

恒星系の重力熱的破局

稻 壇 省 五*

1. 重力熱的破局とは

星や星団などの天体は、その構成要素が内部で熱運動しているにもかかわらず飛散しないのは、自分自分のつくり出す重力（以下、自己重力と呼ぼう）で引止めているからである。このような系の熱力学的性質は、実験室の物体のそれとは非常に異なる。例えば実験室では物体を断熱壁で囲んでしばらく放置すると、断熱壁の内部は等温状態になる。たとえ等温状態からずらしても等温状態に戻るという意味で、実験室の物体は熱力学的に安定である。ところが自己重力系では必ずしもそうではない。アントノフは 1962 年に球状の断熱壁に取り囲まれた等温の星団の熱力学的性質を調べたところ、星団の中心での重力ボテンシャルがある値より深いと、その星団は熱力学的に不安定であることを見出した。

この不安定性は 1960 年代の初めに数値実験で発見されていたものだった。フォン・ヘルナーやアーセスが N 体問題で星団のシミュレーションをしたとき、中心部（コア）がだんだん高密度になり、同時に拡がった周辺部（ハロー）がつくられてゆく現象がそれである。

この不安定性がおこるのは何も恒星系（星団のようにその構成要素が星である系）に限らない。一つの星のように、ガスから構成されている系（ガス系）でもおこることはアントノフの議論が恒星系に特有なことを何も使っていないことからもわかる。実際、水素が殻燃焼をしており、まだヘリウムに火の点いていない星のヘリウムコアはほぼ等温であるが、このヘリウムコアの質量がある値（シェーンベルグ・チャンドラセカール限界）を越えるとコアは収縮を始めることはよく知られている。この現象は断熱壁で取り囲まれた星団の不安定性と境界条件は違うが本質的に同じものである。アントノフの見出した不安定性は自己重力系に特有なものであるので、リソデンベルとウッドはこれを重力熱的破局（gravothermal catastrophe）と呼んだ。

ガス系の重力熱的破局は、蜂巣・杉本（1978）、中田（1978）等の研究によりそのメカニズムはかなり明確になった。詳しくは、杉本氏の解説記事（日本物理学会誌 1978 年 1 月号）や著書（宇宙の終焉・講談社ブルーバックス）或は筆者の小文（天文月報 1978 年 3 月号）等を見て戴くことにして、ここでは恒星系との比較のために

簡単に説明するだけにとどめておく。

星の中心部の温度が偶然上がったとしよう。すると中心部から外側に向かって熱の流れが生じ、周辺部は熱をもらうため温度が上がる。一方、中心部はもともと重力と圧力が釣合っているのであるが、熱を失うことで圧力が足りなくなり収縮する。その収縮が充分大きいと、熱を失ったにもかかわらず中心部の温度が周辺部以上に上昇することがありうる。そのような場合、一旦温度差ができるとその温度差は益々大きくなり、中心部は限りなく収縮してゆく。これがガス系の重力熱的破局のメカニズムである。中心部が熱を失ったとき収縮することが破局が起るためには必須であることより、自己重力系でなければ重力熱的破局は起こらないことが理解されよう。

2. ガス系と恒星系

上に述べた重力熱的破局のメカニズムはガス系にだけ適用可能である。ガス系では粒子の平均自由行程が短いため、個々の粒子はその位置が殆ど変わらぬうちに他の粒子と相互作用して、そのエネルギーを変えることができる。従って、力学的時間尺度（平均の速さの粒子が系全体を横切る時間）よりはるかに短い時間で、粒子のエネルギー分布は平衡状態の分布になる。すなわち局所熱平衡はきわめて短時間で達成され、密度、温度などの局所的物理量を用いて系の進化を記述できる状態になる。このような場合には流体力学の方程式を用いることができる。

一方、球状星団等のようにその構成要素が星であり、しかも星の数が数百個よりかなり多い場合、平均自由行程が系の半径よりも大きくなり、星は星団の中で重心付近から端の方まで自由に通り抜けられる。星どうしの相互作用は少ないため、局所熱平衡はなかなか達成されず、むしろ局所熱平衡が達成されるのは系全体の熱平衡が達成されるのと同時といってよいであろう。このような場合、密度とか温度というような局所的物理量を用いても系の進化を記述できないことは容易に想像がつくし、熱の流れという概念もはっきりしない。前節で述べた重力熱的破局のメカニズムはこのような概念を用いているので恒星系には適用できない。

