

Análisis cosmológico del modelo holográfico de energía oscura de Barrow usando el corte infrarrojo de Granda-Oliveros

Autor:
Miguel Sabogal G.¹

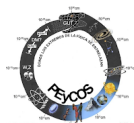
Director:
Alexander Oliveros G.²

Codirector:
Mario Acero Ortega²

¹Aspirante a Físico, Departamento de Física, Universidad del Atlántico

²Ph.D, Profesor asociado, Departamento de Física, Universidad del Atlántico

13 de junio de 2022



Contenido

- 1 **Introducción**
 - Cosmología moderna
 - Corte IR Granda-Oliveros
 - Energía oscura holográfica de Barrow
- 2 **Modelo propuesto**
- 3 **Resultados**
 - Parámetro de Hubble
 - Parámetro de desaceleración
 - Parámetro de la ecuación de estado
 - Estabilidad
 - Eras de dominancia
 - Ajuste
- 4 **Conclusiones y próximos resultados**

Principio cosmológico

A grandes escalas (distancias superiores a $300 h^{-1}\text{Mpc}$)⁵ el universo es homogéneo e isótropo⁶.

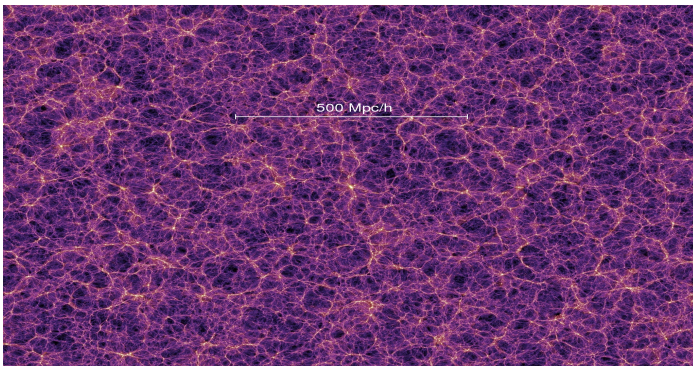


Figura 7: Simulación de la distribución del contenido del universo a gran escala⁷

⁵ $h = H_0 / (100 \text{ km/s/Mpc})$, Mpc es un megapársec (3.26M de años luz) y H_0 es el parámetro de Hubble actual.

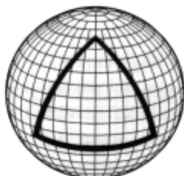
⁶K. K. Wu, et al, "The large-scale smoothness of the universe," *Nature*, vol. 397, no. 6716, pp. 225–230, 1999.

⁷V. Springel, et al. "Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars." *Nature*, 2005, vol. 435, no 7042, p. 629-636.

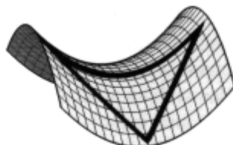
Métrica FRW

La métrica de Friedmann-Robertson-Walker⁸ con la signatura $(-+++)$:

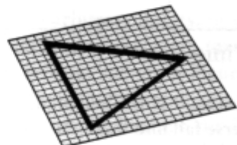
$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right], \quad (2)$$



Geometría cerrada
 $k = 1$



Geometría abierta
 $k = -1$



Geometría plana
 $k = 0$

Figura 8: Geometría del universo según el factor k de la métrica FRW, adaptado de ⁹

donde k denota la curvatura de las secciones espaciales del espacio-tiempo, tomando los posibles valores de $-1, 0, 1$ y $a(t)$ es el factor de escala.

⁸Walker, A. G. (1937). On Milne's theory of world-structure. Proc. Lond. Math. Soc., 2(1), 90-127.

⁹Steven Weinberg, Cosmology, First Edition, Oxford University Press, (2008).

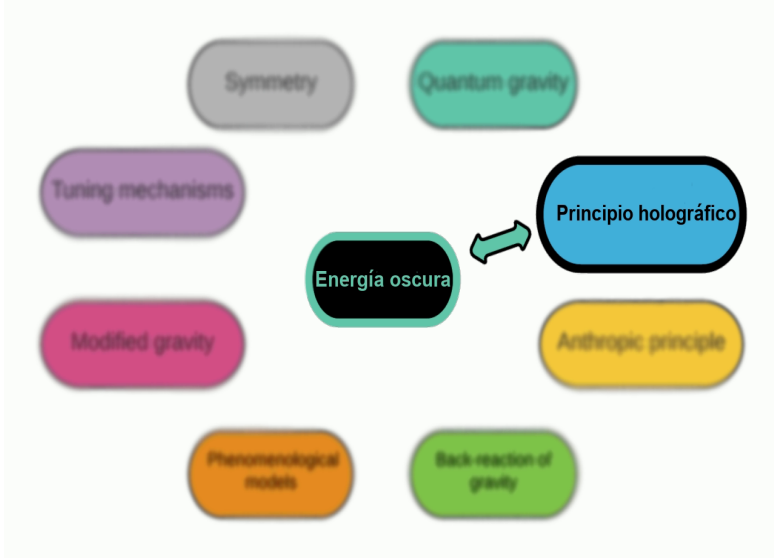


Figura 9: Modelos que intentan explicar el problema de la energía oscura, revisión en¹⁰.

¹⁰M. Li, X.-D. Li, S. Wang, Y. Wang, Dark Energy, Commun. Theor. Phys. 56 (2011) 525–604.

Energía oscura holográfica

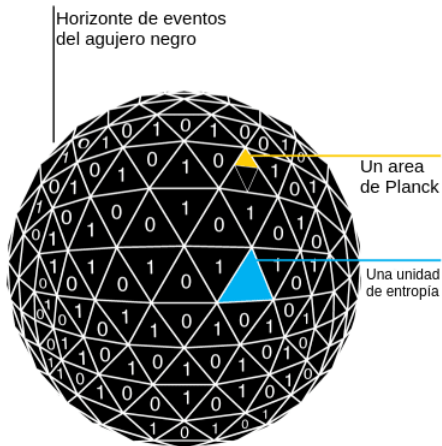
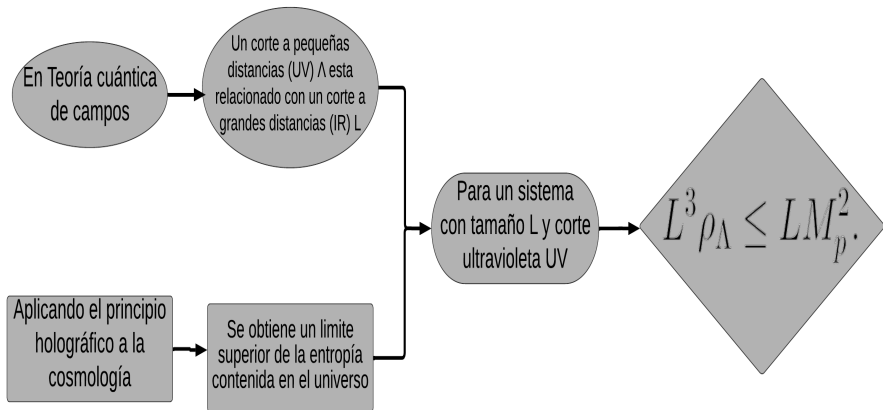


Figura 10: Representación esquemática del principio holográfico¹¹ aplicado a un agujero negro, donde $S_B = (A/A_0)$. Tomado de ¹²

¹¹G't Hooft, Dimensional reduction in quantum gravity, Conf. Proc. C 930308 (1993) 284–296.

¹²Baggioli, Matteo. (2016). Gravity, holography and applications to condensed matter



Tomando el valor más grande de L permitido se satura la desigualdad anterior, dando como resultado:

$$\rho_\Lambda = 3c^2 M_p^2 L^{-2}. \quad (3)$$

Donde donde $3c^2$ es una constante numérica introducida por conveniencia y $M_p = \sqrt{1/8\pi G}$ la masa reducida de Planck.

Corte IR Granda-Oliveros

$L^{-1} = H$	Horizonte de Partículas	Horizonte de eventos futuro	Granda-Oliveros
<ul style="list-style-type: none"> • Régimen de expansión acelerada  $w = 0$ • Problema del Ajuste  	<ul style="list-style-type: none"> • Régimen de expansión acelerada  $w > -1/3$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Régimen de expansión acelerada  $w < -1/3$ • Problema de causalidad  	<ul style="list-style-type: none"> • Régimen de expansión acelerada  $w < -1/3$ • Problema de causalidad 

Figura 11: Pro y contras de diferentes cortes infrarrojos

En ¹³ Granda y Oliveros propusieron un nuevo corte infrarrojo:

$$L^{-1} = \sqrt{\alpha H^2 + \beta \dot{H}}, \quad (4)$$

¹³L. N. Granda and A. Oliveros, Phys. Lett. B 669, 275 (2008), [gr-qc/0810.3149].

Energía oscura holográfica de Barrow

Recientemente, Barrow inspirado en las representaciones del virus Covid-19, demostró que los efectos gravitacionales cuánticos pueden introducir intrincadas características fractales en la superficie de un agujero negro¹³,

$$S_B = \left(\frac{A}{A_0} \right)^{1+\Delta/2}, \quad (5)$$

donde $0 \leq \Delta \leq 1$, A es el área estándar del horizonte y A_0 es el área de Planck.

