



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

FACULTAD DE CIENCIAS

INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**“Minihalos y Primera Luz de la Época Oscura”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

RAMONA NÚÑEZ LÓPEZ



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

FACULTAD DE CIENCIAS

INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**“Minihalos y Primera Luz de la Época Oscura”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

RAMONA NUÑEZ LÓPEZ

DIRECTORES DE TESIS:

DR. VLADIMIR ÁVILA REESE  
DR. ANTON LIPOVKA

*a Dani P.*

# Agradecimientos

Quiero dar las gracias a:

La Universidad Nacional Autónoma de México  
El Instituto de Astronomía  
La Universidad de Sonora  
El Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología

A mis Directores de Tesis:  
Dr. Vladimir Ávila Reese  
Dr. Anton Lipovka

A Los miembros de mi Comité Sinodal:  
Dra. Itziar Aretxaga  
Dra. Leticia Carigi  
Dr. Pedro Colín  
Dr. Darío Núñez  
Dr. Manuel Peimbert

A la Dra. Miriam Peña, al Dr. Jorge Cantó y al Dr. Marco Martos  
a Bertha Vázquez  
A los miembros de la Unidad de Cómputo Académico del IA

Al Dr. Raúl García Llamas, Dr. Álvaro Posada, Dr. Julio Saucedo, al Dr.  
Guillermo Arreaga, a la Dra. Brenda Pérez, a Pablo Loera y a Fernando  
Ávila

A mi Familia, en especial mis hermanas Silvia, Malú y Brenda

A Antonio Sánchez Ibarra

A mis compañeros y amigos, en especial a Victoria Rojas, Juan Antonio  
Juárez y Jorge Reyes

A Félix, al Pancho y a Iraí

ellos saben porque ...

# Indice General

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. El Contexto Cosmológico</b>	<b>5</b>
2.1. Modelos Cosmológicos . . . . .	6
2.1.1. El Modelo de Einstein . . . . .	7
2.1.2. El Modelo de De Sitter . . . . .	8
2.1.3. Modelos de Friedmann . . . . .	9
2.1.4. El Modelo Einstein–De Sitter . . . . .	10
2.1.5. Modelos con Constante Cosmológica . . . . .	11
2.1.6. El Modelo de Concordancia . . . . .	11
2.2. Historia Térmica del Universo . . . . .	16
2.2.1. Expansión . . . . .	18
2.2.2. Nucleosíntesis y Recombinación . . . . .	19
2.2.3. Radiación Cósmica de Fondo . . . . .	21
<b>3. Formación de Estructuras</b>	<b>25</b>
3.1. Conceptos Preliminares . . . . .	25
3.2. Teoría Lineal de Perturbaciones Subhorizonte . . . . .	29
3.2.1. El Caso Bariónico . . . . .	29
3.2.2. El Caso con Materia Oscura Exótica . . . . .	35
3.2.3. El Espectro de Potencias Procesado de las Fluctuaciones	37
3.2.4. Evolución No lineal de las Perturbaciones . . . . .	40
3.2.5. Formalismo de Press–Schechter: la Función de Masa de los Halos . . . . .	44
3.2.6. Velocidades Peculiares . . . . .	51
3.3. Caída y Enfriamiento del Gas en Halos de Materia Oscura . .	52
3.3.1. Química Molecular y Enfriamiento . . . . .	53
3.4. Primeras Estrellas . . . . .	54
3.4.1. Formación Estelar . . . . .	55

3.4.2.	Efectos de Retroalimentación . . . . .	55
3.4.3.	Destino Final de las Primeras Estrellas y ERG's . . . . .	57
3.5.	Tasa de Formación Estelar C3smica . . . . .	59
3.5.1.	El M3todo para calcular $\dot{\rho}_{SFR}$ . . . . .	62
3.5.2.	Resultados . . . . .	64
<b>4.</b>	<b>Funci3n de Enfriamiento en el Gas Primigenio por HD</b>	<b>69</b>
4.1.	Introducci3n . . . . .	70
4.2.	El Modelo . . . . .	71
4.3.	Funci3n de Enfriamiento por la Mol3cula HD . . . . .	73
4.4.	Implicaciones . . . . .	77
<b>5.</b>	<b>B3squeda de Signos de Formaci3n de Estructuras con HD</b>	<b>83</b>
5.1.	Introducci3n . . . . .	84
5.2.	Evoluci3n de la Abundancia de la Mol3cula HD . . . . .	87
5.3.	Profundidad Optica en Protohalos y en Halos a alto $z$ . . . . .	91
5.3.1.	Propiedades de Protohalos y Halos de CDM con $3$ y $6\sigma$	91
5.3.2.	Profundidades Opticas . . . . .	93
5.3.3.	Estimaciones Observacionales . . . . .	96
5.4.	Resumen y Perspectivas . . . . .	102
<b>6.</b>	<b>S3ntesis y Conclusiones</b>	<b>105</b>

# Indice de Figuras

2.1. Composición Energética del Universo Actual . . . . .	13
2.2. Variación del Tiempo en función del Corrimiento al Rojo . . .	15
2.3. Anisotropías en la Radiación Cósmica de Fondo . . . . .	23
3.1. Factor de Crecimiento de las Perturbaciones . . . . .	33
3.2. Valor de $\sigma(M)$ para diferentes Modelos Cosmológicos . . . . .	41
3.3. Restricciones Observacionales del Valor de $\sigma(M)$ . . . . .	42
3.4. Función de Masa Acumulativa . . . . .	46
3.5. Función de Sheth–Tormen Diferencial . . . . .	47
3.6. Función de Multiplicidad . . . . .	48
3.7. Función de Multiplicidad de la Simulación del Milenio . . . . .	49
3.8. Masa Característica . . . . .	50
3.9. Velocidad Peculiar . . . . .	52
3.10. Comparación entre las Historias de Formación Estelar trazadas por UV y por ERG’s . . . . .	58
3.11. Historia de la Tasa de Formación Estelar de Avila–Reese et al. 2002 . . . . .	60
3.12. Historia de la Tasa de Formación Estelar de Hopkins & Bea- com 2006 . . . . .	61
3.13. Tasa de Formación Estelar Cósmica . . . . .	65
3.14. Tasa de Formación Estelar Cósmica para dos diferentes Val- ores de $\sigma_8$ . . . . .	66
3.15. Tasa de Formación Estelar Cósmica para diferentes Valores de la Temperatura de Virialización y del Corrimiento al Rojo de Reionización . . . . .	66
4.1. Función de Enfriamiento por la Molécula HD . . . . .	76
4.2. Función de Enfriamiento por la Molécula HD incluyendo un Campo de Radiación . . . . .	77



---

4.3. Comparación de las Funciones de Enfriamiento de las Moléculas $H_2$ y HD . . . . .	78
5.1. Abundancia Fraccional de distintas Especies Químicas en función del Corrimiento al Rojo . . . . .	90
5.2. Profundidades Ópticas (Caso $3\sigma$ ) . . . . .	97
5.3. Profundidades Ópticas (Caso $6\sigma$ ) . . . . .	97
5.4. Profundidades Ópticas (Halos Colapsados) . . . . .	98
5.5. Relación entre el Tamaño Angular de las Protonubes y la Frecuencia Corrida al Rojo . . . . .	101

# Índice de Tablas

2.1. Parámetros del Modelo $\Lambda$ CDM . . . . .	12
2.2. Historia Térmica del Universo . . . . .	21
4.1. Función de Enfriamiento por HD . . . . .	74
4.2. Coeficientes Polinomiales $D_{lm}$ . . . . .	74
5.1. Propiedades de las Perturbaciones de Masa $\Lambda$ CDM . . . . .	94

# Capítulo 1

## Introducción

La Radiación Cómica de Fondo en Microondas (RCF) proporciona información valiosa sobre las condiciones del Universo en el momento de la recombinación (corrimiento al rojo  $z \sim 1080$  o edades alrededor de 380 000 años) pero conserva también información sobre procesos físicos mucho más anteriores, incluso quizás tan tempranos como la misma inflación. Por otro lado, las observaciones astronómicas proporcionan una exquisita descripción del universo local ( $13.7 \times 10^9$  años) y no tan local, hasta épocas cuando su edad era 5 ó 10 veces menor a la actual, cuando apenas maduraban los primeros objetos luminosos del cosmos como los cuasares y las galaxias con formación estelar infantiles ( $z \approx 6 - 7$ , ver por ejemplo Fan et al. 2003 [33]). Uno de los retos ahora es entender y explorar el intervalo de tiempo entre estas dos épocas: la así llamada era oscura (“dark ages”), durante la cual se formaron las primeras protogalaxias y estrellas. Esta era ha probado ser difícil de estudiar debido a que las protogalaxias son distantes y sus posibles señales son muy débiles.

En esta tesis se desarrollarán algunos aspectos concretos relacionados al fin de la “era oscura” y principio de la formación de los objetos luminosos del Universo. El marco cosmológico en el que trabajaremos corresponde al del modelo más favorecido actualmente por un gran cuerpo de evidencias y sondeos observacionales. Este modelo implica una composición energética algo sorprendente, a grosso modo 4% de materia bariónica, 22% de materia oscura fría (CDM) y 74% de constante cosmológica  $\Lambda$ , dando en total una densidad de materia-energía igual a la crítica lo cual implica un universo plano, aunque la expansión actualmente sea acelerada debido a la constante cosmológica dominante. Dentro de este modelo cosmológico, las estructuras

actuales provienen de la evolución gravitacional de un tenue campo de perturbaciones dominado por CDM. La materia bariónica es atrapada gravitacionalmente en los campos potenciales de estas perturbaciones que con el tiempo colapsan para formar estructuras autogravitantes (halos oscuros). Las condiciones iniciales (espectro de potencias de las perturbaciones) son tales que el ensamblaje se da jerárquicamente, de lo pequeño a lo grande. Por lo tanto, los primeros halos en colapsar son los menos masivos, ensamblándose los más grandes por un proceso de fusión y agregación de masa. Los halos más pequeños que podrían albergar nubes de gas que superen la masa de Jeans y puedan, por lo tanto, colapsarse para formar estrellas, se llaman típicamente minihalos. Una serie de cálculos muestran que los minihalos de CDM empezarían a colapsarse en épocas menores a  $z \sim 60$  teniendo masas mayores a  $\sim 10^3 - 10^6 M_{\odot}$  (Abel et al. 1998 [2], Fuller & Couchman 2000 [41], Bromm et al. 2002 [14], Yoshida et al. 2003 [118] Gao et al. 2005 [44], Reed et al. 2005 [87]). Lograr un cabal entendimiento de este proceso y de las abundancias de los minihalos es entonces un paso crucial para estudiar el proceso ulterior de la formación de los primeros objetos luminosos en sus interiores.

El proceso de colapso de los minihalos es complejo y violento, arrastrando gravitacionalmente al gas bariónico el cual puede calentarse por choques a las temperaturas viriales típicas de los minihalos. Este gas caliente requiere enfriarse para precipitarse más al centro de los minihalos, condensarse y dar lugar a la formación de primeras estrellas y galaxias. Como se trata de gas primigenio, no hay metales, por lo tanto el enfriamiento se puede dar sólo por hidrógeno atómico (temperaturas mayores a 10 000K) y por moléculas primigenias como el  $H_2$  y HD, si es que éstas son relativamente abundantes (temperaturas mayores a  $\sim 100K$ ). De ahí que el inicio de la formación estelar dependa crucialmente de la función de enfriamiento y abundancia de estas moléculas. Como veremos en esta tesis, los cálculos muestran que la tasa de formación estelar global a altos corrimientos al rojo es fuertemente dependiente de la mínima temperatura de enfriamiento que determina básicamente la masa mínima de los minihalos capaces de albergar las primeras estrellas y galaxias.

La molécula de hidrógeno ha sido considerada como el principal agente enfriante del gas primigenio y se ha estudiado a fondo. Por lo contrario, la molécula de hidrógeno deuterado (HD, compuesta de un átomo de hidrógeno y uno de deuterio) recibió mucho menos atención. En particular no había cálculos de su función de enfriamiento considerando modos rotovibratoriales.

En esta tesis introduciremos tales cálculos y discutiremos el rol de dicha molécula en la formación de los primeros objetos luminosos.

Más allá de lo interesante que resulta explorar la primera luz de los objetos bariónicos, es también crucial intentar explorar posibilidades de detectar señales de las épocas anteriores a esto (“era oscura”). Una interesante propuesta en esta dirección es observar la emisión y el efecto de su interacción con la RCF por parte de moléculas primigenias presentes en las nubes de gas dentro de las cuales se habrán de formar las primeras estructuras luminosas. En este trabajo exploraremos el caso de la molécula de HD. Esta molécula, a pesar de su baja abundancia relativa, presenta características que la hacen un buen candidato para observar dichas nubes embebidas en los protohalos oscuros. Una de tales características es que presenta un momento dipolar permanente a diferencia de la molécula de hidrógeno ( $H_2$ ) cuyas transiciones son más bien de carácter cuadrupolar (ver detalles en el Capítulo 4). Otro aspecto importante a tomarse en cuenta es que las longitudes de onda de las principales transiciones rotovibratoriales producidas en las épocas previas a la formación de las primeras estructuras ( $z \sim 20 - 40$ ), y corridas al rojo por la expansión del Universo, caen en la ventana de observación de algunos telescopios en construcción (región milimétrica y submilimétrica).

La estructura de la presente tesis es la siguiente:

En el Capítulo 2 se hace una reseña del contexto cosmológico dentro del cual nos moveremos.

El Capítulo 3 se aboca a una descripción del proceso de formación de estructuras cósmicas dentro del modelo  $\Lambda$ CDM con la finalidad de establecer el marco teórico dentro del cual se llevará a cabo la investigación de esta tesis. Al final de este capítulo se presenta un esquema para calcular la tasa de formación y sobrevivencia de halos oscuros y la formación estelar que pueden albergar dichos halos con el gas que enfría dentro de ellos. Con este esquema se procede a calcular la historia de tasa de formación estelar global, cantidad que eventualmente se puede o podrá confrontar con las observaciones. También se explora qué ingredientes físicos pueden ser relevantes para la tasa de formación estelar global.

En el Capítulo 4, reportamos nuevos cálculos de la tasa de enfriamiento del gas primigenio por medio de la molécula de HD, tomando en cuenta su estructura rotovibracional. La función de enfriamiento por HD es calculada incluyendo transiciones radiativas y colisionales para niveles rotacionales con  $J \leq 8$  y para niveles vibratoriales con  $v \leq 3$ . La población de los niveles rotovibratoriales es calculada de la ecuación de balance suponiendo

estado estacionario. La función de enfriamiento es evaluada en el intervalo de temperatura cinética  $T_k$  desde  $10^2$  hasta  $2 \times 10^4$  K y de densidad  $n_H$  desde 1 hasta  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ . Calculamos además la tasa de enfriamiento por HD en la presencia del campo de radiación de fondo en microondas para temperaturas de radiación de 30, 85 y 276 K ( $z$ 's de 10, 30 y 100). Discutimos la importancia de explorar los efectos de incluir nuestros resultados en modelos y simulaciones de la formación de galaxias, especialmente en el caso en el cual el gas se enfría por encima de los 3000 K.

En el Capítulo 5 examinamos la posible detección de señales de la formación de estructuras al final de la llamada época oscura ( $z \sim 40 - 20$ ). Discutimos las fluctuaciones espectroespaciales en la temperatura de la RFC producidas por dispersión resonante elástica de fotones de la RFC por líneas de la molécula de HD localizada en protoestructuras moviéndose con una cierta velocidad peculiar. La evolución cinemática y química detallada de moléculas de HD en un medio en expansión es calculada. En seguida, las abundancias de HD son enlazadas a protoestructuras en el momento de su máxima expansión, cuyas propiedades son estimadas usando el modelo Top-hat esférico y la cosmología  $\Lambda$ CDM. Extendemos nuestras estimaciones de fluctuaciones espectroespaciales al caso de nubes de gas dentro de halos de materia oscura colapsados usando resultados de un modelo crudo de producción de HD en estas nubes. Nuestros resultados son analizados a la luz de los instrumentos actuales y en construcción como podrían ser GTM, CARMA, ALMA, etc.

Por último, en el Capítulo 6, presentamos una síntesis de la tesis y de sus principales conclusiones.

La mayoría de los resultados presentados en los Capítulos 4 y 5 han sido publicados en dos artículos en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Lipovka et al. 2005 [67], Núñez-López et al. 2006 [77]).

## Capítulo 2

# El Contexto Cosmológico

El concepto de evolución se ha posicionado quizás como el central de la ciencia moderna desde su introducción en el ámbito de la biología. En la astronomía, uno de los principales objetivos es entender cómo se originan y evolucionan los objetos cósmicos, desde planetas y estrellas hasta las galaxias y el Universo como un todo. En este sentido y extrapolando al mundo físico un concepto de las ciencias sociales, hoy en día se habla ya con cierta naturalidad de la “historia” del Universo. Un eslabón clave de esta historia, aquel que justamente más nos permite confrontar teoría con observaciones, es el de la formación y evolución de las estructuras cósmicas del Universo. Desde el punto de vista cosmológico, las principales estructuras del Universo son las galaxias, mismas que conforman estructuras de mayores escalas como los grupos y cúmulos de galaxias.

Hoy en día no hay duda de que las galaxias fueron muy diferentes en el pasado; un gran cuerpo de evidencias observacionales así lo muestran hasta épocas cuando la edad del Universo era 2, 5 y hasta 10 veces menor que la actual. Por otra parte, contamos también con observaciones del Universo en épocas cuando su edad era  $\sim 36,000$  veces menor a la actual: la Radiación Cósmica de Fondo que se detecta hoy en las microondas. La RCF revela tenues fluctuaciones (anisotropías) espaciales en su temperatura, con contrastes del orden de  $10^{-4} - 10^{-5}$ , asociadas parcialmente a perturbaciones en la densidad con contrastes similares. De estas perturbaciones, por evolución gravitatoria, tienen que haber surgido todas las complejas y densas estructuras que se observan hoy; las galaxias por ejemplo tienen contrastes de densidad (siempre con relación a la densidad promedio del Universo) del orden de  $10^5 - 10^6$ . El entendimiento de este proceso, así como el de la gen-

eración en sí de las perturbaciones en el universo temprano, ha desatado una de las líneas de investigación más promisorias de la astronomía y cosmología contemporáneas.

Dado que el proceso de formación y evolución de las estructuras del Universo tiene lugar en el contexto cosmológico, un ingrediente clave para estudiar dicho proceso es el de los modelos cosmológicos. Las teorías de la gran explosión e inflación son actualmente las más aceptadas en la cosmología y ellas ofrecen el marco suficiente para entender la generación y evolución de las perturbaciones primigenias. Dentro de estas teorías hay una serie de modelos cosmológicos y, como veremos, hasta el momento el que mejor parece estar de acuerdo con una gran cantidad de observaciones es un modelo *plano con constante cosmológica  $\Lambda$  dominante hoy y con gran abundancia de materia oscura fría*; en corto, se denomina a este modelo como el  $\Lambda$ CDM.

A continuación se presenta un resumen de los modelos cosmológicos más importantes, de algunos elementos relevantes de la historia térmica del Universo y finalmente, de las propiedades de la RCF, el último resplandor del universo caliente, mismo que además contiene información clave sobre las perturbaciones primigenias, aquellas de las cuales se forman las galaxias. En el siguiente capítulo se abordará de lleno el problema de la evolución de las perturbaciones en el contexto cosmológico hasta su colapso gravitacional en halos oscuros.

## 2.1. Modelos Cosmológicos

En 1905, Albert Einstein publicó su célebre teoría de la relatividad especial (TRE), 11 años antes de la publicación de su igualmente célebre teoría de la relatividad general (TRG). La TRE representa la primera de las grandes revisiones que hizo Einstein de las ideas sobre el espacio y el tiempo, cuya premisa básica es la constancia de la velocidad de la luz (es decir, que el valor de la velocidad de la luz es el mismo para todos los observadores con independencia de sus movimientos relativos). Tal premisa entra en conflicto con el sentido común en un principio, pero Einstein demostró que es totalmente coherente, siempre que estemos dispuestos a abandonar algunas de nuestras ideas preconcebidas acerca del espacio y del tiempo. En particular debemos de abandonar nuestra creencia de que las mediciones del espacio y del tiempo dan los mismos resultados para todos los observadores. Las mediciones se vuelven *relativas*, ya que dependen tanto del observador como



del objeto observado. La TRE es “especial” en el sentido de que se limita a un caso especial: el caso en el cual los campos gravitatorios están ausentes o son de valor despreciable. Einstein advirtió tan pronto como concibió la TRE, que es inconsistente con la teoría de la gravedad de Newton, lo cual lo llevó a trabajar de inmediato en una nueva teoría de la relatividad. El resultado final fue la TRG, que es “general” en el sentido de “universal”, es decir es válida en todas circunstancias, tanto si los efectos de la gravedad son despreciables como si no lo son. Aquí la gravedad, más que una fuerza o campo de interacción, es una manifestación de la curvatura, giro o estrechamiento del espacio-tiempo. La imagen del espacio como un marco rígido gobernado por la geometría de Euclides se abandona. En su lugar, el espacio se hace elástico, distorsionado por la presencia de la materia que contiene. El espacio y el tiempo no son ya más dos atributos distintos, sino que se funden en lo que hoy llamamos el espacio-tiempo. La distribución de materia-energía (fuente) en un lugar dado del espacio le dice al espacio-tiempo cómo curvarse y el espacio-tiempo le dice a la materia-energía cómo moverse.

### 2.1.1. El Modelo de Einstein

Inmediatamente después de terminar su ensayo de la TRG, Einstein emprendió el estudio de las consecuencias de la nueva teoría de la gravedad para el Universo en su conjunto. En menos de un año terminó su clásico ensayo sobre cosmología, titulado *Consideraciones cosmológicas sobre la teoría de la relatividad General* (Einstein 1917 [31]).

Al continuar sus estudios, Einstein descubrió algo que le sorprendió mucho: es imposible construir un modelo matemático de un universo estático coherente con la relatividad general. Al igual que sus predecesores, había mirado al cielo, había visto que las estrellas parecen fijas y había llegado a la conclusión errónea de que el Universo es, efectivamente inmóvil. Este convencimiento de que el Universo es estático, lo llevó a introducir una constante a sus ecuaciones: *la constante cosmológica*  $\Lambda$ , una especie de repulsión universal que contrarresta a la acción de la gravedad producida por la fuente material y energética. Naturalmente, si se construye una teoría de la gravedad, no se desea introducir una “fuerza” de repulsión o un tensor de curvatura tal que anule por completo a la “fuerza” atractiva o la curvatura asociada a la gravedad. Por lo tanto, la “fuerza” cosmológica tendrá que depender de la distancia de manera distinta que la gravitatoria, misma que decrece inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. El efecto dinámico del término cosmológico tiene que manifestarse sólo a grandes escalas, por eso

su acción crece proporcional a la distancia. La “fuerza” cosmológica puede estabilizar el universo contra su colapso, mientras que su efecto a escalas galácticas, o más pequeñas es despreciable. Einstein construyó el término cosmológico para que encaje limpiamente en sus ecuaciones de campo, es decir, es totalmente coherente con todas las ideas fundamentales sobre las cuales construyó la TGR.

Al ajustar el valor de la constante cosmológica para proporcionar una fuerza de repulsión que cancele exactamente la atracción gravitatoria causada por la densidad de masa, Einstein pudo construir la solución estática que buscaba. La solución es homogénea, lo que significa que tiene exactamente el mismo aspecto desde cualquier punto del espacio. Es también isotrópica, lo que significa que si se está en un punto cualquiera del espacio, el modelo de universo tiene el mismo aspecto en todas las direcciones. La idea de que el Universo es homogéneo e isotrópico es de tal importancia en cosmología que ha sido elevada al nivel de principio y es usualmente conocida como el *Principio Cosmológico*. Este término fue introducido por el astrofísico británico Edward Arthur Milne en 1933.

El modelo de un universo estático de Einstein fue un comienzo importante para la cosmología basada en la relatividad general, aunque ya no es aceptado. Hoy se sabe que tiene dos graves inconsistencias, la más evidente de las cuales es el hecho de que el Universo real se expande. Aunque la expansión no se conocía en 1917, Einstein podría haber advertido en principio la segunda inconsistencia: dicho modelo de universo es matemáticamente inestable tal como lo demostró en 1930 el astrónomo británico Arthur S. Eddington (Eddington 1930 [29]). Por todo esto, Einstein diría que la constante cosmológica fue la peor ofuscación de su vida. No obstante, la idea de un medio uniforme y repulsivo en los modelos de universo reapareció constantemente en la cosmología y finalmente las observaciones recientes parecen demostrar contundentemente la existencia de este medio, aunque no dentro del contexto que Einstein usó para introducirlo.

### 2.1.2. El Modelo de De Sitter

Paralelamente al trabajo de Einstein, el astrónomo holandés Willem De Sitter desarrolló una teoría alternativa que también se basaba en la TRG. De Sitter compartía el convencimiento de Einstein de que el Universo es estático, pero a diferencia de éste sospechaba que la densidad de masa del Universo era demasiado baja como para ser relevante. Manteniendo la cons-

tante cosmológica de Einstein, De Sitter buscó y encontró una solución que no contenía materia alguna y que pensó era estática. No obstante, en 1923 se descubrió que el universo descrito por sus ecuaciones no era en modo alguno estático. La confusión surgía principalmente porque el universo de De Sitter no contenía materia alguna, y por tanto no contenía indicadores que hicieran evidente la expansión. Sin embargo, cuando Eddington y el físico teórico Hermann Weyl consideraron que sucedería si en el vacío de De Sitter se salpicaban pequeñas partículas, descubrieron que éstas se separaban debido a la acción repulsiva de la constante cosmológica positiva. Esto llevó a que decreciera el interés por tal teoría ya que la expansión del Universo no se conocía aún. Hoy día la expansión no es problema, sin embargo el modelo de De Sitter no contiene materia alguna y en cambio se sabe que la densidad de materia en el universo real no es de ningún modo despreciable y por tanto la solución de De Sitter no representa ni siquiera una buena aproximación. No obstante la solución de De Sitter reaparecerá en la década de los 80's para representar un papel importante dentro del modelo inflacionario del universo temprano.

### 2.1.3. Modelos de Friedmann

Poco después de publicados los trabajos de Einstein y de De Sitter, el meteorólogo y matemático ruso Alexander Friedmann descubrió una amplia gama de soluciones a las ecuaciones de Einstein que fueron publicadas entre 1922 y 1924. Los ensayos de Friedmann sentaron las bases de la cosmología basada en la relatividad general, derivando las ecuaciones clave que ahora aparecen en todos los libros de texto de cosmología (las derivaciones de los libros de texto, sin embargo, no siguen los métodos de Friedmann, que eran en realidad bastante complejos. El enfoque moderno se debe principalmente a la obra posterior de Howard P. Robertson y Arthur G. Walker). Friedmann hizo lo que hoy parecen ser las elecciones correctas. Descartó el supuesto de Einstein y de De Sitter según el cual el Universo debería ser estático; supuso correctamente, que no había pruebas reales que respaldaran este prejuicio. Mantuvo, sin embargo, el supuesto de universos con métricas homogéneas e isotrópicas. Friedmann no necesitaba la constante cosmológica, pues sus soluciones no eran estáticas, no obstante decidió explorar soluciones tanto con ella como sin ella.

Friedmann descubrió que las soluciones sin una constante cosmológica pueden clasificarse en tres clases. En primer lugar están los modelos de *universo cerrado*. Se trata de modelos matemáticos que describen un universo

en expansión en el cual la densidad de masa es tan alta que el campo gravitatorio finalmente detendrá la expansión. Ese universo alcanzaría un tamaño máximo y después se contraería. Sus características son que se curva sobre sí mismo (es decir tiene curvatura positiva) y que tiene un volumen finito pero carece de borde y de límite. En estos modelos la distancia entre dos puntos dados parte de cero en la singularidad, aumenta hasta alcanzar un máximo y de aquí en adelante empieza a disminuir hasta llegar nuevamente a valer cero.

Una segunda clase de soluciones recibe el nombre de *universos abiertos*. Son modelos en expansión que tienen una densidad de masa demasiado baja y por tanto el campo gravitatorio es incapaz de detener dicha expansión. A diferencia del caso cerrado, este modelo se curva lejos de sí mismo (es decir, tiene una curvatura negativa), produciendo así un espacio infinito. Aquí la distancia entre dos puntos parte de cero y después crece sin límite. Conforme el tiempo va pasando, la velocidad entre dos puntos va decreciendo (se frena la expansión) y se estabiliza en un valor constante.

De la tercera clase, Friedmann no se ocupó explícitamente pues es en realidad un caso intermedio entre los universos abiertos y cerrados. Este caso lo veremos en la siguiente subsección.

#### 2.1.4. El Modelo Einstein–De Sitter

Hay un caso que es la frontera entre el modelo abierto y el modelo cerrado del Universo. La densidad de masa que pone al universo en la frontera entre la expansión eterna y el colapso final se llama densidad crítica y se denota por  $\rho_c$ ; si el modelo de universo tiene una densidad crítica, entonces se denomina *modelo crítico* o modelo Einstein–De Sitter. El espacio en este caso no es cerrado ni abierto: es euclideo, plano. En este modelo el volumen espacial es infinito, como en el caso abierto. La evolución en el tiempo también se asemeja a la de los modelos abiertos; el universo parte también de una singularidad y después crece sin límites. La diferencia radica en el comportamiento de la velocidad de separación de dos puntos a medida que el tiempo aumenta: en el modelo crítico tiende asintóticamente a cero. Por otro lado el modelo plano se asemeja al cerrado en el sentido de que podemos considerarlo como una esfera pero de radio infinito (geoméricamente esto es un plano). Por su sencillez este modelo es muy utilizado con propósitos pedagógicos e incluso de investigación; por mucho tiempo fue de hecho el modelo más popular.

### 2.1.5. Modelos con Constante Cosmológica

Por efectos de simplicidad, vamos a considerar que la densidad de energía de la constante cosmológica,  $\rho_\Lambda$ , es mucho mayor que las correspondientes densidades de la materia y la radiación,  $\rho_M$  y  $\rho_R$ , respectivamente, por lo que pueden ignorarse estos últimos. La dinámica del universo será entonces controlado por  $\rho_\Lambda$ , misma que, a diferencia de  $\rho_M$  y  $\rho_R$ , se mantiene siempre constante en el tiempo y en el espacio. Un valor positivo de  $\Lambda$  implica una dinámica repulsiva (expansión acelerada), mientras que para  $\Lambda$  negativo, la dinámica es atractiva (expansión que se va frenando) aunque con un comportamiento diferente al caso de materia o radiación. Estos modelos son conocidos como los modelos de Lemaître.

### 2.1.6. El Modelo de Concordancia

Pero, de entre tantos modelos de universo, ¿cuál corresponde al universo en que vivimos? Hasta hace apenas unos cuantos años la respuesta hubiera sido muy especulativa. La capacidad observacional para inferir los parámetros cosmológicos daba lugar a amplios márgenes de error en los parámetros que definen uno u otro modelo. Los principales parámetros cosmológicos son: *las densidades de masa-energía de las componentes del universo (materia, radiación, constante cosmológica, etc.)*, *la curvatura del espacio* –intrínsecamente asociada a las densidades–, *el valor de la constante de Hubble  $H_0$  y la edad del universo*. La tecnología y los avances recientes en métodos observacionales y en la teoría han permitido reducir sustancialmente las incertidumbres en la medición de todos estos parámetros y converger así en un modelo de universo bien definido. Este proceso no escapó a las sorpresas, la más impactante siendo que el Universo actual está acelerando su expansión, lo cual implica el dominio en la densidad de energía-masa de un medio repulsivo que no puede ser la materia (esta es atractiva, produce que la expansión se frene). Las observaciones tienden a mostrar que dicho medio podría estar bien descrito por la famosa constante cosmológica  $\Lambda$  de Einstein, aunque podría ser todavía algo más complejo (quintaesencia, energía fantasma, etc.). La denominación genérica para el extraño medio, del que poco sabemos, es *Energía Oscura* y su estudio es uno de los principales objetivos de una gran cantidad de proyectos astronómicos multimillonarios. Algunos científicos ya han declarado la cuestión de la energía oscura como el problema del milenio.

El modelo cosmológico que se impuso recibió el nombre de modelo de concordancia (Bahcall et al 1999 [7]). En realidad las incertidumbres y dege-

Tabla 2.1: Inferencias Observacionales redondeadas más recientes de los Parámetros del Modelo  $\Lambda$ CDM

Parámetro	Valor
Densidad Total	$\Omega = 1$
Densidad de Energía Oscura	$\Omega_\Lambda = 0.74$
Densidad de Materia Oscura	$\Omega_{DM} = 0.22$
Densidad de Materia Bariónica	$\Omega_B = 0.04$
Constante de Hubble	$h = 0.71$
Edad	13.8 Gyr
Normalización del Espectro de Potencias	$\sigma_8 = 0.75$
Índice del Espectro de Potencias	$n_s(0.002) = 0.94$

neraciones intrínsecas a cualquier sondeo (prueba) cosmológico no permiten determinar unívocamente todos los parámetros cosmológicos. Es sólo cuando se combinan una serie de sondeos que se revela una región de intersección o “concordancia” estrecha de valores de los parámetros. Los sondeos observacionales más precisos que han contribuido a determinar los parámetros cosmológicos han sido: el análisis de las anisotropías de la RCF con el satélite *WMAP* (Sepergel et al 2006 [103]); el diagrama de Hubble construido con las supernovas tipo Ia (Riess et al 2004 [88], Astier 2006 [5]) y últimamente con los estallidos de rayos gamma (Firmani et al 2005 [35], Firmani et al 2006 [36]) y con las oscilaciones acústicas bariónicas (Eisenstein et al 2005 [32]); las abundancias de cúmulos y la distribución de galaxias a gran escala (Schuecker et al 2003 [94], Seljak et al 2005 [95]). Las restricciones del *WMAP* por ejemplo son muy sensibles a la curvatura del espacio o la suma de densidades de todas las componentes del Universo así como a la densidad de la materia bariónica; las restricciones del diagrama de Hubble son más sensibles a la aceleración de la expansión, es decir a la densidad de la energía oscura, mientras que las restricciones de los sondeos dinámicos y de distribución de galaxias, determinan básicamente la densidad de toda la materia (oscura y bariónica) en combinación con el parámetro de normalización de las perturbaciones, el así llamado  $\sigma_8$ . La intersección de estas diferentes restricciones confluye en el así llamado modelo de Concordancia.

El modelo de Concordancia es un universo Friedmaniano plano con constante cosmológica dominante hoy y gran abundancia de materia oscura fría; es decir es un modelo de los llamados  $\Lambda$ CDM. El término materia oscura

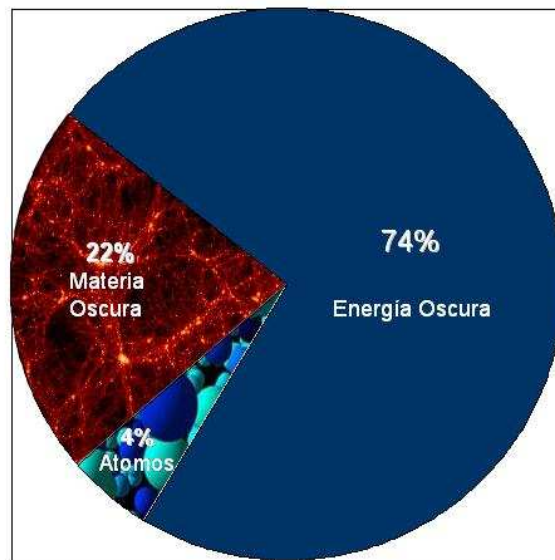


Figura 2.1: Composición energética en el universo actual de acuerdo a la combinación de múltiples sondeos cosmológicos (ver texto). La energía oscura es aparentemente uniforme (imperturbable) y la ecuación de estado favorecida por las observaciones es tal que  $p = -\rho$ , es decir, una constante cosmológica. La materia oscura y bariónica es perturbable y forma estructuras autogravitantes. La suma total de las densidades de cada una de estas componentes es tal que se obtiene la densidad crítica, es decir,  $\Omega = 1$ , lo cual implica un universo plano. Estas son las principales propiedades del así llamado modelo de concordancia  $\Lambda$ CDM. Créditos: V. Ávila-Reese.