3. 恒星系の進化の記述のしかた

恒星系では局所的物理量を用いることができないのと、流体力学の方程式で進化を記述できない。このよう

* 京大理 Shogo Inagaki: Gravothermal Catastrophe of Stellar Systems

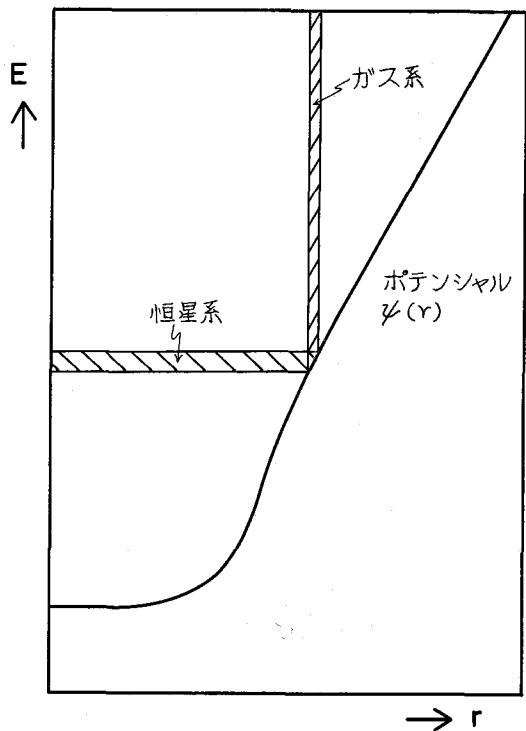


図 1 ガス系では、位置が一定で、様々なエネルギーの粒子について平均した物理量で記述するとわかりやすいが、恒星系では、エネルギーが一定で、様々な位置にある粒子について平均した物理量で記述した方がわかりやすい。

な場合、ボルツマン方程式にまでさかのぼらざるを得ない。流体の式は、密度、温度、速度等の場所だけに依存する物理量に関する方程式であるのに対し、ボルツマン方程式は、分布関数（ある位置でしかもある運動量をもった粒子の個数、すなわち位相空間での数密度）という、場所と運動量の両方に依存する物理量に関する方程式なので、それだけ詳しい情報を含んでいる。因みに、流体の方程式は、適当な重みを掛けて、ボルツマン方程式を運動量について平均すると導ける。ガス系の場合、局所的に、しかも短時間で様々な運動量（いいかえるとエネルギー）を持った粒子が混ざり合うので運動量について（同じことだがエネルギーについて）平均した流体の方程式で進化が記述されるのである。

恒星系の場合、相互作用が少なくて、粒子、すなわち星は同じ場所にとどまっているないし、いろんなエネルギーについてもなかなか混ざり合わないので、ボルツマン方程式をエネルギーに関して平均しても意味がない。しかし、相互作用が少ないことを逆手に取ることができる。星は図1に示すようなポテンシャルの井戸の中を往復している。星どうしは殆ど相互作用しないので、ポテンシャルの井戸の中を一往復する間に、一つの星のエネルギー

は殆ど変化しない。いいかえると、恒星系ではエネルギーについては混ざり合わないが、位置については混ざり合う。従って、力学的時間尺度より長い時間にわたった恒星系の進化を調べるには、ボルツマン方程式を位置について平均して、エネルギーを独立変数とした方程式を使えばいいことがわかる。恒星系に対するボルツマン方程式の衝突項をどう表現すればよいかについては色々議論のあるところであるが、大体の場合フォッカー・プランク型がいいと思われているので、以下エネルギーを独立変数とするボルツマン方程式をエネルギー空間でのフォッカー・プランク方程式と呼ぶことにする。エネルギー空間でのフォッカー・プランク方程式は 1961 年に提出されたエノンの学位論文すでに導かれている。なお、エノンはこの論文で、恒星系で重力熱的破壊が起こることを予言していることは注目に値する。

