

# 星の形成

## —回転の影響について—

成田 真 二\*

### 1. はじめに

星はどのような過程を経て、星間物質から誕生するのか。これは大変興味深い問題で、これを解き明かすには、星間分子雲などの母親の候補と覚しき天体物質の体内で、星の胎児が成長している時期を調べなければならない。母親は自ら熱を失うとか角運動量や磁場を失うとかして処女懐胎するのか、それとも互いの衝突や近くで誕生した OB 星とか超新星などによる圧力波や衝撃波、あるいは銀河円盤内を伝播する密度波などによって受精するのか、星の質量は大きさままだが、10 倍も 100 倍も質量の異なる星が同じ母親から兄弟星として生まれるのか。胎児が成長して元氣よく暴れ出すと、細胞分裂のように多数の胎児に分裂するのか、あるいは逆に、多数の胎児が衝突合体して星になるのか、等々いろんな角度からの疑問にまだ確答がなされていない。

母親の体内に隠れているこの星の胎児に対する観測も近年ますます発展しているが、ここでは、電子計算機によるシミュレーション(数値実験)を主とした星の形成に関する理論的側面について、筆者のごく限られた視点——母親がぐるぐる回っていたらどうなるか——からみた研究を紹介しよう。

星の形成過程は、星の母体のガス雲が種々の原因で最終的に自己重力により一塊となって動的収縮を始めるまでの時期と、それ以後の進化とに大きく分けることができよう。ただし、この二つの時期は互いに関連し合い入り組んでいて、後の時期から前の時期に舞い戻ることも予想される。ガス雲が回転していることの影響は、主として動的収縮以後に現れ、この時期には磁場が相対的に弱まっているとしていまは磁場の効果を見捨てる。動的収縮の初期状態は、それまでの時期が解明されて初めてわかることだが、最も簡単なモデルとして、一様な密度で剛体のように回転している球の例がよく用いられる。ガス雲の温度も単純に等温とする。こうした極めて素朴なモデルでこれまで数多くのシミュレーションがなされてきた。その結論はそれぞれの計算法によって異なる点があり、まだすっきりまとまてはいないが、少なくとも収縮するにつれて中心ほど急速に収縮が進み、密度が非一様になること、また回転軸に平行な方向にまず強く

収縮して円盤状になることは共通している(何と当り前のことか!)。しかしこれは必ずしも回転するガス雲の特徴というわけではなく、初期のガス雲が球よりわずかでも平たければ、回転していなくても重力の効果で円盤状になる(リン他 1965)。

### 2. 議論の分かれ目

回転の最大の効果は、遠心力が自己重力を上回る時期に現れると予想されるが、これがいつどのような効果として現れるかが未だにはっきりしていない。ブラック & ボーデンハイマー(1976)他多くの計算によれば、初期の角運動量の大きさ、温度の高底にあまり依らず、一様な球が円盤状に収縮する頃遠心力が強まり、中心付近に常にリング状密度分布を生じる、というのが最も顕著な結論である。このリングは多くの場合重力不安定に至るので、分裂してそれぞれの分裂片が再収縮し、再びリングを生じて再分裂するというように、リングの形成を媒介としてカスケード的な分裂が起こると予想されている(ボーデンハイマー 1978)。しかしオイラー座標を用いたシミュレーションでは、それぞれの流体素片が有する角運動量を保存させることが困難で、特に Fluid-in-cell 法とよばれる差分法では、回転を表す物理量として角速度、回転速度、角運動量のうち、「角速度」を採用するとガス雲が収縮するにつれて角運動量は内から外へ輸送され、「角運動量」を採用すると外から内へ輸送される傾向が強い。内から外へ角運動量が流れると、ガス雲の中心領域が急激に収縮して高密度の核を形成し易く、外から内へ流れると、逆に中心領域が膨張し始めてリングを形成し易い。一様収縮するはずの冷たい(温度 0 K の)球状のガス雲が収縮してもリングを生じる(ボス 1980)のは、彼らが「角運動量」を変数に用いた結果であると筆者には思われる。チャルスターは Fluid-in-cell 法ではなく陰解法を用いているが、「角速度」を変数として極めて高密度の核を生じ(1975)、「回転速度」に変更した結果、リングを生じた(1978)。したがってこのような問題のシミュレーションでは、角運動量が良い精度で保存されていることがまず必要である。この点により注意を払ったノーマン(1980)の結果は、それまでの多くの計算結果と異なり、リングを生じることなくどこまでも“止めどない収縮”をし続ける様子を示した。成田他(1983)は Fluid-in-cell 法に一種の Particle-in-cell 法を加

\* 同志社大工 Shinji Narita: Star Formation—On the Effect of Rotation—

えた結果、後に述べるようにやはり“止めどない収縮”をもたらした。

以上は軸対称ガス雲の2次元シミュレーションの研究であるが、一昔前の球対称1次元シミュレーションが、等温ガス雲の収縮においては特殊な制限であって、収縮するにつれて球対称性をほとんど維持し得ないと同様に、軸対称2次元シミュレーションがやはり特殊な制限になっていて、軸対称性を維持し続けることはできず、“止めどない収縮”もいつかは非軸対称ゆらぎの成長によって止まると予想される。したがって良い精度の3次元シミュレーションが望まれるが、最近の観山他(1983)による粒子法を用いた3次元計算の結果は、後に紹介するようにどのような不安定モードが発達し易いのかという観点からも大変興味深い。

