

Producción de partículas en el modelo inflacionario vectorial de Gauge no Abelianiano con término masivo

Carlos Mauricio Nieto Guerrero¹
Director: Ph.D. Yeinzon Rodríguez García.

¹ ESTUDIANTE DE MAESTRÍA EN FÍSICA UIS

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER,
BUCARAMANGA-COLOMBIA 2014

Contenidos

- 1 Problema de estudio e importancia
- 2 Tratamiento
- 3 Estado actual

Contenidos

- 1 Problema de estudio e importancia
- 2 Tratamiento
- 3 Estado actual

- Hacer un estudio sobre el proceso de producción de partículas en el modelo inflacionario isótropo:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \frac{\kappa}{384}(\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\sigma}^a)^2 - \frac{1}{2}m^2 A_\mu^a A_a^\mu, \quad (1)$$

- Perturbar los campo vectoriales al rededor del valor del fondo:

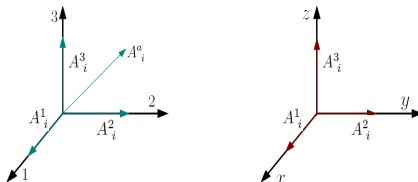


Figura : Configuración de $A_i^a = \phi \delta_i^a$

$$[\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar] + Inflation \rightarrow \frac{\delta\phi}{\phi} \rightarrow \frac{\delta\rho}{\rho} \rightarrow Galaxies. \quad (2)$$

- Encontrar los espectros asociados a las perturbaciones, $P_{||}$ y $P_{\perp}$ para cada campo vectorial.
- Poder determinar los niveles de anisotropía estadística

$$g_{\zeta}^a = (r_{long}^a - 1) \frac{(N_i^a)^2 P_+^a(k)}{(N_{\phi}^I)^2 P_{\delta\phi}^I(k) + (N_i^a)^2 P_+^a(k)}. \quad (3)$$

- Encontrar la perturbación primordial en la curvatura y comparar con resultados conocidos. (**Maleknejad & Sheikh-Jabbari y Peloso, Namba & Dimastrogiovanni**).

Contenidos

- 1 Problema de estudio e importancia
- 2 Tratamiento**
- 3 Estado actual

- Análisis del modelo inflacionario en el fondo.
- Obtener las expresiones para los parámetros de rodadura-lenta.

$$\varepsilon \simeq \psi^2(1 + \gamma + \omega)/Mp^2, \eta \simeq \psi^2/Mp^2, \quad (4)$$

$$\delta \simeq \frac{\gamma + 2}{6(1 + \gamma + \omega)\varepsilon^2}. \quad (5)$$

$$\kappa \simeq \frac{2(1 + \gamma + \omega)}{\gamma H^2 \psi^2 \varepsilon}. \quad (6)$$

- Perturbar las ecuaciones de evolución de los campos vectoriales en el régimen de rodadura lenta.

- Uso de cadabra para el cálculo de las ecuaciones perturbadas ($\mu = 0$ y $\mu = i$) en el espacio de Fourier.
- Descomponer los vectores en su parte paralela y perpendicular respecto a $\vec{k}$

@substitute!(%)\partial_{\mathbf{i}}\{B^{\wedge}\{b\}\} -> \kappa_{\mathbf{i}} B^{\wedge}\{b\};

$$3 := B^a H^2 (-2\gamma - \omega) - B^a \frac{1}{\alpha^2} \kappa_i \kappa_i - H \epsilon^a{}_{\alpha} \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \gamma^{\frac{1}{2}} - H \epsilon^a{}_{\alpha} \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \gamma^{\frac{1}{2}} - I \frac{1}{\alpha} \kappa_i \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} - H I R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha} \kappa_i + 2 H \epsilon^a{}_{\alpha} \frac{1}{\alpha} \kappa_i B^{\alpha} \gamma^{\frac{1}{2}} - R^{\alpha}{}_{\beta} \delta \epsilon^a{}_{\alpha} H^2 \gamma^{\frac{1}{2}} - T^{\alpha}{}_{\beta} \delta \epsilon^a{}_{\alpha} H^2 \gamma^{\frac{1}{2}} + B^{\alpha} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_{\alpha} \kappa_{\mathbf{i}} \epsilon^{-1} \left(-\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \gamma - \frac{1}{3} \omega \right) \\ + I \frac{1}{\alpha} \kappa_{\alpha} \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \epsilon^{-1} \left(-\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \gamma - \frac{1}{3} \omega \right) + I \frac{1}{\alpha} \kappa_{\alpha} \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \epsilon^{-1} \left(-\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \gamma - \frac{1}{3} \omega \right) + H I R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha} \kappa_{\alpha} \epsilon^{-1} \left(-2 - 2\gamma - \omega \right) + H I T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha} \kappa_{\alpha} \epsilon^{-1} \left(-2 - 2\gamma - \omega \right) + T^{\alpha}{}_{\mathbf{n}} \epsilon^{\text{bmn}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_{\alpha} \kappa_{\mathbf{m}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) \left(-\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \gamma - \frac{1}{3} \omega \right);$$

Ecuaciones encontradas ($\mu = 0$)

