

INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS

NAGOYA UNIVERSITY

RESEARCH REPORT

NAGOYA, JAPAN

銀河および太陽系空間の Gas Dynamics\*

IPPJ - 82(J)

Jan. 1970

\* Further communication about this report is to be sent to the Research Information center, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, JAPAN.

Report of 1968 Mitaka Meeting on Gas Dynamics in Galactic and Solar Spaces.

( January 29 ~ 30, 1969 )

# 銀河 および 太陽系空間の Gas Dynamics

1969. 1. 29 ~ 30

於 東京天文台(三鷹)

## 目 次

### A. ア・ラ・カルト

1. X線星の諸性質 — 稀薄な高温プラズマ — ..... 早川 幸男(名大理)..... 3
2. X-ray source の model について..... 坂下 志郎(北大理)..... 7
3. Q S O ..... 小暮 智一(京大理)..... 8
4. Pulsar ..... 森本 雅樹(天文台)..... 12

### B. 磁場構造の力学

1. 宇宙磁場によるファラデー回転  
..... 河鱒公昭・藤本光昭・祖父江義明・福井 満(名大理)..... 13
2. 熱不安定性による銀河系の生成 ..... 祖父江義明(名大理)..... 24
3. 膨張宇宙の進化と銀河の起源 ..... 佐藤文隆・松田卓也・武田英徳(京大理)..... 31
4. 螺旋磁場をもった渦巻腕の模型 ..... 藤本 光昭(名大理)  
..... 宮本 昌典(天文台)..... 38
5. 星間ガスの非線型運動 ..... 藤本 光昭(名大理)..... 46

### C. プラズマ乱流と Shock

1. Collisionless shock wave  
..... 中井貞雄・糟谷紘一・山中千代衛(阪大工)..... 50
2. Energetic electrons beyond the earth's bow shock  
..... 村山 喬(名大理)..... 58

### D. Heliosphere

1. Interplanetary magnetic field produced by solar wind  
..... 長島 一男(名大理)..... 64
2. Solar modulation of cosmic ray electrons and nuclei  
..... 長島 一男(名大理)  
..... 境 孝祐(日大習志野)..... 72

3. 太陽風のセクター構造 .....	広瀬 徹・藤本光昭(名大理)	77
4. Interplanetary glow .....	等松 隆夫(東大理)	84
5. 惑星間水素の空間分布 .....	本沢 忠夫(プラズマ研)	86
6. 惑星間空間の旋波性について .....	柿沼隆清・渡辺 堯(名大空電研)	92
7. 太陽彩層スピキュールの加速機構について .....	内田 豊(天文台)	96

## E. フレア・モデル

1. $H\alpha$ による太陽表面の観測(映画) .....	日江井栄二郎(天文台)	101
2. フレアの問題点とモデル .....	河鱈 公昭(名大理)	
.....	寺島由之介(プラズマ研)	102
3. 紅炎と磁場構造 .....	川口 市郎(京大理)	106
4. モートン波によるコロナの磁気構造の diagnostics .....	内田 豊(天文台)	112
5. 高分解能電波干渉計による太陽マイクロ波バーストの高速掃引観測 .....	田中春夫・鯨目信三(名大空電研)	117
6. 1968年6月26日及び7月10日の太陽マイクロ波吸収について .....	鯨目 信三(名大空電研)	124
7. フレア・モデルについてのコメント .....	伊藤謙哉・奥平清昭(立大理)	129

あ と が き .....	大林 治夫(プラズマ研)	136
---------------	--------------	-----

# A. ア・ラ・カルト

## 1. X線星の諸性質

### — 稀薄な高温プラズマ —

早川幸男（名大理）

#### § 1 宇宙X線の諸成分

今まで観測された宇宙X線は、そのエネルギーが0.2 - 500 keV にわたっている。その方向分布から次の二成分に分けられる。

(a) Diffuse comp. 硬X線領域では実際上等方的で、宇宙全体に原因すると考えられる。硬X線領域では星間吸収を受けて異方性が現われる。

(b) 点状源。多くは銀河面に集中し、吾々の銀河系に属すると考えられる。

この話の主題は(b)であるが、(a)には遠方の銀河の点源を重ね合わせたものがかなり寄与しているかもしれないので、それも若干考慮する。

点状源の中には銀河系外の源も含まれている可能性がある。現在実験的に確からしいのは電波星雲 M 87 (Vir A) と大マゼラン星雲とである。これらを除き、X線星をスペクトルによって分類すると次の二種類になる。

型	スペクトル	大きさ	時間変化	他の例
Sco X-1	$\exp(-E/E_0)$	星状	大	Cyg X-2, Cen X-2
Tau X-1	$E^{-\gamma}$	星雲状	?	Cyg X-1

但し光学的同定が確実なのは Sco X-1 と Tau X-1 の二つだけなので、他はまだもっともらしい予想の段階である。

スペクトルの形を見て素直に考えると、Sco X-1 型は  $10^7 - 10^8$ °K の薄いプラズマの熱制動輻射 (free-free transition), Tau X-1 型は高エネルギー電子によるシンクロトロン輻射または逆コンプトン効果がX線の発生機構と考えられる。しかし全く逆の解釈も可能である。

#### § 2 X線星の特徴

Tau X-1 ではX線の発生領域が可視光で明るい領域と一致する。Xのスペクトルは1~500 keV の広い範囲にわたってほぼ単一のべき関数で表わされる。これを低エネルギーに延長すると、星間減衰を適当に考慮すれば近赤外まで観測強度とほぼ一致する。可視光がシンクロトロン輻射で説明されているので、スペクトルの特徴はX線も同じ機構で発生することを示唆する。しかしX線を発生する電子のエネルギー半減期は一日程度だから、加速効率が非常に高くなければなら

ない。

もしエネルギー損失が効いていれば、あるエネルギー以上でスペクトルは傾斜が急になるはずである。Cyg X-1では100 KeV近くでスペクトルの曲りが観測されている。しかしそれにしても異常に高い加速効率を必要とすることには変りない。例えば1時間に $\theta$ 倍になる程度の効率を必要とする。

このように高い加速効率は考えにくいので、温度の異なる熱制動輻射を重ね合わせて説明しようという試みがある。しかし最高温度は $10^{10}$  K近くを必要とするので、これも説明に困ることである。

これに対して、Sco X-1型は熱制動輻射として素直に解釈される。しかしこれをもシンクロトロン輻射として説明する試みがある。電子は加速と共にエネルギー損失を受ける。両者の釣り合いエネルギーに電子が貯り、ほぼ単色の電子になる。これの発するシンクロトロン輻射は高エネルギー部でExpに減少するので、観測されるスペクトルと合う。但し低エネルギー部で強度が減るはずである。X線領域ではこの減少が認められていないし、可視部でも星間減衰を考慮すればそんなに弱くなっていない。しかし磁場や加速効率の空間分布を考慮すれば、シンクロトロン輻射でSco X-1型を説明することを一がいに否定できない。

シンクロトロン輻射説について、プラズマ物理学者に対する挑戦は、いかにして高い加速効率を説明するかである。多分波動との相互作用に伴う不安定性が効いているのであろう。他方天文学者に対する挑戦は偏りを測ることである。磁場の乱れによって偏りが消されるであろうが、少しで偏りが見られればよい。しかしこれは技術的に非常にむつかしく、Sco X-1に対して上限が得られているに過ぎない。

シンクロトロン輻射説はこの程度にして、Sco X-1型の性質について述べよう。これは星間ガスの分布とよい相関を示し、比較的若い( $\lesssim 10^9$  y)天体であることを意味する。可視光は連続光と輝線から成り、Cyg X-1では暗線も見える。これらは激しく変光し、変光の位相は連続光、個々の線によって異なる。実視等級は1等程度変化し、Sco X-1では明るい時にフレアー型の短週期変光が重なる。平均等級は数日の擬似週期をもっているようである。

今のところ、スペクトルと変光とがX線星のモデルを知る鍵である。比較的人気のあるのは近接連星モデルである。これは次の2点を説明するのに有利である。(a) 一方が巨星であればラグランジュ点を通して物質が相手の星に流れこむ。後者が進化の後期に当る星であれば、重力または表層の核融合反応によって大量のエネルギーを発生しうる。(b) 食変光による週周期性が現われる。但し、スペクトル線によって変光が異なる様子を説明しなければならない。

### § 3 高温プラズマの性質

もしSco X-1型が高温プラズマの輻射で説明できるとすれば、それはどんな性質を示すであろう

うか。X線は  $10^7 - 10^8$ °K の薄いプラズマの熱制動輻射で発生するとしよう。この温度では完全電離で、Sco X-1 で見られるような可視線はないはずである。弱い電離のイオンや原子は高温部を取りまく低温大気の中に存在するはずである。周囲の大気は中心部からのX線で電離され、高温の電子の衝突によっても電離される。一方再結合が起るので電離平衡が成り立つ。

温度  $T_X$  の中心部でエネルギー  $L/\text{sec}$  が発生するとき、距離  $r$  で密度  $n$  の所での電離平衡は  $T_X$  と

$$\xi = L/nr^2 \quad (\text{cgs 単位で測る})$$

の二つのパラメーターで決る。例えば  $T_X = 10^7$ °K では、O III は  $\xi \sim 10^{-3}$ 、He I は  $\xi \lesssim 10^{-4}$  で現われる。Sco X-1 では  $L \sim 5 \times 10^{36}$  erg/sec,  $r \lesssim 10^{15}$  cm だから、O III がX線源で見えるためには  $n \gtrsim 10^9 \text{ cm}^{-3}$  となる。それ故X線星は高密度の膨大な大気に囲まれていることになり、惑星状星雲の初期と同様なものということになる。

このような大気存在は、X線源内でのX線の吸収に寄与する。He の電離は  $\xi \gtrsim 10^{-1}$  ではないから、軟X線はこの大気で激しく吸収されるはずである。また  $\xi \sim 10^{-1}$  では4価のイオンが存在するから、200 eV 程度に再結合のO線スペクトルや自由-束縛転移の山が見えるであろう。

X線領域における輝線の存在は、熱制動輻射説の当否を判定するのに最もよい方法であるから、将来この方向に実現の進むことが望まれる。一方、このような電離大気の模型についての詳しい理論的研究が平行して行われなければならない。

もし熱制動輻射説が正しいとなっても、それで問題が終るわけではない。この高温ガスは安定には保たれない。もし重力で安定を保とうとすれば、半径が非常に小さくなければならない、部分電離のイオンの存在する余地が小さい。一般にはこの高温大気は不安定で、こわれる時間は半径を音速で割った程度、すなわち  $1 \sim 10^2$  年である。但し不安定性を議論するにも密度分布等の詳しい模型が必要である。

そうするとX線星は安定な天体ではなく、太陽コロナのように半定常的なものと考えねばならない。そのためは極めて効率のよい加熱が働いていないといけな。X線領域でのエネルギー発生率は  $10^{37}$  erg/sec 程度で、これだけを説明するのでもさえないへん困難であった。周辺の大気まで含めると、輝線によるエネルギー損失が馬鹿にならない。例えば3-5価のOによる輝線によるエネルギー損失は、熱制動輻射によるものより一桁大きい可能性もある。これも詳細な模型を設定して計算しなければならない問題である。

そして最後に、加熱には非熱粒子のエネルギー損失がもっとも有効らしいことを注意しておく。すなわち Sco X-1 型にもやはり効率の高い加速が要求されるのである。事実、Sco X-1 のスペクトルは Exp の先にゆるい尾があり、尾の部分 ( $\sim 30 \text{ keV}$ ) の強度が激しくゆるんでいる。

以上をまとめると、X線の発生機構を理解するには次の諸点が解決されねばならない。効率の

高い加速，中心に X 線源のある高温大気の模型，その不安定性。いずれも核融合炉の構造を理解するのに直接関係している。宇宙にはこのような対象が現実存在することを知って，実験室の問題を考えて行くことは，単なる参考や類似以上のものである。

最後にいい残した(a)に少しふれておく。これは宇宙論の問題であるが，やはり宇宙全体を満す高温プラズマの問題でもある。これを理解できるもっとも自然な説は私のもので，銀河間空間で起る低エネルギー宇宙線による内部制動輻射である。この宇宙線は銀河間空間の温度を  $10^6\text{K}$  近くに上げるに役立ち，宇宙の熱的歴史に重要な役割を演ずる。大宇宙の歴史も加熱と冷却，安定と不安定の織り混った高温プラズマの消長である。



## 2. X-ray source の model について

坂 下 志 郎 (北 大 理)

X線星のエネルギー源に対するモデルとして、これまでにパルスのもの (Hayakawa) と連続的なもの (Cameron ; Sakashita) とが考えられている。最近の観測結果の示すところでは、星の表面への物質の accretion によるものよりも ejection によるものの方がよいのではないかと思われる。単星の場合にはこれは太陽風の大規模なものに相当する。衝撃波によって周囲に高温部を作ることになる。連星系の場合は Nariai model に従うと、Lagrange 点を通る流れが Laval nozzle 状になって超音速を達成すると考えられる。このような事情が実際に生じうるかを、連続的重力場中での圧縮性流体の問題として計算機で解析している。

(文責 編集者)

### 3. Q S O

小 暮 智 一 (京 大 理)

Q S O ( Quasi - Stellar Object ) は電波源の有無によって Q S S ( Quasi - Stellar Radio Source ) と, Q S G ( Quasi - Stellar Galaxy ) の 2 つのグループに分けられる。同定の基準は直接写真における像が点源 = 恒星状であること, および, スペクトル線に大きな赤方変位がみられること, である。赤方変位としてはふつう  $z \gtrsim 0.3$  である。  $z \lesssim 0.3$  になると他の型の星雲とかなりいりまじってくる。

赤方変位の原因は Doppler 効果によるとするのがほと最近の定説であるが, Doppler 効果を宇宙の膨張に帰するか (宇宙論的立場), 比較的近傍 (距離  $\sim 10$  Mpc) の星雲から高速度で放出された天体の運動に帰するか (局所論的立場), という 2 つの立場についてはまだ決着がつかない。 Burbidge ら ( 1967 ) は今も後者の可能性を主張している。しかし, 大勢はやはり宇宙論的立場に向いているようである。

こうした宇宙論的検討と平行して, 注目される最近の動向は Q S O と他の active な星雲との関係が次第にはっきりしてきたこと, Q S O をふくむ active galaxies の活動は中心核の活動現象にその源泉が求められると理解されてきたこと, であろう。ここではこの立場から Q S O 現象を概観してみたい。

まず, active galaxies の仲間をあげておく:

電波星雲 — Q S S について大きな電波出力をもつ。電波源の大きさは大小さまざま, 母星雲は楕円状で表面光度の中心集中度によって E, D, N などと分類される。

Seyfert 星雲 — 渦状星雲に多い。明るく小さい中心核と, 強くかつ巾広い輝線が特徴。電波との関係は強くない。現在同定された約 20 個のうち 3 個だけが電波源を伴う。

コンパクト星雲 — Zwicky によって発見された中心集中度の高い星雲。ただし, 均質なグループではなく, いろいろの型の星雲をふくむらしい。電波源をもたない D, N 型星雲などもかなりふくまれているようである。

Haro 星雲 — 青色星雲ともよばれる。色だけで Haro ( 1956 ) が選別したものであるが, それ以後詳しい観測がないので中心核活動の様子はよくわかっていない。

Ozernoy ( 1968 ) は星雲の活動度が, 星雲光度の中心集中度に沿って一つの系列を作ること示唆している ( 第 1 a, b 図 )。 Q S O はこの系列でもっとも中心集中度が高く, したがってもっとも活動度の高い星雲である。それは可視光域, 電波域の両者にわたっていえる。

次に, Q S O を主体に, 主な性質について最近の観測をまとめてみよう。

(a) 中心核の中心集中度は極めて著しい。光学的には写真像の分解が悪く,  $1''$  以下の構造の

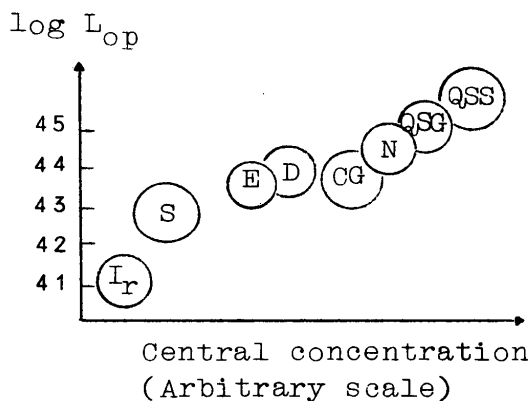


Fig. 1a

$L_{op}$  : optical flux (erg/sec)  
(CG = Compact galaxy)

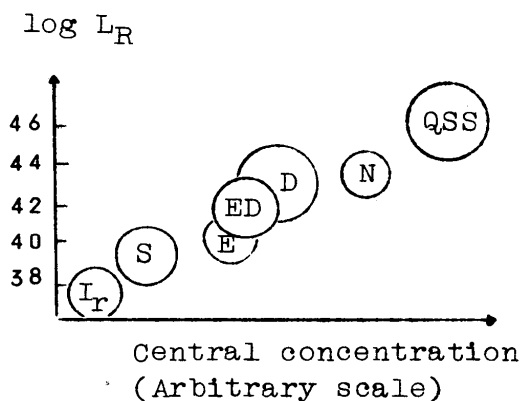


Fig. 1b

$L_R$  : radio flux (erg/sec)

検出は期待できないが、電波観測では interplanetary scintillation や long base line の干渉計を用いて小さい角直径の測定が可能である。例えば、 $\phi$  を角直径とすると、

	$\phi$	$z$	$\ell$	$\phi$ の観測
3C 279	$\leq 0''.005$	0.538	$\leq 24$ pc	Cohen et al (1967)
3C 273 B	$\leq 0''.005$	0.158	$\leq 9$ pc	Clark et al (1967)

ここで  $\ell$  は  $z$  を宇宙論的赤方変位とみなして計算した実直径 (pc) である。これは従来推定されていた値 (それぞれ 300 pc, 40 pc) に比べてずっと小さくなっている。

(b) Active galaxies の中心核はいずれも大きな紫外超過を示し、QSO では Haro の青色星雲よりさらに著しい超過を示す。また U-B, B-V の二色図上での分布をみると、QSO, N, Seyfert など、各タイプごとにまとまった領域を占めるのが目につく (第2図)。

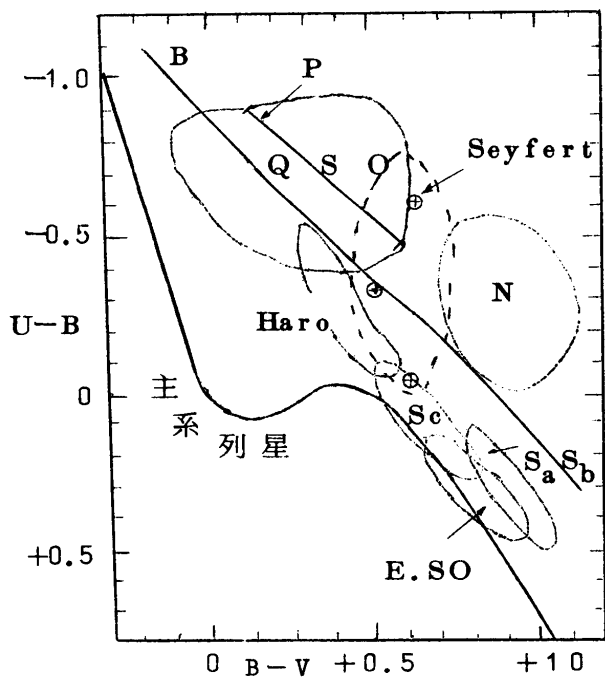


Fig. 2 二色図上の星雲の分布

B: Black - body  
P: Power law

(c) スペクトル. Active galaxies の可視域スペクトルはいずれも輝線を示し、輝線の種類 (H, Mg II, [O II], [O III], [Ne III], [Ne V] など)、相対強度、輝線輪郭などから輝線形成にあずかる電離ガスの状態が推定される。星雲によってスペクトルの特徴に差はあるにしても、ガスの状態に大きな相異はみられない ( $T_e \sim 1-5 \times 10^4$  K,  $N_e \sim 10^4 \sim 10^7$  cm<sup>-3</sup>)。一方、電波スペクトルの観測もふるくから行われている。最近では cm 波から mm 波へとすすみ、また、可視光からも赤外線  $\sim 10 \mu$  へと観測がすすんで、いくつかの星雲については電波から可視域にわ

たる広い周波数領域での連続スペクトルが得られるようになってきている。代表的な例はNGC 1068 (Seyfert 星雲) と 3C 273 (QSS) である。両者はミリ波付近を除いて良く似た、しかも複雑なスペクトルを示し、電波域、ミリ波域、赤外域、可視域で、それぞれ異った形成過程をもつのではないか、という示唆も行われている。とくに遠赤外域にみられる大きな極大点は今のところ原因が不明であるが、星雲中心核の本性を明らかにする過程で重要な意義をもつかもしい。

(d) 時間変化. QSSの時間変化はそれが発見され始めた当初から注目されていたが、その後、N型星雲、Seyfert 星雲などにも変化するものがあらわれ、時間変化は中心核活動の重要な性質の一つになっている。しかし、その変化はかなり複雑な上、可視域と電波域でその現われ方がちがったりするので、時間変化の機構や原因については今後の問題といえるだろう。

電波域での時間変化をみると、ふつう数10年の time scale をもつ slow variation と、1~2年程度で変化する rapid variation とが併存している。後者のあらわれ方は多分にburst 的で電波極大強度の時期が高周波から低周波へと移動すると同時に極大時の強度も次第に小さくなっていく。このバーストの良い例が Kellermann と Pauliny-Toth (1968) により 3C 120 (Seyfert) に観測されたので、それを第3図に示す。

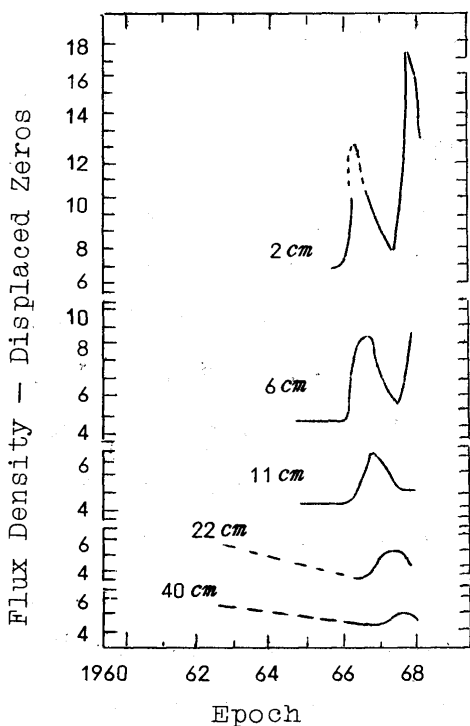


Fig.3. Radio variation of 3C 120 (Seyfert)

この電波バーストを中心核内で起った爆発とみなすと、電波スペクトルの極大点の移動から電波源の大きさ、磁場および粒子加速の状態などについての情報がえられる。

例えば電波スペクトルの極大点が Synchrotron self-absorption によって形成されるとして、第3図の極大点の移動を解析するとバースト開始時の電波源の大きさ( $R_0$ )が次のように推定される:

電波源の膨張が光速で行われたとすると

$$R_0 = \begin{cases} 0.091 \text{ pc} & (\alpha_0 = 0) \\ 0.065 \text{ pc} & (\alpha_0 = 0.5) \end{cases}$$

また、膨張速度が輝線の巾から推定されるガス運動 (3000 km/sec) とすると

$$R_0 = \begin{cases} 1.0 \times 10^{-3} \text{ pc} & (\alpha_0 = 0) \\ 0.7 \times 10^{-3} \text{ pc} & (\alpha_0 = 0.5) \end{cases}$$

ただし、 $\alpha_0$  は初期の電波スペクトルインデックス。

電波スペクトルの極大点の形成が、共存する電離ガスの連続吸収による、としても同様の解析が出来、ほぼ類似の結果がえられる。しかし、この場合、1回のバーストの total

energy  $\sim 10^{48}$  erg に比べて、必要とされる電離ガスの量が少なすぎる ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ ), という点に難点がある。

いずれにしても、1回のバーストで放出される energy は  $\sim 10^{48}$  erg で、ほぼ小型の超新星程度であるから、1～2年規模の時間変化は中心核内での局所的なバーストの random appearance と考えることもできる。多くの QSO に見られる不規則な時間変化はこの考え方をかなり支持しているように見える。

しかし、例外もある。Kinmannら(1968)の観測した 3C 345 (QSO) では、バーストの時間変化が 80.32 日の周期で、ほぼ規則正しく反復しており、その説明には何らかの周期的原因——脈動、自転、軌道運動——などを必要としているようである。

さらに可視光での変光は一層複雑である。上にのべた slow variation, rapid variation を示すと同時に、1日程度の very rapid variation を示すものも発見されている。例えば、Oke(1967)によると、3C 279 (QSS) は1昼夜に 0.25 等級、3C 371 (N 星雲) は数日中に 0.1～0.15 等級の変光を示した。また、Kinmann(1967)は可視光の直線偏波にも著しい変化の生じた次のような例を報告している。

星雲	観測日	偏波率	位置角
3C 279 (QSS)	8/II/1967	<u>18.7 %</u>	176.0°
	16/II/1967	<u>10.3</u>	177.6°
3C 345 (QSS)	8/II/1967	7.8 %	<u>82.8°</u>
	16/II/1967	7.1	<u>44.7°</u>

このような複雑な変光例はまだ少ないが、観測のすすむにつれて、さまざまの変った例の発見される可能性も大きく、中心核内の活動現象は極めて複雑であるとの印象をつよく与える。

## 文 献

Burbidge, Burbidge	1967	Ap-J., <u>148</u> , L 107.
Clark et al	1967	Ap-J., <u>149</u> , L 151.
Cohen et al	1967	Ap-J., <u>148</u> , L 49
Kellermann, Pauling-Toth	1968	Ann. Rev. Ast. 1 Ap., <u>6</u> , 417.
Kinmann	1967	Ap-J., <u>148</u> , L 53.
Kinmann et al	1968	Ap-J., <u>152</u> , 357.
Oke	1967	Ap-J., <u>147</u> , 901.
Ozernoy	1968	Astr. Circ. No. 469. AN.SSSR.

## 4. Pulsar

森 本 雅 樹 (天 文 台)

Hewish による発見以来 Pulsar と呼ばれる電波源が注目されるようになった。その特徴はきわめて精確なパルス周期 (精度  $10^{-9}$  にも達する) で電波を放出していることである。これまでに  $\sim 20$  個が知られている。通常パルス周期は  $0.03 \sim 3$  sec 程度であるが、電波周波数によって波長の 2 乗に比例する到来時間のずれがみられる。これは星間プラズマによる電波のおくれとみられ、銀河系空間の電子密度推定に役立つ。距離は  $\sim$  Kpc とみつもられているが、天球上での分布にはかなり銀河面集中の傾向がある。Pulsar に対するモデルとして、白色矮星、中性子星などが考えられる。前者では短い周期が作りやすく、後者では長い周期がむつかしい。最近超新星の remnant と天球上で一致するものが見つかり、そのうち 1 個はカニ星雲 (Tau A) と一致している。これらは 100 msec 以下の短周期であり、しかも時とともに周期がのびているらしい。Pulsar の活用の別の面として、これを時計として使うことなどが考えられよう。

(文責 編集者)

## B. 磁場構造の力学

### 1. 宇宙磁場によるファラデー回転

河鱈公昭, 藤本光昭, 祖父江義明, 福井 満 (名大理)

#### 1. 序

直線偏光している大部分の電波源について, その Position angle と波長の 2 乗とが, 一次関係によって結ばれている事が Gardner と Whiteoak によって示された。(Gardner and Whiteoak (1963)) これは電波源と観測者との間の空間を電波が伝播していく時, プラズマと磁場の作用によってその偏光面が回転する所謂 Farady rotation が生じた事を示している。

Farady rotation に於ける rotation measure (以下 R.M. と記す) は,

$$R.M. = 8.1 \times 10^5 \int Ne B_{\parallel} dl$$

で表わされる。ここに  $Ne$  は  $cm^{-3}$  で測られた電子密度であり,  $B_{\parallel}$  は gauss 単位での磁場の視線方向成分の大きさである。又  $l$  は pc. で測られている。R.M. の符号は磁場の方向が観測者に向っている場合  $R.M. > 0$ , 逆の場合  $R.M. < 0$  とする。R.M. がその Source の銀緯に強く依存している事, 従って Farady rotation の大部分が我々の銀河系内で起っているであろうという事はすでに以前から言われていた。(Gardner and Whiteoak (1963), Gardner (1964)) 更に, R.M. と銀緯との関係, R.M. の銀河座標上に於ける分布等が Morris and Berge (1964), Gardner and Davis (1966) 等によって調べられ, それらの研究から彼等は Farady rotation の起因を我が銀河系の渦状部分に存在する磁場によるものであろうと結論した。

一方, R.M. の分布に関して Berge and Seielstad (1967) は large-scale な規則性は認められるが, Gardner and Davis (1966) が示したような, R.M. の位置に対するなめらかな変化は必ずしも認められるとは限らず, もっと不規則に変化している, という批判的な見解を述べている。最近, 祖父江, 藤本, 河鱈等は, 大きい redshift を持った source の R.M. の分布と, 小さなその分布とは異なっており, 従ってそれらの Farady rotation は銀河系外空間に存在する磁場によって引き起こされたものであろうという事を指摘した。

#### 2. 銀緯による R.M. の変化

個々の source に対して, 三つあるいはそれ以上の波長に対する position angle を測定すれば—— position angle には  $180^\circ$  の整数倍の不確定性があるという事を考慮して——そ

の固有の position angle と R.M. とを求める事が出来る。

本論文で用いた R.M. の値は Berg and Seielstad によるもので、彼等の出した値から redshift の判明している 43 個の source についての値を選んだ。そのうちいくつかの source については redshift の観測されていないものもあるが、radio source と同定された星雲の光度から距離を推算し、Hubble parameter を  $100\text{km s}^{-1}/\text{Mpc}$  として redshift に換算した。それらの radio source は我々から比較的近くにあるので、そのようにして求めた redshift の値を用いても何等問題はない。高銀緯 ( $|b^{\text{II}}| > 60^\circ$ ) に於ては、観測された R.M. の値は 3C-287 を除いて、全て非常に小さいという事が Gardner and Davis によって指摘された。3C 287 については、その R.M. の非常に大きい原因が source の中か、あるいは近く又は我々の銀河系内の異常な領域にあるのであろうという事がすでに指摘されていた (Gardner and Davis (1966), Berge and Seielstad (1967))。

従って本論文では、3C-287 を除外して話を進める事にする。

我々の用いた 41 個の source は次の 3 つのクラスに分類される。

Class I	$0.05 \geq z$	の	source
" II	$0.2 > z > 0.05$	"	
" III	$z \geq 0.2$	"	

ここで  $z$  は source の redshift を示す。

図 1 に夫々の class について、R.M. の絶対値と銀緯との関係を示した。  $20^\circ$  以下の銀緯では、R.M. の絶対値と銀緯との間に大きなちらばりがある事は既に Gardner and Davies が指摘しているが、この特徴は上述の 3 つのクラスのどれについても見られ、低銀緯にある radio source については、大部分の R.M. は、我々の銀河系にその起源を持っていると考えられる。R.M. の銀緯に対する分布に関してもう一つの重要な特徴は、中銀緯の radio source のうち  $z > 0.2$  のものの R.M. の値のちらばりが大きいという事である。  $|b^{\text{II}}| > 35^\circ$  の領域にある source について R.M. の標準偏差は redshift  $z \leq 0.05$  と  $0.05 < z < 0.2$  のものに対して夫々  $12\text{rad}/\text{m}^2$  ,  $10\text{rad}/\text{m}^2$  で大体同じ値である。他方同じ領域で  $z \geq 0.2$  の source のそれは  $24\text{rad}/\text{m}^2$  である。  $z \geq 0.2$  と  $z < 0.2$  の source に対してこの様に標準偏差値が違うという事は、これが全く偶然によって起るとすれば、その確率は 0.01 以下である。たとえ R.M. の値として、その誤差が  $5\text{rad}/\text{m}^2$  以下のもののみを選んだとしても  $z < 0.2$  と  $z \geq 0.2$  の source に対する標準偏差は  $9\text{rad}/\text{m}^2$  と  $25\text{rad}/\text{m}^2$  となる。

それ故 R.M. のちらばりに於けるこの様な差異は、R.M. の決定の際に入りこむ誤差によるものではない。



Fig. 1 - 1

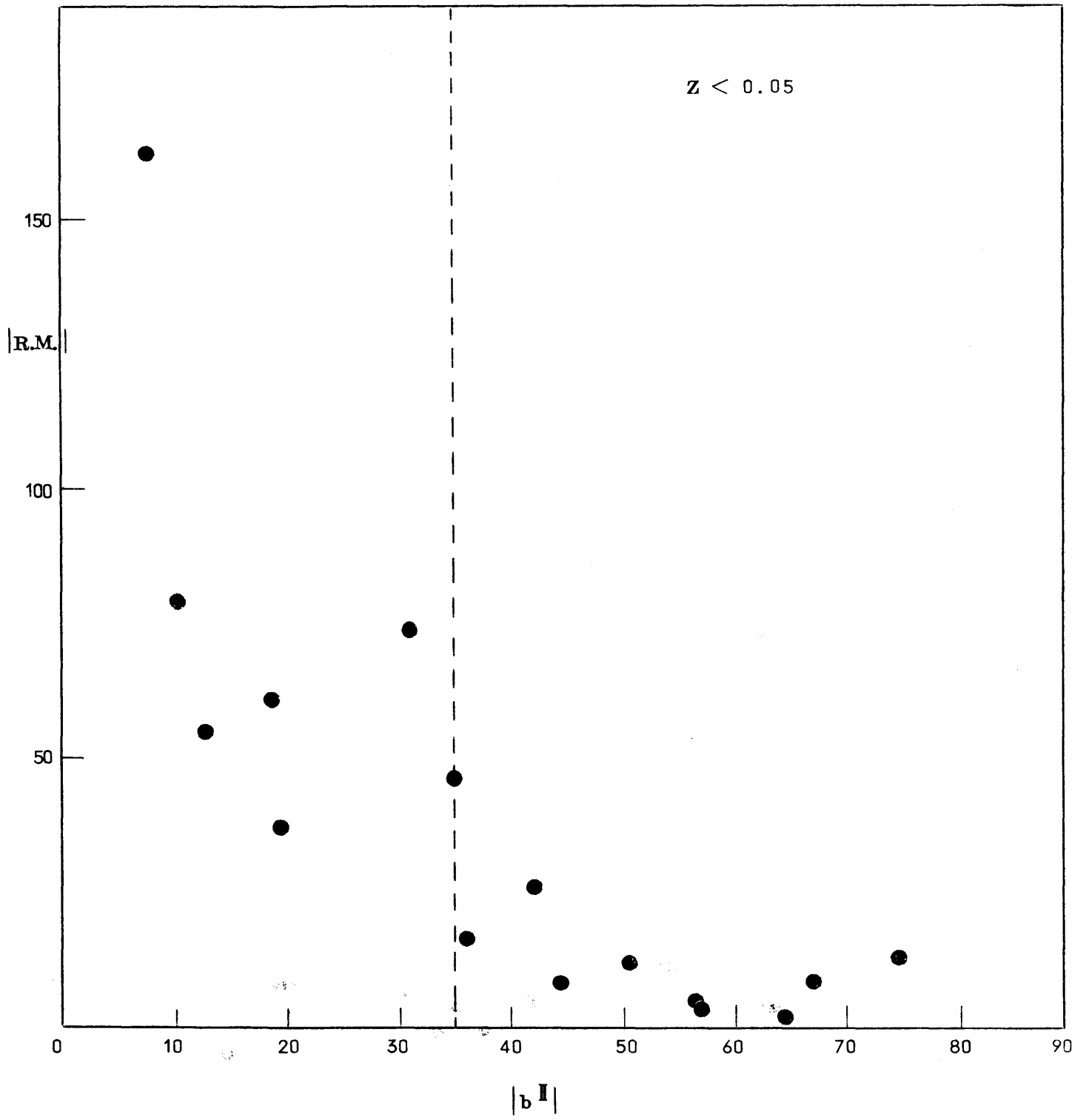


Fig. 1 - 2

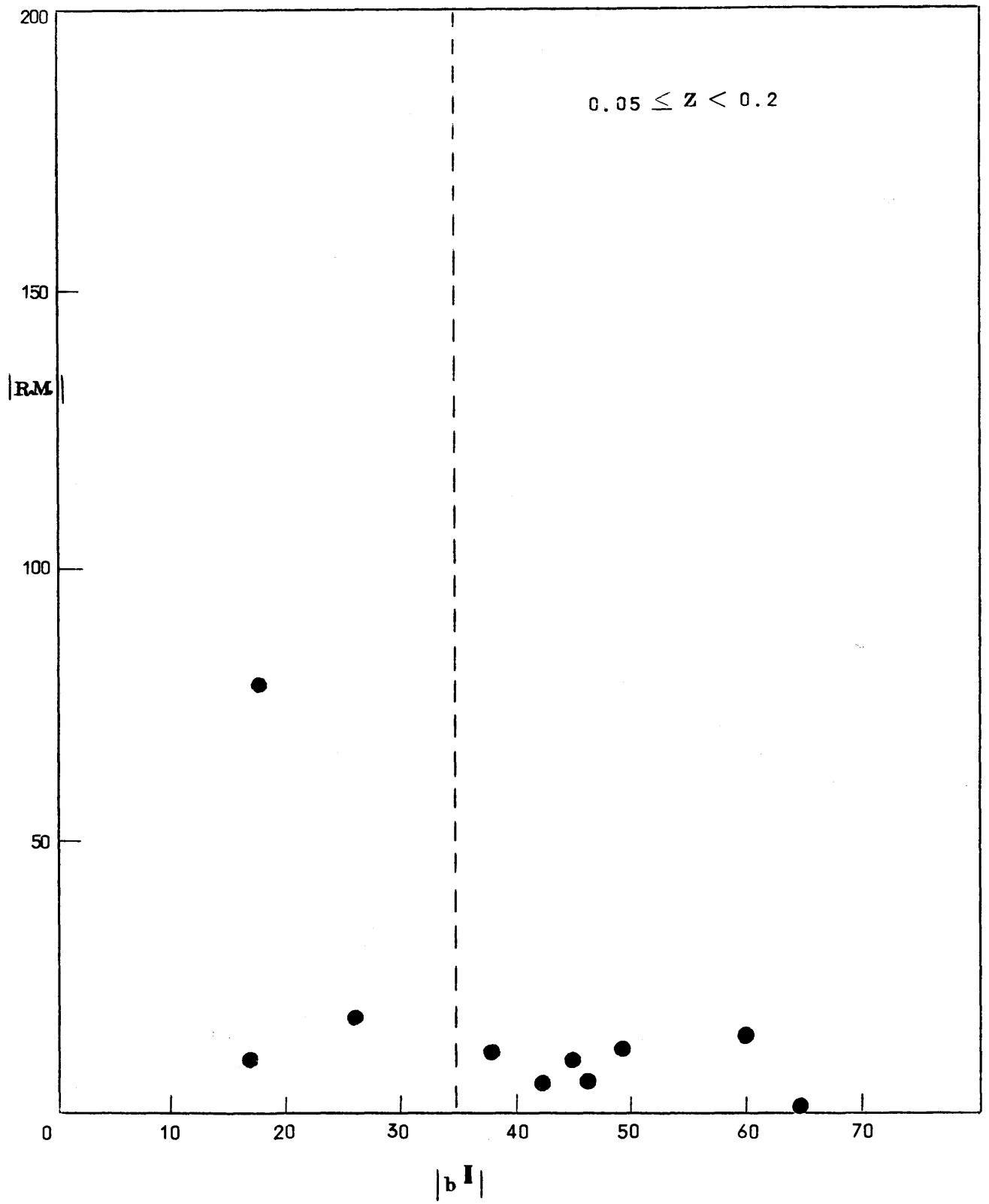
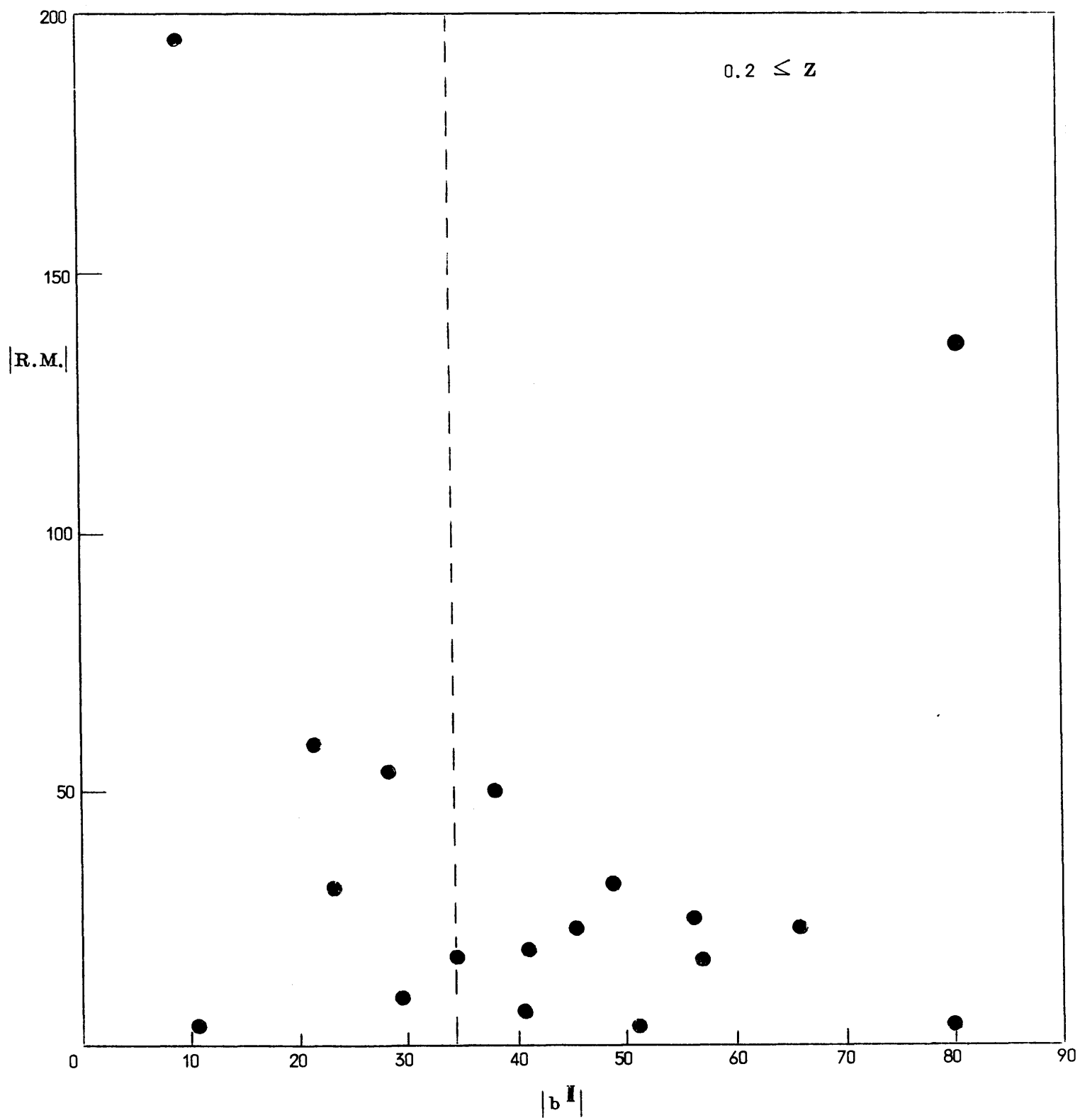


Fig. 1 - 3



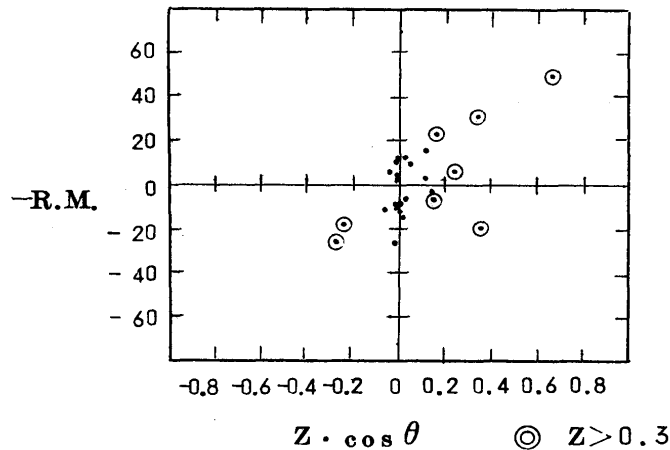
### 3. R.M. と redshift の関係

2節で radio source の R.M. の銀緯上への分布の仕方が、中銀緯では redshift に依存する事を見出した。従ってこの節では  $35^\circ$  以上の銀緯を持つ source のみを取り出して考察する事にする。

radio source の R.M. は source の視線方向と磁場の方向とのなす角に依存する。従って R.M. と  $z$  とが単純な関係にあるとは期待出来ない。

図 2 に R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との関係を図示した。

Fig. 2



ここで  $z$  は redshift,  $\theta$  は radio source と  $(l_0^{\text{II}}, b_0^{\text{II}})$  なる方向とのなす角である。もし Farady rotation が  $(l_0^{\text{II}}, b_0^{\text{II}})$  の方向を向き、且つ用いた最も遠方の source を含む領域にわたって一様な磁場によるものであり、redshift が source の距離に比例するなら R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との間には線型関係が期待される。

大きな領域にわたって metagalactic magnetic Field が  $l^{\text{II}} \sim 100^\circ$ ,  $b^{\text{II}} \sim -30^\circ$  の方向を向いているという事は祖父江, 河鷲, 藤本によって指摘された。図 1 には  $l_0^{\text{II}} = 100^\circ$ ,  $b_0^{\text{II}} = -30^\circ$  の場合の R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との関係が示されている。R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との関連性は図から明らかである。

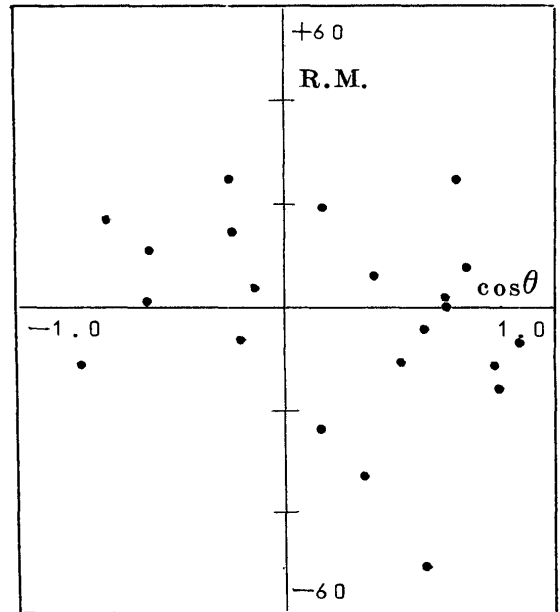
この場合 R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との間の相関係数は 0.678 である。 $l_0^{\text{II}} = 135^\circ$ ,  $b_0^{\text{II}} = -10^\circ$  とした場合にはもっとよい相関係数 0.738 が得られる(図 3)。

相関係数が 0.53 より大きい相関は、もし偶然に起るとすればその確率は  $10^{-3}$  以下であり、従って上述の相関は注目すべきものであると考えられる。

図 3 は R.M. と  $\cos \theta$  との関係である。Farady rotation が我々の銀河系内で  $(l_0^{\text{II}}, b_0^{\text{II}})$  の方向を向いている磁場によるものとすれば、何等かの相関が期待されるはずである。しかし、図 4 からは R.M. の分布と  $\cos \theta$  との間に関係は見られない。従って図 3 に見られる相関は我々の銀河系内にある磁場によるものではないといえる。故に図 2, 3 に見られる相関に注目するな

ら、大きな redshift を持った radio source の R.M. は  $z$  と source の方向とに依存するという事を結論出来る。

Fig. 3



#### 4. Metagalactic space に於ける磁場と物質

Q.S.S. の redshift が cosmological origin である事を仮定すれば、R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との関係は、metagalactic magnetic field が、直線偏光した radio source から発された電波の Farady rotation に寄与している事を示している。Hubble parameter を  $100 \text{ km/sec Mpc}$  とすれば、従って

$$N_e B = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{gauss}$$

なる関係が得られる。ここに  $B$  は一様な metagalactic magnetic field の強さである。電子密度として  $N_e = 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$  とおけば  $B = 3 \times 10^{-9} \text{ gauss}$  を得る。Farady rotation の測定からのみでは、source と観測者との間にある磁場の強さと、電子密度との積  $B \cdot N_e$  が決まるのみであるから  $B$  又は  $N_e$  を決定しようとするには、別の手段を考えねばならない。X線の diffuse background が所謂  $3^\circ \text{K}$  黒体放射と相対論的電子との逆コンプトン効果によって発生するのではないかという指摘が既に Felten and Morrison (196) によってなされていたが、もしそうした場合、同じ相対論的電子は metagalactic magnetic field の中で回転運動をする事によって radio wave を発する。従って X-ray background の測定から metagalactic magnetic field についての情報を得る事が出来る。metagalactic space に於ける相対論的電子の密度は次のような power-law の形におけるであろう。

$$n(\gamma) = n_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^\beta \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \gamma^{-m}, \quad \gamma = \frac{E}{m c^2}$$

