

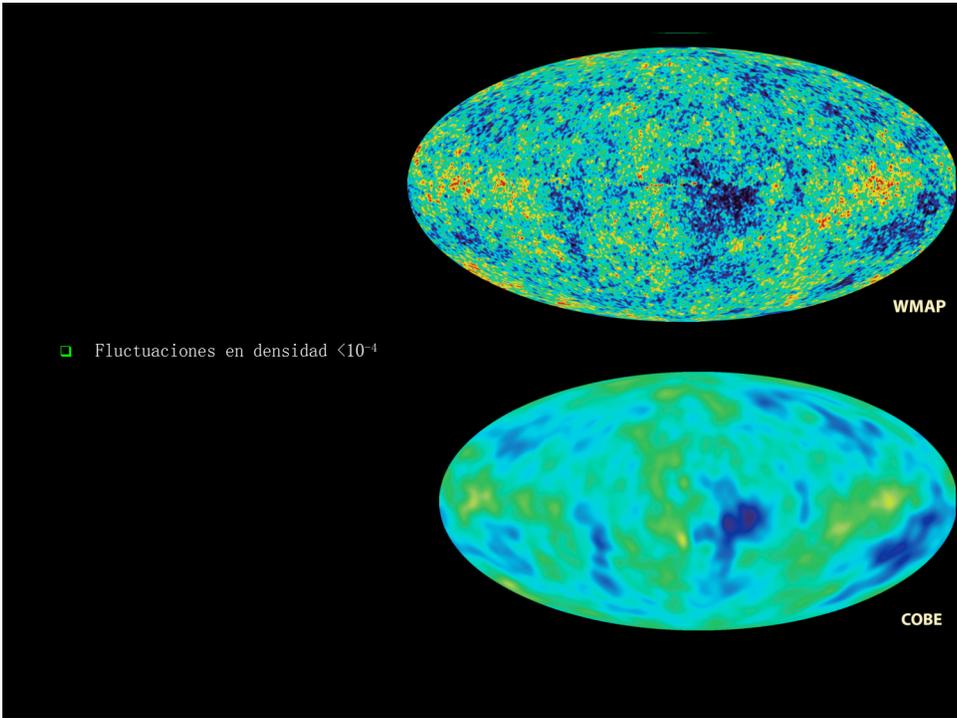
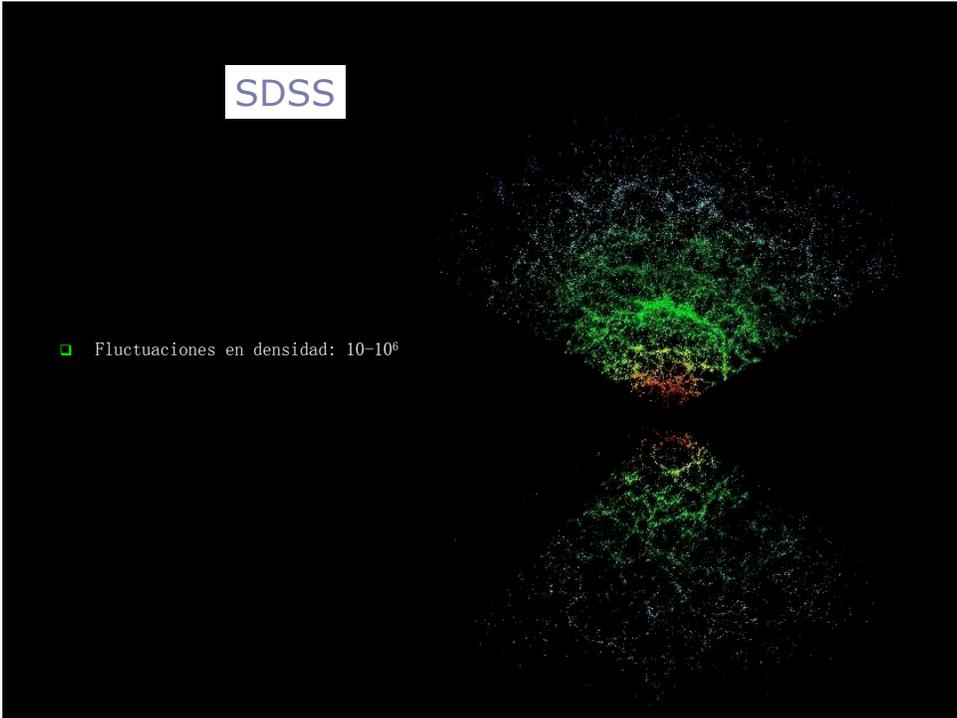
Formación de Estructuras en el Universo

Nelson Padilla (PUC)

2do semestre 2007

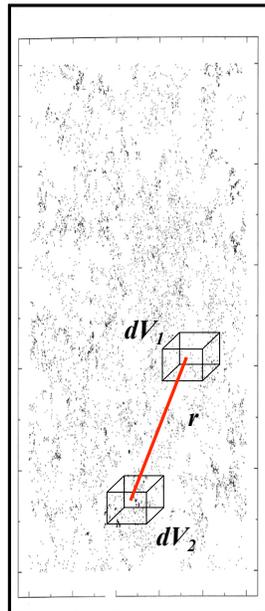
Las próximas dos clases:

- La Dinámica de la formación de estructuras:
 - Muy breve introducción a estructura en gran escala del Universo
 - Breve descripción de estadísticas usadas para describir la LSS
 - Condiciones iniciales y crecimiento de fluctuaciones en densidad
 - Efectos que influyen la dependencia de la amplitud de fluctuaciones en función de la escala.
 - Espectro primordial
 - Función de transferencia
 - No primordiales:
 - Evolución no lineal de fluctuaciones
 - Velocidades peculiares
 - Procesos de formación de galaxias
- Formación de galaxias



Breve introducción de estadísticas

- Función de correlación
- Espectro de potencias



Funciones de Correlación ($\xi(r)$)

Distribución Aleatoria:

1-punto: $dP = n dV$

2-puntos: $dP = n^2 dV_1 dV_2$

N-puntos: $dP = n^N dV_1 dV_2 \dots dV_N$

Distribución con clustering:

2-puntos: $dP = n^2 (1 + \xi(r)) dV_1 dV_2$

Distribución continua

Si $f(x)$ es continua,

$$\langle f(x_1)f(x_2) \rangle = \langle f \rangle^2 (1 + \xi(x_{12}))$$

Transformada de Fourier de eso:

$$\xi(\mathbf{r}) = \int \mathbf{k} \exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) P(\mathbf{k}) d^3k$$

Como P depende sólo de k ,

$$\xi(\mathbf{r}) = 4\pi \int k^2 P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} d^3k$$

↑
Espectro de Potencias

Condiciones iniciales, Contenido de Materia y Funciones de Transferencia.

