

Big Bang

INTRODUCCIÓN A LA COSMOLOGÍA MODERNA

Ana A. Avilez López
(FM6-308)
CIFFU

Nueva Física en Aceleradores y el Cosmos.

Inflación cósmica

FCFM-BUAP

Expansión

13800 millones de años

BLOQUE 1: MODELO COSMOLOGICO ESTÁNDAR

- COSMOLOGÍA DE FONDO
 - Universo de Friedmann-Robertsson-Walker
Con contenido material tipo LCDM
- Medidas de Distancia y Horizontes
- **LA EDAD DEL UNIVERSO**
- **INCONSISTENCIAS DEL MODELO DEL BB**
- FISICA DEL MODELO DE INFLACIÓN
 - ZOOLOGICO COSMICO

HERRAMIENTAS NUMÉRICAS:

CLASS
ALTER-BBN
MULTIMODE-CODE

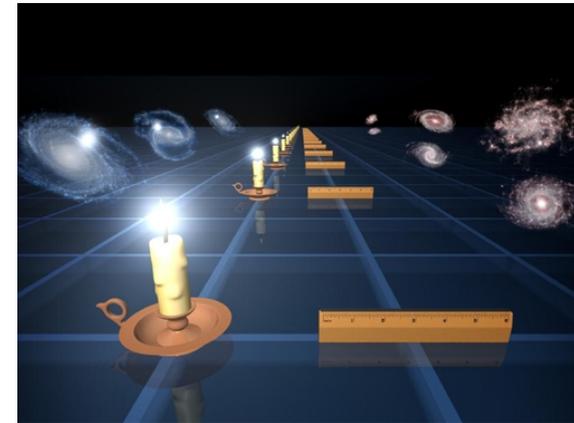
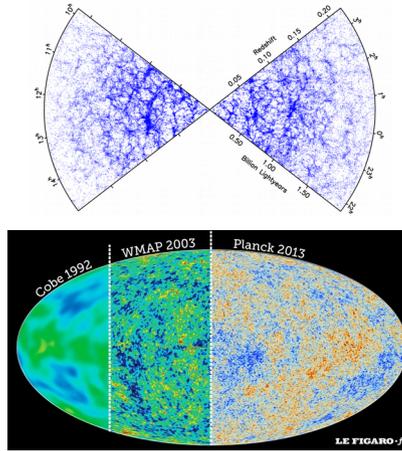
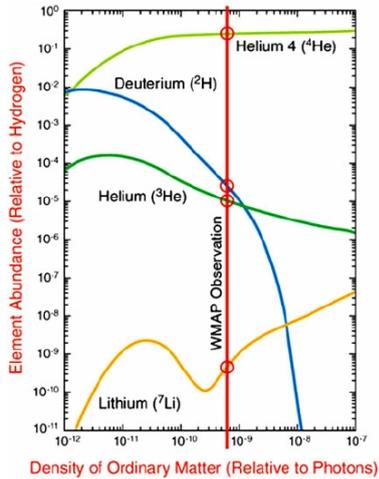
BLOQUE 2: COSMOLOGIA FISICA E HISTORIA TÉRMICA DEL UNIVERSO.

- Ecuación de Boltzmann
 - Recombinacion
 - BBN nucleosíntesis
- Decaimiento de materia oscura

BLOQUE 3: TEORÍA DE PERTURBACIONES COSMOLOGICAS

- UNIVERSO DE FRW PERTURBADO EN LAS NORMAS DE NEWTON Y SINCRONA
- PERTURBACIONES DE MATERIA
 - Formación de estructura
 - Oscilaciones acusticas
 - CMB
- ORIGEN DE LAS PERTURBACIONES
 - A PARTIR DE INFLACIÓN