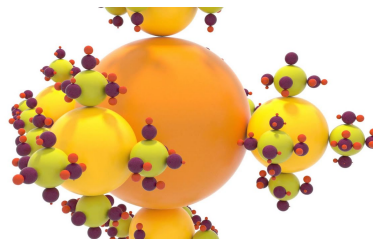


Figura 12: Esquema de las formas fractales en la estructura de un agujero negro¹⁴

Aplicando el principio holográfico en un escenario cosmológico, pero utilizando la entropía de Barrow, Saridakis¹⁵ obtiene:

$$\rho_\Lambda = 3c^2 M_p^2 L^{\Delta-2}. \quad (6)$$

¹⁴Barrow, John D. "The area of a rough black hole." *Physics Letters B*, 2020, vol. 808, p. 135643.

¹⁵Anagnostopoulos, F.K., Basilakos, S. and Saridakis, E.N. Observational constraints on Barrow holographic dark energy. *Eur. Phys. J. C* 80, 826 (2020)

Consideraciones del modelo

Tomando en consideración:

- Las ecuaciones de campo de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} , \quad (7)$$

- La métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) con $k = 0$ (Universo plano, homogéneo e isotrópico):

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2)] \quad (8)$$

- Considerando el contenido del universo a gran escala como un fluido perfecto, el tensor energía-impulso toma la forma:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p) U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu} . \quad (9)$$

Donde U_ν la 4-velocidad del fluido y ρ (p) la densidad de energía (presión) del fluido en un marco de referencia donde el fluido está en reposo.

Ecuaciones de evolución

A partir de la métrica de FRW en Ec. (8), se obtiene las expresiones para $R_{\mu\nu}$ y R , reemplazando estas junto a $T_{\mu\nu}$ en las ecuaciones de campo de Einstein Ec. (7), se obtienen las ecuaciones de Friedmann:

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3}, \quad (10)$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p), \quad (11)$$

donde $H = \dot{a}/a$ es el parámetro de Hubble, ρ (p) representan la densidad de energía (presión) total de todas las posibles formas de energía en el universo.

Nueva componente

A partir de las ecuaciones de Friedmann Ec. (10) y Ec. (11), se obtiene:

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a}\right) = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3p) , \quad (16)$$

donde es evidente que para un régimen de expansión acelerada ($\ddot{a}/a > 0$) es necesario que $\rho + 3p < 0$.

Radiación ($w = 1/3$) X Materia ($w = 0$) X

- Es necesario introducir una nueva componente que presente presión negativa, y el parámetro de su ecuación de estado sea $w < -1/3$.

Por lo tanto, en el presente modelo la densidad de energía oscura holográfica es la de Barrow utilizando el corte IR de Granda-Oliveros: $L^{-1} = \sqrt{\alpha H^2 + \beta \dot{H}}$.

$$\rho_\Lambda = 3M_p^2 \left(\alpha H^2 + \beta \dot{H}\right)^{1-\frac{1}{2}\Delta} , \quad (17)$$

Donde α y β son parámetros con dimensiones $[L]^{\frac{2\Delta}{\Delta-2}}$.

Modelo propuesto

⇒ Considerando que el contenido del universo está conformado por materia, radiación y energía oscura. La primera ecuación de Friedmann del modelo es:

$$H^2 = \Omega_{m_0} H_0^2 a^{-3} + \Omega_{r_0} H_0^2 a^{-4} + (\alpha H^2 + \beta \dot{H})^{1-\frac{1}{2}\Delta} \quad (18)$$

Donde $\Omega_{i_0} H_0^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_{i_0}$ con $i = m, r$.

⇒ Realizando el cambio de variable¹⁶ $a(t) = 1/(1+z)$ donde $dt = -dz/H(1+z)$, se obtiene la ecuación diferencial para H^2 en función del corrimiento al rojo z :

$$(1+z) \frac{\beta}{2} \frac{dH^2}{dz} - \alpha H^2 + [H^2 - \Omega_{m_0} H_0^2 (1+z)^3 - \Omega_{r_0} H_0^2 (1+z)^4]^{\frac{2}{2-\Delta}} = 0$$

(19)

Donde las densidades involucradas satisfacen $\Omega_{m_0} + \Omega_{r_0} + \Omega_{\Lambda_0} = 1$.

⇒ Se utilizarán los valores reportados por Planck 2018¹⁷, $H_0 = 67,37$ km/s/Mpc, $\Omega_{m_0} = 0,315$, $\Omega_{r_0} = 3 \times 10^{-4}$ y $\Omega_{\Lambda_0} = 0,6847$.

¹⁶ $(1+z) = \lambda_{obs}/\lambda_{emit} = a_{obs}/a_{emit} = 1/a_{emit}$

¹⁷N. Aghanim, et al., "Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters" A&A, vol. 641, p. A6, 2020.

Implementación computacional

- Se resolvió numéricamente la ecuación diferencial para H^2 , y a partir de su derivada con respecto z , se determinó:

- El parámetro de desaceleración:

$$q(z) = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2} = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = -1 + \frac{(1+z)}{2H^2} \frac{dH^2}{dz} \quad (20)$$

- La densidad de energía oscura:

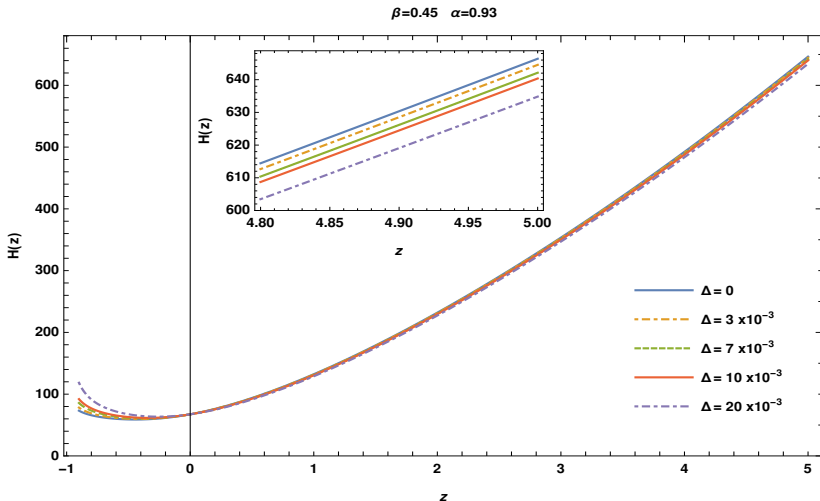
$$\rho_\Lambda = 3M_p^2 \left(\alpha H^2 - \frac{\beta(1+z)}{2} \frac{dH^2}{dz} \right)^{1-\frac{1}{2}\Delta} \quad (21)$$

- La densidad de presión de energía oscura:

$$p_\Lambda = -\rho_\Lambda - \frac{1}{3H} \dot{\rho}_\Lambda = -\rho_\Lambda + \frac{(1+z)}{3} \frac{d}{dz} (\rho_\Lambda) \quad (22)$$

- El parámetro de la ecuación de estado:

$$w_\Lambda = \frac{p_\Lambda}{\rho_\Lambda} \quad (23)$$

Parámetro de Hubble variando Δ Figura 13: Parámetro de Hubble en función del corrimiento al rojo z , variando Δ .

Parámetro de Hubble a corrimientos al rojo altos

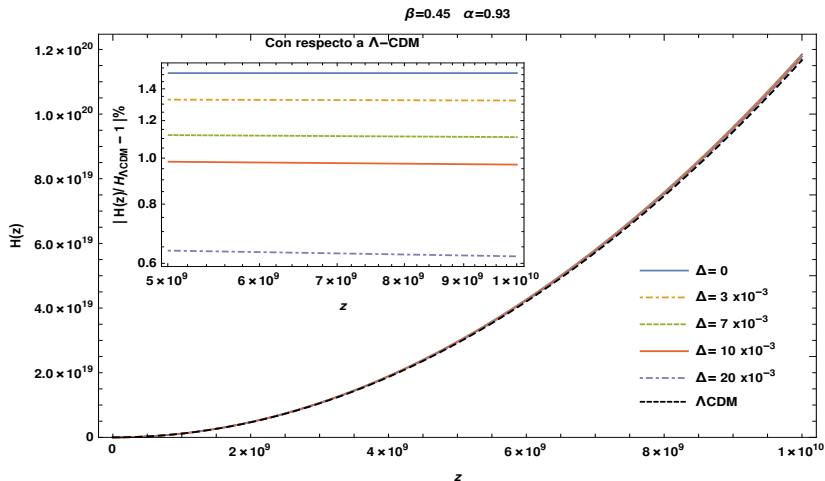


Figura 14: Parámetro de Hubble como función del corrimiento al rojo z variando Δ , y $H(z)$ del modelo Λ -CDM a altos corrimientos al rojo, la figura interior corresponde a la diferencia porcentual entre los modelos.

