Campo escalar como una interacción de dos fluidos

Patricio Mella Castillo

Departamento de Física
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Universidad de Concepción

14 de Marzo, 2013

Contenidos

Introdución

- Breve resumen de cosmología Relativista y modelos con interacción
- Exploramos cosmologías de FRW relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma que pueden ser vistos como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- En esta interpretación alternativa el término de interacción es dado de antemano, de esta forma se logra obtener un potencial específico junto con su campo escalar.

Introdución

- Breve resumen de cosmología Relativista y modelos con interacción
- Exploramos cosmologías de FRW relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma que pueden ser vistos como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- En esta interpretación alternativa el término de interacción es dado de antemano, de esta forma se logra obtener un potencial específico junto con su campo escalar.

Introdución

- Breve resumen de cosmología Relativista y modelos con interacción
- Exploramos cosmologías de FRW relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma que pueden ser vistos como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- En esta interpretación alternativa el término de interacción es dado de antemano, de esta forma se logra obtener un potencial específico junto con su campo escalar.

Introdución

- Breve resumen de cosmología Relativista y modelos con interacción
- Exploramos cosmologías de FRW relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma que pueden ser vistos como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- En esta interpretación alternativa el término de interacción es dado de antemano, de esta forma se logra obtener un potencial específico junto con su campo escalar.

Contenidos

Cosmologóa Relativista

La métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left\{\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta + r^2 \sin^2\theta d\phi^2\right\}.$$

Las ecuaciones de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}.$$

El Tensor Energía Momentum de un Fluido Perfecto

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}.$$

Cosmologóa Relativista

La métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left\{\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta + r^2 \sin^2\theta d\phi^2\right\}.$$

Las ecuaciones de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}.$$

El Tensor Energía Momentum de un Fluido Perfecto

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}.$$

Cosmologóa Relativista

La métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left\{\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta + r^2 \sin^2\theta d\phi^2\right\}.$$

Las ecuaciones de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}.$$

El Tensor Energía Momentum de un Fluido Perfecto

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}.$$

Contenidos

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu}T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

ω energía oscura

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

- $\omega = 1$, fluido duro.
- $\omega = 1/3$, radiación.
- $\omega = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < \omega < -1/3$, quintaesencia.
- $\omega < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu}T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < \omega < -1/3$, quintaesencia.
- $\omega < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < w < -1/3$, quintaesencia.
- $w < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu}T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu} T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu} T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < w < -1/3$, quintaesencia.
- $w < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^μ_ν

$$\nabla_\mu T^\mu_\nu = \nabla_\mu T^\mu_{(1)\nu} + \nabla_\mu T^\mu_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < w < -1/3$, quintaesencia.
- $w < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu}T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1,$
- $p_2 = \omega_2 \rho_2.$

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < w < -1/3$, quintaesencia.
- $w < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con dos fluidos

Conservación del tensor T^{μ}_{ν}

$$\nabla_{\mu}T^{\mu}_{\nu} = \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(1)\nu} + \nabla_{\mu}T^{\mu}_{(2)\nu} = 0.$$

La ecuación de Friedmann ($H = \frac{\dot{a}}{a}$)

$$3H^2 = \kappa(\rho_1 + \rho_2).$$

Ec. de estado

- $p_1 = \omega_1 \rho_1$,
- $p_2 = \omega_2 \rho_2$.

Parámetro de estado

- $w = 1$, fluido duro.
- $w = 1/3$, radiación.
- $w = 0$, polvo.

ω energía oscura

- $-1 < w < -1/3$, quintaesencia.
- $w < -1$, energía fantasma.

