

Modelos Cosmológicos basados en Entropías Generalizadas en el Horizonte Aparente del Universo

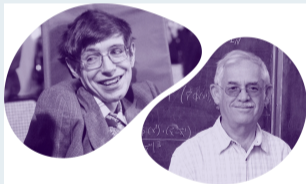
Pedro Martín Ibarbo Perlaza

Universidad del Valle – Cali, Valle del Cauca
Departamento de Física
Grupo de Cosmología y Gravitación (GRECO)

Cosmology in Colombia (CoCo), 2025

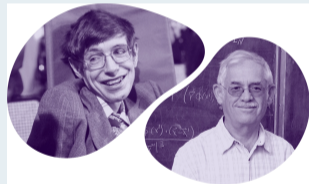
Email: pedro.ibarbo@correounivalle.edu.co

Agujeros negros como sistemas termodinámicos



- **Años 70's: Bekenstein – Hawking:**
 - Leyes de la termodinámica aplican a agujeros negros

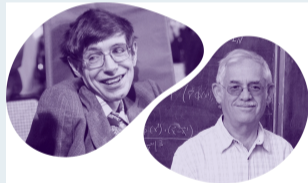
Agujeros negros como sistemas termodinámicos



- **Años 70's: Bekenstein – Hawking:**
 - Leyes de la termodinámica aplican a agujeros negros

$$T_{BH} = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad S_{BH} = \frac{A}{4G}$$

Agujeros negros como sistemas termodinámicos



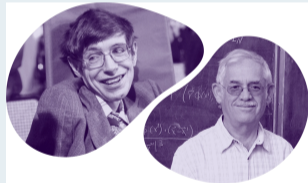
- **Años 70's: Bekenstein – Hawking:**

- Leyes de la termodinámica aplican a agujeros negros

$$T_{BH} = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad S_{BH} = \frac{A}{4G}$$

- La radiación de Hawking sugiere grados de libertad cuánticos del espacio-tiempo

Agujeros negros como sistemas termodinámicos



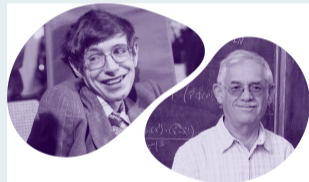
- **Años 70's: Bekenstein – Hawking:**

- Leyes de la termodinámica aplican a agujeros negros

$$T_{BH} = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad S_{BH} = \frac{A}{4G}$$

- La radiación de Hawking sugiere grados de libertad cuánticos del espacio-tiempo
- Conexión entre gravedad y termodinámica

Agujeros negros como sistemas termodinámicos



- **Años 70's: Bekenstein – Hawking:**

- Leyes de la termodinámica aplican a agujeros negros

$$T_{BH} = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad S_{BH} = \frac{A}{4G}$$

- La radiación de Hawking sugiere grados de libertad cuánticos del espacio-tiempo
- Conexión entre gravedad y termodinámica

"Si los agujeros negros obedecen leyes termodinámicas, ¿podría el universo entero comportarse también como un sistema termodinámico? "

Agujero negro vs Universo



- Ambos poseen un horizonte con área, temperatura y entropía

Agujero negro vs Universo



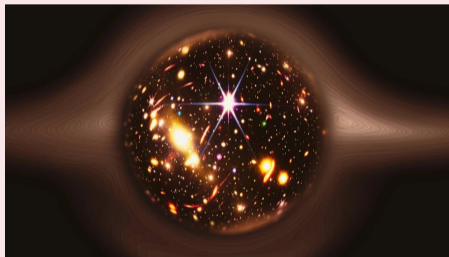
- Ambos poseen un horizonte con área, temperatura y entropía
- Ambos definen un límite causal para la información

Agujero negro vs Universo



- Ambos poseen un horizonte con área, temperatura y entropía
- Ambos definen un límite causal para la información
- Ambos obedecen leyes termodinámicas

Agujero negro vs Universo



- Ambos poseen un horizonte con área, temperatura y entropía
- Ambos definen un límite causal para la información
- Ambos obedecen leyes termodinámicas
- En ambos, la dinámica del horizonte está ligada a la expansión o contracción del espacio-tiempo

Agujero negro vs Universo



- Ambos poseen un horizonte con área, temperatura y entropía
- Ambos definen un límite causal para la información
- Ambos obedecen leyes termodinámicas
- En ambos, la dinámica del horizonte está ligada a la expansión o contracción del espacio-tiempo

”Esta analogía motiva la idea de que la gravedad y la expansión cósmica pueden describirse mediante leyes termodinámicas ”

Jacobson (1995)

Ecuaciones de Einstein desde:

$$\delta Q = TdS$$

para todo horizonte aparente.

