

第 39 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭 和 41 年 5 月 23 ~ 26 日

於 東 京 大 学

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

目 次

第 1 日 5 月 2 3 日

VLF・ELF・下層大気 (0900-1200)

番号	氏名	所属	題目	時間	頁
* 1	小鶴 口田 浩一	高 郎 征 (東大理)	低緯度ホイッスラー分散の日変化	(15分)	
2	恩 田 忠 典	(電波研)	VLF hiss について	(10分)	1
* 3	大岩 津井 仁 助	大 空 電 研 (名大空電研)	母子里で観測されたノーズホイッスラーについて	(15分)	
* 4	大岩 津井 仁 助	大 空 電 研 (名大空電研)	北海道におけるホイッスラー分散の経年変化について	(10分)	
5	仲 野 貢	(京大理)	Nose whistler から推定される外気圏電子密度	(10分)	2
* 6	徳北 田 八郎衛	(防衛技研)	ELF emission の解析	(15分)	
	一麻呂	(京大工)			
7	石岩 川田 晴 治	大 空 電 研 (名大空電研)	ELF 空電の発生	(15分)	3
	竹近 内藤 利五一	(地磁気観)			
8	山 下 享 子	(名大空電研)	地球磁場を重ねさせた時の ELF 帯電磁波の減衰係数について	(10分)	4
9	小田 川中 俊良	大 理 (京大理)	ELF 自然電磁ノイズ	(15分)	4
10	大 家 寛	(京大工)	ELF 電磁振動の電離層透過について	(15分)	5
11	川池 野辺 幸 爽	大 工 (名大工)	地表附近大気の電離と電離平衡	(20分)	6
	中清 島水 敬邦				
12	松 島 訓	(アイオワ大・東大理)	上層大気中の aerosol の形状および密度分布	(15分)	7

地磁気変動・電離層 (1400-1800)

13	永小平 田口 武高	大 理 (東大理)	太陽静穏時における低緯度地磁気脈動の特性	(15分)	8
----	-----------	-----------	----------------------	-------	---

14	加青 遠森	藤山 山岡	愛文	雄巖 雄昭 (東北大理)	マウイ島における地磁気脈動の周波数解析	(20分)	9
* 15	加武 内	藤井 海	愛恵	雄雄 健 (東北大理)	地磁気脈動の緯度特性	(15分)	
16	桜加	井藤	愛	亨雄 (東北大理)	地磁気脈動の経年変化	(15分)	10
* 17	桜加	井藤	愛	亨雄 (東北大理)	SSC に伴う地磁気脈動	(15分)	
18	永飯	田島		武健 (東大理)	共鳴現象としての地磁気脈動 pc-5	(15分)	11
19	柳	原	一夫	(地磁気観)	静穏時の磁気嵐	(15分)	12
* 20	太	田	征次郎	(京大教養)	極冠帯の地磁気活動性の日々の変化	(12分)	
* 21	飯	島		健 (東大理)	地磁気擾乱より推察される磁気圏 dynamo と電離層 dynamo の相互作用	(10分)	
22	村	田	宏	雄 (京大理)	磁気赤道地磁気季節変化と Magnetospheric Current	(15分)	13
23	竹奥 倉西	墨本 田野	芳隆 一正	夫昭 之徳 (阪市大工) (名大空電研)	Sq-風系のシミュレーション(III)	(15分)	13
24	前村	田	宏	坦雄 (京大理)	電離層の風に対する数値実験(II) 非 周期風による電流	(15分)	14
25	前田	田島	憲	一孝 (京大工)	電離層伝導度のコンピューター・シ ミュレーション	(15分)	14
26	佐津 松	藤田 田	哲幸 美	也夫 之 (京大工)	弱電離プラズマ内に発生する Cross- Field Instability の非線形成長過 程の計算機解析	(15分)	16
27	恩佐	藤野	忠幸	典三 (電波研平磯) (地磁気観女海別)	地磁気湾型変化に伴う極電離層擾乱	(15分)	16
28	小	川		徹 (同志社大工)	ドップラー効果による電離層擾乱の観測	(15分)	17

第2日 5月24日

電離層・大気光 (0900-1200)

29	藤前	原田	玄夫	坦 (京大理)	電離層 F ₂ の太陽ドリフト	(15分)	19
30	佐藤	輝	夫	(防衛庁技研)	夏季中緯度における f _o F ₂ の夜間増加 について	(15分)	19

31	新山 藤綾	野下 井崎	賢二 爾夫 同進	(電波研平磯)	リオメーターによる電離層吸収の測定 (序報)	(10分)	20
32	加平	藤田	康	進夫	(京大工)	電離層中の静電波	(15分) 21
33	加	藤		進	(京大工)	Atmospheric Oscillation at Ionospheric Heights	(20分) 21
34	佐津前	藤田	哲孝 綴	也夫 一	(京大工)	スポラディック E 層形成に対するダイナ モ電場と Wind-Shear の影響について	(15分) 22
35	松	浦	延	夫	(電波研)	電子密度分布と上層大気構造の関係	(15分) 23
* 36	上	山		弘	(東北大理)	南北両半球 F 2 層の連帯性について	(15分)
* 37	米	沢	利	之	(電波研)	電離層および磁気圏内電子密度変化の類 似性	(10分)
38	奥	田	光	直	(東北大理)	夜光酸素緑線と赤線強度の関連性	(15分) 24
39	奥	田	光	直	(東北大理)	酸素緑線夜光強度の緯度特性	(10分) 24
* 40	奥	田	光	直	(東北大理)	b' F level の夜間大気温度の季節変化	(15分)
41	加奥	藤田	愛光 雄直		(東北大理)	1959年に得られた Airglow Map につ いて	(10分) 25

磁気測量 (0930-1200)

42	歌松	代崎	慎卓	吉一	(海上保安庁水路部)	世界磁気測量計画による日本近海の地磁 気図について	(15分) 25
43	藤	田	尚	美	(国土地理院)	関東地方南部の磁気異常について(II)	(10分) 26
44	田	島		稔	(国土地理院)	磁気測量の精度について	(15分) 27
45	田藤	島田	尚	稔美	(国土地理院)	地磁気永年変化の局部異常	(15分) 27
* 46	笹沢	井田	洋宗	一久	(東大震研) (東大 理)	伊豆大島地磁気変化多点観測	(10分)
47	柳力	原武	一常	夫次	(地磁気観) (東大震研)	松代地震の際の dip differential 観測	(10分) 29
* 48	松代地震磁気観測班 (力武常次)				沢田宗久	(東大震研)	松代地震地磁気調査 (15分)
* 49	水	野	浩	雄	(国土地理院)	新潟地震に伴う地磁気の変化の可能性に ついて	(15分)
50	加高室 青瀬	藤木 井山 戸	愛章 正	雄雄 敷 巖 弘	(東北大理)	松代地方における航空磁気測量の結果に ついて	(15分) 30

大気光・ロケット観測・人工衛星観測・測定装置 (1300-1800)

51	斎藤 文一	藤橋 利保	(新潟大理)	大気光の季節変化1	(15分)	31
52	市川 敏朗	大地 登	(岐阜大教養)	夜光酸素赤線の強度と電離層における 酸素原子イオンの消滅過程について	(15分)	32
53	牧野 忠男	(立大理)	夜光赤外線	の波長1~2.5 μ 範囲の測定(I)	(15分)	33
54	堤松 捨松	井 男長	(京工繊維大)	冷却基準面をもつ赤外分光計に起こる問 題点について	(15分)	36
55	小川 利隆	松 敏夫	(東大理)	1300A大気光と電離層電子過程	(15分)	37
* 56	永田 治武	鶴田 雄	(東大理)	観測ロケットによるオゾン量の光学測定	(15分)	
57	中木 純二	村 博	(東大教養)	TMA 弾による風の観測	(15分)	39
58	河島 信樹	(原子力研)	電離層イオンおよび中性分子の温度測定 法	(15分)	39	
59	宮崎 茂	(電波研)	電離層測定プローブ	(15分)	41	
60	平尾 邦雄	(東大宇宙研)	電子温度分布より推定される電離層内の 層状構造	(20分)	42	
* 61	岩井 仁章	大田 中 人	(名大空電研)	ロケットによる電離層内プラズマ波の観 測	(15分)	
62	久保 治也	伊山 富弘 善	(東大宇宙研)	低エネルギー plasma flux の測定法	(20分)	44
63	竹屋 芳夫	奥吉 本村 隆彦	(阪市大工) (新日本無線)	電子レンズ系によるファラデーカップ 特性の改善について(2)	(15分)	47
64	竹屋 芳夫	奥服 本部 勉	(阪市大工)	プロトンビーム源	(15分)	48
65	小川 徹	(同志社大工)	オブティカルポンピングによる磁力計VI	(15分)	49	
* 66	大北 林 辰蔵	篠田 一麻呂 志	(京大工)	Syncom III による電離層 electron content の測定	(15分)	
67	鷹尾 和昭	(京大工)	エクスプローラー-30号による太陽放射 の観測	(15分)	50	
68	前田 力雄	大荒 塩光 一政 東 杉 村 内 英 市 敏	(電波研)	国分寺における太陽 Explorer XXX (太陽X線観測衛星)の観測	(15分)	51

第3日 5月25日(水)

磁気圏および惑星間空間 (0900-1200)

69.	西田篤弘	(東大理)	Plasmapause の成因	(20分)	53
70.	加藤愛雄	(東北大)	磁気圏内での HM-wave の excitation	(15分)	54
71.	玉尾隆志	(東大宇宙研)	磁気圏内の有限振幅電磁流体波の構造	(20分)	55
* 72.	奥沢隆志	(東大宇宙研)	磁気圏内の H-M 衝撃波の強さの変動	(10分)	
73.	玉尾	(東大宇宙研)	太陽風電磁流体衝撃波と磁気圏との相互作用	(10分)	56
* 74.	玉尾	(東大宇宙研)	磁気圏内のプラズマ温度分布	(15分)	
* 75.	武井憲雄	(東北大)	磁気圏内プラズマ波に及ぶ圧力効果	(20分)	
76.	前田憲一	(京大工)	磁気圏尾部内の磁場について	(15分)	57
77.	大津辰孝	(京大工)	無衝突プラズマの磁場を切り切る実効的熱輸送に関するシミュレーション	(15分)	58
* 78.	並川富一	(阪市大理)	惑星間空間における磁気衝撃波	(20分)	
79.	桜井愛雄	(東北大)	Interplanetary magnetic field の sector structure について	(15分)	58

磁気圏および惑星間空間 (1300-1500)

80.	山本邦実	(京都産大)	PCA event をおこす flare の	(10分)	59
	桜大邦	(京大工)	太陽面経度分布		
81.	桜井邦朋	(京大工)	変化する電磁場内の荷電粒子の運動(II)	(20分)	59
82.	桜井邦朋	(京大工)	太陽フレアに伴う高速電子の加速と放射	(20分)	60
83.	桜井邦朋	(京大工)	Thermal Instability of a Conducting Fluid Heated from Below in a Horizontal Magnetic Field	(15分)	61
84.	加藤愛雄	(東北大)	温度勾配による電磁流体波について	(15分)	61
85.	加藤愛洋	(東北大)	Solar wind model からみた recurrence type SI ⁺ -SI ⁻ pair に関する一考察	(20分)	63
86.	松島訓	(アイオワ大)	太陽粒子流と月面の明るさの相関関係	(15分)	64

第4日 5月26日(木)

宇宙線 (0900-1200)

87.	和 田 雅 美 奥 谷 晶 子	(理 研)	山と地上の気圧より見た平均気温日変化と宇宙線日変化	(15分) 65
88.	北 村 正 函 太 田 垣 三 和 子	(気 象 研)	宇宙線日変化の永年変化(II)	(15分) 66
* 89.	伊 関 勝 子 石 田 野 喜 常 子 雄 吉	(福島医大) (福島大教育)	IGY-IGCにおける宇宙線日変化極大時刻の変動についてIV	(15分)
90.	長 島 一 男 上 森 鷲 坂 修 二	(名 大 理) (信 大 理)	宇宙線の日変化	(20分) 67
91.	村 上 一 昭 奥 谷 晶 子	(理 研)	宇宙線強度南北差の周期性	(10分) 69
92.	小 玉 正 弘 M. Bercovitch (AEC L)	(理 研)	High counting rate宇宙線計による宇宙線日変化の性質1.非等方性の方向	(10分) 69
93.	小 玉 正 弘 M. Bercovitch (AEC L)	(理 研)	High counting rate宇宙線計による宇宙線日変化の性質2.27日周期性	(10分) 69
94.	小 玉 正 弘 M. Bercovitch (AEC L)	(理 研)	High counting rate宇宙線計による宇宙線日変化の性質3.惑星間空間磁場との関係	(15分) 69
95.	森 覺	(名 大 理)	宇宙線強度の27日再帰性とその太陽地磁気活動との関連	(20分) 72
96.	近 藤 一 郎	(名 大 理)	宇宙線中性子成分の一次宇宙線に対するResponse functionの高度変化	(15分) 74
97.	関 戸 弥 太 郎 柳 原 志 津 子	(名 大 理)	宇宙線による太陽系周辺の電磁的状態の推測	(20分) 74
98.	和 田 雅 美 井 上 葵	(理 研)	C^{14} 生成率と地磁気双極子能率	(15分) 75

地球内部電磁現象・地磁気経年変化 (0900-1200)

99	藤秋	沢本	英俊	幸一 (東大理) (東大物性研)	$Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$ 系の高温高圧 下での電気伝導度	(15分)	76
100	乗河	富辺	一吉	雄見 (秋田大鉱山)	秋田県北鹿地区におけるポーリングコア の磁気について(第1報)	(15分)	78
101	森横	山	俊	雄泉 (北大理)	浦河における地磁気・地電流の連続観測	(15分)	78
102	官本	貞夫	(雪谷高校)		大地磁と地電流異常の関係	(10分)	79
103	加瀬	藤戸	愛正	雄弘 (東北大理)	地磁気短周期変化の「東北日本異常」に ついて	(10分)	80
104	久保木	忠夫	(地磁気観)		日本における地磁気変化ベクトルの異常	(10分)	80
105	鈴木	前田	亮坦	(京大理)	地球内誘導電流の分布変動による地磁気 変化	(20分)	81
106	行武		毅	(東大震研)	地球磁場永年変化中の11年周期	(15分)	81
107	行武		毅	(東大震研)	歴史時代における地球磁場の西方移動	(15分)	82
108	慶松	光雄	(金沢大教養)		古代より南宋末(1278)に至る間, 中国で観察された極光について	(20分)	82
109	力萩	武原	常幸	次男 (東大震研)	非定常 Herzenberg ダイナモ	(10分)	82
110	力武	常次	(東大震研)		地磁気赤道面双極子の西方移動	(10分)	83

古地磁気・岩石磁気 (1300-1800)

111	川井	直人	(阪大基礎工)		地磁気双極子についての推測	(20分)	83
112	河野		長	(東大理)	古地磁気データによる地球磁場の調和解析	(20分)	84
113	小上	嶋田	稔望	(東大理)	古地磁気データスペクトラム解析の一方法	(10分)	85
114	小上	嶋野	直	稔子 (東大理)	愛知県設楽地方花崗岩の chronology その II	(15分)	85
*115	野村		哲	(群馬大教養)	低緯度に位置する磁極について(その2)	(10分)	
116	西田	泰典	(北大理)		北海道東部の古地磁気(序報)	(15分)	85
117	浅伊	海藤	英晴	三明 (島根大文理)	川尻岬近傍の古地磁気	(10分)	86
118	笹前	嶋中	貞一	雄晃 (京大理)	琉球弧における古地磁気(2)	(15分)	86
119	笹西	嶋田	貞潤	雄一 (京大理)	西南日本における中新世の古地磁気(1)	(15分)	87

120.	木下 林野田 和 肇男長武稔 (東大理)	米国南西部の第3紀および第4紀の火山岩の古地磁気学研究(II)	(15分) 88
	小河永小 E. Larson (MIT)		
	D. Stoenkiewicz		
121.	永木 田下 武 (東大理)	松代町皆神山の岩体の磁性	(15分) 89
122.	北中 沢川 一 宏 (学習院大理)	Spinner Magnetometer による Baked Earth の残留磁気の測定	(15分) 90
123.	笹島 嶋田 貞 雄 (京大理)	堆積残留磁化の生成機構について(I)	(15分) 91
124.	上野 宏 共 (東北大大理)	岩石磁気の鉱床学への応用(II) —地質温度計としての吟味—	(20分) 91
125.	久米 昭 一 (阪大教養)	静水加压下における熱残留磁気の獲得	(15分) 92
	真木 泉 光 二 (阪大産薬科)		
	小 林 和 男 (東大理)	残留磁化の低温変化	(10分) 93
127.	小 嶋 美都子 (東大理)	岩石の残留磁気の安定性について	(20分) 94
	E. Larson (MIT)		
128.	木下 田 武 (東大理)	磁気に及ぼす圧力の影響と PRM 追試実験	(15分) 95
129.	永田 武 (ピッツバーグ大)	歪磁気の理論(II)	(15分) 95
補(111a)	川井 直 人 (阪大基礎工)	α -Hematite のメモリ—効果について	(5分) 96
	川 野 文 久		

2 V L F hiss について

恩 藤 忠 典

(電波研、平磯)

Stockfletによって求められたHiss zone ($82^{\circ} \sim 61^{\circ}$, $1.8 \sim 0.2$ LT) を磁力線に沿って磁気赤道面へ投影するとPlasmapause (Carpenter) の $1.8 \sim 0.0$ LTのふくらみと大体一致する。このふくらみは、境界の膨脹でなく新しいプラズマの流入によるとされ、この近傍に不規則電離の存在が期待される。

一方Morozumi, Harang等は、極光帯では、Hissの最大強度が夜間に 20 kc/s 以上にあることを指摘している。

Plasmapauseの外の電子密度 $1 \sim 10/cm^3$ をプラズマ周波数に直すと $9 \sim 30$ kc/s になる。Tidmanによれば、Plasma waveは、電子密度の不連続的変化又は不規則電離によって電磁波に変換される。従ってPlasmapause近傍で発生したPlasma waveがPlasmapause及びその近傍の不規則電離によって電波に変換され、ホイッスラーモードで伝はんして来たものが、 10 kc/s 以上のVLF Hissであろうと推定される。この場合の発生電力等について検討する。

5 Nose whistler から推定される外気圏 電子密度

仲 野 貢

(京都大学理学部)

1964年夏アラスカで観測されたWhistlerの一部のデータについての解析結果が、前回報告されたが、今回は更に多くのShort whistlerを解析した結果を報告する。

1ヶ所だけのデータではNose whistler (short)の先行放電を見つけることは難しいが、電子密度の分布を仮定すればMultipath whistlerについてNose frequency, f_n と各 f_n 間の時間差によって先行放電からの時間を求めることができる。電子密度分布、 $N=N_0 (r_e/r)^3$, $N=N_0 (r_e/r)^4$ について調べ次の結果を得た。

- (i) 先行放電からの時間のはっきりしているLong whistler及びEchoを伴うShort whistlerと比較すると分布は $N=N_0 (r_e/r)^3$ に近い。
- (ii) この分布を仮定すると $L=4.5$ の赤道上で $N=100/cm^3$ でIGY期間中とそう変わっていない。

またWhistler "knee"のデータから、電子密度が約半に減少する領域が $L=4.5 \sim 5.5$ に存在し、この領域の内側と外側で分布の形はそう変わっていない、という結果が得られた。

7 E L F 空間の発生

石川 晴 治 岩 田 晃 竹 内 利 雄
(空電研究所 名大)

近 藤 五 郎 柳 原 一 夫
(地磁気観測所 柿岡)

昭和40年8月栃木県今市市において雷の観測を行ったが、この機会に今市の観測点から距離20km以内に発生した個々の雷放電から、どの様なELF空電が励起されるかと云う点を調べるため、柿岡並びに女満別地磁気観測所に依頼してELF電磁波現象の同時記録を行い、その中から今市の雷放電に対応するELF空電を拾い出し、放電の機構とELF空電形成の有様を調べた。

今市、柿岡、女満別において同時記録に成功したのは8月15日の雷1回丈であったが約50個の放電に就いて同時記録が得られた。尙測定方法は今市が垂直電場変化、柿岡が水平磁場南北成分、女満別が地電流東西成分であった。

今市の観測点から15km以内で起った放電48個について柿岡及び女満別のELF空電の記録状況を調べた結果を表示すると次の様になり落雷の方が雲放電より強いELF空電を発生する事がわかる。

対応関係の明確な8個の落雷について放電の機構とELF空電発生の関係を調べた所、帰還雷撃は8個の放電全部について強いELF空電を放射していることがわかった。

		落雷数	雲放電数
対応	明確	8	11
対応	少々不明確	3	14
対応	不明確	0	12
計		11	37

又二個の落雷について、帰還雷撃に先行する Preliminary 放電の部分からELF空電放射が行われると云う記録も得られたが、この点に就いては、更に多数の放電について観測事実を積み上げないと確定的な事は何も云えない。

8 地球磁場を重畳させた時のELF帯電磁波の減衰係数について

山下 享子

(名古屋大学空電研究所)

Homogeneous anisotropic ionosphereに対するELF波の電離層伝はん特性を調べるにあたり、問題の取り扱いを簡単化するために、次の仮定を置いた。

- (1) 地球は完全導体である。
- (2) 垂直電気双極子を源とする。
- (3) 地球磁場はRadial方向のみで、かつ一定である。
- (4) Magneto-Ionic理論によれば、長波帯において、Q-L近似が成立する。従って、電離層中を進む正常波と異常波は円偏波である。
- (5) イオンの存在は無視する。

これらの仮定を用いて、IsotropicとAnisotropic ionosphereに対する減衰係数を求めて比較した。

9 ELF自然電磁ノイズ

小川俊雄 田中良和 三浦輝夫 安原通博

(京大理学部)

ELF帯自然電磁ノイズの垂直電場成分を観測した。観測されたノイズをそれらの振幅と波形から、ELF flashes, ELF bursts及び“ELF continuous”と名づけられる3つのタイプに分けた。

ELF flashes は振幅の大きい(通常2mv/m以上)単純な減衰波形で源からの距離約1,000km以内で観測される。振幅が数100uv/m以上のELF bursts は平均数100 msec(単一パルスも含めた)続く減衰振動波形で、その発生頻度は昼間に高く夜間に低い。

“ELF continuous”はELF帯電磁場のback ground noiseをなすもので、その振幅の日変化は全世界電活動度の日変化と可成りよく一致する。

大 家 寛

(京都大学工学部電離層研究施設)

1. まえがき 大気中の雷放電を源とする E L F 振動の電離層透過について検討し、数サイクルから数 100 サイクルの成分で電離層に透過するものは、静電的振動が圧倒的であり、そのほか大きなエネルギーは電離層中では磁力線にそって運ばれており、ロケット観測により検出されると結論された。

2. ヘルツダイポールモデル 電離層は D 層領域が静電的振動の波長に比して無視されるため、地上 100 km に鋭利な平面境界があると仮定した。この場合、雷放電は波長に比して極めて短いため、ヘルツダイポールとしてとりあつかえる。したがってこの場合、電界及び磁界は、ヘルツダイポールの軸を $\theta = 0$ とする極座標系 (r, φ, θ) において

$$E_r = \frac{p_0}{2\pi\epsilon} (1/r^2 + jk/r^2) e^{j(\omega t - kr)} \cos\theta \dots (1)$$

$$E_\theta = \frac{p_0}{4\pi\epsilon} (1/r^3 + jk/r^2 - k^2/r) e^{j(\omega t - kr)} \sin\theta \quad (2)$$

$$H_\varphi = (k/\mu\omega) (p_0/4\pi\epsilon) (jk/r^2 - k^2/r) e^{j(\omega t - kr)} \sin\theta \quad (3)$$

但し ω : 角周波数、 $K = C/\omega$ 、 $P_0 = q l$ 、 ϵ : 真空中の誘電率、 μ : 真空中の透磁率、 $q l$ ヘルツベクトルモーメント、となる。ここで $1/k = 30,000 \text{ km} \sim 3,000 \text{ km}$ であり、100 km の境界では、静電的振動項が圧倒的となる。

3. 境界条件と電離層中のエネルギー 以上により、電離層中の E L F エネルギーは HMD 的なものは全く無視できて、静電的エネルギーが透過するが、これは境界条件により決定され、磁場方向にはエネルギーが散らないで輸送されることがわかった。

4. 検討及び結論 磁力線方向では電導率が極めて高いため、電界エネルギーとしては現われていないが、ロケットに搭載されたプローブのイオンシース等、プラズマ中の不均一部に於て電場のエネルギーに変換される。したがってアンテナには電場エネルギーとして E L F 振動が観測される。

1.1 地表付近における大気の電離と電離平衡

川野実 池辺幸正 中島敬行

名大工

40年秋季講演会で地表付近、大気中におけるイオン対生率の測定結果を報告した。本報告ではイオン対生成率と同時に行なった凝結核濃度及び小イオン濃度の測定結果を述べ、乗鞍岳、名大構内及び名大臨海実験所(菅島)

地点	測定年月	条件	q (J)	n_s (cm^{-3})	$(\times 10^{-4} \text{N}_{\text{cm}^{-3}})$	$(\times 10^{-6} \beta_s \text{sec}^{-1})$	
乗鞍山頂	64.7	smoke	21	82	1.6	1.6	
	" "	nature	21	256	0.13	6.3	
	" "	fog	21	140	0.08	1.9	
名大	" 9		17	120	3.4	0.42	
	" 12		17	76	5.0	0.45	
	65.4		17	76	6.5	0.35	
菅島	65.7	day	13	44	0.70	4.2	
		night	13	72	0.70	2.6	
名大	65.8		17	124	3.0	0.46	
		14~35	17	124	1.0	1.4	
		D ($\times 10^6 \text{cm}^3/\text{sec}$)	36~50	17	124	1.5	0.92
		51~70	17	124	2.5	0.55	
		71~90	17	162	3.0	0.35	
		91~110	17	155	4.0	0.27	

など、環境の著るしく異なる地域での電離平衡を調べた結果について述べる。

表に各地点での測定結果(平均値)を示した。小イオンと凝結核との付着係数： β を求めてみると、その値が環境によって大きく異なることがわかる。さらに同一環境に於ても単一の実験式で表わせるような簡単な平衡関係は必ずしも成立しないことも明らかとなった。付着係数： β を支配する環境条件を調べるために名大構内に於て上記の各要素の測定と全時に凝結核粒子の拡散係数の測定を行ない、付着係数に対する凝結核粒子の拡散係数によって付着係数は大きく支配されること、拡散係数まで考慮に入れると簡単な電離平衡式： $q = \beta n N$ は常に成立つことがわかった。

12 上層大気中の Aerosol の形状および密度分布

松 島 訓

(アイオワ大学 東大理)

最近ミネソタ大学で1963年5月から1964年10月までの間、6回に沈って行った気球を用いての dust 分布の観測データを手に入れることが出来たので、それに基づいて地上 h 科の高さで半径 r なる dust が単位体積当りの個数として、

$$N(r, h) dr dh = a(h) r^{m(h)} e^{\int -b(h) r^{n(h)} dr}$$

なる分布をしているとして、 m , n , a , b の決定を試みた。その結果直ちに解ったことは、1963年3月 Bali 島の火山爆発の結果大気中に分散したと考へられる dust の影響を受けていることであって、平衡状態に於ける分布関数を求める為にはその補正をせねばならない。

一方上記期間中、各地の天文台で測光観測の extinction 係数に大きな増加減少が認められたが、上で求めた火山灰の分布から計算した係数の変化と非常によく一致する。また同期間二度の皆既月蝕の測光観測の結果ともよく合致する。

更に地上20及至30科の上空では、地球外から入ってくる particle flux のみで平衡状態を保っているものと仮定して、Stokes の沈下速度から推定すると年間 $9 \times 10^{12} \rho^2$ (ρ は dust の密度) トン程度の dust flux が考へられる。

また Bale 島噴火による火山灰の全質量は $3 \times 10^7 \rho$ トン程度で大体年間地球に落ちる全粒子質量と同程度になると推定される。

本研究は米国国立科学財団より支給された研究費、NSF, GP-4742 及び NSF, GF-207 によって行なわれた。

1 3 太陽静穏時に於ける低緯度地磁気脈動の特性

永田 武 小口 高 平沢威男

(東京大学理学部 地球物理学教室)

前回は、柿岡(地磁気緯度 26°)のような低緯度で観測される地磁気脈動は、7つの type, 即ち、① 周期約70秒を有する Continuous pulsation (PC4) ② 周期約30秒のPC (PC3) ③ 周期約3秒のPC (PC2) ④ Pearl-type (PC1) の4つの PC-Pulsation と ⑤ 周期約70秒の Damped type (Pi2) ⑥ 突発的に出現する短周期脈動 (Pi1) ⑦ 周期約1~3秒の周期変動を伴う短周期脈動 (Pi1) の3つの Pi-pulsation に分類出来ることを示した。

今回は、主として、長周期脈動 (PC4, PC3, PC2及びPi2) の各種脈動に関して更に検討を加える。

得られた主な結果として

- (1) PC4, PC3, 及びPC2の3種の Continuous pulsation は、3種とも、同傾向のはっきりとした周波数日変化を示し早朝 (6h頃) max (周期 min)、夕方 (18h頃) min、(周期 max) であり、その変化の様相はほぼ正弦的である。
- (2) Activity は、PC4及びPC2は、midnight から早朝にかけて高く、PC3は6h~18hの昼間高い。
- (3) PC4, PC3は、地磁気擾乱時には、周波数が高くなる傾向を有する。

Pi2について

- (4) Pi2の Spectrum は基本周波数成分及びいくつかの高調波成分よりなる。
- (5) Pi2の基本周波数成分の日変化はPC4の周波数日変化と一致する。
- (6) Pi2の Spectrum の高調波成分の Peak は、殆んどの場合、基本周波数の才2、才3又は才4倍周波数に一致する。

以 上

1.4 マウイ島に於ける地磁気脈動の周波数解析

加藤 愛雄 青山 巖
遠山 文雄 森岡 昭

(東北大学理学部)

1965年5月7日から5月31日までハワイ、マウイ島において、地磁気脈動の観測を行った。その結果のうち、ペンレコーダーにて記録したものは、去年の電離層委員会等にて発表された。今回は、この時、同時に記録したテープを電気的なフィルタをもちいて再生した結果について発表する。

フィルタは $\frac{1}{2}$ オクターブづつ、 1 c/s から 98 c/s までの間に、バンドパスフィルタを14個設けた。その結果自然現象にして約 $200 \text{ sec} \sim 2 \text{ sec}$ にわたって周波数解析をして、特に PC3, Pi2 についての特性を解析した。

16 地磁気脈動の経年変化について(II)

加藤 愛雄 桜井 享

(東北大学理学部地球物理学教室)

要 旨

地磁気脈動PC3の1957年から1964年の Period 及び Activity の経年変化については前学会で報告致しました。今回は更にPC5, PC4についての Period 及び Activity の経年変化をPC5についてはCollege, PC4は Fredricksburg のデータを基にして解析した結果を報告致します。

PC5: 1. I. G. Y. に見られた典型的PC5 (giant pulsation) は solar cycle minimum 時には出現しない。

2. period はI. G. Y. に長く, solar cycle minimum 時には短くなっている。

この傾向は storm に伴う pulsation についても同じである。

PC4: 1. period の変化は殆どない。

PC3: 1. I. G. Y. に enhance 1. 周期短かく, solar cycle minimum 時に長くなりPC4につながって来ている。

1.8 共鳴現象としての地磁気脈動 PC-5

永田 武 飯島 健

(東大理・地球物理)

