

21cm 電波観測による、我々の銀河の渦状構造の決定

京大工 航空 松田卓也

1 はじめに

我々の属する銀河系は 渦巻き型であるといわれている。
たしかに多くの星々が いわゆる天の川¹⁾の方向に密集して
いることからして 我々の銀河系が平板に近い形をしているこ
とがわかる。 しかし 我々の銀河系に 現実に渦状腕が存
在することを証明するのは 思ったほど簡単ではない。
系外の銀河なら 写真を見ただけで一目瞭然であるが 我々
の銀河の場合 我々がその内部にいたので かえって事が
ややこしいのである。

光学的観測で太陽系近傍の星、星団、HII 領域の分布が調
べられている。 それによると これらの天体はベツタリ一
様に分布するのではなく 帯状に分布することが知られてお
り それらの帯にペルセウス腕 オリオン腕 サギタリウス
腕などの名前がつけられている。 しかし これとても 帯
を渦状腕と見れば そう見えるといったところで 渦状腕の
大局的構造を明らかにしたことはならない。 光学観測で
は 太陽を中心とした数Kpc の範囲内しか見とわすことがで
きない。 可視光は宇宙塵によって散乱吸収されてしまうか
らである。 宇宙塵をすかして さらに遠くを見るには 電

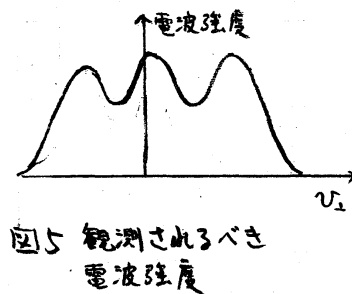
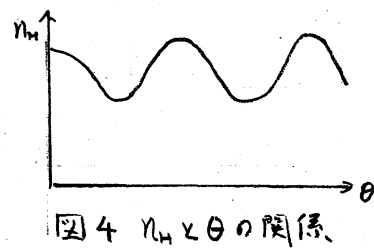
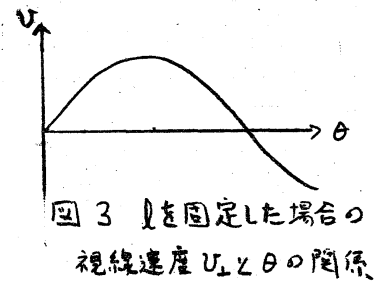
河面内にあるとする。) S も A も C の回りを円運動している
 とすると その速度ベクトル Δ , α は矢印で表わされる。

Δ と α の 線分 SA に対する写影成分は $\Delta \cos(90^\circ - l)$, $\alpha \cos(l + \theta - 90^\circ)$ であるから A の S に対する視線速度 $v(l, \theta)$ は

$$v(l, \theta) = a \sin(l + \theta) - \Delta \sin l \quad (1)$$

と書ける。 A 点の中性水素は波長 21cm の電波を放出している。
 もっとも それは完全な線スペクトルではなく ガスの
 温度や乱流速度に応じた広がりを持った分布をしているた
 ろう。 それを S から見ると、スペクトルの中心波長は 21cm
 ではなく $v(l, \theta)$ だけドプラー偏移をしているだろう。

ここで l を固定したまま θ をいろいろ
 かえると $v(l, \theta)$ は 例えば図3のように
 変化する。 各々の (l, θ) 点における中性
 水素の密度が 例えば図4のようになっ
 ているとする。 すると S で観測される
 電波は これらを重ね合わせたものと
 なり 図5のようになるだろう。



