CIEA/2002/G-8

Formación de Estructura en el Universo

Tonatiuh Matos
(Dated: July 14, 2002)

En este curso se desarrolla la teoría estandard de formación de estructura en el Universo de una manera sencilla, dando prioridad a los conceptos cualitativos. Se comentan los resultados, éxito y preguntas abiertas actuales del modelo de ΛCDM.

PACS numbers:

I. EL UNIVERSO OBSERVADO

La idea que tenemos del universo ha ido cambiando con el tiempo y ha sido diferente para las diversas culturas que ha habido en el mundo. Por ejemplo, los antiguos Toltecas pensaban que de la gran fuerza divina, llamada el gran Tloque-Nahuaque, nació la primera pareja de dioses, Ometecuhtli y Omecihuatl, señores de la dualidad, que a su vez crearon a los dioses que crearon al mundo. Los hombres fueron hechos de diferentes materiales hasta llegar a la mejor opción para los dioses, que fue un hombre hecho de maíz. En esta cosmogonía, el universo es hecho por unos dioses que prueban y ensayan, que no son infalibles. La dualidad crea cambio y es un concepto fundamental de esta cosmogonía. En la religión cristiana, en cambio, el universo fue hecho por un solo dios omnipotente y perfecto, que no comete errores, que no se equivoca. El mundo fue hecho en solo siete días, junto con todos los seres que conocemos. El universo se creo desde el principio así y no se puede cambiar. Casi todas las religiones y por ende, casi todas las cosmogonías antiguas, colocan al hombre en el centro del universo, como lo más importante que fue creado por dios o por sus dioses. No fue sino hasta los descubrimientos de Nicolás Copernico que esta imagen cambio. Al poner al sol en el centro de nuestro sistema planetario, la tierra deja de ser el centro del universo. Pero aun así, nuestro sistema planetario podría seguir siendo el centro del universo. Sin embargo, las observaciones del universo con telescopios más grandes demostraron que el sol es solo una de las miles de millones de estrellas que habitan nuestra galaxia y no está en el centro de la galaxia. Es mas, nuestra galaxia es una de las miles de millones de galaxias que pueden verse con los telescopios actuales. Bueno, pero aun quedaba la idea romántica de que las estrellas, los planetas, los astros, estaban hechos de lo mismo que nosotros y todo el universo estaba hecho de los mismos elementos que nosotros. Esto nos ponía en el centro de atención, en un centro especial del universo en el sentido que nosotros podíamos ver, oír, tocar el universo y el resto del cosmos no lo puede hacer. Lo que vamos a ver aquí, es que la materia de la que estamos hechos nosotros y los astros, es apenas una minúscula parte de la materia del universo. La sustancia real del universo, la sustancia de la que esta hecho realmente el universo, no la conocemos, es hasta hoy, un misterio.

Otra idea que ha predominado en el pensamiento humano, es la idea de un universo homogéneo e isotrópico. Siempre ha sido claro que la homogeneidad y la isotropia del universo se encuentra sólo hasta determinado nivel. Nosotros, la tierra, el sol, la galaxia, somos evidentes anisotropias del universo. Sin embargo, no quedaba claro desde que nivel el universo podría considerarse isotrópico. Ahora conocemos que las anisotropias son muy importantes y llegan a niveles gigantescos. Entender el universo con estas características ha sido y es el reto de la astrofísica de nuestros días y es principalmente el objetivo de este curso. El objetivo del curso no es dar los detalles sobre las teorías y modelos que son objeto de estudio en la actualidad, sino dar una introducción y una idea a los no expertos, del estado actual de estas teorías y modelos del universo, mostrar cuales han sido los avances y cuales las preguntas abiertas del entendimiento que tenemos ahora del cosmos.

II. FORMACIÓN DE ESTRUCTURA: EL TRATAMIENTO NEWTONIANO

En esta sección vamos a hablar del tratamiento Newtoniano de formación de estructura. Vamos a iniciar así, ya que las ideas básicas de los tratamiento Newtoniano y relativista son muy parecidas. De hecho, uno puede explicar los resultados básicos de la formación de estructura sólo usando el tratamiento Newtoniano y es eso lo que haremos en esta sección. Acudiremos al tratamiento ralativista solo en algunos casos necesarios. Para un estudio mas profundo de este tema, incluyendo el tratamiento relativista en detalle, se pueden consultar los libros de Peebles [1], Coles and Lucchin [2], Padmanabhan [3], etc. Vamos a iniciar explicando la idea fundamental, luego daremos las ecuaciones que rigen el sistema y finalmente, usando sus soluciones, llegaremos a las conclusiones requeridas para la formación de estructura.

La idea fundamental es la siguiente. Recordemos que la formación de estructura esta dominada por la fuerza gravitacional, la cual es una fuerza atractiva. La hipótesis inicial consiste en suponer que existe un mecanismo que nos brinda una serie de fluctuaciones iniciales, las cuales evolucionaran hasta formar la estructura. Los modelos inflacionarios han brindado una solución a esta hipótesis. Las fluctuaciones cuánticas del inflaton son multiplicadas por el proceso inflacionario, brindando las fluctuaciones de densidad requeridas para el momento inicial de la formación de estructura. A partir de este momento es la fuerza de gravitación la que determina la evolución de estas fluctuaciones primordiales. La gravitación, entonces, provoca que las regiónes en donde hay una mayor concentración de materia (una fluctuación positiva de densidad), jale gravitacionalmente, debido a ser una región de mayor cantidad de masa, cada vez una cantidad mayor de materia de sus alrededores, como se muestra en la figura 1 Consecuentemente, los alrededores de la fluctuación positiva, perderán cada vez mas una mayor cantidad de materia, provocando así una fluctuación negativa de densidad. Es muy parecido a lo que pasa en el mundo con el fenómeno de los países pobres y de los países ricos. Los países ricos, debido a sus capitales cada vez mayores, invierten cada vez más y más dinero en tecnología y en nuevos productos, ganando así más y más mercados, mientras que los países pobres, debido a su falta de liquidez, no invierten en tecnología, ni en ciencia básica, obligándose cada vez más a comprar tecnologías y productos de los países ricos, perdiendo cada vez más capitales y mercados. La pregunta ahora es si estas fluctuaciones, con esta idea tan simple, verdaderamente reproducen el universo observado. La respuesta a esta pregunta ha dado paso una hipótesis novedosa sobre el contenido del universo. Si solo usamos la materia observada, la respuesta es no. Por eso ha sido necesario introducir otro tipo de materia que provoque las fluctuaciones necesarias para reproducir el universo observado. Lo sorprendente es que ahora tenemos una enorme cantidad de observaciones que confirman la existencia de este nuevo tipo de materia que llamamos Materia Obscura.