(también llamada materia no bariónica) alude a materia cuya existencia no puede ser detectada mediante procesos asociados a la luz, es decir, no emiten ni absorben radiaciones electromagnéticas. Esta materia tampoco interactúa a través de la fuerza fuerte y ha sido inferida solamente a través de su acción gravitacional sobre la materia luminosa. Además, evidencias tanto teóricas como observacionales, sugieren que la materia oscura debe ser de tipo fría, es decir, no relativista desde épocas muy tempranas. En la tabla 2.1 se presentan los valores más recientes de los parámetros del modelo de concordancia. Como se ve, al día de hoy aproximadamente 74 % del contenido del Universo consiste de energía oscura (cuya forma más simple es la constante cosmológica), 22 % de materia oscura fría, y sólo un 4 % de materia bariónica; esta composición energética se muestra en la figura 2.1. La dinámica de este modelo es tal que el universo se comportó similar al modelo Einstein–De Sitter hasta una época reciente (hasta unos 3-5 Gigaaños atrás o  $z \sim 0.4 - 0.6$ ) y a partir de entonces la energía oscura empezó a dominar, produciendo que la expansión se revierta de frenada a acelerada.

Notamos que es importante identificar un modelo cosmológico de concordancia debido a que las mediciones de muchas cantidades astrofísicas (tiempo cósmico, distancia, luminosidad, tamaño, brillo superficial, factor de crecimiento lineal, etc.) dependen del modelo cosmológico usado y en consecuencia, para una fácil comparación, los modelos asumidos en los diferentes estudios deben ser si no idénticos, al menos similares. El modelo de concordancia se viene usando desde hace unos 6–7 años y los valores redondeados que lo han definido han sido  $\Omega_\Lambda = 0.70$ ,  $\Omega_{DM} = 0.26$ ,  $\Omega_B = 0.04$ ,  $h = 0.7$ ,  $\sigma_8 = 0.9$ . Cabe notar que estos son los valores que se usaron en los cálculos mostrados en la presente tesis, mismos que se obtuvieron hace 1–2 años aproximadamente. No obstante, hemos hecho algunos cálculos usando los parámetros cosmológicos más recientes a fin de explorar los posibles cambios en algunos de nuestros resultados. En general los cambios son menores y los aspectos centrales y cualitativos de nuestros resultados no se alteran en absoluto.

En la figura (2.2) se muestra la variación del tiempo como función del corrimiento al rojo  $z$  (lo hacemos de esta manera ya que es el valor de  $z$  lo que se mide) en cuatro diferentes modelos cosmológicos. Vemos que el universo es más joven en el caso Einstein–De Sitter, mientras que el modelo abierto presentado se asemeja al de concordancia de una manera más importante entre más temprano en el tiempo nos remontemos. Lo contrario ocurre con el modelo cerrado, ya que éste se aproxima más al modelo de concordancia



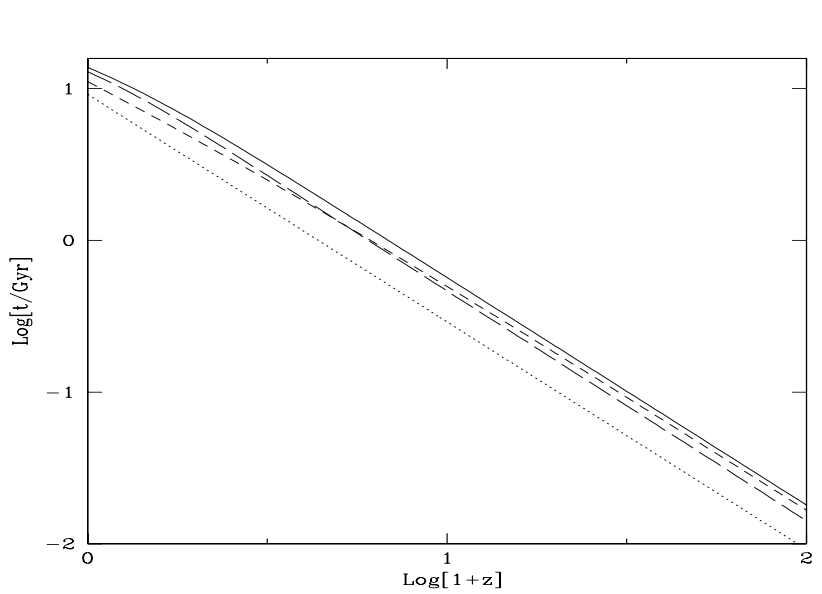


Figura 2.2: Variación del tiempo en función del corrimiento al rojo para tres modelos de universo. La línea sólida corresponde al modelo de concordancia, la línea punteada al Einstein-De Sitter, la línea de segmentos cortos a un modelo abierto con  $\Omega_m = 0.3$  y  $\Omega_\Lambda = 0$  y la línea de segmentos largos a un modelo cerrado con  $\Omega_m = 0.4$  y  $\Omega_\Lambda = 0.8$

conforme avanza el tiempo, lo cual es de esperarse ya que la expansión se ha ido frenando en éste último caso y por lo tanto requiere de un intervalo de tiempo mayor para alcanzar el estado actual.

## 2.2. Historia Térmica del Universo

La teoría de la gran explosión (big bang<sup>1</sup>), desarrollada principalmente por George Gamow a partir de la idea del “átomo primigenio” de Lemaître, parte de la expansión del Universo y explica la existencia de un pasado denso y caliente, el origen de los elementos químicos primordiales y la producción de la RCF que baña uniformemente el Universo, además de ofrecer un marco teórico para entender una gran variedad de procesos del Universo temprano. A medida que el espacio se expande, la densidad y temperatura de los componentes materiales del Universo decrecen, lo cual propicia cambios cualitativos del estado de la materia y la radiación. En este sentido, se habla de una historia térmica del Universo marcada por distintas eras y épocas claves de transición de una a otra. El big bang se basa en la relatividad general de Einstein y en combinación con las predicciones de la física nuclear y de la física de partículas constituye el modelo estándar de la cosmología moderna.

El big bang explica la evolución, principalmente térmica, de los componentes materiales del Universo a partir de las primeras fracciones de segundo (y se puede extrapolar hasta millonésimas o menos de segundo con la electrodinámica y cromodinámica cuánticas). El big bang tiene limitaciones y sale de su ámbito predictivo la descripción del estado dinámico del Universo y el estado físico de sus componentes en épocas muy tempranas, cuando (1) la expansión tuvo que ser mucho más brusca a fin de resolver los problemas

---

<sup>1</sup>En realidad lo menos que pudo haber pasado en el contexto de la teoría del big bang es una explosión que originó la expansión. Esta teoría cumple con el principio cosmológico, es decir con el postulado que el universo temprano fue homogéneo e isotrópico; densidad, temperatura y presión son las mismas en cualquier punto y dirección del espacio. No pudo haber habido, por definición, ningún gradiente, en particular de presión, lo cual es condición necesaria para que se produzca una explosión. Además, una explosión es la liberación brusca de energía y calor hacia un medio exterior; en el caso del Universo, no puede haber un medio exterior. Fue Fred Hoyle, uno de los detractores de la naciente teoría del universo que evoluciona de caliente a frío, quien a principios de los 50's acuñaría el término big bang para mofarse de la misma ante la audiencia de una serie de radio de la BBC. Hoyle proponía un modelo de universo estacionario con creación constante de materia. Las observaciones demostrarían en los siguientes años y décadas que el modelo correcto es el big bang, aunque su nombre sea incorrecto. No obstante, cabe remarcar que el big bang no ofrece una explicación para el origen de la expansión del Universo.

de la planitud y del horizonte, (2) las partículas y campos de interacción fundamentales a tan altas energías tenían que estar unificados, y (3) algún mecanismo físico tuvo que haber producido las fluctuaciones primigenias de las que luego se formarían las estructuras del Universo. Ninguna de estas cuestiones puede explicarlas el Big Bang.

Fue a principios de los 80's del siglo pasado cuando Alan H. Guth propuso el modelo inflacionario (Guth 1981 [47]), el cual postula que durante las fases más tempranas del Universo, éste experimentó un proceso de inflación desenfrenada, el espacio se vió impulsado a una expansión exponencial. Esto ocurrió gracias a la acción del campo repulsivo creado por falsos vacíos durante la desintegración del vacío cosmológico en campos y partículas a los  $\sim 10^{-34}$  segundos. Por ser de carácter exponencial, la dinámica de la inflación puede ser aproximada por el modelo de De Sitter mencionado anteriormente.

El régimen exponencial de “estiramiento” del espacio sirve para explicar por qué éste se hizo plano, tal como se observa, y cómo es que materia y radiación en el Universo estuvieron en contacto causal a todas las escalas (dentro del horizonte antes de la inflación) para luego ser sacada fuera del horizonte y permanecer así hasta que, escalas de más pequeñas a más grandes, volvieron a conectarse causalmente a medida que el tamaño del horizonte alrededor de un dado punto del Universo crece con el tiempo. El hecho de haber estado en conexión causal antes de la inflación explica por qué regiones causalmente desconectadas en la RCF están en equilibrio termodinámico. La inflación además predice de una manera natural el origen de las fluctuaciones primigenias con las propiedades que se requieren para explicar luego la formación de estructuras en el Universo.

Como vimos, la inflación resuelve entonces de modo natural las limitaciones teóricas presentes en la teoría del big bang, tal es el caso de los problemas de la planitud, del horizonte y de la generación de las fluctuaciones primigenias. En los años siguientes se desarrollaron otros modelos inflacionarios tales como la “inflación caótica” o la “inflación estocástica” por ejemplo.

Durante épocas mucho menores a la inflacionaria, la densidad es tan alta que es necesario introducir una teoría cuántica de la gravedad. El campo gravitatorio es extremadamente fuerte debido a que la masa (energía) involucrada corresponde por ejemplo a toda la masa dentro del horizonte actual pero contenida en una región no más grande que una partícula elemental,

por lo tanto es también un sistema cuántico. Aún no se ha desarrollado tal teoría pero se han logrado encontrar algunas aproximaciones que son consistentes con la teoría cuántica. Según estos modelos, de un estado cuántico fundamental que existe en lo que se llama el multiverso, pueden surgir estados de materia de forma espontánea; espacio y tiempo son conceptos que no tienen sentido antes de la aparición de la materia en ese universo o en otros que así como surgen espontáneamente, pueden también desintegrarse. El espacio y el tiempo aparecen con la materia y a partir de entonces se pueden aplicar las teorías de la inflación y del big bang.

### 2.2.1. Expansión

Que el Universo se encuentra en expansión se sabe desde 1929 cuando Edwin Hubble, del observatorio de Monte Wilson, anunció que podía demostrarlo usando observaciones cinemáticas de las galaxias, objetos que el mismo habría descubierto años antes. El resultado inicial de Hubble se basaba en la observación de 24 galaxias. Para cada galaxia fue necesario medir su velocidad y distancia, a fin de poder determinar una relación entre ellas. Las velocidades se determinaron mediante cuidadosas mediciones de los espectros de la luz procedente de las galaxias, encontrándose que entre más alejada está una galaxia, mayor es su desplazamiento al rojo. Usando el efecto Doppler, un mayor desplazamiento al rojo de las líneas espectrales, implica una mayor velocidad de recesión. Con esto, Hubble llegó a la conclusión de que la velocidad de recesión de una galaxia lejana (en el caso de galaxias cercanas, los movimientos peculiares se vuelven importantes respecto a la expansión) es proporcional a la distancia,  $V_r = H_0 \times D$ , donde  $H_0$  es una constante, llamada ahora constante de Hubble. Este enunciado se conoce como la *Ley de Hubble* y constituye la piedra angular de la cosmología moderna. La ley cinemática  $V_r = H_0 \times D$  puede interpretarse sólo de una forma: que todas las galaxias se están alejando unas con relación a otras de una manera uniforme; siendo en realidad el espacio el que se está expandiendo uniformemente a una tasa cuantificada por  $H_0$ .

En su ensayo original, Hubble calculó la tasa de expansión en unos 150 km/s por millón de años luz de distancia, sin ser explícito en el valor de la incertidumbre. Esto es un factor  $\sim 7$  veces mayor al que se mide con precisión más recientemente. Debe señalarse que la constante de Hubble en realidad no es constante, cambia con el tiempo; por eso es mejor introducir el término “parámetro” de Hubble,  $H(t) = H_0 f(t)$  donde,  $H_0$  es el valor en el presente y  $f(t)$  es una función del tiempo bien definida para cada modelo cosmológi-

co. Las mediciones actuales muestran que  $H_0 = 71 \text{ km/s/Mpc} + 0.04/-0.03$  (Spergel et al. 2003 [102]).

### 2.2.2. Nucleosíntesis y Recombinación

Conforme el espacio se expandía, las densidades de la materia y la radiación decrecían y éstas se enfriaban pasando así por distintos estados. Es importante mencionar que la densidad de la materia y de la radiación decrecen de una manera diferente con la expansión:  $\rho_M \propto a^{-3}$  y  $\rho_R \propto a^{-4}$ , respectivamente, donde  $a$  es el factor de escala. La densidad de la radiación decrece más rápido que el inverso del volumen, debido a que con la expansión la energía de la radiación también se debilita. Por lo tanto, hasta cierta época,  $\rho_R > \rho_M$ , luego se igualan y después domina ya la materia. Mientras domina la radiación, la dinámica de la expansión, independientemente del modelo cosmológico, es tal que  $a \propto t^{1/2}$ . Cuando domina la materia,  $a \propto t^{2/3}$  al principio. Más adelante, el término de curvatura o el de la energía oscura domina en la dinámica, alterando dicho comportamiento de la expansión.

Al principio el Universo consistía de un plasma altamente relativista de partículas y sus antipartículas elementales, las cuales se encontraban en un completo equilibrio entre ellas y la radiación en la que se aniquilaban. Al ir bajando la temperatura, dicho equilibrio finalmente se rompe, resultando una ligerísima preponderancia de quarks sobre antiquarks (asimetría bariónica). Los quarks se agrupan para formar los bariones (protones y neutrones principalmente) y algunos mesones, formándose en el Universo unos  $\sim 10^9$  fotones por cada barión, que es la relación que se tiene actualmente. Es decir por cada  $10^9$  pares de quarks–antiquarks que se aniquilan en radiación, había 1 quark en exceso. Luego, se tiene una sopa de partículas elementales en equilibrio termodinámico con la todavía energética radiación. Por ejemplo, protones y neutrones se transformaban unos en otros a través de los procesos de interacción débil ( $\nu + n \leftrightarrow p + e$ ), ( $\bar{e} + n \leftrightarrow p + \bar{\nu}$ ) y el decaimiento del neutrón ( $n \leftrightarrow p + e + \bar{\nu}$ ). La proporción de neutrones a protones estaba entonces dada por su valor de equilibrio:

$$\frac{n}{p} = \exp\left(-\frac{m_n - m_p}{T}\right). \quad (2.1)$$

Al ser la temperatura muy alta, se tenía  $(n/p) \sim 1$  para épocas muy tempranas. Cuando  $t \sim 1$  segundo, el plasma cósmico que se ha estado expandiendo continuamente, se hace poco denso para los neutrinos que lo

traspasan ahora sin colisionar. Con esto, las interacciones débiles se “congelan”, es decir, cesan las rápidas transmutaciones entre protones y neutrones y sólo continúa la reacción de decaimiento del neutrón libre. Cuando ocurre dicho congelamiento,  $(n/p)$  es aproximadamente  $1/6$  y a partir de este momento podemos hablar de nucleosíntesis, si bien es cierto que la formación de núcleos estables comenzó algo después; mientras no se forman los mismos, la abundancia de neutrones sigue decreciendo lentamente pues estos tienen una vida media en estado libre de sólo 10–11 minutos. Durante los tres minutos siguientes, cuando la expansión ha hecho bajar la temperatura a unos  $10^9$  K y el decaimiento del neutrón ha sido tal que  $(n/p) = 1/7$ , se forman los núcleos del deuterio y de los elementos más ligeros (helio y litio); los protones que no quedan en este tipo de núcleos –la gran mayoría– serán los núcleos del Hidrógeno.

Los núcleos atómicos que lograron formarse en esta época, no podrán volverse a destruir, por lo que fijan la composición química posterior del Universo. Todos los cálculos teóricos indican que, después de tres minutos, la composición de la materia bariónica quedó fijada aproximadamente a 75% de hidrógeno, 25% de helio (porcentajes por masa) y apenas una traza de otros elementos ligeros. Todos los elementos más pesados se producirían mucho después en el interior de las estrellas y más tarde serían lanzados al espacio en virtud de diversos procesos. En esta época, aún no se pueden formar átomos neutros por la enorme presión de radiación debida a los fotones pues hay un fuerte acoplamiento entre radiación y materia; esta última mantiene a los posibles átomos completamente ionizados. La dispersión de fotones más importante era la dispersión de Thompson en electrones.

Luego, a medida que la temperatura fue bajando, ocurre la llamada época de la “recombinación” o desacoplamiento: la temperatura es lo suficientemente baja como para que los electrones se combinen con los núcleos y se dé la formación de átomos neutros estables. Esto ocurre en  $z \approx 1081$ , cuando la fracción de electrones libres ha caído a 0.1. La captura de los electrones para formar los átomos tuvo una consecuencia importantísima: sin electrones libres, la radiación electromagnética (los fotones) ya no tenía con qué interactuar y el medio cósmico se volvió transparente. Esto significa que la radiación quedó intacta en sus propiedades termodinámicas desde entonces (es en realidad un cuerpo absolutamente negro), nada más enfriándose a medida que el Universo sigue expandiéndose,  $T_R \propto a^{-1}$ . Al momento de desacoplarse de la materia, la radiación tenía una temperatura de unos 3,000 K y ahora se encuentra a una temperatura de 2.725 K, debido a que

Tabla 2.2: Historia Térmica del Universo

Evento	Edad del Universo		Temperatura
	Tiempo	C. al rojo (z)	K
Era de Plank	$10^{-43}$ s	$10^{40}$	$10^{32}$
Fin de la Inflación	$10^{-32}$ s	$10^{32}$	$10^{19}$ – $10^{27}$
Nucleosíntesis	$10^2$ s	$10^{10}$	$10^9$
$\rho_{rad} = \rho_m$	$10^{11}$ s	$10^4$	$10^4$
Recombinación	$10^{13}$ s	1080	3000
Inicia colapso de minihalos	38–105 Ma	60–30	165–84
Formación de primeras estrellas	400 Ma	12	35
Presente	13.7 Ga	0	2.7

su longitud de onda (la cual es inversa a su energía) se ha ido agrandando a medida que participa de la expansión del espacio-tiempo. Tales fotones de longitud de onda alargada son conocidos hoy en día como radiación cósmica de fondo en microondas y reflejan el estado de equilibrio térmico del Universo a sólo 380,000 años después del “bang”, al presentar un espectro de Plank casi perfecto. Después de la formación de los primeros átomos, se forman las primeras moléculas de hidrógeno, seguidas por algunos otros compuestos químicos más pesados y complejos (HD, LiH, etc.). En la tabla 2.2 se presenta un breve esquema de los eventos importantes en la historia térmica del Universo. Los valores de tiempo y temperatura son aproximados y los valores de  $z$  y  $t$  en el apartado “formación de primeras estrellas” corresponden al momento en que se da la formación estelar de forma significativa. Como veremos a lo largo de la tesis, las primeras estrellas (que eran muy pocas) se formaron en regiones de densidad muy alta en épocas más tempranas.

### 2.2.3. Radiación Cósmica de Fondo

En 1964, Arno Penzias y Robert Wilson de Laboratorios Bell descubrieron la radiación en microondas de la que hablamos anteriormente, lo cual les valió el premio Nobel y aportó una gran evidencia a favor de un universo homogéneo a grandes escalas, ya que la RCF es increíblemente isotrópica. Excepto por un término dipolar debido al movimiento del Sol respecto a dicha radiación, la temperatura es constante con pequeñas variaciones en promedio de 11 partes por millón a lo largo del cielo. Sin embargo, a pequeñas escalas, no se observa tal homogeneidad: podemos ver que la materia se organiza a diferentes escalas que van desde planetas y estrellas, pasando por galaxias y cúmulos, hasta supercúmulos de galaxias. La pregunta es: ¿cómo

se han formado estas estructuras a partir del mar uniforme de materia y radiación?

En el universo temprano existían pequeños excesos de densidad debido a fluctuaciones cuánticas que fueron amplificadas durante la inflación, resultando en pozos de potencial que eventualmente evolucionaron en las estructuras que vemos hoy. Estos excesos de densidad producen pequeñas desviaciones en la RCF del espectro de cuerpo negro que son conocidas como *anisotropías*. Estas desviaciones pueden ser divididas en dos categorías: *fluctuaciones espectrales* y *fluctuaciones espaciales*. Para estudiar las primeras, se promedian los espectros provenientes de todas las direcciones del cielo y se observa que tanto se desvía del espectro de Plank. En el segundo caso, se asocia una temperatura al espectro correspondiente a cada dirección; ésta es la temperatura de mejor ajuste y se observa como varía a lo largo del cielo.

Las anisotropías espaciales se conocen como anisotropías primarias y están, como vimos, directamente relacionadas con las perturbaciones de materia en el momento de la recombinación. Pero hay además, otro tipo de anisotropías espaciales presentes en la RCF, que son llamadas anisotropías secundarias y que pueden ser clasificadas en:

- Anisotropías secundarias gravitacionales; debidas a la interacción entre los fotones de la RCF y el campo gravitacional después de la recombinación.
- Anisotropías secundarias post-reionización; debidas a la interacción entre los fotones de la RCF y los electrones que recién quedan disponibles, una vez que las primeras fuentes de luz empiezan a ionizar los átomos que se encuentran a su alrededor.
- Anisotropías secundarias por líneas resonantes primordiales; debidas a la interacción entre los fotones de la RCF y diferentes especies químicas (átomos, moléculas, iones) que pueblan el medio cosmológico. La abundancia de estos elementos no se compara a la de electrones libres en el universo reionizado, sin embargo, la interacción a través de dispersión resonante es más eficiente que la dispersión de Thompson.

En 1992, el descubrimiento de tales anisotropías con los radiómetros a bordo del satélite *COBE* (COsmic Background Explorer), evidenció la existencia de las tenues perturbaciones cosmológicas germinales en el plasma primordial, que después de miles de millones de años de evolución tendrían en las grandes estructuras galácticas que vemos hoy. Más tarde, otras



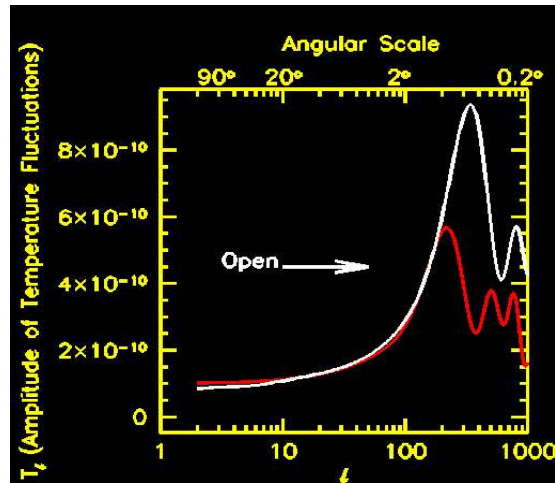


Figura 2.3: Esta figura (de la página del WMAP), muestra la forma en que se determina la curvatura del Universo: para las fluctuaciones en la radiación cósmica de fondo, la escala angular dominante es el ángulo subtendido por el horizonte sónico en la superficie de última dispersión. En un universo plano esta escala es aproximadamente un grado, lo que corresponde a  $l = 180$  en el espectro de fluctuación de temperatura. Si el Universo fuera abierto, los fotones se moverían en trayectorias divergiendo más rápidamente ya que el espacio está curvado negativamente. Debido a este efecto, un objeto de un tamaño físico dado parecerá tener un tamaño angular menor. De esta forma, si el Universo fuera abierto, la localización del primer pico en el espectro de fluctuación estaría corrido a escalas angulares menores. Lo contrario ocurriría si el Universo fuera cerrado, el pico se encontraría en una escala mayor.

observaciones con mayor resolución angular permitieron deducir la curvatura a gran escala de nuestro universo. El detector de anisotropías de la RCF más reciente y preciso es el que se encuentra a bordo del satélite *WMAP* (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Los resultados mostraron que el universo en el que vivimos es plano. (ver figura (2.3) para una explicación esquemática de este resultado).

## Capítulo 3

# El Paradigma Actual de Formación y Evolución de Estructuras en el Universo

Como se mencionó en el anterior capítulo, la formación y evolución de estructuras cósmicas es el eslabón clave que mejor conecta teoría con observaciones en la cosmología. El estudio de este proceso es muy complejo pues implica la integración de muchos ingredientes físicos así como de un intervalo enorme de escalas espaciales y temporales. En el transcurso de varias décadas, se ha gestado un verdadero paradigma en el marco del cual se pueda estudiar a fondo todo el proceso de formación y evolución de las estructuras cósmicas del Universo. La idea central de este paradigma es que *en el universo muy temprano se generaron las semillas de lo que luego serán tenues fluctuaciones del campo de densidad, mismas que por la acción gravitatoria incrementan paulatinamente su amplitud hasta separarse de la expansión del Universo y colapsarse para formar objetos autogravitantes así como un campo de velocidades potencial*. El paradigma gravitacional contendió con muchos modelos alternativos (explosiones cósmicas, vórtices por turbulencia, fluctuaciones del campo magnético cosmológico, etc.) pero el desarrollo heurístico en este campo (modelo–observación–modelo) ha favorecido ampliamente al paradigma gravitacional.

### 3.1. Conceptos Preliminares

En el marco del paradigma gravitacional es importante realizar un análisis perturbativo del fluido cosmológico a fin de encontrar los casos cuando

las fluctuaciones son inestables a la gravedad y cómo se desarrollan estas inestabilidades. Este tipo de análisis fue introducido originalmente dentro de otro contexto (formación de estrellas en el medio interestelar) por J. Jeans en el año de 1902. El caso cosmológico es más complejo debido a que: a) el medio está en expansión; b) en ciertas épocas, ciertas escalas ni siquiera están causalmente conectadas; c) el fluido es una mezcla acoplada de plasma bariónico y radiación energética (lo cual amerita en realidad un enfoque relativista) y, como veremos, además de materia oscura exótica, en cual caso la aproximación de fluido se relaja. No obstante el análisis perturbativo “a la Jeans” sirve como guía para resolver el problema.

La evolución gravitacional de las perturbaciones primigenias tiene dos regímenes, *el lineal y el no lineal*. En el primer caso, cuando el exceso de densidad de un punto (o una región promediada) del campo de densidad,

$$\delta \equiv \frac{\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (3.1)$$

(donde  $\rho(\mathbf{x})$  es la densidad de la región y  $\bar{\rho}$  la densidad del universo de fondo) es mucho menor a 1, el análisis perturbativo “a la Jeans” es adecuado, pero cuando  $\delta \gg 1$ , los complejos procesos no lineales requieren más bien de un enfoque numérico para seguir la evolución gravitatoria de las perturbaciones. La dinámica en el régimen lineal puede ser descrita con ecuaciones linearizadas.

El otro aspecto importante a tener en cuenta es la escala del horizonte de Hubble  $L_H$ , escala dentro de la cual los procesos físicos operan coherentemente (hay conexión causal):

$$L_H \equiv \frac{a}{\dot{a}} = H(t)^{-1} = n^{-1}ct, \quad (3.2)$$

donde  $a$  es el factor de escala (expansión) y  $H$  el parámetro de Hubble. Para las eras cuando domina la radiación y la materia,  $a(t) \propto t^n$ , con  $n = 1/2$  y  $n = 2/3$ , respectivamente, es decir  $n < 1$ . Por lo tanto  $L_H$  crece más rápido que el tamaño físico de la perturbación,  $\lambda \propto a$  (en el régimen lineal la perturbación es tan tenue que su cinemática está regida por la expansión del Universo, es decir se expande como éste lo hace). Es fácil inferir entonces que hubo una época en el pasado en que una perturbación de un tamaño dado (fijado al día de hoy, por ejemplo) estuvo fuera del horizonte. Dicha perturbación cruzaría más tarde el horizonte a un tiempo  $t_{cr}$ . Este tiempo depende del tamaño de la perturbación: entre más corta es su longitud más

temprano se dará el cruce. Así, toda perturbación es de tipo *suprahorizonte* para cualquier tiempo  $t < t_{cr}$  y del tipo *subhorizonte* para cualquier tiempo  $t > t_{cr}$ . Nótese que si  $n > 1$ , entonces a un cierto tiempo la perturbación sale del horizonte de Hubble. Es esto lo que justamente ocurre en la inflación, cuando  $a(t) \propto e^{Ht}$ : perturbaciones causalmente conectadas prácticamente de cualquier tamaño son bruscamente sacadas fuera del radio de Hubble convirtiéndose en causalmente desconectadas. En esta fase, las fluctuaciones pasan de cuánticas a clásicas (relativistas).

En muchos casos es más conveniente usar la masa de las perturbaciones en vez de sus tamaños pues los mismos están en constante estiramiento. En el régimen lineal  $\delta \ll 1$  ( $\rho \approx \bar{\rho}$ ), por lo tanto  $M_p \approx \rho_M(a)\ell^3$ , donde  $\ell$  es el tamaño de una dada región del Universo con densidad de materia promedio  $\rho_M$ . La masa de la perturbación  $M_p$  es constante.

**Perturbaciones Suprahorizonte.-** Debido a que en este caso los procesos microfísicos (presión, viscosidad, transporte radiativo, etc.) no aplican para toda la perturbación, no importa entonces la composición de la misma (bariones, radiación, materia oscura, etc.). En este caso las perturbaciones son simplemente perturbaciones a la métrica espacio-temporal. Para estudiar el crecimiento gravitatorio de perturbaciones a la métrica es necesario un análisis de relatividad general cuya principal dificultad tiene que ver con que la perturbación a la métrica no es invariante de norma. Este complejo problema lo resolvió por primera vez E. Lifshitz en 1946. El resultado es bastante sencillo y muestra que la amplitud de las perturbaciones métricas fuera del horizonte crecen cinemáticamente con diferentes ritmos dependiendo de la dinámica expansiva del Universo (dominio de radiación o de materia). Para el modelo crítico (en épocas tempranas, cualquier modelo cosmológico se aproxima bien a este caso), los modos crecientes de las perturbaciones de acuerdo a qué domina el fondo son:

$$\begin{aligned} \delta_{m,+} &\propto a(t)^2 \propto t \dots \dots \dots \text{radiación;} \\ \delta_{m,+} &\propto a(t) \propto t^{2/3} \dots \dots \dots \text{materia,} \end{aligned} \quad (3.3)$$

mientras que para un modelo de De Sitter que describe bien la dinámica de la época inflacionaria:

$$\delta_{m,+} \propto a(t)^{-2} \propto e^{-2Ht}. \quad (3.4)$$

Es interesante mencionar que se puede llegar a los mismos resultados con una aproximación extremadamente sencilla llamada de los flujos convergentes y

basada en el *modelo de colapso esférico de top hat (uniforme)*. Este modelo analiza simplemente una única región esférica de tamaño arbitrario inmersa en un universo de fondo homogéneo; dicha región tiene una densidad uniforme insignificamente mayor a la del universo de fondo, de tal manera que su expansión inicial es casi igual a la del universo (en la aproximación de flujos convergentes se supone que inicialmente las tasas de expansión de ambos medios son iguales). La comparación de la evolución dinámica de las densidades de la esfera de tamaño arbitrario (puede ser más grande que el radio de Hubble) y del universo de fondo, muestra cómo evoluciona el contraste de densidad  $\delta$  con el factor de expansión  $a$  del universo. Poco a poco la velocidad de expansión de la esfera sobredensa disminuye hasta llegar a detenerse. Este momento se conoce como el tiempo de punto de giro (turn around point) o de expansión máxima,  $t_{max}$ , y el radio que alcanza la región es el radio máximo,  $r_{max}$ . El exceso de densidad en este punto crece por un factor  $\sim 5 - 6$ , dependiendo del modelo cosmológico (5.54 para el modelo crítico). A partir de este momento, la solución dinámica muestra que la región se contraerá con un comportamiento simétrico en el tiempo con relación a la fase de expansión. Matemáticamente la región colapsa en un punto al tiempo  $2t_{max}$ . No obstante, la idea es que mínimas desviaciones de la aproximación esférica y del colapso radial, se amplificarán en el proceso no lineal del colapso produciendo dispersión de velocidades en las partículas en colapso, misma que detiene el colapso hacia un punto, formándose una estructura en equilibrio virial (estadístico) con una dada configuración y un radio típico,  $r_{vir}$ . Este radio es del orden de la mitad de  $r_{max}$ . La densidad de la región colapsada es de unos pocos cientos la del universo al tiempo del colapso (para el universo crítico el factor es  $\approx 180$ ). El proceso de colapso gravitacional es un fenómeno colectivo y en la aproximación estadística se conoce con el oxímoron de relajamiento violento.

**Perturbaciones Subhorizonte.-** Cuando una perturbación cruza el horizonte, entonces los procesos microfísicos se enchufan y la evolución gravitacional de la misma dependerá de la composición del fluido. Si éste está compuesto de bariones y radiación acopladas, entonces aplica el análisis generalizado y relativista “a la Jeans”. A la inestabilidad gravitacional se le opone la presión del fluido dominada por la presión radiativa. En el caso de un medio dominado por materia oscura exótica (de la cual hablaremos en detalle §3.2.2), no hay presión térmica pues esta componente es no colisional y no se acopla a la radiación. No obstante hay otro proceso de amortiguamiento que entra en acción mientras las partículas son relativistas (el amortiguamiento por flujo libre). Para materia oscura fría (es decir que deja de ser relativista

muy temprano), este mecanismo afecta sólo a perturbaciones extremadamente pequeñas; las demás son inestables a la gravedad. En lo que sigue, analizaremos brevemente la física de la evolución gravitacional lineal de perturbaciones subhorizonte para una mezcla de bariones, radiación y materia oscura no bariónica en un medio en expansión.

## 3.2. Teoría Lineal de Perturbaciones Subhorizonte

### 3.2.1. El Caso Bariónico

Consideremos primero el caso en el que toda la materia en el universo es bariónica. Entonces el medio cosmológico se puede describir como un fluido de bariones y radiación acoplados y en expansión. Dado que el medio en épocas tempranas es altamente homogéneo a todas las escalas, las desviaciones de la densidad media en distintas regiones serían más bien pequeñas y entonces el problema de la formación de estructuras en sus primeras etapas, puede ser atacado con perturbaciones lineales. Siempre que el campo gravitacional sea débil (por ejemplo: cerca de un hoyo negro tendríamos un campo fuerte y entonces no podríamos aplicar esta aproximación) y que la escala espacial de interés sea mucho menor que la escala del horizonte  $L_H$ , podemos aplicar la gravedad newtoniana. De esta forma, las ecuaciones hidrodinámicas que gobiernan el comportamiento de un fluido con densidad  $\rho$ , velocidad  $v$  y presión  $p$  serán:

$$\begin{aligned}\dot{\rho} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0; \\ \dot{\mathbf{v}} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla \left( \phi + \frac{p}{\rho} \right); \\ \nabla^2 \phi &= 4\pi G \rho.\end{aligned}\tag{3.5}$$

La solución clásica a estas ecuaciones para un sistema en expansión:

$$\begin{aligned}\rho_0(t, \mathbf{r}) &= \frac{\rho_0}{a^3}; \\ \mathbf{v}_0(t, \mathbf{r}) &= \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{r}; \\ \phi_0(t, \mathbf{r}) &= \frac{2\pi G \rho_0}{3} r^2,\end{aligned}$$

corresponde a un fluido sin perturbaciones. Aquí  $a = (1+z)^{-1}$  es el factor de escala (expansión). Teniendo ahora en cuenta a las tenues inhomogeneidades,

expandemos los campos como:

$$\begin{aligned}\rho(\mathbf{x}, t) &= \rho_0(t)[1 + \delta(\mathbf{x}, t)]; \\ \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{v}_0(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t); \\ \phi(\mathbf{x}, t) &= \phi_0(\mathbf{x}) + \phi_1(\mathbf{x}, t),\end{aligned}\tag{3.6}$$

donde  $\mathbf{x}$  denota las coordenadas espaciales comóviles<sup>1</sup> y  $\delta(\mathbf{x}, t)$  es el contraste de densidad a un tiempo  $t$ . La posición comóvil está relacionada a la posición física  $\mathbf{r}$  a través del factor de escala como  $\mathbf{r} = a\mathbf{x}$ . La cantidad  $\rho_0(t)$  es la densidad media del universo que en adelante llamaremos  $\bar{\rho}(t)$  dado que el subíndice 0 estará reservado para los valores de los distintos parámetros evaluados al día de hoy.