特定の l だけでなく 多くの方向を観測
 すれば図5のようなデータが多数得られ
 る。 それを1つにまとめたものが次頁
 の図6である。 図5でピークがあらわ

れる理由は 中性水素の密度分布にピ-7があるからである。
この密度ピ-7が渦状腕に対応する。

Oortたちがしたことは 今のべたことの逆の操作である。
つまり観測から我々は 図5のようなデータを多数持つこ
る。 中性水素が銀河中心回りに円運動していると仮定する
と(1)式から図3が得られる。 ここで、回転曲線 $\alpha = \alpha(r)$ は
以下に述べる手法で既知とする。 さて図5のそれぞれのピ
-7を 中性水素の高密度部分と対応させる。 それぞれの
ピ-7に対する ψ が分るから、図3を用いて その高
密度部分の位置 つまり θ が分る。 このようにして図5か
ら図3を媒介にして図4を得る。 もっとも実際はそれほど
簡単ではないが。 まず図3から θ を求めると、二つの解が
得られる。 つまり C から SA に下した垂直の足 M に関して
 ψ が対称となる

からである。

この不定性は適
当な物理的考察
で除く。 こう
して図6を中性
水素の密度分布
に やきなおし

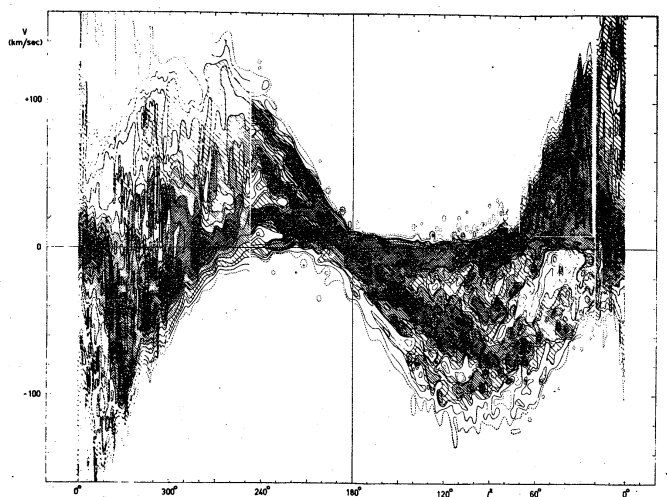


図6 U-L 図 (Lindblad²⁾による)

たのが図1である。

上の議論では回転曲線は既知とした。これは以下のようにして求められる。図1の点線で示した円つまりSCを直径とする円を考える。この円上の一点Bにある中性水素は(銀河中心のまわりに円運動しているとすれば)SB又はその延長上にある中性水素よりも大きな視線速度を持っているはずである。このことからB点の視線速度を決定でき、従って回転曲線も求まる。実際はSCの右と左で求めた回転曲線が異なるなど複雑な効果もあるがこれは渦状腕の存在による二次的効果である。太陽半径CS($=10\text{ kpc}$)より内側の回転曲線はこのようにして求まる。Sより外側の回転曲線はSchmidtモデルのような外挿を用いて理論的に求めるより仕方がない。

3 Burtonの反論

以上で述べた議論には一つの重大な仮定がある。つまり中性水素は銀河中心回りに円運動しているという仮定である。この仮定は銀河中心付近を除いてはもちろん近似的に正しい。しかし中性水素が円運動からズレているとしてその動径速度が回転速度の数%であるとしてもOortたちの図に大きな影響が及ぶことをBurton³⁾は指摘した。極端な例をあげれば中性水素が完全に一様に分布している

としても その運動が適当に円運動からズレていけば 図5のピークを作ることができる。 v が図7のようになれば良いわけだ。 つまり n_H が一定でも v にプラトーが存在すれば その v の寄与が大きくなり 図5にピークがあらわれる。 勿論 n_H の分布が完全に一様ということは ありそうにもない。 しか

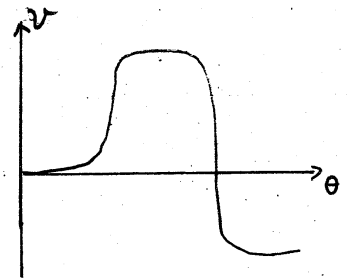
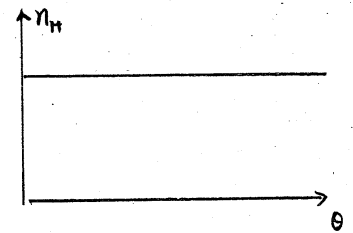
図7 プラトーを持った v の分布