Modelos cosmológicos con Interacción

Caso con interacción

$$\begin{aligned} \nabla_\mu T^{\mu}_{(1)\nu} &= Q_\nu, \\ \nabla_\mu T^{\mu}_{(2)\nu} &= -Q_\nu. \end{aligned}$$

Sistema de ecuaciones

$$3H^2 = \kappa\left(\rho_1 + \rho_2\right),$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_1 &+ 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t), \\ \dot{\rho}_2 &+ 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t). \end{aligned}$$

Modelos cosmológicos con Interacción

Caso con interacción

$$\begin{aligned} \nabla_\mu T^{\mu}_{(1)\nu} &= Q_\nu, \\ \nabla_\mu T^{\mu}_{(2)\nu} &= -Q_\nu. \end{aligned}$$

Sistema de ecuaciones

$$3H^2 = \kappa\left(\rho_1 + \rho_2\right),$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_1 &+ 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t), \\ \dot{\rho}_2 &+ 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t). \end{aligned}$$

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
  J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).
- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
  G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).
- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
  H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.
- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha\rho_2)$.
  Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.
- $Q = 3Hc\left[\gamma\rho_1 + \beta\rho_2 + \delta(\rho_1\rho_2)^{1/2}\right]^n$.
  M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
  J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).
- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
  G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).
- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
  H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.
- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha \rho_2)$.
  Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.
- $Q = 3Hc\left[\gamma\rho_1 + \beta\rho_2 + \delta(\rho_1\rho_2)^{1/2}\right]^n$.
  M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).
- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).
- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.
- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha \rho_2)$.
Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.
- $Q = 3Hc\left[\gamma \rho_1 + \beta \rho_2 + \delta(\rho_1 \rho_2)^{1/2}\right]^n$.
M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
  J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).
- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
  G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).
- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
  H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.
- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha \rho_2)$.
  Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.
- $Q = 3Hc\left[\gamma\rho_1 + \beta\rho_2 + \delta(\rho_1\rho_2)^{1/2}\right]^n$.
  M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
  J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).

- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
  G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).

- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
  H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.

- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha\rho_2)$.
  Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.

- $Q = 3Hc\left[\gamma\rho_1 + \beta\rho_2 + \delta(\rho_1\rho_2)^{1/2}\right]^n$.
  M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Algunos tipos de interacción considerados en la literatura

- $Q = \alpha H \rho_1 + \beta H \rho_2$.
  J. D. Barrow and T. Clifton, Phys. Rev. D 73, 103520 (2006).

- $Q = \lambda \rho_1^{\lambda_1} \rho_2^{\lambda_2}$.
  G. Mangano, G. Miele and V. Pettorino, Mod. Phys. Lett. A 18, 831 (2003).

- $Q = q(\alpha \dot{\rho}_1 + 3\beta H \rho_2)$.
  H.Wei,Nucl.Phys.B845:381-392,2011.

- $Q = 3\sigma H(\rho_1 - \alpha\rho_2)$.
  Cheng-Yi Sun, gr-qc/1009.1214.

- $Q = 3Hc\left[\gamma\rho_1 + \beta\rho_2 + \delta(\rho_1\rho_2)^{1/2}\right]^n$.
  M. Jamil, M.A. Rashid, Eur.Phys.J.C 56:429-434, 2008.

Condiciones de Energía

Condición de energía débil (WEC)

$$\rho \geq 0.$$

Condición de energía fuerte (SEC)

$$\rho + 3p \geq 0.$$

Condición de energía dominante (DEC)

$$\rho \geq |p| \,.$$

Condiciones de Energía

Condición de energía débil (WEC)

$$\rho \geq 0.$$

Condición de energía fuerte (SEC)

$$\rho + 3p \geq 0.$$

Condición de energía dominante (DEC)

$$\rho \geq |p| \, .$$

Condiciones de Energía

Condición de energía débil (WEC)

$$\rho \geq 0.$$

Condición de energía fuerte (SEC)

$$\rho + 3p \geq 0.$$

Condición de energía dominante (DEC)

$$\rho \geq |p| \,.$$

Contenidos

Densidad de energía y presión de un campo escalar $\epsilon = \pm 1$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Evolución del campo escalar

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_\phi,$$
$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = \dot{\phi}V',$$

Ecuación de estado

$$\omega_\phi = \frac{\epsilon\dot{\phi}^2/2 - V(\phi)}{\epsilon\dot{\phi}^2/2 + V(\phi)} = \frac{\dot{\phi}^2/2 - \epsilon V(\phi)}{\dot{\phi}^2/2 + \epsilon V(\phi)}.$$

