Perturbações de densidade de Energia Escura no modelo ΛXCDM

Ana Pelinson

Departamento de Astronomia, IAG/USP

Workshop Nova Física no Espaço
Campos do Jordão, April 23-25, 2008

O modelo ΛXCDM

A energia escura total é composta por:

$$\rho_D = \rho_\Lambda + \rho_X\,, \qquad p_D = p_\Lambda + p_X\,, \tag{1}$$

onde $\rho_\Lambda = \rho_\Lambda(t)$ e $\rho_X = \rho_X(t)$ é uma componente “cosmon".

[J. Grande, J. Solà, H. Štefančić, JCAP 2006]

$\rho_\Lambda(t)$ é motivado pela Teoria Quântica de Campos

$$\rho_\Lambda \;=\; \rho_\Lambda^0 + \frac{3\,\nu}{8\pi}\, M_P^2\, \left(H^2 - H_0^2\right)\,. \tag{2}$$

[I.L. Shapiro, J. Solà, JHEP 2002; PLB 2000]

Parâmetro sem dimensão ν é definido por

$$\nu \equiv \frac{\sigma}{12\,\pi}\,\frac{M^2}{M_P^2}\,,$$

M é uma massa efetiva do total de partículas, bosons/fermions ($\sigma = \pm 1$)

$$M = M_{Pl} \to \nu \equiv \nu_0 \simeq 2.6 \times 10^{-2}\,. \tag{3}$$

Modelo ΛXCDM (cont.)

A componente X é obtida pela conservação total de energia escura

$$\dot{\rho}_X + \dot{\rho}_\Lambda = -3H(1 + w_X)\rho_X \,, \tag{4}$$

onde w_X é a equação de estado do "cosmon"

$$p_X \equiv w_X \rho_X \,; \tag{5}$$

w_X é considerado nos seguintes intervalos:

$$-1 < \omega_X < -1/3 \text{ (cosmon tipo quintessência) ou}$$
$$\omega_X < -1 \text{ (cosmon tipo “phantom")}.$$

Dessas considerações, obtemos:

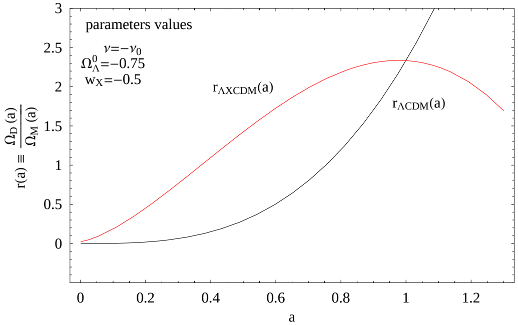
$$(1 + w_e)\,\rho_D = (1 + w_X)\,\rho_X \,;$$

onde w_e é a equação de estado efetiva da energia escura total

$$w_e = \frac{p_D}{\rho_D} = -1 + \frac{(1 + \omega_X)\,\rho_X}{\rho_D} \,. \tag{6}$$

O modelo ΛXCDM e o problema da coincidência

A dinâmica de ρ_D pode fazer $r(a) \equiv \Omega_D/\Omega_M$ ficar limitado



e provocar um fim na expansão do Universo

$$r(a) \equiv \Omega_D/\Omega_M = \left[\frac{1-\Omega_\Lambda^0}{\Omega_M^0\,(1-\nu)} - \frac{w_X}{w_X-\epsilon}\right] a^{-3(w_X-\epsilon)} + \frac{(\Omega_\Lambda^0-\nu)\,a^3}{(1-\nu)\,\Omega_M^0} + \frac{\epsilon}{w_X-\epsilon}\,, \tag{7}$$

onde $\epsilon \equiv \nu(1+w_X)$.

Perturbações lineares de densidade de matéria e energia escura

Perturbações simultâneas de densidade, pressão, métrica e 4-velocidade:

$$\rho_N \to \rho_N + \delta\rho_N\,, \qquad p_N \to p_N + \delta p_N\,, \qquad g_{\mu\nu} = g^B_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}\,, \qquad U^\mu_N \to U^\mu_N + \delta U^\mu_N\,,$$

onde $h_{\mu\nu} = \delta g_{\mu\nu}$ e $(U^0_N, U^i_N) = (1,0) \to \delta U^\mu_N = (0, v^i_N)$.

