

[1] 宇宙大規模構造の観測量

- (i) 天球面上に与えられた2次元密度分布の角度相関関数 $w(\theta_{12})$ は、離角 θ_{12} が十分小さい時、3次元密度分布に対する相関関数 $\xi(r)$ を用いて次のように表せる：

$$w(\theta_{12}) \simeq \int_0^\infty w_g^2(\chi) \int_{-\infty}^{+\infty} dy \xi\left(\sqrt{f_K^2(\chi)\theta_{12}^2 + y^2}; \chi\right). \quad (1)$$

ここで $\chi(z) = c \int_0^z dz'/H(z')$ 、 $f_K(\chi)$ はそれぞれ共動動径距離、共動角径距離を表し、 w_g は密度分布の奥行き (動径方向) に対する重み関数である。相関関数 ξ と3次元密度分布のパワースペクトル $P(k)$ との関係を用いて、上式が以下のように表せることを示せ：

$$w(\theta_{12}) = \int_0^\infty d\chi w_g^2(\chi) \int_0^\infty \frac{dk_\perp k_\perp}{2\pi} J_0(k_\perp f_K(\chi)\theta_{12}) P(k_\perp; \chi). \quad (2)$$

ただし、 J_0 は第1種ベッセル関数で積分形で $J_0(x) = \int_0^{2\pi} d\phi e^{ix \cos \phi}/(2\pi)$ と定義される。

- (ii) 角度相関関数 $w(\theta)$ と角度パワースペクトル C_ℓ には次のような関係がある：

$$C_\ell = 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \mathcal{P}_\ell(\cos \theta) w(\theta). \quad (3)$$

ここで、 \mathcal{P}_ℓ はルジャンドル多項式である。前問で示した関係式 (2) をもとに、小角度スケールにおいて ($\ell \gg 1$)、角度パワースペクトルは3次元密度分布のパワースペクトル $P(k)$ と以下のように表せることを示せ：

$$C_\ell \simeq \int_0^\infty d\chi \left\{ \frac{w_g(\chi)}{f_K(\chi)} \right\}^2 P\left(\frac{\ell}{f_K(\chi)}; \chi\right). \quad (4)$$

(ヒント： $\ell \gg 1$ において成り立つ近似式 $\mathcal{P}_\ell(\cos(x/\ell)) \rightarrow J_0(x)$ 、およびベッセル関数の公式 $\int_0^\infty dx x J_\nu(ax) J_\nu(bx) = \delta_D(a-b)/a$ を用いる)

[2] 宇宙大規模構造の非線形進化

Einstein-de Sitter 宇宙 ($\Omega_m = 1, \Omega_{DE} = 0, K = 0$) では、密度ゆらぎの線形成長因子は $D_+(t) = a(t)$ となる。この時、標準摂動論において、質量密度ゆらぎ δ と速度発散 $\theta \equiv (\nabla \cdot \mathbf{v})/(aH)$ を $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \dots$ 、 $\theta = \theta_1 + \theta_2 + \dots$ と展開した時、 n 次の解はそれぞれ、

$$\delta_n(\mathbf{k}; t) = a^n(t) \int \frac{d^3\mathbf{k}_1 \cdots d^3\mathbf{k}_n}{(2\pi)^{3(n-1)}} \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12\dots n}) F_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n) \delta_0(\mathbf{k}_1) \cdots \delta_0(\mathbf{k}_n), \quad (5)$$

$$\theta_n(\mathbf{k}; t) = -a^n(t) \int \frac{d^3\mathbf{k}_1 \cdots d^3\mathbf{k}_n}{(2\pi)^{3(n-1)}} \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{12\dots n}) G_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n) \delta_0(\mathbf{k}_1) \cdots \delta_0(\mathbf{k}_n) \quad (6)$$

と表せる。ただし $\mathbf{k}_{12\dots n} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \dots + \mathbf{k}_n$ 。 δ_0 は線形密度ゆらぎで、これを用いて1次解は $\delta_1(\mathbf{k}) = a \delta_0(\mathbf{k})$ 、 $\theta_1(\mathbf{k}) = -a \delta_0(\mathbf{k})$ と表される。以下では、 δ_0 はガウス統計に従うランダム密度場とし、その統計性はパワースペクトル $P_0(k)$

$$\langle \delta_0(\mathbf{k}) \delta_0(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_0(|\mathbf{k}|)$$

で特徴づけられるとする。

- (i) 2次の摂動論カーネル $F_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ 、 $G_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ を具体的に求めよ。

- (ii) 最低次の摂動計算で、以下で定義されるバイスペクトル $B(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3)$ を、摂動論カーネル F_n と線形密度ゆらぎのパワースペクトル P_0 を用いて書き表せ：

$$\langle \delta(\mathbf{k}_1)\delta(\mathbf{k}_2)\delta(\mathbf{k}_3) \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) \quad (7)$$

- (iii) 前問 (i)(ii) までの結果をもとに、非ガウス性を特徴づける「歪度 (skewness)」と呼ばれる量 S_3 を評価してみよう：

$$S_3 \equiv \frac{\langle \{\delta(\vec{x})\}^3 \rangle}{\langle \{\delta(\vec{x})\}^2 \rangle^2}. \quad (8)$$

右辺の分子・分母はそれぞれ、フーリエ空間の密度場 $\delta(\mathbf{k})$ と次のように結びついている：

$$\langle \{\delta(\vec{x})\}^3 \rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2 d^3\mathbf{k}_3}{(2\pi)^9} \langle \delta(\mathbf{k}_1)\delta(\mathbf{k}_2)\delta(\mathbf{k}_3) \rangle e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2+\mathbf{k}_3)\cdot\vec{x}}, \quad (9)$$

$$\langle \{\delta(\vec{x})\}^2 \rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2}{(2\pi)^6} \langle \delta(\mathbf{k}_1)\delta(\mathbf{k}_2) \rangle e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)\cdot\vec{x}} \quad (10)$$

(i),(ii) の結果を上式に代入し、最低次の摂動計算で具体的に評価することで、歪度は次のように求まることを示せ¹：

$$S_3 \simeq \frac{34}{7}. \quad (11)$$

¹ ヒント：(10) 式は、最低次の評価では、線形密度場 δ_1 を代入すればよく、

$$\langle \{\delta(\vec{x})\}^2 \rangle \simeq a^2 \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_0(k)$$

となる。一方、(9) 式の評価には問 (ii) で求めたバイスペクトルの表式を用いる。すると、

$$\langle \{\delta(\vec{x})\}^3 \rangle \propto \left[a^2 \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_0(k) \right]^2$$

という関係が求まる。