PC-5 脈動を線型振動体の共鳴現象として論ずる。IGY および Post IGY 期間中に Alaska の観測網および共役点 (Reykjavik, Syowa base) で観測された総計 36 例について波動特性すなわち、input 信号 $f(t)$ に関する系の response $g(t)$ の power spectrum, Q 値、 $g(t)$ の $f(t)$ に対する位相差を計算し線型系での理論値と比較検討した結果次の結論を得た。

- ① 同一 event に対し、Alaska の観測網全体でほぼ同型の power spectrum を示し、その Q 値はほぼ等しい。College にて 27 例の平均 Q 値は 4.8 である。共役点にてもほとんど同じ power spectrum, Q 値を示し、9 例についての平均値は $Q(\text{Re}) = 4.6$, $Q(\text{Sy}) = 4.5$ であり、共鳴の鋭さ $\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \sim 0.25$ で高い共振度を示す。
- ② 入力信号を典型的な正弦波 $e^{i(p t + \phi)}$ と仮定したとき response $g(t)$ の位相おくれ δ は理論的には $\frac{p}{\omega_0} \rightarrow 0$ で 0, $\frac{p}{\omega_0} = 1$ で $\frac{\pi}{2}$, $\frac{p}{\omega_0} \rightarrow \infty$ で π である。解析結果と比較すると総計的には共鳴の半値巾帯域 $1 - \frac{1}{2Q} \leq \frac{p}{\omega_0} \leq 1 + \frac{1}{2Q}$ では理論的曲線と近似的な値を示す。
- ③ 総計的位相差曲線 $\delta = \delta\left(\frac{p}{\omega_0}\right)$ は Alaska zone 全体でほぼ同型を示し、又共役点にても同様である。
- ④ Alaska の観測網において、同一 event に関して最大の Q 値、を与える地磁気緯度は ap index 値と逆比例する傾向を示す。
- ⑤ 考慮すべき問題点は数個ある。まず線型系の response $g(t)$ が定常的強制振動になるまでの過渡状態では減衰固有振動の効果の為位相特性が変形されている。安定な強制振動になるまでの時間 t は $t \approx 1.4 QT$ (T は系の固有周期) で与えられ PC-5 ($Q \approx 4.0$, $T = 5 \sim 6$ min) では $T \sim 30, 40$ min であり脈動の継続時間 (30 ~ 60 min) と同程度である為、位相変調効果を除去せねばならない。又、入力信号 $f(t)$ が $e^{i p t}$ 型でなく、step 関数又は impulse 関数である場合、信号の周波数が非定常 $P = P(t)$ である要素、単一系としてのみならず結合系 (互いに相互作用を有する) の振動論として考察すべき問題は残されているが多数例の総合結論として PC-5 は磁気圏界域を通して太陽風より与えられる入力信号 $f(t)$ による磁気圏磁力線およびプラズマ系の共鳴現象と解釈しうる。

19 静穏時の磁気嵐

松原 一夫

(地磁気観測所)

静穏時に出現する磁気嵐を調べれば余分の擾乱がないので磁気嵐の特性がはっきりすると思って解析を始めた。時間のスケールの大小によって静穏時を3つに分け太陽11年周期の静穏期、月単位の静穏期、日単位の静穏日のそれぞれに発生する磁気嵐を解析した。

まず11年周期の静穏期に発生する磁気嵐については特に旧周期に属するものと新周期のそれとで何か違いがないかと調べたが現象論的特性については大部分に相異がみとめられなかった。ただ一つ例外として初相の平均値が旧周期で小さく新周期では大きくてその間にギャップがあるように思われる。

初相対主相の比を11年全期間にわたって求めてみると、大体は太陽活動に平行した変化を示すが新周期初期には比較的大きい値となっている。

又月単位、日単位の静穏期に発生する磁気嵐については比較的初相の不規則なものが多い。大きな磁気嵐は小さな擾乱あるいは小磁気嵐を繰り返した後に起るように思われる。

2 2 磁気赤道地磁気季節変化と Magnetospheric Current

村 田 宏 雄

(京大・理)

前の学会において Magnetospheric Current による磁場の変化を計算した結果、磁気赤道で最大値 3γ の値を得た。

現在までこの Current が存在するという証拠がなく今回は地磁気の解析によりこの問題を調べてみた。

磁気赤道における D 及び Z の季節変化からこの Current の影響と解釈されるものが一部あり、理論と照らし合せて考察すると、北半球が夏の場合 Current の方向が

- (1) 午前 6 ~ 7 時では南向き
- (2) 午前 11 時前後に北向き
- (3) 午後 5 ~ 6 時頃には南向き

となる可能性が考えられる。冬の場合の Current の方向はこれの逆である。

2 3 S q - 風系のシミュレーション (III)

西 野 正 徳

(名古屋大学空電研究所)

竹屋芳夫 奥本隆昭 倉田一之

(大阪市立大学工学部)

前講演で述べた様に、E 層の S q - 風系は 2 次元分布定数回路によりシミュレートできる。この際、速度ポテンシャル ϕ に $\phi(\theta, \lambda) = \phi_{11}(\theta) \phi_2(\theta, \lambda)$ の変形を施したがこの変換関数 $\phi_1(\theta)$ は ϕ がスキャロイダルな風を満足する様に、すなわち $\phi_1(\theta)$ は $\phi_1(\theta) \neq 0$ ($0 \leq \theta \leq \pi$) で、かつ連続関数でなければならない。この条件を満足する $\phi_1(\theta)$ は種々考えられるが本方法によるシミュレーションに最も適した形として $\phi_1(\theta) = a + b \sin \theta$ ($a, b > 0$) を選んだ。この $\phi_1(\theta)$ によって与えられる 2 次元分布定数回路は、その回路の 1 部に負抵抗素子を用いれば地球全域にわたって連続した回路網になる。

地球全域にわたって連続した分布定数回路を構成し、分布定数回路の近似性を調べるとともに、実際の S q - 風系を求めたので、本講演ではその結果および検討について述べる。

24 電離層の風に対する数値実験(Ⅱ)

(Ⅱ) 非周期風による電流

前田 担 村田 宏雄
(京大・理)

電離層の風と地磁気変化との定量的な因果関係は未だに明らかでない。その原因の一つは地磁気変化(地上で観測される)が電離層のある高さ範囲にわたる電流の積分効果であることと、他は電離層の風に対して理論、観測両方面から未だにその汎世界的分布が明らかでないことによる。

この研究の目的はこれら両者の関係を不十分な観測結果にもとづきながら理論的に解明しようとするものである。

オ二部に於ては、すでに多くの観測からその存在がかなり明らかになった電離層圏の非週期風によって、どのような地磁気変化が期待されるかをしらべる。この問題はすでにK, Maeda and H, Matsumoto (1962) によって地球磁軸と回転軸とのちがいによる影響がしらべられ、又、Van Sabben (1962) によって非周期風が緯度変化する場合の影響がしらべられた。

これらの人々は何れも結果として日変化する地磁気効果を得ているが、假定された風や電気伝導度の分布が必ずしも現実的でない。そこで、ここでの取扱いではなるべく理論的及び観測的に可能な各種の非周期風モデルに対して数値実験的にその地磁気効果をしらべつつある若干の結果について報告する。

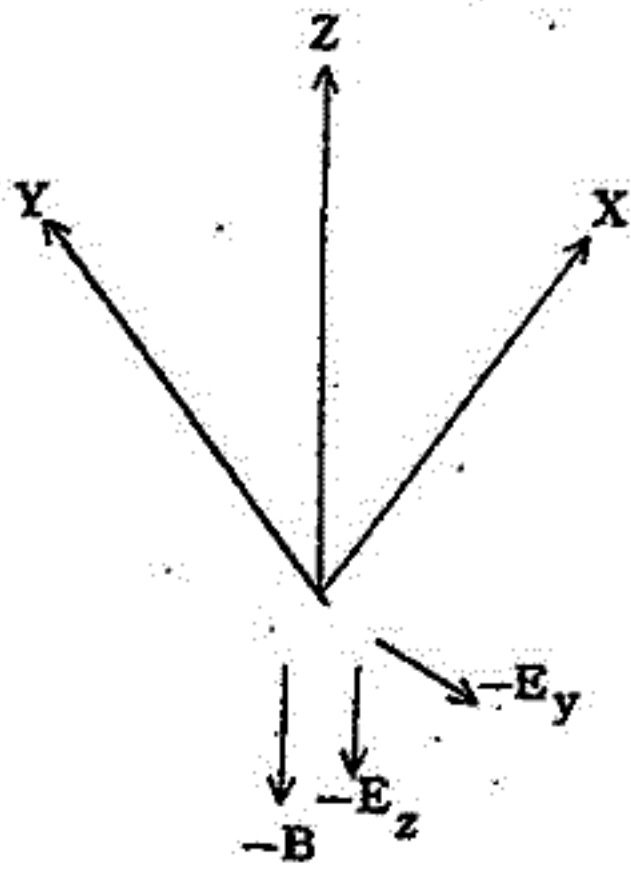
25 電離層伝導度のコンピューター・シミュレーション

前田 憲一 田島 孝
(京都大学工学部電子工学教室)

弱電離プラズマ(中性粒子は酸素分子だけとする)中にオ1図に示すような一定の電界と磁界が存在する時の電子のふるまいを計算するために、モンテカルロ法を用いた電子計算機によるシミュレーションを試みた。

即ち、衝突の有無、衝突の種類等を乱数により判定し、衝突と衝突の間では

$$m \frac{du}{dt} = -e (E + u \times B), \quad e > 0$$



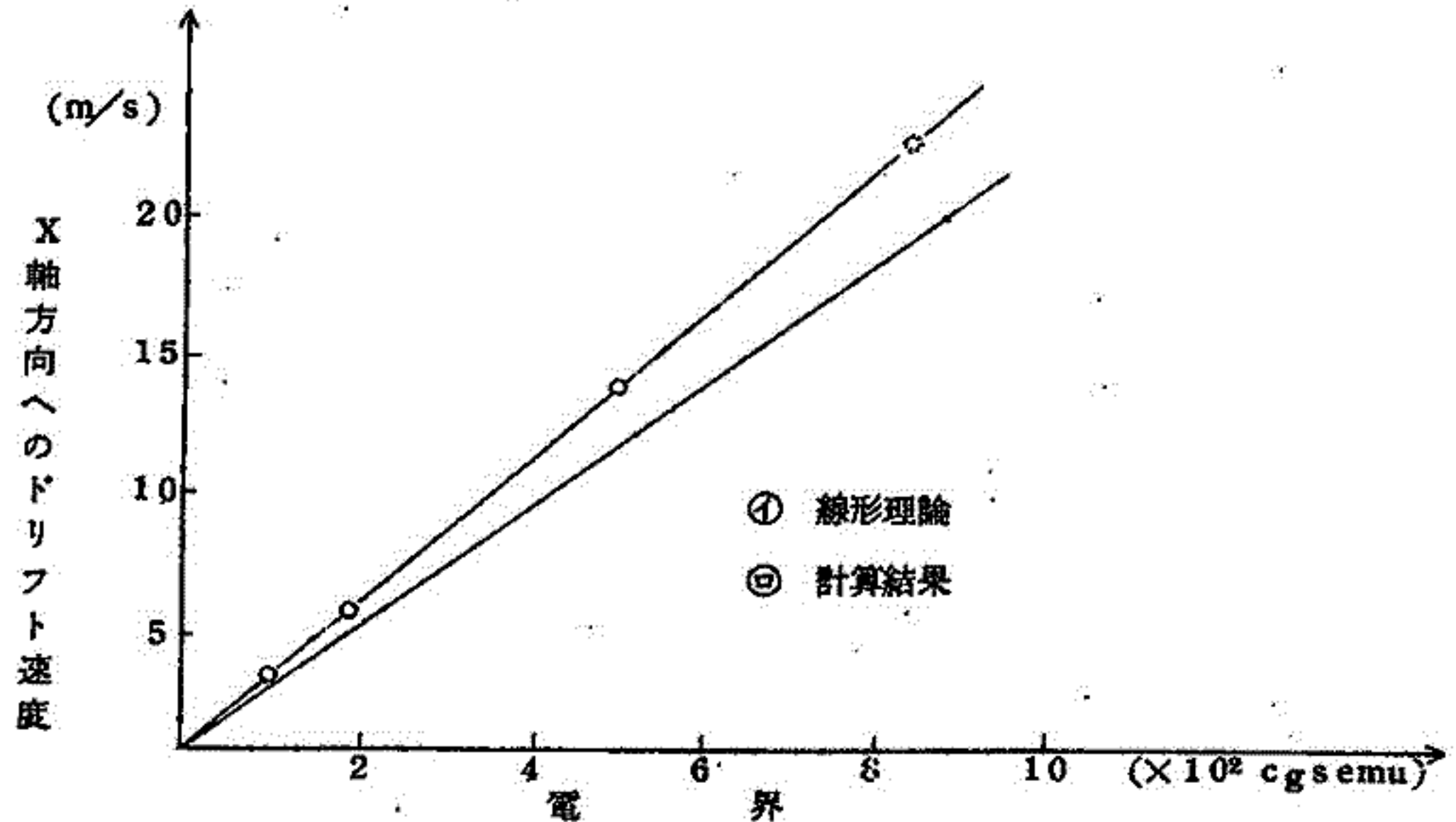
オ1図 座標系

を解き、電子の位置を追跡してドリフト速度を求める。

最終的には、これを用いて電気伝導度を求めることを目的としている。

実際の計算は電界の値をいろいろ変化させてドリフト速度を求め、これらの値と線形理論から求められる値を比較検討した。結果（現在計算続行中なので、発表の時は少し変わるかもしれない）の1例をオ2図に示す。これはX軸方向に対するドリフト速度で、電子の変位対時間のグラフからその傾きとして速度を求めたものである。

オ2図 ドリフト速度（X軸方向）



26 弱電離プラズマ内に発生する Cross-Field Instability の非線形成長過程の計算機解析

佐藤哲也 津田孝夫 松田美之
(京大工)

濃度勾配 (荷電粒子) を有する弱電離プラズマ中に、直交外部電磁場をかけた場合 instability が発生することが線形理論の立場から導かれる (Cross-Field Instability と名づける)。しかしながら、波の成長過程やその頭うちの様子、いかえると、線形過程から非線形過程 (プラズマ乱流) への移り変りの状態などは線形的立場からは全く予想しがたい。我々はこの線形理論からは引き出すことのできない情報を電子計算機を用いてひきだすことを試みた。

その結果、波長の長い波から短い波へのエネルギーの移行、エネルギーのやりとりの結果、各モードが頭うちをする過程、更にはいわゆる“プラズマ乱流”ともいふべき各モードの入り乱れた状態などが良く観測された。

27 地磁気湾型変化に伴なう極電離層擾乱

恩 藤 忠 典

(電波研・平磯)

佐 野 幸 三

(地磁気観・女満別)

地磁気湾型変化時にも、磁場変化に Dst 成分が存在し、約1日で回復することを前回に述べた。極光帯を通る短波の地磁気湾型変化時の伝播状況を知る為に、極光帯における Δf_oF_2 (f_oF_2 の月中央値) 及び Δf_{min} の湾型変化時の統計的变化を求めた。その結果 ΔH の Dst と同様に約1日で回復する Δf_oF_2 の減少の Dst 変化が存在することがわかった。

この Δf_oF_2 の最大変化は磁気嵐中の Δf_oF_2 の Dst のそれと同程度であるが、回復時間はずっと早い。以上から短波極回線の地磁気湾型変化時の強度変化は、湾型変化時の f_{min} の増加ばかりでなく、 f_oF_2 の減少によっても、可成り影響されていることがわかった。

28 ドップラー効果による電離層擾乱の観測

小川 徹

(同志社大学工学部)

電離層によるドップラー効果の連続観測は1957年より開始され¹⁾、ドップラー効果の日変化、季節変化等を明らかにし、また日食の際の擾乱等も観測した。1961年頃より Flare および地磁気擾乱と電離層擾乱との相関を知るための有力な手段として認識され多くの報告が行われた²⁾。

I Q S Y においては更に多くの観測所が参加して連続観測が行われた。筆者もこの一環として従来の装置を大幅に改良し、観測を続けて来た。結果については現在整理中であるが、今回は顕著な現象について報告する。

1) T, Ogawa : Proc, IRE, 46 1934 (1958)

2) 例へば K, Davies et al : JGR 67 601 (1962)

K, L, Chan et al : *ibid.*, 67 973 (1962)

1954年12月24日

敬啟者

本人因事外出，所有事務均由代理人處理，特此聲明。

代理人：張三

本人：李四

此致

張三
李四

29 電離層 F2 層の太陽ドリフト

藤原玄夫 前田 担

(京大理)

前に地磁気太陽日変化から電離層下部の風系と電場を求めた。太陽日変化に対しては、非周期風の効果を考慮に入れなければならないので、地磁気変化から求めた風系にはかなり問題が残っているが、太陽日変化の場合はこの影響がないのでかなり信用出来るものと思われる。

もし下部電離層にこのような電場が出来ると、磁力線にそって上部電離層に伝わると考えられ、そこでの電荷のドリフトをおこす。この附近にもなお中性大気が十分多いために、それとの衝突によってドリフト速度は減少し (Kohl, 1963)、ある time constant (下2層では約数十分) 後には電荷と中性大気とは一緒に動くようになる。このような電荷の動きは、電荷密度の連続条件にしたがって、その太陽日変化をおこす主要原因になると考えられるので、ここではさし当り下2層の中心附近 (高度 300 km) での太陽ドリフトを求めた結果を報告する。くわしい計算は日変化、緯度変化や高度変化を考慮に入れて現在進行中である。

30 夏季中緯度における f_oF_2 の夜間増加について

佐藤輝夫

(防衛庁才1研究所)

北半球の Yakutsk 地方及び南半球の Port Lockroy 地方 (いずれも地磁気緯度約 50°) におこる f_oF_2 日変化の異常 (夜間値が昼間値より大きい) についてその原因を調べた。

北半球夏季 (1957年7月) の f_oF_2 平均値の世界分布を見ると Vladivostock より Yakutsk にかけて等一 f_oF_2 線が 18 h 頃より 24 h 頃まで突出している。之を低緯度より高緯度地方への高密度電子群の移動と考え、この原因として次の二つを考えた。

A 電場、磁場の作用による水平方向 Drift

B 重力による Diffusion の水平方向分力

地磁気緯度 $44^\circ - 70^\circ$ 、経度 $186^\circ - 218^\circ$ の範囲で上記の作用によって電子密度がどうかかわるかを電子計算機で算出した。計算は緯度、経度とも 2° 毎に、18 h より 24 h まで1時間

毎に行った。この際次の仮定とした。

- 1) F_2 の最大電子密度の高さは計算中変らない。
- 2) 最大電子密度付近ではイオンの Pressure gradient はない。
- 3) 消滅係数は一定 (2×10^{-5} 1 sec), 又昼間は Photoionization 率と Attachment Loss 率は同じとする。
- 4) 電場は地磁気変化より推定したものが、そのまま F 層に伝わるものとする。
- 5) 最初 (18 h) の f_oF_2 分布は実際の分布をならしたものとする。

計算の結果の電子密度分布図を実際の観測結果と比較してみると、最初の分布が違っているが、各時間毎の電子密度分布は前記 A の Drift のみを計算に入れた場合及び A、B とも入れた場合のいずれも、完全とはいえないが観測分布とにていると思われる。ただ A のみの場合には 50° 附近に異常な高電子密度地帯が生ずるが、A、B 両方の場合にはこの部分は消える様である。

又計算結果では電子の Attachment Loss が予想外に大きく、アメリカ地方でアジア地帯のような日変化異常が起らないのは、前者では地理的緯度が低く (同じ地磁気緯度に対し)、このため Attachment Loss が大いに作用するものと思われる。

3 1 リオメータによる電離層吸収の測定 (序報)

新 野 賢 爾 山 下 不 二 夫
藤 井 周 磯 崎 進

(電波研究所・平磯支所)

昨年平磯に設置し、連続測定を実施中のリオメータによる電波吸収の測定 (周波数 20, 25, 30, 40 mc/s, 空中線 5 素子垂直八木) について紹介するとともに、本年 3 月に発生した SID による電波吸収について解析した結果を報告する。

3 2 電離層中の静電波

平田 康夫 加藤 進

(京都大学工学部)

直流電磁界がある場合の Uniform innized gas 中の Electrostatic wave にはどのような Mode があるかについて論ずる。

Cold plasma を仮定し且直流電磁界は互いに直交している場合について磁界に直角に振動している Mode を調べた。

注目すべき結果の一つとしては特定の波長領域で成長する Mode が存在することでこの Wave の位相速度はわずかだけ電子の (直流分の) 速度よりおくれる。この Mode は Farley による Ezuatorial sporadic E層の生成論に現われた Instability や Hasegawa による半導体プラズマ中の Instability を起す波と同一であろう。

3 3 Atmospheric Qscillation at Ionospheric Heights

加藤 進

(京大工学部)

電磁力が働いている電離層内で大気振動が下層とどの様に異っているかについて論じた。その結果赤道以外の点では大気振動は電磁力に強く影響されるであろうことを示した。半日或は1日週期の振動はE層を通過し得ないことが解った。

3.4 スポラディック E 層形成に対するダイナモ電 場と Wing-Shear の影響について

佐藤哲也 津田孝夫 前田憲一
(京大工)

Esには大別して二つの型がある。一つは異常に電子密度の濃いかたまりで、その濃さは Background density の数倍に達する。この型の Es の説明としては、いわゆる Wind-shear 理論が有力である。もう一つの型は、散乱型とも呼ぶべきもので、これは Small-scale の Irregularities が集まって Turbulent-like な密度分布をしているものである。我々は後者の Es の発生機構として、E層内に存在する電場(ダイナモ電場)と磁場(地磁気)とにより Plasma instability が発生し、これが Es に発達することを指摘したが、Instabilities が発達すると、いわゆるプラズマ乱流となり、媒質は乱流拡散(Turbulent diffusion)のため異常拡散をおこす。その結果、このような乱流が生じると濃い Es は消滅する可能性が生じる。

観測によると、濃い Es から small-scale の Irregularities へ、また逆に Small-scale のものから濃いものへすみやかに移り変わっていくことがあり、また Wind-shear が存在していても濃い型の Es が存在していないこともある。

このような観測事実はプラズマ乱流による乱流拡散を考えることにより説明できるように思う。

乱流拡散による Diffusion flux を q とすると

$$q = \langle n' v' \rangle$$

Instability の成長率を γ とすると

$$\gamma n' \sim v' \frac{dn}{dz}$$

擾乱 Scale を L とすると

$$\frac{n'}{L} \sim \epsilon n \quad (\epsilon = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz})$$

これらの関係を用いると

$$q = \gamma L^2 \frac{dn}{dz}$$

となる。これより乱流拡散係数を Dt とすると $Dt = \gamma L^2$

計算結果によると $Dt \sim 2 \times 10^8$ 。ところが古典的な両極性拡散係数 D_{amb} はほぼイオンの拡散係数の2倍で100kmの高さでは 2×10^5 、120kmのところでは 6×10^6 程度で Dt/D_{amb} は100kmのところでは 10^3 倍、120kmのところでは約70倍に達し、上に述べた考察を十分可能ならしめる。

松 浦 延 夫

電 波 研

F 領域下部での光化学平衡の電子密度、イオン密度を次のモデルによって求めた。

(i) 太陽紫外線: Hinteregger (1965) の太陽紫外線スペクトルを用い、強度は径数 I で支えられる。

(ii) 大気モデル: 大気温度は次の形で支える。

$$T(h, t, T_{\infty}) = T_0 y + T_{\infty} (1 - y) \quad T_0 = 355^{\circ}\text{K}$$

$$y = \exp[-s(h - h_0)] \quad h_0 = 120 \text{ km}$$

$$S(t, T_{\infty}) = \exp\left[B + A\left(\frac{T_{\infty} - 1000}{1000}\right)\right]$$

ここで T_{∞} = thermopause の温度, h = 高度 (km), t = local time (hr). この議論では温度の L.T. 依存を無視し 12h L.T. の値 $A = -0.116$, $B = -4.19$ を

用いた。大気密度分布は上述の温度分布と次の様な 120 km での境界条件を用いた。

$$n(\text{N}_2) = 4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}, \quad n(\text{O}_2) + n(\text{O}) = 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}, \quad n(\text{O})/n(\text{O}_2) = \eta$$

(iii) 化学反応および反応速度係数

	$\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$		$\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$
① $\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2^+$	8×10^{-12}	⑨ $\text{O}^+ + e \rightarrow \text{O}$	$2 \times 10^{-12} \left(\frac{300}{T}\right)$
② $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{NO}^+$	8×10^{-13}	⑩ $\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{8}{2}}$
③ $\text{O}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{NO}^+$	4×10^{-14}	⑪ $\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}$	$4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{8}{2}}$
④ $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2^+$	4×10^{-11}	⑫ $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$4 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{8}{2}}$
⑤ $\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2^+$	2×10^{-10}	⑬ $\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}_2$	$2 \times 10^{-6} \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{8}{2}}$
⑥ $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{N} + \text{NO}^+$	1×10^{-10}		
⑦ $\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{NO}^+$	4×10^{-14}		
⑧ $\text{N}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_3^+ + \text{N}$	1×10^{-12}		

上述のモデルに従って求めた電子密度分布 ($X = 0^{\circ}, 10^{\circ}, 20^{\circ}, \dots, 70^{\circ}$) から関係式

$$\log_{10} N(h, x) = -b(h) \sec x + \log_{10} a(h)$$

に適した係数 $a(h)$ と $b(h)$ を求め、これと $N(h)$ profile から求めた同様の係数 $a(h)$, $b(h)$ とを比較する。データは Huancayo (1957~1962), Puerto Rico (1959~1962), Washington (1957~58), St. John's (1959~1961) の月平均の $N(h)$ profile を用いた。此の方法により三つのパラメーター、太陽紫外線強度 (I), 大気温度 (T_{∞}), 大気組成 (η) の変化の様子を調べそれについて議論する。

3.8 夜光酸素緑線と赤線 強度の関連性

奥田光直

(東北大学理学部)

酸素緑線強度と赤線強度は共に太陽活動の低下と共に減少するがその減少の仕方は単調ではなく段階的である。しかも緑線が減少しているとき赤線は殆んど一定に保たれ又、赤線が減少している時緑線が一定と云う case が多い。この傾向は上層大気の動的な時性によるものと思われる。

3.9 酸素緑線夜光強度の緯度特性

奥田光直

(東北大学理学部)

遠刈田夜光観測所に於いて1957年から1964年までの8年間に得られた酸素緑線強度及び天気を解析し遠刈田附近(半径500km or more)に於ける強度の緯度特性の半年周期を見出した。即ち夏季及び冬季に於いては高緯度程強度強く春秋季にはその逆である。又これらの中間状態から推定すると緑線の緯度特性はかなり複雑であって細かい構造をもつと考えるのがよい様である。

4 1 1959年に得られた Airglow Map について

加藤 愛雄 奥田 光直

(東北大学理学部)

東北大学遠刈田夜光観測所で得られた1959年の酸素緑線夜光天気図から二三の興味ある現象を抽出して報告する。Pattern の移動速度はIGY期間中と大略同じで50 m/sec 前後である。

4 2 世界磁気測量計画による日本近海の地磁気図について

歌代 慎吉 松崎 卓一

(海上保安庁水路部)

世界磁気測量計画により昭和36年より4年にわたり実施された日本近海の航空磁気測量が終了その結果の整理が完了した。測定は北海道から九州迄、海岸から約400kmの範囲をビーチクラフト機に航空磁気儀を取付けて地磁気三成分(D, H, Z)について行われた。

全測定コースは136コース。測定点数3,818点。磁気嵐、Secular change の補正を行い1965.0年の地磁気7成分(X, Y, Z, D, I, H, F)を求めた。先づ之等の測定値から7成分について1965.0年の等磁力線図をFree hand で求めた。

次に $H = H_0 + a\Delta\varphi + b\Delta\lambda + c\Delta\varphi^2 + d\Delta\lambda^2 + e\Delta\varphi\Delta\lambda$ なる式を用いて最小自乗法により分布式を求めX, Y, Z, D, I, H, Fの7成分について地磁気分布図を求めた。此の場合米国水路部が実施した日本近海の航空磁気測量結果も之に加えた。7成分についての分布式次の通り、

$$F = 47930 \gamma + 9.175\Delta\varphi - 4.248\Delta\lambda + 0.000469\Delta\varphi^2 - 0.000351\Delta\lambda^2 + 0.000248\Delta\varphi\Delta\lambda$$

$$H = 30250 \gamma - 6.820\Delta\varphi - 1.380\Delta\lambda - 0.001355\Delta\varphi^2 - 0.000322\Delta\lambda^2 + 0.001824\Delta\varphi\Delta\lambda$$

$$D = 7.0 \text{ } ^\circ\text{W} + 0.370'\Delta\varphi - 0.054'\Delta\lambda - 0.000007'\Delta\varphi^2 - 0.000148'\Delta\lambda^2 + 0.000005'$$

$$I = 50.1^{\circ} + 1.167' \Delta \varphi - 0.119' \Delta \lambda - 0.000283 \Delta \varphi^2 - 0.000007 \Delta \lambda^2 + 0.000041' \Delta \varphi \Delta \lambda$$

$$X = 30030\gamma - 7091 \Delta \varphi - 1294 \Delta \lambda - 0.001307 \Delta \varphi^2 - 0.000238 \Delta \lambda^2 + 0.00190 \Delta \varphi \Delta \lambda$$

$$Y = 3780\gamma + 2382 \Delta \varphi - 0.631 \Delta \lambda - 0.000907 \Delta \varphi^2 - 0.001242 \Delta \lambda^2 - 0.0000907 \Delta \varphi \Delta \lambda$$

$$Z = 37420\gamma + 17028 \Delta \varphi - 3.829 \Delta \lambda - 0.004076 \Delta \varphi^2 - 0.001557 \Delta \lambda^2 + 0.0019 \Delta \varphi \Delta \lambda$$

但し原点を $\varphi_0 = 37^{\circ}$ $\lambda_0 = 135^{\circ}$ とす unit ; $\Delta \varphi, \Delta \lambda \dots$

此の結果と米国沿岸測地局が求めた 1965.0 年の日本近海磁気図とを比較した。米国沿岸測地局では Nelson, Hurwitz 等が Project Magnet 及び世界中の観測所のデータ等から球函数を用い、 $n=12, m=12$ 迄の係数を電子計算機により計算して 7 成分について地磁気分布図を求めている。日米両者の地磁気分布図を 7 成分について比較した結果日本周辺海域でほぼ一致していることが解った。

4.3 関東地方南部の磁気異常について(II)

藤田 尚 美
(関土地理院)

関東地方南部の磁気異常については、25kmの整数倍の波長がみられること、特に25kmの波は伊豆半島附近に卓越している。また magnetic high & low が地質学的にみとめられる隆起帯と沈降帯と何んらかの関連をもつらしいこと、それらは伊豆半島の東縁で曲っている。等をのべた。今回はさらに、

