

アンドロメダ大星雲 II

—運動学—

祖父江義明*・沢武文**

中性水素ガスの出す 21-cm 輝線でみる M31 は直径 60 kpc に及ぶ大円盤である (本シリーズ I 参照). その大円盤には “10 kpc リング” とよばれる濃いガスの輪や、いくつかの発達した渦状腕が重なっている. M31 は Sb 型の典型的な渦状銀河とされる. 渦状銀河の腕の成因として広くうけ入れられている説に密度波説がある. では水素ガス (HI) で観測されるアンドロメダ星雲の腕や速度場にあらわれる非円運動の性質などが, この理論に立って十分に納得がゆくものであろうか. 今回は M31 の HI データをこの理論に沿ってみなおしてみよう. さらに水素ガスの円盤がレコード盤のように平らではなくて, 周辺部で積分記号 \int のようにたわんでいることもこの解析に関連して明らかになるだろう.

1. 密度波と渦状腕

銀河円盤は一千億個以上の星の大集合である. 円盤部の直径はおよそ 30~60 kpc, 厚さは 200~500 pc の凸レンズ型をしている. この円盤内に渦巻状の星の密度の濃淡が発生することによっていわゆる渦状腕が形成される. 個々の星は銀河中心のまわりを円運動からわずかにずれた楕円運動をしていると考えよう (図 1). 楕円軌道の長軸の向きが銀河中心からの距離に応じてわずかつつ変化しているとすれば, 星は図 1 の点線にそった領域で二本の渦巻状に濃く集中する. いったんこのような密度の濃淡が発生すると, 星は密度の高い場所へより強く重力で引かれるためにますます長くここに滞在する. いったん発生した渦巻状の星の密度の尾根——密度波——はこうして自己の重力でその形を維持してゆく.

実際の銀河では楕円軌道の長軸は銀河回転の方向に回転する (図 2). それにともなって密度のパターンも回転

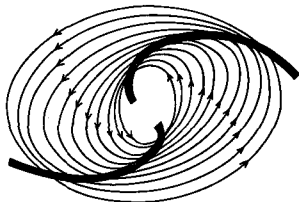


図 1 星が密に集まる所に “密度波” が生ずる. 個々の星は楕円軌道を描く.

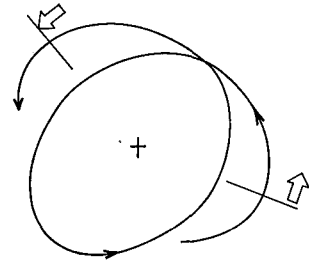


図 2 楕円軌道の長軸が回転する. 密度波パターンはそれにともなって回転する.

し, その速度は銀河中心から 10 kpc (太陽付近) で 100~150 km/s である. 従ってパターンは 4~6 億年で一回転する. 因みに星の軌道速度 (銀河の回転速度) は太陽付近で 250 km/s, つまり 2.5 億年 (=1 銀河年) で銀河は 1 回転する.

図 1 の密度波は銀河回転で外に向ってなびいているかのように描いた (トレーリング・スパイラル). しかし全く同じ理屈で逆に閉じこむように (リーディング・スパイラル) 描くこともできる. 理論的にはどちらが本当なのかを一意的に予測することはできない. しかし大多数の銀河ではトレーリングであることは周知の事実だ. M31 の渦の巻き方は銀河の傾きが大きなこともあって長い間論争の種だったことは先回 I でのべた. しかし HI ガスで外側に発達した腕をみるかぎり, やはり M31 もトレーリングな渦状銀河と考えるのが自然のようである.

2. 速度プロフィールと密度波

密度波の強さは渦状の波がつくる重力ポテンシャルの深さによって記述される. 密度ポテンシャルの強さは銀河全体のつくるポテンシャルに比べて十分小さく, 数% である. 中性水素ガスなどの星間物質もこの密度波ポテンシャル中を運動するから, 星と同じように円運動からずれた非円運動をする (図 1).

