

ハローモデルにおける銀河の多重極パワースペクトル $P_\ell(k)$

金丸 達郎 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

本集録で述べる内容は、主に [4] の論文のレビューである。宇宙の大規模構造を調べる理論モデルとして、ダークマターハローからアプローチをするハローモデルがある [1]。本集録では始めに、ハローモデルに基づいた、赤方偏移空間における銀河の多重極パワースペクトル $P_\ell(k)$ についてレビューし、 $P_4(k)$ では、サテライト銀河の速度分散からの寄与が重要であることについて述べる。そして銀河の多重極パワースペクトルの発展として、 $P_4(k)$ を調べることで修正重力モデルや、全銀河中のサテライト銀河の割合に対する制限をつけることの可能性について議論する。

1 イントロダクション

現在、銀河は空間的に一様に分布しているのではなく、フィラメント状に密集した構造をしていることが観測から明らかになっている。この大きなスケールに存在する複雑な構造は、宇宙の大規模構造と呼ばれている。

この大規模構造の形成モデルとして現在標準的なものは、コールドダークマター（ダークマター）の作る重力によって、初期宇宙において密度ゆらぎが正であった領域の密度ゆらぎが成長し、構造形成が進むというモデルである。

銀河の空間分布（パワースペクトル）を観測することで、大規模構造を調べることが可能である。これは、ダークマターの重力によって密度ゆらぎが非線形になっている領域の分布と、銀河の分布とが密接に関係しているからである。

この非線形になっている領域はダークマターハロー（ハロー）と呼ばれている。このハローからアプローチをして大規模構造を調べるモデルがハローモデルである。ハローモデルでは、

- 1) ハローの空間分布
- 2) 個々のハローにおける、銀河やダークマターの分布

というふたつの段階を調べることで、大きいスケールから小さいスケールにわたってダークマターや銀河の統計的分布を調べることが可能である。

2 ハローモデルでの銀河のパワースペクトル

ハローモデルでは、まずダークマターに対するパワースペクトルをモデル化し、ダークマターのパワースペクトルを修正することにより、銀河のパワースペクトルが与えられる。その際、ハロー内に存在する銀河のうち一つは、ハローの中央に位置している銀河（セントラル銀河）とし、残りのすべての銀河は、ハロー内を固有速度を持って運動している銀河（サテライト銀河）とする。

このとき、実空間での銀河のパワースペクトルは

$$P^R(k) = P^{R1h}(k) + P^{R2h}(k) \quad (1)$$

と表される。 $P^{R1h}(k)$ は、2 つの銀河がどちらも同じハロー内に存在する銀河のペアからの寄与（One halo term）であり、 $P^{R2h}(k)$ は、2 つの銀河がそれぞれ別のハロー内に存在する銀河のペアからの寄与（Two halo term）である。 $P^{R1h}(k)$ は、それぞれのハローの大きさ程の小さいスケールにおいて支配的になる項であり、 P^{R2h} は大きいスケールにおいて支配的になる項である。このとき、 $P^{R1h}(k)$ は

$$P^{R1h}(k) = \frac{1}{\bar{n}^2} \int dM \frac{dn(M)}{dM} \langle N_{cen} \rangle \{ 2 \langle N_{sat} \rangle u(k|M) + \langle N_{sat} (N_{sat} - 1) \rangle u(k|M)^2 \} \quad (2)$$

と表される。本集録では One halo term のみに焦点を当てるため、Two halo term の表式については全て省略する。 M はハローの質量、 \bar{n} は銀河の平均数

密度、 $dn(M)/dM$ はハローの質量関数、 $u(k|M)$ は銀河の密度プロファイル関数をフーリエ変換した関数、 $b(M)$ はバイアス関数である。

ここで述べたパワースペクトルは、実空間でのパワースペクトルである。しかし実際の銀河の観測は、赤方偏移によって観測しているため、赤方偏移の効果を含めたパワースペクトルを考えなければならない。次の章では赤方偏移空間でのパワースペクトルについて述べる。

3 赤方偏移空間でのパワースペクトル

Sloan Digital Sky Survey (SDSS) では、銀河から放出された光が観測者へ届くまでにどれだけ赤方偏移しているかをもとに、その銀河までの距離を見積もっている。しかしサテライト銀河では、サテライト銀河の持つ固有速度がもたらすドップラー効果によって、赤方偏移による距離の見積もりが実際の距離と違ってしまふ可能性がある。したがって実際の観測と比較するためには、この固有速度による影響を考慮し、(1) から (3) で表されるパワースペクトルを修正する必要がある。