Parámetro de desaceleración variando β

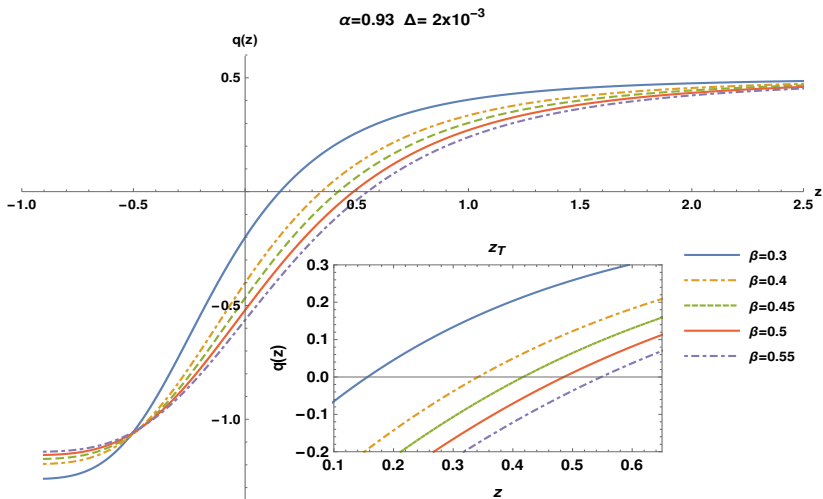


Figura 16: Parámetro de desaceleración en función del corrimiento al rojo z , variando β .

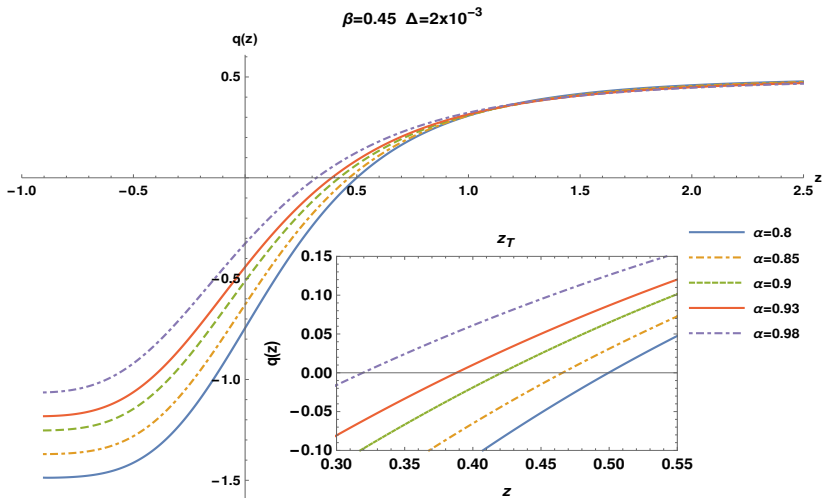
Parámetro de desaceleración variando α 

Figura 17: Parámetro de desaceleración en función del corrimiento al rojo z , variando α .

Parámetro de la ecuación de estado variando Δ

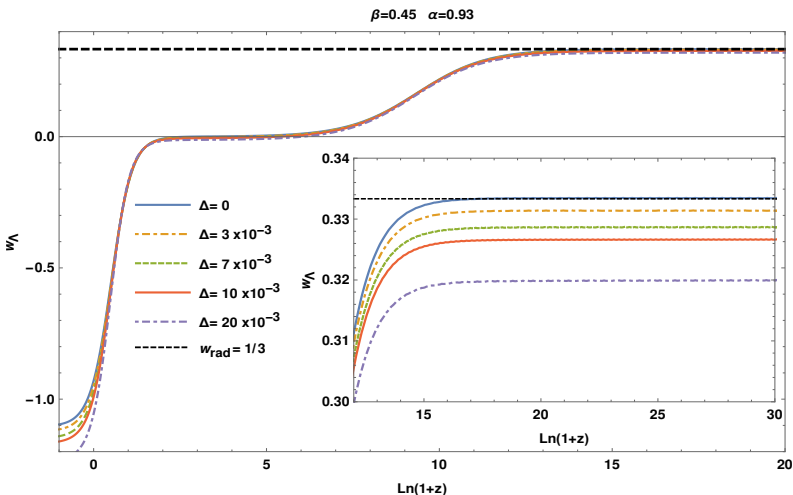


Figura 19: Ecuación de estado para la energía oscura en función del corrimiento al rojo z , variando Δ , hasta tiempos tempranos.

Parámetro de la ecuación de estado variando β

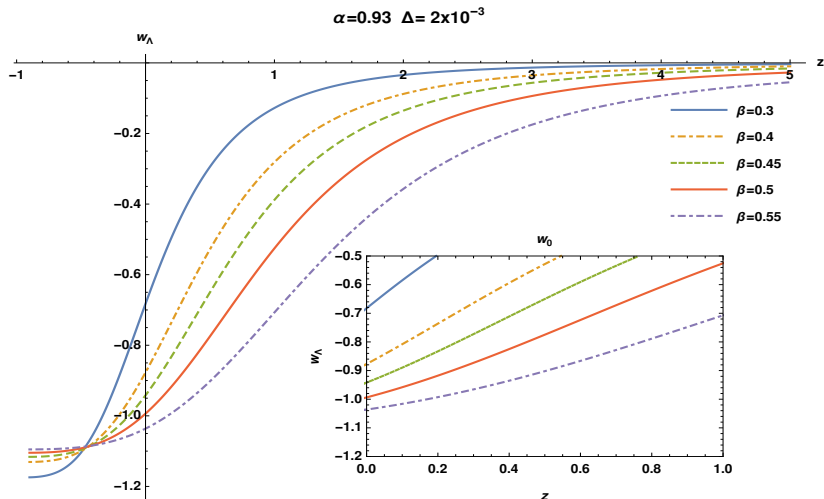


Figura 20: Ecuación de estado para la energía oscura en función del corrimiento al rojo z , variando β .

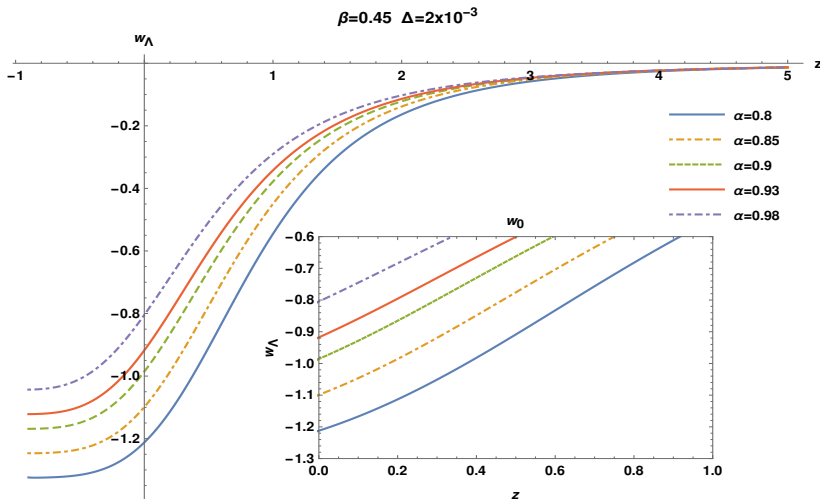
Parámetro de la ecuación de estado variando α 

Figura 21: Ecuación de estado para la energía oscura en función del corrimiento al rojo z , variando α .

Cuadrado de la velocidad del sonido

⇒ La ausencia de una acción asociada al modelo de estudio impide un tratamiento perturbativo completo.

⇒ Sea ρ_B y p_B la densidad y presión barotrópica del fluido de estudio en una métrica FRW. Si se consideran **pequeñas** perturbaciones en la densidad de energía del tipo: $\rho_B(t) + \delta\rho_B(t, \vec{x})$, la conservación del tensor de energía-impulso Ec. (12) implica que:

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + v_s^2 \nabla^2 \right) \delta\rho_B = 0 \quad . \quad (24)$$

Donde $\nabla^2 = \partial^2 / \partial \vec{x}^2$ y v_s^2 es la velocidad del sonido al cuadrado, definida como:

$$v_s^2 = \frac{dp_B}{d\rho_B} \quad . \quad (25)$$

⇒ Para $v_s^2 > 0$ la solución de la Ec. (24) es una onda libre (estable), mientras que para $v_s^2 < 0$ es inestable.

Cuadrado de la velocidad del sonido

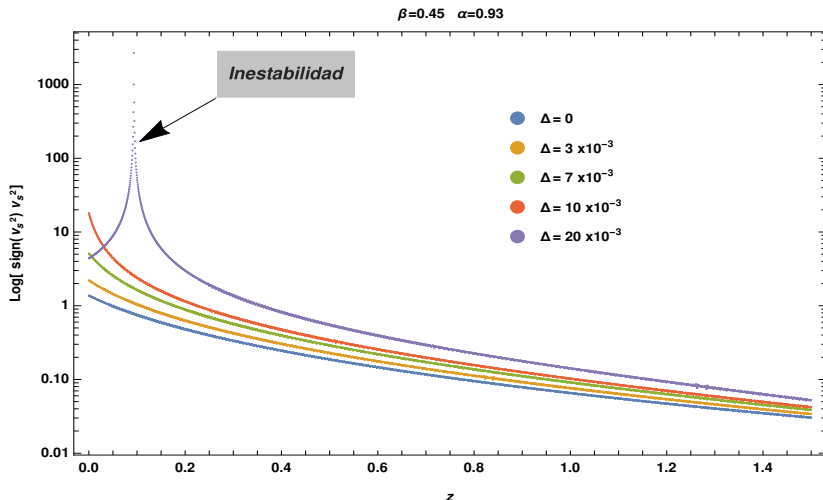


Figura 22: En escala logarítmica, la velocidad del sonido al cuadrado por su signo en función del corrimiento al rojo z , para diferentes valores de Δ .