La formación de estructuras está influenciada por procesos que modifican las perturbaciones en densidad primordiales:

- Crecimiento por auto-gravitación
- Efectos de presión
- Procesos disipativos

En General, escalas más pequeñas sufren reducción de amplitud de fluctuaciones por estos procesos.

0) Origen de Inhomogeneidades

- Origen de Estructuras dado por amplificación de fluctuaciones cuánticas
- O por transición de fase que dejó defectos topológicos como resultado.

Para estudiar cómo la materia responde a su propia gravedad en un universo en expansión, se escriben las ecuaciones de movimiento en términos del contraste de densidad δ .

Radiación

Materia

Cambios en ambas -> Fluctuaciones Adiabáticas.

Cambios en fluctuaciones en Materia -> Isotérmicas.

Crecimiento lineal de fluctuaciones primordiales:

- En el caso de perturbaciones Adiabáticas, las fluctuaciones crecen de esta manera:

Era de la radiación: $\delta = \text{cte } a(t)^2$

Era de la materia: $\delta = \text{cte } a(t)$

Entonces, todas las escalas se ven afectadas de igual manera, por lo que la forma del espectro de potencias inicial no se ve afectada por el crecimiento gravitatorio.

Espectro primordial de fluctuaciones

- Espectro invariante de escala: consideremos una perturbación $\delta\phi$ en el potencial gravitacional, y un espectro de potencias k^n :

$$\nabla^2 \delta\Phi_k = 4\pi G \rho_0 \delta \Rightarrow \delta\Phi_k = -4\pi G \rho_0 \delta_k / k^2$$

Las dos potencias de k bajadas por ∇^2 (espectro es ley de potencias!) indican que si Δ^2 es proporcional a k^4 (o $P(k)$ proporcional a k) para el espectro de fluctuación de densidades, entonces, $\delta\phi$ es constante.

Qué significa tener este espectro primordial, $P(k) \propto k$

- La dependencia de δ con la escala se puede encontrar pensando que uno filtra el campo de densidades.
- Para hacerlo, tomamos sólo aquellas escalas tales que $k < 1/x$ y la variancia nos queda así:

$$\langle \delta^2 \rangle \propto \int_0^{1/x} k^n 4\pi k^2 dk \propto x^{-(n+3)}$$

- En términos de una masa, $M \propto x^3$,
 $\delta_{\text{rms}} \propto M^{-(n+3)/6}$

- Sabemos que vista en una dada escala comóvil, δ es proporcional a r_H^2 (era de la radiación). Sin embargo, en un momento arbitrario, la única escala natural en el Universo es la del horizonte:

$$\delta(r_H) \propto r_H^2 r_H^{-(n+3)/2} \propto r_H^{-(n-1)/2}$$

Entonces, si $n=1$ el crecimiento de r_H y δ con el tiempo se cancelan y el Universo siempre tiene la misma apariencia en la escala del horizonte.

Función de Transferencia

- Conocemos el espectro inicial de fluctuaciones. Ahora cuantificamos los efectos nombrados anteriormente, que llevan al espectro de potencias a su forma actual.

$$T_k = \delta_k(z=0)/(\delta_k(z)D(z))$$

Donde:

- D(z) es el factor lineal de crecimiento de fluctuaciones entre z y z=0 (conocido).
- El redshift de normalización es arbitrario, simplemente se refiere a un tiempo anterior al que cualquier escala de interés ha entrado en el horizonte.

Efectos que dominan la forma de la función de transferencia:

- Efectos de masa de Jeans.
- Damping producido por bariones.

1) Presión (efectos de Masa de Jeans)

- La presión ejerce una fuerza mayor y opuesta a la gravedad para escalas menores que la longitud de Jeans.

$$\lambda_J = c_s (\pi/G\rho)^{1/2}$$

Durante la era de la radiación: $c_s = c/3^{1/2} \Rightarrow \lambda_J = \text{Horizonte}$

Logra un máximo en $z(eq)$ y a partir de ahí comienza a disminuir nuevamente. Entonces, el tamaño del horizonte en $z(eq)$ es una cantidad de mucha importancia.

- A escalas mayores, las perturbaciones sólo deben estar afectadas por Gravedad.
- En escalas $\sim \text{Horizonte}(z_{eq}) \sim 16/\Omega h^2$ Mpc debe verse un cambio en el espectro de potencias.
- Como esta escala depende de Ω , podemos encontrar cuánto vale este parámetro a partir de una medición de $P(k)$.

- En tiempos anteriores al equality (materia y radiación), las perturbaciones dentro del horizonte no crecen debido a la presión de radiación.
- Cuando se llega a z_{eq} pueden ocurrir dos cosas:
 - Si domina la materia oscura, las perturbaciones de toda escala crecen
 - Si domina un gas bariónico, la longitud de Jeans permanece constante:
Calculamos $c_s^2 = \delta p / \delta \rho$
Usando pequeñas compresiones adiabáticas:

$$\delta p = 4/9 \rho_r c^2 \delta V / V,$$

$$\delta p = (\rho_m + 4/3 \rho_r) \delta V / V$$

Lo cual implica que

$$c_s^2 = c^2 [3 + 9/4 (1 + z_{rad}) / (1 + z)]^{-1}$$

donde z_{rad} es el redshift de igualdad entre la materia y los fotones, que debido a la influencia de neutrinos es

$$1 + z_{rad} = 1.68 (1 + z_{eq})$$

En $z \ll z_{rad}$, $c_s = \text{cte} (1 + z)^{1/2}$, y como

$$\rho = (1 + z)^3 3\Omega_B H_0^2 / (8\pi G),$$

la longitud de Jeans **comóvil** es constante:

$$\lambda_J = c_s (\pi / G\rho)^{1/2} = 50 (\Omega_B h^2)^{-1} \text{ kpc}$$

- En ambos casos (presión de radiación, masa de Jeans), una escala de longitud crítica para el espectro de potencias es la distancia del horizonte en

$$z_{\text{eq}} = 23900 \Omega h^2 \text{ para } T=2.73\text{K}$$

- Esta escala es (era de la Materia):

$$d_H = 2c/H_0 (\Omega z)^{-1/2}$$

$$\Rightarrow d_{\text{eq}} = 39 (\Omega h^2)^{-1} \text{ Mpc.}$$

Función de Transferencia

Entonces partimos de cero de nuevo, esta vez teniendo en cuenta cómo van creciendo fluctuaciones de distinto tamaño:

- En el caso de perturbaciones adiabáticas, aquellas con $kd_{\text{eq}} \ll 1$ siempre crecen como $\delta = \text{cte } d_H^2$. Perturbaciones de menor escala ($>k$) entran en el horizonte cuando

$$d_H = 1/k$$

y quedan congeladas hasta z_{eq} , cuando vuelven a crecer nuevamente.