- 1) 曲率図 (間隔 5, 10, 15 km) の新しい利用法
- 2) 大島磁気異常はたんなる cone の効果だけでは説明しにくいこと、これには旧火山の効果を検討せねばならないであろう。
- 3) 長い波が南東から北西に起っているが、その原因は多分海面下 7 km に上層をもつ板状物質によるものであろう。陸上または海底の地形とは必ずしも対応はよくない。等について発表する。

4.4 磁気測量の精度について

田 島 稔

(建設省国土地理院)

磁気測量の精度は測定に伴う誤差と年度化成の誤差から成る。測定精度において注意すべきことは(プロトン磁力計使用以外は)野外における電気標準器の安定性の保持である。年度化成の精度は、日平均値を獲得する一等磁気測量と、任意時の Hourly Value を獲得する程度の二等磁気測量とは異なることは当然である。一等測量の年度化成において注意すべき点は Post-perturbation の地理的分布の処置であり、二等測量のそれは、一等測量の年度化成の誤差にさらに、日平均値からの各時の値の変差が Station と Observatory とで平行でない分の影響を合成したものになり、その場合日変化磁場の地理的分布が重要な誤差源となる。

種々の立場から一等および二等測量の精度を検討した結果、一等磁気測量の総合精度は3~4%程度であり二等測量のそれは7~8%である。

以上の精度を有する化成値を使用した地磁気年変化量の精度は Revision Survey の周期と回数によるが近似的に

$$\sigma \left(\frac{dm}{dt} \right) = \frac{\sigma_0}{T_0} \sqrt{\frac{12 \cdot (N-1)}{N \cdot (N+1)}}$$

で表わすことができる。但し T_0 は最大測量期間、 σ_0 は化成値の S. D., N は繰返された回数である。

その他磁気測量に重要な影響を及ぼすと見られる2~3の点について述べる。

4.5 地磁気永年変化の局部異常

田 島 稔 藤 田 尚 美

(建設省国土地理院)

国土地理院が実施している一等磁気測量から全国で数ヶ所の地域に、地磁気永年変化の異常(数 γ /year)が見られ、その後それ等の地域にM2.6の地震が発生していることは前回までに報告した。さらに昨年行われた一等磁気測量の結果、以前に異常年変化があると報告した田辺および清

水の2点で Fig. 3 に示す様な水平分力の減少が認められた。周囲の点は図から分る様に以前の変化と同じく直線的な年変化を示している。田辺、清水の2点では前回の観測の後に、近くにM2.6の地震が発生している。

次に地磁気永年変化異常の解釈について前回の講演に2~3の点を補足修正する。

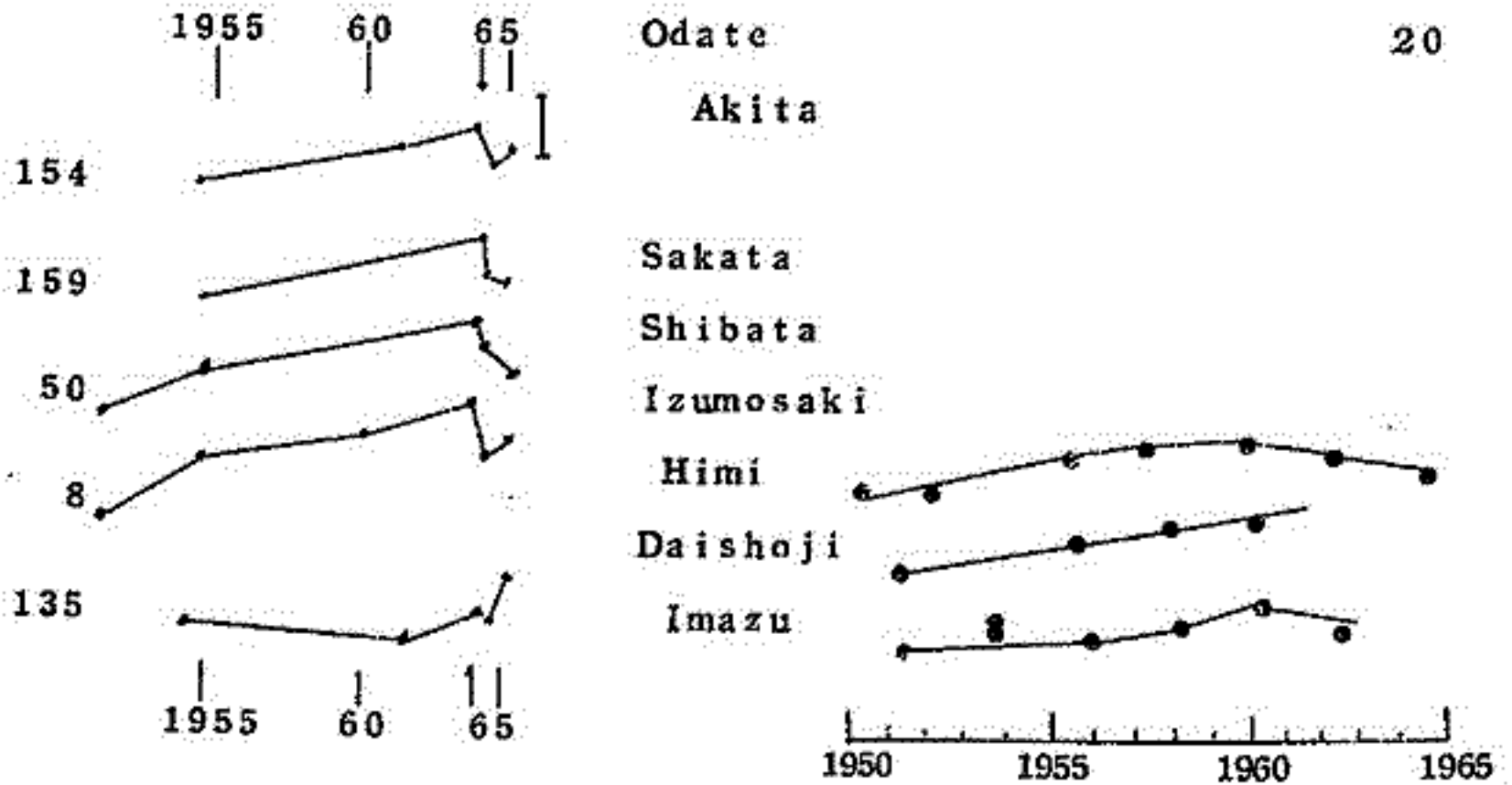


Fig. 1. Typical variations of declination accompanying the Earthquake. After N Fujita

Relative Annual Change of H based on that of Kakioka

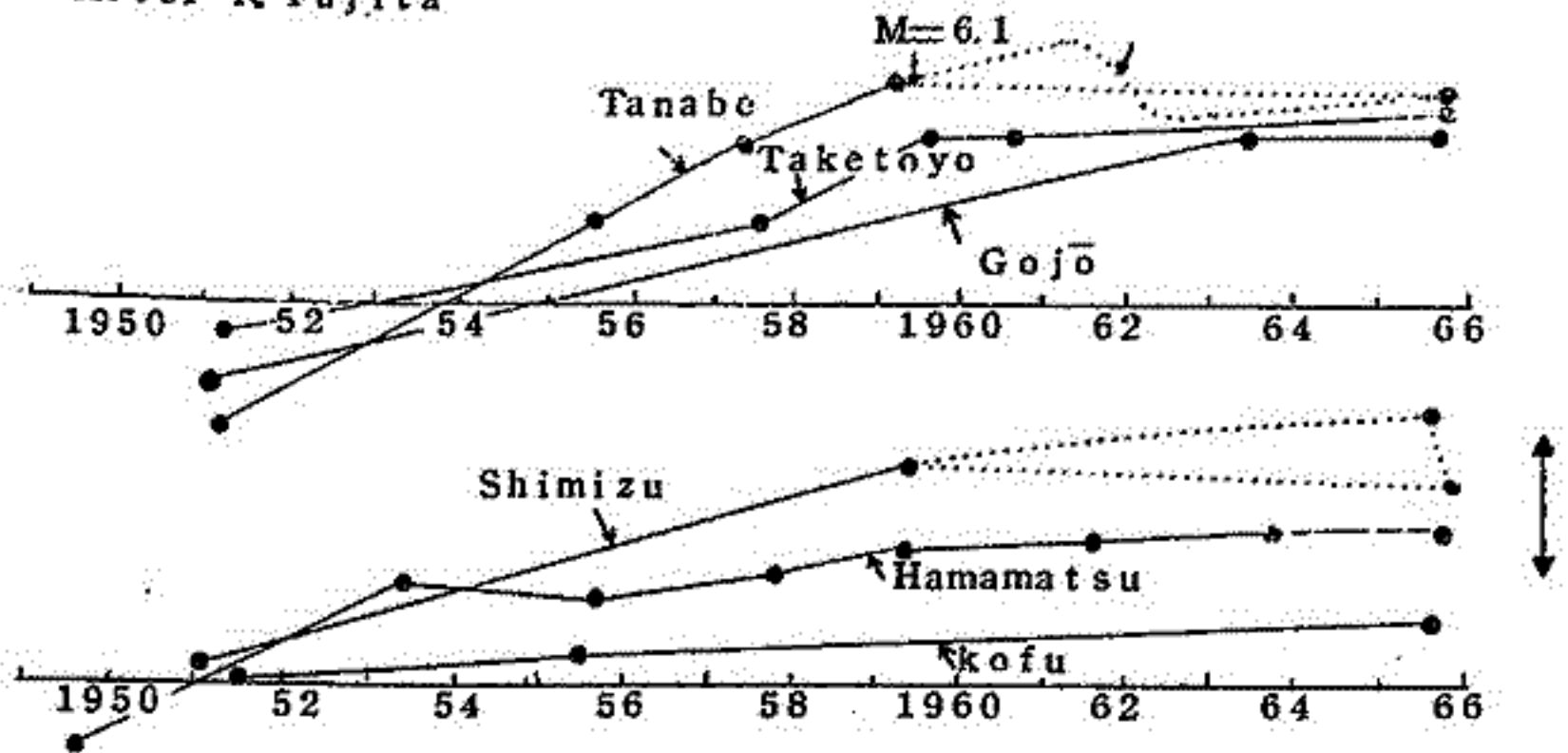


Fig. 3. Anomalous changes of the horizontal component at Tanabe and Shimizu 1st Order stations

4 7 松代地震の際の Dip Differential 観測

柳 原 一 夫 力 武 常 次

(地磁気観測所、東大震研)

松代地震の際の皆神山(東大震研)と松代地震観測所構内(地磁気観測所)における地磁気観測から dip の差を求めた。約 50 日間に 1 分程度の変化を 5 回繰り返している。それぞれの場所における dip と柿岡の dip との差を求めてみると、皆神山と地震観測所構内とは逆向きの変化をしているように思われる。

50 松代地方における航空磁気測量結果について

加藤愛雄 高木章雄 室井勲

青山巖 瀬戸正弘

(東北大・理)

現在頻発している松代地震の震源域を中心にした同地方の磁気構造を調べるために、昭和40年12月、シコルスキーS-55を使用し、プロトン磁力計にて航空磁気測量を行った。

測定域は皆神山を中心に南北約15km、東西12kmにわたり、1km間隔に南北の測線上を測定し、かつ高度はそれぞれ4000ft、5000ftを選んだ。各測線上の測定間隔は約200mごとに行い、位置は航空写真にて、高度は精密な気圧高度計を使用して求めた。同時に磁気分布図を作成するために地上でRb-磁力計にて比較測定を実施した。

以上の測定によって得られた結果を要約すると、千曲川を境として北西部では異常がみとめられない。南東部においては皆神山を中心として幅が約10kmで南西部（五里峰、鏡台山附近）から北東部（太郎山、山新田部落）にのびた異常地帯がみとめられる。即ち皆神山の南西では正の異常を示し、皆神山附近から北東部にかけて負の異常をはっきりと示している。この異常地帯の南東部では変化は全くみとめられない。このように大きく3つの部分に分れ、この地方の磁気的な地下構造の特徴をよくあらわしている。異常地帯においては上記の深部構造をあらわすものの他に、浅部構造によるものも得られた。

皆神山及び奇妙山はその代表的なものである。この磁気異常域と地震の震源分布はよく一致し、且磁気異常から考えられる北東おちの傾斜面に震源が多く分布している事は興味深い。

以上の結果から磁気的構造の解析を行った。その結果について報告する。

51 大気光の季節変化 1

斎藤文一 高橋利保

(新潟大学理学部)

夜光の季節変化を、ここでは特に著しい現象として $O I 5577 \text{ \AA}$ 線の所謂中緯度「10月極大」

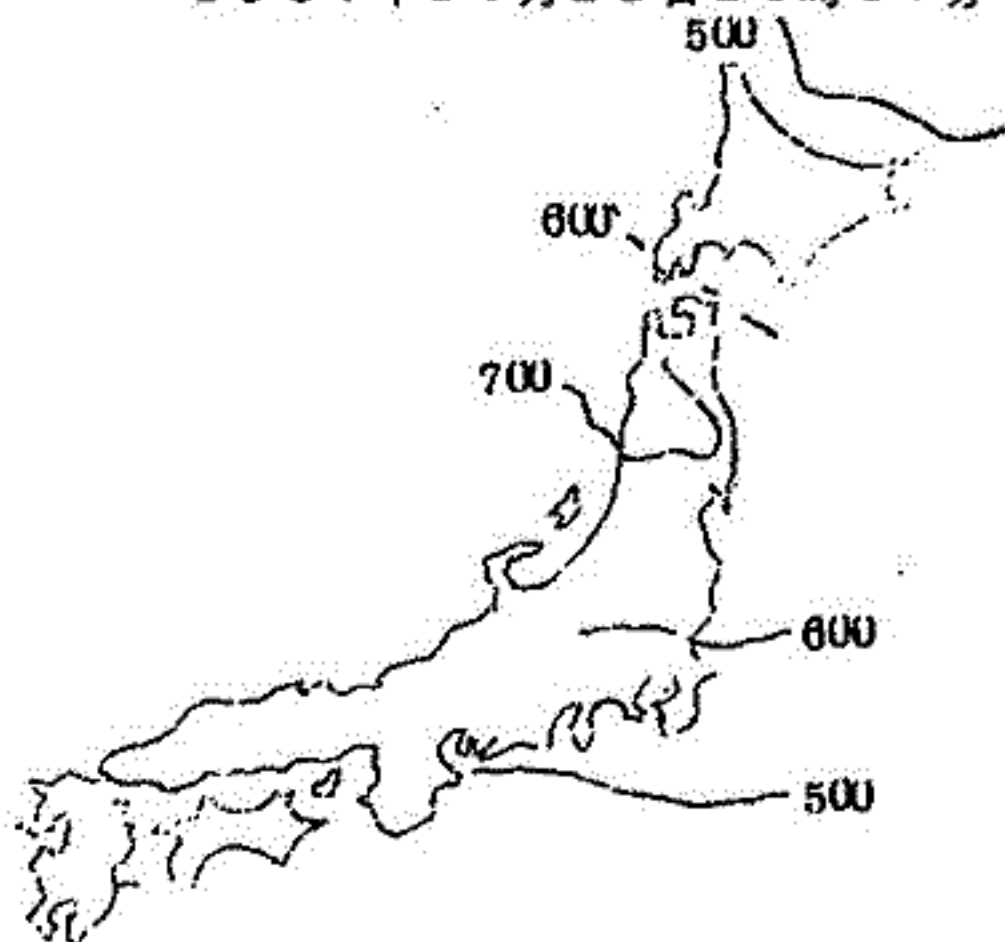
を中心に採りあげる。以下に主な特徴をあげて、その重要性を喚起したい。

- i) 強度 1キロレーリーにもなることがあり、これは年間平均値の3~4倍であり、他の季節には絶対見られぬ強度である。
- ii) 時期 1957年以来、各年共通に10月中旬に突如出現し、大体10日~15日位継続し、急速に減衰する。この時期には 5577 \AA 線だけが強化し日変化も大巾かつ急激である。その程度は1957、1958年に最も著しく次才に弱化しながら1963~1965年頃には極大強度も ≤ 0.5 キロレーリーで他の季節のものと区別しにくくなった。
- iii) 地域 日本附近が著しくアメリカ、ヨーロッパ、アフリカ地域では殆どみとめにくい、その範囲は大体数百キロ程度にみえる。
- iv) 地磁気, K_p とも、また楠岡における地磁気指数とも殆ど全く相関が見られない。例えば夜光極大の大きかった10月16、17日(1957)は、地磁気静穏日にあっていた。
- v) 電離層 国分寺 f_oE_s , f_oF_2 との相関も殆ど見られない。

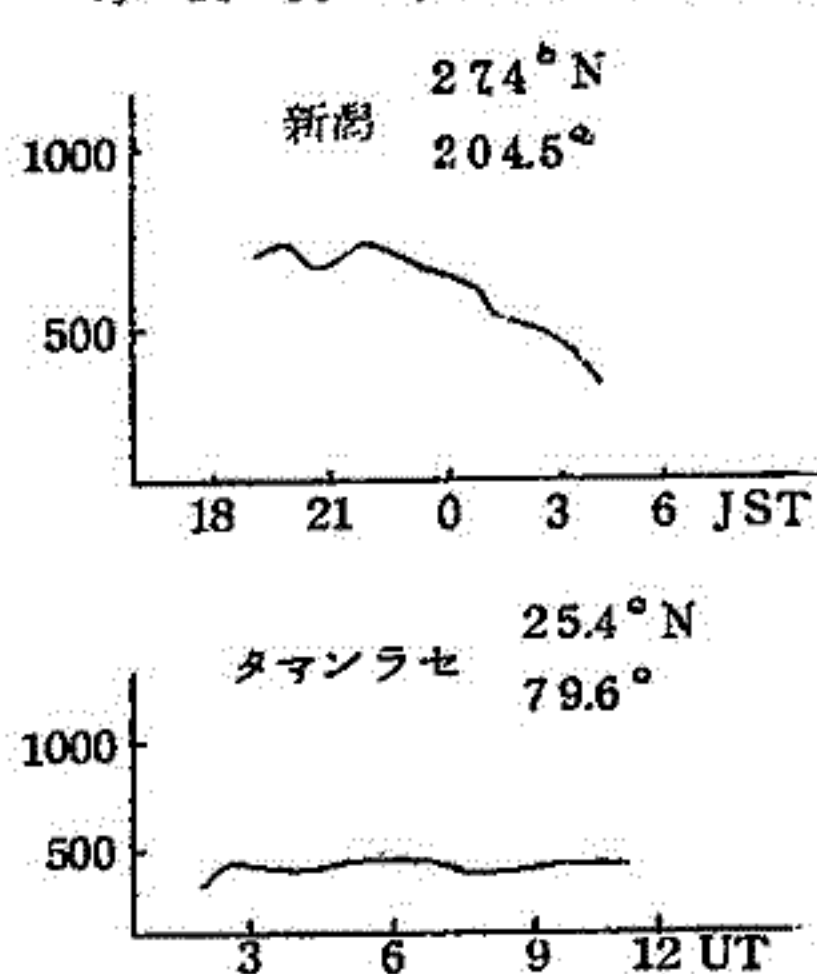
なお才1. 才2図に代表例として10月22/23日(1957)における、日本全国強度分布と、日変化を示す。

才1図 日本地区夜光(5577 \AA)強度図

1957年10月22日20時30分



才2図 夜光(5577 \AA)日変化



以上の事実から見て「10月極大の発光機構としては、現象が地域的に局在して居るように見え、また地磁気、電離層等の関連の欠如からみて、中性酸素原子の局所的な動向が最も有効に働いていることは事実であろうと思われる。

5 2 夜光酸素赤線の強度と電離層における酸素原子イオンの消滅過程について

市川 敏朗 大地 登

(岐阜大学教養部物理)

前回秋の学会では、岐阜で観測した1965年のOI 6364夜光強度について、統計的解析を行った結果について発表した。その要点は、① 半径約750 kmの範囲での強度変化の一様性は非常によく、② 特に1時間以上の長周期の変化成分は300 km上空の日没の Phase にしたがっている。以上の事から今回は、夜間の Ionospheric chemistry 及び Positive Ion composition についての色々な結果及び測定値と考え合せながら、65年1月及び3月のOI 6364強度測定値り変化特性についての解析をこころみた。

解析に使用した主な Data

- ① 電子密度の高度分布は国分寺のアイオノグラムより電波研究所で計算された値を用い、これに α - chapman distribution の最良近似値を示めし外挿した。
- ② 大気 Model は CLRA1965の Model 2の値を用いた。
- ③ Ion - neutral Reaction Rate の値は室内実験によって得られたものについて考えた。
- ④ Dissociative Recombination の値の温度特性については特に400~750°K附近で正温度特性について考えてみた。

解析にさいして特に注意した点は6364観測強度の absolute intensity の決定に関する信頼度が充分でないので、すでに得られた reaction rate の値や Ion Composition の物理的に可能な組合せについて計算した結果を統計的に解析した。

53 夜光赤外線の波長1~2.5 範囲の測定(I)

牧野忠男

(立教大学理学部)

夜光赤外線の研究はこれまで主として波長1 μ 以下の領域で行なわれて来た。しかし、O—H band に関しては Chamberlain & Smith [1] によれば期待出来る最強 band は I—Oで2.80 である。

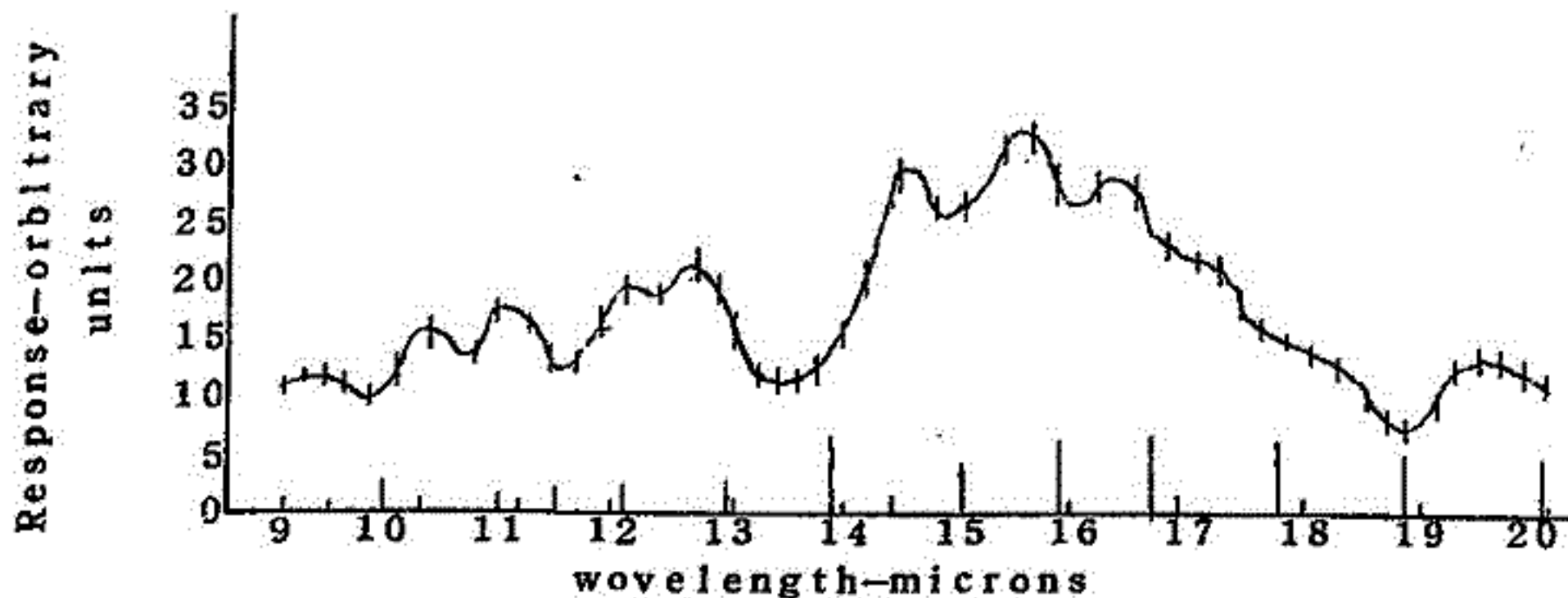
1 μ 以上では測定器の感度が現在では非常に低いので測定はむずかしいが、これまでに1, 2 [2, 3] の試みはあり、Jones & Gush が成功している測定は1~2 μ の間で行なわれたが、水蒸気の吸収による補正がやゝあいまいである。(才一図) 赤外領域に於ては水蒸気以外にCO₂, O₃ 等が主なる吸収体となり(才二図) 出来れば、これ等をさけて高空で行うべきである。

赤外線の主なる源を才三図に示す。波長1~2 μ 間では星光、黄道光等の back — ground を夜光は超えており、吸収も非較的低空のH₂Oによるのみであるから測定はバルーン高度ならば非較的容易に行なわれる筈である。計画している測定器を才四図に示す。最初は地上より観測して、その後バルーンで行う予定である。

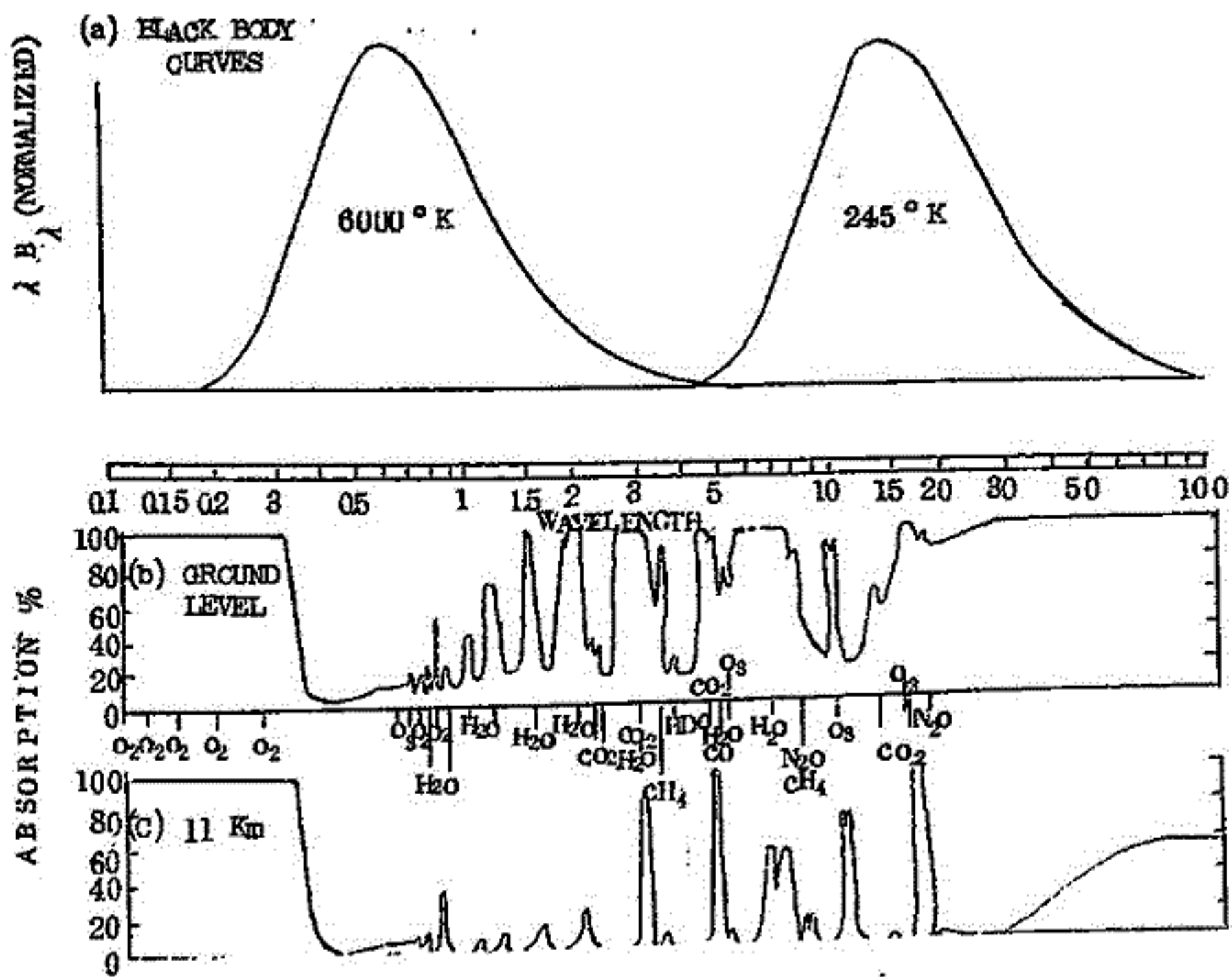
絶対強度は $\sim 10^{-8}$ WATT/cm² . st. μ である。

References

- | | |
|---------------------------|---------------------------------|
| (1) Chamberlain and Smith | J. G. R, vol, 64, 611, "59 |
| (2) Jones and Gush | Nature, vol, 172, 496 "53 |
| (3) Noxon and Jones | Can, J, phys. , vol, 39"1120"61 |

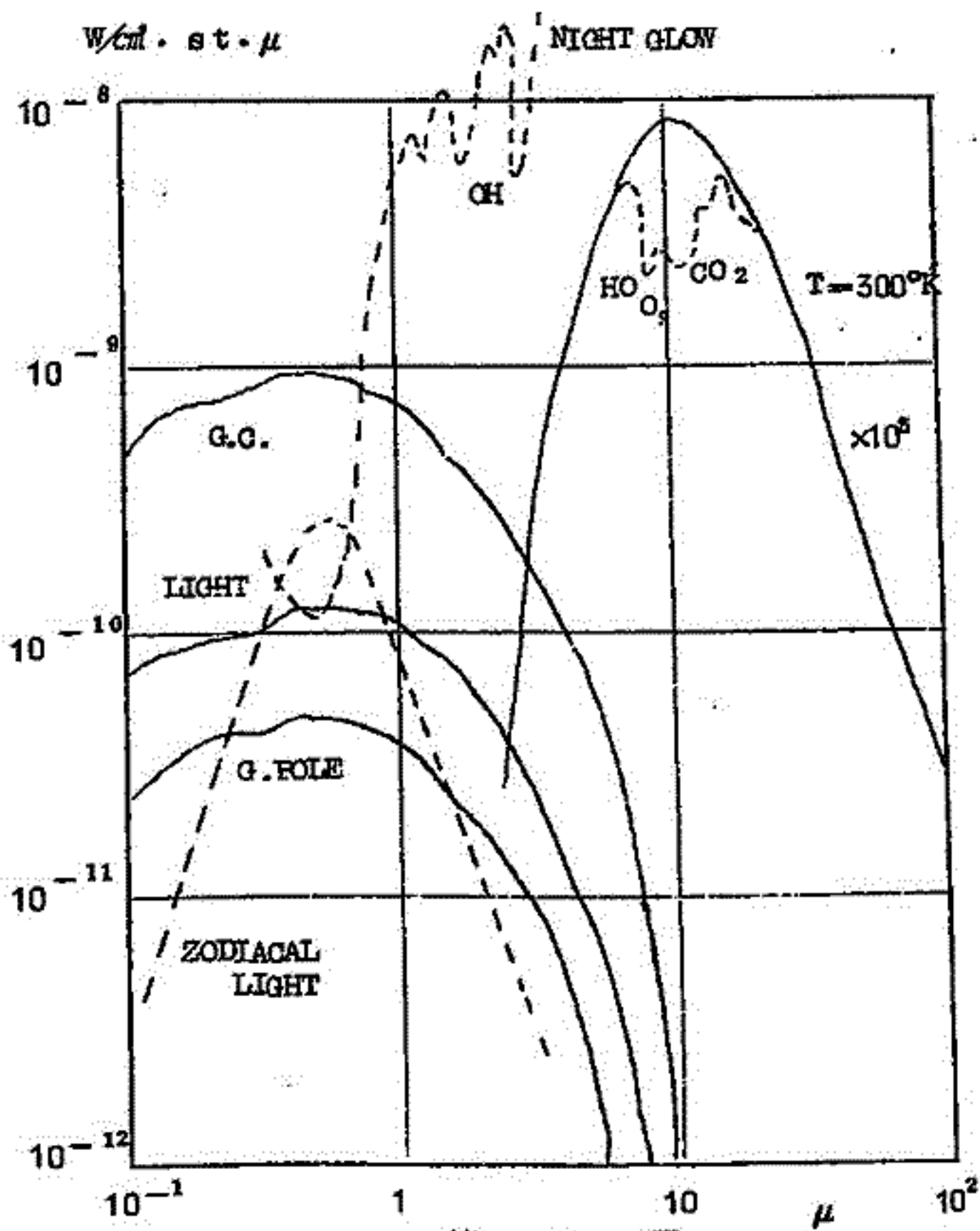


才一図 Airglow spectrum, 9000~20,000 A.