Perturbação não adiabática da pressão:

$$\delta p_D = c_s^2 \delta\rho_D + 3Ha^2(1+w_e)\rho_D(c_s^2 - c_a^2)\frac{\theta_D}{k^2}\,, \qquad (8)$$

onde c_a^2 é a velocidade do som adiabática

$$c_a^2 \equiv \frac{p'_D}{\rho'_D} = w_e - \frac{a}{3}\frac{w'_e}{(1+w_e)}\,.$$

[H. Kodama, M. Sasaki, Prog. Theor. Phys. 1984]

No modelo ΛXCDM

$$c_a^2(a) = \frac{\Omega_X^0}{\Omega_X(a)}(1+b)(\omega_X - \epsilon)\, a^{-3(1+\omega_X-\epsilon)}\,, \qquad b \equiv -\frac{\nu\,\Omega_M^0}{(\omega_X-\epsilon)\,\Omega_X^0}\,. \qquad (9)$$

J. Grande, A. Pelinson, J. Solà, PRD 2009 [arXiv:0809.3462]

Equações das perturbações de matéria e energia escura

$$\delta_M' = -\frac{1}{aH}\left(\theta_M - \frac{\hat{h}}{2}\right) ,$$

$$\theta_M' = -\frac{2}{a}\theta_M ,$$

$$\delta_D' = -\frac{(1+w_e)}{aH}\left\{\left[1 + \frac{9a^2H^2(c_s^2 - c_a^2)}{k^2}\right]\theta_D - \frac{\hat{h}}{2}\right\} - \frac{3}{a}(c_s^2 - w_e)\delta_D ,$$

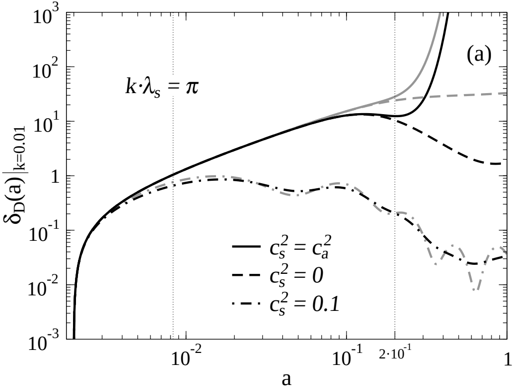
$$\theta_D' = -\frac{1}{a}\left(2 - 3c_s^2\right)\theta_D + \frac{k^2}{a^3H}\frac{c_s^2\delta_D}{(1+w_e)} ,$$

$$\hat{h}' + \frac{2}{a}\hat{h} - \frac{3H}{a}\tilde{\Omega}_M\delta_M = \frac{3H}{a}\tilde{\Omega}_D\left[(1+3c_s^2)\delta_D + 9a^2H(c_s^2 - c_a^2)\frac{\theta_D}{k^2}\right] ,$$

onde

$$\hat{h} \equiv \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{h_{ii}}{a^2}\right) \qquad e \qquad \theta_N \equiv \nabla_\mu(\delta U_N^\mu) = \nabla_i(\delta U_N^i) .$$

Perturbação adiabática ($c_s^2 = c_a^2 < 0$) e não adiabática $0 \leq c_s^2 \leq 1$)



As perturbações adiabáticas divergem para ($c_s^2 = c_a^2 < 0$).

Desprezando as flutuações de energia escura

Fazendo $\delta_D \equiv \delta\rho_D/\rho_D \approx 0$, o crescimento das flutuações $\mathcal{G}(a) \equiv \delta_M(a)/a$

$$\mathcal{G}''(a) + \left[\frac{7}{2} - \frac{3}{2}\frac{w_e(a)\,r(a)}{1+r(a)}\right]\frac{\mathcal{G}'(a)}{a} + \frac{3}{2}\frac{[1-w_e(a)]\,r(a)}{1+r(a)}\frac{\mathcal{G}(a)}{a^2} = 0 \qquad (10)$$

é independente da escala (k).

O “bias" linear e independente de escala

$$b^2 = P_{GG}/P_{MM} \propto P_{GG}/(\delta\rho_M/\rho_M)^2 \qquad (11)$$

deve ser próximo de 1 quando as galáxias tiverem tempo suficiente para se correlacionarem com a distribuição de massa do Universo.
(P_{GG} é fixado por dados LSS e $P_{MM} \propto a^2\,\mathcal{G}^2(a)$ depende do modelo).