- El factor de crecimiento faltante es simplemente el cuadrado del cambio en d_H durante este periodo que es proporcional a k^2 . Entonces,

$$T(k) = 1 \text{ si } (kd_{\text{eq}} \ll 1)$$

$$= (kd_{\text{eq}})^{-2} \text{ (} kd_{\text{eq}} > 1 \text{)}$$

2) Procesos de Disipación (Damping por bariones)

- Escala en la que difusión de fotones puede borrar perturbaciones en el fluido de materia y radiación => Damping de Silk.
- Distancia viajada por foton al momento de último scattering es:

$$\lambda_s = 2.7 (\Omega_B h^2)^{-1/4} \text{ Mpc}$$

Si el modelo incluye materia oscura, este efecto pierde importancia dado que los bariones caen dentro de los pozos de potencial de Materia oscura luego del último scattering.

- En un Universo bariónico, el proceso se llama Silk Damping: el camino medio de los fotones debido a scattering por el plasma es distinto de cero, y la radiación se puede difundir desde una perturbación, pero debe llevar con ella al plasma por medio de convección. La escala de damping está dada por

$$\lambda_s = (\lambda_{\text{dH}})^{1/2}$$

que es la media geométrica del horizonte y el camino medio libre. Usando la sección del scattering de Thompson,

$$\lambda_s = 16.3 (1+z)^{-5/4} (\Omega_B^2 h^6)^{-1/4} \text{ Gpc}$$

Esta escala es similar a la de Jeans cerca de la superficie de último scattering,

$$1+z=1000$$

CONSIDERAMOS LO QUE HARÍA LA MATERIA OSCURA:

- Aparte de tener un crecimiento retardado, perturbaciones de muy pequeña escala pueden ser completamente borradas. Esto puede pasar de dos maneras.
- Partículas de materia oscura las borran por medio de free streaming: velocidades aleatorias hacen que concentraciones pequeñas se dispersen.

Antes (mucho o poco antes) del equality ($kT > mc^2$), las partículas viajan a c , y la estructura de toda escala que entra en el horizonte durante esa época queda borrada.

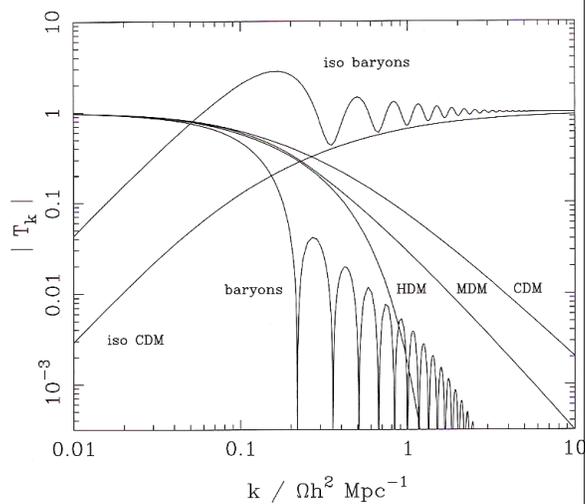
Este proceso termina cuando las partículas dejan de ser relativistas.

Si tenemos partículas masivas, esto ocurre mucho antes que z_{eq} (Cold Dark Matter).

Si tenemos neutrinos masivos, esto solo ocurre en z_{eq} (Hot Dark Matter).

Ajustes a la Función de Transferencia

Estos resultados son aproximaciones solamente. Es útil tener buenos ajustes analíticos que describan con exactitud la forma de la función de transferencia.



3) Procesos no lineales

- Los objetos observables son resultado de evolución no lineal de fluctuaciones.
- Cúmulos de galaxias son miles de veces más densos que la media.
- Galaxias tienen densidades millones de veces por encima de la media

Para entender los procesos que modifican las leyes de crecimiento lineal se pueden utilizar:

- Extensiones numéricas de teoría lineal
- Simulaciones numéricas

Evolución no lineal (cont.): La aproximación de Zeldovich (1970)

- PEACOCK 1999, 15.8.
- Teoría Lagrangiana (1er orden es mejor que Euleriana de 1er orden).
- Enfoque cinemático a la formación de estructuras.
- Se aplica a distribución uniforme de partículas
- Se calculan los desplazamientos iniciales de partículas y se asume que éstas continúan moviéndose en esta dirección inicial (x , q , f y k son vectores):

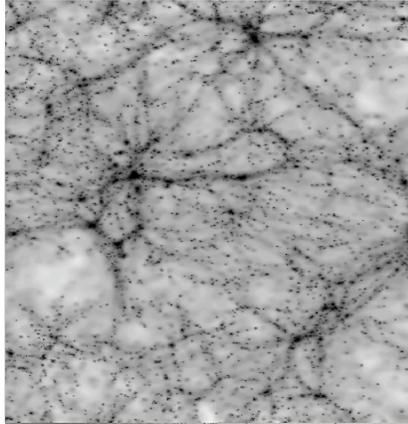
$$x(t) = R(t)q + b(t)f(q)$$

Esto tiene la pinta de una expansión de Hubble con una perturbación =>

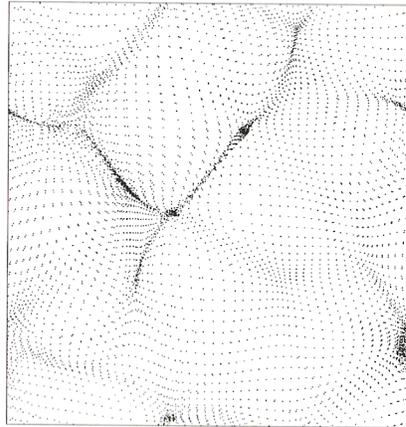
- q son coordenadas comóviles en $t=0$
- $b(t)$ escala del campo de desplazamiento $f(q)$, independiente de t .
- La relación con las fluctuaciones es $\delta = -b/R \nabla \cdot f$
- Entonces $D(t) = b(t)/R(t)$ y $x(t) = R(t)[q + D(t)f(q)]$
- Relación con $P(k)$: en el espacio de Fourier,

$$f_k = -i \delta_k / |k|^2 k$$

Zeldovich en acción:



(c)



Zeldovich en acción:

Usos:

- se demostró que condiciones iniciales producen soluciones tipo panqueque.
- condiciones iniciales de simulaciones numéricas