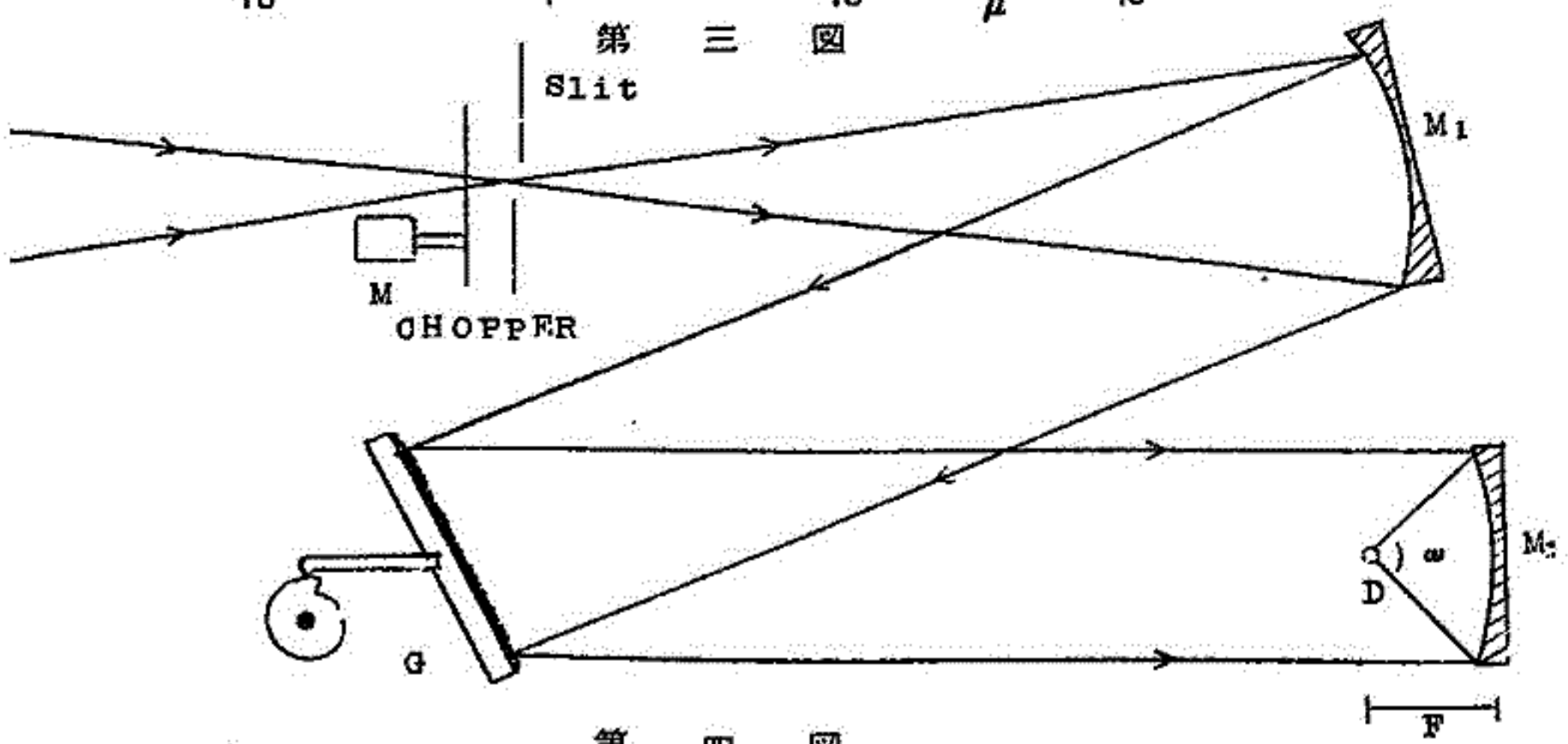


才二图 Atmospheric absorptions.

- (a) Black-body curves for 6000° K and 245° K.
- (d) Atmospheric gaseous absorption spectrum for a solar beam reaching ground level.
- (c) The same for a beam reaching the temperate tropopause.



第三圖



第四圖

5 4 冷却基準面をもつ赤外分光計に起る問題点について

堤 捨 男 松 井 松 長

(京都工芸繊維大学工学部)

本報告は大気放射の分光特性 ($2.5\mu \sim 15\mu$) の絶対測定において、基準光源として液体窒素で冷却した平坦な面を利用したダブルビーム赤外分光計による測定時に起る問題を提起し、その原因を追求すべき諸実験を行った結果を報告し、問題解決の判断資料を提出するものである。

問題の起りは、本分光計の校正時に始まる。すなわち、一方の窓に冷却基準面をもつダブル・ビーム形分光計の他方の窓に室温の黒体を置き、波長走査を行なった結果、図に示すように $9.6(\mu)$ 近傍で極めて大きな凹みが見られた。この凹みは黒体を金属面、紙、布等に置き換えても、その発生する波長位置および凹みの程度には余り変化はみられなかった。したがって、この凹みの現象は基準冷却面に依存すると考えざるを得ないし、また冷却基準面において $9.6(\mu)$ 近傍の可成り大きな放射があると判断せざるを得ない。

先ず、オ1に考えられることは、残留線効果であろう。すなわち、利用した冷却基準金属面またはそれに附着する霜による選択反射による影響である。

オ2は $9.6(\mu)$ ということから、冷却面近傍に室温に近い O_3 の薄層が生成したと考えることであろう。

更に次の実験を行った。すなわち、霜の附着を成る可く避ける目的で、冷却面に油を薄く塗附したが、図と余り変化しなかった。アルコールまたはベンゼン等の揮発性液体を表面に塗附するときは、図中、点線で示すように、約 $9.6(\mu)$ で鋭い立上りを示した。

上記の事柄はドライ・アイスで冷却した基準面を用いた場合、およびドライ・アイスその物の表面を基準面とした場合にも発生した。

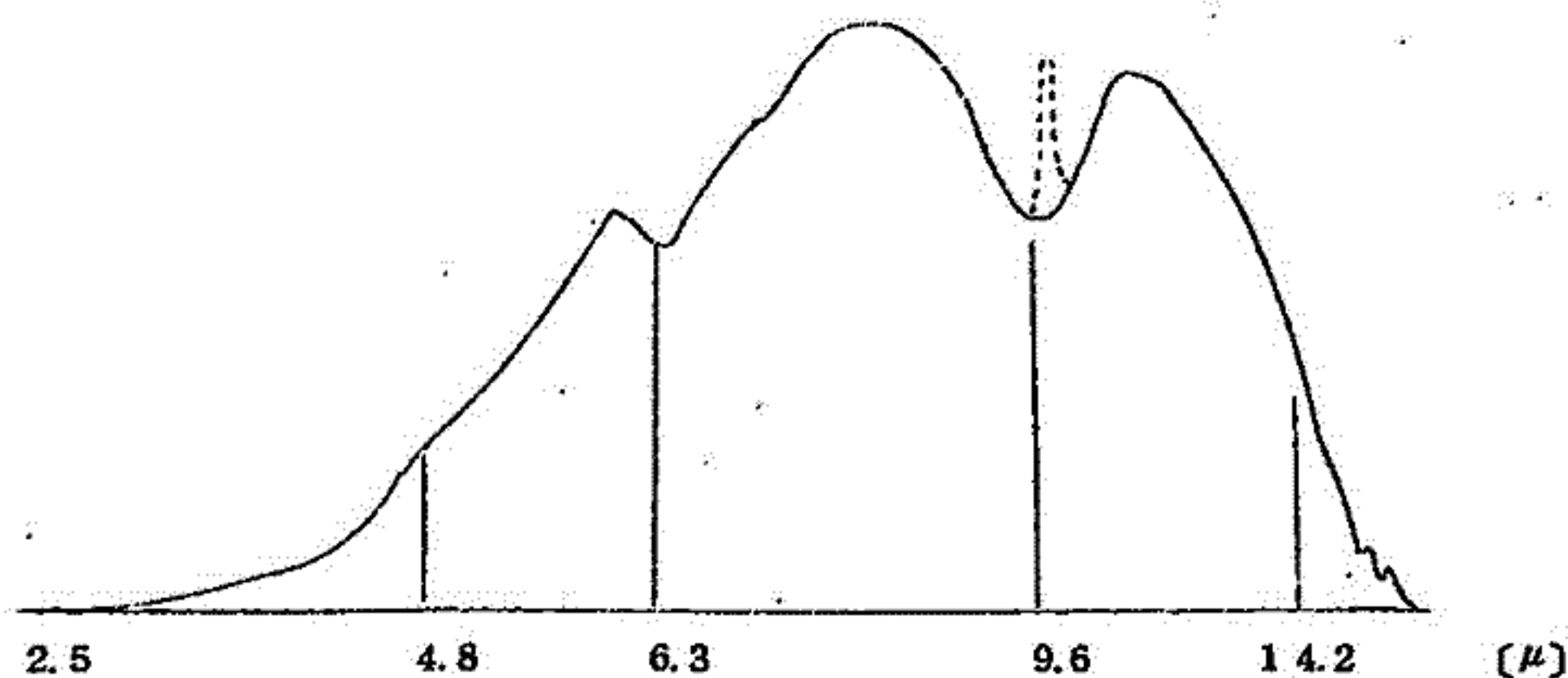
以上の実験資料から、残留線効果よりは、寧ろ O_3 生成と考えれ方が説明が合理的に出来ると思われ、且つ O_3 の他の吸収帯である $4.8(\mu)$ および $14.2(\mu)$ 近傍においても、ほんの極く僅かであるが凹みが見出されることから、 O_3 の生成を裏付けるものと判断される。

このときの化学反応は



を考へて、発生熱量を吸収する冷却された媒体の存在により、反応が右方向に進行すると考へること

とができるかも知れない。



55 1300 Å 大気光と電離層電子過程

等 松 隆 夫 小 川 利 紘

(東大理)

1300 Å 大気光は 13020 Å ($J=2$)、13047 Å ($J=1$) および 13058 Å ($J=0$) の三個の Lines からなるがそれらの線強度は線 Source Function $J(u)$ に関する積分方程式

$$J(u) = J_0(u) + \int_0^{\mu_0} J(v) \left[\sum_J \tilde{\omega}_J K_J^1 H\left(\frac{K_J^1}{\mu} \mu - v\right) \right] dv \quad (1)$$

を解くことによって求まる。ここに $J_0(u)$ と primary source $Q(z)$ の間には

$$J_0(u) = Q(z) / [4\pi k_c n(o, z)], \quad (2)$$

k_c : 線中心の吸光係数,

$n(o, z)$: 原子酸素の密度,

なる関係がある。線強度 (J, μ, μ) は (u) を用いて

$$(J, \mu, \mu) = \frac{\tilde{\omega}_J}{K_J} \int J(\mu) T\left(\frac{K_J(\mu-v)}{\mu}\right) \frac{K_J dv}{\mu} \quad (3)$$

となる。(1)(3)式の $H(y)$ 、 $T(y)$ 函数は $Z(y)$ として

$$Z(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} (1 - \exp(-ye^{-x^2})) dx$$

を定義した場合

$$T(y) = \frac{\partial Z}{\partial y}$$

$$H(y) = -\frac{1}{2} \int_y^{\infty} \frac{\partial Z}{\partial y^2} \frac{dy}{y}$$

となる。

1300 Å 大気光の生成論とその電離層内での電子過程はこれらのふく射輸送方程式からみちびくことが出来る。主な結論として

- (1) 1300 Å 大気光は太陽 XUV 放射で生成した 10 eV 以上の電子による原子酸素の励起によって生成され、共鳴現象によって増巾される結果強くなる。
- (2) 線強度比から推定される温度は 2000° K 以上である。このことは 3 p J の間の遷移が電子ガスによって支配されることを意味している。この結果電離層内の電子の冷却は酸素の 6.3 μ の赤外線でもおこなわれていることを意味する。その反応速度は $k = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 / \text{s}$ と推定される。

57 TMA 弾による風の観測

中村 純二 木村 博

(東大教養)

夜間の電離層 E 層付近の風を人工発光雲の方法で観測する方法を開発した。

$Al(C_2H_5)_3$ は空中で発火するほか、水やハロゲンにであっても激しく爆燃するので、完全に乾燥窒素ガス中で操作できるような TMA 装填パイプ系を組立てた。

塔載計器としては、(a) TMA をピストン内蔵の純アルミ容器に装填した後、ピストンを 8 気圧に加圧し、ロケットが所定高度に達したところで急開装置を開いて、ノズルから液状 TMA を噴射する方式と、(b) TMA を装填した弾をロケット機体外に射出した後、テトリアルで炸裂させ、点状発光雲を作る方法とを選んだ。TMA は上空で氷結する恐れがあるので、TEA ($Al(C_2H_5)_3$) を約 20% 混合し共晶点を下げた。

地上試験によって、圧力変化や噴射時間を測定し、ノズルの大きさや弾の安全度を検討した。

1966 年 4 月 20 日 2105、K-8-13 号機によって最初の実験を行ない、内之浦、南郷、種子島、山川の四観測点からの同時撮影に成功した。 AlO_2 による発光雲は約 15 分間にわたって肉眼で認められた。またこの時、山川電波観測所では電離層ドリフトの観測が行なわれた。

58 電離層イオン及中性分子の温度測定法

河島 信樹

(日本原子力研究所)

Mach 数 M の collision-free flow の中におかれた円板の背後の粒子密度は

$$n(\rho, Z, M) = 2n_0 \frac{M^2}{Z^2} e^{-M^2 \frac{\rho^2}{Z^2}} \int_0^R r I_0\left(2M^2 \frac{\rho r}{Z^2}\right) e^{-M^2 \frac{r^2}{Z^2}} dr \quad (1)$$

但し R : 円板の半径

n_0 : ∞ での流れの密度

(ρ, Z) : 円板中心を通る線を軸とする同軸座標系

で与えられる。

プラズマ・ガンからのプラズマ流で、(1)式を確かめる実験を行った。 $f(Z) = \frac{1}{n_0} n(O, Z, M)$ と置き実験では、円板のかわりに、巾 d の細長い物体の背後の $f(Z)$ を調べた。この場合、問題が二次元であるので

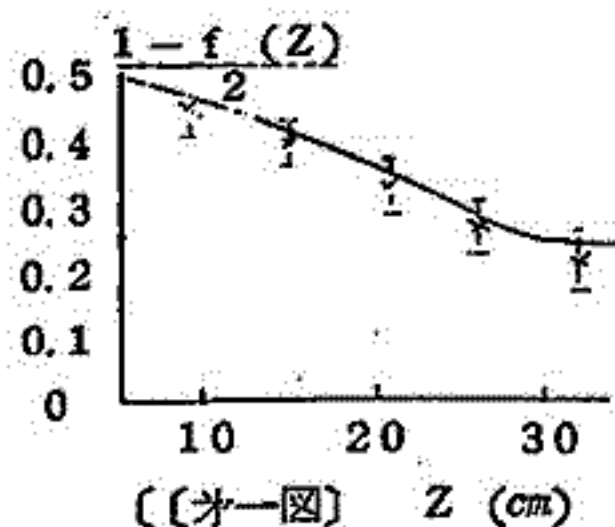
$$f(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \operatorname{Erfc} \left(\frac{a}{2Z} \cdot M \right) \quad (2)$$

になる。

$$\operatorname{Erf} x := \int_x^\infty e^{-x^2} dx$$

オ一図

オ一図に $\frac{1-f(Z)}{2}$ の Z に関する dependence の実験値と理論値を示す。オ二図には $f(Z) = \text{const}$ になる Z を d を変えて示してある。(2)式から予想される様に、 Z と d は比例している。これをロケットによる電離層の観測に応用して、イオン及中性粒子の温度を測定するには、ロケットの precession を考慮しなければならない。

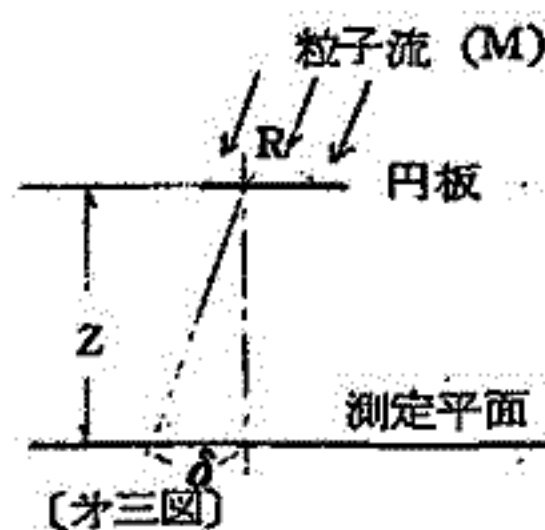
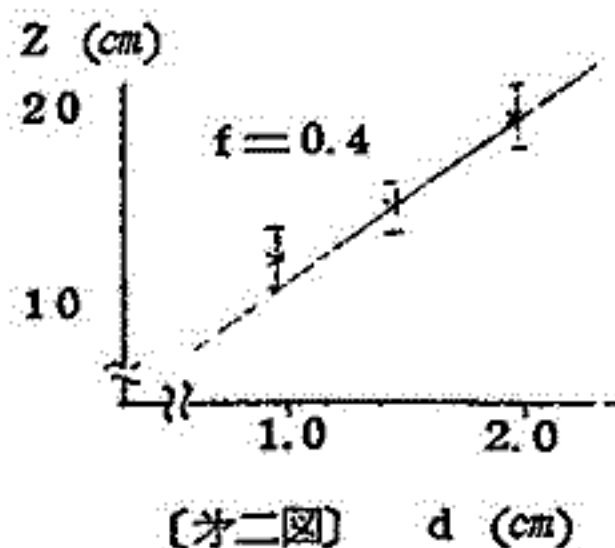


オ三図に示した配置で precession による円板の中心の測定平面へのズレを δ とすると、測定平面上の中心から ξ の距離の同心円上にはいつて来る粒子束 $4 n_0 F$ は、

$$F(M^*, Q, D) = M^{*2} \int_0^\pi e^{-M^{*2} (Q^2 + D^2 - 2 D Q \cos \theta)} \times \int_0^1 r I_0(2 M^{*2} r \sqrt{Q^2 + D^2 - 2 D Q \cos \theta}) \times e^{-M^{*2} r^2} r^2 dr d\theta \quad (3)$$

$$\text{但し、} M^* = M \cdot \frac{R}{Z}, \quad Q = \frac{\xi}{R}, \quad D = \frac{\delta}{R}$$

で与えられ、の三点での値が実験的に求めれば、これから、イオン(中性ガス)温度及ロケットの precession の大きさが分る。



59 電離層測定プローブ

宮崎 茂
(電波研)

従来電離層の電子密度、電子温度、イオン密度、空間電位等の基礎量の測定は各々別々のプローブを用いて測定をしていたが、単一のプローブによって同時測定する事が是非とも必要である。即ち基礎量の精密な相互比較をする場合、正イオン密度測定に於いて複数のイオンの種類が存在するとき等は特に必要である。

ここではトラップ方式の複数の電極を用いて、電子密度、電子温度、ロケット対空間電位、イオンの平均分子量、イオンの種類、イオン温度等を同時に求め、いわゆる self-consistent な測定をするために考えられた方法である。この考え方は必ずしも original なものではないが、その測定法は従来の観測結果を検討して得られた方法である。簡単のため、平面電極形式を考える。二つのグリッド G_1 、 G_2 とコレクター C の三つの電極よりなり、 G_1 には負から正に挿引する可変電圧を即加し、トラップに流入する電子及びイオンの量を制御する。

G_1 の電流電圧特性から空間電位、電子温度、電子密度、イオン平均分子量を求める。 G_2 には C より大きな負電圧を即加して C から光電る放出を防ぐ。 C には負の電圧を即加して、 G_1 を通過したイオンだけを捕集し、電流特性からイオン温度、イオンの種類を求める。但しイオンの種類については二種類のときは判別できるが、それより多くなると判別が難しい。しかし、上層大気中のイオンは F 領域程度迄は主として O_2^+ 、 NO^+ 、 N_2^+ 等が存在しており、分子量が 30 に近いものであり、それから O^+ 、 He^+ 、 H^+ と移り変わっていく。これから見ると二種類のイオン存在領域が多いように思われるので、この方法はかなり有力なものと考えられる。但し O_2^+ 、 N_2^+ 、 NO^+ 等の判別は不可能なので、最密なイオン 成を知る場合には質量分析によらねばならない。

60 電子温度分布より推定される電離層 の層状構造

平尾 邦雄

(東京大学宇宙航空研究所)

Electron temperature profile in the ionosphere has been measured with the K-IOS-I sounding rocket in both up and down legs. The electron temperature probe was installed on the top of payload with just perpendicular angle with spin axis. Therefore, the measurement of the electron temperature was so free from the interference with the attitude that the measured electron temperature has fairly small dispersion and is quite reliable. The probe was flown up to the maximum altitude of about 720 km in Aug. 28, 1965, from the Kagoshima Space Center.

The measured electron temperature profile, therefore, covers both bottom and top sides of ionosphere. At a glance, the up-leg profile is quite different from the down-leg one, especially at the height of about 200 km. However, one can find a remarkably similar profile among these two profiles when the altitude scales are shifted with about 60 km.

This similar profile appears in up-leg in the lower level than in down-leg. Therefore, there seems to be a layer structure which inclined upward towards south-east direction.

And the temperature about 150° K from north-west to south-east. It is very difficult to analysis this temperature distribution by means of only the present result. From the simplest stand point of view, however, it seems that the layer structure of electron temperature is caused by that

of the neutral constituent of the upper atmosphere, and the temperature gradient is by the general tendency of latitudinal electron temperature distribution which has been described in other papers.

6 2 低エネルギー Plasma flux の測定法

久保治也 伊藤富造
山田弘善

(東京大学宇宙航空研究所)

宇宙空間における低エネルギー plasma flux の測定の予備実験として、実験室で放電管内に高速プラズマ流を発生させ、Faraday cup によるイオンのエネルギー分布の測定および Langmuir probe 法による電子温度、密度、イオン電流の測定を行なった。

放電管の放電部と測定部を才1図に示す。放電部中のAの電位がG₂の電位に等しいかそれ以下の場合には放電部から流出するプラズマビームのエネルギーはG₂の電位で定まる。いまG₂とAが同電位の場合を考えると、Fから出た電子がG₁で加速され、G₂Aの領域へ入って来て封入ガスを電離し、この空間内ではスペースポテンシャルのほゞ一様なプラズマが出来る。その中のイオンはG₂F間の電界で加速され、その間の電位差に相当する運動エネルギーを持ってFに到達し、Fを通過する時にFからの電子と一緒に測定部に向うプラズマ流となる。測定部は普通のFaraday cup である。

測定結果の一例を才2図に示す。エネルギー分布関係 $f(v)$ は

$$f(v) \propto \frac{1}{v} \frac{dI}{dv}$$

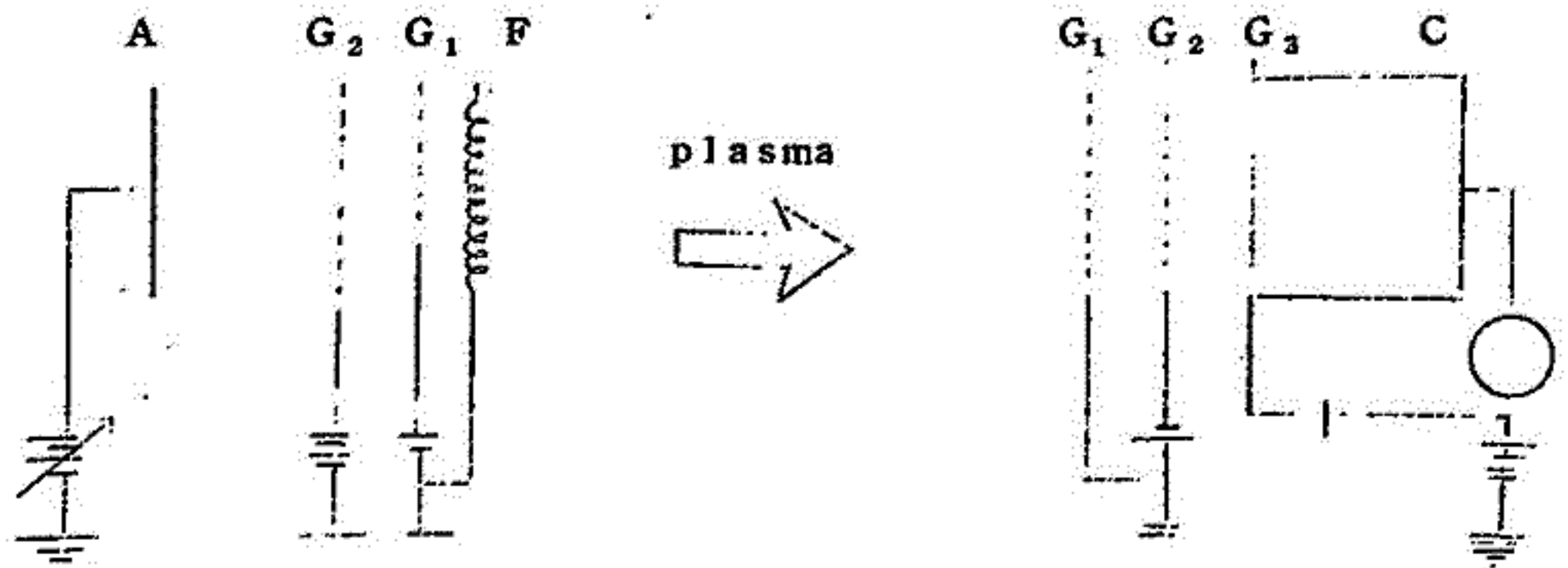
で与えられ、数値微分により求めた例を才3図に示す。

また実際にプラズマビームになっていることは管軸に平行においた平面プローブのイオン電流 I_1 と垂直においた平面プローブのイオン電流 I_2 を測ることによって実証された。その結果を才4図に示す。

この様にして作られるプラズマ流は従来行なわれていた超音速風洞によるプラズマ流よりもはるかに高速にすることができ、また速度のコントロールも容易である。したがって電離層中を観測ロケットが飛翔する際の、測定器とプラズマとの相対速度の影響をしらべるための実験とか、太陽プラズマ流のモデル実験にも使用できるであろう。