Suponiendo que  $|\delta|$ ,  $|\mathbf{v}_1|$ ,  $\phi_1 \ll 1$ , y que el fluido es adiabático y con una ecuación de estado constante en el espacio, de tal manera que la velocidad del sonido en el mismo (en el fluido) es  $c_s = (p/\rho)^{1/2}$ , podemos sustituir en la ecuación (3.5) y despreocupar los términos que no sean lineales. De esta forma, se encuentra la siguiente ecuación diferencial que describe la evolución temporal de  $\delta$ :

$$\ddot{\delta}(\mathbf{x}, t) + 2H(t)\dot{\delta}(\mathbf{x}, t) - \frac{c_s^2}{a(t)^2}\nabla^2\delta(\mathbf{x}, t) - 4\pi G\bar{\rho}(t)\delta(\mathbf{x}, t) = 0,\tag{3.7}$$

donde  $H(t) = H_0[\Omega_{R,0}(1+z)^4 + \Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}$  es el parámetro de Hubble y  $G$  la constante gravitacional.  $\Omega_{R,0}$ ,  $\Omega_{M,0}$  y  $\Omega_\Lambda$  son los parámetros de densidad de la radiación, materia y constante cosmológica evaluados al día de hoy, y están dados por:

$$\Omega_\Lambda \equiv \frac{\lambda}{3H_0^2}; \quad \Omega_{M,0} \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{M,0}; \quad \Omega_{R,0} \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_{R,0}.\tag{3.8}$$

El término  $8\pi G/3H_0^2$  es el inverso de la densidad crítica. El parámetro de densidad  $\Omega$  puede verse como la contribución de los distintos componentes

---

<sup>1</sup>Para tener una idea de qué es un marco de referencia comóvil, imaginemos un globo hinchándose como analogía bidimensional del universo en expansión. En ese globo pintamos unas líneas a modo de meridianos y paralelos creando una malla de líneas. Ahora imaginemos a las galaxias como puntos colocados en las intersecciones de un meridiano y un paralelo. A medida que el globo se hincha, la distancia entre los puntos aumenta, pero aún podemos seguir describiendo a una galaxia por la longitud y latitud que tiene en ese globo, dado que éstas no cambiarán con el tiempo. Las coordenadas comóviles se mueven junto con la expansión del sistema, de tal manera que en este sistema los objetos están en reposo.



a la densidad total del universo relativa a la densidad crítica; si la suma de ellos es igual a 1 entonces el universo es plano.

Podemos imaginar a una perturbación genérica como la superposición de ondas planas; mientras están en el régimen lineal, las mismas evolucionan independientemente unas de otras. Esto efectivamente significa que se puede representar la distribución como componentes independientes no en el espacio real, sino en el espacio de Fourier:

$$\begin{aligned}\delta(\mathbf{x}, t) &= V \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \delta_{\mathbf{k}}(t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}); \\ \delta_{\mathbf{k}}(t) &= V^{-1} \int_V d^3\mathbf{x} \delta(\mathbf{x}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}).\end{aligned}\quad (3.9)$$

Aquí  $\mathbf{k}$  es el vector de onda comóvil, cuya magnitud  $k$  es el número de onda comóvil, y  $\delta_{\mathbf{k}}$  es el modo de Fourier correspondiente. El tratamiento del campo de fluctuaciones en el espacio de Fourier es más conveniente, de tal manera que mientras esto es posible (régimen lineal), así se procede. De hecho, para una distribución gaussiana del contraste de densidad, la descripción estadística del campo de fluctuaciones en el espacio de Fourier se reduce a la determinación de una única propiedad: el espectro de potencias  $P(\mathbf{k}) \equiv |\delta_{\mathbf{k}}|^2$ . Debido a que el campo de fluctuaciones es isotrópico, el espectro de potencias depende sólo del número de onda  $k$ , es decir  $P(\mathbf{k}) \propto P(k)$ . Con el espectro de potencia  $P(k)$  definido, se puede calcular por ejemplo el exceso de masa típico de una escala espacial dada  $R$  simplemente convolucionando  $P(k)$  con una función de ventana definida a esa escala,  $W_k(R)$ . Por lo tanto, es suficiente analizar la evolución de los modos de Fourier  $\delta_{\mathbf{k}}$  por separado (como si fuese cada uno una perturbación de una escala dada) y con ellos se puede luego reconstruir el campo de densidades en el espacio real.

Regresando a la ecuación de onda (3.7), cada modo de oscilación queda caracterizado, como cualquier onda, por su amplitud, su longitud de onda y su fase. En el caso gaussiano (de hecho, varios modelos inflacionarios parecen generar este tipo de fluctuaciones), las fases de cada modo son aleatorias, y por tanto no están correlacionadas unas con otras. De esta forma, la ecuación para  $\delta$  (3.7) puede ser escrita en el espacio de Fourier como:

$$\ddot{\delta}_{\mathbf{k}} + 2H(t)\dot{\delta}_{\mathbf{k}} + \left( \frac{k^2 c_s^2}{a^2} - 4\pi G\bar{\rho} \right) \delta_{\mathbf{k}} = 0. \quad (3.10)$$

El coeficiente entre paréntesis de  $\delta$  tiene dos contribuciones con sentido opuesto que determinan el tipo de solución de la ecuación: el efecto de la

gravedad compite con el efecto de la presión del gas. A pequeñas escalas ( $k$  grande), el gradiente de presión domina y las perturbaciones no crecen, sólo oscilan como una onda de sonido. Esta es la solución estable y se dice en este caso que las fluctuaciones son *oscilaciones gravito-acústicas*. A escalas grandes ( $k$  pequeña), la autogravedad domina y la amplitud de las fluctuaciones crece de una manera exponencial en el tiempo (cuando  $H = 0$ , es decir para un fluido en reposo) o potencial en el tiempo (cuando  $H > 0$ , es decir un fluido en expansión). En este caso, la solución es inestable y la perturbación sufre el colapso gravitacional. El límite entre los dos regímenes se establece cuando la longitud de onda física de la perturbación

$$\lambda \equiv \frac{2\pi}{k} \quad (3.11)$$

es igual a la llamada *longitud de onda de Jeans*:

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\bar{\rho}}}, \quad (3.12)$$

para la cual el coeficiente de  $\delta$  en la ecuación (3.10) se hace cero.

Es convencional introducir la *masa de Jeans* como la masa dentro de una esfera de radio  $\lambda_J/2$ :

$$M_J = \frac{4\pi}{3}\bar{\rho} \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3. \quad (3.13)$$

En una perturbación con masa mayor a  $M_J$  la gravedad supera al gradiente de presión y la estructura colapsa. Esto pone un límite a las escalas que son capaces de colapsar en cada época.

Regresando a la ecuación (3.10), vemos que el coeficiente de  $\dot{\delta}$  actúa como una especie de fricción o viscosidad: en ausencia de este término “amortiguante” ( $H(t) = 0$ ), tendríamos que los modos crecientes de la solución inestable aumentan exponencialmente como encontró Jeans originalmente. Lo que nos interesa ahora es el caso de colapso gravitacional, así que abordaremos el régimen altamente inestable, es decir cuando  $k \ll k_J$ . En esta aproximación la ecuación (3.10) queda:

$$\ddot{\delta}_k + 2H(t)\dot{\delta}_k = 4\pi G\bar{\rho}\delta_k, \quad (3.14)$$

donde hemos pasado de notación vectorial a escalar, dado que en un universo homogéneo e isótropo, sólo la magnitud del vector es importante, no así su dirección. La ecuación (3.14) tiene en general dos soluciones, una de

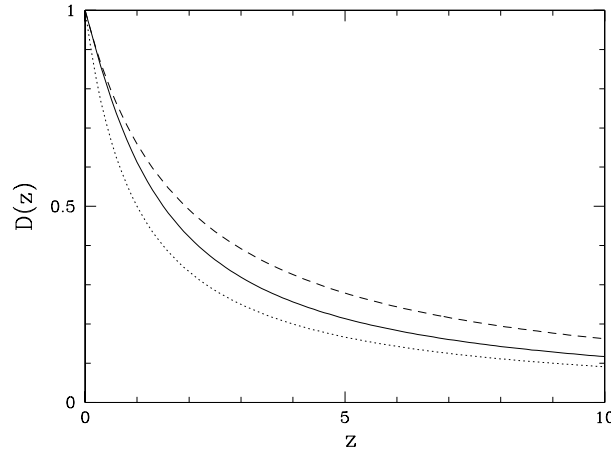


Figura 3.1: Factor de crecimiento de las perturbaciones normalizado a 1 para  $z=0$ . La línea continua representa el caso plano ( $\Omega_\Lambda = 0.7$  y  $\Omega_m = 0.3$ ), la línea segmentada el abierto ( $\Omega_m = 0.3$ ) y la línea punteada el modelo Einstein–De Sitter.

las cuales crece con el tiempo y es la que dominará la evolución de la densidad. Tenemos que durante la etapa lineal, la perturbación mantiene su forma en coordenadas comóviles y crece en proporción al llamado *factor de crecimiento*  $D(t)$ . Es fácil mostrar que la solución es tal que  $D(t) \propto t$  cuando domina la radiación; como en este caso  $a \propto t^{1/2}$ , entonces  $D(a) \propto a^2$ . Cuando domina la materia sobre la radiación  $D(t) \propto t^{2/3}$  y como  $a \propto t^{2/3}$  en este caso, entonces  $D(t) \propto a$ . En épocas posteriores, para un universo plano con constante cosmológica, este término comienza a dominar sobre el de la materia y radiación. Una buena aproximación para  $D(t)$  para un universo plano con dominio de materia y constante cosmológica (el modelo  $\Lambda$ CDM) es:

$$D[t(z)] = \frac{g(z)}{g(0)(1+z)}, \quad (3.15)$$

donde (Carroll et al. 1992 [18]):

$$g(z) \approx \frac{5}{2} \Omega_M \left[ \Omega_M^{4/7} - \Omega_\Lambda + (1 + \Omega_M/2)(1 + \Omega_\Lambda/70) \right]^{-1}, \quad (3.16)$$

con:

$$\Omega_M = \frac{\Omega_{M0}(1+z)^3}{E^2(z)}; \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Omega_{\Lambda0}}{E^2(z)}, \quad (3.17)$$

donde

$$E^2 = \Omega_{\Lambda0} + \Omega_{M0}(1+z)^3. \quad (3.18)$$

Como se puede apreciar, de la ecuación (3.15), el factor de crecimiento ha sido normalizado a 1 al día de hoy. En la figura (3.1) se muestra la variación de  $D(z)$  para tres modelos cosmológicos.

### Amortiguamiento de Silk

El resultado del análisis perturbativo de fluctuaciones en un fluido ideal de **bariones y radiación** muestra que la masa de Jeans  $M_J$ , cuando domina la radiación, es del orden de la masa del horizonte, es decir de la región causalmente conectada,  $M_H = \rho(t)(4\pi/3)L_H^3(t)$ . Esto es debido a la fuerte presión de la radiación, siendo en este régimen la velocidad del sonido del fluido del orden de la velocidad de la luz. Cuando la materia comienza a dominar en la dinámica del Universo, la presión baja pero no mucho pues la materia sigue acoplada a la radiación. Finalmente, después de la recombinación, cuando materia y radiación se desacoplan, la presión decae estrechamente: es simplemente la presión de un gas de hidrógeno y algo de helio neutros a  $T < 4000\text{K}$ ; en ese momento, la masa de Jeans es de apenas  $\sim 10^6 M_\odot$ . Pero en realidad hubo otro proceso que no permite llegar “vivas” a las fluctuaciones de escalas galácticas a la época de la recombinación.

Como se vió, las fluctuaciones bariónicas subhorizonte son gravitacionalmente estables antes de la recombinación. Ellas congelan la evolución de su  $\delta$  al cruzar el horizonte y las perturbaciones están en un estado de oscilaciones gravitoacústicas. A tiempos muy anteriores a la recombinación el acoplamiento entre materia y radiación es perfecto por lo que el fluido (plasma) materia–radiación es ideal. Sin embargo a medida que el Universo se expande, la radiación se enfría adiabáticamente y el acoplamiento con la materia se hace más imperfecto, al caso límite, se desacopla por completo en la época de la recombinación ( $z \approx 1080$ ,  $t \approx 380,000$  años). El hecho de que la radiación se va desacoplando de la materia (difusión fotónica) provoca que las oscilaciones gravito–acústicas disipen energía y se amortigüen. Este proceso, descubierto por Silk (1968), provoca que las fluctuaciones se borren. *El cálculo detallado muestra que hasta la recombinación todas las fluctuaciones de escalas menores a  $\approx 10^{13} M_\odot$  se borran por el amortiguamiento de Silk, planteando un grave conflicto para el caso de universos donde sólo existe materia bariónica: ¿Cómo explicar entonces la formación de las galaxias?* La escuela soviética, liderada por Yacob Zel’dovich, desarrolló en los años 70 y 80’s un escenario de fragmentación por inestabilidades térmicas de las fluctuaciones que sí sobreviven (las de escalas mayores a  $\approx 10^{13} M_\odot$ ) que podía explicar la formación de las galaxias (el escenario de los “pancakes”). Sin embargo, la amplitud que luego se midió en la radiación cósmica de fondo para estas fluctuaciones es muy pequeña, implicando que su fragmentación

apenas estaría dando origen a las galaxias en el presente, cosa que contradice toda observación.

### 3.2.2. El Caso con Materia Oscura Exótica

Los cosmólogos en el occidente, entre ellos el mexicano Carlos Frenk, propusieron entonces que una manera de lograr la formación de galaxias es suponiendo que en el Universo domina la **materia oscura exótica**, también llamada materia oscura no bariónica. Esta materia no interactúa electromagnéticamente, por lo tanto las fluctuaciones constituidas de esta materia no tienen una presión radiativa que se oponga a su evolución gravitacional y, mucho menos sufrirán del amortiguamiento de Silk. Esta propuesta venía respaldada con la creciente evidencia astronómica de la existencia de grandes cantidades de materia oscura en las galaxias y cúmulos de galaxias y de la afinidad de la teoría inflacionaria a la existencia de partículas supersimétricas.

#### Amortiguamiento de las Fluctuaciones de Materia Oscura

Pero incluso las fluctuaciones de materia oscura exótica sufren un proceso de amortiguamiento; este es llamado amortiguamiento de flujo libre. Mientras las partículas oscuras sean relativistas, estas viajan por sus geodésicas y pueden fluir libremente por escalas menores al horizonte ( $\approx ct$ ), borrando toda perturbación de tamaños menores al del horizonte al tiempo cósmico  $t$  (ver por ej. Padmanabhan 1993 [81]). Si las partículas se vuelven no relativistas muy temprano, entonces todas las escalas sobreviven al amortiguamiento por flujo libre prácticamente; mientras que si permanecen relativistas por un intervalo de tiempo prolongado, incluso las escalas galácticas pueden llegar a borrarse. Esto da lugar a clasificar a las hipotéticas partículas de materia oscura en 3 tipos de acuerdo a la época en que se vuelven no relativistas.

Una partícula se dice relativista cuando su energía cinética o temperatura asociada es mayor a su energía en reposo:

$$AkT_x > \frac{m_x c^2}{2}, \quad (3.19)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann,  $A$  es una constante cercana a la unidad,  $T_x$  y  $m_x$  son la temperatura y la masa de la partícula y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. En las épocas en que las partículas son relativistas,  $T_x$  es similar a la temperatura de la radiación; esta última decrece con el tiempo por la expansión como  $T_{\text{rad}} \propto t^{-1/2}$ . Por lo tanto la época en que  $AkT_x$  se hace igual a  $m_x c^2/2$ , el tiempo de “no relativista”,

escala inversamente proporcional al cuadrado de  $m_x$ :  $t_{n.r.} \propto m_x^{-2}$ ; mientras más masiva es la partícula más pronto se vuelve fría. Como veremos más adelante el hecho de cuándo las partículas se vuelven no relativistas tiene profundas implicaciones en la formación de estructuras cósmicas. Por lo tanto, de acuerdo a sus masas, las partículas pueden ser:

- *Materia Oscura Fría (CDM en inglés)*,  $m_x \gg GeV$ ; el principal candidato, y el más buscado por los físicos, es el neutralino. También fue un candidato muy aceptado el axión, el cual tiene una masa casi despreciable,  $10^{-5}eV$ , sin embargo nace por construcción frío en una ruptura de simetría en la cromodinámica cuántica. Se han encontrado recientemente ciertas inconsistencias teóricas para esta partícula.
- *Materia Oscura Tibia (WDM en inglés)*,  $m_x \gtrsim 0.5 KeV$  hasta decenas de MeVs; los principales candidatos son el neutrino estéril y el neutrino derecho con masas alrededor del KeV o más. Hay experimentos que buscan detectar estas partículas.
- *Materia Oscura Caliente (HDM en inglés)*,  $m_x$  hasta de algunas centenas de eVs; el principal candidato es el neutrino. De hecho es la única partícula de materia oscura exótica que se ha detectado y cuya existencia predice el modelo estándar. Sin embargo los neutrinos parecen tener masas muy pequeñas, según recientes experimentos, inferiores al eV para la especie más abundante que es el neutrino electrónico. Con estas masas, la contribución de los neutrinos a la densidad del Universo es muy pequeña,  $\Omega_\nu \approx 0.007$ , es decir similar a la de las galaxias luminosas pero mucho menor que la  $\Omega_{din}$  y por lo tanto se descarta.

Como puede verse, el hecho que las partículas sean del tipo CDM, WDM o HDM, depende básicamente de su masa. Aproximadamente se tiene la siguiente situación:

$$\begin{aligned}
 \text{CDM: } & m_x \approx 100 \text{ Gev} \rightarrow M_{min} \approx 10^{-5}M_\odot; \\
 \text{WDM: } & m_x \sim 1 \text{ Kev} \rightarrow M_{min} \approx 4 \times 10^9M_\odot; \\
 \text{HDM: } & m_x \sim 10 \text{ ev} \rightarrow M_{min} \approx 10^{16}M_\odot,
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

donde  $M_{min}$  es la masa del horizonte a la época en que la partícula se vuelve no relativista, por ende es la mínima masa que sobrevive al flujo libre; escalas mayores no se borran. Como se ve, para el HDM otra vez surge el problema de formación de galaxias por lo que fue descartado tempranamente. Por economía se estudió el caso extremo de CDM donde sobreviven todas las

escalas de interés cosmológico, además suponiendo que estas partículas son totalmente no colisionales. Este es el escenario por excelencia usado para explicar la estructura de gran escala del Universo y la formación de galaxias. Cuando las fluctuaciones entran en su régimen no lineal de evolución gravitacional, el proceso es altamente complejo por lo que tiene que ser atacado principalmente con métodos numéricos en poderosas computadoras.

*El Escenario Jerárquico CDM.* El punto de partida para estudiar la formación de estructuras cósmicas ya autogravitantes a través de simulaciones numéricas no lineales es el espectro de potencias de las fluctuaciones a un tiempo avanzado dado, la recombinación por ejemplo. Como se vió, si las fluctuaciones están dominadas por CDM, sobreviven todas las escalas cosmológicas. Sin embargo, incluso para estas fluctuaciones existe un proceso de estancamiento (pero no borrado) en su evolución en la época cuando domina la radiación ( $\rho_{rad} \gg \rho_m$ ). En estas épocas la dinámica de la expansión del Universo está controlada por  $\rho_{rad}$ , por lo tanto el tiempo característico de estiramiento de una fluctuación (en su régimen lineal se expande junto con el Universo, aún no es autogravitante), es  $t_{exp} \sim (G\rho_{rad})^{-1/2}$ ; mientras que el tiempo característico de contracción por la gravedad de la fluctuación es  $t_{contr} \sim (G\rho_m)^{-1/2}$ . Debido a que  $\rho_{rad} \gg \rho_m$ , tenemos que  $t_{exp} \ll t_{contr}$ , es decir que en lo que la fluctuación intenta contraerse por su gravedad, la expansión del Universo dominada por la radiación lo evita. Este fenómeno se conoce como “estancamiento por expansión” y provoca que todas las fluctuaciones que cruzaron el horizonte antes de la igualdad radiación–materia (es decir las de tamaños menores al horizonte a esa época,  $M_{hor}(t_{ig}) \approx 10^{13}M_{\odot}$ ) congelen su evolución gravitacional. Mientras tanto, las escalas mayores al horizonte se encuentran en evolución. Este fenómeno dejará una profunda huella en el espectro de potencias procesado.

### 3.2.3. El Espectro de Potencias Procesado de las Fluctuaciones

Debido a que las fluctuaciones son aleatorias en origen, podemos introducir algunas propiedades estadísticas útiles para describir las fluctuaciones de densidad y su evolución gravitacional. Aquí hablaremos de la varianza, del espectro de potencias y de cómo se transforma debido a los procesos evolutivos y de amortiguamiento que se describieron en la subsección anterior. El llamado espectro de potencias de las perturbaciones de densidad  $P(k) \equiv |\delta_k|^2$  mide la amplitud de las fluctuaciones como una función del número de onda  $k$ . En los modelos estándares, la inflación produce un espectro de potencias inicial  $P_i(k) \propto k^{n_i}$  con  $n_i \approx 1$ . Este valor de  $n_i$  corresponde a

lo que se llama el espectro invariante de escala, en el cual, al momento de cruzar el horizonte, la amplitud de las fluctuaciones es la misma independientemente de sus escalas. El espectro de potencias invariante de escala fue inferido empíricamente en trabajos seminales de Zel'dovich y Harrison independientemente en el año de 1970. Si se tuviera  $n_i > 1$ , habría perturbaciones de pequeñas escalas tales que al cruzar el horizonte su densidad es tan alta que el radio de la misma podría ser el radio de Schwarzschild, es decir serían agujeros negros primordiales. Agujeros negros de masas menores a  $10^{15}$  gr sufren la evaporación de Hawking hasta el presente y la radiación gamma que producen constituiría un fondo gamma. El fondo de rayos gamma observado pone una cota a  $n_i$  cercana a 1 por arriba. Por otro lado, si  $n_i$  hubiera sido  $< 1$ , las perturbaciones a gran escala al cruzar el horizonte serían más densas que las pequeñas dando lugar a una estructura a gran escala incorrecta con relación a lo observado. Las observaciones ponen una cota a  $n_i$  cercana a 1 por abajo. En conclusión, el valor más probable de  $n_i$  es 1.

La forma del espectro de potencias no permanece inalterada hasta el presente, sino que se modifica en virtud de diversos procesos físicos que afectan a las fluctuaciones: evolución gravitacional, procesos disipativos y de amortiguamiento. El efecto combinado de todos estos procesos se resume en la llamada *función de transferencia*, la cual relaciona al espectro de potencias inicial con el espectro procesado a la época de la recombinación:

$$P(k) \propto T^2(k)P_i(k). \quad (3.21)$$

La forma estandar de calcular la función de transferencia es resolviendo la ecuación de Boltzmann para la evolución temporal de las distribuciones en el espacio-fase de todas las especies de partículas del modelo (bariones, fotones, neutrinos, materia oscura no bariónica, etc.). Un buen ajuste a los cálculos numéricos de la ecuación de Boltzmann acoplada incluyendo materia oscura es (Bardeen et al. 1986 [8]):

$$T(k) = \frac{\ln(1 + 2.34q)}{2.34q} [1 + 3.89q + (16.1q)^2 + (5.46q)^3 + (6.71q)^4]^{-1/4}, \quad (3.22)$$

donde  $q = k/[\Omega_{M0}h^2\text{Mpc}^{-1}]$ , con  $h = H_0/(100 \text{ km/s Mpc}^{-1})$ . Si bien es posible calcular la forma del espectro de potencias procesado comparado al primordial en cualquier modelo, no hay una manera *a priori* de fijar su amplitud. Hay insuficiente conocimiento de la física del origen de las fluctuaciones como para permitirnos predecirla con alguna certeza. La amplitud de  $P(k)$  es por lo tanto, dejada como un parámetro libre cuyo valor es asignado



a partir de un ajuste de mediciones de las fluctuaciones de la RCF o de la abundancia de cúmulos de galaxias. Este proceso es conocido como normalización. El espectro procesado es la condición inicial para el estudio ulterior de la evolución de las fluctuaciones, cuando éstas entran en el régimen no lineal. Para estas fases se emplean simulaciones numéricas en supercomputadora: la evolución de millones de partículas puntuales desplazadas de acuerdo al espectro de potencias  $P(k)$  en una caja son estudiadas integrando numéricamente las ecuaciones de movimiento newtonianas, suponiendo condiciones de frontera periódicas.

Veamos conceptualmente cómo se comporta  $T(k)$ . Conforme el Universo se expande, el horizonte crece cada vez más (proporcional a  $ct$ ). Esto significa que la longitud de onda de cualquier perturbación sinusoidal (una distancia que permanece constante en coordenadas comóviles) tarde o temprano llegará a ser menor que la escala del horizonte. Como se mencionó, antes de la recombinación, fotones y bariones están fuertemente acoplados y actúan como un fluido simple donde la velocidad del sonido es del orden de la velocidad de la luz. Esto significa que la longitud de Jeans es enorme, del orden del tamaño del horizonte. De esta forma, las perturbaciones que han entrado en el horizonte, son estables. Pero además las de masas menores a  $\approx 10^{14}M_{\odot}$  llegan a borrarse hasta la recombinación ( $z = 1080$ ) por el amortiguamiento de Silk. Las fluctuaciones que entraron en el horizonte después de la igualdad radiación-materia (la masa del horizonte correspondiente es  $\approx 5 \times 10^{13}M_{\odot}$ ) nunca fueron afectadas por la microfísica. Esto significa que  $T(k) \approx 1$  para toda fluctuación mayor a  $\approx 5 \times 10^{13}M_{\odot}$ : el espectro de potencias conserva su forma inicial a grandes escalas; en cambio, para escalas pequeñas, tenemos que las fluctuaciones bariónicas simplemente se borraron. Si las fluctuaciones son de materia oscura no bariónica, entonces sí sobreviven pero las que cruzaron el horizonte antes de la igualdad (masas menores a  $\approx 5 \times 10^{13}M_{\odot}$ ) estancan su evolución por la expansión. Luego de la igualdad continúan creciendo en amplitud pero el efecto del estancamiento queda impreso en el espectro de potencias, mismo que cambia en forma con relación al inicial a las escalas menores a  $\approx 5 \times 10^{13}M_{\odot}$ . Para las escalas más pequeñas el espectro tiende a la forma  $P(k) \propto k^{n_i-4}$ .

En el caso de perturbaciones gaussianas, tenemos que el valor medio de las fluctuaciones de densidad es por definición igual a cero; y una medida del grado de inhomogeneidad a una escala dada es su valor cuadrado medio, es decir, su varianza  $\sigma^2 \equiv \langle \delta^2 \rangle$ , relacionada al espectro de potencias a través

de:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty P(k) \hat{W}^2(kR) k^2 dk, \quad (3.23)$$

donde  $\hat{W}(kR)$  es la transformada de Fourier de la llamada *función de ventana*, que toma en cuenta sólo los modos que son relevantes. En el caso particular del modelo top-hat esférico, la función de ventana es  $W = 1$  dentro de una esfera de radio  $R$  y cero fuera de ella. Así que la transformada de Fourier en este caso será:

$$\hat{W} = \frac{3(\sin kR - kR \cos kR)}{kR^3}. \quad (3.24)$$

La función  $\sigma$  es más intuitiva que el espectro de potencias: describe el exceso de masa típico de una región de radio  $R$  y masa correspondiente  $M$ . La varianza primigenia (correspondiente al espectro de potencias primigenio) es:  $\sigma(M) \propto M^{-2/3}$ . La varianza procesada correspondiente al espectro procesado que incluye CDM conserva este comportamiento para las escalas mayores a  $\approx 5 \times 10^{13} M_\odot$  pero a escalas menores tiende a aplanarse (efecto del estancamiento por expansión); en realidad va como  $\sigma \propto 1/\ln M$ . La normalización de la varianza procesada se hace a través de la cantidad  $\sigma_8$  que es el valor de la varianza en una esfera de radio  $8h^{-1}\text{Mpc}$  y que se determina ya sea de las anisotropías de la RCF o de la abundancia de cúmulos. En la figura (3.2) se muestra el valor de  $\sigma$  como función de la masa para distintos modelos cosmológicos, con  $\sigma_8 = 0.75$ , que es el valor más actualizado. Los modelos utilizados fueron planos con  $\Omega_m = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$  y el modelo Einstein–De Sitter. La figura (3.3) original de Tegmark/SDSS y Firmani/Avila-Reese ilustra la capacidad de restringir la varianza predicha para las fluctuaciones con las observaciones, desde la RCF hasta el bosque de Ly  $\alpha$  y la relación Tully–Fisher para galaxias de disco.

### 3.2.4. Evolución No lineal de las Perturbaciones

En las regiones sobredensas, la autogravedad de la concentración de masa local competirá contra la expansión del universo, es decir, esta región se expandirá a un ritmo cada vez más lento comparado con el universo de fondo. Esto ocasionará que el contraste de densidad se vaya incrementado cada vez más y por tanto, que el potencial gravitacional local sea más y más dominante. Eventualmente, dicha región colapsará bajo su propia autogravedad y se formará un sistema enlazado. Como hemos visto en la subsección anterior, las fluctuaciones de densidad evolucionan en un principio de forma lineal ya que el contraste de densidad es pequeño. Conforme pasa el tiempo, dicho

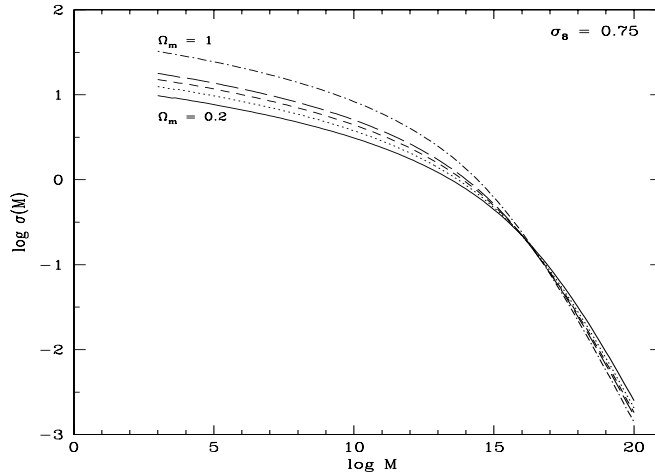


Figura 3.2: Valor de  $\sigma(M)$  para diferentes modelos cosmológicos. Los modelos utilizados fueron planos con  $\Omega_m = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$  y el modelo Einstein–De Sitter. Los valores de  $\Omega_m$  disminuyen de arriba hacia abajo. Note como las curvas de la varianza se aplanan drásticamente hacia masas menores a partir de  $\sim 10^{13} - 10^{14} M_\odot$ . Este es el claro efecto del estancamiento por expansión que sufrieron las perturbaciones que cruzaron el horizonte cuando dominaba la radiación

contraste va siendo cada vez más grande hasta que la aproximación lineal ya no es válida. Entramos entonces en el régimen no lineal. La evolución gravitacional cuando se ha entrado en tal régimen es un proceso muy complicado y en general es estudiado a través de simulaciones numéricas de N–cuerpos. No obstante, la implementación de métodos analíticos y semianalíticos ha resultado ser de gran utilidad para entender las principales características del colapso. El modelo más simple que puede ser estudiado analíticamente está basado en la suposición de que la región sobredensa es uniforme y esféricamente simétrica (alrededor de algún punto). La simetría de esta situación significa que la perturbación puede ser tratada como un universo (cerrado) separado del universo de fondo. La transformada de Fourier del contraste de densidad fue útil en el régimen lineal dado que cada modo evoluciona de forma independiente. Esto no ocurre en el régimen no lineal, así que no hay ventaja en el uso de las componentes de Fourier en este caso y es mejor estudiar la evolución de  $\delta$  en el espacio real directamente.

Consideremos un exceso de densidad inicial  $\delta_i$  dentro de una esfera de radio  $R$  (mucho menor que el horizonte). El colapso top–hat esférico puede ser descrito por la ecuación newtoniana (con una corrección por la constante

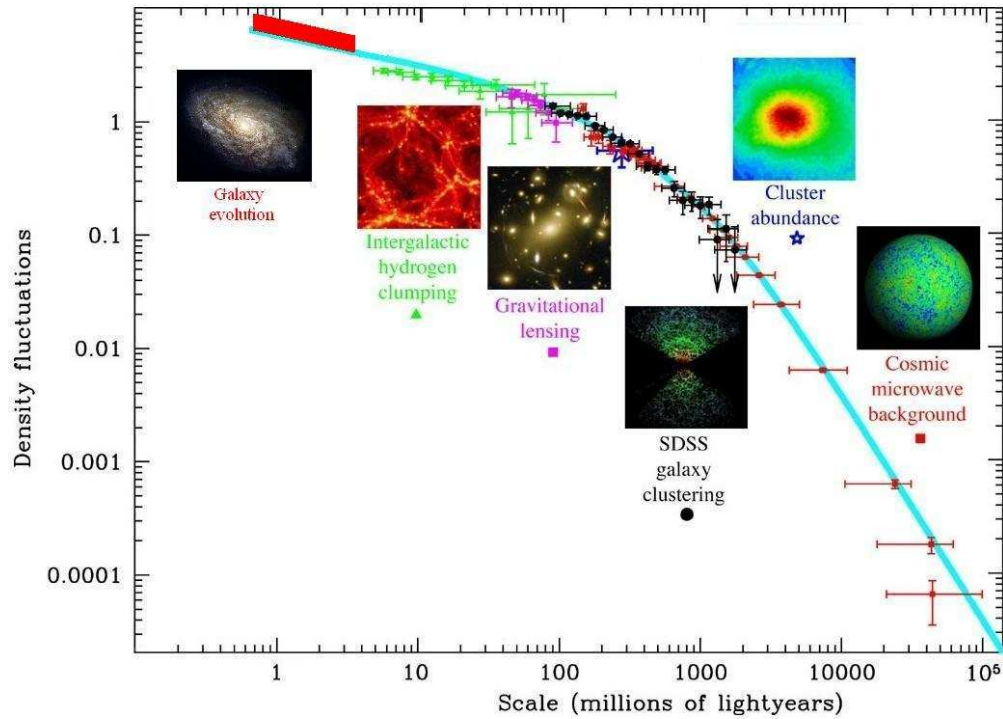


Figura 3.3: Restricciones observacionales del valor de  $\sigma(M)$ . La línea sólida es  $\sigma(M)$  para el modelo  $\Lambda$ CDM y los puntos con barras de errores corresponden a diferentes sondeos observacionales. Esta gráfica resume la impresionante capacidad predictiva que tiene todo el escenario cosmológico  $\Lambda$ CDM: la descripción que ofrece de la estructura a mediana y gran escala del Universo está muy de acuerdo con las observaciones para un enorme intervalo de escalas, objetos astronómicos y procesos físicos. Créditos: Tegmark/SDSS y Firmani/Avila-Reese

cosmológica):

$$\frac{d^2r}{dt^2} = H_0^2 \Omega_\lambda r - \frac{GM}{r^2}, \quad (3.25)$$

donde  $M$  es la masa contenida dentro de la región de radio  $r$  (no comóvil). Se supone que la materia está distribuída en cascarones esféricos que no se cruzan durante la evolución. El instante inicial  $t_i$  se escoge como un tiempo en el cual  $\delta$  es tan pequeña que la región se expande aún con el universo de fondo. Cuando el cascarón alcance su radio máximo  $r_{max}$  al tiempo  $t_{max}$ , la densidad de la región será:

$$\rho(z_m) \approx 5.6 \bar{\rho}(z_m) \quad (3.26)$$

para el caso Einstein–De Sitter. En el caso  $\Lambda$ CDM, esta ecuación es una buena aproximación para  $z \geq 2$ . Después de alcanzar el radio máximo, la región sobredensa colapsará. En el caso ideal, la masa contenida colapsaría a un punto. La teoría lineal predice que en este momento  $\delta_c = 1.686$  para el caso Einstein–De Sitter y

$$\delta_c = 1.686 \Omega_{M0}^{0.0055} \quad (3.27)$$

para el caso  $\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1$ . Entonces, se considera que un halo colapsa al corrimiento al rojo  $z$ , si:

$$\delta_c(z) = \frac{\delta_c}{D(z)}. \quad (3.28)$$

Esta cantidad es llamada densidad crítica para colapso.

