2007/5/28-30 宇宙初期における時空と物質の進化

ダークマター分布の非線形重力進 化の新しい様相



・大規模構造観測の新しい様相

・理論研究における新たな潮流

・非線形重力進化に関する新たな進展

大規模構造と宇宙論

宇宙初期に刻まれた物質進化の情報を、構造形成の観点から探る



- ・宇宙論パラメーターの決定
- ・CDMモデルに基づく 構造形成シナリオの検証 (CDM=Cold Dark Matter)
- ・素粒子物理の探索

宇宙マイクロ波背景放射と組み合わせて様々な情報を引き出す

大規模構造の観測

今や時代は、大規模・精密観測時代:

マイクロ波背景放射 WMAP 大規模構造 Sloan Digital Sky Survey Two-degree Field

- ・パラメーター推定花盛り: joint analysis, combined constraints MCMC, ...
- ・みんな、パラメーター推定法に強くなった
- ・ 微弱なシグナルが検出できるようになった

バリオン音響振動の検出

銀河分布のパワースペクトル



銀河分布の2点相関関数



バリオン音響振動の物理

晴れ上がり前(脱結合):



バリオン振動とダークエネルギー

バリオン振動の特徴的スケール

バリオン・CDMの 密度のみで決まる

$$r_{s}(\eta_{\rm dec}) = 147 \left(\frac{\Omega_{\rm m}h^{2}}{0.13}\right)^{-0.25} \left(\frac{\Omega_{\rm b}h^{2}}{0.024}\right)^{-0.08} {\rm Mpc}$$

一方、観測される振動スケール:

 バリオン・CDM以外の 宇宙論パラメーターにも依存

振動スケール $\propto \left[D_A^2(z) / H(z) \right]^{1/3}$

バリオン振動を「宇宙標準ものさし」として使うことで ダークエネルギーの状態を探る

将来計画

ダークエネルギーを探るためのさまざまなミッション(装置):

Subaru Hyper Suprime-Cam (Subaru HSC)

Dark Energy Survey (DES)

測光 〈 Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System (Pann-STARRS) Large Synoptic Survey Telescope (LSST)

Supernova Acceleration Probe (SNAP)

分光 Wide Field Multi-Fibre Optical Spectrograph (WFMOS)

いずれも、

何種類かの観測を組み合わせて、ダークエネルギーの正体に迫る

理論的課題

観測から振動スケール(距離)を決めるため考慮すべき様々な影響



理論的課題

観測から振動スケール(距離)を決めるため考慮すべき様々な影響



パーセントレベルを目指す意義

パーセントレベルと言うとずいぶん細かい話に聞こえるが、精密 予言を目指すことで様々な問題に対する解決への道が拓ける

パーセントレベルで初めて見える宇宙論的情報:

原始非ガウス性、ニュートリノの質量、重力理論の変更、etc.

パーセントレベルの要求から深まる物理:

宇宙論的重力多体系の非線形進化、銀河バイアス

以下、非線形重力進化に関する話題に焦点を絞る

バリオン振動の非線形進化

音響振動のスケールは、十分大きいので、重力非線形性の効果は効かないように思えるが...



非線形重力進化の理論的アプローチ

3つの代表的アプローチ

<mark>摂動論</mark> (純解析的) 流体近似に基づき、密度ゆらぎを摂動計算 $\delta = \delta^{(1)} + \delta^{(2)} + \delta^{(3)} + \cdots$ 西道くんの話

Fitting formulae (半経験的) 理論的考察に基づき、非線形進化を パラメトライズ、N体計算でキャリブレーション

N体計算 (数値的) CDM+バリオンを自己重力多体系として扱い、 粒子法を用いて構造の進化を計算

非線形重力進化の理論的アプローチ

ただし、その実情は...

<mark>摂動論</mark> (純解析的)

適用範囲がかなり限定される:

 $\Delta^2(k) \equiv \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2} \le 0.4$

Jeong & Komatsu (2006)

Fitting formulae (半経験的)

N体計算 (数值的) パーセントレベルの予言には使えない 高精度化が必要 (N体計算に依存)

コストパフォーマンス 計算結果の信頼性(初期条件・境界条件)

現時点で、%レベルの精度を保証する理論予言はない

最近の進展:第4の解析手法

流体近似の下で、

「場の理論的な手法を用いた「くりこみ」的摂動論」

- Crocce & Scoccimarro (2006ab) PRD73 (2006) 063519, 063520
- Crocce & Scoccimarro (2007)
- Valageas (2006)
- Matarrese & Pietroni (2007)
- McDonald (2006)

arXiv:0704.2083v1 [astro-ph]

A&A465 (2007) 725

astro-ph/0702653

PRD75, 043514 (2007)

通常の摂動論では扱えない領域まで適用範囲が広がる可能性 N体計算との詳しい比較・検討が進みつつある

N体計算との比較

Crocce & Scoccimarro (2007)



N体計算の精度の範囲内 (~a few %) できわめてよ (一致

Closure theory for non-linear evolution of matter power spectrum

AT, T. Hiramatsu & K. Yamamoto (2007) in prep.