放電部

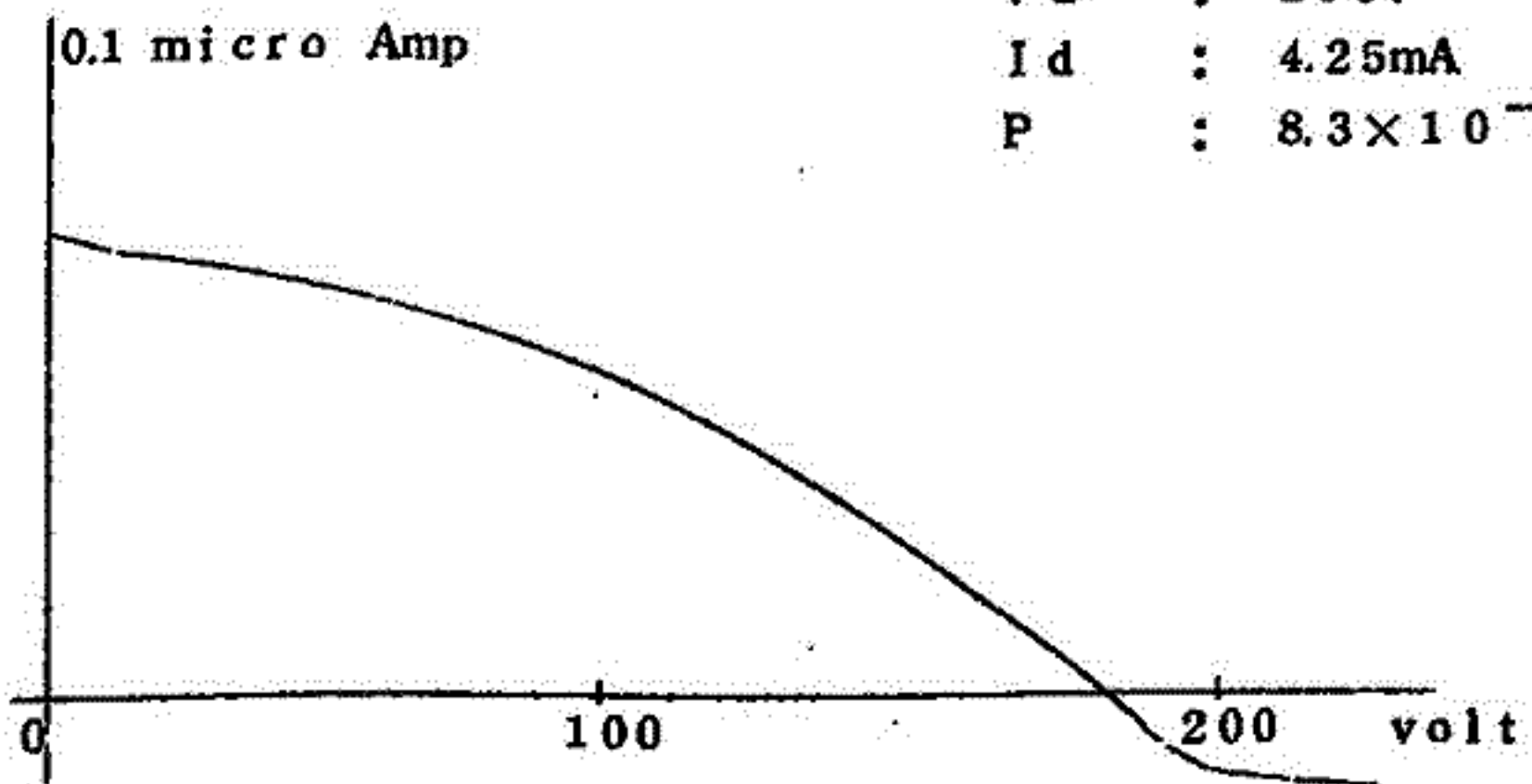
測定部



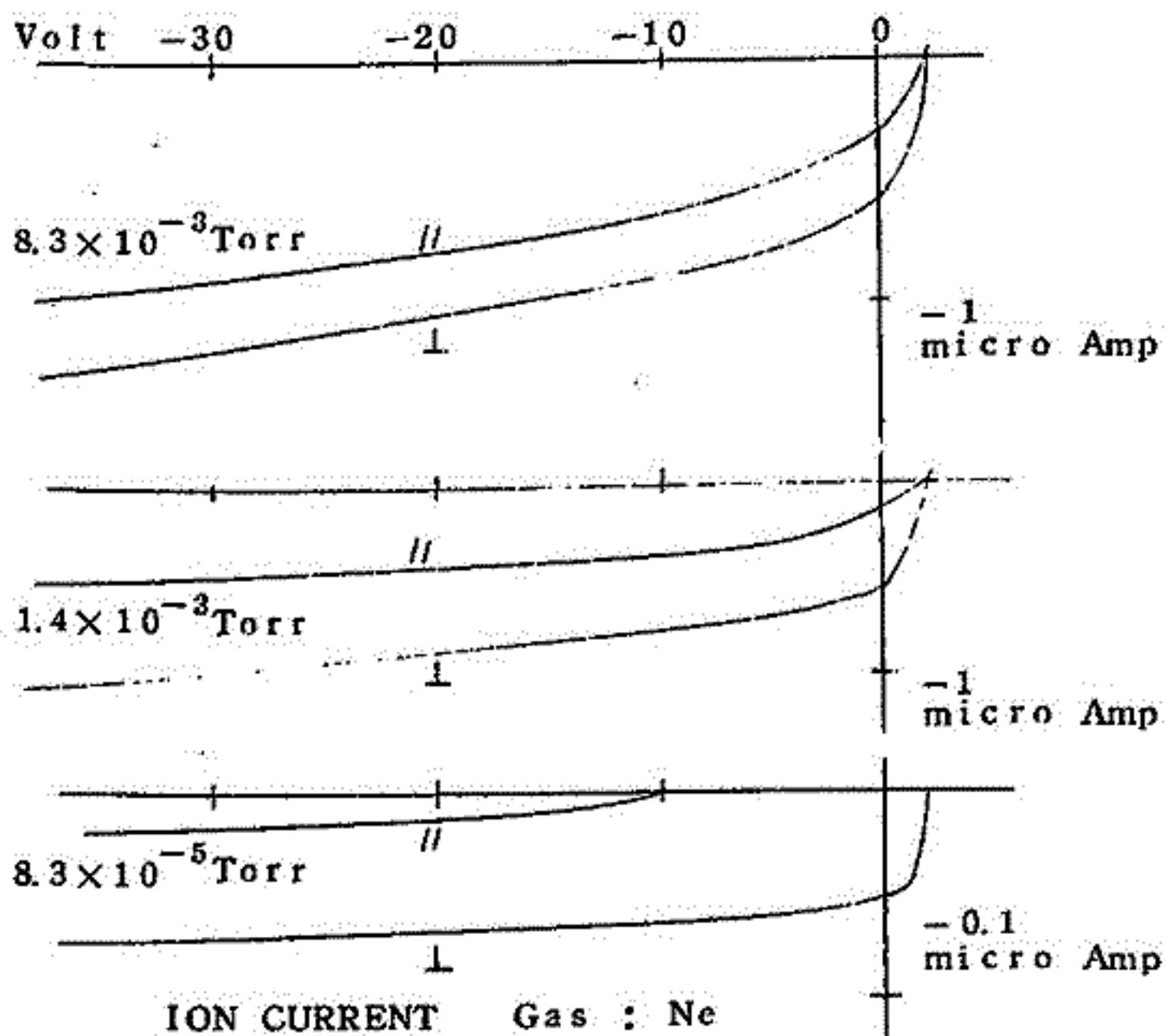
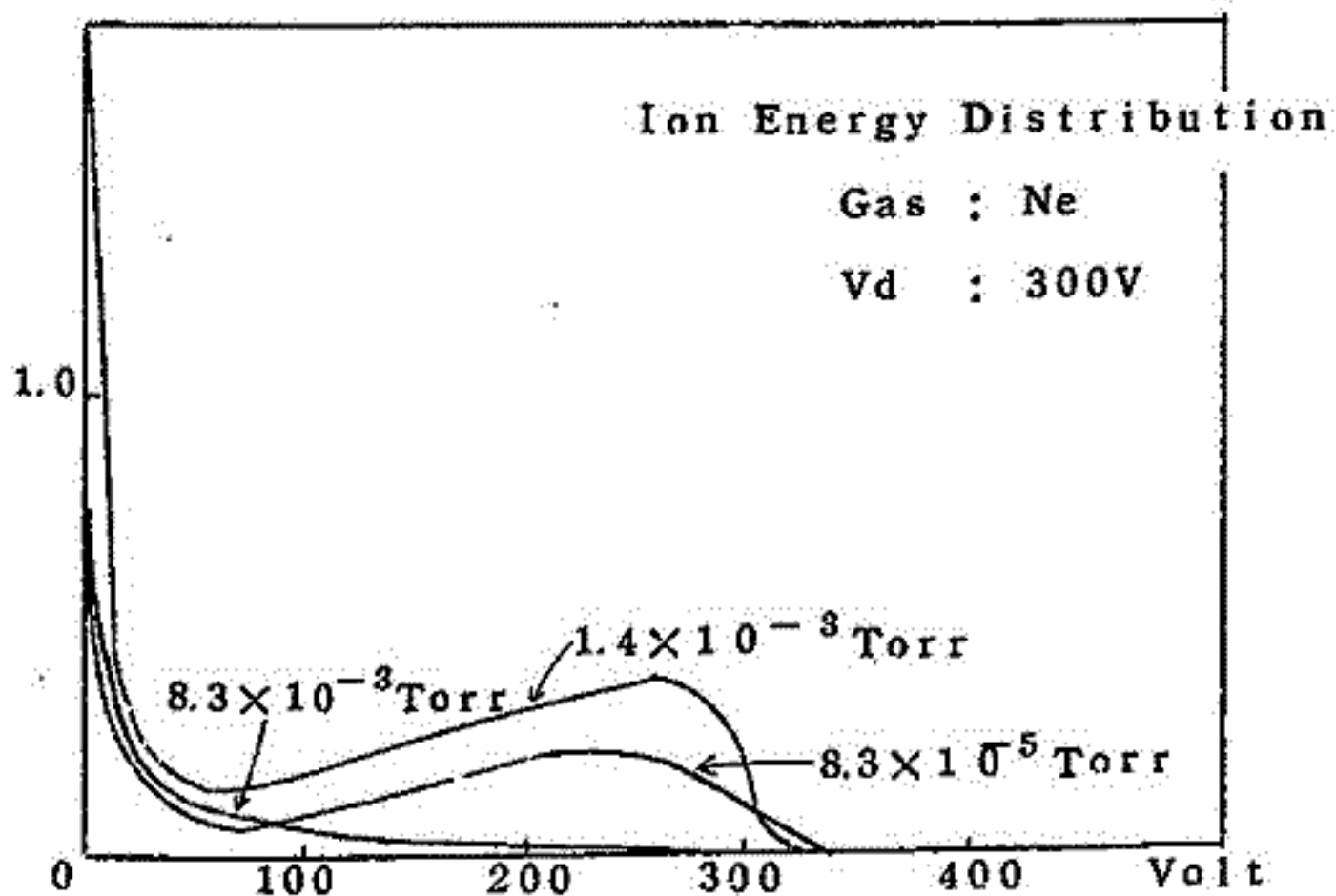
才 1 図

Faraday Cup Current

Gas : Ne
 Vd : 200v
 Id : 4.25mA
 P : 8.3×10^{-4} Torr



才 2 図



6 3 電子レンズ系によるファラデーカップ特性の改善について(2)

竹屋芳夫 奥本隆昭 鈴木 裕

(大阪市立大学工学部)

吉村 稔彦

(新日本無線(株))

前回では比較的低エネルギー部 (10^4 eV 以下) の正荷電粒子の測定器としてファラデーカップを取りあげ、この特性を改善するために電子レンズ系を附加することを述べた。今回は電子レンズ系についてさらに種々検討し、またプラズマ源を用いて簡単な模擬実験を行なったことについて述べる。種々検討の結果以下に示す構成を改良形ファラデーカップの原形とした。これは前回のものに比して次の様な特徴を持つ。

- 1) 開口角を約 $\pm 60^\circ$ にとりうる。
- 2) 格子の数が少ないので透過率がよい。
- 3) エネルギー収差があっても到来方向の測定が可能である。

改良形ファラデーカップは遮蔽格子、変調格子をすべて半球形とし、電子レンズも網目によって半球形の加速型凸レンズを構成し、さらにコレクタ面も半球形にしたものである。コレクタは到来方向を測定するために分割する。このカップの開口角は約 $\pm 60^\circ$ 、開口面積約 30 cm^2 である。

全体の大きさは直径 12 cm の球であり、これは飛翔体に搭載することは充分可能である。

以上の構成で二次元の場合についてエネルギー収差を求めイオンのエネルギー分布を単一方向のマックスウエル分布と仮定してコレクタ上での電流分布を計算し到来方向の測定が可能であることを解析した。

さらに実験的にファラデーカップの特性を調べるためにプラズマ発生装置を試作した。これはプラズマ源を真空槽に取りプロトン流をある程度任意のエネルギーで射出できる様にしたものである。これを用いてエネルギー分布についての特性を調べるために従来のファラデーカップを試作し、また到来方向の測定についての特性を調べるために電子レンズ付のファラデーカップを試作して実験を行なった。それぞれの結果より本構成でエネルギー分布および到来方向の測定が可能になったことが明らかになった。

64 プロトンビーム源

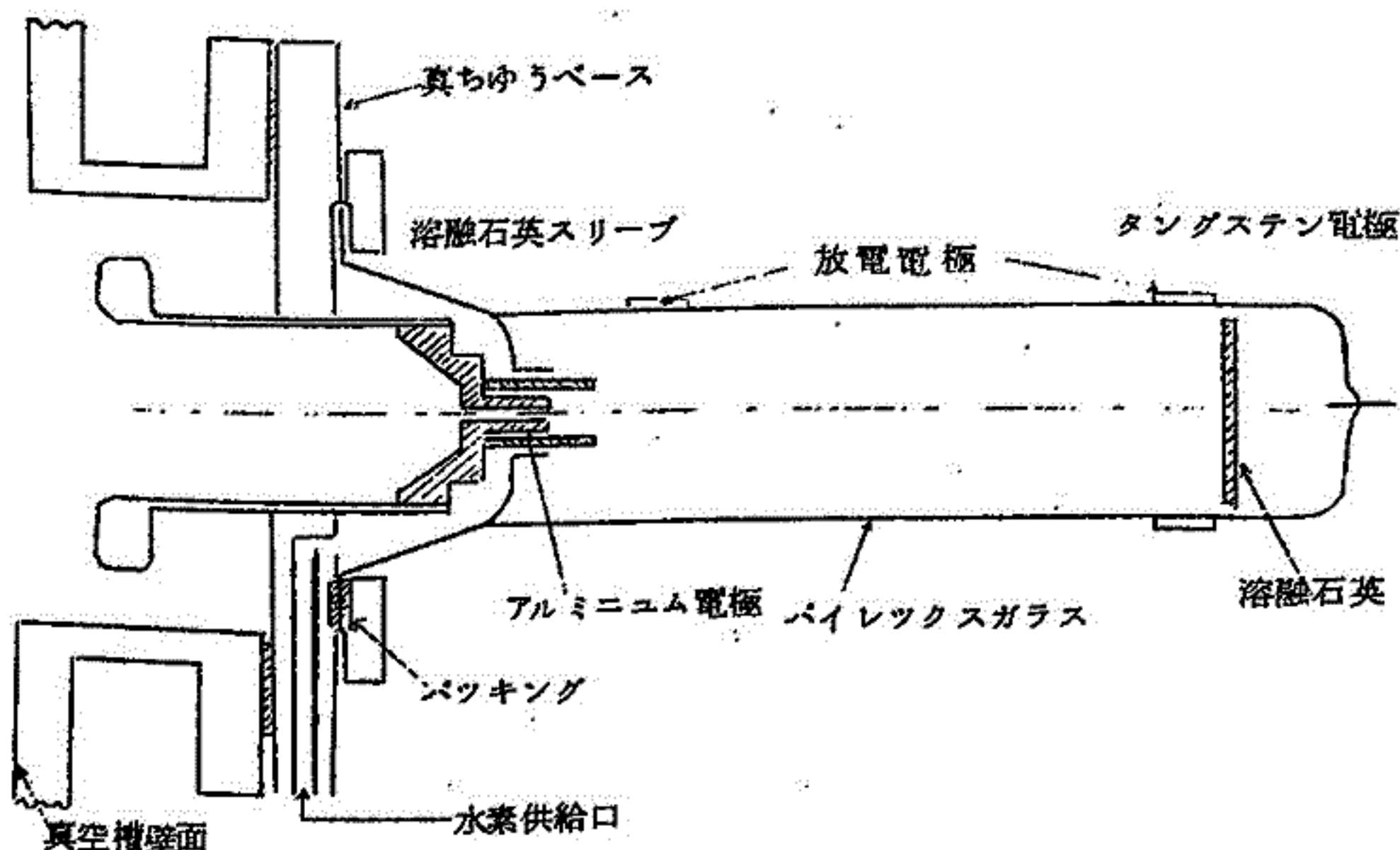
竹屋 芳夫 奥本 隆昭

服部 勉

(大阪市立大学工学部)

Faraday Cup に電子レンズを適用して、その精度、指向性等の特性を向上させ得ることはすでに報告したが、そのことを実験的に確かめるために、Faraday Cup が対象としている Solar wind や太陽爆発に伴なうプラズマ中のイオンを模擬したものとして、プロトンビーム源を製作したので報告する。

本装置は加速器用イオン源を参考にしたもので概略を図に示す。一気圧の水素容器からニッケル拡散法で導入された微量の水素を、パイレックスガラス管内で高周波放電させ、後部電極に高電圧を印加しプロトンを射出する。プロトンは収束用磁界によりビーム状になって、約 10^{-5} mmHg に排気された鉄製真空容器に流入する。プロトンビームの速度は、Faraday Cup が対象としている宇宙空間の値となるように、射出電圧を 3,000 V まで可変にし任意の値がとれるようになっている。イオン密度は約 $10^8 \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ で、これはビームの出口から 40 cm の所におかれた直径 3 cm の平板プローブによって測定した。



6 5 オプティカル・ポンピングによる磁力計 VII

小 川 徹

(同志社大学工学部)

オプティカル・ポンピングによる磁力計の誤差を少なくするため、対称スペクトル方式を考へ基礎的な実験をつづけている。磁力計の角度依存性については前回に報告した。最近アルカリ原子槽の隔壁に小さい穴を数個設け、それによる拡散により、温度、光源の強さ等の変化に対しても誤差が少くなるようにした。穴の大きさは原子と緩衝気体との間の緩和時間および拡散係数により決定されるので、現在までに知られている諸元に基づき設計を行った。緩衝気体として例えば Ne を用いた時、その圧力 100 mmHg に対し穴の直径は 0.6 cm 程度となる。

現在試作された原子槽につき実験中である。

67 エクスプローラ30号による太陽放射の観測 Observation of solar radiation by Explorer 30

照尾和昭

(京都大学工学部)

1965年11月18日に打上げられたエクスプローラ30号 (IQSY Solar Explorer) を利用して太陽放射の観測を行なった。この人工衛星は高度700~900km、周期約101分の軌道上で、太陽X線、紫外線を8種の Photometer (0.5~3, 2種の1~8, 1~20, 8~16, 44~60, 1,080~1,350および1,225~1,350 Å) によって測定し、リアルタイムでテレメータを送っている。

京都大学では電離層研究施設宇治分室において先に文部省科学研究費 (超高層特定研究) を受けて試作完成した追尾用アレイアンテナを用いてこのテレメータの受信を行なっている。

表に観測結果を示す。短かい波長帯では感度が低く良好なデータは得られなかった。観測値を人工衛星が一度通過する時間 (約15分) にわたって平均し、さらに観測期間中の最大値を1とするノルマライズを施して表にしてある。

X線および紫外線と他の太陽放射との関連を調べることは興味深いが、現在までの資料では未だ統一的な視野の得られる段階ではない。例えばフレアとの関係について、あるときは大きなフレアの数日あとに放射量の増加が見られるが、また別のときには静穏と思われる頃にX線の増加が見られる。このような現象は波長帯によっても異なり、殊にX線と紫外線とでは傾向の逆になる場合さえあった。

表
表

Date	Time	1-20A	8-16A	44-60A	1080 -1350A	1225 -1350A
1965						
Dec.	19 2146	. 113	. 129	. 205	. 521	. 147
	21 0613	0	. 111	. 194	. 506	. 097
Dec.	29 0403	. 356	. 381	. 375	. 449	. 124
	31 0304	. 779	. 989	. 682	. 532	. 419

1966

Jan.	4	0245	0	. 057	. 210	. 479	. 333
	5	0220	. 144	. 060	. 235	. 505	. 432
	6	0152	?	. 034	. 208	. 434	. 232
Jan.	23	1133	?	0	0	. 548	. 546
	23	2033	. 379	. 058	0	. 969	. 777
Jan.	29		0	0	0	. 698	. 137
Mar.	21	0437	. 768	. 231	0?	. 614	. 104
	22	0407	. 765	. 242	0?	. 495	. 112
Mar.	30	0152	1. 000	. 399	0?	. 771	1. 000
	31	0124	. 930	. 401	. 077	1. 000	. 453
Apr.	6	0010	. 500	. 590	. 655	. 563	. 230
	6	2342	. 953	1. 000	1. 000	. 553	. 177
	7	2312	. 832	. 951	. 850	. 490	. 144

68 国分寺における Explorer XXX (太陽 X 線観測衛星) の観測

前田力雄 大塩光夫 荒木一則 東村政市 杉内英敏
(郵政省電波研究所)

静穏時の電離層 D、E 領域に対する太陽 X 線の電離効果を調べる為に、1965 年 11 月 18 日に打上げられた人工衛星 Explorer XXX (NRL SOLRAD8) の国分寺上空通過時に於ける太陽 X 線情報を受信した。

観測波長領域の有効なもの (不飽和成分) は 0~3, 0~8, 8~12, 及び 8~20 Å であり、テレメーター方式は搬送波 136.530 Mc/s の FM/AM である。

今回は 1966 年 3 月分に就いて報告する。又、Explorer XXX の国分寺上空通過と同時に、2.0 及び 2.4 Mc/s の電離層吸収実験を行なった。

代表的な地方時に於ける一ヶ月の統計的な太陽 X 線スペクトルより、D、E 領域の電子密度高度分布を算出した。この結果から求められる吸収量 (吸収波反射高以下に於ける) と、地上から観測された電波吸収量とを比較して、太陽 X 線の D、E 領域に対する電離寄与を調べた。

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that this is crucial for ensuring the integrity of the financial statements and for providing a clear audit trail. The text notes that any discrepancies or errors in the records can lead to significant complications during an audit and may result in legal consequences for the company.

2. The second part of the document outlines the specific procedures that should be followed when recording transactions. It details the steps from identifying the transaction to the final entry in the accounting system. The text stresses the need for consistency and accuracy in the data entered, as well as the importance of reviewing the records regularly to catch any mistakes early on.

3. The third part of the document addresses the role of internal controls in the recording process. It explains how these controls help to prevent and detect errors and fraud, thereby protecting the company's assets and ensuring the reliability of the financial information. The text provides examples of common internal controls and discusses how they should be implemented and monitored.

4. The fourth part of the document discusses the impact of technology on the recording process. It highlights the benefits of using accounting software, such as increased efficiency and accuracy, but also notes the potential risks associated with relying on technology. The text advises companies to choose a reliable software provider and to implement strong security measures to protect their data.

5. The fifth part of the document concludes by summarizing the key points discussed and reiterating the importance of a robust recording process. It encourages companies to regularly review and update their procedures to stay current with best practices and regulatory requirements. The text ends with a statement of confidence that following these guidelines will lead to more accurate and reliable financial reporting.

69 Plasmapause の成因

西田篤弘

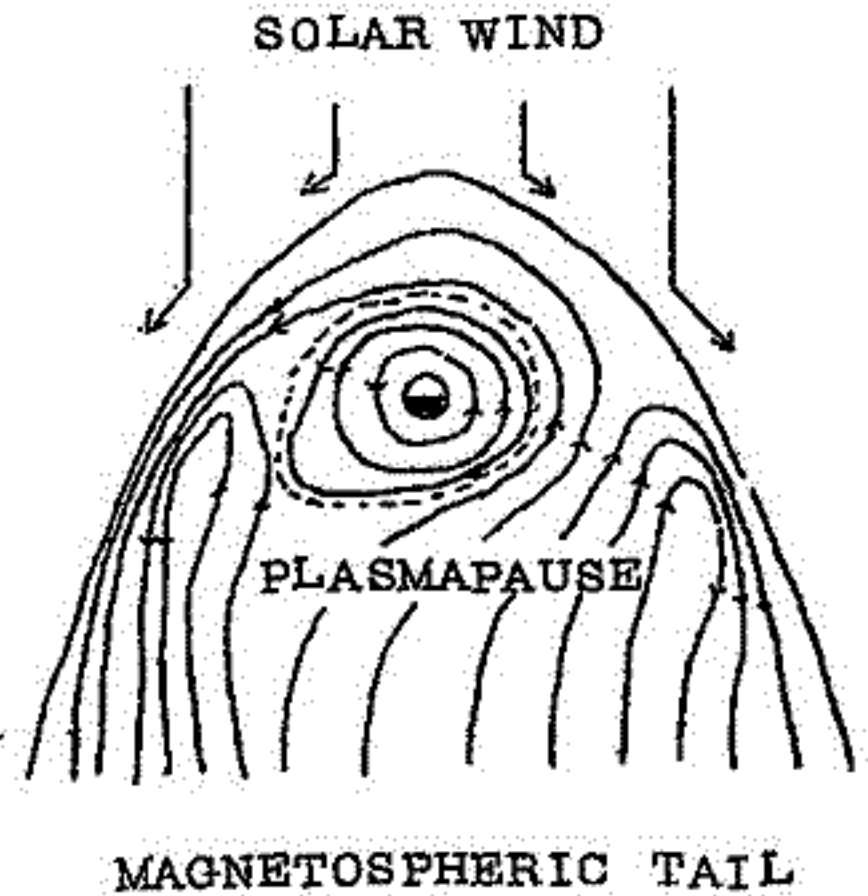
(東大、理)

Axford and Hines (1961) によって示されたように、磁気圏内には大規模な対流が存在する。この対流は、太陽風からの粘性的な力によって生ずる流れと、自転運動の和である。このうち前者について A-H は、この流れは地心より $4.5 R_e$ 程度の距離で赤道面を切る磁力線より内側には侵入しない、と仮定した。しかし、各種の磁場変動、特に昨春の本学会で報告した新種変動は、この流れが地球のごく近傍まで侵入する事を示唆している。この観測事実に基づいて A-H の対流系を修正し、更に磁気圏尾の存在をも考慮して得られた対流系を附図に示す。

図に見られるように、磁力線は対流によって尾部を通過するものと、そうでないものとに分れる。尾部では、磁力線に沿うプラズマ運動の結果、プラズマが惑星間空間に逃散することが可能と思われる。磁気圏プラズマの温度は 10^4 K 程度であるため、この逃散速度は極めて大きく、一磁束内のプラズマは、数時間以内に失われる。これに対して低高度からのプラズマの供給は、低圧及び重力効果のため、この逃散による損失を補うに足らぬであろう。

従って、対流によって磁気圏尾を通過する種の磁力線上では、プラズマ密度は平衡理論によって予測されるものに比べ、はるかに小さいであろう。この結果、この種の磁力線上と、磁気圏尾を通過せず、プラズマを失わない磁力線上とでは、プラズマ密度に差ができるであろう。Carpenter (1963) などによって見出された plasmapause は、この二種の磁力線群の境界面であると思われる。

夕方の子午面付近では、この境界面をはさんで対流速度が shear を持っている。この shear から流れに乱れが生ずるため、夕方近くに plasmapause で多くの whistler duct が観測されるのであろう。この事を加味すると Carpenter によって報告された plasmapause 位置の LT 依存及び plasmapause より内部でのプラズマ運動の特性が上記のモデルによって理解できる。又、Kp 増加に伴う plasmapause 位置の内側への移動は、Kp 増大に伴って粘性的な力による流れの強度が増大する事に起因しているのであろう。



70 磁気圏内での HM-Wave の Excitation について

加藤 愛雄, 樋口 喜啓
(東北大学 理学部 地球物理学教室)

磁気圏内における Proton Stream と HM-Wave との Cyclotron Instability による HM-Wave と Proton Stream との相互作用について調べてみた。Gyrating Proton Stream と Stationary Plasma とが存在する Plasma-Beam System に対する Dispersion Equation を Exact に数値計算し、Gyrating Proton Stream の Density の変化による、Growth Rate の変化を求めてみた。

さらに、J. Neufeld and H. Wright* との結果と比較してみることにする。

* Excitation of Hydromagnetic Waves by a Gyrating Proton Stream.

Phys. Fluids., 8 2281~2287 (1965)

7.1 磁気圏内の有限振幅電磁流体波の構造

玉尾 孜, 奥沢隆志
(東大 宇宙航研)

Solar wind pressure の急増に依る磁気圏の圧縮に伴って発生すると考えられる有限振幅電磁流体波の構造を時間 - 空間的に追跡した。solar wind particle は磁気圏内に侵入しないとして一次元の非定常ピストン問題として数値解を Neumann - Richtmyer の artificial viscosity を導入する方法で求めた。

(I) model

初期状態に於いて磁気圏と太陽風は $10 R_E$ で圧力平衡にあり、磁気圏内の磁場分布は Mead に依るものを用い、プラズマ密度は地心距離の逆三乗に比例するとした。 $10 R_E$ での磁場は 70γ 、密度は $80/cm^3$ 、温度は $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ の等温を用いた。太陽風圧力は初期の平衡値の 8.5 倍に階段函数的に急増したとして、それ以後のピストン及びその前面の波面の運動を追跡した。

(II) 結 果

- (i) 8.5 倍の圧力増加は $7 R_E$ で圧力平衡になる値であるが、その間のピストン速度の値は、準定常モデル (Ferraro model) に比して、プラズマの慣性の為に shock モデルの方が小さい。
- (ii) F-model では磁気圏表面の磁場の値は $1.0 R_E$ から $7 R_E$ 迄単調に増加するのに反して、shock model では、shock の形成以後は全圧力平衡が太陽風圧力との間に成立し、以後ずっと持続される。従って initial phase の磁場の増加に対応した磁場の増加が始めから存在する事になる。(磁気圏表面の東向き電流の大きさは $7 R_E$ の値を始めから保つ)。
- (iii) 有限振幅波は地球半径の 5 倍附近で linear wave に decay するが、それより外側では波面の通過後磁場、圧力の増加が著しく、特に $6 R_E$ より外側では圧力増加は 300 倍以上に達する。 $P/H^2 / 8\pi \approx 3/5$ 程度迄加熱されるから 100 eV 程度迄プラズマの温度を上昇させる事は容易である。
- (iv) $r \approx 5 \sim 6 R_E$ の間の圧力増加に依る電流は表面電流と同様東向きであり、地上の磁場の増加に寄与していると考えられる。
- (v) shock の形成直後は磁気圏の非一様性が余り利かないから stationary shock

に近いと考えられる。両者の比較を下表に示す。従、Morton に依れば cold plasma での shock の条件は $V_1/V_A \geq 2.47$ である。

	Present Model	stationary shock	
	(Non-steady)	Collisionless	collision effective
shock intensity,	85	85	85
Compression ratio,	2.3	2.30	2.50
piston speed, V_p	1.5 (max)	1.40	1.50
speed of wave front V_f	255	257	250

7.3 太陽風電磁流体衝撃波と磁気圏との相互作用

玉尾 孜

(東大 宇宙航研)

太陽風衝撃波が地球表面で磁場の変動を生じさせる間は巨視的に見て、bow shock front, 磁気圏表面及び plasma pause の三つの不連続面が存在すると考えられる。従って、この様な不連続面を通過する事に依って shock strength がどの様に变化するかを知る事は、磁気圏内の電磁流体波、太陽風の強さ、地上での磁場の増加を対応させるに必要である。特に plasma pause の直ぐ内側は shock を増大させると考えられるから、高緯度地方の磁気擾乱の原因として有望である。

quiet solar wind として $U=300\text{km/sec}$, $T=2 \times 10^5 \text{°K}$, $B \approx 5\gamma$, $n=10/\text{cm}^3$ を用いると bow shock intensity は約 30 程度。一次元の Stationary shock と不連続面 (shock front を含む) との相互作用として collisionless 及び collision effective の場合に就いて shock strength の変化を求めた。一例を挙げると入射衝撃波の強さが 200 (これは波面背後の流体速度 = 850km/sec に相当) の場合、bow shock を通過する事に依って shock strength は 10 に減少するが plasma pause ($\Delta n \approx 100$) を通過すると再び 600 程度迄増加する事が見出された。従って磁気嵐の前から plasma pause が存在するとすれば、plasma pause を通る磁力線附近の高緯度では大きな磁気擾乱が期待される。

initial shock strength ξ_i	velocity km/sec	bow shock ξ_t	plasma pause $\xi_t (\Delta n = 10^2)$
50	580	3.5	80
100	670	6.2	280
150	770	8.2	430
200	850	10.0	600

7.6 磁気圏尾部内の磁場について

前田 憲一
(京都大学工学部)

IMP-1 衛星の実験によれば、磁気圏半径は約 $10 r_e$ (地球半径の10倍)、太陽と反対の方向に半径約 $20 r_e$ の円筒型尾部を持っていることなどが明らかになった。midgley や mead の計算により上述の観測結果の大筋のところは説明されることとなったが、磁気圏尾部内の磁場は説明困難である。すなわち赤道面付近では磁場はこれと殆ど平行であるというのが観測事実である。

本論文は上記の磁気圏尾部内の磁場の構造を解釈しようと試みたものである。

磁軸が地球回転軸に対して傾いていることから、回転する磁気モーメントが存在する。このモーメントにより磁気圏境界(半径 $10 r_e$ の球面)に磁場源が分布し、この為に附近にポテンシャル場(A)を生ずる。この(A)場は境界球面の内外に跨る薄い shell 状空間に分布する。

このポテンシャル場Aの影響は2通りにわけられる。その(1)は、shell 内に電流系を生じ静電場が発生し、南北両半球で非対称な成分があれば磁力線に沿って電流が流れる。これを磁気力線電流と呼ぶ。

その(2)は、shell 内 静電ポテンシャル(S)が外部($r > 10 r_e$)に伝わり、このために僅かながら各距離 r の球面に電流系を生ずる。これを水平電流と呼ぶ。

以上2種の電流によって磁気圏尾部($r > 10 r_e$)内に発生する磁場を計算した。

計算には種々近似を行ったが、尾部の赤道面付近で磁場が主としてこれに平行になることが導かれた。但しこの場合平行する向きが1日に1回ずつ交番するのであって、これは本論文の出発点か

ら見て当然のことであるが、これが実際の場合に照らして果して合致するかどうかは未だはっきりしない。

77 無衝突プラズマの磁場を横切る実効的熱輸送に関するシミュレーション

大林辰蔵，津田孝夫
(京大工)