3) Evolución no-lineal (cont.): Ajuste analítico a efectos no lineales

- Colapso esférico: objeto colapsado -> no lineal (Hamilton y colaboradores 1991)
 - Un contraste de densidad $(1+\delta)$ se puede relacionar con la función de correlación:

$$\delta^{1/2} = \langle \xi \rangle(R) = 3/(4\pi R^3) \int_0^R \xi(r) 4\pi r^2 dr$$
 - Por otro lado, ese mismo contraste de densidad puede generarse a partir de un colapso en un factor $(1+\delta)^{1/3}$ en radio, por lo que se puede reemplazar δ :

$$r_L = [1 + \xi_{NL}^2(r_{NL})]^{1/3} r_{NL}$$
 - Al mismo tiempo, esto sugiere una relación entre las funciones de correlación lineal y no lineal

$$\xi_{NL}^2(r_{NL}) = f_{NL}(\xi_L^2(r_L))$$

- Peacock y Dodds (1994) sugieren mapeo entre linealidad <-> no linealidad, aplicado al espectro de potencias:

$$\Delta_{NL}^2(k_{NL}) = f_{NL}(\Delta_L^2(k_L))$$

$$k_L = [1 + \Delta_{NL}^2(k_{NL})]^{1/3} k_{NL}$$

- f_{NL} debe cumplir:

$$f(x) = x \quad (x < 1); \quad f(x) \propto x^{3/2}$$

la última dependencia viene dada por:

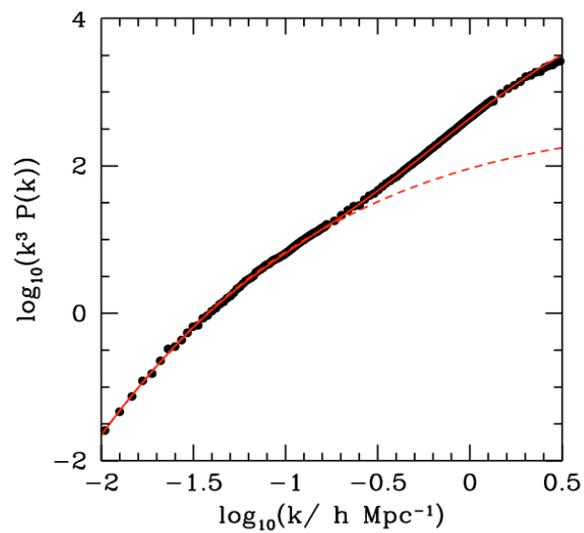
- la evolución del contraste de densidad de una región colapsada, igual a la de la densidad media, $\propto a^3$,
- mientras que la de las fluctuaciones lineales, $\propto a^2$

- La función f_{NL} se ajusta utilizando simulaciones numéricas.

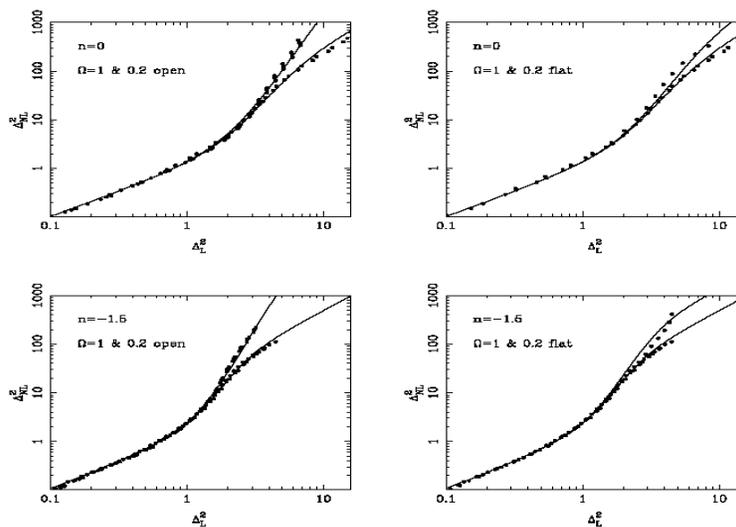
$$f_{NL} = \times \left\{ \frac{(1+B\beta x+(Ax)^{\alpha\beta})}{(1+[(Ax)^{\alpha}g^3(\Omega)/(Vx^{1/2})])} \right\}^{1/\beta}$$

con la ventaja de que los parámetros A, B, α , β , y V pueden expresarse en función de parámetros del espectro, como n.

Ajuste para Λ CDM:



Otros modelos:



Usos de aproximación no lineal:

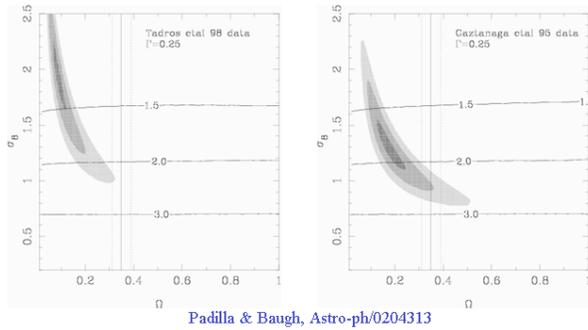
- Obtener rápidamente predicciones para el espectro no lineal sin necesidad de correr simulaciones numéricas costosas computacionalmente.
- Contrastar rápidamente una medición observacional del espectro de potencias con millones de modelos cosmológicos.

En el caso de un espectro de potencias de cúmulos de galaxias se pueden usar 2 años de CPU (2 semanas en un cluster) para elegir el mejor modelo entre 10^7 modelos (6 segundos por modelo).

Usando simulaciones (cada una lleva al menos $8e4$ segundos), se tardaría ~ 400 años en un cluster.

Grides y Monte-Carlo

- Dada la precisión de los datos del espectro de potencias de cúmulos de galaxias, el número de parámetros cosmológicos que se busca obtener es menor, entonces se usan grides:



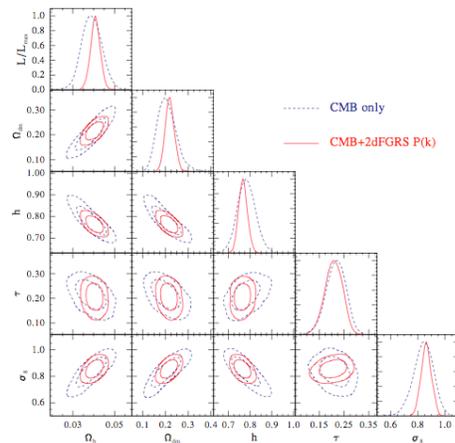
Grides y Monte-Carlo

- Si los datos son WMAP y 2dFGRS la precisión de las mediciones es mucho mejor.
- Monte-Carlo Markov Chains: en el caso en que los parámetros son más que 5 o 6, conviene el método MCMC que recorre el espacio de parámetros y puebla con mayor densidad las zonas de mayor probabilidad.