パワースペクトルの完結近似 (1/2)

流体近似にもとづく、パワースペクトルの非線形重力進化:





目標 パワースペクトルの時間発展方程式を導き、数値的に解く」 (できれば半解析に)

ところが、

完結性問題 非線形項を通じて、高次の相関量が現れて、 (BBGKY階層性) 方程式が閉じなくなる

パワースペクトルの完結近似 (2/2)

完結近似 非線形相互作用の影響を取り込みつつ、 モーメントに対して、閉じた方程式系を得る近似

手順:



元の方程式を最低次の変数に対する方程式とみなし、閉じた 方程式系を作る

乱流の統計理論では、「直接相互作用近似」と呼ばれる手法 (関連性: MSRフォーマリズム、モード結合理論)

パワースペクトルの発展方程式(1/2)

$$\begin{split} \widehat{\boldsymbol{\Sigma}}_{ijkl} P_{kl}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{\eta}) &= \int \frac{d^3 \boldsymbol{k}'}{(2\pi)^3} \left[\Gamma_{jpq}(\boldsymbol{k}',-\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}') F_{ipq}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}',-\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}';\boldsymbol{\eta}) \right. \\ &+ \Gamma_{ipq}(\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}') F_{jpq}(-\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}';\boldsymbol{\eta}) \right], \\ \widehat{\boldsymbol{\Lambda}}_{ik} R_{kj}(\boldsymbol{k};\boldsymbol{\eta},\boldsymbol{\eta}') &= \int \frac{d^3 \boldsymbol{k}'}{(2\pi)^3} \Gamma_{ipq}(\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}') K_{jpq}(-\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}';\boldsymbol{\eta},\boldsymbol{\eta}'), \\ \widehat{\boldsymbol{\Lambda}}_{ik} G_{kj}(\boldsymbol{k}|\boldsymbol{\eta},\boldsymbol{\eta}') &= 4 \int_{\boldsymbol{\eta}'}^{\boldsymbol{\eta}} d\boldsymbol{\eta}'' \int \frac{d^3 \boldsymbol{k}'}{(2\pi)^3} \Gamma_{ipq}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}') \Gamma_{lrs}(\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}) \\ &\times G_{ql}(\boldsymbol{k}'|\boldsymbol{\eta},\boldsymbol{\eta}'') R_{pr}(|\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'|;\boldsymbol{\eta},\boldsymbol{\eta}'') G_{sj}(\boldsymbol{k}|\boldsymbol{\eta}'',\boldsymbol{\eta}'). \end{split}$$

Operators:

$$\widehat{\Sigma}_{ijkl} \equiv \delta_{ik} \delta_{jl} \frac{\partial}{\partial \eta} + \delta_{ik} M_{jl}(\eta) + \delta_{jl} M_{ik}(\eta), \qquad \widehat{\Lambda}_{ik} \equiv \delta_{ik} \frac{\partial}{\partial \eta} + M_{ik}(\eta).$$

基本変数
(
$$i, j = 1, 2$$
)
$$\begin{cases} P_{ij}(k;\eta) : 相関スペクトル 添字 1, 2 は、 R_{ij}(k;\eta,\eta'): 異時刻の相関スペクトル \delta, \theta を表す い (\nabla \cdot \vec{v})/(aH) \end{cases}$$

パワースペクトルの発展方程式(2/2)

フーリエ核 $F_{ipq}(k,k_1,k_2;\eta), K_{jpq}(k,k_1,k_2;\eta,\eta')$ の具体的表式:

$$\begin{split} F_{ipq}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_{1}, \boldsymbol{k}_{2}; \eta) &= 2 \int_{\eta_{0}}^{\eta} d\eta'' \left[2 \ G_{ql}(k_{2}|\eta, \eta'') \Gamma_{lrs}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_{1}) \ R_{ir}(k; \eta, \eta'') R_{ps}(k_{1}; \eta, \eta'') \\ &+ \ G_{il}(k|\eta, \eta'') \Gamma_{lrs}(\boldsymbol{k}_{1}, \boldsymbol{k}_{2}) \ R_{pr}(k_{1}; \eta, \eta'') \ R_{qs}(k_{2}; \eta, \eta'') \right], \\ K_{jpq}(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}_{1}, \boldsymbol{k}_{2}; \eta, \eta') \\ &= \ 4 \int_{\eta_{0}}^{\eta} d\eta'' \ G_{ql}(k_{2}|\eta, \eta'') \ \Gamma_{lrs}(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}_{1}) \ R_{ps}(k_{1}; \eta, \eta'') \\ &\times \left\{ R_{jr}(k'; \eta', \eta'') \Theta(\eta' - \eta'') + R_{rj}(k'; \eta'', \eta') \Theta(\eta'' - \eta') \right\} \\ &+ 2 \int_{\eta_{0}}^{\eta'} d\eta'' \ G_{jl}(k'|\eta', \eta'') \ \Gamma_{lrs}(\boldsymbol{k}_{1}, \boldsymbol{k}_{2}) \ R_{pr}(k_{1}; \eta, \eta'') \ R_{qs}(k_{2}; \eta, \eta''), \end{split}$$