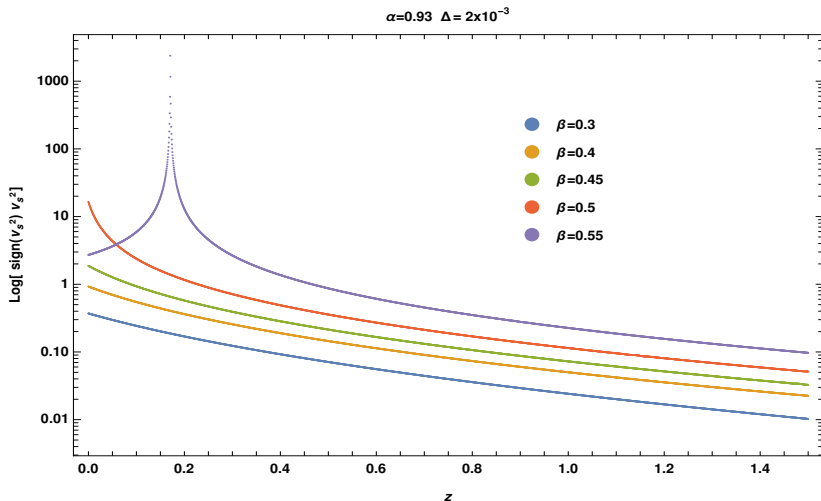


Figura 23: En escala logarítmica, la velocidad del sonido al cuadrado por su signo en función del corrimiento al rojo z , para diferentes valores de β .

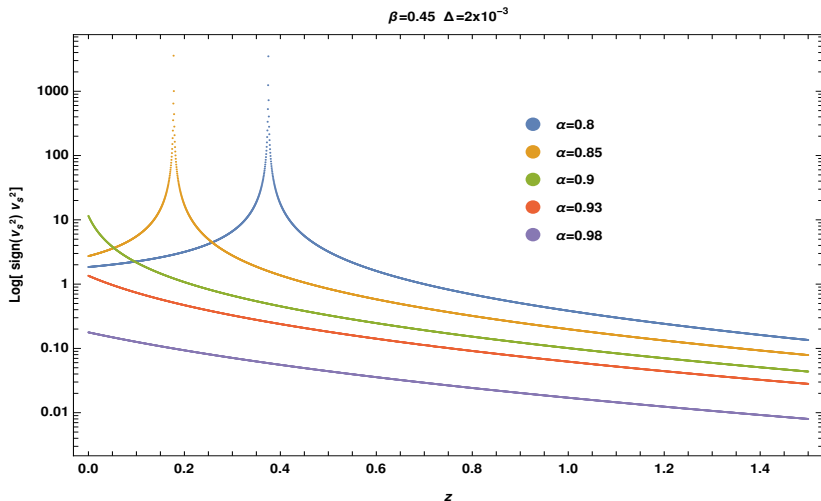


Figura 24: En escala logarítmica, la velocidad del sonido al cuadrado por su signo en función del corrimiento al rojo z , para diferentes valores de α .

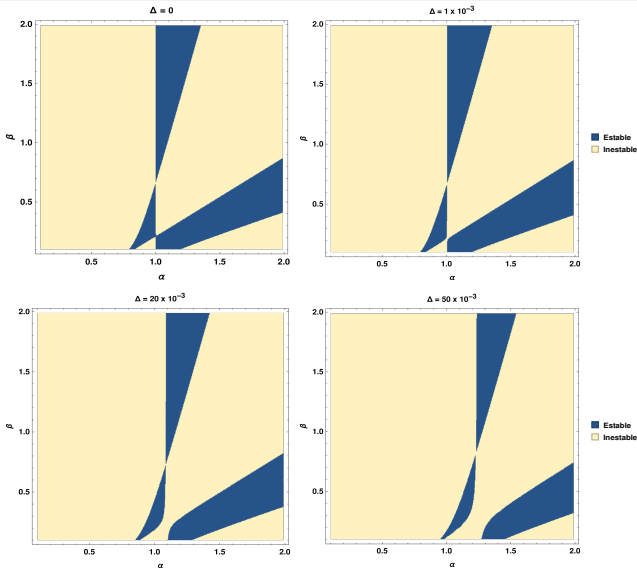


Figura 25: Zonas de estabilidad (Azul oscuro) en el espacio de parámetros (α, β) para (a) $\Delta = 0$, (b) $\Delta = 1 \times 10^{-3}$, (c) $\Delta = 20 \times 10^{-3}$, (d) $\Delta = 50 \times 10^{-3}$ donde el criterio de estabilidad es $0 \leq v_s^2 \leq c^2 = 1$.

Evolución de las densidades

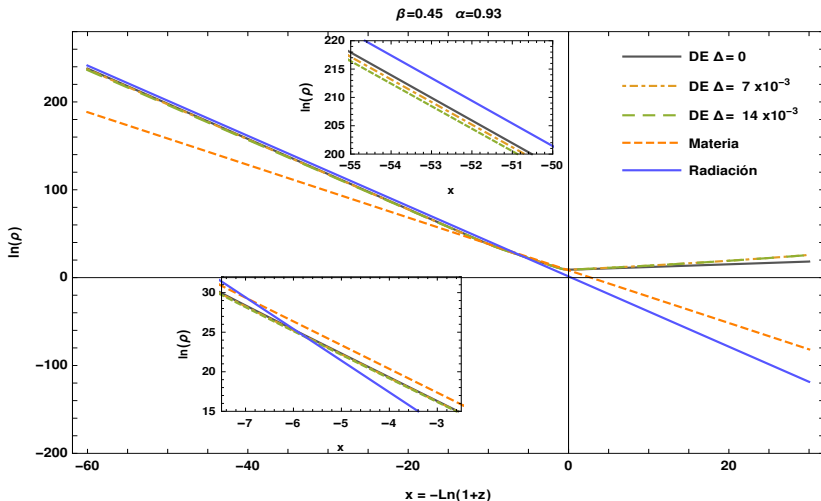


Figura 26: Evolución de las densidades de materia, energía oscura y radiación, para diferentes valores de Δ .

Evolución de las densidades

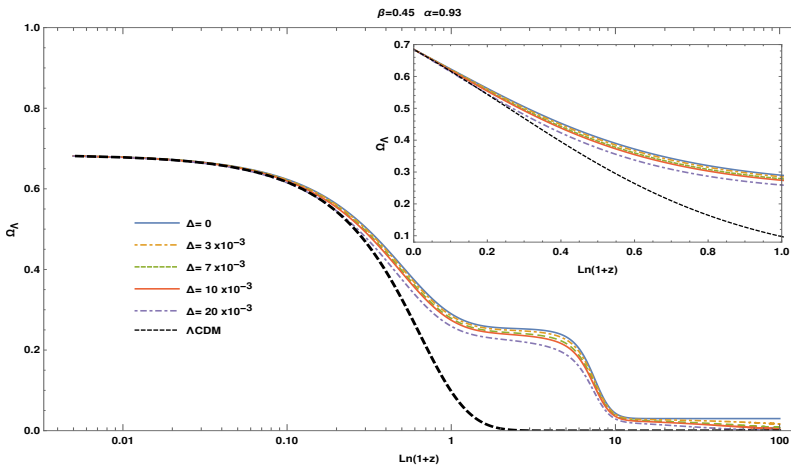


Figura 27: Evolución de la cantidad de energía oscura $\Omega_\Lambda(z) = \rho_\Lambda(z)/\rho_c(z)$, para diferentes valores de Δ . La derecha corresponde al pasado.

Evolución de las densidades

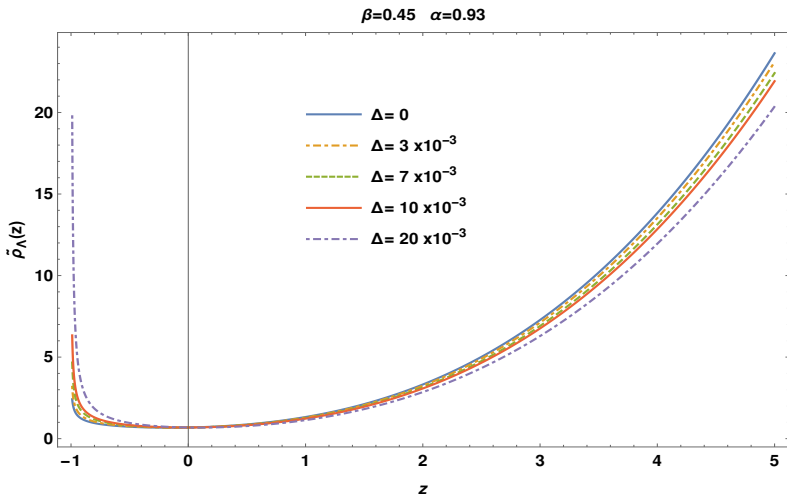


Figura 28: Evolución de $\tilde{\rho}_\Lambda = \rho_\Lambda/3H_0^2$ para diferentes valores de Δ .

Cargando...



