

留守番時代に入った球状星団の力学的進化の研究

稲垣 省五*

1. はじめに

どの研究分野においても、その分野の研究が飛躍的に進むときと、一段落して、なかなか進歩しないときがある。球状進化の力学的進化の研究は、この10年間に飛躍的に進展して、基本的問題は殆ど解決された。そのため、これからしばらく、球状星団の力学的進化の研究は少数の研究者（留守番）だけが行い、進展は比較的緩やかになり、より基本的な（ペダンティックな）問題に目を向けられるであろう。それと同時に純粋な理論家としてはあまり興味のない問題であるが、観測との比較という、より天文学的な研究が進むであろう。この段階で、最近10年間の研究の進歩をふりかえるのはいい機会である。また、この分野の研究の進展の原因を探るのは、他の分野の研究にとっても有益であると信じる。

球状星団の進化の研究の進展の要因としては、a) フォッカー・プラנק方程式の数値積分が可能になったことがある。これは計算機の進歩とも関連する。二番目の要因は、b) ガスモデルによる物理の理解が成功したことである。また、c) post-collapse evolution の研究という新しい概念も重要な要因になっている。

以下これらの点を順番に振り返るが、その前に球状星団の進化の研究の歴史を駆け足で振り返ることにする。この稿では、いろんな現象の説明はあまりせず、裏話的な事柄に重点を置くので、用語や現象等の詳細については、文末の参考文献を見て戴きたい。

2. 球状星団の進化の研究の歴史

1940年代にはチャンドラセカールやスピッツァーによる二体遭遇の研究がなされた。これで、恒星系の緩和時間の概念が確立され、この研究は重力と同じ逆二乗則のプラズマの研究に波及した。恒星系の研究がプラズマ物理に貢献したのはこれが最後で、これ以後はプラズマ物理からの手法を恒星系力学で借りることになる。

60年代初頭には、リンデンベル、スウィートといったところが、プラズマで用いられていた線形ゼラソフ方程式を用いて恒星系の安定性を研究した。

62年にアントノフが等温ガス球も自己重力を考慮すると不安定になることをロシア語の論文で発表し、68年にリンデンベルとウッドがこれを重力熱的破局と呼び物理的に解釈し、世界にこの概念を広めた。この現象は現在重力熱的不安定と呼ばれることが多く、球状星団の進化の原動力である。このように、ソヴィエトでの研究に

は重要な研究の萌芽となるものも、たまにあるが、多くの研究は的外れであり、また論文がロシア語で書かれていることも影響し、多くの研究者の目に触れない。

70年代初頭には、スピッツァーと彼の弟子達と、エノンが独立にモンテカルロ法を開発し、球状星団のシミュレーションをした。そして重力熱的不安定性が実際に起こることなどを確かめたが、モンテカルロ法はノイズが大きく、進化を精密に追うことが出来なかった。例えば、球状星団のコアの収縮が十分に進んだとき、有限の質量を持つコアが陥没するのか、そのときのコア質量は無限小なのか明らかではなかった。

79年、80年にはコーンが軌道平均されたフォッカー・プラנק方程式を初期値問題として数値積分する方法を開発し、詳しい進化の計算が可能になった。

80年には、リンデンベルとエゲルトンがコアの収縮の自己相似解について議論し、コアの収縮の過程の物理を明らかにした。コーンと、リンデンベルとエゲルトンの研究によると球状星団のコアは、約10倍の（半分の質量を含む地点での）緩和時間でコア密度が無限大になることが明らかになった。少なくとも数の球状星団の緩和時間は一億年のオーダーなので、宇宙年齢（百億年）には、いくつかの球状星団はコアの収縮を完了していなければならず、その後の進化がどうなるか大問題になった。

83年には筆者とリンデンベルが、フォッカー・プラנק近似ではコア密度が無限大になってからの進化（post-collapse evolution と呼ぶ）の自己相似解を求め、post-collapse evolution の研究の先鞭を切った。