Densidad de energía y presión de un campo escalar $\epsilon = \pm 1$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Evolución del campo escalar

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_\phi,$$
$$\epsilon\dot\phi\ddot\phi + 3\epsilon H\dot\phi^2 = \dot\phi V',$$

Ecuación de estado

$$\omega_\phi = \frac{\epsilon\dot\phi^2/2 - V(\phi)}{\epsilon\dot\phi^2/2 + V(\phi)} = \frac{\dot\phi^2/2 - \epsilon V(\phi)}{\dot\phi^2/2 + \epsilon V(\phi)}.$$

Densidad de energía y presión de un campo escalar $\epsilon = \pm 1$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Evolución del campo escalar

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_\phi,$$
$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = \dot{\phi}V',$$

Ecuación de estado

$$\omega_\phi = \frac{\epsilon\dot{\phi}^2/2 - V(\phi)}{\epsilon\dot{\phi}^2/2 + V(\phi)} = \frac{\dot{\phi}^2/2 - \epsilon V(\phi)}{\dot{\phi}^2/2 + \epsilon V(\phi)}.$$

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1}C_1\cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t+C))]^{1/6}.$$

$\dot\rho_2 = \dot\phi V' = 0$, esto implica

- una constante cosmológica (para [illegible] con [illegible]).
- O una mezcla de una materia dura con una constante cosmológica (para [illegible] con [illegible]).

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$

$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$

$$a(t) = [-C_2^{-1}C_1\cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t+C))]^{1/6}.$$

$\dot\rho_2 = \dot\phi V' = 0$, esto implica

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$

$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$
$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1}C_1\cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t+C))]^{1/6}.$$

$\dot\rho_2 = \dot\phi V' = 0$, esto implica

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$

$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$

$$a(t) = [-C_2^{-1} C_1 \cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t + C))]^{1/6}.$$

$\dot\rho_2 = \dot\phi V' = 0$, esto implica

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$

$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1} C_1 \cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t + C))]^{1/6}.$$

$\dot{\rho}_2 = \dot{\phi}V' = 0$, esto implica

- una constante cosmológica (para $\phi = cte$ con $V = V(\phi) = cte$).
- O una mezcla de una materia dura con una constante cosmológica (para $\phi = \phi(t)$ con $V = cte$).

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$
$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1} C_1 \cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t + C))]^{1/6}.$$

$\dot{\rho_2} = \dot{\phi}V' = 0$, esto implica

- una constante cosmológica (para $\phi = cte$ con $V = V(\phi) = cte$).
- O una mezcla de una materia dura con una constante cosmológica (para $\phi = \phi(t)$ con $V = cte$).

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$
$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1}C_1\cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t+C))]^{1/6}.$$

$\dot{\rho_2} = \dot{\phi}V' = 0$, esto implica

- una constante cosmológica (para $\phi = cte$ con $V = V(\phi) = cte$).
- O una mezcla de una materia dura con una constante cosmológica (para $\phi = \phi(t)$ con $V = cte$).

Interpretación efectiva. **Astrophys.Space Sci.344(2013)495-503**

$$\rho_\phi = \rho_1 + \rho_2, \qquad p_\phi = p_1 + p_2.$$
$$\rho_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} + V(\phi), \quad p_\phi = \epsilon\frac{\dot\phi^2}{2} - V(\phi).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot\phi^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$, sin interacción

$$\rho_\phi^{ef} = C_1 a(t)^{-6} + C_2,$$
$$a(t) = [-C_2^{-1}C_1\cosh(\sqrt{3\kappa C_2}(t+C))]^{1/6}.$$

$\dot\rho_2 = \dot\phi V' = 0$, esto implica

- una constante cosmológica (para $\phi = cte$ con $V = V(\phi) = cte$).
- O una mezcla de una materia dura con una constante cosmológica (para $\phi = \phi(t)$ con $V = cte$).