O modelo ΛCDM prevê $b_\Lambda(0)^2 \simeq 1$ (com precisão de $\sim 10\%$).

[S. Cole et al, MNRAS 2005]

“F-teste"

Aplicamos a condição

$$|F| \equiv \left|1 - \frac{b^2(z)}{b_\Lambda^2(z)}\right|_{z=0} = \left|1 - \frac{\mathcal{G}_\Lambda^2(z)}{\mathcal{G}^2(z)}\right|_{z=0} \leq 0.1\,, \tag{12}$$

aos modelos ΛXCDM e Λ(t)CDM, prevendo para o último

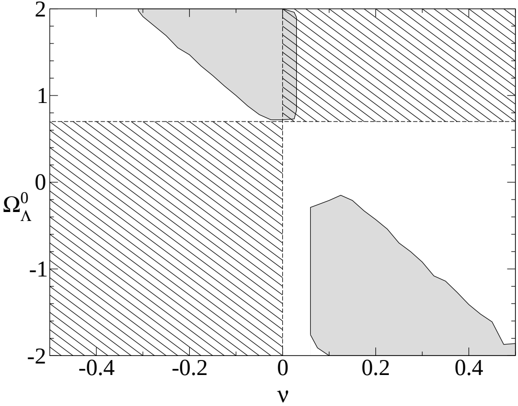
$$|\nu| \lesssim 0.05\nu_0 \simeq 10^{-3}, \tag{13}$$

que está de acordo com diferentes previsões e autores.

A condições para $r(a) < 10$, $|r_N(a_N \sim 10^{-9})| \lesssim 0.1$, $|1 + \omega_e(0)| \leq 0.3$ e o “F-teste" limitam a região 3D dos parâmetros $(\Omega_\Lambda^0, w_X, \nu)$.

[J. Grande, R. Opher, A. Pelinson, J. Solà, JCAP 2007]

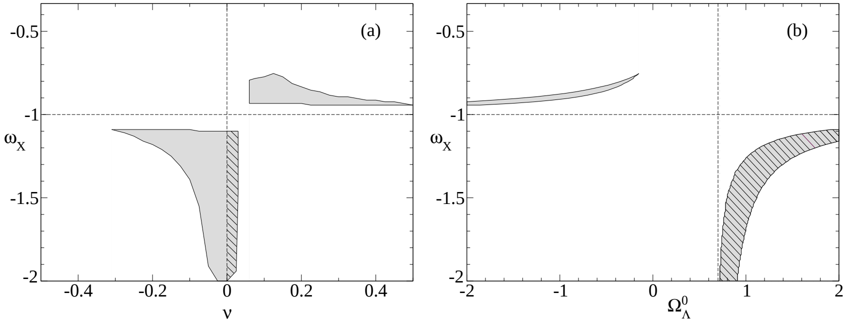
Resultados: 1) Projeção no plano ν-Ω_Λ da região 3D permitida



Pontos sem divergência: $b < 0$ [Eq.(**??**)] $\Rightarrow \nu$ e $\Omega_X^0 = 1 - \Omega_M^0 - \Omega_\Lambda^0$ sinais opostos.

J. Grande, A. Pelinson, J. Solà, arXiv:0809.3462 [astro-ph]

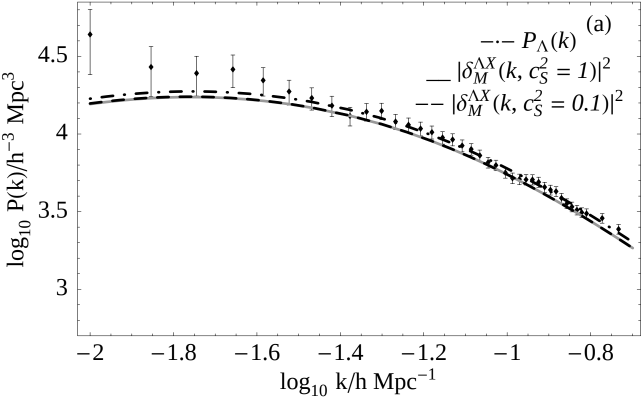
Resultados: 2) Projeção nos planos ν-w_X e w_X-Ω_Λ



Na região final permitida ($w_X < -1$ e $\Omega^0_\Lambda > 0.7$) $\Rightarrow$ $\Omega^0_X = 0.7 - \Omega^0_\Lambda < 0$:

$$(1 + w_e^0)\,\Omega_D^0 = (1 + \omega_X)\,\Omega_X^0 \qquad \Rightarrow \qquad -1 < w_e^0 < -1/3\,.$$