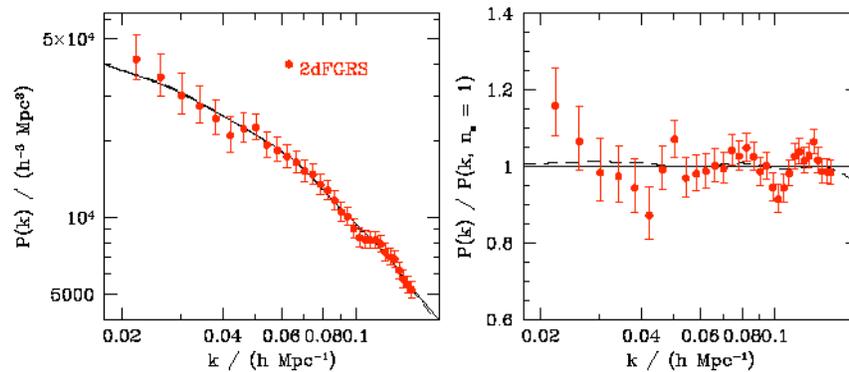
Table 1. The parameter space probed in our analysis. We assume a flat prior in each case. We do not vary the values of all parameters at the same time; the parameter spaces that we consider are set out in Section 2.2.

Parameter	Allowed range
Ω_k	-0.3-0.3
ω_{dm}	0.01-0.99
ω_b	0.005-0.1
f_v	0-0.5
w_{DE}	-2-0
τ	0-0.8
n_s	0.5-1.5
$\log_{10}(10^{10} A_s)$	2.7-4.0
r	0-1
Θ	0.5-10

Sánchez et al. 2006
(30 años de CPU)



Grides y Monte-Carlo



3) Efectos no lineales: Modelos de N-cuerpos

- Las ecuaciones de movimiento son no lineales. Para seguir su evolución se pueden utilizar simulaciones de N-cuerpos.
- Aquí, el campo de densidades es representado por un conjunto de partículas discretas ficticias.
- Las ecuaciones de movimiento de cada partícula dependen del campo gravitacional generado por todas las otras partículas.

- Se usan pequeños pasos de tiempo para mover y acelerar a las partículas, y para calcular nuevamente el campo gravitacional para comenzar una nueva iteración.
- En Unidades comóviles (u , g , k y x son vectores):

$$d/dt u = -2 da/dt/a u - 1/a^2 \nabla\Phi,$$

Donde Φ es el campo gravitacional newtoniano debido a las perturbaciones en densidad. Cambiando t por a ,

$$d/d\ln a (a^2 u) = a/H g = G/aH \sum_i m_i (x_i - x)/|x_i - x|^3$$

Aquí se calcula la contribución de cada partícula.

- Para grandes cantidades de partículas, esto es imposible de hacer, ya que el número de operaciones va como n^2 .
- Ya que se intenta resolver la ecuación de Poisson, un método más rápido es usar Fourier, ya que esto permite el uso de las transformadas rápidas de fourier (FFT). Si expresamos el campo de perturbación de densidades como

$$\delta = \sum_k \delta_k \exp(-i kx)$$

entonces la ecuación de Poisson puede escribirse como:

$$-k^2 \Phi = 4\pi G a^2 \langle \rho \rangle \delta_v$$

Entonces, las componentes en el espacio de k 's para $\nabla\Phi$ son

$$(\nabla\Phi)_k = -i \Phi_k k = (-i4\pi G a^2 \langle \rho \rangle / k^2) \delta_k k$$

Eliminando la densidad utilizando el parámetro de densidad,

$$\begin{aligned} d/d\ln a(a^2 u) &= \sum F_k \exp(-i k x), F_k \\ &= -ik \ 3\Omega_m H a^2 / (2k^2) \delta_k \end{aligned}$$

Grides y Cubos computacionales.

- La forma eficiente consiste en tomar medias del campo de densidades en grides y usar el algoritmo FFT para transformar la densidad y obtener las fuerzas haciendo una transformacion inversa:

Código Particle-Mesh (PM)

Complejidad: mínima, salvo en asignar masas a los puntos del grid e interpolar la fuerza calculada para el grid a las posiciones de las partículas individuales.

- La forma más simple: binear los datos.
- Funciones más complejas que una simple función sombrero.

Sin embargo, PM puede llegar sólo hasta una cierta precisión.

Un mejor Código:

Particle-Particle-Particle-Mesh

- Aquí se calculan fuerzas entre partículas individuales en celdas cercanas, y se usa la estima en grides para las celdas más lejanas.

Otras opciones: Tree-code

- Estos no usan FFT.
- Ejemplo: GADGET, el código utilizado para correr la simulación Millenium

Problemas con estos códigos:

- Una sola partícula representa una gran masa ($M_{tot} = n M_p$). Encuentros cercanos pueden producir grandes cambios de energía debido al tamaño finito de los pasos de tiempo.
- Solución: longitudes de suavizado => limitan resolución

$$F = \text{cte } 1/(r+l_{\text{soft}})^2$$

Ejemplo:

- Lado de box = $500 h^{-1}$ Mpc (mínimo volumen simulable sin perder modos de escalas grandes)
- N partículas = 10^{10} (simulación Millenium, Springel et al., 2006)
- Si estuviéramos interesados en estudiar los interiores de cúmulos, con densidades mayores a 10^3 , necesitamos distancias típicas del 5% del tamaño de un cúmulo.
- Ésta es la escala en la que se debe suavizar para evitar efectos de colisiones entre pares de partículas.

Entonces:

- Simulaciones numéricas limitadas por resolución de masa
- Esto a su vez limita la resolución espacial para modelar la evolución del fluido no-colisional.

Mayores obstáculos para simulaciones:

- Este tipo de simulaciones sólo trata la componente no-colisional. Sin embargo, al menos 10% del material del Universo es Bariónico y por lo tanto disipativo.
- Regiones de alta densidad; el gas es calentado por choques y enfriado radiativamente si es lo suficiente denso.
- Si el enfriado es eficiente => se forman estrellas, que inyectan nueva energía al gas que las rodea mediante SN y vientos estelares.

Una solución: agregar hidrodinámica a las simulaciones. No hay grandes resultados en este área todavía:

- Tratar fluidos es más costoso computacionalmente
- Menor resolución que códigos puramente no-colisionales
- Menores volúmenes también => dudas sobre representatividad de resultados por variancia cósmica.

Sin embargo, se obtienen resultados muy prometedores.

Condiciones iniciales, Contenido de Materia y Funciones de Transferencia.

Ingredientes necesarios para la formación de estructuras ya contenidas en las condiciones iniciales de simulaciones:

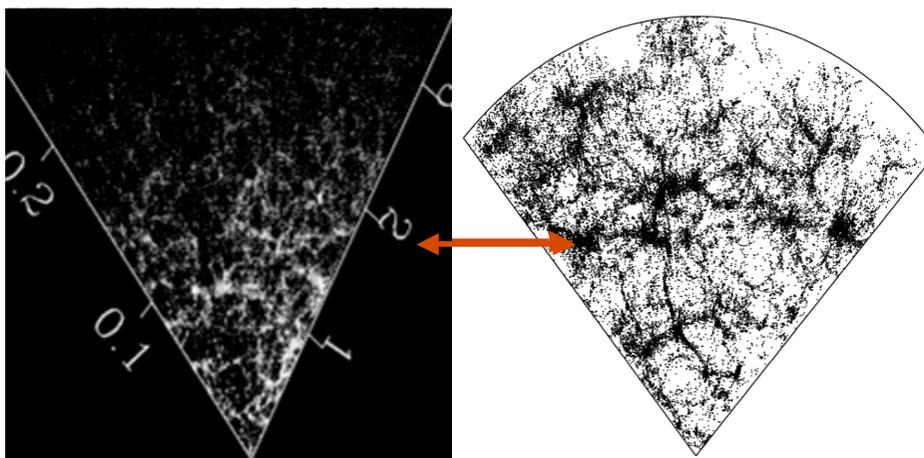
- ❑ Condiciones iniciales. Crecimiento por auto-gravitación
- ❑ Efectos de presión
- ❑ Procesos disipativos

Esto esta codificado en el espectro de potencias inicial.