サテライト銀河の固有速度の影響を考慮した、銀河のパワースペクトル (赤方偏移空間でのパワースペクトル) は

$$P(k, \mu) = P^{1h}(k, \mu) + P^{2h}(k, \mu) \quad (3)$$

となる。このとき $P^{1h}(k, \mu)$ は

$$P^{1h}(k, \mu) = \frac{1}{\bar{n}^2} \int dM \frac{dn(M)}{dM} [2\langle N_{cen} \rangle \langle N_{sat} \rangle p_{cs}(k, \mu; M) + \langle N_{sat} (N_{sat} - 1) \rangle p_{ss}(k, \mu; M)] \quad (4)$$

と表される。 μ は $\mu = \cos \theta$ であり、 θ は観測者の視線方向と波数ベクトル \vec{k} のなす角度である。 \tilde{u}_{NFW} はダークマターの密度プロファイル関数、 $a(z)$ はスケールファクター、 $H(z)$ はハッブルパラメーターである。サテライト銀河の固有速度の分布はガウス分布に従うと仮定した。また、あるサテライト銀河の固有速度は、別のサテライト銀河による影響を受け

ない (ランダム) であると仮定した。サテライト銀河の速度分散 $\sigma_{v,off}^2$ はビリアル平衡より仮定して、

$$\sigma_{v,off}^2(M) = \frac{GM}{2R_{vir}} \quad (5)$$

と表される。(4) での $p_{cs}(k, \mu; M)$ はセントラル銀河とサテライト銀河のペアからの寄与、 $p_{ss}(k, \mu; M)$ はセントラル銀河とセントラル銀河のペアからの寄与である。 $p_{cs}(k, \mu; M)$ と $p_{ss}(k, \mu; M)$ はそれぞれ

$$p_{cs}(k, \mu; M) = \tilde{u}_{NFW}(k; M) \exp\left[-\frac{\sigma_{v,off}^2(M)k^2\mu^2}{2a(z)^2H(z)^2}\right] \quad (6)$$

$$p_{ss}(k, \mu; M) = p_{cs}^2(k, \mu; M) \quad (7)$$

と表される。よって $p_{cs}(k, \mu; M)$ と $p_{ss}(k, \mu; M)$ が、 $P(k, \mu)$ においてサテライト銀河の固有速度を含んでいる部分である。

しかし、赤方偏移空間でのパワースペクトルは、 μ 依存性を持っており非等方的であるので、このままでは扱いにくい。次の章では、この非等方性を無くして扱い易くした多重極パワースペクトルについて述べる。

4 銀河の多重極パワースペクトル

前章で述べた、赤方偏移空間での銀河のパワースペクトル $P(k, \mu)$ には、 μ 依存性がある。この $P(k, \mu)$ をルジャンドル多項式 $L_\ell(\mu)$ を用いて

$$P(k, \mu) = \sum_{\ell} P_{\ell}(k) L_{\ell}(\mu) (2\ell + 1) \quad (8)$$

$$P_{\ell}(k) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P(k, \mu) L_{\ell}(\mu) d\mu \quad (9)$$

と多重極展開すると、(9) で表される $P_{\ell}(k)$ には μ 依存性がなくなるので $P(k, \mu)$ よりも扱い易くなる。この $P_{\ell}(k)$ が銀河の多重極パワースペクトルである。このとき、多重極パワースペクトルの One halo term は

$$P_{\ell}^{1h}(k) = \frac{1}{\bar{n}^2} \int dM \frac{dn}{dM} \{2\langle N_{cen} \rangle \langle N_{sat} \rangle Q_{\ell}(q(k)) + \langle N_{sat} (N_{sat} - 1) \rangle Q_{\ell}(\sqrt{2}q(k))\} \quad (10)$$

と表される。ここで Q_ℓ 、 $q(k)$ はそれぞれ

$$Q_\ell(q(k)) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu e^{-q(k)^2 \mu^2} L_\ell(\mu) \quad (11)$$

$$q(k) = \frac{\sigma_{v,off}(M)k}{\sqrt{2a(z)H(z)}} \quad (12)$$

である。この Q_ℓ が多重極パワースペクトルにおいて、サテライト銀河の速度の影響を含む部分である。図 1

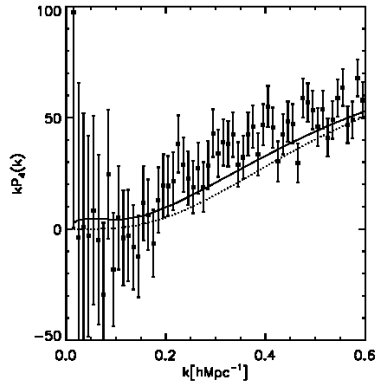


図 1: $P_4(k)$ と SDSS による観測データとの比較。点線が $P_4^{1h}(k)$ 、実線が $P_4(k)$ であり、誤差棒のついている黒丸が観測データである。