Ajuste

Datos observacionales

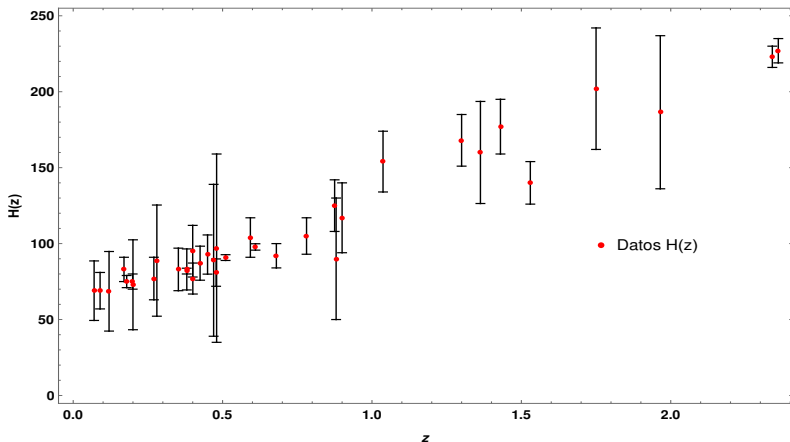


Figura 29: Datos observacionales¹⁸ de $H(z)$ en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, obtenidos por los métodos de los cronómetros cósmicos y del tamaño radial de BAO.

¹⁸S. Cao, et al., “Cosmological constraints on the coupling model from observational Hubble parameter and Baryon Acoustic Oscillation measurements” Universe, vol. 7, no. 3, p. 57, 2021.

Espacio de parámetros permitido

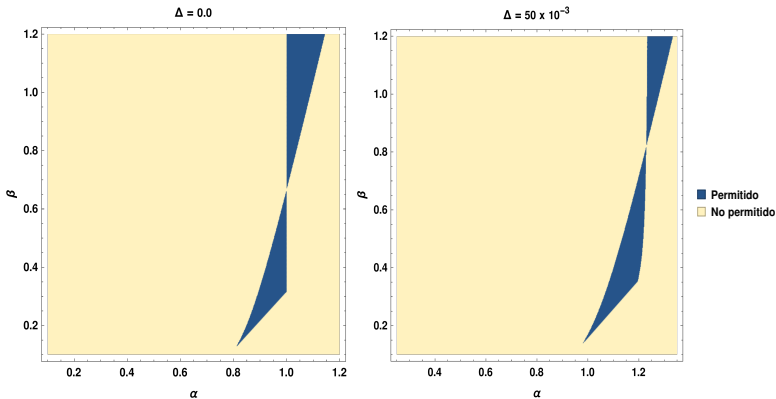


Figura 30: Zonas permitidas (Azul oscuro) en el espacio de parámetros (α, β) para (a) $\Delta = 0$, (b) $\Delta = 50 \times 10^{-3}$, donde los criterios de aceptación son: $0 \leq v_s^2 \leq 1$, $w_0 < -1/3$ y $q_0 < 0$.

Ajuste de parámetros

Parámetro	Rango de análisis
α	[0.7 , 1.0]
β	[0.3 , 0.9]
Δ	[0.0 , 30×10^{-3}]

Tabla 1: Rango del análisis permitido para los parámetros del modelo.

⇒ Utilizando los datos para $H(z)$, se minimizó la función estadística χ^2 que depende de los parámetros del modelo dado. Esta función se define como:

$$\chi_{H(z)}^2(\theta) = \sum_{i=1}^{36} \frac{(H_{th}(\theta, z_i) - H_{obs}(z_i))^2}{\sigma_i^2} . \quad (26)$$

Donde $\theta = (\alpha, \beta, \Delta)$, H_{th} y H_{obs} son las predicciones teóricas y observaciones medidas del parámetro de Hubble respectivamente, mientras que σ_i es la desviación estándar asociada a la incertidumbre de la medición a z_i .

⇒ Con el fin de determinar los intervalos de confianza, donde θ^* son los parámetros que minimizan la χ^2 , se define:

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\theta) - \chi_{min}^2(\theta^*) , \quad \bar{\chi}^2 = \chi_{min}^2 / (N - n) . \quad (27)$$

Espacio tres-dimensional de parámetros

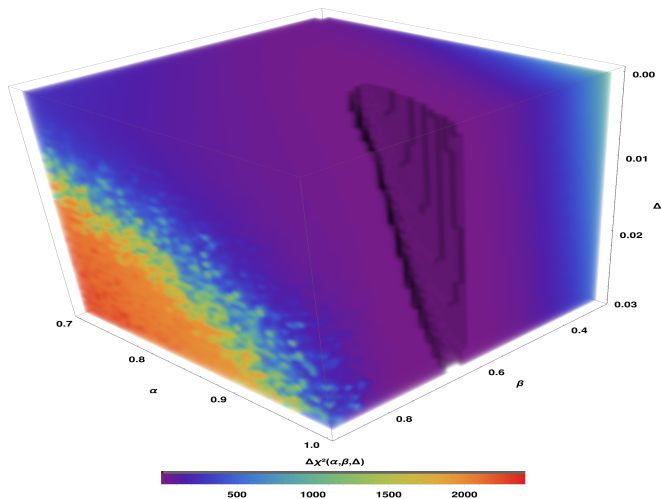


Figura 31: Espacio 3-D de parámetros (α, β, Δ) donde la escala de colores representa $\Delta\chi^2$ del modelo propuesto teniendo en cuenta los datos observacionales de $H(z)$. El volumen transparente representa los valores $\Delta\chi^2 < 20$.

Marginalización

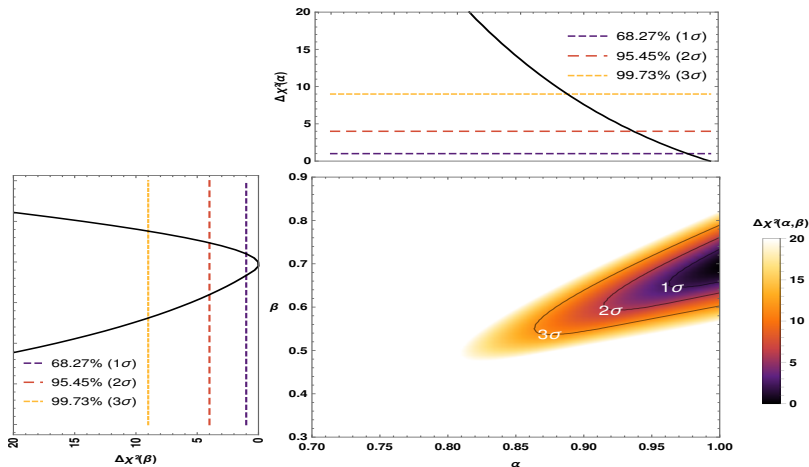


Figura 32: Intervalos de confianza en el espacio (α, β) a un 68,27 %, 95,45 %, 99,73 % C.L. También se observa la marginalización de $\Delta\chi^2$ sobre los parámetros α y β en la figura superior y de la izquierda, respectivamente.

Marginalización

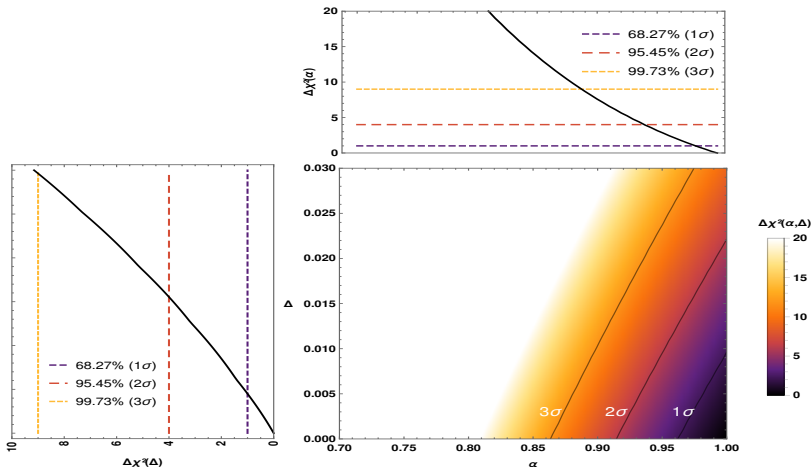


Figura 33: Intervalos de confianza en el espacio (α, Δ) a un 68,27 %, 95,45 %, 99,73 % C.L. También se observa la marginalización de $\Delta\chi^2$ sobre los parámetros α y Δ en la figura superior y de la izquierda, respectivamente.

Marginalización

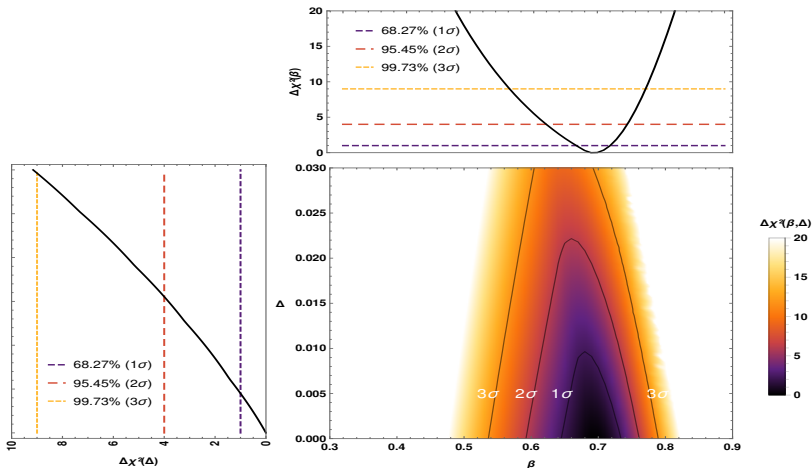


Figura 34: Intervalos de confianza en el espacio (β, Δ) a un 68,27 %, 95,45 %, 99,73 % C.L. También se observa la marginalización de $\Delta\chi^2$ sobre los parámetros β y Δ en la figura superior y de la izquierda, respectivamente.