El tratamiento clásico entonces, consiste en considerar a la materia del universo como un fluido hidrodinámico en el universo en expansión. Las fluctuaciones de este fluido evolucionarán en el universo en expansión y colapsarán debido a su atracción gravitatoria. El tratamiento relativista es diferente. En este caso no solo el fluido hidrodinámico fluctúa, sino también el espacio tiempo, que es el causante de la interacción gravitacional. En el tratamiento relativista se escriben las ecuaciones linearizadas de Einstein de una perturbación de la métrica, escribiendo del lado derecho la perturbación linearizada del fluido hidrodinámico. El resultado es que el tratamiento clásico y el relativista dan resultados cualitativamente semejantes para un universo dominado por materia. Para el caso de un universo dominado por radiación, el resultado vuelve a ser semejante para fluctuaciones más pequeñas que el tamaño del horizonte en el momento del desacople materia radiación. Solo es cualitativamente diferente para el caso de una fluctuación mayor al tamaño del horizonte. Este caso lo veremos solo cualitativamente (el lector interesado en profundizar en este tema puede consulte libros especializados como [2**?**, 3]). Iniciemos el tratamiento Newtoniano introduciendo las ecuaciones básicas de la hidrodinámica. Estas son, la ecuación de continuidad, que es básicamente la ecuación de la conservación de la masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{1}$$

donde ρ es la densidad del fluido y $\mathbf{v}$ su velocidad. La ecuación de movimiento, que es básicamente la segunda ley de Newton aplicada al fluido

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla \phi \tag{2}$$

donde p es la presión del fluido y ϕ el potencial de campo gravitaciónal actuando sobre el fluido. La ecuación del campo gravitacional esta dada por la ecuación de Poisson

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \tag{3}$$

donde G es la constante de gravitación. Finalmente la ecuación de la estadística del sistema puede estar dada por la conservación de la entropía, esta es

$$\frac{\partial s}{\partial t} + s\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{4}$$

Ecuaciones (1), (2), (3) y (4) representan un sistema lineal de ecuaciones de segundo grado que deberemos resolver para obtener la información que necesitamos. El siguiente paso es decirle al sistema que el fondo del fluido es homogéneo, salvo las fluctuaciones que va a formar después a la estructura. Para introducir esta simplificación, vamos a escribir $\rho \to \rho_0 + \delta\rho$, $\mathbf{v} \to \mathbf{v}_0 + \delta\mathbf{v}$, etc. y así con todas las cantidades que fluctúan. Para nuestro estudio, vamos a iniciar primero con las fluctuaciones lineales, esto es, con fluctuaciones en donde las cantidades con una δ sean suficientemente pequeñas como para despreciar términos cuadraticos. Por supuesto, este no es siempre el caso, para cuando esta aproximación ya no sea valida, tendremos que resolver el sistema completo. Pero iniciemos con el caso lineal. Lo que obtenemos, es un conjunto de ecuaciones para las cantidades ρ_0, $\mathbf{v}_0$, etc. y otro sistema para las cantidades perturbadas $\delta\rho$, $\delta\mathbf{v}$, etc. El sistema para las cantidades con subíndice 0 es el mismo que el original, pero sin términos cuadraticos. La ecuación para la entropía nos dice simplemente que la densidad de entropía se conserva, es decir, que $s_0 = const.$ El resto del sistema también se puede resolver. El sistema para las cantidades perturbadas es

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + 3H\delta\rho + H\mathbf{x}\cdot\nabla\delta\rho + \rho_0\nabla\cdot\delta\mathbf{v} &= 0 \\
\frac{\partial \delta\mathbf{v}}{\partial t} + H\delta\mathbf{v} + H\mathbf{x}\cdot\nabla\delta\mathbf{v} &= -\frac{v_s^2}{\rho_0}\nabla\delta\rho - \nabla\delta\phi \\
\nabla^2\delta\phi &= 4\pi G\delta\rho
\end{aligned} \tag{5}$$

en donde ya hemos introducido la expansión del universo, $\mathbf{v} = \mathbf{x}H$, con H el parametro de Hubble $H = (\ln a)^{\cdot}$,

FIG. 1: Idea principal de formación de estructura. Observen como las regiones donde se juntó un poco más de densidad debido a la fuerza gravitacional, tenderán a crecer. Con el tiempo se junta más y más materia en las regiones mas densas, aumentado su densidad más y más, a costa de quitar materia a las regiones menos densas, provocando la concentración de materia en regiones localizadas.

siendo a el factor de escala del universo y $\dot{} = \partial/\partial t$. Tambien hemos introducido aquí la relación termodinámica

$$\begin{aligned} \delta p &= \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_\rho \delta s + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \delta\rho \\ &= v_s^2 \delta\rho \end{aligned}$$

ya que la entropía se conserva. El sistema (5) ya es lineal y en principio puede resolverse. Vamos a iniciar con un ejemplo sencillo que será de gran utilidad para darnos una idea de como puede integrarse el sistema. Vamos a suponer un sistema que no esté en expansión. En tal caso $H = 0$. Substituimos este valor para H y obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \delta\mathbf{v} &= 0 \\ \frac{\partial \delta\mathbf{v}}{\partial t} &= -\frac{v_s^2}{\rho_0}\nabla\delta\rho - \nabla\delta\phi \\ \nabla^2\delta\phi &= 4\pi G\delta\rho \end{aligned} \qquad (6)$$

Para resolver el sistema, vamos a aplicar el operador nabla a la segunda ecuación de (6), luego substituimos la primera y la tercera ecuación de (5) en el resultado y obtenemos una ecuación solo para la fluctuación de la densidad, esta es

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_s^2\nabla^2 - 4\pi G\rho_0\right]\delta\rho = 0 \qquad (7)$$

Toda ecuación diferencial se resuelve a través de un ansatz. Usemos el ansatz $\delta\rho = \delta\rho_o \exp(i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t))$, o sea, supongamos que la densidad de fluctuación se dispersa como ondas. El resultado es la ecuación de constricciones

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G\rho_0 \qquad (8)$$

donde k es la norma del vector de onda $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda de la pertubación. Podemos reescribir la ecuación (8) como

$$\omega^2 = 4\pi^2 v_s^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{G\rho_0}{\pi v_s^2}\right)$$

la cual define naturalmente una longitud de onda $\lambda_j = \sqrt{\pi v_s^2/G\rho_0}$ llamada la longitud de Janes. Ahora observemos la solución general de la ecuación (7), esta depende del valor que tome ω. Si ω es real, esto es, si la fluctuación que se forma es menor que la longitud de Janes $\lambda < \lambda_j$, entonces la solución para la fluctuación es una superposición de ondas, ondas sonoras en el fluido que a lo largo de un tiempo se disipan. Pero si la frecuencia ω es imaginaria, es decir, si la fluctuación que se formo es mayor a la longitud de Janes, la solución puede ser creciente, la fluctuación entonces crece formando un objeto cada vez mayor. Esta ecuación ha sido muy exitosa en describir la formación de objetos estelares y planetarios.