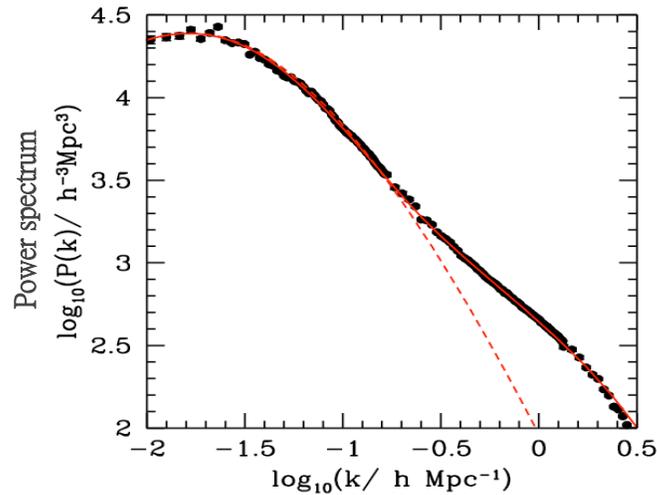
Una vez corridas hasta el redshift final:

- ❑ Evolución no lineal
- ❑ Campo de velocidades peculiares

Simulación numérica en acción:



Medida cuantitativa de no-linealidad del campo de fluctuaciones evolucionado:



Cuándo detener una simulación:

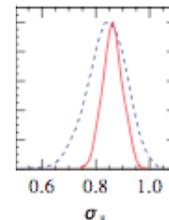
- Fluctuación de densidad comparable entre simulación y medición en el Universo real:

$$\sigma^2 = V/(2\pi)^3 \int P(k) |f_k|^2 k^2 d^3k$$

donde $|f_k|^2$ es la transformada del filtro usado (de una caja por ejemplo).

- Esta variancia es fácil de calcular con datos reales: es la variancia del numero de cuentas en una celda de un dado volumen.
- Por lo general se eligen esferas de radio $r=8\text{Mpc}/h$. Por esto se la llama σ_8 y tiene un valor actual obtenido a partir de datos observacionales:

$$\sigma_8 = 0.8 - 0.9$$



Cuándo detener una simulación 2:

- Para saber cuándo detener una simulación de antemano:
 - 1) Calcular σ_8 para un dado espectro de potencias lineal (que depende sólo de los parámetros cosmológicos) correspondiente a condición inicial de Zeldovich.
 - 2) el espectro de potencias no-lineal crece $\propto a^2$, sobre todo en escalas grandes.
 - 3) con σ_8 esperado para $z=0$ en la simulación y el medido en la condición inicial se sabe el número de factores de R necesario para que la simulación llegue al $\sigma_{8,fin}$ final $R_{fin}/R_{ini} = \sqrt{(\sigma_{8,fin}/\sigma_8)}$.
 - 4) Se corre simulación sin necesidad de medir σ_8 en cada paso de tiempo.

4) Velocidades Peculiares

En general, el uso de datos de redshifts distorsiona las estructuras.

- Escalas pequeñas que en general corresponden a altas densidades se ven elongadas en la dirección de la línea de la visual por movimientos de objetos virializados.
- Escalas mayores se ven aplastadas por movimientos de objetos en caída, que contribuyen continuamente al crecimiento de la fluctuación en densidad a esas escalas.

Entonces se obtiene que:

- Escalas grandes se observan con mayor amplitud de fluctuaciones.
- Escalas pequeñas se observan con menor amplitud de fluctuaciones.

Efectos de velocidades peculiares:

La razón por la que las velocidades peculiares influyen las mediciones de fluctuaciones es por el uso del corrimiento al rojo para determinar posiciones:

$$r = H / (100 \text{ km} / (\text{s Mpc})) \times \text{Mpc} + v / 100 \text{ km} / \text{s}$$

Los efectos de velocidades peculiares:

- Aumento aparente de fluctuaciones debido a infall de objetos hacia regiones de alta densidad.
- Disminución de fluctuaciones debido a movimientos aleatorios en los interiores de objetos virializados
- Mediciones de fluctuaciones no dan resultados isotrópicos

En el espectro de potencias:

El efecto de las velocidades peculiares en escalas grandes:

$$\delta_k \rightarrow b \delta_k (1 + f \mu^2 / b),$$

Donde:

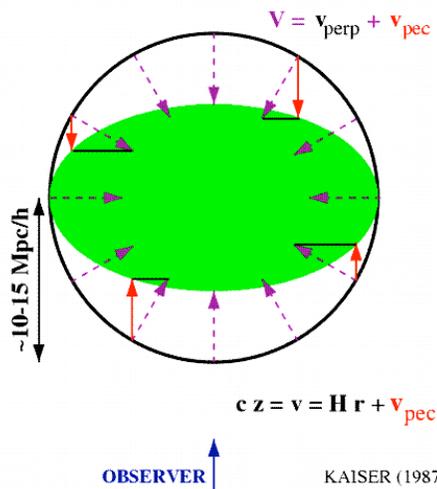
1. $f = \Omega^{0.6} / b$ (factor de compresión de Peebles)
2. $\mu = \cos(\theta)$, donde θ es el ángulo entre el vector de onda y línea de la visual

Tomando la media angular:

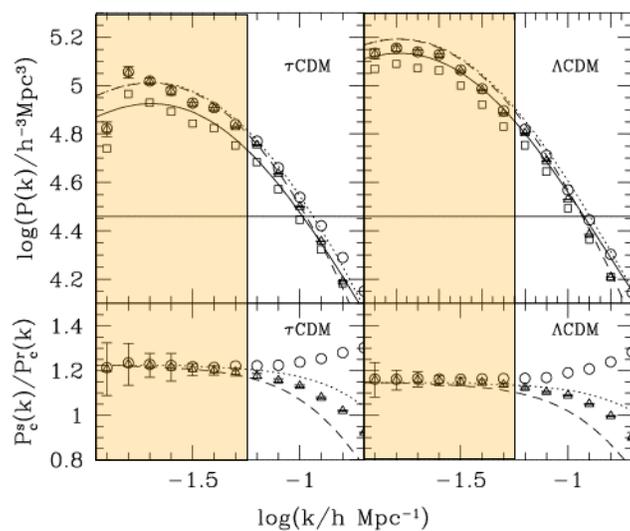
$$|\delta_k|^2 \rightarrow b^2 |\delta_k|^2 \left(1 + \frac{2}{3} [f/b] + \frac{1}{5} [f/b]^2 \right).$$