En la realidad, el halo no colapsará hasta llegar a ser un punto, sino que debido la falta de una simetría perfectamente esférica, la materia oscura experimenta un proceso de relajación violenta y rápidamente alcanza un estado virial. El resultado no será entonces un punto de densidad infinita sino una configuración extendida de radio  $r_{vir} = (r_{max}/2)$  al tiempo  $t_c = 2t_{max}$  y con un exceso de densidad final (relativo a la densidad crítica) dado por:

$$\rho_{vir} \approx 18\pi^2 \bar{\rho}(z_{vir}) \quad (3.29)$$

en el caso Einstein–De Sitter. Para el caso  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ , el valor del exceso de densidad final relativa a la densidad crítica es (Bryan & Norman 1998 [17]):

$$\Delta_c = 18\pi^2 + 82d - 39d^2, \quad (3.30)$$

donde

$$d \equiv \Omega_M - 1. \quad (3.31)$$

Para una región virializada (halo) de masa  $M$ , su radio virial, velocidad circular y temperatura, en el caso Einstein–De Sitter y bajo varias suposiciones, estarán dados por (Barkana & Loeb 2001 [9]):

$$r_{vir} = 0.784 \left( \frac{M}{10^8 h^{-1} M_\odot} \right)^{1/3} \left[ \frac{\Omega_{M0}}{\Omega_M} \frac{\Delta_c}{18\pi^2} \right]^{-1/3} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{-1} h^{-1} \text{ kpc}; \quad (3.32)$$

$$V_c = 23.4 \left( \frac{M}{10^8 h^{-1} M_\odot} \right)^{1/3} \left[ \frac{\Omega_{M0}}{\Omega_M} \frac{\Delta_c}{18\pi^2} \right]^{1/6} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \text{ km s}^{-1}; \quad (3.33)$$

$$T_{vir} = 1.98 \times 10^4 \left( \frac{\mu}{0.6} \right) \left( \frac{M}{10^8 h^{-1} M_\odot} \right)^{2/3} \left[ \frac{\Omega_{M0}}{\Omega_M} \frac{\Delta_c}{18\pi^2} \right]^{1/3} \left( \frac{1+z}{10} \right) \text{ K}, \quad (3.34)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular medio y  $m_p$  la masa del protón. El valor de  $\mu$  dependerá de la fracción de ionización del gas:  $\mu = 0.59$  para un gas primordial completamente ionizado,  $\mu = 0.61$  para un gas de hidrógeno ionizado y helio una vez ionizado, y  $\mu = 1.22$  para un gas primordial neutro.

Si bien el colapso esférico captura algo de la física que gobierna la formación de halos, en realidad la formación de estructuras procede de un modo jerárquico: las primeras estructuras en formarse serán las de masa baja y posteriormente se formarán las de alta masa a través de un proceso de agregación de materia (no está muy claro si se trata de fusiones de objetos ya formados o de acreción de materia gradual o de las dos cosas combinadas). Este escenario es conocido como *bottom-up*. Simulaciones numéricas de la formación jerárquica de halos CDM predicen un perfil de densidad típico, con una forma independiente de la masa y de los parámetros cosmológicos:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}, \quad (3.35)$$

conocido como perfil Navarro–Frenk–White (Navarro et al. 1997 [76]), donde  $\rho_s$  y  $r_s$  son una densidad y un radio característico. La masa del halo y la densidad característica están fuertemente correlacionados: halos de baja masa serán más densos que los sistemas masivos y esto se refleja en el hecho de que los halos de baja masa colapsan primero.

### 3.2.5. Formalismo de Press–Schechter: la Función de Masa de los Halos

Además de caracterizar las propiedades de los halos individuales, una predicción crítica de cualquier teoría de formación de estructuras es la abundancia de halos, es decir, el número de halos por unidad de volumen a un

cierto corrimiento al rojo como función de la masa. Esta predicción es de suma importancia para inferir la abundancia de galaxias y cúmulos de galaxias. Mientras que sólo las simulaciones numéricas nos dan la distribución espacial de halos, las técnicas analíticas son extremadamente útiles ya que son mucho más rápidas y permiten el análisis de una amplia gama de parámetros. El método más utilizado de este tipo fue desarrollado por W. Press y P. Schechter (Press & Schechter 1974 [84]). En su aproximación, la abundancia de halos al corrimiento al rojo  $z$  es determinada considerando un campo aleatorio Gaussiano, crecimiento gravitacional lineal y colapso esférico. Ellos procedieron de la siguiente manera: definieron un campo de densidad suavizado  $\delta_M$  promediando  $\delta$  sobre regiones esféricas de radio tal, que la masa contenida fuera  $M$  en promedio. Siendo  $\sigma(M) \equiv \langle \delta_M^2 \rangle^{1/2}$  su fluctuación rms de la masa. Consideraron que un punto  $x$  es parte de un halo virializado de masa mayor a  $M$  si:

$$\delta_M(x) \geq \delta_c. \quad (3.36)$$

La probabilidad de que esta condición se cumpla es:

$$P[\delta_M(x) > \delta_c] = \int_{\delta_c}^{\infty} d\delta_M \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(M)} \exp\left[-\frac{\delta_M^2}{2\sigma^2(M)}\right], \quad (3.37)$$

es decir, igual a:

$$P[\delta_M(x) > \delta_c] = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left[\frac{\delta_c}{\sqrt{2}\sigma(M)}\right]. \quad (3.38)$$

donde  $\operatorname{erfc}(x)$  es la función de error. Ellos identificaron esta probabilidad con la fracción de partículas de materia oscura que son parte de halos colapsados de masa mayor que  $M$  al corrimiento al rojo  $z$ , sólo que tenía que multiplicarse por un factor 2 para asegurarse de que todas las partículas terminaran como parte de un halo con  $M > 0$ . Así, la fórmula para la fracción de halos con masa mayor que  $M$  al corrimiento al rojo  $z$  es:

$$F(M, z) = \operatorname{erfc}\left[\frac{\delta_c(z)}{\sqrt{2}\sigma(M)}\right]. \quad (3.39)$$

El factor 2 es útil para no tenernos que preocupar por incluir sólo a las fluctuaciones positivas de  $\delta_M$ . Diferenciando la ecuación (3.39), obtenemos el número de halos por unidad de volumen comóvil al corrimiento al rojo  $z$ , con masa entre  $M$  y  $M + dM$ :

$$N_{PS}dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}_0}{M} \frac{d\nu}{dM} \exp\left[-\frac{\nu^2}{2}\right] dM, \quad (3.40)$$

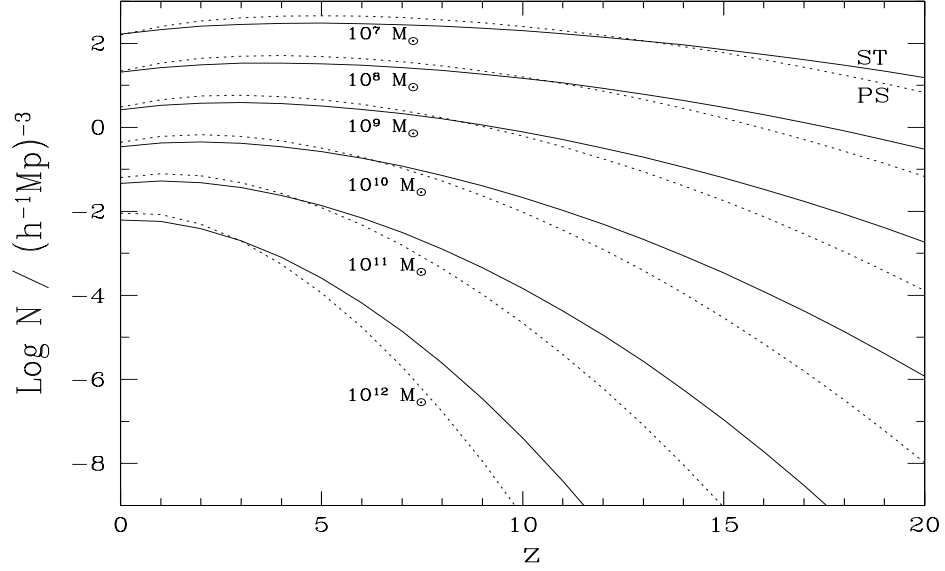


Figura 3.4: Número de halos de masa mayor a un valor específico de  $M$  en función del corrimiento al rojo. Las líneas sólidas corresponden al colapso elipsoidal (ST) y las líneas punteadas al colapso esférico (PS). La masa mínima se indica a un lado de cada par de curvas.

donde:

$$\nu \equiv \frac{\delta_c}{D(z)\sigma(M)} \quad (3.41)$$

es el número de desviaciones estandares que el colapso crítico representa a la escala de masa  $M$ , o equivalentemente es la altura del pico de densidad. Se define una masa característica para cada corrimiento al rojo  $M_*(z)$ , haciendo  $\nu = 1$ , es decir,  $\sigma(M_*) = \delta_c/D(z)$ . Los halos de esta masa son llamados halos  $1\sigma$ . En general, halos con  $\nu = N$  son llamados halos  $N\sigma$ . Entre mayor sea el valor de  $N$ , menos probable será encontrar un halo con la correspondiente masa. Sin embargo, será en halos de alta  $N$  donde se habrán de formar las primeras estructuras cósmicas. La fórmula de Press–Schechter presenta un notable acuerdo con los resultados de simulaciones numéricas, pero un acuerdo aún mayor se alcanza con una fórmula ligeramente diferente propuesta por R. Sheth y G. Tormen (Sheth & Tormen 1999 [100]):

$$N_{ST}dM = A \left(1 + \frac{1}{\nu'^{2q}}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}_0}{M} \frac{d\nu'}{dM} \exp\left[-\frac{\nu'^2}{2}\right] dM, \quad (3.42)$$



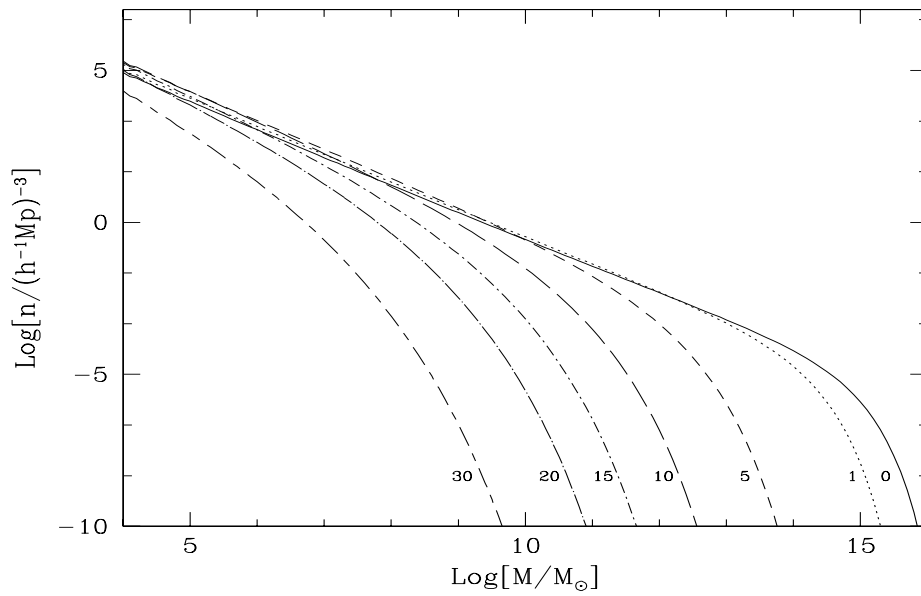


Figura 3.5: Número de halos por unidad de volumen comóvil de acuerdo al colapso elipsoidal. El valor del corrimiento al rojo se encuentra al lado izquierdo de cada una de las curvas.

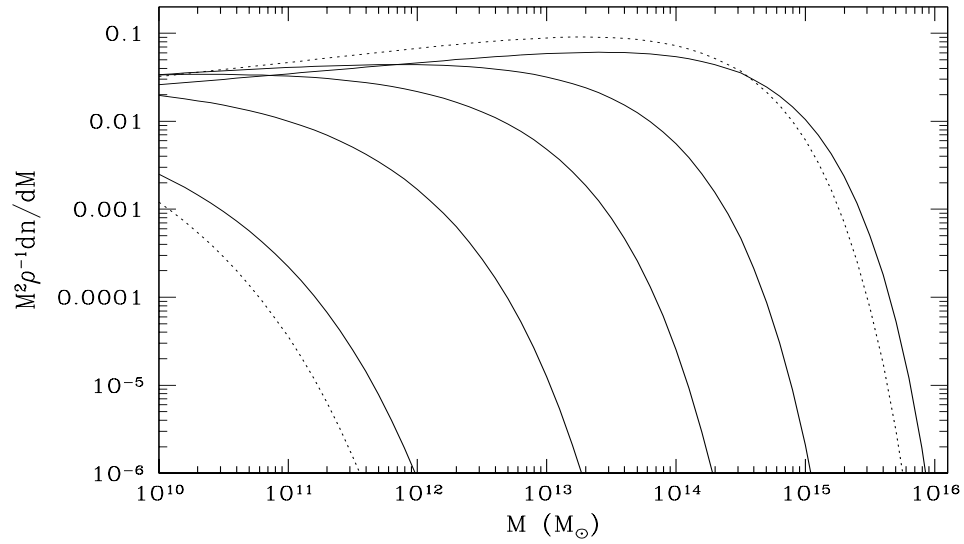


Figura 3.6: Densidad de halos diferencial como función de la masa y el corrimiento al rojo, graficada aquí como la función de multiplicidad  $M^2\rho^{-1}dn/dM$ . Las líneas sólidas corresponden al modelo de Sheth–Tormen y las líneas punteadas al de Press–Schechter. Los valores de  $z$  aumentan de arriba hacia abajo y se indican en el texto.

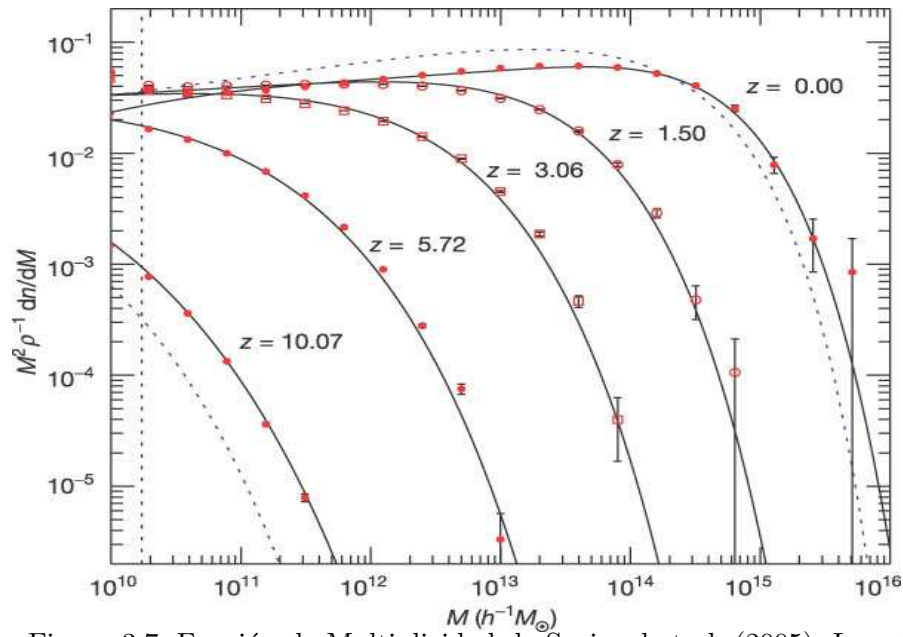


Figura 3.7: Función de Multiplicidad de Springel et al. (2005). Los círculos con barras de error son las mediciones de la simulación numérica del milenio ( $N = 2160^3 \simeq 1.0078 \times 10^{10}$  partículas desde  $z = 127$  al presente en una región cúbica de  $500h^{-1}$  Mpc de lado), las líneas continuas son las predicciones de ST y las punteadas las de PS.

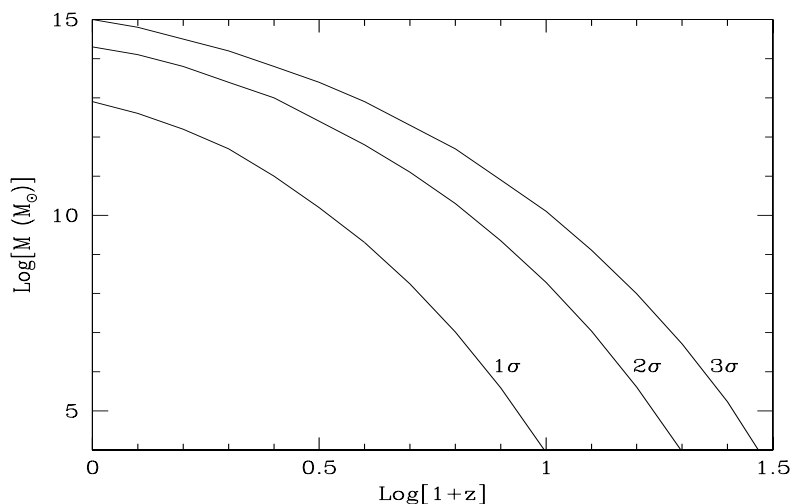


Figura 3.8: Corrimientos al rojo de colapso para perturbaciones  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  y  $3\sigma$  de acuerdo a la masa del halo.

donde  $\nu' = \sqrt{a\nu}$ ,  $a = 0.707$ ,  $A = 0.322$  y  $q = 0.3$ . Ellos llegan a esta fórmula considerando un colapso elipsoidal, que resulta ser más realista que un colapso esférico. En la figura (3.4) se muestra el número de halos por unidad de volumen comóvil de masa mayor a  $M$ , calculado utilizando los dos formalismos: la línea sólida corresponde a la fórmula de Sheth–Tormen (ST) y la línea punteada a la de Press–Schechter (PS). Podemos ver que las curvas PS presentan una caída más rápida y que ésta empieza a un corrimiento al rojo menor respecto a las curvas ST. Vemos que esta diferencia es mayor entre más grandes sean la masa mínima y el corrimiento al rojo, lo que implica que PS subestima la cantidad de halos de alta masa, sobre todo en las etapas más tempranas. En el caso de halos de masa baja, vemos que la diferencia es pequeña entre uno y otro formalismo; esto se debe a que en el caso de PS la falta de halos de alta masa se ve compensada con la gran cantidad de halos de baja masa que predice.

En la figura (3.5) presentamos el número de halos por unidad de volumen comóvil como función del valor de la masa del halo, para diferentes corrimientos al rojo. Aquí sólo mostramos la curva correspondiente a ST. Vemos aquí la evolución temporal de la función de masa; como mencionamos antes, la formación de estructuras procede jerárquicamente y esto se refleja en que las masas de la mayoría de los halos sólo alcanzan valores grandes a épocas recientes. En la figura (3.6) se presenta la densidad de halos diferencial co-

mo función de la masa y el corrimiento al rojo, graficada como la función de multiplicidad  $M^2 \rho^{-1} dn/dM$ , tal como lo presentan Springel et al. 2005 (Springel et al. 2005 [104]) (figura 3.7) para enfatizar la masa de halos más frecuente, la que más contribuye a la densidad de masa total. La función de multiplicidad fue calculada para los siguientes valores de  $z$ : 0, 1.5, 3.06, 5.72 y 10.07.

Por último, mostramos el corrimiento al rojo de colapso de acuerdo a la masa del halo en la figura (3.8). Aquí vemos que en los halos más típicos ( $1\sigma$ ), sólo se formarán estructuras a corrimientos al rojo relativamente recientes, mientras que las primeras estructuras en formarse lo harán dentro de halos con  $N\sigma$  mayor ( $N > 1$ ).

### 3.2.6. Velocidades Peculiares

En nuestro estudio de la inestabilidad gravitacional nos hemos enfocado en las propiedades del campo de densidad  $\rho$ , o equivalentemente, de las perturbaciones de densidad  $\delta$ ; pero ciertamente hay otras dos variables en las ecuaciones de movimiento: el campo de velocidad  $\mathbf{v}$  y el potencial gravitacional  $\phi$ .

En ausencia de inhomogeneidades, las partículas comóviles tienen velocidades determinadas por la ley de Hubble. Las inhomogeneidades en el universo perturbarán el flujo de Hubble y se inducirán *velocidades peculiares* entre ellas. Según la teoría lineal la velocidad peculiar varía como (Pebbles 1993 [83]):

$$v \propto a\dot{D}. \quad (3.43)$$

Podemos escribir:

$$\dot{D} \equiv \frac{dD}{dt} = \frac{dD}{da} \frac{da}{dt}. \quad (3.44)$$

y la ecuación (3.43) queda:

$$v \propto Df(a)\dot{a}, \quad (3.45)$$

donde:

$$f(a) \equiv \frac{d \ln D}{d \ln a} = \frac{a}{D} \frac{dD}{da}, \quad (3.46)$$

$D$  está dada por la ecuación (3.15) y  $a$  es:

$$a(t) = \left( \frac{\Omega_{M0}}{\Omega_{\Lambda}} \right)^{1/3} \left[ \sinh \left( \frac{3}{2} \sqrt{\Omega_{\Lambda}} H_0 t \right) \right]^{2/3} \quad (3.47)$$

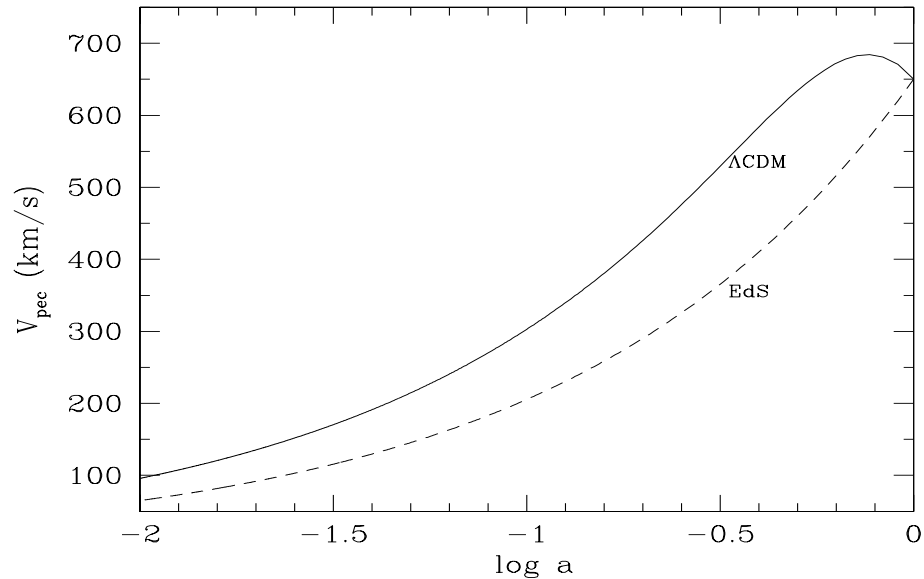


Figura 3.9: Velocidad peculiar para dos modelos de universo. La línea sólida corresponde al caso  $\Omega_{m0} = 0.27$  y  $\Omega_{\Lambda 0} = 0.73$  ( $\Lambda$ CDM). La línea segmentada representa al modelo Einstein–De Sitter.

en el caso  $\Omega_M + \Omega_\lambda = 1$ .

La figura (3.9) muestra la velocidad peculiar para dos modelos de universo. La normalización se hace considerando una velocidad  $V(0)$  de 650 km/s al día de hoy. Estas velocidades de las fluctuaciones son asociadas con las velocidades de las estructuras formadas hoy en día, así que midiendo el campo de velocidad se puede obtener información valiosa acerca de la distribución de masa subyacente.

### 3.3. Caída y Enfriamiento del Gas en Halos de Materia Oscura

Mencionábamos anteriormente que el universo actualmente es altamente inhomogéneo a pequeñas escalas cosmológicas. Las galaxias son por ejemplo  $10^5 - 10^6$  veces más densas que la densidad promedio del universo y los cúmulos de galaxias,  $10^2 - 10^3$  más densos. Recordemos que todas estas estructuras se formaron a partir de regiones con una densidad ligeramente mayor a la del universo de fondo, que inicialmente se expandían junto con

éste y que poco a poco van disminuyendo su tasa de expansión hasta que finalmente ésta llega a cero. En este punto el proceso se invierte: debido a la gravedad, la perturbación de materia oscura y bariones comienza a contraerse, volviéndose cada vez más densa. El gas bariónico se calienta durante el proceso violento de colapso gravitacional, entrando posiblemente en equilibrio hidrostático con todo el halo virializado a una temperatura  $T_{vir}$  correspondiente a la velocidad circular del halo. Para que el gas bariónico pueda seguir colapsando hacia el centro (y se de la formación estelar más adelante) es necesario contar con mecanismos de enfriamiento.

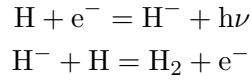
La evolución dinámica y química de las perturbaciones colapsadas debe ser derivada en detalle con el fin de establecer si el objeto puede llegar a ser una protogalaxia. En el medio primigenio, dada la ausencia de metales (llamamos metal a cualquier elemento distinto al H y al He), las especies a través de las cuales se dará el enfriamiento serán aquellas derivadas del hidrógeno.

En el escenario estándar de formación de estructuras, se predice que los primeros objetos en colapsar serán aquellos que tengan masas correspondientes a temperaturas viriales  $T_{vir} < 10^4$  K. A estas bajas temperaturas, el principal enfriante es el hidrógeno molecular ( $H_2$ ), el cual ha sido investigado en gran detalle por varios autores (Leep & Shull 1984 [66], Hollenback & McKee [50], Martin et al. 1996 [73], Galli & Palla 1998 [42]) y ha sido aplicado al estudio de formación de objetos primordiales de baja masa (Haiman et al. 1996 [48], Abel et al. 1997 [1], Tegmark et al. 1997 [108], Abel et al. 1998 [2], Omukai & Nishi 1999 [79], Abel et al. 2000 [3]). Recientemente, se ha propuesto a la molécula de hidrógeno deuterado (HD) como un contribuyente importante a la función de enfriamiento. A pesar de su baja abundancia relativa al  $H_2$ , el HD puede ser muy importante en el balance térmico del gas primordial. En particular, el momento dipolar permanente y la constante de rotación más baja del HD favorecen el enfriamiento por HD a altas densidades y bajas temperaturas (Flower 2000 [38], Flower et al. 2000 [39]), posiblemente permitiendo el colapso de objetos aún menores. Conforme pase el tiempo, objetos con masa cada vez mayor colapsarán y el enfriamiento por hidrógeno atómico será aquí el dominante.

### 3.3.1. Química Molecular y Enfriamiento

El hidrógeno molecular se forma con una abundancia fraccional de  $\approx 10^{-7}$  a corrimientos al rojo  $\gtrsim 400$ . A corrimientos al rojo  $\lesssim 110$ , cuando la intensidad de la radiación de fondo llega a ser suficientemente débil como

para permitir la formación de iones  $\text{H}^-$  de manera importante, una cantidad aún mayor de moléculas de  $\text{H}_2$  pueden formarse a través del canal:



donde los electrones actúan como catalizadores. Las principales reacciones correspondientes al HD se presentan en §5.2. Debido a la baja densidad del gas, las reacciones químicas son lentas y la abundancia molecular está lejos de su valor de equilibrio químico.

Después de que una molécula de  $\text{H}_2$  o de HD es excitada rotacional o vibracionalmente por medio de colisiones con átomos o moléculas de hidrógeno, la molécula se desexcita emitiendo radiación que escapa del halo y por lo tanto, el gas se enfría. La forma de calcular la función de enfriamiento se describe en el capítulo 4.

### 3.4. Primeras Estrellas

El establecimiento del modelo  $\Lambda\text{CDM}$  para la formación cosmológica de estructuras ha proporcionado un marco firme para el estudio de las primeras estrellas. Este predice la formación jerárquica de estructuras, es decir, éstas se formarán a partir de la fusión de estructuras más pequeñas. En el inter, la mayor parte de las primeras estrellas se formarán en halos de materia oscura de masa  $\approx 10^6 M_\odot$  (minihalos) que colapsarán a corrimientos al rojo  $z \approx 20 - 30$ , a partir de un gas de hidrógeno y helio y se predice que fueron predominantemente muy masivas y luminosas. Sin embargo, el entendimiento del proceso de formación de dichas estrellas está lejos de ser completo debido a nuestra ignorancia del proceso de fragmentación del gas dentro de los minihalos y de su relación con las condiciones termodinámicas del gas. Una de las grandes interrogantes es si la formación se dió aislada o en agregados. En este último caso su observación se volvería más sencilla. No obstante, el interés por estos objetos, llamados de Población III (Pop III), se ha incrementado en los últimos años, debido a que, por un lado la capacidad de realizar simulaciones numéricas ha mejorado dramáticamente y por otro, la tecnología ha permitido realizar observaciones a corrimientos al rojo cada vez mayores.

Estos objetos evolucionarán produciendo metales en su interior que al final de sus vidas arrojarán al medio a su alrededor. De esta forma, la sigu-



iente generación de estrellas se formará a partir de un gas enriquecido y serán por tanto menos masivas.

### 3.4.1. Formación Estelar

Para que puedan formarse los primeros objetos luminosos es necesario que el enfriamiento sea eficiente, lo cual ocurre cuando

$$t_{cool} \ll t_{ff}, \quad (3.48)$$

siendo  $t_{cool}$  el tiempo de enfriamiento y  $t_{ff}$  el tiempo de caída libre. El tiempo de enfriamiento está dado por:

$$t_{cool} = \frac{3nkT}{2\Lambda(n, T)}, \quad (3.49)$$

donde  $n$  es la densidad numérica,  $k$  la constante de Boltzmann y  $\Lambda(n, T)$  la tasa de enfriamiento en unidades de  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-3}$ . Mientras que el tiempo de caída libre se calcula como:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}, \quad (3.50)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal y  $\rho$  la densidad. Cuando la condición 3.48 es satisfecha, la nube se enfría y posiblemente se fragmenta. El proceso de fragmentación finaliza cuando el enfriamiento se vuelve ineficiente debido a: *i*) que la densidad crítica para el equilibrio termodinámico local se alcanza, o *ii*) que el gas llega a ser ópticamente grueso a la radiación de enfriamiento. En estos casos  $t_{cool}$  llega a ser mayor que  $t_{ff}$ . Para que se dé la formación de las primeras estrellas es necesario que se detenga la fragmentación para que pueda darse la contracción dentro de cada fragmento antes de que estos sean muy pequeños y su masa quede por debajo de la masa de Jeans. El resultado final será una o más estrellas con masa entre 100 y 1000  $M_{\odot}$  aproximadamente. Podemos encontrar en Ciardi & Ferrara 2005 [21], Barkana & Loeb 2001 [9], Bromm & Larson 2004 [15] un estudio extenso y detallado,

### 3.4.2. Efectos de Retroalimentación

Una vez que las primeras fuentes de luz se han formado, emitirán radiación e inyectarán energía y materia al medio. Esto llavará a una afectación del proceso subsecuente de formación de estrellas y galaxias e influirá en la

evolución del medio intergaláctico (MIG), mediante los llamados efectos de “retroalimentación”. La idea de la retroalimentación está íntimamente relacionada con la posibilidad de que un sistema pueda llegar a ser autorregulado. Si bien es cierto que algunos procesos de retroalimentación pueden ser destructivos, los más importantes en astrofísica son probablemente aquellos que son capaces de conducir a un sistema físico a una suerte de estado estable.

Los efectos de retroalimentación pueden ser clasificados en tres amplias clases:

- **Retroalimentación Radiativa.** Es el efecto que tiene la radiación producida por estrellas masivas o cuasares sobre el medio. Esta radiación puede tener efectos locales (sobre la misma galaxia) afectando la formación y evolución de objetos cercanos; o de largo alcance, lo que llevaría a formar un background junto con la radiación producida por otras galaxias. La radiación de la fuente puede ionizar los átomos o disociar las moléculas del gas, evitando así, el enfriamiento subsiguiente, inhibiendo la formación estelar en halos pequeños. Esta radiación, causa además un aumento en la temperatura del MIG que suprime la formación de galaxias con masas abajo de la masa de Jeans.
- **Retroalimentación Mecánica.** Es el efecto que produce la inyección de masa y de energía en el medio. Dependiendo de la masa de la galaxia, se producirán explosiones de supernovas que ocasionarán que el gas sea parcial o totalmente expulsado de ésta, afectando la formación estelar. Esta retroalimentación negativa pueden ser contrarrestada por retroalimentación positiva de la re-formación de las moléculas. Al estallar una supernova, el gas interestelar es barrido y un denso cascarón se forma inmediatamente detrás del frente de choque. Al haber una alta densidad, se favorece la formación molecular y por tanto, el enfriamiento. Pero en realidad este mecanismo tiene que competir con el calentamiento y evaporación causado por las frentes de choque de objetos vecinos.
- **Retroalimentación Química.** Como hemos visto, al parecer las primeras estrellas fueron muy masivas. Al final de sus vidas explotaron como supernovas y sus cenizas “contaminaron” el medio con metales que se habrían formado en su interior. A partir del gas enriquecido con metales se formarán las siguientes generaciones de estrellas, que serán mucho menos masivas ya que los metales permitirán el enfriamiento en halos aún menores.

### 3.4.3. Destino Final de las Primeras Estrellas y ERG's

La teoría de estructura y evolución estelar permite describir algunos aspectos del final de la evolución de las estrellas de acuerdo a sus masas. El problema es en realidad aún poco entendido para el caso de estrellas muy masivas.

- Estrellas con una masa entre 10 y 40  $M_{\odot}$  terminan sus vidas en una explosión de supernova, al exceder su núcleo de hierro el límite de Chandrasekhar. Las estrellas con masa  $30 < M/M_{\odot} < 60$  colapsan a un hoyo negro, mientras que el resto lo hace a una estrella de neutrones.

- Estrellas con masa entre 40 y 100  $M_{\odot}$  formarán un hoyo negro directamente, sin explosión, que consumirá completamente a la estrella o bien producirá un jet que resultará en un Estallido de Rayos Gamma (ERG).

- Estrellas con masa entre 100 y 260  $M_{\odot}$  formarán un núcleo de helio tan grande que entrarán en un proceso de inestabilidad de pares electrón-positrón. Estas estrellas explotarán como supernovas y dependiendo de su masa pueden ser parcial o totalmente destruídas. Estas explosiones se conocen como supernova por inestabilidad de pares (PISN) y si la estrella era originalmente muy masiva (mayor a 140  $M_{\odot}$ ) explota sin dejar remanente.

- Estrellas con masa mayor a 260  $M_{\odot}$  alcanzan la inestabilidad de pares antes de la explosión, llevando a la estrella a la formación directa de un hoyo negro, que bien puede colapsar por completo o formar un jet.

Como hemos visto, habrá casos en los que el colapso de una estrella tenga como resultado un ERG. Los ERGs son breves pero brillantes destellos de rayos X y rayos gamma que parecen dispararse al azar en el cielo aproximadamente una vez al día, y que por unos momentos brillan un trillón de veces más que el Sol. Al ser tan potentes, los ERG's pueden ser detectados a alto  $z$ , lo que abre una ventana al universo temprano. En efecto, desde 1997 se logró medir el corrimiento al rojo de los crepúsculos (o postresplendor, ver párrafo siguiente) en X/óptico/IR/radio asociados a la fuente en gamma de algunos ERGs. Los corrimientos al rojo resultaron altos, demostrando esto la naturaleza extragaláctica de los ERGs. Actualmente hay cerca de 80 ERGs con  $z$  conocido. El pico de la distribución en  $z$  está entre 2 y 3; el evento más temprano tiene  $z = 6.29$ . No obstante se cree que una fracción de los ERGs detectados hasta ahora (más de 3000) pueden provenir de corrimientos al rojo mayores a 10-20.