は、SDSS による観測データから $P_4(k)$ を計算し、観測と比較したグラフである。銀河のデータは、SDSS DR7-Full LRG (Luminous Red Galaxy) Sample を用いた。今回用いた Sample では、全ての LRG sample 96762 個のうち、サテライト銀河 (NBLRG) は 4762 個である。よってサテライト銀河の数は少なく、全ての LRG の内およそ 5 パーセントしかない。

図 1 を見ると、 $P_4(k)$ は One halo term $P_4^{1h}(k)$ からの寄与がほとんどであり、Two halo term からの寄与は One halo term に比べて非常に小さい。One halo term は小さいスケールにおいて支配的になるので、 $P_4(k)$ における One halo term からの寄与は、ハロー内の銀河、特にサテライト銀河の速度分散に

よるものである。したがってサテライト銀河は、その数は少ないが $P_4^{1h}(k)$ に与える寄与が大きい。

この 4 章までが、[4] の論文のレビューである。次の章では、銀河の多重極パワースペクトルの発展として、修正重力理論の検証の可能性について述べる。

5 多重極パワースペクトルを用いた発展

前章で述べた、多重極展開した銀河のパワースペクトルを用いた発展として、 $P_4(k)$ を調べることによる修正重力理論の検証の可能性について述べる。

修正重力の効果によって重力定数 G が、修正を受けた重力定数 G_{eff} と置き換わると仮定する。この G_{eff} によって (7) のサテライト銀河の速度分散 $\sigma_{v,off}^2$ もまた

$$\sigma_{v,off}^2 \rightarrow \tilde{\sigma}_{v,off}^2 = \frac{G_{eff}M}{2R_{vir}} \quad (13)$$

のように修正を受けるとする。一方、赤方偏移空間でのパワースペクトル $P(k, \mu)$ には $p_{cs}(k, \mu; M)$ と $p_{ss}(k, \mu; M)$ の部分に、多重極パワースペクトル $P_\ell(k)$ には $Q_\ell(k)$ ($q(k)$) の部分に、それぞれサテライト銀河の速度分散 $\sigma_{v,off}^2$ が含まれている。したがって、 $\sigma_{v,off}^2$ が (13) のように修正を受けると、銀河のパワースペクトルもまた修正を受ける。

銀河のパワースペクトルがどのように修正を受けるのかを実際に調べてみよう。修正を受けた $P_4^{1h}(k)$ を $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ と表し、この $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ を調べる。

まず、 $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ を導く。ただし、今回は (10) 式の代わりに、以下のような近似を用いて単純化した $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ を用いる。

$\langle N_{cen} \rangle \gg \langle N_{sat} \rangle$ であることを用いた近似を行い、(9) のように多重極展開すると、多重極パワースペクトルの One halo term は、

$$\tilde{P}_\ell^{1h}(k) \approx 2 \frac{f_{sat}}{\bar{n}} Q_\ell(\tilde{q}(k)) \quad (14)$$

となる。ここで f_{sat} はサテライトフラクションであり、全ての銀河中のサテライト銀河の割合を表している。銀河の数密度は $\bar{n} = 0.7 * 10^{-4} [h^3/Mpc^3]$ とした。 $\tilde{q}(k)$ は次のように

$$\tilde{q}(k) = \frac{\tilde{\sigma}_{v,off} k}{\sqrt{2a(z)H(z)}} \quad (15)$$

と表されるとする。 $Q_\ell(\tilde{q}(k))$ は、(11) で表される $Q_\ell(q(k))$ の、 $q(k)$ を $\tilde{q}(k)$ と置き換えたものである。具体的に $Q_4(\tilde{q}(k))$ は、

$$Q_4(\tilde{q}(k)) = -\frac{5(21 + 2\tilde{q}(k)^2)}{32\tilde{q}(k)^4} e^{-2\tilde{q}(k)^2} + \frac{3\sqrt{\pi}(35 - 20\tilde{q}(k)^2 + 4\tilde{q}(k)^4)}{64\tilde{q}(k)^5} \text{erf}(\tilde{q}(k))$$