図8 一様な密度分布

しながら 中性水素が完全に円運動してゐるということもありそうにもない。 10 km/s ぐらいの動径速度は 渦状腕のつくる重力ポテンシャルのために発生しても不思議ではない。このような点から言つて Oort たちの図をそのまま うのみにするわけにはいかないのである。

4 力学的モデル

それでは円運動を仮定しないで 中性水素の分布図が作れるだろうか。 問題のカギは v を知ることにある。 円運動を仮定すれば 回転曲線 $\alpha(r)$ を知るだけで v を求めることができた。 しかし 中性水素が円運動をしないとすると 何らかの仮定なしには v は求められない。

中性水素が円運動からズレる原因の一つに 前述したように 渦状腕をつくる星による重力ポテンシャルがある。 この

ポテンシャルは当然 軸対称からズレているからである。

そこで渦状腕の重力ポテンシャルを適当に仮定すれば 中性水素の運動は決定でき 従って u も求めることができるはずである。 n_H の分布も同時に計算でき この n_H と u から理論的 21cm 線プロファイルが求まる。これを図5や図6のデータと比較し それらをうまく再現していれば 先に求めた n_H 分布が現実のものだと考えるのである。

このような試みが Yuan⁴⁾ によって 行なわれた。彼は Lin-Shu の密度波理論による 星の渦状腕を仮定した。そのパラメターは ピッチ角 i が 7° くらい、 F (=渦状腕による重力ポテンシャル/軸対称ポテンシャル) が 5% くらい、パターン角速度 Ω_p が 13.5 km/s/kpc くらいである。この重力ポテンシャルに反応する中性水素の運動を線型近似で解いた。そして $l=180^\circ$ の理論 21cm プロファイルを計算、これと観測データを比較することにより、上述のモデルが良いことを示した。

しかし Yuan の計算では ガスの運動を線型近似で解いているが これは問題である。藤本⁶⁾によって示され、Roberts⁷⁾ 土佐⁸⁾ たちにより詳しく計算されたように ガスは渦状腕の重力ポテンシャルに非線型的に反応して 衝撃波をつくることが知られている。Roberts⁸⁾ は彼の衝撃波モデルをもとに

$l=90^\circ \sim 200^\circ$ にわたる理論プロファイルを計算、これを観測と比較した。Robertsの採用した密度波のパラメーターもYuanのものと同様のものである。RobertsはこのようにしてLin-Shuのモデルが観測面でも正しいことを主張している。

5. 渦状腕のパターン速度

はたして そうであろうか。彼の採用したパラメーターの範囲は十分であろうか。Nelsonと筆者は特に渦状腕のパターン速度 Ω_p に着目した。というのはLin-Shu学派は我々の銀河の Ω_p の値として $\sim 13 \text{ km/s/kpc}$ を採用しているけれどももっと大きな値を採用する人も多いからである。例えばCr     & Mennessier⁹⁾は若い星の速度場の観測から $\Omega_p \sim 20$ Rohlfs & Quiroga¹⁰⁾は21cm線による回転曲線のゆらぎと渦状腕に関連させて $\Omega_p > 17.6$ 。Burton¹¹⁾やStecker¹²⁾はHIとHIIの分布のちがいを銀河衝撃波の強弱で説明しようとしているがその為にはやはり $\Omega_p \sim 20$ 。理論的にもMarochnik, Mishurov & Suchov¹³⁾は彼らの密度波理論を根拠に $\Omega_p \sim 23$ 。Lin & Shuと同時期に密度波理論を提唱したKarnajsはさらに大きな値さえ主張している。これらの個々の論拠はかならずしも整合してはいないしどれほど説得力を持つかは問題であるが Ω_p の値として ~ 13 以外をとらないと頭からきめてかかるのもまた危険であろう。