La gravedad surge como una ley termodinámica.

Padmanabhan (2010) – Verlinde (2011)

- Gravedad como fuerza entrópica emergente.
- La expansión del universo es un proceso termodinámico.
- *El espacio-tiempo adquiere dinámica desde sus grados de libertad.*

Universidad
del Valle

Jacobson (1995)

Ecuaciones de Einstein desde:

$$\delta Q = T dS$$

para todo horizonte aparente.

La gravedad surge como una ley termodinámica.

Agujeros negros

- $S_{BH} = \frac{A}{4G}$
- $T_H = \frac{\kappa}{2\pi}$
- $\delta Q = T dS$

Padmanabhan (2010) – Verlinde (2011)

- Gravedad como fuerza entrópica emergente.
- La expansión del universo es un proceso termodinámico.
- *El espacio-tiempo adquiere dinámica desde sus grados de libertad.*

Universo FLRW

- Horizonte aparente: $r_A = \frac{1}{\sqrt{H^2 + k/a^2}}$
- Temperatura: $T_H = \frac{1}{2\pi r_A}$
- Primera ley \rightarrow ecuaciones de Friedmann

Jacobson (1995)

Ecuaciones de Einstein desde:

$$\delta Q = T dS$$

para todo horizonte aparente.

La gravedad surge como una ley termodinámica.

Agujeros negros

- $S_{BH} = \frac{A}{4G}$
- $T_H = \frac{\kappa}{2\pi}$
- $\delta Q = T dS$

Padmanabhan (2010) – Verlinde (2011)

- Gravedad como fuerza entrópica emergente.
- La expansión del universo es un proceso termodinámico.
- *El espacio-tiempo adquiere dinámica desde sus grados de libertad.*

Universo FLRW

- Horizonte aparente: $r_A = \frac{1}{\sqrt{H^2 + k/a^2}}$
- Temperatura: $T_H = \frac{1}{2\pi r_A}$
- Primera ley \rightarrow ecuaciones de Friedmann

La dinámica cósmica puede derivarse de principios termodinámicos.



Consideraciones

- Geometría: FLRW
- Fluido perfecto: $\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0$
- Flujo de energía: $-dE = A(\rho + P)Hr_a dt$
- Primera ley: $-dE = T_H dS$



Resultado fundamental

Aplicando $S_{BH} = \frac{A}{4G}$ se recuperan exactamente las **ecuaciones de Friedmann**:



Consideraciones

- Geometría: FLRW
- Fluido perfecto: $\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0$
- Flujo de energía: $-dE = A(\rho + P)Hr_a dt$
- Primera ley: $-dE = T_H dS$



Resultado fundamental

Aplicando $S_{BH} = \frac{A}{4G}$ se recuperan exactamente las **ecuaciones de Friedmann**:

$$\frac{8\pi G}{3}\rho = H^2 + \frac{k}{a^2} - \frac{\Lambda}{3}$$



Consideraciones

- Geometría: FLRW
- Fluido perfecto: $\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0$
- Flujo de energía: $-dE = A(\rho + P)Hr_a dt$
- Primera ley: $-dE = T_H dS$



Resultado fundamental

Aplicando $S_{BH} = \frac{A}{4G}$ se recuperan exactamente las **ecuaciones de Friedmann**:

$$\frac{8\pi G}{3}\rho = H^2 + \frac{k}{a^2} - \frac{\Lambda}{3}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}$$

La expansión cósmica emerge como un proceso termodinámico del horizonte.