密度波のパターンとして, ピッチ角 α が一定の対数らせんを仮定しよう (図 3). パターンはその形を一定に保ちながら角速度 Ω_p で回転し, ポテンシャルの深さは銀河全体のつくるポテンシャルの F 倍とする ($F \approx$ 数%). これらのパラメーターが与えられると星やガスの運動を推定することができ, それらの密度の変化 (平均値 σ_0 からのずれ σ_1) を計算することができる. 同時に

* 名大理 Yoshiaki Sofue, ** 愛知教育大 Takeyasu Sawa: The Andromeda Galaxy II—Kinematics—

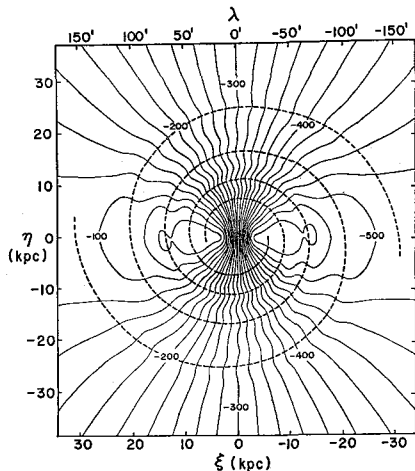


図 3 M31 のモデル計算につかう対数らせん, (ピッチ角 $7:4$) と密度波から推定される非円運動を考慮した視線速度場. ξ, η はそれぞれ長軸に平行, 垂直な銀河面内での距離 (10 kpc = $50'$).

円運動からのずれの速度が知られる. パターンのパラメーターとして $\alpha=7:4$, $\Omega_p=11 \text{ km/s/kpc}$ ($=1$ 回転/5 億年), $F=0.05$, σ_0 は図 4 a に示すものを用いる. 図 4 b に回転曲線とパターンの回転速度を半径 R の関数として与えた.

このようなモデルにもとづいて M31 を中性水素 21 cm 輝線で観測した時の速度プロファイルを計算してみよう. 電波望遠鏡のビームを $9'$ 幅のガウス型と考え (これは後に 100 m 望遠鏡によるデータと直接比較するため

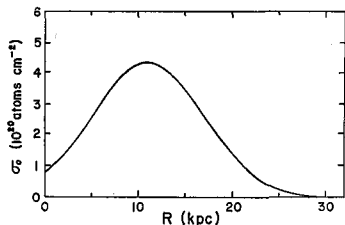


図 4 a モデル計算に用いる平均的な HI ガスコラム密度.

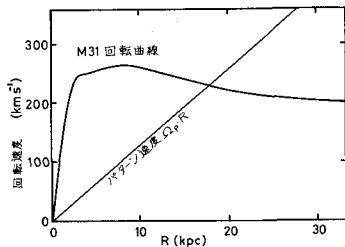


図 4 b M31 の回転曲線と密度波パターンの速度を半径 R に対してプロットしたもの.

である), M31 銀河円盤を傾き角 77° で観測した場合を想定する. 銀河上の各点で計算されたモデル・プロフィールを使って, $\lambda-v$ (経度 (長軸方向の角距離)—視線速度) 面, および $\beta-v$ (緯度 (短軸方向の角距離)—視線速度) 面上に 21-cm 線の輝度温度を等高線で表わした図を作ると観測と比較しやすい. このような図を $T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ 図とよぶ.

3. $T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ —理論と観測の比較

図 5 a はこうして求められた $T(\lambda, v)$ 図である. これを M31 について観測から得られた $T(\lambda, v)$ 図 (図 5 b) と比較してみよう. 同様に計算された $T(\beta, v)$ 図 (図 6 a) を観測 (図 6 b) と比較してみよう. 密度波説に立って計算された理論図は観測の主要な様相を見事に再現していることに気づくだろう. いくつかの重要な性質を列記してみると,

(i) 回転曲線の波うち: $\beta=0$ (長軸ぞい) の $T(\lambda, v)$ 図 (図 5 a) の最大速度が M31 の回転速度を示すいわゆる回転曲線を与える. 図 4 b の回転曲線はこれをなめらかに結んだものである. 最大速度にそって電波強度の強い“尾根”が走っている. また尾根の所々に等高線が山を示す部分がいくつか見られるが, これは渦状腕を接線方向に見透した位置に対応している. さらに, 尾根が波うっていることに気がつく. この波状の回転速度の変化は, 角運動量保存の関係から, 腕に向かって銀河の内側から集まったガス (山に対して R の小さい側) は回転速度が小さくなり, 逆に外から集まったガス (R が大きい側) の回転速度が大きくなる結果生ずる. 以上のような様相はモデル図, 観測図いずれにも顕著にみられる.