ここに  $(t_0/t)^\beta$  は電子源の進化の効果を表わす因子で未知のパラメーター  $\beta$  を含んでいる。 $(R_0/R)^3$  は宇宙の膨張に伴う電子密度の dilution factor である。ここに  $R$  は cosmic age  $t$  に対応する宇宙半径であり、添数“0”は現在の age  $t_0$  に対応する値を示す。高エネルギー電子は宇宙黒体放射の低エネルギー光子と衝突して、それを X-線領域エネルギーの光子にまで高める(逆コンプトン効果)。その際 X-線の volume emissivity は

$$\left(\frac{dP}{d\nu d\tau}\right)_c = \frac{2}{3} \sigma_T C \left(\frac{h}{3.6k}\right)^{\frac{3-m}{2}} P T^{\frac{m-3}{2}} \nu^{\frac{1-m}{2}} n_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^\beta \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \quad (2)$$

$$f = \frac{4\sigma}{c} T^4$$

ここに  $\sigma$ ,  $\sigma_T$  は夫々シュテファンボルツマン定数, トムソン断面積である。

膨張宇宙に於ては

$$T = T_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)$$

であり, 現在の黒体輻射の温度  $T_0$  は

$$T_0 = 2.7^\circ\text{K}$$

である。X-線を出す同じ電子による磁場  $B$  の中での synchrotron radiation の volume emissivity は

$$\left(\frac{dP}{d\nu d\tau}\right)_s = 0.8 \times \frac{e^4}{3m_0^2 c^3} \left(\frac{4\pi m_0 c}{3e}\right)^{\frac{3-m}{2}} \nu^{\frac{1-m}{2}} B^{\frac{1+m}{2}} n_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^\beta \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \quad (3)$$

ここに  $m_0$  は電子の静止質量であり, 磁場は  $B = B_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2$  に従って変化する。(2)(3)より, 地上で観測される X-線; radio wave の background radiation の energy flux は

$$j_X(\nu_X) = J_X \nu_X^{\frac{1-m}{2}} \int_{t_e}^{t_0} \left(\frac{t_0}{t}\right)^\beta \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 dt$$

$$j_R(\nu_R) = J_R \nu^{\frac{1-m}{2}} \int_{t_e}^{t_0} \left(\frac{t_0}{t}\right)^\beta \left(\frac{R_0}{R}\right)^{\frac{3+m}{2}} dt$$

ここは  $t_e$  は最も遠方の source が X-線及び radio wave を発した時期 (age) である。上式の導出にあたって我々は line element として,

$$ds^2 = dt^2 = \frac{R^2(t)}{c^2} \frac{1}{1 + \frac{k}{4} r^2} \left[ dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]$$

を仮定した。

定数  $J_X$ ,  $J_R$  は次式によって与えられる。

$$J_X = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{2}{3} \sigma_T C \left(\frac{h}{3.6kT_0}\right)^{\frac{3-m}{2}} \rho_0 n_0$$

$$J_R = 0.8 \times \frac{c}{4\pi} \frac{e^4}{3m_0^2 c^3} \left(\frac{4\pi m_0 c}{3e}\right)^{\frac{3-m}{2}} B^{\frac{1+m}{2}} n_0$$

ここに  $\rho_0 = \frac{4\sigma}{3} T_0$

$J_R$  と  $J_X$  の比をとると

$$\frac{j_X}{j_R} = \left( \frac{J_X}{J_R} \right) n(m, \beta) \left( \frac{\nu_X}{\nu_R} \right)^{\frac{1-m}{2}}$$

ここに

$$\eta(m, \beta) = \int_{t_e}^{t_0} \left( \frac{t_0}{t} \right)^\beta \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 dt / \int_{t_e}^{t_0} \left( \frac{t_0}{t} \right)^\beta \left( \frac{R_0}{R} \right)^{\frac{3+m}{2}} dt \quad (5)$$

近代的に  $R(t) \propto t^{\frac{2}{3}}$  とおけば (5) 式は次の様になる。

$$\eta(m, \beta) = \frac{m+3\beta}{3(\beta+1)} \cdot \frac{\left( t_0/t_e \right)^{1+\beta} - 1}{\left( t_0/t_e \right)^{\frac{m+3\beta}{2}} - 1}$$

又、X-ray background のスペクトルの観測から  $(c-m)/2 = -0.8$  ie  $m = 2.6$  とおける。表 2 に示されている様に  $\eta(2.6, \beta)$  は  $t_e/t_0$ ,  $\beta$  の値にあまりよらない。従って (4) 式は

$$\frac{j_X}{j_R} = (9.3 \sim 11.6) \times 10^{-13} B_0^{-1.8} \left( \frac{\nu_X}{\nu_R} \right)^{-0.8}$$

ここで X-ray flux として

$$j_X(6 \text{ keV}) = 2.4 \times 10^{-26} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str} \cdot \text{Hz}$$

を用い、電波の background として 178 MHz で minimum sky temperature  $80^\circ\text{K}$  の  $1/4$  の値を用いれば、

$$j_R(178 \text{ MHz}) \lesssim 2 \times 10^{-19} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str} \cdot \text{Hz}$$

以上の値より

$$B_0 < 2 \times 10^{-8} \text{ gauss}$$

又 (1) より

$$N_e > 1.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$$

が得られる。これは質量密度に直して  $2.5 \times 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$  なる lower limit を与える。

## 5. 結 び

祖父江, 藤本, 河鱈は  $z < 0.1$  の radio source と  $z > 0.1$  のそれとでは R.M. の銀緯に対する分布が異なっている事を指摘した。この差異は  $\ell^{\text{II}} \sim 100^\circ$ ,  $b^{\text{II}} \sim -30^\circ$  の近くで最も顕著である。

又この領域に於て R.M. の符号は  $z < 0.1$  の radio source では正,  $z > 0.1$  の source では負となる。R.M. に於けるこの様な符号の逆転は又, 上と逆の方向, 即ち  $l^{\parallel} \sim 280^{\circ}$ ,  $b \sim 30^{\circ}$  でも——それ程明らかではないが——おこる。

これらの事から radio source の R.M. は source の方向に依存すると同時に redshift にも依存するという事が判る。

2 節で示された様に, 中銀緯領域に於て, R.M. の分布に於ける標準偏差値は,  $z < 0.2$  なる source については小さく,  $z > 0.2$  では大きい。この事も又, 先の結論——R.M. は source の方向と redshift とに依存する——を正当化する。

図 2 も又上記の結論を支持している。既に指摘された様に R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  との相関は, Q.S.S. の cosmological hypothesis の下に metagalactic magnetic field の Farady rotation への寄与を意味する。我々に本論文で用いた redshift のうち最も大きいものは 1.403 であるから metagalactic magnetic field は大体  $z = 1.403$  に対応する距離位の範囲内で一様であると結論出来る。metagalactic magnetic field の方向を厳密に決定するには, 現在まだ観測データが不足している。 $l^{\parallel} \sim 135^{\circ}$ ,  $b^{\parallel} \sim -10^{\circ}$  はその漸定的な方向である。

我々はこれまで source の redshift が宇宙論的起源を持っていると仮定して話を進めてきた。従って, ここで Q.S.O. の local - hypothesis を我々の得た結論をもとにして議論しておく必要がある。local - hypothesis の立場に立つ理論のうち, あるものに於ては大きな redshift は又, 大きな距離を意味していると見做してよい。例えば, その一つは, Q.S.O. は我々の, もしくは我々の近くの銀河から光速に近い速度で放出されたものであるという見方である。その様な見地に立てば, 放出から十分時間が経過した後, それらの物体はドップラー変移によって redshift を観測されるであろうし, 従って redshift が大きくなれば, それに応じて距離も大きくなるであろう。

図 3 中のいくつかの radio source については光学的に galaxy と同定されている。従ってそれらの redshift は宇宙論的起源を持っていると信じる理由がある。その様な radio source の redshift のうち最大のもは  $z = 0.1$  であり, これは距離に直して 300 MPC に相当する。2, 3 節で示された様に, このような radio source に比べて, 大きな redshift 例えば  $z = 1$  を持っている Q.S.S. の R.M. は前者のそれよりも大きな値を持っている。それ故 Q.S.S. の Farady rotation は少くとも我々から 300MPC 以上の距離を radio wave が通過してくるうちに生じたものであると考えられよう。従って大きな redshift を持っている Q.S.S. は確かに 300 MPC 以上の距離に位置してはならない。

Q.S.S. の距離に関して, この様な lower limit は宇宙論的仮説による距離と同じ程度のものなので R.M. と  $z \cdot \cos \theta$  の間の相関は Q.S.O. の宇宙論的仮説に有利な一つの証拠となる。



逆に言えば、この相関関係は他の local hypothesis, 例えば重力による redshift などの、大きな redshift が必ずしも遠距離を意味しているとは限らない理論には非常に不利な証拠でもある。

前述の metagalactic magnetic field は super galaxy の面に、大体平行である。しかしこの磁場は少くとも  $z = 1.4$  に相当する距離まで、広がっていると考えられ、従って super galaxy の scale  $\sim 30$  MPC とはるかに凌駕している。従ってこの磁場は super galaxy に起源を持つとは考えられない。

#### References

- Aizu, K., Fujimoto, Y., Hasegawa, H., Kawabata, K., and Taketani, M., Suppl. Prog. Theor. Phys., No.31, 31, 1964.
- Berge, G.L., and Seielstad, G.A., Ap. J., 148, 367, 1967.
- Gardner, F.F., and Davies, R.D., Australian J. Phys., 19, 129, 1966.
- Greenstein, J.L., Ap. J., 133, 335, 1961.
- Greenstein, J.L., Ap. J., 135, 679, 1962.
- Humason, M. L., Mayall, N.U., and Sandage, A.R., Astron. J., 61, 97, 1956.
- Sandage, A., Ap. J., 146, 13, 1966.
- Sandage, A., Ap. J., (Letters), 150, L145, 1967.
- Schmidt, M., and Mathews, T.A., Ap. J., 139, 781, 1964.
- Schmidt, M., Ap. J., 141, 1, 1965.
- Sersic, J.L., Z. Ap., 51, 64, 1960.
- Lynds, C.R., Hill, S.J., Heere, K. and Stochton, A.N., 1966, Ap.J., 144L, 1244.
- Sandage, A., Ap.J., 145, 1, 1966b.

## 2. 熱不安定性による銀河系の生成

祖父江 義明 (名大理)

膨張宇宙での銀河系生成を重力不安定性で説明しようとする努力が多くなされて来た。線型の取扱いでは、ゆらぎが宇宙膨脹に打ち勝って重力収縮することは不可能であることが分った。一方、十分大きな有限振巾のゆらぎは、重力的に孤立した系へ収縮可能なことが、非線型の取扱いで示された(木原, 近藤)。

Gold - Hoyle 等は熱的不安定性が銀河系生成に有効であることを示唆した。

ここでは、最初熱的不安定で生長したゆらぎが、非線型の重力収縮へ移行できるための条件を与え、この条件を満たして重力的に孤立した系 (Proto - galaxy) の質量、さらに熱的不安定の生ずる初期のガスの温度及び密度に対する要請を求める。この条件とは、(A) 膨脹宇宙で、輻射損失による熱不安定が生長すること、(B) 宇宙黒体輻射がこの成長を妨げる程強くない時期であること、及び(C) 熱不安定で凝縮した gas cloud が、自身で重力収縮をひきおこせるように、温度が速やかに下降すること、の三つである。

(A) Field が与えている熱不安定性の成長率に関する特性方程式から、不安定の起る条件及び成長の time scale は、radiative cooling rate ( $cm^{-3}$ ) が  $n^2 T^\alpha$  に比例するとして、

$$\alpha < 1 \quad (1)$$

かつ、

$$\tau_{cool} > \frac{\lambda}{C_s} \quad \text{ならば} \quad \tau \approx \tau_{cool} \quad (2)$$

$$\tau_{cool} < \frac{\lambda}{C_s} \quad \text{ならば} \quad \tau \approx \frac{\lambda}{C_s} \quad (3)$$

となる。ここで  $\tau$ ,  $\tau_{cool}$ ,  $\lambda$  及び  $C_s$  はそれぞれ成長の time scale, radiative cooling の time scale, ゆらぎの波長及び音速を示す。従って、条件(A)は、(1)がなりたっている場合に

$$\tau < \tau_{exp} = \frac{R^3}{(\dot{R}^3)} = \frac{1}{2} t \quad (4)$$

で与えられる。 $R(\infty t^{\frac{2}{3}})$  は宇宙膨脹のスケールファクターである。

(B) Back ground radiation の drag free でゆらぎの成長が妨げられないためには cosmic time が

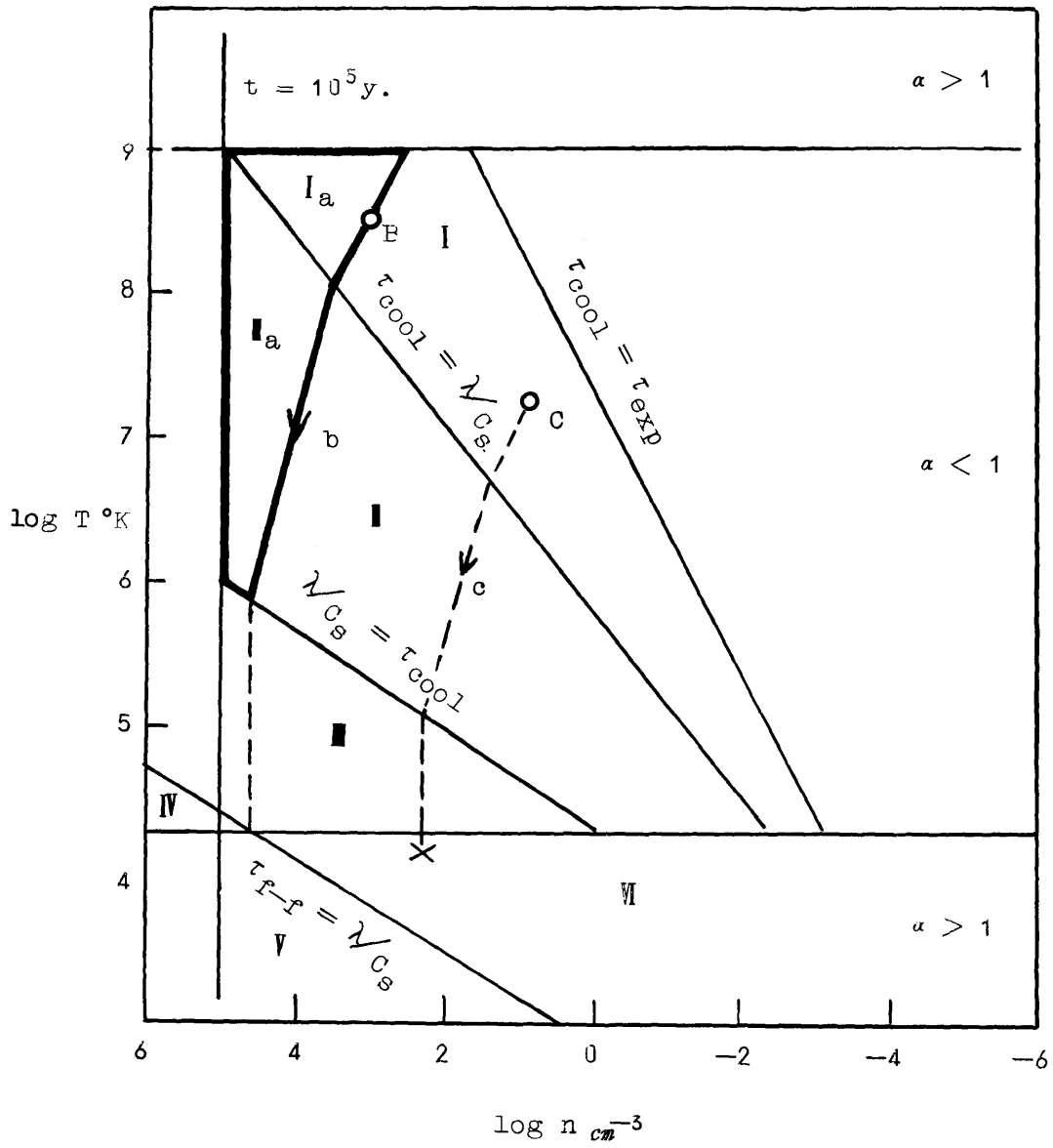


Fig. 1.  $M = 10^{39} \text{ gr} \left( = \frac{1}{2} \cdot 10^6 M_{\odot} \right)$

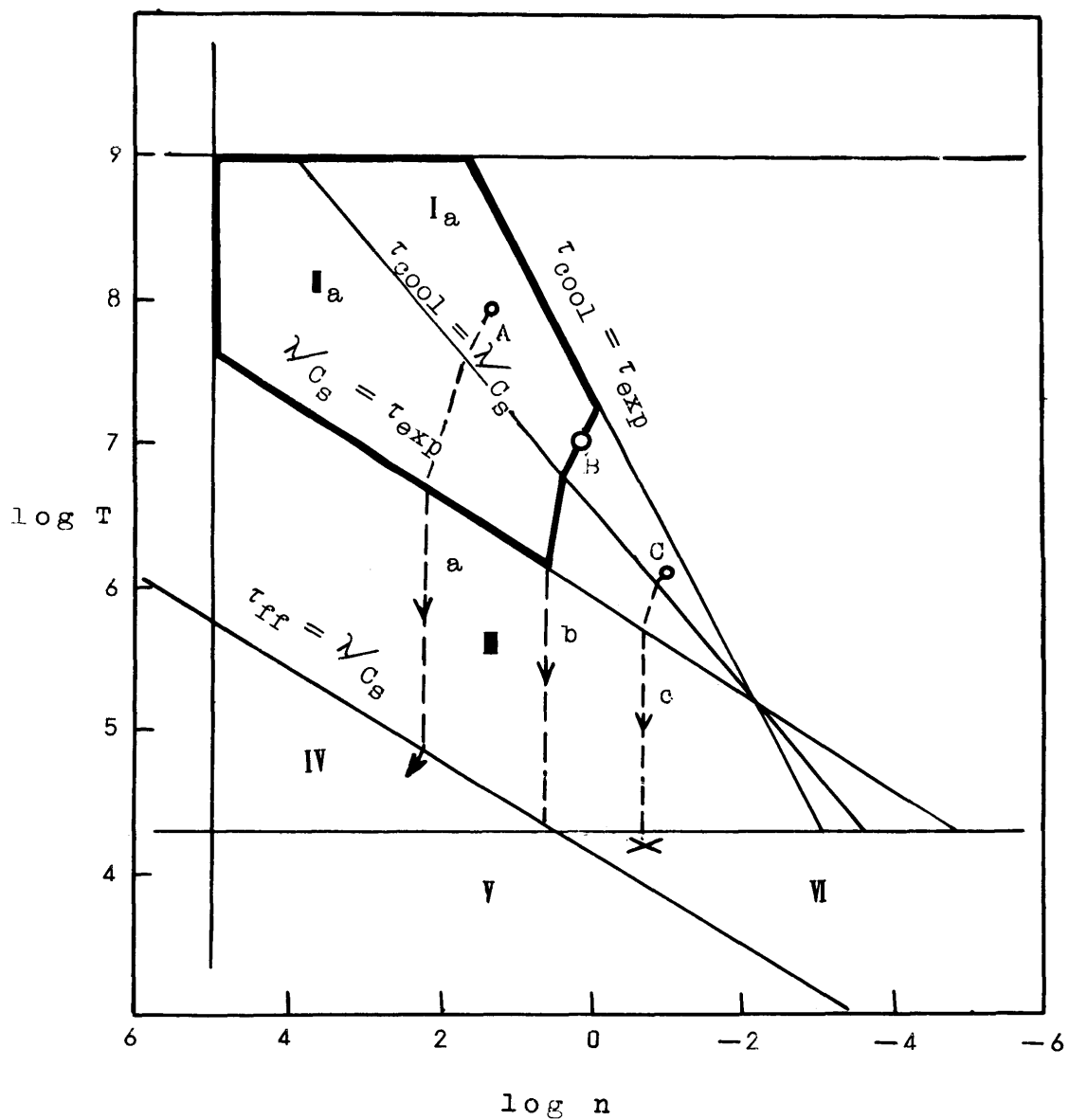


Fig. 2.  $m = 10^{41} \text{ gr} \left( \frac{1}{2} \cdot 10^8 M_{\odot} \right)$

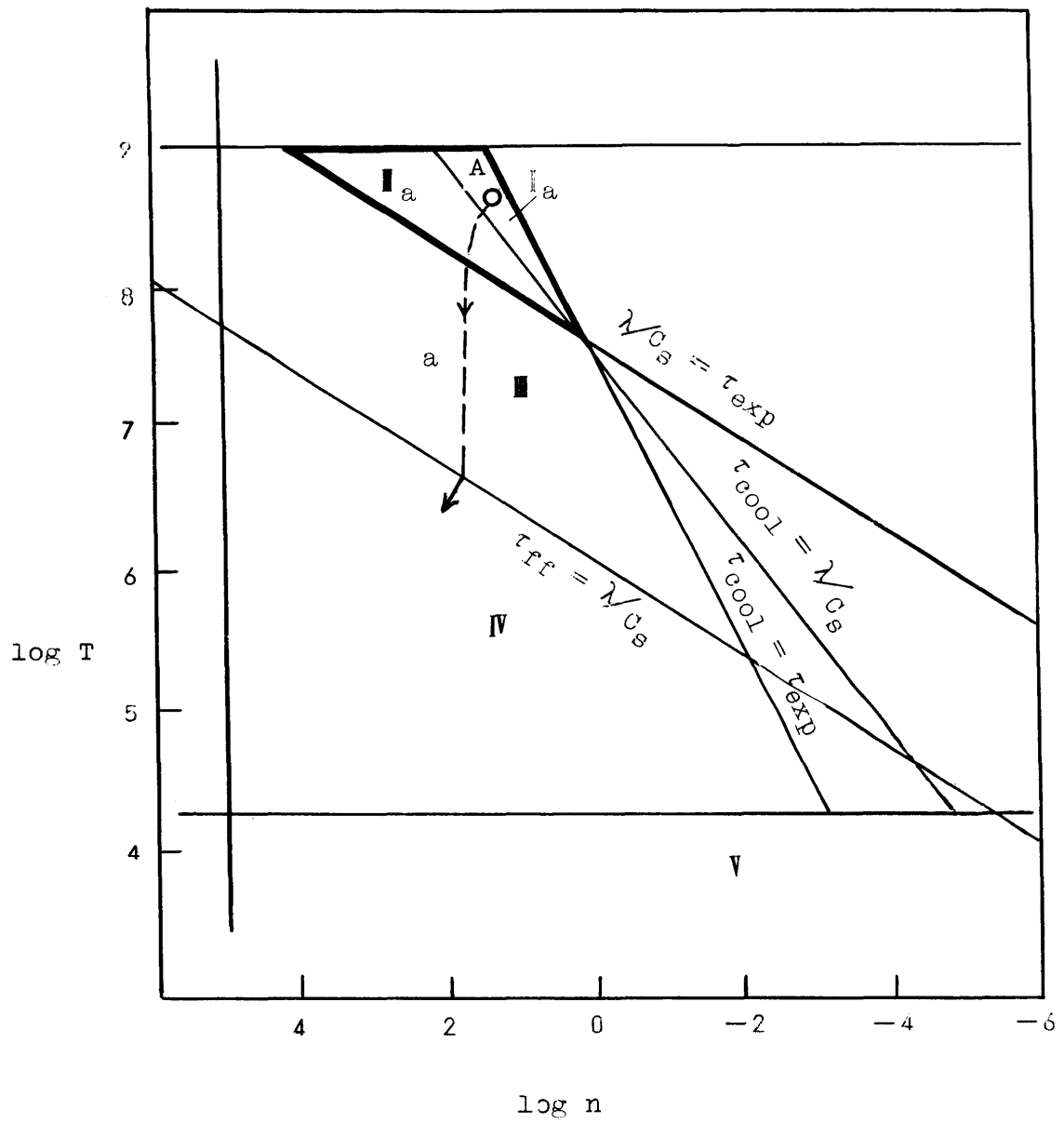


Fig. 3.  $M^l = 10^{44}$  gr  $\left( \frac{1}{2} \cdot 10^{11} M_{\odot} \right)$

$$t \gtrsim 10^5 \text{ years} \quad (5)$$

であることが必要である。ここで現在の物質の密度及び黒体輻射の温度はそれぞれ  $2 \times 10^{-29}$  gr / cc 及び  $3^\circ \text{K}$  とした。不等式 (1), (4) 及び (5) が成立つ領域を図 1, 2 及び 3 に領域 I, II として示してある。これらの図はそれぞれ系の質量  $M$  を  $\frac{1}{2} \cdot 10^6 M_\odot$ ,  $\frac{1}{2} \cdot 10^8 M_\odot$ ,  $\frac{1}{2} \cdot 10^{11} M_\odot$  に固定して描いた。Cooling rate は図 4 のように仮定した。

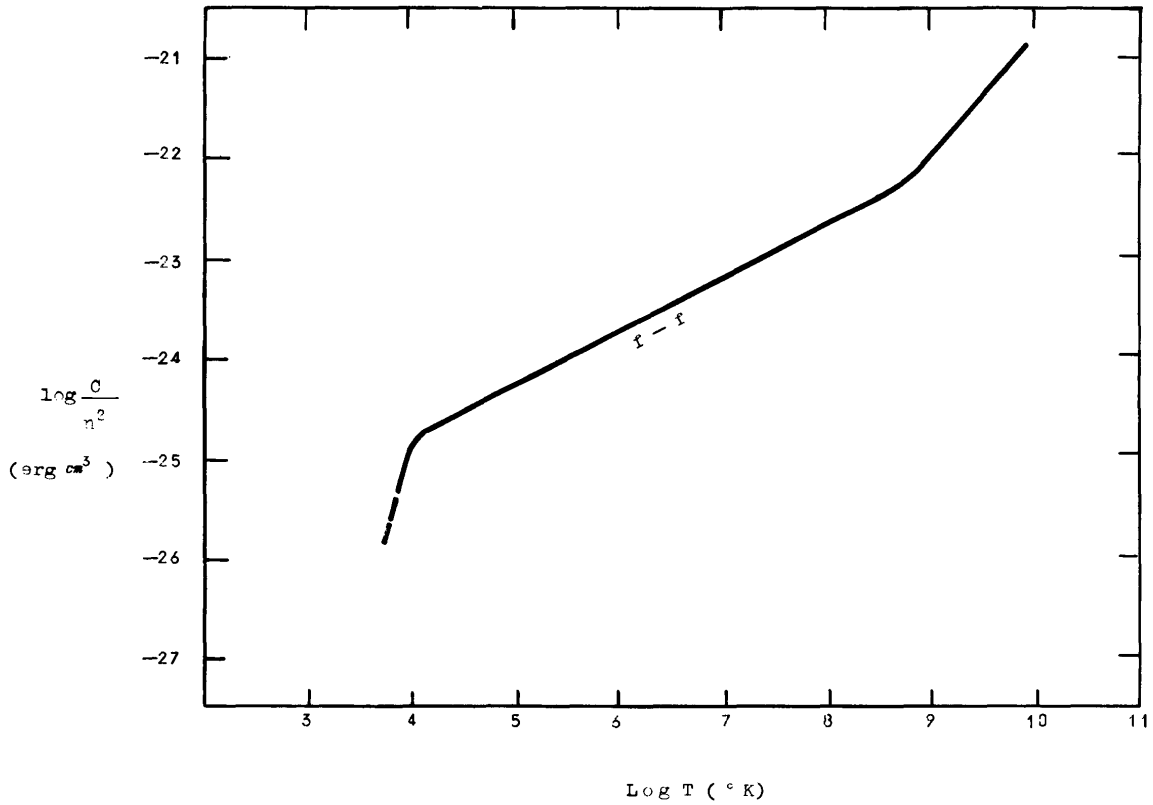


Fig 4. Cooling rate ( $\text{erg cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ) /  $n^2$ .  $T < 10^{4.3} \text{ }^\circ \text{K}$  では水素が中性になり, free - free Radiation は効かない.  $T > 10^9 \text{ }^\circ \text{K}$  では relativistic となり,  $T$ -dependence は大きくなる.

(C) 一方質量  $M$  が重力自由落下をひきおこす条件は、

$$\tau_{f-f} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}} < \frac{\lambda'}{c_s} \quad (6)$$

である。ここで  $\lambda' = \left(\frac{\mathcal{M}t}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}$ 。(6) のなりたつ領域は IV, V, である。

今、初期に  $n-T$  plane 上の点 A, B 及び C から出発した質量  $\mathcal{M}$  のゆらぎは、領域 I では  $nT = \text{const}$ , 領域 II では  $n^2T = \text{const}$  の収縮を行ないながら、曲線 a, b, 又は c に沿って成長する。領域 III では、温度の下降は急激であるが、密度は殆んど変わらない。こうして、locus a に沿うような場合は重力的自由落下の領域 IV へ落ちこんで行く。ところが c の場合には領域 VI に入ってしまう。ここでは cooling rate が非常に小さく、従って温度下降が起らず、領域 V まで進めない。従って、領域 I, II のうち locus b によって境された領域 I<sub>a</sub>, II<sub>a</sub> から発する a のような locus に沿って成長するゆらぎのみが、熱不安定から重力落下へスムーズに移行できると結論してよい。

この領域 I<sub>a</sub> 又は II<sub>a</sub> が現われるためには、系の質量を

$$10^5 M_\odot \lesssim M < 10^{12} M_\odot \quad (7)$$

に限らねばならない。即ち、今考えている機構で proto-galaxies が作られたとすれば、その質量は (7) のように限られることが分った。又、proto-galaxy の生まれる直前の gas の温度は、

$$10^6 \text{ }^\circ\text{K} < T < 10^9 \text{ }^\circ\text{K} \quad (8)$$

であることが要請される。さらに proto-galaxies の生まれる時期は、

$$t \sim 10^5 \sim 10^8 \text{ years} \quad (9)$$

と比較的早くなければならないことが分る。

proto-galaxy 生成直前の温度を (8) のように高くする機構としては、次のようなものが考えられよう。即ち、Back ground radiation のほんの小さな fraction が乱流のような、gas の Kinetic energy に移り、さらに熱に転化していく。因みに黒体輻射のエネルギーの  $10^{-3} \sim 10^{-4}$  が gas の熱エネルギーに移るとすれば、gas は十分高温 ( $T \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ ) になり

得る ( $t \sim 10^7$  years で)。

乱流が存在すれば, その eddy 同志の衝突によって, 宇宙の所々に高温の領域を生じ, その中で galaxies が集中的に生ずる可能性が強い。即ち現在の galaxies が cluster をなしていることも説明できよう。又, galaxies の random motion も galaxies 生成直前がかなり turbulent な状態であったことを物語っていると解釈できる。

#### References

- Field, G. B., Ap.J. 148, 531, 1965.
- Gold, T. & Hoyle F., Paris Symposium on Radio Astronomy ed. by Bracewell, R.H., Stanford Univ. Press. p.583, 1959.
- Kihara, T., Publ. Astron. Soc. Japan, 19, 21, 1967.
- Kondo, M., Preprint.



### 3. 膨脹宇宙の進化と銀河の起源

佐藤文隆・松田卓也・武田英徳（京大理）

#### 1 序

3 °K の宇宙黒体輻射の発見<sup>1)</sup>で、Gamow の熱い宇宙モデル<sup>2)</sup>は再認識された。宇宙を一様等方と仮定し一般相対論を用いると、宇宙はある時刻 ( $t=0$ ) に密度、温度が無限大の状態にあり、そこから大爆発によって膨脹を行ない、現在にいたっていると考える事ができる<sup>3)</sup>。宇宙初期には輻射のエネルギー密度が物質のそれより、はるかに大きく、輻射温度  $T_r$  (°K) と時間  $t$  (sec) の関係は一義的に  $T_r = 10^{10} / \sqrt{t}$  とさまる。この熱い宇宙モデルを確かめる為には、その中での物質の進化の歴史を研究し、それが現在にどの影響を与えているはずであるかを知り、観測と比較すればよい。膨脹宇宙の中での銀河の形成の問題は特に重要であるが、これといった観測事実は少なく、当面、理論的にこの問題を追求していく方針を我々はとっている。

#### 2 素粒子反応及び元素の起源

$T_r$  が  $10^{10}$  °K より高い時期、つまり宇宙が始まって1秒以内は、 $\gamma$ ,  $e^\pm$ ,  $\nu$ ,  $p$ ,  $n$  その他もろもろの素粒子が反応して相互に転化していた<sup>4)</sup>。この時期の存在を確かめる為には2 °K の Planck 分布をしている  $\nu$  の海を観測すればよいが、現在の技術では不可能である。 $10^{10} > T_r > 10^8$  °K の範囲では  $p, n$  から核反応により、 $d, t, He^3, He^4$  などの原子核が作られる<sup>5)</sup>。Li より重い元素は、しかし、ほとんどできない<sup>6)</sup>。この中で  $He^4$  の量は特に重要で、計算では質量比にして約30%できる。観測からはだいたい、これに近い値が得られているが、最近の太陽  $\nu$  の観測から、太陽では  $He^4$  がもっと少ないという報告もあり、まだ流動的である<sup>7)</sup>。

#### 3 原子の中性化<sup>8)</sup>

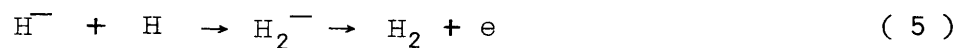
元素形成が終ってからは、しばらく宇宙には、これといった事件はおこらない。輻射温度が下って  $1.8 \cdot 10^4 > T_r > 4 \cdot 10^3$  °K のあたりにくると、それまでプラズマ状態にあったガスは電子をとらえて中性化しはじめる。



$T_r = 1.8 \cdot 10^4$  °Kで(1)が  $T_r = 8 \cdot 10^3$  °Kで(2)が  $T_r = 4 \cdot 10^3$  °Kで(3)の反応が生じる。このとき  $\text{He}^{++}$ ,  $\text{He}^+$  は十分  $e$  があるので、ほとんども完全に中性化するが、 $\text{H}^+$  は  $e$  の減少と宇宙の膨張の為に、再結合しそこなう部分が存在する。その量は、個数比で  $\text{H}^+/\text{H} \sim 10^{-5}$ , ( $2q_0 = 1$  のとき),  $\text{H}^+/\text{H} \sim 10^{-4}$  ( $2q_0 = 10^{-2}$  のとき)となる。但しここで  $2q_0$  と現在の宇宙の平均密度  $\rho_0$  の間には  $\rho_0 = 1.86 \cdot 10^{-29} \cdot (2q_0) \text{ g cm}^{-3}$  の関係がある。この原子の中性化の為に自由電子はほとんど無くなり、それまで電子にさえぎられて自由に進めなかった光がそれ以後直進する。これを「宇宙の晴れ上り」<sup>9)</sup>と呼ぶ。光と物質の相互作用が切れると、物質は光の drag force から自由になり、それ自身の重力で収縮できるようになる。

#### 4 $\text{H}_2$ 分子の形成<sup>10)</sup>

ガス雲が収縮していくと断熱圧縮のため、温度が上昇する。もしこの熱をガス雲の外へ放出する機構が存在しないと、温度はどんどん上昇して再びイオン化する。すると光に対して再び不透明になり、宇宙の back ground 輻射や free - free, free - bound 等の機構で発生した光をガス雲の中にくわえ込んでしまい、その輻射圧によって、ある程度以上収縮できなくなる。熱を外へ放出する機構 (cooling) として  $\text{H}_2$  分子の回転状態間の遷移による赤外線放出を考える事ができる。 $\text{H}_2$  は再結合しそこなった  $e$  と  $\text{H}^+$  を触媒として次の過程で作られる。



しかし  $T_r > 300$  °K の時には次のような過程がきいて  $\text{H}_2$  はほとんど作られない。



$T_r < 300 \text{ }^\circ\text{K}$ になると光分解の影響が小さくなり、 $\text{H}_2$  は作りやすくなる。このようにして作られる  $\text{H}_2$  の量は宇宙の平均的な場所では、 $2q_0$  によらずほぼ  $\text{H}_2/\text{H} \simeq 10^{-6.5}$  程度である。この程度の  $\text{H}_2$  では cooling に十分でない。

しかし、収縮していくガス雲の中では、密度が増大する為、反応が進み  $\text{H}_2/\text{H} \simeq 10^{-3}$  ほどの  $\text{H}_2$  が作られるが、これは cooling に十分である。

## 5 ガス雲の収縮

ガス雲が圧力に抗して自分自身の重力で収縮する為には、ガス雲の質量がある下限値をこえなければならない。この下限値は静的な無限媒質の場合、Jeans の臨界質量  $M_J$  である。

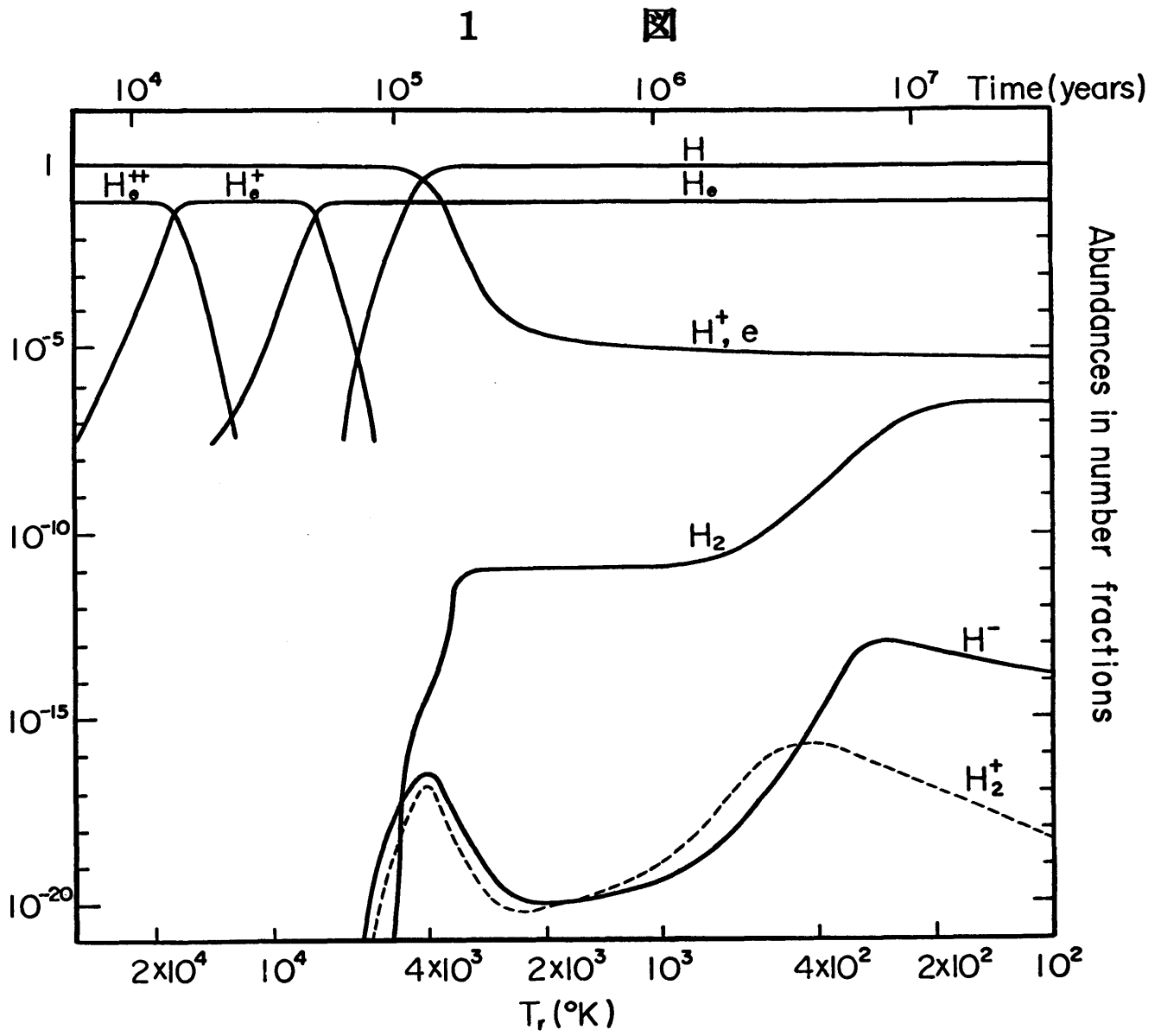
ここで 
$$M_J \simeq 1.28 \cdot 10^{25} (T^3/\rho)^{1/2}.$$

膨脹宇宙の中では、宇宙の膨脹にさからって収縮する為には  $M \geq 10 M_J$  でなければならない。<sup>11)</sup> この条件を満たす質量を持った物質が、ゆらぎによってまわりの媒質より高密度になったとすると、そのゆらぎは成長して、さらに高密度のガス雲となってゆく。但しこの成長速度は Lifshitz 達による線型理論ではおそく、宇宙の年令内では十分成長しないとされている。<sup>12)</sup>

この難点を克服する為には、原子中性化以後に統計的ゆらぎ以上の密度のゆらぎを何らかの機構で導入するか、又はゆらぎの二次以上の効果を入れた理論でのゆらぎの成長のはやさに期待するか<sup>13)</sup> 又は Einstein の重力方程式に宇宙項を導入して膨脹の中だるみを考えるかしなければならないかもしれない。しかし、ここでは我々は十分な密度のゆらぎを持ったガス雲が生まれたとして話を進める。4で述べたように  $4 \cdot 10^3 > T_r > 3 \cdot 10^2 \text{ }^\circ\text{K}$  の範囲では  $\text{H}_2$  が十分に作られず、cooling がきかないので、ガス雲はある程度以上収縮できない。 $T_r < 3 \cdot 10^2 \text{ }^\circ\text{K}$  になると十分収縮できるであろう。収縮していくガス雲の中心温度  $T$ ，中心個数密度  $n$  の変化の様子が図2に示されている。

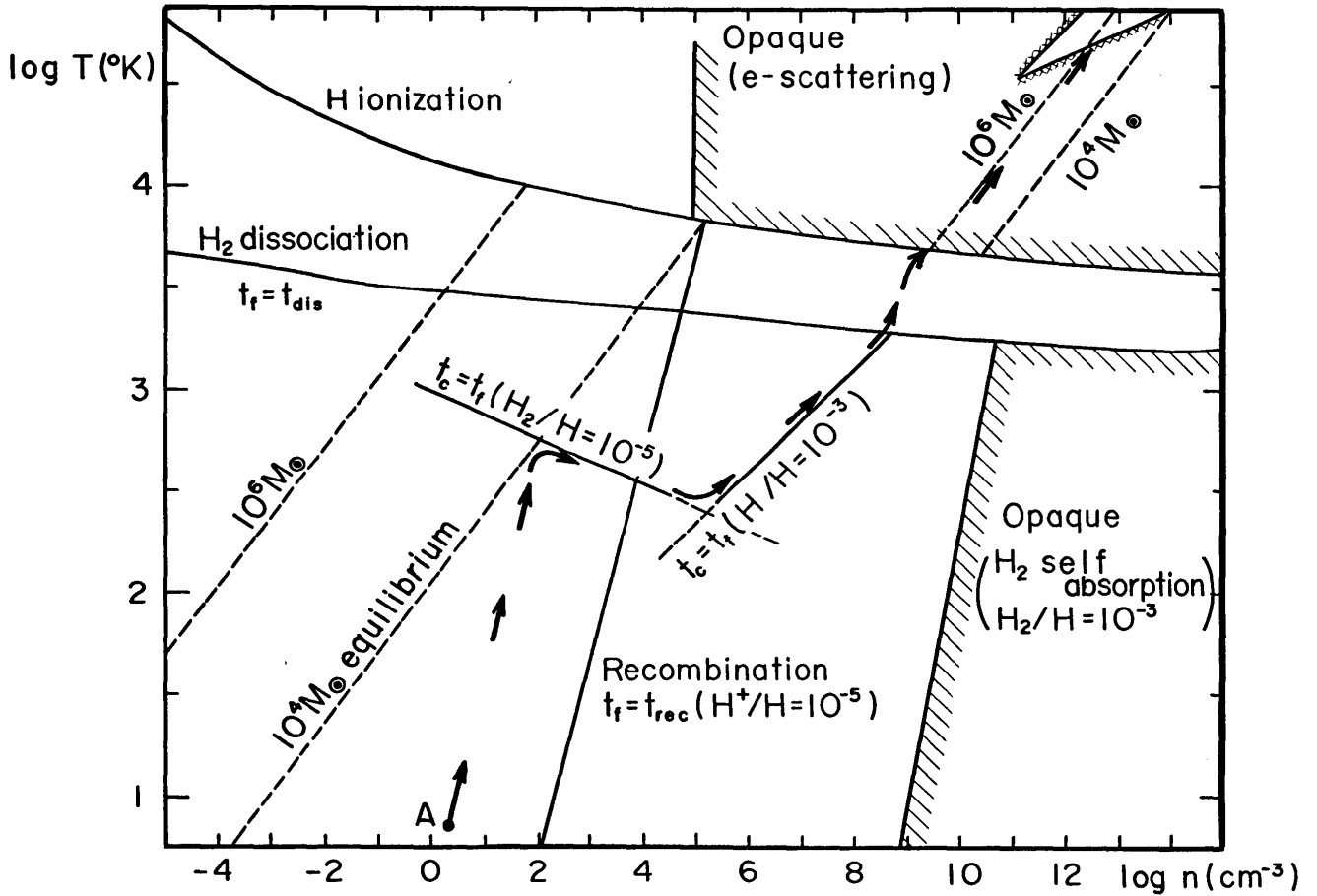
## 6 Urstar の誕生と爆発

5で述べたように  $T_r$  が  $300 \text{ }^\circ\text{K}$  以下になると（ $Z$ で言うと100以下）宇宙にはたくさんのガス雲が生れ、収縮していく。その質量は、宇宙のモデルにも、時代にもよるがほぼ  $10^5 \sim 10^6 M_\odot$  である。このガス雲が一つの星となるか、又はさらに分裂して、小さな星を作るかはよく分らない。しかし後者の場合でも  $\text{H}_2$  のみの cooling ではあまり小さな星はできず多分、初代の星（Urstar）の質量は  $10^2 M_\odot$  より大きいであろう。<sup>15)</sup> 前者の場合  $10^5 \sim 10^6 M_\odot$  の superstar が作られる。これらの Urstar は準静的な進化をした後、巨大な Super Nova となって爆発するであろう。特に  $M \sim 10^5 M_\odot$  の場合、星は主系列星の状態になる前に、一般相対論的 collapse をおこす。<sup>14)</sup> これらの星の中には CNO cycle を支える重元素がほとんど存在しないのでまず He - burning がおこり C が作られ、それをもとにした CNO cycle で十分な



第 1 図 宇宙での原子中性化と  $H_2$  分子の形成  
 (  $2q_0 = 1$  の場合 )

2 図



第2図  $10^6 M_{\odot}$  のガス雲の中心温度，中心個数密度の変化の様子。

$t_f$  は free fall,  $t_c$  は cooling,  $t_{dis}$  は  $H_2$  の dissociation,  $t_{rec}$  は  $H^+$  の recombination の time scale を表わす。

斜線部は光に対してガス雲が不透明な部分。点線はそれぞれ図に示した質量を持つガス雲が平衡である所。ガス雲は矢印のように進化して最後に図右上の部分で安定な Super star になると考えられる。

核エネルギーが解放され、爆発するだろう。<sup>16)</sup> このように、銀河が作られる前に Urstar が作られ、その爆発で、宇宙空間は重元素でよごされ、ガスの温度は上り、乱流や宇宙線が発生すると我々は考える。このように考えると球状星団の種族Ⅰの星の比較的多い重元素量を説明できるのではないか。銀河は、この高温のガスから作られると考えると、その収縮の機構が、重力不安定でも熱的不安定<sup>17)</sup>でも、銀河の質量が  $10^{11} M_{\odot}$  附近である事を導ける。また Urstar の爆発と X 線の background は関連があるかもしれない。

## References

- 1) A.A. Penzias and R.W. Wilson, *Astrophys. J.* 142 (1965), 419.
- 2) G. Gamow, *Rev. Mod. Phys.* 21 (1949), 367.
- 3) 宇宙論の一般的な解説として  
林忠四郎, 佐藤文隆, *科学* 36 (1966), 402.  
佐藤文隆, *天文月報* 60 (1967)  
佐藤文隆, *自然* 1968年6月号
- 4) 佐藤文隆, *素粒子論研究* 36 (1967), 385; 38 (1968), 374.  
C. Hayashi, *Prog. Theor. Phys.* 5 (1950), 224.
- 5) P.J.E. Peebles, *Phys. Rev. Letter* 16 (1966), 410; *Astrophys. J.* 146 (1966), 542.
- 6) R. Wagoner, W. Fowler and F. Hoyle, *Astrophys. J.* 148 (1967), 3.  
H. Sato, *Progr. Theor. Phys.* 38 (1967), 1083.
- 7) R. Davies, J.S. Harmar and K.C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1205.
- 8) P.J.E. Peebles, *Astrophys. J.* 153 (1968), 1.  
Ya. B. Zeldovich, V.G. Kurt and R.A. Sunyaev, *Zur. Eksper. Theor. Fiz.* 55 (1968), 278.  
武田英徳, 佐藤文隆, *宇宙論研究会報告* (1968), 135.
- 9) H. Sato, *Progr. Theor. Phys.* 40 (1968), 781.
- 10) H. Takeda, H. Sato and T. Matsuda, *Prog. Theor. Phys.* 41 (1969), No.3.  
T. Hirasawa, K. Aizu and M. Taketani, RUP-68-5 (1968)
- 11) T. Kihara, *Publ. Astron. Soc. Japan* 19 (1967), 121.
- 12) E.M. Lifshitz and I. Khalatnikov, *Advances in Phys.* 12 (1963), 185.

