

回転対称銀河の三次元模型

宮本 昌典*

§1. はじめに

銀河系や銀河における静的な現象であれ動的な現象であれ、ある程度広範囲にわたる現象の説明を試みようとする、それらの重力分布に関する知識が不可欠になる。銀河系全体を容れる重力的な“容器”の具体的な表現、つまり銀河系のデッサンがあってはじめて色々な思考実験が可能となる。では、局所的かつ不確実な観測事実からいかにして銀河系全体のデッサンを描くか、何れにせよ、ピカソの絵のように“向う側”まで自信を持って描き出すことはできない。にもかかわらず、銀河系の全体像を描く必要に迫られた場合には、いずれにしろわれわれの知識は不充分だから、可能な限り無駄を省いて、清水崑流儀の端正な曲線で全体像を描き出してみたい。仮りに、このような基本的なデッサンがしっかりしていれば、必要あって更にかなり無理な着色をしても、対象の特性は失われないだろう——丁度、ルオーの「聖女ヴェロニカ」のデッサンに素人が着色してもヴェロニカは依然としてヴェロニカで、けっして「醜悪なる裸婦」にはならないように。銀河の出来るだけ端正なデッサンを一度は物してみたいと日頃考えていたところ、最近、永井隆三郎、佐藤耕一両氏の御助力が得られ、そのデッサンが完成したので諸賢の御批判を仰ぎたいと思う。

§2. 既存の銀河模型

銀河のデッサンは、当然のことながら銀河回転の発見者オールド (1932) によってまず手掛けられた。それ以来、図 1 のような相互関係のもとに、各々、広い意味での銀河系のデッサンを試みている。従って、銀河の模型は既にうんざりするくらい多く公表されていることにな

る。しかも、シュミット (1956, 1965) の模型が、銀河系の全体像として銀河天文屋の意識に定着してしまっような印象すら与えている。にもかかわらず、なぜわれわれが敢てもう一度デッサンを試みるか。以下述べるように、シュミットの銀河系模型は、デッサンとしていたずらに無駄な線が多すぎるばかりで、銀河系の力学的内容を一面的にしか描き出せないからである。

少々退屈だが、過去に銀河系がどのように描写されたか概観しよう。まず、銀河系の物質分布は、“真上”(face-on) から眺めると回転対称であり、“真横”(edge-on) から眺めると NGC 4565 や 891 のように見えることが前提とされる。オールトから出発する模型では、何れの場合も物質分布が回転楕円体 (spheroid) の重ね合わせで表現されている。オールトは、密度が均一な幾つかの回転楕円体を重畳して銀河系の模型としたが、これでは滑らかな密度分布と銀河回転を表現できない。ペレクは、等密度層が回転楕円体の輪郭と相似に成層する不均一回転楕円体によって、滑らかな銀河系模型を作ろうとした。

この場合には、不均一回転楕円体内の密度分布 $\rho(R)$ と対称面 (銀河面) における重力分布 $K_R(R)$ との関係は次式のように極めて単純になる：

$$K_R(R) = \frac{1}{R} 4\pi G \sqrt{1-e^2} \int_0^R \frac{\rho(a) a^2 da}{\sqrt{R^2 - a^2 e^2}} \quad (1)$$

但し、 R は楕円体中心からの距離、 e は楕円体の離心率。もし、銀河面上の物質 = 星々が重力と完全に釣合って円運動を行なうとすれば、その速度を $\Theta(R)$ として、

$$K_R(R) = \Theta^2(R)/R \quad (2)$$

であるから、銀河回転の分布 $\Theta(R)$ がわかっていれば、(1) と (2) から $\rho(R)$ を求めることが出来る。最終的な e は、 $\rho(R)$ が太陽近傍の物質密度を表現できるように試行錯誤的に決定される。原理的には、このようにして、 $\Theta(R)$ に対応する $\rho(R)$ が決定される。 $\Theta(R)$ が与えられたとき、銀河面で (2) を仮定し、(1) の積分方程式を解いて $\rho(R)$ を決定するという方法は、ペレクに続く全ての人達によって踏襲された。図 1 のブラントとベルトン、シュミット、パービジ等による模型の本質的な差異といえば、この積分方程式を解く技巧の差異でしかない。

シュミットとパービジ等は、(1) を解くために、 $\rho(a)$ の函数形を最初から仮定してしまった。即ち

$$\rho(a) = \rho_{-2} a^{-2} + \rho_{-1} a^{-1} + \rho_0 + \rho_1 a + \rho_2 a^2 + \dots \quad (3)$$

という展開形式において、1956 年のシュミット模型では、第二と第三項のみが採用され四つも異なった偏率の回転楕円体が重ねられた。単純化された 1965 年のシュ

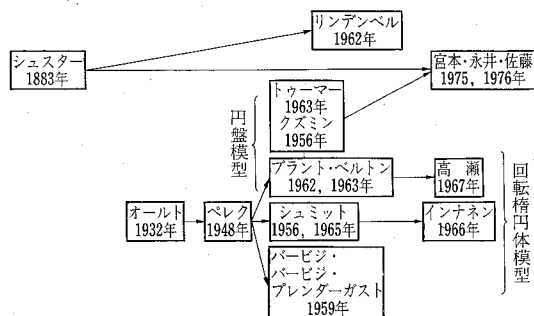


図 1

* 東京大学東京天文台
M. Miyamoto: Self-Gravitating Models for Galaxies with Axial Symmetry