観測事実をもとにして地球磁場キャビティ面を横切る熱伝導度の推定ができる。一方この辺のプラズマは衝突回数が非常に小さく、熱伝導度の古典的公式が与える値は、上述の観測の側から要求される値の約百万分の1程度でしかない。この矛盾を調べるために無衝突プラズマの計算機によるシミュレーションを行ない、どの程度の実効的熱輸送が起るか調べた。いくつかの問題がまだあるが、一応上述の古典的公式が示すよりはるかに良く熱輸送が行なわれることが判明し、大体観測程度の値が得られることがわかった。

79 Interplanetary sector structure と geomagnetic disturbance について

加藤愛雄，桜井亨
(東北大学 理学部 地球物理学教室)

1963年 November より、1964年 Februaryの期間について、IMP-Iで観測された Interplanetary magnetic field 及び plasma ion current flux の data と地上での磁場の観測とを対応させ地球磁場変化の原因を検討したい。

1. Interplanetary sector と geomagnetic disturbance の関係
Si, SSC, Sg について

2. 太陽面磁場と geomagnetic disturbance との関係
特に Sector boundary における disturbance について

3. Interplanetary sector structure の継続
1963年 sector asymmetry

1964年 この傾向はなくなる。

80 PCA eventをおこす flare の太陽面経度分布

山本 実, 桜井邦明, 大林辰蔵
(京都産業大) (京大工) (京大工)

Resolute Bay の fmin のデータを用いて1957年より1963年までのPCA event をF type F* type, S type, その他に分類しその Source flare の太陽面上の分布を解析した結果について報告する。

PCA の source flare の経度分布が、時期によってずれのあること、Solar proton の太陽—地球間の伝播時間の太陽面経度変化、source flare の位置と太陽面の活動領域の関係など、今迄いろいろ発表されていることであるが、追試してみた。

81 変化する電磁場中における荷電粒子の運動(II)

桜井邦明
(京大工)

Hydromagnetic な近似の場合には、電場は $E = -(U/c) \times B$ 及び $\partial B / \partial t$ の誘導電場で与えられる。然るに、プラズマ中では静電波に伴う電場なども存在する。このような電場を考慮して荷電粒子の運動及び加速機構を取り扱う。磁場の運動速度、電場によるドリフト速度が小さい場合には

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{M_r}{\gamma} u \cdot \nabla B + m_0 \gamma \sqrt{u} u \frac{\partial e}{\partial s} + \frac{M_r}{\gamma} \frac{\partial B}{\partial t} + \left[\left(\frac{M_r c}{B \gamma} e \times \nabla B \right) + \frac{m_0 \gamma c}{B} V_n^{*2} \left(e \times \frac{\partial e}{\partial s} \right) + Ze V_n e \right] E_p$$

でエネルギー変化率が与えられる。E_pは静電波に伴う電場や静電場から成る。今、平均加速率を

$$\text{求めると} \quad \frac{\partial W}{\partial t} = 4 \left(\frac{u}{c} \right)^2 \frac{W}{T} + \left\langle \frac{\sin^2 \alpha}{2B} \frac{\partial B}{\partial t} \right\rangle \frac{p^2 c^2}{W} + 4 \left(\frac{E_p}{B} \right)^2 \frac{W}{T} + \frac{ZeV}{T}$$

となる。但し $T = \int ds / (V \cos \alpha + u_{\parallel})$, $V = \int E_{p\parallel} ds$

電場 E_p が静電波に伴うものゝ場合には、粒子速度が波動の位相速度から外れる時、長時間の平均を考えると $V \rightarrow 0$ となり、電場による加速は不可能となる。一般に、加速は (波の半波長) / (粒子の波に対するみかけの速さ) \leq (みかけの半周期) の間で起るので、粒子の集群作用の発生が期待される。Fermi , betatron 両加速に対して電場による加速の効率は非常に高いので電子加速の場合、電離損失を考慮しても有効であることが示せる。太陽フレアに伴う電子加速の場合に、電場の作用が考えられるのは First phase においてである。

82 太陽フレアに伴う高速電子の加速と放射

桜井邦明

(京大工)

太陽フレアに伴って高エネルギー電子が多数発生することが知られている。これら電子は種々のスペクトル型の電波バーストの放射源となる。太陽フレアの際のこれら電子の加速は先ず、Explosive phase において起り、次で Expanding H.M. Shock に伴って起るものと考えられる。Explosive Phase においては、黒点磁場の力線の時空的な変動と同時に、静電波も発生すると思われる。この phase の発生域では、電子電離損失が大きく、Fermi , betatron 両加速の有効性は著しく減殺される。電場による加速率は 10^{-7} V/cm 程度で前二者より大きくなる可能性がある。III型電波バーストにみられる特性は電場による加速の可能性を示唆する。

Expanding shock に伴って、shock の前面の磁場で trap された電子は Gyration の度に加速される。この電子加速は shock の消滅に伴い終るが、加速電子は黒点上空の磁力線に沿って外部空間へ放射されて行くと思われる。

8.3 Thermal Instability of a Conducting Fluid Heated from below in a Horizontal Magnetic Field

桜井 邦 明
(京大工)

太陽黒点磁場は光球内部のトロイド磁場の一部が光球面より上に現れて形成するものと考えられている。黒点の発生域は太陽活動期を通じて局在性を有することも知られている。このことは光球内部の対流のパターン関係があるものと考えられる。今、光球内部における対流と磁場との関係を調べる試みとして表題の如き計算を行なう。解かるべき方程式は

$$[(D^2 - a^2)^2 + Q a_x^2] W = \left(\frac{g \alpha d^2}{\nu}\right) a^2 \bar{h} \quad (1)$$

$$(D^2 - a^2) [(D^2 - a^2)^2 + Q a_x^2] W = -R a^2 W \quad (2)$$

$$D = \frac{d}{dz}, \quad a^2 = a_x^2 + a_y^2$$

で、この場合、磁場は Horizontal で x 軸方向にかゝっている。critical Rayleigh number は

$$R = \frac{\int_0^1 (|DF|^2 + a^2 |F|^2) dz}{a^2 \int_0^1 \{ |(D^2 - a^2)^2 W|^2 + Q |a_x W|^2 \} dz} \quad (3)$$

$$F = [(D^2 - a^2)^2 + Q a_x^2] W$$

で与えられる。

8.4 温度勾配を伴う電磁流体波について

加藤 愛 雄 , 田 中 稔
(東北大学 理学部 地球物理学教室)

平衡からの deviation を示す全ての量は、 $e^{-i\omega t + ikr}$ の如く変化したと仮定しプラズマ圧力は磁場の圧力よりも小さいとする。流体力学的近似では一次方程式は Z 軸に平衡な磁場 H_0 、電流を j_0 、 $\rho_0 = M i n_0$ 、 $\xi = \frac{1}{W} V$ (平衡からのプラズマの変位)、 H (磁場の摂動) とすれば

$$-\omega^2 \rho_0 \xi = \frac{1}{4\pi} [(K \times H) \times H_0] \quad (1)$$

オームの法則は

$$E = -\frac{1}{c} V \times H + \frac{1}{\sigma_0} j - \frac{1}{\sigma_0} \frac{d \ln \sigma_0}{d \ln T_0} \frac{T}{T_0} j_0 \quad (2)$$

Maxwell の式 $\frac{\partial H}{\partial t} = -c \operatorname{rot} E$ にこれを代入すると

$$H = i \frac{4\pi \sigma_0 \omega}{4\pi \sigma_0 \omega + i k^2 c^2} [K_2 H_0 \xi - H_0 (K \xi)] - \frac{4\pi c}{4\pi \sigma_0 \omega + i k^2 c^2} \frac{d \ln \sigma_0}{d \ln T_0} [K \times j_0] \frac{T}{T_0} \quad (3)$$

ジュール熱を無視し磁場に沿う熱伝導度のみを考えれば電子温度 T の一次の熱平衡方程式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (V \nabla) T + \frac{2}{3} T_0 \operatorname{div} V = X \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + X \operatorname{div} [h_0 (h \nabla P_0)] \quad (4)$$

ここで $h_0 = \frac{H_0}{H_0}$ $h = \frac{H - h_0 (h_0 H)}{H_0}$ X : 熱伝導度

以上の諸式より dispersion を求めると

$$\left(\omega^2 + \frac{i c^2 k^2}{4\pi \sigma_0} \omega - V_A^2 K_z^2 \right) (\omega + i k_z^2 x) + i (V_A^2 + i x \omega) K_z^2 \nu_0 = 0$$

$$\nu_0 \equiv \frac{K_z j_0 c}{K_z H_0 \sigma_0} \frac{d \ln \sigma_0}{d X} = \frac{3}{2} \frac{K_z j_0 c}{K_z H_0 \sigma_0} \frac{1}{T} \frac{dT}{dX} \quad (5)$$

Strong magnetic field の場合 Kadomtsev (1962) は $V_A K_z \gg X k_z^2 \sim \nu_0 \sim \frac{c^2 k^2}{4\pi \sigma_0}$ の条件のもとで line of force が Screw-shaped になる Instability を示し粒子の損失について論じたが、ここで我々は X を無視すると(5)は

$$\omega^3 + \frac{i c^2 k^2}{4\pi \sigma_0} \omega^2 - V_A^2 K_z^2 \omega + i V_A^2 K_z^2 \nu_0 = 0 \quad (6)$$

この dispersion equation を $\omega_r \gg \omega_i$ の近似のもとで温度勾配が生じた場合、H M波の成長又は減衰がどの程度になるかについて調べ、磁気擾乱の後半部に多い ($K=2 \sim 4$) Pc 3中の Beating type への応用を試みることにする。

85 Solar wind model からみた recurrent type SI^+SI^- pair に関する一考察

加藤愛雄, 森洋介

(東北大学 理学部 地球物理学教室)

Solar corona の温度は、熱伝導だけによって減衰しているという仮定のもとに、一つの solar wind model を考え、この Model から C.P. Sonett, et al. が述べている recurrent type SI^+SI^- impulse pair について考察する。

先ず、coronal particles は、或る level $r_g(T_0)$ までは太陽重力場の作用のもとに、太陽と共に運動しており、この critical level $r_g(T_0)$ 以上では radial 方向に進むことになる。

ここで $r_g(T_0)$ 以上の stationary state での velocity $v(r)$ は

$$v(r) \approx C_0 \left\{ \frac{87}{7} \left[\frac{16}{7} \frac{C_0^2}{W^2} \right]^{2/5} - 16 \left(\frac{a}{r} \right)^{2/7} + 2 \frac{W^2 a}{C_0^2 r} \right\}^{1/2}$$

$$C_0 = \left[\frac{2kT_0}{M} \right]^{1/2}$$

$$W = \left[\frac{GM_\odot}{a} \right]^{1/2}$$

又 $r=r_g$ で $\phi=\phi_0$ である磁力線の方程式は、

$$\phi - \phi_0 = \int_{r_g}^r \frac{v(\phi)}{r} \frac{dr}{du(r)} \quad v(\phi) = \omega(r - r_g)$$

$$\approx \omega \sum_{k=1}^n \left\{ \frac{1}{v(r_g)} (n - n_{-1}) - r_g \ln \frac{n}{n_{-1}} \right\}$$

で与えられる。

今 M-region の温度が、他の region に比べて高温になっており、しかもそれが quasi-stationary に存在しており、上で与えた velocity 及び磁力線の式がそのまま適用できるとした場合について検討する。

86 太陽粒子波と月面の明るさとの相関関係

松島 訓

(アイオワ大学, 東大・理)

Mariner II による惑星間プラズマ波の観測の結果、Solar Wind の速度と K_p 係数との間に密接な関係のあることが示された。この点に注目してフランスの Danjon 等によって組織的行なわれた過去18回に及ぶ月蝕測光観測の data を調査した所、皆既蝕時の月面の明るさと K_p との間には、月の明るさが K_p の増加するに従って一方的に増大することが認められた。その関係は、Snyder 等の導出した Solar Wind の速度と K_p との関係式を用いて計算すると、月の明るさが速度の四乗に比例すると仮定すればうまく説明出来ることが解った。従って月蝕時の光度の変化は直接月面に衝突する Solar Wind による Luminescence によるものと解釈すれば、その際 Solar プラズマの密度又は Luminescence の効率の何れかが速度に比例すると仮定すれば良いことになり、定量的には惑星間を飛ぶ陽子として大体1cm³当り20及び30個の陽子が300乃至600km/sec の速度で動いていることを仮定すれば説明がつくことが解った。

更に全く同じ data を用いて、月の光度と地球の自転軸との関係を調べた所、 K_p の時程はつきりしてはいないが両者の間に相関関係が認められ、それは magnetosphere の tail が太陽と地球磁場の両極を含む面内で中心から軸に垂直な方向に伸びていると仮定すればうまく説明出来る様に見える。

本研究は米国立科学財団より支給された研究費、NSF、GF-4742及びNSF、GF-207によって行なわれたことを附記して感謝の意を表す。

87 山と地上の気圧より見た平均 気温日変化と宇宙線日変化

和田雅美，奥谷晶子
(理化学研究所)

宇宙線の太陽時日変化及び恒星時日変化と大気の気温日変化との関係を調べるのが目的である。

1) 気温日変化について

radio-sonde により測定された高層気温は日射の影響を受ける為に、不正確であり、且連続して測定されていないので、これから計算した高層気温日変化は極めてあいまいなものである。高層気温日変化は地上附近が大部分を占め上層では少い(～1/3位)という考えがあるので、地上附近の気層を全層の代りに使用してみる。そこで東京(20 m)、乗鞍(2770 m)、及び富士山(3773 m)で連続測定されている気圧の Data を使用し、次の Laplace の測高公式より地上附近の気層の平均気温日変化 ΔT を計算した。

$$\Delta T = 0.0342 h (\ln \bar{P}_1 / \bar{P}_2)^{-2} (\Delta F_2 / \bar{P}_2 - \Delta F_1 / \bar{P}_1)$$

ここで h は高度差である($\bar{P}_1 > \bar{P}_2$)。1957年から1965年迄計算した結果(a)全期間を平均した ΔT の振幅、位相は、東京・乗鞍間 0.77°C 、 1.66 h 、東京・富士山間 0.51°C 、 1.70 h となった。(b) ΔT は毎年安定した季節変化をする。東京・乗鞍間は春振幅が最大で(0.89°C 、 1.68 h)、秋最小(0.66°C 、 1.64 h)、夏冬は春秋の間となった。

2) 気温効果係数について

ΔT の季節変化と宇宙線日変化の季節変化から気温効果係数を求めた。4(季節) \times 9(年) $=$ 36点の Data を使用し最小自乗法的に計算すると、板橋と乗鞍とに於て Ion-Chamber により測定された Meson 日変化に対して、気温効果係数は夫々 -0.08% / $^\circ\text{C}$ 、及び -0.05% / $^\circ\text{C}$ となった。此等の係数は有意性がまだ十分でないのでさらに別の解析方法で調べる。

3) 太陽時日変化について

一応上の係数を使用すると、板橋及び乗鞍の Meson 日変化に対する気温効果分は位相が共に 4.6 h 、振幅が夫々 0.062% 、 0.039% となる、これで補正すると板橋及び乗鞍の Meson 日変化は夫々 0.11% 、 1.38 h 及び 0.19% 、 1.42 h となる。乗鞍で測定された Neutron の日変化は 0.23% 、 1.44 h であるから、結局板橋と乗鞍の Meson 及び乗鞍の Neutron の太陽時日変化は位相が一致して 1.4 h 頃となる(従って $1-\text{ry}$ 異方性の方向は

1.8 h頃)。

4) 恒星時日変化について

気温日変化が季節変化すれば、見緯上の恒星時日変化及び反恒星時日変化を生ずる。恒星時日変化の9年間の平均は 0.033°C 、6.9 h、反恒星時日変化のそれは 0.049°C 、4.7 hとなった。仮に係数を $-0.1\%/^{\circ}\text{C}$ として宇宙線中間子の恒星時日変化に換算すると 0.0033% 、1.8.9 hが気温効果分となる。この気温効果分は毎年ほとんど同様で安定している。これに対して、宇宙線強度の恒星時日変化は年毎に大きくばらつき、その平均も成分によって全くばらばらである。宇宙線は気温以外の色々な原因が加わって変化するから、気温補正量は比較的にみて非常に小さいものとなる。宇宙線の恒星時日変化の研究が精密化したとき、上記の気温補正量が問題になるであろう。

88 宇宙線日変化の永年変化(II)

北村 正 函 , 太田 垣三 和子
(気象研究所)

成層圏気温日変化に関する Harris の主張を考慮して、地上中間子成分の日変化に対する気温効果を補正し、それと山上中性子成分の日変化との比較を行い、更に太陽活動との関係について検討を行った。

結果として、太陽活動が小さくなるにつれて(I G Yから1964年に至るに従って)中間子成分の位相は前進し、中性子成分の位相はむしろやゝ後退し、従って両者の差は大きくなる傾向にあることが明らかになった。

この様な事実は、二方向モデル(惑星間空間における20 hと8 hの二方向の宇宙線非等方性)において、太陽活動の小さい時期には地球近傍において8 h方向から20 h方向にのびる太陽磁力線に沿って Outer solar system から inner solar system に侵入する粒子が増加し、太陽活動の大きい時期には、太陽プラズマ放出の増大によって、宇宙線粒子の侵入が阻止され、その量が減少することを考慮することによって説明される。

90 宇宙線の日変化

長島一男, 上野裕幸, 森 覚, 鷲坂修二*

(名大. 理)

(* 信大. 理)

宇宙線日変化から推定される宇宙線強度の異方性の方向は平均して18時(L.T)である。この説明として1, 2の理論が提出されているが、ここでは Parker の solar wind theory の modification により上記異方性が説明出来る事を示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla j$$

$$j = -D_{\parallel} (\Delta \rho)_{\parallel} j_{\parallel} - D_{\perp} (\nabla \rho)_{\perp} j_{\perp} + j \rho$$

Stationary state

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{ie} \quad \nabla j = 0$$

$\rho(r)$

$$\rho = \rho_{\infty} \exp\left(\int_r^{\infty} \frac{v}{A} dr\right)$$

$$j_r = -A \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho v = 0$$

$$j_{\theta} = -B \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{B}{A} \rho v$$

where $A = -(D_{\parallel} \sin^2 \varphi - D_{\perp} \cos^2 \varphi)$

$B = (D_{\parallel} - D_{\perp} \sin \varphi \cos \varphi)$

$$a_{\theta} \text{ (Amp of D.V.)} = 3 \frac{r \omega}{c} \frac{1 - R}{1 + R (\tau \omega / v)^2}$$

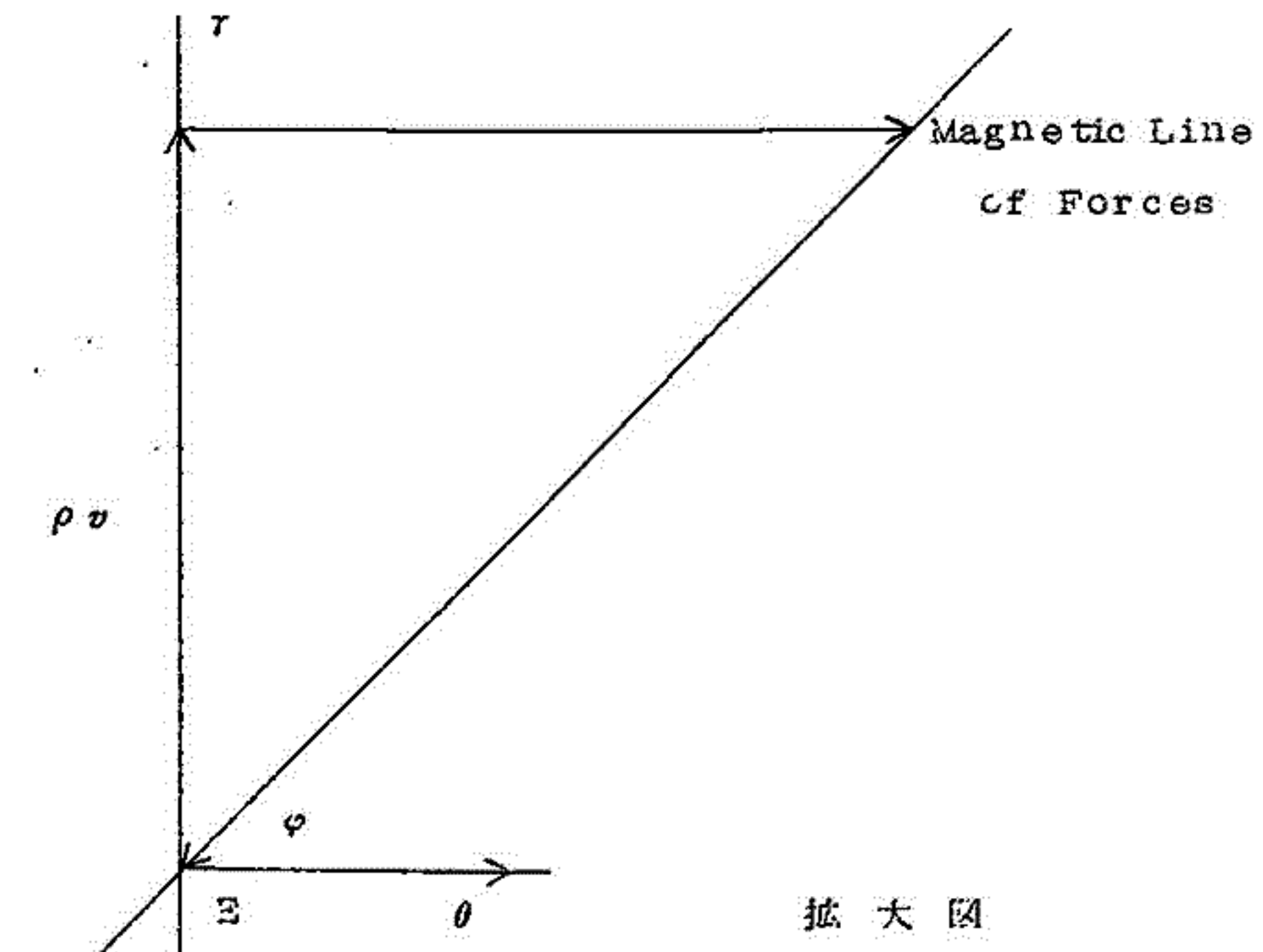
Phase = 18 h. l. t ($D_{\parallel} > D_{\perp}$)

where $R = \frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}$

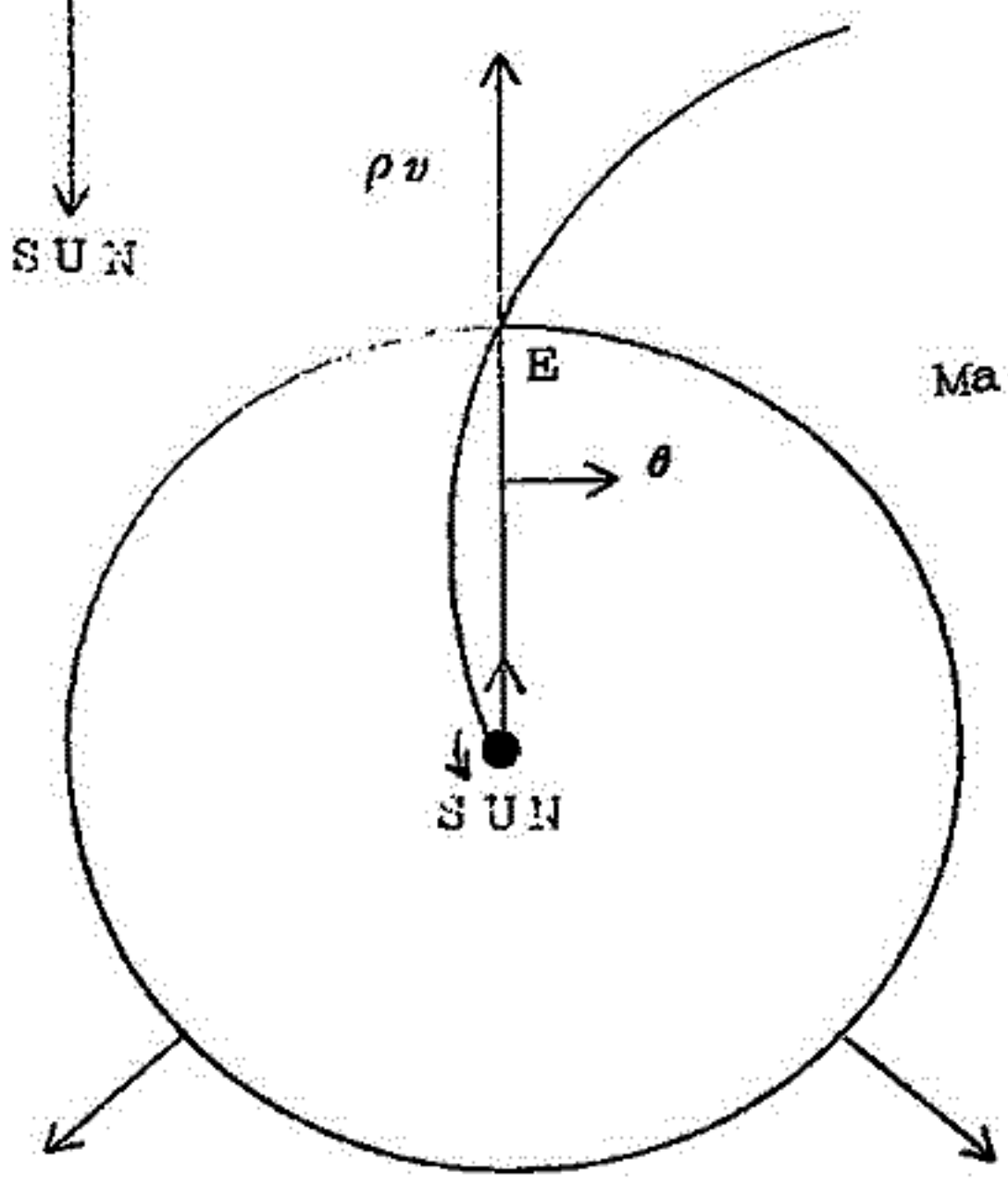
$R = 0 \quad a_{\theta} = 0.44\% \text{ (Theo)}$

$= 0.38 \text{ (Obs McC)}$

$R \approx 0.07$



拡大図



Magnetic Line of Forces

91 宇宙線強度南北差の週期性

村上一昭，奥谷晶子

(理化学研究所)

前に宇宙線強度の南北方向異方性について3例報告したが、今回は27日の太陽自転と関連して、宇宙線強度の南北方向での差を調べた。いろいろな場所の観測をIGY以後1963年まで太陽の自転に対してどうなっているかを見ると、平均として1st harmonic (27日)が大きく現われているが、北極に近い観測と南極に近い観測との強度変化の差を見ると、1st harmonicは殆んど消えて、2nd harmonic (27日/2)が可成り明瞭に現われた。このような週期性について述べる。

92 93 94 High counting rate 宇宙線計による 宇宙線日変化の性質 1, 2, 3

小玉正弘, M. Borcovitch, 長島一男, 森覚, 上野裕幸

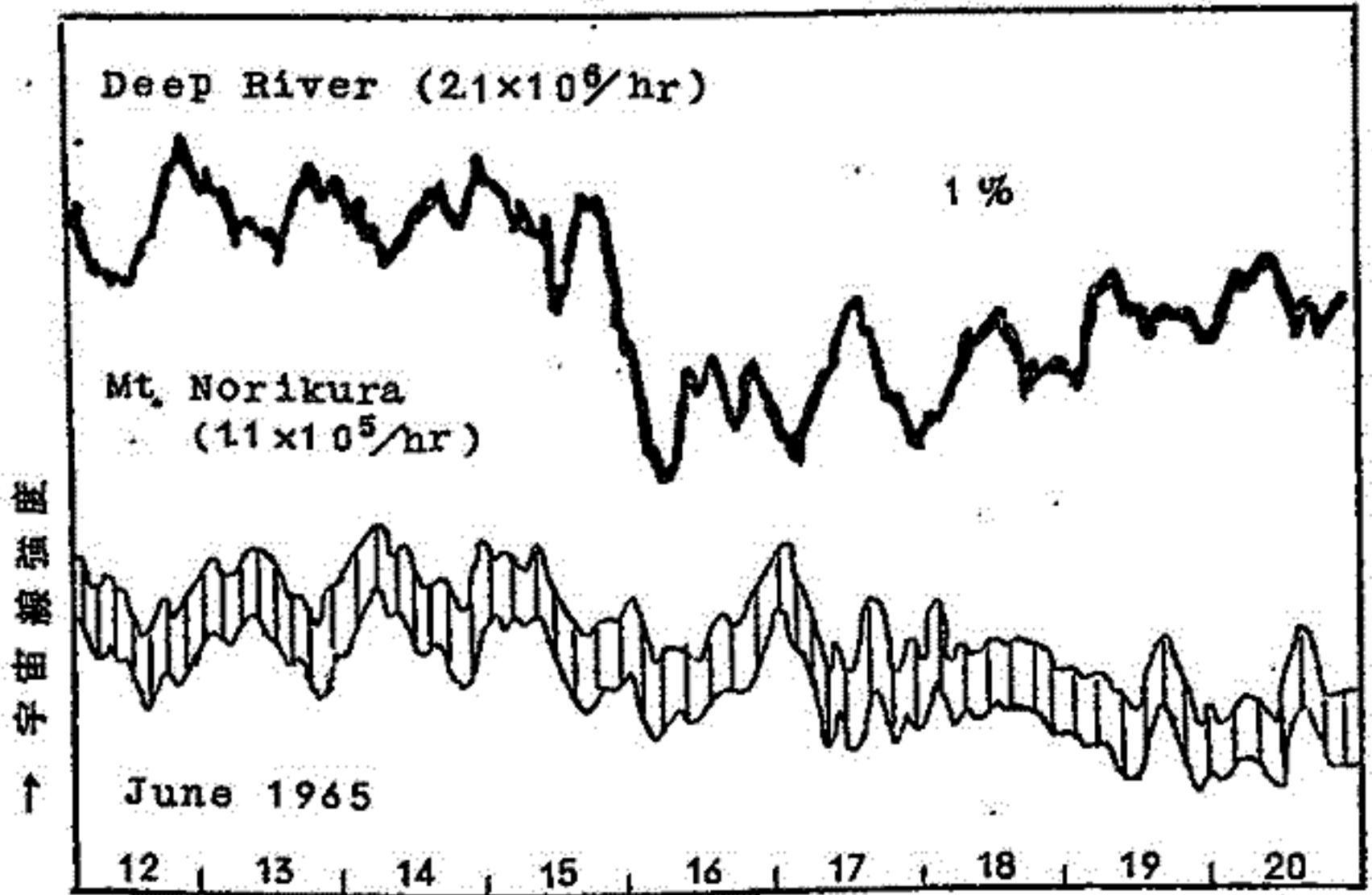
(理研) (AECL) (名大.理) ()

IGY以来全世界にばらまかれた宇宙線計の観測精度は、高々 $\sigma = 0.4\% / \text{hr}$ の程度であり、このため時間的変動の fine structure 例えば個々の station についての日変化の day-to-day 変化などの議論は困難であった。IQSYに入って Deep River で $\sigma \cong 0.1\% / \text{hr}$ の宇宙線計が発足したので、従来よりは詳しいデータ分析が可能となった。fig 1に neutron monitor の場合のIGYタイプとIQSYタイプとを比較して示した。

本報告では April 1962 - March 1964間の日変化の1st成分の2, 3の性質についてまとめてみる。

1. meson と neutron との振巾比及び time phase の差の議論から、観測される日変化の中、一定の1方向 anisotropy だけで説明される分は極めて僅かであり、大部分は激しく変動し2方向以上の anisotropy を仮定しないと説明できない。
2. 日変化は既知の27日周期変化や SSC-responseの他に、interplanetary magnetic field の sector boundary を感じて常に何らかの攪乱を起す。日変化ベクトルの summation diagram でその様子をよく見ることができるが、fig 2にその1例を示す。

fig.1.