- 13) K.Tomita, Progr. Theor. Phys. 37 (1967), 831.
- 14) K.Tomita, Preprint (1969).
- 15) W.Unno, S.Kato and Y.Osaki, Zeit. fur Astron. 65 (1967), 327.
- 16) G.S.Bisnovati — Kogan, Soviet Astron. — AJ 12 (1968), 58.
- 17) S.Kato, H.Nariai and K.Tomita, Publ. Astron. Soc. Japan  
19 (1967), 130.

祖父江, 当研究会報告

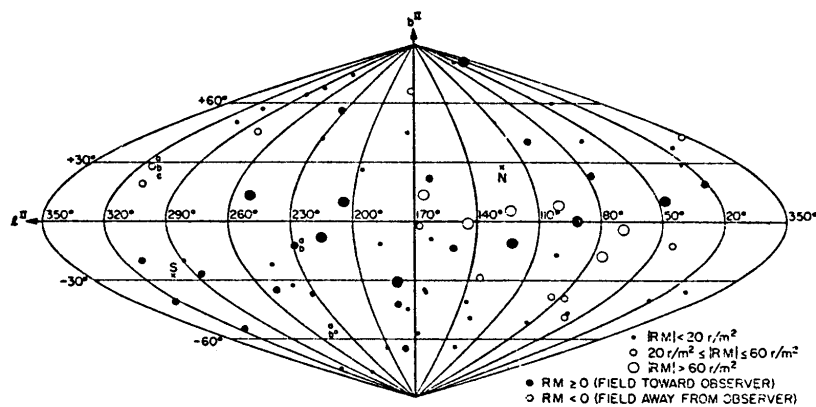
#### 4. 螺線磁場をもつた渦巻腕の模型

藤 本 光 昭 (名 大 理)

宮 本 昌 典 (東京天文台)

##### § 1 観 測 事 実

太陽近傍の星間磁場は、Chandrasekhar & Fermi の arm の模型以来、spiral arm の軸に平行 (longitudinal field) になっていると考えられていた。しかし、Morris & Berge(1), Gardner & Davies(2), Berge & Seielstad(3) 等によってなされた extragalactic radio source からくる偏った電波の Faraday rotation の測定及び Mathewson (4) 等による太陽近傍数 100 pc 内の星々の偏光観測によると、星間磁場は想像されていたほど一様に整理されたものではなく、銀河面に垂直な磁場の成分も卓越しているのみならず銀河面の上下で磁場の向きが互いに逆にさえなっている (図 1, 2)。



The distribution of rotation measures in the Galaxy

図 1. 星間磁場の視線方向成分の向き及び強さ (Berge & Seielstad)

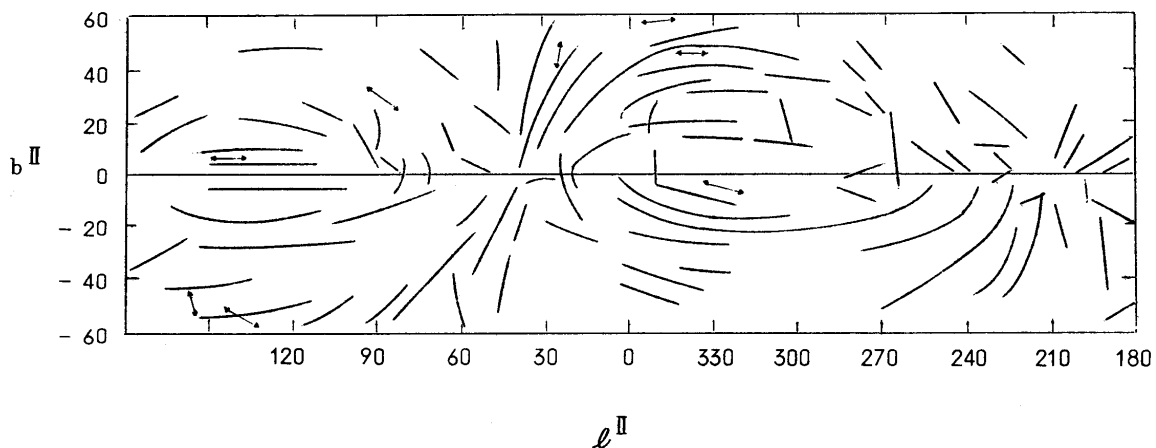


図 2. 星間磁場の空に投影された成分の分布 (Mathewson)



このような観測事実から, Hoyle & Ireland (5), Ireland (6), Hornby (7), Mathewson (4) は星間磁場のモデルとして螺旋磁場を提唱した。しかし, 何等かの釣合が実現していなければ, 星間磁場は星間ガスに殆んど凍結していると考えてよいから, 星間ガスの differential rotation によってこのような螺旋磁場は 1 銀河回転程度の time scale でほぼ longitudinal field になってしまうにちがいない。恐らく螺旋磁場は何らかの平衡状態にあるのであろう。むしろ星間磁場はこのような程度の time scale で, 電磁流体力学に従って変化しつつありとみてもよい。しかし最終的にはある種の定常状態に落ち着くにちがいない。この稿ではこれら定常状態が, 観測される星間ガスの密度や運動, 星間磁場の強さや向きに根本的には矛盾することのない螺旋磁場をもった spiral arm として, 実現し得ることを主張したい。

## § 2 Spiral Arm におけるガスの運動方程式

まず, 星間ガスが従うべき電磁流体力学的な運動方程式から出発する。銀河中心を原点とし,  $z$  軸が銀河回転軸と一致する円柱座標系  $(r, \varphi, z)$  を採用すると,  $z$  軸を回転軸とする  $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$  の回転系における time-independent equation は次のようになる。

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = 2\mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega} - \frac{1}{\rho_S} \nabla P - \nabla (\Phi_G + \Phi_S - \frac{r^2}{2} \Omega^2) + \frac{\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}}{4\pi\rho_S} \quad (1)$$

$$\nabla^2 (\Phi_G + \Phi_S) = 4\pi G (\rho_S + \rho_G) \quad (2)$$

$$\text{rot} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (3)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

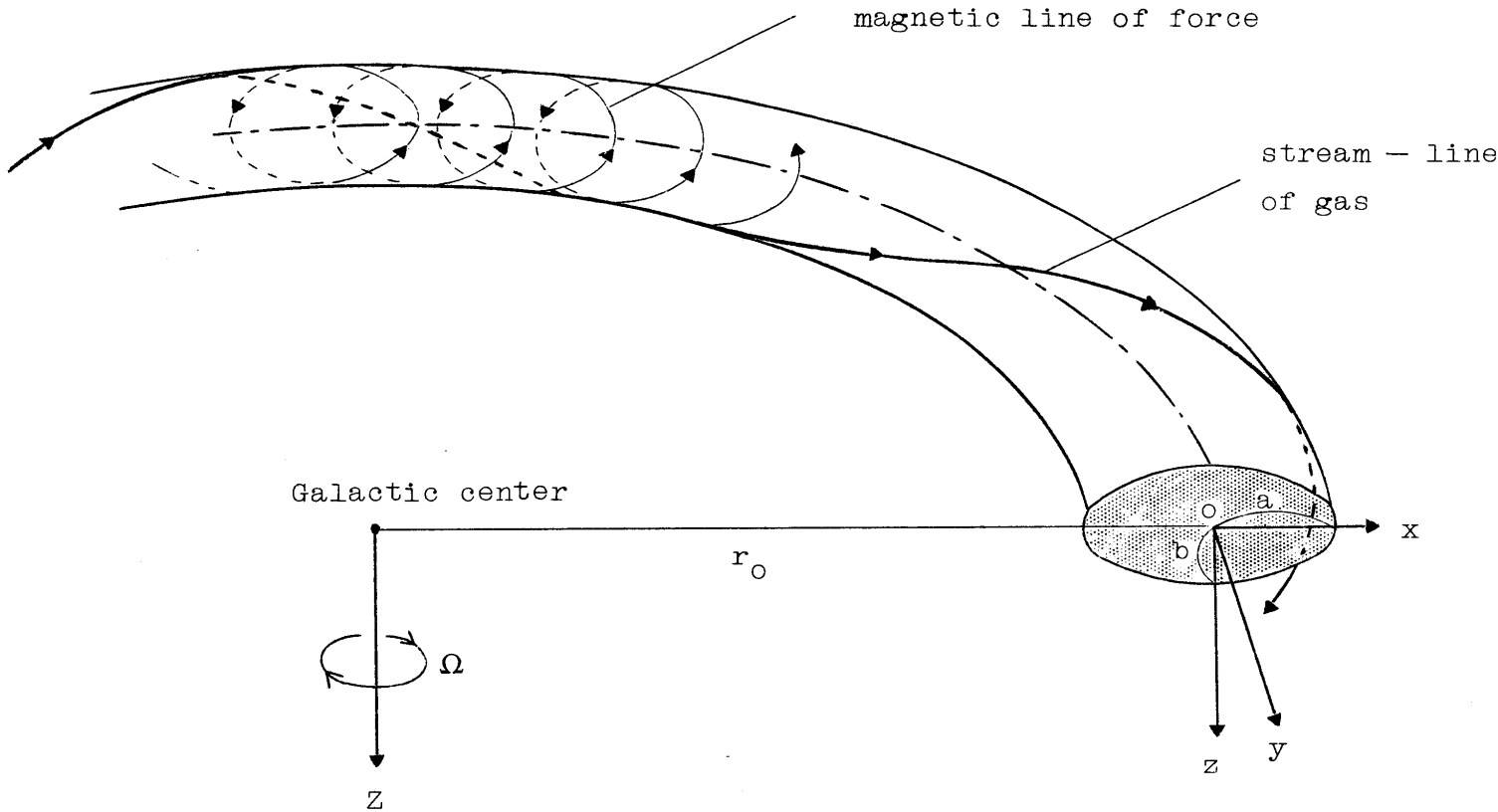
$$\text{div} (\rho_S \mathbf{u}) = 0 \quad (5)$$

但し,  $\rho_G$  は smoothed galaxy の軸対称質量分布による密度,  $\rho_S$  は Spiral arm のガス密度,  $\Phi_G, \Phi_S$  はこれらの密度に対応した重力ポテンシャル。

ここで, arm は長半径  $a$ , 短半径  $b$  の楕円形断面をもった circular arm であるとする。そして簡単のために,  $\rho_S$  は一様であり, 取扱うすべての量は  $\varphi$  に依存しないとする。以下, 一般的には arm の断面  $(a, b)$  は銀河中心から arm 中心軸までの距離  $r_0$  に比べて微小であるから, arm 内の gas の運動を局所的な現象として取扱うことができる。

$r = r_0$  における銀河回転の角速度

$$\Omega^2 = \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_G}{\partial r} \right)_{\substack{r=r_0 \\ z=0}} \quad (6)$$



で回転し, arm の中心軸上に原点をもつ直角座標系〔 $x = r - r_0$ ,  $y = r_0(\varphi - \varphi_0)$ ,  $z = z$ 〕を導入する。 $r_0 \gg a, b$  であるような銀河系の一部に注目しているから, smoothed galaxy の重力の場所的变化は,  $x, y, z$  の一次量で表現しておけば充分である。Taylor 展開すると,

$$\frac{\partial \Phi_G}{\partial r} = \left( \frac{\partial \Phi_G}{\partial r} \right)_0 + x \left( \frac{\partial^2 \Phi_G}{\partial x^2} \right)_0 \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_G}{\partial \varphi} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi_G}{\partial z} = z \left( \frac{\partial^2 \Phi_G}{\partial z^2} \right)_0 \quad (9)$$

この展開において,  $\Phi_G$  は銀河面近くでは  $x, z$  に関し殆んど分離型であるという事実を考慮してある。楕円断面 ( $a, b$ ) をもった一様密度の circular arm の重力ポテンシャルは漸近的に次のように与えられる。

$$\Phi_S = \text{constant} + 2\pi G \rho_S \left( \frac{bx^2 + az^2}{a + b} \right) \quad (10)$$

更に, arm 内のガス圧は  $P_0$  を arm 軸上の圧力として次のように表現されるものとする。

$$P = P_0 \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2} \right) \quad (11)$$

a)  $B = 0$  に対する流体力学的取扱い

ガスの電磁流体力学的な振舞いについて見通しをつけるために  $B = 0$  に対する arm 内のガスの運動を調べる。前に導いた関係式を(1), (5)に代入し  $(r, \varphi, z) \rightarrow (x, y, z)$  の変換を行うと, arm 内のガスの運動は次の方程式に従う。

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \mathbf{X} \quad (12)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

但し,  $\mathbf{u} \cdot \nabla = u_x \frac{\partial}{\partial x} + u_z \frac{\partial}{\partial z}$

$$X_x = 2\Omega u_y - Ex, \quad X_y = -2\Omega u_x, \quad X_z = -Fz \quad (14)$$

$$E = -4A(A-B) - \frac{2P_0}{\rho_S a^2} + \frac{4\pi G \rho_S b}{a+b} \quad (15)$$

$$F = \left( \frac{\partial^2 \Phi_G}{\partial z^2} \right)_0 - \frac{2P_0}{\rho_S b^2} + \frac{4\pi G \rho_S a}{a+b} \quad A, B \text{ は Oort の定数である。} \quad (16)$$

(3)が満たされる充分条件として,  $\mathbf{u} \parallel B$  が暗示されている。B が helical field なら stream-line も似たような螺線になるであろう。dr を線素とする stream-line の方程式  $d\mathbf{r} \parallel \mathbf{u}$  から明らかのように, 素直な螺線を得るには  $\mathbf{u}$  は座標の一次関数であれば充分である。このような見地から,  $A_{ij}$  を運動方程式が満たされるように決められるべき定数とする次のような速度場を求めよう;

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & A_{13} \\ A_{21} & 0 & A_{23} \\ A_{31} & 0 & A_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (17)$$

まず, ガスの stream-line が arm 表面を横切ってはならないという条件から

$$A_{11} = A_{33} = 0 \quad \text{及び} \quad \frac{A_{31}}{A_{13}} = -\frac{b^2}{a^2} \quad (18)$$

従って連続の式は自動的に満たされる。(17), (18)を(12)に代入すると  $A_{ij}$  は次のように与えられる。

$$A_{11} = A_{33} = A_{23} = 0 \quad (19)$$

$$A_{13} = \pm \frac{a}{b} \sqrt{F} \quad (20)$$

$$A_{21} = -2\Omega \quad (21)$$

$$A_{31} = \mp \frac{b}{a} \sqrt{F} \quad (22)$$

但し  $E, F$  が次のような条件を満たすときのみこれらの量は運動方程式と consistent になる。

$$E - F = -4\Omega^2 \quad (23)$$

(23)は, arm 内部の重力場が, ガス要素の  $r$  方向の振動周期と  $z$  方向の振動周期が一致するようなものになっていなくてはならぬことを要求するものである。 $\rho_S = P_G = 0$  の場合には(12)は  $r_0$  近傍における test particle の epicyclic motion を与える方程式と全く同等なものとなるが, この場合には(3)は一般的には満たされることはない。なぜなら, 偏平な銀河系においては常に

$$|4B(A-B)| < \left| \frac{\partial^2 \Phi_G}{\partial z^2} \right| \quad \text{であるから。}$$

つまり, arm 内にガスが常に confine されるためには(23)が満たされるように arm の mass によって smoothed galaxy の重力ポテンシャルがわずかながら修正される必要があるわけである。

実際上述の速度場は,  $\cos \theta = x/ac$ ,  $x^2/a^2 + z^2/b^2 = c^2$  ( $0 \leq c^2 \leq 1$ ) として次のような螺旋状の stream-line を与える;

$$\theta + \frac{A_{21}}{A_{13}} ac \sin \theta = \text{Const} - \frac{b}{a} \frac{A_{13}}{r_0 \Omega} y \quad (24)$$

#### b) 電磁流体力学的な取扱い

a) における議論によると, 磁力線の方程式  $dr \parallel B$  が螺旋を与えるためには  $B$  は  $x, y, z$  に関して一次関数になっていれば充分である。(1), (5)以外に(3)及び(4)も満たされなくてはならないことを考慮すると,  $A_{13}, A_{21}, A_{31}, B^*, B_0$  を(1)が満たされるように決められる座標に無関係な量として, 磁場と速度場は次のような形になっていなければならないことがわかる。

$$B = (B^* A_{13} z, B_0 + B^* A_{21} x, B^* A_{31} x) \quad (25)$$

$$u = (A_{13} z, A_{21} x, A_{31} x) \quad (26)$$

以下、磁場が完全に arm の中に閉じこめられており、arm の外部では磁場は不連続的に zero になるような螺線磁場の模型を考える。このような磁場の configuration を採用するときには、表面電流による面力を考慮しなくてはならない。このような面力によって補正されたガス圧は次のようになる。

$$P = P_c \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2} \right) - \left[ \frac{B^{*2}}{4\pi\rho_S} (A_{21}^2 x^2 + A_{31}^2 x^2 + A_{13}^2 z^2) \right] \quad (27)$$

(25) で与えられる Lorentz force 及び (27) を考慮し、a) と同様にして  $A_{ij}$ ,  $B^*$  は次のように与えられる。

$$A_{21} = -2\Omega / \left( 1 - \frac{B^{*2}}{4\pi\rho_S} \right) \quad (28)$$

$$A_{13} = \pm \frac{a}{b} \sqrt{F} \left\{ 1 + \frac{B^{*2}}{4\pi\rho_S} \left( \frac{a^2}{b^2} - 1 \right) \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (29)$$

$$A_{31} = \mp \frac{b}{a} \sqrt{F} \left\{ 1 + \frac{B^{*2}}{4\pi\rho_S} \left( \frac{a^2}{b^2} - 1 \right) \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (30)$$

$$E - F = 2\Omega A_{21} + \frac{B^{*2}}{4\pi\rho_S} (A_{21}^2 + A_{31}^2 - A_{13}^2) \quad (31)$$

以上の議論において、観測される磁場が螺線磁場であると見なせば tightly wound (Mathewson, 1968) から  $B_c \approx 0$  としてある。

次のような特徴をもった spiral arm に注目すると arm 内における速度場と磁場は表 1 のようになる。

$$\left\{ \begin{array}{l} r_0 = 10 \text{ Kpc} \\ \Omega = 8.1 \times 10^{-16} \text{ rad/sec} \quad (T = 2\pi/\Omega = 2.4 \times 10^8 \text{ years}) \\ (\partial^2 \Phi_G / \partial z^2)_0 = 8.2 \times 10^{-30} / \text{sec}^2 \\ \rho_S = 3.4 \times 10^{-24} \text{ gr/cm}^3 \\ a = 250 \text{ pc}, \quad b/a = 1/3 \quad (\text{Mathewson}) \end{array} \right.$$

表 1

	$B^{*2}/4\pi\rho_S = 0.05$	$B^{*2}/4\pi\rho_S = 0.1$	$B^{*2}/4\pi\rho_S = 0.2$	$B^{*2}/4\pi\rho_S = 0.3$
$u_x$	$\pm 8.3z$ km/sec	$\pm 8.5 z$	$\pm 8.6 z$	$\pm 5.7 z$
$u_y$	$-5.3x$ km/sec	$-5.6 x$	$-6.2 x$	$-7.1 x$
$u_z$	$\mp 0.9x$ km/sec	$\mp 0.95x$	$\mp 0.96x$	$\mp 0.64x$
$B_x$	$1.2 \times 10^{-6}z$ gauss	$1.8 \times 10^{-6}z$	$2.5 \times 10^{-6}z$	$2.1 \times 10^{-6}z$
$B_y$	$7.7 \times 10^{-7}x$ gauss	$1.1 \times 10^{-6}x$	$1.8 \times 10^{-6}x$	$2.6 \times 10^{-6}x$
$B_z$	$1.3 \times 10^{-7}x$ gauss	$2.0 \times 10^{-7}x$	$2.8 \times 10^{-7}x$	$2.3 \times 10^{-7}x$
$\sqrt{3} \frac{P_c}{\rho_S}$	9.6 km/sec	9.4	9.0	9.5

但し、 $x$ 、 $y$ は  $100 p_c$  単位で測ってある。ここでもっともらしい磁場の強さと速度が与えられていることに注目したい。ただ、螺旋磁場の meridional component のエネルギー密度とガス運動の meridional component のエネルギー密度との比  $B^{*2}/4\pi\rho_S$  が 0.35 以上になると、ガス圧が負になってしまう。このような不都合は非圧縮性流体の仮定によって生じたものである。

### § 3 螺旋磁場模型と観測との比較

以上の議論から、spiral arm における星間ガスは(24)で与えられる螺旋に沿って定常的に流れることが可能であり、このようなガスの流れによって、(25)の形の螺旋磁場が維持され得ることがわかった。得られた螺旋磁場の空間的に周期的な成分は、(24)左辺第 2 項に対応した項のために ( $A_{21} \approx 0$ )、arm 軸の方向に向って銀河面に対しわずかながらの傾きをなす ( $A_{21} = 0$  に対する螺旋の周期成分は銀河面に垂直になる) (図 3)。このような螺旋磁場を、arm の concave side にある太陽から眺めると、(i) 磁場の視線方向成分強度は  $\theta^{\parallel} \sim 90^\circ$  及び  $\theta^{\parallel} \sim 270^\circ$  の方向で最大となる。(ii) 磁場の空に投影された成分は arm axis に平行な方向で、銀河面に垂直になる。(iii) anticenter の方向 ( $\theta^{\parallel} \sim 180^\circ$ ) を眺めると、視線方向成分は銀河面の上下で逆向きになる。(iv) 星間ガスの視線方向成分は銀河面の上下で互に逆に向っており、arm 内のガスの rotation velocity は、smoothed galaxy の rotation velocity と異なった値をもつことになる。

Berge & Seielstad の Faraday rotation の観測によると  $\theta^{\parallel} \sim 90^\circ$  で negative rotation,  $\theta^{\parallel} \sim 270^\circ$  で positive rotation となっているから彼等の観測と(i)とは必ずしも矛盾しないが、観測された磁場強度は  $\theta^{\parallel} \sim 90^\circ$ ,  $\theta^{\parallel} \sim 270^\circ$  で必ずしも最大とはならない。

Mathewson による星の光の直線偏光 (E-vector) の分布と(ii)とは傾向としては一致して

いるが、E-vector が  $\theta^{\parallel} \approx 40^\circ$  ,  $b^{\parallel} \approx 0^\circ$  及び  $\theta^{\parallel} \approx 210^\circ$  ,  $b^{\parallel} \approx 0^\circ$  の方向に強く収斂しているという観測事実は説明することが出来ない。このような空に投影された磁場の収斂は、螺旋線磁場の空間的に周期的な成分が、W方向に対して、 $40^\circ$ 程度傾いていることを示している。実際には、Mathewson や Hornby が指摘するように星間磁場は銀河系の differential rotation に従って“横ずれ”(Shear)しているかもしれない。(iii)に関しては、Berge & Seielstad の観測をよく説明している。彼等の観測によると、 $100^\circ < \theta^{\parallel} < 200^\circ$  の範囲で、磁場の向きが銀河面の上下で逆転している。(iv)については、ガス運動の銀河面上下での、このような系統的な差異を意味する観測事実は、現在のところ見出されていない。更に、われわれの模型によると、arm 内では、smoothed galaxy の rotation curve からわずかに異った rotation を示すわけであるが、これによって、観測される rotation curve 上の“dips”や“bumps”が説明できるのかもしれない。いずれにしろ、Orion arm のみならず Sagittarius arm や Perseus arm における磁場の configuration も分離されて観測できれば議論は面白くなってくるように思われる。

#### References

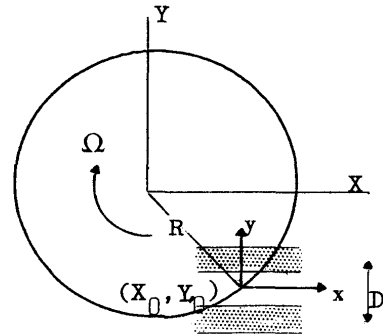
- Berge,G.L., and Seielstad,G.A. 1967; Ap.J. 148, 367  
 Gardner,F.F., and Davies,R.D. 1966; Australian J. phys., 19 129  
 Hornby,J.M., 1967; M.N. 133, 213  
 Ireland,J.G., 1961, M.N., 122, 461  
 Mathewson,D.S., 1968; Ap.J., 159 L47  
 Mathewson,D.S., and Nicholls,D.C. 1968; Ap.J., 154, L11  
 Morris,D. and Berge,G.L., 1964; Ap.J., 139, 1388

## 5. 星間ガスの非線型運動\*

藤 本 光 昭 (名 大 理)

銀河系の回転速度は一般に 200 ~ 300 km/sec であるのに対して星間ガスの音速は 1 km/sec 乱流速度もせいぜい 10 km/sec である。したがって星間ガスは超音速状態にあり、もしわずかな障害物があってもそこには非線型運動が発生するに違いない。一つの例を円板状星雲の渦状腕にとって説明する。

渦状腕は一種の波で、変形を受けずに剛体回転しているとみなされるので Fig.1 のように腕とともに回転する直交座標系 (x, y, z) をとる。z-軸は銀河面に垂直で x-軸は腕に平行である。ガスが銀河面に集中し、全体から眺めてガスの sheet とみなせる場合、次のような 2 次元運動方程式が得られる。



$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = E - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial Q}{\partial x} - 2v\Omega \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = F - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial Q}{\partial y} + 2u\Omega + f \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\sigma u) + \frac{\partial}{\partial y} (\sigma v) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{DQ}{D\sigma} = C^2 \text{ (isothermal gas を仮定するので constant)} \quad (4)$$

こゝで

$$P = C^2 \rho, \quad \sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \rho dz, \quad Q = C^2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho dx = C^2 \sigma \quad (5)$$

E と F は銀河系全体による重力と回転座標系による遠心力から成り、f は腕の重力を示す。他の物理量は通常の意味をもっている。もし銀河系の小部分  $|X_0| \gg |x|$ ,  $|Y_0| \gg |y|$  で議論する場合

$$E = (\Omega^2 - \omega^2) X_0 \quad (6)$$

$$F = (\Omega^2 - \omega^2) Y_0 \quad (7)$$

\* IAU Symposium No.29 held 1966 at Yerevan Armenia USSR で報告されたものである。ロシア語版はすでに出版されていると聞いているが英語版については不明



$$\omega^2 = \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_{X_0, Y_0} \quad (8)$$

ここで  $\Phi$  は銀河系全体による重力ポテンシャルである。腕がきつく巻き込まれていれば

$$f = \varepsilon \sin \left( \frac{2\pi}{D} y \right) \quad (9)$$

で表現してもよいだろう。このような場合ガスの運動は  $y$ -軸に沿って激しく変動し  $x$ -軸に沿ってはそれほどでもないので egs. (1)~(3) で  $\frac{\partial}{\partial x}$  の部分を省略し,  $x, y$  に関する非線型方程式を  $y$  のみに関する非線型方程式にする。Egs. (1)~(3) は

$$v \frac{du}{dy} = E - 2v\Omega \quad (10)$$

$$v \frac{dv}{dy} = F - \frac{1}{\sigma} \frac{dQ}{dy} + 2u\Omega + f \quad (11)$$

$$\frac{d}{dy} (\sigma v) = 0 \quad (12)$$

Eg. (12) は直ちに積分出来る。  $\sigma v = M$ 。  $M$  は単位時間に  $x$  軸の単位長さを横切るガスの量を示す。これを egs. (10), (11) に代入して

$$\frac{du}{dy} = \frac{\sigma}{M} E - 2\Omega \quad (13)$$

$$\left( C^2 - \frac{M^2}{\sigma^2} \right) \frac{d\sigma}{dy} = \sigma (F + 2u\Omega + f) \quad (14)$$

又は parameter  $\tau$  を導入して数値計算のしやすい形にすることも出来る。

$$\frac{dy}{d\tau} = C^2 - \frac{M^2}{\sigma^2} \quad (15)$$

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \sigma (F + 2u\Omega + f) \quad (16)$$

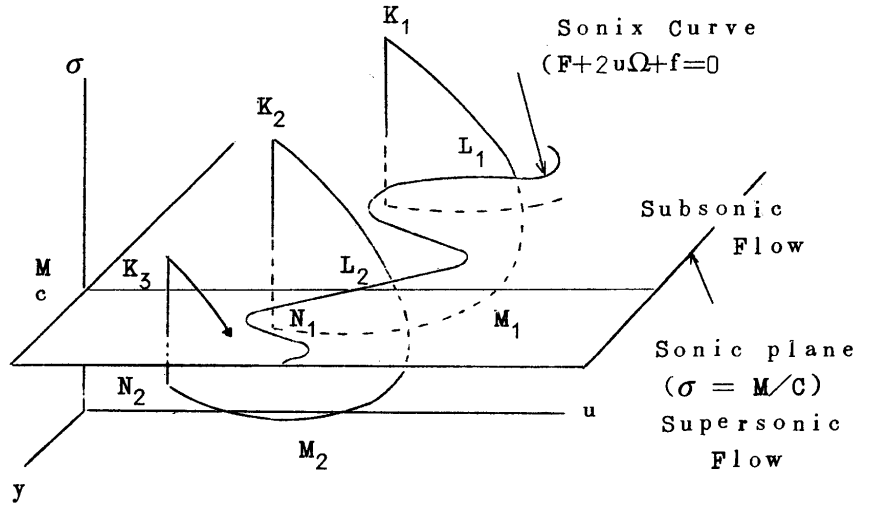
$$\frac{du}{d\tau} = \left( C^2 - \frac{M^2}{\sigma^2} \right) \left( \frac{\sigma}{M} E - 2\Omega \right) \quad (17)$$

渦状腕がなければ  $f = 0$  で

$$u = \frac{-F}{2\Omega}, \quad v = \frac{M}{\sigma} = \frac{E}{2\Omega}, \quad \sigma = \text{const} \quad (18)$$

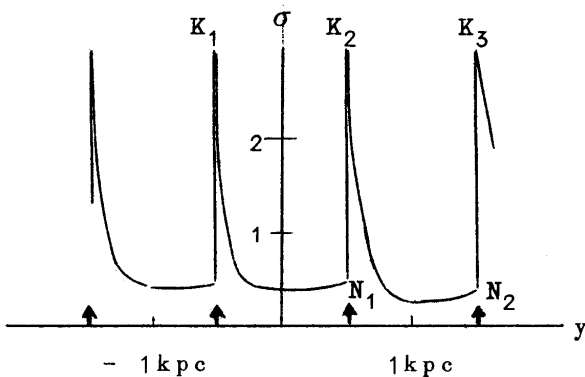
となり円軌道で銀河中心のまわりを回転する運動となる。f が極めて小さいときは、もとの方程式を線型化すればよいが、現実の銀河系にみられるぐらいの f (例えば  $|E/R_0 \omega^2| \sim 0.05$ ) になると解(18)からのずれをもはや微量といえなくなる (Fig.3 参照)

Eq. (14) から、x 軸を横切るガスの速度が y 方向に音速となる場合 ( $M/\sigma = C$ )、 $F + 2u\Omega + f = 0$  でなければならぬ。したがって (y,  $\sigma$ , u) 空間を使用すると解は Figure 2 のように  $F + 2u\Omega + f = 0$  の一点を通過する曲線  $K_1 L_1 M_1 N_1$  となる。もしこの曲線を eqs. (15), (16), (17) のもとで更に延長すると再び sonic plane ( $\sigma = M/c$ ) に達する。しかしこの点はもはや  $F + 2u\Omega + f = 0$  の曲線からはずれており



上記の条件と矛盾する。したがって物理的に意味のある解となるためには supersonic flow から subsonic flow に転ずる shock transition ( $N_1 \rightarrow K_2$ ) を必要とする。Fig.2 のように連続的 shock transitions ..... ( $N_1 \rightarrow K_2$ ), ( $N_2 \rightarrow K_3$ ), ( $N_3 \rightarrow K_4$ ), ..... を通して .....  $K_1 L_1 M_1 N_1 K_2 L_2 M_2 N_2 K_3 L_3 M_3 N_3$  ..... のような矛盾のない解が得られる。

Shock transition の位置、強さ等は境界条件に強く依存する。今迄の議論は  $|X_0| \gg |x|$ ,  $|Y_0| \gg |y|$  のもとでなされているので物理的に意味のある境界条件が見当たらない。しかし f は y 軸に沿って波長 D をもつ周期函数となっているから解にも「D の波長で周期的になる」という条件を課すことによって境界条件の困難を取除くことが出来る。shock transition .....  $N_1 K_2$ ,  $N_2 K_3$ , ..... は当然周期的に現われる。



解の一例を ( $R = 9 \text{ kpc}$ ,  $D = 1 \text{ kpc}$ ,  $E/R\omega^2 = 0.075$ ,  $C = 10 \text{ km/sec}$ ,  $2\pi/\Omega = 1.3 \times 10^8 \text{ years}$ ,  $|x_0|/|y_0| = 1/8$ ) について計算したもののについて示す。(Fig.3)。これは Fig.2 を (y- $\sigma$ ) 面に投影されたもので、太い矢印は腕の軸の位置を示している。shock front の後で密度が 4 倍以上になっているのは isothermal gas の仮定による (Eq. (4) を見よ)。この図から shock front が腕の軸近くで発生し密度の高い領域が形成されるのが分る。

中性水素の出す  $\lambda = 21 \text{ cm}$  の電波観測から星間ガスは腕に集中し、腕の内と外でガスの密度が数倍も違うことが知られている。渦状腕に関する従来の理論はすべて線型化された方程式でなされているが現実のガスの分布をみれば決して十分といえない。この稿で試みたような非線型の取扱いが必要におもわれる。

今迄の議論では  $f$  があらかじめ仮定されそれに対応するガスの様子がしらべられた。例えばもし Fig.3 でみられる密度の高まりがあたえられた  $f$  と同じ重力をつくり出せば、この波としての腕は自分の重力で維持されていることになる (self-sustaining)。Fig.3 の様なガスの分布が太陽近傍の星間空間で発生すればそれは十分 self-sustaining であることが分る。

このような非線型の取扱いで重要なことは観測されている密度の大きい領域を説明出来るほかに、その密度の値が self-sustaining という条件でユニークに決まることである (線型理論では決まらない)。

## C. プラズマ乱流とShock

### 1. Collisionless Shock Wave

中井貞雄・糟谷紘一・山中千代衛(阪大工)

#### § 1 緒 言

超高層観測で認められた Collisionless Shock の機構は、核融合プラズマのエネルギー散逸過程として熱化の手掛を与えるものと考えられ、実験室プラズマについて最近急速にその研究が進展している。1968年8月の第3回核融合とプラズマ物理国際会議で多数の論文が発表されたが、その後筆者らが欧米の研究所で見聞した実験をも含めて、その特徴を表1にまとめておく。

第1表 Collisionless Shock の実験

研究者 研究所	方式	装置の大きさ	初期プラズマ ( $\text{cm}^{-3}$ ) (eV)	$B_0 \frac{dB}{dt}$	$M_a$
R.Z.Sagdeev Novosibirsk (2)	$\theta$ ピンチ ガンプラズマ流 ブリット励起	100cm×16cm $\phi$ Plasma Flow 40cm $\phi$ 120cm×90cm $\phi$	$5 \times 10^{10} \sim 10^{14}$ 1~10 $10^{14} \sim 10^{16}$ 1~5 $10^6 \sim 5 \times 10^7$ 5~10	2.5KG ~400G $B_0 = 0$	
E.Hintz Jülich (3)	$\theta$ ピンチ	45cm×20cm $\phi$	$\sim 10^{14}$ ~10	1000G	1.3 ~10
R.Chadura Garching (4)	$\theta$ ピンチ	60cm×16cm $\phi$	$10^{12} \sim 5 \times 10^{14}$ few	$3.5 \times 10^{10}$ G/sec	1~4
U.Schumacher Garching (5)	$\theta$ ピンチ	14cm×7cm $\phi$	$10^{14} \sim 10^{15}$	$B_0 = 0$ $10^{11}$ G/sec	
C.Yamanaka Osaka (6)	EM Shock Tube Csプラズマ流 レーザー	50cm×6cm $\phi$ Beam Diameter 1.5cm	$\sim 7 \times 10^{13}$ 15 $10^7 \sim 10^9$ 0.2~2 $\sim 3 \times 10^{12}$ 3	~500G 0~6200G 0~1000G	
A.E.Robson Texas (7)	$\theta$ ピンチ	10cm×50cm $\phi$	$\sim 5 \times 10^{14}$ 1	500~1000G 190KA/ $\mu$ sec	~5
G.E.Smorkin Kurchatov (8)	$\theta$ ピンチ		$4 \times 10^{13}$ ~1	700G	
A.W.Desilva Maryland (9)	$\theta$ ピンチ	100cm×46cm $\phi$	$10^{10} \sim 10^{13}$ few		2.5
J.W.M.Paul Calham (10)	Zピンチ	100cm×50cm $\phi$	$7 \times 10^{14}$ 1	0.25~1.5KG	~6.3
R.M.Patrick AVCO (11)	ガンプラズマ流	Plasma Flow 30cm $\phi$	$10^{13} \sim 10^{14}$ ~25		1~3
Auer Cornell (12)	ガンプラズマ流	Plasma Flow 100cm $\phi$	$\sim 10^{13}$		1~4
D'Angelo (13)	Csプラズマ グリット励起				
C.N.Watson-Munro Sydney (14)	大振幅 Alfven波	170cm×21.4cm $\phi$	$\sim 10^{15}$	~5.8KG	~3

一般に衝撃波は波の非線型性にもとづくフロントの急峻化の効果と散逸に原因する平坦化の効果の兼ね合いで定常的な波形を形成する。この散逸機構が粘性，熱伝導，電気抵抗など粒子間の衝撃に由来するときにはフロントの巾は粒子の平均自由行程の数倍程度である。Collisionless Plasma 中の衝撃波ではこのような粒子衝突による散逸がなく，波の急峻化に伴って分散性が重要となる。しかし散逸が完全に無視された場合は，Kortweg-deVrier eq. で記述されるように，波は Solitary Wave あるいは Wave train となり，非可逆過程としての衝撃波を形成するにいたらない。Collisionless Shock の存在は，したがって何らかの Collisionless なエネルギー散逸過程の存在を示し，この機構としては大振幅波の励起により 2 流体不安定，イオン音波不安定，減衰不安定等をひき起こし，これらの波の乱流状態と粒子の相互作用によるものと推測されている。このような観点よりモデル的にみた場合，フロントの立上りは分散性を反映し，それにつづくゆらぎは散逸に寄与する不安定性を示すものと考えられる。これらは衝撃波が伝搬するプラズマのパラメータに強く依存する。すなわち磁場と伝搬方向との角度，磁場強度，温度，密度，マッハ数等により衝撃波形成に寄与する分散，散逸が全く異ってくる。<sup>1)</sup> これをとりまとめて表 2 に示す。以上のことより実験的に Collisionless shock をとらえ，解明するためには，1) フロントの構造，すなわち磁場  $B$ ，電場  $\phi$ ，密度  $n$  の立上り巾を測定する，2) フロント前後の振動，ゆらぎを測定する，3)  $T_e$ ， $T_i$  をフロント前後にわたり実測すること等が必要であり，さらに表 2 に示したような広いパラメータ範囲をカバーするためには多様な実験方法を採用し，異なった角度から追求することが不可欠となる。

## § 2 Collisionless Shock Wave の実験

表 1 に示すように核融合国際会議に報告された実験は筆者らと Sagdeev のグループをのぞくとすべて  $\theta$  ピンチによるものであり，ほとんど類似の結果が報告されている。しかしこの方式は，衝撃波の伝搬距離が長くとれず，定常性に問題がある。さらに衝撃波を駆動する電流シートの不安定がフロントに影響を与えており，<sup>4) 9)</sup> 結果については充分吟味しなければならない。筆者らはしたがって表にあるように 3 つの異なる方法により実験を行った。第 1 の実験はあらかじめ予備放電により発生した無衝突なプラズマ中にプラズマ銃により Super Alfvénic なじょう乱を与える方法，第 2 は接触熱電離により生成した K，Cs イオンを静電界により加速し，高速の無衝突プラズマ流を横磁場中に打込んで流れの中に定在衝撃波を形成する実験である。第 3 はレーザーにより磁場中にプラズマを発生し，その中へ第 2 のレーザー光を打込み，衝撃波を駆動する方法である。これらの実験のパラメータを表 3 に示す。

### a) Z-pinch と Conical Gun による実験

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。電磁石による横磁界を印加後電極 A B 間での直線放電によりプラズマを発生し，アフターグローの任意の時刻にプラズマ銃を動作し，磁界に垂直に伝わる

$\theta$	$B \perp k, \theta = 0$	$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \ll \theta \ll 1$	$B_0 = 0$
Dispersion	$P_0 \ll B_0^2 / 8\pi$	$\omega^2 = \frac{B_0^2}{k^2} \frac{k^2 \theta^2 c^2}{(1 + \frac{k^2 \theta^2 c^2}{\pi_i^2})}$	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{T_e}{m_i} \frac{K^2}{k^2 + K^2}$
	$B^2 / 8\pi \ll n m c^2$	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{4\pi\rho_0}{B_0^2} \frac{\pi_i^2}{k^2 + \frac{4\pi\rho_0}{B_0^2} \pi_i^2}$	$K^2 = \frac{\pi_i^2 m_i}{T_e}$
Front	$c / \pi_e \rightarrow c / \pi_i$	$\sqrt{\frac{m_e \Omega_i \Omega_e}{2 m_i \theta^2}}$	$\omega$
Type	Compression	$(c / \pi_i) \theta$	Compression
Dissipation	2 Stream Instability → over turn	Decay Insta.	Ion Acoustic Insta.
Critical Mach NO.	$M_c = 1 + \frac{3}{8} \left( \frac{8\pi n_0 \Gamma}{B_0^2} \right)^{1/3}$		$T_e \gg T_i$ $M_c = u / \sqrt{T / m_i} \sim 1.6$
Growth Rate	$\gamma = \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/6} \pi_i$	$\gamma = \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/6} \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$	$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \omega v / v_{Te}$
Damping Distance	$\Delta \sim \lambda \left( \frac{B^2}{8\pi n T m_i} \right)^{1/2}$	$\Delta \sim \lambda \theta \left( \frac{B^2}{8\pi n \Gamma} \right)^{1/2}$	$\Delta \sim \frac{c}{\pi_i} \frac{m_i}{m_e}$

第2表 Collisionless Shock Waves の区分

第3表 Typical plasma parameters of three experiments

		Gun drive experiment	Laser plasma experiment	Cs flow experiment
Working plasma species		Nitrogen*	Carbon	Cesium
density	[ $\text{cm}^{-3}$ ]	$7 \times 10^{13}$	$3 \times 10^{12}$	$10^7 \sim 10^9$
electron temperature	$T_e$ [ev]	15	3	0.2~2
ion temperature	$T_i$ [ev]	15		0.2
magnetic field	B[G]	0~500	0~1,000	0~6,200
ion larmor radius	$R_L$ [cm]	4.8	2	15
ion-ion(elect.-elect.) mean free path	$\lambda_m$ [cm]	7.6	7.2	17
electron-ion mean free path	$\lambda_m$ [cm]	5.4	5.2	
Alfven velocity	$U_m$ [cm/s]	$2 \times 10^6$ (300G)	$1.5 \times 10^7$ (500G)	
Sound velocity	$U_a$ [cm/s]	$2 \times 10^6$ ( $\gamma=2$ )	$1 \times 10^6$ ( $\gamma=2$ )	$7.8 \times 10^4$ ( $\gamma=2$ )
Wave velocity	U [cm/s]	$6 \times 10^6$	$5 \times 10^7$	$8.4 \times 10^6$
$\frac{1}{2} nmv^2$	[erg/cm <sup>3</sup> ]			
ahead front		$3 \times 10^3$	$7.8 \times 10^4$	7.8
behind front		$7.5 \times 10^2$		
2 nkT	[erg/cm <sup>3</sup> ]			
ahead front		$3.4 \times 10^3$	9.6	$6.4 \times 10^{-4}$
behind front				
$B^2/8\pi$	[erg/cm <sup>3</sup> ]			
ahead front		$3.6 \times 10^3$	$4 \times 10^4$	
behind front		$14.4 \times 10^3$	$6 \times 10^4$	
characteristic length				
$2\pi v/\Omega_{ci}$	[cm]	180	$7.9 \times 10^2$	$7.3 \times 10^5/B$
$2\pi v/\Omega_{ce}$	[cm]	$2.2 \times 10^{-3}$	$5.7 \times 10^{-1}$	$3/B$
$2\pi v/\Pi_i$	[cm]	$1.28 \times 10^{-2}$	0.48	14.8
$2\pi v/\Pi_e$	[cm]	$8 \times 10^{-5}$	$3.2 \times 10^3$	$3 \times (10^{-1} \sim 10^{-2})$
$2\pi v/\sqrt{\Omega_{ce} \Omega_{ci}}$	[cm]	0.63	21.1	$1.47 \times 10^3/B$
$c/\Pi$	[cm]	$6.4 \times 10^{-2}$	0.1	$1.7 \times (10 \sim 10^2)$
Magnetic Raynolds number $R_m$		$2.7 \times 10^2$ (L=6cm)	$1.98 \times 10^2$ (L=6cm)	60 (L=20 cm)

\* Hydrogen, Helium, argon and air were also used

衝撃波を駆動した。磁界の立上りを磁気探針で測定した。管軸方向の各場所での変化より衝撃波の形成過程が追跡できる。信号例を Fig.2 に示す。他方光の測定より密度と磁界の強さが相伴って変化していることがわかった。さらにフロントを速い掃引速度で微細に観察すると、Collisionless Shock に特有の振動が存在することがわかった。前節

でみたように、散逸機構としてフロントにおける2流体不安定の成長による乱流的散逸が予想される。このような不安定を誘起する磁界に垂直なフロント面内のドリフト電子流の存在を Rogowski probe で確め、その方向性を Collisionless な場合と Collision な場合について、Ion Sensitive probe により測定した。その結果を Fig.3 に示す。Collisionless な場合、電子流は急速に熱化され、その方向性を失っている。ドリフト速度は  $4.5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$  で電子の熱速度  $2.6 \times 10^8 \text{ cm/sec}$  より大きく、2流体不安定の成長が可能であり、これによる電子の散乱を示しているものと思われる。電子温度の上昇を直接測定すべく、線強度比の測定、軟X線の測定をあわせ行った。結果を Fig.4, Fig.5 に示す。これらの実験よりフロントにおける電子加熱の様相が明らかとなった。

b) アルカリプラズマ流による方法

実験装置の概略を Fig.6 に示す。オープンからのアルカリ蒸気は高温のタングステナイオンイオンザーを通過するあいだに接触電離によりイオンとなり、ピアース型電極で静電的に加速されイオン

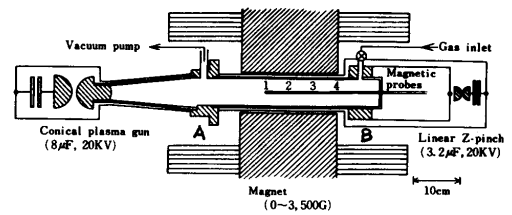


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus of gun drive experiment.

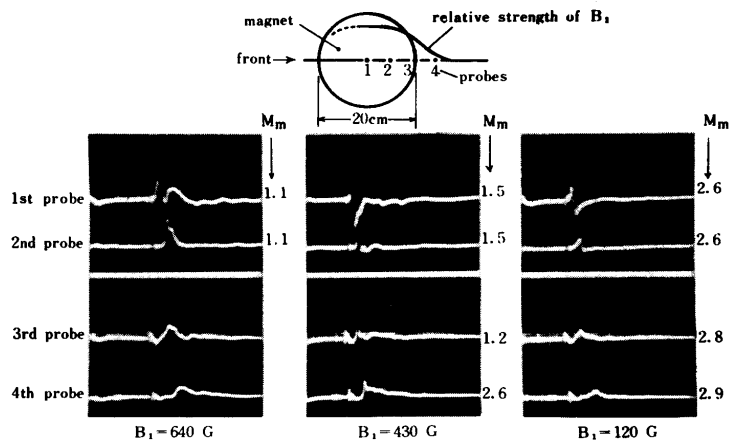


Fig. 2 Wave forms measured by the magnetic probes in various mach numbers in hydrogen plasma (the gun was driven after  $50 \mu\text{s}$  of Z-discharges) initial pressure  $\sim 4 \times 10^{-3}$  torr,  $80 \text{ G/div.}$ ,  $10 \mu\text{s/div.}$

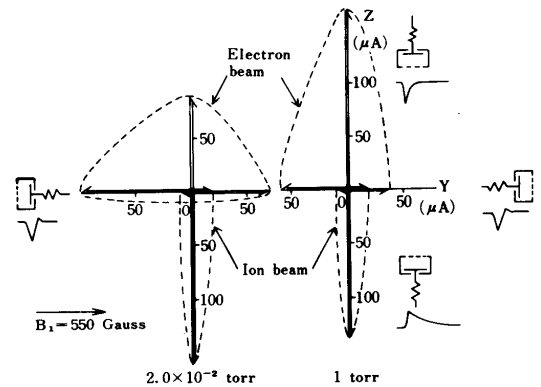


Fig. 3 Directional beam distribution properties in shock fronts measured by an ion sensitive probe.