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H(\rho_1 + p_1) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H(\rho_2 + p_2) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H\left(\rho_1 + p_1\right) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H\left(\rho_2 + p_2\right) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con interacción dado un $Q(t)$ donde $p_1 = \rho_1$ y $p_2 = -\rho_2$

$$\dot{\rho}_1 + 3H(\rho_1 + p_1) = Q(t),$$
$$\dot{\rho}_2 + 3H(\rho_2 + p_2) = -Q(t).$$

Identificación $\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$

$$\rho_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2, \quad p_1(t) = \epsilon\dot{\phi}^2/2,$$
$$\rho_2(t) = V(\phi), \quad p_2(t) = -V(\phi).$$

Con interacción

$$\epsilon\dot{\phi}\ddot{\phi} + 3\epsilon H\dot{\phi}^2 = Q(t),$$
$$\dot{\phi}V' = -Q(t).$$

Obtención del factor de escala

$$3H^2 + \frac{3k}{a^2} = \kappa\rho_1(a) + \kappa\rho_2(a).$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned} \rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1 \alpha}{2-\alpha}\, a^{3(\alpha-2)}. \end{aligned}$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$
\begin{aligned}
\rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\
\rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1 \alpha}{2-\alpha}\, a^{3(\alpha-2)}.
\end{aligned}
$$

Caso $C_2 = 0$

$$r = \rho_2/\rho_1 = \frac{\alpha}{2-\alpha},$$

$$a(t) = a_0 (t+C)^{2/(6-3\alpha)},$$

$$\rho_1(a) = \frac{\tilde{C}_1}{(t+C)^2},$$

$$\rho_2(a) = \frac{\tilde{C}_1 \alpha}{(2-\alpha)(t+C)^2},$$

$$\tilde{C}_1 = C_1 a_0^{-3(2-\alpha)}$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) = \pm\sqrt{\epsilon \tilde{C}_1}\,\ln(t+C) + \phi_0,$$

$$V(\phi) = \frac{\tilde{C}_1 \alpha}{(2-\alpha)} e^{\pm(\phi(t)-\phi_0)/\sqrt{\epsilon \tilde{C}_1}}.$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned} \rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1\alpha}{2-\alpha}\, a^{3(\alpha-2)}. \end{aligned}$$

Caso $C_2 = 0$

$$r = \rho_2/\rho_1 = \frac{\alpha}{2-\alpha},$$

$$a(t) = a_0(t+C)^{2/(6-3\alpha)},$$

$$\rho_1(a) = \frac{\tilde{C}_1}{(t+C)^2},$$

$$\rho_2(a) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)(t+C)^2},$$

$$\tilde{C}_1 = C_1 a_0^{-3(2-\alpha)}$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) = \pm\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}\,\ln(t+C) + \phi_0,$$

$$V(\phi) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)} e^{\pm(\phi(t)-\phi_0)/\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}}.$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$
\begin{aligned}
\rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\
\rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1\alpha}{2-\alpha}\, a^{3(\alpha-2)}.
\end{aligned}
$$

Caso $C_2 = 0$

$$
\begin{aligned}
r = \rho_2/\rho_1 &= \frac{\alpha}{2-\alpha}, \\
a(t) &= a_0(t+C)^{2/(6-3\alpha)}, \\
\rho_1(a) &= \frac{\tilde{C}_1}{(t+C)^2}, \\
\rho_2(a) &= \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)(t+C)^2}, \\
\tilde{C}_1 &= C_1 a_0^{-3(2-\alpha)}
\end{aligned}
$$

El campo escalar y el potencial

$$
\begin{aligned}
\phi(t) &= \pm\sqrt{\epsilon \tilde{C}_1}\,\ln(t+C) + \phi_0, \\
V(\phi) &= \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)} e^{\pm(\phi(t)-\phi_0)/\sqrt{\epsilon \tilde{C}_1}}.
\end{aligned}
$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned} \rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1\alpha}{2-\alpha} a^{3(\alpha-2)}. \end{aligned}$$