ミット模型では、密度分布が第二と第四項のみで表現される唯一の回転楕円体が用いられ、銀河中心に質点が含まれ、更に回転楕円体は $\rho(a) \sim a^{-4}$ なる不均一回転楕円体殻で覆われた。一方、パービジ等の模型では、(3)式第三項以降の有界項が採用された。シュミット模型の全質量は有限だが、中心密度は必然的に無限大となる。一方、パービジ等の模型では、密度は $a \rightarrow \infty$ では必然的に発散する。だから、どこか適当な位置に模型の境界を設けねばならず、そこでは密度は突然零となる。銀河系の描写のこのような不自然さは、当時の最大の関心が銀河系や銀河の全質量にあったから、誰からも明らかに非難されなかった。ところが、恒星系としての銀河系全体の進化はもとより、銀河中心近くのガスの運動とか渦状構造の性質とか銀河系の内部運動に関する細かなことまで研究の対象になりつつある現在では、上述のような描写の粗雑さは、模型の本質的な欠陥となる。

回転楕円体が銀河の模型として採用された主な理由は、その幾何学的形状の単純さ故に対応する重力と密度分布表現も単純であろうとの期待からである。しかしながら、問題は期待した程単純にはならなかった。そこで、プラントとベルトンは、銀河の厚みを完全に無視して、一層単純な円盤模型の面密度と重力との直接的な表現を試みた。回転楕円体が扁平な極限 $e \rightarrow 1$ では、積分方程式(1)は最も初等的なアーベル型に帰着し、面密度は与えられた $\Theta(R)$ に関する単なる求積操作で求まる。もはや面密度の函数形に関する無理な仮定は不要になった。同様な理想化はトーマー(1963)によってもなされ、便利な円盤模型が得られている(後述)。しかしながら、“厚み”のある銀河が円盤になってしまったわけだから、ふっくらとした銀河を描き出そうとした初期の目論みから一歩後退してしまったことになる。そこで高瀬(1967)は、プラント等の円盤模型を形式的に再びふくらまして、密度の発散のない銀河系の模型を作成した。

さて、ここまでの銀河の描写を振り返って見ると、オールト以来、全ての銀河模型の力学的な釣合は、銀河面だけでしか考慮されていない((2)式参照)。銀河面外における重力分布や力学的釣合の様子は皆目見当がつかない。銀河系が全く一面的にしか描き出されていなかったわけだ。例外的に、1956年のシュミット模型では、全空間の重力表現だけはある。銀河系の“厚み”が絡まった問題で、度々この模型が利用される所以である。しかし、百歩譲って密度の発散に頓着しないとしても、この模型では、重力や密度の高階微分の不連続が楕円体と楕円体の境界毎に起こる。その上、四つも楕円体が重ねられているために、重力分布の表現が極めて複雑である。この模型を使ってまで、三次元的な運動が絡まった問題に敢て取り組む意欲は消え失せてしまう。

§3. 銀河の物質分布と重力分布

大ざっぱに言って、銀河の“横の広がり”を保つために、銀河面内での力学的釣合(2)が要求されるのに対し、銀河の“厚み”を維持するためには、銀河面に垂直な方向の何等かの力学的釣合がなくてはならない。実際、銀河の“厚み”は、星々の無秩序運動(運動学的な温度)に基づく銀河面に垂直な方向の圧力(勾配)と重力との釣合によって維持されている。この事情は、“暖かい”地球大気の静水圧平衡と同じである。銀河面に限らず至るところ力学平衡状態にあるデッサンを描こうとすれば、必然的に銀河の“温度”分布まで描かなくてはならなくなる。既存の模型にはこの描写が全くない。三次元的に広がった“暖かい”銀河を描き出すためには、まず第一に重力の三次元分布に関する知識が不可欠となる。

一般的に、不均一楕円体模型の銀河面外における重力表現は、極めて複雑であって、おそらく解析的表現は期待できないであろう。もちろん、ポテンシャル論によれば、適当な境界条件のもとに、任意の密度分布に対するポアソン方程式は数学的には(形式的には)解けることになっている。しかし、数学的に解けることと、具体的に解くということには、実用上の意義において、かなりの隔りがある。

そこで、従来の発想法とは全く逆に、“もっともらしい”重力表現を先ず与え、それに対応した密度表現を、単にポアソン方程式の二階微分操作だけで求めるという横着な方法をとってみる。これでは銀河の一般的な重力場を求めることにはならないではないかと非難されるかもしれない。しかし、複眼(!)を授けられなかったわれわれに出来ることといえば、特殊解を求めることではない。少々大袈裟な表現だが、われわれには、多次元(抽象的な意味で)の自然界の表現など点と線の程度にしか出来ないであろう。それらの点と線が如何に自然の理解を深くし、想像力を豊かにしてくれたかを思うとき、このような姿勢も許されてよからう。

さて、それでは如何にして“もっともらしい”重力表現を見出すか。銀河の物質分布は球状でも円盤状でもないが、部分的にはそのような特徴を持っている。だから、最も単純な球と円盤の重力ポテンシャルから、合の子のポテンシャルを作ろうと思う。その際、密度は中心で発散せず、中心から外に向って単調に減少することを要求しておこう。