Intervalos de confianza

	α	β	Δ	χ_{min}^2	$\bar{\chi}^2$
1σ	$1.00_{-0,02}^{+0,02}$	$0.69_{-0,02}^{+0,03}$	$0.000_{-0,000}^{+0,004}$	22.599	$0.685 < 1$
2σ	$1.00_{-0,06}^{+0,06}$	$0.69_{-0,07}^{+0,06}$	$0.000_{-0,000}^{+0,016}$	-	-
3σ	$1.00_{-0,11}^{+0,11}$	$0.69_{-0,13}^{+0,09}$	$0.000_{-0,000}^{+0,029}$	-	-

Tabla 2: Mejores valores ajustados para los parámetros α , β y Δ con un nivel de confianza de 1σ , 2σ y 3σ , utilizando los datos observacionales de $H(z)$.

⇒ El valor de $\bar{\chi}^2$ el cual es menor a 1, sugiriendo que los resultados obtenidos son consistentes con el conjunto de observaciones de $H(z)$.

Correspondencia con las observaciones

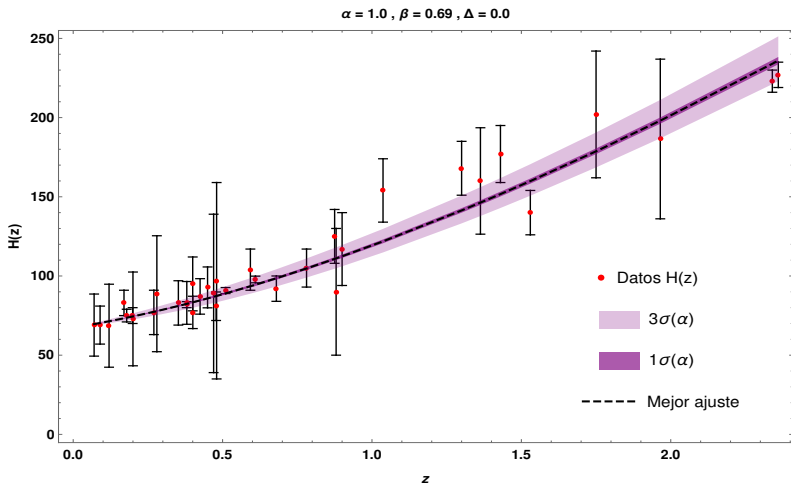


Figura 35: Parámetro de Hubble para el modelo cosmológico de estudio utilizando los valores del mejor ajuste obtenido y los datos observacionales de $H(z)$. Las regiones sombreadas representan los niveles de confianza de 1σ y 3σ para la variación de α .

Correspondencia con las observaciones

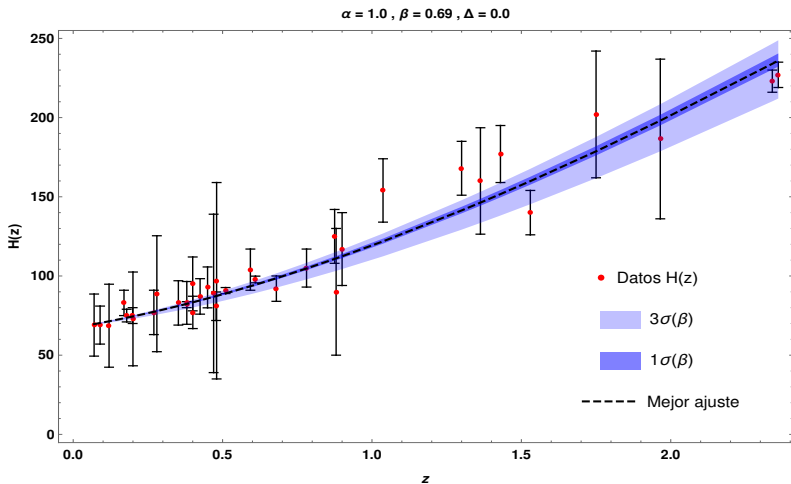


Figura 36: Parámetro de Hubble para el modelo cosmológico de estudio utilizando los valores del mejor ajuste obtenido y los datos observacionales de $H(z)$. Las regiones sombreadas representan los niveles de confianza de 1σ y 3σ para la variación de β .

Correspondencia con las observaciones

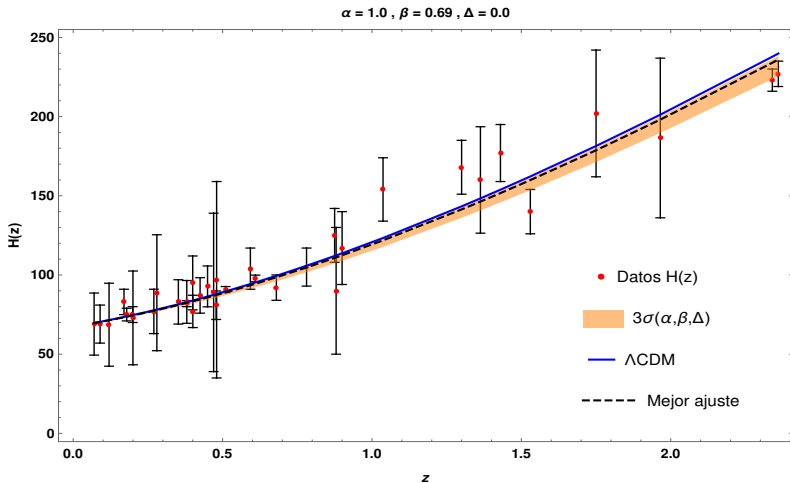


Figura 37: Parámetro de Hubble para el modelo cosmológico de estudio utilizando los valores del mejor ajuste obtenido y los datos observacionales de $H(z)$. La región sombreada representa el nivel de confianza 3σ para la variación de α , β y Δ simultáneamente.

Estimaciones

⇒ Es posible realizar un estimado de la edad del universo a partir del parámetro de Hubble en términos del corrimiento al rojo z , como se aprecia en la siguiente expresión:

$$t_0 - t_B = \int_0^{\infty} \frac{dz}{(1+z)H(z)} \quad (28)$$

Donde $t_B = 0$ es el tiempo al momento del *Big bang*, y $t_0 = t(z = 0)$ es el tiempo presente.

	w_0	q_0	z_t	t_0 [Gyr]
(a)	$-1.016^{+0,009}_{-0,005}$	$-0.543^{+0,009}_{-0,005}$	$0.658^{+0,020}_{-0,012}$	$14.24^{+0,11}_{-0,06}$
(b)	-1	$-0.640^{+0,187}_{-0,187}$	$0.65^{+0,10}_{-0,07}$	$13.79^{+0,02}_{-0,02}$

Tabla 3: Valor del parámetro de la ecuación de estado actual w_0 , parámetro de desaceleración actual q_0 , corrimiento al rojo de transición z_t y el estimado de la edad del universo t_0 , para (a) el modelo de estudio utilizando los valores del mejor ajuste dentro de una variación de 1σ (b) valores reportados en la literatura q_0^{19} , z_t^{20} , t_0^{21} .

¹⁹S. Capozziello, et al., "Model-independent constraints on dark energy evolution from low-redshift observations" MNRAS, vol. 484, no. 4 (2019).

²⁰A. A. Mamon, et al., "Constraints on reconstructed dark energy model from SN Ia and BAO/CMB observations" EPJ C, vol. 77, no. 1 (2017).

²¹N. Aghanim, et al., "Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters" A&A, vol. 641, p. A6, (2020).

Ajuste sobre la Magnitud absoluta M (SNIa)

Se compara (con el fin de desvelar el posible impacto y alcance del modelo propuesto) la magnitud aparente observacional de 1048 Supernovas Tipo Ia (SNIa)²² en el rango $0.01 < z < 2.3$ con la predicción teórica de nuestro modelo, minimizando así la función $\chi^2(M)$:

$$\chi_{SNIa}^2(M) = \sum_{i=1}^{1048} \frac{(m_{b_{th}}(M, z_i) - m_{b_{obs}}(z_i))^2}{\sigma_i^2} . \quad (29)$$

Donde $m_{b_{th}}$ y $m_{b_{obs}}$ son las predicciones teóricas y observaciones de la magnitud aparente de la supernovas, mientras que σ_i es la desviación estándar asociada la incertidumbre de la medición a z_i . Determinando la distancia de luminosidad,

$$dL(z_i) = c(1 + z_i) \int_0^{z_i} \frac{dz}{H(z)}, \quad (30)$$

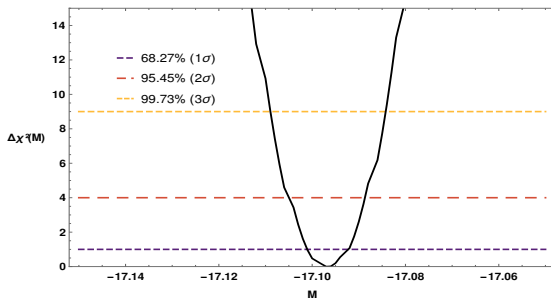
se obtiene la magnitud aparente a través de la relación:

$$m_{b_{th}}(M, z_i) = M + 5 \log_{10} \left(\frac{dL(z_i)}{H_0} \right) + 25 . \quad (31)$$

²²D. M. Scolnic, et al., "The complete light-curve sample of spectroscopically confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and cosmological constraints from the combined pantheon sample" ApJ, vol. 859, no. 2 (2018).