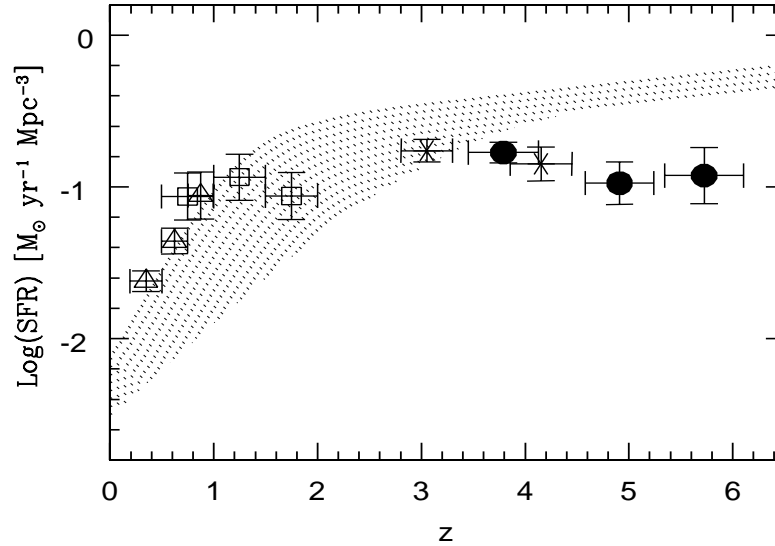


Figura 3.10: Comparación entre la historia de formación estelar trazada por la luminosidad UV y corregida por extinción por polvo de Giavalisco et al. 2004 [45] (puntos con barras de error) y la obtenida de la tasa de ERG's normalizada (área sombreada) de Firmani et al. 2004 [34]

El escenario más popular para la formación de los ERG's (colapsar) es que una estrella colapsante genera dos chorros altamente colimados de partículas y energía que surgen desde los polos del centro de un disco de acreción alrededor de un hoyo negro central de rápida rotación. Las partículas relativistas sufren choques internos en el proceso de eyección emitiendo radiación de alta energía: rayos gamma y rayos-X. El estallido inicial se desvanece en unos pocos segundos, pero el “postresplendor” producido por el choque externo menos violento de los chorros ya frenados con el medio circunestelar puede ser observado con telescopios de rayos X, ópticos, IR y de radio durante varios días después de la explosión. Si la estrella ha perdido su envoltura de hidrógeno, e incluso la de helio (por acción de su propio viento o de una compañera binaria), se aumentan las probabilidades de que el chorro pueda abrirse camino a través de las capas más externas. Y en efecto, el espectro de los crepúsculos de ERGs no muestra evidencia de líneas de hidrógeno (similar al espectro de las SNs tipo Ib/c).

Si este escenario es correcto, al detectar un ERG estaríamos siendo testigos del colapso de una estrella masiva en general y en particular de una posi-

ble estrella Pop III. De esta forma, los ERG's podrían servir como trazadores de la historia de tasa de formación estelar temprana así como de indicios de las primeras generaciones de estrellas. Obviamente esta empresa es muy compleja debido a las limitantes observacionales y a las carencias teóricas. Un aspecto importante para poder inferir la tasa de formación estelar masiva a partir de datos de ERGs es el de la función de luminosidad de estos objetos, algo conocido sólo de manera vaga. Se han hecho intentos muy serios de combinar la mayor cantidad de información posible sobre los ERGs para hacer inferencias de su función de luminosidad e historia de ocurrencia por unidad de volumen comóvil. Uno de los trabajos más completos en esta dirección es el de Firmani et al. 2004 [34]. En la figura 3.10, que se reproduce de este artículo, se presenta la inferencia que se hizo de la  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  global a partir de los ERGs, suponiendo que la función inicial de masa estelar no cambia con el tiempo. En esa misma figura se comparan los resultados con las inferencias de  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  a partir de observaciones de emisión en UV en reposo. Es importante remarcar que, siendo que la radiación gamma de los ERGs no sufre de absorción por polvo, incluso en regiones densamente polvosas como las galaxias submilimétricas, entonces la formación estelar que trazan los ERGs puede provenir tanto de dichas regiones como de galaxias normales.

Se antoja una comparación preliminar de la figura 3.10 con la figura 3.15 donde se presenta un modelo teórico para la  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ . Este tipo de inferencias y comparaciones serán seguramente rutinarias en unos años más, llegando hasta  $z \sim 10 - 15$ .

Es de suma importancia calcular la fracción de ERG's detectados que pueden ser asociados a estrellas Pop III, teniendo en cuenta que algunos serán producidos por estrellas Pop I y Pop II. Recientes cálculos para la Misión Swift, indican que si la fracción de binarias cercanas fué muy alta entre las Pop III, éste sería el primer observatorio (el satélite Swift) en probar la formación de tales estrellas. (Bromm 2005 [16]).

### 3.5. Tasa de Formación Estelar Cósmica

La historia de la tasa de formación estelar por unidad de volumen comóvil ( $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ ) es actualmente una de las funciones más útiles en la astronomía extragaláctica y cosmología. Desde su introducción por P. Madau y colaboradores en los años 90, esta función ha sido ampliamente estudiada tanto observacional como teóricamente. Su virtud es que integra el grueso de los

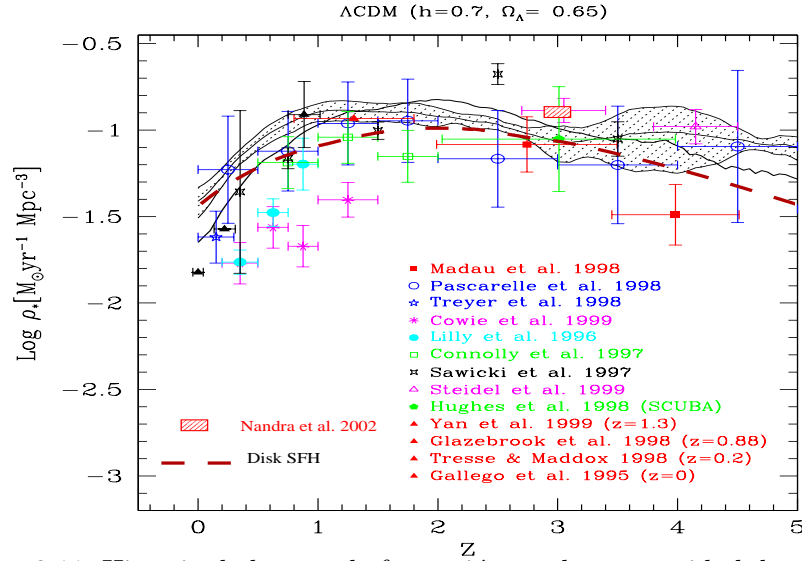


Figura 3.11: Historia de la tasa de formación estelar por unidad de volumen comóvil por Avila-Reese et al. 2002. La línea segmentada gruesa representa la predicción de la contribución de las galaxias de disco

procesos físicos, tanto de formación de galaxias como de estrellas dentro de ellas, ofreciendo a los astrónomos un sondeo donde las predicciones teóricas pueden ser comprobadas con las observaciones y también extendidas a épocas muy tempranas. A manera de ejemplo, presentamos la figura 3.11 tomada de Ávila-Reese et al. 2002 [6] donde se muestra una recopilación de las observaciones hasta el 2000 por Kravtsov & Yepes 2000 [59] y la predicción de lo que contribuyen las galaxias de disco a la  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  (línea segmentada gruesa). Las observaciones corresponden típicamente a la luminosidad UV en reposo y a las fuentes submilimétricas; la determinación del corrimiento al rojo de estas últimas es aún incierta pero grandes programas observacionales lograrán mayor exactitud al respecto en el futuro cercano, tal es el caso del Gran Telescopio Milimétrico (GTM o LMT por sus siglas en inglés) en México (Hughes 2005 [55]). Una importante contribución a  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  a altos  $z$ 's se cree proviene justamente de las fuentes submilimétricas, asociadas a un régimen de formación estelar violento y embebido en caparazones de polvo. En la figura 3.12 reproducimos una compilación de datos más recientes dada en Hopkins & Beacom 2006 [51]. Las curvas con líneas sólidas son dos de los ajustes analíticos que estos autores proponen para  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ .

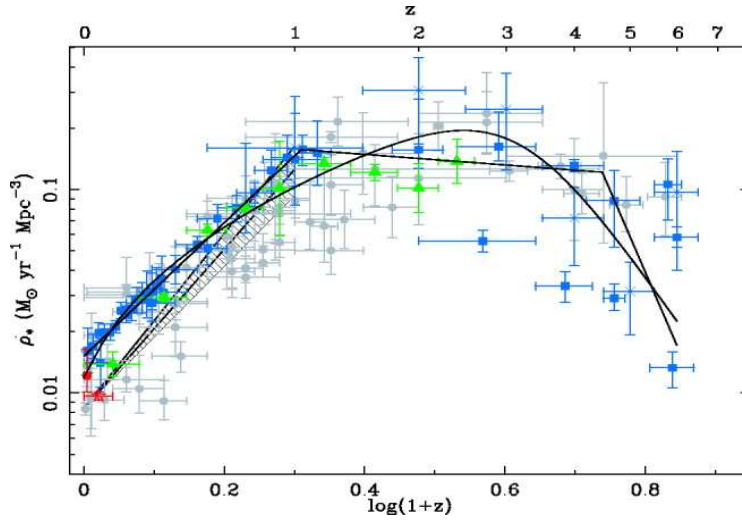


Figura 3.12: Historia de la tasa de formación estelar de Hopkins & Beacom 2006 [51]. Similar a la figura 3.11 pero con datos más recientes. Las curvas con líneas sólidas son dos de los ajustes analíticos que estos autores proponen.

Las características más importantes de la  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  inferida de las observaciones son su rápido declive desde  $z \approx 2$  hasta  $z = 0$  y el amplio máximo entre  $z \approx 2$  y 5. Si la  $\dot{\rho}_{SFR}$  se mantiene más o menos constante en este rango y a  $z$ 's mayores es aún tema de discusión; la inclusión de las fuentes submilimétricas con  $z$ 's bien estimados, así como la introducción de trazadores de formación estelar alternativos como podrían ser los estallidos de rayos gamma, la radiación de fondo en IR, etc. serán de gran importancia para la respuesta final.

¿Cómo se extiende  $\dot{\rho}_{SFR}$  a corrimientos al rojo mayores a 6? Esta pregunta está íntimamente ligada con lo que sería la formación de las primeras generaciones de estrellas en galaxias pequeñas dentro de los minihalos o galaxias formadas en halos extremadamente densos, producto del colapso de picos muy raros (3 o más  $\sigma$ ). Este es un tópico muy fértil en el que se está trabajando arduamente. De acuerdo a lo mencionado antes, son varios los factores físicos involucrados: *el proceso jerárquico de evolución no lineal de las perturbaciones (dominadas por materia oscura), la hidrodinámica del gas primigenio, los procesos de calentamiento, enfriamiento y cinética química de este gas, la formación estelar, la retroalimentación, la reionización*

*global del universo, etc.*

A fin de contar con una herramienta te3rica que nos permita hacer estimaciones de primer orden de la historia de formaci3n estelar c3smica, capaces de ser extendidas muy en el pasado, se implement3 un c3digo basado en el trabajo de Choudhury & Srianand 2002 [20], que en adelante llamaremos [CS02]. Luego hemos generalizado este c3digo de la funci3n de masa de Press–Schechter a la m3s correcta de Sheth–Tormen; hemos introducido modelos cosmol3gicos m3s actuales as3 como la normalizaci3n de la varianza de las fluctuaciones  $\sigma_8$  recientemente determinada por los resultados del WMAP3. Despu3s de describir el enfoque, presentaremos algunos resultados preliminares.

### 3.5.1. El M3todo para calcular $\dot{\rho}_{SFR}$

Para calcular la tasa de formaci3n estelar c3smica ( $\dot{\rho}_{SFR}$ ) por unidad de volumen com3vil dentro del esquema propuesto en [CS02], primero se procede a estimar la abundancia de halos (n3mero de halos por unidad de volumen com3vil) de masa  $M$  que se formaron al corrimiento al rojo  $z_c$  y que han sobrevivido hasta el corrimiento al rojo de “observaci3n”  $z$ . Esta cantidad, de acuerdo a Sasaki 1994 [93], se puede calcular as3:

$$N(M, z, z_c) dM dz_c = N_{PS}(z_c) \left[ \frac{\delta_c}{D(z_c)\sigma(M)} \right]^2 \frac{\dot{D}(z_c)}{D(z)} \frac{dz_c}{H(z_c)(1+z_c)} dM. \quad (3.51)$$

El c3lculo de cada una de las funciones que entran en esta expresi3n se hace en base a lo explicado en las secciones anteriores de este cap3tulo.  $N_{PS}$  representa aqu3 la funci3n de masa de Press–Schechter (ecuaci3n 3.40), que puede ser sustituida por la de Sheth–Tormen  $N_{ST}$  (ecuaci3n 3.42). Aqu3 abordamos ambos casos. La varianza  $\sigma(M)$  est3 dada por la ecuaci3n 3.23 El siguiente paso en este esquema es obtener una estimaci3n de la historia de tasa de formaci3n estelar en el halo de masa  $M$  formado a  $z_c$  y “observado” en la 3poca  $z$ . Siguiendo una receta sencilla que engloba toda la complejidad de la formaci3n estelar y la retroalimentaci3n dentro de una descripci3n heur3stica (Eggen et al. 1962 [30], Cen & Ostriker 1992 [19], Gnedin 1996 [46]), se obtiene la siguiente expresi3n para la mencionada historia de tasa de formaci3n estelar:

$$\dot{M} = \epsilon_{SF} \left( \frac{\Omega_{B0}}{\Omega_{M0}} M \right) \frac{t(z) - t(z_c)}{t_{dyn}^2} \exp \left[ -\frac{t(z) - t(z_c)}{t_{dyn}} \right], \quad (3.52)$$



donde  $\epsilon_{SF}$  es un parámetro de eficiencia para la conversión del gas en estrellas, que en general dependerá de los efectos de retroalimentación. De acuerdo a los datos de Somerville et al. 2001 [101], [CS02] normalizan el valor de  $\epsilon_{SF}$ , encontrando que  $\epsilon_{SF} = 0.1$  es adecuado. La variable  $t(z)$  es la edad del Universo al corrimiento al rojo  $z$  y entonces  $t(z) - t(z_c)$  es la edad del halo colapsado en  $z$  y se considera que la duración de la actividad de formación estelar en un halo dado se extiende sobre una escala de tiempo dinámico, dado por (de acuerdo a Mahmood et al. 2005 [69]):

$$t_{dyn} = 1.5 \times 10^9 \left[ \frac{\Omega_{M0}}{\Omega_M} \frac{\Delta_c}{18\pi^2} \right]^{-1/2} (1+z)^{-3/2} \text{ años.} \quad (3.53)$$

donde  $\Delta_c$  está dado por la ecuación (3.30). El decrecimiento exponencial de la tasa de formación estelar resulta de la suposición de que ésta es proporcional a la masa del gas frío (masa bariónica total – masa de gas que se ha transformado en estrellas). El producto de las ecuaciones (3.51) y (3.52) integrado en un intervalo de masas adecuado y en un rango de épocas de colapso desde el  $z$  de “observación” hasta una época muy en el pasado ( $z = 100$  por ej.) nos da justamente la historia de tasa de formación estelar cósmica:

$$\dot{\rho}_{SFR}(z) = \int_z^\infty dz_c \int_{M_{min}(z)}^\infty dM' \dot{M}_{SF}(M', z, z_c) \times N(M', z, z_c). \quad (3.54)$$

Una variable clave para los corrimientos al rojo altos en esta expresión es  $M_{min}$ , es decir la masa mínima en la que se integra la abundancia de los halos sobrevivientes a la época  $z$ . Esta masa es función de la época. Siguiendo [CS02], consideraremos dos épocas importantes: antes y después de la reionización. La transición en realidad es suave y no discontinua como la representamos aquí en este estudio de primer orden.

- Para épocas antes de la reionización,  $z > z_{rei}$ , la masa mínima de los halos que pueden contener unidades de formación estelar depende básicamente de la capacidad de enfriamiento del gas primigenio. Considerando sólo enfriamiento por hidrógeno atómico, tendríamos que éste puede darse sólo a  $T > 10^4$  K. Sin embargo, se ha mostrado que es altamente posible el incremento sustancial de la fracción primigenia de las moléculas de  $H_2$  y HD durante las épocas de preformación de primeras estructuras. Estas moléculas son agentes eficientes de enfriamiento hasta temperaturas mucho menores que  $10^4$ . Debido a que la abundancia de halos crece rápidamente hacia masas pequeñas y altos  $z$ 's en un modelo  $\Lambda$ CDM, es de esperarse que la tasa de formación estelar se incremente a medida que se permita el enfriamiento y formación estelar del gas en halos menos y menos masivos (esto se

apreciar3 claramente en la figura 3.15). Halos correspondientes a temperaturas viriales del orden de  $10^4\text{K}$  a  $z = 15$  tienen masas aproximadas de  $4.7 \times 10^7 M_\odot$ , de acuerdo a la f3rmula aproximada para una esfera isot3rmica:

$$\frac{M_h}{10^{11} h^{-1} M_\odot} = \left( \frac{V_c}{35 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \sqrt{\frac{2H_0^2}{H(z)^2 \Delta_{vir}(z)}} \left( 1 - \frac{2\Omega_\Lambda H_0^2}{3H(z)^2 \Delta_{vir}(z)} \right)^{-3}, \quad (3.55)$$

donde la temperatura virial se relaciona con la velocidad circular as3:

$$T_{vir} = 35.9 \text{ K} (V_c/\text{km s}^{-1})^2. \quad (3.56)$$

Diferentes estudios muestran que el  $\text{H}_2$  podr3a enfriar significativamente el gas desde temperaturas del orden de  $200 - 300\text{K}$  (masas de halos correspondientes de  $1.3 - 2.4 \times 10^5 M_\odot$ ). Pero es tambi3n posible que los fotones de las bandas de Lyman y Werner producidos por las primeras estrellas destruyan r3pidamente las mol3culas de  $\text{H}_2$ . Por otro lado, la mol3cula de HD no se afectar3a demasiado por estos fotones. Hasta ahora no se estudi3 en detalle la funci3n de enfriamiento del HD, en particular no se tomaron en cuenta los modos rotovibracionales en el enfriamiento. Este ser3 el principal objetivo del siguiente cap3tulo. Por lo pronto, aqu3 se presentar3n resultados para  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  tomando en cuenta valores nominales para la m3nima temperatura de enfriamiento de  $300$  y  $10,000\text{K}$ , cubriendo as3 el intervalo posible. Obviamente, esta temperatura podr3a variar en diferentes 3pocas.

- Para 3pocas despu3s de la reionizaci3n,  $z < z_{rei}$ , la masa m3nima de los halos que pueden contener unidades de formaci3n estelar depende m3s bien de la temperatura de fotoionizaci3n de la radiaci3n de fondo,  $T \approx 10^4\text{K}$ . Trabajos previos han mostrado que la formaci3n de galaxias es suprimida por la radiaci3n ionizante de fondo dentro de halos con velocidades circulares menores a  $35 \text{ km/s}$ , aunque, bajo ciertas condiciones, esta velocidad podr3a ser hasta  $75 \text{ km/s}$ . En [CS02] se muestra que la  $\dot{\rho}_{SFR}$  no se ve muy afectada variando la  $M_{min}$  dentro del intervalo correspondiente de velocidades entre  $35$  y  $75 \text{ km/s}$ . Los resultados aqu3 presentados ser3n para  $35 \text{ km/s}$ .

### 3.5.2. Resultados

En la figura (3.13) se presenta la funci3n  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  calculada con el formalismo descrito en la subsecci3n anterior para una cosmolog3a  $\Lambda\text{CDM}$  con  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $h = 0.7$  y  $\sigma_8 = 0.9$ . Adem3s se supuso una 3poca de completaci3n de la reionizaci3n  $z_{rei} = 12$ , una temperatura de enfriamiento m3nima de  $10^4 \text{ K}$  y una velocidad circular m3nima de  $35 \text{ Km/s}$ . En esta

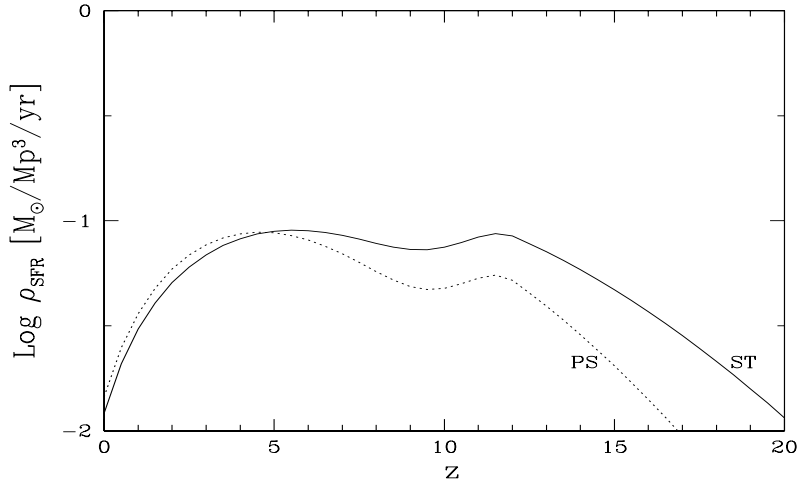


Figura 3.13: Tasa de formación estelar cósmica por unidad de volumen comóvil en función del corrimiento al rojo. Se muestran las curvas correspondientes a los dos formalismos (línea punteada para PS y línea continua para ST). Los valores utilizados para los distintos parámetros involucrados son:  $z_{\text{rei}} = 12$ ,  $T_{\text{vir}} = 10^4$  K y  $v_c = 35$  km/s

figura se ilustra básicamente la dependencia del resultado con relación al formalismo usado para la función de masa: Press–Schechter (línea punteada) o Sheth–Tormen (línea continua). Podemos ver que hay una diferencia muy notable entre ambas curvas en la parte correspondiente a altos corrimientos al rojo, por las razones expuestas en la subsección 3.2.5. El formalismo más correcto es el de ST y esto debería ser tomado en cuenta en la revisión de trabajos similares previos que han usado el formalismo PS, han comparado con algunas observaciones y han sacado conclusiones con relación a varios parámetros físicos del modelo. En las siguientes gráficas se usa el formalismo ST.

Es apropiado mencionar en este punto que la forma general de la curva  $\dot{\rho}_{\text{SFR}}(z)$  está dominada en realidad por el comportamiento jerárquico de ensamblaje de los halos oscuros: esta curva sigue de cerca la forma de la historia de tasa de agregación de masa de los halos por unidad de volumen comóvil. El enfriamiento del gas, la formación estelar, la retroalimentación y la reionización introducen una especie de función de transferencia que modifica parcialmente la forma de la curva correspondiente a la tasa de agregación de masa de los halos oscuros. Es por esto que la modificación en el formalismo para tratar el colapso de los halos oscuros (de PS a ST) tiene

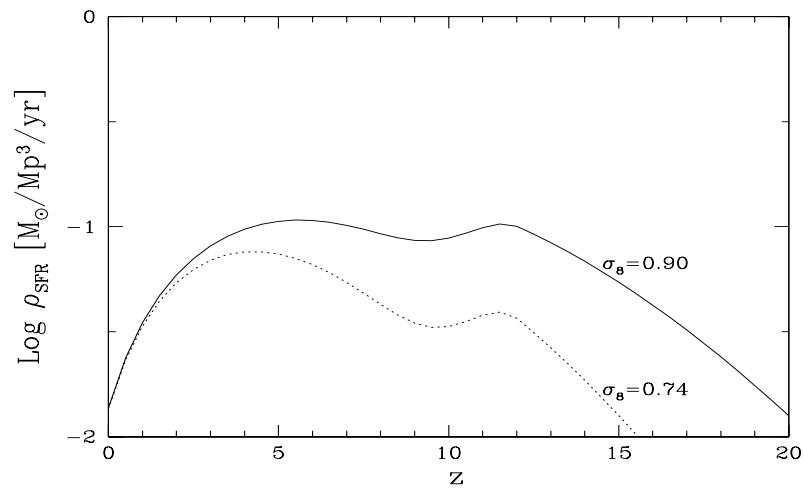


Figura 3.14: Tasa de formaci3n estelar c3smica para diferentes valores de  $\sigma_8$  usando ST.

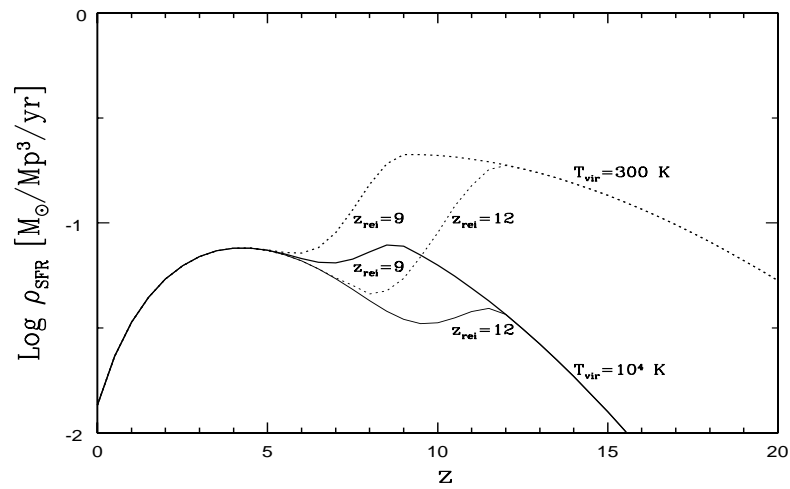


Figura 3.15: Tasa de formaci3n estelar c3smica para dos diferentes valores de la temperatura de virializaci3n y del corrimiento al rojo de reionizaci3n. Las l3neas s3lidas corresponden a una  $T_{vir}$  de 10000 K y las l3neas punteadas a  $T_{vir} = 300$  K. Las l3neas gruesas corresponden a  $z_{rei} = 9$  y las tenues a  $z_{rei} = 12$

una influencia tan clara en la  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ .

En la figura 3.14 exploramos la influencia del parámetro de normalización de las fluctuaciones  $\sigma_8$  sobre la historia de tasa de formación estelar global. El análisis del primer año del WMAP tendía a favorecer un valor de  $\sigma_8 = 0.90$  mientras que el análisis de 3 años del WMAP, favorece un valor significativamente más bajo,  $\sigma_8 = 0.74$ . La influencia de este parámetro es considerable, bajando  $\dot{\rho}_{SFR}$  más y más hacia  $z$ 's más altos.

En la figura 3.15 exploramos la influencia de la temperatura de enfriamiento mínima y del corrimiento al rojo de reionización  $z_{rei}$ . Usando  $\sigma_8 = 0.74$ , la curva sólida tenue corresponde a  $T = 10^4$  K y  $z_{rei} = 12$ , la curva punteada tenue a  $T = 300$  K y al mismo valor de  $z_{rei}$ . Las curvas gruesas son para los mismos casos pero con  $z_{rei} = 9$ . Como vemos, el que el gas pueda enfriar o no eficientemente por moléculas es clave para la formación de primeros objetos y por ende para la tasa de formación estelar global a altos  $z$ 's. Cabe mencionar que existe una interconexión entre esta tasa y la reionización, después de la cual el criterio dominante ya no es la capacidad de enfriamiento del gas sino la inhibición de formación de galaxias por el fondo de radiación ionizante. Por otro lado, la misma determinación del parámetro  $\sigma_8$  a partir de las señales de polarización en la RCF depende también del modelo de formación de primeros objetos que se suponga. Por lo tanto, la interconexión es compleja entre tasa de formación estelar,  $z_{rei}$  y  $\sigma_8$ , estando estos parámetros sujetos en gran parte a la capacidad disipativa del gas primigenio.

Por ejemplo, si las moléculas se forman muy eficientemente y no se destruyen con facilidad (esto último atañe principalmente al HD), entonces a paridad de detecciones de reionización en la RCF se requerirá de un  $\sigma_8$  bajo o de mecanismos inhibidores de formación estelar y galáctica. No obstante, este último aspecto está algo constreñido por las predicciones de enriquecimiento químico y su correspondiente comparación con las observaciones. Aparentemente no es fácil explicar las relativamente altas abundancias de elementos químicos medidas a altos  $z$ 's, lo cual implicaría parcialmente una alta eficiencia de formación estelar en el pasado remoto. Por otro lado el valor de  $\sigma_8$  también está parcialmente constreñido por una serie de sondeos cosmológicos. Quizás no se pueda bajar mucho más su valor actual. Entonces podría ser necesario introducir modificaciones a todo el contexto cosmológico, por ejemplo invocar un modelo de materia oscura tibia (WDM) en vez del CDM; en este caso se suprimen los minihalos y por ende la contribución

a la tasa de formación estelar global a estas escalas. Todo esto ilustra la complejidad del problema y lo importante que es tener una mejor descripción de la capacidad de enfriamiento del gas primigenio.

Finalmente, como se mencionó al principio de esta sección, es importante remarcar que la función  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  es un punto crucial de encuentro entre observaciones y predicciones teóricas. Las observaciones hasta  $z \sim 6$  se han multiplicado impresionantemente en los últimos años y podemos ahora compararlas con la predicción (comparar por ejemplo las figuras 3.12 y 3.15). El reto fuerte está ahora en llevar esta comparación a épocas anteriores a  $z \sim 6$ . Existen varias posibilidades observacionales para sondear dichas épocas, incluyendo el uso de los estallidos de rayos gamma (ver sección §3.4.3). Desde el punto de vista teórico, el problema es complejo como se acaba de ilustrar. Este campo es literalmente el frente de onda de la astronomía contemporánea y grandes esfuerzos se harán para avanzar en el mismo.

## Capítulo 4

# La Función de Enfriamiento en el Gas Primigenio por la Molécula de HD<sup>1</sup>

### Resumen

En este capítulo se presentarán los resultados de nuestros cálculos de la función de enfriamiento del gas primigenio debido a la molécula de hidrógeno deuterado (HD), tomando en cuenta por primera vez su estructura rotovibracional. Los cálculos nos mostrarán que la contribución al enfriamiento por parte de la molécula HD cuando se incluyen los modos rotovibracionales completos aumenta sustancialmente para temperaturas del gas mayores a  $\sim 3000$  K y/o altas densidades. Para las temperaturas cercanas al límite inferior de enfriamiento ( $\lesssim 100K$ ), esta nueva contribución no es relevante por lo que la masa mínima de colapso no se verá alterada por nuestros resultados. No obstante dichos resultados son importantes para entender los procesos relacionados al enfriamiento del gas primigenio denso y con temperaturas por encima de los  $\sim 3000$  K. Veremos el contexto en el cual estos procesos pueden ser de interés en la formación de las primeras estructuras cósmicas.

---

<sup>1</sup>Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Lipovka et al. 2005 [67])

## 4.1. Introducción

El enfriamiento y balance térmico del gas primigenio libre de metales a través del hidrógeno molecular ( $H_2$ ) y del hidrógeno deuterado (HD) son ingredientes clave en el proceso de formación de los primeros objetos bariónicos en el Universo, es decir, de las galaxias enanas y de las estrellas de población III (Barkana & Loeb 2001 [9], Bromm & Larson 2004 [15], Ciardi & Ferrara 2005 [21]). Es ampliamente conocido que las moléculas  $H_2$  y HD se forman en el Universo después de la recombinación (Leep & Shull 1984 [66], Puy et al. 1993 [85], Palla & Galli 1995 [82], Galli & Palla 1998 [42], Stancil et al. 1998 [106]). La formación de dichas moléculas en el gas primigenio es además posible en un flujo postchoque (Mac Low & Shull 1986 [68], Shapiro & Kang 1987 [96], Uehara & Inutsuka 2000 [110]), donde la densidad, la temperatura del gas y las fracciones moleculares, son diferentes de las correspondientes a un gas homogéneo en expansión.

La molécula  $H_2$  es típicamente considerada como el principal enfriante en el medio primigenio (Tegmark et al. 1997 [108], Abel et al. 2000 [3], Bromm et al. 2002 [14]) y por tanto ha sido objeto de detallados cálculos (Le Bourlot et al. 1999 [64], Flower et al. 2000 [39], Shaw et al. 2005 [97]). No obstante, en el caso de gas primigenio denso, el papel de la molécula HD en el proceso de enfriamiento puede llegar a ser comparable o más importante que el de la molécula  $H_2$ . Es por esto que son necesarios cálculos detallados de la función de enfriamiento (la tasa de enfriamiento por molécula, de aquí en adelante CF, del inglés “cooling function”).

La molécula HD es un enfriante eficiente en el medio primigenio dado que tiene un momento dipolar eléctrico permanente que permite altas probabilidades de transiciones radiativas de niveles rotacionales alcanzados debido a colisiones con átomos de Hidrógeno y Helio. Además, la molécula HD fue eficientemente producida en la reacción de fraccionación química  $D^+ + H_2 \rightarrow H^+ + HD$ , lo que lleva a un fuerte aumento de la abundancia inicial del HD, hasta aproximadamente  $[HD]/[H_2] = 10^{-2}$  a  $10^{-3}$  (Puy et al. 1993 [85], Galli & Palla 1998 [42], Flower 2000 [38]). La molécula HD puede enfriar el gas primigenio a temperaturas abajo de  $\sim 300$  K debido a que permite transiciones rotacionales dipolares caracterizadas por energías dos veces menores que las correspondientes a las transiciones cuadrupolares de  $H_2$ . Considerando temperaturas más altas ( $\gtrsim 3000$  K), el enfriamiento por HD puede de nuevo ser tan importante como el enfriamiento por  $H_2$ , como será discutido en §4.4.



La CF por HD fue calculada por primera vez por Dalgarno & McCray 1972 [22] para bajas temperaturas y utilizando una distribución de Boltzmann para las poblaciones de los niveles rotacionales. Varshalovich & Kheronskii 1976 [111] mejoraron los cálculos tomando en cuenta la desviación de equilibrio térmico local. Más recientemente, Flower et al. 2000 [39] han calculado la CF por HD para temperaturas bajas e intermedias ( $30 \leq T \leq 3 \times 10^3 \text{K}$ ) y un amplio rango de densidades ( $1 \leq n_H \leq 10^8 \text{cm}^{-3}$ ). Estos autores consideraron transiciones rotacionales dentro del estado vibracional base ( $v = 0$ ) del HD. Note que en el caso de temperaturas cinéticas más altas ( $T_k \gtrsim 2 \times 10^3 \text{K}$ ), las poblaciones de los niveles vibracionales llegan a ser considerables y el enfriamiento por transiciones rotovibracionales de HD puede ser importante debido a: (i) la energía relativamente alta (comparada con el  $\text{H}_2$ ) de los cuantos vibracionales y (ii) las probabilidades relativamente altas de las transiciones rotovibracionales. Por lo tanto, la inclusión de la estructura vibracional de la molécula HD en el cálculo de la CF puede ser de importancia.

La meta aquí es recalculer la CF por HD para un amplio intervalo de temperaturas cinéticas y densidades (para valores, ver §4.2), tomando en cuenta transiciones rotovibracionales dentro del estado base ( $v = 0$ ) y los primeros tres niveles vibracionales excitados ( $v = 1, 2, 3$ ).

## 4.2. El Modelo

Es ampliamente conocido que en el límite de baja densidad ( $n_H < 10^3 \text{cm}^{-3}$ ), las poblaciones relativas de los niveles de la molécula HD se desvían de forma considerable de la distribución de Boltzmann. Por lo tanto, para calcular la CF por HD en el caso general, necesitamos los valores correctos de las poblaciones de los niveles rotovibracionales fuera del equilibrio termodinámico. Esto puede ser calculado utilizando las ecuaciones de balance de poblaciones detallado:

$$\begin{aligned} n_{vJ} \sum_{v'J'} (W_{vJ \rightarrow v'J'}^R + W_{v'J' \rightarrow vJ}^C) &= \sum_{v'J'} n_{v'J'} (W_{v'J' \rightarrow vJ}^R + W_{vJ \rightarrow v'J'}^C); \\ \sum_{vJ} n_{vJ} &= 1, \end{aligned} \quad (4.1)$$

donde  $n_{vJ}$  es la población del nivel rotovibracional  $vJ$ ,  $W_{vJ \rightarrow v'J'}^R$  y  $W_{v'J' \rightarrow vJ}^C$  son las probabilidades de las transiciones radiativas y colisionales, respec-

tivamente. Suponemos estado estacionario para los niveles de la población. Esta suposición ha sido usada y es válida en nuestro contexto, tal como fue ya argumentado por varios autores (Flower 2000 [38], Flower & Pineau des Forets 2001 [40], Le Petit et al. 2002 [65]).