まず、 r を極座標の動径として、球体の最も単純な重力ポテンシャル $\Phi(r)$ と密度分布 $\rho(r)$ の表現は、

$$\left. \begin{aligned} \Phi(r) &= \frac{GM}{(r^2 + b^2)^{1/2}} \\ \rho(r) &= \frac{3b^2 M}{4\pi} \frac{1}{(r^2 + b^2)^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (b \neq 0) \quad (4)$$

以外には考えられない。(4)はポリトロープガス球のシュスターの解として知られているものである。一方、クズミンとトゥーマーの解として知られている円盤状物質分布に関するポテンシャル $\Phi(R, z)$ と密度分布 $\rho(R, z)$ との単純な表現がある。即ち R, z を円筒座標として、

$$\left. \begin{aligned} \Phi(R, z) &= \frac{GM}{[R^2 + (a + |z|)^2]^{1/2}} \\ \rho(R, z) &= \frac{aM}{2\pi} \frac{1}{[R^2 + a^2]^{3/2}} \delta(z). \end{aligned} \right\} (a \neq 0) \quad (5)$$

中心で面密度が発散せず外に向って減少するような円盤の最も単純なポテンシャルと密度表現を求めよと云われたら、(5)以外の対は考えられないであろう。球と円盤の合の子を作りたいわけだが、互に共通性がなくては掛け合わせは不可能だろう。ところが、こうして球体と円盤のうち最も原始的なものを選び出すと、極座標形式と円筒座標形式の差はあるにしても共通性は明瞭である。

鬼子が生まれないように、どの“染色体”に手を加えてやればよいかすぐ解る。(5)のポテンシャル表現において、 $|z|$ が有する $z=0$ における鋭い尖端を滑らかにするために、 $|z|$ を $(z^2 + b^2)^{1/2}$ で置き換えてやればよからう。結局、合の子の重力ポテンシャルは

$$\Phi(R, z) = \frac{GM}{[R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2]^{1/2}} \quad (6)$$

となる。こんな単純な重力ポテンシャルは他にあらうか！この重力ポテンシャルは至るところ有限・連続で何回でも微分可能であって、中心から非常に離れると総質量 M のニュートンポテンシャルに近づく。だから(6)に対応した物質分布の総質量は M という有限値をもつ。(6)に対応した物質分布は、ポアソン方程式の二階微分を実行しさえすれば得られる。あと二つ気掛りなことが残る：(i) (6)から得られる密度分布は、もはや発散や不連続を示さないとしても、至るところ正值をとるだろうか？(ii) (6)から得られる物質分布は、都合よく“横向き”銀河のように成層するだろうか？幸い二つ共心配は解消された(宮本・永井 1975)。実際、合の子の密度分布は次のようになった： $\zeta = (z^2 + b^2)^{1/2}$ として

$$\rho(R, z) = \frac{b^2 M}{4\pi} \frac{aR^2 + [a + 3\zeta][a + \zeta]^2}{\{R^2 + (a + \zeta)^2\}^{3/2} \zeta^3}. \quad (7)$$

当然のことながら、(7)で $a \rightarrow 0$ とすれば(4)の $\rho(r)$ が、 $b \rightarrow 0$ とすれば(5)の $\rho(R, z)$ がそれぞれ得られる。

いろいろな比 b/a に対して、(7)が表現する密度分布の状況を子午面内で描いてみるとアルバム a-c のようになる。密度は中心密度で規格化してある。三次元的密度分布(7)の最も顕著な特徴は、図から明らかなように、唯一つのパラメータ b/a だけで、実際の銀河に見られるような中心部と円盤部双方の物質分布を驚く程よく再現していることである。 b/a の値を変えるだけで、E

型銀河からS型銀河まで表現できそうである。既存の回転楕円体模型では、中心部と円盤部双方の物質分布を表現するのに、少くとも二つの楕円体を重畳する必要があったが、ここに見出された密度分布表現を用いる限り、その目的だけのために、もはや重畳操作は不必要になった。ポテンシャルと密度分布表現の対(6)と(7)から、全ての基本的量は、多くの余計な数値計算なしに、全空間にわたって容易に導かれる。(6)と(7)の対は、銀河の基本的な特性だけを無駄を省いて描き出すのに、正にうってつけの表現であるように思われる。

ところで、最も単純な球状模型(4)を一般化して、偏平な質量分布模型を得ようとする試みは他にもある。リンデンベル(1962)やハンター(1975)は、密度分布が R と Φ の冪級数で表現出来るような一般化を行った。不運なことに、あるパラメータを変えて球体を偏平に行くと、円盤状質量分布には到達できず、ドーナツ状になってしまう。E型銀河だけしか再現できない。

ポリトロープガス球の場合、ポリトロープ指数 n というパラメータがあって、ガスの中心集中度が表現される。ところが、(7)の表現には、物質の中心集中度を表現するパラメータがない。実際の物質分布には、もっと自由度があるはずである。そこで、(6)と(7)の表現をもう少し一般化してみる。

偏平銀河の安定性を調べるために、トゥーマーはポリトロープ指数に対応するある指数 n を導入して、(5)から一連の円盤状質量分布模型を導き出した。(5)から派生するトゥーマーの一連の円盤模型では、それらのポテンシャル表現が、(5)と同様に必ず $a + |z|$ なる“染色体”を含む。だから指数 n の円盤模型を“ふくらます”には、そのポテンシャル表現に含まれる全ての $|z|$ を、 $(z^2 + b^2)^{1/2}$ で置換してやればよからう。あとは密度分布(7)を求めたのと全く同様に、いわば自動的に指数 n の三次元的な密度分布 $\rho_n(R, z)$ が導かれる。このような横着な操作が物理的に許されるかどうかは、 $\rho_n(R, z)$ がたとえ局部的にでも負にならない、ということが最終的に証明できるかどうかにかかっている。幸運にも、われわれの $\rho_n(R, z)$ はこの試練にも耐えられ、決して負値をとるような不都合は起こらない(永井・宮本 1976)。