Intervalos de confianza

Figura 38: Intervalos de confianza unidimensionales para M a un 68,27 %, 95,45 %, 99,73 % C.L.



	1σ	2σ	3σ	χ^2_{min}	$\bar{\chi}^2$
M	$-17.097^{+0,005}_{-0,004}$	$-17.097^{+0,008}_{-0,008}$	$-17.097^{+0,013}_{-0,012}$	1038.219	$0.9916 < 1$

Tabla 4: Mejor valor ajustado para la magnitud absoluta M de las SNIa, con un nivel de confianza de 1σ , 2σ y 3σ , utilizando los parámetros del modelo con el mejor ajuste.

Correspondencia con las observaciones

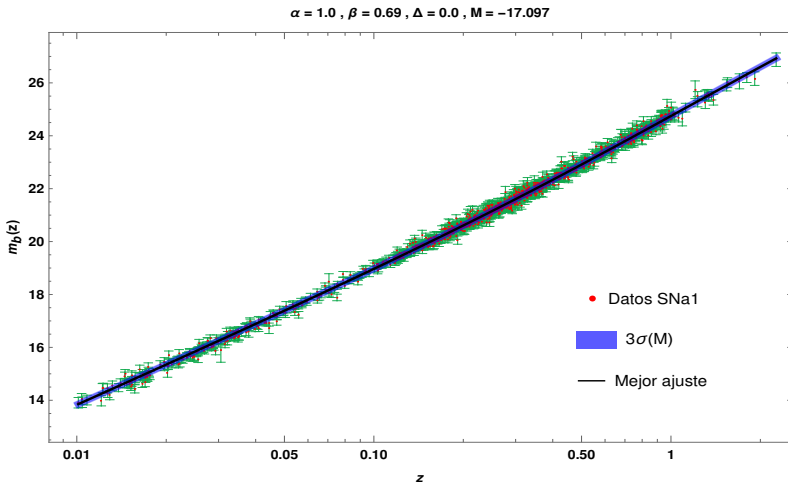


Figura 39: Magnitud aparente $m_b(z)$ del modelo cosmológico de estudio utilizando los valores del mejor ajuste obtenido, y el valor mejor ajustado de $M = -17.097$, junto al conjunto de datos de SNIa. La región sombreada representa el nivel de confianza 3σ para la variación de la magnitud absoluta M .

Cargando...



Conclusiones

Conclusiones y recuento

- A partir del modelo propuesto es posible obtener un régimen de expansión acelerada del universo en tiempos tardíos (Figs.13,15,16 y 17).
- En tiempos tempranos el nuevo parámetro de deformación Δ pareciera reducir la diferencia de los valores entre el parámetro de Hubble del modelo propuesto y el de Λ -CDM. (Fig.14).
- Al igual que los parámetros α y β , el nuevo parámetro de deformación Δ introduce significativos cambios en los valores para el corrimiento al rojo de transacción z_t , y para el valor actual del parámetro de desaceleración q_0 . (Figs.15).
- El aumento de Δ provoca en el parámetro de la ecuación de estado una transición de quintaesencia a fantasma, tanto en tiempos tardíos como futuros. Comportamiento característico de los modelos tipo Quintom.(Figs.19).

Conclusiones y recuento

- La zona en el espacio de parámetros donde se garantizan resultados físicos consistentes con las observaciones y estables, excluye a los valores negativos de (α, β) y a valores grandes de Δ (Fig.30).
- El ajuste de los parámetros del modelo (Fig.32 y 33) a partir de los datos observacionales de $H(z)$, sugiere que el incremento en el valor del parámetro de deformación Δ puede no favorecer al modelo, y proporcionan una restricción bastante estricta sobre β .
- El valor estándar de $\Delta = 0.0$ es el más probable dentro de la región de 1σ (Fig.34), coincidiendo con lo reportado recientemente en la literatura.
- Finalmente, la fenomenología del modelo de estudio con los valores de los parámetros del mejor ajuste, es consistente con las observaciones dentro de 1σ de confianza (Fig.35, 36, 37 y 39).

Logros

- Se destaca que en base al presente trabajo y resultados parciales se realizó una ponencia en el evento ***CoCo 2021: Cosmolgy in Colombia***.
- Se destaca que en base al presente trabajo y resultados se elaboró un artículo: **A. Oliveros, M. A. Sabogal, Mario A. Acero**, titulado “***Barrow holographic dark energy with Granda-Oliveros cut-off***”, disponible en: [arXiv:2203.14464](https://arxiv.org/abs/2203.14464), el cual está sometido para publicación en la revista ***The European Physical Journal Plus*** de la Springer (A1 acorde a Publindex).
- Se destaca que en base a la experiencia obtenida a través del presente trabajo se obtuvo un puesto en el ***RECA INTERNSHIP PROGRAM 2022***, para realizar la investigación “***Estimación de la constante de Hubble a partir de señales de BAO con datos LSST-simulados***”.

MIGUEL ANTONIO SABOGAL GARCÍA
Física - Universidad de Atlántico

RECA
Red de Estudios Científicos de la Universidad de Atlántico

Desear aprender más sobre las maravillas de nuestro universo y lo que hay en él. Espero adquirir nuevas habilidades de investigación, aportar a la comunidad con mi trabajo.

ESTIMACIÓN DE LA CONSTANTE DE HUBBLE A PARTIR DE SEÑALES DE BAO CON DATOS LSST-SIMULADOS

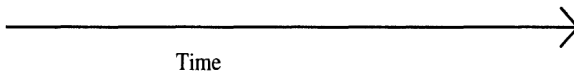
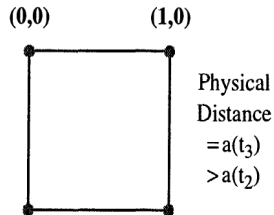
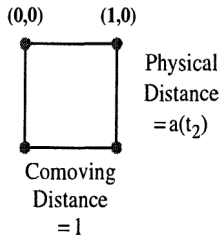
Obtener una estimación independiente de modelo de la tasa de expansión actual a partir de la distribución de galaxias. Aplicando el método de reconstrucción no-paramétrico conocido como Procesos Gaussianos a las señales anisotrópicas de BAO.

Supervisor: Dr. Javier Gonzalez Sanchez
(Universidade Federal de Sergipe, Brasil)

!Muchas Gracias!



Anexos: Distancia comóvil



El tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$ presente en las ecuaciones de campo de Einstein es la única contracción no nula del tensor de curvatura (teniendo en cuenta la simetría de signo de los índices). El tensor de curvatura está definido cómo:

$$R_{\mu\nu} = R^l_{\mu l \nu} = \partial_l \Gamma^l_{\mu\nu} - \partial_\nu \Gamma^l_{\mu l} + \Gamma^l_{ml} \Gamma^m_{\mu\nu} - \Gamma^l_{m\nu} \Gamma^m_{\mu l} . \quad (32)$$

Los símbolos de Christoffel se definen en términos de la métrica y sus derivadas:

$$\Gamma^l_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{lm} (\partial_\nu g_{m\mu} + \partial_\mu g_{m\nu} - \partial_m g_{\mu\nu}) , \quad (33)$$

y el escalar de Ricci esta defino como:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} . \quad (34)$$

Métrica g_{ij} tiene la forma:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{a^2(t)}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a^2(t)r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a^2(t)r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (35)$$

Escalar de Ricci:

$$R = -6 \left(\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right) \quad (36)$$

Tensor de Ricci:

$$R_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} \frac{-3\ddot{a}}{a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{(a\ddot{a}+2\dot{a}^2+2k)}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (a\ddot{a} + 2a^2 + 2k) r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2x) r^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (37)$$

Anexos: Tensor energía-impulso

Considerando el contenido del universo a gran escala como un fluido perfecto, el tensor energía-impulso toma la forma:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}; \quad \text{Donde} \quad u_\mu = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (38)$$

$$\Rightarrow T_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} T_{00} = \rho g_{00} \\ T_{ii} = -\rho g_{ii} \end{cases}$$

Un Mpc es un millón de pc , aproximadamente 3,260,000 años luz. h es la constante de Hubble adimensional en el rango que refleja la incertidumbre en el valor de la constante de Hubble H_0 para la tasa de expansión del universo:

$$h = H_0/100km/s/Mpc \quad (39)$$

Siendo la segunda ecuación de Friedmann:

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a}\right) = \frac{-4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (40)$$

Tomando el parámetro de Hubble como $H = \dot{a}/a$:

$$\dot{H} = \frac{d}{dt}(H) = \frac{d}{dt}\left(\frac{\dot{a}}{a}\right) = \frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\ddot{a}}{a} - H^2 \quad (41)$$

$$\dot{H} = \frac{\ddot{a}}{a} - H^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\ddot{a}}{a} = \dot{H} + H^2 \quad (42)$$

Por tanto:

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p), \quad (43)$$

Objetivo general

- Analizar la evolución cosmológica del universo en tiempos tardíos en el contexto del modelo holográfico de energía oscura de Barrow, utilizando el corte infrarrojo de Granda-Oliveros.