Gráficamente

Aplanamiento de la estructura en gran escala debido a flujo coherente hacia cúmulo



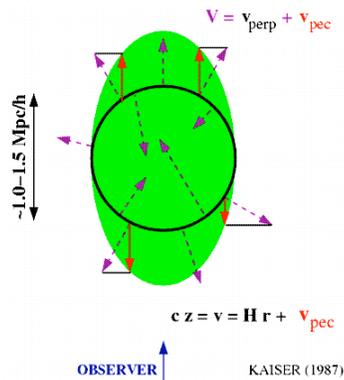
Aumento del espectro de potencias:



Escalas pequeñas:

- Velocidades de galaxias en los interiores de objetos virializados modifican la posición aparente generando "Fingers of God".

Efecto de los "Dedos de Dios" debido a movimientos de galaxias en estructuras virializadas



- Para modelar este efecto:
 - Es necesario conocer las velocidades de objetos en los interiores de cúmulos. Peacock (1992) convolucionada el campo de densidades con una distribución gaussiana para las velocidades 1D, con dispersión s .
 - Modelo más completo debería tomar en cuenta variación de σ con la distancia al centro del cúmulo.

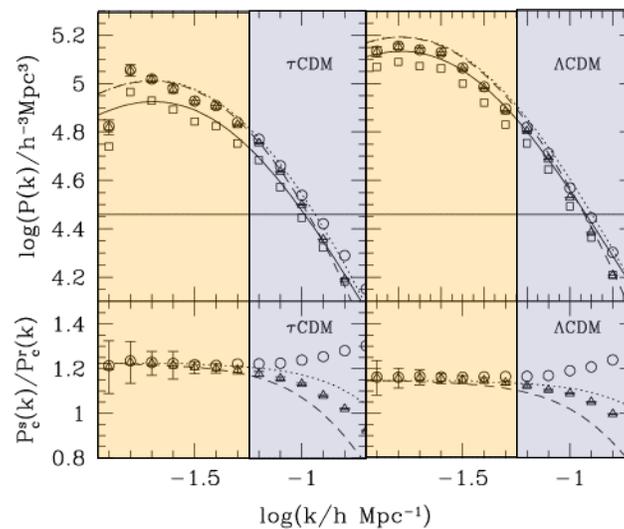
- En el espacio de Fourier,

$$\delta_k \rightarrow \delta_k \exp[-k^2 \mu^2 \sigma^2 / 2].$$

- Este efecto por lo tanto produce una disminución en el espectro de potencias de:

$$|\delta_k|^2 \rightarrow |\delta_k|^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\text{erf}(k\sigma)}{k\sigma}$$

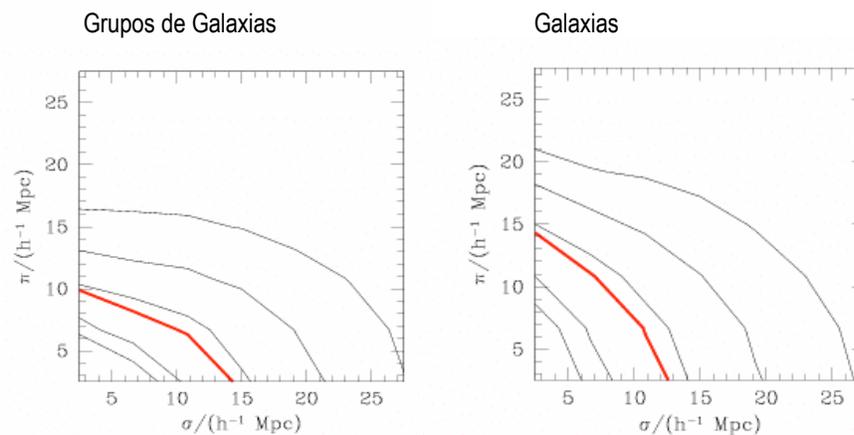
En el espectro de potencias:



En la función de correlación:

- La función de correlación ξ mide los contrastes de densidad en el espacio real, en función de la separación, x (vector).
 - Dividimos $x = (\sigma, \pi)$, σ en la dirección perpendicular a la línea de la visual y π en la dirección paralela.
 - Podemos graficar líneas de iso- ξ en función de estas dos coordenadas.
Isotropía \Rightarrow círculos
 - π incluye los efectos de velocidades peculiares
 - \Rightarrow Anisotropía
 - \Rightarrow Grupos de galaxias: sólo movimientos de caída a estructuras mayores
 - \Rightarrow Galaxias: movimientos aleatorios en cúmulos de galaxias, elongaciones y movimientos de caída.

Mediciones de catálogos de grupos y galaxias:



Modelos numéricos de Formación de Galaxias



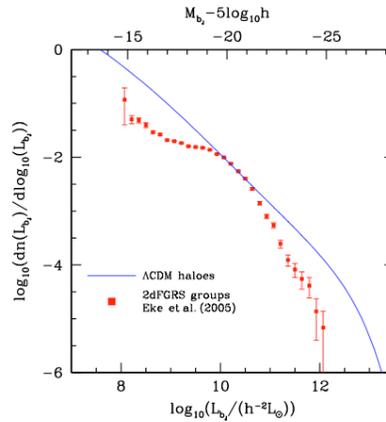
Modelos numéricos de Formación de Galaxias

- Hipótesis importante: las galaxias sólo se forman en pozos de potencial importantes => concentraciones colapsadas de Materia Oscura o **Halos de Materia Oscura**.
- Segunda hipótesis importante: la formación de estrellas que hará una galaxia visible, está relacionada a la historia de interacciones del halo de materia oscura, codificada en los **Merger trees**.

Los Merger trees también van a dominar la morfología de las galaxias. Cuando hay merger de galaxias, dependiendo de sus masas relativas se puede considerar un cambio de morfología (de tipo S a E, por ejemplo)
- Tercera hipótesis: las estrellas se forman usando el gas que se va **enfriando y colapsando radiativamente**.
- El proceso de formación de una galaxia se retroalimenta: **SN, AGN, etc.**

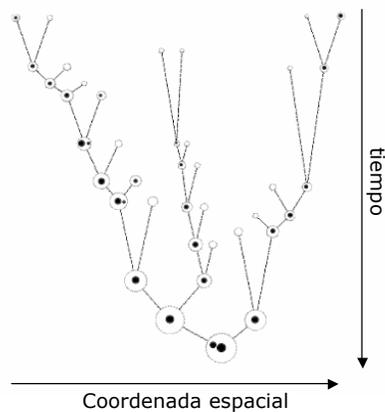
Halos de materia oscura

- Si las galaxias sólo se forman en **Halos de Materia Oscura**, cómo hacemos para conciliar la función de masa de halos (teórica o simulada) con la función de luminosidad?