RESUMEN DE LA SESIÓN 1



$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}$$

Fermions

matter particles

Quarks



Leptons



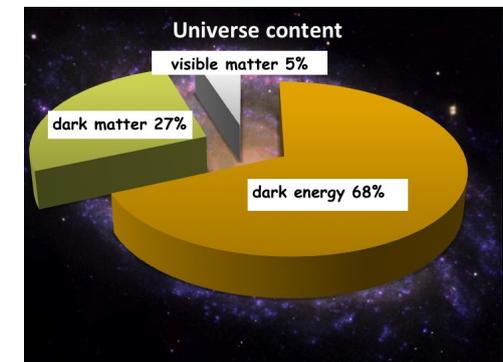
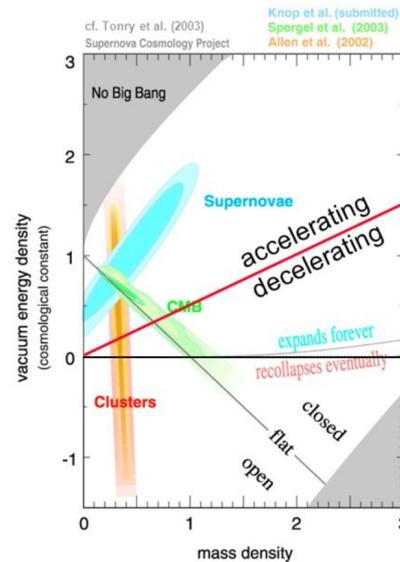
Gauge bosons

force carriers

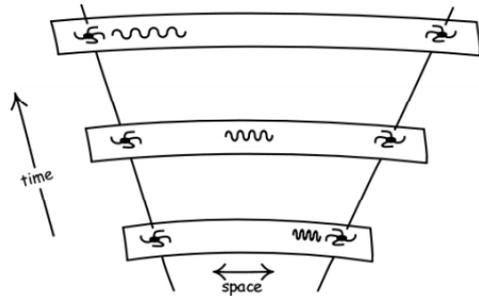


Higgs boson

origin of mass



Además concluimos que el factor de escala esta asociado directamente con observaciones del corrimiento al rojo gravitacional el cual provee de una medida de distancia



$$a = (z + 1)^{-1}$$

Por otro lado se define el parámetro de Hubble como medida de expansión cósmica

$$H(a) \equiv \frac{\dot{a}}{a}$$

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}$$

$$\Omega \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$$

$$1 = \Omega(t) - \frac{Kc^2}{a^2H^2}$$

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{Kc^2}{a^2}$$

$$H^2(z) = H_0^2 \left(\Omega_{m0}(1+z)^3 + \Omega_{r0}(1+z)^4 + \Omega_{v0}(1+z)^{3(1+w)} - (\Omega_0 - 1)(1+z)^2 \right)$$

El principio cosmológico implica que la geometría del espacio esta descrita por la métrica de Robertson-Walker:

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

En promedio, el contenido de materia a gran escala en el universo puede describirse por un fluido ideal, barotrópico e incompresible con tensor de energía momento está dado por

$$T_{\nu}^{\mu} = \begin{pmatrix} -\rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} p = p(\rho), \quad p = w\rho \\ \text{ecuación de estado del fluido.} \end{array}$$

Bajo estas suposiciones, las ecuaciones de Einstein junto con la identidad de Bianchi se reducen a las ecuaciones de Friedmann para el factor de escala y la ecuación de continuidad para la densidad el fluido cósmico

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad \dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w) = 0$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -\frac{8\pi G}{c^2}p(t) - \frac{Kc^2}{a^2} + \Lambda c^2 \quad \rho \propto a^{-3(1+w)}$$

Para el caso particular en que el universo contiene un solo fluido, las soluciones de las ecuaciones de LFRW estan dadas por:

$$\begin{aligned}
 w = 0, & & p = 0, & & \rho_m(t) = \rho_{m0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 \\
 w = 1/3, & & p = \frac{\rho c^2}{3}, & & \rho_r(t) = \rho_{r0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 \\
 w = -1 & & p = -\rho c^2, & & \rho_v(t) = \rho_{v0}
 \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} a^{-3(1+w)} \longrightarrow \dot{a} \propto a^{-(1+3w)/2} \longrightarrow a^{3(1+w)/2} \propto t \longrightarrow a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}.$$