同年、杉本とベツトヴィーザーが post-collapse evolution では、コア密度が単調に減少せず、振動することを見い出し、これを重力熱的振動と呼んだ。最初の頃は、コア密度が単調に減少する解を他の研究者が見い出し、重力熱的振動が存在するかどうか、議論を呼んだが、87年のグッドマンの研究、89年のヘギーとラママニの研究、同年のコーン、ハット、ワイスの研究により重力熱的振動の存在は確かめられた。

80年代前半までの大部分の研究では、簡単のため、球状星団を構成する星の質量は等しいと仮定されたが、84年に筆者とヴィヤントとが、85年に筆者とサスローが星の質量分布がある場合の進化を調べた。

このように80年代の研究により球状星団の進化の大筋は解明された。

* 京大理 Shogo Inagaki: A Brief Review on the Dynamical Evolution of Globular Clusters

3. フォッカー・プランク方程式の数値積分

70 年代後半に球状星団中の X 線源と関連して、中心にブラックホールのある恒星系の性質が調べられた。最初はフォッカー・プランク方程式を適当な近似のもとに解析的に解くといった仕事が行われたが、その近似がいかどうか明らかではなく、得られた結果も正しいかどうか分からなかった。76 年にパーコールとウォルフがエネルギーが独立変数のフォッカー・プランク方程式を数値的に解き、この問題への正しい答を与えた。その後、ブラックホールに吸い込まれる星の量を知るには角運動量依存性も重要なことが分かり、78 年にカルスラッドとコーンがエネルギーと角運動量の二つの独立変数のフォッカー・プランク方程式を数値的に解いた。中心にブラックホールのある問題は、中心近くではブラックホールの重力場のみを考えればよいので、重力は外場として扱われる。

79 年にコーンは自己重力の場合のエネルギーと角運動量を独立変数とするフォッカー・プランク方程式を数値積分した。しかしこの二次元のフォッカー・プランク方程式の数値解は精度が悪く、解の精密な性質はよく分からなかった。そこでコーンは 80 年にエネルギーだけを独立変数とするフォッカー・プランク方程式の解を、プラズマの方で知られていた精度のいい方法で解き、球状星団の進化を中心密度が 10^{20} 倍になるまで計算するのに成功し (図 1)、解の詳しい性質を明らかにした。今から考えてみれば、球状星団の中心付近では速度分布は殆ど等方的になっているので、エネルギーだけを独立変数とするフォッカー・プランク方程式を初めから解いていけばよかったのに、より複雑な二次元の方程式が先に解かれたのは、カルスラッド・コーンの仕事で (この

場合は中心にブラックホールがあるので二次元の問題を解かねばならなかった) 二次元のコードが先ず開発されたためである。

エネルギーだけを独立変数とするフォッカー・プランク方程式は、既に 61 年のエノンの論文に現われていたし、軌道平均されたフォッカー・プランク方程式という概念は 71 年のスピッツァー・ハートの論文やエノンのモンテカルロ法の本質そのものであったのに、70 年代の終わりまで軌道平均されたフォッカー・プランク方程式の数値積分が出来なかったのは計算機の能力が十分でなかったためである。

4. ガスモデルによる物理的理解

フォッカー・プランク方程式の数値積分が出来るとなると、球状星団の進化を追うことが出来るが、数値解が分かっただけでは物理過程が分かっただけにはならない。物理過程を明らかにするには、簡単なモデルの解析をするのが適している。軌道平均されたフォッカー・プランク方程式はあまり簡単な式ではなく、その解の意味も分かりにくい。

球状星団の進化を理解するのに二つの段階があるのを指摘したのは杉本である。球状星団の一つの特徴は、恒星系であるため、緩和時間が力学的時間尺度より大きいことである。即ち、平均自由行程が系の大きさより大きい。これは、通常的气体と大きく異なる。ガスでは、平均自由行程が系の大きさより十分小さいため、局部的緩和時間は力学的時間尺度より十分小さい。もう一つの特徴は、球状星団は、自己重力系であることである。この二つの特徴のうち、どちらが球状星団の進化により大きな影響を及ぼすかを知るため、先ず第二の自己重力系というところだけに注目しようというのが杉本の発想である。進化のよくわかっている自己重力系としては恒星がある。従って、先ず、球状星団は、恒星系であることは忘れて、ガス系であると考えたとき、進化はどうなるか考えようというのである。杉本が恒星進化論の大家であることを考えれば、これは自然な発想であり、見事に成功した。