Merger trees

- Utilizando los catálogos de halos de materia oscura de distintos outputs de la simulación numérica se encuentran progenitores de halos en pasos anteriores.
- En el tiempo más anterior es donde primero se forman estrellas a partir del gas enfriado.
- Después de un merger entre dos halos de materia oscura, el halo menor puede ser reconocido como una subestructura dentro del halo mayor.
- Galaxias dentro de estas subestructuras se verán afectadas por haber entrado dentro de otro halo de materia oscura
- Luego de un tiempo dinámico, las galaxias en subestructuras colisionarán con las galaxias centrales del halo.



Procesos de evolución:

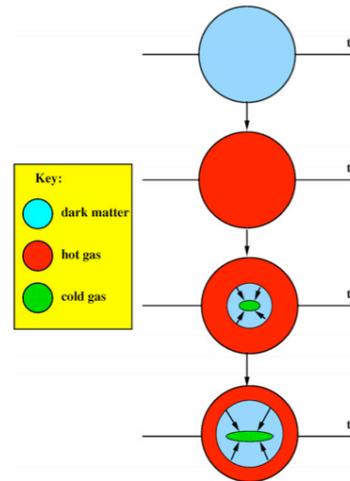
- Enfriamiento del gas calentado por shocks durante el colapso del halo de materia oscura. El gas disponible es $\Omega_b/\Omega_m M$, donde M es la masa del halo de materia oscura.

- Este gas transfiere parte de su masa a una fase fría (enfriamiento radiativo)

$$\frac{dM_{\text{cool}}}{dt} = 4\pi\rho_g^2 \frac{dr_{\text{cool}}}{dt},$$

- Con el gas frío disponible se forman estrellas

$$\frac{dM_*}{dt} = \frac{\alpha M_{\text{cool}}}{t_{\text{dyn}}^{\text{SN}}},$$



Procesos de evolución:

- Una fracción de la población de estrellas explota como SN y devuelve al medio gas a la fase caliente.

$$\Delta M_{\text{reheated}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta_{\text{CC}} E_{\text{SNCC}}}{V_{\text{vir}}^2} \Delta M_*,$$

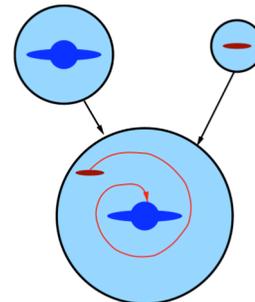
- Agujero negro central

$$\dot{m}_{\text{BH,radio}} = \kappa_{\text{AGN}} \frac{m_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \times \frac{f_{\text{hot}}}{0.1} \times \left(\frac{V_{\text{vir}}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^3.$$

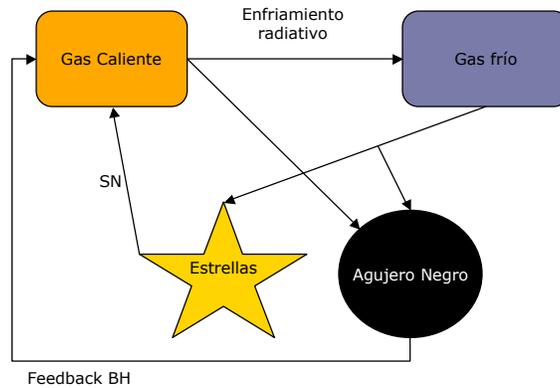
$$L_{\text{BH}} = \eta \dot{m}_{\text{BH,radio}} c^2,$$

$$\dot{m}'_{\text{cool}} = \dot{m}_{\text{cool}} - \frac{L_{\text{BH}}}{V_{\text{vir}}^2/2}$$

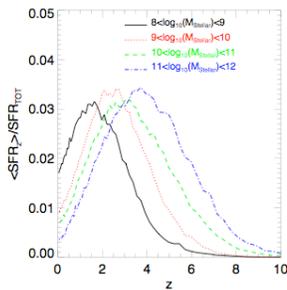
- Cambios de morfología:
 - inestabilidad de disco
 - En mergers de galaxias, se transforma todo el gas frío en estrellas si la fracción de masas es alta.
 - En acreción de galaxias a un halo, éstas pierden su gas caliente por lo tanto no forman más estrellas si se les acaba el gas frío.



Procesos de evolución:

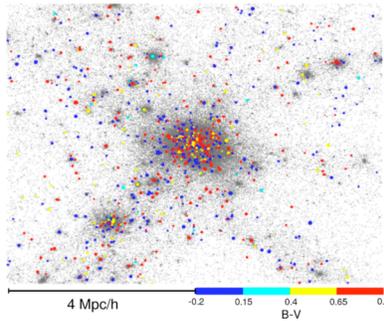
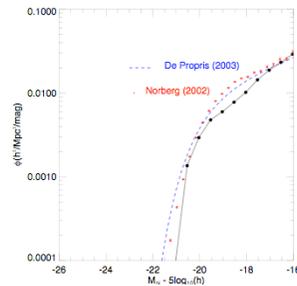


Resultados



Lagos et al., 2007

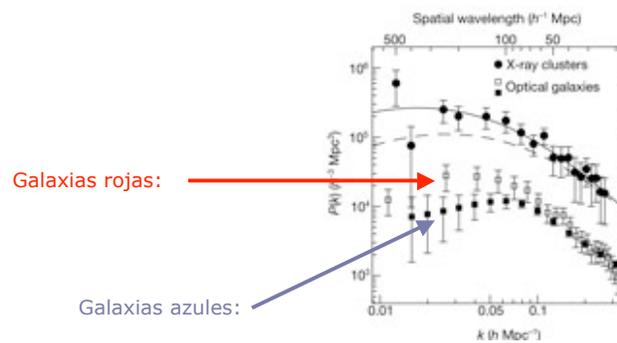
Propiedades de galaxias directamente relacionadas con el modelo cosmológico.



Claros efectos sobre la estructura en gran escala descrita por galaxias.

Galaxias rojas mostrarán mayor aglomeramiento que azules.

En el espectro de potencias:



El tipo de galaxia utilizado también influye en la forma del espectro de potencias observado.

Resumen:

Ingredientes necesarios para modelos de formación de estructuras y galaxias:

- Condiciones iniciales. Crecimiento por auto-gravitación
 - Efectos de presión
 - Procesos disipativos
 - Evolución no lineal
 - Campo de velocidades peculiares
 - Procesos de formación de galaxias.
-

FIN