(ii) $T(\lambda, v)$ 図上の分岐: $\beta=-9', -18'$ のモデル $T(\lambda, v)$ 図をみると, 強度の分布が図中をななめにのびる 2 本ないし 3 本の峯に分岐している. これは望遠鏡のビームが同時に 2 本~3 本の腕をみこんでしまうために生ずる. つまり一本一本の峯が腕の一本一本に対応している. この性質は観測でもはっきりと表われている.

(iii) $T(\beta, v)$ 図の蝶形の分布とパッチ: $T(\beta, v)$ 図は銀河を短軸方向に輪切りにして電波強度の視線速度の分布を示すものである. 全体に蝶のようにみえる分布といくつかの山が重なっている. 山の一つ一つが腕の一本一本に対応する. モデルは観測をよく再現する.

(iv) モデルと観測のくいちがい: 私達のモデル計算は観測される $T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ 図の重要な様相をよく再現することがわかった. しかしこまかく両者を比較してみるといくつかのくいちがいに気がつくだろう.

第一に等高線の山や尾根の位置がモデルと観測では少しづつちがっている. この原因は主として図 3 で仮定したらせん状の腕の形が単純すぎることにある. 実際の銀

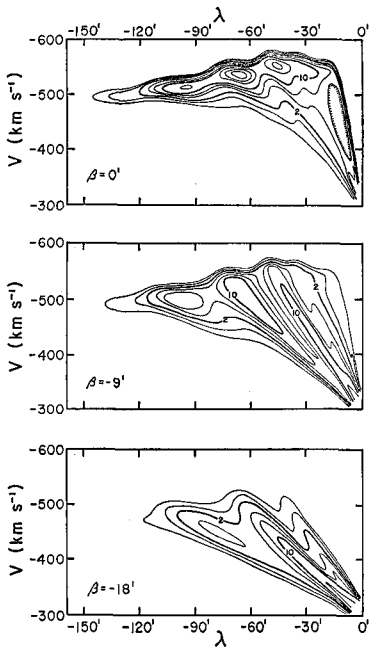


図 5 a 密度波説にもとづいて理論的に求めた $T(\lambda, v)$ 図. 21-cm 中性水素輝線の輝度温度を経度 λ -視線速度 v 面上に等高線で示したものの. 等高線単位は $^{\circ}\text{K}$.

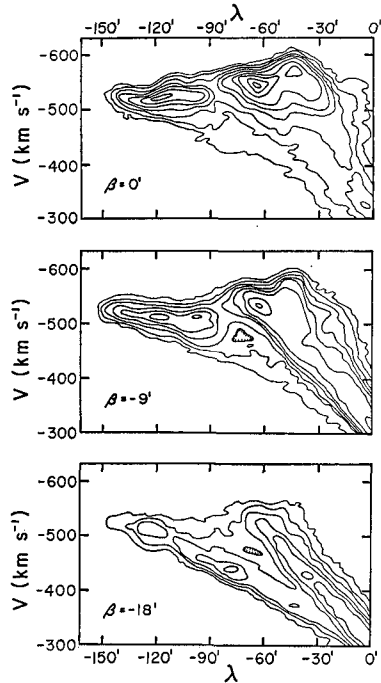


図 5 b M31 で観測された $T(\lambda, v)$ 図 (ボン 100 m 鏡によるロバーツ等の観測).