これと類似のことをエノンも考えたが、彼は恒星系ということに拘ったため、杉本ほどの成功は収めなかった。エノンは、球状星団中のエネルギー輸送は、中心でのエネルギー発生率によるのではなく、星団の構造で決まると考えた。これは、恒星進化論での、エディントンが、恒星中の熱の流れは、中心でのエネルギー発生率で決まるのではなく、恒星の構造で決まると考えたのに相当する。このように、球状星団と恒星は大きな類似点があるため、ガスモデルが成功しても不思議ではない。

ガスモデルは、先ず、蜂巢・杉本 (1978) による重力熱的不安定性の解析で使われた。蜂巢・杉本はアントノ

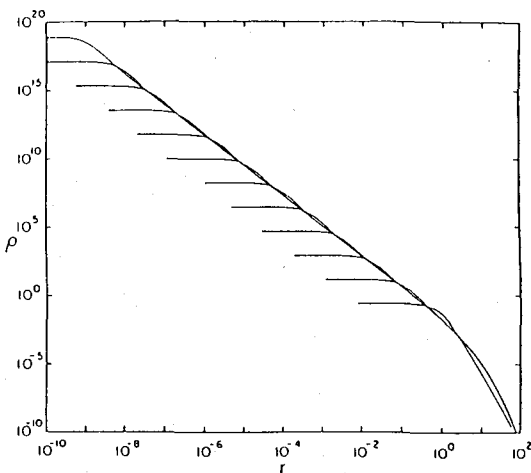


図 1 収縮段階での球状星団の密度分布の進化。進化が自己相似的に起こっているのがよくわかる。[Cohn (1980) Ap. J., 242, 765 より]

フ (1962) やリンデンベル・ウッド (1968) で議論された重力熱的不安定性のメカニズムを非常に明快に説明した。蜂巢・杉本は、先ず、アントノフやリンデンベル・ウッドの解析は大域的な物理量 (例えばエントロピー) を議論しているため分かりにくいことを指摘した。そこで、局所的な温度やエントロピーの分布を考え、エントロピー分布を変化させると、温度分布がどう変化するか考えた。普通エントロピーと温度の変化の関係は比熱が与えられれば決まるが、自己重力系では、エントロピー分布を変化させれば、系の構造 (例えば密度分布) も変わるため、エントロピーの局所変化だけではその場所における温度の変化は決まらない。従って、温度変化は

$$\frac{\delta T(M_r)}{T} = \int_0^M F(M_r, M'_r) \delta s(M'_r) dM'_r$$

のように積分形に書かれる。この積分核 $F(M_r, M'_r)$ (M_r は中心から半径 r までの質量) は比熱の逆数に対応する。系が重力熱的に安定な場合は図 2 に示すように $F(M_r, M'_r)$ は系の大部分で正である。しかしながら、系が不安定になると、図 3 に示すように、負の領域が大きくなっていく。このように、蜂巢・杉本は重力熱的不安定性のメカニズムを、積分核としての比熱の正負で見事に示した。

次に、蜂巢・中田・野本・杉本 (1978) は、重力熱的不安定が非線形段階に入ってから進化を調べた。これは、恒星の進化のコードにより重力熱的不安定の非線形段階を計算しただけなので、蜂巢・杉本 (1978) に比べると重要性が少ないと思われるが、引用される回数は非常に多い。蜂巢・中田・野本・杉本は、ラーソン (1970) がフォッカー・プランク方程式のモーメント方程式を数値的に解いたのと同じく、非線形段階の重力熱的不安定性は自己相似的に進むことを示した。