そのように考えて Nelson と筆者¹⁴⁾ は Roberts と同様の計算を $\Omega_p = 13.5$ と 20 の場合にやり直した。衝撃波の解を求める計算方法は両者でかなり異なる。Roberts は解の定常性を頭から仮定して計算した。一方我々は別の目的もあって非定常の計算プログラムを作り、それで比較的定常に近づいた解を採用した。同様な計算は Woodward¹⁵⁾ によってもなされている。話の本筋からは少々ズレるが、解の非定常的ふるまひつまり振動はなかなか興味深いので少し述べる。我々は渦状腕が存在しない状態からある立ち上がり時間をへて渦状腕が出現すると仮定した。すると衝撃波も時間的に成長していくのだが過渡的な振動が解にあらわれ、それがなかなか減衰しにくいのである。立ち上がり時間が 0 の場合にはこの過渡的振動は $2 \cdot 10^9 y$ たっても消滅しない。立ち上がりを十分に遅くして、やっと $3 \cdot 10^8 y$ 程度でほぼ定常状態に達することができる。このことは Roberts の仮定した定常解が果たして現実実現されているかに疑問をなげかけるのである。

しかしながらここでは過渡的振動は一応忘れて定常解で話を進めよう。計算された n_H 分布を図 9 に示す。上は $\Omega_p = 20$ 下は 13.5 の場合である。両者の差は $r = 10 kpc$ より外側で顕著になる。 $\Omega_p = 13.5$ の場合 $\Omega_p = \Omega$ となる co-rotation

半径は 15 KPC の付近となるので 12 KPC 付近でも衝撃波は強い。
 一方 $\Omega_p = 20$ の場合 co-rotation は 11 KPC あたりにあり $r = 10$ も $r = 12$ KPC も衝撃波は(あるとしても)弱い。さらに顕著なことは co-rotation の外側と内側では衝撃波の向きが逆になっている。
 渦状腕とともに回転する系でみて co-rotation の内側ではガスが渦状腕の内側から流れこむのに対し、外側では逆に外側から流れこむ。観測的に言えば衝撃波の所は宇宙塵の集積した dark lane ができ、その背後には圧縮されたガスから生じた HII 領域があるはずである。図 10 にその関係を示す。

Ω_p のちがいの影響が最も敏感にあらわれるのは $r = 13$ KPC 付近にあるペルセウス腕である。

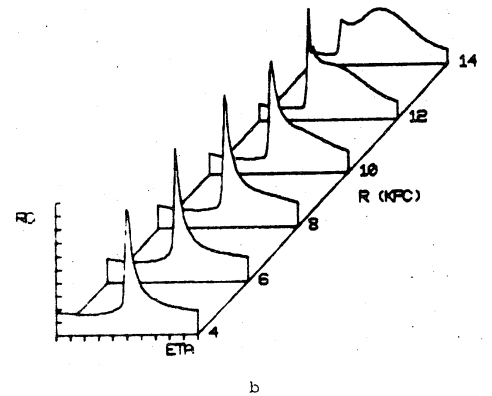
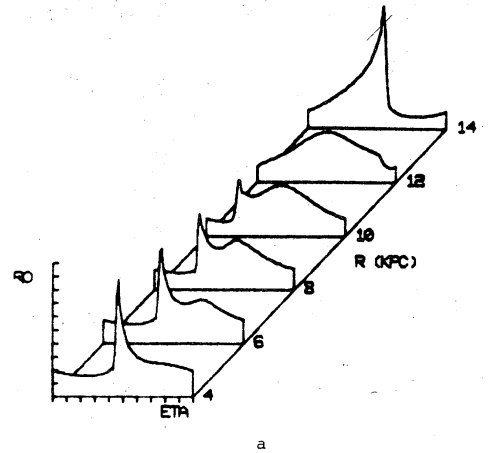