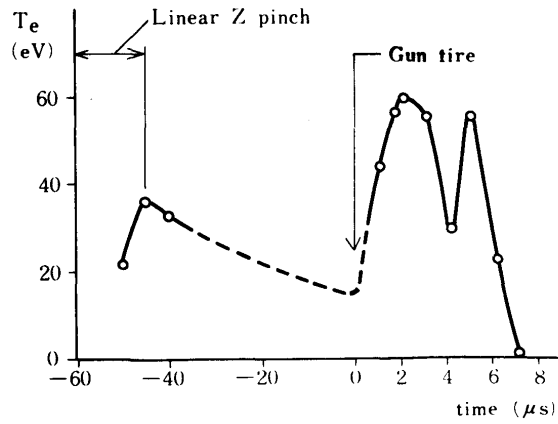
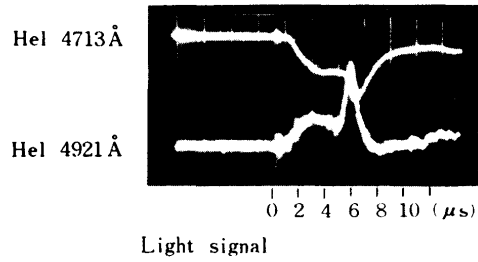


Fig. 4 Electron temperature  $T_e$  v.s. time estimated by line intensity ratio  $\text{Hel}4921\text{\AA}/\text{Hel}4713\text{\AA}$ . Initial pressure was  $5.0 \times 10^{-3}$  Torr in Helium. Initial field was 320 Gauss. Magnetic mach number was 1.5.

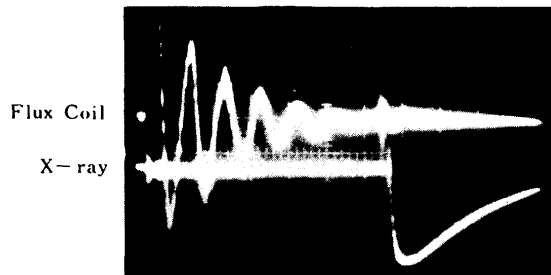


Fig. 5 Soft X-Ray burst from shock wave in hydrogen plasma,  $1 \times 10^{-3}$  torr,  $B_1 = 300$  gauss,  $10\mu\text{s}/\text{div}$ .

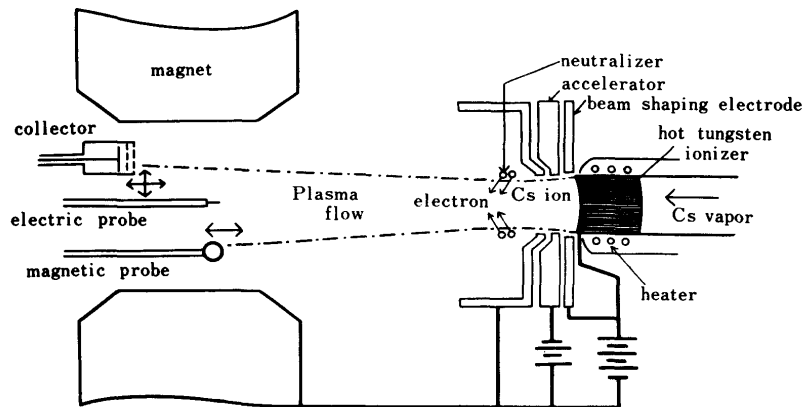


Fig. 6 Schematic diagram of experimental apparatus of Cs plasma flow.

ビームを形成する。その後イオンビーム周囲の1ターングステンエミッターからの熱電子により中和され、電氣的に中性なプラズマ流となる。プラズマパラメータの特性値は表3に示す。空間電荷中和は上記の方法で完全になされており、中和電子エミッターに負の電圧を加え、電子を加速して中和を行うことにより電子温度を制御することが出来た。しかしこのとき中和過程で低周波振動が励起された。この振動は中和電子の加速電圧を減少することにより弱めることができる。

横磁場に入射するプラズマ流の密度が低い場合、磁場の前縁に特徴的な密度構造は現われない。密度を増大するにつれ、流れに沿った密度の高低が出はじめる。その様子を Fig.7 に示す。図よりわかるように密度の立上りの付近で電子温度が上昇している。空間電位の測定より流れ方向に電荷分離による電界が形成されており、これによる  $E \times B$  drift は電子の熱速度を越え、2流体不安定による電子の加熱が起っているようである。

密度、温度における特徴的な構造と共に低周波及び高周波振動が励起される。低周波振動は数百  $\text{kHz}$  にピークを持つ。高周波振動は約  $15 \text{ MHz}$  程度で、横磁場の印加により増大する。Fig.8 にこれらのスペクトルを示す。特に電子温度を上昇すると振動強度が増大すると共に、低周波ピークの低周波測でスペクトルが非常に乱れた。これは電子温度上昇に伴ってイオン音波不安定が成長し、これが熱化に寄与していることを示すものと思われる。

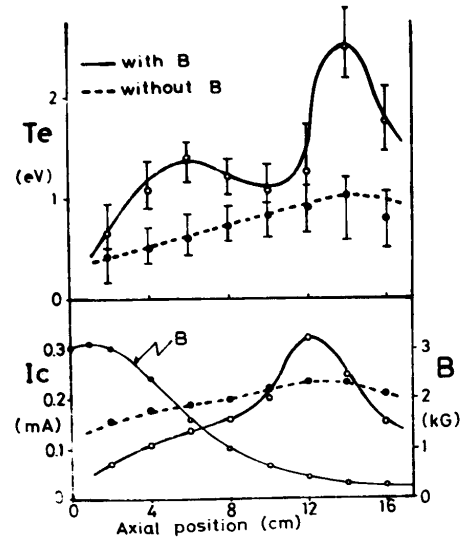


Fig.7 Electron temperature( $T_e$ ) and Ion current( $I_c$ ) along the beam.

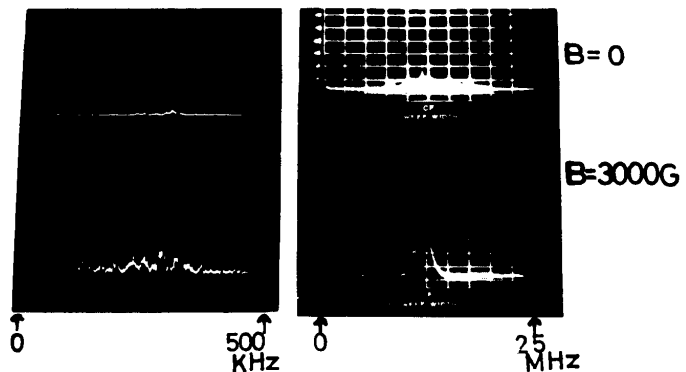


Fig. 8 The spectra of low frequency(left) and high frequency(right) oscillations.

## § む す び

無衝突衝撃波の実験室での研究は最近急速に行なわれつつあり、超高層における観測と相まってその解明は進みつつある。ここではその現状を概観し、筆者らの研究について報告した。無衝突散逸のモデルとしては、2流体不安定性による電子の加熱と、それにつづくイオン音波不安定による乱流的散逸が考えられる。特に電子温度の変化により、フロントでのゆらぎの様子が著し

るしく変わる。太陽風プラズマのイオンと電子の非熱平衡性<sup>15)</sup>が地球 Bow Shock の機構に影響するものと思われる。

現在実験的にも理論的にも全く解明されていない問題として、High  $\beta$  の場合と、衝撃波が磁場と平行あるいは斜めに伝搬する Oblique case がある。筆者らはここで述べた装置を Scale up し、同時に任意角度伝搬の実験が可能ないように改造し、実験を進めている。レーザーによる実験も、任意な磁場形状での衝撃波伝搬が可能であり、今後種々興味ある実験が行なわれるものと思われる。

### 参 考 文 献

- 1) R.Z.Sagdeev : Rev. of Plasma Physics 4, (Consultant Bureau,N.Y.1966)
- 2) R.Z.Sagdeev et al : 3rd Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research (Novosibirsk 1968) CN-24/A-1
- 3) E.Hintz : ibid CN-24/A-2
- 4) R.Chadura : ibid CN-24/A-3
- 5) U.Schumacher : ibid CN-24/A-4
- 6) C.Yamanaka, et al : ibid CN-24/A-5
- 7) A.E.Robson : ibid CN-24/A-6
- 8) G.E.Smorkin : ibid CN-24/A-7
- 9) A.W.DeSilva et al : ibid CN-24/4-8
- 10) J.W.M.Paul et al : Nature 216, No.5113(1967) 363
- 11) R.M.Patrick & E.R.Pugh : AVCO Res. Rep 316(1968)
- 12) W.C.Condit Jr.: Rep of Lab. Plasma Studies, Cornell Univ. LPS7(1969)
- 13) DeAngelo : Phys. Rev. Lett
- 14) C.N.Watson-Munro : CN-24/G-15
- 15) P.A.Sturrock & R.E.Hartle : Phys. Rev. Lett 16, No.14 (1966) 628

## 2. Energetic electrons beyond the earth's bow shock

村 山 喬 (名 大 理)

### § 1 Introduction

magnetopause の昼側境界からその外側の bow shock にかけて energetic electron ( $\geq 100$  keV) の存在が発見されたのは Imp-1 による Fan et al. (1964, 1966) の観測以来である。この電子群を satellite 上で観測した際、強度が数分程度でパルス状に増加してもとに戻るので electron spikes と名付けられている。この数分という時間は satellite 観測の常として本当に時間的なものか或は局所的に存在する電子群を satellite が横切ったために見掛け上時間的な変化のように見えているものかを区別することは出来ないが、前者の可能性の方が強い。その発生率は  $K_p$  と(それ程良くはないが)正の相関を持っている。

この electron spikes は現象論的に

- (1) magnetopause の近く
- (2) bow shock の近く
- (3) bow shock の外側, 即ち惑星間空間

と三つの領域にあるものに分類出来る。勿論(1)と(2)の間にもあるが(1), (2)に比べて強度・頻度ともにやゝ小さい。

この問題を発見以来ほゞ連続的に追求していたのが Anderson の group (Anderson(1969) 及びそれに引用されている一連の論文)で、彼の結論は(2)は bow shock 及びその近辺の instability による加速で出来たもので(1)と(3)(特に(3))はそれが magnetosheath や惑星間空間の磁場の磁力線に沿って逃げ出したものであるとしている。

さてこゝでは話を(3)の領域の electron について話を限ることにするが、この領域の electron spikes の起源については

- (a) 太陽からの放射
- (b) 惑星間空間内での加速
- (c) bow shock 或はそれ以内で出来たものの逃げ出し

の三つが考えられていた。この中で Anderson が(c)を採っているのは月を廻っている孫衛星 Explorer 35 による観測の結果 electron spikes の観測頻度が月が地球近辺の bow shock と平均的な惑星間空間磁場の磁力線によって結びつけられるような位置、即ち月が太陽と地球を結ぶ直線より午前側にある時に、より多いことに基づいている。しかしこれは平均的な話で実際には地球の午後側、即ち常識的には観測点と bow shock とが磁力線によってむすばれていないと考えられる時期にも屢々 electron spikes が見られている。

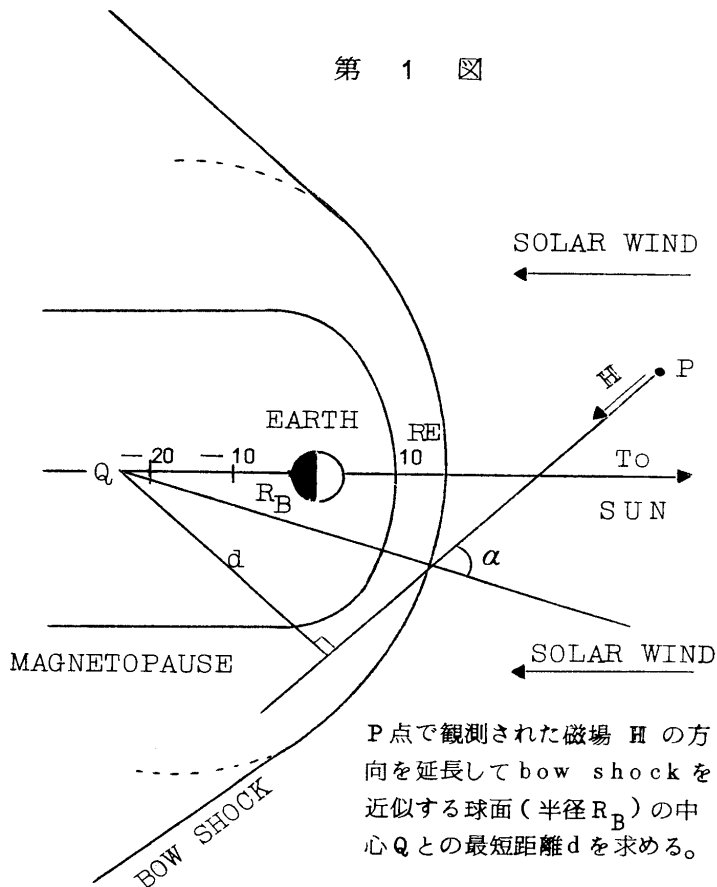
そこで我々は Imp-3 へのせられた Chicago 大学の particle detector のデータと、同

じ satellite でのせられた NASA の magnetometer のデータとを対照してこの electron spikes が果して bow shock の方に origin を持つかどうかを確かめ、又 bow shock と惑星間空間磁場との関連のし方が electron spikes の強度や頻度とどのような関係を持つか、又 electron の origin が bow shock の内側にある可能性の有無などを検討しようとしている。この小文は以上のような目的で進められている研究 T.Murayama and J.A.Simpson: Bow shock associated electron fluxes observed within the interplanetary medium (仮題) の中間報告的な簡単な紹介である。

## § 2 Electron spikes and interplanetary magnetic field

先づ惑星間空間にみられる electron spikes が bow shock 又はそれ以内に起源を持つかどうかを調べるために、Imp-3 の magnetometer で測られた磁場の方向(約 5.5 分に亘る平均値)をそのまま地球の方向に延長してそれが bow shock のどこかにぶつかるかどうかをすべての 5.5 分間隔について調べ、その時の detector の計数と比較した。このような操作は satellite と bow shock との間の空間で惑星間空間磁場が均一であることを仮定していることになるが、この近似は今の場合それ程悪い近似ではない。detector は  $\geq 230$  keV の electron に感じ、同時に宇宙線(太陽爆発に伴う陽子を含めて)にも感ずることが出来る。

bow shock の位置は地球の昼側ではほぼ球面で近似出来る(第 1 図参照)。その半径  $R_B$  は

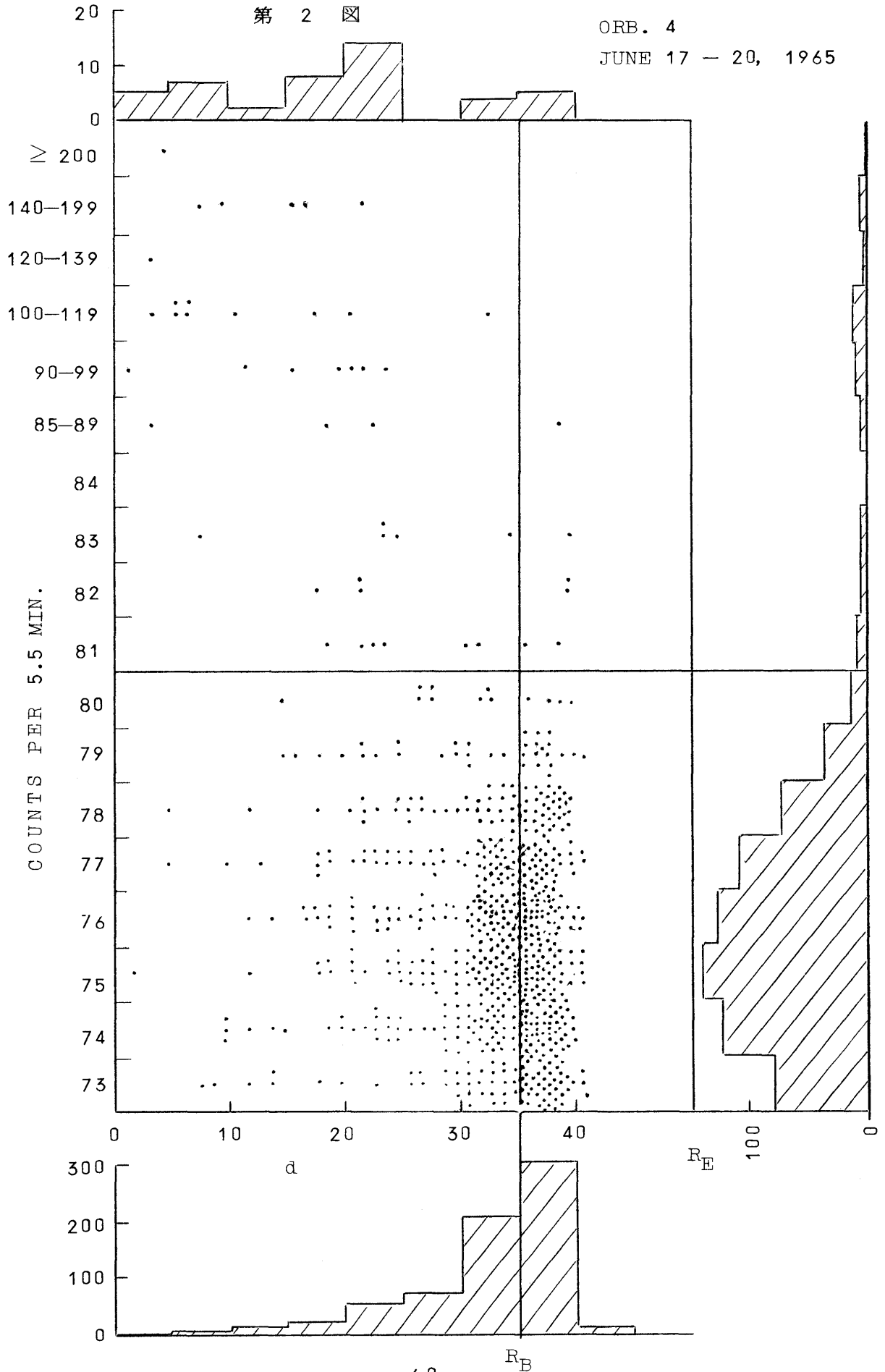


時間変化をするが平均約  $3.5 R_E$  ( $R_E$ : 地球半径)で、実測値の平均値を中心とする分散は約  $1.5 R_E$  である。従って detector の近傍で測られた磁場の方向を含む直線と bow shock を近似する球の中心との最短距離  $d$  を計算すると、それが  $R_B$  より小さいか大きいかによって、そのとき satellite のいる地点が磁力線によって bow shock につながっているかいないかを判断出来る。この  $d$  の値と detector の計数との相関を調べた例が第 2 図及び第 3 図である。第 2 図は satellite が夕方側、第 3 図は朝側にあったときのもので種々の  $d$  の値が得られる頻度分布(夫々の図の下部にあるヒストグラム)が著しく違うのはそのためである。つまり satellite

第 2 図

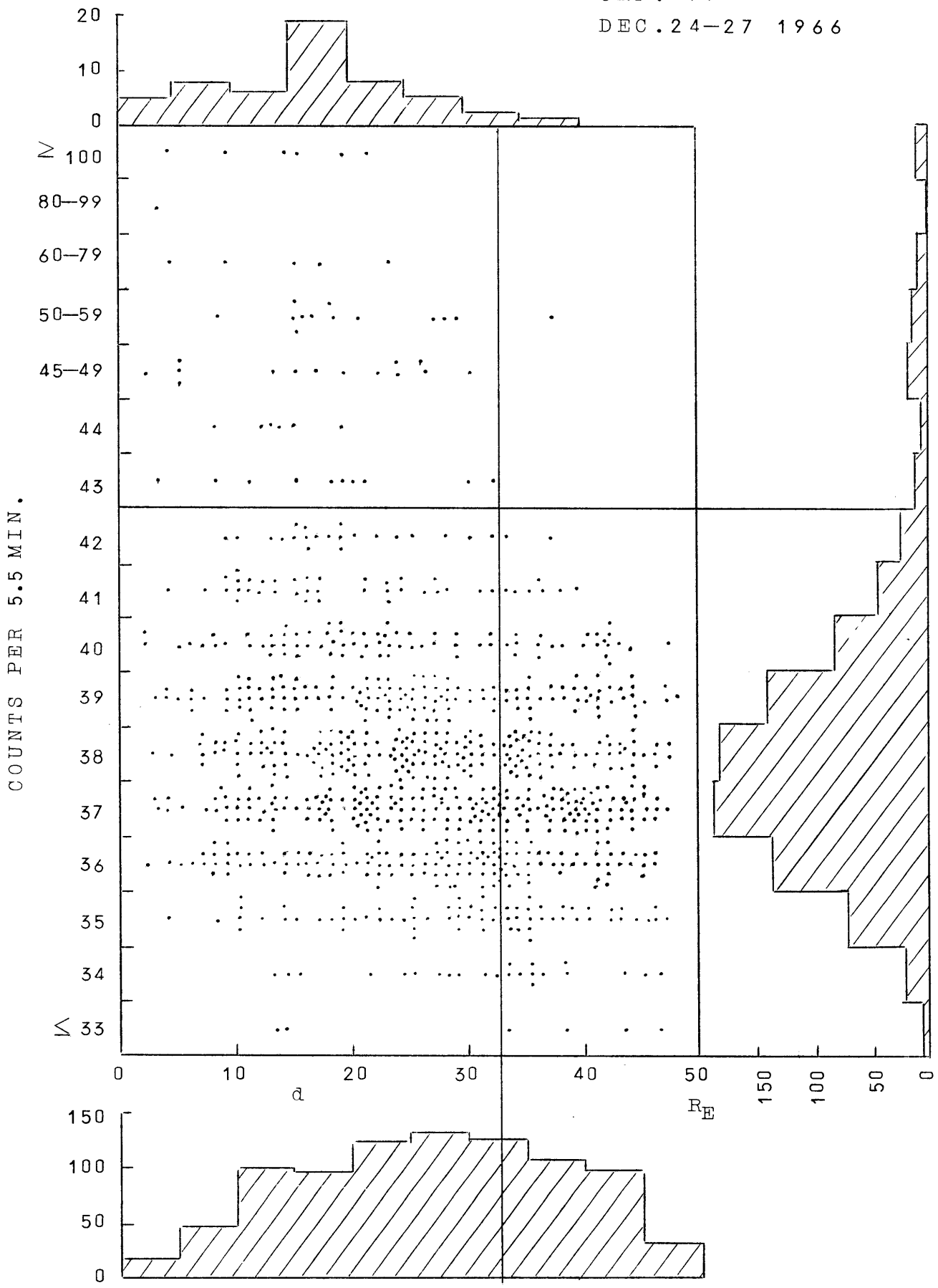
ORB. 4

JUNE 17 - 20, 1965



第 3 圖

ORB. 99  
DEC. 24-27 1966



が朝側にあった方が夕方にあるときより小さい  $d$  の値の得られる確率が高い。各図の右辺にあるヒストグラムは計数に対する頻度分布 ( $d$  の値にかゝらない) で Poisson 型の分布 (宇宙線による計数) の右に長く延びた部分が electron spikes による計数の存在を示している。即ち相関図の中央附近にある横線より上の点はその時に確かに electron spikes を観測したことを示す。一方縦線はそのときに於ける  $R_B$  の推定値で、この線の左側の点についてはその時に観測点と bow shock が磁力線で結びつけられていたことになる。この縦横の線で区切られた四つの部分の中で右上の象限に点が殆どないことは、観測点と bow shock が磁力線で結びついていないときには detector で electron spikes が観測されていない——逆に言えば electron spikes が観測されたときには必ず観測点と bow shock が磁力線で結びつけられていたことを示す。特に第 2 図の例は satellite が夕方側にあって、平均的な惑星間空間磁場の方向からすれば観測点と bow shock とは磁力線で結びつけられていない筈なのに electron spikes が数多く見出されており、しかもその時には磁場が確かにその平均的方向から大きくずれて bow shock の方向に向いていたことを示している。

以上の結果から惑星間空間に見られる electron spikes は bow shock 又はそれ以内で出来たものが磁力線に沿って逃げ出したものであるということが Anderson の場合より直接的な方法で証明された。

### § 3 Origin of electron spikes

しかし第 2 図及び第 3 図は、話がこれだけではすまないことをも同時に示している。即ち、もし惑星間空間で electron spikes が観測される確率が前述のような bow shock との磁力線によるつながりの有無だけで支配されるならば、 $d$  の値は  $R_B$  に比べて大きいか小さいかだけが問題でそれ以上の意味はなく、従って electron spikes が見出されたときの  $d$  の値の分布はそうでないときの  $d$  の値の分布の中の  $R_B$  より小さい部分と同じになる筈である。しかし事實は両図に示されているように electron spikes のあったときとないときでは  $d$  の分布が ( $R_B$  以内だけを比べても) はっきり異なっている。即ち  $d < R_B$  の場合に electron spikes のみ得られる確率は  $d$  に無関係ではなく、 $d$  が小さい程大きい。この事実に対する説明はまだ与えられてはいないが、たとえば

- (i) electron が bow shock 或はその近傍で加速される場合、惑星間空間磁場が bow shock 面にぶつかる角度 (第 1 図の  $\alpha$ ) がその加速能率に関係している可能性。
- (ii) electron は bow shock でなく、もっと中の方で出来ている可能性。たとえば magnetopause の近くにあれば観測事実をよりよく説明できる。

などが指摘出来る。この辺の検討はこれからの仕事であるが、何れにせよこの方向の追求は electron spikes の起源を探るのに有効であることが期待される。



## 参 考 文 献

Fan et al., *phys. Rev. Letters*, 13, 149 (1964)

Fan et al., *J.Geophys. Res.* 71, 1837 (1966)

Anderson, K.A., *J.Geophys. Res.* 74, 95 (1969)

# D. Helio magnetosphere

## 1. Interplanetary magnetic field produced by Solar Wind

長 島 一 男 (名 大 理)

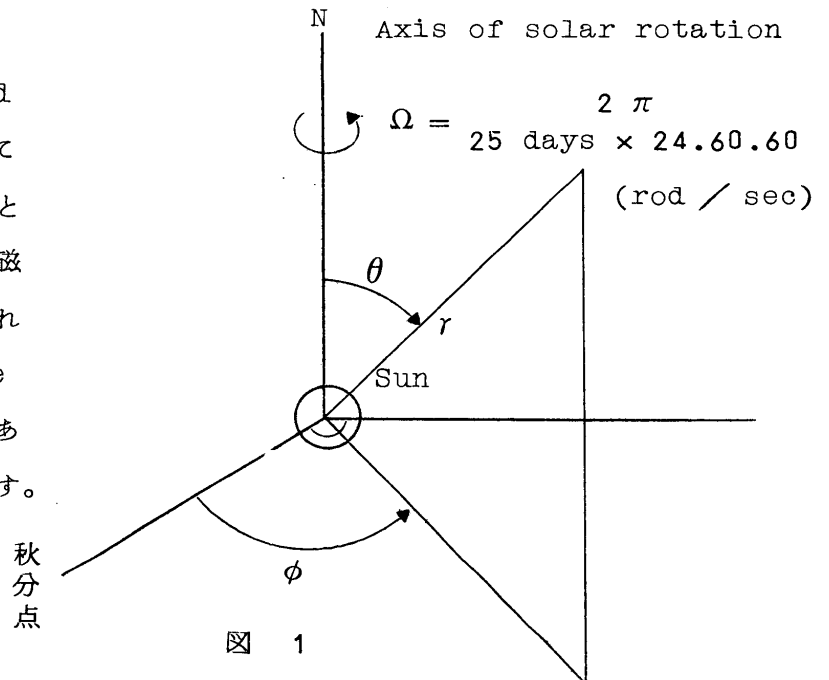
### 緒 言

Solar wind の存在と太陽の自転との結果, Interplanetary space には Spiral pattern の磁場が存在することが Parker<sup>1)</sup> により指摘され, その存在が確かめられている。Parker により求められた磁場は

$$\left. \begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi, t) &= B(r, \theta, \phi - \Omega t + r\Omega/v) (r_1/r)^2 \\ B_\theta(r, \theta, \phi, t) &= 0 \\ B_\phi(r, \theta, \phi, t) &= -B(r, \theta, \phi - \Omega t + r\Omega/v) \frac{r_1 \Omega}{v} \frac{r_1}{r} \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

で与えられる。ここに  $v$  は Solar wind velocity の radial component,  $t$  は時間,  $\Omega$  は太陽の自転角速度であり,  $r, \theta, \phi$  は図1のように定義される polar coordinates である。この磁場は Equ. (A) からわかるごとく, radial 方向と  $\phi$  方向 (東西) の 2 成分のみからなり,  $\theta$  方向 (南北) の成分は存在しないと云う点に特徴がある。

筆者はこの点に疑問をもつ。元来 Interplanetary magnetic field は太陽表面上の磁場が solar wind により引き出された結果, 存在するものと考えられる。太陽面には南北方向にも磁場の成分はあるから, これが引き出されるとすれば Interplanetary space にも南北成分が存在してもよいはずである。次節以下にこの考えの正当性を示す。



### § 1 基礎方程式と問題の扱い方

一般的には, 問題は電磁流体の式で扱われねばならぬ。一応これらの式を列挙しておく(ここでは不必要なものも含む)。

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbb{E} + \frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} = 0 \quad (1) \\ \nabla \times \mathbb{B} - \mu \epsilon \frac{\partial \mathbb{E}}{\partial t} = \mu \mathbb{J} = \mu \sigma (\mathbb{E} + \mathbb{V} \times \mathbb{B}) \quad (2) \\ \nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \quad (3) \\ \nabla \cdot \mathbb{E} = q / \epsilon \quad (4) \\ \nabla \cdot \mathbb{J} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0 \quad (5) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\rho \mathbb{V}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (6) \\ \frac{D\mathbb{V}}{Dt} = \mathbb{G} + \frac{1}{\rho} (-\nabla p + \mathbb{J} \times \mathbb{B}) \quad (7) \\ \text{Eqn. of State of gas} \quad (8) \end{array} \right.$$

現実の Interplanetary space では Solar plasma の kinetic energy が電磁場の energy に比し、非常に大きいので、第 1 近似では plasma の運動は電磁場に左右されないと考えてもよい。即ち(6)~(8)の式は考えず、 $\mathbb{V}$  を given として、(1)~(5)の式を扱ってもよからう。これらの式(1)~(5)は $\mathbb{V}$ が与えられれば原理的には解く事が出来るが、実際には面倒である。しかし、solar plasma が非常に良い conductor ( $\sigma \sim \infty$ )であった場合には、比較的簡単に問題を解くことが出来る。この場合、式(2)の右辺の

$$\mathbb{E} + \mathbb{V} \times \mathbb{B} = 0 \quad (9)$$

でなければならぬ。これは無限大の $\sigma$ と(9)を掛け合わせたものが式(2)の有限な左辺と等しくなるために必要である。(9)に $\nabla \times$ を作用させ、式(1)を考慮すると、

$$\frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbb{V} \times \mathbb{B}) \quad (10)$$

となり、これが $\mathbb{V}$ を与えたときの、 $\mathbb{B}$ の満足すべき式である。

Solar wind uelocity  $\mathbb{V}$  が constant radial component のみを持つ場合、ie.

$$\mathbb{V} (v, 0, 0) \quad (11)$$

には、(9)は 図 1 の polar coordinates を用いると

$$\left. \begin{aligned} E_r &= 0 \\ E_\theta &= v B_\phi \\ E_\phi &= -v B_\theta \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

となり、(10)は

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = \frac{v}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot B_\theta) + \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} \right\} = -\frac{v}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) \quad (13a)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \quad (13b)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \quad (13c)$$

となる。(13)の第1式には  $\nabla \cdot B = 0$  が用いられている。以下、これらの式を用い2, 3の型をもつ磁場の性質を調べることにする。

## § 2 太陽自転に伴って変化する磁場 (Sector structure)

この場合、自転角速度を  $\Omega$  とすれば、磁場は

$$B(r, \theta, \phi, t) = B(r, \theta, \phi - \Omega t) \quad (14)$$

で表現される。式(13)からわかるように  $B$  の三成分の内2成分、例えば  $B_\theta$ ,  $B_\phi$  を式(13b), (13c)により決めることが出来れば、 $B_r$  は式(13a)により  $B_\theta$ ,  $B_\phi$  の関数として求めることが出来る。そこで、時間  $t = t$  において  $r = r$  の球面上で  $B_\theta$ ,  $B_\phi$  を球面関数を用いて展開し、

$$\left. \begin{aligned} B_\theta(r, \theta, \phi - \Omega t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left\{ S_{nm}^c(r) \cos m(\phi - \Omega t) + S_{nm}^s(r) \right. \\ &\quad \left. \sin m(\phi - \Omega t) \right\} \\ B_\phi(r, \theta, \phi - \Omega t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left\{ W_{nm}^c(r) \cos m(\phi - \Omega t) + W_{nm}^s(r) \right. \\ &\quad \left. \sin m(\phi - \Omega t) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

これを(13b)(13c)に代入すれば、上記展開式の係数である  $S_{nm}^c(r)$ ,  $S_{nm}^s(r)$ ,  $W_{nm}^c(r)$ ,  $W_{nm}^s(r)$  を  $r$  の関数として決定することが出来る。この様にして求められた  $B_\theta$ ,  $B_\phi$  を式(13a)に代入し  $B_r$  を決める。結果は、 $m=0$  の場合(この場合は§4に述べる)を除外すると、

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \frac{1}{\eta} \cdot \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left[ \frac{1}{m} \frac{d}{d\theta} (\sin \theta \cdot P_n^m(\cos \theta)) \right. \\ &\quad \left. \left\{ -S_{nm}^c(r_1) \sin m\Phi + S_{nm}^s(r_1) \cos m\Phi \right\} \right. \\ &\quad \left. - P_n^m(\cos \theta) \left\{ W_{nm}^c(r_1) \cos m\Phi + W_{nm}^s(r_1) \sin m\Phi \right\} \right] \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\theta} &= \left(\frac{r_1}{r}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n P_n^m(\cos\theta) \{ S_{nm}^c(r_1) \cos m\Phi + S_{nm}^s(r_1) \sin m\Phi \} \\
 B_{\phi} &= \left(\frac{r_1}{r}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n P_n^m(\cos\theta) \{ W_{nm}^c(r_1) \cos m\Phi + W_{nm}^s(r_1) \sin m\Phi \}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

となる。

こゝに  $r_1$  は normalization distance で、

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{r_1 \Omega}{v} \\
 \Phi &= \phi + \frac{\Omega(r-r_1)}{v} - \Omega t
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

である。式(15)は次の様な形に書き直す事が出来る。

$$\begin{aligned}
 B_r &= \frac{-1}{\eta} \cdot \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin\theta} \left[ \int \frac{\partial}{\partial\theta} \{ \sin\theta \cdot S(r_1, \theta, \Phi) \} d\phi + W(r_1, \theta, \Phi) \right], \\
 B_{\theta} &= \left(\frac{r_1}{r}\right) S(r_1, \theta, \Phi), \\
 B_{\phi} &= \left(\frac{r_1}{r}\right) W(r_1, \theta, \Phi).
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

式(15)或は(17)が求める磁場である。式(17)と式(A)との比較よりわかるごとく、式(17)の  $S(r_1, \theta, \Phi)$  が zero であるとすれば、両式は同等なものである。しかし、 $B_{\theta}$  が zero でなければならぬ、と云う要請はどこからも出て来ないので、式(17)がより一般的な Interplanetary magnetic field を与える式と云える。緒言で提起した疑問点も南北成分  $B_{\theta}$  の存在により解決された。

式(17)で与えられる磁場がどんなものであるかは後で調べることにして、次節では太陽の自転に関係しない磁場が時間変化をする場合について考えることにする。

### § 3 自転軸に関し Axial symmetry の磁場が時間変化する場合

この場合には、磁場は太陽自転に関係なく、 $B(r, \theta, t)$  の形をしている。これは Fourier integral を用いると、

$$B(r, \theta, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(r, \theta, \alpha) e^{i\alpha t} d\alpha
 \tag{18}$$

とかく事が出来る。  $g$  の 3 成分、  $g_r, g_{\theta}, g_{\phi}$  は (18) を (13) に代入して決定出来る。その結果 (18) の  $B$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
B_r(r, \theta, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{iv}{r_1^a} \cdot \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \{ \sin\theta \cdot g_\theta(r_1, \theta) \} e^{-ia\left(\frac{r-r_1}{v}-t\right)} d\alpha \\
B_\theta(r, \theta, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{r_1}{r}\right) g_\theta(r_1, \theta) e^{-a\left(\frac{r-r_1}{v}-t\right)} d\alpha \\
B_\phi(r, \theta, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{r_1}{r}\right) g_\phi(r_1, \theta) e^{-a\left(\frac{r-r_1}{v}-t\right)} d\alpha
\end{aligned} \tag{19}$$

式(19)より、磁場は互に干渉しない2つのグループ( $B_r, B_\theta$ )と( $B_\phi$ )とからなる。前者は、例えば太陽表面上の dipole や quadrupole type の磁場が wind によりおし出されて生ずると推定され、後者は太陽面上の troidal type の磁場によるものと考えられる。両グループが独立であるため § 2 の Sector structure type の磁場と異り、必ずしも garden hose type の磁場は期待出来ない。更に  $B_\phi = 0$  の場合には、磁場は( $r, \theta$ )平面内にあるから、太陽の自転の有無に関係なく、Interplanetary space 内の磁力線は自転軸を通る meridian plane 内に存在することがわかる。

#### § 4 Stationary magnetic field ( § 2 の $m=0$ の場合 )

この場合には、磁場は  $B(r, \theta)$  の形で与えられる。これが満足すべき式は、(10)より

$$\nabla \times (\nabla \times B) = 0 \tag{20}$$

或は式(13)より、

$$\frac{v}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = - \frac{v}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta \cdot B_\theta) = 0 \tag{21a}$$

$$\frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = 0 \tag{21b}$$

$$\frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = 0 \tag{21c}$$

(21)より磁場は

$$\left. \begin{aligned}
B_r &= f(r) R(\theta) \\
B_\theta &= g(r) S(\theta) \\
B_\phi &= h(r) W(\theta)
\end{aligned} \right\}$$

の形をして居り、之を (2) に代入すると  $f$ ,  $g$ ,  $h$  が決る。

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \frac{r_1^2}{r^2} R(\theta) \\ B_\theta &= \frac{r_1}{r} S(\theta) \\ B_\phi &= \frac{r_1}{r} W(\theta) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$\nabla \cdot \mathbb{B} = 0$  を考慮すると、

$$B_\theta = \frac{r_1}{r} \frac{\text{const.}}{\sin \theta}$$

が得られるが、これは  $\theta \rightarrow 0$  で  $B_\theta \rightarrow \text{finite}$  であるためには  $\text{const.} = 0$  でなければならぬ。従って

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \frac{r_1^2}{r^2} R(\theta) \\ B_\theta &= 0 \\ B_\phi &= \frac{r_1}{r} W(\theta) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

式(23)は前記 2 者の場合と異り、 $B_\theta = 0$  で、しかも  $B_r$  と  $B_\phi$  は全く独立で、いかなる  $R(\theta)$ ,  $W(\theta)$  を用いてもよいように見える。しかし下記の analysis により、 $W(\theta) = 0$  即ち  $B_\phi = 0$  であることが判明する。

式(23), (12), (4)を用いると、空間に生ずる charge  $q$  が計算される。即ち

$$\frac{q}{\epsilon} = \nabla \cdot \mathbb{E} = -\nabla \cdot (\nabla \times \mathbb{B}) = \frac{r_1 v}{r^2 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} (\sin \theta \cdot \Phi(\theta)) \quad (24)$$

これから scalar potential  $\varphi$  を、stationary field であるから、

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q(r, \theta)}{\epsilon} \quad (25)$$

で求め、その gradient より  $\mathbb{E}^\varphi$  を求めると、

$$\mathbb{E}^\varphi = -\nabla\varphi(r, \theta) \quad (26)$$

この  $\mathbb{E}^\varphi$  には radial component  $E_r^\varphi$  も存在していることが分る。一方、式(9)より求められる  $\mathbb{E}$  は (12) から分る如く、 $E_r = 0$  である。今 Stationary field を問題にしているから、vector potential  $A$  から生ずる電場はないので、両方の  $\mathbb{E}$  (式(12)) と  $\mathbb{E}^\varphi$  (式(26)) は一致しなねばならぬ。そのためには、式(24)の  $q$  が zero でなくてはならぬ。このためには  $W(\theta) = 0$  か  $W(\theta) = \frac{\text{const.}}{\sin\theta}$  であればよいが、後者は  $\theta = 0$  で有限な値をとるためには  $\text{const} = 0$  とならざるを得ず、結局  $W(\theta) = 0$  が上述の要求をみたす解である。従って Stationary field の場合の磁場は radial component のみを持つ

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \frac{r_1^2}{r^2} R(\theta) \\ B_\theta &= 0 \\ B_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

の形で与えられる。このような議論は Sector structure を持つような、時間的に変化する場合には適用されない。その場合でも実際には上と同様、scalar potential  $\varphi$  から導かれる電場  $\mathbb{E}^\varphi$  には radial component  $E_r^\varphi$  が存在するけれども、それは vector potential  $A$  の時間変化より生ずる電場  $\mathbb{E}^A$  の radial component  $E_r^A$  とお互に消し合い、結果的には式(9)より求められる電場  $\mathbb{E}$  となっているのである。即ち之を式で書くと、

$$\mathbb{E} = \mathbb{E}^\varphi + \mathbb{E}^A = -\nabla\varphi - \frac{\partial A}{\partial t} \quad (28)$$

### § 5 Sector structure をもつ磁場の特性

§ 2 で求めた式(15) 或は (17) はどのような  $\phi$ -dependence を持つ磁場でも表現出来るが、ここではこれらの式で与えられる磁場が如何なる特性をもつか調べることにする。§ 2 で述べた如く、式(17)に於て  $W(r_1, \theta, \Phi)$  から生ずる  $B_r$ ,  $B_\phi$  は parker の式(式(A))と同じで、その磁力線は garden hose type で、図 2 に示される  $\Phi = \phi + \Omega(r - r_1)/v - \Omega t = \text{constant}$  の曲線で示される。図には  $\theta = \frac{\pi}{2}$  の Equator が示されている。

これに対し、 $S(r_1, \theta, \Phi)$  から導びかれる磁場は  $(B_r, B_\theta)$  であり、 $B_\phi$ -component を持たぬから、この磁力線は太陽自転軸を通る meridian plane 内にあり、この磁場の位相は図 2 の同位相線上で等しい。この  $(B_r, B_\theta)$  を図示するため、簡単な例としてすでに観測もされたことのある Four sector structure の場合を考えることにする。この場合、式(15)の  $B_\theta$  は  $m = 2$  で特徴づけられ、 $B_\theta$  の展開は  $P_2^2(\cos\theta)$  の項より始まり  $P_3^2$ ,  $P_4^2$  と高次に及ぶ。

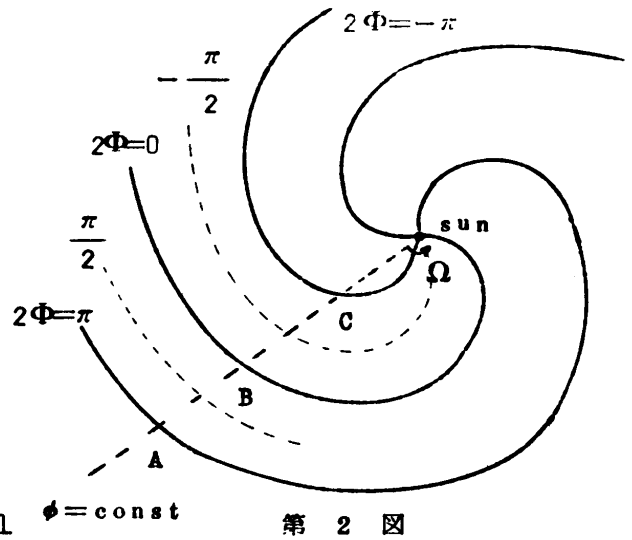


まず、 $P_2^2(\cos\theta)$  から生ずる

$$B_r = \frac{-1}{2\eta} S_{22}^c \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} (\sin\theta \cdot P_2^2) = \frac{-3}{2\eta} S_{22}^c \left(\frac{r_1}{r}\right)^2 \sin\theta \cos\theta \sin 2\Phi$$

$$B_\theta = S_{22}^c \left(\frac{r_1}{r}\right) P_2^2(\cos\theta) \cos 2\Phi = S_{22}^c \left(\frac{r_1}{r}\right) \sin^2\theta \cos 2\Phi$$

で与えられる磁場を考える。今図2の A-B-C を通る meridian plane 内ではこの磁力線は図3の(a)の如く示され、 $P_3^2(\cos\theta)$  の場合には(b)、 $P_4^2(\cos\theta)$  の場合には(c)の如くなる。これらの図は  $t=t$  の磁力線であり、時間と共にこの pattern は速度  $v$  で radial 方向に運動する。Sより導かれる磁場が meridian plane 内でこのような pattern をすると云う特徴は Sector structure であると云うことから生ずるものではない。それは § 3 の axial

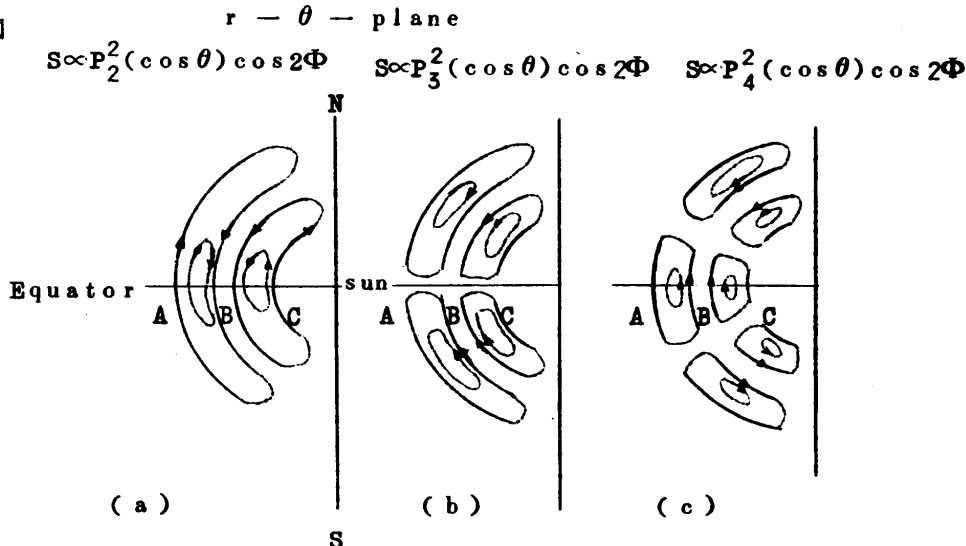


第 2 図

symmetry の磁場  $B_r$  と  $B_\theta$  (式(19)がこれと全く同じ関係式で結ばれていることからみて、要は太陽表面上の磁場に南北 component があって、時間的に (§ 2, § 3 の type の) 変化していれば生ずるものである。Sector とそうでない時間変化の違いは前者が図2の curves 上で同位相となるに対し、後者の同位相面は  $r = \text{const}$  の球面上にある点だけである。

今  $S(r_1, \theta, \Phi)$  と  $W(r_1, \theta, \Phi)$  が同時に存在する場合には、磁力線の方法は、図2と図3との合成によって得られる。立体的に之を書くことはいさゝか困難であるが、合成磁力線が helical curve になることは容易に想像出来る。

第 3 図



## 2. Solar Modulation of Cosmic Ray Electrons and Nuclei

長 島 一 男 (名 大 理)  
境 孝 祐 (日大習志野物理)

### 1. 序

我々が観測する宇宙線スペクトルは、太陽活動によって変化する事が知られている。これは、太陽活動に伴って惑星間空間状態の宇宙線粒子に与える影響が変化するために起ると考えられている。ここでは、太陽活動極小期に近い宇宙線スペクトル(特に宇宙線電子成分)を説明出来る機構(惑星間空間状態の宇宙線粒子に与える影響)即ち solar modulation mechanism を考えてみた。その結果、我々が提出した betatron 減速機構がよく宇宙線スペクトル(特に 0.1 GV 以下の電子成分)を説明出来る事が示される。

### 2. Solar modulation mechanism

現在までに考えられている mechanism は、④ 太陽中心の電場、及び ⑤ Diffusion-convection model がある。この二者による観測スペクトル陽子及びヘリウム成分の説明は、多くの人によって行われており、④、⑤ の差はつけ難いように思われる(長島他, 1966, Webber, 1967)。宇宙線電子成分について言えば、200 MV 以上は、④ ⑤ の model のいづれでも良く説明される。200 MV 以下のスペクトルは、④ ⑤ の Solar modulation mechanism では、説明出来ない(奥田, 1967)。ここでは、宇宙線陽子及びヘリウムと共に、高エネルギー側の電子成分(> 0.2 GV)はもちろん、低エネルギーの電子成分(< 0.1 GV)をも説明するために、④ ⑤ の他に betatron 減速を考える。この betatron 減速機構によれば、宇宙線粒子は、太陽から吹き出され拡張している磁場に捕獲され、その磁場の、弱くなる事によって、betatron 減速を受け、さらに、磁場の不規則性によって散乱され、地球近傍に侵入する。

betatron 減速は、よく知られているように、

$$\frac{dp}{dt} = -bp \quad (1)$$

とかける。但し、 $p$  は粒子の rigidity,  $b$  : 減速の割合,  $t$  : 時間

又散乱による random walk の影響は、

$$dt = -\alpha \frac{d(r^2)}{D(p, \beta, r)} \quad (2)$$

によって記述される。但し、 $\alpha$  : 一定数,  $r$  : 太陽からの距離,  $\beta$  : 光速を単位にした粒子の速度,  $D$  : diffusion constant.