と表される。この $Q_4(\tilde{q}(k))$ より、(14) から $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ が求まる。

$\tilde{P}_4^{1h}(k)$ には $\tilde{\sigma}_{v,off}$ に含まれる G_{eff} と、 f_{sat} のふたつのパラメータがある。このふたつのパラメータが、それぞれ $\tilde{P}_4^{1h}(k)$ にどのように影響を与えるかを調べる。 $\tilde{\sigma}_{v,off} = 500 \text{ km/s}$ とする。その結果を図 2 と図 3 に示す。

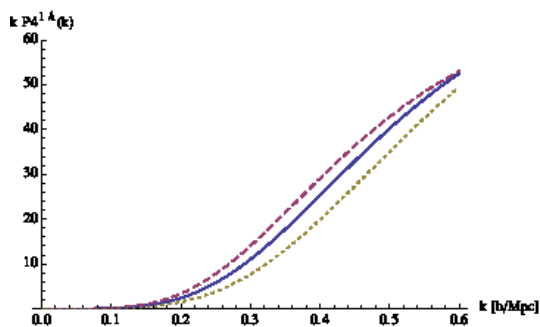


図 2: f_{sat} を 0.05 で固定し、 G_{eff} の $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ への影響を表した図。実線、破線、点線はそれぞれ、 $G_{eff} = G$ 、 $G_{eff} = 1.25G$ 、 $G_{eff} = 0.75G$ の場合の $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ である。

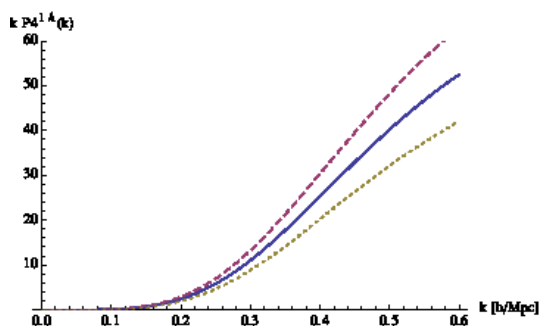


図 3: G_{eff} を G で固定し、 f_{sat} の $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ への影響を表した図。実線、破線、点線はそれぞれ、 $f_{sat} = 0.05$ 、 $f_{sat} = 0.06$ 、 $f_{sat} = 0.04$ の場合の $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ である。

図 2 より、 G_{eff} が変化すると、 $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ はスペクトルの形を保ったまま、異なるスケールにずれるよ

うに振る舞うことがわかる。一方で図 3 より、 f_{sat} が変化すると、 $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ は小さいスケール程、振幅が大きくなるように振る舞うことがわかる。よって、 G_{eff} と f_{sat} の変化に伴う $k\tilde{P}_4^{1h}(k)$ の振る舞いが異なっているため、ふたつのパラメータ f_{sat} と G_{eff} の両方に対して同時に制限をつけることが出来る可能性がある。したがって、 $P_4(k)$ を調べ、観測と比較することで、 G_{eff} と f_{sat} の両方を制限することが出来ると期待される。

今後の展望としては、観測に伴う誤差の大きさを、さらに定量的に評価して、本当に観測が可能であるかを調べる必要がある。また、今回は近似を用いた One halo term しか計算しておらず、Two halo term は計算していない。よって観測と比較するためには、Two halo term についても計算し、近似を用いずに正確な計算をすることが必要である。

6 結論

ハロー内部の銀河はセントラル銀河とサテライト銀河の 2 種類に分けられる。このうちサテライト銀河は、数としては非常に少なく、観測されている銀河のうち 5 パーセント程しかない。それにもかかわらず、多重極展開したパワースペクトルの $P_4(k)$ では、サテライト銀河からの寄与が非常に大きいことが、図 1 にて示された。また、 $P_4(k)$ を調べることで、修正重力理論で修正を受けた重力定数 G_{eff} やサテライトフラクション f_{sat} に対して制限をつけることが出来る可能性がある。

7 参考文献

- [1] A.Cooray, R.Sheth ,Phys. Rep., 372,1 (2002)
- [2] 二間瀬 敏史, 池内 了, 千葉 柁司 編「シリーズ現代の天文学 3 宇宙論-宇宙の進化-」日本評論社 (2007)
- [3] 松原 隆彦 著「現代の宇宙論 -時空と物質の共進化-」東京大学出版会 (2010)
- [4] C.Hikage, K.Yamamoto, arXiv:1303.3380 (2013)