$$\text{Einstein-DeSitter, } w = 0, \quad a(t) = a_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}$$

$$\text{DeSitter, } w = -1 \quad a(t) = a_0 \exp(H(t - t_0))$$

HORIZONTES DE EVENTOS Y DE PARTÍCULAS

Geodésicas nulas: $\tau = \pm \chi$

HORIZONTE DE PARTÍCULAS:

$$\chi_p(\tau) = \tau - \tau_i = \int_{t_i}^t \frac{dt'}{a(t')} = \int_{a_i}^a \frac{da'}{a'^2 H(a')} = \int_{N_i}^N \frac{dN'}{a' H} = \int_z^\infty \frac{dz'}{H(z')}$$

$N = \ln a$ \longrightarrow e-fold

$\tau_i = t_i = 0$ \longrightarrow Singularidad inicial para modelo BB

$R(t) = a(t)\chi_p$ \longrightarrow Universo observable

HORIZONTE DE EVENTOS:

$$\tau_{ev}(t) = \int_t^{t_{max}} \frac{dt'}{a(t')}$$

SESION 2: MOTIVACIÓN PARA INFLACIÓN...

ALGUNOS PROBLEMAS DEL MODELO DEL BIG BANG

- Problema del Horizonte (Causalidad)
- Problema de la planitud (Ajuste Fino)
- Problema de las condiciones iniciales
 - Condiciones para Inflación

ESTRUCTURA CAUSAL DE UNIVERSOS DE LFRW

$$\tau \equiv \int \frac{dt}{a(t)} = \int (aH)^{-1} d \ln a .$$

HORIZONTE CONFORME: suma del tamaño del horizonte causal local a lo largo del tiempo transcurrido de un punto a otro.

Si dos partículas están separadas distancias mayores que τ , no pudieron haber estado en contacto causal **NUNCA**.

HORIZONTE DE HUBBLE: tamaño local (a un z dado) de la región causal del universo.

Si dos partículas están separadas distancias mayores que $(aH)^{-1}$, no pueden estar en contacto causal **AHORA**.

Para un fluido de materia convencional se satisface “Strong energy condition” (SEC):

$$1 + 3\omega > 0 \longrightarrow w > -\frac{1}{3} ,$$

$$\tau \propto \frac{2}{(1+3w)} a^{\frac{1}{2}(1+3w)} , \quad (aH)^{-1} = H_0^{-1} a^{\frac{1}{2}(1+3w)} .$$