### 3. 一様密度の楕円体状ガス雲

ガス雲が動的収縮をする初期の回転効果を見るために、単純な計算をしてみよう。初期状態は一様密度の剛体回転する球とし、さらに内圧を無視した冷たいガスであるとしよう。このときガス雲は収縮するにつれて回転速度を増し、重力効果と相俟って形状はどんどん平たくなるが、あくまで剛体回転、一様密度の回転楕円体という性質は保たれる。ついには薄い円盤になるが、ここで実際のガス雲ならばたとえ冷たくとも内圧が急速に増大して収縮を止め、衝撃波を発生させる。衝撃波が伝播するにつれてガス雲は収縮から膨脹に転じるが、衝撃波によるエネルギーの散逸が大きければ膨脹しないこともあるだろう。この過程を単純化して、力学の“はね返りの係数”にあたるパラメータ  $e$  で表し、収縮から膨脹に転じるとき、速度は  $e$  倍に減じるとしよう。

さてこの時点で、遠心力は重力に比べてまだ小さく、円盤は膨脹し始めるがその半径はなおも縮み続ける。円盤の膨脹が止まり再び薄くなり始める時またはその後

に、ついに遠心力が重力を上回って“遠心力バウンス”を起こし、円盤の半径は増大し始める。このような楕円体状ガス雲の運動の様子を示したのが図1で、横軸  $A_1$  と縦軸  $A_3$  は回転楕円体の2つの主軸の大きさを表す。軌跡が斜めの破線から下方へ離れるにつれてガス雲は薄い円盤になり、破線に近づく程球形になる。上段は角運動量の大きさを表すパラメータ  $\beta_0$  (=初期の回転エネルギーと重力エネルギーとの比) が 0.32, 下段は  $\beta_0=0.16$  である。ガス雲は一般に内圧が無視できず、収縮するにつれて非一様性が進み中心ほど高密度になるので、ここから詳しい結論を引き出すことはできないが、ガス雲は一旦平たい円盤状に収縮後、さらに半径方向にある程度収縮が進まないと“遠心力バウンス”を生じないことが一般に予想される。また筆者他(1983)が軸対称シミュレーションを  $\alpha_0$  (=初期の内部エネルギーと重力エネルギーの比) が 0.46,  $\beta_0=0.32$  の場合について行った結果と比較すると、ガス雲の初期の自由落下時間  $t_{ff}$  の数倍にわたって、図1の上段左の場合のガス雲の密度、重力エネルギー、回転エネルギー、子午面内の運動エネルギーの時間的変動が、単純なモデルであるにもかかわらず驚くほどよく似ていた。

### 4. 1次元シミュレーション

10年余り前、ラーソン(1972)が初めて回転している軸対称ガス雲の重力収縮のシミュレーションを行ったが、それは当時の電子計算機的能力を象徴する研究であった。今からみると、彼の用いた格子はいかにも粗いものであるが、当時はいよいよ重力の2次元計算の時代になったという思いがした。計算機的能力はその後飛躍的に進歩し、今や2次元計算も時代遅れで、ガス雲の形に何らの制限もつけない3次元シミュレーションの時代であるといわれる。しかし、重力のような遠隔力の計算を含み、且つ物理量の空間的変化がきわめて大きいガス雲

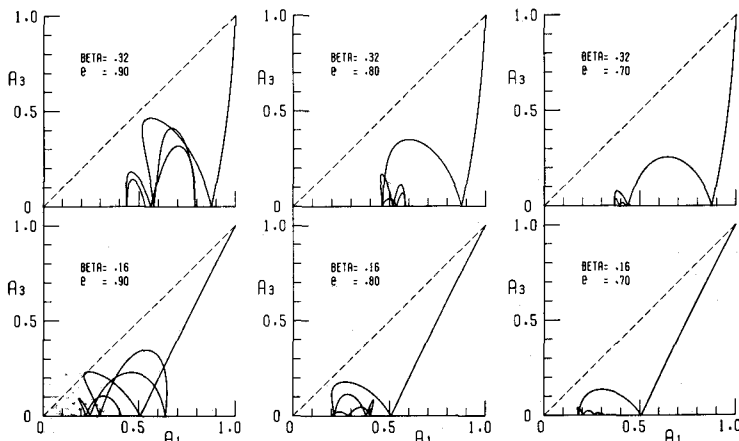


図1 一様密度・剛体回転の冷たいガス雲の収縮の軌跡。  $A_1, A_3$  は回転楕円体状ガス雲の2つの主軸を示し、破線は球状、破線より右下領域は円盤状、左上領域は紡錘状を表す。上段は初期の回転エネルギーと重力エネルギーの比  $\beta_0=0.32$ , 下段は  $\beta_0=0.16$  で、左から右へはね返りの係数  $e=0.9, 0.8, 0.7$  の場合である。