逐次展開すると、摂動論の結果がきちんと再現される

解の積分表現(くりこみ表現)

一見、複雑な方程式だが、厳密な解の表現が存在する

$$P_{ij}(k;\eta) = P_{ij}^{(A)}(k;\eta) + P_{ij}^{(B)}(k;\eta); \quad (i, j = 1, 2) \qquad \begin{array}{l} \Im p_{ij}(k;\eta) = G_{ik}(k|\eta,\eta_0)G_{jl}(k|\eta,\eta_0)P_{kl}(k;\eta_0) \\ P_{ij}^{(A)}(k;\eta) = G_{ik}(k|\eta,\eta_0)G_{jl}(k|\eta,\eta_0)P_{kl}(k;\eta_0) \end{array} \qquad \begin{array}{l} \Im p_{kl}(k;\eta_0) \\ \Im p_{kl}^{(B)}(k;\eta) = \int_{\eta_0}^{\eta} ds \int_{\eta_0}^{\eta} dt \ G_{ik}(k|\eta,s)G_{jl}(k|\eta,t)\Phi_{kl}(k;t,s) \end{array}$$

伝搬関数 $G_{ij}(k \mid \eta_1, \eta_2)$ と、モード結合を表す関数 $\Phi_{ij}(k;t,s)$ を通じて重力非線形性の効果が取り込まれる

解の積分表現(くりこみ表現) 一見、複雑な方程式だが、厳密な解の表現が存在する: $P_{ii}(k;\eta) = P_{ij}^{(A)}(k;\eta) + P_{ij}^{(B)}(k;\eta); \quad (i, j=1,2)$ 添字 *i, j, k, l* は δ , θ を表す $\begin{cases} P_{ij}^{(A)}(k;\eta) = G_{ik}(k \mid \eta, \eta_0) G_{jl}(k \mid \eta, \eta_0) P_{kl}(k;\eta_0) & \textbf{inj} \\ P_{ij}^{(B)}(k;\eta) = \int_{\eta_0}^{\eta} ds \int_{\eta_0}^{\eta} dt \ G_{ik}(k \mid \eta, s) G_{jl}(k \mid \eta, t) \Phi_{kl}(k;t,s) & \textbf{inj} \end{cases} \end{cases}$ $\Phi_{ij}(k;t,s) = 2 \int \frac{d^3 \boldsymbol{q}}{(2\pi)^3} \Gamma_{irs}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{k} - \boldsymbol{q}) \Gamma_{jpq}(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{k} - \boldsymbol{q}) \\ \times \left\{ R_{pr}(\boldsymbol{q};\boldsymbol{\eta},s) \Theta(\boldsymbol{\eta} - s) + R_{rp}(\boldsymbol{q};s,\boldsymbol{\eta}) \Theta(s - \boldsymbol{\eta}) \right\}$

$$\times \left\{ R_{qs}(|\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}|;\eta,s)\Theta(\eta-s) + R_{sq}(|\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}|;s,\eta)\Theta(s-\eta) \right\}$$

解の積分表現(くりこみ表現)

一見、複雑な方程式だが、厳密な解の表現が存在する:

 $P_{ij}(k;\eta) = P_{ij}^{(A)}(k;\eta) + P_{ij}^{(B)}(k;\eta); \quad (i, j=1,2)$ 添字 *i*, *j*, *k*, *l* は **スメント** る, *θ* を表す

- 場の理論的な手法による「くりこみ」的摂動論と基本的に等価 (ここで与えた表式は、1-loop levelに対応)
- 展開次数を上げた完結近似から、高次のモード結合を系統的
 に拾い出すことも可能

展開の収束性、非線形性の取り込み方が 通常の摂動論と大きく異なる

N体計算との比較については現在解析中 (すいません ^ ^;) ▶

まとめ

パーセントレベルで浮び上がる新たな物理と理論予言の精密化

重力非線形進化に対する摂動論を越えた取り扱い

N体計算の信頼性チェック・高精度化の必要性

<u>N体計算とは独立な解析手法の開発</u>

🎽 くりこみ的摂動

パワースペクトルの完結近似

数値計算などを含めた解析評価

重力非線形進化の精密な理論予言は、精密宇宙論の要 複数のアプローチから、信頼できる理論予言を構築

Appendix

伝搬関数のふるまい

High-k 極限の漸近解と、摂動解をつなぐ近似解を構成できる



BAOs from Closure Theory



「くりこみ」展開による収束性の向上



Crocce & Scoccimarro (2006a)