4. エネルギー空間での恒星系の振る舞い

エネルギー空間でのフォッカー・プランク方程式を見ると、分布関数の対数のエネルギー空間での傾き ($\partial \ln f / \partial E$) により、エネルギー空間での流束が決まることがわかる。ただし、ガス系の場合は一点における温度勾配で熱流が決まるが、恒星系の場合はエネルギー空間全体での分布関数が決まらないと、流束が決まらないので、少し事情は複雑である。大ざっぱに言うと、 $\partial \ln f / \partial E$ が他のエネルギーのところより大きいところで低エネルギーの方向に流束があり、小さいところで高

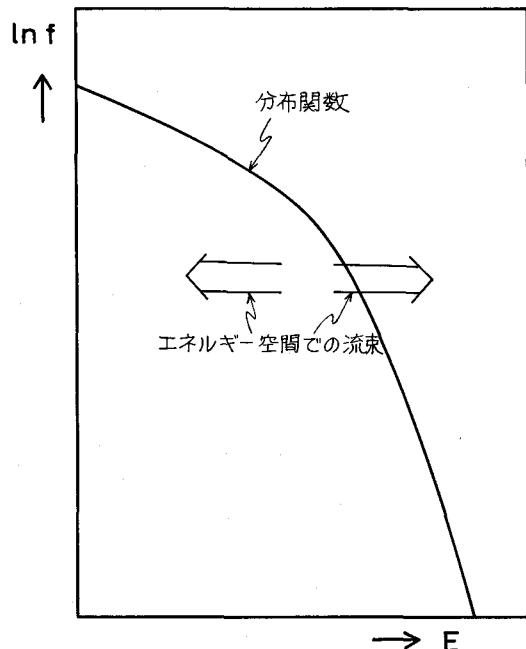


図 2 分布関数とエネルギー空間での流束の関係。

エネルギーの方向に流束がある。例えば図2のように分布関数がなっていると、中エネルギー部分より低エネルギー部分へと高エネルギー部分への二方向の流束がある。マックスウェル分布では分布関数が $\exp(-\beta E)$ に比例する形をしているので $\partial \ln f / \partial E = -\beta$ で、 E によらず一定であるため、エネルギー空間のどこでも流束はない。

5. 重力熱的に安定な星団と不安定な星団

まず自己重力があまり強くない星団を考えよう。(このような星団が星の熱運動で飛び散ってしまわないためには周囲を壁で囲まなければならぬだろう) 完全にマックスウェル分布をしていると、エネルギー空間で流束がなく系は全然進化しないので、分布関数が図2のようになしマックスウェル分布からずれている場合を考えよう。すると、エネルギー空間で中エネルギー部分から低エネルギー部分と高エネルギー部分に星が流れ、その結果、中エネルギー部分の星が減り、低エネルギー部分と高エネルギー部分の星が増える。このとき、自己重力があまり強くなく重力ポテンシャルがあまり変化しないと、位相空間の体積があまり変化しないため、エネルギー空間での数密度の変化がそのまま分布関数の変化になる。つまり、中エネルギー部分では分布関数の値は減り、低エネルギー部分と高エネルギー部分の分布関数の値は増える。その結果、分布関数の対数は直線、すなわちマックスウェル分布に近づく(図3)。故にこの場合は安定である。