図 9 銀河衝撃波の密度分布

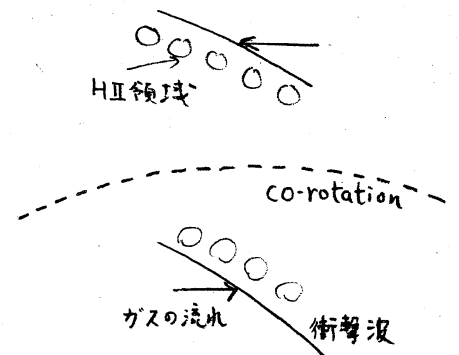
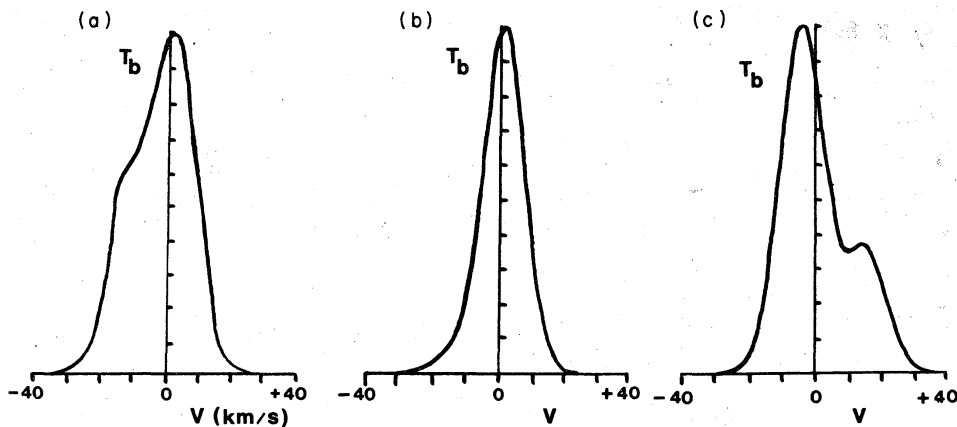


図 10 co-rotation をはさむ内外の衝撃波と HII 領の関係

我々は、そこで特に $l=180^\circ$ に限って理論的プロファイルを
 2つの Ω_p に対して計算、それを観測と比較した。 $l=180^\circ$ に
 限った理由は、そこでは $r > 10 \text{ kpc}$ の回転曲線の不定性の影響
 が小さいからである。結果は $\Omega_p = 20$ の方が観測データの
 色々な特徴をよりうまく説明できそうである。しかしな
 がら $l=180^\circ$ の方向は、多くの異なる位置にある中性水素か
 らの寄与が同じ速度つまり $v=0$ に重なりあっている
 分離が難しいという欠点を持っている。だからこれだけ
 では決定的なことは言いにくい。



(a) Observed 21-cm line profile at longitude 180° . (b) Theoretical line profile for $\Omega_p = 20 \text{ (km/s)/kpc}$ at longitude 180° . (c) Theoretical line profile for $\Omega_p = 13.5 \text{ (km/s)/kpc}$ at longitude 180° .

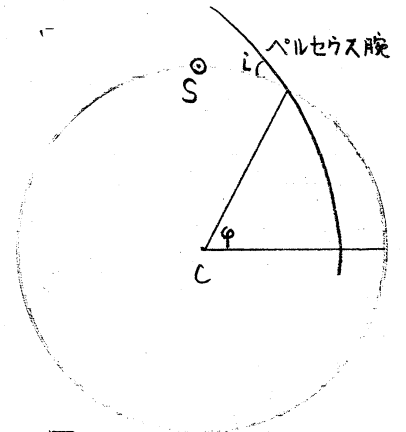
図 11

6. 結果と議論

そこで筆者は $l=90^\circ \sim 270^\circ$ の範囲にわたって理論 21cm プロ
 ファイルを計算し、図 6 に対応する理論図を求めた。理論
 図を図 6 と比較する場合、 $l=180^\circ$ 付近の様子よりも、それ以外
 の l における図の全体的な形が重要になる。図 6 の特徴は

次のようにまとめられる。 $90^\circ < l < 180^\circ$ では 大ざっぱに言っ
て 2 つのピークがあり その一方は $v \sim 0$ 付近にある。
これはオリオン腕に対応するようだ。 $180^\circ < l < 270^\circ$ では 3
つのピークが読みとれる。 これらの特徴を どのようなパ
ラメターの組が最もよく再現できるかを調べるわけだ。