の問題に対しては、計算機の能力は残念ながら現在でも十分とは言えず、そのためかなり粗っぽい計算にならざるを得ない。したがって3次元シミュレーションの結果が信頼し得るものかどうかを判断する基準として、より精密な計算が可能な低次元空間での豊富な計算によって、問題の基本的な性質が前以ってしっかり把握されている必要がある。

この節以下で述べる1次元シミュレーションの目的は、もう一度この重力収縮の問題の土台を見つめ直すというものである。さて我々は回転効果を問題にしているのだから、ここで1次元運動とは球対称収縮のことでなく、 $z$  軸を回転軸とした円柱座標  $(\varpi, \varphi, z)$  における  $\varpi$  方向の運動のことである。 $z$  方向の運動については、その点の  $z$  方向のコラム密度  $\sigma$  だけできまる力学平衡状態にあるとする(薄い円盤の近似)。1次元シミュレーションの最大の利点は、ラグランジュ座標で簡単に計算できるために、ガス雲各部分の角運動量が完全に保存され、2次元・3次元計算で困難を生じている数値上の角運動量輸送の心配がないことである。一方この問題点は、実際に  $z$  方向は力学的準平衡状態にあり、且つ  $\varpi$  方向の運動は  $z$  方向について一様と見なせるかどうかであるが、筆者他の2次元シミュレーションの結果によれば、 $z$  方向に幾層もの平面衝撃波が発生し、波面の上下では  $\varpi$  方向の運動がかなり異なるという複雑な様相はあるけれども、ガス雲がある程度薄い円盤状になれば、この1次元運動は第0近似と見なせるだろう。ノーマン(1980)は2次元シミュレーションで密度が角速度の2乗に比例して収縮することを見だし、スコット&ブラック(1978)は磁場を有するガス雲の2次元シミュレーションで、密度が磁場の2乗に比例しつつ収縮することを見出したが、これはガス雲が  $z$  方向にほぼ力学平衡を保っていることを示唆している。この1次元運動は前節の同様回転円柱近似の計算で、ガス雲がほぼ薄い円盤状に落ち着いた後の進化に対応するものと考えてよいだろう。

解くべき  $\varpi$  方向の運動方程式は

$$\frac{d^2\varpi}{dt^2} = F_g - \frac{2N}{N+1} c^2 \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \varpi} + \omega^2 \varpi \quad (1)$$

ここで右辺第1項  $F_g$  は薄い円盤近似のもとでコラム密度分布  $\sigma(\varpi)$  より求めた自己重力、第2項は圧力項で  $c(\varpi)$  は音速、 $N$  はガスのポリトロプ指数(比熱比 =  $1+1/N$ )、第3項は遠心力項で  $\omega(\varpi)$  は角速度である。初期条件は  $\omega = \omega_0$ ,  $\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 - \varpi^2/R^2}$ ,  $d\varpi/dt = 0$ , 境界条件は  $dR/dt = 0$  とする。ガス球の場合のパラメータに対応させて

$$\alpha_0 = \frac{15}{4} \frac{c_0^2}{\pi G \sigma_0 R}, \quad \beta_0 = \frac{\omega_0^2 R}{2\pi G \sigma_0} \quad (2)$$

とする ( $c_0 = c(\varpi = 0)$ )。赤道面内の密度は  $z$  方向の力学平衡条件より

$$\rho = \frac{\sigma_0}{2R} \left( \frac{15}{4\alpha_0} \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} \right)^{N/(N+1)} \quad (3)$$

で表される。

### 5. 収縮するガス雲の相似則

いま等温ガス雲を考え、 $N = \infty$ ,  $c$  は時間的空間的に一定とする。計算結果によれば、収縮中のガス雲の赤道面内の密度  $\rho$ , コラム密度  $\sigma$ , 角速度  $\omega$  は境界近傍を除き、 $\rho = \rho_0(1 + \varpi^2/a^2)^{-1}$ ,  $\sigma = \sigma_0(1 + \varpi^2/a^2)^{-1/2}$ ,  $\omega = \omega_0(1 + \varpi^2/a^2)^{-1/2}$ ,  $\rho_0 a^2 = \text{一定}$ ,  $\sigma_0 a = \text{一定}$ ,  $\omega_0 a = \text{一定}$  によってよく近似され、それぞれ中心で無限に増大していく(“止めどない収縮”。 $a$  は時間と共に減少する)。しかもこの相似則は、境界条件や初期の  $\omega$  および  $\sigma$  分布にあまり依存しない普遍的なものである。