Solar Rotation № 1786

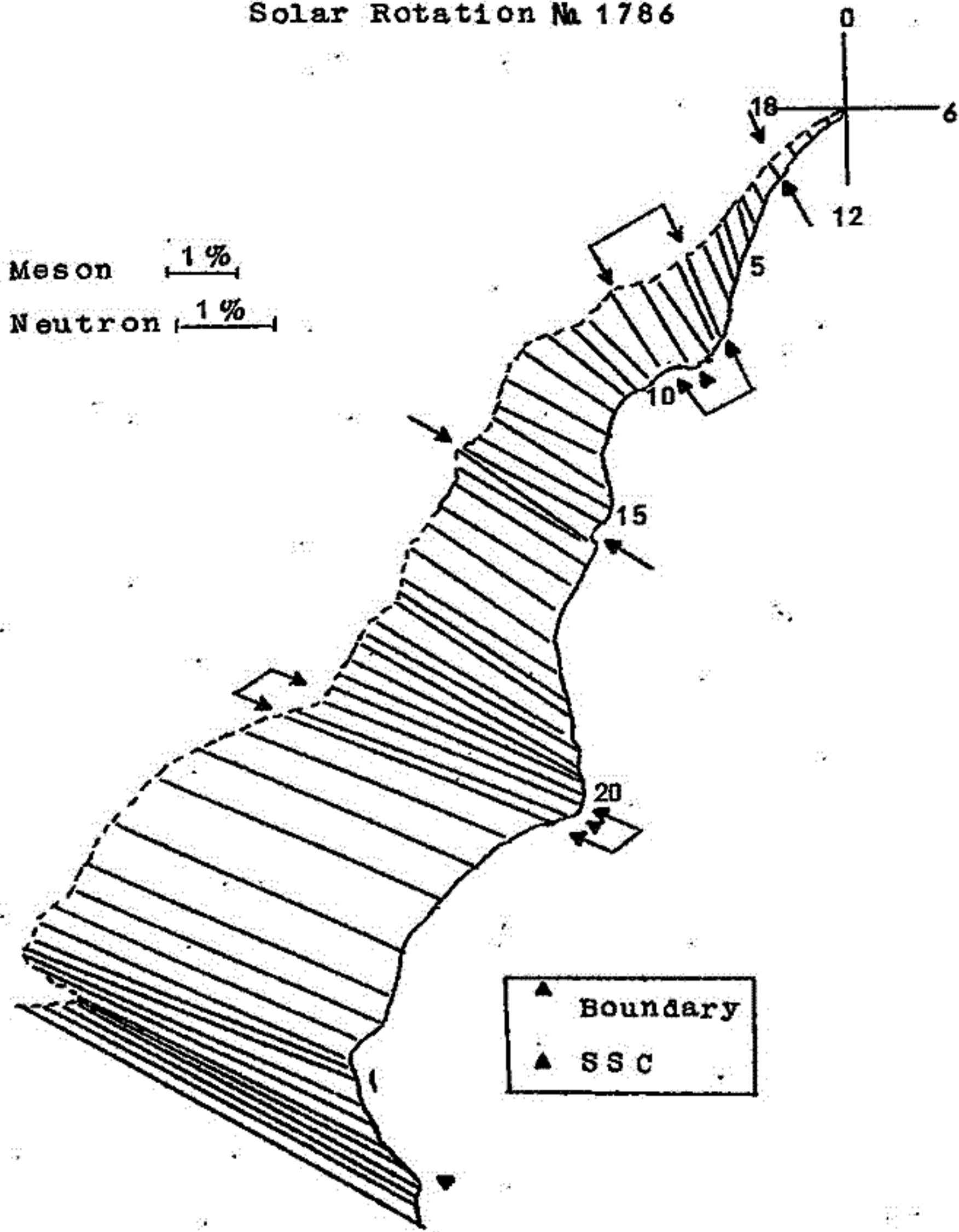


fig.2. 日変化ベクトルのday to day 変化

95 宇宙線強度の27日再帰性と その太陽地磁気活動との関連

森 覚

(名大・理)

我々はさきに、1962 AUG-1963 DECの18 SOLAR ROTATIONSにおいて宇宙線強度変化及び日変化が顕著な27日再帰性を示すことを指摘しそれと太陽地磁気活動との関連について述べた。この期間は MARINER XIV 及び IMP-I 等の人工衛星の観測もなされされており

(I) SOLAR WIND の VELOCITY, DENSITY 及び FLUX

(II) INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD の INTENSITY 及び STRUCTURE

(III) \sim MEV PROTON の CONTINUAL FLOW

等についていくつかの興味ある事実が発表されている。

ここでは27日再帰性を示す日変化について述べる。

この期間の27日再帰性を示す日変化は、一方向の「異方性」を仮定しては尙説明不十分であり「異方性」の二方向、或は多方向を示唆しているように思われる。今回はこの再帰性を示す期間について擾乱に対応する日変化(ΔDS)について

(I) 二方向の「異方性」を仮定し

(II) 期待値と観測値の残差平方和最小という考えで、最もよく合う、日変化の「方向大きさ及びスペクトル」を決めた。

結果を第1図に示す。

一方向は ~ 1.2 hr L.T. $m = 0.2$ の異方性であり

他の一方向は ~ 1.7 hr L.T. $m = +0.2$ の異方性

である。1.2 hr 方向の異方性は「擾乱に対する」PLASMA WIND による ENERGY MODULATION で説明され、1.7 hr 方向の異方性は、DENSITY GRADIENT による HIGH ENERGY PARTICLES の磁場の LINE OF FORCE に垂直方向の「DIFFUSION」で説明される。特にこの「DIFFUSION」から、DIFFUSION CONSTANT $D \sim 10^{24} \text{ cm}^2 / \text{sec}$ (10^{10} eV の PROTON に対して)が計算される。

これらの結果を惑星間空間の電磁気状態とあわせて解釈することを試みる。

0h
(%)

$\beta = 0.06\%$
 $\Theta_s = 25^\circ 6'$ $m = +0.2$

DEEP: DEEP RIVER
MT. WE.: MT. WELLINGTON
MINAG.: MINA AGUILAR
TOK.: TOKYO
MT. NO.: MT. NORIKURA

1.8h

6h

1.2h

$m = -0.2$
 $\alpha = 0.18\%$
 $\Theta_p = 138^\circ 0'$

第 1 図

96 宇宙線中性子成分の一次宇宙線に対する Response function の高度変化

近藤 一郎

(名古屋大学 理学部 物理)

地球上で測定される中性子成分の強度変化から、大気外からの一次宇宙線の変化を求めるためには一次宇宙線に対する Response function を知る必要がある。従来この Response function は中性子成分強度の threshold rigidity による変化からこれを求めているが、我々が新しく地球磁場中の高次成分を考慮した軌道計算から求めた Threshold rigidity を用いて改めて Response function を求めた。地上のみならず大気頂上近くの 680 g/cm^2 、 310 g/cm^2 についても結果を得た。

更にこれらの Response function と最近地上付近で得られた気圧効果係数の緯度効果、高度効果等とを組合せて consistent な結果を得た。

新しく得られた Response function と従来のものとの差についても議論する。

97 宇宙線による太陽系周辺の電磁的状态の推測

関戸 弥太郎, 神原 志津子

(名大. 理)

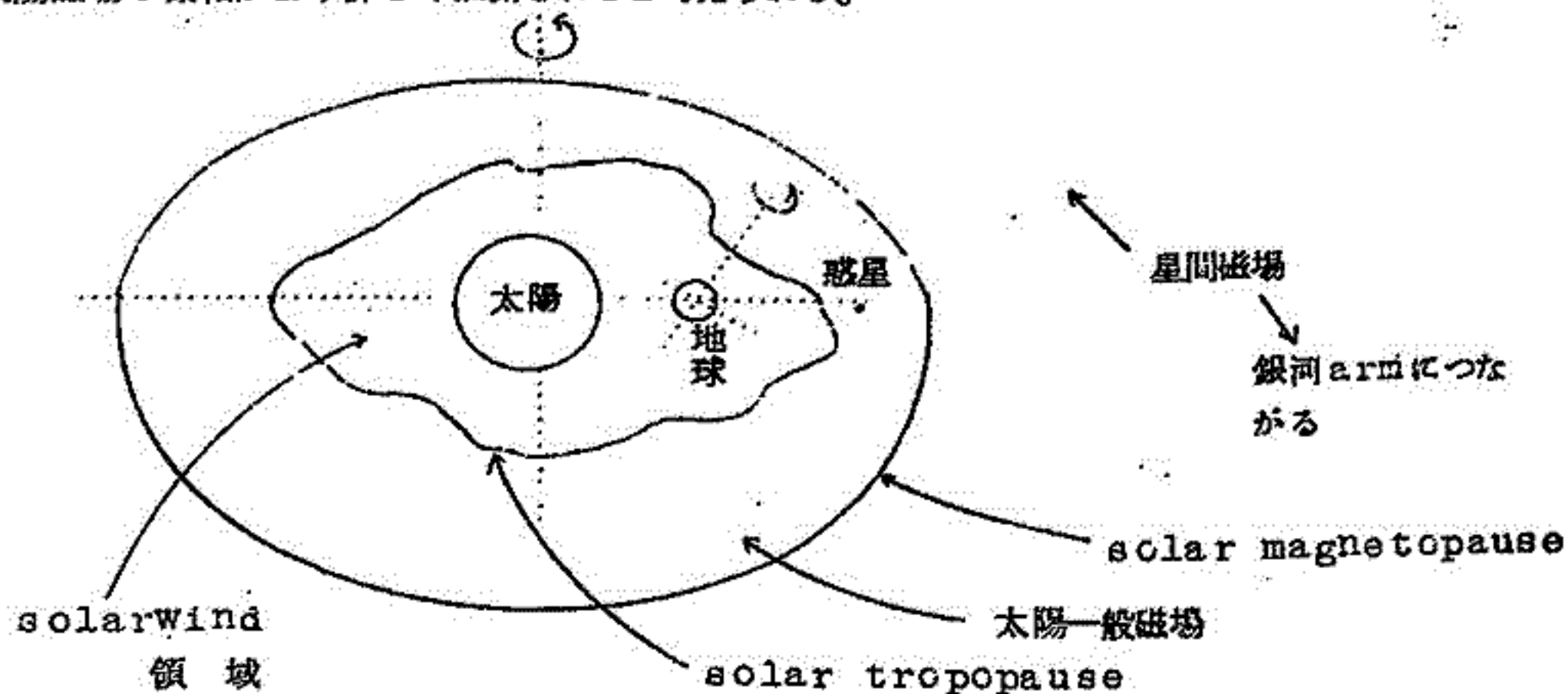
地球の磁気圏が magnetopause を境として惑星間磁場に接していることは今日確となっているが、その以前からも宇宙線の強度変化は惑星間磁場の推測に役立って来た。

これとの類推で太陽磁場にも図のように、solar tropopause と solar magnetopause とがあって星間空間につながっているものと想像すると、もし solar magnetopause の外で宇宙線の非等方性があれば、それが地球に到達するまでに受ける方向変化によって太陽一般磁場の様子に関する情報を得ることが考えられる。また、そのことは同時に solar tropopause に関する情報にもなるであろう。

太陽磁場の影響を受けない位高いエネルギーをもった宇宙線の或る種のもの — それは多分 10^{10} eV 程度の重い原子核と考えられる — に非等方性があることは最近の我々の解析でかなり明らかになった。即ち南半球では赤経 21 時近辺、北半球では 8 時近辺に強度の大きい方向がある。この方向は solar magnetopause の外での宇宙線の流れを示すものであろう。一方長島 et,

a1 の解析によれば低いエネルギーの宇宙線 10^{10} 乃至 10^{11} eV 程度 — の流れはこれと異なり、南半球では赤経8時、北半球では20時頃に極大となる。このような低エネルギーの宇宙線の方向は太陽磁場によって著るしく影響されているであろう。

従って、各エネルギー別に宇宙線の方向分布の map を将来精密化して行けば、始めに述べた太陽磁場の様相がより詳しく推測されると考えられる。



98 C^{14} 生成率と地磁気双極子能率

和田雅美，井上 葵

(理研宇宙線研究室)

大気中の C^{14} は中性子によってつくられる。中性子のスペクトル、強度は高度および緯度によって異なる。地磁気双極子能率が変わる時、中性子強度も変わる。これは一次宇宙線の大気入射量が変わるためである。 C^{14} により数1000年前から現在までの宇宙線強度を推定するためには、地磁気の変動の知識と共に C^{14} 生成率と地磁気変動の関係を知る必要がある。

測定された中性子の緯度、高度分布と、エネルギースペクトル、中性子の吸収係数から、各緯度での大気柱での中性子吸収率が求められている。(Soberman, Phys. Rev. 102, 1399, (1956)) これから cutoff rigidityと吸収率の関係を求めた。双極子能率の変化は、緯度と cutoff rigidityの関係を变えるので、地球全面での中性子吸収率が、能率によって変わることになる。(中性子吸収率は C^{14} 生成率 Q に比例する。)

計算結果は、現在の能率 M_0 の微小変化 ΔM に対し

$$\frac{\Delta Q}{Q} = -0.54 \frac{\Delta M}{M_0}$$

となる。これは、先に近似計算を行っている Elsasser, Ney and Winckler (Nature, 178, 1226, (1956)) の -0.52 と同じである。磁気能率が大きくなったときは、

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{M}{M_0}\right)^{-0.6}$$

となり、小さくなったときは、

$$\frac{Q}{Q_0} = 1.87 \quad \text{for } M=0$$

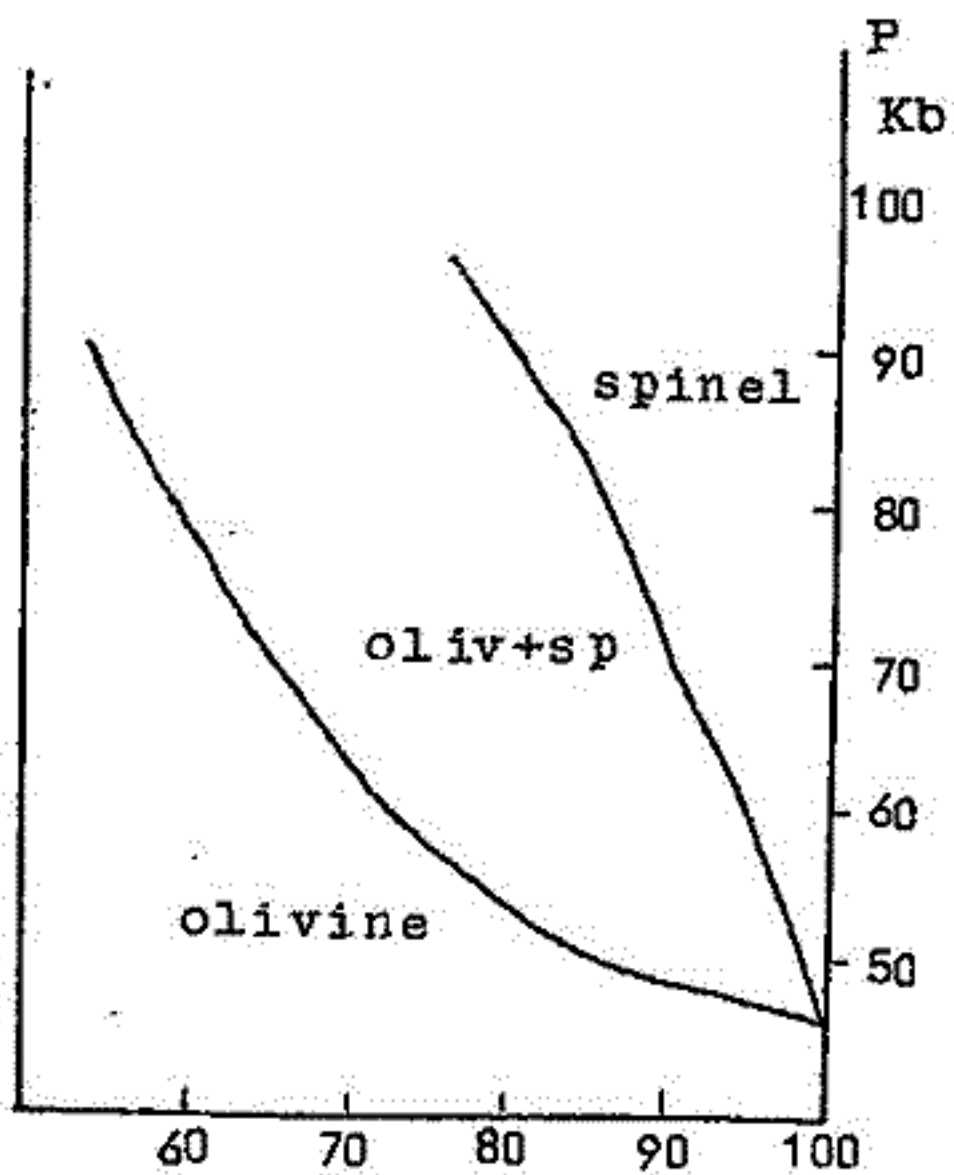
の値に収れんする。

Soberman の測定値に 11 年変化を $\frac{\Delta M}{M_0}$ に入れさらに計算してみる。

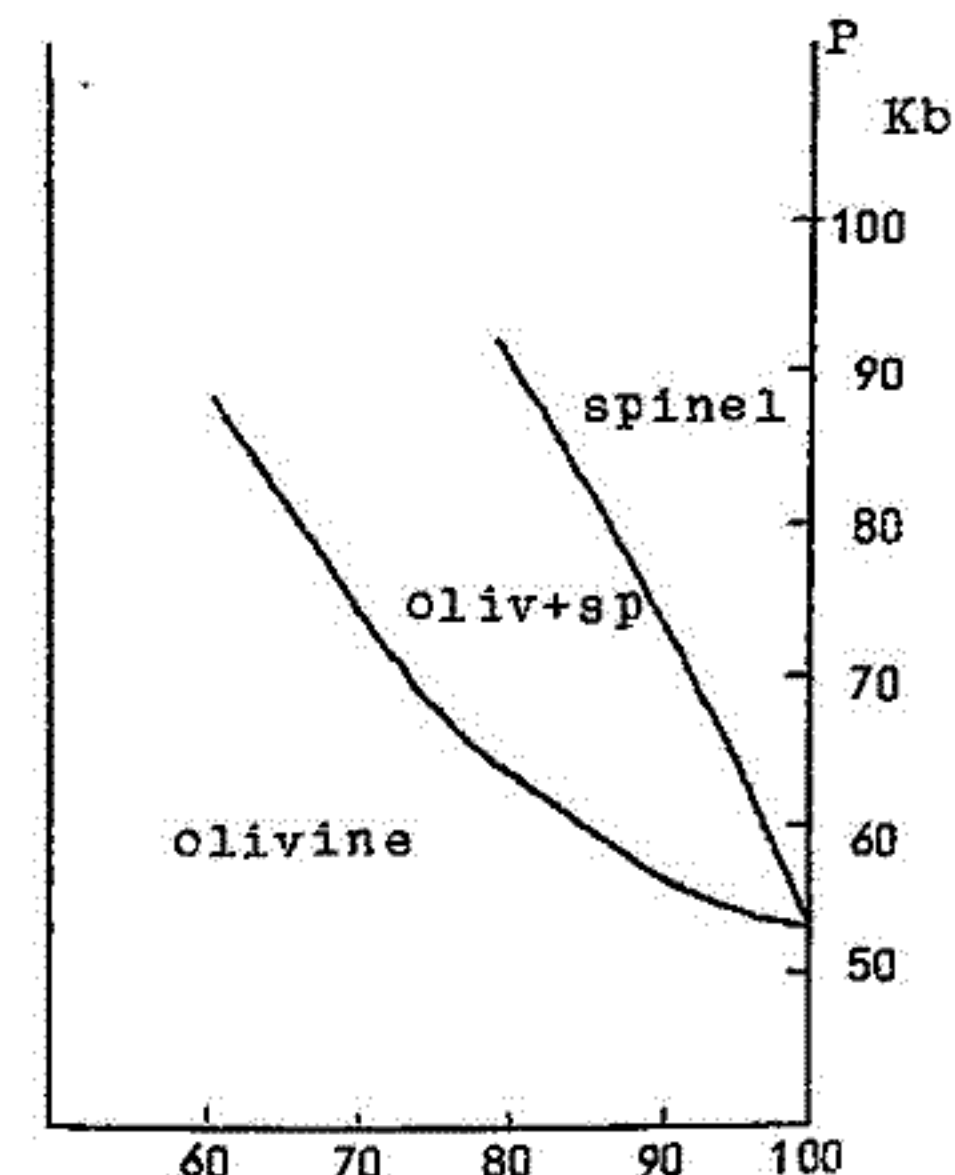
99 $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系の高温高压下 における電気伝導度

藤沢英幸，秋本俊一
(東大理・東大物性研)

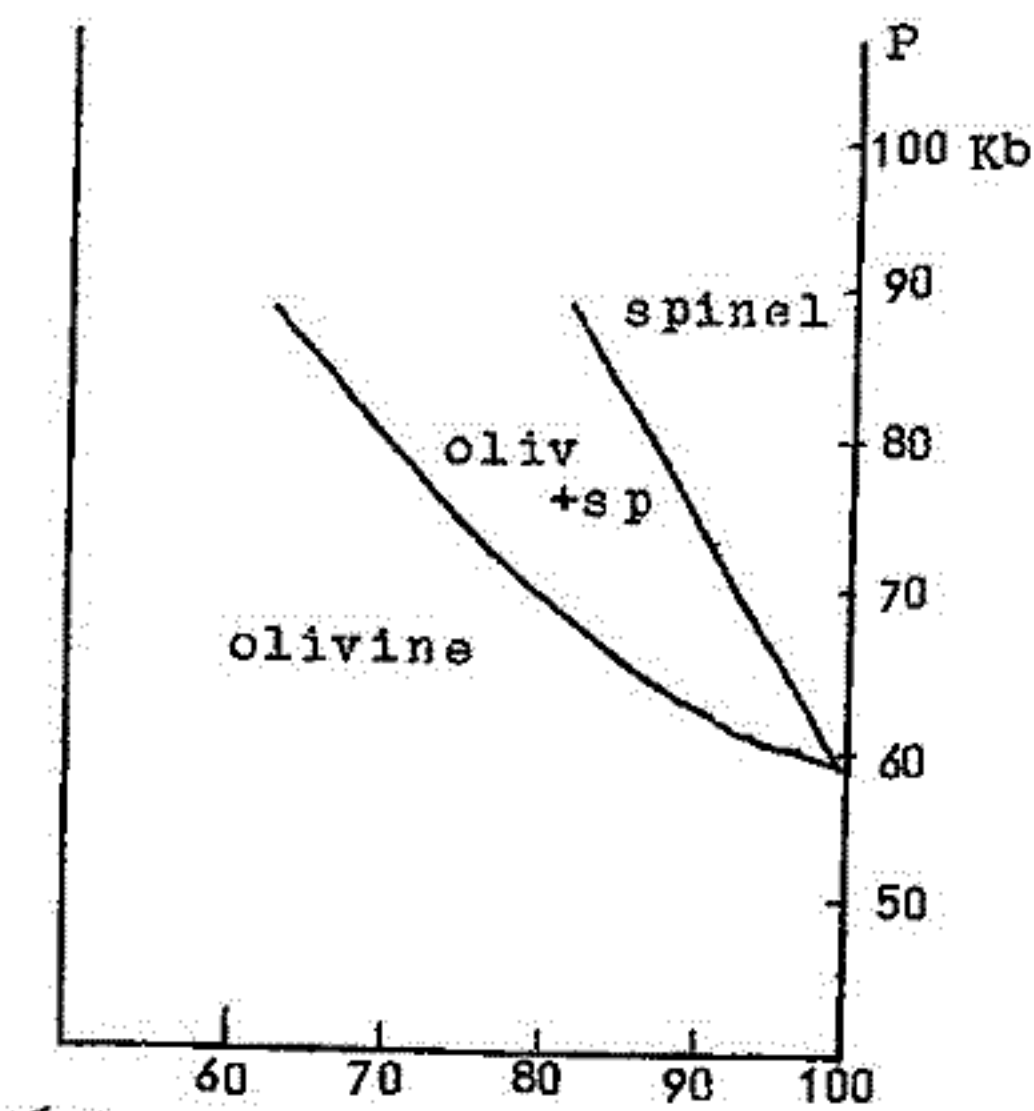
$Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系は地球内部マントルの構成鉱物としてもっとも重要である。この系の高温高压下の電気的性質をしらべることは、マントルの構造、電気的、熱的性質を解明する上に重要な意義がある。著者等はききに Fe_2SiO_4 についてその olivine-spinel 転移によって電気伝導度に不連続変化がおこることを実証した。同様な不連続変化が $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ の全系列についても存在するかどうかしらべるためには、まず $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系の高温高压下における olivine-spinel 転移に対する相平衡図を明らかにする必要がある。今回の講演では主として 800°C、1000°C、1200°C における $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ 系の高压下の相平衡を論じ、電気的性質にも言及したい。現在までに得られた主要な成果は下図の通りである。



800°Cにおける相図



1000°Cにおける相図



1200°Cにおける相図

100 秋田県北鹿地区におけるボーリングコア の磁気について(第1報)

乗富一雄, 河辺吉範
(秋田大学 鉱山学部)

秋田県鹿角郡に於て磁気探査を行った所、顕著な の異常地区が見出された。たまたま同地区に於て試錐が行われたので、そのコアを用いて岩石磁気を測定した。現在迄、4本の試錐孔について残留磁気の強さ及び伏角を測定した。これらの試料中 rhyolite 及び dacite は何れも逆帯磁を示した。その伏角及び帯磁の強さは平均として rhyolite では -54° , 1.5×10^{-4} emu/g, dacite では -70° , 8.4×10^{-4} emu/g であった。

これらの岩石は第三紀の女川階(Middle Miocene)のものと考えられているが、尙議論のある所でもある。尙変質作用の著しい地帯であるので磁気の安定性については十分検定の必要がある。(現在は交流消磁によるテストを行っている)。今後野外試料及び他の多くのボーリングコアについて測定し、秋田県の古地磁気研究を進めて行く予定である。

101 浦河における地磁気・地電流の連続観測

森 俊雄, 横山 泉
(北大理学部)

浦河町上杵臼における地磁気・地電流の連続観測は1965年4月以降軌道に乗っている。地電流観測の span は南北200m、東西150mである。今回はこれらの短周期変動(周期数分~数十分)の特性について調べた事を報告する。

浦河における $\Delta Z/\Delta H$ は平均0.85で Central Japan Anomaly と同程度で、従来の日本の $\Delta Z/\Delta H$ の分布から予想される値よりもかなり大きい。Parkinson Vector の方向は、ほぼ南西を向いており、女満別、稚内の方向とほぼ直交している。また地電流変化には異方向性があり、その卓越方向はP.V. とほぼ直交する。

また根釧原野の中標津(女満別の南東約75km)において期間の地磁気鉛直成分、地電流の臨時観測を行った。中標津と女満別とは重力異常などから、両者の地殻の構造が著しく異なっていることが判っているが、地電流変化の大きさ、方向は殆んど同じであり、地磁気鉛直成分の変化は、中標津の方が少し大きいようである。中標津においては女満別の ΔH と ΔD を用いてP.V.を求めたの

であるが、P.V.と地電流の卓越方向のなす角はほぼ直交している。

なお稚内においても、電波観測所の地磁気連続観測を参考にして地電流変化の観測だけを行ったが、P.V.と地電流変化の卓越方向はほぼ直交している。

102 大地震と地電流異常の関係

宮本貞夫

(東京都立 雷谷高等学校)

大地震と地磁気変化の関係は最近の多くの例で研究が進んでいる。しかるに大地震と地電流の関係があまり積極的に研究が進行していないように思われる。しかし外国の海底電信で大地震の数時間前から異常な地電流の流れた例が数例ある。日本では北伊豆地震がよい例である。福井地震では数ヶ所(気象庁関係)で著るしい異常な地電流が記録されている。原因不明だから研究出来ないでは残念である。地電流観測点の増設を希望する。理論をたてるのは資料の蓄積が進んでからよいと思われる。

新潟地震の前後の地磁気変化もあまり大きい値は期待出来ない。(国土地理院の測量では)地震前だけでは大抵10%以下で、100%等の大変化は全く期待出来ない。(M=7位の大地震でも)しかし地電流では平常の数10倍の大変化が、福井地震では生じているのである。

海底電信も全く使用不可能の状態に大地震の数時間前から何れも同じような型の大変化なのである。強力にこの研究の進展の進む具体化を希望するものである。

外国での大地震と海底電信の異常の例

- (1) 1872年12月15日印度の地震の前にロンドンとバレンジャ間の海底電信の例
- (2) 1875年9月17日10時25分に激しい変化をマルチニク島の電信局の電流計が記録して10時52分に激しい地震が起った。

日本での例

1930年東京グアム間の海底電信が不通になる程度の著るしい異常電流が約1日も生じたが、その異常が生じ始めてから6時間位後に北伊豆地震が生じた。電離層は大変しずかな日であって磁気嵐は起っていない。

103 地磁気短周期変化の

「東北日本異常」について

加藤愛雄，瀬戸正弘

(東北大学 理学部 地球物理学教室)

先に報告されていた、浅虫における地磁気短周期変化異常の範囲を調べるため、倍周波磁力計を用いて、東北地方各地8ヶ所で地磁気変化観測を行った。

その結果浅虫付近だけでなく、東北地方全体にわたって地磁気短周期変化の異常が見つけた。この異常は東北日本の地下構造の異常に原因を有すると思われ、「東北日本異常」と名付けた。

「東北日本異常」は水沢附近(39°1N)で鉛直成分変化(ΔZ)が零となり、水沢以北では南北成分変化(ΔH)との比、 $\Delta Z/\Delta H$ が負の符号を取り、水沢以南で $\Delta Z/\Delta H$ の値は正の符号を取ることによって特徴づけられる。

この異常は東北日本の地下に球状又は円筒状の良導体を仮定した時得られる induction curve と類似しており、そのような良導体を水沢附近の地下に仮定することによって説明できるように思われる。

104 日本における地磁気変化ベクトルの異常

久保木忠夫

(柿岡地磁気観測所)

日本における固定観測所、柿岡、鹿屋、女満別、下里における短周期変化ベクトルについて、ssc, si に対する $\Delta Z/\Delta H$ の値はかなり大きな日変化をする。従って資料の取扱いについては注意が必要となる。この日変化は Duration と $\Delta D/\Delta H$ の日変化により誘発される見掛上のものである。

鹿野山は柿岡の真南の100 Kmの所にあるが比較すると差が大きい。 $\Delta Z = A\Delta H + B\Delta D$ で表わされるA Bの値の周波特性は一見類似しているが、短周期では差が大きい。又柿岡よりA Bの分散は大きい。