Ahora veamos que pasa en un Universo en expansión. En este caso H no es cero y esperamos que la expansión del fluido disminuya la posibilidad de formar fluctuaciones crecientes. Para este caso un ansatz conveniente es $\delta\rho = \rho_1(t)\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}/a)$, $\delta\mathbf{v} = \mathbf{v}_1(t)\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}/a)$, etc. Si substituimos este ansatz en (5), lo que se obtiene es

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_1}{dt} + 3H\rho_1 + i\frac{\rho_0}{a}\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_1 &= 0 \\ \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} + H\mathbf{v}_1 + i\frac{\rho_1}{a}\left(\frac{v_s^2}{\rho_0} - 4\pi G\frac{a^2}{k^2}\right)\mathbf{k} &= 0 \\ \phi_1 + 4\pi G\frac{a^2}{k^2}\rho_1 &= 0 \end{aligned} \qquad (9)$$

Para poder resolver este sistema es conveniente rotar el sistema coordenado, de tal forma que la propagación de la fluctuación sea en la dirección de uno de los ejes. Para hacer esto, descomponemos el vector $\mathbf{v}_1 = \lambda\mathbf{k} + \mathbf{v}_2$, donde $\mathbf{v}_2$ es un vector perpendicular al vector de propagación de onda $\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_2 = 0$. En términos del vector $\mathbf{v}_2$, la ecuación (9) se modifica como

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_1}{dt} + 3H\rho_1 + i\frac{\rho_0}{a}k^2\lambda &= 0 \\ \frac{d\lambda}{dt} + H\lambda + \frac{i}{a}\left(\frac{v_s^2}{\rho_0} - 4\pi G\frac{a^2}{k^2}\right)\rho_1 &= 0 \end{aligned} \qquad (10)$$

además de una ecuación para la velocidad $\mathbf{v}_2$ dada por $d\mathbf{v}_2/dt + H\mathbf{v}_2 = 0$, cuya solución es $\mathbf{v}_2 = \mathbf{V}/a$. Esto implica que los modos perpendiculares al vector de onda se eliminan con la expansión del universo, cuando a crece. Si usamos el hecho que $\rho_0 \sim 1/a^3$, observemos que la primera ecuación de (10) se puede escribir tambien como

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) = -\frac{ik^2\lambda}{a}.$$

El sistema (10) se puede tratar como en los casos anteriores, esto es, combinando las dos ecuaciones de (10), se obtiene

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + 2H\frac{d\delta}{dt} + \left(v_s^2\frac{k^2}{a^2} - 4\pi G\rho_0\right)\delta = 0 \qquad (11)$$

donde hemos definido la densidad de contraste $\delta = \rho_1/\rho_0$. Esta ecuación es fundamental para el entendimiento de la evolución de las fluctuaciones primordiales. Aquí vale la pena hacer una pausa para explicar con mas detalle el concepto de la densidad de contraste. Para hacerlo, vamos a hacer una analogía. En el mercado cambiario se tienen fluctuaciones de la cotización de las monedas cada día. Por ejemplo, un día el dólar puede estar a L1000 liras italianas pero un día después la cotización puede ser L1010 liras y al día siguiente a L990 etc. (la lira ya no existe, pero supongamos que si por un momento). Esto quiere decir que hubo una fluctuación de L20 en dos dias. Sin embargo, el contraste de densidad de la lira fue de $20/1000 = 0.0\,2$. De la misma forma, las cotizaciones del dólar en pesos podrían ser, por ejemplo, un día de \$9.30, al día siguiente de \$9.20 y un día después de \$9.40, las fluctuaciones del valor del dólar en pesos son de \$0.20, cien veces menores que las fluctuaciones del dólar en liras, que son de L20. Sin embargo, el contraste de densidad del peso es de $0.20/9.30 = 0.021$, muy parecido al del contraste de densidad de la lira. Es por eso que el contraste de densidad es una medida mas adecuada para medir las fluctuaciones de algo.

Ahora estamos en posición de resolver la ecuación (11). Vamos a iniciar con la época en la que domina la materia, esto es, después del tiempo de la recombinación, cuando la radiación se "enfrió" y los fotones dejan de interactuar con los electrones. En estas épocas, la materia se comporta como un polvo con presión cero. La solución de la ecuación de Friedman es $a \sim t^{2/3}$, $\rho \sim t^{-2}$, $v_s^2 = 0$, y por tanto $H = \frac{2}{3}1/t$. Entonces la ecuación (11) se transforma en

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + \frac{4}{3}\frac{1}{t}\frac{d\delta}{dt} - \frac{2}{3}\frac{1}{t^2}\delta = 0 \qquad (12)$$

Las soluciónes de esta ecuación son $\delta \sim 1/t$, modos que desaparecen conforme avanza el tiempo, y $\delta \sim a$, modos que crecen proporcionalmente a la expansión del universo. Este es un resultado importante, porque nos dice que la densidad de contraste en un universo dominado por materia crecerá proporcionalmente a la expansión del universo. Entonces esperamos que las fluctuaciones que darán vida a las galaxias, los cúmulos de galaxias, etc. tienen su origen en algún momento, pero se desarrollan en la época de la materia.

Análogamente podemos ver que pasa cuando la radiación era dominante. En este caso $p = 1/3\rho$, $a \sim t^{1/2}$, $\rho \sim t^{-2}$, $v_s^2 = 1/3$, la ecuación de fluctuaciones se trasforma en

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} + \frac{1}{t}\frac{d\delta}{dt} + \left(\frac{A}{t}k^2 - \frac{3}{8}\frac{1}{t^2}\right)\delta = 0 \qquad (13)$$

donde A es una constante. Esta ecuación solo tiene soluciones oscilantes decrecientes, es decir, las fluctuaciones no se forman, oscilan y después desaparecen. Esto no es ninguna sorpresa, en un campo de radación se espera que cualquier concentración de materia sea dispersado por los choques entre la radiación y las partículas. Esto nos dice que si las fluctuaciones tienen que crecer para formar galaxias, estas solo lo pueden hacer durante la época cuando dominaba la materia. En la época cuando la radiación domina la estructura material del universo, no hay posibilidades para que estas fluctuaciones se formen y crezcan. Sin embargo, un análisis relativista puede demostrar que si hay un tipo de fluctuaciones que crecen durante la dominación de la radiación. Estas fluctuaciones son las que su tamaño inicial es mas grande que el tamaño de la región que esta en contacto causal. Si una fluctuación es suficientemente grande, mas grande que la región del horizonte de eventos que la contiene, entonces las partículas en la fluctuación no tienen tiempo de saber de la interacción de la radiación y estas fluctuaciones logran sobrevivir al impacto de los fotones, como se muestra en la figura 2

Pero como estas fluctuaciones son muy grandes, solo formaran estructura muy grande. Se sabe que estas fluctuaciones ayudan a la formación de supercúmulos y de estructura mayor, pero no a la formación de galaxias.