この相似則は次のように説明できる。収縮するガス雲の中心付近 ( $\varpi \ll a$ ) のコラム密度は通常  $\sigma = \sigma_0(1 + \varpi^2/a^2)^{-n/2}$  で表すことができるが、このとき中心付近の  $\varpi$  方向の重力は  $F_g \approx k\pi G \sigma_0 \varpi/a$ , 圧力勾配は  $F_p \approx 2nc^2 \varpi/a^2$ , 遠心力は  $F_c \approx \omega_0^2 (\sigma_0/\sigma_0) \varpi^2$  となる ( $k$  は1に近い係数で  $n$  の関数)。したがって  $\sigma_0 a$  なる量が大きくなると  $F_c$  が支配的になり、小さくなると  $F_p$  が支配的になって収縮できない。収縮可能な条件  $F_g + F_p + F_c < 0$  を求めると、 $c, \omega_0$  を  $\alpha_0, \beta_0$  で表し

$$f = 1 + \sqrt{1 - (64/15)\alpha_0\beta_0} \quad (4)$$

とおくと

$$(16/15)\alpha_0/f < \sigma_0 a / \sigma_0 R < f/4\beta_0 \quad (5)$$

となる。この関係を図2 ( $\alpha_0 = 0.4, \beta_0 = 0.3$  の場合)で説明すると、( $\log a, \log \rho_0$ ) の位置(すなわち  $\rho$  分布の中心部と外縁部の直線部分を外挿した交点)が破線 A-

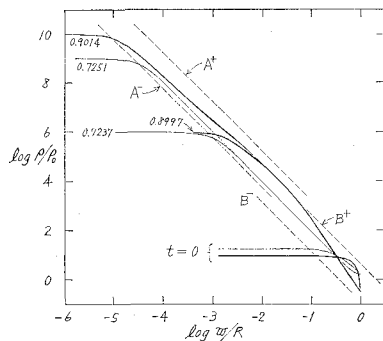


図2 等温ガス雲の赤道面内の密度分布の時間変化(回転軸方向は力学平衡を仮定)。 $\alpha_0 = 0.4, \beta_0 = 0.3$  の場合で、数字は時間を表す。太い実線は初期のコラム密度が一様球に等しく、細い実線はそれより幾らか中心集中している場合で、後者は相似則が特によく成り立っている。破線 A- と A+ の間、B- と B+ の間ではそれぞれ、ガス雲の中心部と外縁部が収縮可能である。

より左側であれば圧力が優勢になり、破線 A<sup>+</sup> より右側であれば遠心力が優勢になる。よって収縮するガス雲は破線 A<sup>±</sup> の間の領域を進むため、 $n=1$  となる ((5) 式は既に  $n=1$  したがってまた  $k=1$  を代入している)。こうして中心部 ( $\omega \ll a$ ) の質量は時間と共に減少し、これまで中心部であった領域は漸次外縁部に移行する。また中心部の進化の短い時間スケールでは、実質的に外縁部のその後の進化は凍結されてしまうので、 $\sigma = \sigma_0(1 + \omega^2/a^2)^{-1/2}$  は中心付近の構造を表すだけでなく、外縁部の構造をも表すことになるのである。

図2に、初期のコラム密度が密度  $\rho_0$  の一様球に等しい場合 (例1, 太い実線) と、それより少し中心集中している場合 (例2, 細い実線) について、ガス雲が収縮する様子を赤道面内の密度分布の時間変化によって示した。時間は  $\rho_0$  の一様球の自由落下時間  $t_{ff} = \sqrt{3\pi/32G\rho_0}$  を単位として示す。例1は収縮可能な領域中を、一旦右端 (A<sup>+</sup>) に接近した後左端 (A<sup>-</sup>) に近づくが、例2は始めから左端に沿って収縮し続け、相似則をきわめて良く再現している。この理由は、例1の初期のコラム密度がこれ以上一様であれば収縮中にリング構造を生じるといふ限界の分布であり、 $(\log a, \log \rho_0)$  点の軌跡は、内圧0ならば勾配  $-4$  ですぐに右端 (A<sup>+</sup>) を突っ切って遠心力によってはね返ってしまうところを、内圧によって外縁部の密度分布が緩やかになるにつれて左端に寄ったのである。したがって内圧が小さい ( $\alpha_0 \ll 1$ ) 場合は、例1は臨界線 A<sup>+</sup> より左へ曲がり切れなくて、“止めどない収縮”をせず“遠心力バウンス”を引き起こすだろう。しかし実際には内圧により、初期の密度分布は例1より例2に近いだろう。

では、例1, 2とも臨界線 A<sup>-</sup> に沿う理由は何か。球対称収縮の場合にペンストン (1969) が見いだした相似則は  $\rho \propto r^{-2}$  (圧力あり) および  $\rho \propto r^{-12/7}$  (重力のみ) であったが、薄い円盤の場合も  $\rho \propto \omega^{-2n}$  とすると、先に述べたように  $n=1$  (圧力あり) であり、圧力0のときは球対称の場合とは異って外縁部の重力を無視することができないので、時間的に不変な相似則は存在しないがやはり  $n < 1$  であることが示される。したがって  $(\log a, \log \rho_0)$  点は重力によって左へ傾こうとするが、圧力によって収縮にブレーキがかかり、臨界線 A<sup>-</sup> の右側へ押し戻されると言える。結局、等温ガスの収縮中の形状は重力と圧力との拮抗によってきまっており、遠心力の大小にはあまり依らない。