鹿野山の鉛直分力の立上り時刻は水平分力に比して0.5~2分おくられている。また水平分力は柿岡に比べてその変化量が1.2~1.5倍大きい。しかも短周期ほど大きい。

日変化や日平均値は両者とも類似している。

105 地球内部の電流分布変動に伴なわれる地磁気変化

鈴木 亮，前田 坦

(京大・理)

地球内部特に地殻下部又はマントル上部(地下数十軒)はよく知られているように地震の源の多い場所である。もしその附近で何等かの原因(例えば温度や圧力の変動)によって電流(J)の分布が変わった場合には、地上で観測される地磁気変化に異常があるはずである。 J の分布を変える原因は二つ考えられる。一つは λ (電気伝導度)で他は E (電場)である。 E は外部磁場変動によって誘導されるもの(E_i)の他に、地球内部で生成されるもの(E_p)があるかも知れない。しかし残念ながら E_p に関しては殆んど情報がない。これに対して、もし E が E_i のみとすると、 λ の変化に伴われる J の分布変動が考えられ、最近 S. Akimoto and H. Fujisawa (1965) による 900°K 附近の僅かな温度変化で Fe_2SiO_4 の電気伝導度が約二桁不連続的に変化する実験結果は、この可能性を示唆する。この問題はすでに T. Rikitake (1962) によって考察され、その磁気効果が非常に僅かなことが示されている。ここでは各種の異なるモデルに基づいて計算を行い、どの様なモデルではどの位の影響があるかをしらべると共に、この様な方法で地球内部の診断が可能かどうかの見当をつけたい。

106 地球磁場永年変化中の11年周期

行 武 毅

(東大震研)

地球磁場永年変化中の11年周期変化の解析を27観測所55年間の資料に対しておこなった。Fourier 解析の結果得られたX成分の11年変化は観測所によって $2\tau \sim 17\tau$ と変化している。11年変化を P_1^0 磁場によって近似すると球函数展開の P_1^0 項はX成分について 8.5τ 、Z成分について 9.1τ が得られる。内部磁場 i と外部磁場 e との比は $i/e = 0.16 \pm 0.08$ となる。これより lower mantle の電気伝導度はおよそ 1600Km の深さで約 $6 \times 10^{-10}\text{cm}$ と推定される。

107 歴史時代における地球磁場の西方移動

行 武 毅

(東京大学 地震研究所)

過去数十年間の地球磁場の永年変化を調べると、この期間中非双極子磁場がおよそ $0.2\%/yr$ の速度で西へ移動していること、各観測所で観測された上記期間中の磁場変化のかなりの部分が地球磁場の西方移動によって引き起されていることが推論される。

この研究は、上の推論が過去何年位に遡って妥当であるかを調べることを目的としたものである。世界各地で得られた古地磁気学や器械観測の結果を可能な限り過去に遡って集め、偏角伏角の主要な変化を調べたその結果、過去およそ1000年にわたり、偏角および伏角の変化が約 $0.35^\circ/yr$ の速さで西へ伝播していること、この期間中各地で得られた磁場変化は主として、この西方移動によると推定されること等が得られた。

108 古代より南宋末(1278)に至る間 中国で観察された極光について

慶 松 光 雄

(金沢大学 教養部)

いままでに私の蒐集した中国の極光史料を福島直東大教授の助けを借り、信憑度1から5までに分類した。今回はそのうちの信憑度1から3までのものについて、これを年代順に並べ、中国極光史料年表を作り、特にいちじるしく中国で極光が観察された時と場所を明らかにした。それを Fritze の極光年表と対比し、欧州で観察された極光との異同に注意した。殊に彼我史料の存否、相一致するものの発見等について、最近入手しえた Link の極光年表なども参照して一步を進めたと信ずる。なお以上に加え、中国で観測された太陽黒点史料、日本および朝鮮の極光史料など、中国の極光史料を解明すべき有力な資料についても言及したい。

109 非定常 Herzenberg ダイナモ

力 武 常 次 , 萩 原 幸 男

(東大 震研)

二つの導体球が導体中に於て回転している系が自己励起ダイナモになることが Herzenberg

によって証明されている。この論文に於ては同ダイナモの非定常状態を論じる。この場合の磁場および運動は、非線形積分方程式によって律せられることになるが、著者等はIBM7090を用いて方程式を解いた。

系の定常状態に小さな擾乱を与えると、特異な振動をくり返し、その振幅は時とともに著しく増大する。したがって Herzenberg ダイナモの定常状態は不安定である。振動の様子は結合円板ダイナモのそれによく似ている。

地球核内に応用できるようなパラメーターを採用すると、数値計算が著しく困難となるので、地球磁気学的応用はむずかしい。

110 地磁気赤道面双極子の西方移動

力 武 常 次

(東大震研)

いわゆる equatorial dipole 項 (S_1^1 磁場) の西方移動速度が、non-dipole 磁場のそれに比していちじるしく小さいことが知られている。地球核内に Bullard のようなダイナモが存在しているとして、それに重なって起こる S_1^1 磁場の電磁流体的自由振動を論じると、若干の省略を行なうならば、 S_1^1 磁場が核物質に対して東方に進行するという結果が得られた。核がすでにマントルに対してスリップしているとして、 S_1^1 磁場の移動を求めると、 0.05° /年程度となり、観測結果とよく一致する。

111 地磁気双極子の変動についての推論

川 井 直 人

(大阪大学 基礎工学部)

前学会に於て地磁気双極子軸が地球の自転軸と 11° 分離しているが、これが後者のまわりに約 1500 年の周期で反時計まわりに振動することを発表した。ところがロンドンその他の地磁気観測所の過去 200 年程度の測定結果からみると双極子は 500 年程度の周期で時計まわりにうごいていると考えた方が好都合であったので、結局、大きい反時計まわりのプレセッションに時計まわ

りのニューティシヨンの小運動が組み合せた結果であるとした。

このモデルによると 800, 1300, 1800 A.D. に於て極の移動が待にかんまんになる。

運動は丁度コマの軸のうできに酷似しており、赤道突出部のために極めて安定なマントルの自転に対し、核内の液体コマが如何に相對運動をするかという問題を取りあげた。

そして液体球の回轉運動の突験を行い内部に速度傾斜のある場合について回轉の安定性、不安定性をしらべた。

112 古地磁気データによる地球磁場の調和解析

河野 長

(東大・理)

地質時代における地球磁場の磁子は従来、双極子磁場を仮定することによってきまる Virtual pole の分布によって論じられてきたが、この問題をより定量的に扱うために、古地磁気データである I , D から磁場のポテンシャルを決める方法を考案した。これは、 i 番目の測定点で磁場の方向が I_i , D_i とするとき、ポテンシャルを仮定してそれから導びき出される力の成分 X_i , Y_i , Z_i 及び F_i を用いて、

$$\sum_i \left\{ \left(\frac{X_i}{F_i} - \cos I_i \cos D_i \right)^2 + \left(\frac{Y_i}{F_i} - \cos I_i \sin D_i \right)^2 + \left(\frac{Z_i}{F_i} - \sin I_i \right)^2 \right\}$$

を最小にするようポテンシャルをきめる方法である。最小二乗法から導かれる方程式は F_i を含んでいるため一次方程式とはならないので、近似的な一次方程式を解いて再び最小二乗法を用いるという方法で収斂させる。

この方法によって得られた 1958 年の地球磁場のポテンシャルが従来のもものと一致することを示し、 I, D のとり方の打切誤差、あるいは観測点の球面上における非一極分布による誤差等について考察する。

次にこの方法を用いて第 3 紀及び第 4 紀の地球磁場を実際に解析した結果について考察する。

113 "古地磁気データ・スペクトラム解析の一方法"

小嶋 稔, 上田 望

(東大・理)

過去地磁場双極子の周期性等をしらべるには、ふつう古地磁気データ(D, I)につき周期解析を行うが、この方法では、D及びIにつき、別々に解析を行うため、各々について求められた周期が、地磁場双極子自体について、どの様な具体的物理的意味を持つのか、必ずしも明確に示さない。この欠点を除くため、古地磁気データ(D, I)について、Virtual Pole(V.P)を求め、このV.Pにつき、いろいろの期間について、precision factor :

$K = \frac{N-1}{N-R}$ を求め、V.Pの収斂性の周期より古地磁場双極子の周期性を求める方法を試みた。

ここでは永田等により得られた成田戸堆積物についての古地磁気データを用い、東大・大型電子計算機を用い計算を行った。この結果4,000年及び8,000年の期間で平均すると、V.Pの収斂が最小になる様に見える。

114 愛知県設楽地方 花崗岩の chronology

小嶋 稔, 上野直子

(東大・理)

愛知県設楽地方には、地質学的にみて、清崎花崗岩と三部橋花崗岩がある。この二種類の花崗岩について、生成年代の異同、さらにこの花崗岩の origin を Rb-Sr 法により調べてみた。

結果は年代は2つとも80m.y. 程度であり、K-A法で求めた年代とも、かなり良い一致を示している。また Sr^{87}/Sr^{86} の initial ratio は 0.705程度となり、basalt の値とほぼ値しい。以上のデータに基づいて、この花崗岩の成因につき考察を加える。

116 北海道東部の古地磁気(序報)

西田 泰典

(北海道大学 理学部 地球物理学教室)

前回までの講演において、北海道南西部新第三紀の火成岩のN.R.M.の方向がほぼ真上をむき本州からの同時代の結果と異っていることを報告した。その原因を調査するため、さらに他の時代

の岩石のN.R.M.の方向を本州からのそれと比較する目的で上部白亜紀のものと思われる根室半島の火成岩のN.R.M.を測定したので報告する。

根室半島の火成岩は白亜紀のものとしては北海道の中では比較的安定した岩体をなしており、マグマの固結過程での岩漿分化のいちじるしい所でもある。サンプリングは根室南部の花咲と岩漿分化のみられるノサップ岬の各場所で行った。

花咲から得られたN.R.M.の方向はシュミットネットの中ではほぼ真上を向き、先に北大地質学鉱物学教室の藤原氏の得られた同じ根室半島からの結果とほぼ一致する。ノサップ岬から得られたN.R.M.の方向はシュミットネットの上半球上にかなりバラついていた。そこで液体チョンによる低温消磁をほどこしたところ、伏角はやゝ浅いが現在の地球磁場の方向とほぼ一致する方向に集った。なお、ノサップ岬の岩石の絶体年代決定は現在準備中である。岩石種は、斑状玄武岩、粗粒玄武岩、モンゾニ岩質岩、ピクライト質岩である。

117 川尻岬近傍の古地磁気

浅海英三，伊藤晴明
(島根大学 文理学部 物理学教室)

川尻岬の正逆混在磁気の問題の玄武岩体はどれだけの地域に亘って拡がっているものか、その境界をはっきりさせ、また、それに隣接する他の岩体との古地磁気学的関連をしらべる目的で sampling をし N.R.M. を測定した。その結果、その玄武岩体はこの地域の最下部に横たわり、その高さは岬の尖端附近で海面上約25mに及び、それから南方即ち岬の手元の方に向かって僅かに傾斜して次第にその高さを減じており、岬の尖端より南方に約1.5~2km位の距離の辺で海面下に没していることが判った。その上に横たわる岩石即ち岬の高さ25m以上の部分及び岬の尖端から南方2km以上離れた地域の岩石はすべて正磁気で全く別のものであることが判った。

118 琉球孤における古光磁気(2)

笹嶋貞雄，島田昌彦，前中一光
(京都大学 理学部 地質学鉱物学教室)

筆者達は1964年に引続き、65年に再び、琉球諸島の sampling を行い、古地磁気的研究をおこなった。1964年度は沖縄本島、久米島、石垣島において試料採集をおこない、その結

果は既に報告した様に所謂 Miyako Depression をはさんで中新世以降沖繩本島に対して石垣島の約 45° の反時計廻りの相対運動が推定された。この時にたまたま久米島の Pliocene andesite の露頭に正・逆両帯磁の混在する露頭がみつかった。

今回(1965年度)は新たに宮古島、西表島などよりも試料を採集したのでその結果の大要を述べる。特に久米島の熔岩流における前述の露頭からは Palaeomagnetic field の transition の機構を解明する為、約10mの厚さにわたって細く試料を採集し、組織的に磁場変動の様子を検討してみた。それらの自然残留磁気について、消磁テストをおこなった結果から、かなり長期間継続した逆帯磁(上部層)から正帯磁(下部層)への遷移について述べる。

119 西南日本に於る中新世の古地磁気(1)

笹嶋貞雄、西田潤一

(京都大学 理学部 地質質学鉱物学教室)

西南日本では新第三紀・中新世全般にわたる系統的な古地磁気学的研究は今まで十分に、なされていなかった。京都府北部、与謝半島には下部中新世より上部中新世にかけて比較的連続的に火山岩類が分布し、最近特にその火山層序学的研究が進んできたのでこの地域において標題の研究を始めた。この地域の中新統は北丹層群と呼ばれ、下部の八鹿累層から上部の丹後累層にわたり、4累層47 sites から岩石試料を総計172個採集した。消磁テスト後の測定結果を層序に従って岩体毎に下表に示した。これらのN.R.M.より求めた平均の推定磁極の位置は、西経 139° 、北緯 79.6° になる。又、表に示される如く、地磁気の逆転は少なくとも3回在ったと推定される。これらの結果から導かれる解釈について考察を行う。

Number of specimens	D (N-E)	I	V.P.P.		Fisher's α_{95}	Polarization	Formation
			ϕ	λ			
4	7.7	44.1	87°W	79°N	18.2	N	照来期
16	35.98	46.9	51°W	83°N	9.6		R
12	20.61	-48.3	131°W	67°N	8.1	N	
4	21.26	-53.7	145°W	64°N	18.6		R
8	1.0	54.9	178°E	78°N	8.9	N	
8	34.34	33.5	6°E	70°N	24.8		R
15	25.28	-47.9	153°W	39°N	12.2	N	
22	12.59	-56.1	66°E	47°N	5.0		R
14	35.01	5.61	2°E	82°N	9.5	N	
7	34.58	61.7	93°E	76°N	13.1		R
4	2.23	64.7	173°W	69°N	20.3	N	
10	34.88	70.3	118°E	67°N	9.1		R
8	3.47	53.4	148°W	60°N	11.9	N	
10	17.51	-65.1	117°E	80°N	8.3		R
Mean	12.4	54.5	139°W	79.6°N	7.0		

120 米国南西部の第3紀及び第4紀の火山岩の古地磁気学研究

木下肇*, 小林和男*, 河野長*, E. Larson**, 永田武*
 小嶋隆*, D. Strangway** * 京大理 ** MIT

前回の学会において米国ニューメキシコ及びアリゾナの玄武岩の古地磁気について、特にその安定性及び永年変化を中心に報告した。

これらの玄武岩についてK-A法による絶対年代が以下のように決った。

リオグランデ上部	N	3.64	my
〃 中部	R	3.92	my

これらの第3紀末から第4紀にかけてのサンプルにより、Thellierの方法を用いて磁場の強度を求めた。熱消磁を行った24個のサンプルのうち、18個は各温度区間に対応するNRMとTRMが一次の関係をみだし、従って当時の地球磁場の強さを F/F_0 の比の形で求めることができた。これらのサンプルは他の消磁実験等で安定であったもので、この実験により強度の研究を数百万年以前までも拡げることが可能であることが示されている。得られた F/F_0 の比は全て0.6~1.5の範囲におさまり(N、Rとも)、地球磁場の強度が数百万年の間大きな変化をしていないことを示している。

121 松代町皆神山岩体の磁性

永田 武, 木下 肇

(東大.理)

長野県松代町の中心より東南4Kmの所に皆神山がある。基岩は赤っぽい *decite* と考えられているが、この岩の磁化は異常に強い。この岩体が、現在の浅発地震源に近い所から、磁気と地震の関係を知る手がかりにもなるであろうという予想の下に、ここの岩体の磁性一般について測定を行なった。

NRM	$10^{-3} \sim 10^{-2}$ mu/cc	N-Dowu dip
TRM/NRM	0.6~0.9	
Qn	30~70	
Hc	150~3000 Oe	

Mimera l(magnetic) マグネタイト、マグヘタイト、ヘマタイト微粒子

NRMに対する外圧の作用は殆んどなく、4 kb で0.95程度に減少。このことから地震に伴う磁場の変化の観測は非常に難しいと思われる(大きな地震でも歪みは 10^{-5} 程度であり、実験的に岩体に4 kb の静圧を与えるとその歪みは 10^{-5} より大きいと考えてよい)

次に東大理学部で試作したスピナーについて紹介する。性能30 c/s、メカニカル位相検定、感度 $\times 10^{-5}$ mu/gr (gain/100 db) Mixing circuit は U.S.G.S 方式が良好である。

Field Survey におけるフラックスゲート式マグネトメーターの利用例。NRMを簡単に

知り、時間と労力の節約ができるのが利点であり地質的探査には好都合であろう。

122 Spinner Magnetometer による Baked Earth の残留磁気の測定

北沢一宏，中川康昭

(学習院大学 理学部)

この研究で使用した Spinner 型 magnetometer では試料の回転数は毎秒 280 回転である。この回転数はモーターの毎分 1500 回転をプーリの使用により回転数を増すことにより得られた。測定に使用した試料は 1 cm 立方の大きさに切り出し回転部先端の亚克力製の試料室に装てんする。試料からの起電力はその残留磁化が 10^{-5} emu/cm³ のときおよそ 10mV であり、実験室内の交流回線による stray field からの起電力よりもはるかに小さい。この理由により試料からの信号を検出する為には高利得、狭帯域の検出器が必要となる。本装置では同調増巾器および位相敏感回路を使用することにより 5×10^{-6} emu/cm³ 程度の磁化をもつ試料からの信号を十分検出できる。

測定に際しては立方体試料の三軸のまわりに回転させたときの起電力の大きさと位相を求め、これから磁気モーメントの大きさと方向を算出する。このような測定を種々の温度中で強さの解つぎいる磁界中で処理した試料について行った。この熱処理の為の加熱装置としては無誘導型の電気炉を用い、試料の温度はアルメル-クロメル熱電対を試料表面に密着させて測定し磁界中処理を要する温度では 5 分前後の間その温度に保った。磁界を加える装置としては互に直交する 2 組のヘルムホルツ・コイルを使用した。さらに試料を任意の角度に傾けられる装置を用いることによって試料のいずれの方向にも磁界を加えることができる。

これまでに数種の試料について部分熱残留磁気を測定し Nagata et al (Jour geophys Research 68 ('63)5277) と同じような方法で解析して過去の地球磁場の強さを求めた。結果は表に示す。

試料	時代区分	自然残留磁化	地磁気強度
土器1	縄文中期 BC2000~2500	1.5×10^{-5} emu/cm ³	0.39 oe
土器2	室町 AD1000~1500	7.4×10^{-6}	0.48
煉瓦	現代	4.8×10^{-6}	0.45

123 堆積残留磁化の生成機構について(1)

笹嶋貞雄，島田昌彦

(京都大学 理学部 地質学鉱物学教室)

堆積残留磁気に関する研究は、実験的分野に於て、人工的に水中堆積物を作り、その堆積物の残留磁化方向と実験条件についての報告が主である。

筆者達は堆積残留磁化の生成機構は(1)；水中堆積物の残留磁化、(2)；post-depositional remanent magnetization、(3)；堆積岩化過程の残留磁化、の3つに大別されると予想している。今までに報告された研究は主に(1)に属するもので、(2)については最近若干の研究報告がある。

筆者達の取り上げた問題は(2)から(3)についての残留磁気の生成機構で、今回は下記の実験条件での結果について報告する。

試料 A：粒径 $0.007\text{ cm}\phi \sim 0.015\text{ cm}\phi$ Magnetite(10%) + $0.02 \sim 0.07\text{ cm}\phi$ Quartz

B：(A)と同じ Magnetite + $0.015\text{ cm}\phi$ 以下 Quartz

圧力：0, 650, 1300, 1900, 2600 (Kg/cm^2)

温度：室温, 200°C

作用磁場の方向： 80° 45° 20°

の強さ：約1 Oe

これらの実験範囲では、圧力効果が著しく、伏角は $20^\circ \sim 30^\circ$ 程浅くなり、強さは圧力の増加と共に減少する。温度の増加は低い圧力で、このような傾向を更に助長するようである。

一方、圧力効果は磁鉄鉱と石英の粒度比も関係しているようであり、(磁鉄鉱の径)/(石英の径) ≥ 1 の時、比較的低い圧力で磁化方向にかなり影響を与えるが、高い圧力では殆んどその影響が認められなくなる。

124 岩石磁気の鉱床学への応用(II)

上野宏共

(東北大学理学部)

従来から地質温度計として用いられているものは温度、圧力、鉱液の成分や濃度が関連しあって

温度だけあるいは圧力だけを一義的に決定することは無理であった。鉱石の残留磁気が生成当時から安定に保持されているならば結晶成長からの履歴を見出し、地質温度計として役立て得る。

「Jc rm」と「Tb なる温度から冷却した Jp trm」が合成されている場合には、これを加熱消磁すればTb に規制された Tb 以下のある温度 Td で特徴ある減少を示す。一方、P T R Mのみを獲得させたときの消磁曲線から Tb - Td 曲線を得る。

P T R MのTd を求め Tb - Td 曲線から Tb 即ち生成温度を定めることができる。

今回は主として適用性に関する実験について述べる。

真空かつ無磁場中の試料に30ずつの回転を与え、目的の温度のまゝで、無定位磁力計によって磁化の強さを測定する方法をとった。

現段階までの実験では、釜石鉱山・450ML・S260立入からの磁鉄鉱の試料で生成温度384°Cを得た。

125 静水加圧下における熱残留磁気の獲得

久米昭一¹⁾，真木順二²⁾，小泉光恵³⁾

(1)大阪大学教養部 2)3)大阪大学産業科学研究所)

岩石とくに深成岩のように、生成時にかなり大きな圧力が作用していたと考えられる岩石の残留磁気の測定結果を、古地磁気の資料として使用する場合には、火山岩や堆積岩とことなり、圧力のおよぼした影響を考慮しなければならない。このことはすでにわれわれが指摘したごとく、一度獲得された残留磁気が加圧により減少する事実にも見られるとおりである。

このような圧力の影響をとり除いて、深成岩の自然残留磁気を論ずること、あるいはさらに残留磁気の測定結果から岩石生成時にはたらいた圧力の大きさを推定すること等が可能かどうかを検討するための第一段階として今回以下のごとく実験をおこなった。

実験の試料としてはジテツ鉱およびセキテツ鉱の単結晶をもちたい。この試料を銀チューブに封入し、いわゆるテストチューブ型ポンベによって最高1 kbar までの静水圧を加えながら地磁気場内でキューリー一点直上の温度から磁場冷却した。このような処理がなされた試料の熱残留磁気を常温1気圧のもとで、無定位磁力計により測定した結果、ジテツ鉱、セキテツ鉱のいずれの場合にも、獲得する残留磁気の方法は圧力の存在の有無とは無関係で常に冷却中にはたらいた磁場と平行であるが、その大きさは圧力の大きさに左右されることがわかった。とくに作用した圧力が、500

bar をこえるときは残留磁気は通常の熱残留磁気の数分の1以下にまで減少することが認められた。

このような残留磁気減少の機構についてはまだ不明の点が多く残されているが、ある種の深成岩がジテツ鉱のような強磁性鉱物を含有しているにもかかわらず自然残留磁気をもたない原因については現在までに得られた実験結果によってもある程度説明できると思われる。

126 残留磁化の低温変化 (その単磁区問題への応用)

小林和男
(東大理)

単磁区構造をとる強磁性微粒子は安定な残留磁化の担い手として古地磁気学上きわめて重要であるが、その大きさの臨界値については実験的、理論的に多くの企てがあるにも拘らず、はっきりしたきめ手はない。こゝではほぼ単磁区構造をとると思われる大きさと形をもつマグネタイト (Fe_3O_4) の微粉末について、低温変態をくわしくしらべ、多磁区結晶とのちがいを探究した。

試料は FeOOH を焼いて脱水した後、還元して作った針状 Fe_3O_4 (試料No.6)、 $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ を還元したほぼ球状の Fe_3O_4 (No.4) 及びNo.4を乳鉢で30時間すりつぶしたもの (No.5) の3種で、いずれも大きさと形は電子顕微鏡によって詳しく測定された。なお比較のため約1 μ の大の単結晶 (No.1)、50 μ 乃至150 μ の大きさの自然産 Fe_3O_4 粉末 (No.2)、40 μ 以下の Fe_3O_4 (No.3) を適宜使用した。

1. 抗磁力 H_c は

No.1	2	3	4	5	6
H_c 10	1.45	3.74	1.07	252	423 (oe)

2. -196°C で 5,000 oe 中で獲得された等温残留磁化は No.1 の試料では -150°C 辺で消失するが、No.6 ではほとんど減らない。

No.5 でも減少は僅か (10%) である。

3. -190°C と -150°C の間で起る結晶変態 (orthorhombic \rightleftharpoons cubic) を低温 \times 線回折メーターでしらべたところ、No.6 と No.3 の両方に変態に対応する回折線変化がみられた。

4. 結晶変態に伴う磁気伝導度の急激な変化は No.1 と No.6、No.5 のいずれにも視測される。

以上のデータから Fe_3O_4 の低温結晶変態はどの大きさの試料についても存在するが、残留磁化の変化は $0.1\ \mu$ 程度より小さい微粒子には観測されなくなることがわかる。これはそのような微粒子では、 $K=0$ になっても残留磁化には変化ないこと、即ち、粒子は単磁区構造をとり、その磁化は形状異方性にもとづく静磁エネルギーによって固定されていることを示すように思われる。この結果、単磁区粒子の臨界直径は球状粒子では $0.1\ \mu \sim 0.3\ \mu$ 、針状結晶では長さ $0.5\ \mu$ 、太さ $0.05\ \mu$ (伸長比10のとき)程度であると考えられる。

この値は Morrish and Yu (1955) の計算値ともよく合う。この試料を標準試料として残留磁化の各種の特性をしらべることは、今後のおもしろい問題の一つであると言えよう。

127 残留磁気の安定性について

小嶋美都子, E. Larson, 小嶋 稔
(東大・理) (M.I.T.) (東大・理)

岩石の残留磁気の安定性を支配している主要因を知るために、45個の種々の岩石試料及び Fe_3O_4 粉末について一連の安定性検査を行った。また、"microscopic Coercivity spectrum"、 $J_s - T$ カーブの測定及び顕微鏡による観察も行った。その結果、残留磁気の安定性は主に、粒子の"有効サイズ"に依存していることがわかった。大きくて ($> 25\ \mu$) 一様なチタノマグネタイト粒子を含む岩石の残留磁気は、チタノマグヘタイトの存在とは無関係に軟く、小さな ($< 25\ \mu$) 粒子 特に $5\ \mu$ 以下 を含むものの残留磁気は硬い。

チタノマグネタイトの小さな粒子は、マグマから直接晶出してできるが、または、高温酸化によって大きな一様な粒子中にイルメナイトのラメラが発達したために細く分割されてできる場合もある。この場合には、一見大きな粒子でも安定な残留磁気を持つことができると考えられる。このことは、はじめは非常に不安定な残留磁気を持つ岩石試料の大きくて一様なチタノマグネタイト粒子にイルメナイトラメラを発生させると、その試料は磁氣的に安定化したことにより確かめられた。以上の結果の古地磁気学への意義についても議論する予定である。

128 磁性に対する圧力の影響とPRM追試実験

。木下 肇，永田 武

- 1) PRM (圧残留磁化) 獲得において、 $J \sim H$ ヒステリシス上の一点 H_0 で、サンプル (新島産 マグネタイト粉体) に外力のサイクルを与えると、 $J(H) \sim \sigma$ ヒステリシスが得られ、磁化の外力に対する動きを知ることができる。(圧力: 数Kb 使用)
 - 2) 初期磁化率に対する外力の作用。殊に、Mt-UlvC シリーズの $T_c > R.T.$ に当る部分を人工的に作り (多結晶) これを調べた。殆んどのものについては $dx/d\sigma < 0$ である。
 - 3) P.R.M 獲得において $\lambda_s < 0$ である Ni (純度 99.9%) のふるまいをモデル測定した。特に $\lambda_s > 0$ の場合とどこが異なるかを、そして λ_s と PRM との関係を知ることができる。
 - 4) Cu-Co (3wt%) 合金により PRM のモデル実験。Cu-Co の強磁性 superprecipitate (β 相中の r 相超微粒子) に対して PRM を与えると丁度 Single Domain Size の r 相に対するものが特に大きく得られる。これについては簡単なモデルを仮定して説明できるが、Cu-Co 合金に於ては、特に流れ変形による anisotropy induction などとも考慮せねばならない。
 - 5) 圧力下でのマグネタイト単結晶 (天然) による $K_1, K_2, J_s, \lambda_{111}, \lambda_{100}$ の変化を見る。K は、Cu-Be 油圧器中にトルクメーターを挿入して測定した。
- 補: 0 ~ 12 Kb の圧力の検定には NH_4F 結晶を使用して行なえる。現在使用中の加圧器の精度はこれによると $\pm 5\%$ である。

129 歪磁気の理論 (II)

永田 武

(ピッツバーグ大学)

さきに歪磁気の諸性質を一軸異方性をもつ微小磁性粒子の集合体の磁気回軸のみを考慮するという簡単なモデルによって解釈する理論を提案した。この理論は帯磁率が単軸圧の増加と共に減少す

ること、磁場内で単軸圧を除去することが磁化及びに残留磁化を増大せしめること、及び単軸加圧下に磁場を除去することが残留磁化を減少せしめること等歪磁気の最も大切な諸性質を説明することが出来た。

然し、矢説的に明らかにせられている他の第2 磁的諸性質の説明には無力であった。今回は第2 近似として、多軸異方性と磁壁移動の非可逆性をも考慮して、理論の精度を更に進める試みの結果を報告する。

(1) 多軸異方性を考慮した結果

(1-a) 単軸圧をさきに加えた状態での磁化 $J(PH)$ が磁場内で単軸圧を加えた磁化 $J(PH)$ より小さいこと。

(1-b) 単軸圧を加えて除去するという操作が余効をもち、残留磁化を減少せしめることの2現象を説明する。

(2) 磁壁移動を考慮した結果

歪磁気の歪ヒステレシス(初めに圧残留磁化を与えた試料を繰返して加圧し、又圧力を除去する時、常に加圧過程の磁化が減圧過程の磁化より大きいという履歴現象)を説明することが出来る。

α -Hematite のメモリー効果について

川井直人, 小野文久

(大阪大学基礎工学部)

α -Hematite のメモリー効果については多くの議論がなされて来たが、その原因についての知識を得るためにまず色々な形の α -hematite の天然の結晶についてメモリー効果を測定した。結果は液体窒素温度まで冷却すると、ある試料はメモリーを消失するが、また別の試料では液体ヘリウム温度まで冷却してもメモリー効果を失わない事がわかった。これは α -Hematite の Morin 転移点の圧力効果が $+1^\circ\text{C}/\text{bar}$ で非常に大きく、この結果を負の圧力、すなわち Tension に対応して $1^\circ\text{C}/\text{kg}/\text{cm}^2$ の割合で Morin 点が下がると考えると、天然の α -Hematite の結晶がその一部に、熱的、力学的なひずみを持ち、一部に Tension が残っているとすればその部分が、Morin 点が下がり Memory の原因になると考えられる。この仮説は田崎氏、高田氏の結果をうまく説明できる。