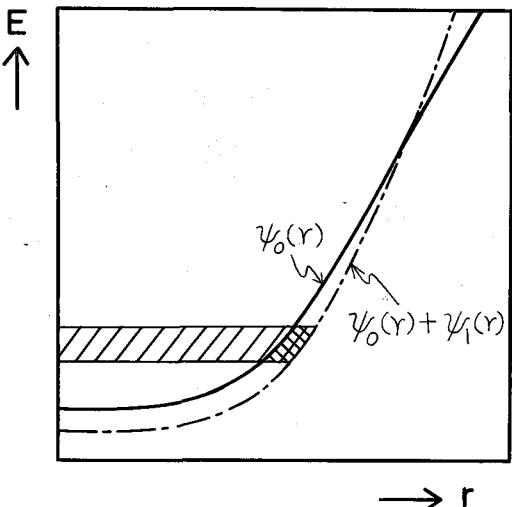


図4 斜線の面積は、単位エネルギー当たりの位相空間の体積を表す。中心でのポテンシャルが下がると、低エネルギー部分の位相空間の体積が増える。

ちマックスウェル分布に近づく(図3)。故にこの場合は安定である。

次に自己重力が強く効いている場合を考えよう。同じく、分布関数は図2の形をしているものとする。エネルギー空間で、中エネルギー部分から低エネルギー部分と高エネルギー部分に星が流れ、中エネルギー部分の星が減り、低エネルギー部分と高エネルギー部分の星が増えるところまでは自己重力があまり強くない場合とならない。ところで、一般的に分布関数はエネルギーの減少関数であることを考慮すると、コアの密度は主に低エネルギー部分にある星の数で決まることがわかる(図1参照)。従って、低エネルギー部分の星の数が増えるとコアの密度が大きくなり、その結果、重力ポテンシャルが中心でより深くなる。すると低エネルギー部分の位相空間の体積が増える(図4)。その増加が充分大きければ、低エネルギー部分の星の数は増えても、位相空間での数密度である分布関数の値は減ることがありうる。高エネルギー部分ではあまり自己重力は効かないため、分布関数の値は増える。これらの過程の結果、もし低エネルギー部分での分布関数の減り方が、高エネルギー部分での増え方より大きいと、分布関数の折れ曲がりは初期より大きくなる。すると、さらにエネルギー空間で星が流れ、中心密度が高くなり、さらに分布関数の折れ曲がりが大きくなる、というようにこの場合は不安定である。

上述の不安定性のメカニズムで本質的なのは低エネルギー部分の星の数が増えたとき、星団の中心でのポテンシャルが下がり、位相空間の体積が増え、低エネルギー部分で星の数が増えたにもかかわらず分布関数の値は減

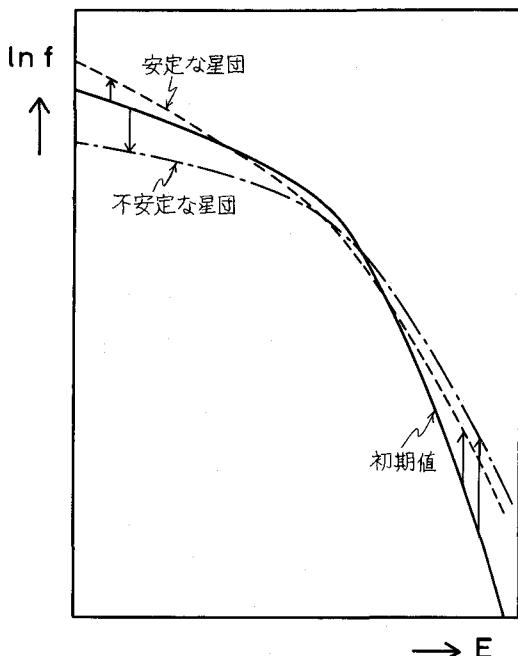


図3 安定な星団と不安定な星団の分布関数の変化のしかた。

少することである。従って、恒星系の場合もガス系の場合と同様に、重力熱的破局を起こすには、自己重力の役割が本質的なことがわかる。

6. どんな天体が重力熱的破局を起こすか

前節でみたメカニズムより、エネルギー空間での拡散過程が重力熱的破局の原因となっていることがわかる。従って重力熱的破局の起こる時間尺度はエネルギー空間での拡散が起こる時間尺度、すなわち、緩和時間程度である。恒星系では緩和時間は力学的時間尺度に比べて非常に長い。実際、力学平衡にある恒星系では緩和時間 t_R と力学的時間尺度 t_d の間には