### 6. 収縮中のガス雲の厚み

収縮中のガス雲の等密度面はほぼ相似的で、ちょうど赤血球の形のように中心付近が凹んだ円盤状をしている。このガス雲の平たさを定義して、等密度面の最大の

$\omega$  (半径) と最大の  $z$  (厚みの 1/2) との比で表すことにしよう。さて圧力が小さく ( $\alpha_0$  小) 遠心力が大きい ( $\beta_0$  大) とガス雲はより平たくなると一見思われるのだがそうではなく、また  $\alpha_0\beta_0$  が小さいと平たくなるのでもない。前節で述べたように、収縮中のガス雲の構造は中心付近の重力と圧力とが拮抗することで定まっているので、平たさはほぼ一定である。図2の密度分布が臨界線 A<sup>-</sup> から右へ離れるにつれて、ガス雲は平たくなるが、A<sup>-</sup> 線上の平たさは  $\sim 6.0/f$  であり、(4) 式より  $\alpha_0\beta_0$  の値によって 3~6 という比較的厚い円盤状をしている。2次元および3次元シミュレーションでも、さまざまな  $\alpha_0, \beta_0$  のガス雲について、この平たさを示すことが確かめられた。

後に述べるように、重力不安定による分裂が可能な円盤状ガス雲は、ある程度以上平たくなければならない。収縮中のガス雲は時間的余裕もさることながら、とにかくこのようになり厚いので重力的に安定しており、収縮途中で分裂することはないだろう。

### 7. 力学平衡解の発見

図2の臨界線 A<sup>±</sup> は中心部 ( $\omega \ll a$ ) における収縮条件であった。外縁部 ( $\omega \gg a$ ) が収縮し得る条件は、 $a$  が 1/2 だけずれて図2の臨界線 B<sup>±</sup> の間の領域になる。したがって、B<sup>+</sup> が A<sup>-</sup> より左側であれば、もと中心部に含まれた部分が収縮によって外縁部に移行すると、遠心力に比べて重力が弱まり膨脹し始めることになる。ということは結局もともとガス雲全体として収縮できないことを意味する。だから、収縮するガス雲 (の外縁部) は A<sup>-</sup> と B<sup>+</sup> との間にあるはずで、この領域が存在し得る条件は

$$\alpha_0\beta_0 < 5/24$$

となる。ところで最近、回転速度一定の等温ガス雲の力学平衡が発見された (林他 1982, トゥームレ 1982)。この解の密度分布は

$$\gamma = 1 + \frac{v_\phi^2}{2c^2} \tag{7}$$

をパラメーターとして ( $v_\phi$  は回転速度)

$$\rho(\omega, z) = \gamma^2 c^2 (2\pi G \cosh^2 \gamma \zeta)^{-1} \omega^{-2}, \quad \zeta = \sinh^{-1}(z/\omega) \tag{8}$$

で表される。また、初期条件  $\alpha_0, \beta_0$  のガス雲が収縮してこの力学平衡解に達したとすると

$$\alpha_0\beta_0 = \frac{15}{4\pi^2} (\gamma - 1) \sin^2\left(\frac{\pi}{2\gamma}\right) \tag{9}$$

の関係にあり、 $\alpha_0\beta_0$  の1つの値に大小2つの  $\gamma$  の値が対応している。この2つの解がちょうど図2の臨界線 B<sup>-</sup> と B<sup>+</sup> に当たり、(8) 式は中心で  $\infty$  になっている。ただ図2の B<sup>±</sup> は薄い円盤の近似を用いているの

で、厳密解 (8) とはわずかに異なる。厳密解は  $\alpha_0\beta_0 < 0.197$  においてのみ存在する (これは  $B^+$  が  $B^-$  の右に存在する条件で、 $B^+$  が  $A^-$  の右に存在する条件 (6) 式より緩い。したがって (6) 式の数値は厳密には 0.197 よりなお小さいはずである)。 $B^-$  は  $A^-$  より左側にあるので、ガス雲が収縮の結果、この平衡解に近づくとは考えにくい、 $\gamma$  の大きい方の解 (臨界線  $B^+$  に対応) に近づくと考えられる。ガス雲の平たさに関する前節の定義を用いると、この解の平たさは  $\sim 1.5\gamma$  である。

この平衡解のリングモードに対する重力不安定性を 2 次元数値計算で求めた結果によれば、 $\gamma \geq 6.5$  では重力的に不安定となる。これは (9) 式より

$$\alpha_0\beta_0 \leq 0.12 \quad (10)$$

に対応する。またこの結果はゴールドライク & リンデンベル (1965) が回転する一様無限平板の重力不安定性を調べた結果とも合致する。

## 8. 断熱核の形成からリングへ

等温ガス雲は軸対称なら“止めどない収縮”をする。しかし実際には、密度がある程度以上高くなればガス雲は不透明になり温度が増大し始めるだろう。そこで簡単なモデルを考え、臨界密度  $\rho^*$  以上ではガスのポリロープ指数が  $\infty$  から  $N$  に変わるとする。 $\rho^*/\rho_0 = 10^8$ ,  $N = 3$  の計算例を図 3 に示す (0.8997 $t_{ff}$  までは図 2 の例 1 に同じ)。中心密度は  $\sim 10\rho^*$  に達して収縮が止まり、そこへ外縁部の質量が集積し始め、ほぼ一様密度の断熱核を形成する (0.9023 $t_{ff}$ )。核の半径が密度一定のまま増大すると、中心部の重力は半径に逆比例して減少し始め、その結果それまで力学平衡に達していた中心部は次第に膨脹し始める。こうして外縁部から落下してきた部分と衝突する辺りに密度の高いリングを形成する (0.9066 $t_{ff}$ )、リング状密度分布の発生はますます中心部の重力を弱め、ついには中心に穴が開いたドーナツと