ここで重要なパラメターとして 前述したものの他に ペ
ルセウス腕の位相角がある。 ここで
は ペルセウス腕が $r=10\text{KPC}$ の円と交差
する点と銀河中心を結ぶ線が x 軸と
なす角 φ でそれを指定した。 図 12
参照。 パラメターの値として $F=3\%$



$l=8 \sim 12^\circ$ $\Omega_p=13.5, 20$ $\varphi=0 \sim 180^\circ$ を 図 12
とった。

これらの計算で得られた結論は、実はあまり明解ではない。
というのは 理論モデルと観測の比較が それほど簡単でな
く かなり主観によるからである。 $l < 180^\circ$ の 2 つのピーク
はかならずできる。 しかしこれは 2 本の渦状腕を仮定した
ことの反映にすぎない。 $v \sim 0$ 付近のピーク いわゆるオリ
オン腕を得るには $\varphi \sim 90^\circ$ が都合よいけれど 必須というわけ
でもない。 他方 $l > 180^\circ$ の 3 つのピークを作るのは そ
れほど簡単でない。 3 本の中性水素の渦状腕が必要だから

である。2本の星の渦状腕から3~4本の中性水素渦状腕を得る工夫がある。それはco-rotation付近におけるガスの高次共鳴振動を利用するのである。図9の上図の $r=10\text{kpc}$ の Ω のカーブから分るようにco-rotation付近ではガスの密度分布は2つのピークを持つ。Fがある一定値より大きければ2つの衝撃波(1本の星の渦状腕に対して)があらわれる(Shu, Milione & Roberts¹⁶⁾)。だから Ω_p が13.5よりかなり大きい場合にはco-rotationが $r=10\text{kpc}$ に比較的近く太陽近傍に4本の渦状腕が出現する。これらはco-rotationをはさむ狭い領域でのみ見られる(も、ともco-rotationのごく近傍はそもそも衝撃波は存在しないが) 2本の渦状腕はco-rotationに近づくと4本に枝分れし、やがて消滅 co-rotationをすぎても再び4本の腕が出現し、やがてそれはまた2本にもどるといった複雑な構造も期待できる。

現在までの結果ではこれがドンピシャというモデルには出会っていない。と言うより合っていると言えば合っている 合わないと言えば合わないといった状態である。何らかの予断を持って眺めれば そのようにも見えるところである。図13にいくつかの計算例を示す。