$P(k)$ da região permitida

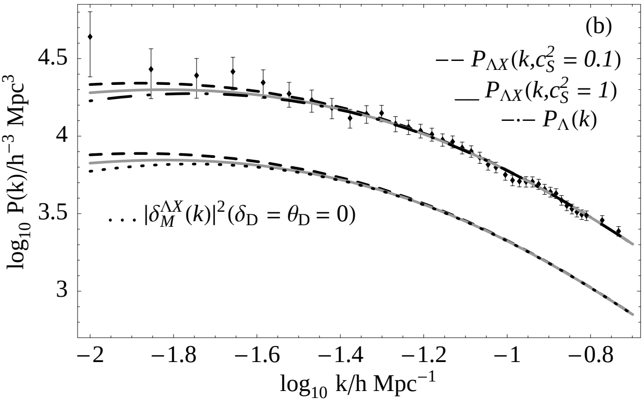


$$\Omega_M^0 = 0.3, \Omega_\Lambda^0 = 0.8, \nu = \nu_0 \equiv 2.6 \times 10^{-2}, w_X = -1.6; (c_S^2 = 0.1; 1)$$

$$P_\Lambda(k) \equiv |\delta_M(k)|^2 = A\ k\ T^2(k)\ \frac{g^2(\Omega_T^0)}{g^2(\Omega_M^0)}; \quad A = 8.99 \times 10^5 h^{-4} \mathrm{Mpc}^4 \quad (\chi^2 = 0.43)$$

[J.M. Bardeen, J.R. Bond, N. Kaiser and A.S. Szalay, Astrophys. J. 1986]

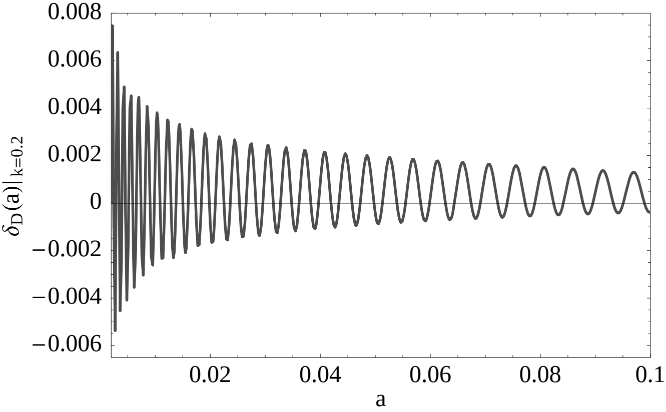
$P(k)$ da região não permitida



$\Omega_M^0 = 0.3$, $\Omega_\Lambda^0 = +0.35$, $\nu = -0.2$ e $w_X = -0.6$; $(c_S^2 = 0.1; 1)$

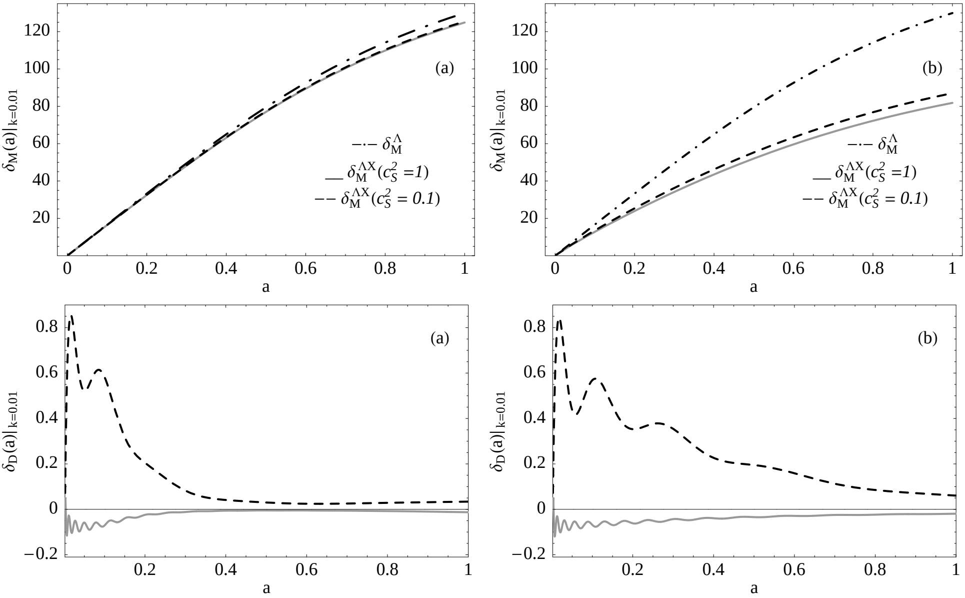
$$P(k) \equiv A_{\Lambda X}|\delta_M(k, a = 1)|^2; \qquad A_{\Lambda X} \simeq 2.7(k = 0.2)$$