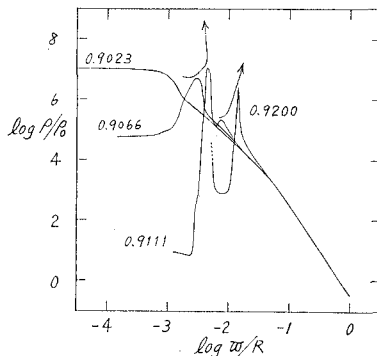


図 3 中心核が不透明になる場合。 $\rho > 10^8\rho_0$  ではポリロープ指数  $N=3$  の不透明ガスになるとした (0.8997 $t_{ff}$  までは図 2 の太い実線に同じ)。矢印は発生した 2 個のリングの動きを示す。

なる。このようにリングは“遠心力バウンス”というより、中心核が成長すると円盤の重力的性質の必然的結果として形成されるのである。

リングが成長すると、自己重力のため半径が少し縮み、外縁部との間に空隙を生じる (0.9111 $t_{ff}$ )。このため外縁部の内端は逆に外縁部の重力に引き寄せられて、そこに第 2 のリングを形成する (0.9200 $t_{ff}$ )。以上の現象は  $\rho^*$ ,  $N$ ,  $\alpha_0\beta_0$  の値にあまり依存しない。リングの質量とガス雲全質量との比は  $\sqrt{\rho_0/\rho^*}$  のオーダーである。リングが重力不安定を起こし多数の分裂片に分かれると、それらは衝突し合ったり外縁部へ飛び出したりといった複雑な多体運動を生じるだろう。しかし 3 次元シミュレーションによれば、リングが生じる時点で非軸対称ゆらぎが生じ、始めから分裂片が生まれるようである。

## 9. 2 次元シミュレーション

軸対称の等温ガス雲は、始めに述べたように数多くの計算がなされているものの、結果がまちまちで、収縮の早い時期にリングを形成するとの報告が多い。ここでは筆者他 (1983) が Fluid-in-cell 法に cell 数の数倍 ( $\sim 13000$  個) のラグランジュ粒子を角運動量の計算のために加えて改良した方法による結果を述べよう。例として初期条件は一様密度の剛体回転球で  $\alpha_0 = 0.4$ ,  $\beta_0 = 0.3$  とし、境界は不動の場合を示す。図 4 に 2.057 $t_{ff}$  での赤道面内の密度および角速度分布を示したが、1 次元シミュレーションによる予測と大変よく一致し、相似則を再現している。密度分布に揺らぎがあるのは、 $z$  方向に発生した 3 層の衝撃波の影響を受けているためである。図 5 は子午面内の密度分布と速度分布である。図 5 (c)  $\sim$  5 (e) は 2.057 $t_{ff}$  時のガス雲の全体構造および 0.1 $R$  以内、0.01 $R$  以内の中心構造を表す。 $z = 0.3R$ , 0.03 $R$ , 0.005 $R$  に存在する平らな衝撃波はそれぞれ、1.23 $t_{ff}$  で  $z = 0.03R$  に (図 5 (a)), 1.93 $t_{ff}$  で  $z = 0.02R$  に (図 5 (b)), 2.04 $t_{ff}$  で  $z = 0.003R$  に発生し、前進したものである。衝撃波面は幾らか  $z$  方向に進んだ後、ちょうど

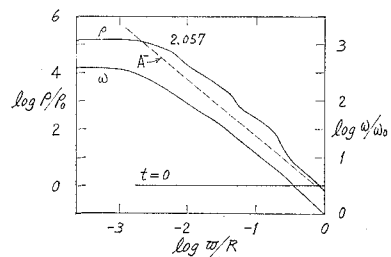


図 4 軸対称等温ガス雲の赤道面内の構造。 $\alpha_0 = 0.4$ ,  $\beta_0 = 0.3$  の例で 2.057 $t_{ff}$  後の密度と角速度分布は共に相似則をよく再現している。密度曲線の揺らぎは回転軸方向の 3 層の衝撃波の影響による。破線は密度の臨界線 (図 2 参照)。