蜂巢・中田・野本・杉本の仕事は後に、リンデンベ

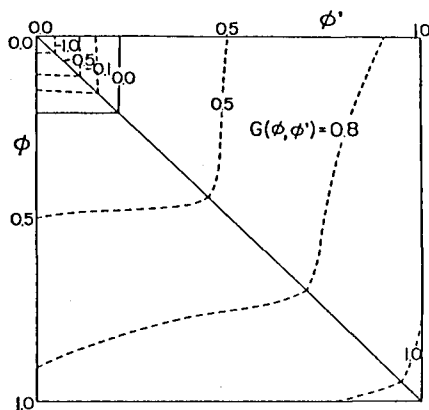


図 2 安定な場合の積分核としての比熱の逆数 $F(\phi, \phi')$ ($\phi = M_r/M$). [Hachisu & Sugimoto (1978) Prog. Theor. Phys., Kyoto, 60, 393 より]

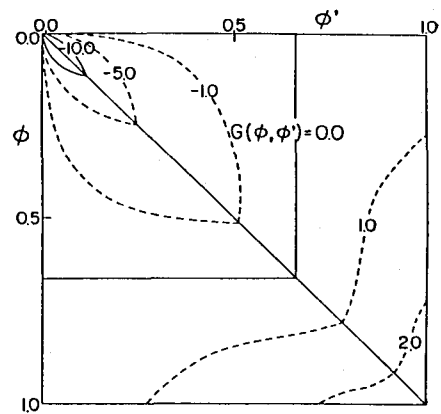


図 3 不安定な場合の積分核としての比熱の逆数 $F(\phi, \phi')$ ($\phi = M_r/M$). [Hachisu & Sugimoto (1978) Prog. Theor. Phys., Kyoto, 60, 393 より]

ル・エグルトン (1980) が重力熱的不安定性の自己相似解について議論するときの基礎になったが、リンデンベル・エグルトンの仕事の重要性は、ガスモデルを用いて自己相似解を求めたことではなく、モデルによらない自己相似解の性質を精密に求めたことにある。すなわち、リンデンベル・エグルトンは重力熱的不安定の自己相似解において、物理量は、中心から十分離れたところで中法則に従い、例えば、密度分布は $\rho \propto r^{-\alpha}$ としたとき α は $2 < \alpha < 2.5$ でなければならないことを示した。また、中心密度は $\rho_c \propto (t_0 - t)^{-2\alpha/(6-\alpha)}$ となり、有限時間 $-2\tau/(6-\gamma)$ で無限大になることを示した。このとき、コアに含まれる質量は $M_c \propto (t_0 - t)^{(6-2\alpha)/(6-\alpha)}$ となり、中心密度が無限大に近づくにつれて零に近づくことを示した。

ガスモデルは重力熱的振動の発見にも用いられたが、それについては次節で述べる。

ガスモデルは、大体の場合恒星系に対しても正しい結果を与えるが (リンデンベル・エグルトンがガスモデルで得た $\rho \propto r^{-\alpha}$ としたときの α の値は 2.21 であったのに対して、コーンがフォッカー・プランク・モデルで得た α の値は 2.23 であった)、いつも正しい結果を与えるとは限らないので、必ずもう一度フォッカー・プランク・モデルで確かめなければならないのが難点である。例えば、ベツトヴィーザーと筆者の研究 (1985) によると、多成分系ではガスモデルは定量的に正しい結果を与えない。

5. Post-collapse evolution の研究

Post-collapse evolution の研究は、83 年の筆者とリンデンベルとの研究を機にして盛んになり、大きく発展したが、それは機が熟していたためである。それ以前にも、65 年と 75 年のエノンの post-collapse evolution の先駆的研究はあったが、あまりにも先駆的過ぎて他の研究者はついて行けなかった。65 年という 68 年のリン

デンベルとウッドの論文が発表される前である。Post-collapse evolution の研究が、83 年の筆者とリンデンベルとの研究を機にして盛んになったのは、それまでに重力熱的不安定で収縮している段階の球状星団の進化は基本的に解明されていたことと、十分収縮し密度が高くなった段階では、連星がコアを加熱するということが分かっていたことによる。また、75 年のヘギーやヒルズの研究で連星の性質もよく分かっていたということもある。