Lo que sigue ahora es comparar estos resultados con las observaciones. En los últimos 20 años, varios grupos de astrónomos han catalogado una enorme cantidad de galaxias, haciendo verdaderos mapas del universo cercano [3]. La primera conclusión a la que han llegado es sobre la forma de la función de correlación de las galaxias. Vamos a explicar esto. Si $\xi(r)$ es la probabilidad de encontrar dos galaxias a una distancia r una de otra en un volumen V, dado que ya hay una galaxia, entonces se encuentra de esos mapas, que esta probabilidad esta dada por $\xi_{g,g}(r) \sim (5/r)^{1.8}$ para distancias $r < 20h^{-1}Mpc$. Para cúmulos de galaxias se encuentra que $\xi_{c,c}(r) \sim (26/r)^{1.8}$ para distancias $r < 100h^{-1}Mpc$, y para superclusters el resultado es $\xi_{sc,sc}(r) \sim (60/r)^{1.8}$ para distancias $r < 300h^{-1}Mpc$ [1]. Esta probabilidad es fundamentalmente el promedio del producto de la densidad de contraste de las galaxias, es decir, $\xi(r) = \langle\delta(x)\delta(x+r)\rangle = 1/V\int d^3x\delta(x)\delta(x+r)$. Es conveniente expandir esta probabilidad en series de Fourier, así se define

$$P(k) = 1/V\int d^3x\xi(x)\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})$$

Utilizando el teorema de convolución, se puede ver que la probabilidad ξ se puede escribir como

$$\xi = \frac{V}{(2\pi)^3}\int d^3k \mid \delta_k \mid^2 \exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})$$

donde δ_k son los coeficientes de la expansión de Fourier de la densidad de contraste $\delta = V/(2\pi)^3\int d^3k\delta_k\exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x})$. Esto quiere decir que la densidad de contraste y los coeficientes de Fourier de la probabilidad, están relacionadas como

$$\langle\delta^2\rangle \;=\; \frac{V}{2\pi^2}\int \mid \delta_k \mid^2\, k^2dk$$

FIG. 2: En una fluctuación mas grande que el tamaño del horizonte que la contiene, la densidad de contraste aumenta, aunque en ella domine la radiación. Debido al tamaño de la fluctuación, la region que esta fuera del contacto causal del resto de la materia en la fluctuación, si logra colapsarse y la radiación no puede impedir su crecimiento. Para un analisis matemático de estas fluctuaciones, es necesario un tratamiento ralativista.

$$= \frac{V}{2\pi^2}\int P(k)k^2 dk$$

El ansatz mas común para la función $P(k)$ es suponer que esta función tiene un comportamiento de ley de potencias, es decir $P(k) = \mid \delta_k \mid^2 = k^n$. Al número n se le llama número expectral. En tal caso, se pueden hacer las integrales para obtener que $\langle\delta^2\rangle \sim k^{n+3}$. Recordemos que k es el numero de onda de la perturbación, es decir $k = 2\pi/\lambda$, donde λ es la longitud de la perturbación. Eso quiere decir que la masa metida dentro de la perturbación es $M \sim \lambda^3 \sim 1/k^3$. Esto es lo mismo a decir que $k \sim M^{-1/3}$, por lo que $\delta_k \sim M_k^{-(n+3)/6}$.

Antes de la época de recombinación, el universo se encontraba en un estado en donde dominaba la radiación. Recordemos que en esta época $\delta \sim t \sim a^2$ y la masa contenida dentro de una región causalmente conectada, dentro del horizonte, evolucionaba como $M_{Hor} \sim t^{3/2} \sim a^3$, es decir $a \sim M_{Hor}^{1/3}$. Un espectro muy especial se obtiene de la siguiente consideración. Vamos a calcular la densidad de contraste de una fluctuación de numero de onda k, esta estará dada por $\delta_k \sim a^2 M_k^{-(n+3)/6}$en la época cuando dominaba la radiación. Sin embargo, en el momento cuando el tamaño de la fluctuación es del tamaño del horizonte de eventos que la contiene, la fluctuación tendrá una densidad de contraste $\delta_k \sim M_k^{2/3} M_k^{-(n+3)/6} = M_k^{-(n-1)/6}$. Ahora imaginemos que el número expectral es $n = 1$. En ese caso, todas las fluctuaciones tendrán la densidad de contraste $\delta_k = 1$ al cruzar su horizonte de eventos, no importando de que numero de onda k se trate. Hay una invariancia de escala para estas fluctuaciones. A este espectro se le conoce como el espectro de Harrison-Zeldovich [1]. Este espectro es importante porque al parecer el universo tiene fluctuaciones que son casi invariantes de escala. Las simulaciones numéricas que se han hecho hasta ahora indican que $n \approx 0.94$, eso es casi uno.

Ahora comparemos nuestros resultados con las observaciones. Los astrónomos han utilizado las mapas de galaxias que se han elaborado en los últimos años para deducir la densidad de contraste de las diferentes estructuras. Se sabe que las estructuras como cúmulos de galaxias y galaxias tienen una densidad de contraste de aproximadamente la unidad. Lo que vamos a hacer ahora es calcular de que temaño deberían de ser las fluctuaciones primordiales, es decir, las fluctuaciones que se generaron después de la recombinación, para poder lograr crecer hasta formar galaxias. Como ya vimos, en la época en que se desarrollan las fluctuaciones es esencialmente la época en que domina la materia. En esta época el crecimiento de las fluctuaciones es proporcional al factor de escala, la cual es una solución de la ecuación (12), es decir $\delta \sim a = 1/(1+z)$, donde z es el corrimiento al rojo, lo que es lo mismo que $\delta|_{hoy}/\delta|_{rec.} = a|_{hoy}/a|_{rec.}$. Si normalizamos $a|_{hoy} = 1$, $(z = 0)$, obtenemos que $\delta|_{rec.} = a|_{rec.} = 1/(1+z|_{rec.})$. Como la recombinación se llevo a cabo en $z \approx 1300$, se obtiene que las fluctuaciones primordiales deben de ser del orden de $\delta|_{rec.} \approx 10^{-3}$.