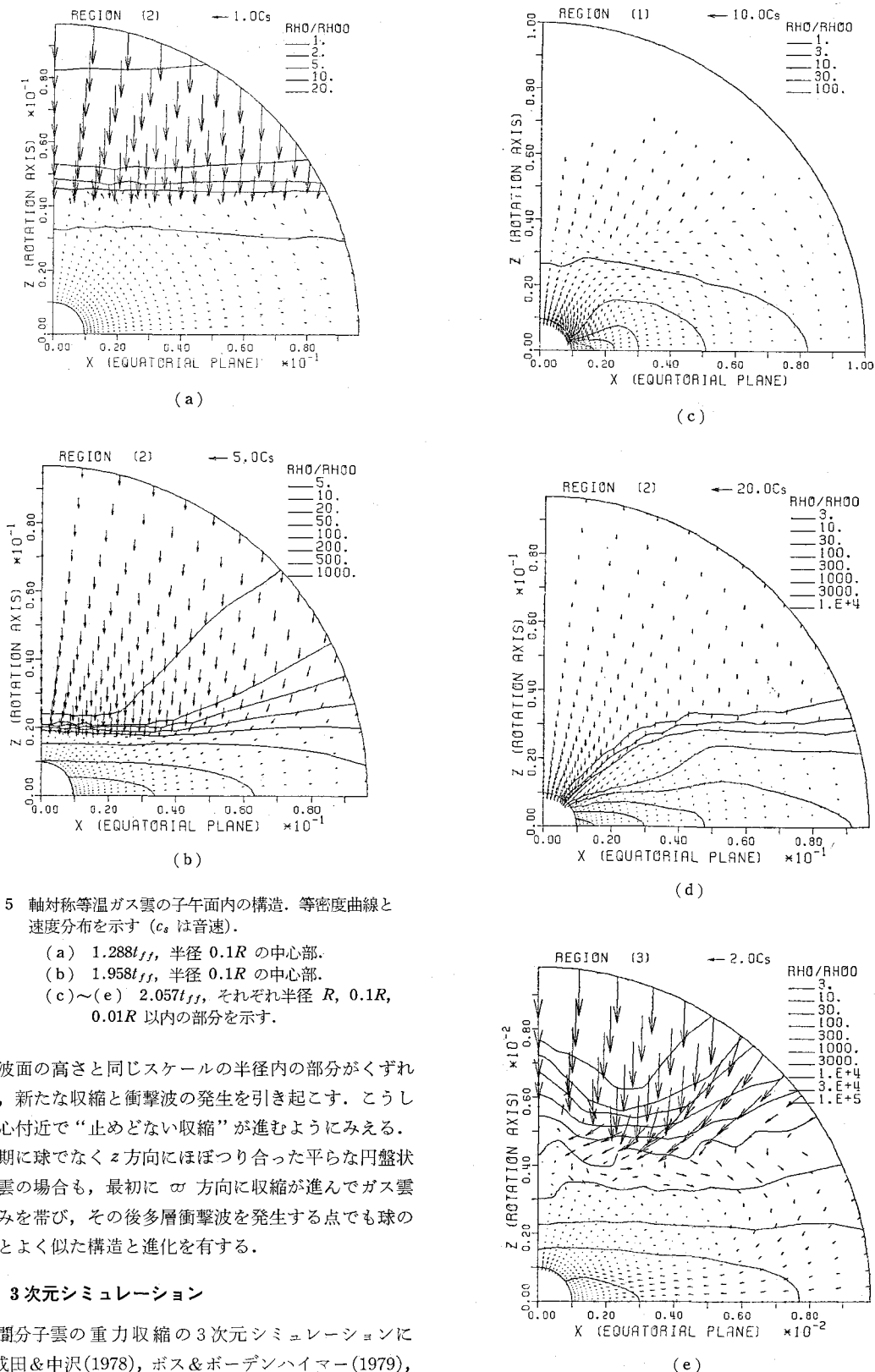


図5 軸対称等温ガス雲の子午面内の構造. 等密度曲線と速度分布を示す ( $c_s$  は音速).

- (a)  $1.288t_{ff}$ , 半径  $0.1R$  の中心部.
- (b)  $1.958t_{ff}$ , 半径  $0.1R$  の中心部.
- (c)~(e)  $2.057t_{ff}$ , それぞれ半径  $R, 0.1R, 0.01R$  以内の部分を示す.

衝撃波面の高さと同じスケールの半径内の部分がくずれ落ち、新たな収縮と衝撃波の発生を引き起こす。こうして中心付近で“止めどない収縮”が進むようにみえる。

初期に球でなく  $z$  方向にほぼつり合った平らな円盤状ガス雲の場合も、最初に  $\varpi$  方向に収縮が進んでガス雲は丸みを帯び、その後多層衝撃波を発生する点でも球の場合とよく似た構造と進化を有する。