Flutuações da Energia Escura $\delta_D(a,k)|_{k=0.2}$

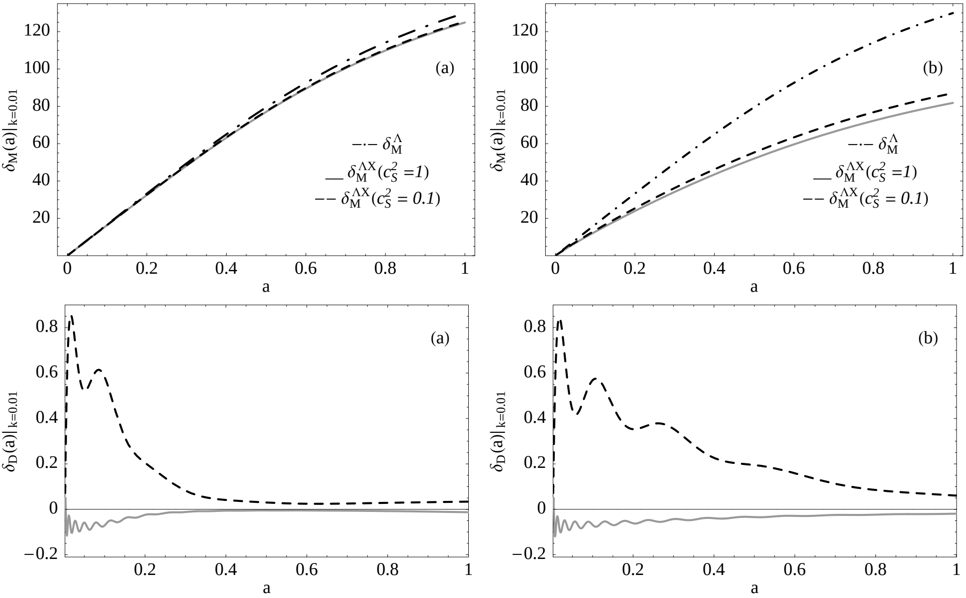


$$\delta_D \simeq C_1 e^{ic_s k\eta} + C_2 e^{-ic_s k\eta}$$

Flutuações da matéria e energia escura $\delta_D(a, k)|_{k=0.01}$



Flutuações da matéria e energia escura $\delta_D(a,k)|_{k=0.01}$



Perturbação adiabática é possível

Não temos divergência, quando:

$$c_{S,a}^2 > 0 \qquad \therefore \qquad 1 + b < 0\,.$$

A partir da definição de *b* [Eq.(10)] temos:

$$\Omega_X^0 \gtrsim \frac{\nu\,\Omega_M^0}{\omega_X} = \mathcal{O}(-\nu)\,.$$

A partir dos nossos resultados:

$$\nu \gtrsim 0 \quad e \quad \Omega_X^0 < 0 \quad \Rightarrow -\nu \lesssim \Omega_X^0 < 0\,.$$

Para $\nu_0 \sim 10^{-2}$

$$\Omega_\nu^0 \sim 10^{-3}.$$

Conclusões e Questões Gerais

- A região do espaço de parâmetros fica reduzida quando as perturbações de energia escura são bem definidas.
- O limite $\nu \lesssim 10^{-2}$ é compatível com seu significado.
- De acordo com as análises, devemos ter “phantom cosmon" ($w_X < -1$) e uma energia escura final do tipo quitessência $-1 < w_e^0 < -1/3$.
- Em particular, X não é deve ser campo escalar. O que seria X?
- Devemos ter realmente perturbações adiabáticas, ou qual o valor de c_s^2?
- A matéria precisa ser canonicamente conservada, ou poderia interagir com a energia escura?