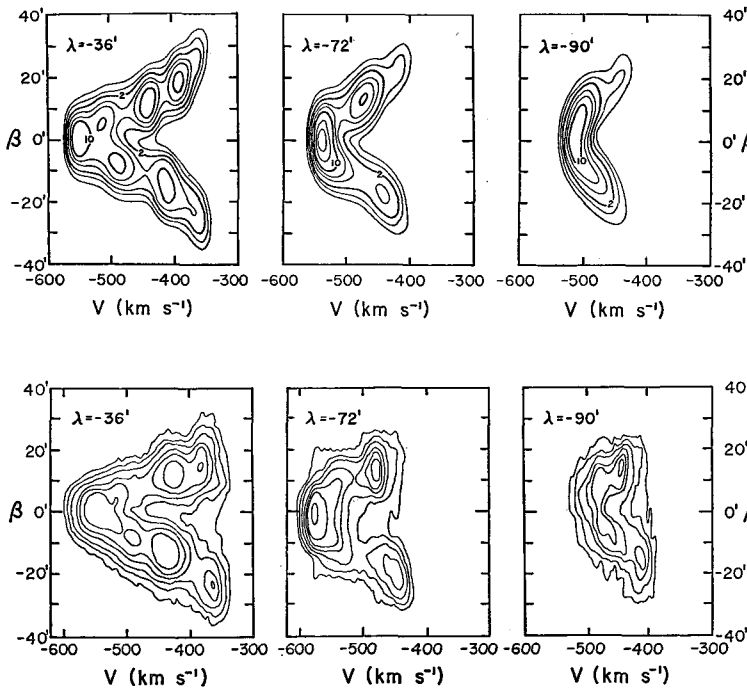


図 6 a 理論的に求めた $T(\beta, v)$ 図. 21-cm 線の輝度温度 ($^{\circ}\text{K}$) を視線速度 v -緯度 β 面上に表わしたもの.

図 6 b M31 で観測された $T(\beta, v)$ 図 (ロバーツ等による).

河では腕は対称な対数らせんから大部ずれた形をしているにちがいない。次節では逆にこの位置のくいちがいを補正するようにらせんの位置を動かしながら実際の腕の位置を推定する方法を紹介する。

第二の大きな差異は $\beta=0$ の $T(\lambda, v)$ 図にみられる v 方向の幅のちがいである。たとえば $\lambda=-60'$ 付近の幅はモデルでおよそ 100 km/s であるのに対して、観測では約 180 km/s にのぼる。この原因は銀河面に垂直方向のガスの実際の分布（モデルでは 200 pc と仮定）がかなりぶ厚く、視線にいろいろな場所、したがっていろいろな速度をもつガスが同時に見透されるためと思われる。また銀河面がたわんでいて視線に手前あるいはずっと遠方のガスが同時にみえてしまう場合にも v 方向に大きな幅をもつはずだ。

銀河面がたわんでいる場合には $T(\beta, v)$ 図上で β 方向に尾根の位置が移動する。この性質をつかって4節では銀河面のたわみぐあいを調べよう。

(v) 銀河系の $T(l, v)$ 図: $T(\lambda, v)$ 図を用いて銀河の運動学を調べる手法は私達の銀河系に対してよくつかわれる。系外銀河ではくわしい観測、特に速度分解能のよい観測がなかったためにあまり一般的にはつかわれて

いない。ここで紹介した M31 への応用でその手法が系外銀河にも有効であることが確立したといえる。さて銀河系の場合には λ のかわりに銀経 l を用いる。各 l で測定された HI 21 cm 輝線の速度プロファイルから輝度を $l-v$ 面にプロットした図、 $T(l, v)$ を使う。図7にわが銀河系についてやはり密度波説にたったモデル計算の結果と観測されたものを示す。太陽は銀河系の中につかっているために、M31 のように外から眺めた場合の図とはかなり異った様子を示す。

4. 渦状腕

前回、I では M31 が真の円運動をしているとして HI ガスの銀河面分布をもとめた。一方前節では $T(\lambda, v)$ 図などの比較から M31 の腕は密度波説によって十分納得のいくものであることもわかった。密度波は必然的に非円運動をひきおこすから、I で得た水素ガスの分布には多少の修正が必要だろう。

前節 3-(iv) でふれたように $T(\lambda, v)$ 、 $T(\beta, v)$ 図上に現われる腕の位置をモデルと観測が一致するようにモデル・スパイラルに補正を加えながら、実際の腕の位置を決定してみよう。