Comparemos este resultado con alguna observación. Sabemos que después de la recombinación los fotones ya no interactuaron con ningún tipo de materia, ellos han viajado por el universo sin ser modificados. Entonces es posible saber la forma y la amplitud de las fluctuaciones primordiales por la huella que dejaron estas fluctuaciones en la radiación de fondo. La manera de hacerlo es la siguiente. En una expansión adiabatica, la densidad de entropía por numero de bariones permanece constante $\sigma/n_B \sim T^3_{fotones}/n_B = const.$ Vamos a suponer primero que la materia bariónica formo la estructura que observamos. Esta es la hipótesis mas natural que podemos proponer para la formación de estructura, puesto que toda la materia que conocemos esta hecha fundamentalmente de bariones, por ser las partículas mas pesadas de la materia estable conocida. Siguiendo esta hipótesis, entonces la densidad de contraste de la materia es proporcional a la densidad de contraste de los bariones,

$$\delta|_{rec.} = \frac{\delta\rho}{\rho}|_{rec.} \sim \frac{\delta n_B}{n_B}|_{rec.} = 3\frac{\delta T^3_{fotones}}{T^3_{fotones}}$$

Como los fotones ya no interactuaron con nada después de la recombinación, la densidad de contraste en esta época debería de verse reflejada en las fluctuaciones de la rediación de fondo. Esperaríamos entonces que las fluctuaciones de la radiación de fondo fueran del orden de $A = \delta T^3_{fotones}/T^3_{fotones} \approx 10^{-3}$. A principios de la década de los 90's fue lanzado el satélite COBE para medir con gran precisión las fluctuaciones de la radiación de fondo. Lo que COBE observó fue realmente una sorpresa para muchos, las amplitudes de las fluctuaciones de la rediación de fondo eran $A < 10^{-5}$, lo cual no concordaba con el resultado esperado [4]. Esto estaba en desacuerdo con la propuesta de que la materia obscura esta hecha de bariones. Si no esta hecha de bariones, entonces ¿de que esta hecha? La siguiente hipótesis que podemos proponer es que la meteria que formó la estructura esta hecha de neutrinos masivos. Los neutrinos se desprendieron de la interacción de las partículas muy temprano, cuando la materia todavía estaba dominada por la radiación. Los neutrinos contribuyen a la formación de estructura a muy grande escala y contribuyen a la estructura a pequeña escala solo si su masa es mayor a $20eV$. Observaciones en del Supercamiocande y observaciones solares han llegado a la conclusión de que los neutrinos tienen masa mucho menores que $10eV$, por lo que ahora se descarta que los neutrinos sean esencialmente contribuyentes a la pequeña estructura del Universo [5]. Lamentablemente el modelo Estándar de partículas de Weimberg-Salam ya no tiene ningún otro buen candidato para resolver el problema de la estructura en el Universo. Hay que acudir entonces a algún tipo exótico de materia. Esto condujo a una pregunta, si la materia no esta hecha de materia barionica o neutrinos, entonces ¿de que esta hecha?

III. MATERIA OBSCURA

Los últimos años han sido muy emocionantes en cosmología, han pasado muchas cosas nuevas. En este capitulo vamos a resumir los hallazgos de estos últimos años y veremos como no es posible evitar el postular dos tipos de materia exóticos que puedan resolver el problema de la formación de estructura del universo.

Como ya vimos, es necesario postular algo diferente a la materia común que conocemos, que logre formar la estructura del universo. La primera pregunta que nos podemos hacer es si hay evidencias observacionales de esta materia. La respuesta es sí. En los años 30's, el astrónomo suizo F. Zwiky observo que en el cumulo de Coma había aparentemente un déficit de masa [6], al ver que las galaxias en el cumulo se movían con velocidades demasiado elevadas, las cuales no se podían explicar con la masa observada en el telescopio de Zwiky. Estas observaciones quedaron un tanto olvidadas hasta que en la década de los 70's Vera Rubin y sus colaboradores observaron algo semejante en galaxias [7]. Lo que Vera Rubin observó es lo siguiente. Utilizando observaciones de varias galaxias en el óptico, ellos calcularon el contenido de materia de las galaxias. Después, usando el corrimiento al rojo del movimiento de las estrellas que "entran" y "salen" de la galaxia debido a su rotación, pudieron calcular con mucha precisión las velocidades tangenciales (velocidades de rotación) de las estrellas. Luego compararon el resultado de ambas observaciones y encontraron una discrepancia entre las dos observaciones, como el mostrado en la figura 3 El resultado fue que debería de haber una cantidad enorme de materia no visible en las galaxias, para que la galaxia se pudiera mantener en equilibrio. Un resultado semejante al de Zwiky, pero ahora visto en galaxias. En la actualidad se han observado miles de galaxias comprobando que la discrepancia es diferente en cada galaxia, pero esta existe normalmente. En cúmulos galácticos la discrepancia es semejante que en galaxias, pero más pronunciada.

Observaciones en el gas intergalactico de los cúmulos muestra el mismo resultado. Debido a la fuerza de gravedad entre galaxias, el gas que se encuentra entre las galaxias en los cúmulos, se calienta. Este calentamiento es proporcional al monto total de la materia que se encuentra en le cúmulo. El resultado es que la temperatura del gas también muestra un déficit de materia con respecto a la materia luminosa. Ambos resultados coinciden bien, dando como resultado que la contribución total de la materia no visible o materia obscura, comparada con la densidad critica del universo es de 35% (la densidad critica de universo es la densidad que determina si el universo es cerrado o abierto). Otra observación en la misma dirección consiste en observar la curvatura de la luz que pasa cerca de una galaxia. La luz curva su trayectoria debido a la masa total del objeto cercano a la trayectoria. Usando estas observaciones en lentes gravitacionales, se ha llegado exactamente a la misma conclusión. Sin embargo, observaciones con telescopios ópticos y con radiotelescopios, que pueden detectar la presencia de polvo frío en las galaxias, mostraron que la densidad de materia barionica no es mayor que 1% de la densidad critica.