(1) と (2) より、 $dt$  を消去すれば、

$$\frac{D(P, \beta, r)}{P} = \alpha b d(r^2) \quad \text{を得る。} \dots\dots\dots (3)$$

この(3)を積分して、 $P_0$ 、 $P$ 即ちエネルギー損失を受けてない rigidity 及び受けた後の rigidity (観測される rigidity) の関係を得るためには、 $D$  の rigidity 依存性が必要である。その依存性として、現在までに、議論されているように (Parker, 1963, Dorman, 1963, Gloekler and Jokipii 1966), ②  $D \propto P\beta$ , 及び ①  $D \propto \beta$  を考えた。

②  $D = a(r) (P/P_t) \beta$   $a(r)$  :  $r$  だけによる関数,  $P_t$  :  $D$  の  $P\beta$  依存性から  $\beta$  依存性への変化点

(3)式は  $\beta dP = P_t \alpha b / a(r) d(r^2)$  となり,  $\beta = P / \sqrt{P^2 + (mc^2/ze)^2}$  を使って積分されると,

$$\sqrt{P_0^2 + (mc^2/ze)^2} - \sqrt{P^2 + (mc^2/ze)^2} = V, \quad \text{但し } V = P_t \int_{r_E}^{r_0} \alpha \cdot b / a(r) d(r^2),$$

なる関係式を得る。ここで  $mc^2$  : 粒子の静止質量,  $ze$  : 粒子の電荷,  $r_0$ ,  $r_E$  は, それぞれ太陽から, modulating region までの距離及び観測点までの距離。

さらに上式は,  $W_0 - W = z|e| V$  とかける。但し  $W = z|e| \sqrt{P^2 + (mc^2/ze)^2}$  で全エネルギーを表わす。

この関係式は,  $V$  を電場とみなせば, 太陽中心の電場 model で得られる関係式と同じになっている。

① 次に  $D = a(r)\beta$  の場合は, ②の場合と同様にして,

$$\ln \frac{P_0 + \sqrt{P_0^2 + (mc^2/ze)^2}}{P + \sqrt{P^2 + (mc^2/ze)^2}} = V/P_t \quad \text{を得る。}$$

電子成分で, 我々が対象としているエネルギー領域 ( $P \gg mc^2$ ) では, この式は, 簡単になり, 次の様に見える。

$$P_0 \doteq P \exp(V/P_t)。$$

この式は, 電子成分の 0.1GV 以下の説明に重要である。

### 3. 理論スペクトルと観測スペクトルの比較

§ 2 の様に, 粒子がエネルギー損失をすれば, エネルギー損失を受けてないスペクトル  $j_0$  と受けた後のスペクトル  $j_E$  の関係は, rigidity 表示で

$$j_E(P) dP = j_0(P) dP_0 (P/P_0)^3 \frac{\sqrt{P_0^2 + (mc^2/ze)^2}}{\sqrt{P^2 + (mc^2/ze)^2}}$$

の様に与えられる。この式と § 2 のエネルギー損失関係を使って理論スペクトルは、計算される。ここで  $j_0$  として、全エネルギーでべきのスペクトル ( $W^{-2.5}$ ) を仮定している。

§ 2 - ④ によれば、エネルギー損失関係は、 $W_0 - W = z|e|V$  で与えられる。この関係式と同様な関係式 (太陽中心の電場より得られる) による陽子、ヘリウム成分の観測スペクトルの説明は、Ehmert (1960), Freier と Waddington (1965) によって行われ、<sup>8</sup> 良く説明される事が示されている。我々の場合 (betatron 減速で  $D \propto P\beta$ ) も同様に、陽子、ヘリウムスペクトルは、 $V = 0.2 \sim 0.25$  GV とすれば、説明され、又電子成分は、高エネルギー側から  $\sim 0.1$  GV 附近まで説明される (図 1)。即ち 0.1 GV 以上は、§ 2 - ④ ( $D \propto P\beta$ ) で説明される。

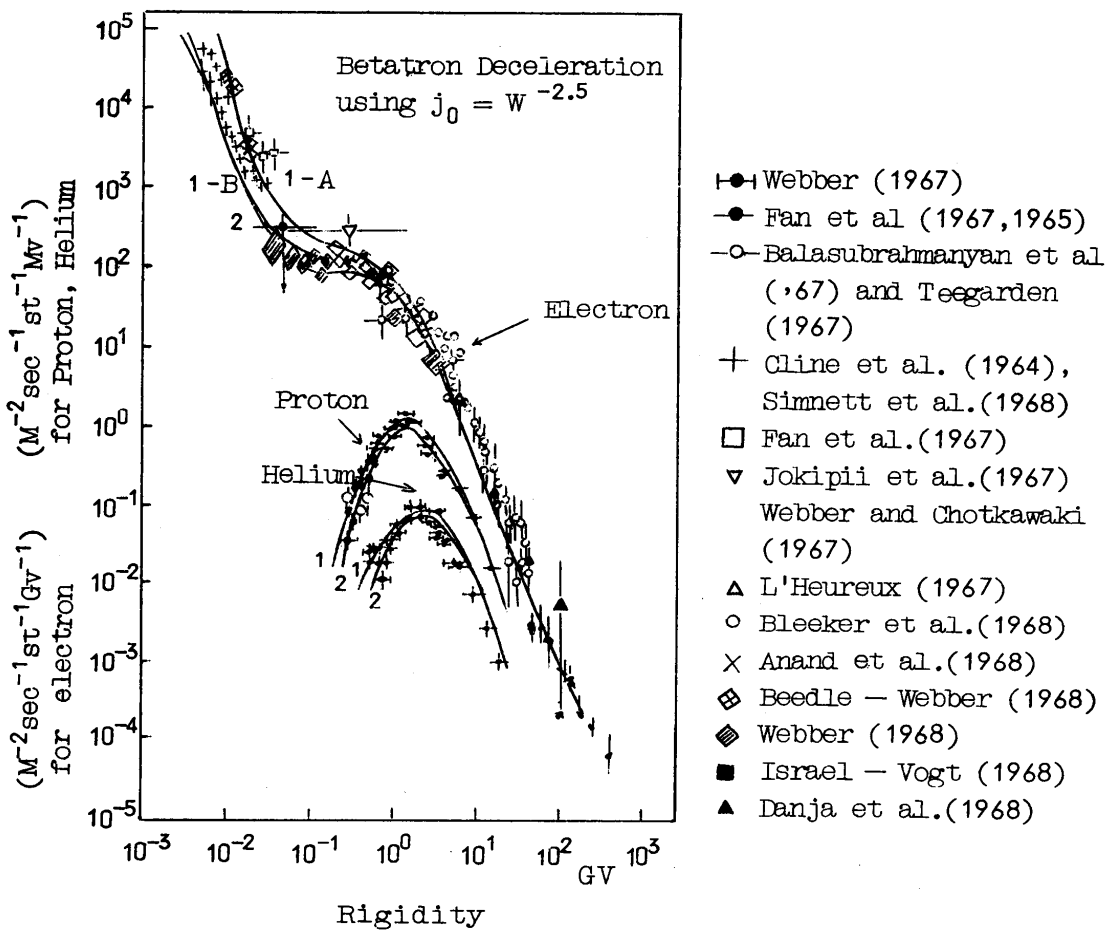


図 1

図-1 1965 ~ 1966 年に観測された陽子、ヘリウム、電子成分のスペクトル及び betatron 減速による理論曲線。曲線 1, 2, は  $V = 0.2, 0.25$  に対応している。又 1-A, 1-B は  $P_t = 0.1$  GV,  $0.08$  GV による差である。

次に 0.1 GV 以下の電子成分は、§ 2-④によれば、低エネルギー側に行くに従って、理論曲線は下り、観測スペクトルの 0.1 GV 以下の高強度を説明出来ない。

そこで § 2-④の場合 ( $D \propto \beta$ ) を考えてみる。

エネルギー損失関係は、先に示したように  $P_0 \propto P \exp(V/P_t)$  となり、 $j_0$ 、 $j_E$  は、この関係を使って、

$$j_E(P) dP = j_0(P_0) (P/P_0)^2 dP_0 = AP^{-2.5} \exp(-3.5V/P_t) dP$$

となる。但し  $j_0$  として、 $AP_0^{-2.5}$  を使っている。

この式をみれば、解るように  $j_E$  は、 $j_0$  と同じベキをもち、強度が  $\exp(-3.5V/P_t)$  だけ、減少した型を持っている。ここで  $P_t \approx 0.1$  GV と、とれば (即ち 0.1 GV 以下は、 $D \propto \beta$ )、先の  $D \propto P \beta$  の場合の理論スペクトルと合わせて、観測スペクトル (電子成分) を説明出来る。即ち betatron 減速で  $P_t$  を 0.1 GV (0.1 GV 以下、以上で各々  $D \propto \beta$ 、 $D \propto P \beta$ ) とすれば、陽子、ヘリウム及び電子成分 (3 MV ~ 200 GV) を説明出来る。

次に、ここで得られた diffusion-constant の rigidity 依存性の変化 ( $P \beta \rightarrow \beta$ ) の様子は、全く独立に Mariner 2 (Coleman, 1966) で観測された磁場の不規則性から算出された rigidity 依存性と一致している事を図 2 に示す。この図は、磁場の観測から得られた宇宙線粒子の散乱平均自由行路 ( $\lambda$ ) (縦軸) と粒子の rigidity (横軸) の関係を示している。これによれば ~ 0.08 GV 以下で  $\lambda \approx$  一定、0.08 GV 以上で  $\lambda \propto P$  である。即ち  $D = \beta c \lambda / 3$  を考慮すれば、 $D \propto \beta$  ( $< \sim 0.08$  GV)、 $D \propto P \beta$  ( $> 0.08$  GV) を得る。この変化点 ~ 0.08 GV は、スペクトルの説明に用いた値  $P_t \approx 0.1 \sim 0.08$  GV と一致している。

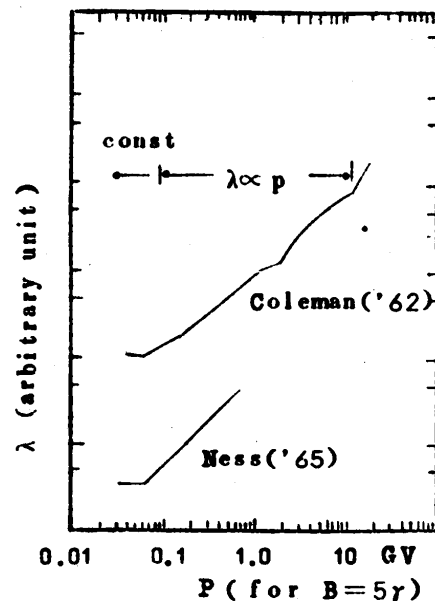


図-2 散乱平均自由行路  $\lambda$  と rigidity の関係、磁場の不規則性の Power spectrum から  $\lambda$  への変換は、Roeloff (1966) に従ってやってある。

#### 4. ま と め

以上のように、陽子、ヘリウム、電子成分のスペクトルは、solar modulation mechanism として betatron 減速を考えれば説明でき、又 diffusion constant の rigidity 依存性も、独立に磁場の不規則性の観測から得られる依存性と一致している。

なお、この betatron 減速の外に、Fermi-type 減速も考えてみた。しかし現在の所、betatron 減速の方がよりよくスペクトルを説明出来るようである。

最後に、一つ我々の model についての注意をおきたい。我々の model では、磁場の不規則性による粒子の散乱を考えている。この事は、Parker(1963) 流の diffusion-convection model に通ずる。従って、我々の model を考える場合には、diffusion-convection の影響を考慮せねばならないだろう。しかし現在の所、diffusion-convection の宇宙線に与える影響よりも、betatron 減速の方がより大きな影響を与えるものと考えられる。

現在我々は、この betatron 減速及び diffusion-convection による影響を考慮して、スペクトルの説明を試みている。

### 参 考 文 献

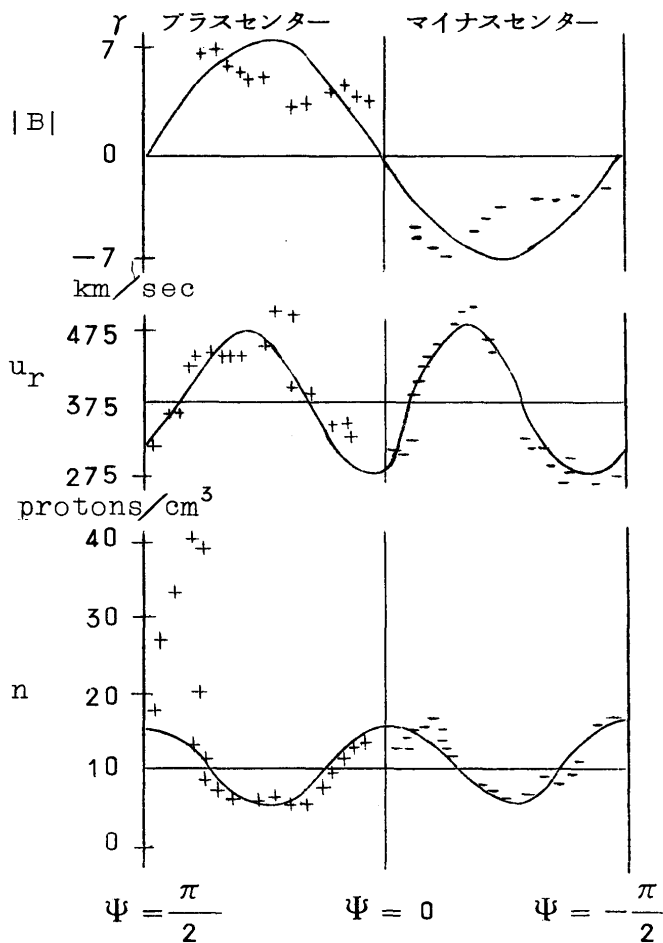
- 長島一男, S.P.Duggal, M.A.Pomerantzy, Planet, Space sci., 14, 177, 1966.  
Webber, W.R., Proc. 10th Int. Cosmic Ray Conf., calgary, invited paper, 1967.  
奥田治之 Private communication, 1967.  
Parker, E.N., Interplanetary Dynamical Processes, 1963.  
Darman, P.J., Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, VII 1, 1963.  
Gloekler, G, J.R. Jokipii, Phys Rev. Lett., 17, 203, 1966.  
Raeloff, E.C., Ph.D. Thesis, Univ. of California, Berkeley, 1966.  
Coleman P.J., J.G.R., 71, 5509, 1966.

### 3. 太陽風のセクター構造

広瀬 徹・藤本 光昭 (名大理)

#### § 1 はじめに

1963年11月に打ちあげられたIMP-1衛星は惑星間空間の知識を著しく増大させた。その一つとして、惑星間磁場が“4セクター構造”を持つこと、即ち solar rotation の1/4周期毎にその磁場の方向が180度反転することが見出された。<sup>1) 2) 3)</sup> これは1964年2月まで観測され、更に1964年10月から12月にかけてIMP-2,<sup>4)</sup> Mariner 4<sup>5) 6)</sup> によって存在が確かめられた。その後太陽乱動が激しくなるにつれ、4セクター構造は次第に失われていった。<sup>7) 8)</sup> この構造は太陽表面に起源を持つことが確かめられている。<sup>3) 9)</sup>



これらの衛星にはプラズマ測定器が同乗しており、惑星間磁場との関連が調べられている。Wilcox and Ness<sup>2)</sup> 及び Wilcox<sup>8)</sup> によって、各1/4周期の中では即ち各セクター内では、プラズマ速度・密度はその磁場の向きにかかわらず一様に正弦函数的変動をすることが見出された。第1図に、磁場の強さ・プラズマ速度・密度の観測結果が示されている。

これらの太陽風プラズマの変動はいかなる機構によるものか明らかでない。太陽表面に起因するのか、惑星間空間で発生したのかを知ることは太陽物理及び惑星間空間物理に重要な手掛かりを与えるであろう。

本稿は、太陽風プラズマに対して、惑星間空間4セクター磁場による電磁流体的力がどのような影響を及ぼすかを考察するものである。

第 1 図 1 AUでの太陽風プラズマ

#### § 2 基礎方程式

座標系として co-rotating system with sun を用いる。球座標  $(r, \theta, \varphi)$  において黄道面は  $\theta = \pi/2$  に位置する。

基礎方程式として

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}}_{(A)} = -\frac{1}{\delta} \nabla p - \frac{1}{\delta} \nabla \phi - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \vec{\Omega} \times (\vec{r} \times \vec{\Omega}) + \underbrace{\frac{1}{\delta} \vec{F}^m}_{(B)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot \vec{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\vec{F}^m = \text{rot} \vec{B} \times \vec{B} / 4\pi \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

$$\text{rot} (\vec{u} \times \vec{B}) = 0 \quad (5)$$

ここで  $\vec{\Omega}$  は回転系の角速度である。定常状態として  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$  とおく。

太陽風の運動エネルギー密度は  $\frac{1}{2} \rho u^2 \sim 10^{-8} \text{ erg/cm}^3$ 、圧力は  $P \sim 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$  であり、惑星間空間磁場のエネルギー密度は  $B^2/8\pi \sim 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$  である。従って太陽風は Parker<sup>10)</sup> によって議論された如く、流体力学的に拮がっているであろう。地球近辺で彼の結論が実験的に確かめられている。本稿では方程式(1)において、(A)の部分の解として Parker の球対称解をとってそれを無摂動状態とし、惑星間空間磁場による力(B)を摂動項として取りあつかい、それによって誘起される太陽風プラズマの変化  $\delta \vec{u}$ 、 $\delta \rho$  を計算する。圧力の変化  $\nabla \delta p$  は磁場による力  $\vec{F}^m$  に比べて 0.01 ~ 0.1 の程度であり、第一近似としては無視してよい。

方程式(1)と(2)は次のよう書き換えられる。

$$\left( \frac{\partial u_{r0}}{\partial r} + u_{r0} \frac{\partial}{\partial r} - \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \delta u_r = \frac{1}{\rho_0} F_r^m, \quad (6)$$

$$\left( u_{r0} \frac{\partial}{\partial r} - \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{u_{r0}}{r} \right) \delta u_\theta = \frac{1}{\rho_0} F_\theta^m, \quad (7)$$

$$\left( u_{r0} \frac{\partial}{\partial r} - \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{u_{r0}}{r} \right) \delta u_\varphi = \frac{1}{\rho_0} F_\varphi^m, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial u_{r0}}{\partial r} + u_{r0} \frac{\partial}{\partial r} - \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) (r^2 \delta \rho) \\ & + \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho \delta u_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (r^2 \rho_0 \sin \theta \delta u_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (r^2 \rho_0 \delta u_\varphi) = 0 \quad (9) \end{aligned}$$

ここで  $\vec{u}_0 = (u_r(r), 0, -r\Omega \sin \theta)$  及び  $\rho_0 = \rho_0(r)$  は太陽風の無摂動状態を表わし、 $\delta \vec{u} = (\delta u_r, \delta u_\theta, \delta u_\varphi)$  及び  $\delta \rho$  は磁場による力  $\vec{F}^m = (F_r^m, F_\theta^m, F_\varphi^m)$  によって誘起されたふらつきを表わす。

Parker によれば、断熱的に太陽風が拮がっていくとき、 $r > 0.2 \text{ AU}$  の領域で  $u_r$  は全んど一定であり、観測的にも  $0.7 \text{ AU} \sim 1 \text{ AU}$  でサポートされている。<sup>11)</sup> 本稿では  $u_r = \text{一定}$  として計



算した。

前述した如く  $\frac{B^2}{8\pi} / \frac{1}{2} \rho u^2 \sim 0.01$  である故、惑星間空間磁場は、無限大の conductivity を仮定すると、無擾動速度分布  $\vec{u}_0$  によって決定されるとしてよい。方程式(4), (5)の解として、 $\vec{u}_0 \parallel \vec{B}$  なる次の4セクター磁場をとる。

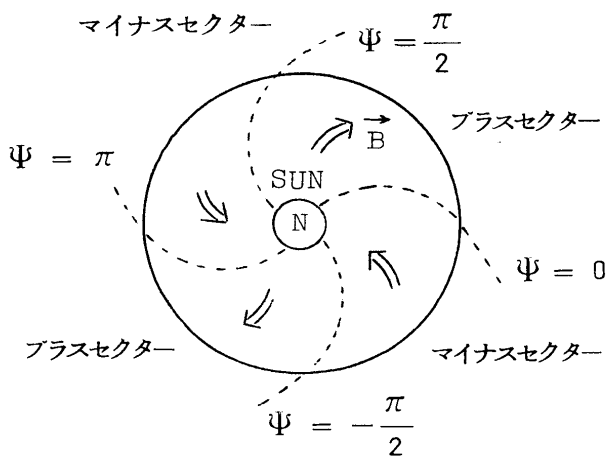
$$B_r = B_{\oplus} \left(\frac{r_{\oplus}}{r}\right)^2 \sin^2 \theta \sin 2\Psi, \quad (10)$$

$$B_{\theta} = 0 \quad (11)$$

$$B_{\varphi} = -B_{\oplus} \left(\frac{r_{\oplus}}{r}\right) \frac{r_{\oplus} \Omega}{u_r} \sin^3 \theta \sin 2\Psi, \quad (12)$$

ここで

$$\Psi = \varphi + \frac{r - r_{\oplus} \Omega}{u_r}$$



第2図 4セクター構造

$$\bar{\Psi} = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, -\frac{\pi}{2} \text{ が}$$

セクターの境界。

⊕印は地球付近の値を表わす。黄道面より離れては  $B_r \propto \sin^2 \theta$  の依存性を仮定している。

$B_{\varphi}/B_r = -r \sin \theta \Omega / u_r$  となり、磁力線は第2図に示す如くアルキメデス・スパイラルをなしている。第2図の点線は各セクターの境界を示す。

(3)式に(10)~(12)を代入すると  $\frac{1}{\rho_0} \vec{F}^m$  は

$$F(r, \theta) \exp(im\Psi),$$

とかけることから、 $\delta \vec{u}$  及び  $\delta \rho$  を次の形に展開して方程式(6)~(9)を解いた。

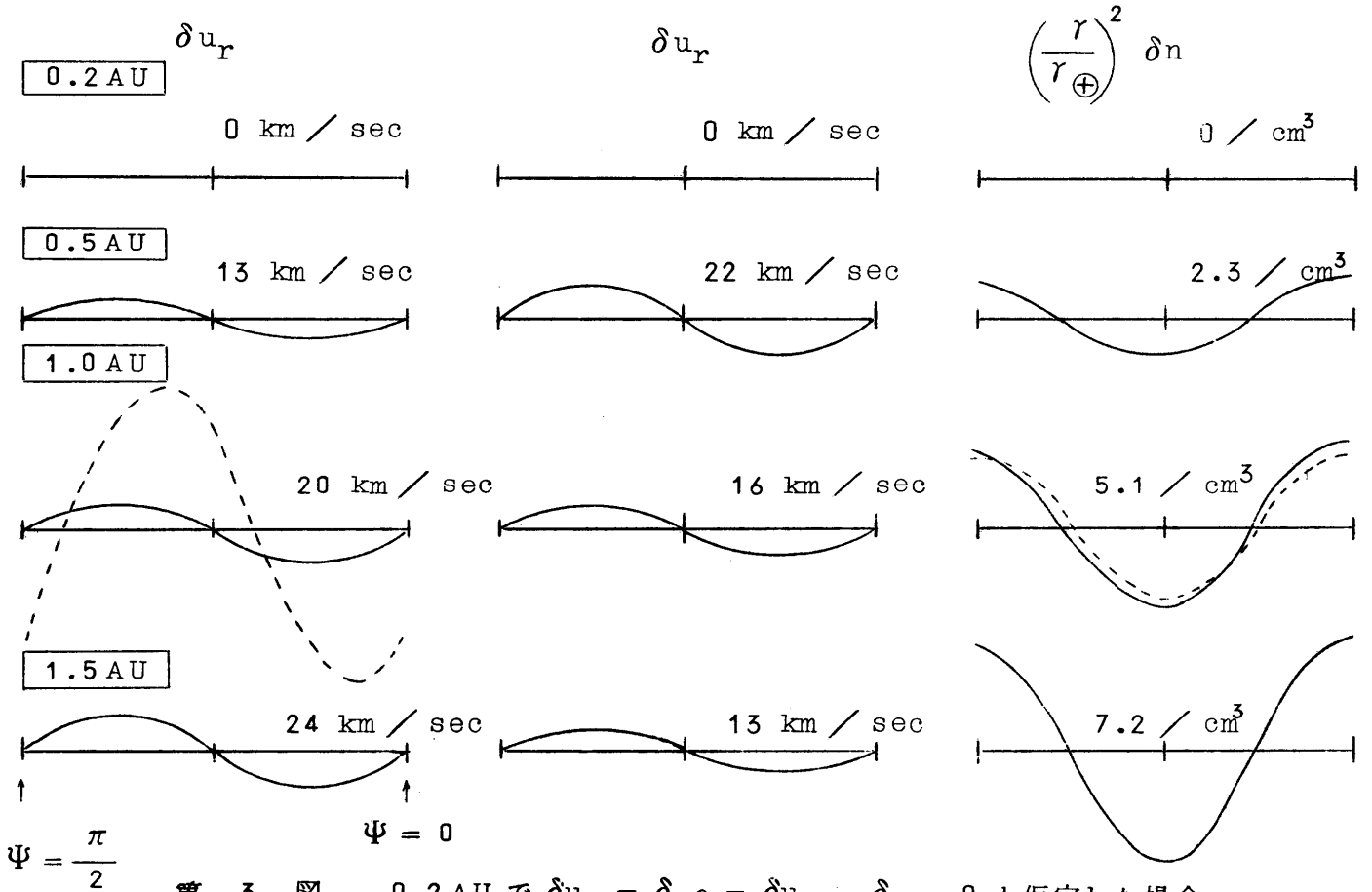
$$\delta \vec{u} = R(r, \theta) \exp(im\Psi),$$

$$\delta \rho = x(r, \theta) \exp(im\Psi).$$

### § 3 結果及び結論

計算結果を第3・4・5図に示す。 $\frac{B^2}{8\pi} / \frac{1}{2} \rho u^2$  は地球付近で  $\sim 0.01$  であるが、その比は  $r^{-2}$  に比例するので内側の適用限界として  $r_i = 0.2 \text{ AU}$  をとる。

(1)  $r_i = 0.2 \text{ AU}$  で  $\delta u_r = \delta u_{\theta} = \delta u_{\varphi} = \delta n = 0$  (第3図)



第 3 図 0.2 AU で  $\delta u_r = \delta u_\theta = \delta u_\phi = \delta n = 0$  と仮定した場合  
(点線は観測結果を示す。)

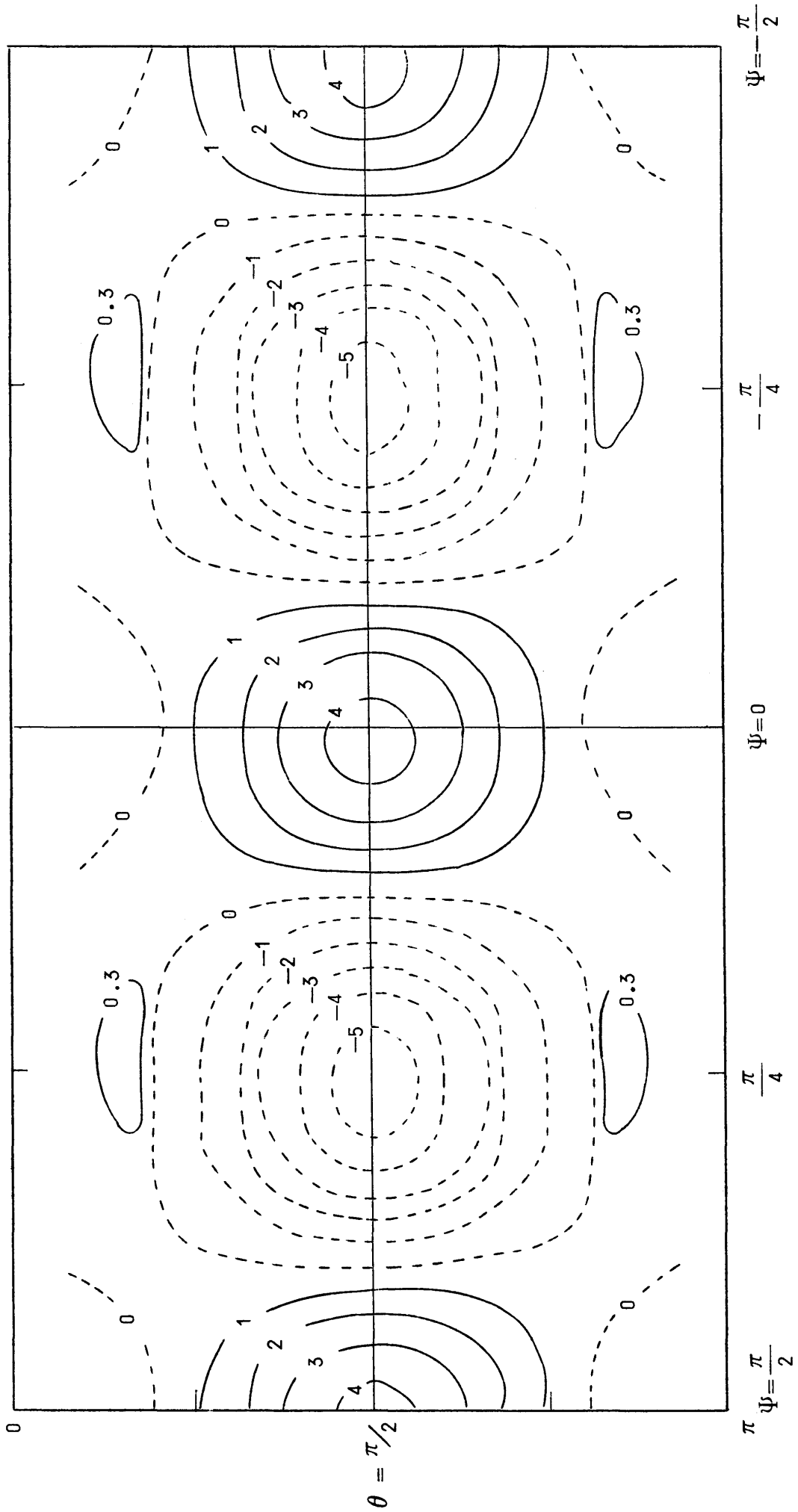
まず、0.2 AU で太陽風が一様であるように積分定数を決める。 $\frac{1}{\rho_0} \vec{F}^m$  によって、地球近辺 ( $\sim 1$  AU) では、 $\delta u_r = 20$  km/sec,  $\delta u_\phi = 16$  km/sec,  $\delta n = 5.1$  protons/cm<sup>3</sup> のふらつきが誘起される。図中点線は第 1 図の観測結果を表わす。密度のふらつきはよく一致しているが、速度に関して大幅に食い違っている。

この結果は、IMP-1 で観測された太陽風プラズマ速度の変動が、4 セクター磁場によって惑星間空間で発生したものではないことを意味する。

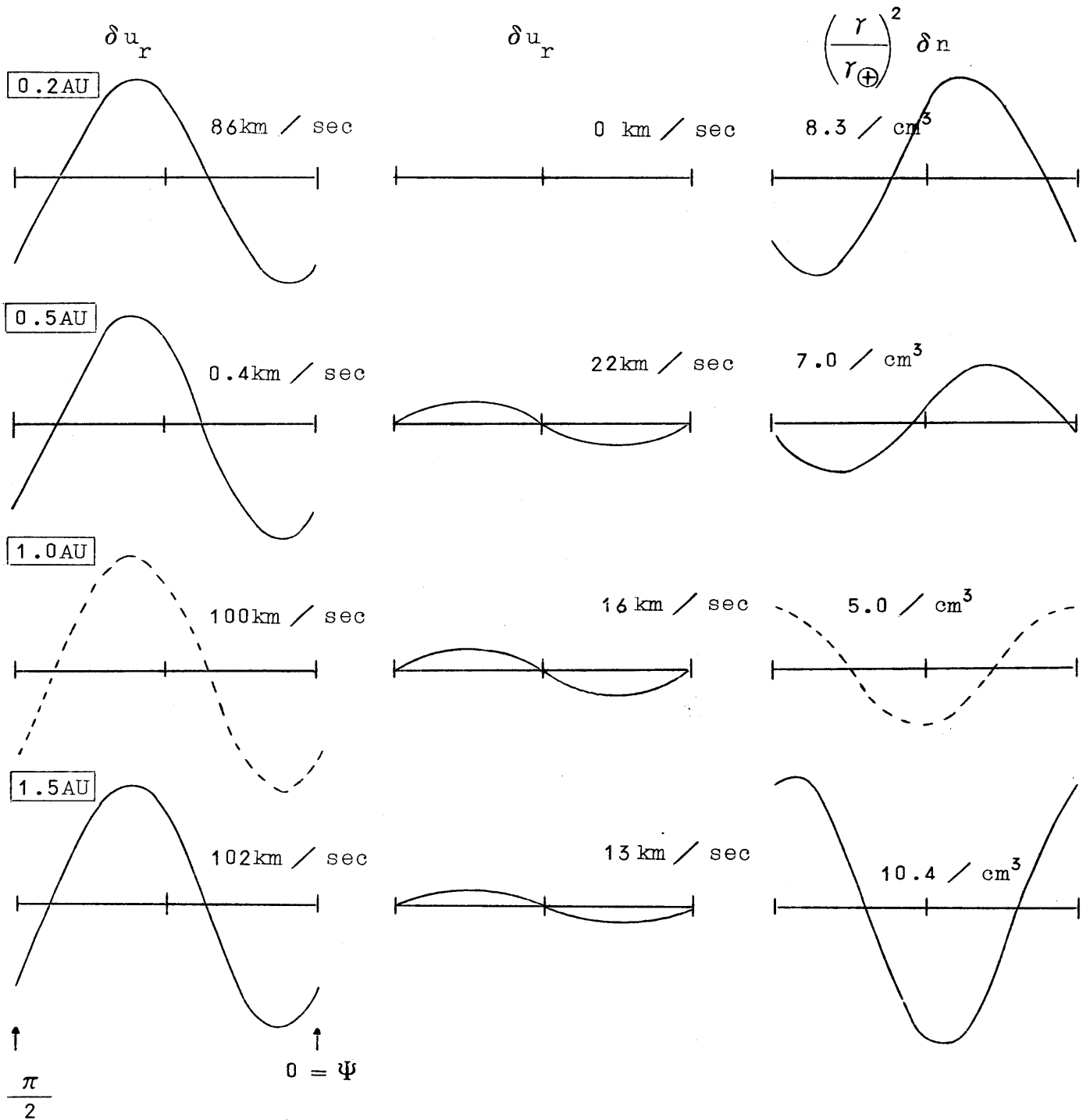
(ロ) 緯度方向密度分布——(イ)と同じ仮定(第 4 図)

(イ)と同様に太陽風プラズマは 0.2 AU で一様に吹きだしていると仮定した際の緯度方向密度分布は興味深い。現在、黄道面より離れて飛ぶプローブはなく、ラジオのシンチレーション、ファラディ・ローテーションの観測があるのみで、今後の重要な課題である。

第 4 図は  $r = 1$  AU における 2 つのセクターについて描かれており、密度の増加は実線、減少は破線で、その等密度線が示されている。セクターの境界 ( $\Psi = 0, \frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{2}$ ) 即ち磁場が 0 になるところでは密度が大きく、磁場の強い  $\Psi = \pm \frac{\pi}{4}$  付近では密度が減少している。この増加と減少を比べると黄道面付近では、プラズマが極の方向へ逃げだしていることがわかる。実際  $\theta \sim 30^\circ$  で  $\Psi \sim \pm \frac{\pi}{4}$  のところで密度の増加 ( $\sim 0.3$  protons/cc) が見られる。これは磁場に  $\sin^2 \theta$  の依存性を仮定したためと思われる。



第4図  $\gamma = 1 \text{ AU}$ における太陽風の緯度方向密度分布 ( $\gamma = 0.2 \text{ AU}$ で  $\partial u_\theta = \partial u_\varphi = \delta_n = 0$ と仮定した場合)



第 5 図 1 AU で観測結果と合わせた場合

(c)  $r_\oplus = 1 \text{ AU}$  で  $\delta u_r$  及び  $\delta n$  を観測と合わせた場合 (第 5 図)

$r = 1 \text{ AU}$  で観測と合うように積分定数を決め、内と外の様子を推測してみる。特に太陽近くでの太陽風プラズマの状態が興味深い。 $\delta u_\theta$ ,  $\delta u_\phi$  については観測結果が発表されていないので、 $0.2 \text{ AU}$  で  $\delta u_\theta = \delta u_\phi = 0$  とおく。第 5 図を見てわかるように、速度に関しては殆んど変わらないが、密度は振幅・位相共に大幅な変化を受ける。即ち地球近辺で観測された速度のふらつきは  $r = 0.2 \text{ AU}$  でも同様に存在し、密度に関しても、振幅・位相は異なるが大幅なふらつきが存在することを意味する。

$B^2 / 8\pi \frac{1}{2} \rho u^2 \sim 1$  となるような  $r = 0.1 \text{ AU}$  における太陽風の振るまい——難問であるが——を調べることが必要である。

## References

- (1) N.F.Ness and J.M.Wilcox, Phys. Rev. Letters, 13, 461 (1964).
- (2) J.M.Wilcox and N.F.Ness, J.Geophys. Res., 70, 5793 (1965).
- (3) N.F.Ness and J.M.Wilcox, Ap.J. 143, 23 (1966).
- (4) D.H.Fairefield and N.F.Ness, J.Geophys. Res., 72, 2379 (1967).
- (5) P.J.Coleman, J.Geophys. Res., 72, 1637 (1967).
- (6) P.J.Coleman, L.Jr.Davis, E.J.Smith, and D.E.Jones,  
J.Geophys. Res., 71, 2831 (1966).
- (7) N.F.Ness and J.M.Wilcox, Solar Physics, 2, 351 (1967).
- (8) J.M.Wilcox, Space Sci. Rev., 8, 258 (1968).
- (9) J.M.Wilcox and N.F.Ness, Solar Physics, 1, 437 (1967).
- (10) E.N.Parker, Ap.J., 128, 664 (1958).
- (11) M.Neugebauer and C.W.Snyder, J.Geophys. Res., 71, 4469 (1966).

## 4. INTERPLANETARY GLOW

等 松 隆 夫 (東 大 理)

本シンポジウムで報告した Interplanetary glow 研究の内容は天文月報 1969年6月号および第12回COSPARシンポジウム記録 (Space Research X, 1970) に掲載される予定であるので、ここでは概要のみしるす。

### 概 要

惑星間空間から微弱ながら中性水素 (HI Ly- $\alpha$  1216 Å, 1026 Å), 中性ヘリウム (He I 584 Å) 或いはヘリウムイオン (He II Ly- $\alpha$  304 Å) などの真空紫外グローが放出されていることはロケットをもちいた実測と夜間電離層の解析などから予想される。これらの共鳴線は惑星間空間における水素・ヘリウムによる太陽紫外放射の共鳴散乱で説明され、同時に惑星間空間における太陽風以外の中性原子およびイオンの存在を示唆するものであり、地球近傍においてともに 0.01 atom/cm<sup>3</sup> 程度の密度をもつものと思われる。

これら中性原子の発生源として二つのものを考えることができる：

- (i) 太陽風プロトン・ $\alpha$ 粒子)と星間中性水素の電荷交換反応 (charge exchange) の結果発生する“熱い”中性水素・ヘリウム (Hot component)
- (ii) 地球近傍に侵入した星間中性水素・ヘリウム (Cold Component)

Hot および cold components は地球近傍に到達するまでにともに太陽紫外線による光電離や Charge exchange によるイオン化効果を受け、これがまた惑星間空間での太陽系以外のプラズマ発生の原因となり得るであろう。

惑星間中性原子密度は太陽風の終端位置の遠近に関連し、実測の惑星間グロー強度を説明するためには、太陽風の終端 (衝撃前面) は太陽中心から約 5 A.U. の位置にあると都合よい。更に、地球近傍では水素については hot component が、ヘリウムについては cold component が卓越する。

惑星間中性ガスの存在は太陽系内プラズマにとってつぎのような効果をもつであろう。

- (i) 太陽風プラズマ電離状態の変質 ( $0^{+5}/0^{+6}$  比,  $He^+/He^{++}$  比の問題)
- (ii) Heliosphere と星間空間の境界での構造の問題
- (iii) 光電離による静止プラズマと太陽風プラズマの相互作用による不安定の成長

今後の Interplanetary glow の観測の問題点として、

- (i) Ly- $\alpha$  1216 Å 成分に星間成分が存在するかどうかを確かめること。そのために空間分布、偏光観測をおこなうこと。
- (ii) He I 584 Å, He II 304 Å, HI 1026 Å などについて地球コロナ成分との分離を正確

におこなうこと。

- (iii) 地上観測  $H\alpha$  6563 Å の惑星間成分の有無を確かめること。
- (iv) 太陽風と星間ガスの電荷交換の結果生じる高速中性水素の存在を実測すること。計算上では  $2 \times 10^5$  atoms/cm<sup>2</sup>/sec 程度 (エネルギー 300 eV 程度) があると予想される。

## 参 考 文 献

- 1) A.J.Hundhausen, Interplanetary neutral hydrogen and the radius of the heliosphere, Planet. Space Sci., 16, 783 ~ 793, 1968
- 2) 等松隆夫, Origins of interplanetary glow, 「月・惑星シンポジウム」, 東京大学宇宙航空研究所, 昭和43年10月, Ed. 高柳和夫
- 3) 等松隆夫, 惑星間空間・地球周辺のグローの観測 「IASYシンポジウム」, 東京大学宇宙航空研究所, 昭和43年6月, Ed, 関戸弥太郎
- 4) 等松隆夫, 惑星間グロー, 天文月報, (1969), \_\_, p. \_\_\_\_
- 5) Takao Tohmatsu, Hydrogen and helium ultraviolet glow, its origins and aeronomical significance, Space Research, X, 1970, Proceeding of XII th COSPAR Meeting

## 5. 惑星間水素の空間分布

本 沢 忠 夫 (名大プラズマ研)

### § 1 はじめに

1957年の Kupperian らの観測に始まる夜側上空での  $L\alpha$  線の観測<sup>1)</sup>, Mariner V による観測<sup>2)</sup>などから惑星間空間に起源をもつ  $L\alpha$  線の glow がうかることが明らかとなった。その成分は太陽からの  $L\alpha$  線が惑星間空間の水素原子によって共鳴散乱をうけて生ずるものであると考えられることから, これらの観測を通じて惑星間空間に水素原子が存在することが示されるに至った。

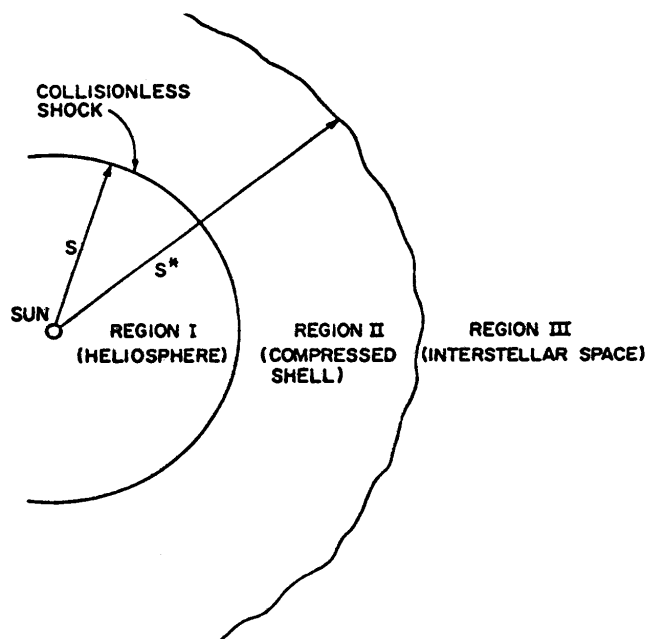
このような観測に刺激されて, では水素原子は惑星間空間にどんな機構で供給されるのか, その結果どのような空間分布をもつようになるか, などの問題について理論的検討がなされるようになった。

その中で有力な考え方と思われるものの一つに Patterson らの理論<sup>3)</sup>がある。この理論では水素原子の供給源を太陽系周辺の星間空間に求めている。

ここでは, まずその考え方を簡単に紹介し, 更にその理論で見落している点, 即ち星間ガスと太陽系との相対運動を考慮に入れたとき空間分布がどのように変わってくるかについて述べてみたい。

### § 2 従来 の 理 論

Patterson ら<sup>3)</sup>は Axford らの太陽系のモデル<sup>4)</sup>を基礎に話を進めている。そのモデルと



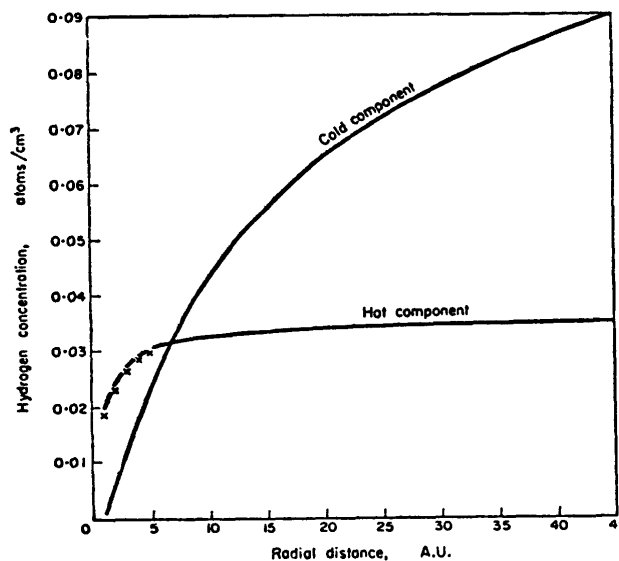
(FIG. 1) THE PHYSICAL SYSTEM (ASSUMED TO BE SPHERICALLY SYMMETRIC) UNDER DISCUSSION. In region I the solar wind is supersonic. The collisionless shock at heliocentric radius  $S$  produces the transition to subsonic, incompressible flow in region II. At radius  $S^*$  the solar originating material merges into the interstellar region, III. (Adapted from Fig. 4 of Axford *et al.*, 1963.)



いうのは Fig. 1 の如きものである。ここでは、太陽を中心とした球対称を仮定している。

領域Ⅰは heliosphere である。この領域では太陽から放出される solar wind の flow velocity は不変であり、その密度は  $1/r^2$  で heliocentric な距離  $r$  と共に減少する。距離  $S$  には球状の shock 面が生じ、それによって heliosphere と領域Ⅱとが不連続的に分けられる。領域Ⅱでは、solar plasma は shock 面を通過する時殆んど完全に熱化されるため、heliosphere での flow velocity と同程度の thermal velocity をもった hot proton plasma になっており、それらは、そこに星間空間から拡散で入り込んできて background として存在している冷い中性水素（原子）と charge exchange を起し、エネルギーを失っていく。また Axford らによると、この領域では plasma flow は incompressible であると考えられている。更に、そこでは再結合の割合が無視できる程に小さいことから、plasma の密度は領域全体にわたってほぼ一定に保たれ、一方 flow velocity は  $1/r^2$  の形で変わっていると考えられる。

Patterson らは、このようなモデルにおいて、領域Ⅱで hot protons と冷い中性水素との charge exchange の結果生まれる energetic な中性水素に、特に注意を向けた。これらの energetic な中性水素は殆んど等方的につくり出されているはずである、つまり領域Ⅱの各地点からあらゆる方向に向けて送り出されているはずである。なぜなら、その親としての hot protons が等方的になっているから。したがって、これらの energetic な中性水素のうちの半分は星間空間へと失われてしまいが、残りの半分は heliosphere に還元される。この分が惑星間水素として  $L\alpha$  線の散乱に寄与しているという考え方である。Patterson らは、この考えにもとずき、また観測でえられた  $L\alpha$  線の強度をも考慮に入れて、惑星間水素の空間分布を求めた。その結果が Fig. 2 である。



(FIG. 2) THE DENSITIES OF NEUTRAL HYDROGEN IN INTERPLANETARY SPACE. (Patterson *et al.*, 1963).