さて、このようにして導き出された重力ポテンシャルと密度分布の一連の対 $\Phi_n(R, z)$ と $\rho_n(R, z)$ は、個々の銀河を特色づける最も基本的な特性——総質量、大きさ、偏平度、中心集中度を表わす最少数のパラメータ、 $M, a, b/a, n$ を含み、銀河の中心部と円盤部双方の全体像を簡潔に描き出す。勿論、銀河のもっと細かな特性まで描き出すには、これだけのパラメータでは不十分であろう。しかし、必要とあらば、丁度三原色から濁色を自由自在に作り出すように、互に異なるパラメータの対

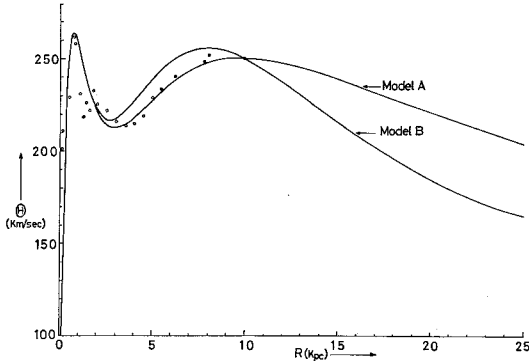


図 2

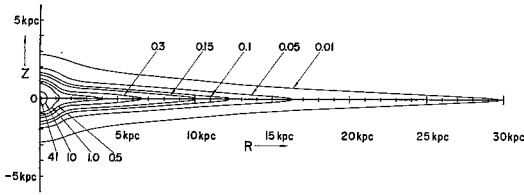


図 3

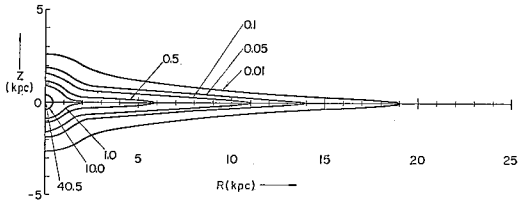


図 4

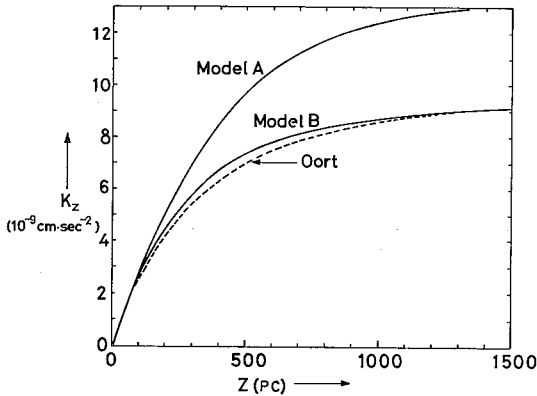


図 5

をそれぞれ幾つでも加え合わせて (Φ_n と ρ_n に関しポアソン方程式は線型)、微細構造を容易に表現できる。

実際、わが銀河系の場合、銀河中心近くの銀河回転の奇妙なピーク (図 2 参照、● と ○ 印は観測値) まで再現しようとするれば、相異なるパラメータをもつ二対の Φ_n と ρ_n が必要となる。観測される銀河回転を出来るだけよく再現し (図 2)、太陽近傍での密度 $\sim 0.150 M_\odot/$

pc^3 を表わすように、 Φ_n と ρ_n を用いて銀河系の成層状況を表示すると図 3 (模型 A) と図 4 (模型 B) のようになる。図中の数字は $1 M_\odot/pc^3$ を単位とした密度を示す。模型 A は、パラメータを異にする最も単純な対 Φ_0 と ρ_0 ((6) と (7)) を用いて表現され、この模型の総質量は $2.7 \times 10^{11} M_\odot$ である。一方模型 B は、中心集中度のパラメータ n が 0 と 2 の二対のポテンシャルと密度表現を用いて描かれていて、総質量は $1.4 \times 10^{11} M_\odot$ である。いずれの模型でも、重力分布は解析的に与えられている。例えば、 $R=10$ kpc における重力の銀河面に垂直な成分 K_z が z と共にどのように変化するかを示すと図 5 のようになる。オールト (1965) が観測から得た K_z の分布と比較すると、模型 B の方が現実の銀河系をより忠実に表現している (もしオールトの観測結果の整約法が妥当なら)。

§4. 銀河の温度分布

銀河における重力と密度の簡潔な表現が得られたから、いよいよ銀河全体の力学平衡問題を解くことが可能となった。前述のように、銀河面に垂直な方向の釣合をも実現するためには、銀河を構成する星々の無秩序運動が要求される。実際、回転対称重力場における星々には、銀河中心のまわりの円運動に限らずもっと多様な運動が許されている。直接的には、 z 方向の運動が銀河の“厚み”を保つ。実際には、回転対称重力場中の星々の運動は、円運動と z 方向の振動の単純な合成ではなく、少くとも二つの運動積分、エネルギーと角運動量の z 成分が保存されるような運動であるために、 z 方向の運動があると同時に R 方向の運動も誘起される (図 6、オロングレン (1962) による)。そのために、 z 方向に圧力効果が生ずれば、必然的に R 方向にも圧力効果が現われる。だから、銀河面内だけの力学的釣合においてすら、遠心力 + R 方向の圧力と R 方向の重力との釣合になる。銀河内の色々な場所での釣合状態を図 7 に示した。