Consideraciones

- Geometría: FLRW
- Fluido perfecto: $\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0$
- Flujo de energía: $-dE = A(\rho + P)Hr_a dt$
- Primera ley: $-dE = T_H dS$



Resultado fundamental

Aplicando $S_{BH} = \frac{A}{4G}$ se recuperan exactamente las **ecuaciones de Friedmann**:

$$\frac{8\pi G}{3}\rho = H^2 + \frac{k}{a^2} - \frac{\Lambda}{3}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}$$

La expansión cósmica emerge como un proceso termodinámico del horizonte.

¿Qué sucede si la entropía S no es de Bekenstein–Hawking, sino una generalización?

Modelo	Expresión	Parámetro	Naturaleza
Tsallis	$S_T = \gamma A^\delta$	δ	No extensiva
Barrow	$S_B = \left(\frac{A}{A_0}\right)^{1+\frac{\Delta}{2}}$	Δ	Fractal / cuántica
Kaniadakis	$S_\kappa = \frac{1}{\kappa} \sinh(\kappa S_{BH})$	κ	Relativista
Rényi	$S_R = \frac{1}{\lambda} \ln(1 + \lambda S_T)$	λ	Logarítmica

Universidad
del Valle

Modelo	Expresión	Parámetro	Naturaleza
Tsallis	$S_T = \gamma A^\delta$	δ	No extensiva
Barrow	$S_B = \left(\frac{A}{A_0}\right)^{1+\frac{\Delta}{2}}$	Δ	Fractal / cuántica
Kaniadakis	$S_\kappa = \frac{1}{\kappa} \sinh(\kappa S_{BH})$	κ	Relativista
Rényi	$S_R = \frac{1}{\lambda} \ln(1 + \lambda S_T)$	λ	Logarítmica

Todas convergen a la entropía de Bekenstein—Hawking en el límite clásico.

Motivación

Estas generalizaciones incorporan efectos cuánticos, fractales y no extensivos, modificando la relación $\delta Q = T dS$ y, por tanto, la dinámica cosmológica.

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Modificación con Tsallis: $S_T = \gamma A^\delta$

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi G} \left[H^2 \left(1 - \frac{\delta\alpha}{2-\delta} H^{2(1-\delta)} \right) + \frac{\tilde{\Lambda}}{3} \right], \quad P_{DE} = -\frac{1}{8\pi G} \left\{ 3H^2 \left[1 - \frac{\delta\alpha}{2-\delta} H^{2(1-\delta)} \right] + 2\dot{H} \left[1 - \delta\alpha H^{2(1-\delta)} \right] + \tilde{\Lambda} \right\}$$

$$w_{DE} = -1 - \frac{2\dot{H}(1 - \delta\alpha H^{2(1-\delta)})}{3H^2 \left(1 - \frac{\delta\alpha}{2-\delta} H^{2(1-\delta)} \right) + \tilde{\Lambda}}$$

La entropía de Tsallis introduce una corrección no extensiva en el horizonte, modificando la relación entre energía y área.

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Modificación con Barrow: $S_B = \left(\frac{A}{A_0}\right)^{1+\frac{\Delta}{2}}$

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi G} \left\{ \frac{\tilde{\Lambda}}{3} + H^2 \left[1 - \beta \left(\frac{2+\Delta}{2-\Delta} \right) H^{-\Delta} \right] \right\}$$
$$P_{DE} = -\frac{1}{8\pi G} \left\{ \tilde{\Lambda} + 2\dot{H} \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta}{2} \right) \beta H^{-\Delta} \right] + 3H^2 \left(1 - \frac{2+\Delta}{2-\Delta} \beta H^{-\Delta} \right) \right\}$$
$$w_{DE} = -1 - \frac{2\dot{H} \left[1 - \left(1 + \frac{\Delta}{2} \right) \beta H^{-\Delta} \right]}{\tilde{\Lambda} + 3H^2 \left[1 - \beta \left(\frac{2+\Delta}{2-\Delta} \right) H^{-\Delta} \right]}$$

La entropía de Barrow asume que la superficie del horizonte tiene estructura fractal debida a fluctuaciones cuánticas.