$$\tau_i \propto a_i^{\frac{1}{2}(1+3w)} = 0 ,$$

↓
CRECE monotónicamente

$$\tau \sim (aH)^{-1}$$

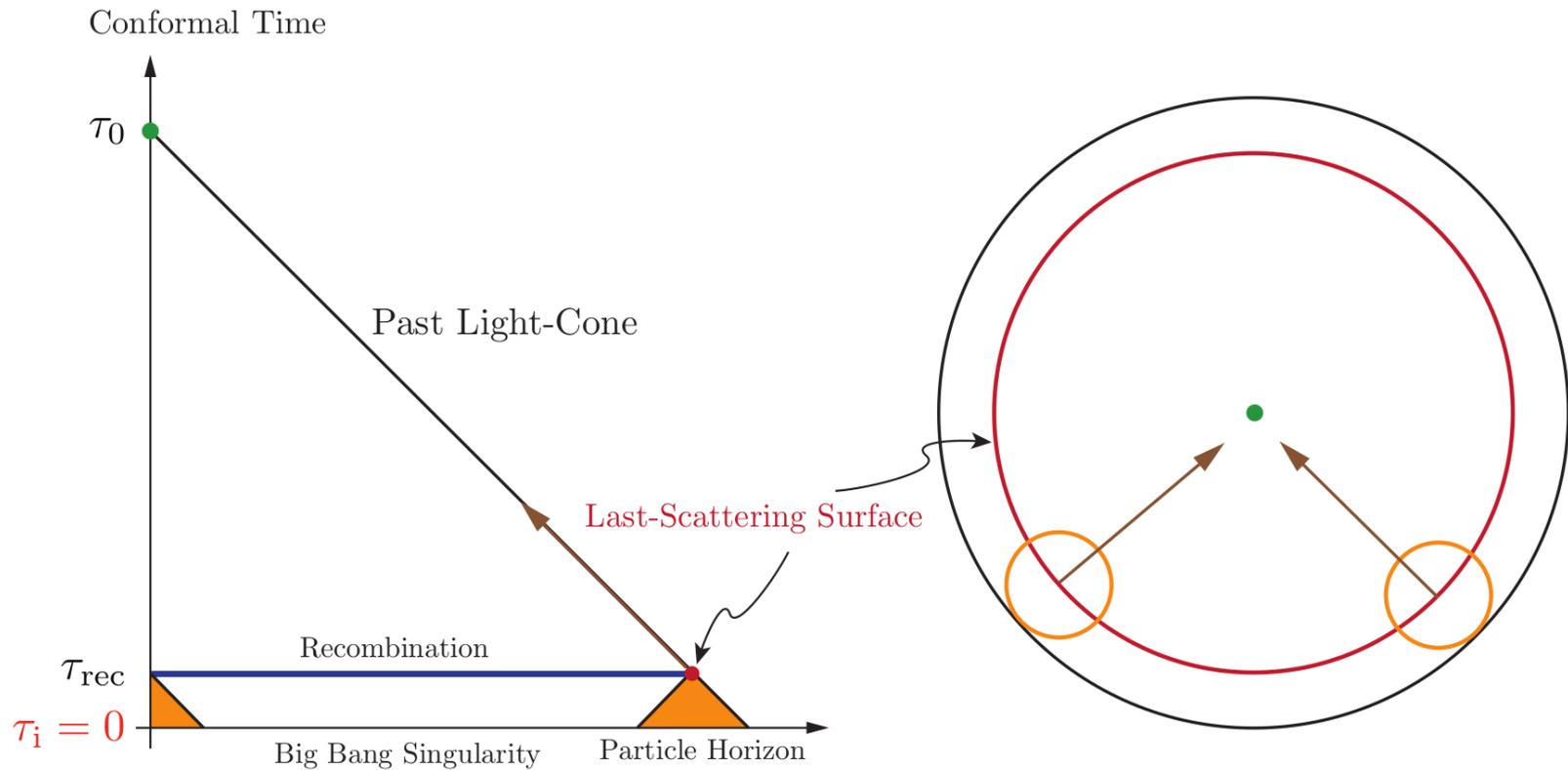
PROBLEMA DEL HORIZONTE

Hecho observacional:

La radiación cósmica de fondo tiene temperatura uniforme en TODAS las direcciones de la línea de visión.

El gran “pero”: El modelo del Big Bang predice que el horizonte causal del universo en aquella época estaba acotado y fue creciendo durante la historia de expansión, de manera que no podemos explicar porque la luz que observamos hoy en día proveniente de regiones desconectadas causalmente en recombinación puedan tener la misma temperatura....parece que en algún momento estuvieron en contacto causal...y eso no lo predice el modelo BB.

¿Cuál es la distancia angular observada al día de hoy del parche más grande hecho de puntos conectados causalmente en la época de recombinación ?



$$\Delta\theta^* = \frac{\chi_{ev}^*}{d_A(0, z^*)/a^*} = \frac{\chi_{ev}^*}{\chi(z^*, z_0)}$$

EJERCICIO/TAREA

$$\theta = 2\Delta\theta^* \sim 2^\circ$$

PROBLEMA DE LA PLANITUD DEL UNIVERSO

De la primera ecuación de Friedmann se tiene que

$$1 - \Omega(a) = \frac{-k}{(aH)^2} ,$$

- De observaciones del universo actual se ha inferido con gran precisión que el universo es plano ($k=0$). Para que ello pueda satisfacerse, el universo en tiempos tempranos tuvo que haber sido ordenes de magnitud más plano que ahora

$$|\Omega(a_{\text{BBN}}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-16}) ,$$

$$|\Omega(a_{\text{GUT}}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-55}) ,$$