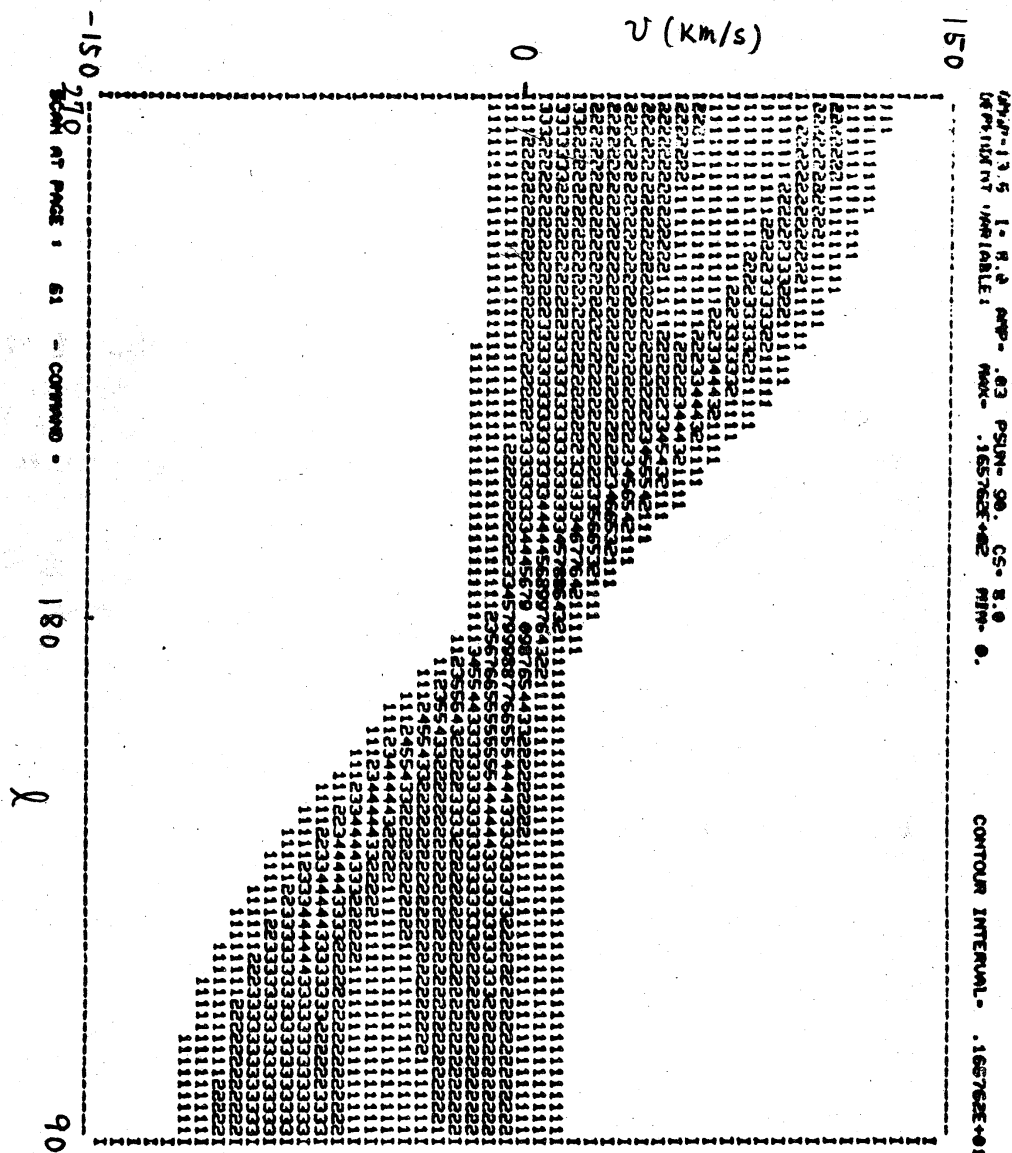
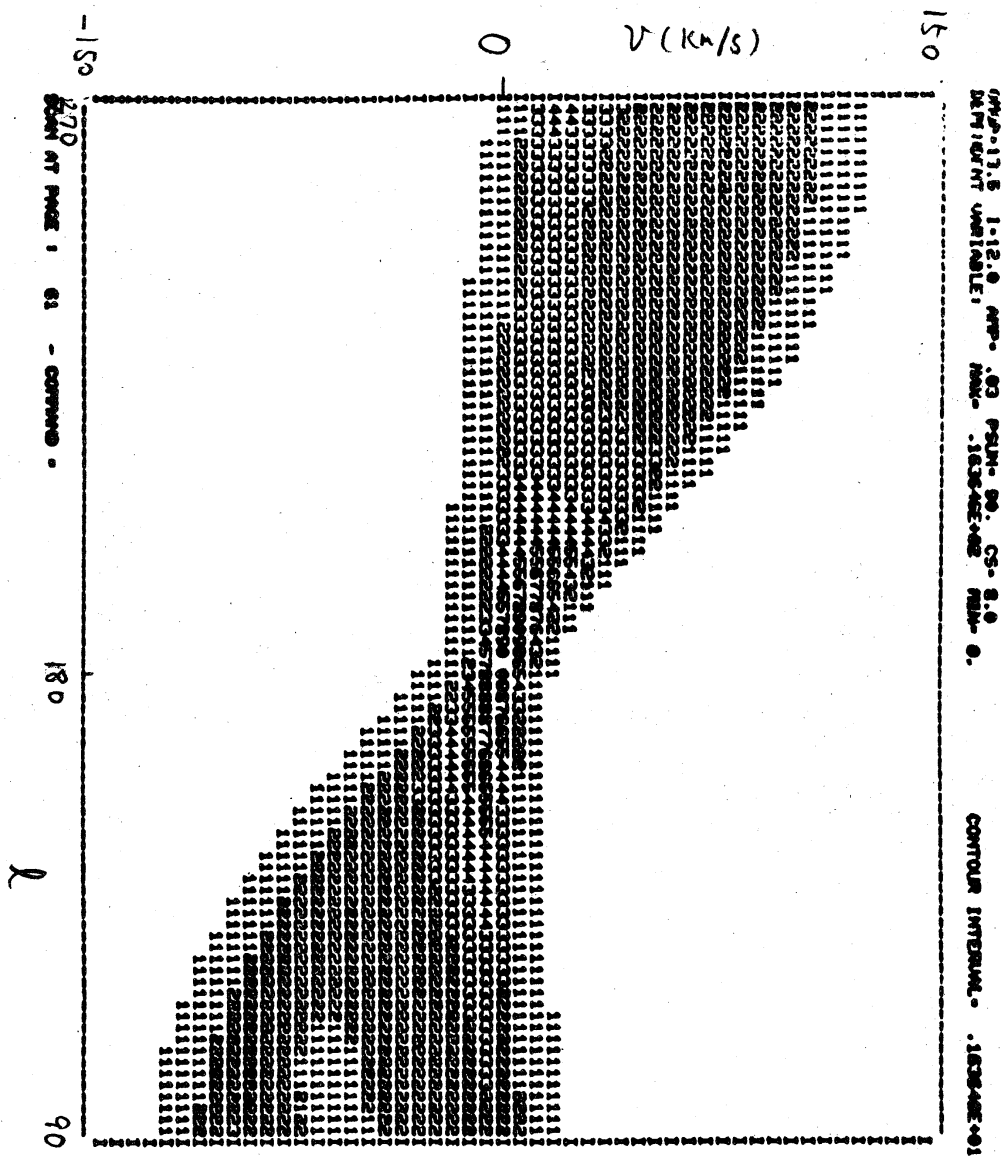