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Modificación con Kaniadakis: $S_\kappa = \frac{1}{\kappa} \sinh(\kappa S_{BH})$

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi G} \left\{ H^2 \left[1 - \cosh\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) \right] + \kappa \operatorname{Shi}\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) + \frac{\tilde{\Lambda}}{3} \right\}$$

$$P_{DE} = -\frac{1}{8\pi G} \left\{ \tilde{\Lambda} + (2\dot{H} + 3H^2) \left[1 - \cosh\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) \right] + 3\kappa \operatorname{Shi}\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) \right\}$$

$$w_{DE} = -1 - \frac{2\dot{H} \left[1 - \cosh\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) \right]}{3H^2 \left[1 - \cosh\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) \right] + \kappa \operatorname{Shi}\left(\frac{\kappa}{H^2}\right) + \tilde{\Lambda}}$$

La entropía de Kaniadakis surge de una deformación relativista de la estadística de Boltzmann–Gibbs. El parámetro κ introduce correcciones asociadas a simetrías de Lorentz.

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Modificación con Rényi: $S_R = \frac{1}{\lambda} \ln(1 + \lambda S_{BH})$

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi G} \left\{ \frac{\lambda\pi}{G} \ln(H^2 G + \lambda\pi) + \frac{\tilde{\Lambda}}{3} \right\}$$

$$P_{DE} = -\frac{1}{8\pi G} \left\{ \frac{2\lambda\pi}{H^2 G + \lambda\pi} \dot{H} + \frac{3\lambda\pi}{G} \ln(H^2 G + \lambda\pi) + \tilde{\Lambda} \right\}$$

$$w_{DE} = -1 - \frac{2\lambda\pi\dot{H}}{(H^2 G + \lambda\pi) \left[\tilde{\Lambda} + 3\frac{\lambda\pi}{G} \ln(H^2 G + \lambda\pi) \right]}$$

La entropía de Rényi reinterpreta la entropía del horizonte desde una perspectiva informacional, donde λ cuantifica el grado de corrección logarítmica.

Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_r + \rho_{DE})$$

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho_m + P_m + \rho_r + P_r + \rho_{DE} + P_{DE})$$

Síntesis

- Todas las entropías modifican la ecuación de Friedmann a través de $S(A)$.
- En el límite clásico, todas convergen a Λ CDM.
- Las diferencias se manifiestan en la evolución de w_{DE} y la tasa de expansión.

Componentes energéticas del universo

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_m, \quad \Omega_r = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_r, \quad \Omega_{DE} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_{DE}$$

Universidad
del Valle

Componentes energéticas del universo

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_m, \quad \Omega_r = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_r, \quad \Omega_{DE} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_{DE}$$

Evolución dinámica del Hubble

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_{DE} = 1 \rightarrow H^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_{m_0} a^{-3} + \Omega_{r_0} a^{-4}}{1 - \Omega_{DE}} \right]$$

$$\dot{H} = \frac{H^2}{2} \left[\frac{3\Omega_{m_0} + 4\Omega_{r_0}(1+z)}{\Omega_{m_0} + \Omega_{r_0}(1+z)} + \frac{(1+z)}{1 - \Omega_{DE}} \frac{d\Omega_{DE}}{dz} \right], \quad q \equiv -1 - \frac{\dot{H}}{H^2}$$

Componentes energéticas del universo

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_m, \quad \Omega_r = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_r, \quad \Omega_{DE} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_{DE}$$

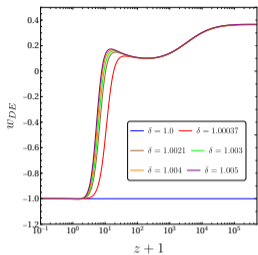
Evolución dinámica del Hubble

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_{DE} = 1 \rightarrow H^2 = H_0^2 \left[\frac{\Omega_{m_0} a^{-3} + \Omega_{r_0} a^{-4}}{1 - \Omega_{DE}} \right]$$

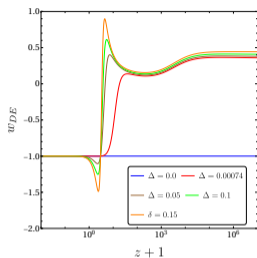
$$\dot{H} = \frac{H^2}{2} \left[\frac{3\Omega_{m_0} + 4\Omega_{r_0}(1+z)}{\Omega_{m_0} + \Omega_{r_0}(1+z)} + \frac{(1+z)}{1 - \Omega_{DE}} \frac{d\Omega_{DE}}{dz} \right], \quad q \equiv -1 - \frac{\dot{H}}{H^2}$$

La expansión cósmica se acelera cuando la energía oscura domina, es decir, cuando Ω_{DE} crece y $q < 0$.