Caso $C_2 = 0$

$$r = \rho_2/\rho_1 = \frac{\alpha}{2-\alpha},$$

$$a(t) = a_0(t+C)^{2/(6-3\alpha)},$$

$$\rho_1(a) = \frac{\tilde{C}_1}{(t+C)^2},$$

$$\rho_2(a) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)(t+C)^2},$$

$$\tilde{C}_1 = C_1 a_0^{-3(2-\alpha)}$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) = \pm\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}\ln(t+C) + \phi_0,$$

$$V(\phi) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)} e^{\pm(\phi(t)-\phi_0)/\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}}.$$

Caso con $Q(t) = 3\alpha H \rho_1$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned} \rho_1(a) &= C_1 a^{3(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= C_2 + \frac{C_1\alpha}{2-\alpha}\, a^{3(\alpha-2)}. \end{aligned}$$

Caso $C_2 = 0$

$$r = \rho_2/\rho_1 = \frac{\alpha}{2-\alpha},$$
$$a(t) = a_0(t+C)^{2/(6-3\alpha)},$$
$$\rho_1(a) = \frac{\tilde{C}_1}{(t+C)^2},$$
$$\rho_2(a) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)(t+C)^2},$$
$$\tilde{C}_1 = C_1 a_0^{-3(2-\alpha)}$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) = \pm\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}\ln(t+C) + \phi_0,$$
$$V(\phi) = \frac{\tilde{C}_1\alpha}{(2-\alpha)} e^{\pm(\phi(t)-\phi_0)/\sqrt{\epsilon\tilde{C}_1}}.$$

Notemos que

	$\epsilon = 1$ **(**$\tilde{C}_1 > 0$**,** $\rho_1 > 0$**)**	$\epsilon = -1$ **(**$\tilde{C}_1 < 0$**,** $\rho_1 < 0$**)**	$\omega_\phi = 1 - \alpha$
$\alpha > 2$	$\rho_2 < 0, (Q > 0, \rho_2 \rightarrow \rho_1)$	$\rho_2 > 0, (Q < 0, \rho_1 \rightarrow \rho_2)$	$\omega_\phi < -1$
$0 < \alpha < 2$	$\rho_2 > 0, (Q > 0, \rho_2 \rightarrow \rho_1)$	$\rho_2 < 0, (Q < 0, \rho_1 \rightarrow \rho_2)$	$-1 < \omega_\phi < 1$
$\alpha < 0$	$\rho_2 < 0, (Q < 0, \rho_1 \rightarrow \rho_2)$	$\rho_2 > 0, (Q > 0, \rho_2 \rightarrow \rho_1)$	$\omega_\phi > 1$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned}
\rho_1(a) &= \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}(C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}, \\
\rho_2(a) &= (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}.
\end{aligned}$$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1+\rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned} \rho_1(a) &= \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}(C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}. \end{aligned}$$

Para el caso $\alpha = 1$

$$\rho_1/\rho_2 = \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}.$$

$$a(t) = \frac{C_2^{2/3}}{C_2}\left(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1\right)^{1/3}.$$

$$\rho_1(t) = \frac{C_1 C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1)^2},$$

$$\rho_2(t) = \frac{C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1}.$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) - \phi_0 = \sqrt{\frac{8\epsilon}{3\kappa}}\, arctanh\left(\frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{\sqrt{C_1}}\right),$$

$$V(\phi) = C_2\left(1 - \cosh^2\left(\sqrt{\frac{3\kappa}{8\epsilon}}(\phi - \phi_0)\right)\right).$$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1+\rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned}
\rho_1(a) &= \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}(C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}, \\
\rho_2(a) &= (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}.
\end{aligned}$$

Para el caso $\alpha = 1$

$$\rho_1/\rho_2 = \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}.$$

$$a(t) = \frac{C_2^{2/3}}{C_2}\left(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1\right)^{1/3}.$$

$$\rho_1(t) = \frac{C_1 C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1)^2},$$

$$\rho_2(t) = \frac{C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1}.$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) - \phi_0 = \sqrt{\frac{8\epsilon}{3\kappa}}\, arctanh\left(\frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{\sqrt{C_1}}\right),$$

$$V(\phi) = C_2\left(1 - \cosh^2\left(\sqrt{\frac{3\kappa}{8\epsilon}}(\phi - \phi_0)\right)\right).$$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$
\begin{aligned}
\rho_1(a) &= \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6} (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}, \\
\rho_2(a) &= (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}.
\end{aligned}
$$