La población de los niveles rotovibracionales de la molécula HD fue calculada para un amplio intervalo de densidades  $n_H$  desde 1 hasta  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  y para temperaturas cinéticas  $T_k$  desde  $10^2$  hasta  $2 \times 10^4$  K. Las probabilidades de las transiciones radiativas rotovibracionales para la molécula HD fueron tomadas de Abgrall et al. 1982 [4]. Fue mostrado en Flower et al. 2000 [39] que la CF por HD es insensible al cociente de densidades  $\text{H}_2/\text{H}$  y por lo tanto, para la excitación y desexcitación de HD podemos tomar en cuenta sólo colisiones con átomos de hidrógeno. Las probabilidades de las transiciones rotacionales puras excitadas colisionalmente del HD ( $0 \leq v \leq 3$  y  $0 \leq J \leq 8$ ) fueron tomadas de Roueff & Flower 1999 [91] y Roueff & Zeippen 1999 [92]. Consideramos aquí, sólo transiciones dipolares ( $\Delta J = \pm 1$ ) ya que debido al momento dipolar permanente de la molécula HD, estas transiciones dominan el transporte de poblaciones colisionales (Flower & Roueff 1999 [37]). Flower & Roueff 1999 [37] calcularon los coeficientes de probabilidad para varias transiciones rotovibracionales de la molécula HD inducidas por colisiones con hidrógeno atómico y molecular en un intervalo de temperaturas de 100 a 2000 K. Algunos valores de las probabilidades de transición para la relajación vibracional  $v = 1 \rightarrow 0$  son presentados aquí y comparados con los correspondientes coeficientes para el  $\text{H}_2$ . Los coeficientes para relajación vibracional de HD y  $\text{H}_2$  en colisiones con H son similares en magnitud para una temperatura dada. Además, las probabilidades para ambas moléculas cambian aproximadamente de la misma forma con la temperatura. En base a estos resultados y ante la falta de cálculos extensivos para las probabilidades de las transiciones vibracionales colisionales HD+H, usamos las correspondientes a  $\text{H}_2+\text{H}$  (Tiné et al. 1998 [109]) dadas en forma electrónica en el sitio web <http://www.physics.unlv.edu/astrophysics/h2h2rates/index.html>.

La CF total por unidad de volumen es definida, por ejemplo para la molécula HD, como:

$$\Lambda_{HD} = n_{HD} W_{HD}, \quad (4.2)$$

donde  $n_{HD}$  es la densidad de HD y  $W_{HD}$  es la CF por HD en unidades de  $\text{erg s}^{-1}$  por molécula de HD

$$W_{HD} = \sum_{vJv'J'} (n_{vJ} W_{vJ \rightarrow v'J'}^{R\downarrow} - n_{v'J'} W_{v'J' \rightarrow vJ}^{R\uparrow}) h\nu_{vJ \rightarrow v'J'}, \quad (4.3)$$

donde

$$W_{vJ \rightarrow v'J'}^{R\downarrow} = A^{R\downarrow} + B^{R\downarrow} \mathbf{u} \quad (4.4)$$

son las probabilidades de las transiciones radiativas con la emisión de un fotón  $h\nu_{vJ \rightarrow v'J'}$ , y  $W_{v'J' \rightarrow vJ}^{R\uparrow} = B^{R\uparrow} \mathbf{u}$  son las probabilidades de transición radiativa con la absorción del correspondiente fotón. Los símbolos  $A$  y  $B$  son los correspondientes coeficientes de Einstein y  $\mathbf{u}$  es el campo de radiación. Las poblaciones de los niveles rotovibracionales  $n_{vJ}$  son aquellas calculadas de la ecuación de balance (ecuación 4.1). Esta definición de  $W_{HD}$  es más general que la usada en Flower et al. 2000 [39], debido a que toma en cuenta los potenciales efectos de un campo de radiación en el proceso de enfriamiento. En el caso de  $T_r \ll T_k$ , la ecuación 4.3 tiende al caso considerado en Flower et al. 2000 [39]. A altos corrimientos al rojo, la temperatura de la Radiación Cómica de Fondo en Microondas (RCF),  $T_r = T_{RCF}$ , puede llegar a ser comparable a la temperatura cinética del gas  $T_k$ , lo cual afectará de manera importante la CF por HD a tal temperatura.

### 4.3. Función de Enfriamiento por la Molécula HD

En la figura 4.1 presentamos la variación de  $W_{HD}$  con  $T_k$  y  $n_H$ . Las curvas punteadas corresponden a la CF por HD, incluyendo sólo transiciones en el estado base vibracional como en Flower et al. 2000 [39]. Vemos que nuestros resultados están en buen acuerdo con los de estos autores. Las curvas sólidas en la figura son las CFs incluyendo transiciones rotovibracionales para una estructura de cuatro niveles para la molécula de HD ( $v = 0, 1, 2, 3$ ). Puede verse que estas últimas CFs se desvían cada vez más de las anteriores conforme los valores de  $T_k$  y  $n_H$  van aumentando. Para  $n_H \gtrsim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_k \approx 10^4 \text{ K}$ , el valor calculado de  $W_{HD}$  incluyendo las transiciones vibracionales es un factor de más de 50 mayor que la  $W_{HD}$  calculada ignorando dichas transiciones. Note que en la figura 4.1,  $W_{HD}$  ha sido calculada para  $T_r = 2.73 \text{ K}$  (la temperatura RCF al día de hoy), es decir, dentro del límite  $T_r \ll T_k$ , cuando el campo de radiación no participa en el balance térmico del gas y la ecuación (4.3) es reducida a la ecuación para  $W_{HD}$  usada en Flower et al. 2000 [39]. De esta forma, podemos comparar nuestros resultados con los de dichos autores.

Algunos datos exactos de la CF por HD son presentados en la tabla 4.1. Para facilitar el uso de la CF por HD en programas computacionales, damos una aproximación polinomial para ésta, la cual es muy precisa en los intervalos de  $n_H$  y  $T_k$  estudiados aquí, desde 1 hasta  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  y desde  $10^2$

Tabla 4.1: Función de Enfriamiento por HD

$\log[T_k]$	Densidad ( $\text{cm}^{-3}$ )						
	$10^1$	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$	$10^7$
1.60	-24.65	-23.66	-22.74	-22.17	-22.02	-22.00	-21.99
1.78	-24.11	-23.12	-22.23	-21.70	-21.51	-21.47	-21.46
1.96	-23.71	-22.73	-21.86	-21.32	-21.03	-20.95	-20.94
2.14	-23.39	-22.41	-21.56	-20.95	-20.57	-20.46	-20.44
2.32	-23.10	-22.13	-21.28	-20.59	-20.16	-20.01	-19.98
2.50	-22.83	-21.86	-21.00	-20.26	-19.78	-19.58	-19.54
2.68	-22.58	-21.61	-20.71	-19.95	-19.42	-19.18	-19.13
2.86	-22.33	-21.36	-20.45	-19.66	-19.08	-18.81	-18.73
3.04	-22.12	-21.14	-20.22	-19.40	-18.78	-18.45	-18.30
3.22	-21.90	-20.93	-19.99	-19.15	-18.47	-18.03	-17.79
3.40	-21.63	-20.67	-19.73	-18.86	-18.11	-17.55	-17.30
3.58	-21.30	-20.34	-19.40	-18.51	-17.71	-17.10	-16.88
3.76	-20.95	-20.00	-19.07	-18.17	-17.35	-16.76	-16.57
3.94	-20.64	-19.71	-18.78	-17.88	-17.06	-16.52	-16.37
4.12	-20.40	-19.47	-18.54	-17.65	-16.85	-16.36	-16.24
4.30	-20.21	-19.29	-18.36	-17.47	-16.69	-16.26	-16.16

hasta  $2 \times 10^4$  K, respectivamente. La aproximación es como sigue:

$$\text{Log}(W_{HD}) = \sum_{l,m=0} D_{lm} T_k^l n_{HD}^m. \quad (4.5)$$

Los valores de los coeficientes  $D_{lm}$  son mostrados en la tabla 4.2.

De la figura 4.1 puede verse claramente como  $W_{HD}$  se incrementa a altas densidades después de incluir las transiciones rotovibracionales. En el caso de bajas densidades, la contribución de estas transiciones al enfriamiento por HD es menos importante. No obstante, a altas temperaturas

Tabla 4.2: Coeficientes Polinomiales  $D_{lm}$ 

	$m = 0$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$
$l = 0$	-42.57688	0.92433	0.54962	-0.07676	0.00275
$l = 1$	21.93385	0.77952	-1.06447	0.11864	-0.00366
$l = 2$	-10.19097	-0.54263	0.62343	-0.07366	0.002514
$l = 3$	2.19906	0.11711	-0.13768	0.01759	-0.000666317
$l = 4$	-0.17334	-0.00835	0.0106	-0.001482	0.000061926

$W_{HD}$  es aún mayor que cuando éstas son omitidas (transiciones rotacionales puras, mostrado en la figura 4.1). Por lo tanto, la aproximación analítica comúnmente usada para el límite de baja densidad (por ejemplo Galli & Palla 2002 [43]) debe ser ligeramente modificada. La aproximación dada en Galli & Palla 2002 [43] está basada en los cálculos hechos considerando sólo dos transiciones rotacionales bajas  $(J' - J) = (1 - 0)$  y  $(J' - J) = (2 - 1)$ , debido a que las probabilidades de estas transiciones son muy grandes comparadas con aquellas de niveles rotacionales más altos. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que cuando la estructura vibracional es tomada en cuenta, hay entonces otras transiciones rotovibracionales con probabilidades de excitación comparables. Basados en nuestros resultados, sugerimos la siguiente aproximación modificada para la CF por HD en el límite de baja densidad:

$$\begin{aligned} \text{Log}(W_{HD}) = & -42.45906 + 21.90083T_k - 10.1954T_k^2 + \\ & 2.19788T_k^3 - 0.17286T_k^4. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Esta aproximación puede ser aplicada para el caso de un gas con densidad  $n_H$  de hasta  $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Los efectos del campo de radiación  $\mathbf{u}$  en  $W_{HD}$  llegan a ser importantes cuando  $T_r \approx T_k$  (Flower 2000 [38], Flower & Pineau des Forets 2001 [40]). En este caso, la absorción radiativa por la molécula HD domina y tanto el segundo término en la ecuación 4.3 como el término  $B^{R\downarrow} \mathbf{u}$  en la probabilidad  $W_{vJ \rightarrow v'J'}^{R\downarrow}$  deben ser considerados. El segundo término en la ecuación 4.3 puede ser interpretado como una función de calentamiento. Se predice que los primeros objetos bariónicos se formaron a corrimientos al rojo  $z$  entre 100 y 10. En tales épocas la temperatura de la RCF puede ser similar a las temperaturas cinéticas típicas de las pequeñas nubes de gas primigenio. En la figura 4.2, mostramos las HD CF's (con las transiciones rotovibracionales incluídas) considerando un campo radiativo con

$$T_r = T_{RCF}(0)(1 + z), \quad (4.7)$$

para  $z = 0, 10, 30$  y  $100$  (líneas continuas, punteadas, de segmentos cortos y de segmentos largos, respectivamente) y para dos valores de densidad  $n_H = 10$  y  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Puede verse que cuando  $T_r \approx T_k$ ,  $W_{HD}$  cae dramáticamente. El segundo término en la ecuación 4.3 domina y las líneas moleculares de HD actúan como fuentes de calentamiento, lo cual inhibirá el colapso de una nube de gas. Por lo tanto la temperatura mínima de las nubes primigenias en colapso es limitada por la temperatura de la RCF (o por el calentamiento debido a otros campos de radiación) y no por el enfriamiento

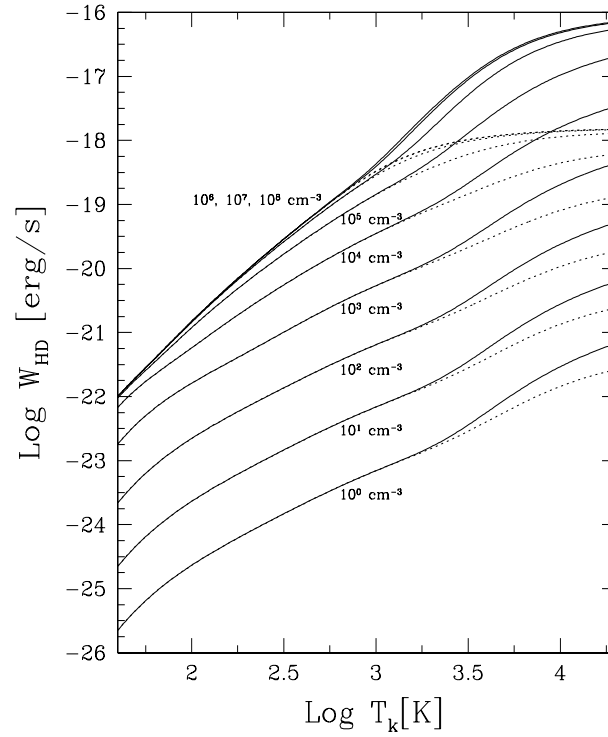


Figura 4.1: Función de enfriamiento por la molécula HD, calculada desde  $n_H = 1$  hasta  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  en potencias de 10 (de abajo hacia arriba). La temperatura de radiación  $T_r$  se considera igual a  $2.73 \text{ K}$  ( $T_r \ll T_k$ ). Las curvas sólidas corresponden a los casos cuando las transiciones rotovibracionales ( $v = 0, 1, 2, 3$ , y  $J \leq 8$ ) fueron tomadas en cuenta, mientras que las curvas punteadas son los casos donde éstas fueron ignoradas en los cálculos. Las últimas curvas pueden compararse con las de la figura 3 en Flower et al. 2000 [39]. Note que las curvas en ambos casos llegan a la saturación para  $n_H \gtrsim 10^5 - 10^6$ .

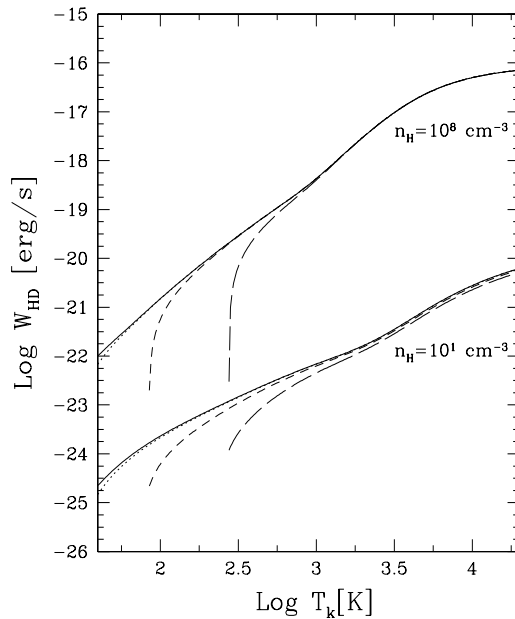


Figura 4.2: Función de enfriamiento por la molécula HD (incluyendo transiciones rotovibracionales) calculada para diferentes valores de la temperatura de radiación,  $T_r = 2.73(1+z)K$ , ( $z = 1, 10, 30$  y  $100$  curvas sólidas, punteadas, de segmentos cortos y de segmentos largos, respectivamente), y para  $n_H = 10$  y  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

por HD (o por  $\text{H}_2$ ).

Notamos que la suposición de estado estable para los niveles de población del HD es válida aún para los  $z$ 's más altos considerados aquí. Las escalas de tiempo típicas para los cambios en el nivel de población son determinados principalmente por el inverso de los coeficientes de Einstein. Para las transiciones moleculares del HD, estos coeficientes implican escalas de tiempo típicas mucho menores que las escalas de tiempo relacionadas a variaciones en la  $T_{RCF}$  y/o al colapso de las nubes de gas en las épocas consideradas aquí ( $z \lesssim 100$ ).

#### 4.4. Implicaciones

En este capítulo hemos calculado la CF por la molécula de HD,  $W_{HD}$ , para un amplio intervalo de temperaturas cinéticas y densidades del gas primigenio tomando en cuenta la estructura rotovibracional de la molécula para transiciones tanto radiativas como colisionales. Hemos encontrado que,

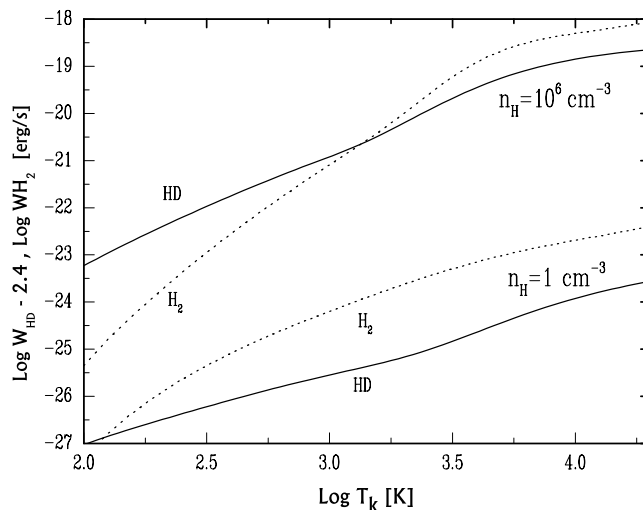


Figura 4.3: Funciones de enfriamiento de las moléculas HD (curvas sólidas) y  $H_2$  (curvas punteadas) para dos valores de la densidad del gas,  $n_H = 1$  y  $10^6$ . Para poder ser comparadas, la CF del HD se ha reducido por un factor  $[HD]/[H_2] = 10^{-2.4}$ . La CF del  $H_2$  es la de Flower et al. 2000 [39].

al incluir las transiciones rotovibracionales, la eficiencia en el enfriamiento de la molécula HD es más alta que la previamente reportada. El incremento principal de  $W_{HD}$  respecto a los trabajos anteriores es en el régimen de altas temperaturas y altas densidades (figura 4.1). Para  $n_H > 10^5 \text{ cm}^{-3}$  las diferencias en  $W_{HD}$  alcanzan un orden de magnitud y más en  $T_k \sim 10^4$ . Nuestros resultados apoyan argumentos recientes (Flower 2000 [38], Uehara & Inutsuka 2000 [110], Flower & Pineau des Forets 2001 [40], Nakamura & Umemura 2002 [75], Galli & Palla 2002 [43]) acerca de que el HD puede jugar un importante papel en el balance térmico y enfriamiento del gas primordial a altas densidades.

En la figura 4.3 comparamos las contribuciones relativas de las moléculas  $H_2$  y HD a la función de enfriamiento del gas. Debido a que el cociente de abundancias de HD a  $H_2$  es mucho menor que 1, las curvas de  $W_{HD}$  deben ser reducidas por un factor igual a este cociente con el fin de comparar las contribuciones de ambas moléculas al enfriamiento del gas. Como se mencionó en §4.1, dicho cociente después de la fraccionación química es aproximadamente de  $10^{-2}$  a  $10^{-3}$ . En la figura 4.3, redujimos  $W_{HD}$  por un factor de  $[HD]/[H_2] = 10^{-2.4}$  de acuerdo a Galli & Palla 2002 [43] para



$z = 10$ . Como puede verse en dicha figura, el papel de la molécula HD en el enfriamiento del gas de baja densidad no es importante comparado al del  $H_2$ . En cambio, para altas densidades, el HD llega a ser un enfriante tan eficiente como el  $H_2$ , siendo incluso más eficiente que éste en el régimen de baja temperatura ( $T \lesssim 1500$  K). La función de enfriamiento por  $H_2$  se calculó de acuerdo a Flower et al 2000 [39].

La contribución al enfriamiento del gas del HD encontrada aquí para altas densidades y temperaturas mayores a  $\sim 3000$  K es cercana a la contribución del  $H_2$ . Esto seguramente afectará los cálculos de la formación de primeras galaxias en el régimen cuando el gas denso enfría a temperaturas por encima de los  $\sim 3000$  K. Este régimen puede darse en gas calentado por fotoionización o en material denso calentado por choques en halos de materia oscura con tamaño de galaxias enanas con masas  $\gtrsim 10^8 M_\odot$  (Bromm 2004 & Larson [15]). La presencia de un enfriante eficiente, además del  $H_2$ , capaz de operar a  $T_k \lesssim 10000$  K y a altas densidades (como es el caso del HD) es probablemente relevante para entender la formación de los primeros cúmulos globulares. Bromm y Clark 2002 [13] han mostrado que, bajo la acción de un enfriante eficiente en  $T_k \lesssim 10000$  K, pueden formarse cúmulos estelares con masas  $\sim 10^5 - 10^7$  en pequeños subhalos de materia oscura que después son destruídos por mareas durante la relajación violenta de halos de materia oscura del tamaño de galaxias enanas en  $z \gtrsim 10$  (ver además Weil & Pudritz 2001 [115]).

La eficiencia en el enfriamiento de las moléculas  $H_2$  y HD se incrementa con la densidad hasta que las poblaciones de los distintos niveles alcanzan el equilibrio termodinámico local a una densidad crítica  $n_c$ , tal que a dicha densidad, la probabilidad de desexcitación colisional llega a ser igual a la probabilidad radiativa espontánea. Más allá de esta densidad, el enfriamiento es saturado. Para el hidrógeno molecular, la densidad crítica es más bien baja,  $n_{c,H_2} \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , debido a los valores relativamente pequeños de los coeficientes de Einstein para tal molécula. En el caso de la molécula HD, los coeficientes de Einstein son mayores que los correspondientes al  $H_2$  por 2-3 órdenes de magnitud. Puede estimarse el cociente de densidades críticas  $n_{c,HD}/n_{c,H_2}$  como  $\approx A_{v'J'v_j}(HD)/A_{v'J'v_j}(H_2)$ , el cual es  $\approx 10^2$  para transiciones radiativas rotovibracionales. El valor de  $n_{c,HD}$  es en verdad alrededor de dos órdenes de magnitud más alto que  $n_{c,H_2}$ . De la figura 4.1 puede verse que  $n_{c,HD} \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Para concluir, subrayemos la importancia de considerar la función de

enfriamiento por la molécula HD calculada aquí, en simulaciones y modelos de los primeros objetos bariónicos en el universo. En particular, procesos relacionados al gas denso que enfría a temperaturas por arriba de los  $\sim 3000$  K seran afectados por nuestros resultados.

Algunos autores (Yoshida et al. 2006b [120], Yoshida et al. 2006c [121], Johnson & Bromm 2006 [56], Shchekinov & Vasiliev 2006 [99], Vasiliev & Shchekinov 2006 [113]) han citado nuestro trabajo como argumento para utilizar la función de enfriamiento de Flower et al. 2000 [39] en sus cálculos, ya que como hemos dicho, nuestra CF se reduce a la de [39] a bajas temperaturas y bajas densidades, que son los regímenes donde trabajan [120], [121], [56], [99], [113]. Pero además, tenemos ejemplos en donde sí se tendría que considerar a nuestra CF: Kuhlen & Madau 2005 [60] en su estudio de los primeros minicuasares ignoran la química del deuterio, sin embargo mencionan que un incremento de la fracción de electrones libres producida por sus minicuasares podría llevar a la catálisis de moléculas de HD y de esta forma, muy posiblemente el enfriamiento por HD podría llegar a ser importante en los “cores” de sus minihalos, donde habría las condiciones para considerar los niveles vibracionales. Mashchenko et al. 2006 [74] en su estudio de formación de minigalaxias en regiones HII cosmológicas, establecen que nuestros resultados podrían potencialmente hacer que el enfriamiento por HD fuera aún mas importante para la dinámica del gas colapsando en galaxias primordiales pequeñas; no obstante, ellos no incluyen la química del HD en su modelo ya que la resolución de sus simulaciones no permite explorar las regiones donde tales reacciones serían de importancia. O’Shea y Norman 2007 [80] en su estudio de formación de Pop III, no consideran los efectos del deuterio y del litio en virtud de los intervalos de temperatura y densidad que ellos manejan, sin embargo, mencionan que es posible que en otras situaciones de importancia para la formación de Pop III, en particular, regiones que han sido ionizadas a fracciones electrónicas altas, pueden experimentar un importante enfriamiento por la molécula HD, la cual tiene una baja energía de excitación y se forma preferencialmente comparada con el  $H_2$  debido a la fraccionación química. Esto es particularmente cierto a bajas temperaturas ( $T < 150$  K) donde todo el deuterio es convertido en HD. Recientemente, en Ripamonti 2007 [90], se presenta un estudio del papel del enfriamiento por HD sobre la formación de estrellas primordiales, donde se utiliza la función de enfriamiento calculada por nosotros. Entre otras cosas, el autor encuentra que los efectos del HD pueden llegar a ser importantes durante las etapas intermedias de fragmentación del gas al reducir de manera importante la temperatura del gas, la masa de Jeans y probablemente además la masa típica de los fragmentos. De esta forma, el HD podría abrir

un canal para la formación de estrellas de masa relativamente baja en un gas libre de metales. Encuentra además que la importancia del HD en la formación estelar, será mayor entre más concentrado sea el perfil de densidad del halo y/o más grande sea la abundancia de deuterio y la tasa de formación de HD.



## Capítulo 5

# La Molécula de Hidrógeno Deuterado y la búsqueda de Signos de Formación Temprana de Estructuras en el Universo<sup>1</sup>

### Resumen

En este capítulo estudiaremos la posible detección de rastros de formación de estructuras al final de la llamada “época oscura” ( $z \sim 40 - 20$ ) a través de la molécula de hidrógeno deuterado (HD). Para esto, calculamos la amplitud de las fluctuaciones espectroespaciales de la temperatura de la radiación cósmica de fondo en microondas, producida por dispersión resonante elástica de fotones de la RCF por moléculas de HD localizadas en protoestructuras moviéndose con una cierta velocidad peculiar. Lo primero es calcular la evolución cinemática química de las moléculas de HD en un medio homogéneo en expansión y entonces enlazar las abundancias de HD con protoestructuras en su máximo de expansión, cuyas propiedades son estimadas utilizando el modelo top hat esférico y la cosmología de concordancia. Lo que se encontró es que las profundidades ópticas en las tres líneas rotacionales puras más bajas para protohalos de alto pico en su máximo de expansión son mucho más altas que las correspondientes a la molécula LiH;

---

<sup>1</sup>Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* Núñez-López et al. 2006 [77]

no obstante las amplitudes de fluctuación espectroespacial resultan probablemente demasiado débiles como para ser detectadas por los telescopios milimétricos actualmente funcionando o bajo construcción, por lo cual extendimos nuestras estimaciones al caso de nubes de gas dentro de halos de CDM colapsados usando un modelo crudo de producción de HD en estas nubes. Lo que se encuentra es que las fluctuaciones para los halos de más alto pico a corrimientos al rojo  $\sim 20 - 30$  podrían ser detectados en un futuro. De esta forma tenemos que observaciones de este tipo serán de gran importancia para probar las predicciones del modelo de formación de estructuras en el Universo.

## 5.1. Introducción

Se ha mencionado ampliamente en los capítulos anteriores, el gran interés que ha surgido en los últimos años por entender la formación de las primeras estructuras en el Universo al final de la llamada época oscura. Este interés es motivado no sólo por la posibilidad de mediciones directas de las condiciones físicas prevalecientes en las (proto)estructuras y de poner límites a los parámetros cosmológicos a corrimientos al rojo muy altos, sino además, por la posibilidad de medir las abundancias primordiales de especies clave (por ejemplo deuterio y litio) en épocas pregalácticas como un signo directo de la nucleosíntesis del big bang (BBN). Por el lado observacional, la reemisión o absorción de fotones de la radiación cósmica de fondo en microondas en líneas resonantes de  $H_2$ , LiH e hidrógeno deuterado (HD), entre otras moléculas primordiales, ha sido sugerida como un camino viable para detectar protoestructuras cósmicas (Dubrovich 1977 [25], Dubrovich 1983 [26], Maoli et al. 1994 [70], Maoli et al. 1996 [71]). La absorción resonante por hidrógeno neutro en su transición de 21 cm ha sido además propuesta para trazar protoestructuras en tiempos cósmicos tempranos (Hogan & Rees 1979 [49], Barkana & Loeb 2005 [11]).

El primer intento por detectar emisión de LiH primigenio y anisotropías en la RCF por efecto Doppler de las protoestructuras a  $z = 100$  fue llevado a cabo con el radiotelescopio IRAM de 30m (de Bernardis et al. 1993 [24]). Sólo límites superiores para la abundancia de LiH fueron obtenidos. Se creía que la abundancia relativa de LiH,  $[LiH]/[H]$ , a  $z = 30 - 100$ , podría ser adecuada (hasta  $10^{-10}$ ) para producir rasgos espectrales detectables en virtud de la profundidad óptica en las líneas de la estructura rotacional del LiH. Sin embargo, cálculos más detallados de la abundancia relativa primordial

del LiH han mostrado que en dichas épocas ( $z = 30 - 100$ ) debe haber sido muy pequeña ( $[\text{LiH}]/[\text{H}] \lesssim 10^{-18}$  de acuerdo a Stancil et al. 1996 [105] y a Bougleux & Galli 1997 [12]). Por lo tanto, la profundidad óptica en líneas rotacionales del LiH en el gas primordial es demasiado pequeña como para producir rasgos observacionales (Galli & Palla 1998 [42], Puy & Signore 2002 [86], Maoli et al. 2004 [72]).

Otra molécula primigenia, potencialmente interesante para detectar signos de estructuras en precolapso de la época oscura, es el HD. El momento dipolar de la molécula HD es mucho menor que el correspondiente al LiH:  $d_{\text{HD}} = 8.3 \times 10^{-4}$  debyes (Abgrall et al. 1982 [4]) mientras que  $d_{\text{LiH}} = 5.88$  debyes. Sin embargo, para  $[\text{LiH}]/[\text{H}] \approx 10^{-18}$  y  $[\text{HD}]/[\text{H}] = (1 - 5) \times 10^{-9}$ , se obtiene en una primera aproximación que:

$$\frac{\tau_{\text{HD}}}{\tau_{\text{LiH}}} \approx \frac{[\text{HD}]}{[\text{LiH}]} \frac{d_{\text{HD}}^2}{d_{\text{LiH}}^2} \approx 20 - 100, \quad (5.1)$$

concluyendo que el HD es una especie más adecuada para detectar signos de estructuras primordiales que el LiH. Además la molécula HD es capaz de amplificar su emisión debido a efectos de luminiscencia rotovibracional (Dubrovich 1997 [28]). Hasta ahora, el más remoto de los absorbedores detectados en líneas rotacionales de HD se encuentra a un corrimiento al rojo de  $z = 2.3377$  en el espectro del cuasar PKS 1232+082 (Varshalovich et al. 2001 [112]). No obstante, la emisión de esta molécula debe ser observable incluso de la época pregaláctica.

En épocas intermedias ( $6 \lesssim z \lesssim 30$ ), donde el colapso no lineal se lleva a cabo para las escalas de masa correspondientes a los minihalos, la molécula HD puede reemitir la energía cinética del gas fuera de equilibrio. La emisión de nubes moleculares primordiales considerando sólo la estructura rotacional de la molécula HD debido a procesos de enfriamiento fue calculada por primera vez por Shchekinov 1986 [98] y más precisamente por Kamaya & Silk 2003 [57]. En el capítulo anterior presentamos una importante corrección a la función de enfriamiento de esta molécula (Lipovka et al. 2005 [67]), incluyendo la estructura rotovibracional del HD. A temperaturas arriba de  $\sim 3000$  K y a altas densidades ( $n_H \geq 10^5$ ), la función de enfriamiento es uno o dos órdenes de magnitud más grande que la reportada previamente (ver por ejemplo Flower et al 2000 [39]). Si las nubes densas en colapso son calentadas por fotoionización o choques a temperaturas por arriba de  $\sim 1000$  K, estos nuevos cálculos muestran que el gas será capaz de

enfriar eficientemente con emisión de líneas resonantes de HD y la intensidad de la reemisión de energía de colapso por la molécula HD (calculada en Kamaya & Silk 2003 [57]), se incrementará probablemente debido a la estructura rotovibracional de esta molécula. Recientemente se sugirió que las fracciones de  $H_2$  y HD pueden ser mayores en regiones HII reliquias (Johnson & Bromm 2006 [56], Yoshida 2006 [119]) entre mayor sea la masa del halo en el cual el gas es ionizado colisionalmente (Oh 2003 & Haiman [78]).

En la etapa cuasilineal de evolución de las primeras estructuras de interés ( $z > 20 - 30$ ), la dispersión elástica resonante de la RCF por moléculas primordiales en las protoestructuras en evolución pueden amortiguar anisotropías primarias en la RCF o, si las protoestructuras tienen velocidades peculiares, anisotropías secundarias en emisión (fluctuaciones espectroespaciales) pueden ser producidas (Dubrovich 1977 [25], Dubrovich 1993 [27], Dubrovich 1997 [28]). En estos casos no se requiere de fuentes de energía para producir signos espectrales y espaciales observacionales. Por lo tanto *las líneas resonantes primordiales son ideales para estudiar la evolución de estructuras cósmicas durante su etapa lineal o de las primeras fases de su colapso, antes de que comience la formación estelar.* El principal objetivo en este capítulo es estudiar la posibilidad de observar rastros de las etapas previas al colapso de objetos luminosos en el Universo.

La molécula HD tiene al menos dos ventajas para esta tarea:

1. Es formada de manera rápida en el gas primordial homogéneo a  $z \approx 150$ , a través de canales similares a los del hidrógeno molecular y puede alcanzar abundancias relativamente altas en tales épocas. De hecho, en  $z = 100$  la abundancia relativa de HD es ya de  $\sim 10\%$  la actual.
2. El intervalo de longitudes de onda de las transiciones rotacionales de la molécula HD, tomando en cuenta su corrimiento al rojo, es muy cómodo para su detección. La primera, segunda y tercera transiciones a las longitudes de onda de  $112.1 \mu m$ ,  $56.2 \mu m$  y  $37.7 \mu m$  pueden ser detectadas a  $0.8 - 3.5$  mm aproximadamente si las líneas son producidas a  $z$ 's alrededor de  $20 - 30$ , típicos de las épocas en las cuales probablemente empezaron a formarse las primeras estrellas de acuerdo a resultados numéricos y semianalíticos (Bromm & Larson 2004 [15]). Varios telescopios planeados o en construcción cubrirán rangos submilimétricos y milimétricos con alta sensibilidad, por ejemplo el GTM, cuyos radiómetros cubren un rango espectral de  $0.8$  to  $3$  mm.



Galli & Palla 2002 [43] presentaron resultados de cálculos detallados de cinética química en nubes primordiales evolucionando térmicamente, aunque ellos no siguieron la evolución hidrodinámica. La abundancia relativa de la molécula HD que estos autores encontraron es muy alta en las nubes de gas enfriado y, como mostraremos más adelante, debería de ser observable. De esta forma, cálculos más precisos del proceso de formación de nubes y protonubes y de la emisión de la molécula HD son requeridos.

La meta de este capítulo es doble: estudiar la importancia de la molécula HD a la hora de investigar el universo a alto corrimiento al rojo y calcular los parámetros de las líneas de HD de interés. Esto último es un paso crucial para la planeación de estrategias observacionales futuras. Estimaremos la profundidad para las protonubes en las líneas rotacionales de la molécula HD en base al escenario de materia oscura fría con constante cosmológica ( $\Lambda$ CDM) de formación de estructuras cósmicas. Para escenarios alternativos (Khlopov & Rubin 2004 [58]) las predicciones probablemente serán diferentes, ofreciendo por lo tanto las observaciones concernientes a este estudio la posibilidad de discriminar modelos cosmológicos.

## 5.2. Evolución de la Abundancia de la Molécula HD

A continuación calcularemos la evolución de la abundancia en el medio pregaláctico homogéneo, lo cual resulta una buena aproximación a la abundancia de HD en las perturbaciones de masa en su etapa de evolución lineal. Usaremos aquí el modelo cosmológico de concordancia ( $\Lambda$ CDM) con  $\Omega_{b,0} = 0.04$ ,  $\Omega_{M,0} = 0.27$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.73$  y  $H_0 = 71$  km/s/Mpc (Spergel et al. 2003 [102]). Usaremos también las abundancias BBN estándar para los elementos ligeros.