ところが、Pattersonらの理論において、領域Ⅱで生じた energetic な中性水素のうちの半が heliosphere に還元されるといっていることは、それらを生じさせる領域が shock 面に隣接した極く薄い shell 状の領域内に限られることを意味している。このことは事実ではありえない。なぜなら、background としての冷い中性水素の密度は有限 ( $1 \text{ cm}^{-2}$  以下) であり、また charge exchange の衝突断面積は  $10^{-15} \text{ cm}^2$  程度にすぎないので、平均自由行程が  $10^{15} \text{ cm}$  以上にもなるからである。

Hundhausen<sup>5)</sup> はこれらの点を考慮しながら惑星間水素の空間分布の計算をやり直した。具体的には次のように求めている。

領域Ⅱでの hot protons と冷い中性水素の密度を  $P(r)$ ,  $n(r)$  とすると、連続の式から (球対称として)

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 P(r) v(r)) = -R P(r) n(r) \quad (1) \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n(r) v(r)) = -R P(r) n(r) \quad (2) \\ \quad \quad \quad - J(r) \sigma n(r) \end{array} \right.$$

ここで、 $R$  は hot protons と冷い中性水素との charge exchange の反応率、 $J(r)$  は Lyman continuum 輻射の photon 密度、 $\sigma$  は photoionization の断面積である。(2)式の右辺の第1項と第2項は領域Ⅰでは同程度の大きさをもつが、shock 面より外側(領域Ⅱ)では  $P(r)$  の方が  $J(r)$  より減り方がゆっくりしているため、第1項が3倍程度第2項より大きくなるので、第2項を無視して扱う。更に、hot protons と冷い中性水素の平均の  $r$  方向の速度を

$$v(r) = v_0 (S/r)^2, \quad v(r) = -v_0 (S/r)^{1/2}$$

とおいて(1), (2)式を解き

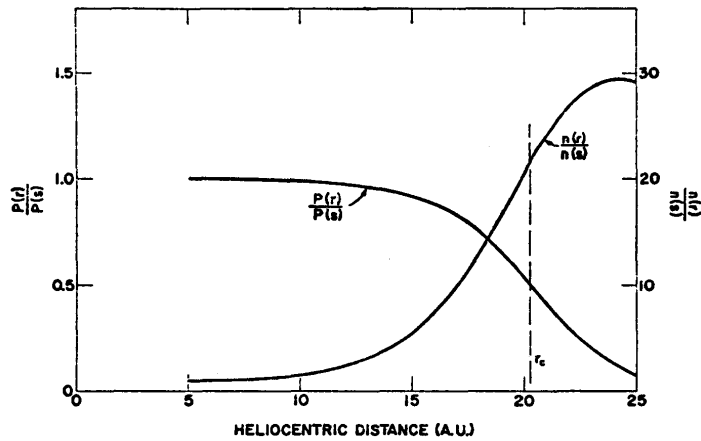
$$P(r) = P(S^+) \frac{P(S^+) v_0 + n(S) v_0}{P(S^+) v_0 + n(S) v_0 E(r/S)} \quad (3)$$

$$n(r) = n(S) \left(\frac{S}{r}\right)^{3/2} \frac{P(r)}{P(S)} E(r/S) \quad (4)$$

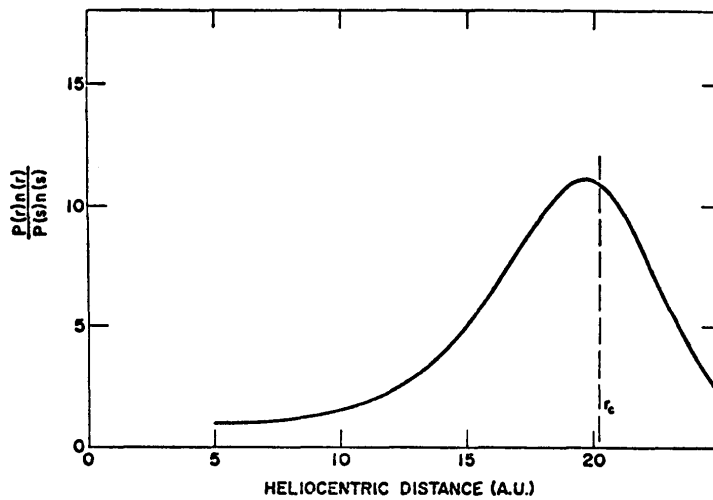
但し,

$$E(r/S) = \exp \left\{ \frac{2}{3} RS \left[ \frac{P(S^+)}{v_0} + \frac{n(S)}{v_0} \right] \left( \left[ \frac{r}{S} \right]^{3/2} - 1 \right) \right\} \quad (5)$$

をえた。 $P(r)$ ,  $n(r)$  の夫々を図示したのが Fig.3 である。しかるに、energetic な中性水素の密度は  $P(r) \cdot n(r)$  に比例するから、それらが生ずる領域は Fig.4 に示したように、shock 面よりかなり外側となり、而もかなりの幅をもった領域となっている。このことは、Patterson



(FIG. 3) THE COMPUTED DENSITIES OF HOT PROTONS,  $P(r)$ , AND OF COLD NEUTRALS,  $n(r)$  (BOTH NORMALIZED TO ONE AT THE SHOCK) IN REGION II FOR A SHOCK FRONT AT 5 A.U. The radius  $r_s$ , defined in the text, is indicated.



(FIG. 4) THE SOURCE FUNCTION  $P(r)n(r)$  (NORMALIZED TO ONE AT THE SHOCK) FOR PRODUCTION OF HOT NEUTRALS BY CHARGE EXCHANGE IN REGION II FOR A SHOCK FRONT AT 5 A.U.

らの場合に較べて heliosphere への寄与する効率がかなり悪くなることを示す。このような理由からくる不都合を避けるために、Hundhausen は shock 面の位置  $S$  が Patterson らが考えた ( $S = 20 \text{ AU}$ ) のよりかなり太陽に近い ( $S \approx 5 \text{ AU}$ ) と考えた。

### § 3 太陽系の運動の効果

前節では、太陽系は星間ガスの中に静止している場合を扱った。しかし、普通、星は  $10 \text{ km/s}$  程度の random 運動をしている。太陽とてもその例にもれないと考えられる。したがって、太陽系と星間ガスとの間には  $10 \text{ km/s}$  程度の相対運動が存在していると考えの方がより自然である。これは太陽系に乗った系でみれば、星間ガスの風が吹いていると考えることもできる。では、この風の影響が惑星間水素の空間分布にどうひびいてくるだろうか。そのことを次に考えてみたい。

その場合、やはり、Axford らの太陽系のモデルを基礎に考える。そして、領域 I に関しては

前節の場合と全く同じ考え方が適用できるものと仮定する。即ち、shock 面は銀河磁場と solar wind との圧力の釣合によって決まるのであって、星間ガスの風には殆んど影響されることなく球形を保っていると考える。しかし、領域 III の様子は、風のために大きく変ってこざるをえない。その効果を見るために、ここでは、銀河磁場の方向と風の向きとが平行な場合について考える。

そのためには、まず領域 III における  $P(r)$ 、 $n(r)$  を求めねばならぬが、これをえるには、風の効果を考慮に入れた(1)、(2)式に相当する基礎方程式を解いてやればよい。このようにして求めた  $P(r)$  を Fig.5 に、 $n(r)$  を Fig.6 に示す。ここで、 $P(r)$  は shock 面近傍における値

Fig. 5

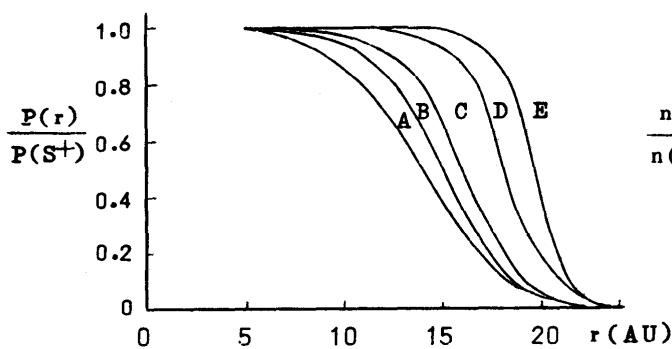
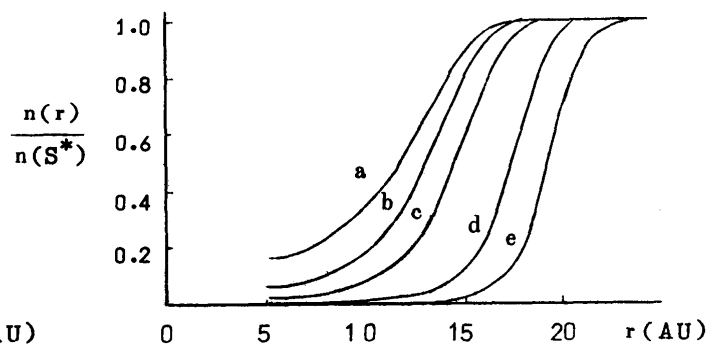
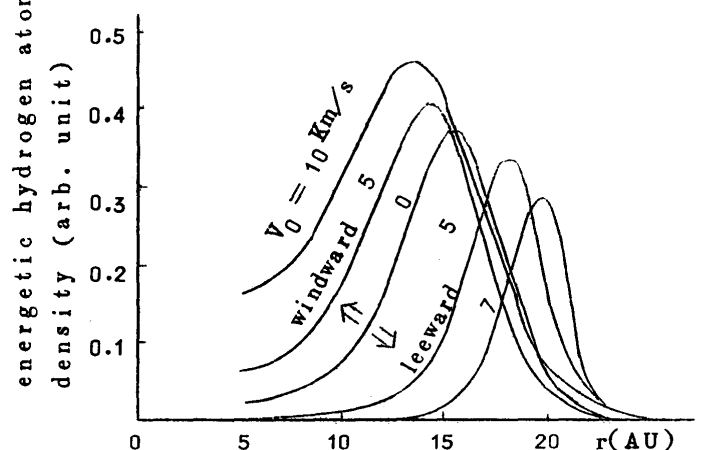


Fig. 6

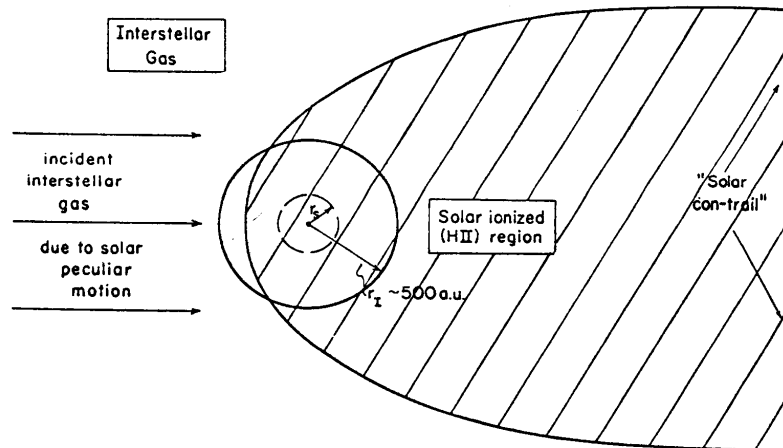


$P(S^+)$  で、また  $n(r)$  は充分遠方における値  $n(S^*)$  で規格化してある。また、Fig.5 及び Fig.6 の曲線 A, B ; a, b は夫々風上側の  $P(r)$  ;  $n(r)$  を示し、風速が  $v_0 = 10 \text{ km/s}$ 、 $5 \text{ km/s}$  の場合について求めたものである。曲線 C ; c は  $v_0 = 0 \text{ km/s}$  即ち、Fig.3 と同じ条件での  $P(r)$  ;  $n(r)$  を示す。曲線 D, E ; d, e は風下側における  $P(r)$  ;  $n(r)$  を示し、風速  $v_0 = 5 \text{ km/s}$ 、 $7 \text{ km/s}$  に夫々対応している。また、energetic な中性水素の領域 III での発生する領域及びその発生量(相対値)と風速  $v_0$  との関係を Fig.7 に示す。これから明らかなように、風上側ではこれらが発生する領域がかなり内側に移動して来ており、それと同時に、その発生量も増大している。反対に風下側では、それらが発生する領域は遠のき、その量も減少している。このような結果をまとめてみると、 $v_0$  が充分大きくなった場合 Fig.8 のような picture が描ける。風上では、風圧のため、H III 領域は押し縮められるが、反対に風下では、H III 領域は吹き流されて尻尾状の形になる。

Fig. 7



以上の結果から、heliosphere における



(Fig. 8) A schematic representation of the solar HII region as discussed in the text. 6)

惑星間水素の空間分布についてみると、風上と風下とはかなり非対称になっていることが期待される。この非対称の度合は地球の軌道近傍では大分緩和されてくるだろうが、多少は期待できるであろう。もし、この非対称が観測できる程大きいとしたら、惑星間水素の観測を通じて太陽系の運動についての情報をえることも可能である。

#### § 4 結 び

この報告では、まず惑星間空間に源をもつ  $\text{Ly}\alpha$  線の glow を説明するために Patterson らや Hundhausen により提出された理論の概略を紹介した。そのいずれも太陽系は星間ガスの中に静止して浮いているということを前提にしている。しかし、一般の星は random 運動をしていると考えられる。したがって、太陽系も星間ガスに対して相対運動をしていると考えた方が自然といえよう。この相対運動を考慮に入れた時惑星間水素の空間分布はどうなるかをここで検討してみた。その結果、運動方向での太陽の前後では、その分布にかなりの非対称性が現われることが明らかとなった。このことは、逆にこの非対称を観測で知ることができれば、それから太陽系の運動についての情報がえられることを示す。この点からも、今後、精度のよい惑星間水素の観測がなされることが望まれる。

#### 参 考 文 献

- 1) 本沢忠夫： 日本物理学会誌，23 (1968) p181
- 2) C.A.Barth et al.: Science, 158 (1967) p1675
- 3) T.N.L.Patterson et al.: Planet. Space Sci., 11 (1963) p767
- 4) W.I.Axford et al.: Astrophys.J., 137 (1963) p1268
- 5) A.J.Hundhausen : Planet. Space Sci., 16 (1968) p783
- 6) J.C.Brandt : Icarus, 3 (1964) p253

## 6. 惑星間空間の旋波性について

柿 沼 隆 清・渡 辺 堯 (名大空電研)

太陽風を地上観測でしらべる有力な手段として木星とか恒星状電波天体からの電波のシンチレーションを利用する方法がある。<sup>1)</sup>これは天体電波が太陽風内を通過するとき、その電子密度の irregularity によって散乱されるために生ずる現象で、地上3点でこのシンチレーションを観測することにより、太陽風の速度、irregularity の大きさ、磁場の様子などについて多くの情報を得ることが出来る。しかしこの方法では電子密度についてそのゆらぎはわかるが、密度そのものは観測されないと云う欠点がある。

太陽風の電子密度をはかる方法として Faraday Rotation を利用することが考えられる。これはシンチレーションのスペクトルから太陽風の様子をさぐる方法と共に1ヶ所でも出来る観測であるので、3点観測程強力ではないが、その可能性について充分検討してみる必要があると考えられる。太陽風内における Faraday Rotation はこれまで何人かの人によってしらべられ、非常に僅かであるとされている。

ところが B.B.Lusignan によれば<sup>2)</sup>太陽風のように一定速度で流れている粒子流は異方性をもち、電波はこの媒質中を2つの直線偏波に分れて伝播し、2つのモード間の屈折率の違いによって両波間に位相差を生じ、偏波状態が変化してゆく。これは磁場のない場合でも Faraday Rotation と同じく偏波状態の変化がおこると云うことで、太陽風ばかりでなく、このような状態は天体プラズマ中に多く存在するので興味あることであると思われる。

Lusignan によれば、この場合に生ずる2つのモード間の位相差はプラズマ流の速さを  $v_0$ 、電波の伝播方向と流れの方向との間の角を  $\theta$ 、伝播距離を  $D$ 、プラズマ流のプラズマ角周波数および電波の角周波数を夫々  $\omega_p$ 、 $\omega$  とすれば

$$\text{位相差 } \phi \text{ (rad.)} = -D \left( \frac{\omega}{c} \right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{2\gamma_0} \left( \beta^2 \sin^2 \theta + \frac{\beta^2 \sin \theta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)$$

となる。ここで  $\beta = v_0/c$ 、 $\gamma_0 = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  である。

今電波の周波数を 30 MHz とすると、 $\omega_p^2/\omega^2 \simeq 9 \times 10^{-8} \times (\text{電子密度}) N$ 、 $\omega/c \simeq 0.2 \pi \text{ (m)}$  であるから  $N \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ 、 $\beta = 0.01$  程度の流れがあれば  $D \sim 1 \text{ A.U.}$  位であると  $\phi \simeq 0.25 \text{ rad.}$  となる。Lusignan はこのことから太陽粒子流の検出のために、月レーダー、deep space probe、電波天体を利用する3つの方法を提案している。しかし彼の計算は電子の速度を平均の  $v_0$  と変化分  $v$  の和とし、 $v$  を相対論的效果を入れて求め、それから通常の方法で分散式を導き、屈折率を求めているが、電流として  $v$  によるもののみを考え、電子密度の変化分によるものを見ていない。これを考慮すると2つのモードの間で屈折率に殆んど差がないと云う結果が出て来

る。

そこで相対論的粒子流における電磁波モードとプラズマ波モードの安定性を論じた S.A.Bludman, K.M.Watson および M.N.Rosenbluth<sup>3)</sup> の計算結果を用いて2つの電磁波モードの屈折率を求めてみた。

z 軸を粒子流の方向にとり、電波はxz面内をz軸とθの角をなす方向に伝播するとする。粒子間の衝突を無視すれば、1つの電磁波モード(EM-y)はy軸方向の電界をもつ直線偏波で、他のモード(EM-x)は縦波と結合したもので、進行方向に殆んど直角な電界をもつ直線偏波である。

Bludman 等によれば、各モードの分散式は次式から求められる。

$$\begin{vmatrix} c^2 k_z^2 - \omega^2 + I_{xx} & -c^2 k_x k_z + I_{xz} & 0 \\ -c^2 k_x k_z + I_{zx} & c^2 k_x^2 - \omega^2 + I_{zz} & 0 \\ 0 & 0 & c^2 k^2 - \omega^2 + I_{yy} \end{vmatrix} = 0$$

$$I_{xx} = \int \frac{4\pi e^2 f_0(v)}{\Omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})} v_x^2 \left[ \frac{\Omega - v_z k_z}{KT_{\perp}} + \frac{v_z k_z}{KT_{\parallel}} \right] d^3v$$

$$I_{yy} = \int \frac{4\pi e^2 f_0(v)}{\Omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})} v_y^2 \left[ \frac{\Omega - v_z k_z}{KT_{\perp}} + \frac{v_z k_z}{KT_{\parallel}} \right] d^3v$$

$$I_{xz} = \int \frac{4\pi e^2 f_0(v)}{\Omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})} \left[ \frac{v_x^2 (v_0 + v_z) k_z}{KT_{\perp}} + \frac{v_x v_z (\omega - v_x k_x)}{KT_{\parallel}} \right] d^3v$$

$$I_{zx} = \int \frac{4\pi e^2 f_0(v)}{\Omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})} (v_0 + v_z) v_x \left[ \frac{\Omega - v_z k_z}{KT_{\perp}} + \frac{v_z k_z}{KT_{\parallel}} \right] d^3v$$

$$I_{zz} = \int \frac{4\pi e^2 f_0(v)}{\Omega - (\vec{k} \cdot \vec{v})} (v_0 + v_z) \left[ \frac{v_x (v_0 + v_z) k_x}{KT_{\perp}} + \frac{v_z (\omega - v_x k_x)}{KT_{\parallel}} \right] d^3v$$

ここで  $\Omega = \omega - k_z v_0$ ,  $f_0(v)$  は電子の熱速度分布函数で

$$f_0(v) = N (2\pi)^{-\frac{3}{2}} u_{\perp}^{-2} u_{\parallel}^{-1} \exp \left( -\frac{1}{2} \frac{(v_x^2 + v_y^2)}{u_{\perp}^2} - \frac{1}{2} \frac{v_z^2}{u_{\parallel}^2} \right),$$

$T_{\perp}$ ,  $T_{\parallel}$  と  $u_{\perp}$ ,  $u_{\parallel}$  は夫々流れに垂直および平行な方向の温度と熱速度で,  $u_{\perp}^2 = KT_{\perp}/(m\gamma_0)$ ,  $u_{\parallel}^2 = KT_{\parallel}/(m\gamma_0^3)$  である。

電子の熱運動を無視すれば EM-y モードの屈折率  $\mu_y$  は

$$\mu_y^2 = 1 - \omega_p^2 / \gamma_0 \omega^2 \text{ で EM-x モードのそれも全く同じになる。}$$

Bludman 等は  $(\omega_p^4 / \omega^4)$  の項  $(I_{xx} I_{zz} - I_{xz} I_{zx})$  を無視して EM-x モードの分散式を出しているが、一見 EM-y モードのそれと違っているように見えても両者の屈折率は全く同じになる。 $(\omega_p^4 / \omega^4)$  のオーダーの項を無視しなくても)。即ち cold なビームでは旋波性はない。

しかし電子の熱運動を考慮すると  $\omega_p^4 / \omega^4$  のオーダーの項を無視して

$$\mu_y = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\gamma_0 \omega^2} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\gamma_0 \omega^2} \frac{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \frac{u_{\perp}^2}{c^2}$$

$$\mu_x = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma_0} - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\gamma_0 \omega^2} \left[ \frac{u_{\perp}^2}{c^2} \Phi(\beta \cdot \theta) + \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \Psi(\beta \cdot \theta) \right] \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3}$$

$$\Phi(\beta, \theta) = \cos^2 \theta - \beta (\cos \theta + 3 \sin^2 \theta) + \beta^2 (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta) + \beta \cos^3 \theta$$

$$\Psi(\beta, \theta) = \sin^2 \theta + 3 \beta \sin^2 \theta \cos \theta - 2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$$

となる。

上式から分るように熱運動を考慮すれば、屈折率  $(u^2/c^2)(\omega_p^2/\omega^2)$  程度の差がでて来る。そしてそれは  $\theta$  の函数で、 $\theta = 0$  のときは 0 になり、又  $\theta = \frac{\pi}{2}$  のとき

$$\mu_y - \mu_x = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\gamma_0 \omega^2} \left( \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} - \frac{u_{\perp}^2}{c^2} + \beta^2 \frac{u_{\perp}^2}{c^2} \right)$$

となる。即ち上式はビームに平行な方向の温度と、それと直角な方向の温度が異ると、 $(\beta \rightarrow 0)$  でも) 旋波性が生ずる可能性があることを示している。このような媒質中を距離  $D$  だけ伝播した場合の 2 モード間の位相差は  $\theta = \pi/2$  で

$$\phi \text{ (rad.)} = \left( \frac{\omega}{c} \right) \frac{\omega_p^2}{2 \gamma_0 \omega^2} \left( \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} - \frac{u_{\perp}^2}{c^2} + \beta^2 \frac{u_{\perp}^2}{c^2} \right) D$$

今太陽風の場合、プロトン温度は磁場に平行な方向と、それに直角な方向とで異っていることが分っているが、電子の場合もいづらか違っていると仮定する。前の例で、木星電波を考えると周波数を 30 MHz とすると  $\omega_p^2/\omega^2 \sim 9 \times 10^{-8}$  N で、又温度を 30 万度 K 程度とすると  $u^2/c^2 \sim 4 \times 10^{-5}$  であるから  $N \sim 10 \text{ cm}^{-3}$   $D \sim 1 \text{ A.U.}$  で  $\phi \sim 1 \text{ rad.}$  となる。従って静かな太陽風の場合でも、いづらか木星電波は伝播中に偏波状態が変化していることになる。又太陽面に爆発があって粒子流が放出されるような場合、それが電波の偏りの変化として観測にかゝることも



考えられる。

これまで太陽風内の磁場を無視して来た。磁場のあるときはよく知られているように、2つのモード間の屈折率の差は、磁場に平行な伝播のとき  $\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega_H}{\omega}$  で、直角な方向のとき大体  $\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2$  となる。(  $\omega_H$  はジャイロ角周波数) 磁場の強さを  $10\gamma$  とすると  $\omega_H/\omega \sim 10^{-5}$  で、直角伝播と比較すると、温度差で生ずるものの方がはるかに大きい。太陽面爆発の際に放出される粒子流を、電波天体を利用して検出するような場合は、直角伝播に近いと考えられる。更に温度差で生ずる旋波性では、磁場のある場合の直角伝播のときと同じく、電波は2つの直線偏波に分れるので、円偏波でもこの影響で楕円偏波に変ることになる。

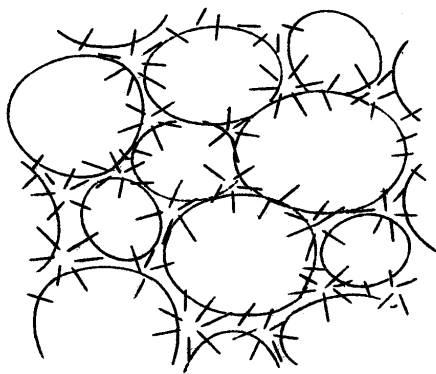
## 文 献

- (1) A.Hevish, P.A.Dennison ; Natuse, 213, 343,(1967).
- (2) B.B.Lusignan ; J.G.R. 68, 5617,(1963).
- (3) S.A.Bludman, K.M.Watson, M.N.Rosenbluth ; Phys. Fluids, 3, no.5, 747 (1960).

## 7. 太陽彩層スピキュールの加速機構について

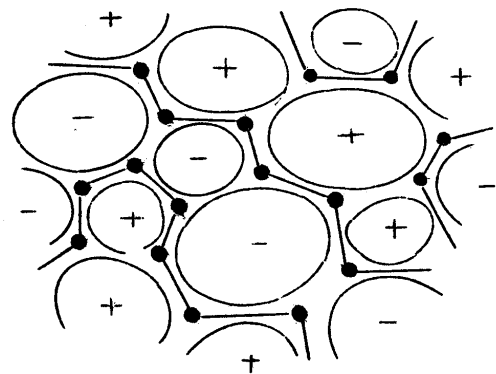
内 田 豊 (東京大学・東京天文台)

スピキュールは観測的には日食時に太陽周縁からコロナ中に突出して見える小さなトゲ状構造として知られて来た。温度約  $15000^{\circ}\text{K}$  位で密度は周りのコロナの 100 倍程度、太さ  $1000\text{ km}$  以下のガス柱で、これが大体 5 分位の間にコロナ中  $6000 \sim 10000\text{ km}$  位の高さ迄速度  $20 \sim 30\text{ km/s}$  で伸びて行き、そこで見えなくなるか或は再び光球の方へ降下する。<sup>1)</sup> 周縁での観測ではスピキュールの根本の方の様子は重なりの方をよく見えないが、最近高分解能干渉フィルターによる観測法が発達して来て、太陽面上でスピキュールが観測される様になって来てこの辺の様子がかなりよく判って来た。これによるとスピキュールは光球下の大スケールの対流の頭と考えられているところのスーパーグラニュレーション・セル (以下簡単の為 SGC と書く) のふちにあって、又更に SGC のふちの集った点 (第 1 図 a) に集中的に発生している事が判った。<sup>2)</sup>



第 1 図 a

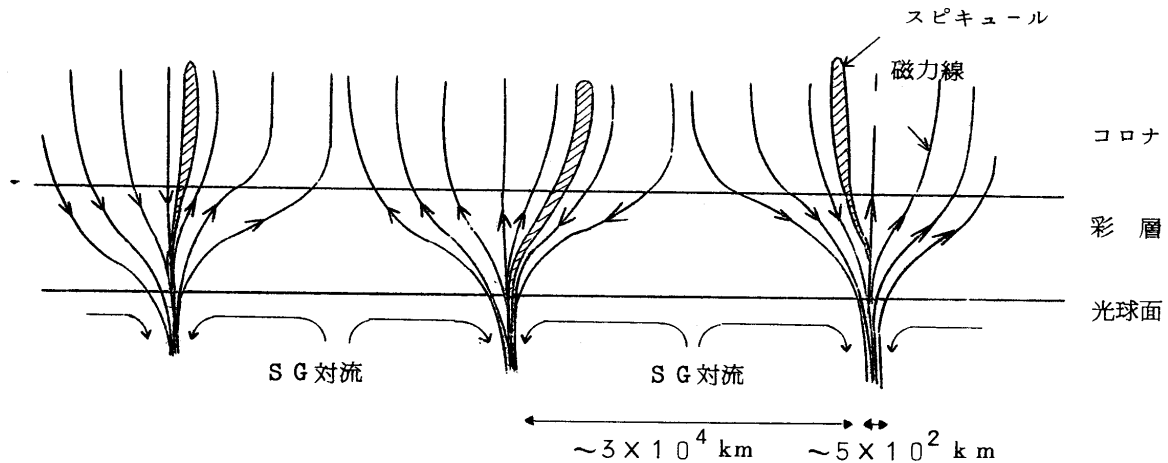
太陽面上のスピキュールと SGC の関係



第 1 図 b

ランダムに磁場の極性を与えた時の磁気的中性線と中性点の一例、+-はそのセルの縁の磁場の符号。

ところで SGC は平均直径約  $3\text{ 万 km}$ 、寿命約 20 時間の、中心から縁に向って  $0.4\text{ km/s}$  位で流れる放射状の流れの場で、この様なセルで光球レベルの太陽面はおゝわれている。ゼーマン効果による磁場測定で、黒点外の太陽面磁場は約 20 ガウスでこれらの SGC のふちの所のみ存在している事が判った<sup>3)</sup> が、これは光球下では磁気圧に比べて物質圧が圧倒的に大きく、従って SGC の大規模対流により磁場がそのふちに掃き集められていると考えられている。光球面でこうなっている磁場は彩層中部より上では磁気圧が勝つ為拡がって第 2 図の様になると考えられる。遠くで radial (この図では鉛直) になるとしたのは、太陽風の流れで引っぱり出されるであろう事を考えてのことであるが、SGC のふちからふちへ直接つながる磁力線もあるだろう。この点については最近の観測<sup>4)</sup> によると磁場の極性はセルにより異なるし、一つの SGC のふちでも途中で極性の変るものもある。第 1 図 b は模型的にセル毎の極性をランダムに与えて書いた図で、これによると磁気的中性線が数多く存在しコーナーでは殆んどの場合中性点が出来ている。この



第 2 図 スピキュールの生ずる領域の概念図

事は以下の著者の提案したスピキュール発生機構の仮説<sup>5)</sup>にとって都合よい事である。

さて理論的に説明さるべき事は、スピキュールが何故 SG のふちやコーナー的な所に発生するかと云う事、何故細いジェット状に超音速流(スピキュール内の温度 15000°K に対応する音速に対して 30 km/s はマッハ 2 位の超音速流)が数千 km の高さ迄射出されるかと云う事、温度がほぼ一定である事等々の他、大体寿命 5 分位である事、スピキュールの根本の辺と先端の辺が高温になっている事<sup>6)</sup>等である。ここに述べる仮説はこれらのうちかなり多くの事をうまく説明する。但しまだ取扱いは極く粗っぽいので詳細については検討を要する。

仮説の筋は次の様なものである。

- i) 逆極性の磁場が光球下の SG の流れにより掃き寄せられ押しつけられている SG のふちの上には磁気的中性線(点)が生じている。
- ii) SG のふちは更に米粒斑運動や SG 内に観測される 5 分周期の大気振動等で動かされ、中性点辺も圧縮、し緩を受けている。
- iii) 圧縮されている時に中性点で磁場の消失、交換結合等が起り、つなぎ替えられた磁力線は磁気ポテンシャルをより低くする為に押しつけられた領域から上(下)に向って逃げ出すが、これが更に後の新しい消失を促進する(Petschek<sup>7)</sup>)。スピキュールの観測される太さから、根本のサイズを推定して、Petschek の理論により磁場の消失に要する時間尺度を計算すると  $10^2$  sec 位で十分早い。
- iv) つなぎ替えにより光球下の根から切り離された磁力線はそれに凍りついたプラズマと一緒に上に向って動き出すが、この運動は、SG のふちに押しつけられた磁場がコロナに向って急激に拡がっている勾配の中で“メロン種子効果”により上方に向って加速を受ける。
- v) この加速で果して超音速流となるかどうかは以下の様に検討される： 近似として定常流の場合を考えてみる。第 2 図で上の方は磁気圧が勝っているので、流れは磁力線の形により与えられた断面  $S(z)$  を持つチューブの中の流れと考えると、鉛直な流れに対して、

$$\frac{d}{dz} (S H_e) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} (S \rho u) = 0 \quad (2)$$

$$\rho u \frac{du}{dz} = -\frac{dp}{dz} - \rho g - \frac{1}{8\pi} \frac{dH_e^2}{dz} \quad (3)$$

$$T = \text{const} = T_0 \quad (4)$$

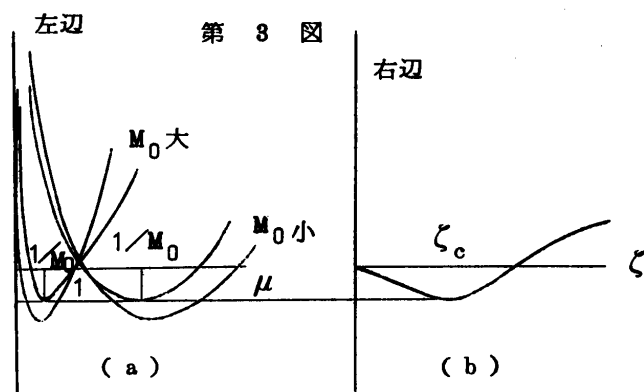
で与えられる。T = const は観測事実を用いたが、これは輻射熱交換が有効な為であろう。H<sub>e</sub> はまわりの磁場で(3)式の右辺の第三項は外磁場の勾配により、磁氣的に切り離されたプラズマ・バブルに対して働く力で、いわゆるメロン種子効果を表す。これは Schliiter により提案され、Parker により論じられた。又 Kawabata はこれをフレア時のプラズマ雲加速の問題に応用した。普通のロレンツ力は磁力線に沿っては働かないがこの力は磁氣的に切り離されたバブルに対しては磁力線に沿った方向に働く。

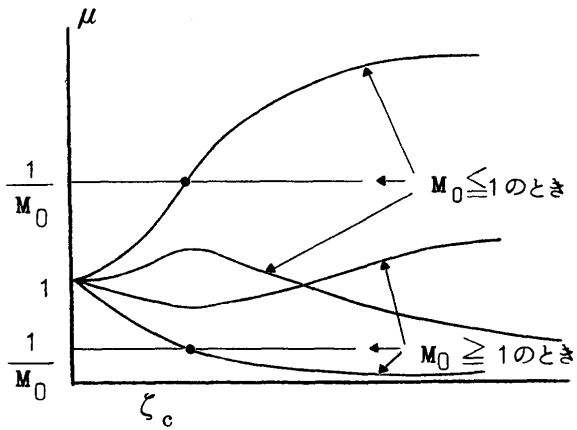
(1)~(4)式を変形して

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{M_0^2}{2} (\mu^2 - 1) - \ln \mu = \ln \sigma - \zeta + \frac{1}{\beta_0^2} \int_0^\zeta \frac{1}{\eta \sigma^2} \frac{d \ln \sigma}{d \zeta} d \zeta \quad (5) \\ \eta = \frac{1}{\sigma \mu} \quad (6) \end{array} \right.$$

を得る。但し  $M \equiv u/a_0$ ,  $\mu \equiv M/M_0$ ,  $\sigma \equiv S/S_0$ ,  $\zeta \equiv z/z_{SH}$ ,  $\beta_0 \equiv a_0/V_{A0}$ ,  $\eta \equiv \rho/\rho_0$ , a は音速, V<sub>A</sub> はアルペン速度, z<sub>SH</sub>  $\equiv RT/g$  はスケール・ハイトでサブ 0 は z = 0 のレベルでの値を示す。

もしここで g = 0 (z<sub>SH</sub> = ∞), β<sub>0</sub> = ∞ なら(5)の右辺は ln σ の項のみとなる。ここでもし σ(ζ) に始め減少し後再び増大するものをとればジェットエンジンで有名なラバル・ノズルに当る。(5)の左辺は第 3 図 a に与える曲線となり、右辺の曲線とて左右の値が一致する





第3図(c)

時の  $\mu$  と  $\zeta$  の根をつなげて行くと第3図cの様  
に解曲線が求まる。良く知られている様にこの  
場合  $\mu = 1/M_0$  で cross-over を持ち亜音速  
流から超音速流に移る解が存在する。

Parker の太陽風の解<sup>8)</sup> は(5)に於て  $z$  の代り  
に球座標  $r$  を用い,  $\beta_0 = \infty$ , 更に  $\sigma \propto r^2$ ,  $g$   
 $\propto r^{-2}$  としたものである。この場合右辺は

$$2 \ln \frac{r}{r_0} + \frac{GM_0}{2RT_0 r_0} \left( \frac{r_0}{r} - 1 \right)$$

の形になり,  $r$  と共に先づ減少, 次に増大する  
形になり effective にラバル・ノズルの  $\sigma(\zeta)$

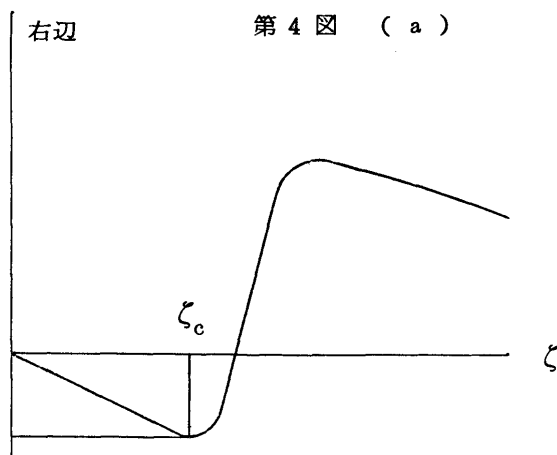
と同形になって, 太陽風超音速流が生ずる事になる。

我々の場合に戻すと(6)を(5)に入れると,  $\mu(\zeta)$  に関する積分方程式であるが, これを解く  
事はこゝでは避けて近似を用いる事にする。これは第2図に見られる様な磁場の形なら  
 $d \ln \sigma / d\zeta$  は磁場が急激に拡がる辺で割に鋭いノン・ゼロ値をとるだろうと云う事を用いる。  
そこで  $1/\eta\sigma^2$  を積分の外に出して積分すると, 極く粗い近似として(5)の右辺として

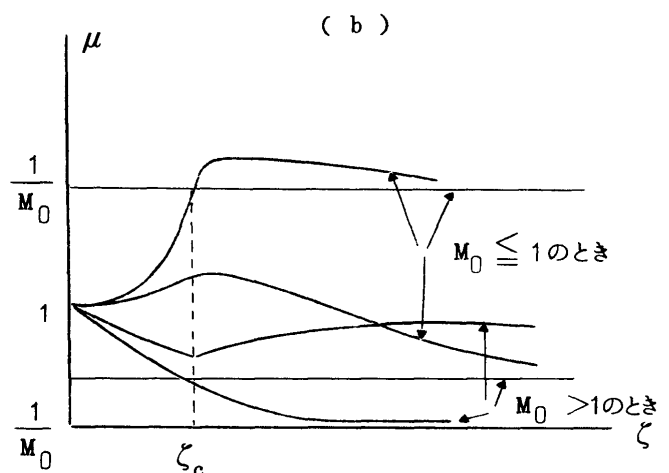
$$\left\{ \begin{array}{ll} \ln \sigma - \zeta & \text{for } \zeta \lesssim \zeta_t - 1 \\ \left( 1 + \frac{1}{\eta_t \sigma_t^2 \beta_0^2} \right) \ln \sigma - \zeta & \text{for } \zeta \gtrsim \zeta_t + 1 \end{array} \right. \quad (7)$$

間は両者をつなげる。

を得る。  $\zeta_t$ ,  $\eta_t$ ,  $\sigma_t$  等を estimate してこの曲線を描き(第4図a), 第3図aとで前



第4図(a)



と同様に解曲線を求めると第4図bの様な解曲線を得，実際  $M_0$  ,  $\beta_0$  のとり方で亜音速流からスピキュールで観測される程度の超音速流を得る事が出来る。(6)式から  $\eta(\zeta)$  を求めると，これも観測と矛盾しない。

vi) 実際は決して定常流ではないが，この様な流れに次第に近づく様な流れであろうから，或程度の推察はこれで行くであろう。

vii) 上のV) では前方にあるコロナを無視したが，実際は流れの圧力とコロナの圧力がその場所の流れの速度でユゴニオの関係を満す様な高さでコロナの中に衝撃波を作り，流れは勢を失うと考えられる。この高さは  $10^4$  km 辺に来る。又この頭の先の衝撃波が，先端で観測的に温度が高くなっている理由と考えられる。

#### References

- (1) de Jager, C.: Handbnch der Phys. LII. p 141, '59
- (2) Beckers, J.: Astrophys, J. 140, 1339, '64
- (3) Howard, R.: Santa Fe Conference on Solar Phys. '65
- (4) Bappu, M.K.V., Grigoriev, V.M. and Stepanov, V.E.: Solar Phys. 4, 409, '68
- (5) Uchida, Y.: to be pnblished
- (6) Beckers, J.: Solar Phys. 3, 367, '68  
Chapman, G.A. and Sheeley, N.R.: Solar Phys. 5, 442, '68
- (7) Petschek, H.E.: NASA Symposimn on Physics of Solar Flare, p 425, '64
- (8) Parker, E.N.: Astrophys. J. 132, 175, '60

## E. フレア・モデル

### 1. $H_{\alpha}$ による太陽表面の観測（映画）

日 江 井 栄 三 郎 （ 天 文 台 ）

$H_{\alpha}$  線で撮影した太陽面状況の 16mm フィルム（東京天文台作成）が上映された。

## 2. フレアの問題点とモデル

河 鱒 公 昭 (名大理)  
寺 島 由 之 介 (プラズマ研)

フレア現象の特徴を要約し、ついで可能性のありそうなモデルを述べる。

### i) フレアに関する現象

一般に起こる現象として、①:  $\mu$ 波バースト, X線バースト, III型バースト, ②そして光。これらの現象は, 1~10 keV の電子が引起していると解釈できる。

つぎに, プロトン・フレアの場合のみ起こる現象として ③: 磁気嵐を起こすプラズマ雲の放出, II型およびIV型バースト, 準宇宙線および宇宙線。

ここで2通りの解釈ができる。一つは①の現象のみ起こるフレアと, ①+③が起こるフレアとは別の現象と考える見方。もう一つは①のみのフレアと①+③のそれとは量的な差違のみと考える見方である。この根拠は, 普通のフレアの①の特徴とプロトンフレアの①の特徴とが似ていて大きな差がないということが挙げられる。

現象の時間的尺度は, フレア全体の現象の継続時間が1時間位, フレアの開始時の立上りは数分程度である。したがって, プラズマの不安定性の成長時間や, プラズマの加熱, 加速の時間尺度は数分程度と考えられる。

### ii) フレアの構造

つぎのように, disk flare と limb flare とで差違がある。Severny らの観測を下にすると, 温度  $T$ , 電子密度  $n_e$ , 領域のひろがり  $D$  の大よその値は:

	$T$	$n_e$	$D$
disk flare	$\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$	$\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$\sim 10 \text{ km}$
limb flare	$\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$	$\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$\sim 10^4 \text{ km}$

$H_\alpha$  線の巾は, disk flare の場合はスタルク巾, limb flare の場合はドップラー巾である。

解釈として, 実は同じものを, 観測方向によって違って見えたのだといえる。 $n_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  の  $\sim 10^4 \text{ km}$  の領域の中に, 乱流状に高密度領域 ( $n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 長さ 10 km) が分布し, 磁場に平行な方向に見たのが disk flare, 磁場に垂直な方向から見たのが limb flare …… という見方である。

Severny は以上の見方を支持する実験室のテータ・ピンチの実験を挙げている (Severny (1961))。磁場方向からの測定はスタルク巾, 磁場に垂直な方向の測定はドップラー巾にな



ったという。しかし、 $H_{\alpha}$  線は予備電離の段階でのみ測定されるので、信頼度は問題である。

### iii) エネルギー量

いろいろの輻射エネルギーの時間積分値を挙げる。

UV・X線	光	電	波	プラズマ雲	宇宙線と 準宇宙線	モートン波
$10^{30-31}$	$10^{31}$		$10^{27}$	$10^{32}$	$10^{29-30}$	$10^{29}$
(単位は エルグ)						

これらのエネルギーの供給源として考えられるものは、つぎの通りである。

磁場のエネルギー	$10^{33}$ エルグ
コロナ凝縮の熱エネルギー	$10^{31}$ エルグ

結論として、磁場のエネルギー以外の供給源はなさそうである。これから各輻射へのエネルギー移行の機構は大きな問題点である。

エネルギー放出の時間変化は、例えば光フレアで見ると、最初の flash phase で約半分、後の tail の段階を通して残りの半分が放出される。

### iv) 黒点磁場の異常とフレア発生

1966年7月のプロトンフレアが共同観測されて詳しく解析されている。要点と考えられる所だけを抜出す。

黒点の活動領域の面積は、プロトンフレアの起こった7月6日の数日前から増大し始めている。プロトンフレアは増加曲線の極大点の少し前に起こった。

磁場エネルギーは、上の面積の増加と共に増える。面積の増加は、磁場の形の複雑さを伴っていて、面積が3倍になると、磁場エネルギーは10倍になる。磁場エネルギーの値は、7月4日は $(1-2) \times 10^{32}$  エルグ、7月6日には $2 \times 10^{32}$  エルグに達した。

磁場強度： $H \geq 100$  ガウス。

磁場の勾配：視線方向を $H_{\parallel}$ 、垂直方向を $H_{\perp}$ とすると、 $H_{\parallel}$ 成分の勾配は $\nabla H_{\parallel}$ はプロトン・フレアの前に急激している。 $\nabla H_{\parallel}$ の平常値は $0.1 \sim 0.2$  ガウス/km、7月6日には $\nabla H_{\parallel} \sim 1$  ガウス/kmそして7月7日には平常値に戻った。

プロトン・フレアは、活動領域の面積の急増時に起こるが、極大時とは一致しなかった。しかし、 $\nabla H_{\parallel}$ で見ると、その極大時で起こったと考えられる。

関連する現象として、電波の時間変化は上の面積の変化に似ている。X線はプロトン・フレアの前で急増した。波長の短い領域程増え方の倍率は大きい。

物質の放出は、コロナの密度変化が観測されて、それがあったことを示している。

**電流分布：** 黒点磁場の観測データの解析から電流分布が得られている。電流の太陽面に垂直な成分  $j_z$  が符号を変える境界線と、 $H_{\parallel} = 0$  の境界線とは一致するか、またはほぼ沿っている。

$\nabla H_{\parallel}$  の値は当然  $H_{\parallel} = 0$  境界線に沿って大きいであろう。 $H_{\parallel} = 0$  の条件は  $\vec{H} = 0$  ( $H_{\perp}$  も 0) を必ずしも意味しないから、neutral line に重きを置く解釈と、 $\vec{\nabla} H$  を重く考える解釈とが並ぶ。この辺りがモデルの立て方の要点である。

#### V) モデル

蓄えられた磁場のエネルギーを数分間にプラズマのエネルギーに変える所を説明できるモデルを立てること。これが焦点であろう。その上で、電波、宇宙線・準宇宙線などの現象を矛盾なく説明できるように、モデルに手を加えて行けばよい。

磁場配位を中心とした考えと、電流分布を中心にした考えとがある。後者を current picture と呼んで置こう。もっともらしい説を以下に挙げる。

イ) Sweet mechanism の発展： $\vec{H} = 0$  境界線に沿って、磁場の方向は逆転する。これから、境界が変形し、磁力線が消滅する不安定性が誘起される。もとのモデルのままでは、観測時間尺度から要求される  $\nabla H$  の理論値は  $10^5$  ガウス/km となって (Parker の解析)、観測値の  $\nabla H$  より 5 桁大きい。ゆえに否定的である。

最近、Petschek が磁気流体波の定在波を考えて、磁場のエネルギーがプラズマ・エネルギーに移る過程を吟味し、肯定的な答を出した。(研究会の席上、内田氏より御注意頂いた)。

ロ) Resistive tearing instability

$H = 0$  境界線の変形が、プラズマの有限電気伝導率を考えると、磁力線をすり抜ける運動が起こるために、増大する。与えられたプラズマパラメータと  $\nabla H$  との値から、時間尺度を当り直すと  $\sim 10^3$  sec となる。このような不安定性が、非線型領域へ発展したらどうなるかを吟味する必要がある(計算機によるシミュレーションを準備中)。

ハ) Current picture (Alfven - Carlqvist)

一言で云えば、超電導コイル系があって磁場エネルギーが蓄えられている。そのどこかの電気伝導度が悪くなって電流が切断するとその切断点で全エネルギーが散逸される。同じような現象がコロナ下層、彩層中で起こったのがフレアと考える説である。引用文献中のプラズマ理論の所は不十分であり、詳しい取扱は、筆者はまだ入手していない。しかし、従来の Cosmical Electrodynamics に含まれていない新しい見解の主張である点は、評価してよい。

最後に、一般にプラズマの不安定性が起こったときの電場 ( $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$ ) の重要性に注意した

い。実験室プラズマはこれに悩まされてきた。電気伝導度が良くても電場が成長し、その結果、sprathermal production などが見られている。

## 参 考 文 献

### i) 現象の総合報告

Kawabata, K., IASY シンポジウム報告(1968)。

Severny, A.B., Annual Review of Astronomy and Astrophysics Vol 2  
(1964) 363.