回転対称重力場の中での星々に自由な (エネルギーと角運動量等々保存のもとに) 運動を許すとき、星々は図 6 のように非常に複雑な運動を行うであろうが、われわれは、 10^{11} 箇所もある星々のうちどの星がどこにあってどのような速度をもつか、というようなマイクロな情報には直接的な興味はない。われわれの興味の対象は、星々の集団としてのマクロな量、平均速度とか平均二乗速度である (平均速度は銀河回転を、平均二乗速度は“温度”を、平均二乗速度 \times 密度は一般的には異方的ではあるが“圧力”をそれぞれ与える)。これらの量は、銀河内各点での星々の速度の確率分布がわかれば完全に決まる。

与えられた重力場での星々の運動に矛盾しない範囲内で、単純化された問題から始めよう。星々の速度の確率分布がエネルギーと角運動量 (z 成分) の二つだけの運

動積分に支配される場合には、この確率分布にある種の対称性が現われ、上述の諸量は、圧縮性回転流体を記述する方程式と全く同型式の方程式だけによって決まる。つまり、このような流体力学的な方程式は、その他諸々のより高次の速度積分に関する知識なしに解ける。

先に得られた重力ポテンシャルと密度分布の任意の対 (Φ_n, ρ_n) に対して、今や、平均速度と平均二乗速度を全く厳密に全空間にわたって解くことが出来る (永井・宮本 1976)。例えば、平均速度 (銀河回転) のまわりの速度分散 ($=\sqrt{\text{平均二乗速度}}$) が普通の流体と同様等方的な場合、いろいろな扁平度 b/a をもった最も単純な質量分布模型 (6) と (7) に関して、銀河回転と速度分散の空間分布を子午面内で描いてみると、それぞれ図 8 a-c と図 9 a-c のようになる。図中、速度は $\sqrt{GM/a}$ を単位に測っており、点線は成層状況を示す (アルバム a-c 参照)。これらの図で示される銀河回転と速度分散の分布があるから、アルバム a-c の質量分布模型は、もはや自己重力によってつぶれることなく力学平衡を保つ。

図 8 a-c から明らかのように、銀河回転の最大は、勿論銀河面内で起こる。銀河回転速度は、銀河面に垂直方向の高さと共に減少しているから、銀河は決して“円筒的”には回転しない。力学平衡状態にある銀河には、 z と共に平均速度が減少する著しい剪断流がなくてはならない。一方、図 9 a-c で注目すべきは、物質分布が扁平な場合、速度分散は銀河中心で最大とならずに、最大は

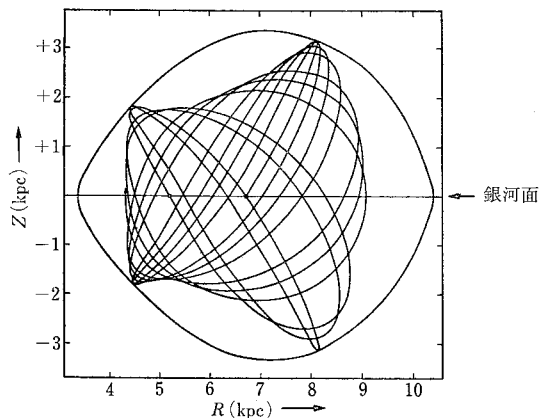


図 6

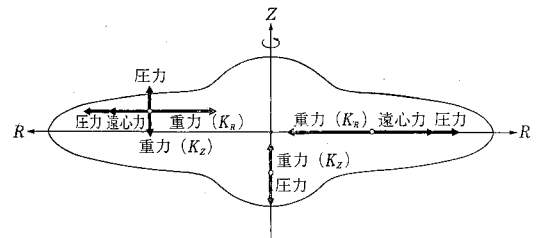
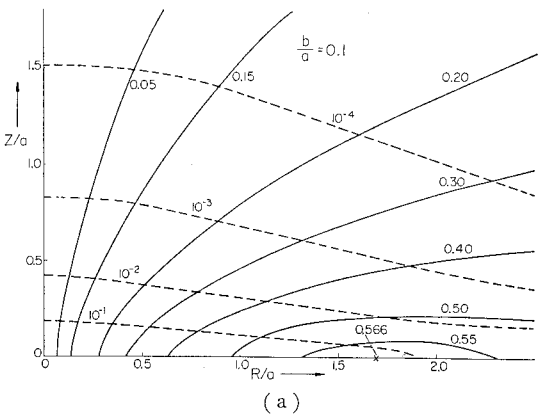
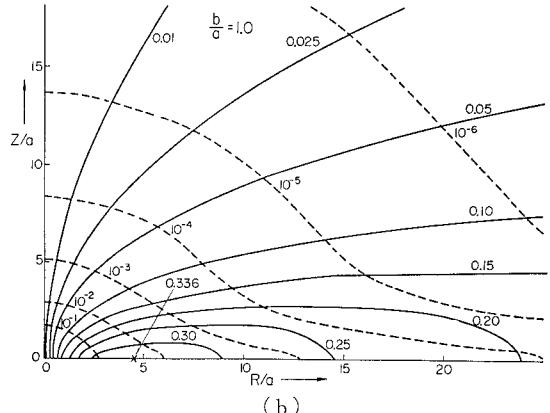