Si somos optimistas, podemos tomar los limites obtenidos de observaciones en la formación de la materia primordial. Durante la formación de los elementos primordiales, se puede ver que en si, solo pudieron formarse fundamentalmente hidrogeno, algo como un 75% y helio, como un 25%, en los primeros momento del universo. También se formo un poco de deuterio, un isótopo del hidrogeno. La formación del deuterio depende fuertemente de la cantidad de bariones que había en ese momento en el universo. El deuterio se destruye formando helio 4, pero para eso debe haber suficiente cantidad de protones que lo desintegren. Entre mas protones hay, menos deuterio habrá. El deuterio no se puede sintetizar de ninguna forma en la naturaleza, por lo que todo el deuterio que existe entre las galaxias y las estrellas, se formó durante la nucleosíntesis primordial. Esto implica que la presencia de deuterio entre las estrellas o entre las galaxias es un indicador de la cantidad de protones (bariones) en el origen del universo. Entre mas deuterio se encuentre, menos protones debió haber habido. Las observaciones muestran que la contribución de la densidad de masa de los bariones, debe ser a lo mas de 5% la densidad critica del universo, o no hay forma de explicar la presencia del deuterio observado. Esta observación no esta de acuerdo con las observaciones en cúmulos galácticos, a menos que exista algún tipo de materia que no interviene en la destrucción del deuterio, pero que si contribuye gravitacionalmente a la formación de estructura.

IV. MATERIA OBSCURA FRIA, CALIENTE, TIBIA...

En el ámbito cosmológico también existen evidencias muy fuertes de la existencia de la materia obscura. Dos de estas evidencias son las siguientes. La primera consiste en la observación en la radiación de fondo del universo. En los últimos años, varios grupos de astrónomos han identificado con mucha precisión la forma del espectro de fluctuaciones de dicha radiación. En la época de la recombinación, las fluctuaciones más grandes que el tamaño del horizonte en ese momento, no se vieron afectadas por ningún fenómeno externo debido a que no

FIG. 3: Discrepancia mostrada en la galaxia NGC2903 debido a la observación en su materia luminosa y la observación en las velocidades de rotación, usando corrimiento al rojo de sus estrellas. La velocidad debido a la materia luminosa, mostrada con la linea continua, se calcula usando la segunda ley de Newton, donde la masa se obtiene por observaciones opticas y con radiotelescopio de la materia de la galaxia.

se podía poner en contacto causal a toda la fluctuación en ese momento. Sin embargo, las fluctuaciones que casi eran del tamaño del horizonte en ese momento, empezaron a sentir poco a poco las vibraciones debido a intercambios "sonoros" en la fluctuación. Esto estimula el tamaño de la fluctuación que esta cerca del tamaño del horizonte. Pero para las fluctuaciones que son menores que el tamaño del horizonte en ese momento, el fenómeno de destrucción debido a la radiación, hace que esas fluctuaciones decrezcan, por lo que se obtiene que las fluctuaciones que están cerca del tamaño del horizonte a la hora de la recombinación, serán las de mayor tamaño. Se obtiene entonces un pico en el espectro de fluctuaciones. Al espectro de fluctuaciones de la radiación de fondo se le llama "espectro angular de potencias". Este pico en el espectro angular solo depende fundamentalmente del contenido total de materia del universo. Cuando se midió independientemente por los grupos "Maxima" y "Boomerang" a principios del 2000, el resultado fue que la densidad del universo esta muy cerca de ser la densidad critica, es decir, el universo es casi plano [8]. Pero los barinones solo pueden representar 5% de la densidad critica y los cúmulos muestran un contenido de 35% de materia respecto a la critica. ¿Que es el resto de la materia?

Como hemos visto, la existencia de materia obscura esta fuertemente establecida por las observaciones en todos los niveles en el universo [9]. Entonces, para poder descifrar el contenido de la materia, el trabajo se ha separado en dos partes. Por un lado, astrónomos y astrofísicos se han limitado a buscar las características que debe tener la materia obscura y por el otro lado, los físicos de partículas se han dedicado a desarrollar modelos mas allá del modelo estándar de Weimberg y Salam, para encontrar partículas que pudieran tener las características necesarias que se necesitan para un buen candidato a ser materia obscura. Para este fin, vamos a usar los resultados encontrados en el capitulo anterior. Como ya vimos, la materia obscura tiene que ser poco interactuante con el resto de la materia, para que en la época de radiación, las posibles fluctuaciones que se formen no se destruyan por la interacción con esta. Además debería ser fría, para que estas fluctuaciones se desarrollen desde el universo temprano, así, para la época de la recombinación, la densidad de contraste de las fluctuaciones ya habrá logrado un tamaño adecuado. Entonces la primera hipótesis que puede surgir es que la materia obscura es fría y no interactuante. A esta hipótesis se le llama CDM por sus siglas en ingles, Cold Dark Matter. De hecho, la materia barionica podría ser materia obscura fría, pero aquí también se mostró lo inapropiado de la hipótesis. Cuando se hicieron las primeras simulaciones con esta materia colocando la densidad de esta materia igual a la densidad critica, se encontro que este sistema formaba demasiada estructura, como no se ve en el universo. No fue sino hasta que se coloco algo como 30% de la desidad critica de esta materia, que coincidió mas o menos con la formación de estructura que se observa. Sin embargo, algo falló. Cuando se utilizo 30% de la materia critica como materia obscura, el resultado es que si se formaba la estructura observada a grandes tamaños, pero entonces la pequeña estructura no coincidia con la observada. Podía ajustarse un parámetro para obtener la cantidad de estructura observada en tamaños pequeños, pero entonces la estructura a gran escala fallaba. Había que hacer algo. Los astrónomos optaron por dos caminos. El primero consistió en ajustar la estructura a escalas grandes y suponer que la materia obscura no era tan fría, sino tibia. Esto se lograró combinando un poco de materia obscura fría con un poco de materia obscura caliente, como en las llaves de la ducha. Esto permitió formar menor estructura a escalas pequeñas, lo cual ya coincidía con la estructura observada a todas las escalas. Pensaron que el problema estaba resuelto, como se ve en la figura 4 Sin embargo, algo falló. Resulta que la materia obscura tibia no permite la formación de galaxias sino hasta muy tarde. Pero los telescopios muestran galaxias bien formadas hace ya muchísimo tiempo, mas allá de lo predicho por la hipótesis de la materia obscura tibia. El segundo camino a tomar fue suponer que algo impedía la formación de demasiada estructura a pequeña escala. Esto se logra suponiendo que el universo se estuviera expandiendo antes más lentamente que como lo hace hoy. Es decir, que el universo se expandiera aceleradamente. Esta es una hipótesis en la que hay que suponer que existe algún tipo de materia extraña que acelera la expansión del universo, es decir, algún timpo de materia antigravitacional. Si el universo se expande aceleradamente, esto impide la formación de estructura. La hipótesis consistió en suponer que existe una constante cosmológica que provoca justamente este efecto en el universo. La sorpresa llegó a finales de los años noventa. Observaciones en un tipo de supernovas llamadas SNIa dió evidencia muy fuertes de una expansión acelerada del universo [10], del tamaño que justo se necesitaba para que las simulaciones numéricas coincidieran con la estructura observada a todos los niveles del universo. El circulo sé cerro y ahora todo parece coincidir, el modelo de CDM con constante cosmológica, tambien llamado ΛCDM, parece entonces ajustar a las observaciones que se tienen del universo.