まず理想的ならせん状の腕（図3）から推定される

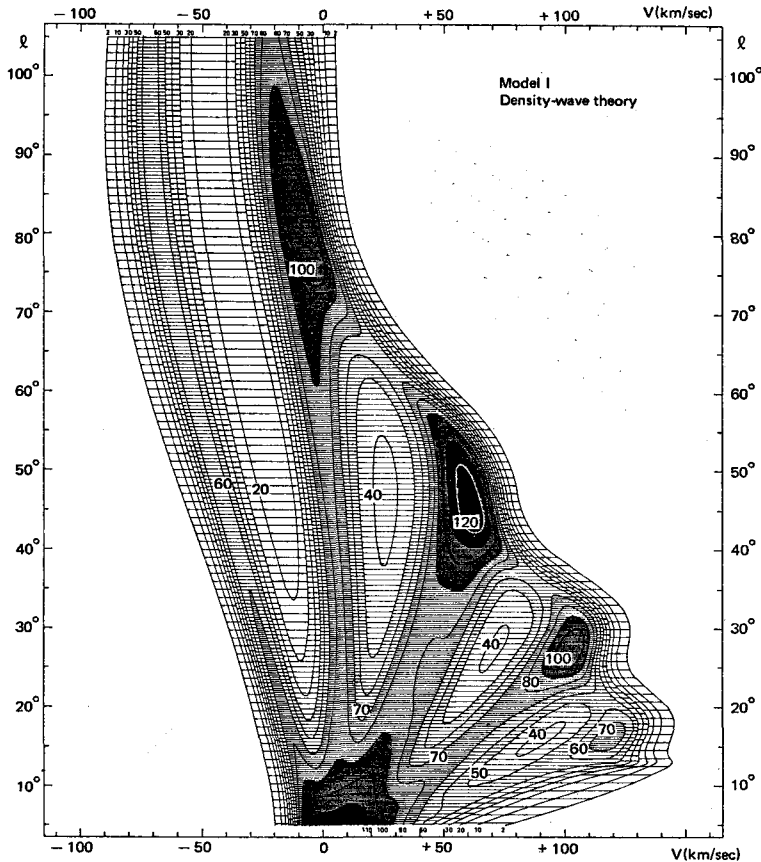


図7a 私達の銀河系の $T(l, v)$ 図。a. 理論図、b. 観測結果（パートンによる）。

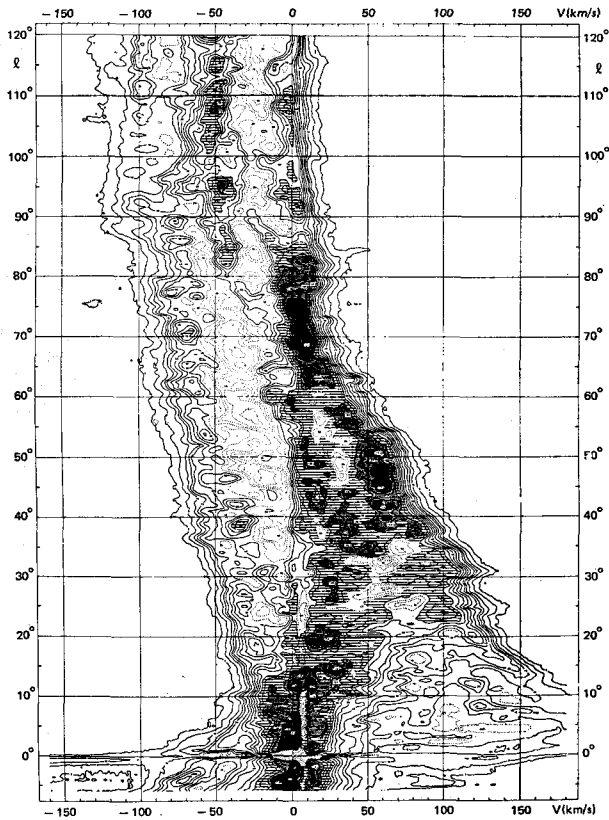


図 7b

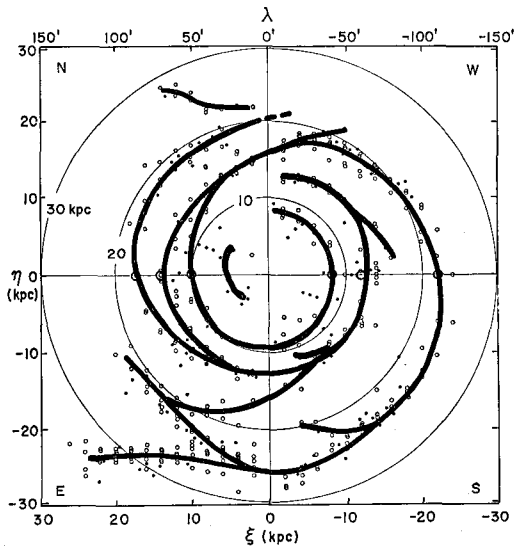


図 8 観測される $T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ 図が再現できるように決められた M31 の“渦状腕”。

$T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ 図をつくる。図上のあるピーク (つまり腕) に着目し, 対応する観測図上のピーク位置と比較

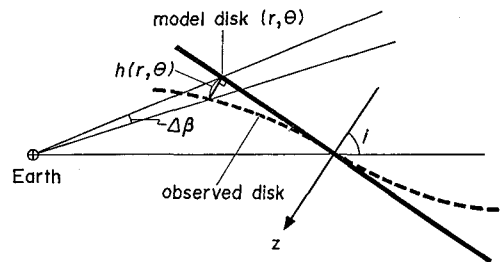
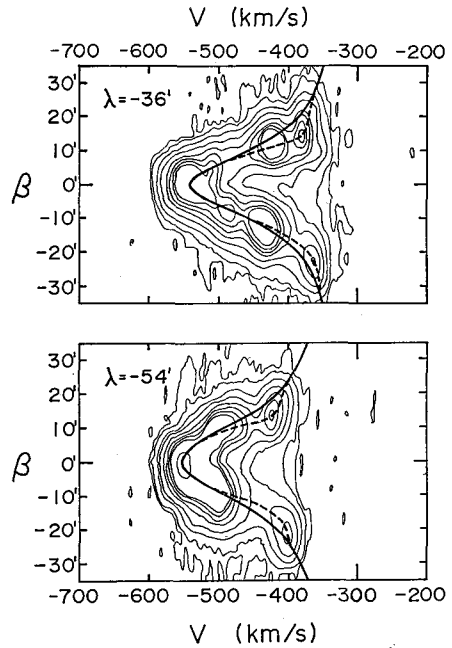


図 9 銀河面がたわんでいると $T(\beta, v)$ 図上で尾根が β 方向にずれる。実線がモデル, 点線が観測。

する。両者が一致していない場合には, 一致する方向にモデルらせんを局部的に回転する。回転したモデルらせんから推定される $T(\lambda, v)$ 図をもう一度作り, 今問題になっているピークの位置を観測と比較する。一致すれば新しくあたえませんが, 局部的にこのピークに対応する腕の一部を表わしている。一致しなければ一致するまで逐次この操作をくりかえす。さらにこの操作をすべての λ, β における $T(\lambda, v)$, $T(\beta, v)$ 図上のピークについて行い, 腕の位置を次々と局部的にきめてゆき, 最後にこうしてきまったモデルらせんの部分部分をつなぎあわせると全体としての渦状腕の構造が求まるはずだ。

図 8 はこのように求まった腕の部分部分の位置を示す点群と, それらを結んで得られる腕構造を示したものである。全体としての腕の分布は I で得られたものとおおよそ一致する。密度波による非円運動の量は 10 km/s ぐ