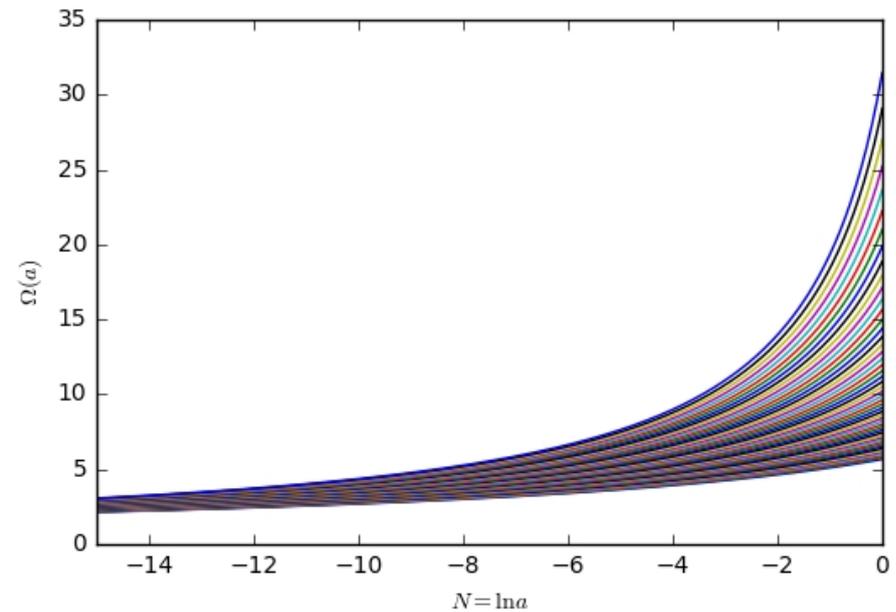
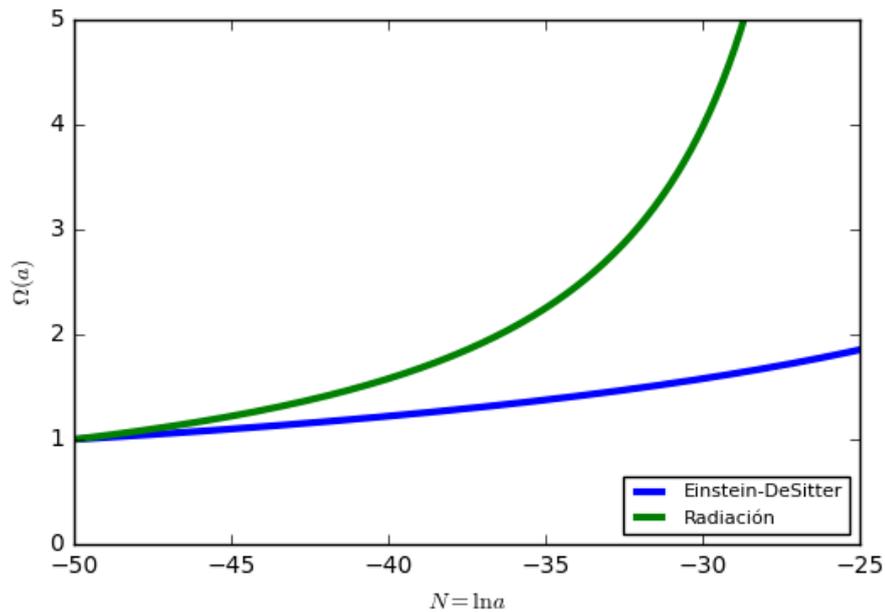
$$|\Omega(a_{\text{pl}}) - 1| \leq \mathcal{O}(10^{-61}) .$$

- Se requiere ajustar las condiciones iniciales del sistema de forma muy fina.
- La mayor fracción de condiciones iniciales accesibles al universo temprano dan lugar a un universo que recae inmediatamente después del BB .
- En el modelo del BB, por tanto, el universo actual es un accidente muy poco probable.

$$\frac{d\Omega}{d \ln a} = (1 + 3w)\Omega(\Omega - 1).$$

Ejercicio

- Punto inestable (punto de silla) en $\Omega = 1$
- Curvatura muy sensible a condiciones iniciales
- El estado mas probable es un universo cerrado que recolapsa muy rapido despues del BB.