FIG. 4: Diferentes hopótesis sobre la formación de estructura. Si solo hubiera materia obscura fría, las observaciones a pequeña escala no ajustarían con el modelo. Un modelo con Materia obscura fría mas materia obscura caliente (Hot), sí ajustaria bien con las observaciones, pero crea galaxias demasiado tarde. Solo el modelo de materia obscura fría mas constante cosmológica logra ajustar bien las observaciones en todas las escalar y logra formar galaxias suficientemente temprano.

V. OBSERVACIONES RECIENTES

Las supernovas del tipo SNIa son sistemas binarios formados originalmente por una enana blanca y una estrella de tamaño normal. La característica de estos sistemas binarios es que la enana blanca se "traga" a la estrella, debido al tremendo campo gravitacional de la enana blanca. La masa de la enana blanca crece constantemente, paro cuando alcanza una masa de 1.4 masas solares, llamado el limite de Chandresekhar, la enana blanca se colapsa provocando una explosión de supernova. La diferencia con otras explosiones de supernovas, es que para el tipo SNIa se conoce entonces la masa de colapso y por tanto su luminosidad de colapso. Conociendo su luminosidad de colapso, se puede calcular muy bien su distancia de la tierra. Los astrónomos entonces comparan la distancia de las estrellas con el corrimiento al rojo de su luz, debido a su velocidad con que se alejan de nosotros. Para galaxias relativamente cercanas, existe una relación simple entre estas dos cantidades llamada la ley de Hubble. Esta es $d = H_0 z$ donde d es la distancia a la que se encuentra la galaxia, H_0 la constante de Hubble y z el corrimiento al rojo de la luz de la galaxia. Pero para galaxias más lejanas, esta relación ya no es valida. Para encontrar la relación correcta hay que conocer tanto d como z con gran precisión. Usando entonces las supernovas SNIa fue posible llegar a la conclusión que el universo no solo esta en expansión, como Hubble pensaba con su relación $d = H_0 z$, sino en expansión acelerada. A la materia que provoca esta expansión acelerada del universo, también se le suele llamar "energía obscura", para diferenciarla de la materia obscura. Entonces se tienen tres tipos fundamentales de materia en el universo: la materia obscura, que es atractiva y la responsable de la formación de estructura en el universo; la energía obscura, que es repulsiva y la causante de la expansión acelerada del universo. Además de la materia normal o barionica, que incluye electrones, protones, etc., toda la materia contenida en el modelo estándar de partículas, de lo que estamos hechos nosotros, las estrellas, los planetas, etc. y que solo representa a lo más, el 5% de la materia del universo.

Los últimos años han sido dedicados en mucho a ajustar los parámetros que tiene el modelo de ΛCDM, llamado así por la presencia de la constante cosmológica. En la actualidad son muchas las observaciones que coinciden con este modelo en el ámbito cosmológico. Por ejemplo, también se han observado los modos restantes del espectro de potencias angulares y estos modos coinciden bien con el modelo. Se tiene que el mejor ajuste para el modelo corresponde a los valores: densidad total del universo, 1+0.02 de la densidad critica. Materia barionica, 0.02 de la densidad critica. Materia obscura, 0.25 de la densidad critica. Energía obscura, 0.73 de la densidad critica. Estos valores ajustan entonces una serie de observaciones muy grande: el espectro de potencias angulares, el espectro de potencias de masa, la densidad total de universo, las observaciones de las supernovas del tipo SNIa, la cantidad de materia observada en cúmulos de galaxias, la cantidad de materia observada en galaxias, la estructura de los halos de las galaxias, las curvas de rotación observadas en galaxias, etc. Como ven, es un modelo muy exitoso, el modelo explica muchas de las observaciones realizadas en los últimos años del universo. Cualquier modelo alternativo debería al menos explicar las observaciones que el modelo de ΛCDM explica.

VI. EXITOS Y PREGUNTAS ABIERTAS DEL MODELO DE FORMACIÓN DE ESTRUCTURA

En este capitulo hablaremos de los problemas que tiene el modelo de ΛCDM. Uno de los problemas más difíciles de resolver en el modelo de ΛCDM es el problema de la constante cosmológica. Este problema tiene varias vertientes. La primera es el problema del ajuste fino del valor de la constante. Los modelos de partículas existentes predicen una constante cosmológica o muy grande, unos 128 ordenes de magnitud mayor a lo observado, o cero. Ambos valores son un desastre para el modelo de ΛCDM. No hay alternativa ni explicación de porque la constante tiene el valor que tiene. Además, según este modelo cosmológico, es necesario ajustar la energía inicial de tal forma que el valor de la constante queda unos 128 ordenes de magnitud de diferencia de las otras energías. Esto provoca que para obtener el valor de la constante cosmológica que ahora medimos, hay que poner unas condiciones iniciales extremas, con números que tienen un uno, varias decenas de ceros después del punto y luego algún otro numero. Estas condiciones tan extremas para las condiciones iniciales, le dan poca credibilidad al modelo, al menos a este nivel. El otro problema de la constante cosmológica es su valor, el cual es un valor cuya contribución a la energía total de universo es del mismo orden del que tiene el de la metería. Esta coincidencia es muy sospechosa y a muchos nos gustaría tener una explicación del porque de esta coincidencia tan espectacular. Un modelo alternativo al modelo de la constante cosmológica, es una constante cosmológica variable (no constante), introducida por P. J. E. Peebles [11], y que también suele conocerse en la literatura como Quintaesencia [12]. La quintaesencia no resuelve los problemas de la constante cosmológica, solo los aminora.

Como ya dijimos, los físicos de partículas se han abocado a diseñar modelos que pudieran contener alguna partícula con las condiciones necesarias para ser materia obscura. En la actualidad el modelo mínimo supersimetrico contiene varias partículas que tienen características muy semejantes a las requeridas por el modelo de ΛCDM. A estas partículas se les suele llamar WIMP's por sus siglas en ingles, Weak Interacting Massive Particles. Todas ellas se comportan con la estadística de partículas de polvo. Sin embargo, estas partículas han presentado dos problemas muy serios. El primer problema es que los colapsos de estas partículas predicen un numero 10 veces mayor de galaxias enanas en los cúmulos de galaxias que los observados [13]. Una solución a este problema, es proponer que no todos los halos de materia obscura que se colapsan forman una galaxia, sobre todo los halos pequeños [14]. Esto podría ser. Pero en tal caso debería ser posible observar 10 veces mas halos obscuros sin materia luminosa, que los observados como galaxias enanas. Estas observaciones se están realizando usando técnicas de lenticulación (lensing) para observar a estos halos sin galaxia. Hay que esperar a los resultados. El otro problema, aun más serio, es que los centros de las galaxias, segun el modelo de ΛCDM, presentan un perfil de densidades de materia obscura demasiado empinado para coincidir con el observado [13]. Las ultimas observaciones de los centros galácticos hechos por Vera Rubin y sus colaboradores, parecen indicar que el modelo de ΛCDM no puede ajustar bien con los centros de las galaxias, ya que las galaxias muestran centros con perfiles de densidad muy suaves, casi constantes o incluso a veces constantes [15]. Si estas observaciones se confirman, nos encontramos entonces ante un modelo excelente en el ámbito cosmológico, pero que falla en la predicción de la forma del centro de las galaxias.