図 13a 計算された V - λ 図。数字は強度に比例。

パラメータ: $\Omega_p = 13.5$, $\tilde{\omega} = 8^\circ$, $F = 3\%$, $\varphi = 90^\circ$



References

- 1 F.J. Kerr & G. Westerhout: 1965, in A. Blaauw & M. Schmidt (eds.), 'Galactic Structure'.
- 2 P.O. Lindblad: 1967, IAU Symp. 31, 143.
- 3 W.B. Burton: 1973, IAU Symp. 60, 551.
- 4 C. Yuan: 1969, Astrophys. J., 158, 871; *ibid* 889.
- 5 M. Fujimoto: 1966, IAU Symp. 29.
- 6 W.W. Roberts: 1969, Astrophys. J., 158, 123.
- 7 M. Tosa: 1973, Publ. astr. Soc. Japan, 25, 191.
- 8 W.W. Roberts: 1972, Astrophys. J., 173, 259.
- 9 M. Cr    & M.O. Mennessier: 1973, Astr. Astrophys., 27, 281.
- 10 K. Rohlf & R.J. Quiroga: 1977 Preprint.
- 11 W.B. Burton: 1976, A. Rev. Astr. Astrophys., 14, 275.
- 12 F.W. Stecker: 1976, Nature, 260, 412.
- 13 L.S. Marochnik, Yu N. Mishrou & A.A. Suchkov: 1972, Astrophys. & Space Sci. 19, 1456.
- 14 A.H. Nelson & T. Matsuda: 1977, Mon. Not. R. astr. Soc., 179, 663.
- 15 P.R. Woodward: 1975, Astrophys. J., 195, 61.
- 16 F.H. Shu, U. Million   & W.W. Roberts: 1973, Astrophys. J., 183, 819.