PROBLEMA DE LAS CONDICIONES INICIALES

- Los problemas del horizonte y la planitud no son en realidad inconsistencias del modelo del BB sino limitaciones para predecir la extrema uniformidad del espacio tiempo y de la materia contenida en él.
- En realidad BB sí es capaz de predecir esas características tras ajustar finamente las condiciones iniciales (tanto de la curvatura como las perturbaciones para sólo dar lugar a las inhomogeneidades del CMB).
- El BB no puede explicarlas ...tan solo asumirlas.

INFLACIÓN



Inflation

Me

Fine tuned
Initial conditions
In the BB model

LA IDEA CLAVE: UN HORIZONTE QUE SE ENCOJE

$$(aH)^{-1} \rightarrow \text{decreciente}$$

- Recordemos la diferencia entre el radio comovil de Hubble $(aH)^{-1}$ y el horizonte comovil de partículas τ :
la segunda es la suma infinitesimal de la primera.

- Es posible que

$$\frac{(aH)^{-1}}{\tau} \sim 0$$

- Por tanto partículas que hoy no están en contacto causal lo estuvieran en el universo temprano. Esto sería posible si la mayor contribución de τ ocurriera en tiempos muy tempranos

$$\tau_0 = \int_{a=-\infty}^{a=0} (aH)^{-1} d(\ln a) + \int_{a=0}^{a=1} (aH)^{-1} d(\ln a) \gg (aH)_0^{-1}$$

Periodo de Inflación

Esto es exactamente lo que sucede en un universo de DeSitter :

$$a(t) = a_i \exp(H(t - t_0)) = \exp(N)$$

$$(aH)^{-1} \sim \exp(-H(t - t_0)) = \exp(-N)$$

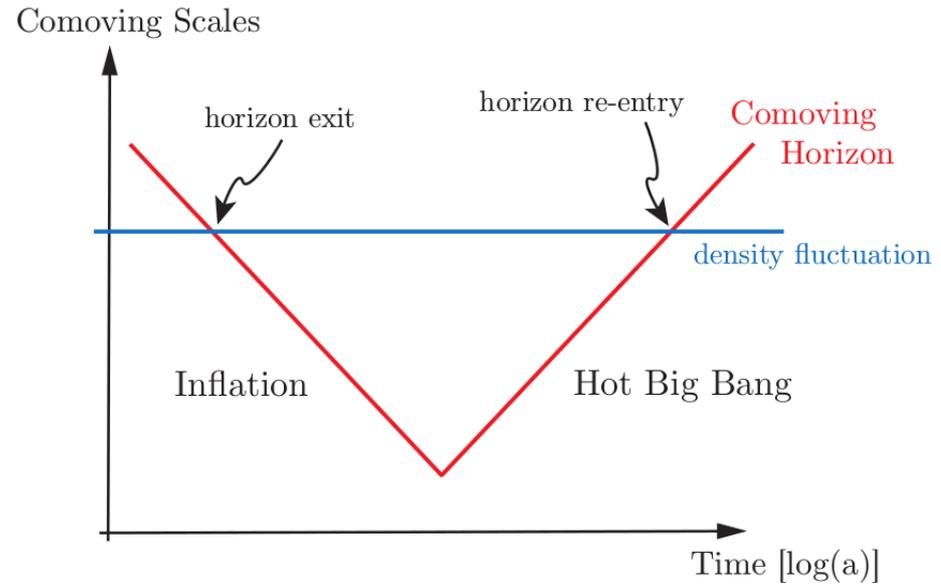
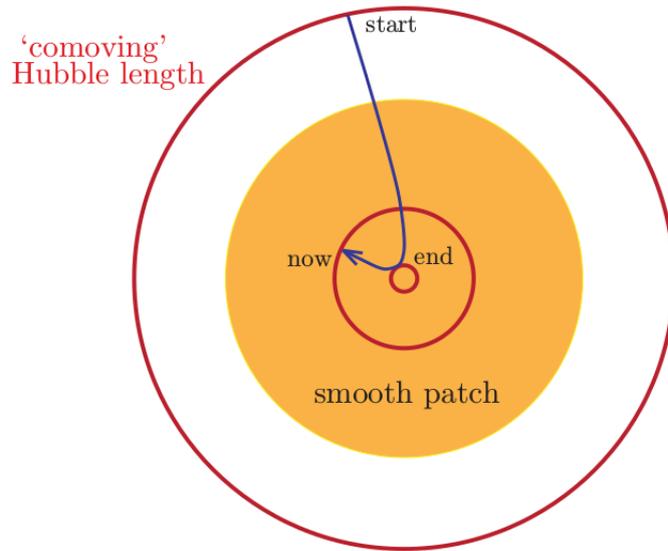
De esta forma el problema de la planitud se resuelve trivialmente pues