A este problema hay dos alternativas, la primera es suponer que la meteria obscura es fría, pero autointeractuante, por lo tanto ya no pueden ser WIMP's [16]. Esta alternativa resuelve el problema de los centros de las galaxias, pero falla al predecir el numero de galaxias enanas en cúmulos. Aun así, esta alternativa no ha sido descartada, pues esta se puede combinar con la hipótesis de que no todos los halos de materia obscura forman galaxias. Y la otra alternativa cosiste en suponer que la naturaleza de la materia obscura es la de un campo escalar con algún potencial de campo escalar autointeractuante, como el cosh [17]. En este caso, el campo escalar se comporta exactamente como materia obscura fría hasta niveles galácticos, predice muy bien el numero de galaxias enanas, sin acudir a hipótesis adicionales y es diferente a CDM en el centro de las galaxias, ahí se comporta como un halo isotérmico, que parece estar mas de acuerdo con las observaciones hechas por Vera Rubin, como lo muestra en una serie de articulos recientes [15]. En esto estamos trabajando actualmente [17].

Resumiendo, el modelo de ΛCDM es un modelo muy exitoso, que explica muy bien las observaciones del universo en el ámbito cosmológico, pero que presenta algunos problemas en el ámbito galáctico. Ahora el reto es proponer un modelo del universo que pueda explicar bien el universo en su conjunto. Un reto que seguramente conducirá a la ciencia a nuevos horizontes, a nuevos conocimientos, a nueva física. Ya es claro que la física existente no puede explicar el universo en su conjunto, por eso este es un reto para la física actual. De cualquier forma, esta discusión aun no termina y esta en su momento más emocionante. Realmente vale la pena estar ahí para vivirlo.

A. Agradecimientos

Quiero agradecer a los organizadores del evento la invitación para impartir este curso. Este trabajo es parcialmente apoyado por CONACyT Mexico, con el Proyecto 34407-E.

[1] P. J. E. Peebles. *Priciple of Physical Cosmology.* Princeton Series in Physics. Princeton University Press (1993).
[2] P. Coles and F. Lucchin, *Cosmology.The origin and Evolution of Cosmic Structure.* Jhon Wiley & Shons. (1997).
[3] T. Padmanabhan, *Structure formation in the Universe,* Cambridge University Press. (1995).
[4] E. F. Bunn, A. R. Liddle, and M. White, Phys. Rev. D **54**, 5917R (1996); E. F. Bunn and M. White, Astrophys. J. **480**, 6 (1997).
[5] C. Boehm, P. Fayet and R. Schaeffer, astro-ph/0012404.
[6] F. Zwicky. Helv. Phys. Act. **6**, 110 (1933).
[7] V. C. Rubin and W. K. Ford. Astrophys. J. **159**, 379 (1970).
[8] P. de Bernardis *et al.*, *Nature* (London) **404** (2000)955-959. A. Balbi *et al.* , preprint *astro-ph/0005124*.
[9] Neta A. Bahcall, Jeremiah P. Ostriker, Saul Perlmutter and Paul J. Steinhardt, Science **284**, 1481-1488. Varun Sahni, Alexei Starobinsky, to appear in International Journal of Modern Physics D, also at astro-ph/9904398.
[10] B. P. Schmidt, *et al.*, Astrophys. J. **507**, 46 (1998); A. G. Riess, *et al.*, Astron. J. **116**, 1009 (1998); S. Perlmutter *et al.*, Astrophys. J. **517**, 565 (1999).
[11] P.J.E. Peebles and B. Ratra, Astrophys. L. Lett. **325**, (1988)L17; B. Ratra and P.J.E. Peebles, *Phys. Rev. D* **37** (1988)3406.
[12] R. R. Caldwell, R. Dave, and P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **80**, 1582 (1998); L. Wang, R. R. Caldwell, J. P. Ostriker, and P. J. Steinhardt, Astrophys. J. **548**, 33 (2001).
[13] B. Moore, *Nature*, **370**, 629, (1994). R. Flores and J. P. Primack, Astrophys. J, **427**, L1, (1994).
[14] J. S. Bullock, A. V. Kravtsov and D. H. Weinberg. Astrophys. J. **507**, 46 (1998). R. S. Somerville, astro-ph/0107507.
[15] W. J. G. de Blok, S. S. McGaugh, A. Bosma and V. C. Rubin. Astrophys. J. **552**, L23 (2001). S. S. McGaugh,

A. Bosma, V. C. Rubin and W. J. G. de Blok. Astron. J. **122**, 2381 (2001). W. J. G. de Blok, S. S. McGaugh, A. Bosma and V. C. Rubin. Astron. J. **122**, 2396 (2001).

[16] D. N. Spergel and P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. **84**, 3760 (2000); B. D. Wandelt, R. Dave, G. R. Farrar, P. C. McGuire, D. N. Spergel, and P. J. Steinhardt, astro-ph/0006344; C. Firmani, E. D'Onghia, V. Avila-Reese, G. Chincarini, and X. Hernández, MNRAS **315**, L29 (2000); C. Firmani, E. D'Onghia, G. Chincarini, X. Hernández, and V. Avila-Reese, MNRAS **321**, 713 (2001); M. Kaplinghat, L. Knox, and M. S. Turner, Phys. Rev. Lett. **85**, 3335 (2000).

[17] T. Matos and L. A. Ureña-López, Class. Quantum Grav. **17**, L75 (2000). T. Matos and L. A. Ureña-López, Phys. Rev. D **63**, 063506 (2001). T. Matos and F. S. Guzmán, Class. Quantum Grav. **18**, 5055 (2001). L. A. Ureña-López, gr-qc/0104093; L. A. Ureña-López, T. Matos, and R. Becerril, in preparation. M. Alcubierre, T. Matos, and D. Núñez, in preparation. M. Alcubierre, F. S. Guzmán, T. Matos, D. Núñez, L. A. Ureña-López, and P. Wiederhold, gr-qc/0110102.