絶対輝度との間の関係を第2表に示した。

第1表 各光源の分光特性(1964年3~4月 柿岡)

	太陽	波 長						I C I 色 指 数		
	伏 角	4000	4500	5000	5500	6000	6500	X	Y	Z
青空(極限)	—	266	242	160	100	66	45	.2157	.2237	.5506
薄 明	10°	723	541	236	100	46	52	.1822	.1394	.6783
夜 空	15°	230	189	109	100	91	73	.2664	.2341	.4995
5577A	—	—	—	—	(100)	—	—	.3373	.6589	.0038
I C I - A	—	65	125	110	100	85	80	.3333	.3333	.3333

第2表 太陽伏角と5577A相当絶対輝度

伏 角	相 当	輝 度
	NAGATA-KANEDA 1961	K O T - 1 9 6 4
9°	5 4 0 K R	
10	2 5 6	
11	1 0 5	
12	4 4	
13	1 9	
14	1 1	
15°	7 K R	

61 太陽プラズマ流と地球磁場との相互作用 に対するモデル実験 (第三報)

東大理 福島 直
原 研 河島 信樹

磁気嵐現象に対する模型実験として、プラズマ流を磁気双極子に打ちつける実験を行い、前回までに次のことを報告した。

(1) 模型地球の上流側では Geomagnetic Cavity に相当するものが出来ることが写真で示される。その形は理論的に推論されていたものと殆んど同じである。

(2) 昼間側に生じる磁場中性点附近からはプラズマが侵入してくる。夜間側赤道面附近にプラズマ流がまわりこんでいる痕跡が写真にあらわれる。

(3) 上記現象は magnetic Probe を用いて磁場の時間的変化を実測してみても確かめられている。すなわち Cavity Boundary よりも更に上流側では、最初にあった双極子磁場がプラズマ流押し寄せと同時になくなる。Cavity Boundary の内側では磁場は殆んど倍加される。下流側でプラズマ流侵入の痕跡が写真にうつるところでは西向き電流がある。

今回は其の後行った実験結果を紹介するが、次のようなことが主な結果である。

(1) Kerr Cell を用いて分解写真をとると、プラズマ流が昼間側の磁場中性点附近から東西非対称に Cavity 内に侵入してゆく様子がよくわかる。

(2) Double Probe でプラズマ密度を測定すると、夜側赤道面附近では押しよせるプラズマ流と同程度の密度でプラズマが侵入している。また昼間側の Cavity 内部にもかなりプラズマは侵入している。

(3) Rogowski Coil によって電流を測定してみると、Cavity 表面には東向き電流があり、Cavity 内部でプラズマ流侵入痕跡が見える部分には西向き電流が流れている。

(4) 双極子磁軸をプラズマ流に対して傾けると、昼間側の高緯度地方でプラズマ流の侵入が著しくなる。

(5) 双極子磁軸に平行な一様磁場をかけると、昼間側での Geomagnetic Cavity の形や写真のうつり方はあまり変わらないが、夜間側へのプラズマ流侵入の様子はかなり写真結果がちがってくる。南向き磁場をかけると夜間側のプラズマ侵入は多くなり、北向き磁場をかけた場合には夜間側でのプラズマ流侵入痕跡は写真にほとんどうつらなくなる。

62 極擾乱の相互関係

— 擾乱電場と Cavity 内の一般流 —

東大・理 小口 高

従来極地方における種々の物理量の相互関係について調べて来たが電子密度を地磁気変動に結びつけるのに電場の問題が残されていた。今回は電場について Cavity 内の一般流の立場から考えて見る。

先づ従来得られている擾乱の電流系の Pattern について考えて見ると、

(1) Initial Phase, Sc の Polar Part, S_G^P などて代表される Current Pattern と DS によって代表される Current Pattern との間の定性的な違いが顕著であり一般的に云って擾乱の小さい間は前者の Pattern を示し、擾乱の発達とともに後者に移ると考えられる。

(2) 且つこれらの Current Pattern は球面函数展開によれば極めて高次の mode が卓越しており必ずしもこの面で一般的な物理現象と云い得ない程である。

これらの特徴を考慮した上で Cavity 内の一般流を考える。

簡単のために、二次元近似、電離層における Slip, uniform Field, Incompressible, を仮定すれば、Flow は一次近似として一般的な完全流体の式のみで規定されることになる。従つてこの model は閉領域内の各種の簡単な Circulation によつて表わされることゝこの Circulation が実際の Cavity の赤道面内で起っているとして 10 RE の Spherical Cavity 内の Line of Force に従つて地表に投影すれば

(1) Fundamental Mode の Circulation からは S_G^P Mode の Pattern が得られ、Second Mode の Circulation からは SD Current System に酷似した Pattern が得られる。

(2) 前者と後者のエネルギーの比は約 2 : 3

(3) Current System における Higher Harmonics は Genral Flow における Mode に対応することが判る。

68 地磁気変化の周期分析 III

東京大学地球物理学教室

小口 高

平沢 威男

DC~1CPS の周波数範囲の地磁気変動の観測器及び解析器を試作し、それによる桁間に於ける観測及び解析の結果について述べる。

この度の主目標は、地磁気変動を low speed の Tape Recorder に記録し、100 倍の Speed で Play Back することにより、周波数を高め、その Spectrum を、6 個の Band Pass Filter で分析しその Power の時間的変化と波形の解析を行ったことである。1964、3月~4月の Data の解析結果を報告する。

86 磁気嵐の DS 場の解析

(東大理) 永田 武

飯島 健

Polar Storm を実際に解析した結果およびこれまでに出版されている結果よりみると Polar Storm の Dp-Field はそれらの統計的平均 Pattern に局所的なある Enhancement が付加されてきている様に考えられる。ここではその平均的 Dp-Field に着目しかつ Polar Storm の一種であり静穏日に発生しやすい Bay の統計的平均を調べた。その結果を個々のものと比較すると共に Solar wind の強さの変化とそれに対応する各段階における平均的 Dp-Field とを比較し

$\bar{S} - Dp(\text{Bay } kp=2.8) \quad Dp(\text{Moderate Storm}, kp=4.3)$

$-Dp(\text{Severe Storm}, kp=7.2)$ について比較し考察する