Para el caso $\alpha = 1$

$$
\rho_1/\rho_2 = \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}.
$$

$$
a(t) = \frac{C_2^{2/3}}{C_2} \left(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1 \right)^{1/3}.
$$

$$
\rho_1(t) = \frac{C_1 C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1)^2},
$$

$$
\rho_2(t) = \frac{C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1}.
$$

El campo escalar y el potencial

$$
\phi(t) - \phi_0 = \sqrt{\frac{8\epsilon}{3\kappa}}\, arctanh \left(\frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{\sqrt{C_1}} \right),
$$

$$
V(\phi) = C_2 \left(1 - \cosh^2 \left(\sqrt{\frac{3\kappa}{8\epsilon}} (\phi - \phi_0) \right) \right).
$$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1+\rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\rho_1(a) = \frac{C_1}{C_2} a^{3\alpha-6}(C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)},$$
$$\rho_2(a) = (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}.$$

Para el caso $\alpha = 1$

$$\rho_1/\rho_2 = \frac{C_1}{C_2} a^{3\alpha-6}.$$

$$a(t) = \frac{C_2^{2/3}}{C_2}\left(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1\right)^{1/3}.$$

$$\rho_1(t) = \frac{C_1 C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1)^2},$$
$$\rho_2(t) = \frac{C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1}.$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) - \phi_0 = \sqrt{\frac{8\epsilon}{3\kappa}} arctanh\left(\frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{\sqrt{C_1}}\right),$$

$$V(\phi) = C_2\left(1 - \cosh^2\left(\sqrt{\frac{3\kappa}{8\epsilon}}(\phi - \phi_0)\right)\right).$$

Caso con $Q = 3\alpha H \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$ ($\omega_1 = 1$ y $\omega_2 = -1$)

$$\begin{aligned}\rho_1(a) &= \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}(C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}, \\ \rho_2(a) &= (C_1 a^{3\alpha-6} + C_2)^{-\alpha/(\alpha-2)}.\end{aligned}$$

Para el caso $\alpha = 1$

$$\rho_1/\rho_2 = \frac{C_1}{C_2}\, a^{3\alpha-6}.$$

$$a(t) = \frac{C_2^{2/3}}{C_2}\left(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1\right)^{1/3}.$$

$$\rho_1(t) = \frac{C_1 C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{(e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1)^2},$$

$$\rho_2(t) = \frac{C_2 e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{e^{\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)} - C_1}.$$

El campo escalar y el potencial

$$\phi(t) - \phi_0 = \sqrt{\frac{8\epsilon}{3\kappa}}\, arctanh\left(\frac{e^{\frac{1}{2}\sqrt{3\kappa C_2}(t+C)}}{\sqrt{C_1}}\right),$$

$$V(\phi) = C_2\left(1 - \cosh^2\left(\sqrt{\frac{3\kappa}{8\epsilon}}(\phi - \phi_0)\right)\right).$$

Contenidos

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica $(p = -\rho = cte)$ se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica $(p = -\rho = cte)$ se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica ($p = -\rho = cte$) se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica $(p = -\rho = cte)$ se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica ($p = -\rho = cte$) se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Conclusiones

Conclusines

- Las cosmologías de FRW con campo escalar son relacionadas a la interpretación de fuentes de campo escalar canónico y fantasma como una configuración de la interacción de dos fluidos perfectos barotrópicos.
- El término Q permite que la constante cosmológica $(p = -\rho = cte)$ se transforme en una cantidad dinámica.
- Así la interacción funciona como un término que permite obtener la forma de un potencial específico junto con su campo escalar.
- ¿Podemos hacer una interpretación para alguna otra fuente de materia, tal como la que hicimos para el campo escalar?
- ¿Existe una interpretación para una cosmología que consta de tres fluidos: una componente de polvo, un fluido perfecto duro y un fluido tipo constante cosmológica?

Muchas Gracias

Por Su Atención