Objetivos específicos

- Deducir las ecuaciones de Friedmann para el modelo propuesto.
- Determinar si con el modelo propuesto es posible obtener un régimen de expansión acelerada del universo en tiempos tardíos.
- Determinar la estabilidad del modelo en tiempos tardíos.
- Realizar el ajuste de los parámetros del modelo propuesto, utilizando los datos cosmológicos observacionales más recientes.

Por definición la densidad de energía oscura holográfica de Barrow es:

$$\rho_{\Lambda} = CL^{\Delta-2} \quad (44)$$

Utilizando el corte IR de Granda-Oliveros : $L^{-2} = \alpha H^2 + \beta \dot{H}$

$$\rho_{\Lambda} = CL^{-2(1-\frac{1}{2}\Delta)} = C(L^{-2})^{1-\frac{1}{2}\Delta}$$

$$\rho_{\Lambda} = C(\alpha H^2 + \beta \dot{H})^{1-\frac{1}{2}\Delta}$$

Tomando por conveniencia $C = 3M_p^2$, se tiene que:

$$\rho_{\Lambda} = 3M_p^2(\alpha H^2 + \beta \dot{H})^{1-\frac{1}{2}\Delta} \quad (45)$$

Anexos: Conservación y contenido

A partir de las identidades de Bianchi se tiene que el tensor energía impulso se conserva, es decir:

$$\nabla_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \quad (46)$$

A partir de la cual se obtiene la ecuación de continuidad (47). Asumiendo una ecuación de estado de la forma $w = p/\rho$ y la componente temporal ($\mu = 0$), donde las componentes espaciales ($\mu \neq 0$) conducen a una identidad,

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d\rho}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w) = 0 \quad (47)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -3\rho(1+w) \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad \Rightarrow \quad \frac{d\rho}{\rho} = -3(1+w) \frac{da}{a} \quad (48)$$

$$\ln \rho = -3(1+w) \ln a + \ln \rho_0 \quad \Rightarrow \quad \rho = \rho_0 a^{-3(1+w)} \quad (49)$$

Para el caso de la materia $w = 0$ ($p_m = 0$) y para el caso de radiación $w = 1/3$ ($p_r = \rho_r/3$), por tanto:

$$\rho_m = \rho_{m0} a^{-3} \quad (50)$$

$$\rho_r = \rho_{r0} a^{-4} \quad (51)$$

Anexos: Cambio de variable

Realizando el cambio de variable:

$$a(t) = 1/(1+z) \Rightarrow da = \frac{-1}{(1+z)^2} dz = \frac{-a}{(1+z)} dz \Rightarrow \frac{da}{a} = \frac{-dz}{(1+z)}$$

$$\Rightarrow \frac{da/dt}{a} dt = \frac{-dz}{(1+z)} \Rightarrow \frac{\dot{a}}{a} dt = H dt = \frac{-dz}{(1+z)} \Rightarrow dt = \frac{-dz}{H(1+z)}$$

Por tanto:

$$\dot{H} = \frac{d}{dt}(H) = -H(1+z) \frac{d}{dz}(H) = -\frac{(1+z)}{2} \frac{d}{dz}(H^2) \quad (52)$$

El parámetro de desaceleración q , se define como:

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} \quad (53)$$

Donde en términos de z :

$$q(z) = -1 + \frac{(1+z)}{2} \frac{d}{dz}(H^2) \quad (54)$$

Realizando el cambio de variable $x = -\ln(1+z)$ donde $dx = -dz/(1+z)$, se tiene la primera ecuación de Friedmann en términos de x : Numero de e-folds,

$$\boxed{\frac{\beta}{2} \frac{d}{dx} (H^2) + \alpha H^2 - \left(H^2 - \frac{8\pi G}{3} \rho_{m_0} e^{-3x} - \frac{8\pi G}{3} \rho_{r_0} e^{-4x} \right)^{\frac{2}{2-\Delta}} = 0} \quad (55)$$

El cuadrado de la velocidad al cuadrado se puede reescribir como:

$$v_s^2 = \frac{\frac{dp_\Lambda}{dt}}{\frac{d\rho_\Lambda}{dt}} = \frac{\frac{dp_\Lambda}{dz}}{\frac{d\rho_\Lambda}{dz}} = w - \frac{\dot{w}}{3H(1+w)} \quad (56)$$

En el caso $\Delta = 0$, la solución de la ecuación diferencial en términos de z es,

$$H^2(z) = H_0^2 \left[1 + \frac{(2\alpha - 3\beta)}{(2 - 2\alpha + 3\beta)} \right] \Omega_{m_0} (1+z)^3 + H_0^2 \left[1 + \frac{(\alpha - 2\beta)}{(1 - \alpha + 2\beta)} \right] \Omega_{r_0} (1+z)^4 + H_0^2 \left(1 - \frac{2\Omega_{m_0}}{(2 - 2\alpha + 3\beta)} - \frac{\Omega_{r_0}}{(1 - \alpha + 2\beta)} \right) (1+z)^{\frac{2(\alpha-1)}{\beta}}, \quad (57)$$

La solución para las ecuaciones de Friedmann considerando la constante cosmológica es:

$$H^2(z) = H_0^2 \Omega_{m_0} (1+z)^3 + H_0^2 \Omega_{r_0} (1+z)^4 + H_0^2 \Omega_{\Lambda_0} \quad (58)$$

La entropía de un Agujero negro se puede escribir ($A_0 = 4l_p^2 = 4G$) cómo:

$$S_{BH} = \left(\frac{A}{4G} \right), \quad | \quad A = 4\pi r_{horizonte}^2 \quad (59)$$

z importantes:

- Radiación = Materia $\Rightarrow z = 3600$
- CMB $\Rightarrow z = 1100$
- materia = Energía oscura $\Rightarrow 0,55z < 1,157$

Anexos: Datos observacionales

z	$H(z)^{(a)}$	$\sigma_{H(z)}$	Método ^(b)	z	$H(z)^{(a)}$	$\sigma_{H(z)}$	Método ^(b)
0.07	69	19.6	I	0.48	97	62	I
0.09	69	12	I	0.51	90.8	1.9	II
0.12	68.6	26.2	I	0.593	104	13	I
0.17	83	8	I	0.61	97.8	2.1	II
0.179	75	4	I	0.68	92	8	I
0.199	75	5	I	0.781	105	12	I
0.2	72.9	29.6	I	0.875	125	17	I
0.27	77	14	I	0.88	90	40	I
0.28	88.8	36.6	I	0.9	117	23	I
0.352	83	14	I	1.037	154	20	I
0.38	81.9	1.9	II	1.3	168	17	I
0.3802	83	13.5	I	1.363	160	33.6	I
0.4	95	17	I	1.43	177	18	I
0.4004	77	10.2	I	1.53	140	14	I
0.4247	87.1	11.2	I	1.75	202	40	I
0.4497	92.8	12.9	I	1.965	186.5	50.4	I
0.47	89	50	I	2.34	223	7	II
0.4783	80.9	9	I	2.36	227	8	II

Tabla 5: Datos observacionales²³ de $H(z)$, ^(a) $km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$, ^(b) Los métodos I y II representan los cronómetros cósmicos y del tamaño radial de BAO respectivamente.

²³S. Cao, et al., "Cosmological constraints on the coupling model from observational Hubble parameter and Baryon Acoustic Oscillation measurements" Universe, vol. 7, no. 3, p. 57, 2021.

Anexos: Inicio de dominancia

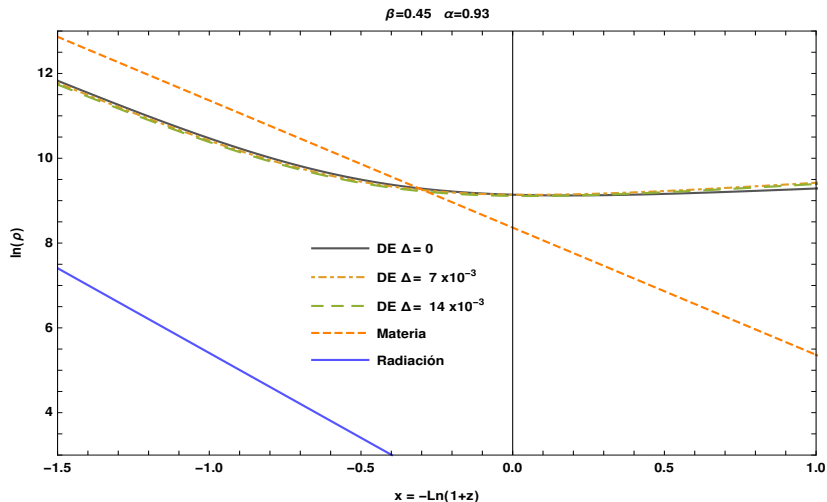


Figura 40: Evolución de las densidades de materia, energía oscura y radiación, para diferentes valores de Δ .