@sumsort!(%);

$$4 := \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} + \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} + 3 H \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} + 3 H \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} + (2 + \gamma + \omega) R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} H^2 + (2 + \gamma + \omega) R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} H^2 + (2 + \gamma + \omega) T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} H^2 + (2 + \gamma + \omega) T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} H^2 + R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_j \kappa_j \\ + T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_j \kappa_j + 2 \frac{H}{\alpha} I \kappa_i B^{\alpha} + (-4 - 2\gamma - 2\omega) R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \kappa^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} H^2 + (-4 - 2\gamma - 2\omega) T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \kappa^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} H^2 + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \epsilon^{-1} + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \epsilon^{-1} \\ + 2 B^{\alpha} \delta \epsilon^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} H^2 \gamma^{\frac{1}{2}} + (2 + 2\gamma + \omega) H \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \epsilon^{-1} + (2 + 2\gamma + \omega) H \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \epsilon^{-1} + H \epsilon^{\alpha}{}_{\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} \kappa_i R^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \gamma^{\frac{1}{2}} - 2 H \epsilon^{\alpha}{}_{\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} \kappa_j R^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \gamma^{\frac{1}{2}} + H \epsilon^{\alpha}{}_{\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} \kappa_i T^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \gamma^{\frac{1}{2}} \\ - 2 H \epsilon^{\alpha}{}_{\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} \kappa_j T^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \gamma^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_j \kappa_j R^{\alpha}{}_{\mathbf{j}} \epsilon^{-1} + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_j \partial_0 R^{\alpha}{}_{\mathbf{k}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_j \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{k}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) \\ + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_j \kappa_j B^{\alpha} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) + (2 + 2\gamma + \omega) H \epsilon^{\mathbf{ijk}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_j T^{\alpha}{}_{\mathbf{k}} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) + \left(\frac{8}{3} + \frac{8}{3} \gamma + \frac{4}{3} \omega \right) H \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_{\mathbf{j}} B^{\alpha} \epsilon^{-1} + \left(-\frac{2}{3} - \frac{2}{3} \gamma - \frac{1}{3} \omega \right) \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \epsilon^{\text{bmn}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_{\mathbf{m}} \partial_0 T^{\alpha}{}_{\mathbf{n}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) \\ + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \epsilon^{\text{bmn}} \frac{1}{\alpha^2} \kappa_{\mathbf{m}} \kappa_{\mathbf{j}} T^{\alpha}{}_{\mathbf{n}} \epsilon^{-1} \gamma^{-1} + (2 + 2\gamma + \omega) H \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_j R^{\alpha}{}_{\mathbf{k}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) + (2 + 2\gamma + \omega) H \epsilon^{\alpha\mathbf{ij}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_j T^{\alpha}{}_{\mathbf{k}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right) + \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{3} \gamma + \frac{1}{3} \omega \right) H \delta^{\alpha}{}_{\mathbf{i}} \epsilon^{\text{bmn}} \frac{1}{\alpha} I \kappa_{\mathbf{m}} T^{\alpha}{}_{\mathbf{n}} \epsilon^{-1} \gamma \left(\frac{1}{2} \right);$$

Ecuaciones encontradas ($\mu = i$)

- Desacoplar las ecuaciones y encontrar simetrías.

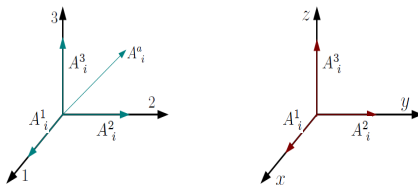


Figura : Simetrías con $\vec{k} = (0, 0, k)$

$$\delta T_1^1 = \delta T_2^2; \quad \delta T_2^1 = -\delta T_1^2; \quad \delta R_3^3 = \left(1 + \frac{k^2}{a^2 H^2 \beta}\right) \delta T_1^1, \quad (7)$$

$$\delta T_1^3 = i\delta T_2^3; \quad \delta R_3^2 = i\delta R_3^1. \quad (8)$$

- Hacer un análisis de las ecuaciones en dos regímenes ($k/aH \rightarrow 0$ y $k/aH \rightarrow \infty$).

Contenidos

- 1 Problema de estudio e importancia
- 2 Tratamiento
- 3 Estado actual

- Se tienen las ecuaciones diferenciales para δT_1^1 y δT_2^1 en el régimen de súper-horizonte y sub-horizonte.

$$\frac{1}{H^2 \varepsilon} \partial_0^2 \delta T_1^1 + \frac{3}{H \varepsilon} \partial_0 \delta T_1^1 - 4 \frac{2 + \gamma + \omega}{2 + 2\gamma + \omega} \delta T_1^1 = 0. \quad (9)$$

$$\partial_0^2 \delta T_1^1 + 5H \partial_0 \delta T_1^1 + \frac{k^2}{a^2} \delta T_1^1 = 0. \quad (10)$$

- Se obtuvieron las ecuaciones para δT_1^3 y δR_3^1 sin aproximaciones eliminando las componentes temporales de los campos.

- Descomponer cada campo

$$\delta\hat{\mathbf{W}}(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_{\lambda} \left[\mathbf{e}_{\lambda}^*(\hat{\mathbf{k}}) \hat{a}_{\lambda}(\mathbf{k}) w_{\lambda}(k, t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + \mathbf{e}_{\lambda}^*(\hat{\mathbf{k}}) \hat{a}_{\lambda}^{\dagger}(\mathbf{k}) w_{\lambda}^*(k, t) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \right] \quad (11)$$

- Encontrar las ecuaciones diferenciales para cada w_{λ}
- Utilizar w_{λ} para obtener el correlador de dos puntos de $\delta\hat{\mathbf{W}}(\mathbf{x}, t)$ en escalas de súper-horizonte.