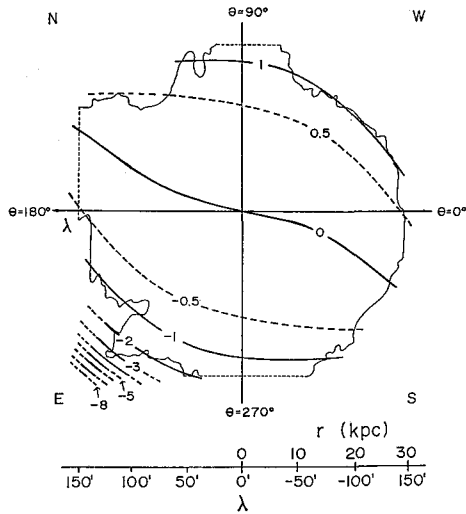


図 10 a M31 HI ガス円盤の仮想的な銀河面からのずれ。等高線の単位は kpc。コラム密度 10^{19} cm^{-2} の等密度線 (\approx M31 の外べり) が曲線で描いてある。

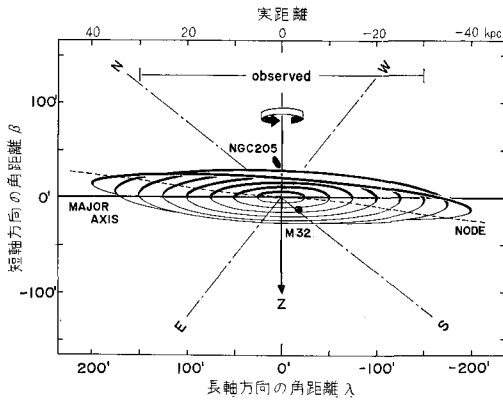


図 10 b 図 10 a から推定される M31 銀河円盤を天球に投影したもの。実際の M31 はこのように見えている。

らいであるから、現在の観測の精度と角分解能の範囲内では両者の差異を問題にするのはむづかしい。系外銀河に関してもっと良いデータがとれるようになれば、ここで述べたような方法がさらに重要になるだろう。

5. M31 銀河面のたわみ

$T(\beta, v)$ 図にあらわれる尾根の位置に関して、モデルと観測のくいちがいを問題にしよう。4 節にみたようにモデルらせんを調整することによって、腕に対応する山の位置を尾根にそった方向には修正することができる。しかし尾根の平均的な位置は動かすことができない。銀河回転が全体として図 4 の回転曲線から大きくづれていることは考えられないから、 $T(\beta, v)$ 図上の尾根を速度

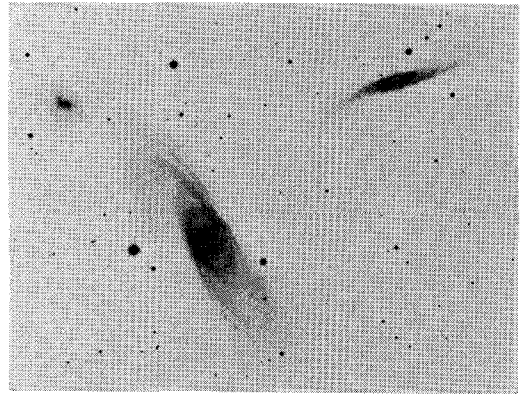


図 11 潮汐相互作用でたわんだ銀河, NGC 5566/69 (アープによる)。

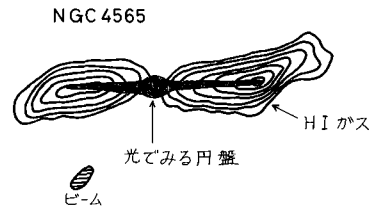


図 12 伴銀河がないのにガス円盤がたわんでいる銀河. NGC 4565 (サンシシによる)。

方向に修正することは不可能だ。従って観測をよく再現するためには β 方向に尾根の位置を動かすようにモデルを修正してやらねばならない。

速度 v が決まると図 3 の速度場からその速度に対応する η (長軸 (= ξ 軸) に垂直で銀河面内に測った実距離) 方向の距離が指定される。では β 方向に $T(\beta, v)$ 図の尾根を動かすためにはどのようなモデル修正が必要だろうか。最も自然な考え方は銀河円盤がレコード板のような平板でなくて、 z 方向 (銀河面に垂直) にずれているという考え方である。つまり銀河面がたわんでいると考えるわけである (図 9)。この考え方にそっていろいろな $T(\beta, v)$ 図を観測と比較して銀河面全体にわたるたわみの量を推定することができる。