図 7

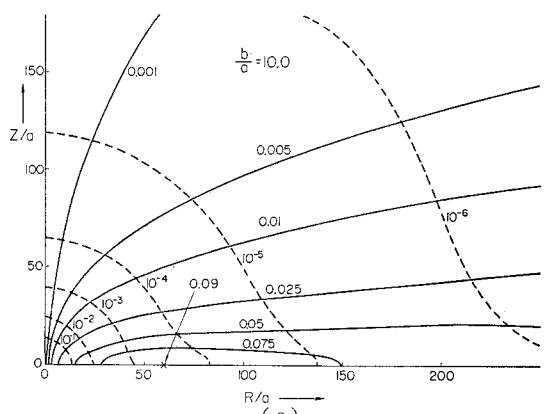
回転軸上、中心からある距離だけ離れたところで起こる。速度分散は星々の運動学的な温度の指標でもあるから、極端に扁平な銀河では、最も“熱い”部分が回転軸に沿って銀河中心から浮き上ることを意味する。また図 9 a-c によると、速度分散の“峰”は子午面内で中心近くから外に向って対角線状に伸び、速度分散の“谷”は銀河面上にある。つまり、力学平衡状態にある扁平銀河では、温度は銀河面からの高さと共に単調減少せず、一旦は高さと共に増加しなくてはならない (気温の逆転!)。



(a)



(b)



(c)

図 8

この一見奇妙な温度分布は、われわれの一連の質量分布模型特有の性質でもなさそうだ：最近ラルソン (1975) は原始銀河の崩壊を数値的に追跡し、銀河が扁平になって、ある程度落ち着いた段階での速度分散の分布を描いているが、その分布はわれわれの分布に極めてよく似ている。ではなぜ銀河面近くが冷たくて上層が暖かいのだろうか？一つの定性的な理窟は次のようにつけられよう：平衡状態において大部分の質量が扁平に分布し残りのわずかな質量が非常に大きな容積中に分布している極端な

場合を想像しよう。扁平な小さな容積の中に大部分の星々が自己重力のもとに閉じ込められるためには、無秩序運動はそれ相応に小さくなくてはならない (完全に扁平な円盤では、 z 方向の無秩序運動は存在し得ない!)。一方、残りの星々はより大きな容積中を飛び交わねばならないから、それらの無秩序運動は扁平容積中のものよりずっと大きくなくてはならない (これらの高エネルギー粒子は扁平容積中にも飛び込んで来て、扁平容積中の温度を上昇させるだろうが、高エネルギー粒子の総質量は微々たるものだから、実際上その寄与は無視できる)。このようにして、温度の逆転が起こると考えられる。

§5. 速度分散の異方性

以上の単純な模型で、恒星系としての銀河の力学的特徴は把握できたように思われる。しかし、実際の銀河では事情がもう少し複雑である。わが銀河系の場合、銀河回転速度 (平均速度) のまわりの星々の速度分散は等方的ではなく、三方向共異なった値を示す。例えば、太陽近傍の代表的な星と考えられているマッコミック星では、 R, θ, z 方向の速度分散はそれぞれ 40, 25, 20 km 程度である。太陽近傍以外での詳しい観測がないので断定できないが、銀河系内では多分一般的に三方向の速度分散は互に異なっているだろう。

こうなってくると、星々の集団は普通の流体のように振舞わず、三方向の速度分散は、もはや流体力学的な方程式だけでは一般には決定されない。もっと高次の速度積平均に関する知識が必要になってくる。もっと高次の速度積平均を得ようとすれば、それよりもっと高次の速度積平均に関する情報が必要になる。われわれが直接欲しい量は速度分散であるのだが、それを求めようとすれば、殆んど実用的価値のない非常に高次の速度積平均に関する具体的な知識が必要になる。このような事情によって、速度分散は一意には決められなくなってしまふ。乱流理論における事情と全く同様な困難が起こっているわけだ。もっとも、粘性流体の層流でも、応力 (テンソル) は等方的ではないけれども、応力は物質定数である粘性率とマクロな平均流で表現されているから、上述の困難は生じない。

星々の速度分散が流体力学的な方程式だけで決定されない根本的な原因は、星々の速度の確率分布が、エネルギーと角運動量との二つの運動積分だけでなく、もう一つの積分——いわゆる第三積分——にも依存し得るということにある。この余計な第三積分の存在と性質を論ずることは、統計物理学とも絡んだ深遠な問題であるので、容易なことではない。極めて粗雑な表現が許されるなら：扁平な銀河内の星の運動では、 z 方向の重力ポテンシャルの変化は R 方向のそれの変化に比べて極めて大きいから、銀河面に垂直な運動成分における部分エネ