筆者とリンデンベルが post-collapse evolution の自己相似解を求めたのは、重力熱的不安定で収縮している段階の進化は自己相似的であること、post-collapse evolution では自己相似的に進化が進むというより強い根拠があったこと、自己相似解の性質を調べると進化の基本的性質が分かることなどがあった。

自己相似解があるかどうかは、次元のある定数の (独立な) 数による。まず、次のように問題設定をしよう。重力熱的不安定が極限まで進めば、そのときの密度分布は、

$$\rho = Ar^{-\alpha} \quad (1)$$

の形になるであろう。この後の進化を考えると、中心付近では緩和時間が短いので進化が早く、中心付近は等温分布

$$\rho \propto r^{-2} \quad (2)$$

になるであろう。(1) と (2) の分布の境目は時間とともに外側に動くであろう。この問題の次元のある定数は、重力定数 G 、(1) の A の二つであり、これらからは長さの次元を持つ量が作れない。このことより自己相似解のあることが分かる。次元的考察より、長さの次元を持つ量 r_* は

$$r_* \propto (t - t_0)^{2/(6-\alpha)}$$

と変化する。この r_* が (1) と (2) の分布の境目の半径である。

さて、上記の post-collapse evolution の自己相似解が存在することが分かったが、進化がそのように進むためにはこの自己相似解は安定でなければならない。残念ながら、この解は不安定である。その理由は、中心付近が (2) で表わされる特異等温解ということはこの部分の密度比が無限大であることを意味し、密度比が 709 より大きい等温球は重力熱的に不安定だからである。従って、この自己相似解は実現されず、実際の進化は、この不安定解の周りにリミットサイクルがあれば、その振動解が実現されるであろう。もっとも、このことに気付いたのは、重力熱的振動の存在が確認されてからであったが。

筆者とリンデンベルが自己相似解を見出した頃に、ヘギーは初期値問題として post-collapse evolution の計

算をし、中心密度が単調に減少する解を見つけ、その解はごく中心付近を除けば、筆者とリンデンベルの解になっていたのが良くしていたが、しばらくして、杉本とベトウィーザーが中心密度が振動する解を見出した。彼等はこれを重力熱的振動と呼んだ。1984 年 5 月にプリンストンで開催された球状星団の力学に関する IAU シンポジウムで、重力熱的振動が存在するかどうが大議論になったが、コーンもフォッカー・プランク方程式の数値積分で、中心密度が単調減少する解を見出していたので、筆者を含め大部分の専門家は重力熱的振動の存在を認めなかった。

しかしながら、ヘギーやコーンの計算はタイムステップが大きすぎるという杉本の指摘で、彼等が計算をし直したところ、ガス・モデルでも、フォッカー・プランクモデルでも重力熱的振動が見い出され (図 4, 図 5 = 表紙)、重力熱的振動の存在は、世に認められた。

このようにして、ガス・モデルやフォッカー・プランク・モデルで重力熱的振動が存在することは分かったが、これで重力熱的振動が実際の球状星団で起こることが証明された訳ではない。それは、収縮から膨張に転じるとき球状星団のコアに含まれる星の数が約 50 個と非常に少なく、ガス・モデルやフォッカー・プランクモデルのような連続体近似がよくなく、ゆらぎの影響が大きいためである。重力熱的振動が起こるには、参考文献で述べたように、中心温度がその周りの温度より低い状態が出来る必要があるが、約 50 個の星ではゆらぎが大きくそのような温度分布が実現されない可能性がある。この問題は、まだ未解決である。

6. 今後の問題

このようにして、球状星団の進化について基本的なことは殆ど解明された。まだ解明されていない基本的問題として、一つは前節の最後にあげた重力熱的振動に対するゆらぎの影響である。この問題を考えるとき、一番最初に思いつくやり方としては、少数体によるゆらぎの問題であるので、N 体問題として解けば良いのではないかという考え方である。しかしながら、この方法はあまり