$$t_R \approx 0.01 \frac{N \cdot t_d}{\log(0.4N)} \quad (1)$$

の関係がある。ここで、 N は系を構成する星の総数である。(1)式から、緩和時間が短いためには、力学的時間尺度が小さいこと、いいかえると密度が高いことと、星の総数があまり多くないことがある。緩和時間が宇宙年令より短い恒星系は、散開星団 ($N \approx 10^3$) と球状星団 ($N \approx 10^4$) くらいで、銀河くらいの星の数が多くなると ($N \approx 10^{11}$)、もはや緩和時間は宇宙年令をはるかに越えてしまう。(銀河に非常に高密度の中心核があれば、そこでは緩和時間が宇宙年令より短いかもしれない)今まで、重力熱的破局が起こるかどうかきちんと調べられたのは、断熱壁に囲まれた等温の星団だけで、現実の天体のように壁に囲まれていないものに対しては、あまりはっきりしていないが、散開星団ではあまり中心でのポテンシャルが深くないために重力熱的破局を起さないと思われる。結局、重力熱的破局を起こす可能性があるのは球状星団くらいである。そこで最後に球状星団の進化を少し考えてみることにしよう。

7. 球状星団のハローの進化

第5節で考慮した重力熱的破局はコアの進化だけに注目しており、ハローはエネルギーの收支を保つだけの場所——杉本氏の言葉ではゴミ捨場——にしかすぎなかつた。現実の球状星団の進化、特にその最終段階である、球状星団の死について考える際には、ゴミ捨場の進化を考えることは非常に重要である。球状星団のハローの進化については、まだわかっていないことも多いので、多少の推測を交えながら考察を進めることにする。

ハローの進化を考える際、忘れてはならないことは、球状星団は孤立系ではなく、銀河のポテンシャル場の中を運動していることである。球状星団の半径は、銀河の重力による潮汐力と球状星団自身の重力との兼ね合いで決まる。この半径は球状星団の潮汐半径と呼ばれる。銀河の潮汐力は、銀河中心からの距離が小さい程強いので、

近銀点における潮汐半径が最も重要なとなるであろう。

潮汐半径からはみ出した星は球状星団から去ってゆくので、潮汐半径のところでの重力ポテンシャルに相当するエネルギーのところで、球状星団内の星の分布関数は零になる。従って、図2に示したものより、分布関数の高エネルギー部分の減少のしかたは急になっている。分布関数の折れ曲がりにより、中エネルギー部分から、低エネルギー部分と高エネルギー部分への流束があるが、高エネルギー部分への流束により、高エネルギーの星が増え、ハローがあくらむ。球状星団は遠銀点付近に滞在する時間が長いので、その間にハローが成長し、近銀点付近を通過する際、成長したハローが銀河の潮汐力ではぎとられる。それを何回も繰り返して、球状星団は滅んでゆくのである。

銀河の潮汐作用でハローがはぎとられる現象は、中心ポテンシャルがあまり深くなくて、重力熱的破局を起こさないような球状星団でも起こるが、重力熱的破局を起こしている球状星団では、コアの収縮のとき発生するエネルギーのために、ハローの膨張はより激しくなるであろう。ただし、ハローを吹き飛ばして球状星団を死に到らしめる程、このエネルギーが大きいかどうかはまだわかっていない。

重力熱的破局を実際に起こしていると確認されている球状星団はまだないが、X線を出している球状星団は、そうである可能性がある。

お知らせ

名古屋大学空電研究所助手公募

1. 公募人員: 助手 1名
2. 所 属: 第3部門
3. 専門分野: 観測装置に重点を置いた太陽電波天文学
4. 着任時期: 決定後出来るだけ早い時期
5. 提出書類: 履歴書、論文リスト、主要論文別刷
6. 締 切 り: 昭和55年3月10日
7. 提出先: 〒442 豊川市穂ノ原3丁目13番地
名古屋大学空電研究所 鮎田信三
(05338-6-3154, 05338-4-5711)

実験室・核融合プラズマとスペースプラズマの関係に関する国際ワークショップ

1. 開催期日: 1980年4月14日～15日
2. 会 場: 学士会館(東京・神田)
〒101 東京都千代田区神田錦町3-28
電話 (03) 292-5931
3. 問い合せ先: 日本大学理工学部 菊地 弘
〒101 東京都千代田区神田駿河台1-8
電話 (03) 293-3251 内線 372