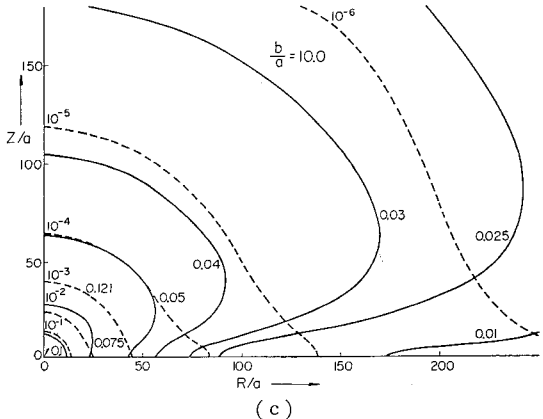
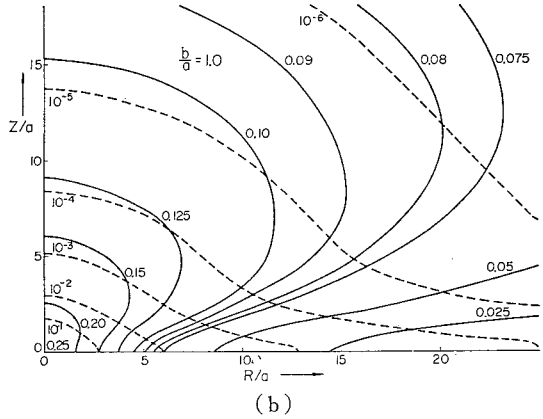
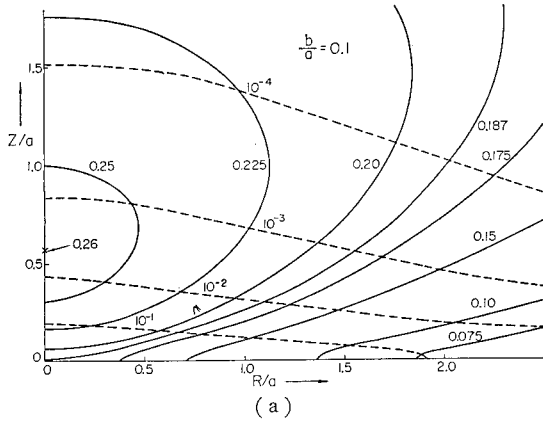


図 9

ルギーが、星の全エネルギーとは殆んど独立に保存される——この部分エネルギーが第三積分に対応する。一方、星の可動範囲という観点から第三積分を眺めると：もし余計な積分がなければ、全エネルギーと角運動量(2成分)保存のもとに許される運動範囲は、子午面に投影して眺めると図6の卵形の内側全体に広がるはずである。ところが更に第三積分が存在していると、星の可動範囲は更に小さな梯形状の範囲に限られてしまう。

星々の可動範囲を卵形内で更に狭める第三積分は、エノンとハイルス(1964)が示したように、実際は上述の如く単純なものではなく、エネルギーと角運動量にも依存し極めて“病的”な振舞いを示す。とても解析表現など期待できない代物である。何れにせよ、星々の速度分散が三方向互に異なるということは、(銀河年令程度の期間有効な)第三積分が存在していることを意味する。

銀河における第三積分の表現が一般的には極めて複雑であるとはいえ、図3や図4に示されたように銀河系に対する簡潔な重力と密度分布表現が既にあり、しかも等方性応力に限定すれば、これらの模型の力学平衡が前述の流体力学的方程式によって一意に表現できることがわかっているから、銀河系の力学平衡を描き出す何等かの手だてはあるはずである。銀河面から非常に遠くにまで到達する星々に対しては、実際に第三積分が存在するかどうかははっきりしていないから、銀河面近くに留まる星

々に対してのみ有効なクズミン(1956)や堀(1962)による第三積分の解析表現を利用することにする。三つの運動積分の内容が具体的になると、星々の速度の確率分布の特徴もある程度想像がつく。そして、第三積分の存在を無視した場合には、力学平衡の問題は完全に解けている。これらを手掛りにすると、高次の速度積平均に関する知識なしに流体力学的方程式を逐次近似的に解くことができる(佐藤・宮本1976)。勿論このようにして解かれた銀河系の力学平衡は厳密なものではなく近似的なものである。図4に示された銀河系の質量分布模型に基づいて、実際に流体力学的方程式を解くと、銀河面における三方向の速度分散($\sigma_R, \sigma_\theta, \sigma_z$)の分布が図10のよ

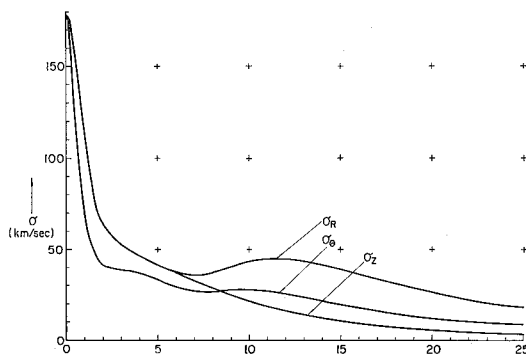


図 10

わが国唯一の天体観測雑誌

天文ガイド

定価240円(〒45円)76—9月号・毎月5日発売!