En épocas tempranas, antes de que los primeros objetos cósmicos se formaran, la termodinámica del gas primordial está fuera de equilibrio. Por lo tanto, con el fin de describir la dinámica molecular, necesitamos resolver el sistema de ecuaciones cinéticas, que pueden escribirse como:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j,k} n_j n_k R_{jki} - n_i \sum_{m,n} n_m R_{imn} + \sum_j n_j R_{ji} - n_i \sum_m R_{im}, \quad (5.2)$$

donde  $t$  es el tiempo cósmico,  $n_i$  es la densidad de la especie  $i$ ,  $R_{jki}(T_k)$  son las tasas de los procesos colisionales  $j+k \rightarrow i$ , como funciones de la temperatura cinética  $T_k$ ,  $R_{ji}(T_r)$  son las tasas de los procesos radiativos (formación y destrucción de la molécula por fotones de la RCF caracterizados por la temperatura radiativa  $T_r$ ).

En la ecuación (5.2) los términos positivos y negativos corresponden a los procesos de formación y de destrucción de la especie  $i$ , respectivamente. Para resolver el sistema de ecuaciones (5.2) es conveniente introducir nuevas variables:  $x_i = n_i/n_B$ , donde  $n_B = n_{B,0}(1+z)^3$  y  $n_{B,0}$  es la densidad numérica bariónica al día de hoy  $n_{B,0} = \Omega_B n_{cr}$ . Es además conveniente sustituir la variable tiempo cósmico con  $z$ , usando la relación apropiada para la cosmología plana con constante cosmológica adoptada aquí:

$$dt = -\frac{1}{H_0(1+z)} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (5.3)$$

Con estas nuevas variables, las ecuaciones (5.2) toman la forma:

$$\frac{dx_i}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \times \left[ n_0(1+z)^3 \left( \sum_{j,k} x_j x_k R_{jki} - x_i \sum_{m,n} x_m R_{imn} \right) + \sum_j x_j R_{ji} - x_i \sum_m R_{im} \right]. \quad (5.4)$$

Las tasas de reacción  $R_{ijk}$  y  $R_{ij}$  son funciones de la temperatura cinética  $T_k$  y de la temperatura radiativa  $T_r$  respectivamente. La temperatura radiativa puede, como en el caso de expansión adiabática, ser tomada como  $T_r = T_0(1+z)$ , en cambio, para encontrar la temperatura cinética, necesitamos resolver la ecuación diferencial para  $T_k$ :

$$\frac{dT_k}{dt} = -2T_k H_0 \sqrt{\Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} + \left( \frac{dT_k}{dt} \right)_{mol} + \frac{8\sigma_t a_b T_r^4}{3m_e c} x_e (T_r - T_k), \quad (5.5)$$

donde el primer término en el lado derecho describe el cambio en la temperatura debido a la expansión del universo, el segundo término corresponde a

la termodinámica de las moléculas primordiales y el tercero a la dispersión de Thompson. El segundo término puede escribirse como:

$$\left(\frac{dT_k}{dt}\right)_{mol} = \frac{2(\Gamma_{mol} - \Lambda_{mol})}{3nk} + \frac{\Theta_{ch}}{3nk} + \frac{2T_k}{3n} \left(\frac{dn}{dt}\right)_{ch}, \quad (5.6)$$

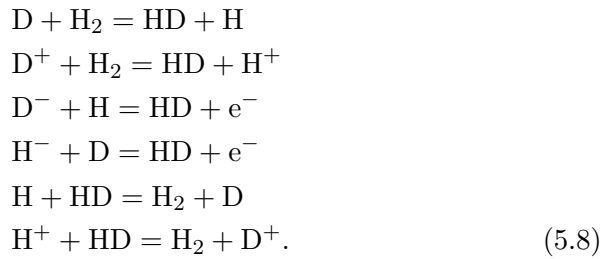
donde  $\Gamma_{mol}$  y  $\Lambda_{mol}$  son las funciones de calentamiento y de enfriamiento,  $\Theta_{ch}$  es la ganancia (pérdida) de energía debido a las reacciones químicas, caracterizada por su entalpía  $\Delta H$ ,

$$\Theta_{ch} = \sum_{reacciones} R_{ijk} n_i n_j \Delta H. \quad (5.7)$$

La sumatoria es llevada a cabo sobre todas las reacciones químicas.

El factor  $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{ch}$  en el último término de la ecuación (5.6) corresponde al cambio en la densidad del gas primordial debido a las reacciones químicas que no conservan el número inicial de especies (por ejemplo  $A + B \rightarrow C$ , o  $A + B \rightarrow C + D + E$ ).

Los cálculos de las abundancias moleculares fueron llevados a cabo para un amplio intervalo de  $z$ 's para las siguientes especies involucradas en la formación de la molécula HD: H, H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>2</sub>, H<sup>-</sup>, e<sup>-</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, He, He<sup>+</sup>, HeH<sup>+</sup>, D, HD, H<sub>2</sub>D<sup>+</sup>, D<sup>+</sup>, D<sup>-</sup>, and HD<sup>+</sup>. Otras especies resultan despreciables en los procesos de formación de la molécula HD debido a sus pequeñas abundancias. Las siguientes reacciones son de particular importancia en los procesos de formación/destrucción de la molécula HD en el gas primordial:



Consideraciones más detalladas pueden ser encontradas en varios artículos, por ejemplo en Galli & Palla 1998 [42] y Galli & Palla 2002 [43]. Los resultados de nuestros cálculos de abundancias moleculares son mostrados en la figura 5.1. Puede verse que el cociente de abundancias relativa  $[HD]/[H_2]$  a bajos  $z$ 's es ligeramente mayor que  $10^{-3}$ , mientras que a altos  $z$ 's este valor

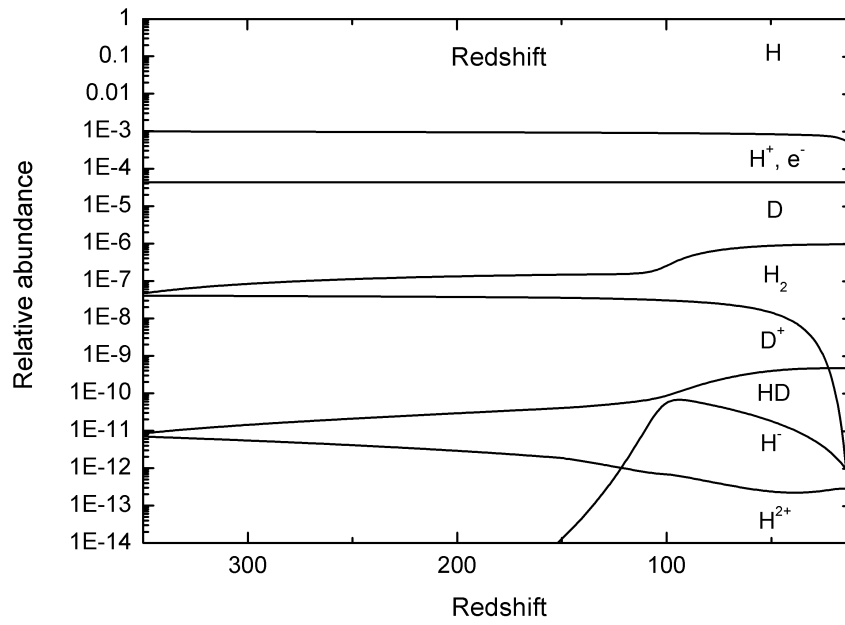


Figura 5.1: Abundancia fraccional de especies químicas involucradas en la formación de la molécula HD como función de  $z$  para el medio primordial homogéneo en expansión. El modelo de la concordancia  $\Lambda$ CDM es usado aquí.

tiende al cociente primordial supuesto  $[D]/[H]=3 \times 10^{-5}$ . Este hecho es explicado por el proceso de deuteración,  $D^+ + H_2 \rightarrow H^+ + HD$  y  $D + H_2 \rightarrow HD + H$ , que lleva a una abundancia relativamente alta de la molécula, hasta  $[HD]/[H_2]=10^{-2.39}$  a  $z=10$  en nubes colapsadas (por ej. Galli & Palla 2002 [43]).

### 5.3. Profundidad Óptica en Protohalos y en Halos a alto Corrimiento al rojo

Ahora estamos interesados en obtener estimaciones asociadas a la observabilidad de líneas de la molécula HD primordial en protoestructuras en sus etapas lineales o cuasilineales de evolución, es decir, antes del colapso gravitacional (de los minihalos) y de la formación de las primeras estrellas.

En trabajos previos se ha mostrado que las opacidades de las líneas resonantes producidas en perturbaciones de masa homogéneas son más grandes, cuando éstas se encuentran en su máximo de expansión. Basándonos en estas conclusiones, calcularemos aquí las opacidades de las líneas resonantes en el momento de máxima expansión de perturbaciones de masa de materia oscura fría con un  $\sigma$  alto (picos altos). Después del primer episodio de formación estelar (estrellas de Población III) en perturbaciones colapsadas de alta  $\sigma$  (picos  $3 - 6\sigma$ ), la reionización, los procesos de retroalimentación y el enriquecimiento en metales cambian drásticamente las propiedades del medio en perturbaciones de masa de menor densidad (picos bajos). Este es el por qué nos interesamos en las perturbaciones que emergen de picos de alta  $\sigma$  (3–6). La interacción de los fotones de la RCF con moléculas primordiales dentro de estas protoestructuras producirán signos asociados a las condiciones prístinas del gas antes de la formación de las primeras estrellas en el universo.

#### 5.3.1. Propiedades de Protohalos y Halos de CDM con 3 y $6\sigma$

Para calcular la profundidad óptica de las nubes primordiales por dispersión de fotones de la RCF por moléculas de HD, necesitamos modelar estas protonubes. Consideramos el modelo top hat esférico para calcular la época, densidad y tamaño de las perturbaciones de masa en su máxima expansión para las cosmología  $\Lambda$ CDM adoptada aquí. Se supone que el gas está distribuido de la misma forma que la materia oscura en la perturbación de

masa pero con una densidad  $\Omega_{B,0}/\Omega_{M,0}$  veces menor. De acuerdo al modelo top hat esférico, el exceso de densidad de una perturbación de masa  $\delta(M)$ , crece con  $z$  de manera proporcional al llamado factor de crecimiento  $D(z)$ , hasta que alcanza un valor crítico (linealmente extrapolado)  $\delta_c$ ; de aquí en adelante se supone que la perturbación colapsa y virializa al corrimiento al rojo  $z_{\text{col}}$  (por ejemplo Padmanabhan 1993 [81]):

$$\delta(M; z_{\text{col}}) \equiv \delta_0(M)D(z_{\text{col}}) = \delta_{c,0}. \quad (5.9)$$

Por convención se fijan todas las cantidades a sus valores linealmente extrapolados al día de hoy (etiquetados por el subíndice “0”) de tal forma que  $D(z=0) \equiv D_0 = 1$ . El  $z$  en el máximo de expansión,  $z_{\text{ta}}$  (el subíndice ta es por turn around), es calculado usando el resultado de la esfera top hat  $t_{\text{ta}} = 0.5t_{\text{col}}$ . Siguiendo la ecuación de evolución para una esfera top hat, se encuentra que para nuestra cosmología  $\Lambda$ CDM plana la densidad promedio en  $z_{\text{ta}}$  está dada por  $\rho_{\text{ta}} \approx 5.6\rho_{\text{bg}}(z_{\text{ta}})$ , es decir, similar al caso Einstein–De Sitter (Wang & Steinhardt 1998 [114], Horellou & Berge 2005 [52]). La densidad de fondo en  $z_{\text{ta}}$  es  $\rho_{\text{bg}}(z_{\text{ta}}) = 1.88 \times 10^{-29} \text{g cm}^{-3} \Omega_{M,0} h^2 (1 + z_{\text{ta}})^3$ . La correspondiente densidad numérica del gas es  $n_{\text{ta}} = (\rho_{\text{ta}}/m_p)(\Omega_{B,0}/\Omega_{M,0})$ , donde  $m_p$  es la masa del átomo de hidrógeno. Finalmente, el radio de la esfera de masa  $M$  en el máximo está dado por

$$R_{\text{ta}} = \left[ \frac{3M}{4\pi\rho_{\text{ta}}} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (5.10)$$

Necesitamos ahora conectar los resultados de la esfera top hat con la masa característica de la perturbación,  $M$ , producida dentro del escenario de formación de estructuras  $\Lambda$ CDM. El campo de fluctuaciones primordiales, fijo al día de hoy, es caracterizado por la varianza de la masa  $\sigma(M)$ , que es el valor rms de la perturbación de masa suavizado a una escala  $R$  correspondiente a la masa  $M$ . Para nuestros cálculos usamos la forma del espectro de potencias dado por Bardeen et al. 1986 [8] normalizado a  $\sigma_8 = 0.9$ . De esta forma, el exceso de densidad de masa linealmente extrapolado a  $z=0$  puede ser definido como:

$$\delta_0(M) = \nu\sigma(M), \quad (5.11)$$

donde  $M$  y  $\nu$  son la masa de la perturbación y la altura del pico, respectivamente. Para perturbaciones promedio  $\nu = 1$ , mientras que las raras perturbaciones de alta densidad de las cuales emergen las primeras estructuras tienen  $\nu \gg 1$ .

Sustituyendo la ecuación (5.11) en la ecuación (5.9) se puede inferir  $z_{\text{col}}$ , y por lo tanto  $z_{\text{ta}}$ ,  $\rho_{\text{ta}}$ ,  $n_{\text{ta}}$  y  $R_{\text{ta}}$  para las perturbaciones de masa  $\nu\sigma$  del campo de fluctuaciones primordiales  $\Lambda\text{CDM}$ . En la tabla 5.1 presentamos estas cantidades para perturbaciones  $3\sigma$  de diferentes masas. Nosotros estamos interesados en los signos de líneas de HD de las protonubes antes de que los primeros objetos luminosos en el Universo comenzaran a reionizarlo y por lo tanto, sólo serán consideradas perturbaciones con picos altos.

Simulaciones de N-cuerpos + hidrodinámica muestran que las primeras estrellas pueden haberse formado incluso a  $z$ 's tan altos como  $z \sim 18 - 30$  en minihalos de CDM ( $\sim 3 - 4\sigma$ ) con masa  $M \sim 10^6 M_{\odot}$  (Abel et al. 1998 [2], Fuller & Couchman 2000 [41], Bromm et al. 2002 [14], Yoshida et al. 2003 [118]). Relacionado a esto está el hecho de que halos de cualquier masa dada que colapsan primero (picos altos) no se encuentran en regiones "típicas" precisamente sino más bien en regiones "protocúmulo" (White & Springel 2000 [116], Barkana & Loeb 2002 [10]). En el artículo de Gao et al. 2005 [44] se muestra una nueva técnica para seguir con una resolución sin precedente el crecimiento del progenitor más masivo de una región de supercúmulo desde  $z \approx 80$  hasta  $z = 0$ . Usando esta simulación, Reed et al. 2005 [87] han encontrado que cuando la masa del progenitor es de  $\approx 2.4 \times 10^5 h^{-1} M_{\odot}$  en  $z \approx 47$ , éste sufre colapso bariónico vía enfriamiento por  $\text{H}_2$ , disparando la formación estelar en esta temprana época. Por supuesto, este halo debe emerger de un pico de fluctuación muy raro,  $\nu = 6.5$  (Reed et al. [87]). Puede notarse que los picos raros están fuertemente acumulados, tal que la probabilidad de encontrar un cúmulo de estos (proto)halos es alta. En la segunda parte de la tabla presentamos los mismos datos que en la primera parte pero para halos con  $6\sigma$ .

### 5.3.2. Profundidades Ópticas

La profundidad óptica para una protonube de tamaño  $L$  está dada por:

$$\tau_{\nu}(L) = \int_0^L \alpha_{\nu}(x) dx, \quad (5.12)$$

donde  $\alpha_{\nu}(x)$  es el coeficiente de absorción y la integración se hace a lo largo de la línea de visión. En el caso de una perturbación de masa en su momento de máxima expansión, cuando los parámetros físicos del gas son aproximadamente iguales en todas partes de la región esférica, la integración puede ser reducida a una expresión más simple:  $\tau_{\nu}(L) \approx \alpha_{\nu}L$ . De esta forma,

$M$ ( $M_{\odot}$ )	$z_{ta}$	$\rho_{ta}$ ( $gcm^{-3}$ )	$n_{ta}$ ( $cm^{-3}$ )	$R_{ta}$ ( $cm$ )	$z_{col}$	$\rho_{col}$ ( $gcm^{-3}$ )	$n_{col}$ ( $cm^{-3}$ )	$R_{col}$ ( $cm$ )	$t_{dyn}$ ( $Myr$ )	$z_{cool}$	$n_{cool}$ ( $cm^{-3}$ )
Caso $3\sigma$											
$10^2$	58.52	$3.02 \cdot 10^{-24}$	$2.67 \cdot 10^{-1}$	$2.50 \cdot 10^{19}$	36.49	$2.40 \cdot 10^{-23}$	$2.12 \cdot 10^{+0}$	$1.26 \cdot 10^{19}$	13.58	32.65	$2.12 \cdot 10^3$
$10^4$	46.26	$1.51 \cdot 10^{-24}$	$1.34 \cdot 10^{-1}$	$1.46 \cdot 10^{20}$	28.77	$1.20 \cdot 10^{-23}$	$1.06 \cdot 10^{+0}$	$7.34 \cdot 10^{19}$	19.20	25.72	$1.06 \cdot 10^3$
$10^6$	34.55	$6.44 \cdot 10^{-25}$	$5.70 \cdot 10^{-2}$	$9.03 \cdot 10^{20}$	21.40	$5.11 \cdot 10^{-24}$	$4.52 \cdot 10^{-1}$	$4.53 \cdot 10^{20}$	29.43	19.10	$4.52 \cdot 10^2$
$10^8$	24.17	$2.28 \cdot 10^{-25}$	$2.02 \cdot 10^{-2}$	$5.92 \cdot 10^{21}$	14.85	$1.81 \cdot 10^{-24}$	$1.60 \cdot 10^{-1}$	$2.97 \cdot 10^{21}$	49.40	13.23	$1.60 \cdot 10^2$
$10^{10}$	15.18	$6.07 \cdot 10^{-26}$	$5.37 \cdot 10^{-3}$	$4.28 \cdot 10^{22}$	9.19	$4.82 \cdot 10^{-25}$	$4.27 \cdot 10^{-2}$	$2.14 \cdot 10^{22}$	95.78	8.15	$4.27 \cdot 10^1$
$10^{12}$	7.92	$1.02 \cdot 10^{-26}$	$8.99 \cdot 10^{-4}$	$3.60 \cdot 10^{23}$	4.61	$8.10 \cdot 10^{-26}$	$7.16 \cdot 10^{-3}$	$1.80 \cdot 10^{23}$	233.69	4.03	$7.16 \cdot 10^0$
Caso $6\sigma$											
$10^2$	118.04	$2.42 \cdot 10^{-23}$	$2.14 \cdot 10^{+0}$	$1.25 \cdot 10^{19}$	73.99	$1.92 \cdot 10^{-22}$	$1.70 \cdot 10^{+1}$	$6.28 \cdot 10^{18}$	4.80	66.30	$1.70 \cdot 10^4$
$10^4$	93.53	$1.21 \cdot 10^{-23}$	$1.07 \cdot 10^{+0}$	$7.32 \cdot 10^{19}$	58.55	$9.60 \cdot 10^{-23}$	$8.49 \cdot 10^{+0}$	$3.67 \cdot 10^{19}$	6.79	52.45	$8.49 \cdot 10^3$
$10^6$	70.10	$5.15 \cdot 10^{-24}$	$4.56 \cdot 10^{-1}$	$4.52 \cdot 10^{20}$	43.79	$4.08 \cdot 10^{-23}$	$3.61 \cdot 10^{+0}$	$2.26 \cdot 10^{20}$	10.40	39.20	$3.61 \cdot 10^3$
$10^8$	49.34	$1.83 \cdot 10^{-24}$	$1.62 \cdot 10^{-1}$	$2.96 \cdot 10^{21}$	30.71	$1.45 \cdot 10^{-23}$	$1.28 \cdot 10^{+0}$	$1.48 \cdot 10^{21}$	17.47	27.46	$1.28 \cdot 10^3$
$10^{10}$	31.37	$4.86 \cdot 10^{-25}$	$4.30 \cdot 10^{-2}$	$2.14 \cdot 10^{22}$	19.39	$3.86 \cdot 10^{-24}$	$3.41 \cdot 10^{-1}$	$1.07 \cdot 10^{22}$	33.86	17.30	$3.41 \cdot 10^2$
$10^{12}$	16.86	$8.16 \cdot 10^{-26}$	$7.22 \cdot 10^{-3}$	$1.80 \cdot 10^{23}$	10.25	$6.48 \cdot 10^{-25}$	$5.73 \cdot 10^{-2}$	$9.02 \cdot 10^{22}$	82.62	9.10	$5.73 \cdot 10^1$

Tabla 5.1.: Propiedades de las Perturbaciones de Masa  $\Lambda$ CDM



la profundidad óptica puede ser escrita en este caso como:

$$\tau_\nu = \frac{\lambda^3 (2J' + 1)}{8\pi (2J + 1) V_T} x_{\text{HD}} n_J n_B A_{J'J} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_r}}\right) L, \quad (5.13)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda,  $J$  es el número cuántico rotacional,  $x_{\text{HD}}$  es la abundancia relativa de la molécula HD,  $A_{J'J}$  es el coeficiente de Einstein y  $n_B$ ,  $n_J$  son las densidad numérica bariónica y la densidad numérica de la población en el nivel  $J$  al corrimiento al rojo  $z$  y  $V_T$  la velocidad térmica respectivamente. Respecto a  $n_J(z)$ , es bien conocido que en el límite de baja densidad ( $n_H < 10^3 \text{cm}^{-3}$ ), la población difiere de la de Boltzmann. De esta forma, en el caso general, cuando el gas está fuera del equilibrio termodinámico, los valores correctos de las poblaciones de los distintos niveles deben ser calculados con la ecuación de balance detallado:

$$\begin{aligned} n_{vJ} \sum_{v'J'} (W_{vJ \rightarrow v'J'}^R + W_{vJ \rightarrow v'J'}^C) = \\ \sum_{v'J'} n_{v'J'} (W_{v'J' \rightarrow vJ}^R + W_{v'J' \rightarrow vJ}^C), \end{aligned} \quad (5.14)$$

donde  $n_{vJ}$  es la población del nivel rotovibracional  $vJ$ ,  $W_{vJ \rightarrow v'J'}^R$  y  $W_{vJ \rightarrow v'J'}^C$  son las probabilidades de las transiciones radiativas y colisionales, respectivamente.

Usando las expresiones (5.13) y (5.14), calculamos las profundidades ópticas en las líneas de HD para protohalos de diferentes valores de masa en su  $z$  al máximo de expansión (tabla 5.1). Los resultados correspondientes a tres transiciones rotacionales en el estado vibracional base (1–0), (2–1) y (3–2) para protohalos  $3\sigma$  y  $6\sigma$  son mostrados en las figuras 5.2 y 5.3, respectivamente. Como puede verse, los valores de la profundidad óptica para las líneas de la molécula HD son mayores que las reportadas para la molécula de LiH (Bougleux & Galli 1997 [12]). Incluso la transición  $J' - J = 3 - 2$  alcanza valores tan altos como  $10^{-9} - 10^{-8}$  para corrimientos al rojo  $z \approx 20 - 40$ .

Las estimaciones presentadas corresponden a la fase lineal de evolución de las fluctuaciones. El cálculo de la evolución cinemático–química de la molécula HD durante el enfriamiento y colapso del gas dentro del halo oscuro virializado es muy difícil puesto que está relacionado con su evolución térmica e hidrodinámica. Bajo ciertas suposiciones y simplificaciones, Galli & Pala 2002 [43] presentaron resultados de la abundancia del HD después de que el gas ha enfriado dentro de halos virializados de CDM, construídos de acuerdo a Tegmark et al. 1997 [108]. El resultado de Galli & Palla es

que la fracción relativa de HD,  $x_{HD}$ , se incrementa dramáticamente, por un factor de 200 aproximadamente, respecto a su valor inicial en el momento de colapso del halo. A continuación usaremos este resultado para obtener una estimación aproximada de la fracción relativa de HD en halos  $\Lambda$ CDM colapsados y la correspondiente  $\tau_\nu$ . Hemos calculado antes §5.2 la evolución de la fracción relativa de HD  $x_{HD}$ , en el medio pregaláctico homogéneo. Para una fluctuación de masa dada  $\nu\sigma$ , hemos obtenido  $x_{HD}$  a  $z_{ta}$ . Vamos a suponer que una vez que el halo ha colapsado a  $z_{col}$ ,  $n_{HD}$  se incrementa sólo de manera proporcional al crecimiento de la densidad del halo. Por lo tanto  $n_{HD}(z_{col}) = n_{HD}(z_{ta}) \times \rho_{col}/\rho_{ta}$ . Entonces, suponemos que el gas enfría rápidamente y cae al centro del halo en un tiempo dinámico

$$t_{\text{dyn}} \approx \frac{\pi/2}{\sqrt{2GM/R_{\text{col}}^3}}, \quad (5.15)$$

donde  $R_{\text{col}}$  es el radio del halo. Ahora, de acuerdo al resultado de Galli & Palla, suponemos que en el momento en que el gas ha colapsado y se ha enfriado,  $z_{\text{cool}}$ , la fracción relativa HD se incrementa por un factor de  $\sim 200$ , es decir,  $x_{HD}(z_{\text{cool}}) \approx 200 x_{HD}(z_{\text{col}})$ . El factor de colapso del gas se supone es 10, de tal forma que la densidad numérica se incrementa por un factor de 1000.

Suponemos que la temperatura cinética del gas enfriado es igual a la de la RCF (ver figura 10 de Galli & Palla 2002 [43]). Las poblaciones correspondientes a la transición de la línea base principal  $(J' - J)=(1 - 0)$  dependen sólo débilmente de  $T_k$ . En la figura 5.4 mostramos las profundidades ópticas de la transición  $(J' - J)=(1 - 0)$  del HD correspondientes a los halos  $3\sigma$  y  $6\sigma$  para diferentes valores de masa en sus  $z$ 's de “enfriamiento”. El radio usado para calcular  $\tau_\nu$  fue de una décima del radio del halo  $R_{\text{col}}$  en su  $z$  de colapso. A los  $z$ 's de interés, es decir, antes de la formación de estrellas masivas ( $z \gtrsim 20$ ), las profundidades ópticas de las líneas son significativamente altas, con valores de varias veces  $10^{-2}$  hasta varias veces  $10^{-5}$ , hasta  $z \sim 50$  para el caso  $6\sigma$

### 5.3.3. Estimaciones Observacionales

En Sunyaev y Zel'dovich 1970 [107] (ver además Dubrovich 1977 [25], Zeldovich 1978 [123], Maoli et al. 1994 [70]) se muestra que la amplitud de las anisotropías secundarias en la temperatura de la RCF causadas por efecto Doppler de fotones dispersados en protonubes con movimientos peculiares

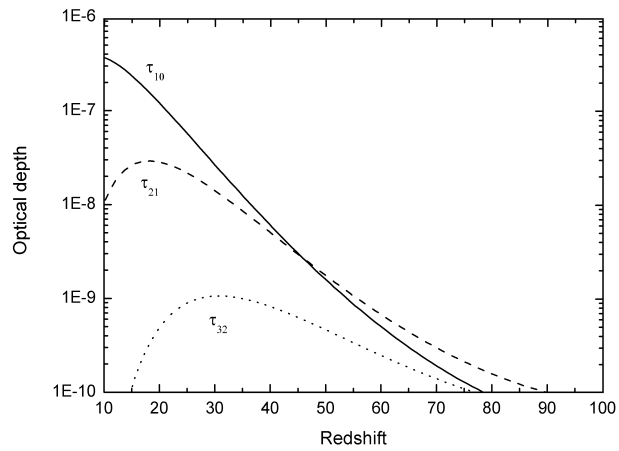


Figura 5.2: Profundidades ópticas de las primeras tres transiciones rotacionales de la molécula HD en protohalos  $\Lambda$ CDM  $3\sigma$ , alcanzando su máximo de expansión a los  $z$ 's mostrados en la abscisa.

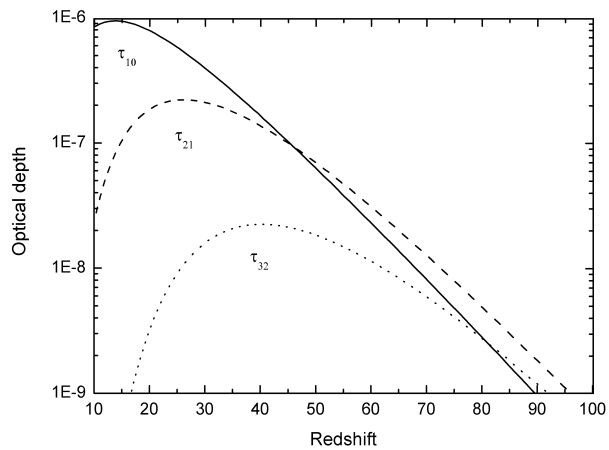


Figura 5.3: Igual que en la figura 5.2 pero para protohalos  $\Lambda$ CDM  $6\sigma$ .

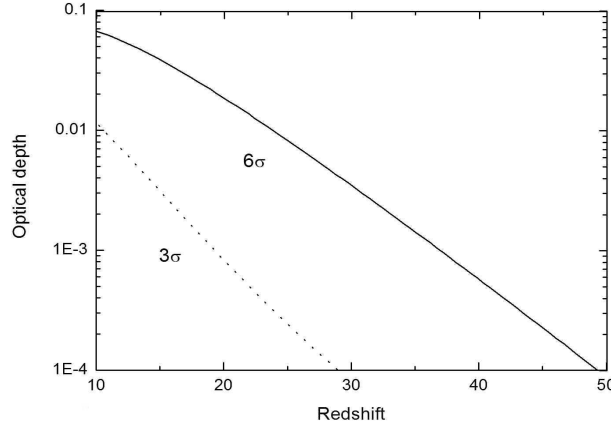


Figura 5.4: Similar a las figuras 5.2 y 5.3 pero para halos ya colapsados. Los  $z$ 's mostrados corresponden al momento en que se supone que los bariones han colapsado y enfriado dentro de ellos (ver texto). Sólo se muestra el caso de la primera transición rotacional.

está dada por:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{V_p}{c} \tau_\nu \quad (5.16)$$

para  $\tau_\nu \ll 1$ , donde  $V_p = V_p(z)$  es la velocidad peculiar de la protonube respecto a la RCF al corrimiento al rojo  $z$ ,  $c$  es la velocidad de la luz, y  $\tau_\nu$  es la profundidad óptica en la frecuencia  $\nu$  a lo largo de la protonube al corrimiento al rojo  $z$  (en nuestro análisis será  $z_{ta}$ ). La teoría de inestabilidad gravitacional muestra que la velocidad peculiar de cada elemento de masa crece con el factor de expansión como  $V_p(z) \propto \dot{D}(z)/(1+z)$ . Una aproximación precisa a esta expresión para un universo plano con constante cosmológica es (Lahav et al. 1991 [62], Carroll et al. 1992 [18]):

$$V_p(z) \propto f(z) \frac{g(z)}{g(0)} \frac{E(z)}{(1+z)^2}, \quad (5.17)$$

donde  $f(z) \approx \Omega_M(z)^{0.6}$ , y las funciones  $g(z)$ ,  $E(z)$  y  $\Omega_M(z)$  fueron definidas en §3.2.1. Para un universo Einstein–De Sitter, la ecuación (5.17) se reduce a la conocida expresión  $V_p(z) \propto (1+z)^{-2}$ . El campo de velocidad peculiar a  $z = 0$ , trazado por galaxias y cúmulos de galaxias, ha sido medido en un amplio intervalo de escalas (para una reseña, ver por ejemplo Zaroubi 2002 [122]). Para nuestro problema, el campo de velocidad trazado por cúmulos de galaxias es probablemente el de interés, porque como fue mencionado antes,

los primeros objetos luminosos en el universo se formaron en las regiones más raras y más densas, es decir, aquellas que hoy serían los cúmulos de galaxias. Distintos datos llevan a diferentes valores de la velocidad peculiar rms a escalas  $\gtrsim 100h^{-1}\text{Mpc}$ . Aquí adoptaremos un valor de  $V_p(0) \approx 650$  km/s, de acuerdo con los resultados de Lauer & Potsman 1994 [63], Hudson et al. 1999 [53], Hudson et al. 2004 [54] y Willick 1999 [117]. El valor es aparentemente un factor de  $\sim 2$  mayor que el correspondiente a simulaciones numéricas  $\Lambda\text{CDM}$  para las escalas de interés.

Usando la ecuación (5.17) normalizada a  $V_p(0) = 650$  km/s y las profundidades ópticas del HD calculadas, podemos estimar con la ecuación (5.16) la correspondiente fluctuación en la temperatura de las anisotropías secundarias. En el rango de  $z = 20 - 40$ , para el caso de protohalos  $3\sigma$ , obtenemos que  $\Delta T/T \approx 10^{-10} - 4 \times 10^{-12}$  en la primera transición rotacional, mientras que para protohalos  $6\sigma$ ,  $\Delta T/T \approx 5 \times 10^{-10} - 10^{-10}$ . En el mismo rango de  $z$ 's, para nubes bariónicas colapsadas, cuyas abundancias fueron estimadas usando los resultados de Galli & Palla 2002 [43], hemos calculado  $\Delta T/T \approx 10^{-6} - 10^{-8}$  y  $\Delta T/T \approx 2 \times 10^{-5} - 10^{-6}$  para los casos  $3$  y  $6\sigma$ , respectivamente.

Ahora vamos a estimar el tiempo de integración requerido para la detección de anisotropías secundarias con telescopios milimétricos y submilimétricos en construcción o ya en funcionamiento, por ejemplo: el telescopio LMT/GTM de 50m en Sierra Negra, México; el “Combined Array for Research in Millimeter–Wave Astronomy” (CARMA) en los Estados Unidos; y el “Atacama Large Millimeter Array” (ALMA) en Chile. El tiempo observacional  $\Delta t$  puede ser estimado de la ecuación

$$\Delta T = \frac{T_n}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}}, \quad (5.18)$$

donde  $\Delta\nu$  es el ancho de banda,  $T_n$  es la temperatura de ruido del detector y  $\Delta T$  es la amplitud de la fluctuación de temperatura calculada antes. Para los telescopios mencionados,  $T_n \approx 40 - 80$  K, y podemos asumir  $\Delta\nu \approx 1\text{GHz}$ . En el caso del GTM/LMT, su resolución angular limita la observabilidad en varios casos (ver más adelante). Usando la ecuación (5.18), para protohalos  $3\sigma$  y  $6\sigma$ , encontramos que los tiempos requeridos para obtener una señal observable de la primera transición rotacional de moléculas de HD es demasiado grande como para ser observada. En el caso de nubes de gas colapsadas (previo a la formación estelar) dentro de halos  $6\sigma$  virializados, estimamos  $\Delta t \lesssim 10^5 s = 28$  horas para  $z < 40$  y  $T_n \approx 50$  K. Este tiempo de integración puede ser alcanzado en varias sesiones de observación de algunas horas cada una.

Vamos a discutir otro importante parámetro de protonubes potencialmente observadas en emisión de líneas resonantes moleculares: su tamaño angular aparente o diámetro. Si el tamaño lineal de un objeto es  $L$ , su tamaño angular aparente estará dado por la fórmula de Hoyle:

$$\Delta\theta = \frac{L}{d_A(z)}, \quad (5.19)$$

donde  $d_A(z)$  es la distancia de diámetro angular que para un universo plano con constante cosmológica está dado por:

$$d_A(z) = \frac{c}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (5.20)$$

donde el parámetro de Hubble en este caso está dado por:

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_{M,0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (5.21)$$

y el término correspondiente a la densidad de radiación ha sido ignorado. Ahora la ecuación (5.19) puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\Delta\theta = \frac{H_0 L (1+z)}{c \int_0^z (\Omega_{M,0}(1+z')^3 + \Omega_\Lambda)^{-1/2} dz'}. \quad (5.22)$$

Hemos usado la ecuación (5.22) para calcular el tamaño angular  $\Delta\theta$  de protonubes  $3\sigma$  y  $6\sigma$  alcanzando su máxima expansión en el rango  $20 < z < 40$  (correspondiendo aproximadamente a los rangos de masa de  $10^5 < M/M_\odot < 10^9$  y  $10^9 < M/M_\odot < 10^{11}$  para los casos  $3\sigma$  y  $6\sigma$ , respectivamente). Además hemos calculado las correspondientes frecuencias corridas al rojo,  $\nu_0$ , para las mismas tres transiciones rotacionales de la molécula HD, consideradas en las figuras 5.2 y 5.3. Nuestros resultados son mostrados en la figura 5.5, junto con la cobertura esperada en este plano  $\nu_0 - \Delta\theta$  para los telescopios LMT/GTM y CARMA (cajas). ALMA abarcará el plano completo. Incluimos además en esta gráfica, las curvas correspondientes a nubes frías dentro de halos  $3\sigma$  y  $6\sigma$  colapsados para la primera línea de transición rotacional únicamente (líneas delgadas con cuadritos). Estas nubes pueden ser resueltas por ALMA y sólo parcialmente por CARMA. Debe notarse que los halos de picos altos están fuertemente acumulados (Gao et al. 2005 [44], Reed et al. 2005 [87]). Puede ser más plausible encontrar un cúmulo de estos objetos aún si los objetos individuales son muy pequeños. De hecho, el acumulamiento incrementa la amplitud de las fluctuaciones espectroespaciales en la temperatura de la RCF. La figura 5.5 es más bien general y puede ser aplicada a otras líneas resonantes de frecuencias similares en las cuales el gas en protohalos o en halos puede ser detectado.