“ “ COSPAR での報告。

Byrne, F.N., M.A. Ellison and J.H. Reid,  
Space Science Reviews 3 (1964) 319.

Moreton, G.E., Proc Plasma Sci Symp. (C.C. Chang and S.S. Huang eds,  
D. Reidel Publ Comp. 1963) p24.

とくに 1966, July-Event のまとめ

Svestka, Z., IAV Symp.(1968) 513 (K.O. Kiepenheuer ed. D. Reidel  
Publ. Comp.)

その他本文中で引用したもの

Severny, A.B., Soviet Astron. AJ. 5 (1961) 299

### ii) モデルについて

Petschek, H.E., Proc. NASA Symp.(1968)…… Sweet mechanism の改良。

Altven, H. and P. Carlqvist, Solar Physics 1 (1967) 220

Kawabata, K., R.I.S.R Japam 20 (1966) 107

Sakurai, K., “ 20 (1966) 233

Pneuman, G.W., Solar Physics 2 (1967) 462

Stwrock, P.A. and B. Coppi, Ap. J. 143 (1966) 3

Wentzel, D.G., Ap. J. 140 (1964) 1563

Parker, E.N., Ap. J. Suppl. 8 (1964)177…… Sweet mechanism の詳しい解析

Jaggi, R.K., J. Geophys. Res. 68 (1963) 4429  
…… Resistive tearing instability

### 3. 紅炎と磁場構造

川 口 市 郎 (京 大 理)

太陽紅炎の研究の歴史は比較的古いですが、みるべき成果は乏しかった。しかし最近 magnetic field の測定技術の進歩や magnetohydrodynamics の発展により新しい epoch をむかえようとしている。従って現時点で太陽紅炎の問題点を指摘したい。

紅炎には活動型と静止型の二種類がある。その分光的及び力学的特徴は著しく異なるので区別してあつかうことにしよう。観測によれば活動型紅炎の分光的特徴は異った元素よりである輝線のドップラー巾及び視線速度が同じであるとは限らない。このときには紅炎内の熱的状态は場所により異ると考えられる。一方これに対して静止型紅炎について、東京天文台平山淳<sup>1)</sup>氏はヘリウム・水素及び金属線の輝線輪郭の比較検討からドップラー巾の熱的成分と乱流成分の分離を行い、紅炎の運動温度 (kinetic temperature) 及び乱流速度を求め、各元素の発光層の熱的状态は同一であると結論した。そうすると静止型紅炎は活動的紅炎とは熱的構造が異なるものであろう。しかしながら Zirin<sup>2)</sup>等は静止型紅炎においても  $H_{\alpha}$  II の輝線巾は中性ヘリウムよりも大きいという観測結果をえている。第一の問題点は静止型紅炎を構成しているガスはどの部分でも同一の熱的状态にあるだろうか？

此の問題に関連して Ric du Midi 天文台で行なわれた研究を引用するのは興味深い。Leroy<sup>3)</sup>は静止型紅炎の  $H_{\alpha}$  と  $D_3$  による単色像を短い時間間隔で撮影し比較している。この結果、1.  $H_{\alpha}$  と  $D_3$  での単色像は微細構造にいたるまで同一であり  $H_{\alpha}$  に saturation が無い限り  $H_{\alpha}$  と  $D_3$  の相対強度もほぼ一定である。2. しかしながらごく地域的に  $D_3$  が  $H_{\alpha}$  に対して明らかに強いことがある。第1の観測事実は平山氏の解析の正しいことを支持し第2の観測事実は Zirin の観測と矛盾するものではない。指摘したい第2の問題点は Leroy の観測で明らかになった  $D_3$  の異常に強い領域は物理的に何を意味しているかということである。

此の2つの問題点を紅炎のエネルギー平衡の立場より明らかにしよう。静止型紅炎は2つの相反する磁極をもった磁場の境界面に沿って出現するといわれる。理論的解釈によれば重いプロミونس物質は此の2つの磁極を結ぶ磁場張力に支えられているといわれる。<sup>4)</sup> コロナ中のガスのエネルギー平衡は

$$\frac{dE}{dt} = G_{\text{comp}} + G_{\text{cond}} + G_{\text{rad}} - L_{\text{rad}} \quad (1)$$

で与えられる。但し  $E$  は此のガスの内部エネルギー、 $G_{\text{comp}}$  は圧縮による heat gain,  $G_{\text{cond}}$  は熱伝導による heat gain,  $G_{\text{rad}}$  は主としてコロナ低部又は彩層上部より放射される紫外線輻射吸収による heat gain, 又  $L_{\text{rad}}$  は此のガスによる radiation loss である。此のガス

が平衡を保つときには

$$G_{\text{cond}} = L_{\text{rad}} \quad (2)$$

となり解は  $T \cong 10^6$  即ちコロナの温度そのものとなる。

若し何等かの作用でコロナからの熱伝導が止められたとき、平衡状態の解は

$$G_{\text{rad}} = L_{\text{rad}} \quad (3)$$

となり解は  $T \cong 7000^\circ$  となり、これは紅炎の温度を与える。即ち紅炎とコロナとは単にエネルギー授受の2つの異った平衡解に対応するものであろう。若し平衡状態にないときには温度は(2)より決定された100万度から(3)より決定された7000°の間のあらゆる数値が可能となる。

次にコロナで物質が凝縮を生じて紅炎を形成する場合を考えよう。若し凝縮がその周囲と圧力の平衡を保ちつつ行われるとき、コロナ温度より紅炎の温度まで下る時間は  $10^7 \text{sec}^{5)}$  となる。一方この変化が瞬間的に生じた場合でもプロミネンスの出現まで

$$\frac{1}{A N_e} \quad \text{sec} \quad (4)$$

を要する。但し  $N_e$  は紅炎内の電子密度で  $A$  は水素の再結合係数である。 $N_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$  とせば(4)は  $10^3 \text{sec}$  となるので普通プロミネンスの出現まで圧縮のしかたによって  $10^3 \text{sec} - 10^7 \text{sec}$  の数値が可能である。

太陽紅炎の重要な特性の1つに微細構造がある。観測によると紅炎は細い糸状構造をしておりその直径は望遠鏡の分解能の程度で1000km以下といわれる。筆者が Pic du Midi 天文台に滞在中、微細構造について調べた所、静止型紅炎においては微細構造はコロナの下層にある部分程細く上層では diffuse である。しかし一般に活動型紅炎は高さには無関係に非常に細い。Kupers, Tandberg Haussen<sup>6)</sup>によれば紅炎の微細構造は電磁流体力学的不安定領域の characteristic length と解釈した。観測された微細構造の高さによる変化は此の解釈と矛盾しないであろうか。これが第3の問題点である。

静止型紅炎はその寿命時間が極めて長い。しかし時には突然全体的に膨張上昇し消失することがある。このとき度々紅炎物質が回転しつつ上昇する。静止型紅炎に限らず太陽光球より噴出する活動性紅炎においても紅炎物質は回転しつつ上昇することが観測されるが回転半径や周期は如何なる物理的特性に関係しているか、今まで殆んど研究の行われていない現象として第4の問題点として指摘しよう。

太陽活動面より度々大きな速度を以て活動性紅炎が噴出される。噴出機構については全く不明であるが、これはフレアと関連して考察するべきものであろう。ここでは噴出された後の速度について述べよう。1936年 Petlit<sup>7)</sup>は観測材料をもとにして紅炎の運動について2つの法

則をみちびいた。(1) 紅炎は一定速度で上昇, 又は下降し時々衝激的に速度を変える。(2) 速度を変える前後における速度の比は整数である。此の法則について種々の異論があるけれども紅炎物質がコロナを通過するとき時々大きな加速度をうけることは疑いない。第5の問題として此の加速度は何によって生じるかを指摘しよう。

更に紅炎の問題点2つを筆者が岡山天体物理観測所でえた材料をもとにしてのべよう。此の材料とは Lyot filter (  $0.5\text{\AA}$  pass band ) で 30 sec 間隔で撮影された 10 コマの coronal rain の等光度曲線で強度の単位は arbitrary である。此のほか, もう1組の coronal rain の連続撮影があるが両者に共通した coronal rain の特徴は 1. coronal rain はコロナの一点で現れ殆んど同じ経路を通過して落下する。このような現象は coronal rain に限らず紅炎運動で度々観測される。第6の問題点は此の経路の物理的特性は何かということである。2. coronal rain は落下するにつれて急速に明るさを増し, その途中分裂を来す。この事実は今迄報告されていないが筆者の観測材料では極めて明白で疑う余地がない。そこでこの分裂をきたす力の正体は何かということをも第7の問題点として指摘したい。

図は 30 秒間隔で撮影された coronal rain の等光度曲線で撮影時間, total brightness B 及び重心位置 ( × 印 ) が示されている。この図にもとずき簡単に定性的に coronal rain につき議論しよう。

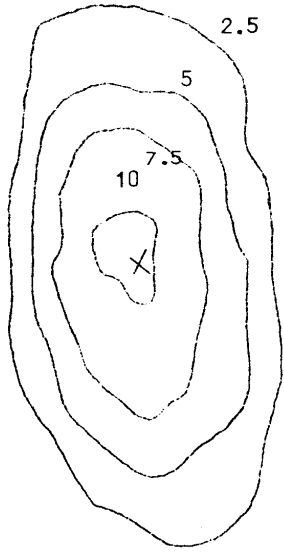
まず coronal rain とは紅炎分類上活動性紅炎であり, フレアの後特に顕著に現われることに注意しよう。等光度曲線から coronal rain の  $H_{\alpha}$  の total brightness 及びその重心位置が求められた。その結果 brightness は線型に増加し最初の 80 sec でその明るさは2倍となる。(観測時間は約2分30秒)又重心の運動は一定で投影面上  $65\text{ km/sec}$  で殆んど速度変化はみとめられない。

解釈に当り次の事を留意する必要がある。まず使用された Lyot filter の透過巾はせまいので  $H_{\alpha}$  line の total intensity を含まない。従って観測中 coronal rain に視線速度の変化のあるとき観測された明るさと  $H_{\alpha}$  を放射する水素原子の総数とは無関係となる。又この coronal rain は単位面積当り通常 prominence の  $1/10$  又はそれ以下の明るさであるので saturation effect は考慮する必要はない。従って視線速度の変化はないものとして観測された  $H_{\alpha}$  の total brightness と  $H_{\alpha}$  を放射する水素原子の数は比例するとしよう。

更に  $H_{\alpha}$  を放射する水素原子の数と, (即ち  $H_{\alpha}$  の total brightness) coronal rain を構成する物質質量は比例すると仮定しよう。この仮定は coronal rain の excitation temperature は時間に無関係であることを意味する。これは coronal rain のような過激的な現象に対しては極めて危険な仮定であろう。しかし分光的観測の存在しない現在においてはやむをえないが, 以下の議論は定性的以上にはなりえないであろう。

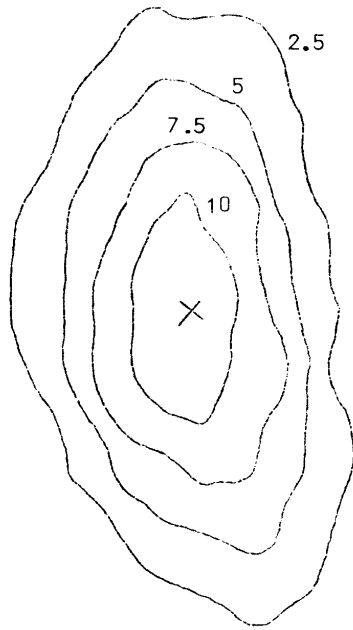
まず total brightness の growth rate が  $10^2\text{ sec}$  であることから, coronal rain

X, 11, 12<sup>h</sup> 55<sup>m</sup> 45<sup>s</sup> (1968)



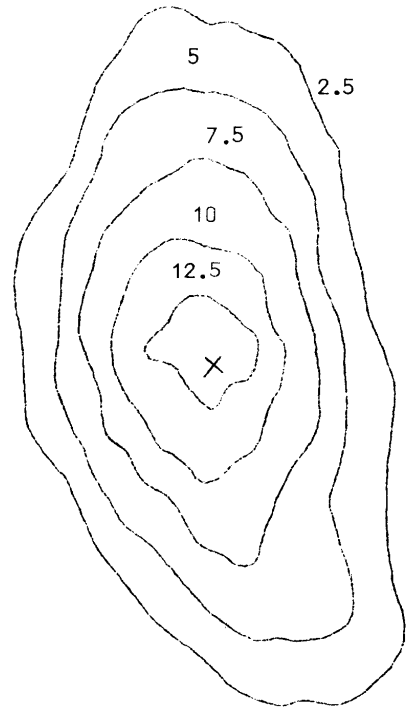
B = 439

12<sup>h</sup> 36<sup>m</sup> 15<sup>s</sup>



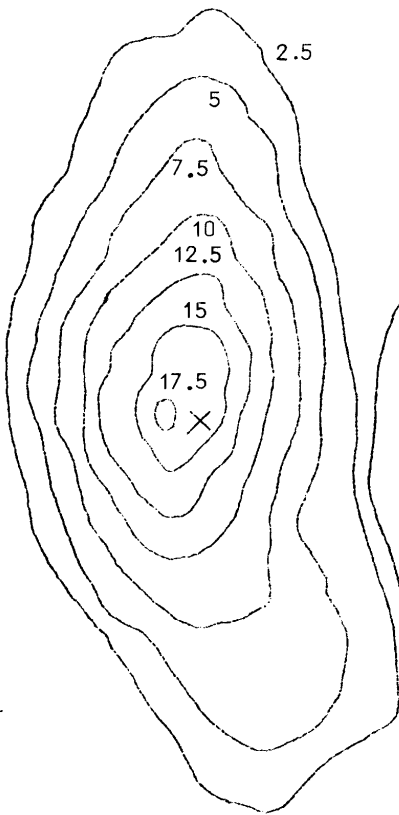
B = 583

12<sup>h</sup> 56<sup>m</sup> 45<sup>s</sup>



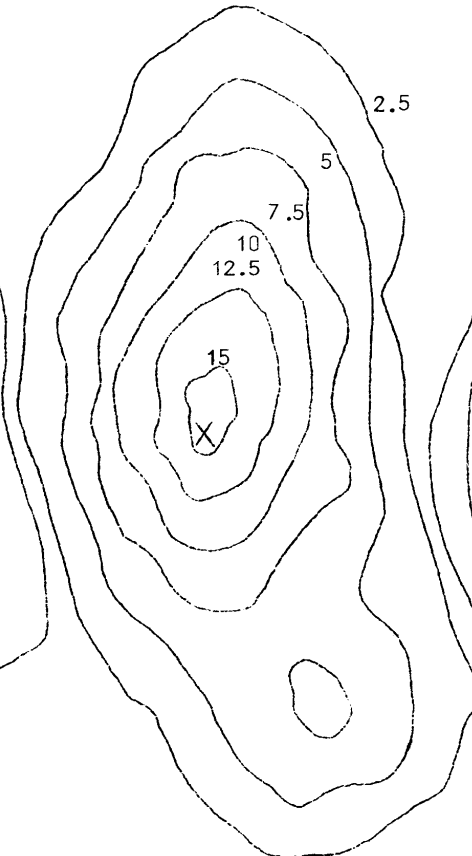
B = 779

12<sup>h</sup> 57<sup>m</sup> 15<sup>s</sup>



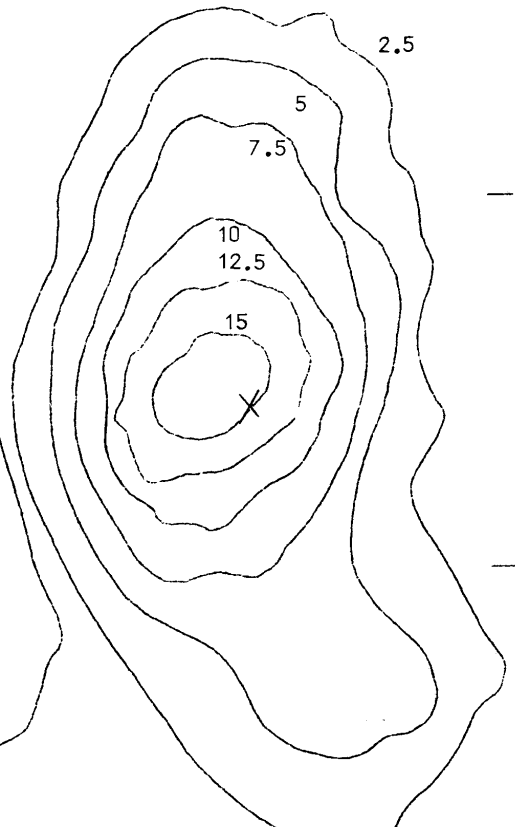
B = 926

12<sup>h</sup> 57<sup>m</sup> 45<sup>s</sup>



B = 114

12<sup>h</sup> 58<sup>m</sup> 15<sup>s</sup>



B = 1180

30,000 —

— 30,000

20,000 —

— 20,000

10,000 —

— 10,000

30,000 —

— 30,000

20,000 —

— 20,000

10,000 —

— 10,000

とはコロナ中の一定質量の物質の凝縮過程のみであるとする事はできない。この短い growth rate は丁度 snow ball のように、紅炎物質が落下するにつれて物質を集めつつ凝集が生じて  $H\alpha$  を放射すると考えるのが合理的であろう。するとこの growth rate より coronal rain の落下する経路に沿っての物質の分布を知ることができる。落下速度が  $65 \text{ km/sec}$  であることから此の経路の物質の scale height は  $10000 \text{ km}$  となり coronal 物質の scale height  $50000 \text{ km}$  と著しく異なることは注意すべきである。(この推定のほぼ正しいことに対する観測的材料も存在するがここでは立入らないことにする。)

次にこのように質量が急速に増加しつつある落体の運動を考える。今運動方程式及び質量を

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (m v) &= mg \\ m &= m_0 (1 + \alpha t) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

とすれば(5)を満足する  $v$  は

$$v = \frac{g}{2\alpha} (1 + \alpha t)^2 + \frac{C_1}{1 + \alpha t} \quad (6)$$

となる。現在  $\alpha = 1.3 \cdot 10^{-2}$  であるので  $C_1$  を適当に定め  $150 \text{ sec}$  という短い観測時間中ほぼ観測と合致するよう  $C_1$  を定めうる。この場合本質的には free fall であるにも拘らず減速もありうる事が判る。

最後に分裂現象につきのべる。coronal rain が分裂したときその重心の落下速度には変化がみられず下方の成分は加速度をうける。このことは分裂に作用したのは外力でなく、coronal rain 内の作用、反作用により下方の成分が加速をうけたと考えるのが合理的のように思える。Kupers, Tandberg-Hanssen に従いプロミネンスは hydromagnetic tearing mode instability によって生じると考えると、coronal rain では質量の増加につれて、再び magnetic line of force が分断、その収縮による反作用が観測されたのではないだろうか？

若しこの解釈が正しいとすると、観測された分裂の加速度より、プロミネンス内の磁場の推定も可能である。現時点においては以上の議論はまだ想像の域を脱しないが、太陽現象の観測とプラズマ物理学の知識との結合が興味ある成果を導くことを示すことの 1 例であろう。



## 参 考 文 献

- (1) Hirayama, T. Publ. A.S. Japan. 16, 104, (1964).
- (2) Private communication
- (3) Leroy, J.L. Ann.d'Ap. 30, 249, (1967)
- (4) Kippenhahn R and S. Schliiter Zs. 43, 36, (1967)
- (5) Kleczek J. B.A.C. 9, 115, (1957)
- (6) Kupers M and Tandberg-Hanssen, Solar Physics. 2, 39, (1967)
- (7) Petlit, E. Ap. J. 84, 319, (1936)

#### 4. モートン波によるコロナの磁気構造の diagnostics

内 田 豊 (東京大学・東京天文台)

以前にもモートン波のコロナ波仮説と云う題で話した事があるが、今回はその検証の手段であり、且つ検証された後にはその応用となる一つの理論的拡張について述べる。

モートン波とはフレア時に  $H\alpha$  単色光で太陽彩層を見ているとフラッシュ期に源を発して、彩層レベルを速度約  $1000 \text{ km/s}$  のほぼ一定速度で  $100 \text{ 万 km}$  位離れた所迄半円形フロントを描いて擾乱が伝る現象である。このフロントが通る時彩層物質は先づ下方に、次に上方に動かされる事がドップラーシフト解析から判る。<sup>1)</sup> この  $1000 \text{ km/s}$  の一定速度で擾乱が百万  $\text{km}$  も伝ると云うのは理論づけはそう簡単ではない。フレア時に放出される粒子によると云う考えも出されたが、よほどきれいに揃った磁場で導かれるのでない限り粒子線が地平線下にまわり込めないが、こんな磁場は観測されてない。又上下動も説明出来ない。彩層中を伝る波は、彩層中の音速が  $10 \text{ km/s}$  程度、観測される磁場を用いて計算した電磁流体速進波の速度も数十  $\text{km/s}$  程度で、 $1000 \text{ km/s}$  はマッハ 100 位の強い衝撃波であり、これが殆んど減衰なく百万  $\text{km}$  も伝る事は考えにくい。又振動はたて波なのでやはり上下動は説明しにくい。横波のアルペン波的なものも上述の様にそう云う磁場がないのでだめである。

この様な状況でコロナ波仮説が有力になる。<sup>2)</sup> 即ちコロナ中では密度が低い為に表面で数ガウスの非黒点磁場がコロナ中に延びているものを考えても電磁流体速進波の速度はコロナ底部で  $10^3 \text{ km/s}$  位、少し上ると数千  $\text{km/s}$  となる。従ってフレアからの擾乱はコロナ中をアーチ状に伝る方が早い。即ちフレアから出る擾乱の波束の運動経路を計算して、波面を出してやると、それは原爆のキノコ雲の様に上の方がぐんぐん拡がって行く半球形のものになる。この波面のスノが彩層面をなでて行く速度が、適当な密度と磁場のモデルを仮定して計算すると、観測されるモートン波の速度と同程度になる。又この様な経路にそっての波動の偏波から計算すると彩層再突入時にはたて波的になり上下動を与えるのでこの点も都合がよい。

さてこの様なコロナ波仮説がもし正しいとすると、モートン波はコロナ中の様子を彩層面に“写し出し”ている事になる。即ちもし電磁流体速進波の伝播速度がまわりと異なる所がコロナ中に存在すれば、伝播の経路は曲げられ、従って彩層への再入射点及びその時刻が変化を受ける筈で、同時刻に於る入射点のローカスは歪むことになる。これを逆に解析すれば丁度地震波の解析から地球内部を“見る”様に、他に直接測定の方法のまだないコロナ中の磁場についての情報が得られる。<sup>3)</sup>

この様な扱いの為にはコロナに対称性等を仮定しないで一般に解きたい。コロナ中に局所直交座標をとって電磁流体波伝播の一般式を作り、コロナ中の諸物理量の変化のスケールが最短のも

ので数万 km である事を考えて WKB 近似をする。この時アイコナル方程式は

$$\left\{ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 - V_{A_0}^2 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \right)^2 \right\} \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^4 - (a_0^2 + V_{A_0}^2) |\text{grad } \Phi|^2 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 + a_0^2 V_{A_0}^2 |\text{grad } \Phi|^2 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} \right)^2 \right] = 0 \quad (1)$$

となる。但し  $\Phi$  はゆっくり変化する速度振巾  $\hat{V}(r)$  を用いて  $V = \hat{V} \exp i\Phi$  によって定義され、 $x_3$  は磁力線に平行な方向にとる。

今の近似は電磁流体波に対する幾何光学に対応するので、幾何光学と古典力学の類推を考えるとよい。(1)はハミルトン・ヤコビの式に対応し、 $\Phi$ は作用  $S$  に対応する。最小作用の原理に対応して  $\Phi(S)$  の変分が 0 となる様な経路上を波束(粒子)は動く。(1)で係数は  $t$  によらないので  $t$  は循環座標で従って  $\partial \Phi / \partial t$  は一定となるのでこれを  $-\omega$  とおき、(1)を  $\omega$  について解いたものは古典力学のハミルトンアン  $\mathcal{H}$  に対応する。この段階で座標変換をして球座標に移行する。 $\Phi$  は  $r$  と  $t$  の函数故

$$\Phi = \int \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} dr + \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} d\varphi + \frac{\partial \Phi}{\partial t} dt \right) \equiv \int \left\{ p_r dr + p_\theta r d\theta + p_\varphi r \sin \theta d\varphi - \mathcal{H}(r, p) dt \right\} \quad (2)$$

とかけて、これの変分に対するオイラーの式として、正準方程式に対応して

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_r}, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{r \partial p_\theta}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{r \sin \theta \partial p_\varphi} \\ \frac{dp_r}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial r} + \frac{p_\theta}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_\theta} + \frac{p_\varphi}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_\varphi} \\ \frac{dp_\theta}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{r \partial \theta} - \frac{p_\theta}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_r} + \frac{p_\varphi \cot \theta}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_\varphi} \\ \frac{dp_\varphi}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{r \sin \theta \partial \varphi} - \frac{p_r}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_r} - \frac{p_\varphi \cot \theta}{r} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_\theta} \end{array} \right. \quad (3)$$

を得る。但し  $\mathcal{H} \equiv -\omega(r, p)$  は(1)を  $\partial \Phi / \partial t$  について解いた解の一つで速進波に対応するものを取り、 $p \equiv \partial \Phi / \partial r$  である。遅進波及びアルペン波は磁力線に沿って伝わり、始めに述べた理由で不適當である。 $\mathcal{H}$  はコロナの温度、密度、磁場のモデルを与えれば  $r$  と  $p$  の函数として計算出来る。いろいろな非球対称構造を考えたモデル中でいろいろな  $r_0$ ,  $p_0$  に対して(3)を解いて同時刻に彩層に再入射する波束の locus を計算すればそれが我々の仮説に於るモートン波の運動を与える。

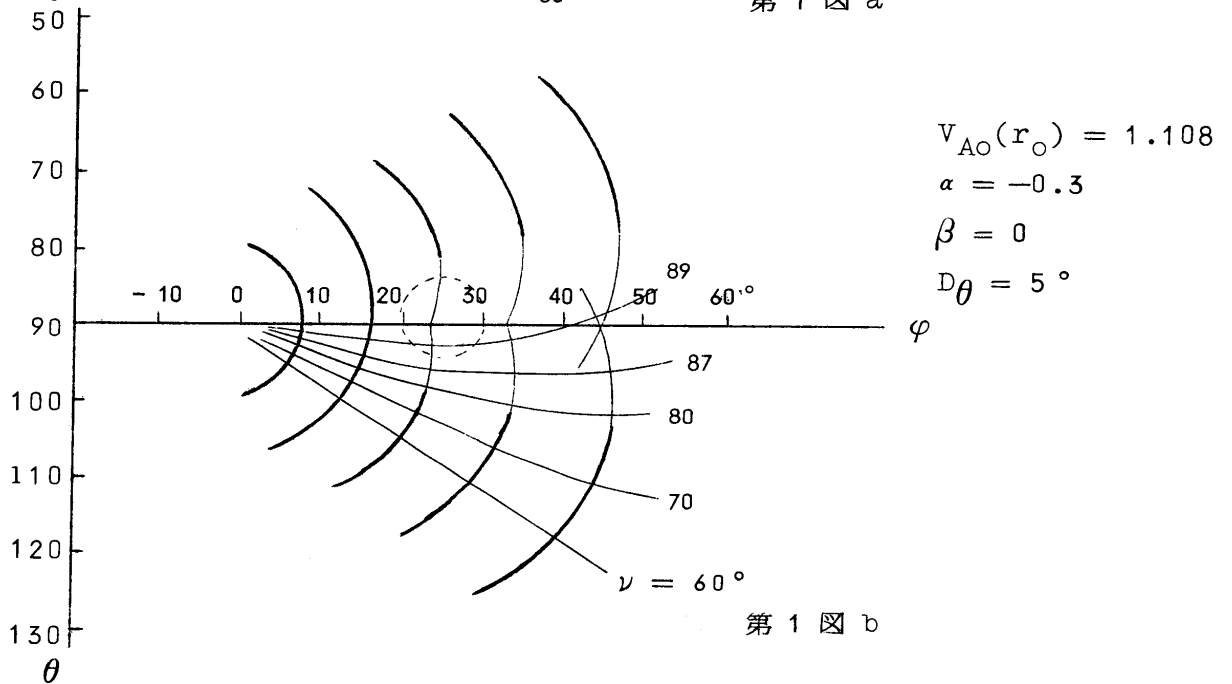
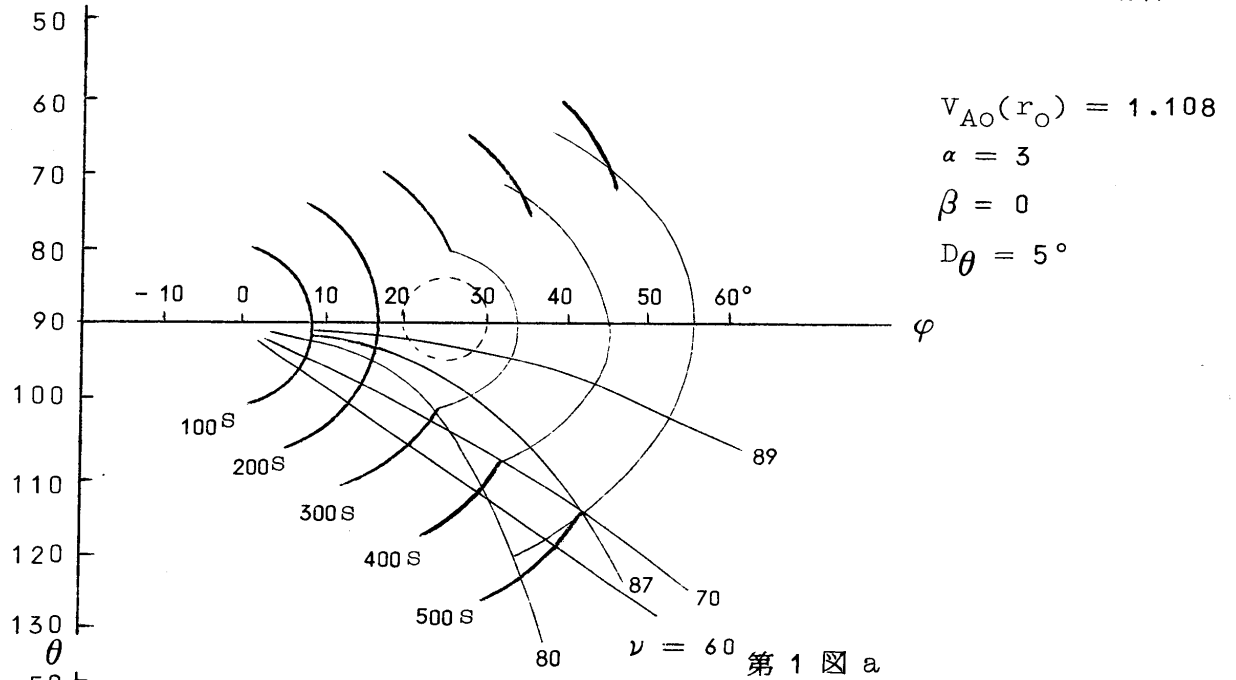
こゝでは大気モデルとして、球対称コロナ(磁場はコロナ底部で数ガウスの radial field)中にコロナル・ストリーマー様のものが存在する場合及びコロナル・コンデンセーション様のもの

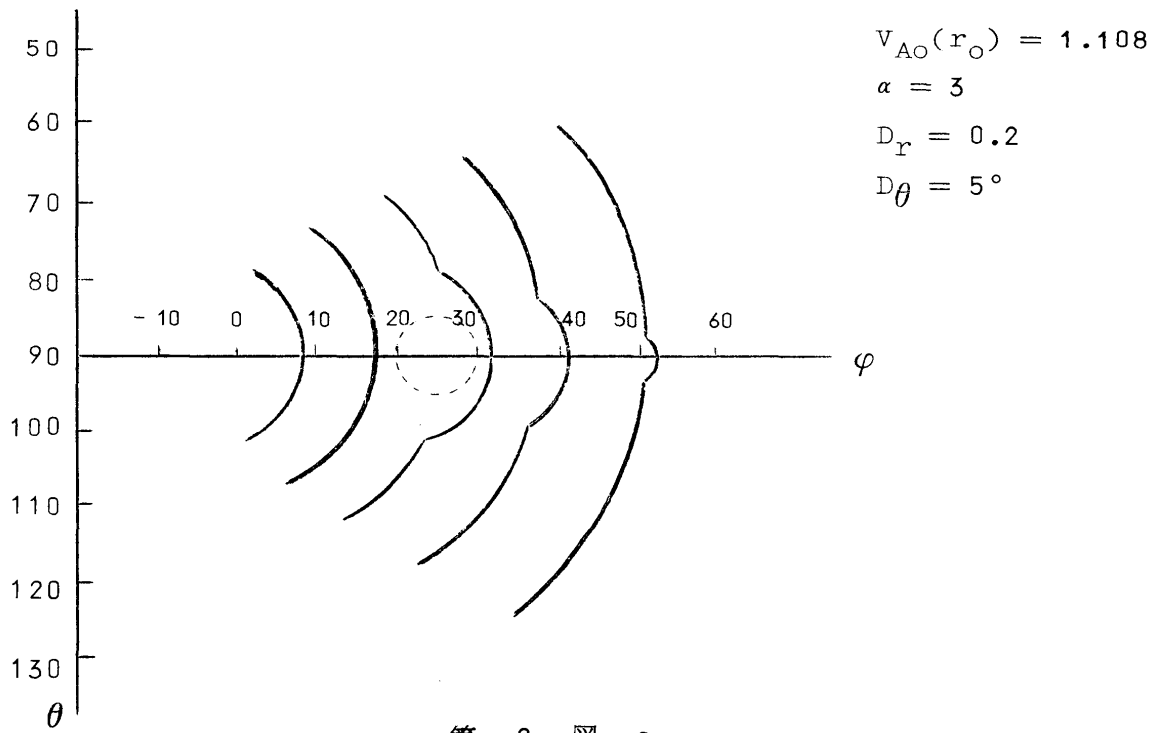
のが存在する場合の二つについて、これらの中で

$$V_{Ao}(r) = V_{Ao}(r) \left[ 1 + \alpha \left( \frac{r_0}{r} \right)^\beta \exp \left\{ - \frac{(\theta - \theta_0)^2 + (\varphi - \varphi_0)^2}{D_\theta^2} \right\} \right] \quad (4)$$

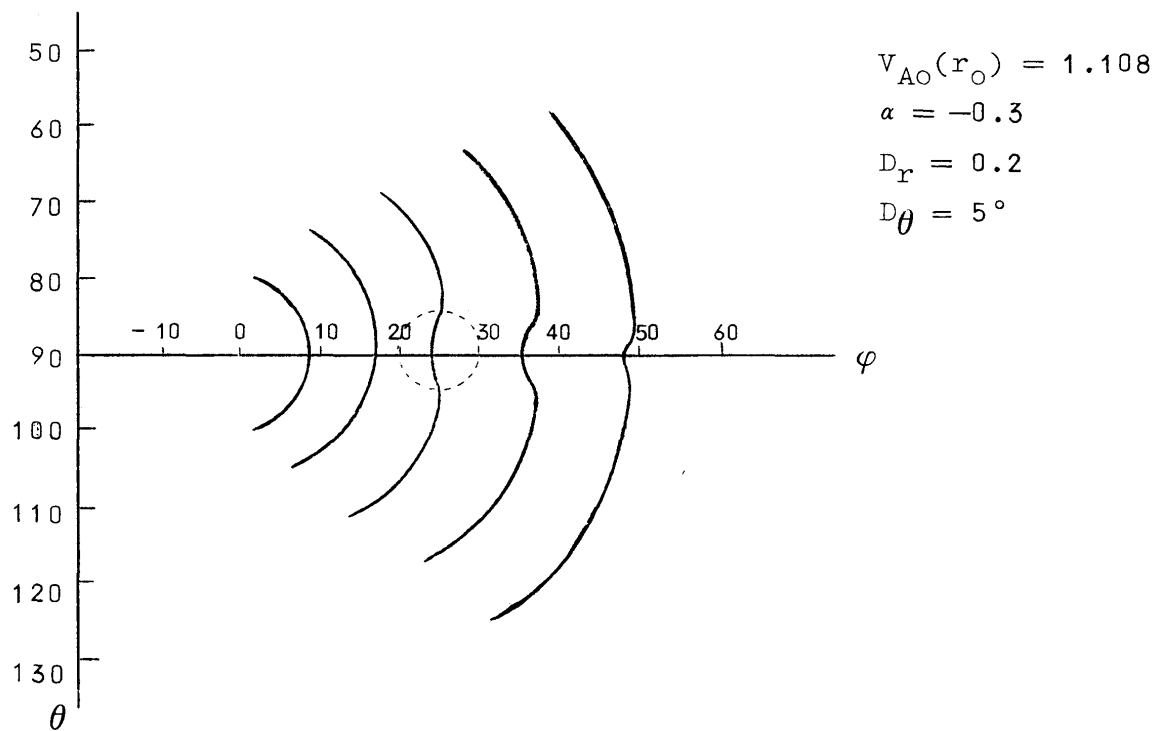
$$V_{Ao}(r) = V_{Ao}(r) \left[ 1 + \alpha \exp \left\{ - \frac{(r - r_0)^2}{D_r^2} - \frac{(\theta - \theta_0)^2 + (\varphi - \varphi_0)^2}{D_\theta^2} \right\} \right] \quad (5)$$

を仮定して、パラメーターを種々にとって計算した。<sup>3)</sup> 但し  $V_{Ao}(r)$  は球対称の場合の  $V_A$ ,  $D_r$ ,  $D_\theta$  等は観測値、パラメーターとしては、これらの object 中で非常に磁場の強い場合、磁場と物質がエネルギー等配分になっているとした場合、内部の全圧で周囲とつり合う場合等を表す様に決めて計算した。第1図と第2図に(4)と(5)を用いたいくつかの場合の様子を示す。各々の場合に





第 2 图 a



第 2 图 b

波面の形はかなり異り、もしモートン波がこれらの object をよぎるのが観測出来れば、どんなモデルが適しているか云えるであろう。しかし実際はこれらの object はこんなにきれいな分布を持たず、内部にも様々の微細構造を持つだろうから、こんなにはっきり違いは判らないであろうが。

次にコロナ及びその磁場の形が大スケールで球対称から外れている場合も計算出来る。これは例えば

$$V_A(r, \theta) = V_{A0}(r) \left\{ 1 + \alpha \left( \frac{r_0}{r} \right)^\beta \sin^n \theta \right\} \quad (6)$$

においてパラメーターをいろいろ変えてみる。Smith and Angle<sup>4)</sup> の観測した大スケールの波面の歪み（赤道近くで早い）をこのコロナの偏平さで説明する為には  $\alpha = 10$ ,  $\beta = 1$ ,  $n = 2$  位にとればよさそうである。しかしこの様な観測は Smith と Angle のものしか未だないので、一つのプロアからのモートン波が他の黒点域をよぎる時の波面の歪みと共にこれも観測する為のプログラムを岡山天体物理観測所で始めている。このプログラムによると同情プロアがもし起れば、その本当の始まりから詳細を逃すことなく観測出来るのも余徳である。

## References

- (1) Moreton, G.E. : Proc. Plasma Space Sci Symp. p24, 6.
- (2) Uchida, Y. : Solar Phys. 4, 30, '68  
Meyer, F. : Structure and Development of Solar Active Regions p485,  
6.
- (3) Uchida, Y. : to be published
- (4) Smith, S.F and Angle, K. : to be published

## 5. 高分解能電波干渉計による太陽マイクロ波バーストの高速掃引観測

田中春夫・鯨目信三（名大・空電研）

### § 緒言

豊川では周波数 3750 MHz で東西一次元の電波干渉計により太陽を約 10 秒に一回高速走査し、主としてバーストの観測を行っている (Tanaka et. al., 1969)。こゝで高速走査というのは干渉計のビーム（分解能 1.1 分角）を人工的に振ることにより、太陽の日周運動に頼って行う通常の走査より時間の分解能を凡そ 16 倍上げるということである。観測は 1968 年 8 月末から行っているが、詳しい解析は目下進行中である。以下に述べる例も予備報告として受け取って戴きたい。猶、他の観測と共に観測項目を表 1 に掲げておく。

表 1

周波数 (MHz)	器械	分解能	
9400	干渉計	1.1 分角	*
	偏波計		
3750	干渉計	1.1 分角	**
	偏波計		
2000	偏波計		
1000	偏波計		

\* ビーム 振らない。

\*\* ビーム 振る。

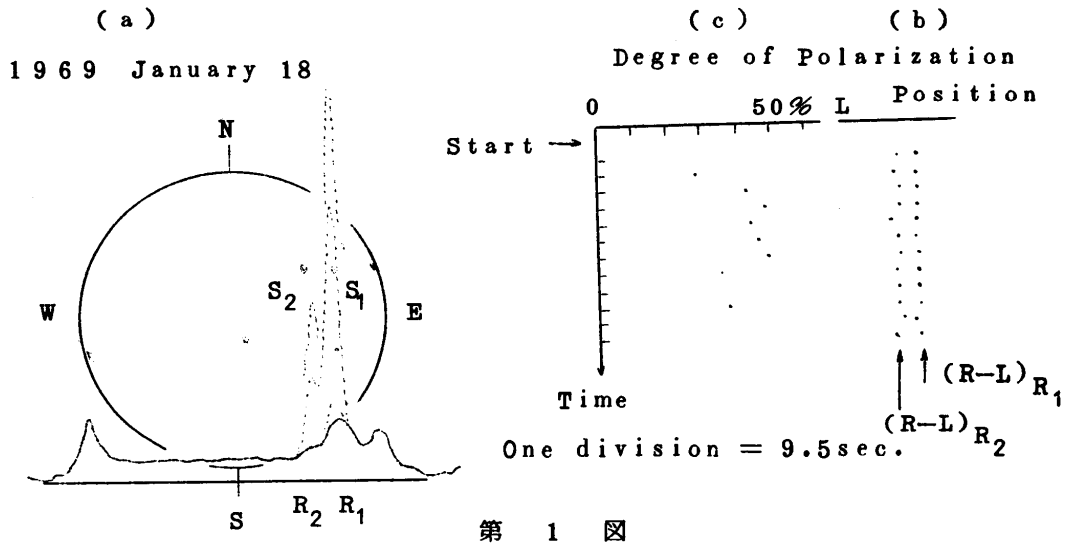
すべての器械は (R + L), (R - L) 成分が測定可能。

### § 観測と結果

1969 年 1 月 18 日のバースト

第 1 a 図に実線でバースト前の、点線でバースト中の電波輝度分布と黒点のスケッチ（東京天文台）を重ねた画を示めす。バースト源は  $R_1$ ,  $R_2$  の二つあり、 $R_2$  は  $R_1$  より一走査遅れて出現している。このバーストに対応する  $H_\alpha$  フレアは東京天文台では悪天候の為観測されていない。したがって、これらの電波源を太陽面のどの活動領域に同定するかについてはあまり確定的なことは云えない。しかし、他の例でバーストが  $H_\alpha$  フレアないし黒点と対応がよいことから、 $R_1$  は黒点  $S_1$  に、 $R_2$  は黒点  $S_2$  に対応していて、それらの上又は近傍に位置していたものと思われる。

干渉計による観測では電波源  $R_1$  は無偏波、 $R_2$  は左廻り円偏波でその偏波率は第 1 b 図にある



第 1 図 a) 周波数 3750 MHz の東西一次元の輝度分布と黒点のスケッチを重ねた。

実線はバースト以前のレベルで、点線はバースト中を表わす。

b) バーストの位置の時間変化を示めす。横軸は位置、縦軸は時間を表わす。

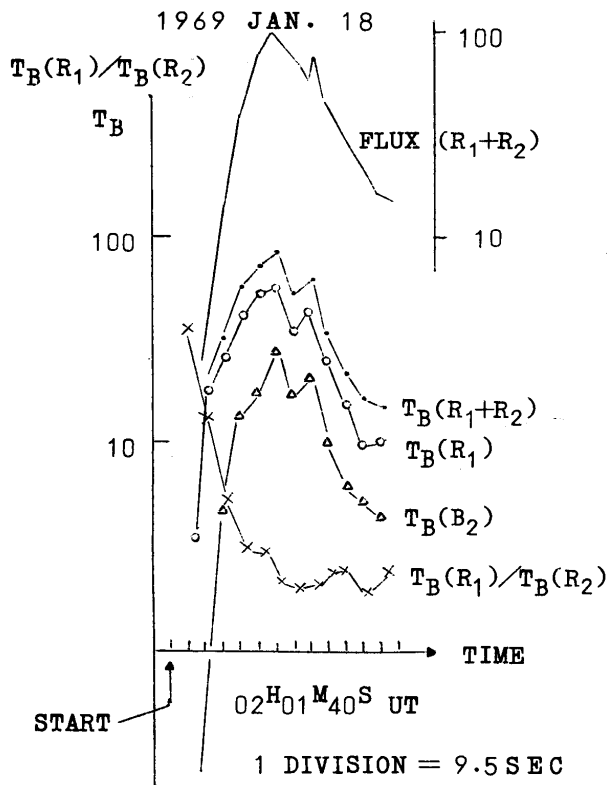
c) R<sub>2</sub> の電波源の偏波率の時間変化を示めす。

通り 40 ~ 50 % であった。又、それらの電波源の位置の変化をみると、第 1 c 図に示めすごとく R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub> とも左廻り円偏波 (L) と右廻り円偏波 (R) の和の成分で見た場合には位置の変動は殆んどみられないが、R<sub>2</sub> は (R-L) 成分でみると可成り動きを示している。その値は 10 秒間に 1 分角程度である。偏波の観測ではストークスパラメーターを全部測定してはいないので、円偏波成分とランダム成分とを分離することは出来ない。したがって上の数値を実際の電波源の動きとは見做せないが、大体偏波率を掛けた値が源の動きと考えてよいであろう。そうすると電波源 R<sub>2</sub> の見掛け上の動きの速さは ~ 0.5 分角 / 10 秒 ~ 2000 km/sec 程度となる。

1 月 18 日のバーストで最も注目すべきことはフラックスの最大値少し前から二つの電波源でその消長が平行しているということである。その様子は第 2 図に示してある通りで、図で、上から全フラックスの増加分、R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub> の輝度の和、R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub> 夫々の輝度及びその比が全フラックスは  $10^{-22} \text{ W M}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  で、又輝度は任意のスケールで目盛ってある。二つの電波源の大きさが等しく、又時間的に変らなければ、それらの輝度の和は全フラックスの増加分に比例する。図で明らかのように細い点は別にしてこの比例関係は成り立っていると云える。特に 02<sup>h</sup> 01<sup>m</sup> 50<sup>s</sup> ~ 02<sup>h</sup> 02<sup>m</sup> の間のフラックス及び輝度の変化は事実である。しかもこの変化は二つの電波源で殆んど同時に起っていることがわかる。前に述べた電波源の同定が正しいとすれば、その間の距離は ~  $1.6 \times 10^5 \text{ km}$  となるが、それだけ離れた電波源で数秒以下の時間間隔で同じ電波活動があったということが出来る。

又、9400 MHz の干渉計及び各周波数の偏波計による測定から各々の電波源のバースト中の偏





第2図 上から1月18日のバーストのフラックス ( $10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ), この電波源の輝度の和,  $R_1$  の輝度,  $R_2$  の輝度, 及び  $R_1$  と  $R_2$  の輝度の比を示めす。輝度は任意のスケールである。