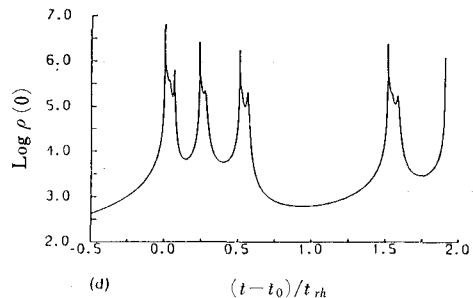


図 4 ガス・モデルで計算された重力熱的振動。Heggie & Ramamani (1989) MNRAS, 237, 757 より]

いい方法ではない。重力熱的振動が起こるには N は 20000 以上でないといけなことが知られている。しかしながら現在の計算機 (FACOM VP 400 程度) で、計算時間を 100 時間くらいでおさめるには、 N は 3000 程度が限界である。そこで考えられる工夫としては、球状星団全体を 20000 個程度の粒子で表わし、その中心部の 3000 個くらいを壁で囲って進化を計算することである。筆者は、このような考え方で VP 400 で 75 時間計算したが明確な答えが得られなかった。多分なんらかの結論を出すには、1 モデルにつき、200 時間くらい計算し、初期条件を変え、10 モデルくらい計算することが必要であろうが、大学の計算センターと筆者の使える研究費の組合せでは無理である。国立天文台にスーパーコンピュータが導入され、1 グループに 1000 時間単位で計算時間が割り当てられるようになるのを期待している。このように、この問題はすぐに解決できるかどうか分からない。

すぐ解決できる基本的問題としては、多成分系の post-collapse evolution を調べるとい問題がある。重力熱的不安定で収縮している段階では、質量の異なる星の間で、運動エネルギーの等分配は成立しないことは分かっ

たが、post-collapse phase では、どうなるか分からない。

あと残されている球状星団に関する問題としては、現実の球状星団のモデルを作ることである。これまでのモデルは、多成分キングモデルで中心で運動エネルギーの等分配が成り立っているモデルであるが、このようなモデルは、球状星団のシミュレーションとは合わない。従って、初期値問題として、球状星団の進化をフォッカー・プランク・モデルで追い、現実の球状星団と合うようなモデルを構成することが望まれる。

今後、球状星団の理論家が進むべき道は、球状星団での経験を生かし、銀河中心核の進化の研究をすることである。銀河中心核は、球状星団と異なる点は、質量や大きさだけでなく、回転しているという点である。回転している恒星系の研究は、それほど難しくなく、かつ新しい分野として、この数年の内に大きく発展するであろう。

参考文献

- 稲垣省五 (1984) 「重力熱的破局後の球状星団の進化」、天文月報、第 77 巻、第 7 号、164。
 稲垣省五 (1987) 「球状星団の力学的進化」、パリティ、第 2 巻、第 12 号、36。

天体観測専門誌

月刊天文ガイド

11月号 定価460円(税別) 10月5日発売

特集：素朴な質問ルーム

最近の読者投稿から、基本的な質問、ベテランだどつい見落としがちなことの質問を中心にとりあげて説明。

NEW FACE TEST REPORT

口径100mm、焦点距離700mmクラスの人気望遠鏡の一つペンタックス製105EDHFを一脚の発売を機に紹介。

胎内星まつり

30数社の望遠鏡メーカーが参加して、8月26日から新潟で行なわれたこの夏最大の「星見の会」の紹介。

●11月のスター・ウォッチング●11月の天文現象観測資料●観測ガイド●情報BOX...など資料満載!

新刊案内

新版 星図星表めぐり

—その活用百科—

日本天文学界 編
 B5判・142ページ●定価2000円(税込) 千310

天文学研究のために必要な、各分野の星図や星表などの資料の案内書。眼視用、写真用などアマチュアが利用できるものから、スペクトル、銀河カタログなどプロの天文学者が必要とするものまで、項目別に掲載。

新版 天体望遠鏡ガイド

西条善弘・渡辺和明 著

A5判・204ページ
 定価1900円(税込) 千260

本書は、これから初めて天体望遠鏡を手にして天文に親しもうという人、手持ちの天体望遠鏡の使い方がよくわからない人、望遠鏡のメカニズムについてもっと知りたい人などに、親切なマニュアルとなっています。

誠文堂新光社

東京都千代田区神田錦町1-5-5
 ☎03(292)1221・振替東京7-128