図 10 a はこうして得られた M31 銀河面のたわみの量 (Δz) を等高線で $\xi-\eta$ 面上に示したものである。半径 $R \sim 10 \text{ kpc}$ 以内のガスは傾き角 77° の平面にのっているとし、 Δz はこの平面とガス円盤の距離である。 $R \sim 15 \text{ kpc}$ あたりからたわみが目立ちはじめ、 $R \sim 20 \text{ kpc}$ で $\Delta z \sim 1 \text{ kpc}$ に達する。図上左下 (E 方向) にのびる腕は半径 $R = 30-40 \text{ kpc}$ までのびているが、大きく銀河面からめくれあがり、その量は先端で $\Delta z \sim 8 \text{ kpc}$ にもおよぶことがわかる。図 10 b はたわんだ M31 銀河円盤を天球上に投影した様子を示したもの。実際の M31 はこういう具合に見えている。

銀河円盤のたわみは別に M31 特有のものではない。私達の銀河系もたわんでいる。銀河系のたわみは M31 よりもずっと大きく、ペルセウス・アーム ($R \sim 12 \text{ kpc}$) ですでに 200 pc , $R \sim 15 \text{ kpc}$ では $2-3 \text{ kpc}$ に達し, $R \sim 20 \text{ kpc}$ では数 kpc もめくれ上っている。また重力相互作用している二重あるいは多重の銀河群にはよくたわんだ銀河がみられる (図 11)。しかし伴銀河が見あたらないのにたわんでいる例 (図 12) もある。

たわみの原因はいろいろ考えられる。図 11 の二重銀河のように明らかに重力相互作用でゆがんでいる例が示すように, a. 潮汐相互作用に起因する場合が多い。しかし図 12 の銀河のように潮汐説では説明しにくい例も少ない。たわみの原因として潮汐説のほかには, b. 銀河をとりかこむ銀河間ガスに流れがあり, ガス流との相互作用によってガス円盤だけがたわむとする説, c. 銀河中心部バルジなどの偏心によって発生した上下方向の波が外側にむちのように増幅されるとする説などがある。

私達の銀河系の場合は伴銀河, マジェラン雲による潮汐と考えるのが自然のようだ。M31 の伴銀河, M32 や NGC 205 が潮汐的にたわみをひきおこせるかどうかは, それらの軌道が全く不明なこともあってまだ未解決の問題である。

お知らせ

茨城大学理学部物理学教官公募

下記の要領により公募を行いますので, 適任者の推薦, 応募をお願い致します。

記

1. 公募人員: 助手 1名
2. 専門分野: 宇宙物理学 (理論)
3. 着任時期: 昭和57年4月1日
4. 応募資格: 修士課程修了以上
5. 提出書類: 履歴書, 研究業績リスト, 主要論文別刷, 健康診断書, 今後の研究計画 各1通
6. 締切: 昭和57年2月15日必着
7. 宛先・問合せ: 〒310 水戸市文京 2-1-1
茨城大学理学部物理教室
主任 菅野正吉
電話 0292-26-1621
封筒に「公募書類在中」と朱記し, 書留で郵送のこと。
8. その他: 演習, ゼミ等の指導を担当していただきます。

丸善の出版書

理科年表

57年版

東京天文台編・A6
定価 920円

●57年版では

気象部の統計値が (気象庁資料の10年毎の改訂による) すべて新しくなるほか, 地学部の人口, 面積, 土地利用などのナショナルデータが55年実施の国勢調査をもとに大きく変わります。天文部でも銀河構造の解明の基になるデータ, 惑星の諸性状数値などが新たに加わりました。

★理科年表データのバックグラウンドを易しく解説する, 新しいタイプの科学読本

理科年表読本 **気象と気候**
高橋・宮沢 著 / B6 / 定価 1,200円

理科年表読本 **地震と火山**
宇佐美・木村 編著 / B6 / 定価 1,200円

理科年表読本 **いまむかし
こよみと天文・今昔**
内田正男 著 / B6 / 定価 1,200円

丸善 出版部

〔〒103〕東京都中央区日本橋3-9-2
第二丸善ビル ☎(03)272-0331