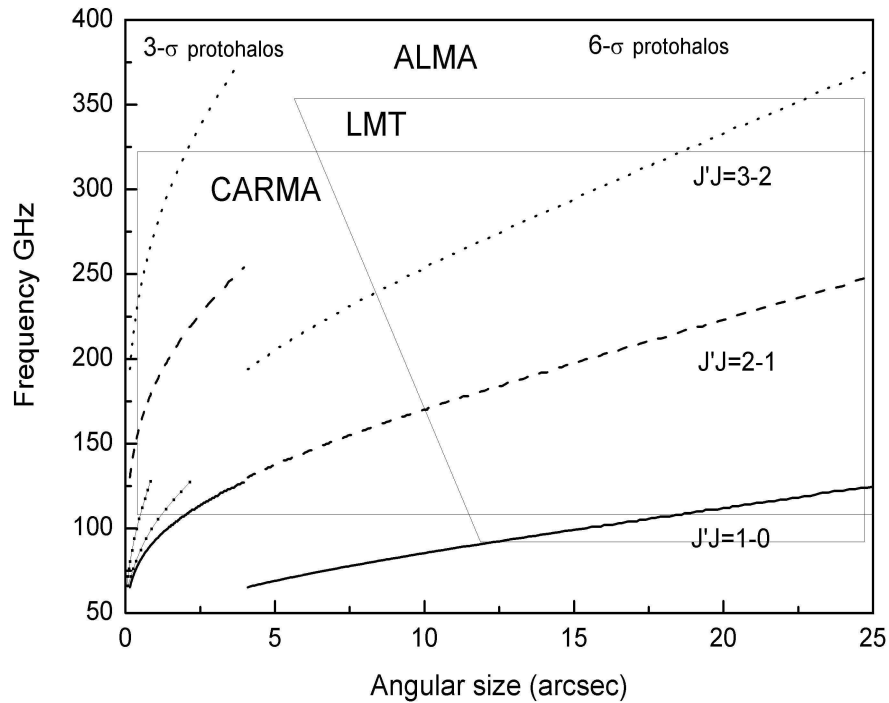


Figura 5.5: Relación entre el tamaño angular  $\Delta\theta$  de protonubes  $3\sigma$  y  $6\sigma$  alcanzando su máximo de expansión en  $20 < z < 40$  y la frecuencia corrida al rojo de las tres transiciones rotacionales más bajas de la molécula HD (para la transición 3-2,  $\lambda_0 = 37.7\mu\text{m}$ ; para la 2-1,  $\lambda_0 = 56.2\mu\text{m}$  y para la 1-0,  $\lambda_0 = 112.1\mu\text{m}$ ). Las líneas delgadas con cuadros corresponden a nubes frías colapsadas  $3\sigma$  (curva superior) y  $6\sigma$  (curva inferior) en el mismo rango de corrimientos al rojo, pero solamente para la transición más baja. Las cajas indican cualitativamente las regiones en las cuales LMT/GTM y CARMA operarán. ALMA cubrirá casi todo el plano graficado.

## 5.4. Resumen y Perspectivas

La esperanza de detectar señales del final de las llamadas “edades oscuras” ha promovido una gran actividad teórica y observacional. La observación de protoestructuras a alto  $z$  antes de que éstas colapsen y se dispare la formación estelar ciertamente nos ayudará a limitar los escenarios de formación de estructuras. Una posibilidad de tales observaciones está basada en las fluctuaciones espectroespaciales en la temperatura de la RCF producidas por dispersión resonante elástica de fotones de la RCF por moléculas localizadas en protoestructuras moviéndose con velocidad peculiar. Esta forma de búsqueda de anisotropías secundarias por moléculas de LiH ha sido infructuosa (de Bernardis et al 1993 [24]). Como Bougleux & Galli 1997 [12] han mostrado, las abundancias de la molécula LiH y sus profundidades ópticas en líneas rotacionales son demasiado pequeñas para producir fluctuaciones detectables en la temperatura de la RCF.

En este trabajo hemos investigado las fluctuaciones espectroespaciales en la temperatura de la RCF debido a la dispersión resonante elástica por moléculas de HD. Para esta molécula, la contribución principal a la profundidad óptica viene de la transición rotacional base  $(J' - J)=(1 - 0)$ , debido a que los niveles rotacionales altos de la molécula HD están escasamente poblados en épocas tempranas. En el caso de la molécula LiH, la mayor parte de la contribución a la profundidad óptica viene de transiciones rotacionales entre niveles de alto valor de  $J$ . La longitud de onda en reposo de la transición  $(J' - J)=(1 - 0)$  del HD es  $112.1 \mu\text{m}$ . Por lo tanto, para  $z = 20 - 40$  debe ser observada en longitudes de onda  $\approx 2 - 4.5 \text{ mm}$ . Para transiciones rotacionales más altas, las longitudes de onda son menores.

Hemos llevado a cabo cálculos con el fin de estimar las profundidades ópticas del HD y las correspondientes amplitudes de las fluctuaciones espaciales-espectrales en la temperatura de la RCF producidas por protoestructuras en movimiento. Primero hemos calculado la evolución cinemática-química detallada para la molécula HD en el medio homogéneo expandiéndose y enfriándose adiabáticamente, suponiendo abundancias BBN estándares. En seguida calculamos las profundidades ópticas en líneas rotacionales puras de HD para perturbaciones de masa (protoestructuras) en su máximo de expansión bajo la suposición de que las fracciones relativas de HD,  $x_{HD}$ , dentro de estas protoestructuras son similares a las fracciones calculadas para el medio homogéneo a una dada  $z$ . El modelo top hat esférico y la cosmología  $\Lambda\text{CDM}$  de concordancia fueron usados para calcular los correspondientes  $z$ 's al máximo de expansión, los tamaños y velocidades peculiares para diferentes valores de la masa y de la altura del pico de las perturbaciones primigenias.



Una vez que las profundidades ópticas para las primeras tres transiciones rotacionales base fueron calculadas, se estimaron las correspondientes fluctuaciones  $\Delta T/T$ . Además se estimaron  $\tau_\nu$  y  $\Delta T/T$  para nubes de gas frío dentro de halos de materia oscura fría colapsados, pero bajo ciertas suposiciones y usando resultados de la fracción relativa de HD de un cálculo crudo de Galli & Palla 2002 [43].

Los principales resultados de este estudio son los siguientes:

- La fracción relativa de la molécula HD,  $x_{\text{HD}}$ , como puede verse de la figura 5.1, se incrementa en el medio homogéneo en expansión por un factor de  $\approx 400$  desde  $z = 300$  hasta corrimientos al rojo bajos ( $z \sim 20$  y menores). A  $z$  entre  $40 - 20$ ,  $x_{\text{HD}} \approx 4 - 5 \times 10^{-10}$ . Se espera que estas fracciones se incrementen de manera considerable durante el colapso y enfriamiento del gas dentro de halos de materia oscura fría.

- La profundidad óptica de la primera línea rotacional pura del HD en protoestructuras de alto pico en su máximo de expansión se incrementa con el tiempo. Para la segunda y tercera líneas, las correspondientes  $\tau_\nu$ 's alcanzan un máximo a corrimientos al rojo altos y entonces decrecen fuertemente para valores de  $z$  más bajos. Los rangos de los valores de  $\tau_\nu$  de la línea de transición  $(1 - 0)$  en protoestructuras  $3$  y  $6\sigma$  en su máximo de expansión en el intervalo de corrimientos al rojo  $20 < z < 40$  son aproximadamente  $10^{-7} - 6 \times 10^{-9}$  y  $8 \times 10^{-7} - 2 \times 10^{-7}$ , respectivamente (figuras 5.2 y 5.3). Para el modelo crudo de nubes de gas frío dentro de halos de CDM  $3$  y  $6\sigma$  colapsados, los rangos de  $\tau_\nu$  en el mismo intervalo de corrimientos al rojo son  $8 \times 10^{-4} - 10^{-5}$  y  $2 \times 10^{-2} - 1.3 \times 10^{-3}$ , respectivamente (figura 5.4). Las profundidades ópticas de las líneas rotacionales de HD en protoestructuras son mucho más altas que las correspondientes a la molécula LiH.

- Los intervalos de las frecuencias corridas al rojo y los tamaños angulares típicos en el cielo de las fluctuaciones espectroespaciales debido a líneas rotacionales de la molécula de HD en protoestructuras de alto pico y nubes de gas en halos colapsados caen parcialmente dentro de las ventanas observacionales de los telescopios submilimétricos, tales como GTM/LMT, CARMA y ALMA (figura 5.5). El rango de  $z$ 's considerados fue de  $20 < z < 40$ ; después de esta época las primeras estructuras bariónicas ya se habrán formado con fuentes estelares emitiendo de manera importante. La búsqueda observacional de las fluctuaciones espectroespaciales estudiadas aquí será importante para probar tanto modelos de formación de estructuras cósmicas como la abundancia primordial del deuterio predicha en teorías BBN estándares y no estándares.

- Para el escenario  $\Lambda$ CDM, las amplitudes de las fluctuaciones espectroespaciales producidas por la molécula HD en  $20 < z < 40$  en *protoestruc-*

*turas*, incluso en picos de densidad  $3 - 6\sigma$  verdaderamente raros, son demasiado débiles como para alcanzar el flujo de sensibilidad de los telescopios submilimétricos/milimétricos en construcción. Para el caso de las nubes de gas frío dentro de halos  $\Lambda$ CDM *colapsados* emergentes de picos de densidad  $\sim 6\sigma$ , las amplitudes estimadas, en particular para la línea de transición rotacional más baja, son mucho más grandes y podrían ser detectadas, pero sus tamaños angulares estimados en el cielo son demasiado pequeños para telescopios como el GTM/LMT, pero probablemente cúmulos de tales objetos podrían ser resueltos (los halos de alto pico están fuertemente acumulados). Las fluctuaciones espectroespaciales predichas para nubes frías a alto  $z$  (muy raras en el escenario  $\Lambda$ CDM) caerán dentro de las capacidades observacionales de otros telescopios tales como CARMA y ALMA. Para teorías de BBN no estándares, la abundancia  $[D/H]$  puede ser mucho mayor que la usada aquí. Por ejemplo, en modelos BBN inhomogéneos, se estima que  $[D/H]$  es 10 veces mayor que en la BBN estándar (por ejemplo Lara 2005 [61]). Por lo tanto las profundidades ópticas en líneas de HD presentadas aquí pueden ser un factor de 10 más altas, haciendo de esta forma, detectables las correspondientes fluctuaciones espectroespaciales producidas en el máximo de expansión de los protohalos.

Un estudio más detallado de las fluctuaciones espectroespaciales debidas a las moléculas de HD en nubes de gas colapsando, así como la inclusión de modelos alternativos a la BBN son necesarios con el fin de obtener resultados y predicciones más precisos que los presentados aquí. En este trabajo hemos llevado a cabo cálculos preliminares que muestran la viabilidad de usar las líneas de la molécula de HD en la búsqueda de señales de la formación temprana de estructuras en el universo y/o constreñir teorías cosmológicas.

## Capítulo 6

# Síntesis y Conclusiones

El objetivo de la presente tesis fue hacer un estudio acerca de los minihalos, estructuras oscuras donde, de acuerdo al paradigma cosmológico  $\Lambda$ CDM, se habrían formado los primeros objetos bariónicos y explorar los factores que juegan un papel importante en este proceso, principalmente el enfriamiento del gas primigenio. Nos centramos en particular en el estudio del efecto de la molécula de hidrógeno deuterado (HD) sobre la función de enfriamiento de dicho gas. Analizamos también la posibilidad de detectar a través de la molécula HD algún rastro de la formación de las primeras protoestructuras.

Con el fin de establecer el marco teórico dentro del cual procedió nuestra investigación, en el segundo capítulo presentamos un resumen del contexto cosmológico, remarcando que el modelo cosmológico favorecido según un gran cuerpo de sondeos observacionales es un universo plano de materia oscura fría con constante cosmológica y con una expansión acelerada en el presente ( $\Lambda$ CDM). Vimos cómo la composición bariónica del Universo en expansión consistía en sus inicios prácticamente de sólo hidrógeno y helio; el resto de los elementos se habrían de (trans)formar más tarde en el interior de las estrellas. Este gas primordial no fue completamente uniforme, sino que tuvo pequeñas variaciones en la densidad (producto de su acoplamiento gravitacional con la distribución de materia oscura fría, misma que a su vez tenía perturbaciones debido a las fluctuaciones cuánticas del vacío, presentes en etapas aún más tempranas).

Justamente en el tercer capítulo abordamos la cuestión de la formación de estructuras a partir del campo de perturbaciones primigenio. Es en las

regiones con una densidad mayor al promedio donde habrán de surgir mucho después los primeros objetos luminosos. Estas regiones, que al principio se expanden junto con el universo de fondo, frenan su expansión (en virtud de su mayor densidad) y el proceso se invierte: tenemos así una región colapsando bajo su propia gravedad. Estas regiones consisten principalmente de materia oscura, y al ser el espectro de potencias inicial tal que las estructuras más pequeñas son más densas, entonces las primeras estructuras en colapsar son las de menor masa (minihalos). El gas bariónico dentro de estos minihalos puede en principio seguir colapsando si existen los agentes enfriantes suficientes. De hecho, el gas se calienta originalmente por choques durante el colapso gravitacional del halo oscuro; se vuelve necesario entonces un mecanismo a través del cual el gas se enfríe. En ese ambiente desprovisto de metales, los únicos agentes capaces de enfriar serían los derivados del hidrógeno. En la mayoría de los trabajos acerca de formación de estructuras es el hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ) el principal agente enfriante. Sin embargo, investigaciones recientes han advertido acerca del papel que el HD podría desempeñar, porque tiene características que la vuelven una molécula importante, como por ejemplo, su momento dipolar eléctrico permanente.

A fin de sensar mejor la física de la formación de primeros objetos, en el mismo Capítulo 3, usando un esquema heurístico, reconstruimos un modelo que permite calcular (1) la tasa de formación y supervivencia de los halos en general hasta una época arbitraria  $z$ , (2) estimar la tasa de formación estelar dentro de estos halos, considerando de manera paramétrica muchos de los ingredientes físicos de este proceso (enfriamiento del gas, transformación en estrellas y retroalimentación), y (3) integrar los procesos (1) y (2) en un contexto cosmológico para finalmente dar la densidad de tasa de formación estelar global (por unidad de volumen comóvil),  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ . Con estos modelos es fácil entender la influencia de ciertos parámetros en la predicción de cómo fue la historia de formación estelar global del universo, algo que potencialmente se puede ( $z < 6$ ) o se podrá ( $z > 6$ ) confrontar con las observaciones. Uno de los ingredientes claves es la capacidad de enfriamiento que pueda tener el gas primigenio, jugando un papel importante en esto las moléculas de  $\text{H}_2$  y HD.

Entre los resultados que encontramos con relación a la predicción de  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$ , usando la cosmología  $\Lambda\text{CDM}$  estándar, resaltamos lo siguientes. El formalismo empleado para el cálculo de abundancia de halos, ya sea el original de Press Schechter o el más reciente de Sheth Tormen afecta considerablemente el resultado a altos  $z$ 's (figura 3.4). La función  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  cal-

culada con PS presenta una caída más rápida hacia altos  $z$ 's, efecto que es fácil entender a la luz de algunas consideraciones y figuras que presentamos en el mismo Capítulo 3. En general, la curva  $\dot{\rho}_{SFR}(z)$  tiene un rápido crecimiento de  $z = 0$  hasta  $z \approx 3$  (algo menos que un factor diez), luego tiende a ser más constante y para  $z$ 's mayores a 6 puede seguir creciendo o decrecer dependiendo de la combinación de una serie de factores como podrían ser: la época de completación de la reionización  $z_{reion}$ , la temperatura mínima de enfriamiento del gas primigenio que corresponde a una masa mínima de halos  $M_{min}$  que podrían formar galaxias y estrellas, la normalización de la varianza de las perturbaciones iniciales  $\sigma_8$ , etc. (ver figuras 3.15 y 3.14).

Nuestra conclusión es que el factor clave en toda esta interconexión es la capacidad de enfriamiento del gas primigenio: en un escenario jerárquico donde las estructuras más pequeñas son las más abundantes y las primeras en colapsar, esta capacidad determina en mucho la intensidad de los primeros brotes de formación estelar, mismos que luego provocarán la reionización del Universo, frenando entonces la formación estelar en los halos más pequeños.

En el Capítulo 4 presentamos los resultados de nuestros cálculos de la función de enfriamiento por HD, mismos que fueron hechos para un amplio rango de valores de temperatura cinética ( $T_k$  de 100 a 20 000 K) y de densidad numérica ( $n_H$  de 1 a  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ ) del gas primigenio, considerando por primera vez la estructura rotovibracional de la molécula. La molécula HD es un enfriante eficiente en el medio primordial gracias a que tiene un momento dipolar eléctrico permanente que permite altas probabilidades para las transiciones radiativas rotacionales debidas a sus choques con átomos de hidrógeno y helio. Además la molécula HD es eficientemente producida en la reacción de fraccionamiento química, misma que la lleva a un aumento de su abundancia inicial. El HD puede enfriar el gas primordial a temperaturas debajo de 100 K debido a que tiene transiciones rotacionales dipolares permitidas caracterizadas por energías dos veces menores que aquellas transiciones cuadrupolares del  $\text{H}_2$ . A temperaturas más altas las poblaciones de los niveles vibracionales son importantes y deben ser consideradas en el cálculo del enfriamiento por dos razones: la energía de los cuantos relativamente alta y las altas probabilidades de las transiciones rotovibracionales.

La función de enfriamiento del HD fue calculada incluyendo transiciones radiativas y colisionales dentro de los niveles rotacionales  $J \leq 8$  y los niveles vibracionales  $v \leq 3$ . Las poblaciones de los distintos niveles rotovibracionales se calcularon a partir de la ecuación de balance suponiendo estado esta-

cionario. Encontramos que al incluir los niveles rotovibracionales excitados, el enfriamiento por HD para valores intermedios de temperatura y densidad es mayor respecto al calculado antes tomando en cuenta sólo el nivel vibracional base. Por ejemplo, para  $n_H > 10^5 \text{cm}^{-3}$  y  $T_k > 3000 \text{K}$ , nuestra función de enfriamiento por HD llega a ser mayor a un orden de magnitud más eficiente que lo calculado (y usado para formación de primeros objetos) anteriormente (figura 4.1). Calculamos además la tasa de enfriamiento en la presencia del campo de radiación de fondo para  $z = 10, 30$  y  $100$ . Comparamos también las contribuciones relativas a la función de enfriamiento del HD y el  $\text{H}_2$ . Pudimos ver que para bajas densidades, la contribución del  $\text{H}_2$  es la que domina a todas las temperaturas, mientras que para valores de densidad alta, la contribución del HD es comparable a la del  $\text{H}_2$ , siendo incluso mayor a bajas temperaturas (figura 4.3).

Lo que concluimos es que el enfriamiento por HD muy probablemente afectará los cálculos en diferentes contextos que impliquen una alta densidad, por ejemplo: material denso calentado por choques en halos de materia oscura de tamaño de galaxias enanas, formación de los primeros cúmulos globulares, cúmulos estelares que pueden formarse en pequeños subhalos de materia oscura que después son destruidos por mareas, microcuasares, etapas intermedias de fragmentación del gas, regiones que han sido ionizadas a fracciones electrónicas altas, lo cual puede suceder por la influencia de fuentes ionizantes cercanas o por aniquilación o decaimiento de materia oscura (Ripamonti et al. 2007 [89]). Un comentario adicional es que la eficiencia en la formación estelar se espera sea más alta debido a la nueva función de enfriamiento por HD calculada por nosotros. Estos cálculos no afectan las temperaturas bajas y por ende el valor de la masa mínima, pero si implicarán más enfriamiento en halos de masas un poco mayores, correspondientes a temperaturas viriales entre 3000 y 10 000 K.

En el Capítulo 5 investigamos la posibilidad de observar rastros de formación de protoestructuras al final de la llamada “época oscura”, a través de las fluctuaciones espectroespaciales en la temperatura de la radiación cósmica de fondo ocasionadas por la dispersión de fotones por líneas resonantes de la molécula HD presente en protohalos moviéndose con una cierta velocidad peculiar. Las líneas resonantes son ideales para el estudio de la evolución de estructuras cósmicas durante su etapa lineal o de las primeras fases de su colapso, antes de que se dispare la formación estelar. La molécula HD tiene dos ventajas en este caso: 1) es formada rápidamente en el gas primigenio homogéneo a  $z \approx 150$ , a través de canales similares a los del  $\text{H}_2$  y

puede alcanzar abundancias relativamente altas en tales épocas; 2) el rango de longitudes de onda de las transiciones rotacionales de esta molécula es muy adecuado para su observación. Las primeras tres transiciones pueden ser detectadas entre 1 y 3 mm si las líneas son producidas a  $z \approx 30$ , valores típicos para la época de formación de las primeras estrellas de acuerdo a resultados numéricos y semianalíticos. Existen varios proyectos de telescopios que observarán en tales longitudes de onda, entre ellos el Gran Telescopio Milimétrico recientemente inaugurado en México.

Para cumplir nuestro objetivo hicimos cálculos detallados de la evolución cinemática y química para el HD en el medio homogéneo (considerando 16 especies involucradas en la formación del HD) y lo aplicamos a perturbaciones (protohalos) en el punto de máxima expansión con sus respectivos movimientos peculiares. Estimamos la profundidad óptica de las 3 primeras líneas rotacionales puras del HD en protohalos  $3$  y  $6\sigma$ . Se usó el modelo top hat esférico para calcular la época, la densidad y el tamaño de las perturbaciones de masa en su máxima expansión. Las velocidades peculiares se calcularon en la aproximación lineal, válida para las épocas tempranas consideradas aquí.

Encontramos que las profundidades ópticas a la RCF de las líneas del HD (figuras 5.2 y 5.3) son más altas que los correspondientes al LiH, molécula que antes se proponía como viable para este tipo de estudios. Encontramos también que, tanto los rangos de las frecuencias corridas al rojo (se consideró  $20 < z < 40$ ) como de tamaños angulares típicos en el cielo de las fluctuaciones espectroespaciales producidas por las líneas del HD en la RCF, caen parcialmente dentro de la ventana de observación de telescopios como CARMA y ALMA y GTM/LMT. Sin embargo, en el escenario  $\Lambda$ CDM, las amplitudes de dichas fluctuaciones son demasiado débiles como para alcanzar la sensibilidad de los mencionados telescopios. Hicimos entonces los mismos cálculos pero para nubes de gas frío dentro de halos ya colapsados y vimos que en el caso de picos de densidad  $6\sigma$ , las amplitudes estimadas, en particular para la línea de transición rotacional más baja, son mucho mayores (figura 5.4) y pueden ser detectadas, aunque su tamaño angular estimado en el cielo es demasiado pequeño para telescopios como el GTM/LMT (figura 5.5), pero posiblemente se podrían observar cúmulos de estos objetos (los halos de alto pico están fuertemente acumulados). La buena noticia es que las fluctuaciones predichas para las nubes de gas frío caen dentro de las capacidades de telescopios como CARMA y ALMA (figura 5.5).

La búsqueda observacional de las fluctuaciones espectroespaciales estudiadas aquí será de gran importancia para probar tanto modelos de formación de estructuras cósmicas como la abundancia primordial predicha por teorías de nucleosíntesis estándar y no estándar.



# Bibliografía

- [1] Abel T., Anninos P., Zhang Y., Norman M.L., 1997, *New Astron.* 2, 181
- [2] Abel T., Anninos P., Norman M., Zhang Y., 1998, *ApJ*, 508, 518
- [3] Abel T., Bryan G., Norman M.L., 2000, *ApJ*, 540, 39
- [4] Abgrall H., Roueff E., Viala Y., 1982, *A&AS*, 50, 505
- [5] Astier P., 2006, *A&A*, 447, 31
- [6] Avila–Reese V., Firmani C., Vázquez-Semadeni E., 2003, *RevMexAA (SC)*, 17, 66
- [7] Bahcall N.A., Ostriker J.P., Perlmutter S., Steinhardt P.J., 1999, *Science*, 284, 1481
- [8] Bardeen J.M., Bond J.R., Kaiser N., Szalay A.S., 1986, *ApJ*, 304, 15
- [9] Barkana R., Loeb A., 2001, *Phys. Rep.*, 349, 125
- [10] Barkana R., Loeb A., 2002, *ApJ*, 578, 1
- [11] Barkana R., Loeb A., 2005, *MNRAS*, 363, L36
- [12] Bougleux E., Galli D., 1997, *MNRAS*, 288, 638
- [13] Bromm V., Clarke C., 2002, *ApJ*, 566, L1
- [14] Bromm V., Copi P.S., Larson R.B., 2002, *ApJ*, 564, 23
- [15] Bromm V., Larson R.B., 2004, *ARAA*, 42, 79
- [16] Bromm V., Loeb A., 2006, *ApJ*, 642, 382
- [17] Bryan, Norman, 1998

- [18] Carroll S.M., Press W.H., Turner E.L., 1992, *ARAA*, 30, 499
- [19] Cen R., Ostriker J.P., 1992, *ApJ*, 399, L113
- [20] Choudhury T.R., Srianand R., 2002, *MNRAS*, 336, L27
- [21] Ciardi B., Ferrara A., 2005, *Space Science Reviews*, 116, 625
- [22] Dalgrano A., McCray R.A., 1972, *AR&A*, 10, 375
- [23] Dalgrano A., Roberge W.G., 1979, *ApJ*, 233, L25
- [24] de Bernardis P. et al., 1993, *A&A*, 269, 1
- [25] Dubrovich V.K., 1977, *SvA Lett.*, 3, 128
- [26] Dubrovich V.K., 1983, *Bull. Spec. Astrophys. Obs. North Caucasus*, 13, 31
- [27] Dubrovich V.K., 1993, *Astronomy Letters*, 19, 53
- [28] Dubrovich V.K., 1997, *A&A*, 324, 27
- [29] Eddington A.S., 1930, *MNRAS*, 90, 668
- [30] Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A.R., 1962, *ApJ*, 136, 748
- [31] Einstein A., 1917, in *Sitzungsberichte der Preuischen Akademie der Wissenschaften. Phys.-math.Klasse*, 142
- [32] Eisenstein D.J. et al., 2005, *ApJ*, 633, 560
- [33] Fan X., Strauss M.A., Schneider D.P., Becker R.H., White R.L., 2003, *AJ*, 125, 1649
- [34] Firmani C., Avila-Reese V., Ghisellini G., Tutkov A. V., 2004, *ApJ*, 611, 1033
- [35] Firmani C., Ghisellini G., Ghirlanda G., Avila-Reese V., 2005, *MNRAS*, 360, 1
- [36] Firmani C., Avila-Reese V., Ghisellini G., Ghirlanda G., 2006, *MNRAS*, 372, 28
- [37] Flower D.R., Roueff E., 1999, *MNRAS*, 309, 833
- [38] Flower D.R., 2000, *MNRAS*, 318, 875

- 
- [39] Flower D.R., Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., 2000, MNRAS, 314, 753
- [40] Flower D.R., Pineau des Forets G., 2001 MNRAS, 323, 672
- [41] Fuller T.M., Couchman H.M.P., 2000, ApJ, 544, 6
- [42] Galli D., Palla F., 1998, A&A, 335, 403
- [43] Galli D., Palla F., 2002, Planetary and Space Science, 50, 1197
- [44] Gao L., White S.D.M., Jenkins A., Frenk C.S., Springel V., 2005, MNRAS, 363, 379
- [45] Giavalisco M. et al., 2004, ApJ, 600, L103
- [46] Gnedin N.Y., 1996, ApJ, 456, 1
- [47] Guth A.H., 1981, Phys. Rev. D, 23, 347
- [48] Haiman Z, Thoul A.A., Loeb A., 1996, ApJ, 464, 523
- [49] Hogan C.J., Rees M.J., 1979, MNRAS, 188, 791
- [50] Hollenback D., McKee C.F., ApJ, 342, 306
- [51] Hopkins A.M., Beacom J.F., 2006, ApJ, 651, 142
- [52] Horellou C., Berge J., 2005, MNRAS, 360, 1393
- [53] Hudson M.J., Smith R.J., Lucey J.R., Schlegel D.J., Davis R.L., 1999, ApJ, 512, L79
- [54] Hudson M.J., Smith R.J., Lucey J.R., Branchini E., 2004, MNRAS, 352, 61
- [55] Hughes D.H., 2005, RevMexAA (SC), 23, 97
- [56] Johnson J.L., Bromm V., 2006, MNRAS, 366, 247
- [57] Kamaya H., Silk J., 2003, MNRAS, 339, 1256
- [58] Khlopov M.Yu., Rubin S.G., 2004, "Cosmological Pattern of Microphysics in the Inflationary Universe", Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- [59] Kravtsov A.V., Yepes G., 2000, MNRAS, 318, 227

- [60] Kuhlen M., Madau P., 2005, *MNRAS*, 363, 1069
- [61] Lara J.F., 2005, *Phys.Rev. D*, 72, 023509
- [62] Lahav O., Lilje P.B., Primack J.R., Rees M.J., 1991, *MNRAS*, 251, 128
- [63] Lauer T.R., Potsman M., 1994, *ApJ*, 425, 418
- [64] Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Flower D.R., 1999, *MNRAS*, 305, 802
- [65] Le Petit F., Roueff E., Le Bourlot J., 2002, *A&A*, 390, 369
- [66] Lepp S., Shull J.M., 1984, *ApJ*, 280, 465
- [67] Lipovka A., Núñez-López R., Avila Reese V., 2005, *MNRAS*, 361, 854
- [68] Mac Low M.M., Shull J.M., 1986, *ApJ*, 302, 585
- [69] Mahmood A., Devriendt J.E.G., Silk J., 2005, *MNRAS*, 359, 1363
- [70] Maoli R., Melchiorri F., Tosti D., 1994, *ApJ*, 425, 372
- [71] Maoli R., Ferrucci V., Melchiorri F., Signore M., Tosti D., 1996, *ApJ* 457, 1
- [72] Maoli R. et al., 2004, *ESA SP-577*, 293 (aph/0411641)
- [73] Martin P.G., Schwarz D.H., Mandy M.E., 1996, *ApJ*, 461, 265
- [74] Mashchenko S., Couchman H.M.P., Sills A., 2006, *ApJ*, 639, 633
- [75] Nakamura F., Umemura M., 2002, *ApJ*, 569, 549
- [76] Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1997, *ApJ*, 490, 493
- [77] Núñez-López R., Lipovka A., Avila-Reese V., 2006, *MNRAS*, 369, 2005
- [78] Oh S.P., Haiman Z., 2003, *MNRAS*, 346, 456
- [79] Omukai K., Nishi R., 1999, *ApJ*, 518, 64
- [80] O’Shea B.W., Norman M.L., 2007, *ApJ*, 654, 66
- [81] Padmanabhan T., 1993, “Structure Formation in the Universe”. Cambridge University Press.

- [82] Palla F., Galli D., Silk J., 1995, *ApJ*, 451, 44
- [83] Peebles P.J.E., 1993, "Principles of Physical Cosmology". Princeton University Press
- [84] Press W.H., Schechter P., 1974, *ApJ*, 187, 425
- [85] Puy D., Alecian G., Le Bourlot J., Leorat J., Pineau des Forets G., 1993, *A&A*, 267, 337
- [86] Puy D., Signore M., 2002, *AIP Conf.Pro.*, 616, 346, (aph/0108512)
- [87] Reed D.S., Bower R., Frenk C.S., Gao L., Jenkins A., Theuns T., White S.D.M., 2005, *MNRAS*, 363, 393
- [88] Riess G.A. et al., 2004, *ApJ*, 607, 665
- [89] Ripamonti E., Mapelli M., Ferrara A., 2007, *MNRAS*, 375, 1399
- [90] Ripamonti E., 2007, *MNRAS*, 376, 709
- [91] Roueff E., Flower D.R., 1999, *MNRAS*, 305, 353
- [92] Roueff E., Zeppen C.J., 1999, *A&A*, 343, 1005
- [93] Sasaki S., 1994, *PASJ*, 46, 427
- [94] Schuecker P., Caldwell R., Bohringer H., Collins A., Guzzo L., Weinberg N., 2003, *A&A*, 402, 53
- [95] Seljak U. et al., 2005, *Phys. Rev. D.*, 71, 103515
- [96] Shapiro P.R., Kang H., 1987, *ApJ*, 318, 65
- [97] Shaw G., Ferland G.J., Abel N.P., Stancil P.C., van Hoof P.A.M., 2005, *ApJ*, 624, 794
- [98] Shchekinov Yu., 1986, *SvAL*, 12, 211
- [99] Shchekinov Yu.A., Vasiliev E.O., 2006, *MNRAS*, 368, Issue1, 454
- [100] Sheth R.K., Tormen G., 1999, *MNRAS*, 308, 119
- [101] Somerville R.S., Primack J.R.m Faber S.M., 2001, *MNRAS*, 320, 504
- [102] Spergel D.N. et al., 2003, *ApJSS*, 148, 175

- [103] Spergel D.N. et al., 2006, ApJ Submitted (aph/0603449)
- [104] Springel V. et al., 2005, Nature, 435, 629
- [105] Stancil P.C., Lepp S., Dalgarno A., 1996, ApJ, 458, 401
- [106] Stancil P.C., Lepp S., Dalgarno A., 1998, ApJ, 509, 1
- [107] Sunyaev R.A., Zel'dovich Ya.B., 1970, Ap&SS, 7, 3
- [108] Tegmark M., Silk J., Rees M.J., Blanchard A., Abel T., Palla F., 1997, ApJ, 474, 1
- [109] Tiné S., Lepp S., Dalgarno A., 1998, in "Memorie della Societa Astronomia Italiana", 69, 345
- [110] Uehara H., Inutsuka S., 2000, ApJ, 531, L91
- [111] Varshalovich D.A., Khersonskii V.K., 1976, Sov. Astronn Lett., 2, (6)227
- [112] Varshalovich D.A., Ivanchik A.V., Petitjean P., Srianand R., Ledoux C., 2001, Astronomy Letters, 27, 683
- [113] Vasiliev E.O., Shchekinov Yu.A., 2006, New Astron Submitted (aph/0604403)
- [114] Wang L., Steinhardt P.J., 1998, ApJ, 508, 483
- [115] Weil M.L., Pudritz R.E., 2001, ApJ, 556, 164
- [116] White S.D.M., Springel V., 2000, in "The First Stars", FSProc.MPA/ESO, p. 327 (astro-ph/9911378)
- [117] Willick J.A., 1999, ApJ, 522, 647
- [118] Yoshida N., Abel T., Hernquist L., Sugiyama N., 2003, ApJ, 592, 645
- [119] Yoshida N., 2006, New Astronomy Reviews, 50, 19
- [120] Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., Abel T., 2006, ApJ, 652, 6
- [121] Yoshida N., Oh S.P., Kitayama T., Hernquist L., 2006, ApJ Submitted (aph/0610819)

- 
- [122] Zaroubi S., 2002, Invited Review. The proceedings of the XIII Rencontres de Blois "Frontiers of the Universe", L. M. Celnikier, et al. (Editors), p. 65. (aph/0206052)
- [123] Zel'dovich Ya.B., 1978, SvA Lett., 4, 88