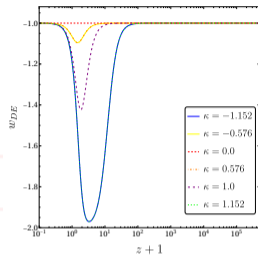
Evolución: w_{DE} y q , con $\Lambda \neq 0$



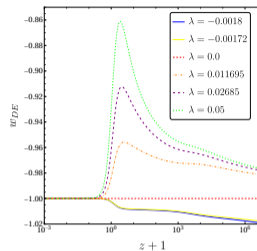
(a) Modelo Tsallis



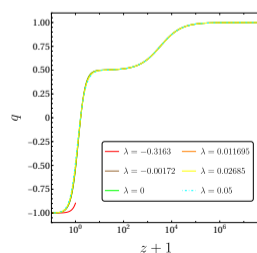
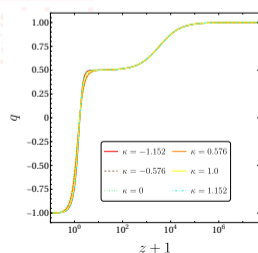
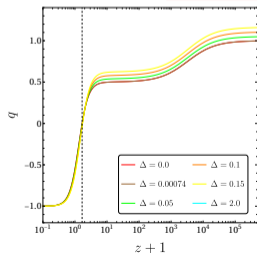
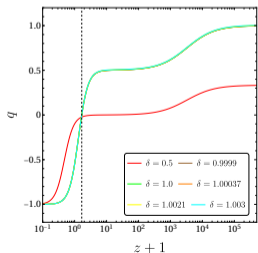
(b) Modelo Barrow



(c) Modelo Kaniadakis



(d) Modelo Rényi

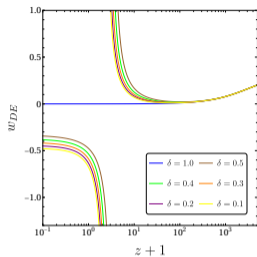


Modelo	Parámetro	q_0	w_{DE_0}	$H(z=1)$	Ω_{DE_0}
Tsallis	1,00037	-0,54998	-1,00012	$1,76 H_0$	0,69991
Barrow	0,00074	-0,55017	-1,00034	$1,76 H_0$	0,69991
Kaniadakis	0,49414	-0,58635	-1,04980	$1,76 H_0$	0,68991
Rényi	0,01523	-0,52836	-0,97920	$1,78 H_0$	0,69993

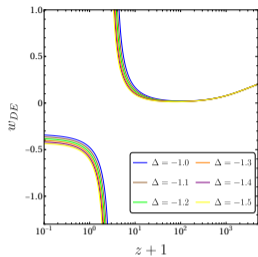
Comparación de parámetros cosmológicos actuales para distintas entropías generalizadas.

Los resultados indican que todas las entropías generalizadas reproducen una expansión acelerada, pero difieren en la intensidad del régimen $w_{DE} < -1$ y en la estabilidad del parámetro de desaceleración.