$$\Omega(a) - 1 = \frac{k}{H^2} \exp(-2H(t - t_0)), \quad H = cte$$

- $\Omega = 1$ es ahora un atractor en inflación vez de un punto silla en el modelo del BB.
- Las condiciones iniciales para tiempos tardios se satisfacen trivialmente.
- TAREA: Demostrar que el punto $\Omega = 1$ es un punto atractor de la ecuación diferencial

$$\frac{d\Omega}{d \ln a} = (1 + 3w)\Omega(\Omega - 1).$$

- El horizonte de Hubble decreciente también resuelve el problema del Horizonte trivialmente...



- Escalas relevantes a los fenómenos a escalas cosmológicas (como la formación del fondo de radiación cósmica en recombinación) estuvieron en contacto causal durante inflación.
- En algún momento durante inflación el tamaño del horizonte se vuelve menor que dichas escalas y la física que gobierna el universo solo involucra escalas menores al horizonte en ese momento.
- Más tarde, después de inflación, cuando el horizonte ha vuelto a crecer y dichas escalas son menores que el horizonte, la física de recombinación puede ocurrir.
- La extrema homogeneidad e isotropía del CMB puede entonces explicarse de esta forma.

CONDICIONES PARA INFLACIÓN

1. Un radio comovil de Hubble decreciente:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0.$$

2. Expansión acelerada

$$\frac{d}{dt} (aH)^{-1} = \frac{-\ddot{a}}{(aH)^2}, \quad \frac{d^2 a}{dt^2} > 0.$$

TAREA: Demostrar que la anterior condición implica

$$-\frac{d \ln H}{dN} < 1$$

3. Presión Negativa

$$p < -\frac{1}{3}\rho,$$

ESTRUCTURA CAUSAL EN INFLACIÓN

Recordemos, la luz viaja en geodésicas nulas es decir:

$$\tau = \pm \chi$$

Y ellas determinan la estructura causal del espacio tiempo

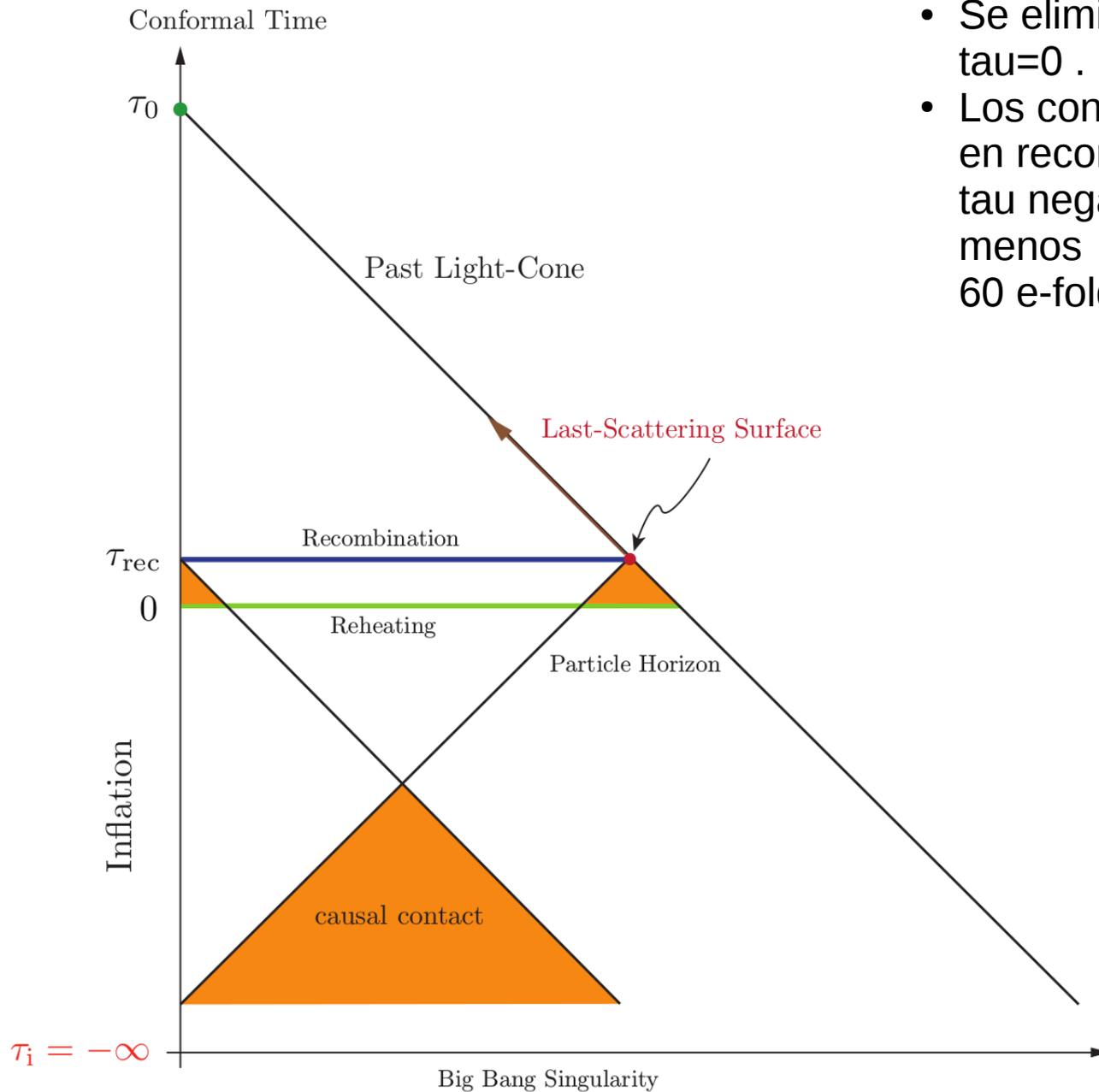
$$a(\tau) \propto \begin{cases} \tau & \text{RD} \\ \tau^2 & \text{MD} \end{cases} .$$

$$a(\tau) = -\frac{1}{H\tau} ,$$

$$\tau_i \propto a_i^{\frac{1}{2}(1+3w)} = 0 ,$$

$$a_i(\tau \rightarrow -\infty) = 0$$

- Entonces la singularidad inicial en inflación se recorre al remoto pasado mientras que en el BB estaba en tiempo conforme=0.
- Por lo tanto, en el modelo estandar, donde inflacion entra en juego... corresponde al final de inflacion.
- Si H=cte, inflación duraria eternamente, tal modelo de DeSitter (H=cte) es sólo una aproximación, en modelos realistas se satisface 2 en cambio e inflación termina eventualmente.



- Se elimina la singularidad en $\tau=0$.
- Los conos de luz de dos parches en recombinación se intersectan a τ negativo si inflación dura al menos 60 e-folds ($N = \ln a = 60$).

Para la próxima sesión:

FISICA DEL MODELO DE INFLACIÓN
ZOOLOGICO CÓSMICO (SI DA TIEMPO)

Por hoy es todo.

¡Gracias!