

密度カスプ構造の力学的不安定性

中島 紀 (国立天文台)
森川 雅博 (お茶大)

N-体計算の結果得られるカスプ構造

- CDM cosmology に基づく、シミュレーションの結果えられる暗黒物質ハローの密度プロファイル(例: NFW profile) は、 r の小さいところで、
$$\rho(r) \propto r^{-\alpha} \quad (\alpha = 1 \sim 1.5)$$
で振舞うような、カスプ(尖端がとがった構造)をもつ。この道のパイオニアの Navarro, Frenk & White は、「プロファイルは平衡状態を表している」、といている。いったいどんな平衡なのか？

カスプ構造の平衡

- 密度プロファイルからも、ただちに熱平衡にないことはわかる。無衝突粒子系の緩和時間は非常に長く、大局的熱平衡は期待されない。
- 一方、力学平衡(例: 圧力平衡)は、緩和時間が短いので、起こりうる。普通のガスの自己重力系なら、静水圧平衡、
 - $dp / dr = - \rho GM(r) / r^2$,
 - $M(r) = 4 \pi \rho r^2 dr$.
 - を要求するところだが、暗黒物質の相互作用が弱いので、無衝突系として扱う必要がある。

定常的ジーンズ方程式

- 無衝突ボルツマン方程式を速度空間で積分すると、ジーンズ方程式が得られる。このジーンズ方程式の、速度分散が等方的で、定常的(時間を含まない)場合に、
 - $\rho(r) = m n(r)$,
 - $p = m n(r) \sigma^2$,

m : 粒子質量、 $n(r)$: 数密度、 σ : 速度分散
と定義してやると、ジーンズ方程式と静水圧平衡の式は、全く同じ形になる。

力学的安定条件

- 静水圧平衡/定常的ジーンズ方程式の原点における安定条件は、
 - $r = 0$ で、 $p > 0$ であり、かつ有限。(ジーンズ方程式の場合、密度、速度分散が有限という意味)。
 - この安定条件の特徴は、平衡条件の式の右辺が、密度プロファイルを与えれば、決まるので、密度プロファイルの冪の条件として、求まること。
 - $\rho(r) \propto r^{-\alpha}$ に対して、 $\alpha \leq 1$ が安定条件。

安定条件 $\alpha \leq 1$ が意味すること

- いくつかの可能性
 - N-体計算の結果得られたカスプが、力学平衡にない。
 - 自己重力のみの鋭いカスプは存在しない。
 - 鋭いカスプ ($\alpha > 1$) があるなら、中心に重力源(質量)があるはずである。
- ちなみに、ここまで暗黒物質で議論してきたが、同じ条件は、どんな質量分布にも成り立つ。

現実の宇宙 (銀河スケール)

- 渦巻き銀河、ガスのある銀河
 - 回転曲線から、質量分布が得られる場合がある。
 - Dwarfs, LSBG, bulgeless-normal galaxies の場合 constant-density cores があるという (Gentile et al. 2004)。ただし、星の引き方が微妙で、 $\alpha(\text{DM}) = 0.73$ (Simon et al. 2005) という結果もある。このような銀河には、中心核活動は見られない。(たぶんBHはない。)
- 我々の銀河
 - Flat rotation curve 0.1 ~ 200 kpc? (Sofue & Rubin 2001)。
 - $\alpha \sim 2$ に対応 (不安定)。中心に BH が存在。
- 多くの渦巻き銀河
 - Flat rotation curves を持ち、なおかつ、中心付近で、回転速度が急激に増えるものがある。多分、中心に、Stellar clusters か、BHs のような重力源があると思われる。

現実の宇宙 (銀河団スケール)

- 重力レンズ (特に Strong lensing) の結果
 - CL 0024+1654 (Tyson et al. 1998)
 - A1689 (Broadhurst et al. 2005)
 - ソフトコアか、浅いカスプ ($\alpha < 1$)。
 - Radial & tangential critical curves のある三つの銀河団から求めた平均 $\alpha = 0.52$ (Sand et al. 2004)。
 - 一般には、銀河団では、鋭いカスプはなさそう。
- 例外: A383:
 - 但し、鋭いカスプは、cD galaxy でつくられているらしい (Smith et al. 2001)。
- 中心付近は、銀河の寄与が大きく解析が難しい。

玄人向け (Part 2)...時間が許せば

- カスプの密度が非常に高くなると
 - 量子統計(ボソンかフェルミオンか)が、状態方程式にきいてくる。
 - さらに、高密度では、静水圧平衡の式を、Tolman-Oppenheimer-Volkoff の相対論的な平衡の式に置き換える必要がある。
 - しかし、結果は簡単で、カスプはいつも不安定という結果になる。(Nakajima 2006a)
- ちなみに、A1689 の flat top 構造は、 eV mass の縮退したフェルミオンで再現できる。(Nakajima & Morikawa 2006b).

TOV 方程式の安定性

- カスプの局所慣性系において、ガスの状態方程式が
 - $p \propto \rho^\beta$ で与えられるとき、 $\beta > 1$ が条件。
 - ボーズガス、古典理想気体、はつぶれる。
 - 少なくとも部分的に縮退した Fermi gas のみ安定。但し、 $\beta > 1$ では、 $dp/dr = 0$ となり、flat top。
 - 結局、相対論的カスプはない。
- 縮退したフェルミガスのみ、flat top な構造をつくりうる。

現実の宇宙とフェルミ縮退

- Mass m の粒子の造る自己重力系の大きさは、 m^{-2} に比例。
 - $m = 1 \text{ GeV}$ $r = 10 \text{ km}$ Neutron star
 - $m = 1 \text{ eV}$ $r = 10^{19} \text{ km} = 300 \text{ kpc}$
 - eV mass particles は、cluster core scale の自己重力系を造る。
- Cluster of galaxies, A1689 のコア
 - $\rho \sim 10^{-24} \text{ g/cc}$, $n \sim 10^{11} / \text{cc}$ for $m=1 \text{ eV}$.
 - 非相対論的粒子に対して、ドブロイ波長 $> n^{-1/3}$.
 - 相対論的にははならなくとも、縮退はありうる。

現象論的状态方程式

- $T = 0$ で、非相対論的完全縮退
- T large で、古典的理想気体に漸近
- Thermal energy を、それに釣り合う Encircled mass による重力エネルギーで置き換える。 $3/2 kT = GmM(r) / r$.
- $p = P_D (1 + 5/2 g kT/E_f)$
- このEOSと静水圧平衡の式からできた微分方程式を積分。解は、 $\rho(0)$, m , g (統計重率) できる。