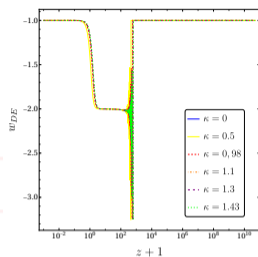
Evolución: w_{DE} y q , con $\Lambda = 0$



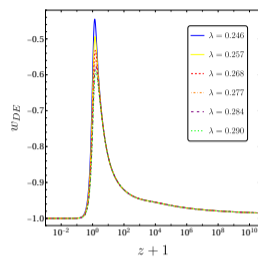
(a) Modelo Tsallis



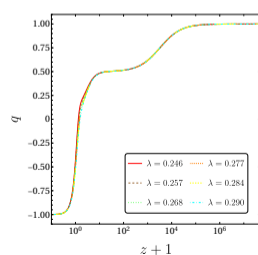
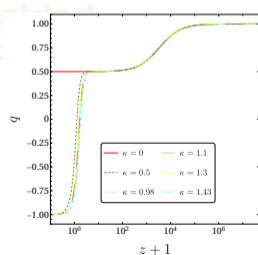
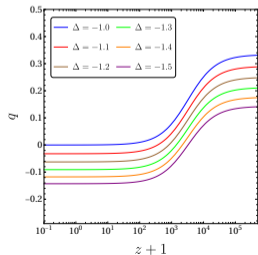
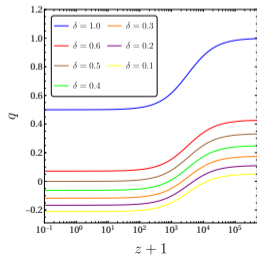
(b) Modelo Barrow



(c) Modelo Kaniadakis



(d) Modelo Rényi



Modelo	Parámetro	q_0	w_{DE_0}	$H(z=1)$	Ω_{DE_0}
Tsallis	0,49	-0,00652	-0,48251	$1,99 H_0$	0,69991
Barrow	-1,5	-0,14277	-0,61229	$1,81 H_0$	0,69991
Kaniadakis	1,1825	-0,73951	-1,18681	$1,66 H_0$	0,69630
Rényi	0,264198	-0,47345	-0,68544	$1,92 H_0$	0,69603

Comparación de parámetros cosmológicos actuales para distintas entropías generalizadas.

Los resultados indican que todas las entropías generalizadas reproducen una expansión acelerada, pero difieren en la intensidad del régimen $w_{DE} < -1$ y en la estabilidad del parámetro de desaceleración.

Conclusiones

- **No estamos en un agujero negro**, pero se pueden aplicar sus principios para estudiar el universo
- La **conjetura de la gravedad termodinámica** proporciona un marco unificador entre la dinámica gravitacional y la termodinámica de horizontes
- Las **entropías generalizadas** ofrecen nuevas explicaciones para la energía oscura
- Los **parámetros de no-extensividad** están fuertemente restringidos por observaciones



Conclusiones

- **No estamos en un agujero negro**, pero se pueden aplicar sus principios para estudiar el universo
- La **conjetura de la gravedad termodinámica** proporciona un marco unificador entre la dinámica gravitacional y la termodinámica de horizontes
- Las **entropías generalizadas** ofrecen nuevas explicaciones para la energía oscura
- Los **parámetros de no-extensividad** están fuertemente restringidos por observaciones

Perspectivas futuras

- Testeo con datos observacionales (BAO, CMB, SNIa) **para validar los parámetros entrópicos**
- Aplicación a la **formación de estructuras** a gran escala bajo termodinámica generalizada
- Posible **unificación con inflación cósmica** en escenarios de universo temprano

Conclusiones

- **No estamos en un agujero negro**, pero se pueden aplicar sus principios para estudiar el universo
- La **conjetura de la gravedad termodinámica** proporciona un marco unificador entre la dinámica gravitacional y la termodinámica de horizontes
- Las **entropías generalizadas** ofrecen nuevas explicaciones para la energía oscura
- Los **parámetros de no-extensividad** están fuertemente restringidos por observaciones

Perspectivas futuras

- Testeo con datos observacionales (BAO, CMB, SNIa) **para validar los parámetros entrópicos**
- Aplicación a la **formación de estructuras** a gran escala bajo termodinámica generalizada
- Posible **unificación con inflación cósmica** en escenarios de universo temprano

El universo puede entenderse no solo como un sistema gravitacional, sino como un sistema termodinámico en evolución, donde la información y la energía comparten un mismo horizonte.

Gracias por su atención



Universidad
del Valle

Pedro Martín Ibarbo Perlaza

Doctorado en Ciencias - Física — Universidad del Valle

pedro.ibarbo@correounivalle.edu.co

¿Preguntas?