波の状態は表2の通りである。つまり各々の電波源で周波数と共に偏波が逆転していることがわかる。

表 2

周波数 MHz	電波源	
	$R_1$	$R_2$
9400	R	
3750	~0	
2000	L	
1000	L 又は ~0	R R

L: 左廻り円偏波

R: 右廻り円偏波

1月18日のバーストの偏波

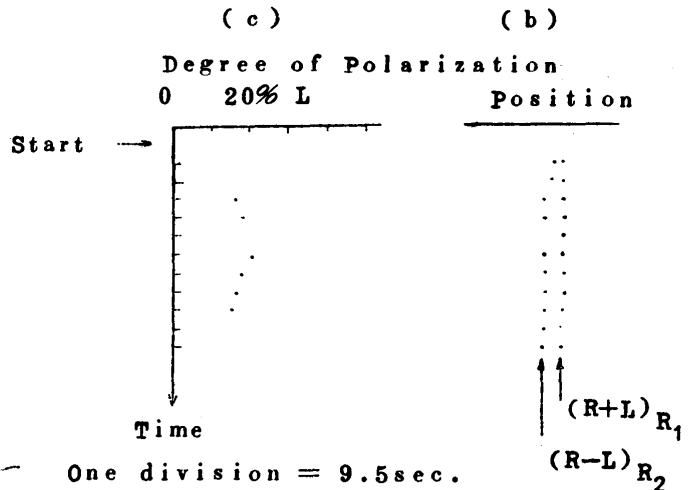
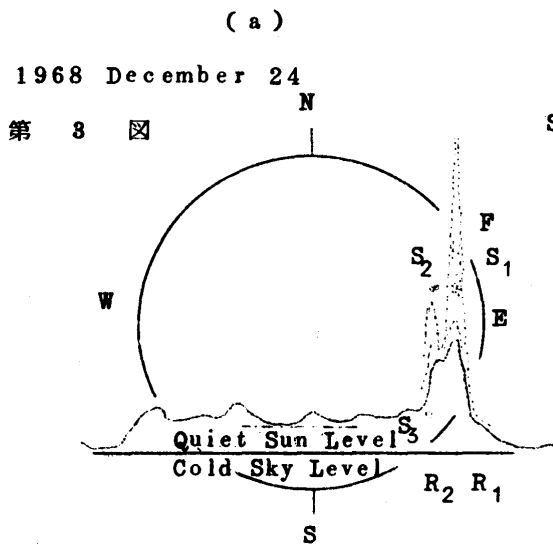
以上の結果を纏めると1月18日のバーストについて、

- 1) 二つの電波源  $R_1$ ,  $R_2$  があること。それらに対応する黒点は  $S_1$ ,  $S_2$  であると思われ、その間の距離は  $1.6 \times 10^5 \text{ km}$  である。
  - 2)  $R_1$  がバーストを起してから10秒前後遅れて  $R_2$  がバーストを起していること。
  - 3)  $R_2$  の電波源は見掛け上の動きを示していること。
  - 4)  $R_1$ ,  $R_2$  のフラックスが最大値に達する前後から、二つの電波源の活動は数秒以下の時間間隔で平行していること。
  - 5) 各々の電波源のS成分は逆の円偏波の向きをもっているがバーストの電波源は周波数が低くなるにつれてS成分の円偏波の向きとは逆転していること。
- 等が云える。

1968年12月24日のバースト

第3a図に1a図と同様の面を示めす。図中の破線はバースト中の輝度分布を表わす。このバーストに対応するフレアは東京天文台で観測されている(図のF)。

電波でみる限り全体の形は1月18日の例と極めてよく似ている。又、 $R_1$  の電波源が  $R_2$  より一先早く出現していること。 $R_1$  が無偏波で  $R_2$  が左廻り円偏波であること等も同様である。し



第3図 a) b) c) とも第1図と同様。

かし、細い点では異っていて、まず、R<sub>2</sub>の電波源は動きを示していないこと(第3b図)。二つの電波源の活動が1月18日の例のように平行していないこと等々である。各々の電波源の偏波の状態は表3の通りである。2000MHz, 1000MHzでは偏波計による観測からは1月18日の例のように分離出来ない。

表 3

周波数	電波源	
	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>
MHz		
9400	L	~0
3750	~0	L

12月24日のバーストの偏波

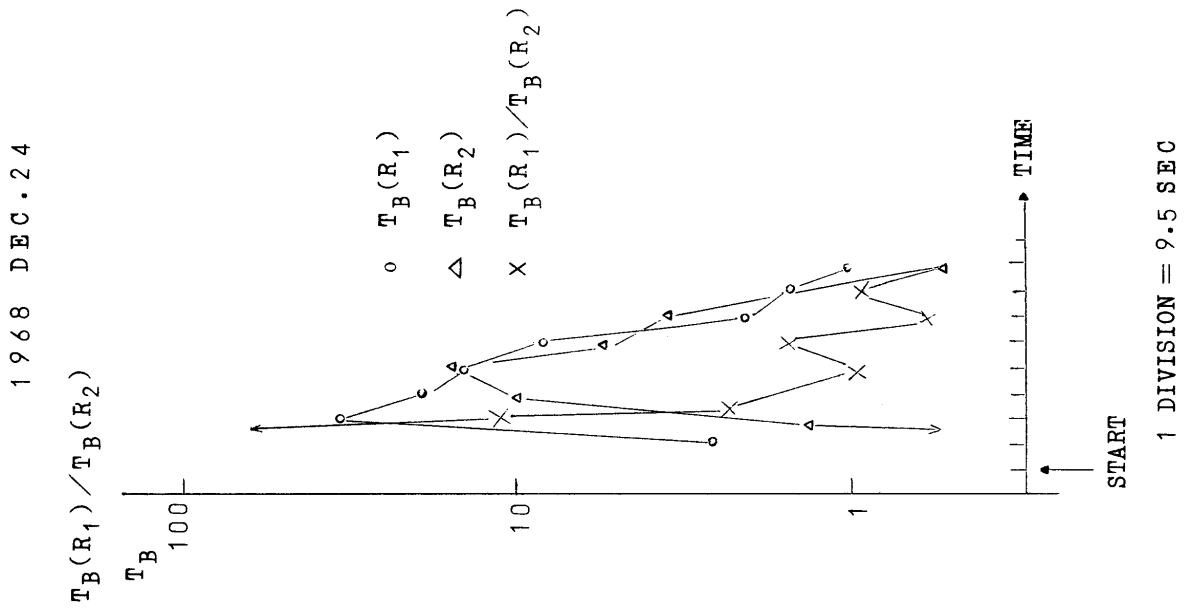
このバーストについて最も興味あることはR<sub>1</sub>に対応する重要度2FのH<sub>α</sub>フレアが存在するにも拘らず、R<sub>2</sub>に対するフレア活動がないことである。各々の電波源に黒点を対応付ければ、夫々S<sub>1</sub>とS<sub>2</sub>と推定される。したがって、黒点S<sub>2</sub>の近傍でH<sub>α</sub>フレアの活動を伴わずに電波バーストが起ったということになる。

更に第4図に見られるごとく、R<sub>1</sub>とR<sub>2</sub>では輝度の立ち上りの早さが著しく異なっていることと、二つの電波源で全体に活動が平行していないことは注目に価

する。

以上の結果を纏めれば、

- 1) 二つの電波源R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>がある。R<sub>1</sub>に対応するH<sub>α</sub>フレアの活動はあるが、R<sub>2</sub>に対するフレア活動はない。R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>に黒点を対応付ければS<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>で、その間の距離は $1.5 \times 10^5$ kmである。
- 2) R<sub>1</sub>がバーストを起してから10秒前後遅れてR<sub>2</sub>がバーストを起していること。各々の電波源の立ち上りの早さが異なること。
- 3) 電波源のバースト中の偏波の状態は表3の通り。



第4図  $R_1$ ,  $R_2$  の輝度及びそれらの比を示めす。輝度は任意のスケール。

### § 議 論

二例とも二つの電波源が同時にバーストを起していないということは一方が他方を誘発したと考えてよさそうである。つまり一方の電波源から他方へ何らかの擾乱が伝播したと解釈する訳である。この擾乱の速度は(距離)/(時間差)でオーダーとして  $1.5 \times 10^4$  km/sec となる。太陽大気中には種々の擾乱が存在するがそれらの速度は表4の通りで  $\sim 10^4$  km/sec の速度をもつものは観測されていないようである。擾乱の担い手としては電磁流体波と粒子が考えられる。活動領域の上空の物理状態として  $10^8 \text{ cm}^{-3}$

表 4

現象	速度 (km/sec)	担い手
Ⅲ型バースト	$\sim 10^5$	粒子
モートン波	$\sim 10^3$	MHD Wave
Ⅱ型バースト	$\sim 10^3$	MHD Wave
Ⅳ型バースト (dm)	$\sim$ 数 $10^2$	cloud ?
サ - ジ	$\sim$ 数 $10^2$	cloud ?

の密度と250ガウスの磁場を考えると、そこでのアルフヴェン波の速度は  $1.5 \times 10^4$  km/sec 程度になる。したがってモートン波の場合のように(Uchida, 1968, Meyer, 1967), MHD波によるバーストの誘起が考え得る。一方、粒子が直接他の活動領域へ移って輻射を出すことも考えられる。但し、

マイクロ波バーストの発生機構としては数100 keVの電子による磁気制動輻射が考えられているので(Takakura & Kai, 1966), 何か拡散モデルを考えて時間差を延長する必要があると思われる。猶, 最近1太陽半径位離れた場所でⅢ型バーストの誘発と思われるものが観測されていること(Kai, 1969)はこのことと関連して注目される。以上の観測からは粒子モデルと波モデルのどちらがよいとも決められないが, 12月24日の例で見られる二つの電波源でのパー

ストの立ち上りの早さの違いは粒子モデルでは説明しにくいだろう。しかし又一方、12月24日のR<sub>2</sub>に電波活動だけ存在することとか、1月18日の例でみられる電波活動の平行性は共通の電子による輻射を示唆していて、粒子モデルに有利と思われる。いずれにせよ二つの活動領域の間には磁力線がつながっていたというような物理的關係が存在したであろう。

又、1月18日の例に見られる偏波の向きが周波数と共に逆転する現象は以前から知られていたことで(Tanaka & Kakinuma, 1959, Kakinuma, 1958), 伝播条件によるものとして種々の解釈がなされて来た(Kakinuma, 1958, Takakura, 1960, 1964, Cohen, 1960, 1961)。又我々は逆の偏波の向きをもった双極型電波源が各々異なるスペクトルを持つとすれば、この現象は説明出来ることを示した(Tanaka et.al., 1967)。しかし、1月18日のバーストに関しては双方の事柄がからんでいることは明らかである。したがってバーストの偏波の問題は依然として、源自体と伝播条件との二つが存在することになる。

電波源の動きについてはこれまで数例の観測がある(Tanaka & Kakinuma, 1962, Énomé et.al., 1969), がいずれも偏波の重心が動くという例で、継続時間の長いバーストであった。これらの例についてはその原因として、我々は磁場の運動を考えて来たが、1月18日の例のように早い現象では輻射している場所が移動するという可能性についても考えてみる必要があるだろう。

## § 終 り に

以上紙数の関係もあって詳しい議論は出来なかったが、我々の観測から何のようなことがわかるかということが理解戴ければ幸である。又、これまでの観測で偏波計による測定の世界分解能を上げる必要性を我々は痛感しており、今後この点でも努力してゆくつもりである。

猶、黒点のスケッチ及びH $\alpha$ フレア等のデータについて東京天文台太陽物理部の方々に大変お世話になったことをここに記し、感謝します。

## 参 考 文 献

- Cohen, M.H. : 1960, Ap.J., 131, 664.
- Cohen, M.H. : 1961, Ap.J., 133, 978.
- Enome, S., Kakinuma, T. and Tanaka, H. : To be published in Solar Physics, 5 (1968).
- Kai, K. : 1969, Private communication
- Kakinuma, T. : 1958, Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ., 5, 71.
- Meyer, F. : 1968, I.A.U. Symposium No. 35 Structure and Development of Solar Active Regions, p.485.
- Takakura, T. : 1960, Publ. Astr. Soc. Japan, 12, 325.
- Takakura, T. : 1960, Publ. Astr. Soc. Japan, 12, 352.
- Takakura, T. : 1964, Publ. Astr. Soc. Japan, 16, 230.
- Takakura, T. and Kai, K. : 1966, Publ. Astr. Soc. Japan, 18, 57.
- Tanaka, H. and Kakinuma, T. : 1959, Paris Symposium on Radio Astronomy (ed. R.N. Bracewell), Stanford Univ. Press. p.215.
- Tanaka, H., Kakinuma, T., Enome, S., Torii, C., Tsukiji, Y., and Kobayashi, S. : To be published in Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ., 16(1969).
- Tanaka, H., Kakinuma, T. and Enome, S. : 1967, Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ., 14, 23.
- Uchida, Y. : 1968, Solar Physics, 4, 30.

## 6. 1968年6月26日及び7月10日の太陽マイクロ波吸収について

熊 目 信 三 (名大・空電研)

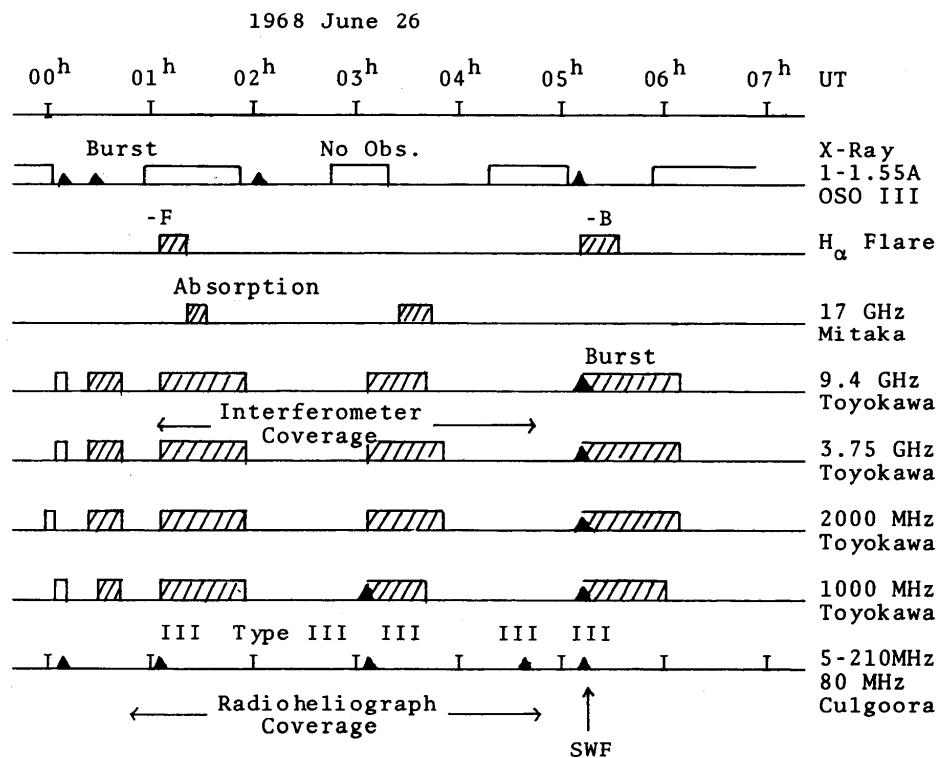
### § 始めに

黒点に伴う S-成分のスペクトラムは波長 10 cm 附近に山をもっている。又静かな太陽のスペクトラムは 10 cm 附近では周波数と共にゆるやかに増しているの、S/Quiet の比はやはり 10 cm 附近で大きくなる。吸収は S-成分が一時的に減少あるいは消滅することによって起るので、10 cm 附近で顕著にみられる。これまで Covington & Dodson (1953), Kakinuma & Hiei (1960) 等によって吸収現象は報告されている。こゝで述べる二例は上記の例と少し異なる点があり、又、広い波長域のデータがそろっているので、少し詳しい議論が可能である。

### § 観測結果

6月26日の例について波長別のカタログを第1図に示す。図には一行目から順に、時間(世界時), X線(1-1.55 Å), H<sub>α</sub> と 17 GHz, 9.4 GHz, 3.75 GHz, 2000 MHz, 1000

### 第 1 図



▲印はバーストを表わす。白い枠は No Observation, 斜線をした枠はフレア及び吸収(17 GHz - 1000 MHz)を表わす。

MHz, 80 MHz の電波による観測が書いてある。電波のうち 9.4 GHz, 3.75 GHz, 80 MHz は干渉計により場所の同定もなされている。この図で注目すべき点は

- 1) これまでの二例は大きなマイクロ波バーストの後で著しい吸収を示めしているが、6月26日及び7月10日の例はバーストが無いが、あっても非常に小さい(フラックス  $\sim 10 \times 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) こと。
- 2) 5 図の吸収のうち3回まで始まりに III 型バーストを伴っていること。
- 3) 特に 05 h UT の吸収の始まりには X 線バースト, マイクロ波バースト, I 型バーストが同じ時刻にあること。等である。

## § 議 論

1959年11月30日の吸収は Kakinuma & Hiei の解釈は熱的な cloud による吸収と考え、9.4 GHz での光学的厚み  $\tau$  を 4 とし、又  $H\alpha$  では cloud が透明であることを考慮して、 $N_e^2 L \sim 10^{27} \text{ cm}^{-5}$ ,  $T \sim 5000^\circ \text{K}$ 。(  $N_e$  : 電子密度,  $L$  : cloud の見通しの厚み ) という cloud を考えた。熱的ガスの光学的厚み  $\tau$  は  $\tau \propto N_e^2 L / H^2 T^{3/2}$  (  $f$  : 周波数 ) という関係があるので、3.75 GHz と 9.4 GHz での  $\tau$  の間には  $\tau(3.75 \text{ GHz}) = 6.25 \times \tau(9.4 \text{ GHz})$  という式が成り立つ。しかし、1959年11月30日の吸収の場合には二つの周波数で S-成分が完全に消えてしまったので、 $\tau \gg 1$  であればよく、吸収する cloud のスペクトラムはわからなかった。

ところが、今度の二例はいずれも S-成分が消滅しないで残っているので、吸収する cloud のスペクトラムを調べることが出来る。6月26日の5回の吸収について、次の4つの仮定のもとに光学的深さ  $\tau$  を計算した。すなわち

- i) 吸収するものは熱的な cloud である。
- ii) cloud の電子温度  $T_c$  は S-成分の輝度よりずっと低い。
- iii) S-成分が吸収されたとする。
- iv) cloud の大きさは S-成分の源より大きい。

S-成分の輝度を  $T_s$ , cloud の光学的厚みを  $\tau$  とすると、cloud を通して S-成分を見たときの輝度  $T_B$  は

$$T_B = T_s e^{-\tau} + T_c (1 - e^{-\tau})$$

となるが、ii) の仮定から右辺の最後の項を無視して

$$T_B \sim T_s e^{-\tau}$$

となる。S-成分の立体角を掛ければ

$$F_{\min} = F_0 e^{-\tau}$$

となる。ここで  $F_{\min}$  は吸収された残りの S-成分のフラックスで、 $F_0$  は吸収されない前の S-

成分のフラックスである。表1にこの式を用いて計算した $\tau$ を列記した。こうして求めた $\tau$ から、

表 1

1968 June 26

S - Component (Absorption-free)

Freq. (GHz)	Flux (F <sub>0</sub> )	T <sub>b</sub> (°K)	Width (min. of arc)
9.4	20	5x10 <sup>5</sup>	1.7
3.75	21	3x10 <sup>6</sup>	1.7

Time	Freq. (GHz)	Abs.	F <sub>min</sub> /F <sub>0</sub>	$\tau$	$\frac{\tau(3.75)}{\tau(9.4)}$	$\frac{Abs.}{F_0}$	$\frac{A_C(9.4)}{A_C(3.75)}$
0018	9.4	-6	0.70	0.36		0.30	1.25
	3.75	-5	0.76	0.27	0.75	0.24	
0107	9.4	-9	0.55	0.60		0.45	0.86
	3.75	-11	0.48	0.73	1.2	0.52	
0306	9.4	-15	0.25	1.39		0.75	2.0
	3.75	-8	0.62	0.48	0.35	0.38	
0441	9.4	-8	0.60	0.51		0.40	2.1
	3.75	-4	0.81	0.21	0.41	0.19	
0513	9.4	-5	0.75	0.29		0.25	0.44
	3.75	-12	0.45	0.84	2.9	0.57	

$\tau(3.75 \text{ GHz}) / \tau(9.4 \text{ GHz})$  を計算してみると、いずれも理論値(6.25)と合わない。したがって、先の4つの仮定は正しくないということになる。

そこでまず、iv) の仮定を抛棄して  $\tau \gg 1$  で S-成分より小さい cloud を仮定してみよう。観測から S-成分の大きさは二つの周波数で等しいことが云える。そこで、二つの周波数で、 $A_C \propto Abs/F_0$  ( $A_C$ : cloud の面積, Abs: 吸収されたフラックス) なる比例関係が成り立つ。cloud の縁がはっきりしていてそこでの密度勾配が大きければ cloud の大きさは周波数に依らないが、一般的に云って  $A_C(9.4 \text{ GHz}) / A_C(3.75 \text{ GHz}) \lesssim 1$  である。しかし、表1にある通りこの比が1を越える例があり、この仮定つまり光学的に厚い cloud が S-成分の手前に存在するとしてもうまく説明出来ない。

又、iii) の仮定をやめて、バーストが存在していてそれが吸収されたとすると 0306 UT の例では少なくともフラックス 67000 のバーストが 3.75 GHz ではあったことになり、これでもうまくゆかない。7月10日の例も同様にうまくゆかない。

困難な点は 3.75 GHz の吸収量に較べて、9.4 GHz の吸収量が足りない訳であるから、前者を



減じ、後者を増すことを考えればよい。S-成分のスペクトラムは Kakinuma & Swarup (1962) によってジャイロ共鳴吸収を考慮すれば説明出来ることが示めされているが、ここでは簡単に次のようなモデルを考える。すなわち、S-成分の源の電子温度は二つの周波数で同じとする。そしてその値は  $3.75 \text{ GHz}_2$  での S-成分の輝度に等しいとする。つまり S-成分の源の光学的厚みは 1 よりずっと大きいとするわけである。そうすると  $9.4 \text{ GHz}_2$  では S-成分の光学的厚み  $\tau_S$  は

$$T_B(9.4 \text{ GHz}_2) = T_e(1 - e^{-\tau_S})$$

で与えられる。 $T_B(9.4 \text{ GHz}_2) = 5 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $T_e = 3 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  を入れると  $\tau_S(9.4 \text{ GHz}_2) = 0.18$  となる。

したがって S-成分は  $3.75 \text{ GHz}_2$  では光学的に厚く源の表面を見ており、 $9.4 \text{ GHz}_2$  では源の中まで見通しているということになる。したがって光学的に厚く、温度の低い ( $\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ) cloud が S-成分の源を突き通してあれば  $9.4 \text{ GHz}_2$  では吸収量は S-成分の源を貫いている部分の cloud の面積と S-成分の源の体積の比になり、 $3.75 \text{ GHz}_2$  では S-成分の源の表面を隠している cloud の面積と S-成分の見掛け上の面積の比になる。干渉計の観測によれば吸収の際に S-成分の源の形が変化の様子が見られなかったことを考えると、干渉計の分解能よりずっと小さい cloud がいくつか存在したと考えるべきであろう。模型的に云うと、S-成分の団子に cloud の串が何本も刺っているということになる。団子は  $3.75 \text{ GHz}_2$  では不透明、 $9.4 \text{ GHz}_2$  では半透明、串は  $9.4 \text{ GHz}_2$  でも不透明である。このように考えれば吸収量は幾何学的な形を反映しているということになる。

このモデルが正しいかどうかは  $3.75 \text{ GHz}_2$  よりも低い周波数で干渉計により S-成分のフラックスを測定すればよい。つまり、そのような周波数では団子も串も不透明だから吸収の割合は  $3.75 \text{ GHz}_2$  と同じになるはずである。もしそうならなかったら熱的 cloud による吸収という第 1 の仮定をやめなければならないだろう。

0513 UT の吸収の時に観測された X 線バーストは Decay Time が 20 秒で非常に短いことが特徴である。OSO III による観測では平均の降下時間は 6 分である。(Hudson et. al. 1968)。X 線バーストの発生機構として非熱的電子による制動輻射を考え、降下時間を衝突で説明すると、X 線バースト源のまわりの媒質の密度は  $2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  程度になる。このような高い密度は先に述べた cloud と関連があり、又一方比較的小さいマイクロ波バーストしか対応していないということの原因であろう。

最後に次の問題を提起しておきたい。0513 UT の例では吸収現象を除いて考えるとこれはフレアに伴う一連の現象である。そうするとこのフレアではどうして cloud が出来たのかという問題である。

又、上に述べた cloud の性質を光の分光観測で明らかにする可能性については検討してみる必要があるだろう。

## 参 考 文 献

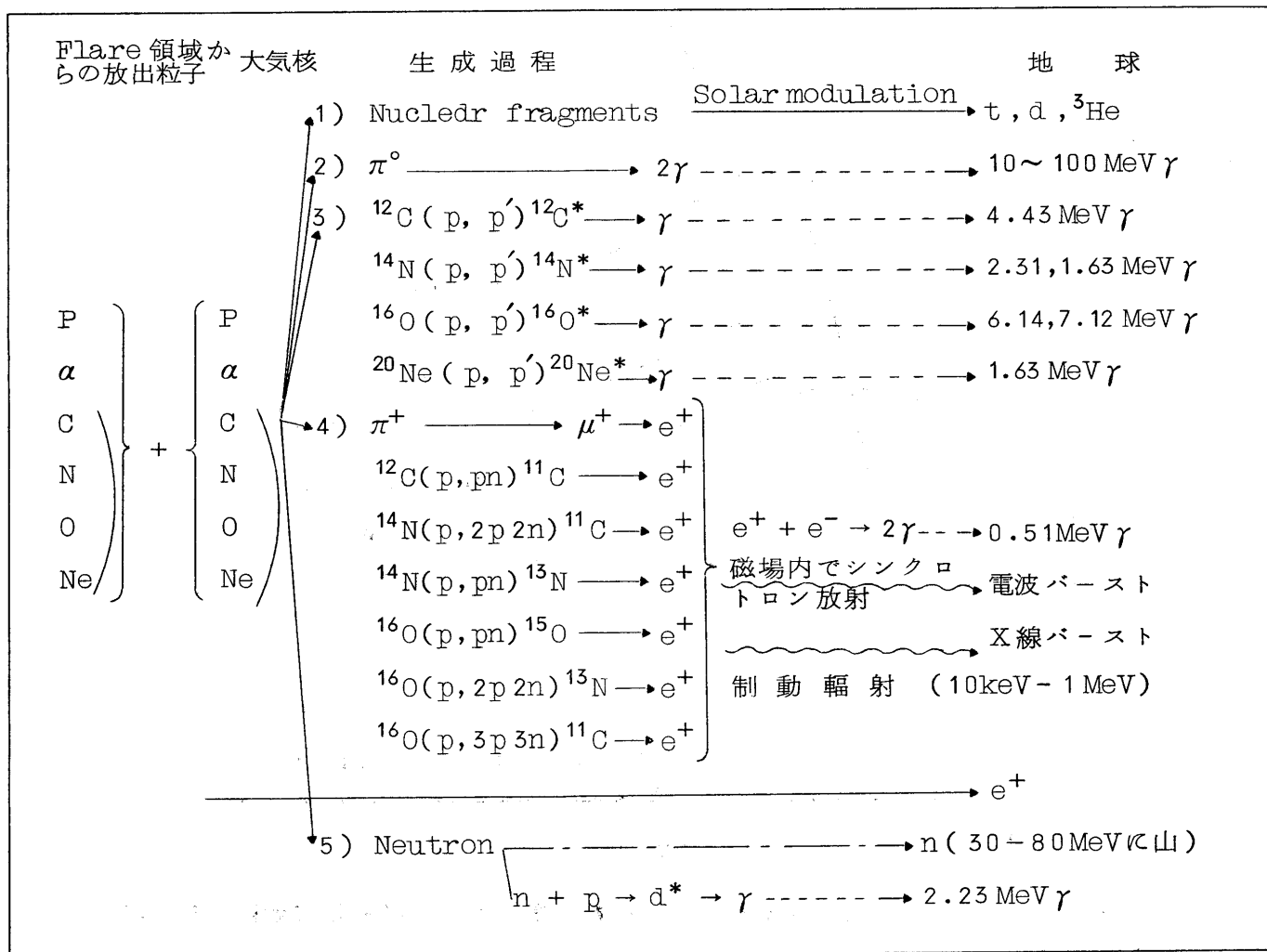
- Covington, A.E. and Dodson, H.W. : 1953, J.R. Astr. Soc. Canada, 47, 5.  
Hudson, H.S. : 1968, Private communication.  
Kakinuma, T. and Hiei, E. : 1960, Publ. Astr. Soc. Japan, 12, 117.  
Kakinuma, T. and Swarup, G. ; 1962, Ap.J., 136, 975.

# 7. フレア・モデルについてコメント

伊藤 謙 哉・奥平 清 昭 (立大理)

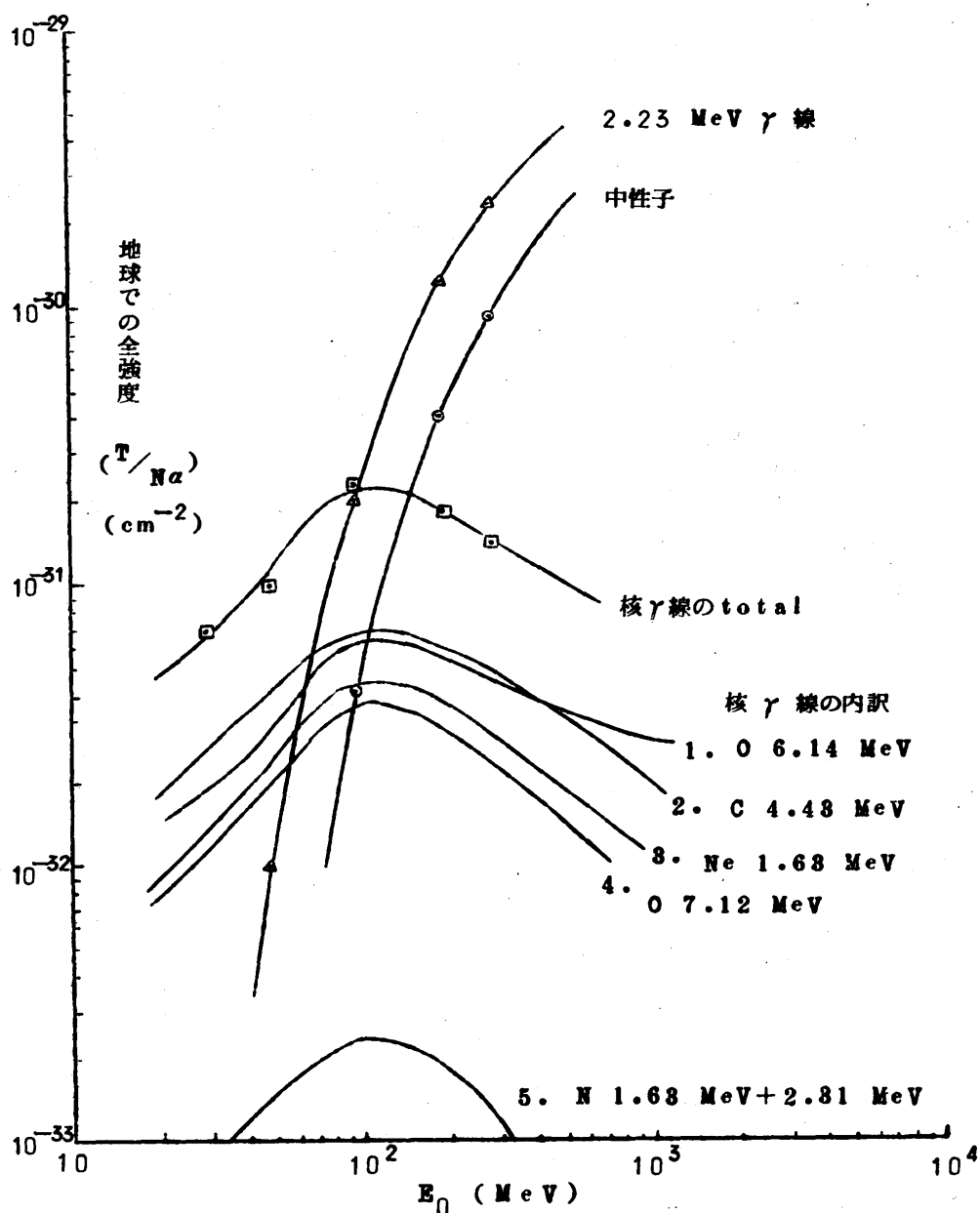
立教大学中川研究室でやっている仕事のうちフレアに関係のあるものを紹介する。その仕事はフレアの高速陽子に関する情報をガンマ線を通じて得ようとするものである。フレアについて議論する際、同じく荷電粒子でありながら陽子は無視されて電子だけがとりあげられる傾向がある。これは電子は電波、X線を出すのでその存在がわかりやすいが陽子はプロトン・フレアの場合地球近傍まで来る陽子を直接とらえる以外にはその存在が確認できなかったためである。太陽面付近で高速陽子がおこす核反応の結果生ずるガンマ線、中性子は惑星間空間の磁場に曲げられず直進するので、これを測れば太陽面付近の高速陽子に関する情報が得られる。第1図に太陽大気の組成、核反応の断面積を考慮しておこりそうな核反応をあげておいた。いろいろなガンマ線、中

第 1 図



中性線の強度は高速陽子のエネルギー・スペクトル、角分布、核反応のおこる高度（大気密度）によって変化する。

理論計算は主として伊藤、岡添によってなされた。(1-3) 太陽宇宙線のエネルギー・スペクトルは地球近傍の観測によると指数関数型をしているが低エネルギー端についてはあまりはっきりしない。また太陽から脱出してくるものと太陽付近にトラップされているものとが同じスペクトルになるとは限らない。そこでエネルギー・スペクトルとしては指数関数型と箱型（エネルギー  $E_0$  以下でフラット）の二種類をとり平均エネルギーをパラメーターとしておく。角分布も上向き、下向き、等方の三通りについて計算している。第2図は箱型等方の場合で  $E_0$  の小さい所では核ガンマ線が、大きい所では中性子捕獲によるガンマ線および中性子が主になる事がわかる。 $E_0$  が小であり高いエネルギーまで陽子が加速されないような場合、地球近傍にはほとんどフ



第2図 Flare時に光球を叩いた全粒子数（エネルギー分布を箱型と仮定）を  $N\alpha$  としたとき予想される地球での強度  $T$

レア陽子は到達しないが光球面をかなりの量の陽子がたたいて核反応をおこす可能性がある。第1表は高速陽子の数を  $10^{34}$  個とした時、地球付近のガンマ線強度の時間積分値である。陽子のスペクトル、角分布は第2図と同じものを採用している。陽子の全エネルギーはこの場合では  $(2-8) \times 10^{29}$  erg に相当する。

第 1 表 Flara 時に光球をたたいた全粒子数(エネルギー分布を箱形と仮定)を  $10^{34}$  個としたときに予想される地球での中性子および  $\gamma$  線の全強度 ( $\text{cm}^{-2}$ )  
 $E_0$  は箱型スペクトルの Cutoff energy  
(エネルギーに換算すると  $10^{34}$  個は  $(2\sim 8) \times 10^{29}$  ergs)

Yields $\backslash E_0$	$E_0 = 50 \text{ MeV}$	$100 \text{ MeV}$
中性子	$\lesssim 10$	$4 \times 10^2$
2.2 MeV $\gamma$ 線	$\sim 1 \times 10^2$	$2 \times 10^3$
核 $\gamma$ 線の Total	$1 \times 10^3$	$2 \times 10^3$
C (4.43 MeV)	$4 \times 10^2$	$7 \times 10^2$
N (1.63, 2.31 MeV)	$2 \times 10$	$3 \times 10$
O (6.14 MeV)	$3 \times 10^2$	$7 \times 10^2$
O (7.12 MeV)	$2 \times 10^2$	$4 \times 10^2$
Ne (1.63 MeV)	$2 \times 10^2$	$5 \times 10^2$

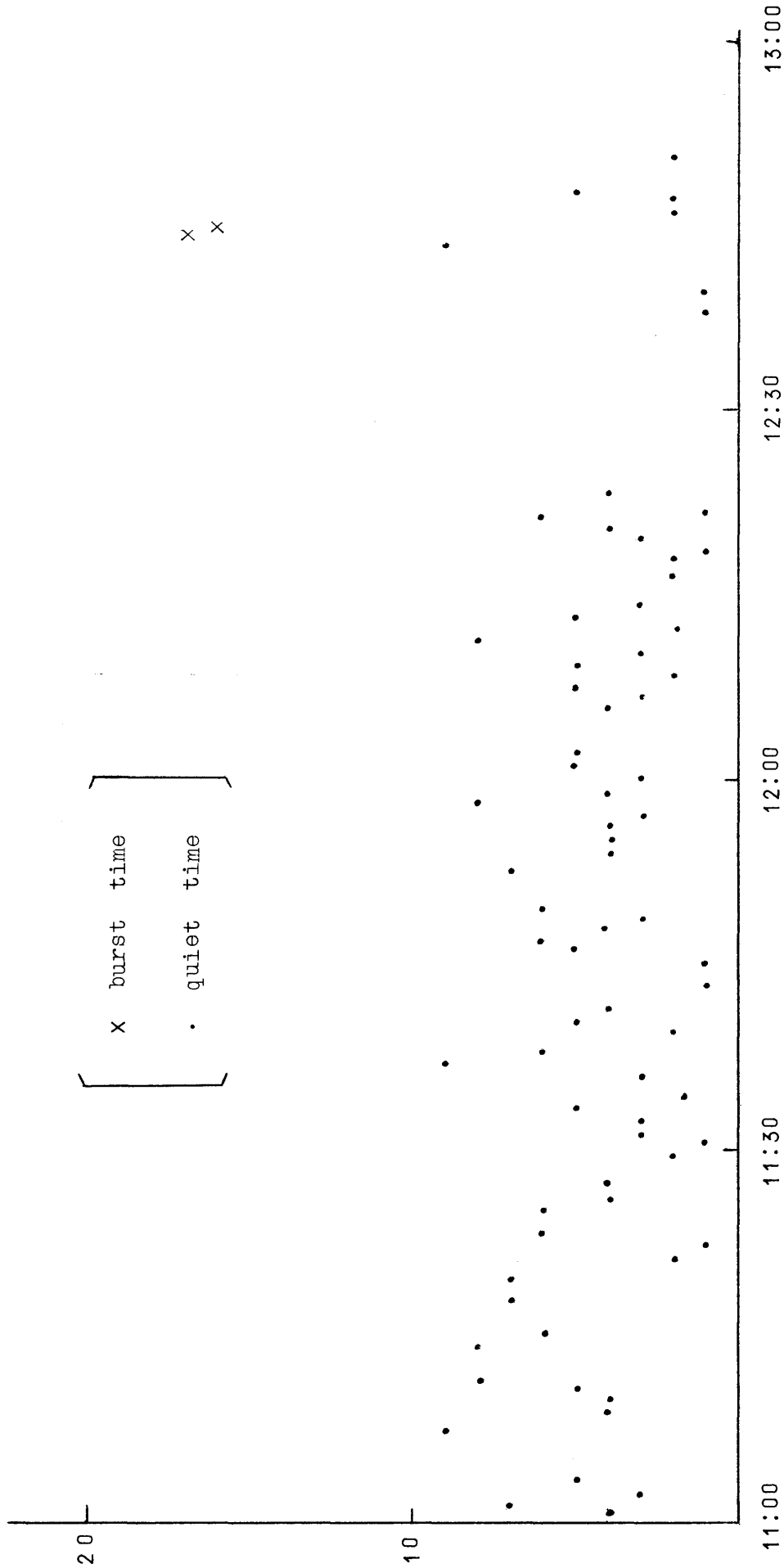
太陽ガンマ線は大気の吸収のため気球高度で観測する必要がある。このためフレアのおこりそうな日をえらんで気球飛揚を行わねばならない。フレア予知のために大気球観測の始まる前の3月にわたり伊藤、松林が名大空電研の田中、目両氏と協力して空電研の太陽電波のデータを解析した。さらに東京天文台の黒点観測データもあわせて、小さいフレアまでふくめた場合  $1/2$  の確率で予知できるようになった。<sup>4)</sup>

実際の気球観測は平島、奥平、山上、森岡が担当し1968年には前記の予報にしたがって2回の飛揚を行った。うち1回(9月27日)太陽電波バーストと同時にガンマ線バーストがおこるのを確認できた。<sup>5)</sup> もう1回の時は気球切離しの約1時間後にフレアがあったが観測中は何もおこらなかった。

ガンマ線観測装置はフォスウィッチ・ガンマ線スペクトロメーターを用いている。これは荷電粒子に影響される事なくガンマ線のエネルギーを測る装置で、感度はガンマ線の入射方向にはほぼ無関係であるが、地球大気で発生するバックグラウンド・ガンマ線は主に連続スペクトルをなすので太陽面付近の核反応によるラインを分離する事ができる。第3図は  $\text{Ne}^{20}$  の核ガンマ線に相当

TIME PROFILE of 5 CHANNEL

COUNTS/27.5 Sec

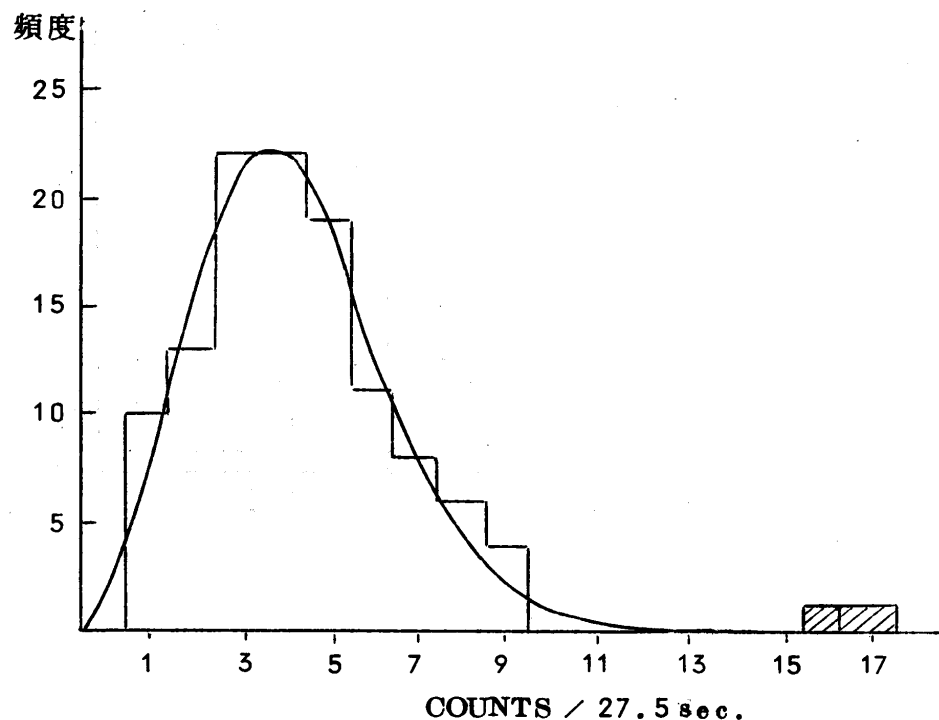


する 1.6 MeV 付近のガンマ線計数の時間変化を名大空電研観測の 1000 MHz 太陽電波のそれとあわせて示したもので、電波バーストと同時にガンマ線計数が増していることが明らかである。第 4 図は同じエネルギー・チャンネルの計数率が気球の水平飛行中どのような度数分布を示しているかをしらべたもので右端の斜線をつけた部分が増加時に対応する。この増加は  $5\sigma$  をこしており統計的ゆらぎではとても説明できない事はあきらかである。第 5 図は増加時のエネルギー・スペクトルで 1.6 MeV 所ほど顕著ではないがいくつかのラインがあったらしくみえる。12 時 44 分 20.5 秒から 44 分 48 秒まで 27.5 秒間は他の観測項目と切替えたためガンマ線の観測は中断している。従って太陽ガンマ線の時間プロフィールは不完全にしかとれてないので時間で積分した強度も正確にはきめられないが 1.6 MeV のラインについては地球の大気項にもどして  $10^{2-3}$  photon/cm<sup>2</sup> と推定される。また 4.4 MeV のラインについてはこれと同程度の強度があったとみて差支えないようである。

1000 MHz 以外の周波数では電波バーストは確認されていない。またこの日は雨のため光学観測は欠測となっているのでフレアの確認はできないが電波強度からみて比較的小さなもの——サブフレアないしは 1 程度であったろうと思われる。

このような観測を続けて例数を増せばフレア観測の新しい要素となりモデルの解明にも寄与できるものと期待している。

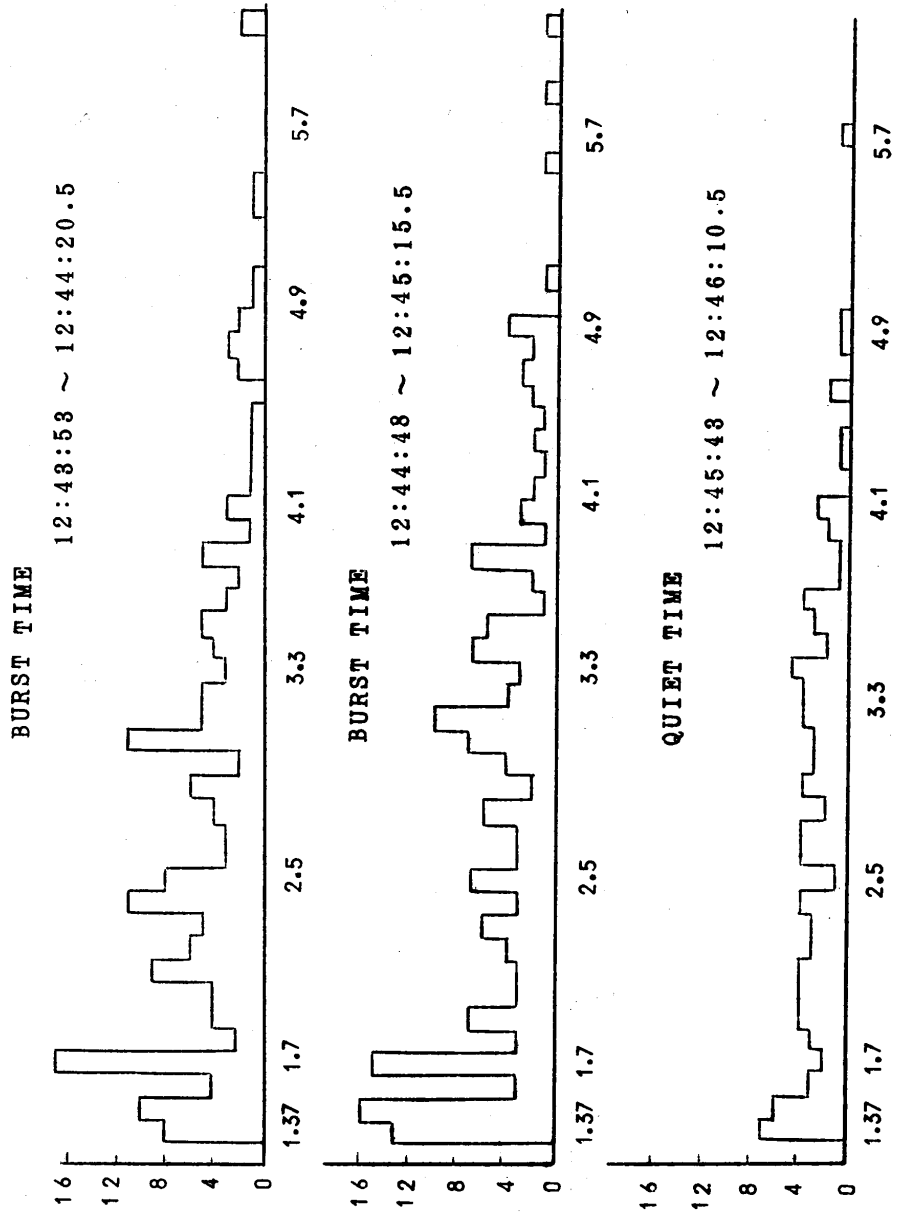
#### 5 CHANNEL の度数分布



第 4 図

ENERGY SPECTRUM

COUNTS/27.5 Sec



第 5 图 ENERGY (MeV)



## 参 考 文 献

- (1) K. Ito et. al. : *Canad. J. Phys.* 46 S 780 (1968)
- (2) 伊藤謙哉他： 天体と磁気圏のプラズマ——東大宇航研 昭和42年度シンポジウム記録94.
- (3) K. Ito & H. Okazoe : to be published
- (4) 伊藤謙哉他： 東大宇航研 大気球シンポジウム 昭和43年度
- (5) 奥平清昭他： 東京大学宇宙航空研究所報告 大気球特集号 to be published

## あ と が き

1968年度天体プラズマ研究会は、「銀河および太陽系空間の Gas Dynamics」をテーマとして、1969年1月29～30日に三鷹の東京天文台で行われました。この研究会はプラズマ研究所の理論共同研究の1つとして企画され、宇宙天体物理、宇宙線物理などプラズマ物理と関連の深い分野の研究者との共同研究を推進することを目的としています。すでに数年にわたってこのような形の研究会がもたれ、数々の成果をあげてきました。

今回の研究会は、この報告集にみられるように、宇宙論的スケールの問題から地球近傍の惑星間空間の問題までを Gas Dynamics あるいは磁場構造の力学としての観点からとりあげました。異った分野での成果が、今後の発展に有効に作用することを期待したいと思います。

会場のお世話を頂いた東京天文台の方々には心からお礼申し上げます。

大 林 治 夫 (プラズマ研)