●9月号のおもな内容

- ★明るい光学系を求めて(2)は、シュミットカメラの話。
- ★秋は空気も澄んで星もよく見える季節、そこで秋に見られるキレイな二重星を紹介、小さな望遠鏡や双眼鏡でも見られるものを選びました。
- ★天文ファンで、日本語が上手なフランスの青年を紹介。パリの街かどのアパートのベランダから、星を見ているのです。パリで写した日食の写真が届きました。
- ★読者の工作は、持はこびに便利な屈折望遠鏡の作り方。
- ★その他、惑星をたずねて、双眼鏡テスト、プラネタリウムと星座など多数。

彗星ガイドブック

日本は数十年前から、新彗星発見で世界のトップに立っています。しかもその発見が、若いアマチュア天文家によるものだったために、後に続く若者の数は最近ますます多くなりつつあります。そうした若い人々の手引きとなることを目指して、戦後6個の新彗星を発見した著者が、熱意をこめて書いた本です。

●関 勉著/A5変型・258ページ・1,300円好評発売中

新版天体観測ハンドブック

1965年9月に初版を発行以来、天体観測ハンドブックは12版を重ねました。天文ファンの毎年の観測方針を決定する天文年鑑の内容をより理解し、十分に活用するために、天文ファン必携です。今回新版として新たに1章を追加し、例題を改め、全ページ新組とし、読みやすいスタイルで刊行されます。

●鈴木敬信著/B6・192ページ・500円好評発売中

誠文堂新光社

東京都千代田区神田錦町1-5
 振替東京7-6294 電話03(292)1211

うに求まった。この結果は、少くとも太陽近傍のマッコーミック星の速度分散をよく表現している。子午面内における三方向の速度分散や銀河回転の分布は図 8 a-c と図 9 a-c に比してかなり複雑になっているが、 z と共に銀河回転速度が著しく変化するような剪断流があること、銀河面に垂直な方向に R, θ, z -方向の“温度”の逆転が起ること等々、前節の単純な模型で得られた結果との多くの類似性を示している。

§6. おわりに

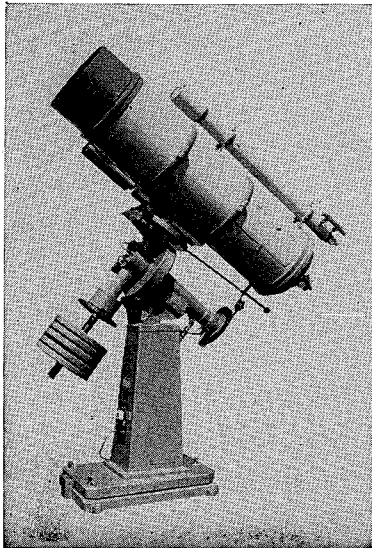
オストライカーとピープルス (1973) は、円盤状恒星系の時間的な発展を数値的に追跡して、星々の無秩序運動に基づく圧力効果に殆んど頼って力学的釣合が保たれる場合には、円盤状恒星系は安定だが、殆んど銀河回転 (遠心力) の効果に頼って釣合を保つような比較的“冷たい”円盤は、極めて不安定で、一銀河回転程度の時間で棒状の物質分布に変化してしまうことを示した。もし冷たいままの円盤の安定性を維持しようとするなら、円盤を非常に“重い”球状ハローの重力で補強してやらねばならない。円盤の回転エネルギーの、系全体による重力エネルギーに対する比を ~ 0.14 以下に小さくしてやらねば、円盤は早晚棒状になってしまう。

§4 と §5 の銀河模型で見たように、大部分の星々の平均回転速度は速度分散に比べて一桁も大きい。オストライカー達に云わせれば、銀河系は、既に棒状銀河になってしまっているはずだ。銀河系には、そのような極端な

状態になっているという積極的な証拠はない。だから、わが銀河系は非常に重いハローによって覆われているに違いない……という観点から、色々な観測的検証が行われているが、重いハローの存在を支持する決定的な証拠は発見されていない。

自己重力恒星系は、乱流と同様に、非常に多くの自由度を持っている。しかも、そのような自由度間の相互作用は本質的に遠距離相互作用であるために、その理論的取扱いを非常に困難にしている。オストライカー達の不安定性も、銀河の“厚み”に付随した恒星集団のある重要な自由度間の相互作用を無視したために現われたのではなかろうか。理論自体を疑った立場から、考察があってもよさそうだ。そのために、われわれの簡潔な銀河模型が役立つことを願っている。

多分、遠距離相互作用が支配する恒星系の動的現象を解析的に論ずることは絶望的だから、計算機によるシミュレーションの方法を確立することが必要であろう。§4 の単純な模型を何等かの方法で計算機に入れたとき (入れる行為自体が厳密な意味での模型の平衡を破る)、これらの模型は時間的にどのように発展するだろうか。§5 の銀河系模型のように、異方性応力が生ずるような状態に進化するであろうか。そしてその状態は、エントロピーの極大に対応する状態だろうか。それとも、星々の位置・速度相関が増々強まり、系のエントロピーが際限なく増大してしまうであろうか。



天体望遠鏡
ドーム、製作

西村製の天体望遠鏡

40 cm 反射望遠鏡の納入先

- | | |
|--------|----------------------|
| No. 1 | 富山市立天文台 |
| No. 2 | 仙台市立天文台 |
| No. 3 | 東京大学 |
| No. 4 | ハーバート大学 (USA) |
| No. 5 | ハーバート大学 (USA) |
| No. 6 | 台北天文台 (TAIWAN) |
| No. 7 | 北イリノイズ大学 (USA) |
| No. 8 | サン・ジェゴ大学 (USA) |
| No. 9 | 聖アンドリュース大学 (ENGLAND) |
| No. 10 | 新潟大学高田分校 |
| No. 11 | ソウル大学 (KOREA) |
| No. 12 | 愛知教育大学(刈谷) |
| No. 13 | 静岡大学 |

606 京都市左京区吉田二本松町 27

株式会社 西村製作所

TEL. (075) 771-1570
691-9580