### 10. 3次元シミュレーション

星間分子雲の重力収縮の3次元シミュレーションには、成田&中沢(1978), ボス&ボーデンハイマー(1979),

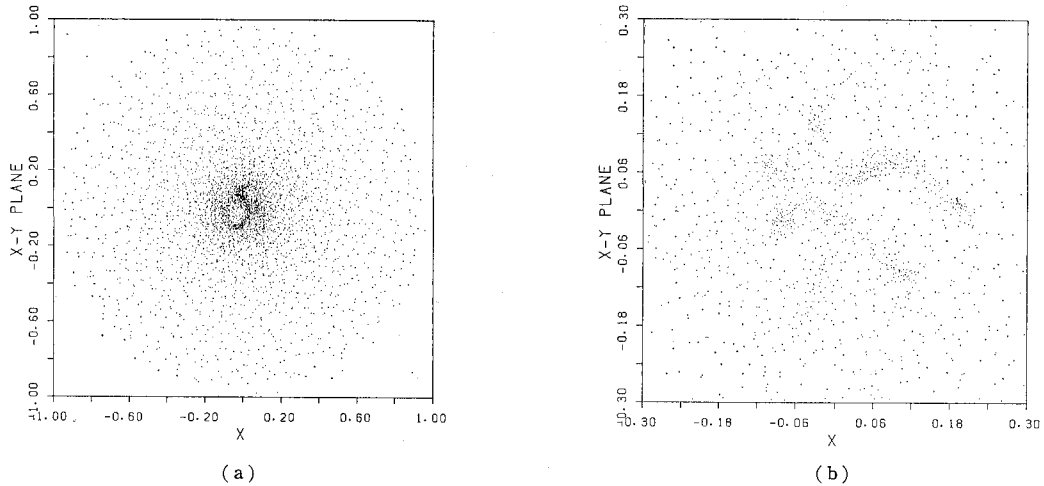


図 6 3次元等温ガス雲の密度揺らぎ。赤道面に全流体素片を射影した。

- (a)  $1.995t_{ff}$ , 図4 & 5と同じ条件で  $\alpha_0=0.4$ ,  $\beta_0=0.3$ . 半径  $R$  の全体構造で, 後に3つに分裂.  
 (b)  $1.906t_{ff}$ ,  $\alpha_0=0.2$ ,  $\beta_0=0.3$ . 半径  $\sim 0.3R$  の中心部で, 後に8つに分裂.

(観山他 (1983) による)

トーリン (1980), ポス (1980), ギンゴールド & モナガン (1981) 他多くの研究があるが, そのほとんどは初期に比較的大きな密度揺らぎを与え, その揺らぎがそのまま収縮で発達して分裂に至るといった計算例であったり, また揺らぎが小さい場合には, 収縮の早い時期からリングを生じ易い2次元計算法の性質がそのまま受け継がれていたりして, 3次元問題としての信頼に足る一般的結論を出すためには, さらに精度の良い計算が望まれる. しかしウッド (1981, 1982) として, それを発展させた観山他 (1983) の計算は, 以上の問題点を免れていて特に興味深い. 彼らは500~4000個の粒子をほぼ一様に球状に分布させ, その収縮運動を調べた. 粒子は隣接する粒子と重なり合う程度の拡がりを持ち, 互いに圧力を及ぼし合う等温の流体素片と見なされる.

観山他の結果によれば, 収縮できない条件にあたる  $\alpha_0\beta_0 \geq 0.20$  では, 収縮・膨脹を周期的に繰り返す, 中心は高密度にならない. ガス雲が比較的膨んでいて厚みがあるために重力不安定を起こさない条件に対応する  $0.20 \geq \alpha_0\beta_0 \geq 0.12$  では,  $2t_{ff}$  以後に中心部で一旦収縮が止まり  $\omega$  方向への膨脹が起こるが, その後再び収縮し始め“止めどない収縮”をするように見える. 重力不安定を生じる平たいガス雲の条件 (10) 式の場合は,  $2t_{ff}$  より少し前に同様に  $\omega$  方向へのね返りが生じ, ガス雲の厚みが平たくなって非軸対称ゆらぎが発達し, その後分裂する. 図6に発達途中の非軸対称密度揺らぎを示す.  $\alpha_0\beta_0=0.12$  の場合は2本の腕,  $\alpha_0\beta_0=0.06$  の場合は  $\sim 5$ 本の腕が生じ, 非一様回転のためねじれて, その後それぞれ3個と8個に分裂するように見える. 分裂片の総質量は全質量の30~40%に達し, 一方自転角

運動量は初期の1/20~1/40に減少し, もとの角運動量の大部分が軌道角運動量へ移行した.

結論として, 重力不安定によって分裂するモードは,  $\alpha_0\beta_0$  が小さくガス雲が平たくなる程細かく, またリング状より放射状の方が発達し易いようである. 等温ガス雲で“止めどない収縮”をせずに  $\omega$  方向へのね返りを生じたのは, 数千個の等質量粒子では高密度の中心領域 ( $\leq 0.01R$ ) の表現に限界があるためと思われるが, 初期のわずかな非軸対称性が発達したとも考えられる.

## 11. おわりに

現在の計算精度では, 観山他の3次元シミュレーションにおける分裂片の構造について, まだ十分議論し得る段階ではないが, 分裂片の  $\alpha\beta$  はかなり小さく再収縮・再分裂を予想させる. 計算法の新たな工夫によってより詳しい値がわかれば, 収縮・分裂が1回切りのものか, カスケード的に幾世代も続くものかという, 星の形成理論にとってカギとも言うべき問題に光が投げかけられることになるわけである.

またこれまでのほとんどのシミュレーションでは, 初期条件として一様密度・剛体回転の球状ガス雲を仮定しているが, これは最も単純なモデルというだけで特に現実性があるわけではなく, 分裂片の構造を調べて一般的な性質が見いだされれば, それをガス雲の初期状態に適用して計算し直すことが望まれる. はじめに述べた星の形成に関する疑問に解答が与えられるには, まだはるかに道が遠い.

(本稿は林忠四郎, 観山正見両氏との共同研究にもとづくが, 独断・偏見はすべて筆者の責任である.)